

С. М. Герасимов, И. Н. Мигулин,
В. Н. Яковлев

ОСНОВЫ
ТЕОРИИ
И РАСЧЕТА
ТРАНЗИСТОРНЫХ
СХЕМ

„Советское радио“

С. М. ГЕРАСИМОВ, И. Н. МИГУЛИН, В. Н. ЯКОВЛЕВ

ОСНОВЫ ТЕОРИИ
И РАСЧЕТА
ТРАНЗИСТОРНЫХ СХЕМ

ИЗДАТЕЛЬСТВО „СОВЕТСКОЕ РАДИО“

МОСКВА 1963

В монографии излагаются основы теории транзисторов как элементов радиотехнических цепей и основы теории схем с транзисторами.

Приводятся систематический анализ усилителей, генераторов синусоидальных колебаний и элементов импульсных устройств, а также методы их инженерного расчета.

Книга рассчитана на научных и инженерно-технических работников, аспирантов и студентов.

С. М. ГЕРАСИМОВ, И. Н. МИГУЛИН, В. Н. ЯКОВЛЕВ

Основы теории и расчета транзисторных схем

Редактор *В. Г. Машарова*

Техн. редактор *В. В. Беляева*

Обложка художника *В. Т. Сидоренко*

Сдано в набор 15/VII-1962 г. Подписано в печать 20/VI-1963 г.

Формат бумаги 84×108¹/₃₂ Объем 34,86 п. л. Уч.-изд. л 34,583

Г-94575

Тираж 20 000

Зак. 2673

Цена в пер. № 5 — 1 р. 83 к.

Типография № 1 Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Широкое внедрение транзисторов в электро- и радиотехнику ставит остро вопрос о необходимости обобщения материалов теории и практики применения транзисторных схем.

В настоящей книге сделана попытка систематизировать вопросы теории транзисторных устройств и разработать методы их инженерного расчета. В ней рассматриваются основы теории и расчет транзисторных усилителей звуковых частот, видеоусилителей и усилителей высокой частоты, генераторов синусоидальных колебаний с независимым возбуждением, автогенераторов и различных типов импульсных схем.

При написании книги в основном были использованы материалы исследований авторов, а также обобщены результаты работ, опубликованных в специальной литературе и периодической печати.

Существенное различие между усилителями, генераторами синусоидальных и генераторами релаксационных колебаний обусловило некоторые различия в характере изложения вопросов теории и расчета указанных устройств.

И. Н. Мигулиным написаны гл. 1—5, С. М. Герасимовым — гл. 6—11, В. Н. Яковлевым — гл. 12—17. Гл. 18 написана С. М. Герасимовым и И. Н. Мигулиным совместно.

Авторы выражают благодарность И. П. Степаненко, С. Я. Шацу, Л. С. Берману, Г. П. Шерову-Игнатьеву и А. Л. Захарову, внимательно просмотревшим рукопись и сделавшим ряд ценных замечаний,

ГЛАВА I

СВОЙСТВА ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

1.1. ТИПЫ ТРАНЗИСТОРОВ

На практике широко используются плоскостные транзисторы, которые по сравнению с точечными имеют более стабильные параметры и значительно меньшую внутреннюю обратную связь. По конструктивным особенностям и способу изготовления плоскостные триоды можно разделить на значительное число типов, отличающихся в основном лишь значениями параметров. По принципу работы они делятся на триоды, у которых электрическое поле внутри базы практически отсутствует, и триоды с сильным полем в базе.

К первой группе относятся широко распространенные сплавные триоды, триоды, получаемые вытягиванием, поверхностью-барьерные и некоторые другие. Их отличительной особенностью является то, что введенные из эмиттера в базу носители зарядов перемещаются в последней без участия электрического поля, а лишь в результате диффузии. Различия параметров обусловлены лишь особенностями формирования $p-n$ переходов, толщиной и удельным сопротивлением области базы.

Ко второй группе относятся все триоды с неравномерным распределением примесей в базе. Последнее вызывает появление в базовой области сильного внутреннего электрического поля, под действием которого и происходит дрейф носителей через базу.

Таким образом, различие между двумя группами транзисторов заключается в неодинаковом механизме движения носителей через базу. В одних этот механизм чисто диффузионный, в других главную роль играет

дрейф во внутреннем электрическом поле. Соответственно у этих групп транзисторов получается и более существенное различие в свойствах.

При использовании триодов в электронных схемах важнее оттенять не особенности технологии их производства, а различие свойств и механизма работы, поэтому целесообразнее ввести классификацию по принципу действия, называя все триоды первой группы диффузионными, а второй дрейфовыми. В дальнейшем будем придерживаться этой классификации, дополняя ее в необходимых случаях теми или другими технологическими особенностями.

Несмотря на отмеченное различие, диффузионные и дрейфовые триоды имеют много общих черт, позволяющих построить и использовать для них единые теорию и методику расчета. Общность рассмотренных приборов состоит прежде всего в том, что все они содержат расположенные на небольшом расстоянии друг от друга два $p-n$ перехода. Управление током происходит в эмиттерном переходе, на который подано напряжение смещения в направлении прямой проводимости. На частотные свойства триодов влияет прежде всего запаздывание, с которым выведенные из эмиттера носители достигают коллекторного перехода. При этом различный механизм движения носителей через базу сказывается лишь на величине времени запаздывания. Качественный характер многих других явлений в диффузионных и дрейфовых триодах также является аналогичным. В зависимости от порядка чередования слоев с проводимостями p и n триоды могут иметь структуру $p-n-p$ или $n-p-n$. В первых из них управляемый ток создается потоком дырок через базу, а у вторых — потоком электронов. Внешние различия между ними состоят в противоположной полярности питающих напряжений. У триодов типа $p-n-p$ на коллектор и базу подаются отрицательные относительно эмиттера напряжения, а у триода $n-p-n$ — положительные. При прочих равных условиях триоды типа $n-p-n$ вследствие более высокой подвижности электронов имеют предельную частоту раза в полтора большую, чем триоды $p-n-p$.

Условные схематические обозначения транзисторов типа $p-n-p$ и $n-p-n$ показаны на рис. 1.1.

Из печати известно, что в последнее время разрабо-

тако значительное количество полупроводниковых приборов других типов, принцип действия которых оказывается совершенно иным. К их числу можно отнести спейзисторы, текнетроны, канальные триоды и ряд других. Возможные области применения и свойства этих

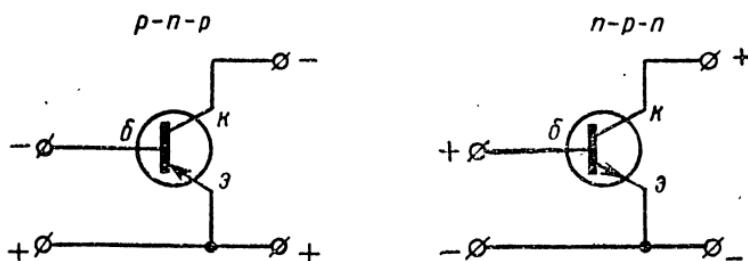


Рис. 1.1. Условное обозначение транзисторов.

приборов еще недостаточно изучены. Кроме того, различие протекающих в них и в транзисторах процессов не позволяет объединить вопросы применения перечисленных устройств рамками одной теории. Последнее обстоятельство заставляет ограничить содержание книги рассмотрением применения в усилителях и генераторах только диффузионных и дрейфовых транзисторов.

1.2. ТРАНЗИСТОР КАК ЭЛЕМЕНТ СХЕМЫ

В схемах усилителей и генераторов транзистор * осуществляет преобразование энергии источника питания в энергию усиливаемых сигналов, генерируемых колебаний или импульсов специальной формы. По характеру зависимости токов от напряжений транзистор является принципиально нелинейным устройством. При различных режимах работы нелинейность проявляется неодинаково: в одних случаях триод ведет себя, как почти линейное устройство, в других же нелинейность выражена очень сильно. Так как триоды имеют три внешних вывода, их следует отнести к нелинейным активным трехполюсникам. Однако большинство практических схем содержит резко разграниченные входные и выходные цепи, имеющие две пары зажимов для соединения с другими устройствами, поэтому транзисто-

* В данной книге термины транзистор, триод и полупроводниковый триод равнозначны.

ры целесообразнее рассматривать как четырехполюсники, причем один из трех зажимов триода будет являться общим для входа и выхода четырехполюсника. Соответственно получаются три возможные схемы включения с общим эмиттером, общей базой и общим коллектором, показанные на рис. 1.2.

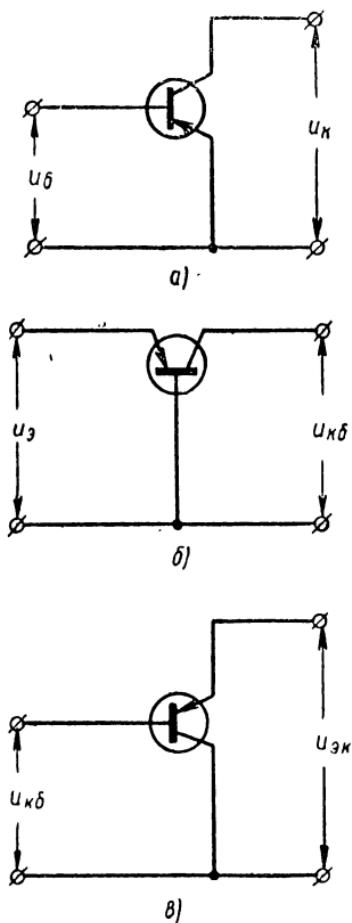


Рис. 1.2. Три схемы включения транзисторов:

a — с общим эмиттером; *b* — с общей базой, *c* — с общим коллектором.

нием и расчетом схем, может решаться аналитическим методом.

Только отдельные вопросы, связанные с определением нелинейных искажений и выбором режима, должны рассматриваться с учетом нелинейности.

Условие малости сигналов в транзисторных усилите-

Во многих генераторах и импульсных устройствах используются нелинейные режимы. Исследование и расчет этих режимов могут производиться методами, разработанными для нелинейных цепей. В частности, можно применять графический, квазилинейный метод, метод кусочной аппроксимации и другие. В усилителях нелинейность триодов является, как правило, нежелательной, и поэтому обычно стремятся использовать такой режим, при котором она минимальна. Кроме того, при малых амплитудах сигналов влияние нелинейности не проявляется, и триод приближенно можно считать линейным устройством. Последнее обстоятельство является чрезвычайно важным, так как позволяет распространить на транзисторы положения хорошо разработанной теории линейных цепей. В частности, большинство задач, связанных с исследованием

лях можно считать выполненным в тех случаях, если максимальные изменения токов не превышают 10—20% от их исходной величины. При этом усилитель всегда можно считать линейным и применять к нему теорию четырехполюсников. Даже при более сильных сигналах, если работа осуществляется в области характеристики без отсечки токов, погрешности расчета с помощью малосигнальных параметров получаются допустимыми.

В транзисторных усилителях, так же как и в ламповых, обычно имеется два вида цепей: одни принимают непосредственное участие в процессах усиления и передачи сигналов, другие являются вспомогательными и служат для обеспечения необходимого режима работы триодов. Вспомогательные цепи чаще всего стараются выполнить таким образом, чтобы они не оказывали существенного влияния на качественные показатели усилителя. В результате этого и в силу линейности усилителя оказывается возможным работу усилительной схемы и вспомогательных цепей питания рассматривать раздельно. В тех же случаях, когда вспомогательные элементы оказывают влияние на прохождение сигналов, их следует учитывать при анализе усилительных свойств.

1.3. ПРИМЕНЕНИЕ ТЕОРИИ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ К АНАЛИЗУ СХЕМ НА ТРАНЗИСТОРАХ

Основным положением теории линейных активных четырехполюсников является то, что независимо от сложности и внутренней конфигурации схемы связь между токами и напряжениями на внешних зажимах однозначно определяется системой из двух линейных уравнений с четырьмя независимыми коэффициентами, причем последние могут быть измерены или вычислены по определенным правилам.

На рис. 1.3 показана принципиальная схема четырехполюсника, у которого на входных зажимах 1—1 действует напряжение \dot{U}_1 и протекает ток \dot{I}_1 , а на выходных зажимах 2—2—напряжение \dot{U}_2 и ток \dot{I}_2 . С точки зрения теории четырехполюсников формально совершенно безразлично, какие две из четырех величин \dot{U}_1 , \dot{I}_1 , \dot{U}_2 и \dot{I}_2 считать независимыми переменными, а какие зависимыми, поэтому уравнения четырехполюсника можно записать в шести системах параметров, каждая из которых может

быть однозначно преобразована в другую. На практике наибольшее распространение получили три системы z - $, h$ - и y -параметров.

В системе z -параметров в качестве независимых переменных выбирают токи, а уравнения для напряжений принимают вид

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U}_1 = \dot{Z}_{11} I_1 + \dot{Z}_{12} I_2, \\ \dot{U}_2 = \dot{Z}_{21} I_1 + \dot{Z}_{22} I_2, \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

в которых все коэффициенты пропорциональности \dot{Z} имеют размерность сопротивления. Эти сопротивления

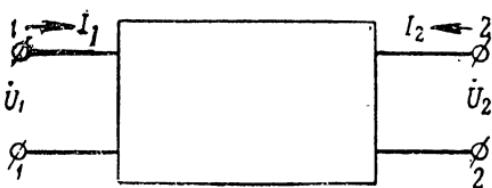


Рис. 1.3. Принципиальная схема четырехполюсника.

легко могут быть определены в режиме холостого хода на входе и выходе.

При разомкнутых выходных зажимах ток $I_2 = 0$ и согласно уравнениям (1.1)

$$\dot{Z}_{11} = \frac{\dot{U}_1}{I_1} \Big|_{I_2=0}; \quad \dot{Z}_{21} = \frac{\dot{U}_2}{I_1} \Big|_{I_2=0}.$$

Аналогично при разомкнутых входных зажимах $I_1 = 0$ и

$$\dot{Z}_{12} = \frac{\dot{U}_1}{I_2} \Big|_{I_1=0}; \quad \dot{Z}_{22} = \frac{\dot{U}_2}{I_2} \Big|_{I_1=0}.$$

В системе h -параметров независимыми переменными являются входной ток I_1 и выходное напряжение \dot{U}_2 . Уравнения четырехполюсника при этом будут иметь вид

$$\left. \begin{array}{l} \dot{U}_1 = \dot{H}_{11} I_1 + \dot{H}_{12} \dot{U}_2, \\ \dot{I}_2 = \dot{H}_{21} I_1 + \dot{H}_{22} \dot{U}_2. \end{array} \right\} \quad (1.2)$$

Здесь коэффициент \dot{H}_{11} имеет размерность сопротивления, \dot{H}_{12} и \dot{H}_{21} — безразмерные и \dot{H}_{22} — размерность

проводимости. Определение их величин производится при разомкнутом входе и закороченном выходе. Замкнув выходные зажимы, получим $\dot{U}_2 = 0$ и из (1.2)

$$\dot{H}_{11} = \frac{\dot{U}_1}{I_1} \Big|_{\dot{U}_2=0}; \quad \dot{H}_{21} = \frac{\dot{I}_2}{I_1} \Big|_{\dot{U}_2=0}.$$

Подобным же образом при разомкнутом входе $\dot{I}_1 = 0$ и

$$\dot{H}_{12} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{I}_1=0}; \quad \dot{H}_{22} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{I}_1=0}.$$

В системе y -параметров в качестве независимых величин принимаются напряжения, и уравнения четырехполюсника записываются в виде

$$\begin{cases} \dot{I}_1 = \dot{Y}_{11}\dot{U}_1 + \dot{Y}_{12}\dot{U}_2, \\ \dot{I}_2 = \dot{Y}_{21}\dot{U}_1 + \dot{Y}_{22}\dot{U}_2. \end{cases} \quad (1.3)$$

Все y -параметры имеют размерность проводимости и определяются при коротком замыкании на входе и выходе. При закороченном выходе $\dot{U}_2 = 0$ и согласно (1.3)

$$\dot{Y}_{11} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_1} \Big|_{\dot{U}_2=0}; \quad \dot{Y}_{21} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_1} \Big|_{\dot{U}_2=0}.$$

Точно так же при замкнутом входе $\dot{U}_1 = 0$ и

$$\dot{Y}_{12} = \frac{\dot{I}_1}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{U}_1=0}; \quad \dot{Y}_{22} = \frac{\dot{I}_2}{\dot{U}_2} \Big|_{\dot{U}_1=0}.$$

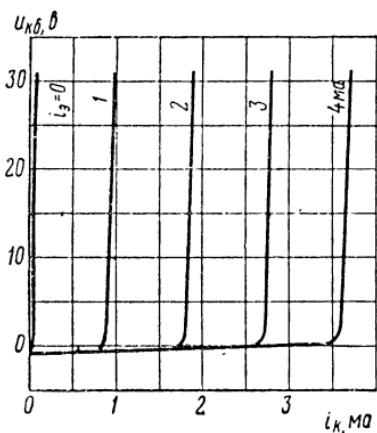
С учетом трех возможных схем включения для транзисторов может быть получено число систем параметров, равное восемнадцати. Однако рассматривать их все нет никакой необходимости. Действительно, все системы параметров описывают в различной форме свойства одного и того же прибора, поэтому использование многих систем вносит только путаницу.

Принципиально для анализа и расчета транзисторных усилителей необходимо выбрать и применять в дальнейшем какую-либо одну систему параметров. Но прежде чем решить вопрос о том, какая система является наиболее удобной, целесообразно кратко рассмотреть самые распространенные из них.

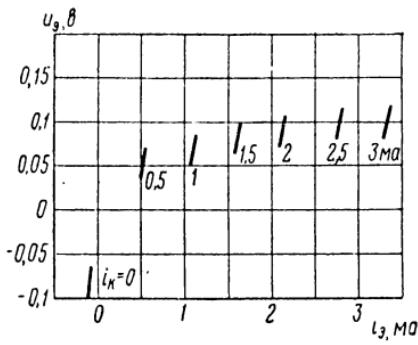
Система z -параметров обычно составляется для схемы включения с общей базой. При работе на низких частотах, не превышающих единиц (иногда десятков) килогерц, все z -параметры, как и параметры других систем, являются активными и не зависят от частоты. В этом случае уравнения напряжений (1.1) можно записать не только в комплексной форме, но и для мгновенных значений

$$\left. \begin{aligned} u_0 &= r_{11}i_0 + r_{12}i_K, \\ u_{K0} &= r_{21}i_0 + r_{22}i_K. \end{aligned} \right\} \quad (1.4)$$

Эти уравнения представляют линеаризованную зависимость напряжений на внешних зажимах триода от



a)



б)

Рис. 1.4. Семейства статических характеристик триода:
а—выходные $u_{K0} = f_1(i_K, i_0)$, б—входные $u_0 = f_2(i_0, i_K)$.

токов электродов, которая более полно может быть представлена графически в виде двух семейств статических характеристик

$$u_{K0} = f_1(i_K, i_0) \text{ и } u_0 = f_2(i_0, i_K)$$

(рис. 1.4). Величины сопротивлений r_{11} , r_{12} , r_{21} и r_{22} определяются с соблюдением условия малости сигналов по небольшим приращениям токов и напряжений и удобно записываются в дифференциальной форме:

$$r_{11} = \frac{\partial u_0}{\partial i_0} \Big|_{i_K=\text{const}} ; \quad r_{12} = \frac{\partial u_0}{\partial i_K} \Big|_{i_0=\text{const}} ;$$

$$r_{21} = \frac{\partial u_{K0}}{\partial i_0} \Big|_{i_K=\text{const}} ; \quad r_{22} = \frac{\partial u_{K0}}{\partial i_K} \Big|_{i_0=\text{const}} .$$

Измерение их должно осуществляться в режиме холостого хода со стороны входных и выходных зажимов. Это не всегда оказывается удобным, так как вследствие большого значения r_{22} осуществление холостого

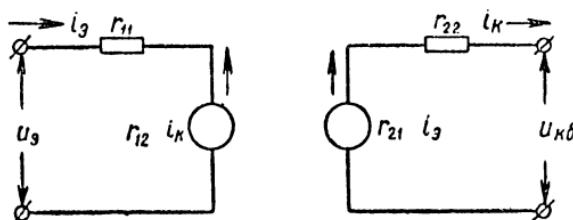


Рис. 1.5. Эквивалентная схема триода в системе r -параметров.

хода по коллекторной цепи затруднительно. Величины r -параметров для большинства маломощных плоскостных триодов находятся примерно в следующих пределах: $r_{11}=50 \div 200$ ом; $r_{12}=40 \div 150$ ом; $r_{21}=0,1 \div 1$ Мом и $r_{22}=0,1 \div 1$ Мом. Соответствующая уравнениям (1.4) электрическая эквивалентная схема показана на рис. 1.5.

Видоизмененным вариантом системы r -параметров являются параметры Т-образной эквивалентной схемы (рис. 1.6). Эта схема представляет упрощенную электрическую

модель транзистора и в известной степени отражает происходящие в нем физические процессы. Последнее объясняет наименования элементов схемы: r_e — сопротивление эмиттера, r_b — сопротивление базы, r_k — сопротивление коллектора и α — коэффициент усиления эквивалентного генератора тока. Определяя описанным выше способом r -параметры схемы (рис. 1.6), получаем:

$$r_{11} = r_e + r_b; \quad r_{12} = r_b;$$

$$r_{21} = r_b + \alpha r_k; \quad r_{22} = r_b + r_k,$$

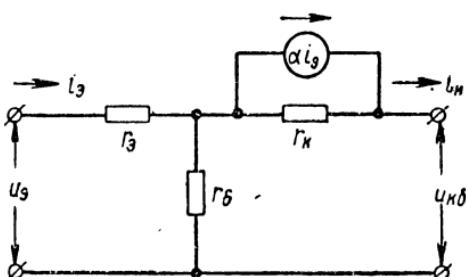
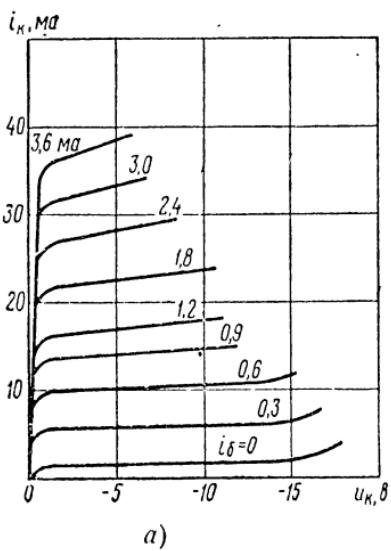


Рис. 1.6. Т-образная эквивалентная схема транзистора.

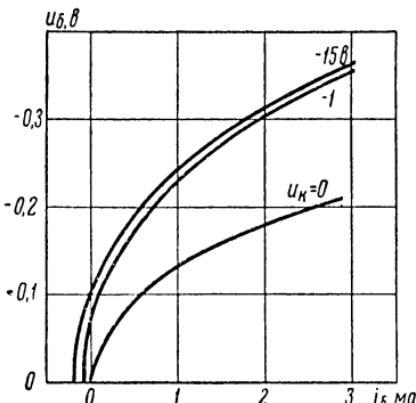
а разрешая последние равенства относительно сопротивлений Т-образной эквивалентной схемы, окончательно находим:

$$\left. \begin{aligned} r_3 &= r_{11} - r_{12}, \\ r_6 &= r_{12}, \\ r_K &= r_{22} - r_{12}, \\ \alpha &= \frac{r_{21} - r_{12}}{r_{22} - r_{12}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.5)$$

Сопротивление эмиттера маломощных триодов в зависимости от режима колеблется в пределах от единиц до сотен ом: r_6 и r_K имеют тот же порядок, что и сопротивления r_{12} и r_{22} , а без-



а)



б)

Рис. 1.7. Семейства статических характеристик триода:
а—выходные $i_K = f_1(u_K, i_6)$, б—входные $i_6 = f_2(i_6, u_K)$.

размерный коэффициент усиления α обычно лежит в пределах $\alpha = 0,9 \div 0,995$.

Система h -параметров иногда вводится для схемы включения триода с общей базой, а значительно чаще для схем с общим эмиттером. На низких частотах уравнения четырехполюсника (1.2) также могут быть записаны для мгновенных значений токов и напряжений

$$\left. \begin{aligned} u_6 &= h_{11}i_6 + h_{12}u_K, \\ i_K &= h_{21}i_6 + h_{22}u_K. \end{aligned} \right\} \quad (1.6)$$

Соответствующие им семейства статических характеристик, представляющих зависимости $i_K = f_1(u_K, i_6)$ и

$u_b = f_2(i_b, u_k)$, показаны на рис. 1.7, а эквивалентная схема — на рис. 1.8. h -параметры определяют при разомкнутом входе и закороченном выходе. Это создает известные удобства, так как оба режима легко осуществимы на практике. Сами же величины h -параметров можно найти по малым приращениям напряжений и токов, записав их в дифференциальной форме:

$$h_{11} = \frac{\partial u_b}{\partial i_b} \Big|_{u_k=\text{const}}; \quad h_{12} = \frac{\partial u_b}{\partial u_k} \Big|_{i_b=\text{const}};$$

$$h_{21} = \frac{\partial i_k}{\partial i_b} \Big|_{u_k=\text{const}}; \quad h_{22} = \frac{\partial i_k}{\partial u_k} \Big|_{i_b=\text{const}}.$$

Параметр h_{11} имеет размерность сопротивления, и его величина в зависимости от режима колеблется в пределах от сотен до тысяч ом, h_{12} — безразмерна отрица-

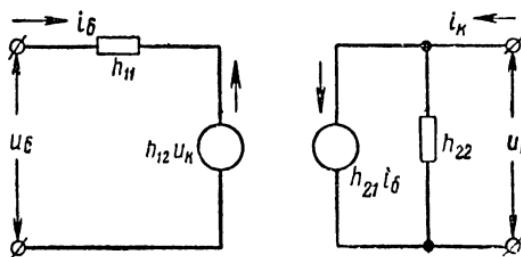


Рис. 1.8. Эквивалентная схема триода
в системе h -параметров.

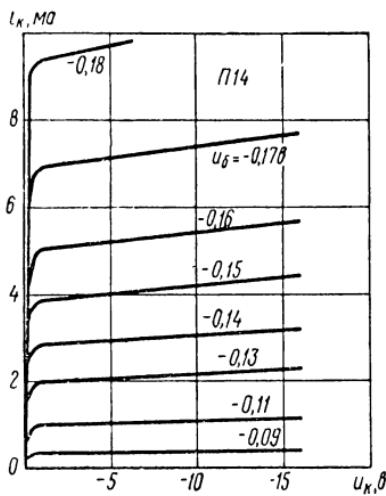
тельная величина; абсолютное значение ее — порядка тысячных долей, h_{21} также безразмерен и бывает порядка от нескольких десятков до сотен и, наконец, параметр h_{22} имеет размерность проводимости и при различных режимах принимает значения от десятков до сотен микромо.

Существенным недостатком h -параметров является то, что вследствие различия их размерности затрудняется составление и анализ эквивалентных схем усилителей.

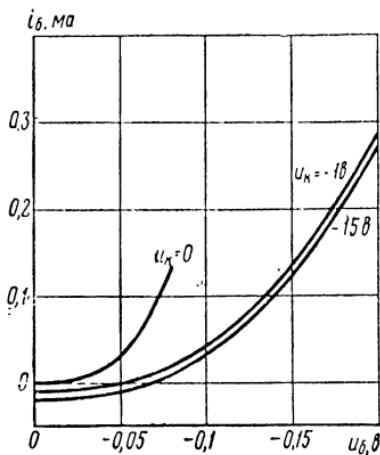
Система y -параметров составляется чаще всего для включения триода по схеме с общим эмиттером. Уравнения токов на низких частотах здесь также могут быть записаны для мгновенных значений

$$\left. \begin{aligned} i_b &= y_{11}u_b + y_{12}u_k, \\ i_k &= y_{21}u_b + y_{22}u_k. \end{aligned} \right\} \quad (1.7)$$

Соответствующие им графические зависимости $i_k = f_1(u_k, u_b)$ и $i_b = f_2(u_b, u_k)$ в виде семейств статических характеристик показаны на рис. 1.9, а эквивалентная схема — на рис. 1.10. Определение y -параметров должно



а)



б)

Рис. 1.9. Семейства статических характеристик триода П14:
а — выходные $i_k = f_1(u_k, u_b)$, б — входные $i_b = f_2(u_b, u_k)$.

производиться в режиме короткого замыкания на входе и выходе, что для схемы с общим эмиттером не встречает особых затруднений. Выражая их через малые прращения напряжений и токов и записывая в дифференциальной форме, получаем:

$$y_{11} = \frac{\partial i_b}{\partial u_b} \Big|_{u_k=\text{const}} ; \quad y_{12} = \frac{\partial i_b}{\partial u_k} \Big|_{u_b=\text{const}} ;$$

$$y_{21} = \frac{\partial i_k}{\partial u_b} \Big|_{u_k=\text{const}} ; \quad y_{22} = \frac{\partial i_k}{\partial u_k} \Big|_{u_b=\text{const}} .$$

Все y -параметры имеют размерность проводимостей. Их значения для маломощных триодов обычно лежат в пределах: y_{11} в зависимости от режима бывает равной от тысячных до десятитысячных $1/\text{ом}$; y_{12} — порядка единиц микромо; y_{21} — от сотых до десятых $1/\text{ом}$ и y_{22} — порядка десятков микромо.

Коротко рассмотрев наиболее употребительные системы параметров, можно заняться вопросом окончательного выбора одной из них для построения теории и методики расчета транзисторных усилителей.

Выбранная система должна удовлетворять следующим требованиям. Запись основных соотношений для различных усилителей в этой системе параметров должна быть наиболее простой. Все параметры должны измеряться легко и достаточно точно. Параметры должны наглядно зависеть от тех факторов, которые существенно влияют на качественные показатели усилителей. Система параметров должна относиться к основной схеме включе-

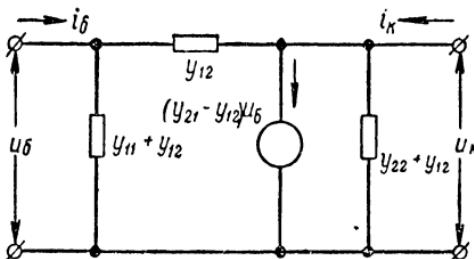


Рис. 1.10. Эквивалентная схема триода в системе y -параметров.

чения транзистора. Желательно, чтобы выбранная система позволяла использовать для транзисторных усилителей хорошо разработанную теорию и методику расчета ламповых схем.

Всем перечисленным требованиям в наибольшей степени удовлетворяет система y -параметров для схемы включения с общим эмиттером. В большинстве современных усилителей применяется включение триода по схеме с общим эмиттером, поэтому ее и следует взять в качестве основной. Зависимости (1.7) представляют собой уравнения узловых потенциалов, которыми удобнее всего пользоваться при наличии в схемах большого количества параллельных ветвей. Для этой же цели оказывается хорошо приспособленной и эквивалентная схема (рис. 1.10). Подавляющее большинство схем усилителей содержит значительное количество параллельно включенных элементов. При использовании y -параметров проводимости внешних цепей просто суммируются с эквивалентными проводимостями триода, что сильно упрощает вывод расчетных формул и пользование ими.

Параметры y_{11} , y_{21} и y_{22} оказывается измерить не сложнее, чем любые другие. Для этой цели можно создать простейшие приборы, допускающие непосредствен-

ный отсчет определяемых величин. Труднее измерить параметр y_{12} , так как для этого необходимо отсчитывать малый входной ток при замкнутых зажимах эмиттер — база. Однако указанную трудность легко преодолеть, определяя параметр h_{12} , который связан с y_{12} простым соотношением

$$y_{12} = y_{11} h_{12}. \quad (1.8)$$

Y -параметры просто (практически линейно) зависят от величины рабочего тока, что облегчает учет влияния режима на показатели усилителя. При этом нельзя согласиться с высказываемыми иногда доводами о целесообразности пользования параметрами, мало зависящими от режима. Свойства прибора не зависят от выбираемой системы параметров, и если на качественные показатели усилителей влияет выбор режима, то лучше иметь эту зависимость в явном виде, а не в замаскированном.

Одной из основных задач всякой теории является обобщение в ее рамках возможно более широкого класса явлений и создание единых методов их изучения. С этой точки зрения безусловно целесообразным окажется обобщение теории и методов расчета полупроводниковых и ламповых схем. Специалистам в области радио и электроники приходится сталкиваться с применением как ламп, так и полупроводниковых приборов. Естественно, что им гораздо удобнее иметь дело с единой теорией, использующей общие понятия и исходные предпосылки, чем с двумя внешне различными теориями, оперирующими разными методами и понятиями. Если обобщение в принципе возможно, то весь вопрос будет состоять лишь в том, как и насколько полно можно его осуществить.

Транзистор и лампа представляют собой активные трехполюсники, допускающие три способа включения в усилительную схему. Между однотипными схемами с общим катодом и общим эмиттером, с общей сеткой и общей базой, с общим анодом и общим коллектором имеется много сходства. Если для ламп и полупроводниковых приборов использовать одинаковые системы параметров, то физический смысл последних, уравнения токов, семейства статических характеристик, написание большинства формул и методы исследования схем ока-

зываются аналогичными. Так как теория и расчет ламповых схем разрабатывались длительное время и достигли достаточного совершенства, то очевидно целесообразно попытаться приспособить их к усилителям на транзисторах, поэтому и следует остановить выбор на системе y -параметров, которая используется для усилителей на электронных лампах.

Заканчивая рассмотрение вопроса о применении теории четырехполюсников к анализу схем на транзисторах, следует отметить, что она позволяет описывать лишь внешние электрические свойства приборов, не вдаваясь в сущность происходящих в них физических процессов. Последнее и является причиной того, что методы теории четырехполюсников не позволяют вскрыть природы частотной зависимости параметров, которая проявляется при работе на достаточно высоких частотах. Максимум что можно сделать в этом направлении, это получить экспериментальные зависимости параметров от частоты. Однако пользоваться экспериментальными частотными зависимостями при исследовании и расчете усилителей крайне неудобно. Соответствующие аналитические выражения можно получить только в результате рассмотрения физических процессов, происходящих в транзисторе.

1.4. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

Электрические свойства полупроводников определяются квантовомеханическими и статистическими закономерностями поведения электронов внутри кристаллов. Позаимствовав некоторые основные положения из теории полупроводников, в дальнейшем работу транзисторов приближенно можно рассматривать, исходя из обычных классических представлений.

Для того чтобы установить количественную связь тока, текущего через переход, с прикладываемой извне разностью потенциалов u необходимо, используя статистические законы распределения носителей по скоростям, подсчитать, сколько их пройдет через переход в единицу времени. В результате вычислений получается хорошо известная зависимость

$$i = I_0 \left(e^{\frac{qu}{kT}} - 1 \right), \quad (1.9)$$

в которой

$$I_0 = q \cdot s \sqrt{\frac{kT}{2\pi m}} e^{-\frac{q\mathcal{E}}{kT}} (p_p + n_n)$$

— полный ток насыщения, обусловленный неосновными носителями при значительном запирающем напряжении; q и m — заряд и масса электрона; p_p — концентрация дырок в p области и n_n — концентрация электронов в n области; \mathcal{E} — ширина запрещенной зоны; k — постоянная Больцмана; T — абсолютная температура и s — площадь p - n перехода.

Соотношение (1.9) при не слишком больших токах хорошо согласуется с результатами измерений. При высоких плотностях тока начинает сказываться падение напряжения на объемном сопротивлении кристалла, влияние пространственного заряда движущихся через переход носителей и, наконец, когда потенциальный барьер уменьшается до нуля, наступает насыщение прямого тока. Поэтому в области больших напряжений рост тока замедляется по сравнению с величиной, определяемой (1.9). Доля участия электронов и дырок в переносе тока определяется отношением их концентраций в соответствующих областях. Если, например, концентрация дырок в p области намного превышает концентрацию электронов в слое n , то ток через переход в направлении прямой проводимости будет в основном дырочным.

Выражение (1.9) свидетельствует о нелинейной зависимости тока p - n перехода от прикладываемой к последнему разности потенциалов. Однако при малых приращениях напряжения проводимость перехода можно приближенно считать не зависящей от этих приращений, а зависящей от величины исходного тока.

Так, при бесконечно малых приращениях напряжения и тока из выражения (1.9) получим

$$G = \frac{di}{du} = I_0 \frac{q}{kT} e^{\frac{qu}{kT}} = \frac{q}{kT} (i + I_0), \quad (1.10)$$

откуда видно, что дифференциальная проводимость p - n перехода G является линейной функцией протекающего через него тока.

Транзистор представляет собой кристалл трехслойной структуры с расположенными на небольшом расстоянии один от другого $p-n$ переходами. Из двух возможных типов триодов для определенности в дальнейшем будем рассматривать только триод типа $p-n-p$ (рис. 1.11). Напряжение на эмиттер подается в направлении проводимости, что создает управляемый поток дырок в базу. При попадании дырок в базу, через контакт внешнего вывода в нее поступает равное количество

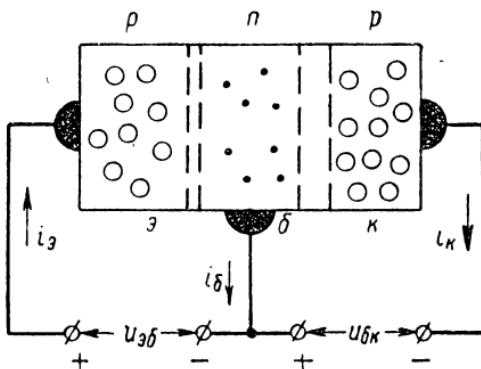


Рис. 1.11. Схематическое устройство триода типа $p-n-p$:
 ● — электроны, ○ — дырки.

ство электронов, так что в целом база остается электрически нейтральной. Внутри базы диффузационного триода дырки движутся в отсутствии электрического поля только в результате диффузии. Большая их часть достигает коллекторного перехода, на который подано напряжение в направлении запирания. Но для введенных в базу дырок поле в коллекторном переходе является ускоряющим. Поэтому каждая дырка, приблизившаяся к переходу, немедленно им захватывается и переходит в коллектор, образуя в его цепи полезный ток. Однако не все вышедшие из эмиттера дырки достигают коллектора. Очень незначительная их часть при движении через базу сталкивается с электронами и рекомбинирует. Некоторая часть дырок при хаотическом диффузционном движении выходит через «просветы» между эмиттерным и коллекторным переходами во внешнюю область базы. Там они в основном захватываются поверхностными энергетическими уровнями и рекомбинируют с электронами.

Не достигшие коллектора дырки не участвуют в создании в его цепи полезного тока. Обусловленная ими часть тока эмиттера замыкается через вывод базы, создавая потери в цепи управления током эмиттера. То же самое относится и к электронам, поступающим из базы в эмиттер. Для получения триода, обладающего высокой усиливательной способностью, необходимо играющий вредную роль ток базы свести к минимуму. Это достигается, в частности, обеспечением большой концентрации дырок в эмиттере и малой концентрации электронов в базе, а также специальной обработкой поверхности, уменьшающей поверхностную рекомбинацию, и приданием электродам специальной формы.

Эффект усиления в транзисторе получается вследствие того, что управление током происходит в эмиттерном переходе под действием малого напряжения. В коллекторном переходе энергия, переносимая полезным управляемым током, увеличивается ускоряющим полем, созданным источником питания коллекторной цепи. При этом переменное напряжение на коллекторе мало влияет на величину тока, что позволяет получать большое напряжение на нагрузке.

Работа дрейфового триода отличается от описанной выше только тем, что в базе путем неравномерного распределения доноров удается получить внутреннее электрическое поле. Попавшие в базу дырки перемещаются в этом случае не только вследствие диффузии, а главным образом в результате их дрейфа в ускоряющем внутреннем поле. Это сокращает время движения дырок через базу, благодаря чему улучшаются частотные свойства транзистора.

Очень важным моментом в понимании физики работы транзисторов является то, что при движении дырок внутри базы ток во внешних цепях отсутствует. Последнее объясняется тем, что объемный заряд выходящих из эмиттера и входящих в базу дырок всегда уравновешивается поступающими через базовый вывод дополнительными свободными электронами. В результате суммарный заряд основных и неосновных носителей внутри базы остается равным нулю. Пока дырки находятся в базе, любое перераспределение их концентрации сопровождается соответствующим перераспределением концентрации электронов. Таким образом, паводимый

во внешней цепи движущимися зарядами ток оказывается равным нулю. Иначе говоря, наводимые перемещающимися зарядами токи замыкаются непосредственно внутри базы. Отсутствует внешний эффект и в момент рекомбинации дырок в объеме или на поверхности базы, так как при этом суммарный объемный заряд также не меняется.

Ток во внешних цепях протекает лишь в те моменты времени, когда электроны или дырки пересекают один из переходов. Когда дырки входят в базу через эмиттерный переход, в нее через базовый вывод поступают дополнительные электроны, а вместо ушедших дырок в эмиттере образуются новые. В результате во всей цепи эмиттер — база происходит перемещение зарядов, т. е. протекает ток в направлении часовой стрелки (рис. 1.11). В базовом выводе этот ток течет из триода во внешнюю цепь.

Когда же в результате диффузии или дрейфа дырки достигают коллекторного перехода и проходят через него в коллектор, оставшиеся в базе избыточные электроны немедленно выходят назад через базовый вывод. При этом ток замыкается в цепи коллектор — база и в базовом выводе его направление будет противоположным.

Во время работы триода дырки непрерывно входят через эмиттерный и уходят через коллекторный переходы, благодаря чему во внешних цепях текут токи. Очевидно, что в выводе базы токи переходов текут в противоположных направлениях, образуя результирующий разностный ток

$$i_b = i_s - i_k. \quad (1.11)$$

В статическом режиме потоки дырок в каждом из переходов постоянны, но не одинаковы по величине. Из эмиттера в базу входит больше дырок, чем уходит из базы в коллектор. Эта разница равна числу дырок, рекомбинирующих в базе. Последнее позволяет считать, что ток базы обусловлен рекомбинацией, хотя на самом деле он протекает тогда, когда «обреченные на рекомбинацию» дырки еще только входят в базу. Необходимо также не забывать, что в цепи база — эмиттер замыкается и электронный ток эмиттерного перехода. Последний тоже является составной частью тока базы.

Иначе обстоит дело при работе в нестационарном режиме и на переменном токе. При включении напряжения на эмиттерный переход дырки начинают поступать в базу, однако достигнуть коллектора они могут только спустя некоторое время. Пока дырки продолжают входить в базу и еще не уходят в коллектор, весь эмиттерный ток течет через базовый вывод.

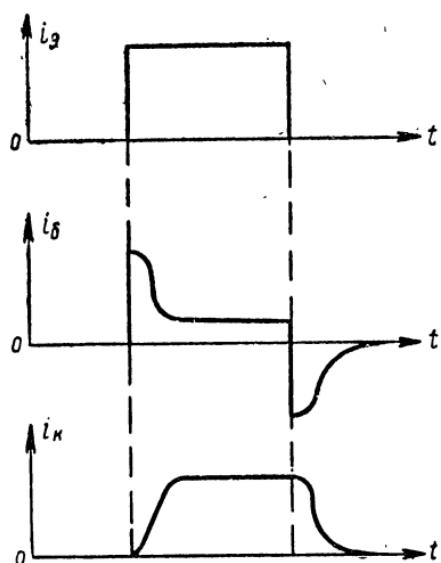
Когда же они достигнут коллектора, во втором переходе появляется ток, а ток базы уменьшается до установленного значения (рис. 1.12). При выключении напряжения ток эмиттера исчезнет, но во втором переходе будет продолжать течь ток, пока не исчерпаются все имевшиеся в базе дырки. В этом случае ток опять будет замыкаться через вывод базы, но течь уже будет в противоположном направлении. Рассмотренный пример показывает, что при нестационарных процессах ток базы изменяется во времени

Рис. 1.12. Нестационарные процессы в цепи базы и коллектора при внезапном изменении эмиттерного тока.

сложным образом и может существенно отличаться по форме от подводимого сигнала.

Если ток эмиттера содержит гармоническую переменную составляющую, то вследствие конечного времени движения дырок через базу вектор тока коллекторного перехода будет отставать по фазе на некоторый угол от вектора эмиттерного тока. Фазовый сдвиг между ними получается тем больше, чем выше частота колебаний. Кроме того, в результате диффузии происходит частичное выравнивание неоднородностей концентрации впрыскиваемых дырок, следствием которого является уменьшение амплитуды коллекторного тока.

На низких частотах, когда период колебаний во много раз превышает время движения дырок через базу,



можно считать, что отставание коллекторного тока по фазе практически отсутствует.

Приписывая токам, текущим через переходы слева направо (рис. 1.11), положительный знак, нетрудно построить векторную диаграмму для случая отсутствия запаздывания (рис. 1.13, а). Если пренебречь влиянием

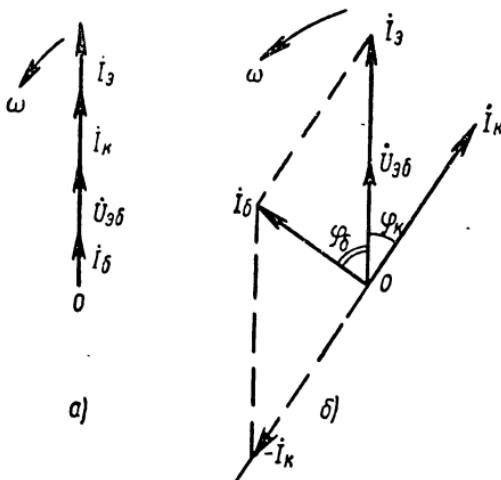


Рис. 1.13. Векторные диаграммы токов триода:

а — на низших частотах, б — на высших частотах.

емкости эмиттерного перехода, то вектор напряжения на нем будет совпадать по фазе с вектором тока эмиттера, что показано на том же рисунке. Вектор тока базы \dot{I}_b равен разности векторов \dot{I}_e и \dot{I}_k . В рассматриваемом случае он совпадает по фазе с напряжением на переходе \dot{U}_{ab} и, следовательно, является активным.

На высоких частотах период колебаний становится соизмеримым с временем движения дырок через базу. Благодаря этому вектор тока коллектора отстает от векторов тока и напряжения эмиттера на некоторый угол ϕ_k , увеличивающийся с ростом частоты (рис. 1.13, б). Находя, как и в предыдущем случае, ток базы по разности векторов \dot{I}_e и \dot{I}_k , легко установить, что он опережает напряжение на эмиттере и резко возрастает по абсолютной величине. Иначе говоря, с повышением частоты ток базы приобретает емкостный характер, что

й является одним из важнейших факторов, определяющим частотные свойства транзисторов.

Существенное влияние на работу триодов оказывает распределенное омическое сопротивление базы. Так как база выполняется из материала с большим удельным сопротивлением и ее толщина мала, между внутренней областью триода и внешним выводом базы оказывается включенным значительное сопротивление, достигающее нескольких десятков и даже сотен ом. В результате протекания через него тока базы теряется часть полезного управляющего напряжения, прикладываемого к входным зажимам. Напряжение, непосредственно приложенное к эмиттерному переходу, с учетом падения на распределенном сопротивлении r_b оказывается равным

$$u_{\text{вб}} = u_e - i_b r_b, \quad (1.12)$$

в котором u_e — напряжение на внешних зажимах эмиттер — база.

Вследствие того, что ток базы сильно зависит от частоты, напряжение на переходе также становится частотно-зависимым. Но ток перехода однозначно определяется напряжением на нем, и в конечном счете ток эмиттера также становится зависящим от частоты.

1.5. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТНЫХ ЗАВИСИМОСТЕЙ ТОКОВ ТРИОДА

В предыдущем параграфе рассматривалась лишь качественная картина работы транзистора без достаточного обоснования ряда положений. Чтобы получить аналитические выражения зависимости параметров от частоты, необходимо математически описать процессы, протекающие в триоде.

Исходными уравнениями, связывающими плотность тока с концентрацией носителей в полупроводнике, являются уравнения тока и непрерывности [15, 18]. Так как в рассматриваемом триоде типа $p-n-p$ переносчиком полезного управляемого тока являются дырки, достаточно воспользоваться уравнениями только для дырочной составляющей

$$\left. \begin{aligned} \bar{J}_p &= qv_p \bar{E}_p - qD_p \operatorname{grad} p, \\ \operatorname{div} \bar{J}_p &= -q \left(\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_0}{\tau_p} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1.13)$$

В этих уравнениях \bar{J}_p — вектор плотности тока; μ_p — подвижность дырок; \bar{E} — напряженность внутреннего поля; p — концентрация дырок, введенных в n область базы; p_0 — равновесная концентрация дырок в n области; q — заряд дырки; D_p — коэффициент диффузии дырок и τ_p — среднее время жизни дырок в базе.

Уравнения (1.13) описывают процессы как в диффузионных, так и в дрейфовых триодах. Начиная рассмотрение с более простого случая — диффузионного триода, следует учесть, что в его базе внутреннее электрическое поле практически отсутствует, т. е. $\bar{E}=0$. Тогда, исключая из уравнений (1.13) вектор плотности тока \bar{J}_p , получаем

$$D_p \Delta p = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_0}{\tau_p}, \quad (1.14)$$

в котором

$$\Delta p = \operatorname{div} \operatorname{grad} p = \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2}. \quad (1.15)$$

Чтобы определить распределение концентрации дырок внутри базы, необходимо решить уравнение (1.14) для реальной конфигурации электродов. Границными условиями этой задачи являются:

заданная плотность тока через эмиттерный переход

$$\bar{J}_{p_0} = q D_p \left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_{s_3}^*,$$

отсутствие тока через свободную поверхность базы

$$\left. \frac{\partial p}{\partial n} \right|_{s_6} = 0$$

и равенство нулю концентрации дырок на поверхности коллекторного перехода

$$p|_{s_K} = 0.$$

Последнее условие связано с тем, что дырки не могут накапливаться непосредственно возле коллекторного перехода. Любая приближившаяся к нему дырка немедленно захватывается сильным ускоряющим полем и переходит в коллектор.

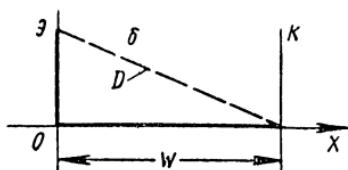
* Символ $\frac{\partial}{\partial n}$ означает производную по нормали к поверхности.

Решение данной задачи связано с большими математическими трудностями. Кроме того, конфигурация электродов не является определенной и обычно неизвестна.

Для установления основных закономерностей работы транзистора можно ограничиться рассмотрением упрощенной модели с плоскими параллельными бесконечно протяженными переходами.

Результаты такого решения с учетом некоторых дополнительных соображений дают достаточно хорошее совпадение с экспериментальными данными и ограждают важнейшие свойства транзистора.

Рис. 1.14. Упрощенная одномерная модель транзистора.



При указанной постановке задача становится одномерной. Располагая систему координат так, чтобы плоскость эмиттерного перехода совпадала с плоскостью y, z и была перпендикулярна плоскости чертежа (рис. 1.14), на котором w — толщина базы, уравнение (1.14) можно преобразовать к следующему виду:

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{p - p_0}{\tau_p}. \quad (1.16)$$

Границные условия также упрощаются и принимают следующий вид:

$$\left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=0} = - \frac{J_0}{qD_p} \quad (1.17)$$

и

$$p|_{x=w} = 0, \quad (1.18)$$

где J_0 — плотность тока эмиттера.

При рассмотрении одномерной модели триода не удается непосредственно определить ток базы, обусловленный поверхностной рекомбинацией дырок. Попытка некоторых авторов учсть его введением понятия эффективного времени жизни не является строгой и приводит к значительному усложнению выкладок, поэтому сначала целесообразно рассмотреть решение (1.16) без учета рекомбинационного тока базы.

Предположим первоначально, что среднее время движения дырок через базу много меньше среднего времени жизни τ_p . Тогда член $\frac{p - p_0}{\tau_p}$ в уравнении (1.16) получается пренебрежимо малым по сравнению с остальными и его можно отбросить, не внося существенной ошибки. Физически это означает, что ток, обусловленный объемной рекомбинацией, ничтожно мал по сравнению с другими токами. Чтобы доказать это положение, рассмотрим решение (1.16) для стационарного режима ($\frac{\partial p}{\partial t} = 0$) и найдем среднее время движения дырок через базу. В стационарном режиме с учетом сказанного из (1.16) получаем

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = 0;$$

и его решением при граничных условиях (1.17) и (1.18) будет

$$p = \frac{J_0}{qD_p} (w - x) \quad (1.19)$$

(показано на рис. 1.14 пунктирной линией).

Легко убедиться, что плотность тока в любом сечении, перпендикулярном к оси ox , постоянна $\frac{\partial p}{\partial x} = \text{const.}$

Для определения среднего времени движения дырок в базе необходимо подсчитать общее их количество в данный момент времени

$$N_1 = s \int_0^w p(x) dx = \frac{s J_0 w^2}{2 q D_p},$$

где s — площадь переходов.

Так как за одну секунду в базу входит (и из нее выходит) количество дырок, равное

$$N_2 = \frac{s J_0}{q},$$

то каждая дырка находится в базе в среднем время

$$\tau_p = \frac{N_1}{N_2} = \frac{w^2}{2 D_p}.$$

Если учесть, что для германия $D_p = 43 \text{ см}^2/\text{сек}$ и что толщина базы w обычно не превышает нескольких десятков микрон, легко подсчитать время движения, которое получается значительно меньше 10^{-7} сек . Среднее же время жизни носителей в базе из германия n -типа бывает порядка $\tau_p = 10^{-4} \div 10^{-5} \text{ сек}$. Таким образом, τ_p , как правило, в сотни и тысячи раз превышает τ_n , следовательно, пренебрежение в (1.16) членом $\frac{p - p_0}{\tau_p}$ является вполне допустимым.

Уравнение (1.16) с учетом сделанного допущения превращается в известное уравнение диффузии

$$D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} = \frac{\partial p}{\partial t}, \quad (1.20)$$

что указывает на диффузионный характер движения носителей зарядов. При относительно небольших концентрациях вводимых в базу дырок коэффициент диффузии D_p является постоянным и уравнение (1.20) — линейным. Так как при составлении последнего не делалось допущений, линеаризирующих процессы, распределение концентраций, движение дырок и их связь с плотностью тока эмиттера подчиняются линейным законам. Проявление же нелинейных свойств обусловлено нелинейной зависимостью тока эмиттерного перехода от действующего на нем напряжения (1.9).

Большой практический интерес представляет решение уравнения (1.20) для стационарного режима гармонических колебаний. Его линейность и линейная зависимость граничных условий от тока эмиттера (1.17) позволяют считать, что при наличии в последнем гармонической составляющей

$$i_0 = sJ_0 = I_0 e^{j\omega t}$$

переменная составляющая концентрации дырок меняется также по гармоническому закону

$$p(x, t) = \dot{P}(x) e^{j\omega t}. \quad (1.21)$$

Учитывая применимость к (1.20) принципа наложения, можно отдельно рассматривать его решение только

для переменной составляющей. Подставив в (1.20) значение $p(x, t)$ (1.21) и сократив обе части на $e^{j\omega t}$, получим

$$\frac{\partial^2 \dot{P}}{\partial x^2} = \frac{j\omega}{D_p} \dot{P}(x), \quad (1.22)$$

решение которого при граничных условиях

$$\left. \frac{\partial \dot{P}}{\partial x} \right|_{x=0} = -\frac{I_0}{sqD_p}; \quad \dot{P}|_{x=w} = 0 \quad (1.23)$$

сводится к виду

$$\dot{P}(x) = \frac{I_0}{\lambda sqD_p} \cdot \frac{\sinh \lambda(\omega - x)}{\cosh \lambda w}, \quad (1.24)$$

в котором

$$\lambda = \sqrt{j \frac{\omega}{D_p}}. \quad (1.25)$$

Значение выражения (1.24) состоит в том, что оно позволяет найти частотную зависимость токов триода, определяемую диффузией дырок. В соответствии с первым уравнением (1.13) для диффузионных триодов (при $\bar{E} = 0$) находим

$$I_k = sJ_p|_{x=w} = -sqD_p \operatorname{grad} \dot{P}|_{x=w} = -sqD_p \frac{\partial \dot{P}}{\partial x}. \quad (1.26)$$

Подставляя сюда значение $\dot{P}(x)$, дифференцируя по x и приравнивая $x = w$, окончательно получаем выражение для амплитуды тока коллектора

$$I_k = \frac{I_0}{\cosh \lambda w} = \frac{I_0}{\cosh \sqrt{j\omega \frac{w^2}{D_p}}}, \quad (1.27)$$

а также в соответствии с (1.11) и для амплитуды тока базы

$$I'_b = I_0 - I_k = I_0 \left(1 - \frac{1}{\cosh \sqrt{j\omega \frac{w^2}{D_p}}} \right). \quad (1.28)$$

Формула (1.28) определяет только диффузионную составляющую тока базы, так как при ее выводе не учты-

вались поверхностная и объемная рекомбинация и электронный ток эмиттерного перехода. Можно убедиться, что эта составляющая, равная нулю при $\omega = 0$, быстро возрастает с увеличением частоты и становится равной $I'_e = I_e$ при $\omega \rightarrow \infty$. В то же самое время ток коллектора от значения $I_k = I_e$ убывает до $I_k = 0$. Иначе говоря, при возрастании частоты происходит перераспределение тока эмиттера между цепями коллектора и базы.

Связь токов триода с приложенным к эмиттерному переходу управляющим напряжением u_{ab} устанавливается с помощью выражения (1.9). Однако в общем случае эта зависимость оказывается нелинейной. При работе же с малыми амплитудами переменной составляющей напряжения u_{ab} (случай слабых сигналов), полагая

$$u_{ab} = U_{ab0} + \dot{U}_{ab} e^{j\omega t} \quad (1.29)$$

и приближенно заменяя показательную функцию двумя первыми членами разложения в степенной ряд

$$e^{\frac{q\dot{U}_{ab}e^{j\omega t}}{kT}} \approx 1 + \frac{q}{kT} \dot{U}_{ab} e^{j\omega t},$$

получаем

$$\begin{aligned} i_e &= I_0 \left(e^{\frac{q(U_{ab0} + \dot{U}_{ab} e^{j\omega t})}{kT}} - 1 \right) \approx \\ &\approx I_0 \left[e^{\frac{qU_{ab0}}{kT}} \left(1 + \frac{q}{kT} \dot{U}_{ab} e^{j\omega t} \right) - 1 \right] = \\ &= I_{e0} + I_0 \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{ab0}}{kT}} \cdot \dot{U}_{ab} e^{j\omega t}, \end{aligned}$$

где I_{e0} — постоянная составляющая тока эмиттерного перехода.

Из этого выражения легко определить амплитуду переменной составляющей тока эмиттера, которая с учетом (1.10) будет равна

$$I_e = I_{e0} \frac{q}{kT} e^{\frac{qU_{ab0}}{kT}} \cdot \dot{U}_{ab} = G_e (I_{e0}) \cdot \dot{U}_{ab}, \quad (1.30)$$

где $G_9 (I_{90})$ — дифференциальная проводимость эмиттерного перехода при постоянном токе эмиттера I_{90} .

Таким образом, при малых сигналах между амплитудами напряжения и тока эмиттерного перехода получается приближенно линейная зависимость.

Чтобы получить полную картину распределения токов в транзисторе, необходимо найти рекомбинационную, электронную и емкостную составляющие тока базы. Так как ток в цепи базы замыкается в момент пересечения соответствующими носителями эмиттерного перехода, рекомбинационная составляющая тока совпадает по фазе с полезным дырочным током эмиттера, а следовательно, и с напряжением на переходе. На основании исследования идеализированной трехмерной модели триода можно считать, что эта составляющая в первом приближении не зависит от частоты. К тому же на высоких частотах она является лишь небольшой частью общего тока базы. При слабых сигналах ее также можно считать пропорциональной амплитуде напряжения на переходе

$$I''_b = g_{9b} \dot{U}_{9b}, \quad (1.31)$$

причем в соответствии со сказанным коэффициент пропорциональности должен иметь характер активной проводимости.

Ток через статическую емкость эмиттерного перехода C_{9p} также замыкается в цепи базы и может быть представлен в виде

$$I'''_b = j\omega C_{9p} \dot{U}_{9b}.$$

Учитывая, что полный ток эмиттера (1.30) включает в себя и компоненты базового тока \dot{I}'_b и \dot{I}'''_b , которые не имеют отношения к токам \dot{I}_k (1.27) и \dot{I}_b (1.28), в последние при подстановке значения \dot{I}_9 необходимо внести соответствующие поправки. Раскладывая полный ток эмиттера на составляющие

$$\dot{I}_9 = (G_9 + j\omega C_{9p}) \dot{U}_{9b} = G'_9 \dot{U}_{9b} + g_{9b}' \dot{U}_{9b} + j\omega C_{9p} \dot{U}_{9b}, \quad (1.32)$$

в (1.27) и (1.28) следует подставлять только первую из них $G'_s \dot{U}_{\text{эб}}$, что диктуется условием соблюдения непрерывности токов

$$\dot{I}_{\text{э}} = \dot{I}_{\text{к}} + \dot{I}_{\text{б}}.$$

Входящие в (1.32) проводимости $g_{\text{эб}}$ и G'_s можно рассматривать как коэффициенты пропорциональности, характеризующие ответвляющийся в базу рекомбинационный и электронный ток $g_{\text{эб}} \dot{U}_{\text{эб}}$ и остальную часть тока эмиттера $G'_s \dot{U}_{\text{эб}}$, участвующую в образовании коллекторного тока.

Сделав указанную подстановку, для токов триода получим окончательные выражения

$$\dot{I}_{\text{к}} = \frac{G'_s \dot{U}_{\text{эб}}}{\text{ch} \sqrt{j\omega \frac{w^2}{D_p}}} \quad (1.33)$$

и

$$\begin{aligned} \dot{I}_{\text{б}} &= \dot{I}'_{\text{б}} + \dot{I}''_{\text{б}} + \dot{I}'''_{\text{б}} = \\ &= \left[g_{\text{эб}} + j\omega C_{\text{эп}} + G'_s \left(1 - \frac{1}{\text{ch} \sqrt{j\omega \frac{w^2}{D_p}}} \right) \right] \dot{U}_{\text{эб}}. \end{aligned} \quad (1.34)$$

Произведенный анализ относится к диффузионным триодам, у которых внутреннее поле в базе отсутствует. У дрейфовых триодов за счет неравномерного распределения примесей создается довольно сильное электрическое поле. Его величину можно определить, воспользовавшись уравнением электронного тока

$$\bar{J}_n = q\mu_n \bar{E} n + qD_n \text{grad } n, \quad (1.35)$$

для области базы с проводимостью n . Так как при отсутствии питающих напряжений ток в базе $J_n = 0$, из выражения (1.35) легко найти напряженность внутреннего поля

$$\bar{E} = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{1}{n} \text{ grad } n,$$

которая для одномерной модели (рис. 1.14) получается равной

$$\bar{E} = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{1}{n} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{\partial (\ln n)}{\partial x}.$$

Здесь D_n и μ_n — соответственно коэффициент диффузии и подвижность электронов.

Концентрация свободных электронов при достаточно высокой температуре оказывается примерно равной концентрации доноров, поэтому в выражении напряженности поля можно концентрацию электронов n заменить концентрацией доноров N_d . Тогда

$$\bar{E} = -\frac{D_n}{\mu_n} \cdot \frac{\partial (\ln N_d)}{\partial x}. \quad (1.36)$$

В частном случае при экспоненциальном распределении примесей

$$N_d = N_{d\max} \cdot e^{-bx},$$

которое весьма близко к получающемуся на практике, напряженность внутреннего электрического поля оказывается постоянной.

Для вычисления токов дрейфового триода необходимо решить систему уравнений (1.13) с соответствующими граничными условиями. При этом на характер частотной зависимости токов будут влиять как дрейф, так и диффузия носителей. Чем сильнее внутреннее поле \bar{E} , тем больше будет проявляться дрейфовый характер процесса, поэтому для сокращения выкладок целесообразно рассмотреть идеализированный предельный случай чисто дрейфового триода ($D_p=0$). Очевидно, что для реальных дрейфовых триодов результаты должны иметь промежуточные значения между значениями для чисто диффузионных и для чисто дрейфовых триодов.

Сделав указанное пренебрежение и рассматривая триод с постоянным внутренним полем $\bar{E}=E=\text{const}$ для одномерной модели (рис. 1.14), получим

$$\mu_r E \frac{\partial p}{\partial x} = -\frac{\partial p}{\partial t} \quad (1.37)$$

с граничным условием

$$J_0 = q\mu_p E \frac{\partial p}{\partial x} \Big|_{x=0}.$$

Произведя подстановку (1.21), нетрудно получить решение для \dot{P}

$$\dot{P} = \frac{I_0}{sq\mu_p E} e^{-j \frac{\omega}{\mu_p E} x}, \quad (1.38)$$

с помощью которого можно вычислить ток коллектора

$$\dot{I}_k = s\dot{J}|_{x=w} = \dot{I}_0 e^{-j \frac{\omega w}{\mu_p E}} \quad (1.39)$$

и ток базы

$$\dot{I}'_0 = \dot{I}_0 - \dot{I}_k = \dot{I}_0 \left(1 - e^{-j \frac{\omega w}{\mu_p E}} \right). \quad (1.40)$$

По аналогии с (1.33) и (1.34) эти токи можно связать с напряжением и проводимостью эмиттерного перехода

$$\dot{I}_k = \dot{U}_{06} G'_0 e^{-j \frac{\omega w}{\mu_p E}} \quad (1.41)$$

и

$$\dot{I}'_0 = [g_{06} + j\omega C_{0p} + G'_0 \left(1 - e^{-j \frac{\omega w}{\mu_p E}} \right)] \dot{U}_{06}. \quad (1.42)$$

Рассматривая выражения коллекторного тока диффузионного (1.33) и чисто дрейфового (1.41) триодов, нетрудно установить, что в первом имеет место отставание по фазе и уменьшение амплитуды \dot{I}_k с ростом частоты. У идеализированного дрейфового триода получается только запаздывание I_k без изменения его амплитудного значения. В реальном случае, когда одновременно проявляются и диффузия, и дрейф, в триоде с внутренним полем также будет наблюдаться запаздывание и уменьшение амплитуды тока коллектора.

Не приводя промежуточных выкладок, укажем лишь окончательную формулу тока коллектора реального дрейфового триода с постоянной напряженностью поля

$$I_k = \frac{I_0 e^{\frac{\mu_p E}{2D_p} w}}{\frac{\mu_p E}{2\lambda D_p} \operatorname{sh} \lambda w + \operatorname{ch} \lambda w}, \quad (1.43)$$

где

$$\lambda = \sqrt{\left(\frac{\mu_p E}{2D_p}\right)^2 + j \frac{\omega}{D_p}}. \quad (1.44)$$

Нетрудно убедиться, что формула (1.43) является более общей. В частном случае при $E=0$ она переходит в выражение (1.27) для диффузионного триода. Если же принять $\frac{D_p}{E} \rightarrow 0$, то в пределе получится зависимость

(1.39), относящаяся к чисто дрейфовому триоду. Таким образом, между работой диффузионного и дрейфового триодов резко выраженного различия нет. По мере увеличения напряженности внутреннего поля постепенно все сильнее проявляются дрейфовые свойства. Разница между этими двумя классами приборов состоит главным образом лишь в значениях параметров.

Все сказанное относится в полной мере и к триодам типа $n-p-n$ с той лишь разницей, что в последних полезными носителями являются электроны, и вместо D_p и μ_p следует в формулы подставлять D_n и μ_n .

Рассмотрев процессы, связанные с работой эмиттерного перехода и движением носителей через базу, необходимо обратить внимание на явления, происходящие в области $p-n$ перехода коллектора. Как и всякий $p-n$ переход, он обладает некоторой активной проводимостью g_{bk} и статической емкостью. Проводимость его можно определить с помощью (1.10), помня, что напряжение прикладывается в направлении запирания ($u<0$) и ток i согласно (1.9) также имеет отрицательный знак

$$g'_{bk} = I_0 \frac{q}{kT} e^{-\frac{qU_k}{kT}}. \quad (1.45)$$

Эта проводимость обычно не превышает долей микрома и зависит от коллекторного напряжения и темпе-

ратуры. Статическая емкость перехода $C_{\text{пп}}$ тоже зависит от напряжения на коллекторе, так как последнее влияет на толщину запорного слоя.

Заметное воздействие на работу триода оказывает явление модуляции толщины базы. Его сущность состоит

в том, что под влиянием переменного напряжения на коллекторе меняется толщина коллекторного перехода. Так как область базы содержит сравнительно небольшое количество примесей, основное изменение толщины перехода происходит в сторону базы. В результате ширина базового слоя w претерпевает некоторые изменения.

Рис. 1.15. Перераспределение концентрации дырок при изменении толщины базы.

изменения, которые можно оценить, вводя понятие коэффициента модуляции толщины базы $\frac{\partial w}{\partial u_k}$

$$\Delta w = \frac{\partial w}{\partial u_k} \Delta u_k. \quad (1.46)$$

Модуляция толщины базы вызывает целый ряд сопутствующих процессов. Прежде всего она изменяет общее количество и распределение дырок в слое p (рис. 1.15). При бесконечно малом изменении толщины базы $d\omega$ объемный заряд содержащихся в ней дырок согласно (1.19) изменяется на величину

$$dQ = \frac{1}{2} q p_{\text{макс}} s d\omega = \frac{I_{\text{эо}} \omega}{2 D_p} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k} d u_k,$$

где $I_{\text{эо}}$ — постоянная составляющая тока эмиттера. Вызванный этим ток течет только через коллекторный переход, т. е. замыкается в цепи база — коллектор. Этот ток имеет емкостный характер, так как приращения заряда пропорциональны приращениям напряжения. Разделив обе части равенства на $d u_k$, находим эквивалентную емкость, которая как бы шунтирует коллекторный переход,

$$C'_{\text{бк}} = \frac{dQ}{d u_k} = I_{\text{эо}} \cdot \frac{\omega}{D_p} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k}. \quad (1.47)$$

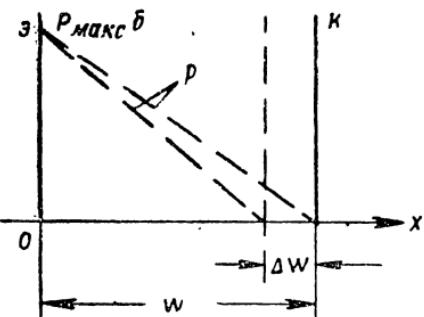


Рис. 1.15. Перераспределение концентрации дырок при изменении толщины базы.

изменения, которые можно оценить, вводя понятие коэффициента модуляции толщины базы $\frac{\partial w}{\partial u_k}$

$$\Delta w = \frac{\partial w}{\partial u_k} \Delta u_k. \quad (1.46)$$

Модуляция толщины базы вызывает целый ряд сопутствующих процессов. Прежде всего она изменяет общее количество и распределение дырок в слое p (рис. 1.15). При бесконечно малом изменении толщины базы $d\omega$ объемный заряд содержащихся в ней дырок согласно (1.19) изменяется на величину

$$dQ = \frac{1}{2} q p_{\text{макс}} s d\omega = \frac{I_{\text{эо}} \omega}{2 D_p} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k} d u_k,$$

где $I_{\text{эо}}$ — постоянная составляющая тока эмиттера. Вызванный этим ток течет только через коллекторный переход, т. е. замыкается в цепи база — коллектор. Этот ток имеет емкостный характер, так как приращения заряда пропорциональны приращениям напряжения. Разделив обе части равенства на $d u_k$, находим эквивалентную емкость, которая как бы шунтирует коллекторный переход,

$$C'_{\text{бк}} = \frac{dQ}{d u_k} = I_{\text{эо}} \cdot \frac{\omega}{D_p} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k}. \quad (1.47)$$

Изменения толщины базы меняют просвет между переходами, что влияет на перераспределение потока дырок, попадающих на коллектор и во внешнюю область базы. Постоянный ток, ответвляющийся в цепь базы, можно приблизенно считать пропорциональным квадрату ширины просвета $I_{60} = a\omega^2$. Тогда приращение тока при изменении ω можно записать в виде

$$di_6 = 2awdw = 2I_{60} \frac{1}{\omega} \frac{\partial \omega}{\partial u_k} du_k.$$

Перераспределение тока происходит между коллектором и базой, что эквивалентно наличию проводимости, включенной параллельно переходу

$$g''_{6k} = \frac{di_6}{du_k} = 2 \frac{I_{60}}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k}. \quad (1.48)$$

Величина просвета также оказывает влияние на распределенное сопротивление базы. Последнее можно представить состоящим из двух частей: $r_6 = r_1 + r_2$, первая из которых относится к внешней области базы, а вторая — к ее части, находящейся между переходами. Сопротивление последней части и зависит от ширины просвета $r_2 = \frac{b}{\omega}$. Изменение ω дает приращение сопротивления

$$dr_2 = -\frac{b}{\omega^2} dw = -\frac{r_2}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k} du_k.$$

Постоянный ток базы, протекая через переменное сопротивление r_2 , создает на нем дополнительное падение напряжения du_{6b} , которое оказывается приложенным к эмиттерному переходу, и управляет током последнего

$$di_9 = G'_9 du_{6b} = G'_9 I_{60} dr_2 = -G'_9 I_{60} \frac{r_2}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k} du_k.$$

Так как ток эмиттера близок по величине к току коллектора, то приближенно можно считать, что это явление эквивалентно наличию проводимости, включенной между эмиттером и коллектором

$$g'_{9k} = \frac{di_k}{du_k} \approx \frac{di_9}{du_k} = -G'_9 I_{60} \frac{r_2}{\omega} \cdot \frac{\partial \omega}{\partial u_k}. \quad (1.49)$$

Наконец, при изменении толщины базы меняется градиент концентрации дырок. Зная, что ток коллектора пропорционален градиенту концентрации (1.26), и определяя его (рис. 1.15), получаем

$$I_{k0} = -sqD_p \frac{\partial p}{\partial x} = sqD_p \frac{p_{\max}}{w}$$

И

$$di_k = -sqD_p \frac{p_{\max}}{w^2} dw = -\frac{I_{k0}}{w} \cdot \frac{\partial w}{\partial u_k} du_k.$$

Разделив обе части равенства на du_k , найдем еще одну составляющую эквивалентной проводимости между коллектором и эмиттером

$$g_{ek}'' = \frac{di_k}{du_k} = -\frac{I_{k0}}{w} \cdot \frac{\partial w}{\partial u_k}. \quad (1.50)$$

Таким образом, рассмотренное явление модуляции толщины базы обусловливает образование дополнительных проводимости и емкости коллекторного перехода, а также появление эквивалентной проводимости между эмиттером и коллектором

$$g_{bk} = g'_{bk} + g''_{bk}, \quad (1.51)$$

$$C_{bk} = C_{kp} + C'_{bk}, \quad (1.52)$$

$$g_{ek} = g'_{ek} + g''_{ek}. \quad (1.53)$$

1.6. ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ СХЕМА И УРАВНЕНИЯ ТОКОВ ПЛОСКОСТНОГО ТРАНЗИСТОРА

Полученные в предыдущем параграфе выражения для токов диффузионных и дрейфовых триодов позволяют построить эквивалентную схему последних. Однако найденные зависимости не могут быть аппроксимированы конечным числом элементов с сосредоточенными параметрами.

Предложено большое число различных вариантов приближенных эквивалентных схем. Одни из них являются слишком сложными и неудобными для использова-

ния. Другие составлены путем эмпирической подгонки и плохо отражают физику работы триодов. Чтобы правильно выбрать наиболее подходящую эквивалентную схему, целесообразно обосновать методику ее построения. Прежде всего, следует установить соотношение между необходимой точностью аппроксимации свойств триода и сложностью схемы. Очевидно, что слишком высокая степень точности практически не будет оправдана, так как разброс параметров, ошибки при выборе режима и невозможность точно воспроизвести величины всех элементов схемы все равно приведут к погрешностям расчетов, поэтому ошибки аппроксимации, не превышающие других погрешностей, являются вполне допустимыми.

При исследовании частотных свойств транзистора наиболее важно получить хорошую точность в том диапазоне, в котором он практически используется. На очень высоких частотах можно допустить более грубое приближение. Приемлемый результат обычно получается, если сложные частотные зависимости аппроксимировать рациональными дробями, раскладывая соответствующие функции в ряды по степеням $j\omega$.

Применяя этот метод к выражениям для токов диффузионного триода (1.33) и (1.34) и ограничиваясь двумя первыми членами разложения гиперболического косинуса в степенной ряд, получаем

$$I_k \approx \frac{G'_e U_{eb}}{1 + j\omega \frac{\omega^2}{2D_p}} = \frac{G'_e U_{eb}}{1 + j\omega \tau_n} \quad (1.54)$$

и

$$I_b \approx \left[g_{eb} + j\omega C_{en} + \frac{j\omega \tau_n G'_e}{1 + j\omega \tau_n} \right] U_{eb}, \quad (1.55)$$

где

$$\tau_n = \frac{\omega^2}{2D_p}, \quad (1.56)$$

как указывалось выше,— среднее время движения дырок через базу (время пролета).

Выражения токов необходимо еще дополнить соотношением, связывающим напряжение на эмиттерном переходе с напряжением U_b , прикладываемым к внешним

зажимам база — эмиттер. Разница между этими напряжениями обусловлена падением напряжения на распределенном сопротивлении базы r_b при протекании по нему тока I_b

$$\dot{U}_b = \dot{U}_{ab} + I_b r_b. \quad (1.57)$$

На основании зависимостей (1.55) и (1.57) можно построить эквивалентную схему области базы и эмиттерного перехода, показанную на рис. 1.16. В соответствии с (1.57) распределенное сопротивление базы r_b оказывается включенным последовательно с областью перехода. Параллельно эмиттерному переходу присоединены проводимость g_{ab} , учитывающая ток рекомбинации, статическая емкость C_{ab} и цепочка $R'C'$, проводимость которой определяется выражением

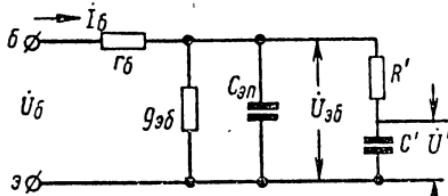


Рис. 1.16. Эквивалентная схема области эмиттер—база.

На рисунке изображена эквивалентная схема для области базы и эмиттерного перехода. Схема включает базовую цепь с током I_b и сопротивлением r_b . На эмиттерном переходе (области базы) включены проводимость g_{ab} , статическая емкость C_{ab} и цепочка $R'C'$. Напряжение на переходе обозначено как \dot{U}_{ab} .

Если принять $R' = \frac{1}{G'_s}$ и $C' = \tau_n G'_s$, управляемый коллекторный ток выражается при этом через напряжение на переходе с помощью соотношения (1.54).

Схема (рис. 1.16) и формулы (1.54) и (1.55) вследствие их относительной сложности недостаточно удобны. Не внося существенной погрешности, результаты можно упростить. Если перейти от управляемого напряжения \dot{U}_{ab} к некоторому напряжению

$$\dot{U}' = \frac{\dot{U}_{ab}}{1 + j\omega\tau_n}, \quad (1.58)$$

(рис. 1.16), то выражение тока базы (1.55) перепишется в виде

$$I_b = [g_{ab} + j\omega(C_{ab} + \tau_n g_{ab} + \tau_n G'_s) + (j\omega)^2 \tau_n C_{ab}] \dot{U}'.$$

На всех частотах, удовлетворяющих условию $\omega\tau_{\text{п}} \ll 1$ слагаемое $\omega^2\tau_{\text{п}}C_{\text{эп}}$ имеет значительно меньшую величину и поэтому им можно пренебречь. Ранее при получении приближенных зависимостей токов тоже отбрасы-

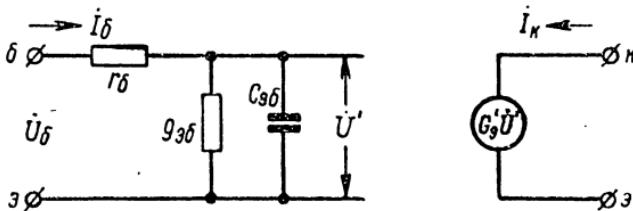


Рис. 1.17. Упрощенная эквивалентная схема области эмиттер—база.

вались члены со степенями ω выше первой и такого же порядка малости.

В результате сделанного упрощения уравнения токов принимают следующий вид:

$$I_k = G'_9 U', \quad (1.59)$$

$$I_b = [g_{9b} + j\omega(C_{9p} + \tau_p g_{9b} + \tau_n G'_9)] U' = (g_{9b} + j\omega C_{9b}) U'. \quad (1.60)$$

Соответствующая им эквивалентная схема показана на рис. 1.17. Согласно этой схеме можно считать, что эмиттерный переход шунтируется полной емкостью C_{9b} , состоящей из двух составляющих: статической C_{9p} и диффузионной

$$C_{\text{дифф}} = (g_{9b} + G'_9) \tau_n = G_9 \tau_n. \quad (1.61)$$

Управляющее напряжение на переходе определяется с учетом шунтирования полной емкостью C_{9b} и уравнение (1.57) в соответствии с рис. 1.17 заменяется следующим:

$$U_b = U' + I_b r_b. \quad (1.62)$$

Дополнив полученную схему проводимостью и емкостью коллекторного перехода (1.51) и (1.52), а также проводимостью эмиттер — коллектор, построим полную эквивалентную схему диффузионного триода

(рис. 1.18). На рис. 1.19 показано схематическое расположение проводимостей относительно его электродов.

Полученная схема является одним из известных вариантов эквивалентных схем. Достоинством данной схемы

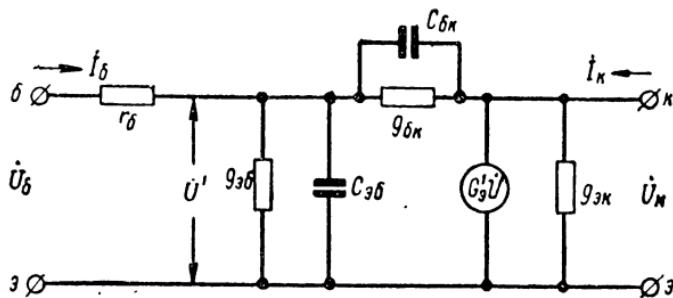


Рис. 1.18. Полная эквивалентная схема диффузионного триода.

мы является то, что при ее составлении учитывались все основные процессы, происходящие в транзисторе. Точность аппроксимации свойств триода получается доста-

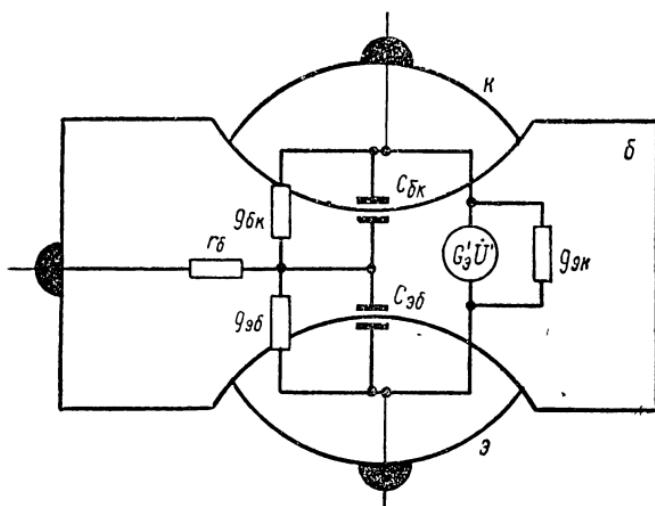


Рис. 1.19. Схема расположения эквивалентных проводимостей.

точно высокой во всем диапазоне рабочих частот. Убедиться в этом можно, сравнивая точные (1.33), (1.34) и приближенные (1.59), (1.60) выражения для токов, предварительно исключив из них величины $\dot{U}_{б\delta}$ и \dot{U}' с помощью уравнений (1.57) и (1.62). Достаточно пол-

ное представление о величине погрешностей дает также сравнение зависимости $\operatorname{ch} \lambda \omega$ с ее приближенным значением

$$\operatorname{ch} \lambda \omega = \operatorname{ch} \sqrt{j\omega \frac{\omega^2}{D_p}} = \operatorname{ch} \sqrt{j2\omega\tau_n} \approx 1 + j\omega\tau_n. \quad (1.63)$$

В интервале частот

$$0 \leq \omega\tau_n \leq 10$$

разница в их модулях не превышает 10%, а фазы отличаются лишь линейным слагаемым

$$\varphi = b\omega\tau_n, \quad (1.64)$$

т. е. при переходе к приближенному выражению теряется имеющее место некоторое запаздывание тока коллектора. Необходимо сразу же отметить, что частоты, отвечающие условию $\omega\tau_n \approx 10$, обычно в несколько раз пре- восходят предельную частоту усиления, выше которой усиление становится принципиально невозможным.

Эквивалентная схема (рис. 1.18) оказывается пригодной и для дрейфовых триодов. Если в выражении (1.41) отбросить сомножитель

$$e^{-j\frac{\omega w}{\mu_p E}} = e^{-j\omega\tau_n},$$

учитывающий запаздывание коллекторного тока, а в (1.42) воспользоваться двумя первыми членами разложения

$$e^{-j\omega\tau_n} \approx 1 - j\omega\tau_n,$$

то выражения токов \dot{I}_k и \dot{I}_b в точности совпадут с (1.59) и с (1.60). Указанное приближение для чисто дрейфовых транзисторов оказывается справедливым в интервале частот $0 \leq \omega\tau_n \leq \frac{\pi}{2}$. Для реальных триодов, в которых имеет место и дрейф и диффузия, этот интервал должен быть соответственно расширен.

1.7. СИСТЕМА УСИЛИТЕЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Приведенное выше рассмотрение физических процессов в транзисторе со всей очевидностью показывает, что механизм управления током триода состоит в изме-

нении потока носителей через эмиттерный переход под воздействием прикладываемой к последнему разности потенциалов $u_{\text{об}}$. В связи с этим, понятие инжекции носителей из эмиттера является ограниченным. Оно имеет смысл лишь для включения триода по схеме с общей базой при работе от источника сигналов с большим внутренним сопротивлением. В остальных случаях ток эмиттера не равен току эквивалентного генератора на входе усилителя и не может быть найден без помощи разности потенциалов, прикладываемой между эмиттером и базой.

Совершенно очевидно также, что ток базы является следствием несовершенства устройства транзистора и представляет собой вредные «отходы», возникающие в процессе движения управляемого потока носителей через слой базы. Поэтому с точки зрения физики работы нелепо считать ток базы управляющим фактором. К тому же он наиболее сильно зависит от температуры и частоты.

Только формально можно считать, что транзистор управляет током. Это вытекает из произвольного выбора независимых переменных, допускаемого теорией четырехполюсников. К сожалению, многие авторы делают из этого совершенно неправильный вывод о том, что якобы механизм работы транзистора основан на токовом управлении и что этим транзистор принципиально отличается от электронной лампы. На самом же деле никакого принципиального различия между этими приборами нет, так как причиной появления управляемого тока является разность потенциалов, прикладываемая к эмиттерному переходу. Разница состоит лишь в том, что лампу часто считают работающей без входного тока, а в транзисторе он всегда имеет место. Однако в ряде случаев (при работе на сверхвысоких частотах, в электрометрических схемах и в режимах с сеточными токами) в ламповых усилителях также приходится учитывать входной ток. Так что и здесь принципиальной разницы между лампами и транзисторами нет. Различие в их свойствах имеет не качественный, а количественный характер.

Несмотря на несомненные преимущества, эквивалентной схеме рис. 1.18 присущ также ряд существенных недостатков. Она не соответствует ни одной схеме, вытекающей из применения теории четырехполюсников.

Входящие в нее величины не поддаются непосредственному измерению, а управляемый ток выражается через неизвестное напряжение на эмиттерном переходе. Чтобы устранить эти недостатки, необходимо схему (рис. 1.18) преобразовать в одну из распространенных эквивалентных схем четырехполюсников. Как указывалось выше, наиболее целесообразным оказывается применение системы y -параметров.

Но прежде чем переходить от схемы (рис. 1.18) и уравнений (1.59), (1.60) и (1.62) к системе y -параметров, необходимо указать на некоторые неудобства пользования цифровыми индексами при анализе и расчете схем. Целесообразно заменить обозначения y -параметров (1.7) такими, которые раскрывали бы их физический смысл. Имея в виду комплексный характер параметров в диапазоне рабочих частот, можно предложить входную проводимость триода y_{11} обозначать \dot{Y} ; проводимость обратной связи y_{12} заменить на $-\dot{Y}_{обр}$; крутизну характеристики y_{21} — на \dot{S} и внутреннюю проводимость эквивалентного генератора y_{22} — на \dot{Y}_i . Изменение знака проводимости обратной связи позволит оперировать только с положительными величинами, так как у транзисторов $y_{12} < 0$. После указанной замены обозначений уравнения токов (1.7) принимают следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_6 &= \dot{Y} \dot{U}_6 - \dot{Y}_{обр} \dot{U}_K, \\ \dot{I}_K &= \dot{S} \dot{U}_6 + \dot{Y}_i \dot{U}_K. \end{aligned} \right\} \quad (1.65)$$

На низших частотах все проводимости становятся активными, не зависят от частоты и могут быть выражены как обычные дифференциальные параметры:

$$\left. \begin{aligned} \dot{Y}|_{\omega=0} &= g = \frac{\partial i_6}{\partial u_6} \Big|_{u_K=\text{const}}, \\ \dot{Y}_{обр}|_{\omega=0} &= g_{обр} = -\frac{\partial i_6}{\partial u_K} \Big|_{u_6=\text{const}}, \\ \dot{S}|_{\omega=0} &= S_0 = \frac{\partial i_K}{\partial u_6} \Big|_{u_K=\text{const}} \end{aligned} \right\} \quad (1.66)$$

и

$$\dot{Y}_i|_{\omega=0} = \frac{1}{R_i} = \frac{\partial i_K}{\partial u_K} \Big|_{u_6=\text{const}}.$$

Крутизна S_0 и внутреннее сопротивление R_i тождественны крутизне и внутреннему сопротивлению лампы. Для маломощных триодов порядок их величин обычно бывает $S_0 = 50 \div 200 \text{ ма/в}$, $R_i = 10 \div 50 \text{ ком}$. Проводимость g аналогична входной проводимости лампы при работе последней с сеточными токами. Она имеет величину порядка $g = (0,5 \div 5) \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$. Проводимость обратной связи $g_{\text{обр}}$ учитывает обратную реакцию коллекторной цепи на ток базы. Ее величина обычно составляет единицы или доли микромо.

Конечной целью преобразования эквивалентной схемы (рис. 1.18) является получение аналитических частотных зависимостей y -параметров и преобразование их к простейшему — каноническому виду. Обозначив для сокращения выкладок проводимости

$$g_{\text{эб}} + j\omega C_{\text{эб}} = \dot{Y}_{\text{эб}},$$

$$g_{\text{бк}} + j\omega C_{\text{бк}} = \dot{Y}_{\text{бк}},$$

для схемы (рис. 1.18) можно получить следующие уравнения токов:

$$\left. \begin{aligned} \dot{I}_{\text{б}} &= \dot{U}' \dot{Y}_{\text{эб}} - (\dot{U}_{\text{к}} - \dot{U}') \dot{Y}_{\text{бк}} \\ \dot{I}_{\text{к}} &= \dot{U}' G'_{\text{э}} + \dot{U}_{\text{к}} g_{\text{эк}} + (\dot{U}_{\text{к}} - \dot{U}') \dot{Y}_{\text{бк}}. \end{aligned} \right\} \quad (1.67)$$

Определив из выражений $\dot{U}_{\text{б}}$ (1.62) и $\dot{I}_{\text{б}}$ (1.67) напряжение на эмиттерном переходе

$$\dot{U}' = \frac{\dot{U}_{\text{б}} + \dot{U}_{\text{к}} \dot{Y}_{\text{бк}} r_{\text{б}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_{\text{б}}} \quad (1.68)$$

и подставив его в уравнения токов (1.67), получим

$$\begin{aligned} \dot{I}_{\text{б}} &= \frac{\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_{\text{б}}} \dot{U}_{\text{б}} - \frac{\dot{Y}_{\text{бк}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_{\text{б}}} \dot{U}_{\text{к}}, \\ \dot{I}_{\text{к}} &= \frac{G'_{\text{э}} - \dot{Y}_{\text{бк}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_{\text{б}}} \dot{U}_{\text{б}} + \left[g_{\text{эк}} + \dot{Y}_{\text{бк}} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{(G'_{\text{э}} - \dot{Y}_{\text{бк}}) \dot{Y}_{\text{бк}} r_{\text{б}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_{\text{б}}} \right] \dot{U}_{\text{к}}. \end{aligned}$$

Сравнивая эти уравнения с (1.65), легко установить значения параметров

$$\left. \begin{aligned} \dot{Y} &= \frac{\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_0}, \\ \dot{S} &= \frac{G'_0}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_0}, \\ \dot{Y}_{\text{обр}} &= \frac{\dot{Y}_{\text{бк}}}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_0} \end{aligned} \right\} \quad (1.69)$$

и

$$\dot{Y}_i = g_{\text{эк}} + \dot{Y}_{\text{бк}} + \frac{(G'_0 - \dot{Y}_{\text{бк}}) \dot{Y}_{\text{бк}} r_0}{1 + (\dot{Y}_{\text{эб}} + \dot{Y}_{\text{бк}}) r_0}.$$

Остается преобразовать их к каноническому виду. Подставив в выражение \dot{Y} развернутые значения проводимостей $\dot{Y}_{\text{эб}}$, $\dot{Y}_{\text{бк}}$ и сделав соответствующие преобразования, получим

$$\begin{aligned} \dot{Y} &= \frac{g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}} + j\omega (C_{\text{эб}} + C_{\text{бк}})}{1 + [g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}} + j\omega (C_{\text{эб}} + C_{\text{бк}})] r_0} = \\ &= \frac{1}{r_0} \frac{\frac{(g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0}{1 + (g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0} + j\omega \frac{(C_{\text{эб}} + C_{\text{бк}}) r_0}{1 + (g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0}}{1 + j\omega \frac{(C_{\text{эб}} + C_{\text{бк}}) r_0}{1 + (g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0}}. \end{aligned}$$

При $\omega = 0$ это выражение должно перейти в активную низкочастотную проводимость g

$$g = \frac{g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}}{1 + (g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0}. \quad (1.70)$$

Если ввести обозначение

$$\frac{(C_{\text{эб}} + C_{\text{бк}}) r_0}{1 + (g_{\text{эб}} + g_{\text{бк}}) r_0} = \tau, \quad (1.71)$$

то окончательно найдем

$$\dot{Y} = \frac{1}{r_0} \cdot \frac{gr_0 + j\omega\tau}{1 + j\omega\tau}. \quad (1.72)$$

Аналогично, взяв выражение для крутизны, определим

$$\dot{S} = \frac{\frac{G'_s}{1 + (g_{s\sigma} + g_{s\kappa}) r_\sigma}}{1 + j\omega\tau},$$

которое при $\omega = 0$ обращается в

$$S_0 = \frac{G'_s}{1 + (g_{s\sigma} + g_{s\kappa}) r_\sigma}, \quad (1.73)$$

и окончательно получим

$$\dot{S} = \frac{S_0}{1 + j\omega\tau}. \quad (1.74)$$

Подобным же образом находим

$$g_{o\sigma p} = \frac{g_{\sigma\kappa}}{1 + (g_{s\sigma} + g_{s\kappa}) r_\sigma} \quad (1.75)$$

и

$$\dot{Y}_{o\sigma p} = \frac{g_{o\sigma p} + \frac{j\omega C_{\sigma\kappa}}{1 + (g_{s\sigma} + g_{s\kappa}) r_\sigma}}{1 + j\omega\tau} \approx \frac{g_{o\sigma p} + j\omega C_{\sigma\kappa}}{1 + j\omega\tau}, \quad (1.76)$$

а также

$$\frac{1}{R_i} \approx g_{\sigma\kappa} + g_{s\kappa} (1 + S_0 r_\sigma) \quad (1.77)$$

и

$$\begin{aligned} \dot{Y}_i &= g_{\sigma\kappa} + g_{s\kappa} (1 + \dot{S} r_\sigma) + j\omega \dot{S} r_\sigma C_{\sigma\kappa} + j\omega C_{\sigma\kappa} \approx \\ &\approx \frac{1}{R_i} + j\omega \frac{S_0 r_\sigma C_{\sigma\kappa}}{1 + j\omega\tau} + j\omega C_{\sigma\kappa}. \end{aligned} \quad (1.78)$$

Полученные выражения (1.72), 1.74), (1.76) и (1.78) представляют собой аналитические зависимости y -параметров от частоты, записанные в канонической форме. В их состав входят четыре известных низкочастотных

параметра g , $g_{обр}$, S_0 и R_i , которые легко измерить любым применяемым в теории четырехполюсников способом. Кроме того, для описания частотных зависимостей требуется знать еще три параметра τ , r_b и $C_{бк}$, которые можно назвать высокочастотными. Распределенное сопротивление базы r_b и коллекторная емкость $C_{бк}$ встречались уже ранее. Для разработки способа измерения r_b воспользуемся соотношением (1.72). На достаточно высокой частоте при $\omega \gg 1/\tau$ входная проводимость становится равной

$$\dot{Y} \Big|_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{1}{r_b},$$

т. е. r_b можно измерить тем способом, которым измеряют входное сопротивление на высоких частотах. Коллекторная емкость $C_{бк}$ может быть измерена в схеме с общей базой при разорванной по переменному току цепи эмиттера.

Одним из важнейших параметров транзистора является его постоянная времени τ . Физически она представляет собой постоянную времени по входным зажимам эмиттер — база при закороченных выходных зажимах. Согласно (1.71) она равна постоянной времени цепи, образованной распределенным сопротивлением базы r_b , проводимостями $g_{обр}$ и $g_{бк}$, а также статическими емкостями переходов и диффузионной емкостью (1.61) (рис. 1.20). Измерение постоянной времени тринода τ также не вызывает затруднений и может быть осуществлено с использованием частотной характеристики в режиме короткого замыкания на входе и выходе. С параметрами других систем постоянная времени τ связана простыми соотношениями. Можно показать, что с граничной частотой усиления по току f_α для схемы с общей базой она связывается формулой

$$f_\alpha = \frac{S_0 r_b}{2\pi\tau}, \quad (1.79)$$

а с граничной частотой f_β для схемы с общим эмиттером — соотношением

$$f_\beta = \frac{gr_b}{2\pi\tau}. \quad (1.80)$$

Типичные значения высокочастотных параметров транзисторов обычно имеют следующие величины: постоянная времени τ — от единиц до тысячных долей микросекунды, сопротивление $r_b = 50 \div 150$ ом и коллекторная емкость $C_{bk} = 3 \div 50$ пФ.

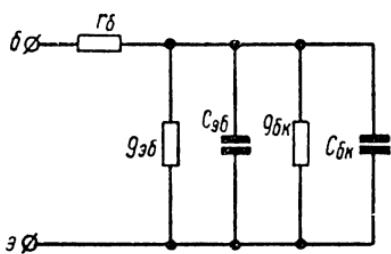


Рис. 1.20. Схема, поясняющая смысл постоянной времени триода.

Рассмотрение физических процессов, происходящих в транзисторах, имело своей целью ознакомить читателя с принципом и особенностями их работы, а также обосновать аналитические выражения частотной зависимости параметров. В дальнейшем при ис-

следовании и расчете различных схем усилителей в качестве исходных зависимостей можно использовать уравнения токов в системе y -параметров (1.65) для схемы с общим эмиттером, соответствующую им эквивалентную схему (рис. 1.21), семейства статических характеристик (рис. 1.9), аналитические выражения y -параметров:

$$\dot{Y} = \frac{1}{r_b} \cdot \frac{gr_b + j\omega\tau}{1 + j\omega\tau}, \quad (1.72)$$

$$\dot{S} = \frac{S_0}{1 + j\omega\tau}, \quad (1.74)$$

$$\dot{Y}_{obp} = \frac{g_{obp} + j\omega C_{bk}}{1 + j\omega\tau} \quad (1.76)$$

и

$$\dot{Y}_i = \frac{1}{R_i} + j\omega \frac{S_0 r_b C_{bk}}{1 + j\omega\tau} + j\omega C_{bk}, \quad (1.78)$$

записанные в канонической форме, и семь взаимонезависимых параметров триода, четыре из которых являются низкочастотными (1.66), а остальные три τ , r_b и C_{bk} — высокочастотными. Весь комплекс независимых параметров должен определяться экспериментально, что в значительной степени будет способствовать корректировке

ванию неточностей, допущенных при их обоснований, а также не потребует использования дополнительных расчетных соотношений.

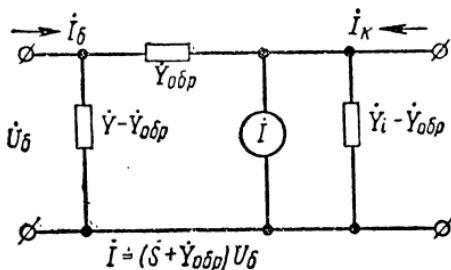


Рис. 1.21. П-образная эквивалентная схема полупроводникового триода в системе y -параметров.

1.8. ЗАВИСИМОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ОТ РЕЖИМА РАБОТЫ

На рис. 1.22 показана зависимость коллекторного тока от напряжения на базе при различных температурах корпуса транзистора. Из рисунка видно, что при постоянном напряжении на базе изменения температуры

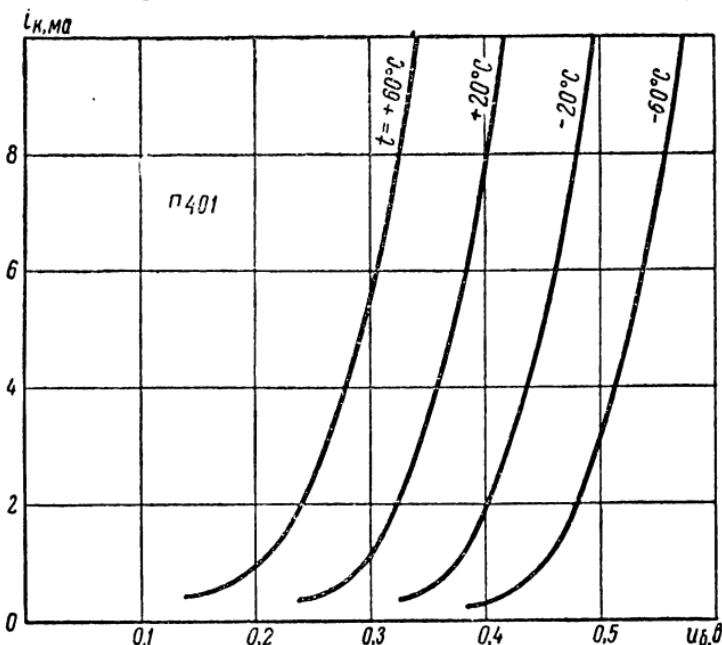


Рис. 1.22. Зависимость тока коллектора триода типа П401 от напряжения на базе и температуры корпуса.

на несколько градусов вызывают заметные приращения тока. При изменениях температуры примерно на $\pm 40^\circ\text{C}$ триод может перейти от полностью запертого состояния к режиму работы с током, значительно превышающим предельно допустимый, поэтому без принятия специальных мер нормальная работа схем в широком интервале температуры невозможна.

Теоретически, зависимость параметров от тока эмиттера обусловлена тем, что проводимость перехода G_e (1.10) прямо пропорциональна протекающему через него току. Если считать, что в первом приближении распределение потока дырок между коллектором и базой не зависит от величины тока, то и проводимость g_{ab} , учитывающая рекомбинационный и электронный токи базы, также должна быть пропорциональна эмиттерному току. В выражения же большинства параметров входят эти две проводимости. Рассматривая выражения входной проводимости g (1.70), крутизны S_0 (1.73), диффузионной емкости $C_{\text{диф}}$ (1.61) и постоянной времени τ (1.71), легко установить, что стоящие в их числителях величины должны быть прямо пропорциональны току эмиттера. При небольших токах, пока выполняется условие

$$(g_{ab} + g_{bk})r_b \ll 1,$$

и сами перечисленные параметры будут пропорциональны этому току. Практически для маломощных триодов линейная зависимость параметров имеет место при токах, не превышающих 5 мА. С увеличением тока начинает сказываться влияние слагаемого $(g_{ab} + g_{bk})r_b$ в знаменателях, которое приводит к замедлению роста параметров. И, наконец, при очень больших токах (для маломощных триодов их значение обычно значительно превышает предельно допустимое) параметры стремятся к постоянным величинам.

Примерно так же зависит от тока и величина $\frac{1}{R_i}$

(1.77), обратная внутреннему сопротивлению триода.

Рассмотренные зависимости параметров от тока хорошо подтверждаются на практике. На рис. 1.23 и 1.24 показаны полученные экспериментально кривые параметров для диффузионного и дрейфового триодов в функции тока коллектора. Так как коллекторный ток почти не отличается от тока эмиттера, характер зависи-

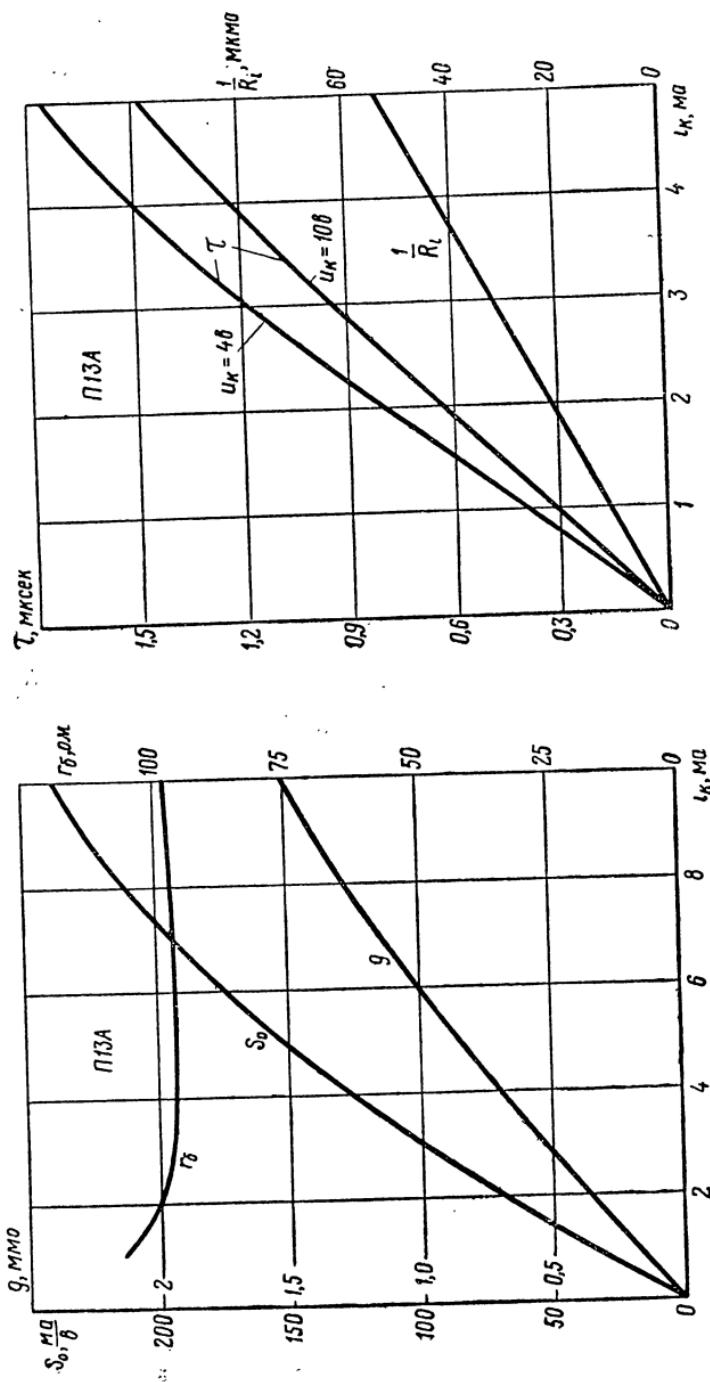
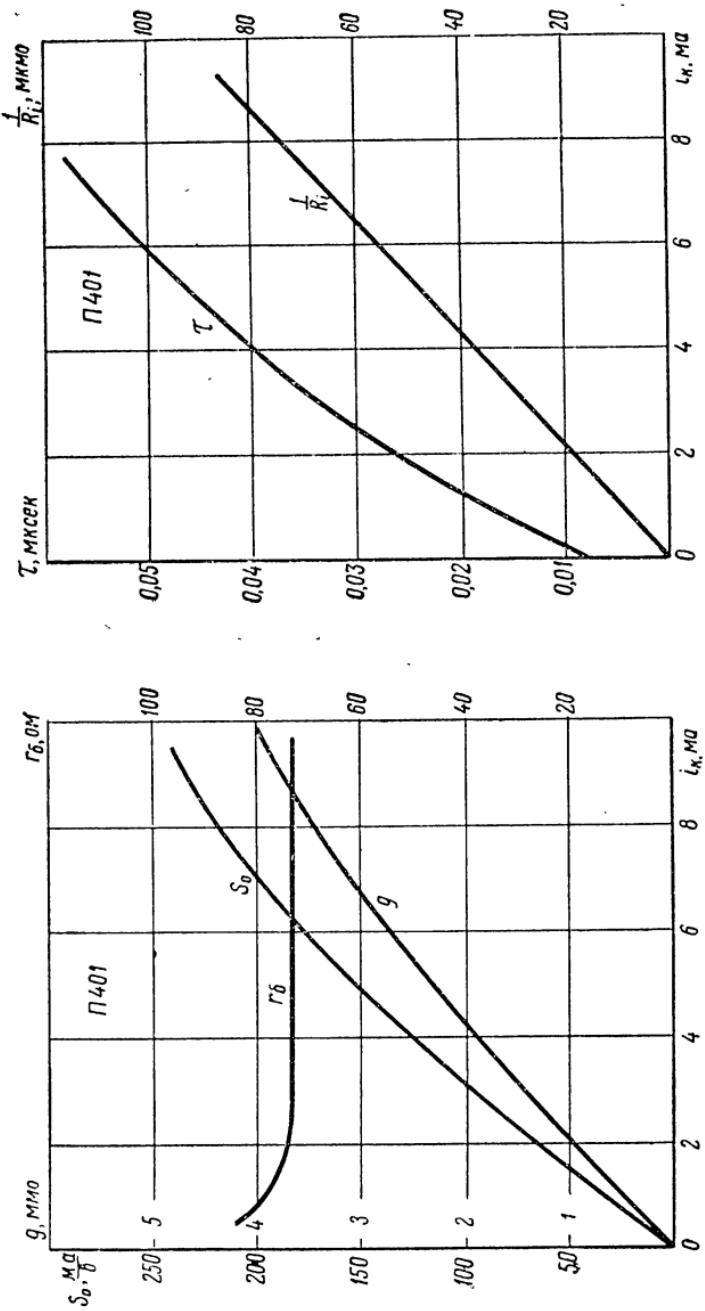


Рис. 1.23. Зависимость параметров диффузионного триода типа П13А от тока коллектора.

Рис. 1.24. Зависимость параметров дрейфового триода типа П401 от тока коллектора.



мостей остается таким же. Однако иметь дело с током коллектора удобнее вследствие того, что режим работы обычно выбирается и поддерживается заданным по коллекторной цепи.

Все параметры, кроме емкости $C_{бк}$, от напряжения на коллекторе зависят незначительно, а распределенное сопротивление базы также меняется мало и при изменениях тока. Влияние коллекторного напряжения на емкость $C_{бк}$ объясняется его воздействием на толщину

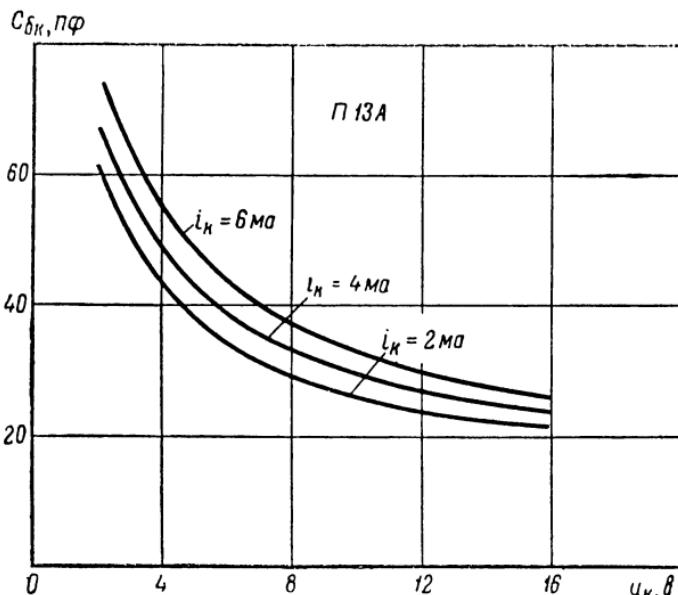


Рис. 1.25. Зависимость емкости $C_{бк}$ от напряжения на коллекторе.

перехода. Эта зависимость обычно близка к обратно пропорциональной величине $\sqrt{u_{к, \delta}}$ и определяется характером структуры $p-n$ перехода. Полученная экспериментально зависимость емкости $C_{бк}$ от напряжения на коллекторе показана на рис. 1.25.

При поддержании тока коллектора постоянным по величине параметры незначительно изменяются с температурой. Последнее объясняется тем, что проводимость перехода (1.10) примерно обратно пропорциональна абсолютной температуре. Так как относительные изменения ее обычно не превышают 20—30%, то и изменения параметров получаются сравнительно небольшими.

Линейная зависимость параметров от тока сильно упрощает способ пересчета величин, измеренных при одном значении тока коллектора к любому другому значению тока. Если известны параметры, измеренные при токе i_{k1} , то для произвольного тока i_{k2} пересчет можно произвести с помощью следующих приближенных формул:

$$\left. \begin{aligned} g(i_{k2}) &= \frac{i_{k2}}{i_{k1}} g(i_{k1}), \\ S_0(i_{k2}) &= \frac{i_{k2}}{i_{k1}} S_0(i_{k1}), \\ \tau(i_{k2}) &= \frac{i_{k2}}{i_{k1}} \tau(i_{k1}), \\ R_i(i_{k2}) &= \frac{i_{k1}}{i_{k2}} R_i(i_{k1}). \end{aligned} \right\} \quad (1.81)$$

Точно так же емкость $C_{бк}$, измеренную при напряжении u_{k1} , можно приближенно пересчитать к напряжению u_{k2} с помощью соотношения

$$C_{бк}(u_{k2}) = \sqrt{\frac{u_{k1}}{u_{k2}}} C_{бк}(u_{k1}). \quad (1.82)$$

Другим важным следствием линейной зависимости параметров от тока является то, что расчеты, выполненные для слабых сигналов, остаются верными и для сильных сигналов. Это оказывается справедливым во всех случаях работы триода без отсечек коллекторного тока. Причина совпадения результатов заключается в том, что при линейном характере зависимости параметров от тока, значения их величин, усредненные за период, совпадают с исходными значениями.

Даже при строго одинаковом режиме различные образцы триодов имеют разброс параметров. Минимальным оказывается разброс крутизны S_0 и коллекторной емкости $C_{бк}$. Обычно он не превышает 20—30 %. Значительно большими и существенно снижающими точность расчетов являются разбросы входной проводимости g , сопротивления базы r_b и постоянной времени τ . Их величина в отдельных случаях может превышать 100 %. Указанный разброс параметров не является принципиальным недостатком полупроводниковых триодов: он

Рис. 126. Сравнение расчетных и экспериментальных частотных характеристик $\frac{S}{S_0}$.

$10^4 f, \text{кц}$

10^3

10^2

10^1

59

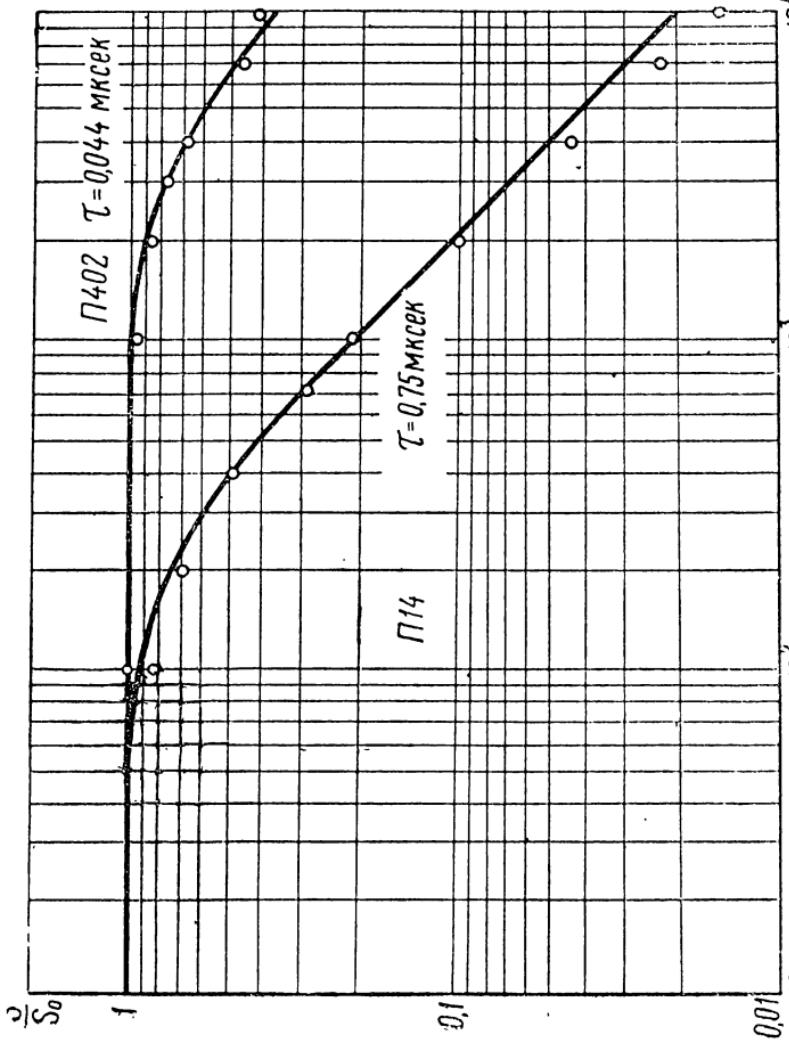


Рис. 126. Сравнение расчетных и экспериментальных частотных характеристик $\frac{S}{S_0}$.

вызывается в значительной мере несовершенством технологии производства. В связи с улучшением технологии производства в ближайшее время можно ожидать уменьшения разброса параметров триодов. Что же касается параметров R_i и $g_{обр}$, то хотя их разброс и велик, однако на работу усилителей он влияет незначительно.

Весьма наглядным оказывается также и сравнение с результатами измерений. На рис. 1.26 показаны частотные зависимости крутизны диффузионного П14 и дрейфового П402 триодов. Сплошные кривые представляют собой модуль выражения (1.74); точками обозначены измеренные значения. Постоянная времени измерялась экспериментально: для триода типа П14 $\tau = 0,75 \text{ мкsec}$, для триода типа П402 $\tau = 0,044 \text{ мкsec}$. На рис. 1.27 приведена частотная зависимость модуля $|Y|$ триода П14 (сплошная кривая), точками показаны измеренные значения. Совпадение результатов получается достаточно хорошо. Если учесть, что ошибки, вызванные разбросом параметров, могут намного превышать

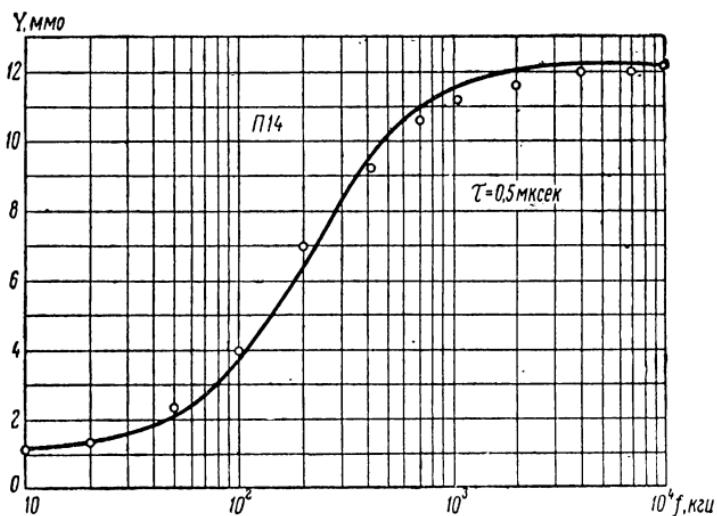


Рис. 1.27. Сравнение расчетной и экспериментальной частотной зависимости $|Y|$.
Точки — измеренные значения.

ошибки аппроксимации, становится очевидным, что необходимость в более точных выражениях практически отпадает.

ГЛАВА 2

ОСНОВЫ ТЕОРИИ УСИЛИТЕЛЕЙ НА ПЛОСКОСТНЫХ ТРАНЗИСТОРАХ

2.1. ТРИ СХЕМЫ ВКЛЮЧЕНИЯ ТРАНЗИСТОРА

Для анализа и расчета различных схем транзисторных усилителей исходными зависимостями являются уравнения токов базы и коллектора (1.65), рассмотренные в предыдущей главе, соответствующая им эквивалентная схема (рис. 1.21), выражения y -параметров, записанные в канонической форме (1.72), (1.74), (1.76) и (1.78), а также семейства статических характеристик (рис. 1.9). Сравнивая их с широко используемой эквивалентной схемой электронной лампы (рис. 2.1) и с уравнениями сеточного и анодного токов [10]

$$\dot{I}_g = (\dot{Y}_g + \dot{Y}_{ag}) \dot{U}_g - \dot{Y}_{ag} \dot{U}_a,$$

$$\dot{I}_a = (S - \dot{Y}_{ag}) \dot{U}_g + (\dot{Y}_a + \dot{Y}_{ag}) \dot{U}_a,$$

нетрудно заметить имеющую место аналогию. Статические характеристики транзисторов (рис. 1.9) также

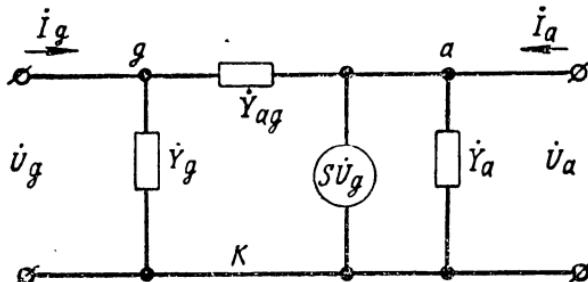


Рис. 2.1. Эквивалентная схема электронной лампы.

сильно напоминают характеристики электронных ламп.

Отмеченная аналогия позволяет пользоваться для транзисторных и ламповых усилителей одними и теми же методами исследования. В частности заменяя проводимости лампы \dot{Y}_g , \dot{Y}_{ag} , S и \dot{Y}_a соответственно величинами $\dot{Y} - \dot{Y}_{обр}$, $\dot{Y}_{обр}$, $S + \dot{Y}_{обр}$ и $\dot{Y}_i - \dot{Y}_{обр}$, можно ряд основных формул из теории ламповых схем применить и к схемам транзисторных усилителей.

Сопоставление трех возможных схем включения транзисторов (рис. 1.2) и схем включения лампы показывает, что аналогичными являются схемы с общим эмиттером и с общим катодом, с общей базой и с общей сеткой, с общим коллектором и с общим анодом. Взяв основные формулы для коэффициента усиления, входной и выходной проводимостей из теории ламповых усилителей и произведя в них указанную замену проводимостей, получим необходимые соотношения для схем с транзисторами.

Для усилителя с общим эмиттером находим

$$\dot{K} = \frac{\dot{U}_\kappa}{\dot{U}_6} = -\frac{S - \dot{Y}_{ag}}{\dot{Y}_{ag} + \dot{Y}_a + Y_{\text{н}}} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_i + \dot{Y}_{\text{н}}}, \quad (2.1)$$

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{\dot{I}_6}{\dot{U}_6} = \dot{Y}_g + (1 - \dot{K}) \dot{Y}_{ag} = \dot{Y} - \dot{K} \dot{Y}_{обр}, \quad (2.2)$$

$$\dot{Y}_{\text{вых}} = \frac{\dot{I}_\kappa}{\dot{U}_\kappa} = \dot{Y}_a + \dot{Y}_{ag} + \frac{(S - \dot{Y}_{ag}) \dot{Y}_{ag}}{\dot{Y}_c + \dot{Y}_g + \dot{Y}_{ag}} = \dot{Y}_i + \frac{\dot{S} \dot{Y}_{обр}}{\dot{Y}_c + \dot{Y}}, \quad (2.3)$$

где $\dot{Y}_{\text{н}}$ — проводимость нагрузки и \dot{Y}_c — внутренняя проводимость источника сигналов (или предшествующего каскада).

Совершенно аналогично для усилителя с общей базой можно получить

$$K = \frac{\dot{S} + \dot{Y}_i}{\dot{Y}_i + \dot{Y}_{\text{н}}}, \quad (2.4)$$

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = S + \dot{Y} + (1 - K) (\dot{Y}_i - \dot{Y}_{обр}), \quad (2.5)$$

$$\dot{Y}_{\text{вых}} \approx \dot{Y}_i - \frac{\dot{S} (\dot{Y}_i - \dot{Y}_{обр})}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_c}. \quad (2.6)$$

Наконец, для схемы с общим коллектором

$$\dot{K} = \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_i - \dot{Y}_{\text{обр}} + \dot{Y}_{\text{н}}} \approx \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_{\text{н}}}, \quad (2.7)$$

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \dot{Y} - \dot{K}(\dot{Y} - \dot{Y}_{\text{обр}}) \approx \dot{Y}_{\text{обр}} + (1 - \dot{K})\dot{Y}, \quad (2.8)$$

$$\dot{Y}_{\text{вых}} = \dot{Y}_i - \dot{Y}_{\text{обр}} + (\dot{S} + \dot{Y}) \frac{\dot{Y}_{\text{н}} + Y_{\text{обр}}}{\dot{Y} + \dot{Y}_{\text{н}}}. \quad (2.9)$$

Здесь везде \dot{K} — коэффициент усиления по напряжению; $\dot{Y}_{\text{вх}}$ — входная и $\dot{Y}_{\text{вых}}$ — выходная проводимости усилительного каскада.

Соотношения (2.1) — (2.9) представляют собой основные формулы, пригодные для исследования любых конкретных схем транзисторных усилителей. Для этого в них необходимо подставить развернутые частотные зависимости y -параметров, а также значения полных проводимостей нагрузки и источника сигналов. Необходимо только помнить, что величины параметров S_0 , g , τ и R_i должны быть взяты соответствующими исходному рабочему току триода, а емкость $C_{\text{бк}}$ — исходному коллекторному напряжению. Пересчет этих величин к нужному режиму может быть произведен с помощью приближенных формул (1.81) и (1.82).

2.2. ТРАНЗИСТОРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ВЫСОКООМНОЙ НАГРУЗКОЙ

К усилителям с высокоомной нагрузкой относятся усилительные каскады, в коллекторную цепь которых включено большое сопротивление. Такими обычно являются оконечные каскады некоторых усилителей и каскады, работающие на вход электронной лампы или электронно-лучевой трубки. В отличие от них предварительные усилители оказываются нагруженными на малое входное сопротивление следующего триода.

Весьма распространенной является схема усилителя с общим эмиттером, с нагрузкой в виде активного сопротивления, зашунтированного некоторой паразитной емкостью (рис. 2.2). Воспользовавшись выражением

для коэффициента усиления (2.1) и приняв во внимание, что полная проводимость нагрузки

$$\dot{Y}_H = \frac{1}{R_H} + j\omega C_H, \quad (2.10)$$

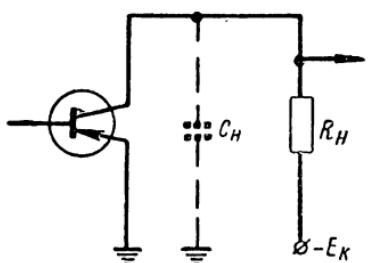
после подстановки значений \dot{S} и \dot{Y}_i получим

$$\begin{aligned} \dot{K} &= - \frac{\frac{S_0}{1+j\omega\tau}}{\frac{1}{R_i} + \frac{j\omega S_0 r_0 C_{6K}}{1+j\omega\tau} + j\omega C_{6K} + \frac{1}{R_H} + j\omega C_H} = \\ &= - \frac{S_0 R_0}{(1+j\omega\tau)(1+j\omega\tau_B) + j\omega\tau'} = \\ &= - \frac{K_0}{1 + j\omega(\tau + \tau' + \tau_B) + (j\omega)^2 \tau \tau_B}, \end{aligned} \quad (2.11)$$

где

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{R_0} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_H}; \\ \tau_B = (C_{6K} + C_H) R_0; \\ \tau' = S_0 r_0 C_{6K} R_0. \end{array} \right\} \quad (2.12)$$

В большинстве случаев в выражении (2.11) слагаемое $\omega^2 \tau \tau_B$ начинает заметно влиять на общий результат на частотах, значительно превышающих верхнюю границу частот полосы пропускания. Последнее позволяет не учитывать его при определении полосы. Тогда приближенно для частотной характеристики можно записать



$$\left| \frac{\dot{K}}{K_0} \right| \approx \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^2 (\tau + \tau' + \tau_B)^2}}. \quad (2.13)$$

Вводя понятие коэффициента частотных искажений

$$M_B = \frac{K_0}{K(F_B)}, \quad (2.14)$$

Рис. 2.2. Схема усилителя с высокоомной нагрузкой.

в котором $K_0 = S_0 R_0$ и $K(F_B)$ — соответственно усиление на средних частотах и на верхней граничной частоте, из (2.13) находим значение

$$F_B = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi(\tau + \tau' + \tau_B)} = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\{\tau + [(S_0 r_0 + 1) C_{Bk} + C_n] R_0\}}. \quad (2.15)$$

Анализируя это выражение, легко убедиться, что полоса пропускания изменяется в значительно меньших пределах, чем эквивалентное сопротивление нагрузки R_0 . В результате, даже при $R_0 \rightarrow 0$, граничная частота не увеличивается неограниченно, а достигает только наибольшего значения

$$F_{B \text{ макс}} = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\tau}.$$

Таким образом, усилитель (рис. 2.2) имеет довольно плохую частотную характеристику и является узкополосным. Главной причиной этого кроме частотной зависимости крутизны (1.74) является внутренняя обратная связь через коллекторную емкость C_{Bk} , которая приводит к кажущемуся шунтированию нагрузки эквивалентной емкостью

$$(S_0 r_0 + 1) C_{Bk}.$$

Действие внутренней обратной связи сводится к уменьшению полезного управляющего напряжения на эмиттерном переходе. К такому же результату приводит и влияние постоянной времени триода τ .

Вследствие того что крутизна транзистора имеет большую величину, усиление каскада на средних частотах

$$K_0 = S_0 R_0 = \frac{S_0}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_n}} \quad (2.16)$$

получается весьма значительным и может быть порядка нескольких сотен и даже тысяч.

Для каскадов с высокоомной нагрузкой важным показателем обычно является величина выходного напряжения. Его максимальное амплитудное значение U_{km} ограничивается предельно допустимыми напряжением

$U_{\text{к макс}}$, током $I_{\text{к макс}}$ и мощностью рассеяния на коллекторе $P_{\text{к макс}}$:

$$\left. \begin{array}{l} U_{\text{км}} \leq E_{\text{к}} \leq 0,5 U_{\text{к макс}}, \\ U_{\text{км}} < 0,5 I_{\text{к макс}} R_{\text{н}} \\ U_{\text{км}} \leq \frac{P_{\text{к макс}} R_{\text{н}}}{U_{\text{к}0}}, \end{array} \right\} . \quad (2.17)$$

и

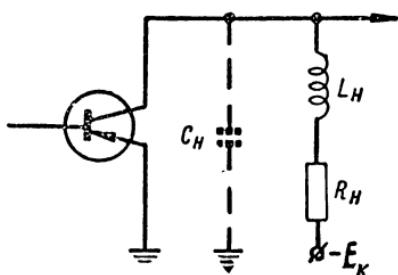


Рис. 2.3. Схема усилителя с высокоомной нагрузкой и корректирующей индуктивностью.

торную цепь корректирующей индуктивности (рис. 2.3).

Полная проводимость нагрузки этого усилителя в соответствии со схемой равна

$$\dot{Y}_{\text{н}} = j\omega C_{\text{н}} + \frac{1}{R_{\text{н}} + j\omega L_{\text{н}}} . \quad (2.18)$$

Анализ точного выражения коэффициента усиления

$$\begin{aligned} \dot{K} &= - \frac{\dot{S}}{\dot{Y}_i + \dot{Y}_{\text{н}}} = \\ &= - \frac{\frac{S_0}{1 + j\omega\tau}}{\frac{1}{R_i} + \frac{j\omega S_0 r_0 C_{\text{бк}}}{1 + j\omega\tau} + j\omega C_{\text{бк}} + j\omega C_{\text{н}} + \frac{1}{R_{\text{н}} + j\omega L_{\text{н}}}} \end{aligned} \quad (2.19)$$

сопряжен с серьезными трудностями. Однако при необходимости получить достаточно широкую полосу обычно выбирают сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$ таким, чтобы

где $U_{\text{к}0}$ — исходное напряжение на коллекторе. При этом сопротивление нагрузки должно определяться из условия обеспечения заданной полосы пропускания (2.15) с учетом соотношений (2.12).

Значительного расширения полосы пропускания и улучшения формы частотной характеристики удается достигнуть путем включения в коллек-

$R_{\text{н}} \ll R_i$. Кроме того, в пределах полосы пропускания, как правило, имеет место неравенство

$$\left| \frac{S_0 r_0 C_{\delta K}}{1 + j\omega \tau} \right| \gg C_{\delta K} + C_{\text{н}},$$

что позволяет пренебречь величинами R_i и $C_{\delta K} + C_{\text{н}}$, приближенно считая

$$\dot{K} \approx - \frac{S_0}{j\omega S_0 r_0 C_{\delta K} + \frac{1 + j\omega \tau}{R_{\text{н}} + j\omega L_{\text{н}}}} = - \frac{S_0 R_{\text{н}} (1 + j\omega \tau_{L_{\text{н}}})}{1 + j\omega (\tau + \tau') + (j\omega)^2 \tau' \tau_{L_{\text{н}}}}, \quad (2.20)$$

в котором $\tau' = S_0 r_0 C_{\delta K} R_{\text{н}}$ и $\tau_{L_{\text{н}}} = \frac{L_{\text{н}}}{R_{\text{н}}}$.

Эту зависимость легко исследовать на получение оптимальной частотной или фазовой характеристики либо на обеспечение приемлемой переходной функции. Так, например, обращаясь к модулю коэффициента усиления

$$K = K_0 \sqrt{\frac{1 + (\omega \tau_{L_{\text{н}}})^2}{1 + \omega^2 [(\tau + \tau')^2 - 2\tau' \tau_{L_{\text{н}}}] + \omega^4 (\tau' \tau_{L_{\text{н}}})^2}}, \quad (2.21)$$

нетрудно найти условие максимально плоской частотной характеристики $\tau_{L_{\text{н}}}^2 + 2\tau_{L_{\text{н}}} \tau' - (\tau + \tau')^2 = 0$, откуда

$$\tau_{L_{\text{н}}} = -\tau' + \sqrt{\tau'^2 + (\tau + \tau')^2} \approx \tau \left(1 + \frac{1}{2} \cdot \frac{\tau}{\tau + \tau'} \right). \quad (2.22)$$

Подставляя это значение в выражение для $|\dot{K}|$ и задаваясь коэффициентом частотных искажений $M_{\text{в}}$, получаем

$$K_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{K_0}{1 + \frac{\omega^4 (\tau' \tau_{L_{\text{н}}})^2}{1 + \omega^2 \tau_{L_{\text{н}}}^2}}} \quad (2.23)$$

И условие для определения верхней граничной частоты

$$\frac{\omega^4 (\tau' \tau_{L_{\text{н}}})^2}{1 + \omega^2 \tau_{L_{\text{н}}}^2} = M_{\text{в}}^2 - 1.$$

Можно убедиться, что вблизи F_B выполняется неравенство $(\omega \tau_{L_H})^2 \ll 1$, которое позволяет приближенно найти

$$F_B = \frac{\sqrt[4]{M_B^2 - 1}}{2\pi \sqrt{\tau' \tau_{L_H}}} \approx \frac{\sqrt[4]{M_B^2 - 1}}{2\pi \sqrt{S_0 r_6 C_{6K} R_H \tau}} . \quad (2.24)$$

Из последнего равенства видно, что F_B оказывается обратно пропорциональной $\sqrt{R_H}$, а произведение коэффициента усиления на квадрат верхней граничной частоты

$$K_0 F_B^2 = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{4\pi^2 r_6 C_{6K} \tau} \quad (2.25)$$

не зависит ни от нагрузки, ни от крутизны и определяется лишь постоянными времени τ и $r_6 C_{6K}$.

В усилителе с корректирующей индуктивностью усиление и форма частотной характеристики зависят от режима работы триода. Поэтому в нем требуется тщательная стабилизация коллекторного тока. Кроме того, вследствие разброса параметров при изготовлении и наложивании каскада может потребоваться дополнительная подгонка корректирующей индуктивности.

2.3. КАСКАДЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ НА СОПРОТИВЛЕНИЯХ

Одной из наиболее распространенных схем предварительных усилителей является схема усилителя на сопротивлениях (рис. 2.4). В нем коллекторная цепь первого триода через разделительную ёмкость C_1 соединена со входом следующего каскада. Сопротивление R_2

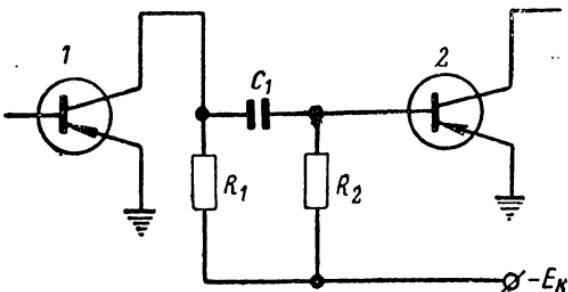


Рис. 2.4. Схема предварительного усилителя на сопротивлениях.

служит для обеспечения необходимого режима работы второго триода. Выходным напряжением предварительного усилителя принято считать напряжение на зажимах база — эмиттер следующего триода. При таком включении нагрузка состоит из комбинации элементов R_1 , C_1 , R_2 и входного сопротивления следующего усилителя.

Рассматривая первоначально работу схемы на средних и высших частотах, можно не учитывать влияния разделительного конденсатора. Тогда полная проводимость нагрузки первого триода

$$\dot{Y}_n = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} + \dot{Y}_{bx2}. \quad (2.26)$$

Обычно коэффициент усиления предварительных каскадов не превышает нескольких десятков, что в соответствии с (2.2) позволяет приближенно считать

$$\dot{Y}_{bx2} \approx \dot{Y}_2,$$

так как при этом $|\dot{K}\dot{Y}_{obr}| \ll |\dot{Y}|$. Учитывая, что проводимость нагрузки велика и всегда $|\dot{Y}_2| \gg |\dot{Y}_{i1}|$, а $|\dot{Y}_2| \gg \frac{1}{R_2}$, в выражениях (2.1) и (2.26) можно пренебречь величинами \dot{Y}_i и $\frac{1}{R_2}$. Тогда для коэффициента усиления каскада на триоде 1 получим

$$\begin{aligned} \dot{K} &= -\frac{\dot{S}_1}{\frac{1}{R_1} + \dot{Y}_2} = -\frac{\frac{S_{01}}{1 + j\omega\tau_1}}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_{62}} \cdot \frac{g_2 r_{62} + j\omega\tau_2}{1 + j\omega\tau_2}} = \\ &= -\frac{S_{01} R_3 (1 + j\omega\tau_2)}{1 + j\omega(\tau_1 + a\tau_2) + (j\omega)^2 a\tau_1\tau_2}, \end{aligned} \quad (2.27)$$

в котором индексами 1 обозначены параметры первого а индексами 2 — параметры второго триода,

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_3} &= \frac{1}{R_1} + g_2 \\ a &= \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_{62}} \right) R_3. \end{aligned} \right\} \quad (2.28)$$

и

Составив выражение для модуля коэффициента усиления (2.27) и задавшись допустимой величиной частотных искажений M_B , получим условие для определения верхней граничной частоты или для расчета элементов схемы

$$\omega^4 (a\tau_1\tau_2)^2 + \omega^2 [\tau_1^2 + (a^2 - M_B^2)\tau_2^2] - (M_B^2 - 1) = 0. \quad (2.29)$$

Если учесть, что в усилителях на сопротивлениях обычно выполняется неравенство $a^2 \gg 1$, то приближенное решение (2.29) относительно граничной частоты может быть представлено в виде

$$F_B \approx \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{M_B^2 - 1}{\tau_1^2 + (a^2 - M_B^2)\tau_2^2}}. \quad (2.30)$$

Решение же относительно a при заданной граничной частоте

$$a = \frac{1}{2\pi F_B \tau_2} \sqrt{\frac{M_B^2 - 1 + (2\pi F_B)^2 (M_B \tau_2^2 - \tau_1^2)}{1 + (2\pi F_B \tau_1)^2}} \quad (2.31)$$

позволяет затем с помощью (2.28) рассчитать необходимое нагрузочное сопротивление

$$R_1 = r_{62} \frac{a - 1}{1 - ag_2 r_{62}}. \quad (2.32)$$

Анализируя зависимость коэффициента a от величины сопротивления нагрузки R_1 , легко установить, что при $0 \leq R_1 \leq \infty$ a может принимать значения, лежащие в сравнительно узких пределах $1 \leq a \leq \frac{1}{g_2 r_{62}}$. Последнее

свидетельствует о том, что в усилителе на сопротивлениях (рис. 2.4) полоса пропускания сравнительно слабо зависит от сопротивления нагрузки в коллекторной цепи. Поэтому в отличие от лампового усилителя на сопротивлениях здесь не удается получить любую полосу путем подбора сопротивления R_1 .

Рассмотренные соотношения предназначаются для анализа и расчета схем предварительных усилителей на триодах разных типов или однотипных, но работающих в различных режимах. В достаточно распространенном частном случае, когда триоды и их режимы

одинаковы, все соотношения сильно упрощаются. Вследствие равенства параметров триодов из (2.27) после сокращения находим

$$\dot{K} = -\frac{S_0 R_3}{1 + j\omega a\tau} = -\frac{S_0 R_3}{1 + j\omega \tau \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_6} \right) R_3} \quad (2.33)$$

и

$$F_B = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi a\tau} = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi \tau \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_6} \right) R_3}. \quad (2.34)$$

Полагая $M_B = \sqrt{2}$ и отсчитывая таким образом верхнюю граничную частоту на уровне 0,7, можно определить произведение усиления на полосу

$$K_0 F_{B0,7} = \frac{S_0 R_3}{2\pi a\tau} = \frac{S_0 r_6}{2\pi \tau \left(1 + \frac{r_6}{R_1} \right)}, \quad (2.35)$$

из которого видно, что эффективность усилителя падает с уменьшением сопротивления R_1 . Иначе говоря, при уменьшении R_1 усиление падает быстрее, чем расширяется полоса. При больших нагрузках ($R_1 \gg r_6$) эффективность получается максимальной и оказывается численно равной критической частоте по a :

$$K_0 F_{B0,7} = \frac{S_0 r_6}{2\pi \tau} = f_a. \quad (2.36)$$

В этом же случае усиление на средних частотах получается максимальным

$$K_0 = \frac{S_0}{g} \quad (2.37)$$

и верхняя граничная частота — минимальной

$$F_B = \frac{gr_6 \sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi \tau}, \quad (2.38)$$

причем качественные показатели усилителя определяются только параметрами самого триода. Обращаясь к за-

висимостям последних от режима (рис. 1.24 и 1.25), нетрудно установить, что K_0 и F_V должны слабо зависеть от режима работы и его изменений.

Частотная характеристика (2.33) в области высших частот имеет простейший вид. Следовательно, переходная функция представляет собой экспоненту

$$h(t) = K_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\alpha T}}\right), \quad (2.39)$$

и время установления фронта (определенное как интервал, в течение которого напряжение нарастает от 0,1 до 0,9 уставновившегося значения)

$$t_y = t_{0.9} - t_{0.1} = 2.2\alpha T. \quad (2.40)$$

Формула (2.39) не учитывает дополнительного запаздывания напряжения на выходе. Это запазды-

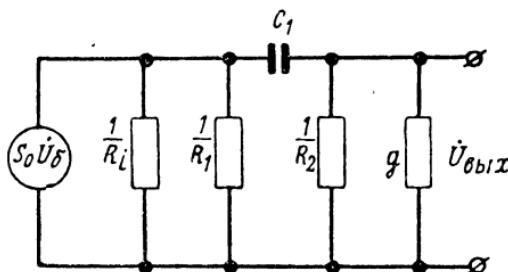


Рис. 2.5. Эквивалентная схема усилителя на сопротивлениях для области низких частот.

вание обычно очень мало по сравнению с постоянной времени экспоненты αT и поэтому в большинстве случаев может не приниматься во внимание.

Остается рассмотреть работу каскада в области низких частот. Здесь все параметры триода оказываются активными и постоянными, однако необходимо учитывать влияние разделительной емкости C_1 . Составив эквивалентную схему (рис. 2.5), справедливую для области низких частот, убедимся, что она ничем не отличается от аналогичной эквивалентной схемы лампового усилителя. Поэтому, не анализируя ее, можно воспользоваться гостовыми формулами, заменив в них соответствующие

величины. Предварительно следует пренебречь влиянием сопротивления R_2 , так как всегда $\frac{1}{R_2} \ll g$.

В соответствии с теорией ламповых усилителей коэффициент усиления и нижняя граничная частота схемы (рис. 2.4) определяются выражениями

$$\dot{K} = -\frac{\frac{S_0 R_o}{1}}{1 + j\omega\tau_{ii}} \quad (2.41)$$

и

$$F_{ii} = \frac{1}{2\pi\tau_{ii}\sqrt{M_{ii}^2 - 1}}, \quad (2.42)$$

где M_{ii} — коэффициент частотных искажений на низших частотах.

Постоянная времени τ_{ii} может быть найдена из формулы для лампового усилителя

$$\tau_{ii} = C_g R_g \frac{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_g}}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}}$$

путем замены в ней величин C_g , $\frac{1}{R_a}$ и $\frac{1}{R_g}$ соответственно C_1 , $\frac{1}{R_i}$ и g , что дает

$$\tau_{ii} = \frac{C_1}{g} \cdot \frac{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_i} + g}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_i}}. \quad (2.43)$$

Так как в большинстве случаев выполняется условие $\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_i} \ll g$, в числителе выражения для τ_{ii} допустимо пренебречь первыми двумя слагаемыми; в результате после сокращения окончательно можно записать

$$\tau_{ii} = \frac{C_1}{\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_i}}. \quad (2.44)$$

Анализ полученной зависимости показывает, что для получения хорошей частотной характеристики при сравнительно небольшой разделительной ёмкости необходимо сопротивление нагрузки R_1 выбирать достаточно большим. В противном случае приходится сильно увеличивать ёмкость конденсатора C_1 . При выборе величины R_1 следует считаться с его влиянием на верхнюю граничную частоту (2.33) и (2.34), а также принимать во внимание допустимое падение на нём напряжения источника питания. Последнее ограничивает максимальное значение R_1 условием

$$R_1 \leq \frac{E_k - U_{k0\text{ мин}}}{I_{k0}}, \quad (2.45)$$

где E_k — э. д. с. источника питания;

$U_{k0\text{ мин}}$ — минимальное исходное напряжение на коллекторе;

I_{k0} — исходная величина коллекторного тока. Необходимо также отметить, что брать $R_1 > R_i$ нецелесообразно, так как при дальнейшем увеличении R_1 постоянная времени τ_n возрастает незначительно.

Объединяя выражения коэффициента усиления на низких и на высоких частотах получаем общую формулу

$$\dot{K} = - \frac{K_0}{1 + j \left(\omega a \tau - \frac{1}{\omega \tau_n} \right)}, \quad (2.46)$$

показывающую, что частотные характеристики транзисторного и лампового усилителей на сопротивлениях полностью совпадают. То же самое можно сказать и об общей переходной характеристике каскада. Заменив в (2.46) $j\omega$ оператором p и найдя оригинал, окончательно получим

$$h(t) = K_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_n}} - e^{\frac{-t}{\omega a \tau}} \right). \quad (2.47)$$

В соответствии с (2.47) при усилении импульсов прямоугольной формы завал их плоской части определяется приближенным соотношением

$$G = \frac{\Delta u}{u} \approx \frac{t_n}{\tau_n} \cdot 100\%, \quad (2.48)$$

также встречающимся в теории ламповых усилителей, в котором t_i — длительность усиливаемого импульса.

При анализе предварительного усилителя на сопротивлениях не учитывались паразитные ёмкости, шунтирующие нагрузку. Их влиянием действительно можно пренебречь, так как их величины обычно не превышают нескольких пикофарад, а величина полного сопротивления в коллекторной цепи редко превосходит единицы килоом. Чаще всего это сопротивление бывает порядка сотен ом, тогда как сопротивление паразитных ёмкостей в диапазоне рабочих частот, как правило, не бывает меньше десятков килоом. В результате их шунтирующее действие практически не проявляется. Сказанное также относится к подавляющему большинству схем предварительных усилителей, коллекторные цепи которых нагружены на входное сопротивление транзисторов.

2.4. КАСКАДЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ С КОМПЕНСАЦИЕЙ

Серьезным недостатком транзисторных усилителей на сопротивлениях является их сравнительно узкая полоса пропускания. При использовании обычных диффузионных триодов практически трудно получить полосу свыше нескольких десятков килогерц. Даже в случае применения лучших дрейфовых триодов не удается полностью реализовать их возможности. Такое положение прежде всего объясняется частотной зависимостью входной проводимости \dot{Y} (рис. 1.27). С ростом частоты входная проводимость следующего каскада быстро увеличивается, что приводит к более сильному шунтированию коллекторной цепи и к завалу частотной характеристики.

Для расширения полосы пропускания необходимо уменьшить неравномерность полной проводимости нагрузки, обусловленную частотной зависимостью \dot{Y} . Так как полную проводимость в диапазоне частот принципиально нельзя сделать меньше одной из её составляющих \dot{Y} , остается возможным осуществить выравнивание за счет увеличения проводимости на низших частотах. С этой целью в цепь коллектора усилителя можно включить компенсирующую цепочку, состоящую из активного сопротивления и индуктивности (рис. 2.6). При анализе

этой схемы, так же как и в предыдущем случае, можно пренебречь влиянием сопротивления R_2 и внутренней проводимости \dot{Y}_i . Последнее допустимо для всех сравни-

тельно низкочастотных триодов, у которых

$$\tau \gg S_0 r_g^2 C_{6\text{K}}. \quad (2.49)$$

Тогда полная проводимость нагрузки на средних и высших частотах получается равной

$$\dot{Y}_{\text{H}} = \frac{1}{R + j\omega L} +$$

$$+ \dot{Y}_{\text{вх2}} \approx \frac{1}{R + j\omega L} + \dot{Y}_2. \quad (2.50)$$

Рис. 2.6. Принципиальная схема усилителя с компенсацией.

Подставляя это значение в выражение для коэффициента усиления (2.1), пренебрегая проводимостью \dot{Y}_i и обозначая индексами 1 и 2 параметры первого и второго триодов, после несложных преобразований получаем

$$\dot{K} = - \frac{S_0 (1 + j\omega \tau_L) (1 + j\omega \tau_2)}{\frac{1}{R} (1 + j\omega \tau_1) (1 + j\omega \tau_2) + \frac{1}{r_{62}} (g_2 r_{62} + j\omega \tau_2) (1 + j\omega \tau_1) (1 + j\omega \tau_L)}, \quad (2.51)$$

где

$$\tau_L = \frac{L}{R} \quad (2.52)$$

— постоянная времени компенсирующей цепочки R, L . Анализ (2.51) при произвольных значениях постоянных времени представляет значительные трудности. Поэтому ограничимся рассмотрением наиболее типичных частных случаев.

Если постоянную времени компенсирующей цепочки сделать равной постоянной времени второго триода:

$$\tau_L = \tau_2, \quad (2.53)$$

то выражение (2.51) приводится к виду (2.27) с той лишь разницей, что коэффициент a определяется не соотношением (2.28), а оказывается равным

$$a = \frac{R_3}{r_{62}}. \quad (2.54)$$

При этом важным является расширение пределов изменения a в зависимости от величины сопротивления R . Так если $0 \leq R \leq \infty$, то a принимает значения в интервале $0 \leq a \leq \frac{1}{g_2 r_{62}}$. Следовательно, схема усилителя с компенсацией позволяет получать полосы пропускания значительно большие, чем схема усилителя на сопротивлениях.

Для определения верхней граничной частоты можно пользоваться уравнением (2.29). Однако вследствие того, что теперь a может принимать малые значения, необходимо пользоваться точным решением, а не приближенным (2.30).

Особенно наглядные результаты получаются при использовании одинаковых триодов, работающих в одном и том же режиме. Тогда вследствие равенства параметров обоих триодов основные выражения сильно упрощаются и принимают вид

$$\dot{K} = -\frac{S_0 R_3}{1 + j\omega \tau \frac{R_3}{r_6}} \quad (2.55)$$

и

$$F_B = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\tau} \frac{r_6}{R_3}. \quad (2.56)$$

Нетрудно заметить, что в данном случае, при простейшей форме частотной характеристики, усиление на средних частотах K_0 оказывается прямо пропорциональным, а верхняя граничная частота — обратно пропорциональной эквивалентному сопротивлению R_3 . Иначе говоря, в усилителе с компенсацией можно осуществить любое расширение полосы пропускания за счет пропорционального уменьшения усиления. В этом смысле, а также по форме частотной характеристики схема (рис. 2.6) при

$$\tau_1 = \tau_2 = \tau_L \quad (2.57)$$

полностью аналогична схеме лампового усилителя на сопротивлениях.

Произведение усиления на верхнюю граничную частоту, отсчитываемую на уровне 0,7,

$$K_0 F_{\text{в}0,7} = \frac{S_0 r_6}{2\pi\tau} = f_a \quad (2.58)$$

в рассматриваемом случае не зависит от нагрузки и численно равно f_a .

Если же все каскады усилителя с компенсацией идентичны, но постоянная времени компенсирующей цепочки не равна постоянной времени триодов τ , то выражение коэффициента усиления (2.51) преобразуется в

$$\dot{K} = - \frac{S_0 R_3 (1 + j\omega \tau_L)}{1 + j\omega \left[\tau \left(1 + \frac{R_3}{r_6} \right) + gR_3 (\tau_L - \tau) \right] + (j\omega)^2 \tau_L \tau \frac{R_3}{r_6}}. \quad (2.59)$$

Эту зависимость можно исследовать на получение оптимальных частотной и фазовой характеристик или на получение определенной переходной функции. Определив модуль (2.59), для получения наиболее равномерной частотной характеристики необходимо выполнить следующее условие:

$$\tau_L^2 = \left[\tau \left(1 + \frac{R_3}{r_6} \right) + gR_3 (\tau_L - \tau) \right]^2 - 2\tau_L \tau \frac{R_3}{r_6},$$

откуда после соответствующих преобразований получим

$$\tau_L = \tau \left[\sqrt{\left(\frac{a-b}{1+b} \right)^2 + \frac{(1+a-b)^2}{1-b^2}} - a \right], \quad (2.60)$$

где $a = \frac{R_3}{r_6}$ и $b = gR_3$. Подставив значение τ_L в выражение модуля (2.59), можем записать формулу частотной характеристики в окончательном виде

$$\frac{K}{K_0} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{\omega^4 (\tau_L \tau)^2 a^2}{1 + (\omega \tau_L)^2}}}, \quad (2.61)$$

а также, задавшись допустимым коэффициентом частотных искажений, получить уравнение

$$\frac{(2\pi F_B)^4}{M_B^2 - 1} = (2\pi F_B)^2 \frac{1}{(a\tau)^2} + \frac{1}{(a\tau_L)^2} \quad (2.62)$$

для определения верхней граничной частоты.

В случае применения высокочастотных триодов (главным образом дрейфовых), у которых условие (2.49) не выполняется, пренебрежение внутренней проводимостью \dot{Y}_i приводит к заметным погрешностям. При подстановке проводимости нагрузки (2.50) в выражение коэффициента усиления (2.1) можно не принимать во внимание только составляющие $\frac{1}{R_i}$ и $j\omega C_{BK}$, которые в полосе рабочих частот оказываются значительно меньше остальных слагаемых,

$$K = -\frac{\dot{S}_1}{\dot{Y}_{i1} + \frac{1}{R + j\omega L} + \dot{Y}_2} \approx -\frac{\dot{S}_1}{\frac{j\omega S_{01} r_{61} C_{BK1}}{1 + j\omega \tau_1} + \frac{1}{R + j\omega L} + \dot{Y}_2}. \quad (2.63)$$

Если ограничиться анализом рассмотренных выше типичных частных случаев, то для усилителя (рис. 2.6) в высокочастотных триодах получаются следующие результаты.

1. При равенстве постоянных времени компенсирующей цепочки и второго триода $\tau_L = \tau_2'$ после соответствующих преобразований находим

$$K = -\frac{S_{01}(1 + j\omega \tau_2) R_3}{1 + j\omega(\tau_1 + \tau' + a\tau_2) + (j\omega)^2 \tau_2 (\tau' + a\tau_1)}, \quad (2.64)$$

где

$$\left. \begin{aligned} \tau' &= S_{01} r_{61} C_{BK1} R_3, \\ a &= \frac{R_3}{r_6}. \end{aligned} \right\} \quad (2.65)$$

Задавшись коэффициентом частотных искажений и определив модуль (2.64), получим уравнение для определения граничной частоты или параметра a

$$(2\pi F_B)^4 \tau_2^2 (\tau' + a\tau_1)^2 + (2\pi F_B)^2 [(\tau_1 + \tau' + a\tau_2)^2 - 2\tau_2 (\tau' + a\tau_1) - M_B^2 \tau_2^2] - (M_B^2 - 1) = 0. \quad (2.66)$$

2. При идентичных каскадах, работающих в одинаковом режиме, вследствие равенства параметров ($\tau_1 = \tau_2 = \tau$), выполнив сокращения и обозначив

$$gR_3 = b, \quad (2.67)$$

найдем

$$\dot{K} = -\frac{S_0 R_3 (1 + j\omega \tau_L)}{1 + j\omega [\tau(1 + a) + \tau' + b(\tau_L - \tau)] + (j\omega)^2 \tau_L (\tau' + a\tau)}. \quad (2.68)$$

Выбрав соответствующим образом постоянную времени компенсирующей цепочки τ_L , можно получить желаемую форму частотной, фазовой или переходной характеристики.

3. Если в предыдущем примере взять $\tau_L = \tau$, то частотная характеристика принимает простейший вид

$$\dot{K} = -\frac{S_0 R_3}{1 + j\omega \left(S_0 r_6 C_{6K} R_3 + \tau \frac{R_3}{r_6} \right)}. \quad (2.69)$$

Верхняя граничная частота

$$F_B = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi (\tau + S_0 r_6^2 C_{6K})} \cdot \frac{r_6}{R_3}. \quad (2.70)$$

остается обратно пропорциональной эквивалентному сопротивлению R_3 , но отличается от (2.56) наличием дополнительного слагаемого в знаменателе, учитывающего влияние внутренней проводимости первого триода.

Произведение усиления на полосу пропускания также не зависит от нагрузки, однако оказывается меньше критической частоты f_a

$$K_0 F_{B07} = \frac{S_0 r_6}{2\pi (\tau + S_0 r_6^2 C_{6K})}. \quad (2.71)$$

Для области низких частот схема усилителя с компенсацией ничем не отличается от рассмотренного ранее усилителя на сопротивлениях (рис. 2.4). Поэтому на неё также распространяются формулы (2.42) — (2.44). Одна-

ко в схеме (рис. 2.6) сопротивление R в коллекторной цепи выбирается из условия получения необходимой верхней граничной частоты и, как правило, оказывается весьма малым. Тем самым затрудняется обеспечение хороших результатов на низких частотах, и возникает необходимость применять разделительный конденсатор большой емкости. Чтобы устранить отмеченный недостаток, необходимо видоизменить схему (рис. 2.6), включив в цепь коллектора большое сопротивление R_1 и поставив компенсирующую цепочку после конденсатора C_1 . Полученная практическая схема усилителя с компенсацией показана на рис. 2.7. Кроме известных уже элементов она содержит развязывающий фильтр R_2, C_2 в цепи питания базы, который одновременно может использоваться и для низкочастотной коррекции. Так как здесь всегда следует выполнять условие

$$\frac{1}{R_1} \ll \frac{1}{R} + g, \quad (2.72)$$

сопротивление R_1 практически не оказывает влияния на работу усилителя в области средних и высоких частот. В результате оказывается, что все полученные в настоящем параграфе формулы применимы и для схемы (рис. 2.7). Для исследования работы усилителя на низких частотах воспользуемся эквивалентной схемой, приведенной на рис. 2.8. В ней не учитывается влияние сопротивления R_2 , так как вследствие большой величины последнего в диапазоне рабочих частот всегда выполняется неравенство $\frac{1}{R_2} \ll \omega C_2$.

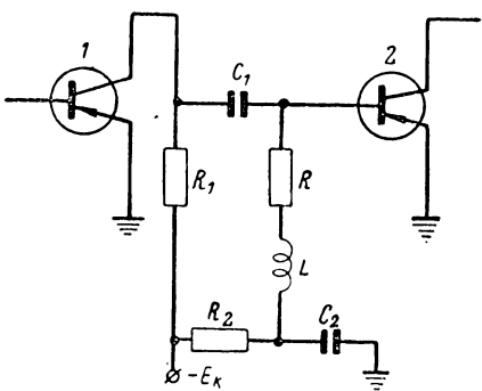


Рис. 2.7. Практическая схема усилителя с компенсацией.

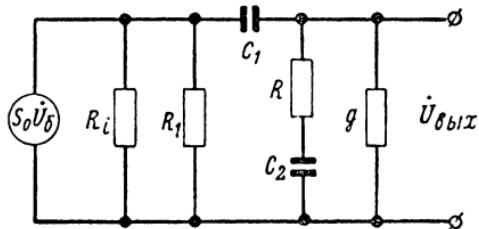


Рис. 2.8. Эквивалентная схема для области низких частот.

Для эквивалентной схемы (рис. 2.8) выражение коэффициента усиления на низких частотах принимает вид

$$\begin{aligned}
 \dot{K}_H = & -\frac{S_0}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} + g + \frac{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{g + \frac{1}{R + \frac{1}{j\omega C_2}}}}} \times \\
 & \times \frac{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{g + \frac{1}{R + \frac{1}{j\omega C_2}}}}{\frac{1}{j\omega C_1} + \frac{1}{g + \frac{1}{R + \frac{1}{j\omega C_2}}}} = - \\
 & -\frac{S_0}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R} + g + \frac{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1}}{\frac{1}{j\omega C_1} \left(g + \frac{1}{R} - \frac{1}{R} \frac{1}{1 + j\omega C_2 R} \right) - \frac{1}{R} \frac{1}{1 + j\omega C_2 R}}}.
 \end{aligned}$$

Пренебрегая слагаемыми $\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1}$ по сравнению с $\frac{1}{R} + g$ и вводя обозначения

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{R} + g = \frac{1}{R_0}, \\ \frac{C_1}{R_i} + \frac{1}{R_1} = \tau_H, \\ C_2 R = \tau_K, \\ g R_0 = b, \end{array} \right\} \quad (2.73)$$

после соответствующих преобразований окончательно находим

$$\dot{K}_H = -\frac{S_0 R_0}{b + j\omega \tau_K} \frac{1 + j\omega \tau_H}{1 + j\omega \tau_K}. \quad (2.74)$$

Нетрудно заметить, что, подбирая определенным образом величину постоянной времени τ_K , можно изменять форму частотной характеристики в области низших

частот. В частности применив обычный прием получения максимально плоской кривой к преобразованному выражению (2.74)

$$\dot{K}_H = - \frac{S_0 R_o \left(1 + \frac{1}{j\omega \tau_K} \right)}{1 + \frac{1}{j\omega} \left(\frac{b}{\tau_K} + \frac{1}{\tau_H} \right) + \frac{b}{(j\omega)^2 \tau_H \tau_K}},$$

можно составить уравнение для определения необходимой величины корректирующей постоянной времени, откуда

$$\tau_K = \tau_H \sqrt{1 - b^2}. \quad (2.75)$$

При этом частотная характеристика усилителя принимает вид

$$\frac{K_H}{K_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{b^2}{\omega^2 \tau_H^2 (1 + \omega^2 \tau_K^2)}}}. \quad (2.76)$$

Практически интересный результат получается также в случае равенства постоянных времени

$$\tau_K = \tau_H. \quad (2.77)$$

Тогда в результате сокращений в (2.74) получим

$$\dot{K}_H = - \frac{S_0 R_o}{b} \cdot \frac{1}{1 + \frac{j\omega}{\tau_H}}. \quad (2.78)$$

Сравнивая это выражение с (2.42), легко увидеть, что в обоих случаях форма частотной характеристики одинакова, но в усилителе (рис. 2.7) нижняя граничная частота

$$F_H = \frac{b}{2\pi\tau_H \sqrt{M_H^2 - 1}} \quad (2.79)$$

получается значительно меньшей, так как $b = gR_o < 1$.

Проделанный в настоящем параграфе анализ показывает, что усилитель с компенсацией по схеме (рис. 2.7) является одним из наиболее универсальных и гибких с точки зрения получения необходимых гранич-

6*

ных частот полосы пропускания F_B и F_H . Он также позволяет в определенных пределах менять форму частотной, фазовой и переходной характеристик. В простейших случаях (2.55) и (2.78) общие выражения для коэффициента усиления и граничных частот записываются в виде

$$K = -\frac{S_0 R_0}{1 + j \left(\omega \tau - \frac{b}{\omega \tau_H} \right)}, \quad (2.80)$$

$$F_B = \frac{\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi a \tau} \quad (2.81)$$

и

$$F_H = \frac{b}{2\pi \tau_H \sqrt{M_H^2 - 1}}, \quad (2.82)$$

причем физически осуществимые значения коэффициентов a и b лежат в пределах

$$0 \leq a = \frac{R_0}{r_0} \leq \frac{1}{gr_0},$$

$$0 \leq b = gR_0 \leq 1.$$

Необходимо только помнить, что при $R_0 < \frac{1}{S_0}$ коэффициент усиления K_0 оказывается меньше единицы, и применение усилителя теряет смысл. Поэтому практически пределы a и b следует считать равными

$$\left. \begin{array}{l} \frac{1}{S_0 r_0} < a \leq \frac{1}{gr_0}, \\ \frac{g}{S_0} < b \leq 1. \end{array} \right\} \quad (2.83)$$

В результате предельное значение верхней граничной частоты, отсчитываемой на уровне 0,7, получается

$$F_{0.7, \text{макс}} = \frac{S_0 r_0}{2\pi \tau} = f_\alpha, \quad (2.84)$$

а с учетом влияния внутренней проводимости \dot{Y}_i для диффузионных высокочастотных и дрейфовых триодов

$$F_{0,7\text{ макс}} = \frac{1}{2\pi \left(r_b C_{бк} + \frac{\tau}{S_0 r_b} \right)} = \frac{1}{2\pi r_b C_{бк} + \frac{1}{f_a}}. \quad (2.85)$$

Таким образом, при получении простейшей частотной характеристики (2.80) усилитель с компенсацией является полным аналогом лампового усилителя на сопротивлениях. При этом выполнение схемы не вызывает каких-либо затруднений. Необходимая величина компенсирующей индуктивности обычно не превышает нескольких десятков или сотен микрогенри. Характеристики усилителя сравнительно мало зависят от погрешности в подборе элементов компенсации и от изменений рабочего режима триода.

2.5. КАСКАДЫ ПРЕДВАРИТЕЛЬНОГО УСИЛЕНИЯ С СОГЛАСОВАНИЕМ

Вследствие большой разницы между входным и выходным сопротивлениями транзистора в усилителях с непосредственной межкаскадной связью не обеспечивается передача максимальной мощности с выхода предшествующего каскада на вход последующего. В результате передаваемое напряжение также оказывается заниженным, и усилительная способность триода полностью не реализуется.

Для получения максимально возможного усиления необходимо осуществить согласование сопротивлений. С этой целью может быть использовано любое трансформирующее устройство с подходящим коэффициентом трансформации и малыми потерями. В усилителях низкой частоты для согласования применяются трансформаторы с сердечниками из ферромагнитного материала, в усилителях высокой и промежуточной частот — одиночные или связанные колебательные контуры.

На рис. 2.9 изображена упрощенная схема усилителя с межкаскадным согласованием. Согласующее устройство представлено в виде четырехполюсника с коэф-

фициентом трансформации m . Так как входное сопротивление триода значительно меньше выходного, трансформация должна осуществляться на понижение ($m = \frac{U_2}{U_1} < 1$).

При этом сопротивление нагрузки, пересчитанное в коллекторную цепь, получается весьма большим. Последнее, строго говоря, не позволяет пренебрегать внутренней обратной связью и требует определения согласуемых входной и выходной проводимостей по точным формулам (2.2) и (2.3). Однако использование этих формул сопря-

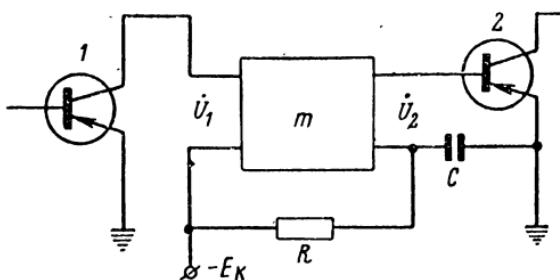


Рис. 2.9. Принципиальная схема усилителя с межкаскадным согласованием.

жено со сложными вычислениями. К тому же в высокой точности расчетов в большинстве случаев нет необходимости, так как условие согласования некритично. Даже при двукратном рассогласовании в любую сторону мощность уменьшается только на 11%, а напряжение соответственно на 5%. Кроме того, внутренняя обратная связь увеличивает обе согласуемые проводимости, что должно мало сказываться на оптимальной величине коэффициента трансформации. На основании изложенного нетрудно прийти к выводу, что для упрощения выкладок целесообразно вместо согласования проводимостей $\dot{Y}_{\text{вх}}$ и $\dot{Y}_{\text{вых}}$ каскадов усилителя рассматривать согласование внутренней \dot{Y}_i и входной \dot{Y} проводимостей самого триода. Поскольку обе проводимости зависят от частоты, согласование может быть выполнено только в одной точке частотного диапазона, выбор которой диктуется желанием получить определенные результаты.

В усилителях звуковых частот согласование может осуществляться на низших и средних частотах, где па-

раметры триода являются активными и не зависят от частоты. Считая трансформирующее устройство идеальным, для коэффициента усиления нетрудно получить следующее выражение:

$$\dot{K} = \frac{m\dot{S}}{\dot{Y}_i + m^2\dot{Y}}, \quad (2.86)$$

которое на средних частотах обращается в

$$K_0 = \frac{mS_0}{\frac{1}{R_i} + m^2g}. \quad (2.87)$$

Условие согласования, соответствующее максимуму усиления, определяется путем приравнивания нулю производной выражения (2.87) по коэффициенту трансформации m , в результате чего находим оптимальное его значение

$$m_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{gR_i}}. \quad (2.88)$$

Произведя подстановку $m_{\text{опт}}$ в формулу K_0 , найдем максимальное возможное усиление каскада

$$K_{0\text{макс}} = \frac{\frac{S_0}{\sqrt{gR_i}}}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{gR_i} g} = \frac{1}{2} S_0 \sqrt{\frac{R_i}{g}} = \frac{1}{2m_{\text{опт}}} \frac{S_0}{g}. \quad (2.89)$$

Сравнивая его с (2.37), убеждаемся, что при согласовании выигрыш в усилении получается в $\frac{1}{2m_{\text{опт}}}$ раз.

Если согласование осуществляется на высокой частоте, параметры становятся комплексными; в этом случае необходимо скомпенсировать реактивные составляющие и согласовывать активные. Соответствующие составляющие определяются путем разложения \dot{Y} и \dot{Y}_i , причем реактивные части проводимостей имеют емкостный характер. Избавившись от комплексности в знаменателе

телях (1.72) и (1.78) и произведя группировку одноименных членов, получим

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{вх}} &= r_0 \frac{1 + (\omega\tau)^2}{gr_0 + (\omega\tau)^2}, \\ \frac{1}{R_{\text{вых}}} &= \frac{1}{R_i} + \frac{\omega^2 \tau S_0 r_0 C_{\text{бк}}}{1 + (\omega\tau)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (2.90)$$

$$\left. \begin{aligned} C_{\text{вх}} &= \frac{\tau}{r_0} \frac{1 - gr_0}{1 + (\omega\tau)^2}, \\ C_{\text{вых}} &= C_{\text{бк}} \left[1 + \frac{S_0 r_0}{1 + (\omega\tau)^2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (2.91)$$

Для получения максимального усиления ёмкости $C_{\text{вх}}$ и $C_{\text{вых}}$ должны быть скомпенсированы введением в нагрузку дополнительной индуктивности; согласование активных составляющих достигается подбором оптимального коэффициента трансформации

$$m_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{R_{\text{вх}}}{R_{\text{вых}}}}. \quad (2.92)$$

Тогда, подставляя $m_{\text{опт}}$ в (2.86) и учитывая компенсацию емкостей, окончательно находим

$$K_{\text{макс}}(\omega_0) = \frac{m_{\text{опт}} S}{\frac{1}{R_{\text{вых}}} + m_{\text{опт}}^2 \frac{1}{R_{\text{вх}}}} = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}}, \quad (2.93)$$

где ω_0 — частота, на которой осуществляется согласование.

Выражение (2.93) позволяет определить предельную частоту усиления. Под последней понимается такое значение частоты, при достижении которой максимальное возможное усиление равно единице. Подставляя в (2.93) $\omega_0 = \omega_{\text{пред}}$ и принимая во внимание, что на высоких частотах значения сопротивлений $R_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вых}}$ достигают своих предельных значений

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{вх}\infty} &= R_{\text{вх}} \Big|_{\omega \rightarrow \infty} = r_0 \\ \text{и} \quad \frac{1}{R_{\text{вых}\infty}} &= \frac{1}{R_{\text{вых}}} \Big|_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{1}{R_i} + \frac{S_0 r_0 C_{\text{бк}}}{\tau} \approx \frac{S_0 r_0 C_{\text{бк}}}{\tau}, \end{aligned} \right\} \quad (2.94)$$

после приравнивания $K_{0\max} = 1$ получаем

$$F_{\text{пред}} = \frac{1}{2\pi\tau} \sqrt{\frac{S_0 r_e}{4C_{6K}}} - 1 \approx \frac{1}{4\pi} \sqrt{\frac{S_0}{\tau C_{6K}}}. \quad (2.95)$$

В области более высоких частот усиление на транзисторе данного типа становится принципиально невозможным.

В реальных условиях, когда согласование осуществляется с помощью обычного трансформатора (рис. 2.10),

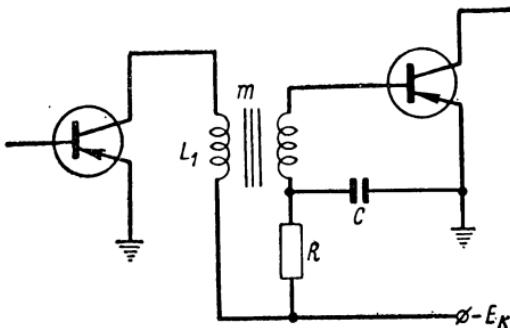


Рис. 2.10. Схема усилителя с согласующим трансформатором.

при определении коэффициента усиления необходимо обращаться к схеме замещения последнего. Вследствие сравнительно малых входного и выходного сопротивлений триодов величины индуктивности и число витков обмоток получаются небольшими. Это позволяет в большинстве случаев не учитывать паразитных параметров трансформатора, а принимать во внимание только индуктивность первичной обмотки (индуктивность намагничивания). В результате коэффициент усиления получается равным

$$\hat{K} = \frac{m \dot{S}}{\dot{Y}_i + \frac{1}{j\omega L_1} + m^2 \dot{Y}}. \quad (2.96)$$

Если согласование осуществлять на высоких частотах, на которых $R_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вых}}$ приближаются к предельным значениям (2.94), то для оптимального коэффициента трансформации получим

$$m_{\text{опт}} = \sqrt{\frac{R_{\text{вх}\infty}}{R_{\text{вых}\infty}}} = \sqrt{\frac{S_0 r_e^2 C_{6K}}{\pi}}. \quad (2.97)$$

Подставляя его в (2.96) и пренебрегая малыми по сравнению с другими величинами g , $\frac{1}{R_i}$ и $\omega C_{бк}$, после несложных преобразований окончательно находим

$$\dot{K} = \frac{d}{2} \frac{\sqrt{\frac{S_0\tau}{C_{бк}}}}{1 + jdx + \frac{1}{jx}}, \quad (2.98)$$

где

$$\left. \begin{array}{l} d = \frac{2L_1 S_0 r_b C_{бк}}{\tau^2}, \\ x = \omega\tau, \end{array} \right\} \quad (2.99)$$

L_1 — индуктивность первичной обмотки трансформатора.

Анализируя выражение (2.98), нетрудно установить, что отсчитываемые на уровне 0,7 граничные частоты получаются равными

$$\left. \begin{array}{l} F_{h0,7} = \frac{-1 + \sqrt{1 + 4d}}{4\pi\tau d}, \\ F_{b0,7} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4d}}{4\pi\tau d}. \end{array} \right\} \quad (2.100)$$

Частотная характеристика трансформаторного усилителя подобна резонансной кривой колебательного контура с квазирезонансной частотой

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\tau\sqrt{d}} \quad (2.101)$$

и эквивалентной добротностью

$$Q_{бкв} = \sqrt{d}. \quad (2.102)$$

Соответственно его полоса пропускания на уровне 0,7

$$2\Delta f_{0,7} = F_{b0,7} - F_{h0,7} = \frac{1}{2\pi\tau d}. \quad (2.103)$$

Нетрудно также убедиться, что произведение усиления на полосу пропускания согласованного трансформаторного усилителя численно равно предельной частоте усиления (2.95).

В предварительных усилителях с непосредственной связью между каскадами схема с общей базой не дает усиления, так как ее входное сопротивление слишком мало. При ис-

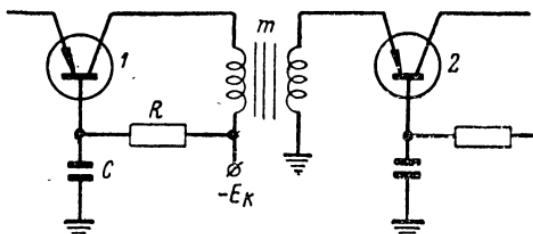


Рис. 2.11. Принципиальная схема усилителя с общей базой и межкаскадным согласованием.

пользовании согласования удается получить достаточный усиливательный эффект, хотя и меньший, чем в схеме с общим эмиттером. Принципиальная схема усилителя с общей базой и с межкаскадным согласованием показана на рис. 2.11. Считая трансформатор идеальным и принимая во внимание, что входная проводимость следующего каскада приближенно может считаться равной

$$\dot{Y}_{\text{вх2}} \approx \dot{S} + \dot{Y},$$

для коэффициента усиления получаем

$$K = \frac{m(\dot{S} + \dot{Y}_i)}{\dot{Y}_i + m^2(\dot{S} + \dot{Y})} \approx \frac{m\dot{S}}{\dot{Y}_i + m^2(\dot{S} + \dot{Y})}. \quad (2.104)$$

Если согласование осуществляется на низких частотах, то проводимости триода оказываются активными и оптимальный коэффициент трансформации равняется

$$m_{\text{опт}} = \frac{1}{\sqrt{R_i(S_0 + g)}} \approx \frac{1}{\sqrt{R_i S_0}}. \quad (2.105)$$

Подставляя это значение в (2.104) и рассматривая область низших частот, нетрудно найти максимальное возможное усиление

$$K_{\text{омакс}} = \frac{m_{\text{опт}} S_0}{\frac{1}{R_i} + m_{\text{опт}}^2 (S_0 + g)} \approx \frac{1}{2} \sqrt{S_0 R_i}. \quad (2.106)$$

Сравнение его с максимальным усилением схемы с общим эмиттером (2.89) показывает, что усилитель с общей базой дает проигрыш в $\sqrt{\frac{S_0}{g}}$ раз, а следовательно, является менее целесообразным.

Значительно больший практический интерес представляет случай согласования на достаточно высоких частотах при использовании реального трансформатора. Так же как и ранее, здесь можно учитывать только индуктивность намагничивания, пренебрегая паразитными параметрами. Тогда полная проводимость нагрузки, приведенная к коллекторной цепи первого каскада, может считаться равной

$$\dot{Y}_n = \frac{1}{j\omega L_1} + m^2 \dot{Y}_{bx2} \approx \frac{1}{j\omega L_1} + m^2 (\dot{S} + \dot{Y}).$$

Подставляя ее в (2.4), пренебрегая в числителе \dot{Y}_i по сравнению с \dot{S} и отбрасывая в знаменателе малые слагаемые $\frac{1}{R_i}$, ωC_{bk} и g , с учетом коэффициента трансформации получаем

$$\dot{K} = \frac{m S_0}{j\omega S_0 r_0 C_{bk} + \frac{1}{j\omega L_1} + \frac{\tau}{L_1} + m^2 S_0 + j\omega \tau \frac{m^2}{r_0}}. \quad (2.107)$$

При этом выражение коэффициента усиления удается свести к известному виду

$$\dot{K} = \frac{K_0}{1 + j\omega \tau_n + \frac{1}{j\omega \tau_H}}, \quad (2.108)$$

где

$$K_0 = \frac{m S_0}{m^2 S_0 + \frac{\tau}{L_1}}; \quad (2.109)$$

$$\tau_B = \frac{S_0 r_0 C_{bk} + m^2 \frac{\tau}{r_0}}{m^2 S_0 + \frac{\tau}{L_1}} \quad (2.110)$$

и

$$\tau_H = L_1 \left(m^2 S_0 + \frac{\tau}{L_1} \right). \quad (2.111)$$

Необходимые граничные частоты, определяемые как положительные корни уравнения

$$\omega^2 \tau_B \tau_H \pm \omega \tau_H \sqrt{M^2 - 1} - 1 = 0, \quad (2.112)$$

могут быть получены путем соответствующего подбора индуктивности первичной обмотки L_1 и коэффициента трансформации m .

Выполнение условия согласования активных составляющих проводимостей на некоторой частоте ω_0 при сделанных выше допущениях дает

$$m_{\text{опт}} \approx \sqrt{\frac{\omega_0^2 \tau S_0 r_0^2 C_{\text{бк}}}{S_0 r_0 + (\omega_0 \tau)^2}} \quad (2.113)$$

и обеспечивает максимальную величину коэффициента усиления (2.109).

2.6. ВЫБОР РЕЖИМА РАБОТЫ И ЕГО СТАБИЛИЗАЦИЯ

Режим работы транзистора выбирается таким, чтобы обеспечивалось неискаженное воспроизведение усиливаемых сигналов, не превышались допустимые значения напряжения, тока и мощности рассеяния.

Выбор режима производится, так же как и для ламп, по семействам статических характеристик. Так как в транзисторных усилителях сопротивления нагрузки по постоянному и переменному токам значительно отличаются друг от друга, исходный режим выбирается по первому из них, а динамический — по второму.

Полное сопротивление постоянному току $R_{\text{в}}$ обычно складывается из сопротивлений коллекторной нагрузки, развязывающего фильтра и стабилизирующей эмиттерной цепочки. Определив его, на семействе выходных характеристик (рис. 2.12) из точки $u_{\text{к}} = E_{\text{к}}$ проводят нагрузочную прямую под углом, соответствующим величине $R_{\text{в}}$. Исходная рабочая точка A всегда располагается на этой прямой, и ее положение зависит от исходного смещения на базу. Считая нагрузку по переменному току чисто активной, через исходную точку A проводят динамическую характеристику, которая представляет собой прямую с наклоном, определяемым сопротивлением $R_{\text{в}}$. Последнее в соответствии с упомянутым ранее обычно равно эквивалентному сопротивлению $R_{\text{в}}$.

Убедившись, что положение динамической характеристики обеспечивает работу в желаемой области статических характеристик, по положению исходной рабочей точки A находят начальные значения напряжений на базе U_{b_0} , на коллекторе U_{k_0} и коллекторного тока I_{k_0} .

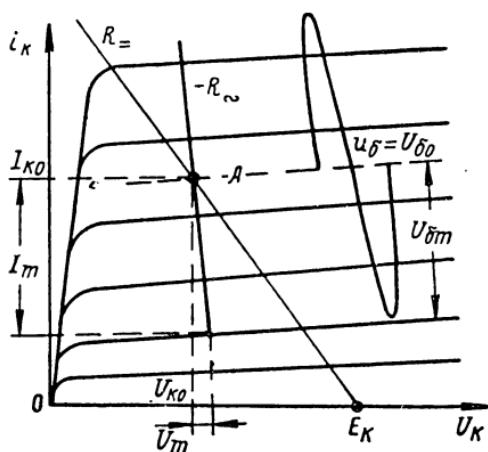


Рис. 2.12. Выбор режима по семейству выходных статических характеристик.

Далее, воспользовавшись статическими характеристиками входного тока (рис. 2.13), по полученным U_{b_0} и U_{k_0} определяют исходный ток базы I_{b_0} . Кроме того, по семействам статических характеристик можно найти максимальные неискаженные амплитуды напряжений на базе U_{b_m} и коллекторе U_m , а также соответствующих токов I_{b_m} и I_m .

При выборе режима транзистора необходимо помнить, что основные параметры S_0 , g , τ и R_i зависят от величины тока коллектора, а C_{bk} — от коллекторного напряжения.

Отличительной особенностью транзисторов является резко выраженная температурная зависимость токов. В соответствии с (1.9) токи $p\text{-}n$ переходов как в прямом, так и в обратном направлениях сильно зависят от температуры. Вследствие этого внутренний разогрев, а также изменение внешних тепловых условий приводят к резким отклонениям рабочих токов от нормы. На

рис. 2.14 показаны статические характеристики тока коллектора $i_k = f(u_b)$ при различных окружающих температурах. Нетрудно видеть, что при фиксированном напряжении на базе изменения температуры всего на несколько градусов вызывают чрезвычайно большие изменения тока. Поэтому режим работы с фиксированным смещением на базу является практически непригодным. Очень сильному влиянию температуры подвержен также и обратный ток коллекторного $p-n$ перехода I_{kt} . Протекая через имеющиеся в цепи базы внешние сопротивления, он создает на них падение напряжения, приводящее к неконтролируемому изменению смещения, а следовательно, и токов.

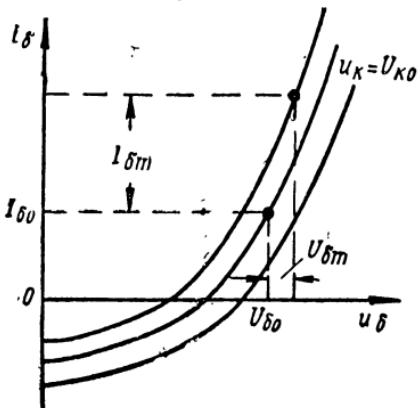


Рис. 2.13. Выбор режима по семейству входных статических характеристик.

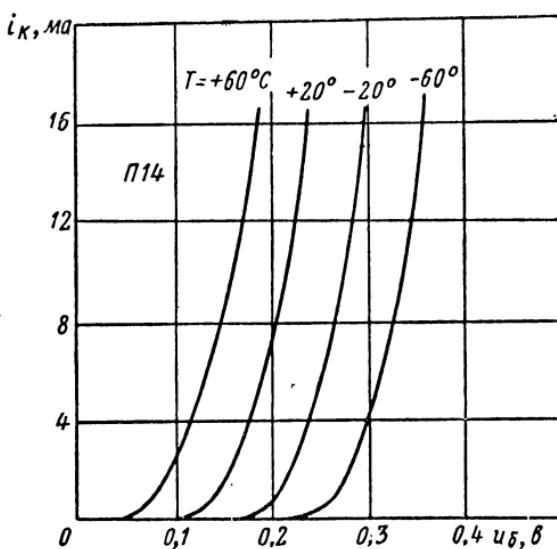


Рис. 2.14. Статические характеристики тока коллектора при различных окружающих температурах.

Для устранения отмеченных нежелательных явлений применяются различные схемы стабилизации режима

или термостабилизации. Большинство из них основаны либо на применении отрицательной обратной связи, либо на использовании специальных термозависимых элементов, компенсирующих тепловые изменения токов транзистора. В большинстве случаев предпочтение следует отдать схемам с обратной связью, так как они выравнивают режим автоматически, независимо от индивидуальных параметров используемых триодов. Схемы же с термозависимыми элементами требуют дополнительной подгонки величин элементов схем и не дают гарантии в том, что в процессе эксплуатации качество компенсации будет сохраняться.

Наиболее распространенные схемы термостабилизации коллекторного тока могут рассматриваться как частные случаи обобщенной схемы с комбинированной отрицательной обратной связью по постоянным напряжению и току (рис. 2.15). На рис. 2.16 показана ее эквивалентная схема, пригодная для приращений постоянных составляющих напряжений и токов.

Рис. 2.15. Комбинированная схема стабилизации режима.

Смещение статических характеристик триода, вызванное изменениями температуры (тепловое смещение) (рис. 2.14), удобно учитывать, введя понятие эквивалентного напряжения теплового смещения на базе Δu_{bt} . При этом реальное смещение характеристик, вызванное изменениями температуры, условно считается обусловленным эквивалентным смещающим напряжением Δu_{bt} . Последнее легко может быть выражено через коэффициент теплового смещения $\frac{\partial u_b}{\partial T}$, который в диапазоне рабочих температур $-60 \div +80^\circ\text{C}$ остается практически не-

изменяющимся. Для схемы на рис. 2.15 коэффициент теплового смещения определяется выражением

$$\frac{\partial u_b}{\partial T} = -\frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_1}{R_2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{R_3}{R_K}}}$$

где R_1 — сопротивление в цепи эмиттера; R_2 — сопротивление в цепи базы; R_3 — сопротивление в цепи коллектора; R_K — сопротивление в цепи обратной связи.

изменным и для германиевых триодов составляет $\frac{\partial u_6}{\partial T} = - (2 \div 2,5) \text{ мв/}^{\circ}\text{C}$:

$$\Delta u_{6T} = \left| \frac{\partial u_6}{\partial T} \right| \Delta T. \quad (2.114)$$

Здесь ΔT — изменение температуры, вызывающее тепловое смещение. На схеме (рис. 2.16) действие эквивалентного напряжения теплового смещения учтено путем включения в цепь базы генератора э. д. с. Δu_{bt} .

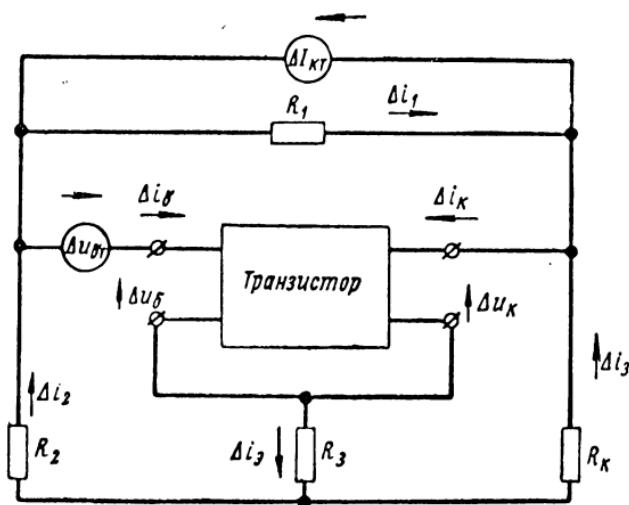


Рис. 2.16. Обобщенная эквивалентная схема для определения температурной нестабильности тока коллектора.

Другим дестабилизирующим фактором, как указывалось выше, является обратный ток коллекторного перехода I_{kt} . Влияние его приращений на работу схемы учитывается включением между коллектором и базой генератора тока ΔI_{kt} . Приращения тока I_{kt} для заданного интервала температур могут быть легко определены по температурным зависимостям обратного тока коллектора, приводимым в справочниках.

Составив для схемы (рис. 2.16) систему уравнений напряжений и токов

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_6 &= \Delta i_2 - \Delta i_1 + \Delta I_{\text{кт}}, \\ \Delta i_9 &= \Delta i_{\text{к}} + \Delta i_6, \\ \Delta i_{\text{к}} &= \Delta i_1 + \Delta i_3 - \Delta I_{\text{кт}}, \\ \Delta u_6 &= \Delta u_{\text{бт}} - \Delta i_2 R_2 - \Delta i_3 R_3, \\ \Delta u_{\text{к}} &= -\Delta i_3 R_{\text{к}} - \Delta i_9 R_3, \\ \Delta i_6 &= g \Delta u_6 - g_{\text{обр}} \Delta u_{\text{к}}, \\ \Delta i_{\text{к}} &= S_0 \Delta u_6 + \frac{1}{R_i} \Delta u_{\text{к}}, \\ \Delta i_1 &= \frac{\Delta u_6 - \Delta u_{\text{бт}} - \Delta u_{\text{к}}}{R_1}, \end{aligned} \right\} \quad (2.115)$$

и разрешив ее относительно приращения коллекторного тока, после соответствующих преобразований и пренебрежения малыми величинами окончательно получим

$$\Delta i_{\text{к}} = \frac{\Delta u_{\text{бт}} S_0 (R_1 + R_2 + R_{\text{к}}) + \Delta I_{\text{кт}} S_0 R_1 R_2}{(R_1 + R_{\text{к}})[1 + g(R_2 + R_3)] + S_0 (R_2 R_{\text{к}} + R_2 R_3 + R_3 R_{\text{к}} + R_1 R_3)}. \quad (2.116)$$

Это соотношение позволяет вычислить абсолютную нестабильность тока коллектора в диапазоне температур для различных схем термостабилизации, являющихся производными обобщенной схемы (рис. 2.15).

Рассмотрим сначала схему подачи фиксированного смещения на базу через сопротивление утечки R_2 (рис. 2.17, а). Эта схема может быть получена из обобщенной при $R_1 = \infty$ и $R_3 = 0$. В результате подстановки указанных значений в обобщенную формулу (2.116) получим

$$\Delta i_{\text{к}} = \frac{\Delta u_{\text{бт}} S_0 + \Delta I_{\text{кт}} S_0 R_2}{1 + g R_2}.$$

Так как нестабильность коллекторного тока обусловлена действием двух независимых факторов: напряжения теплового смещения $\Delta u_{\text{бт}}$ и обратного тока $I_{\text{кт}}$, то удобнее рассматривать нестабильность, вызванную каждым из них в отдельности:

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_k' &= \frac{\Delta u_{\text{бт}} S_0}{1 + gR_2} \\ \Delta i_k'' &= \frac{\Delta I_{\text{кт}} S_0 R_2}{1 + gR_2}. \end{aligned} \right\} \quad (2.117)$$

и

Нетрудно видеть, что нестабильность за счет напряжения теплового смещения $\Delta i_k'$ монотонно убывает с увеличением сопротивления утечки R_2 . При малых сопротивлениях, когда $gR_2 \ll 1$, нестабильность $\Delta i_k'$ достигает наибольшей величины

$$\Delta i_{k \text{ макс}}' = \Delta u_{\text{бт}} S_0.$$

Нестабильность же за счет влияния обратного тока $I_{\text{кт}}$, наоборот, возрастает с увеличением R_2 , достигая максимума при $gR_2 \gg 1$:

$$\Delta i_{k \text{ макс}}'' = \Delta I_{\text{кт}} \frac{S_0}{g}.$$

Таким образом, рассматриваемая схема имеет тот существенный недостаток, что принципиально может устранять влияние лишь одного дестабилизирующего фактора. При этом влияние другого фактора практически оказывается всегда близким к максимальному.

Сказанное позволяет сделать вывод о том, что схема с подачей фиксированного смещения оказывается мало-пригодной при работе в широком диапазоне температур. При малых R_2 ее применение является недопустимым. Если учесть, что для маломощных германиевых транзисторов крутизна прямо пропорциональна коллекторному току

$$S_0 = Ai_k$$

и

$$A \approx 40 \frac{1}{\theta},$$

то относительная нестабильность тока коллектора получится равной

$$\frac{\Delta i_k'}{i_k} = \frac{\Delta u_{\text{бт}} S_0}{i_k} = A \frac{\partial u_b}{\partial T} \Delta T = (0,08 \div 0,1) \Delta T,$$

т. е. будет составлять от 8 до 10% на 1°C .

При больших значениях R_2 схема может быть рекомендована лишь для работы в условиях понижененных температур для триодов с малой величиной $I_{\text{кт}}$ и с малым отношением $\frac{S_0}{g}$.

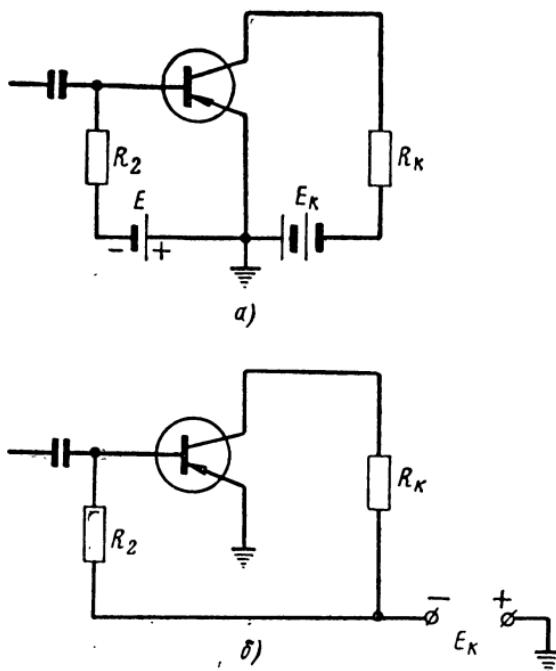


Рис. 2.17. Схемы подачи фиксированного смещения на базу.

Схема (рис. 2.17,б) является частным случаем рассмотренной выше. В ней подача смещения осуществляется от общего источника питания E_K . Сопротивление R_2 здесь всегда оказывается большим. Эта схема может еще рассматриваться как схема стабилизации тока базы. Действительно, вследствие малости напряжения смещения U_{60}

$$I_{60} = \frac{|E_K - U_{60}|}{R_2} \approx \frac{E_K}{R_2} = \text{const},$$

а величина сопротивления R_2 может быть определена как

$$R_2 = \frac{|E_K|}{I_{60}}. \quad (2.118)$$

Постоянство тока базы должно было бы обусловливать и стабильность коллекторного тока. Однако обратный тепловой ток $I_{\text{кт}}$ здесь замыкается через входную проводимость триода g , создавая дополнительное смещение $\frac{\Delta I_{\text{кт}}}{g}$, которое в свою очередь влияет на величину коллекторного тока.

Для сравнения и оценки различных схем стабилизации удобно ввести понятие коэффициентов стабильности

$$S'_T = \frac{\Delta i'_k}{\Delta i'_{k \text{ макс}}} \text{ и } S''_T = \frac{\Delta i''_k}{\Delta i''_{k \text{ макс}}} ,$$

понимая под ними отношение реальной нестабильности к максимально возможной. Для схемы (рис. 2.17, а) они получаются равными

$$S'_T = \frac{1}{1 + gR_2} ;$$

и

$$S''_T = \frac{gR_2}{1 + gR_2} .$$

Схема стабилизации с отрицательной обратной связью по постоянному напряжению (рис. 2.18) получается из обобщенной схемы

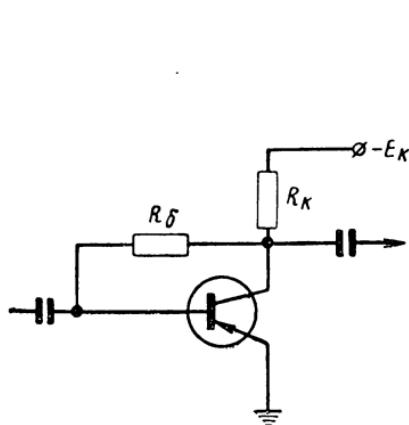


Рис. 2.18. Схема стабилизации режима с отрицательной обратной связью по постоянному напряжению.

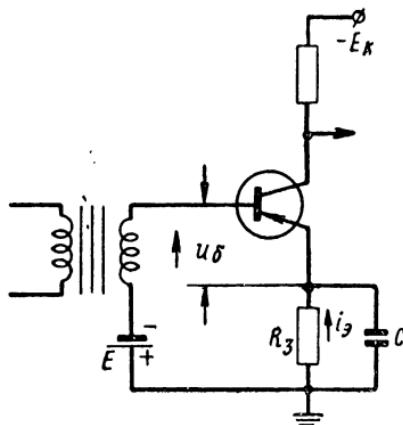


Рис. 2.19. Схема стабилизации режима с отрицательной обратной связью по постоянному току и с фиксированным смещением.

при $R_2 = \infty$ и $R_3 = 0$. После подстановки этих величин в (2.116) легко найти

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_K &= \frac{\Delta u_{\sigma T} S_0 + \Delta I_{K T} S_0 R_1}{g(R_1 + R_K) + S_0 R_K}, \\ S'_T &\approx \frac{1}{gR_1 + S_0 R_K} \\ S''_T &\approx \frac{gR_1}{gR_1 + S_0 R_K}. \end{aligned} \right\} \quad (2.119)$$

и

Схема стабилизации с отрицательной обратной связью по постоянному току и с фиксированным смещением (рис. 2.19) получается при $R_1 = \infty$ и $R_2 = 0$. Для нее нетрудно найти

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_K &= \frac{\Delta u_{\sigma T} S_0}{1 + (S_0 + g)R_3}, \\ S'_T &\approx \frac{1}{S_0 R_3}, \\ S''_T &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2.120)$$

Несмотря на высокие стабилизирующие свойства этой схемы, в ней практически неудобно осуществлять подачу фиксированного смещения. Поэтому широкое распространение находит родственная ей схема стабилизации с тремя сопротивлениями (рис. 2.20), для анализа которой следует принять $R_K = 0$. Для этой схемы получаем

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_K &\approx \frac{\Delta u_{\sigma T} (R_1 + R_2) + \Delta I_{K T} R_1 R_2}{R_3 (R_1 + R_2)}, \\ S'_T &= \frac{1}{S_0 R_3} \\ S''_T &= \frac{gR_1 R_2}{S_0 R_3 (R_1 + R_2)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.121)$$

и

Наконец, полная схема с комбинированной отрицательной обратной связью (рис. 2.15) при применяемых на практике величинах элементов дает

$$\left. \begin{aligned} \Delta i_k &= \frac{\Delta u_{6T}(R_1 + R_2 + R_k) + \Delta I_{kT}R_1R_2}{R_2R_k + R_3(R_1 + R_2 + R_k)}, \\ S'_T &= \frac{1}{S_0 \left(\frac{R_2R_k}{R_1 + R_2 + R_k} + R_3 \right)}, \\ S''_T &= \frac{gR_1R_2}{S_0 [R_2R_k + R_3(R_1 + R_2 + R_k)]}. \end{aligned} \right\} \quad (2.122)$$

Сравнение коэффициентов стабильности показывает, что наиболее эффективными являются схемы (рис. 2.15 и 2.20), которые широко применяются на практике.

При выборе и расчете элементов схем стабилизации необходимо руководствоваться следующими соображениями. Сопротивления R_3 и R_k желательно выбирать возможно большими. Их величина обычно ограничивается лишь допустимой потерей напряжения источника питания

$$R_3 + R_k \approx \frac{|E_k - U_{k0}|}{I_{k0}}. \quad (2.123)$$

Сопротивления потенциометра R_1 , R_2 желательно выбирать небольшими. Однако их приведенное сопротивление должно превышать входное сопротивление триода

$$\frac{R_1R_2}{R_1 + R_2} > R_{\text{вх}} \quad (2.124)$$

во избежание снижения усиления предшествующего каскада. Ток в потенциометре следует делать заметно большим тока базы I_{60} , однако в целях уменьшения расхода энергии источника питания его не следует брать большим коллекторного тока:

$$I_{60} \ll \frac{|E_k| - I_{k0}R_k}{R_1 + R_2} < I_{k0}. \quad (2.125)$$

Задаваясь величиной одного из сопротивлений (например, R_2), второе можно вычислить по формуле, учитывающей необходимость обеспечения заданного исходного режима работы

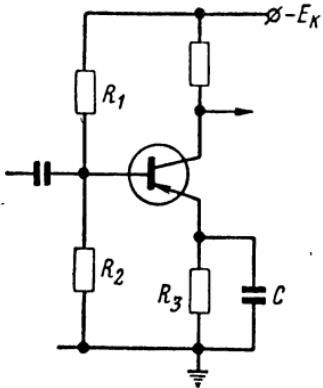


Рис. 2.20 Схема стабилизации режима с тремя сопротивлениями.

$$R_1 = \frac{E_{\text{к}} R_2 - (I_{k0} + I_{60}) (R_2 R_3 + R_2 R_{\text{к}} + R_3 R_{\text{к}}) + U_{60} (R_2 + R_{\text{к}})^*}{I_{k0} R_3 + I_{60} (R_2 + R_3) - U_{60}} . \quad (2.126)$$

Напряжение U_{60} и токи I_{k0} и I_{60} следует подставлять сюда с теми знаками, с которыми они указаны на семействах статических характеристик.

Чтобы устранить отрицательную обратную связь по переменному току, сопротивление R_3 в схемах (рис. 2.15, 2.19 и 2.20) необходимо шунтировать большой емкостью C . Воспользовавшись известной из теории ламповых усилителей формулой для расчета конденсатора, шунтирующего катодное сопротивление, после подстановки в нее параметров транзистора получим

$$C \geq \frac{1 + S_0 R_3}{2\pi F_{\text{н}} R_3 \sqrt{M_{\text{нс}}^2 - 1}} \approx \frac{S_0}{2\pi F_{\text{н}} \sqrt{M_{\text{нс}}^2 - 1}} , \quad (2.127)$$

в которой $M_{\text{нс}}$ — допустимый коэффициент частотных искажений, приходящийся на токостабилизирующую цепочку R_3 , C .

Для устранения паразитной обратной связи через общие цепи питания в транзисторных усилителях, так же как и в ламповых, могут применяться развязывающие фильтры. Расчет последних производится обычными методами.

При шунтировании эмиттерного токостабилизирующего сопротивления электролитическим конденсатором не удается полностью устраниТЬ паразитную обратную связь, которая может явиться причиной нестабильности коэффициента усиления при работе в диапазоне температур. Дело в том, что электролитические конденсаторы обладают заметным последовательным активным сопротивлением. Это сопротивление зависит от температуры и может изменяться в пределах от единиц до сотни ом. Чтобы устраниТЬ вызываемую им переменную обратную связь, необходимо все цепи на входе каскада развязывать по отношению к эмиттеру данного триода с помощью развязывающих фильтров.

* Для схемы (рис. 2.20) в формулы (2.125) и (2.126) следует подставлять $R_{\text{к}}=0$.

2.7. ТРАНЗИСТОРНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В усилителях широкое применение находит отрицательная обратная связь, позволяющая улучшать их качественные показатели и повышать стабильность работы. Так же как и в ламповых схемах, в транзисторных усилителях возможно осуществление обратной связи по напряжению и по току с параллельной или последовательной подачей на вход. Одним из наиболее распространенных является способ параллельной подачи обратной связи по напряжению через сопротивление $Z_{\text{обр}}$, включаемое между входными и выходными зажимами (рис. 2.21). Рассматривая эквивалентную схему триода совместно с присоединенным сопротивлением обратной связи, легко убедиться, что она оказывается тождественной схеме (рис. 1.21) и отличается от последней лишь величиной проводимости обратной связи, которую следует считать равной

$$\dot{Y}_{\text{обр}}' = \dot{Y}_{\text{обр}} + \frac{1}{Z_{\text{обр}}} . \quad (2.128)$$

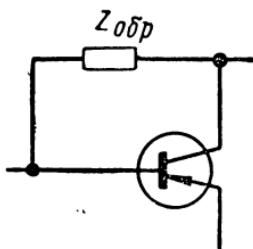


Рис. 2.21. Схема параллельной подачи отрицательной обратной связи по напряжению.

Благодаря этому анализ и расчет усилителей с обратной связью по схеме (рис. 2.21) можно производить с помощью основных формул (2.1) — (2.3), заменив в них $\dot{Y}_{\text{обр}}$ на (2.128). Только теперь уже нельзя пренебрегать полной проводимостью обратной связи. Можно лишь не учитывать слагаемого $\dot{Y}_{\text{обр}}$, приближенно считая

$$\dot{Y}_{\text{обр}}' \approx \frac{1}{Z_{\text{обр}}} , \quad (2.129)$$

так как в большинстве случаев выполняется условие

$$|\dot{Y}_{\text{обр}}| \ll \left| \frac{1}{Z_{\text{обр}}} \right| .$$

При осуществлении обратной связи по схеме (рис. 2.21) происходит изменение входной и выходной проводимостей, что сказывается на величине коэффи-

циента усиления предыдущего каскада. В самом же рассматриваемом каскаде он практически не меняется, так как определяется отношением напряжения на коллекторе к напряжению на базе, являющимися внутренними для замкнутой петли обратной связи.

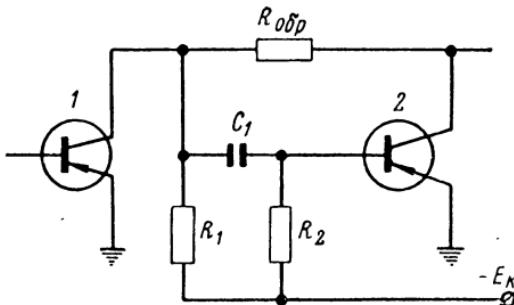


Рис. 2.22. Схема усилителя с отрицательной обратной связью через активное сопротивление.

В простейшем случае подача обратной связи может осуществляться через активное сопротивление $R_{обр}$. На рис. 2.22 показана схема усилителя, второй каскад которого охвачен отрицательной обратной связью. Нагрузкой первого каскада является входная проводимость второго. Ее величина с учетом действия обратной связи получается равной

$$\dot{Y}_{вх2} = \dot{Y} - \frac{\dot{K}_2}{R_{обр}} . \quad (2.130)$$

Если и второй каскад также нагружен на входное сопротивление полупроводникового триода, то, считая

$$\dot{K}_2 \approx -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}} ,$$

найдем

$$\dot{Y}_{вх2} = \dot{Y} + \frac{\dot{S}}{\dot{Y}R_{обр}} .$$

Подставив это значение в выражение для коэффициента усиления первого каскада и предположив, что

R_1 значительно больше входного сопротивления, получим

$$\dot{K}_{1CB} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_{BX2}} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y} + \frac{\dot{S}}{\dot{Y}R_{obr}}} = \\ = -S_0 r_0 \frac{gr_0 + j\omega\tau}{(gr_0)^2 + \frac{S_0 r_0^2}{R_{obr}} + j\omega \left(2gr_0 + \frac{S_0 r_0^2}{R_{obr}} \right) + (j\omega\tau)^2}.$$

Вводя обозначения

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{gR_{obr}} &= \sigma_0, \\ (gr_0)^2 + \frac{S_0 r_0^2}{R_{obr}} &= (gr_0)^2 \left(1 + \frac{1}{gR_{obr}} \frac{S_0}{g} \right) = \\ &= (gr_0)^2 (1 + \sigma_0 K_0) = (gr_0)^2 \gamma \end{aligned} \right\} \quad (2.131)$$

и

$$\frac{\omega\tau}{gr_0} = x,$$

где σ_0 — коэффициент и $\gamma = 1 + \sigma_0 K_0$ — степень обратной связи, после несложных преобразований окончательно можем записать

$$\dot{K}_{1CB} = \frac{K_0}{1 + \sigma_0 K_0} \frac{1 + jx}{1 + jx \frac{(\gamma - 1) gr_0 + 2}{\gamma} + \frac{(jx)^2}{\gamma}}. \quad (2.132)$$

Анализируя полученную зависимость, легко установить, что форма частотной характеристики усилителя с обратной связью через активное сопротивление зависит от γ . При $\gamma = 1$ характеристика имеет простейший вид. По мере же увеличения глубины обратной связи на ней быстро появляется резонансный пик в области высоких частот, достигающий в пределе при $\gamma \rightarrow \infty$ относительной высоты $\frac{1}{gr_0}$. Искажение формы частотной характеристики объясняется тем, что цепь обратной связи образует частотно-зависимый делитель напряжения, состоящий из активного сопротивления $R_{обр}$ и комплек-

сной входной проводимости триода \dot{Y} . При этом коэффициент обратной связи не остается постоянным в диапазоне частот. На высоких частотах он уменьшается, что и вызывает подъем усиления.

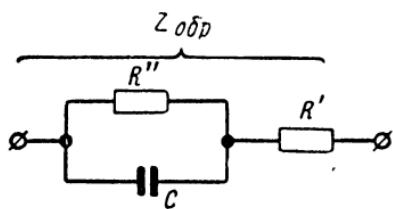


Рис. 2.23. Структурная схема сопротивления обратной связи.

обратной связи. В частности, подбирая определенным образом сопротивление $\dot{Z}_{\text{обр}}$, можно добиться получения постоянного, независящего от частоты коэффициента обратной связи

$$\sigma = \frac{1}{\dot{Z}_{\text{обр}} \dot{Y}} = \sigma_0 = \text{const}, \quad (2.133)$$

откуда нетрудно найти

$$\dot{Z}_{\text{обр}} = \frac{1}{\sigma_0 \dot{Y}}. \quad (2.134)$$

Соответствующая этому выражению структурная схема сопротивления $\dot{Z}_{\text{обр}}$ показана на рис. 2.23, а входящие в нее элементы определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned} R' &= \frac{r_0}{\sigma_0}, \\ R'' &= \frac{1 - gr_0}{\sigma_0 g} \\ C &= \frac{\sigma_0 \tau}{r_0(1 - gr_0)}. \end{aligned} \right\} \quad (2.135)$$

и

Подставив полученное значение $\dot{Z}_{\text{обр}}$ в выражение входной проводимости второго каскада, аналогично предыдущему случаю находим

$$\dot{Y}_{\text{вх2}} = \dot{Y} + \frac{\dot{S}}{\dot{Y} \dot{Z}_{\text{обр}}} = \dot{Y} + \sigma_0 \dot{S}.$$

При этом коэффициент усиления первого каскада оказывается равным

$$\begin{aligned} \dot{K}_{1CB} &= -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_{BX_2}} = \\ &= -\frac{\frac{\dot{S}}{\dot{Y}}}{1 + \sigma_0 \frac{\dot{S}}{\dot{Y}}} = -\frac{\frac{S_0}{\sigma_0 S_0 + g}}{1 + j\omega \frac{\tau}{(\sigma_0 S_0 + g) r_0}}, \end{aligned} \quad (2.136)$$

и, следовательно, форма частотной характеристики уже не зависит от глубины обратной связи. Усиление на средних частотах может быть преобразовано

$$K_{01CB} = \frac{S_0}{\sigma_0 S_0 + g} = \frac{\frac{g}{\sigma_0}}{1 + \sigma_0 \frac{S_0}{g}} = \frac{K_0}{1 + \sigma_0 K_0} = \frac{K_0}{\gamma} \quad (2.137)$$

и записано в виде, известном из теории ламповых усилителей с обратной связью. Если коэффициент усиления оказывается обратно пропорциональным степени связи γ , то верхняя граничная частота прямо пропорциональна последней:

$$F_B = \frac{gr_0 \left(1 + \sigma_0 \frac{S_0}{g} \right) \sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\tau} = \gamma \frac{gr_0 \sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\tau}, \quad (2.138)$$

а произведение усиления на полосу пропускания не зависит от γ . При отсчете полосы на уровне 0,7 оно совпадает с (2.36).

Таким образом, усилитель с постоянным коэффициентом обратной связи (2.133), обеспечиваемым цепочкой $\dot{Z}_{обр}$ (рис. 2.23 и 2.24), является аналогом лампового усилителя на сопротивлениях с чисто отрицательной обратной связью. Его характеристики, кроме того, полностью совпадают с теми, которые были получены для усилителя с компенсацией при $\tau_1 = \tau_2 = \tau_L$. Однако усилитель с обратной связью по конструкции более прост, работает стабильнее и вносит меньшие нелинейные искажения. Поэтому ему, как и всякому усилителю с отрицательной обратной связью, следует отдавать предпочтение.

Отрицательная обратная связь также оказывает благоприятное воздействие на частотную характеристику

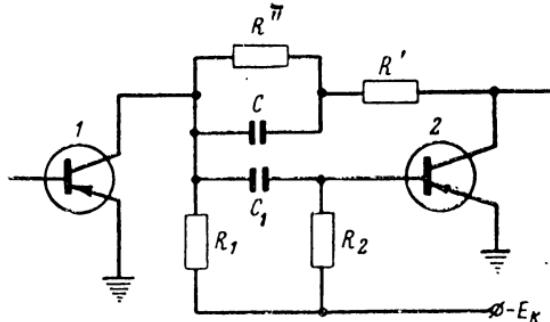


Рис. 2.24. Схема усилителя с постоянным коэффициентом обратной связи.

в области низких частот. Если учесть, что на этих частотах емкость C на работу усилителя не влияет, и обозначить

$$R' + R'' = R_{\text{обр}},$$

то схемы (рис. 2.22 и 2.24) становятся тождественными. Заменив первый триод эквивалентным генератором тока,

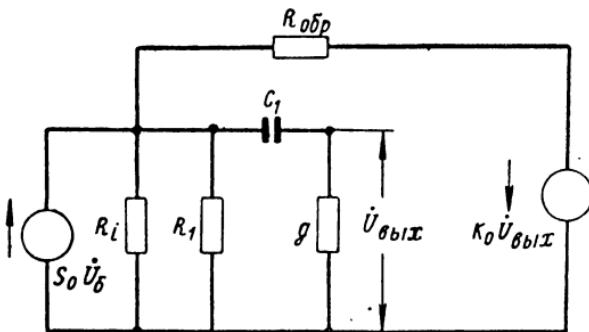


Рис. 2.25. Эквивалентная схема усилителя с обратной связью для области низких частот.

а второй каскад генератором напряжения $K_{02} U_{\text{вых}}$. можно составить для них низкочастотную эквивалентную схему, показанную на рис. 2.25. От схемы (рис. 2.5) она отличается только тем, что вместо одного генератора в ней параллельно включены два. Так как сопротивле-

ние $R_{обр}$ обычно велико, токи генератора можно считать независимыми и просуммировать, заменив одним

$$\dot{I} = S_0 \dot{U}_6 - \frac{\dot{K}_{02} \dot{U}_{вых}}{R_{обр}}.$$

Тогда в соответствии с (2.42) для выходного напряжения получим

$$\dot{U}_{вых} = - \frac{\left(S_0 \dot{U}_6 - \frac{\dot{K}_{02}}{R_{обр}} \dot{U}_{вых} \right) R_3}{1 + \frac{1}{j\omega\tau_n}},$$

откуда

$$\dot{K}_{1CB} = \frac{S_0 R_3}{1 + K_{02} \frac{R_3}{R_{обр}} + \frac{1}{j\omega\tau_n}}.$$

Если считать $K_{02} = K_{01}$ и учесть, что $\frac{R_3}{R_{обр}} = \sigma_0$, после несложных преобразований окончательно найдем

$$\dot{K}_{1CB} = - \frac{K_0}{\gamma} \frac{1}{1 + \frac{1}{j\omega\gamma\tau_n}}. \quad (2.139)$$

Нетрудно видеть, что нижняя граничная частота

$$F_n = \frac{1}{2\pi\tau_n\gamma \sqrt{M_n^2 - 1}} \quad (2.140)$$

в результате действия отрицательной обратной связи уменьшается в γ раз, т. е. происходит расширение полосы пропускания в сторону низких частот. Этот результат также совпадает с тем, который дает схема с компенсацией (рис. 2.7).

Помимо рассмотренных случаев, в усилителе (рис. 2.24) путем соответствующего выбора величины постоянной времени цепочки обратной связи можно изменять форму частотной характеристики и получить результаты, аналогичные изложенным в § 4.

Усилитель с общим коллектором, у которого нагрузка включается в цепь эмиттера (рис. 2.26), также относится к схемам с отрицательной обратной

связью по напряжению. В нем все выходное напряжение оказывается приложенным через источник сигналов к участку база — эмиттер, в результате чего коэффициент обратной связи $\sigma=1$. По своим свойствам усилитель с эмиттерной нагрузкой (эмиттерный повторитель) имеет много общего с ламповой схемой с общим анодом. Од-

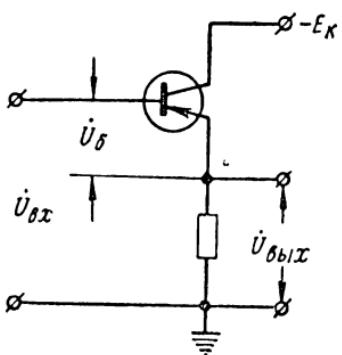


Рис. 2.26. Схема усилителя с нагрузкой в цепи эмиттера.

самом же деле вследствие сравнительно быстрого убывания крутизны \dot{S} (1.74) усилительные свойства триода на высоких частотах сводятся к нулю. Выражение коэффициента усиления обращается в

$$\dot{K} \approx \frac{\dot{Y}}{\dot{Y} + \dot{Y}_{\text{н}}} ,$$

и, как нетрудно видеть, в этом случае получается прямое прохождение сигналов через проводимость триода \dot{Y} непосредственно со входа каскада на его выход. Очевидно, что применение усилителя в этом случае не имеет смысла. Аналогично обстоит дело и при низкоомной нагрузке.

Положительным свойством эмиттерного повторителя, проявляющимся на сравнительно низких частотах, оказывается его малая входная проводимость. Это позволяет использовать каскады с эмиттерной нагрузкой в схемах усилителей с высоким входным сопротивлением.

В литературе иногда встречаются указания на целесообразность использования эмиттерного повторителя

нако в отличие от последней частотные свойства эмиттерного повторителя значительно хуже.

Часто нагрузкой усилителя с общим коллектором служит активное сопротивление $R_{\text{н}}$ большой величины. При этом согласно (2.7) коэффициент усиления оказывается весьма близким к единице на любых частотах, и, казалось бы, частотная характеристика должна получаться очень хорошей. На

в качестве согласующего каскада между триодами, включенными по схеме с общим эмиттером или по схеме с общей базой. Но как показывает подробный анализ, такое включение не дает каких-либо серьезных преимуществ. На рис. 2.27 показана схема усилителя, в котором

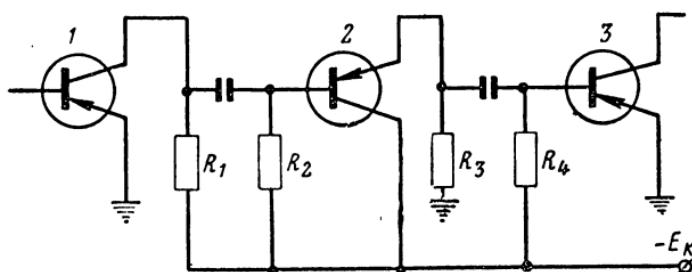


Рис. 2.27. Усилитель с чередованием каскадов, включенных по схеме с общим эмиттером и с общим коллектором.

между двумя каскадами с общим эмиттером включен согласующий эмиттерный повторитель. В нем нагрузкой каскада с общим эмиттером является входная проводимость каскада с общим коллектором и наоборот. Если даже предположить, что внешние сопротивления схемы значительно превышают входные сопротивления триодов, то второй каскад можно считать нагруженным на входную проводимость третьего триода $\dot{Y}_{n_2} \approx \dot{Y}$, и его коэффициент усиления получается равным

$$\dot{K}_2 = \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_{n_2}} = \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + 2\dot{Y}}.$$

Его входная проводимость

$$\dot{Y}_{bx} = \dot{Y}_{obp} + (1 - \dot{K}_2)\dot{Y} \approx \frac{\dot{Y}^2}{\dot{S} + 2\dot{Y}}$$

является нагрузкой первого каскада, коэффициент усиления которого

$$\dot{K}_1 = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_i + \dot{Y}_{n_1}} \approx -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}_{bx_2}} = -\frac{\dot{S}(\dot{S} + 2\dot{Y})}{\dot{Y}^2}.$$

Теперь нетрудно определить общий коэффициент усиления первой пары каскадов, включенных по схеме с общим эмиттером и с общим коллектором:

$$\dot{K}_{\text{общ}} = \dot{K}_1 \cdot \dot{K}_2 = \frac{\dot{S}(\dot{S} + \dot{Y})}{\dot{Y}^2} = \left(\frac{\dot{S}}{\dot{Y}} \right)^2 + \frac{\dot{S}}{\dot{Y}}. \quad (2.141)$$

Сравнивая его с усилением обычного усилителя на сопротивлениях при $\frac{1}{R_1} \ll |\dot{Y}|$

$$\dot{K} = \frac{\dot{S}}{\dot{Y}},$$

легко заметить, что усиление и частотная характеристика пары чередующихся и пары обычных каскадов, по существу, одинаковы. Если же учесть, что для эмиттерного повторителя условие $\frac{1}{R_1} \ll |\dot{Y}_{\text{вх2}}|$ практически трудно выполнимо и входная проводимость определяется более точной формулой (2.8), то получается, что пара чередующихся каскадов дает худший результат. Точно такое же усиление получается и в случае, когда первым будет стоять эмиттерный повторитель, работающий от источника сигналов с большим внутренним сопротивлением. Кроме того, при чередовании каскадов усиление между ними распределяется неравномерно (так как $K_2 < 1$), что, вообще говоря, является нежелательным.

Итак, проведенный анализ показывает нецелесообразность использования усилителя с эмиттерной нагрузкой в качестве согласующего каскада, которое в смысле общего усиления и формы частотной характеристики не дает никаких преимуществ. Только в тех случаях, когда обязательно необходимо избежать шунтирования предыдущего устройства малым входным сопротивлением, применение эмиттерного повторителя является оправданным.

Усилитель с эмиттерной нагрузкой может быть также использован в качестве согласующего между каскадами, включенными по схеме с общей базой. Без такого согласования многокаскадный усилитель с общими базами не дает усиления, и его применение лишено смысла. Если же воспользоваться схемой с чередующимися кас-

кадами (рис. 2.28), то нагрузкой второго триода будет служить входная проводимость третьего

$$\dot{Y}_{\text{вх}3} \approx \dot{S} + \dot{Y}.$$

При этом его коэффициент усиления получается равным

$$\dot{K}_2 = \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_n} \approx \frac{\dot{S} + \dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}_{\text{вх}3}} = \frac{1}{2}.$$

В свою очередь входная проводимость

$$\dot{Y}_{\text{вх}2} \approx (1 - \dot{K}_2) \dot{Y} = \frac{1}{2} \dot{Y}$$

является нагрузкой первого каскада, который дает усиление

$$\dot{K}_1 = \frac{\dot{S} + \dot{Y}_i}{\dot{Y}_i + \dot{Y}_n} \approx \frac{\dot{S}}{\dot{Y}_{\text{вх}2}} = 2 \frac{\dot{S}}{\dot{Y}}.$$

В результате пары чередующихся каскадов обеспечит общее усиление

$$\dot{K}_{\text{общ}} = K_1 \cdot K_2 = \frac{\dot{S}}{\dot{Y}}, \quad (2.142)$$

такое же, как и один обычный каскад, включенный по схеме с общим эмиттером. Хотя усиление, приходящееся на один триод, получается значительно меньшим, в некоторых случаях может оказаться полезным включение с общей базой. В частности, в таком усилителе гораздо

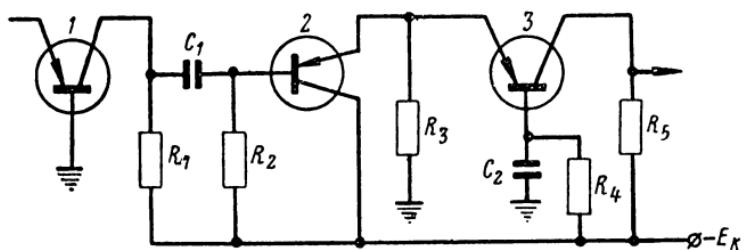


Рис. 2.28. Усилитель с чередованием каскадов, включенных по схеме с общей базой и с общим коллектором.

слабее проявляется действие паразитной внутренней обратной связи.

То, что усилитель с эмиттерной нагрузкой во многом уступает ламповому катодному повторителю, обусловлено неблагоприятной частотной зависимостью его входной проводимости (2.8). Нетрудно показать, что при нагрузке эмиттерного повторителя на активное сопротивление R_{H} входная проводимость от значения

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{g}{1 + (S_0 + g)R_{\text{H}}}$$

на низких частотах быстро увеличивается до

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{1}{r_6 + R_{\text{H}}}$$

на высоких частотах. Ещё хуже обстоит дело, когда нагрузкой является входная проводимость следующего триода \dot{Y} . Тогда на низких частотах $\dot{Y}_{\text{вх}}$ принимает малое значение

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{g^2}{S_0 + 2g} ,$$

а на высоких она стремится к

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{1}{2r_6} .$$

Не удается обычно реализовать и преимуществ большей выходной проводимости усилителя с эмиттерной нагрузкой. Согласно (2.9) она получается значительной только при достаточно большой проводимости источника сигналов \dot{Y}_c . Но если \dot{Y}_c велика, то обычно нет необходимости в использовании эмиттерного повторителя, так как включение последнего даёт эффект только при малых проводимостях источника \dot{Y}_c . В последнем же случае, как видно из (2.9), выходная проводимость резко снижается.

На практике нередко оказывается необходимым использование усилителя с большим входным сопротивлением. Эта задача может быть решена путем каскадного включения эмиттерных повторителей.

На рис. 2.29 показана упрощенная схема такого соединения. Здесь каждый предыдущий каскад нагружен на входную проводимость следующего. Поэтому для произ-

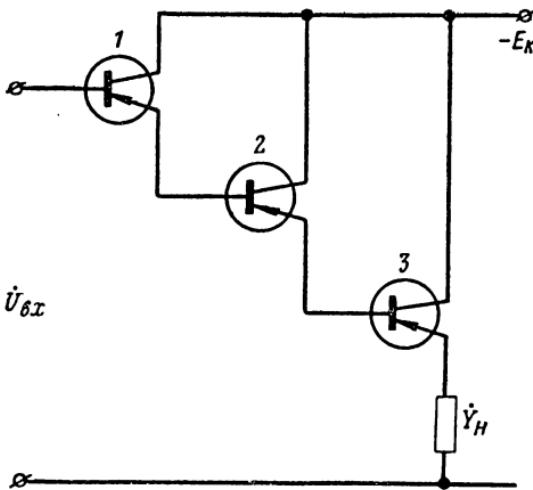


Рис. 2.29. Усилитель с каскадным соединением эмиттерных повторителей.

вольного k -го каскада легко получить рекуррентную формулу, связывающую его входную проводимость с входной проводимостью следующего:

$$\dot{Y}_{\text{bx}k} = \dot{Y}_{\text{обр}k} + (1 - K_k) \dot{Y}_k \approx \frac{\dot{Y}_k}{\dot{S}_k + \dot{Y}_k} \dot{Y}_{\text{bx}(k+1)}.$$

Если учесть, что отношение

$$\frac{\dot{Y}_k}{\dot{S}_k + \dot{Y}_k}$$

практически не зависит от режима работы полупроводникового триода, то путем последовательной подстановки нетрудно найти входную проводимость первого из n эмиттерных повторителей:

$$\dot{Y}_{\text{bx}1} = \dot{Y}_{\text{обр}1} + \left(\frac{\dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y}} \right)^n \dot{Y}_{\text{bx}(n+1)}, \quad (2.143)$$

где $\dot{Y}_{\text{bx}(n+1)}$ — входная проводимость каскада, следующего за эмиттерными повторителями. Полученное соотношение

показывает, что включение каждого каскада с эмиттерной нагрузкой изменяет входную проводимость усилителя в

$$\frac{\dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y}} = \frac{gr_0 + j\omega\tau}{(S_0 + g)r_0 + j\omega\tau}$$

раз. Наиболее эффективное уменьшение входной проводимости происходит на низких частотах, на которых она составляет $\frac{g}{S_0 + g}$. С повышением частоты отношение $\left| \frac{\dot{Y}}{\dot{S} + \dot{Y}} \right|$

монотонно возрастает и на достаточно высоких частотах обращается в единицу. Из сказанного ясно, что рост числа включенных каскадов эмиттерных повторителей при-

водит к увеличению неравномерности входной проводимости первого каскада. При этом также сужается полоса частот, в которой отклонения $Y_{\text{вх}}$ не превышают допустимой величины. Иначе говоря, каскадное соединение усилителей с эмиттерными нагрузками обеспечивает малую входную проводимость только в сравнительно узком интервале низких частот.

Распространенным способом получения отрицательной обратной связи по току.

Рис. 2.30. Схема усилителя с отрицательной обратной связью по току.

обратной связи по току является включение сопротивления в цепь эмиттера. Соответствующая схема показана на рис. 2.30. Здесь напряжение обратной связи $\dot{U}_{\text{св}}$, получаемое на сопротивлении \dot{Z} , оказывается пропорциональным суммарному входному и выходному токам и подключенными к участку база—эмиттер триода последовательно с источником сигналов. Эквивалентная схема рассматриваемого каскада показана на рис. 2.31. Составляя уравнения для действующих в ней напряжений, можем записать

$$\dot{U}_b = \dot{U}_{\text{вх}} - \dot{U}_{\text{св}},$$

$$\dot{U}_k = \dot{U}_{\text{вых}} - \dot{U}_{\text{св}},$$

$$\dot{U}_{\text{св}} = \dot{Z}(I_b + I_k).$$

Выразив согласно правилам теории четырехполюсников токи триода через напряжения на внешних зажимах и сделав необходимые преобразования, получим

$$I_6 = \dot{Y}_{cb} \dot{U}_{bx} - \dot{Y}_{obp} \dot{U}_{vых},$$

$$I_K = S_{cb} \dot{U}_{bx} + \dot{Y}_{icb} \dot{U}_{vых},$$

где

$$\left. \begin{aligned} \dot{Y}_{cb} &= \frac{\dot{Y}}{1 + Z(\dot{S} + \dot{Y})}; \\ \dot{S}_{cb} &= \frac{\dot{S}}{1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y})}; \\ \dot{Y}_{icb} &= \frac{\dot{Y}_i(1 + \dot{Z}\dot{Y})}{1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y})}; \\ \dot{Y}_{obp\ cb} &= \frac{\dot{Y}_{obp}(1 + \dot{Z}\dot{S}) + \dot{Y}_i\dot{Z}\dot{Y}}{1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y})}. \end{aligned} \right\} \quad (2.144)$$

Полученные зависимости позволяют исследовать усилители с обратной связью по току такими же методами, как и без обратной связи. В частном случае, когда

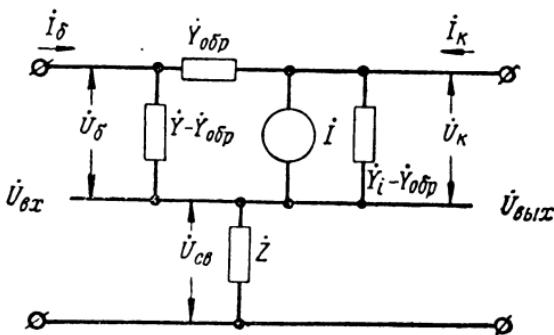


Рис. 2.31. Эквивалентная схема усилителя с отрицательной обратной связью по току.

в эмиттерную цепь включено активное сопротивление R , удается ввести понятие эквивалентных параметров триода. Подставляя в выражения \dot{Y}_{cb} и S_{cb} развернутые зависи-

мости \dot{Y} (1.72) и \dot{S} (1.74), после соответствующих преобразований окончательно получаем

$$\left. \begin{aligned} \dot{Y}_{cb} &= \frac{1}{r_{6cb}} \cdot \frac{g_{cb} r_{6cb} + j\omega \tau_{cb}}{1 + j\omega \tau_{cb}}, \\ \dot{S}_{cb} &= \frac{S_0{}_{cb}}{1 + j\omega \tau_{cb}}, \end{aligned} \right\} \quad (2.145)$$

где

$$\left. \begin{aligned} S_0{}_{cb} &= \frac{S_0}{1 + R(S_0 + g)}; \\ g_{cb} &= \frac{g}{1 + R(S_0 + g)}; \\ \tau_{cb} &= \tau \frac{R}{1 + R(S_0 + g)}; \\ r_{6cb} &= r_6 + R. \end{aligned} \right\} \quad (2.146)$$

Что же касается величин $\dot{Y}_{i_{cb}}$ и $\dot{Y}_{obr_{cb}}$, то, хотя здесь аналогичные параметры ввести не удается, в большинстве случаев ими можно пренебречь по сравнению с другими проводимостями. В результате все усилители с отрицательной обратной связью по току через активное сопротивление R можно рассчитывать по формулам, полученным для обычных схем, подставляя в них значения эквивалентных параметров (2.146). Так, в частности, если в многокаскадном усилителе на сопротивлениях (рис. 2.4) в цепи эмиттеров включить сопротивления обратной связи R , то согласно (2.33) получим

$$\begin{aligned} \dot{K}_{cb} &= - \frac{S_0{}_{cb} R_3}{1 + j\omega \tau_{cb} \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_{6cb}} \right) R_3} = \\ &= - \frac{S_0 R'_3}{1 + j\omega \tau \left(\frac{1}{R_1} \cdot \frac{R + r_6}{r_6} + \frac{1}{r_6} \right) R'_3}, \end{aligned} \quad (2.147)$$

в котором

$$\frac{1}{R'_3} = \frac{1 + R(S_0 + g)}{R_1} + g. \quad (2.148)$$

При больших сопротивлениях нагрузки, когда

$$\frac{1 + R(S_0 + g)}{R_1} \ll g,$$

выражение (2.147) превращается в

$$\dot{K}_{\text{cb}} = -\frac{S_0 r_0}{gr_0 + j\omega\tau}, \quad (2.149)$$

т. е. в рассматриваемом случае коэффициент усиления и частотная характеристика не зависят от глубины обратной связи. Такой неожиданный на первый взгляд результат получается вследствие того, что обратная связь в одинаковой степени уменьшает и крутизну, и входную проводимость. Так как внешнее сопротивление нагрузки велико, оно не оказывает влияния на усиление, и поэтому

$$\dot{K}_{\text{cb}} = \frac{\dot{S}_{\text{cb}}}{\frac{1}{R_1} + \dot{Y}_{\text{cb}}} \approx -\frac{\dot{S}_{\text{cb}}}{\dot{Y}_{\text{cb}}} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}}$$

не меняется под действием обратной связи.

С уменьшением сопротивления R_1 полоса пропускания несколько расширяется. Однако при этом снижается эффективность, так как усиление падает быстрее, чем расширяется полоса. Иначе говоря, обратная связь по току с помощью эмиттерного сопротивления не может служить хорошим средством расширения полосы пропускания.

Значительный практический интерес представляет схема усилителя с обратной связью по току, получаемой при включении в цепь эмиттера параллельно соединенных сопротивления и емкости (рис. 2.32). Частотная зависимость элементов обратной связи позволяет воздействовать на форму характеристики $K_{\text{cb}}(\omega)$ и в широких пределах изменять полосу пропускания.

Воспользовавшись выражениями эквивалентных параметров (2.144) и коэффициента усиления (2.1), не трудно получить

$$\dot{K}_{1\text{cb}} = \frac{\dot{S}_{1\text{cb}}}{\frac{1}{R_1} + \dot{Y}_{2\text{cb}}} , \quad (2.150)$$

где

$$\dot{Y}_{2CB} = \frac{\dot{Y}}{1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y})}$$

— входная проводимость второго каскада, также имеющего цепочку обратной связи R, C . Если сопротивление нагрузки R_1 велико, так что $\frac{1}{R_1} \ll |\dot{Y}_{2CB}|$, то коэффициент усиления обращается в

$$\dot{K}_{1CB} = \frac{\dot{S}_{1CB}}{\dot{Y}_{2CB}} = -\frac{\dot{S}}{\dot{Y}}$$

и не зависит от наличия обратной связи. С уменьшением R_1 выражение (2.150) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} \dot{K}_{1CB} &= -\frac{\dot{S}}{\frac{1}{R_1} [1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y})] + \dot{Y}} = \\ &= -\frac{S_0(1 + j\omega\tau_c)}{\left[\frac{1}{R_1} + g + j\omega\tau \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_0} \right) \right] (1 + j\omega\tau_c) + \frac{R}{R_1} \left(S_0 + g + j\omega\tau \frac{1}{r_0} \right)}, \end{aligned} \quad (2.151)$$

причем, так же как и в усилителе с компенсацией, путем надлежащего выбора постоянной времени эмиттерной цепочки $\tau_c = RC$ можно получить необходимую форму частотной характеристики.

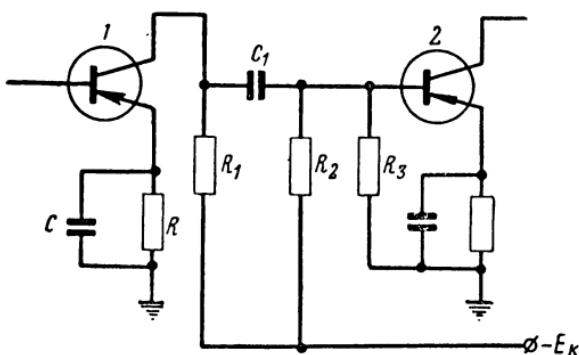


Рис. 2.32. Схема усилителя с частотно-зависимой обратной связью по току.

Весьма характерным является частный случай, когда

$$\tau_c = RC = \frac{\tau}{(S_0 + g)r_6} \approx \frac{\tau}{S_0 r_6}. \quad (2.152)$$

При этом частотная характеристика усилителя принимает простейший вид, и выражение коэффициента усиления после сокращения становится равным

$$K_{1CB} = -\frac{S_0 R_3}{1 + j\omega\tau\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_6}\right)R_3}, \quad (2.153)$$

в котором

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_1} + g + \frac{R}{R_1}(S_0 + g). \quad (2.154)$$

Определив произведение усиления на полосу пропускания

$$K_0 F_{B,0,7} = \frac{S_0 r_6}{2\pi\tau\left(1 + \frac{r_6}{R_1}\right)},$$

убеждаемся, что для сохранения высокой эффективности усилителя необходимо обеспечить выполнение неравенства

$$R_1 \gg r_6. \quad (2.155)$$

Тогда, пренебрегая малой величиной $\frac{1}{R_1}$ по сравнению с другими слагаемыми, из (2.153) легко найти

$$K_0 = S_0 R_3 \approx \frac{\frac{S_0}{g}}{1 + \frac{R}{R_1}\left(\frac{S_0}{g} + 1\right)}, \quad (2.156)$$

$$F_B \approx \frac{gr_6\sqrt{M_B^2 - 1}}{2\pi\tau} \left[1 + \frac{R}{R_1}\left(\frac{S_0}{g} + 1\right) \right] \quad (2.157)$$

и

$$K_0 F_{B,0,7} = \frac{S_0 r_6}{2\pi\tau}.$$

Усиление и полоса пропускания усилителя (рис. 2.32) изменяются во взаимно противоположных направлениях в зависимости от величины члена

$$1 + \frac{R}{R_1} \left(\frac{S_0}{g} + 1 \right), \quad (2.158)$$

значение которого можно менять в широких пределах соответствующим подбором сопротивления обратной связи R . Полоса при этом расширяется обратно пропорционально усилинию и может принимать любое необходимое значение.

Усилитель с частотно-зависимой обратной связью по току (рис. 2.32) позволяет получить такие же результаты, как и в схеме с компенсацией (рис. 2.7) или в схеме с постоянным коэффициентом обратной связи по напряжению (рис. 2.24). Тем не менее в ряде случаев ему следует отдать предпочтение, так как желаемый эффект здесь достигается наиболее простыми средствами. Кроме того, в схеме легко

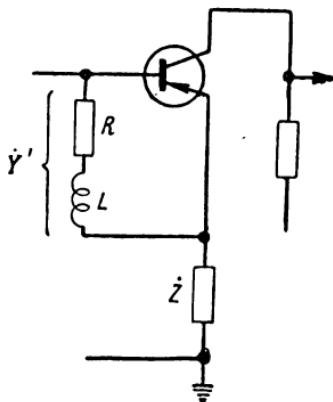
Рис. 2.33. Упрощенная схема каскада с высоким входным сопротивлением.

применить стабилизацию режима методом трех сопротивлений, и усилитель при прочих равных условиях содержит минимальное количество деталей. Одновременно наличие отрицательной обратной связи благоприятно оказывается на стабильности его качественных показателей.

Применение частотно-зависимой отрицательной обратной связи по току позволяет решить еще одну важную задачу, связанную с получением высокого входного сопротивления усилителя в широкой полосе частот. Рассмотрим схему (рис. 2.33), в которой

$$\dot{Y}' = \frac{1}{R + j\omega L}$$

— проводимость компенсирующей цепочки R, L . Принимая во внимание, что в эквивалентной схеме (рис. 2.31)



параллельно с $\dot{Y} - \dot{Y}_{\text{обр}}$ подключается и проводимость \dot{Y}' , для $\dot{Y}_{\text{св}}$ можем записать

$$\dot{Y}_{\text{св}} = \frac{\dot{Y} + \dot{Y}'}{1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}')}. \quad (2.158)$$

Подходя к выбору сопротивления обратной связи \dot{Z} , можно потребовать, чтобы эквивалентная входная проводимость $\dot{Y}_{\text{св}}$ была постоянной, активной и равнялась заданной величине

$$\dot{Y}_{\text{св}} = \frac{1}{R_{\text{вх}}} = \text{const.}$$

Отсюда нетрудно найти необходимую зависимость полного сопротивления обратной связи

$$\dot{Z} = \frac{R_{\text{вх}}(\dot{Y} + \dot{Y}') - 1}{\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}'}. \quad (2.159)$$

Раскрывая структуру полученного выражения \dot{Z} , можно преобразовать его к виду

$$\dot{Z} = \frac{R_{\text{вх}} - R_0 + j\omega\tau R_0 \left(\frac{R_{\text{вх}}}{r_0} - 1 \right)}{(S_0 R_0 + 1) + j\omega\tau \frac{R_0}{r_0}},$$

где

$$\frac{1}{R_0} = \frac{1}{R} + g; \quad \tau_L = \frac{L}{R} = \tau.$$

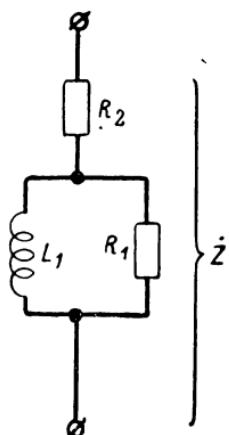


Рис. 2.34. Схема полного сопротивления обратной связи усилителя (рис. 2.33).

Легко убедиться, что приведенной форме записи соответствует схема соединения элементов, показанная на рис. 2.34, величины которых определяются соотношениями

$$\left. \begin{aligned} R_2 &= \frac{R_{\text{вх}} - R_0}{S_0 R_0 + 1} \approx \frac{R_{\text{вх}}}{S_0 R_0 + 1}, \\ R_1 &= R_{\text{вх}} - r_0 - \frac{R_{\text{вх}} - R_0}{S_0 R_0 + 1} \approx R_{\text{вх}} \frac{S_0 R_0}{S_0 R_0 + 1}, \\ L_1 &= \frac{\tau R_{\text{вх}}}{S_0 r_0} \cdot \left(\frac{S_0 R_0}{S_0 R_0 + 1} \right)^2. \end{aligned} \right\} \quad (2.160)$$

Вследствие весьма глубокой обратной связи схема (рис. 2.33) не дает усиления по напряжению. Так как она предназначается для работы с источником сигналов, обладающим большим внутренним сопротивлением, то более характерным ее показателем является коэффициент усиления по току. Последний определяется как отношение выходного тока к входному. Считая, что источник сигналов представляет собой генератор тока (рис. 2.35), и принимая во внимание постоянство входного сопротивления R_{bx} , для напряжения на входных зажимах усилителя получим

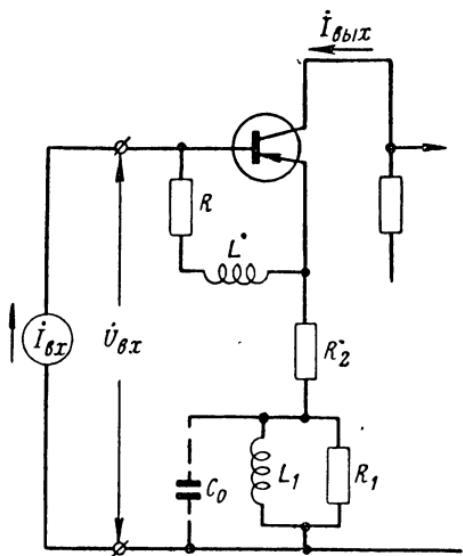


Рис. 2.35. Принципиальная схема усилителя с высоким входным сопротивлением.

коллекторной цепи, может быть выражен через эквивалентную крутизну (2.144)

$$I_{\text{вых}} = U_{\text{bx}} \dot{S}_{\text{cb}} = I_{\text{bx}} R_{\text{bx}} \dot{S}_{\text{cb}}.$$

Подставив сюда значение \dot{S}_{cb} и учитя, что согласно (2.159)

$$1 + \dot{Z}(\dot{S} + \dot{Y} + \dot{Y}') = R_{\text{bx}} (\dot{Y} + \dot{Y}'),$$

окончательно найдем

$$\dot{K}_i = \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{bx}}} = R_{\text{bx}} \dot{S}_{\text{cb}} = \frac{\dot{S}}{\dot{Y} + \dot{Y}'} = \frac{S_0 R_0}{1 + j\omega \tau_{r_0}}, \quad (2.161)$$

т. е. усиление по току и его частотная характеристика в точности совпадают с результатами (2.55), полученными для усилителя с компенсацией. Так же как и в том

случае, выбирая надлежащим образом величину эквивалентного сопротивления R_3 , можно получить любую заданную полосу пропускания ценой уменьшения усиления по току. Собственно, в этом и состоит назначение компенсирующей цепочки R , L . Что же касается усиления по напряжению, то вследствие малости сопротивления нагрузки по сравнению с $R_{\text{вх}}$ оно может оказаться значительно меньшим единицы:

$$\dot{K}_u = \frac{\dot{U}_{\text{вых}}}{\dot{U}_{\text{вх}}} = \frac{I_{\text{вых}}}{I_{\text{вх}}} \frac{Z_u}{R_{\text{вх}}} = K_i \frac{Z_u}{R_{\text{вх}}}.$$

В частности, если каскад нагружен на входную проводимость следующего полупроводникового триода, то усиление по напряжению на средних частотах не может превышать величины

$$K_{u_0} \leq \frac{S_0 R_3}{g R_{\text{вх}}}. \quad (2.162)$$

Однако это приемлемо, так как при непосредственном подключении каскада с малым входным сопротивлением к высокоомному источнику сигналов напряжение на входе вследствие шунтирования будет очень сильно понижено.

При анализе схемы (рис. 2.35) нами не накладывалось никаких ограничений на пределы частот, в которых входное сопротивление будет активным и постоянным. Теоретически, рассмотренный усилитель должен обеспечивать постоянство $R_{\text{вх}}$ на любых частотах. На практике этого, к сожалению, не получается. Во-первых, нами не учитывалось некоторое влияние проводимости обратной связи триода $\dot{Y}_{\text{обр}}$. Но главным фактором, ограничивающим интервал частот, в котором $R_{\text{вх}} = \text{const}$, является вредное влияние распределенной паразитной емкости катушки индуктивности C_0 . В основе принципа получения высокого входного сопротивления лежит увеличение полного сопротивления обратной связи с ростом частоты. Присутствие паразитной емкости C_0 нарушает необходимый ход этой зависимости. Вначале сопротивление Z растет несколько быстрее, чем следует, вызывая увеличение $R_{\text{вх}}$. Но, начиная с частоты паразитного резонанса, величина Z , а следовательно, и $R_{\text{вх}}$ быстро уменьшаются. Поэтому практически можно считать, что поло-

са частот, в которой входное сопротивление остается большим, простирается вплоть до собственной частоты катушки индуктивности

$$F_B \approx f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_1 C_0}}, \quad (2.163)$$

которую и следует считать границей полосы высокого входного сопротивления. Необходимо иметь в виду, что для повышения R_{Bx} необходимо пропорционально увеличивать индуктивность L_1 . Последнее же приводит к сужению полосы. Практически, схема (рис. 2.35) позволяет получить входное сопротивление порядка нескольких десятков килоом на частотах примерно до 1 MHz . Точнее, подставляя в (2.163) значение индуктивности L_1 (2.160), можно найти максимальное достижимое произведение входного сопротивления на квадрат верхней граничной частоты

$$R_{Bx} F_B^2 = \frac{S_0 r_0}{4\pi^2 \tau C_0} \cdot \left(\frac{S_0 R_0 + 1}{S_0 R_0} \right)^2. \quad (2.164)$$

ГЛАВА 3

УСИЛИТЕЛИ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ

3.1. УСИЛИТЕЛИ МОЩНОСТИ ЗВУКОВЫХ ЧАСТОТ

Транзисторы, так же как и электронные лампы, могут работать в режимах класса *A*, *B* и *AB*. При этом соотношение энергетических показателей в соответствующих режимах тоже получается аналогичным. Режим класса *A* как наименее экономичный применяется, как правило, в маломощных однотактных усилителях. Для получения значительных мощностей обычно используются двутактные каскады в экономически более выгодных режимах класса *B* и *AB*. В большинстве случаев применяется трансформаторная схема, позволяющая обеспечить наивыгоднейшие условия передачи мощности.

Простейшая схема однотактного выходного каскада показана на рис. 3.1. Так как для получения достаточной мощности и высокого коэффициента полезного действия приходится использовать весь пригодный участок динамической характеристики, значительные изменения исходного режима совершенно недопустимы. Последнее заставляет производить особо тщательную стабилизацию коллекторного тока.

При использовании трансформаторного выхода мгновенные значения напряжения на коллекторе могут почти вдвое превышать исходную его величину, что обусловлено суммированием в отдельные моменты времени э. д. с. самоиндукции с напряжением источника питания. Поэтому выбираемое начальное напряжение на коллекторе U_{k0} не должно превышать половины предельно допустимого для данного типа триода значения.

В выходном каскаде триод обычно рассеивает довольно большую мощность, что заставляет при расчете

обращать внимание на его тепловой режим и принимать меры к интенсивному охлаждению. Современные мощные полупроводниковые триоды без специального охлаждающего радиатора в состоянии рассеивать лишь незначительную энергию, не вызывая опасности пере-

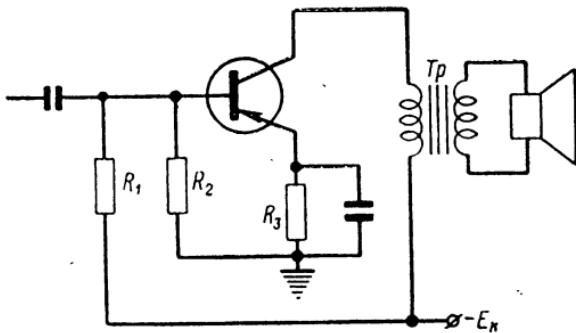


Рис. 3.1. Принципиальная схема однотактного усилителя мощности с трансформаторным выходом.

грева. При использовании воздушных, а иногда и жидкостных радиаторов с достаточной поверхностью охлаждения удается снизить установившуюся температуру корпуса триода до вполне приемлемой величины. Рассеиваемая мощность обычно ограничивается максимально допустимой температурой коллекторного перехода. Величина этой мощности может быть подсчитана по формуле

$$P_{\text{к макс}} = \frac{T_{\text{к макс}} - T_{\text{корп}}}{R_t}, \quad (3.1)$$

в которой $T_{\text{к макс}}$ — максимально допустимая температура коллекторного перехода; $T_{\text{корп}}$ — температура корпуса и R_t — тепловое сопротивление триода, выражаемое в градусах Цельсия на ватт и приводимое в справочниках. Температура корпуса в свою очередь зависит от окружающей температуры, конструкции и площади радиатора, условий его охлаждения и т. п. Расчет этой температуры может производиться обычными теплотехническими методами, не являющимися предметом содержания настоящей книги.

В усилителе, работающем в режиме класса A , наибольшая мощность рассеивается во время молчания, когда вся подводимая мощность расходуется на нагрев

коллектора. Она то и не должна превышать максимально допустимой для данного триода величины (3.1). Так как рассеиваемая на коллекторе мощность определяется произведением напряжения на величину тока, то на статических характеристиках в координатах i_k , u_k максимальная допустимая мощность рассеяния

$$P_{k \max} = I_{k_0} U_{k_0} = \text{const}$$

представляет собой гиперболу (рис. 3.2). Очевидно, что мощностям рассеяния меньше предельно допустимой соответствуют все точки, расположенные ниже гиперболы $P_{k \max}$. Поэтому исходный режим должен выбираться из условия, чтобы начальная рабочая точка лежала ниже кривой $P_{k \max}$.

Обычно нагрузка (громкоговорители, телефоны и др.) имеет комплексное сопротивление, в котором активная составляющая преобладает. Поэтому для упрощения расчетов сопротивление нагрузки принято считать активным. Тогда динамическая характеристика каскада в координатах i_k , u_k имеет вид прямой (рис. 3.2),

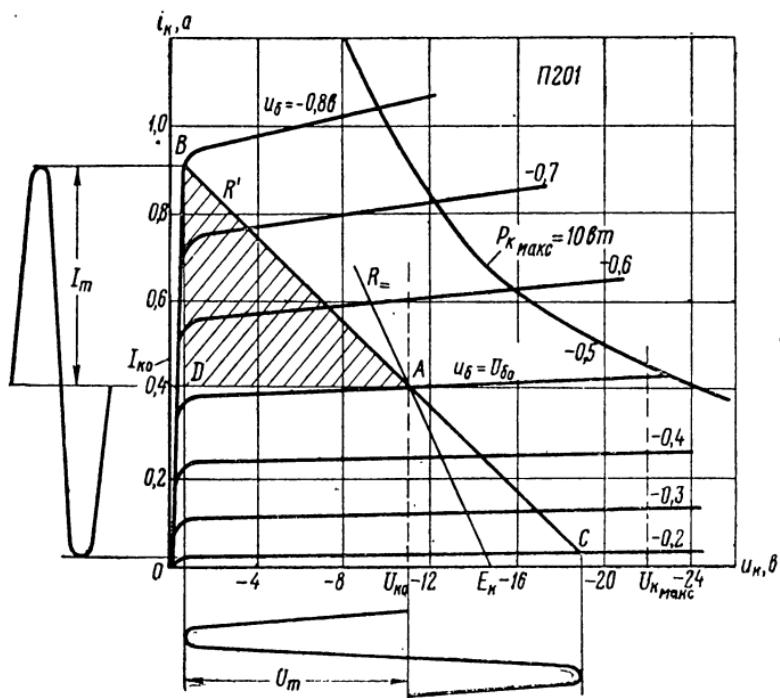


Рис. 3.2. Графический расчет усилителя мощности, работающего в режиме класса А.

угол наклона которой определяется приведенным к первичной обмотке трансформатора сопротивлением R' . При трансформаторном включении эта прямая проходит через начальную рабочую точку, положение которой зависит от выбора исходного смещения на базу, э. д. с. источника питания и сопротивления постоянному току в цепи коллектора. Последнее складывается из омического сопротивления первичной обмотки r_1 и токостабилизирующего сопротивления R_3 в цепи эмиттера (рис. 3.1)

$$R_{\text{--}} = r_1 + R_3. \quad (3.2)$$

Кроме того, в него могут входить и другие сопротивления, оказавшиеся включенными последовательно в коллекторную цепь.

Чтобы определить положение исходной рабочей точки, необходимо построить нагрузочную прямую для $R_{\text{--}}$, выходящую из точки с координатами $i_k=0$ и $u_k=E_k$ (рис. 3.2). Начальная рабочая точка будет находиться на этой прямой в месте, определяемом выбором исходного смещения.

Отсекая нижний неиспользуемый участок статических характеристик и обеспечивая максимальное использование триода по коллекторному напряжению и току, динамическую характеристику проводят так, чтобы отдаваемая мощность была не менее заданной. Последняя может быть найдена как

$$P = \frac{1}{2} I_m U_m \quad (3.3)$$

и численно равна площади треугольника ABD , называемого треугольником мощности. Условие максимального использования триода состоит в том, что крайняя точка C рабочего участка динамической характеристики всегда должна находиться на горизонтальной прямой $I_{k \text{ мин}}$, точка B — на линии критического режима ON , а исходная рабочая точка A — посередине между ними (рис. 3.3). Согласно этому рисунку

$$U_m = E_k - (I_m + I_{k \text{ мин}}) R_{\text{--}} = (2I_m + I_{k \text{ мин}}) \frac{1}{S_{kp}}$$

и

$$P = \frac{1}{2} I_m U_m = \frac{1}{2} I_m \left[E_k - I_{k \min} \left(\frac{1}{S_{kp}} + R_+ \right) \right] - \frac{1}{2} I_m^2 \left(\frac{2}{S_{kp}} + R_+ \right),$$

где S_{kp} — крутизна линии критического режима.

Взяв производную от этого выражения по I_m и приравняв ее нулю, определим условие получения максимальной мощности

$$I_m = \frac{1}{2} \cdot \frac{E_k - I_{k \min} \left(\frac{1}{S_{kp}} + R_+ \right)}{\frac{2}{S_{kp}} + R_+},$$

а также

$$R'_{\text{опт}} = \frac{U_m}{I_m} = \frac{2}{S_{kp}} + R_+ \quad (3.4)$$

и

$$P_{\text{макс}} \approx \frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{E_k^2}{2}}{\frac{2}{S_{kp}} + R_+} < \frac{1}{8} \cdot \frac{\frac{U_{k \max}^2}{2}}{\frac{2}{S_{kp}} + R_+}. \quad (3.5)$$

Проделанный анализ показывает, что при неизменной величине э. д. с. источника питания максимальная отдаваемая мощность существенно зависит от сопротивления постоянному току в цепи коллектора. Поэтому

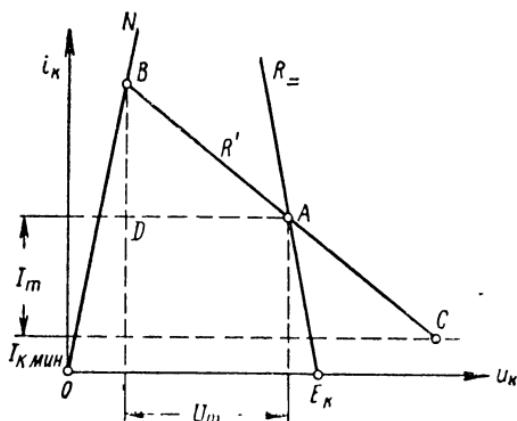


Рис. 3.3. Определение максимальной отдаваемой мощности.

в усилителях мощности затруднительным оказывается осуществление стабилизации режима по схеме (рис. 2.19).

Поскольку условие максимума отдаваемой мощности некритично, целесообразно приведенное сопротивление R' выбирать большим, чем следует из (3.4). В противном случае к. п. д. усилителя сильно снижается.

После того как положение динамической характеристики с учетом изложенных соображений выбрано, по ее наклону определяется величина приведенного сопротивления нагрузки

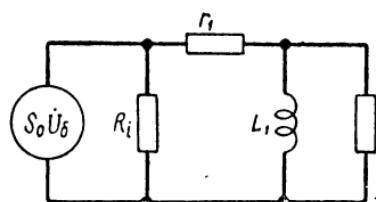


Рис. 3.4. Эквивалентная схема усилителя мощности для низких частот.

Зная истинное значение сопротивления нагрузки R_{H} и задаваясь коэффициентом полезного действия выходного трансформатора η_T , не трудно вычислить необходимый коэффициент трансформации

$$m = \frac{\omega_2}{\omega_1} = \sqrt{\frac{R_{\text{H}}}{\eta_T R'}} . \quad (3.7)$$

Составив эквивалентную схему усилителя для области низких частот (рис. 3.4) и задавшись допустимым коэффициентом частотных искажений, можно получить выражение, позволяющее рассчитать величину индуктивности первичной обмотки трансформатора

$$L_1 \geq \frac{(R_i + r_1)(R' - r_1)}{(R_i + R')2\pi F_{\text{H}} \sqrt{M_{\text{H}}^2 - 1}} \approx \frac{R' - r_1}{2\pi F_{\text{H}} \sqrt{M_{\text{H}}^2 - 1}} , \quad (3.8)$$

в которой r_1 — омическое сопротивление первичной обмотки трансформатора.

Аналогично, воспользовавшись эквивалентной схемой для высоких частот (рис. 3.5), приближенно получим

$$\dot{K} \approx \frac{S_0 R'}{1 + j\omega(\tau + S_0 r_0 C_{\text{бк}} R')} + (j\omega)^2 S_0 r_0 C_{\text{бк}} L_s .$$

Для устранения резонансного пика на высших частотах и влияния индуктивности рассеяния L_s на величину

чищу частотных искажений, необходимо потребовать выполнения условия

$$\omega_b^2 S_0 r_b C_{bK} L_s \ll 1,$$

откуда

$$L_s \ll \frac{1}{(2\pi F_b)^2 S_0 r_b C_{bK}}. \quad (3.9)$$

При этом частотные искажения будут определяться только свойствами самого триода, и их коэффициент можно подсчитать по формуле

$$M_b = \sqrt{1 + (2\pi F_b)^2 (\tau + S_0 r_b C_{bK} R')^2}. \quad (3.10)$$

Обычно вследствие малости сопротивления R' искажения на высоких частотах получаются незначительными и не превышают допустимой нормы. Более существенным оказывается влияние частотной зависимости входной проводимости оконечного триода на характеристику предварительного усилителя.

Заканчивая рассмотрение однотактного усилителя мощности, работающего в режиме класса A , необходимо отметить, что его к. п. д. даже при пиковой мощности полезного сигнала

$$\eta_A = \frac{P}{P_0} = \frac{\frac{1}{2} U_m I_m}{E_K I_{k0}} < 0,5, \quad (3.11)$$

так как всегда $I_m = I_{k0} - I_{\min} < I_{k0}$ и $U_m < U_{k0} < E_K$.

В энергетически более выгодных режимах класса B и AB могут работать только двутактные усилители мощности, позволяющие скомпенсировать нелинейные искажения, возникающие за счет отсечки коллекторного тока. Упрощенная схема двутактного каскада, работающего в режиме класса B , показана на рис. 3.6. Вследствие того, что транзисторы имеют правые характеристики, в режиме класса B начальное смещение на базы не подается.

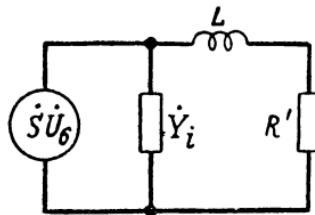


Рис. 3.5 Эквивалентная схема усилителя мощности для высоких частот.

Построение коллекторной динамической характеристики одного плеча усилителя (рис. 3.6) показано на

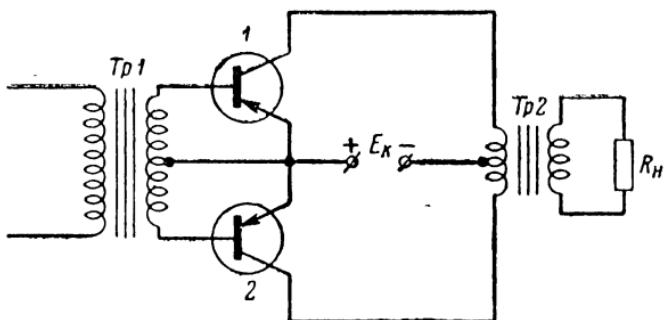


Рис. 3.6. Упрощенная схема двухтактного усилителя мощности, работающего в режиме класса *B*.

рис. 3.7. Так как в состоянии покоя токи триодов равны нулю, начало динамической характеристики находится в точке $i_{\text{k}}=0$, $u_{\text{k}}=E_{\text{k}}$, а наклон, как обычно, определяется приведенным сопротивлением R' , отнесенным к полож-

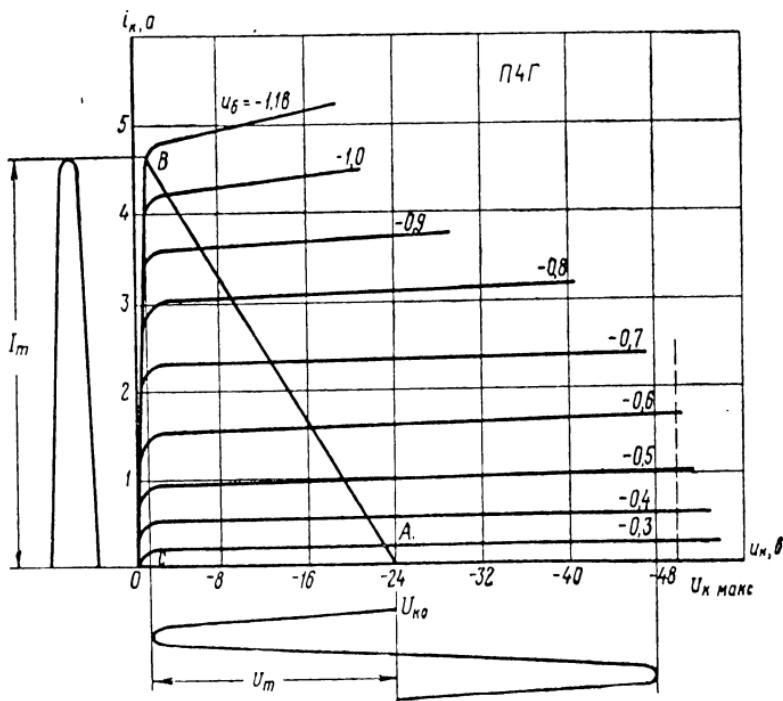


Рис. 3.7. Динамическая характеристика одного плеча двухтактного усилителя, работающего в режиме класса *B*.

виде первичной обмотки. Э. д. с. источника питания E_k здесь также не должна превышать половины предельно допустимого коллекторного напряжения $U_{k \text{ макс.}}$.

Мощность, отдаваемая одним триодом, получается равной

$$P = \frac{1}{4} U_m I_m \quad (3.12)$$

и составляет половину площади треугольника мощности ABC . Последнее объясняется тем, что каждый триод работает только полпериода возбуждающего напряжения. Поэтому площадь треугольника ABC численно равна мощности, отдаваемой всем каскадом.

При отсутствии напряжения раскачки (в режиме молчания) усилитель практически не потребляет энергии источника питания, что выгодно отличает его от усилителя, работающего в режиме класса A . Наибольшая мощность рассеивается на коллекторе при такой величине возбуждающего напряжения, при которой коэффициент использования коллекторного напряжения ξ достигает величины

$$\xi = \frac{U_m}{E_k} = \frac{2}{\pi}. \quad (3.13)$$

Подсчитывая максимальную мощность рассеяния, легко установить, что она составляет примерно

$$P_k = 0,1 \frac{E_k^2}{R'} . \quad (3.14)$$

Ее величина и не должна превышать предельного допустимого значения $P_{k \text{ макс.}}$ (3.1). Нетрудно также видеть, что этим ограничивается минимальное значение приведенного сопротивления нагрузки

$$R' \geq 0,1 \frac{E_k^2}{P_{k \text{ макс.}}} . \quad (3.15)$$

Пиковая мощность, которую удается снять с одного триода в режиме класса B ,

$$P_{\text{пик}B} = \frac{1}{4} \cdot \frac{U_m^2}{R'} = \frac{1}{4} \xi^2 \frac{E_k^2}{R'}$$

в результате подстановки R' из (3.15) получается равенство

$$P_{\text{пикB}} = 2,5\xi^2 P_{\text{к макс.}} \quad (3.16)$$

Так как в полупроводниковых триодах коэффициент использования коллекторного напряжения ξ может достигать величины порядка 0,9, снимаемая пиковая мощность примерно вдвое превышает допустимую мощность рассеяния. Воспользовавшись известными соотношениями $I_m = \frac{1}{2} I_{\text{макс.}}$, $I_{k0} = \frac{1}{\pi} I_{\text{макс.}}$ для режима класса B и $U_m = \xi E_k$, легко вычислить к. п. д. усилителя

$$\eta_B = \frac{P}{P_0} = \frac{\frac{1}{2} I_m U_m}{I_{k0} E_k} = \frac{\pi}{4} \xi. \quad (3.17)$$

Сравнение с пиковой мощностью, получаемой в режиме класса A ,

$$P_{\text{пикаA}} = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{R'} = 0,5\xi^2 P_{\text{к макс.}} \quad (3.18)$$

показывает, что в режиме класса B с одного триода можно снять в пять раз большую мощность.

Единственным серьезным недостатком режима класса B является значительный уровень нелинейных искажений



Рис. 3.8. Динамическая характеристика каскада, работающего в режиме класса B .

ний. Последнее объясняется сильно выраженным искривлением начальных участков динамических характеристик (рис. 3.8), которое при поочередной работе триодов не компенсируется. Чтобы снизить искажения, на практике чаще применяется промежуточный режим

класса AB . В результате работы триодов с частичным перекрытием (рис. 3.9) результирующая динамическая характеристика каскада оказывается более близкой к прямой. Очевидно, что энергетические показатели в этом режиме принимают промежуточные значения. Однако если его сделать достаточно близким к режиму класса B , то отдаваемая мощность и к. п. д. получаются высокими, а нелинейные искажения существенно снижаются.

В результате того что полупроводниковый триод всегда работает с токами базы, на уровень нелинейных искажений оказывают влияние кривизна коллекторной характеристики и характеристики тока базы. Поэтому при расчете коэффициента нелинейных искажений приходится учитывать обе указанные нелинейности. Наиболее удобно с этой целью построить общую динамическую характеристику каскада, представляющую собой зависимость выходного тока от э. д. с. или тока предшествующего устройства [12]. Так как предоконечный каскад обычно имеет большое внутреннее сопротивление и может быть удобно представлен в виде эквивалентного генератора тока $S_0 u_b$, то и общую динамическую характеристику целесообразно представлять как зависимость выходного тока оконечного каскада от тока $i_{pr} = S_0 u_b$ предварительного усилителя.

Построение лучше всего выполнять, воспользовавшись частными выходной и входной динамическими характеристиками оконечного каскада. Частная выходная характеристика в координатах i_k , u_k представляет известную уже прямую (рис. 3.2) с наклоном, определяемым сопротивлением R' . Она связывает между собой мгновенные значения напряжения и тока коллектора с величинами мгновенных напряжений на базе.

Чтобы построить частную входную динамическую характеристику, необходимо на семействе входных стати-

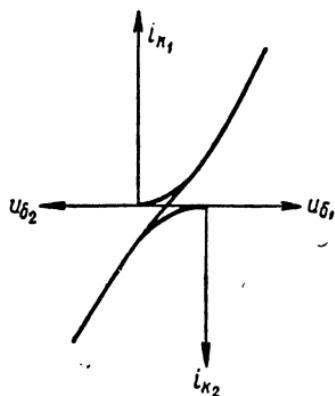


Рис. 3.9. Динамическая характеристика двутактного каскада, работающего в режиме класса AB .

ческих характеристик нанести точки, соответствующие парам значений напряжений u_b и u_k , найденных с помощью выходной характеристики (рис. 3.2), соединив их затем плавной кривой. Но вследствие того, что у большинства современных мощных триодов семейство входных характеристик практически сливается в одну

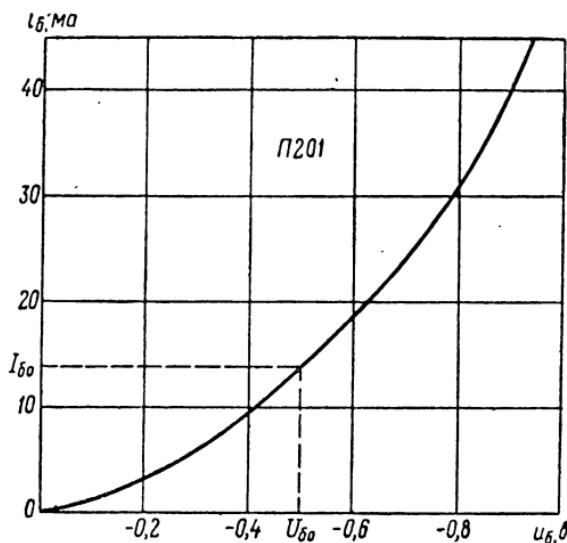


Рис. 3.10. Входная характеристика полупроводникового триода.

характеристику, ее можно считать также и динамической (рис. 3.10). Последнее сокращает вычислительную работу при построении.

Воспользовавшись эквивалентной схемой (рис. 3.11), на которой предоконечный каскад заменен генератором тока $i_{\text{пр}}$ с внутренним сопротивлением R_i и сопротивлением коллекторной нагрузки R_l , можно рассчитать соответствующие значения тока $i_{\text{пр}}$. Для этого, задаваясь различными напряжениями на базе, по частным динамическим характеристикам определяют соответствующие им величины токов коллектора и базы. Затем с помощью выражения

$$i_{\text{пр}} = i_b - I_{b0} - \frac{u_b - U_{b0}}{R_c}, \quad (3.19)$$

в котором $R_c = \frac{R_i R_1}{R_i + R_1}$ — полное сопротивление на выходе предоконечного каскада; U_{b0} и I_{b0} — начальные напряжения и ток базы, вычисляют значения тока i_{pr} и строят зависимость

$$i_k = f(i_{pr}).$$

Входящие в формулу (3.19) величины токов и напряжений следует брать с теми знаками, с которыми они приведены на статических характеристиках.

На рис. 3.12 показаны примеры построения общих динамических характеристик однотактного усилителя мощности на триоде типа П201 для различных сопротивлений R_c предшествующего каскада. Из этих характеристик видно, что их крутизна и форма существенно зависят от выбора величины сопротивления R_c .

Оптимальным следует считать такое значение этого сопротивления, при котором нелинейность динамической характеристики получается наименьшей. Поэтому общие динамические характеристики рекомендуется построить для нескольких различных сопротивлений R_c и выбрать из них окончательно ту, которая наиболее близка к прямолинейной. По полученной общей динамической характеристике нелинейные искажения могут быть вычислены любым известным способом, например способом пяти ординат.

Нами рассмотрено построение общей динамической характеристики в простейшем случае, когда предоконечный каскад непосредственно нагружен на вход триода усилителя мощности. Такая схема имеет существенные недостатки. Во-первых, ток базы мощных выходных триодов весьма велик, и для раскачки последних предоконечный каскад должен давать достаточно большую амплитуду выходного тока $I_{pr\ max} \geq I_{bt}$. Амплитуда же напряжения раскачки U_{bt} обычно составляет лишь доли вольта. Иначе говоря, при непосредственной

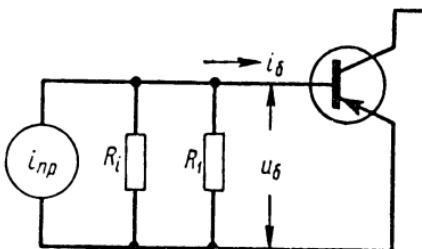


Рис. 3.11. Эквивалентная схема для построения общей динамической характеристики.

связи получается плохое использование предоконечного триода по напряжению и по мощности. Во-вторых, нелинейные искажения получаются довольно большими и обычно составляют 5—10%.

Для лучшего использования предоконечных триодов целесообразно применять трансформаторную межкас-

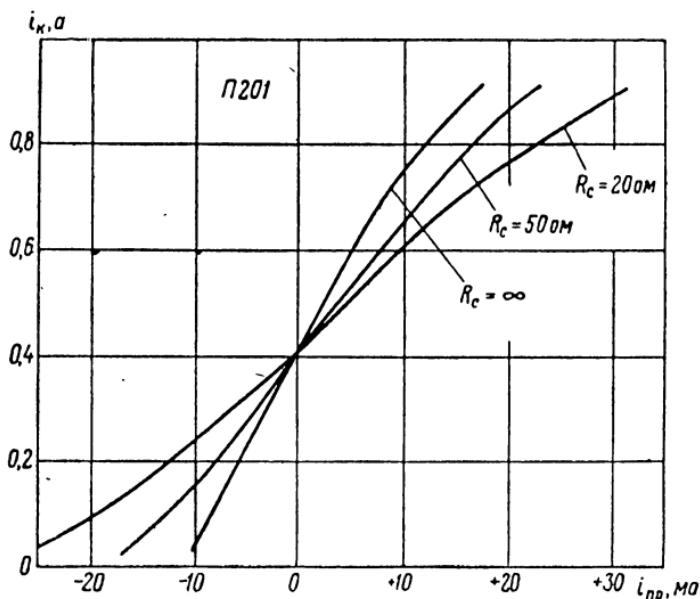


Рис. 3.12. Общие динамические характеристики выходного каскада при различных значениях сопротивления R_c .

кадную связь, добиваясь согласования входного и выходного сопротивлений. Уменьшения же нелинейных искажений можно добиться путем применения выходного каскада по схеме с общей базой или отрицательной обратной связи.

На рис. 3.13 показана обобщенная схема предоконечного и выходного каскадов с трансформаторной связью, позволяющая получить три схемы включения оконечного триода и два способа подачи отрицательной обратной связи. Большинство применяемых на практике схем однотактных усилителей может быть сведено к частным случаям рассматриваемой обобщенной схемы. Заменяя предоконечный каскад эквивалентным генератором тока i_{pr} с внутренним сопротивлением R_c

(рис. 3.14), нетрудно получить уравнение, связывающее мгновенные значения переменных составляющих напряжений и токов:

$$i_{\text{пр}} = \frac{u_b + (i_b + i_k) R}{mR_c} + mi_b + mA i_k + m(1 - A) \frac{u_k + u_b}{R_{\text{обр}}}.$$
 (3.20)

Здесь безразмерный коэффициент $A=0$ для схем с общим эмиттером и с общим коллектором, $A=1$ для схемы с общей базой, i_b , i_k , u_b и u_k — токи и напряжения

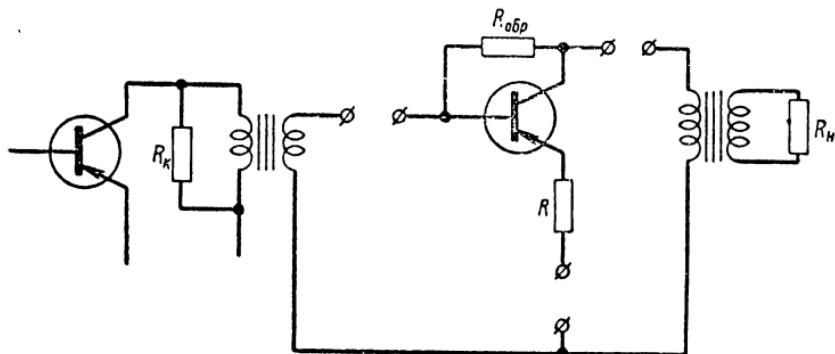


Рис. 3.13. Обобщенная схема связи предоконечного и оконечного каскадов.

оконечного триода. Сопротивление $R_{\text{обр}}$ обеспечивает подачу обратной связи по напряжению, а R — обратной связи по току. Отсутствию обратной связи соответ-

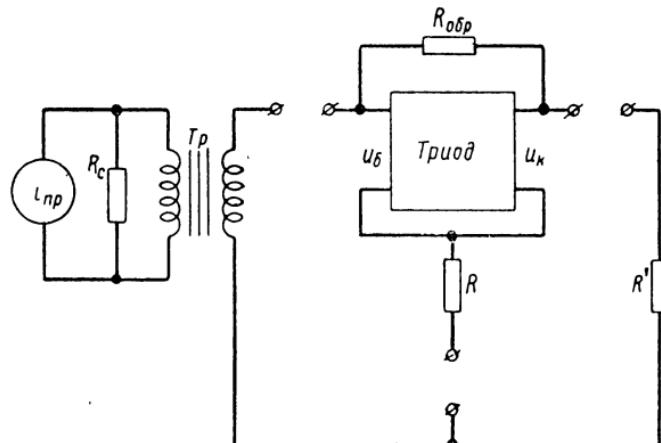


Рис. 3.14. Обобщенная эквивалентная схема связи предоконечного и оконечного каскадов.

ствует $R_{обр} = \infty$ и $R = 0$. Во всех случаях бестрансформаторных схем следует считать $m = 1$.

Из (3.20) легко получить выражение общей динамической характеристики

$$i_{пр} = \frac{u_0 - U_{б0} + (i_0 - I_{б0} + i_k - I_{к0})R}{mR_c} + m(i_0 - I_{б0}) + \\ + mA(i_k - I_{к0}) + m(1 - A) \frac{u_k - U_{к0} + u_0 - U_{б0}}{R_{обр}}. \quad (3.21)$$

Так же как и в предыдущем случае, для расчета общей динамической характеристики удобнее всего задаваться произвольными значениями напряжения на базе и, определив по частным динамическим характеристикам соответствующие им величины i_k , u_k и i_0 , вычислить с помощью (3.21) значения тока предоконечного триода $i_{пр}$.

В общем случае в (3.21) входит ряд пока неизвестных величин. Однако для конкретных практических схем их число значительно уменьшится. Для бестрансформаторных схем будет иметь значение выходное сопротивление предоконечного каскада R_c , а в случае применения обратной связи — одно из сопротивлений: $R_{обр}$ или R . При трансформаторной связи следует учесть коэффициент трансформации m , а также при необходимости и соответствующее сопротивление обратной связи. Если в (3.21) входит только одна произвольная величина, то общие динамические характеристики рассчитывают для нескольких ее значений и окончательно выбирают ту, для которой характеристика окажется более линейной. При большем числе параметров частью из них можно задаваться или использовать для их определения дополнительные соображения.

Выполняя расчет предоконечного каскада, необходимо заботиться об обеспечении требуемых амплитуд напряжения и тока раскачки усилителя мощности. Для этого, как нетрудно видеть из схемы (рис. 3.14), максимальная амплитуда напряжения на коллекторе предоконечного каскада должна удовлетворять неравенству

$$U_{m пр макс} \geq \frac{U_{бm} + (I_{бm} + I_m)R}{m}. \quad (3.22)$$

Максимальная же амплитуда тока в соответствии с (3.20) должна быть

$$I_{m \text{ пр макс}} \geq \frac{U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m)R}{mR_c} + mI_{\delta m} + mA I_m + \\ + m(1 - A) \frac{U_m + U_{\delta m}}{R_{обp}}. \quad (3.23)$$

Обозначив

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= \frac{U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m)R}{R_c} \\ I_2 &= I_{\delta m} + A I_m + (1 - A) \frac{U_m + U_{\delta m}}{R_{обp}}, \end{aligned} \right\} \quad (3.24)$$

а также воспользовавшись соотношением (3.22), получим условия для выбора величины коэффициента трансформации согласующего трансформатора

$$m^2 I_2 - m I_{m \text{ пр макс}} + I_1 = 0 \quad (3.25)$$

и

$$m \geq \frac{U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m)R}{U_{m \text{ пр макс}}}. \quad (3.26)$$

Очевидно, что выбираемая величина m должна заключаться между корнями уравнения (3.25) с соблюдением неравенства (3.26). Если один из корней m окажется большим единицы, возможно применение непосредственной связи (бестрансформаторная схема). При отсутствии вещественных корней или если больший из них не удовлетворяет неравенству (3.26), выбранный предоконечный триод не в состоянии обеспечить раскачуку усилителя мощности, и его следует заменить более мощным. Необходимо также помнить, что максимальная амплитуда коллекторного напряжения для трансформаторной схемы ограничивается условием

$$U_{m \text{ пр макс}} \leq E_k \leq \frac{1}{2} U_{k \text{ макс}}, \quad (3.27)$$

а для схемы усилителя на сопротивлениях — условием

$$U_{m \text{ пр макс}} < \frac{1}{2} E_k \leq \frac{1}{2} U_{k \text{ макс}}. \quad (3.28)$$

Сравнивая различные варианты схем предоконечных и оконечных каскадов, необходимо отметить, что усилиль мощности по схеме с общим эмиттером при трансформаторной связи позволяет использовать наименее мощный предоконечный каскад. Зато нелинейные

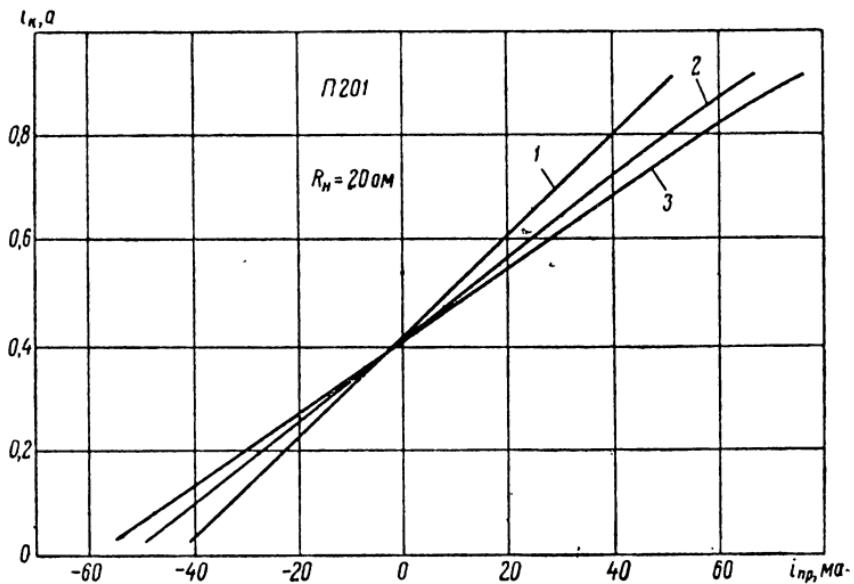


Рис. 3.15. Общие динамические характеристики усилителей мощности:

1—по схеме с общей базой ($m=0.1$, $R_c=1 \text{ к}\Omega$), 2—с параллельной подачей обратной связи ($R_{\text{обрат.}}=240 \text{ }\Omega$, $R_c=50 \text{ }\Omega$), 3—с последовательной подачей обратной связи ($R_c=50 \text{ }\Omega$, $R=5 \text{ }\Omega$).

искажения в этом случае оказываются наибольшими. Применение схем с общей базой и с общим коллектором, а также отрицательной обратной связи значительно снижает нелинейные искажения, но требует увеличения мощности раскачки. При этом схемы с общим коллектором или с последовательной обратной связью через эмиттерное сопротивление R более пригодны при непосредственной связи между каскадами.

Примеры построения общих динамических характеристик усилителей мощности по схеме с общей базой и с отрицательной обратной связью показаны на рис. 3.15.

Отсутствие источников питания накала позволяет сильно разнообразить способы включения транзисторов, а также подключения коллекторного и базового источ-

ников. Особенный интерес представляет возможность получения бестрансформаторных двутактных усилителей, в схемах которых фазоинверторы не нужны.

Такие схемы могут быть составлены при помощи триодов типа *p-n-p* и *n-p-n*. Одни из простейших вариантов бестрансформаторного двутактного усилителя показан на рис. 3.16. В этой схеме источник питания разбивается на две равные части, включаемые в цепи эмиттеров с соблюдением соответствующей полярности. Коллекtorы триодов соединяются вместе, а между ними и средней точкой источника питания включается нагрузка. Противофазное возбуждение плечей достигается тем, что положительный полупериод напряжения на базах открывает триод *n-p-n* и закрывает *p-n-p*. При изменении полярности триоды меняются ролями. Учитывая противоположные направления коллекторных токов в триодах *n-p-n* и *p-n-p*, легко убедиться, что все нечетные гармоники получаются синфазными, а четные — противофазными. В результате в общей цепи нагрузки нечетные гармоники суммируются, а четные и постоянные составляющие компенсируются. Таким образом, несмотря на то, что напряжения на базах подаются в одной фазе, схема обладает всеми свойствами обычных двутактных каскадов. Недостатком ее является необходимость использовать источник питания с выводом от средней точки.

Отмеченный недостаток можно устраниТЬ, применив схему, показанную на рис. 3.17. От предыдущей она отличается тем, что источник не имеет вывода от средней точки, а последовательно с нагрузкой включается балансирующий конденсатор C_3 большой емкости. Его роль сводится к тому, что исключается протекание по-

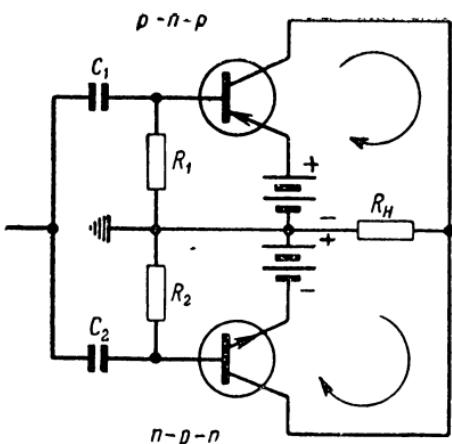


Рис. 3.16. Простейший вариант схемы бестрансформаторного двутактного каскада на триодах типа *p-n-p* и *n-p-n*.

^{10*}

стойкой составляющей тока через нагрузку и автоматически устанавливается такое смещение на базы триодов, при котором коллекторные токи и напряжения получаются одинаковыми.

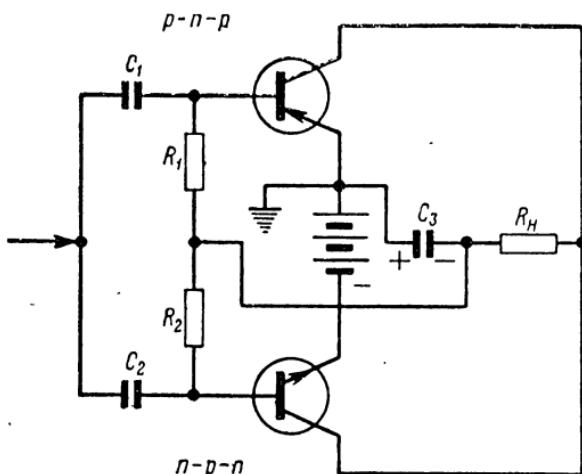


Рис. 3.17. Практическая бестрансформаторная схема двухтактного каскада на триодах типа *p-n-p* и *n-p-n*.

Емкость конденсатора C_3 должна быть достаточно большой и выбирается с таким расчетом, чтобы в течение половины самого большого периода усиливаемых колебаний напряжение на нем практически не изменялось. Этому соответствует выполнение условия

$$2\pi F_{\text{н}} C_3 \gg \frac{1}{R_{\text{н}}} . \quad (3.29)$$

Все прочие свойства схемы остаются аналогичными свойствам предыдущей схемы. К числу же ее достоинств следует также отнести возможность заземления любого из полюсов источника питания.

3.2. ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ УСИЛИТЕЛИ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ

Основным назначением этих усилителей является обеспечение раскачки оконечного каскада. В большинстве случаев в качестве них могут применяться усилители на сопротивлениях, в которых используются обычные маломощные диффузионные триоды универсального назначения или специальные триоды для усиления

низкочастотных колебаний. Получающиеся при этом усиление и полоса пропускания, как правило, оказываются вполне достаточными.

Выбор режима предоконечного каскада на сопротивлениях производится в соответствии с (рис. 2.12) так, чтобы обеспечивался необходимый ток раскачки, определяемый по формуле (3.23). Вследствие нелинейности входного сопротивления оконечного триода динамическая характеристика предоконечного каскада, строго говоря, не является прямой. Однако при расчете ее приближенно можно считать прямолинейной; угол наклона характеристики определяется по усредненному эквивалентному сопротивлению

$$\frac{1}{R_{\text{экв}}^{\text{п}}} = \frac{1}{R_c} + \frac{I_{\delta m}}{U_{\delta m}}. \quad (3.30)$$

В случае, когда каскад на сопротивлениях не в состоянии обеспечить необходимый ток раскачки, применяется схема с трансформаторным согласованием. Выбор величины коэффициента трансформации для соответствующих усилителей мощности производится, исходя из условий (3.25) и (3.26). Расчет предоконечного каскада при этом выполняется точно так же, как и выходного (см. § 1). Мощность, которую он должен отдавать, определяется как

$$P = \frac{1}{2} [U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m) R] \left(\frac{I_1}{m^2} + I_2 \right), \quad (3.31)$$

а приведенное к коллекторной цепи сопротивление нагрузки вычисляется по формуле

$$R' = \frac{U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m) R}{I_1 + m^2 I_2}, \quad (3.32)$$

где значения I_m , $I_{\delta m}$ и $U_{\delta m}$ относятся к выходному каскаду.

Выбирая величину сопротивления R_c , необходимо иметь в виду, что оно практически не может быть сделано большим, чем R_i . В случае же, когда выбрано $R_c < R_i$, параллельно первичной обмотке трансформатора следует подключить дополнительное сопротивление R_k , определяемое соотношением

$$\frac{1}{R_k} = \frac{1}{R_c} - \frac{1}{R_i}. \quad (3.33)$$

3.3. РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЕЙ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Исходными величинами для расчета усилителей низких частот обычно являются подводимая к нагрузке мощность $P_{\text{н}}$, сопротивление нагрузки $R_{\text{н}}$, напряжение на входе $U_{\text{вх}}$ (или э. д. с. и внутреннее сопротивление источника сигналов), нижняя F_{n} и верхняя $F_{\text{в}}$ граничные частоты, допустимые коэффициенты частотных искажений $M_{\text{n общ}}$, $M_{\text{в общ}}$ и коэффициент нелинейных искажений k_f .

Начинается расчет с выбора триода и схемы усилителя мощности. Последние должны обеспечить получение заданной мощности при искажениях, не превышающих допустимых норм. Выбирая тип триода, необходимо по справочным данным или с помощью формулы (3.1) найти допустимую мощность рассеяния $P_{\text{k макс}}$. Задаваясь ориентировочным значением к. п. д. выходного трансформатора $\eta_t = 0,8 \div 0,9$ и коэффициентом использования коллекторного напряжения $\xi = 0,9 \div 0,95$, находят пиковую отдаваемую мощность

$$P_{\text{пик}} = \frac{P_{\text{n}}}{\eta_t} \quad (3.34)$$

и в зависимости от класса работы с помощью соотношений (3.18) или (3.16) проверяют возможность получения заданной мощности. Для выбранного триода ориентировочно определяют значения исходного тока $I_{\text{ко}}$ и соответствующие ему значения параметров. Обозначая далее все относящиеся к выходному каскаду величины индексом ', находят коэффициент частотных искажений на верхней граничной частоте (3.10).

Взяв ориентировочно необходимое напряжение возбуждения $U'_{\text{вх}}$, подсчитывают коэффициент усиления предварительного усилителя

$$K_{\text{опр}} = \frac{U'_{\text{вх}}}{U_{\text{вх}}} , \quad (3.35)$$

а также допустимые для него частотные искажения

$$M_{\text{впр}} = \frac{M_{\text{в общ}}}{M'_B} . \quad (3.36)$$

В случае, когда коэффициент частотных искажений M'_v окажется слишком большим, в предоконечном каскаде необходимо осуществить компенсацию либо расширить полосу пропускания, охватив усилитель мощности отрицательной обратной связью.

Для предварительного усилителя на сопротивлениях выбирают триоды, обеспечивающие выполнение условия

$$\frac{gr_6}{2\pi\tau} > F_v. \quad (3.37)$$

Количество каскадов предварительного усиления находят из соотношения

$$\frac{S_0^n}{g^{n-1}g'} > K_{\text{опр}} \quad (3.38)$$

при одновременном выполнении неравенства

$$\frac{gr_6}{2\pi\tau} \sqrt[n]{M_{\text{впр}}^2 - 1} \geq F_v. \quad (3.39)$$

При несоблюдении последнего принимаются меры к расширению полосы пропускания, а число каскадов определяют из формулы

$$\frac{S_0^n R_9^{n-1}}{g'} > K_{\text{опр}}. \quad (3.40)$$

Затем, найдя F_{v1} для одиночного каскада по выбранной схеме, проверяют выполнение условия

$$F_{v1} \sqrt[n]{M_{\text{впр}}^2 - 1} \geq F_v. \quad (3.41)$$

Заканчивая предварительный расчет, производят распределение допустимых искажений на нижней граничной частоте

$$M_n = \sqrt[k]{M_{\text{общ}}}, \quad (3.42)$$

где k — общее число элементов схемы, влияющих на зазор нижних частот. Сюда кроме разделительных конденсаторов входят емкости, шунтирующие эмиттерные сопротивления, трансформаторы и т. п.

Расчет усилителя мощности производится графоаналитическим методом. Выбрав э. д. с. источника питания $E_k < \frac{1}{2} U_{k \text{ макс}}$, определяют ориентировочно приведенное сопротивление нагрузки

$$R' = \frac{(\xi E_k)^2 \eta_t}{2P_n} \quad (3.43)$$

и примерную величину сопротивления первичной обмотки выходного трансформатора

$$r_1 \approx \frac{1}{2} R' (1 - \eta_t). \quad (3.44)$$

Определив с помощью (3.2) полное сопротивление постоянному току R_+ , строят для него нагрузочную прямую. Проведя горизонтальную прямую $i_k = I_{k \text{ мин}}$, отсекающую нижнюю нелинейную область статических характеристик (рис. 3.2), и соблюдая условия максимального использования триода, выбирают положение выходной динамической характеристики, обеспечивающее получение пиковой мощности (3.34). Затем, определяя амплитуды напряжения и тока коллектора, с помощью (3.6) уточняют величину приведенного сопротивления нагрузки.

При построении выходной динамической характеристики необходимо следить за тем, чтобы рассеиваемая на коллекторе мощность не превышала допустимой величины (3.1). В режиме класса A наибольшая мощность рассеивается коллектором при отсутствии сигнала

$$P_k = P_0 = U_{k0} I_{k0} = E_k I_{k0} - I_{k0}^2 R_+ = , \quad (3.45)$$

а в режиме класса B она составляет

$$P_k \approx 0,4 P_{\text{ник}}.$$

После этого производится расчет коэффициента трансформации m (3.7), индуктивностей первичной обмотки L_1 (3.8) и рассеяния L_s (3.9).

В зависимости от выбранной схемы усилителя производится построение общей динамической характеристики описанным выше способом для нескольких значений сопротивления R_c , $R_{\text{обр}}$ или R . Из них окончательно выбирается наиболее линейная и любым известным методом вычисляется коэффициент нелинейных искажений.

В последнюю очередь рассчитываются элементы вспомогательных цепей и схема стабилизации режима.

Схема стабилизации тремя сопротивлениями может применяться только в выходных каскадах малой мощности, так как включение эмиттерного сопротивления R_3 (рис. 3.1) снижает отдаваемую мощность и ухудшает к. п. д. Кроме того, при больших рабочих токах это сопротивление нельзя делать слишком большим, и эффективность стабилизации становится малой. В мощных каскадах хорошие результаты удается получить, применяя стабилизацию тока базы (рис. 2.17). В мощных триодах ток базы обычно значительно превышает обратный тепловой ток коллекторного перехода $I_{\text{кт}}$. Отношение $\frac{S_0}{g}$ у них также невелико. В результате нестабильность тока коллектора Δi_k (2.117) оказывается не слишком большой и не вызывает опасных нарушений рабочего режима.

Коэффициент частотных искажений предоконечного каскада на верхней граничной частоте в соответствии с уравнением (2.29) рассчитывается по формуле

$$M_B = \sqrt{\frac{(2\pi F_B)^4(a\tau\tau')^2 + (2\pi F_B)^2[\tau^2 + (a\tau')^2] + 1}{1 + (2\pi F_B\tau')^2}}, \quad (3.46)$$

где

$$a = \left(\frac{1}{R_c} + \frac{1}{r'_6} \right) R_{\text{обр}}$$

и $R_{\text{обр}}$ определяется из (3.30).

Если величина M_B не превышает

$$M_B \leq \sqrt[n]{M_{\text{впр}}},$$

то полученный результат можно считать приемлемым. В противном случае требуется обеспечить расширение полосы пропускания, что достигается применением компенсации или обратной связи.

Постоянная времени τ_n и емкость разделительного конденсатора C_1 рассчитываются, как и для обычного усилителя на сопротивлениях, с помощью выражений

$$\tau_n = \frac{1}{2\pi F_n \sqrt{M_n^2 - 1}} \quad (3.47)$$

и

$$C_1 = \frac{\tau_n}{R_c}. \quad (3.48)$$

Расчет элементов схемы стабилизации режима производится в соответствии с изложенным в § 6 гл. 2.

При необходимости применить предоконечный каскад с согласующим трансформатором его расчет производится аналогично расчету усилителя мощности. Разница состоит лишь в том, что необходимый коэффициент трансформации m должен удовлетворять условиям (3.25) и (3.26). В целях повышения экономичности предоконечного каскада коэффициент трансформации желательно брать возможно меньшим. Однако при слишком малом m могут возникнуть трудности, связанные с обеспечением достаточного магнитного сцепления между обмотками, что приведет к усложнению конструкции трансформатора. После выбора коэффициента трансформации m и определения по общим динамическим характеристикам выходного каскада оптимального сопротивления R_c расчет ведется на получение необходимой мощности (3.31). Приведенное сопротивление нагрузки вычисляется с помощью соотношения (3.32); параллельно первичной обмотке подключается дополнительное сопротивление R_k , определяемое из (3.33).

Для обеспечения необходимой полосы пропускания можно воспользоваться приближенным выражением коэффициента усиления

$$\tilde{K} \approx \frac{m S_0 R_o (1 + j\omega \tau')}{1 + j\omega \tau_B + \frac{1}{j\omega \tau_n}},$$

в котором

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_a} &\approx \frac{1}{R_c} + m^2 g', \\ \tau_n &= \frac{L_1}{R_o}, \\ \tau_B &\approx \left(S_0 r_6 C_{6K} + m^2 \frac{\tau'}{r'_6} \right) R_o. \end{aligned} \right\} \quad (3.49)$$

Тогда, вычислив по нижней граничной частоте τ_n (3.47) и подставив его в (3.49), можем рассчитать необходимую индуктивность первичной обмотки

$$L_1 = \tau_n R_o = \frac{R_o}{2\pi F_n \sqrt{M_n^2 - 1}}. \quad (3.50)$$

После этого производится проверка выполнения условия

$$M_B = \sqrt{\frac{1 + (2\pi F_B \tau_B)^2}{1 + (2\pi F_B \tau')^2}} \leq \sqrt[M_{B_{pp}}]{M_{B_{pp}}}. \quad (3.51)$$

Каскады предварительного усиления, как правило, выполняются на сопротивлениях. При их работе используется лишь небольшой участок динамической характеристики, поэтому выбор режима не является критичным, а нелинейные искажения оказываются совершенно незначительными. Выбирая исходный режим, необходимо учесть все сопротивления постоянному току, включенные в коллекторную и эмиттерную цепи. К ним обычно относятся сопротивления нагрузки, развязывающего фильтра и сопротивление для стабилизации тока. После выбора положения исходной рабочей точки и определения начальных значений U_{k0} и I_{k0} по формулам (1.81) и (1.82) следует вычислить соответствующие им величины параметров.

Если триоды, стоящие в соседних каскадах, различны или работают в неодинаковых режимах, то сначала с помощью (2.31) находят коэффициент широкополосности a , затем из (2.32) определяют необходимое сопротивление нагрузки R_1 . При этом необходимо следить за тем, чтобы исходное напряжение на коллекторе

$$U_{k0} = E_k - I_{k0} R_1 \quad (3.52)$$

не оказалось меньше допустимого. В противном случае сопротивление R_1 должно быть соответственно уменьшено. Значение a , близкое к единице или меньшее ее, свидетельствует о невозможности обеспечить требуемую полосу пропускания в усилителе на сопротивлениях.

После окончательного выбора величины R_1 и определения R_o из (2.28) можно подсчитать коэффициент усиления

$$K_o = S_o R_o. \quad (3.53)$$

Воспользовавшись выражением (3.47), находят постоянную времени $\tau_{\text{и}}$, а затем и величину емкости разделительного конденсатора

$$C_1 = \tau_{\text{и}} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} \right). \quad (3.54)$$

Элементы схемы стабилизации режима рассчитываются в соответствии с изложенным в § 6 гл. 2.

Если триоды и их режим в соседних каскадах однотипны, то расчет значительно упрощается. Тогда в соответствии с (2.34) можно найти максимальное допустимое сопротивление нагрузки

$$R_{1\text{ макс}} = r_b \frac{\sqrt{M_{\text{в1}}^2 - 1} - 2\pi F_{\text{в}} \tau}{2\pi F_{\text{в}} \tau - g r_b \sqrt{M_{\text{в1}}^2 - 1}}, \quad (3.55)$$

а затем рассчитать коэффициент усиления (3.53) и разделительную емкость (3.54).

Анализ формулы (3.55) показывает, что в случае отрицательного знаменателя заданная полоса пропускания обеспечивается при любом значении R_1 , а при отрицательном числитеle она не может быть получена вовсе.

3.4. ПРИМЕР РАСЧЕТА УСИЛИТЕЛЯ НИЗКИХ ЧАСТОТ

Рассчитать усилитель низких частот, нагруженный на электродинамический громкоговоритель мощностью $P_{\text{и}} = 1 \text{ вт}$ с сопротивлением звуковой катушки $R_{\text{и}} = 5 \text{ ом}$. Границные частоты полосы пропускания $F_{\text{ни}} = 50 \text{ гц}$, $F_{\text{ви}} = 10 \text{ кгц}$. Общий допустимый уровень частотных искажений $M_{\text{и общ}} = M_{\text{в общ}} = 2$. Усилитель работает от динамического микрофона с сопротивлением катушки $R_{\text{м}} = 10 \text{ ом}$ и развивающей э. д. с. $E_{\text{м}} = 1,0 \text{ мв}$.

Заданные показатели способен обеспечить однотактный усилитель мощности с трансформаторным выходом на триоде типа П201, параметры которого $S'_0 = 2 \text{ а/в}$, $g' = 10^{-11}/\text{ом}$, $r'_b = 3 \text{ ом}$, $R'_i = 1 \text{ ком}$, $\tau' = 5 \text{ мксек}$, $C'_{бк} = 2000 \text{ пФ}$. Задаваясь к. п. д. выходного трансформатора $\eta_{\text{т}} = 0,8$, вычисляем пиковую отдаваемую мощность

$$P_{\text{пик}} = \frac{P_{\text{и}}}{\eta_{\text{т}}} = \frac{1}{0,8} = 1,25 \text{ вт}. \quad (3.34)$$

Имея в виду, что при хорошем радиаторе и окружающей температуре $T_{окр}=20^\circ\text{C}$ триод типа П201 может рассеивать мощность $P_{\text{макс}}=10 \text{ вт}$, и положив $\xi=0,9$, проверяем возможность получения заданной мощности

$$P_{\text{пик}} = 0,5\xi^2 P_{\text{макс}} = 0,5 \cdot 0,9^2 \cdot 10 = 4 \text{ вт} > P_{\text{пик}}, \quad (3.18)$$

т. е. выбранный оконечный триод вполне может её обеспечить.

Выбираем $E_k = 15 \text{ в} < \frac{1}{2}U_{\text{макс}}$ и находим ориентировочную величину приведенного сопротивления нагрузки

$$R' = \frac{(\xi E_k)^2 \eta_T}{2P_n} = \frac{(0,9 \cdot 15)^2 \cdot 0,8}{2 \cdot 1} = 73 \text{ ом.} \quad (3.43)$$

Определяем коэффициент частотных искажений выходного каскада на верхней граничной частоте

$$M'_B = \sqrt{1 + (2\pi F_B)^2 (\tau' + S'_0 r'_6 C'_{6k} R')^2} = \\ = \sqrt{1 + (2\pi \cdot 10^4)^2 (5 \cdot 10^{-6} + 2 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 10^{-9} \cdot 73)^2} \approx 1. \quad (3.10)$$

Равенство единице свидетельствует о том, что выходной триод по коллекторной цепи практически не вносит частотных искажений.

Ориентировочно амплитуду напряжения возбуждения триода типа П201 можно считать равной $U_{6m} = 0,3 \text{ в}$. При этом необходимое усиление предварительных каскадов

$$K_{\text{опр}} = \frac{U_{6m}}{U_{Bx}} = \frac{0,3}{10^{-3}} = 300 \quad (3.35)$$

и допустимый коэффициент частотных искажений

$$M_{\text{впр}} = \frac{M_{\text{вобш}}}{M'_B} = \frac{2}{1} = 2. \quad (3.36)$$

Для предварительного усилителя подходящим является полупроводниковый триод типа П14, который при $i_k = 5 \text{ ма}$ и $u_k = -10 \text{ в}$ имеет следующие параметры: $S_0 = 130 \text{ ма/в}$, $g = 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$, $r_b = 80 \text{ ом}$, $R_i = 9 \text{ ком}$, $\tau = 1 \text{ мксек}$, $C_{6k} = 30 \text{ пФ}$. Проверяем его способность

обеспечить требуемую полосу пропускания в усилителе на сопротивлениях

$$\frac{gr_6}{2\pi\tau} = \frac{1,6 \cdot 10^{-3} \cdot 80}{2\pi \cdot 10^{-6}} = 20 \cdot 10^3 \text{ гц} > F_B = 10 \text{ кгц}. \quad (3.37)$$

Определяя число каскадов предварительного усилителя, убеждаемся, что неравенство (3.38) удовлетворяется при минимальном их количестве ($n=3$)

$$\frac{S_0^n}{g^{n-1}g'} = \frac{0,13^3}{(1,6 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 0,1} = 8000 > K_{\text{опр}} = 300. \quad (3.38)$$

При этом условие обеспечения заданной полосы пропускания

$$\begin{aligned} \frac{gr_6}{2\pi\tau} \sqrt[n]{M_B^2 - 1} &= \frac{1,6 \cdot 10^{-3} \cdot 80}{2\pi \cdot 10^{-6}} \sqrt[3]{2^2 - 1} = \\ &= 15 \cdot 10^3 \text{ гц} > F = 10^4 \text{ кгц} \end{aligned} \quad (3.39)$$

выполняется.

Принимая во внимание, что в каждом каскаде имеется по два элемента, вызывающих завал низких частот [к ним относятся разделительный конденсатор или трансформатор и токостабилизирующая цепочка R_3, C (рис. 3.16)], получаем для всего усилителя $k=8$. Тогда коэффициент частотных искажений, приходящийся на один элемент,

$$M_n = \sqrt[k]{M_{n \text{ общ}}} = \sqrt[8]{2} = 1,09. \quad (3.42)$$

Переходим к электрическому расчету усилителя мощности. Находим примерную величину омического сопротивления первичной обмотки выходного трансформатора

$$r_1 = \frac{1}{2} R' (1 - \eta_t) = \frac{1}{2} 73 (1 - 0,8) = 7,3 \text{ ом}. \quad (3.44)$$

Учитывая, что увеличение полного сопротивления постоянному току резко снижает отдаваемую мощность и к. п. д., ограничим допустимую его величину десятью омами ($R_1 = 10 \text{ ом}$). На семействе статических характеристик (рис. 3.18) из точки $u_k = E_k = 15$ в строим для него нагрузочную прямую. Полагая $I_{k \text{ мин}} = 0,1 \text{ а}$, выби-

раем положение и маклон динамической характеристики BC такими, чтобы обеспечивалось получение заданной мощности $P_{\text{пик}}=1,25 \text{ вт}$ и выполнялись требования максимального использования триода. Полученная ха-

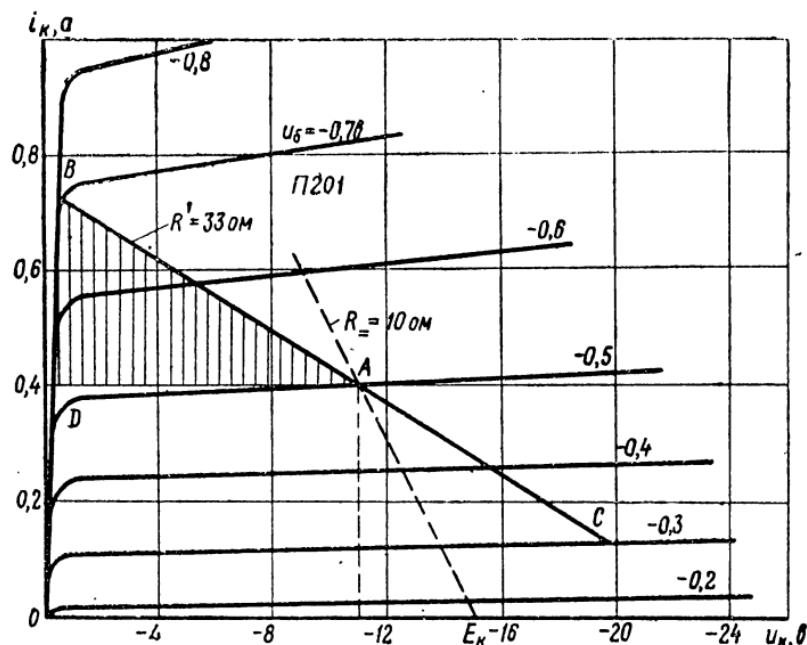


Рис. 3.18. Графический расчет усилителя мощности по статическим характеристикам триода типа П201.

рактеристика позволяет определить исходный режим и рабочие амплитуды $I_{k0}=0,4 \text{ а}$, $U_{k0}=11 \text{ в}$, $I_m=0,3 \text{ а}$, $U_m=10 \text{ в}$, $U_{b0}=-0,5 \text{ в}$, $U_{bm}=0,2 \text{ в}$ и, наконец, по характеристике тока базы (рис. 3.10) $I_{bm}=11 \text{ ма}$, $I_{b0}=14 \text{ ма}$.

Производим проверку величины отдаваемой мощности

$$P = \frac{1}{2} U_m I_m = \frac{1}{2} 10 \cdot 0,3 = 1,5 \text{ вт} > P_{\text{пик}} = 1,25 \text{ вт}, \quad (3.34)$$

мощности рассеяния

$$P_k = P_0 = U_{k0} I_{k0} = 11 \cdot 0,4 = 4,4 \text{ вт} < P_{k \text{ макс}}$$

и уточняем величину приведенного сопротивления нагрузки

$$R' = \frac{U_m}{I_m} = \frac{10}{0,3} = 33 \text{ ом}, \quad (3.6)$$

а также сопротивления первичной обмотки выходного трансформатора

$$r_1 = \frac{1}{2} R' (1 - \eta_T) = \frac{1}{2} \cdot 33 \cdot (1 - 0,8) = 3,3 \text{ ом.} \quad (3.44)$$

Далее остается рассчитать коэффициент трансформации

$$m_2 = \sqrt{\frac{R_n}{R' \eta_T}} = \sqrt{\frac{5}{33 \cdot 0,8}} = 0,43, \quad (3.7)$$

индуктивность первичной обмотки

$$L_1 \geq \frac{R' - r_1}{2\pi F_n \sqrt{M_n^2 - 1}} = \frac{33 - 3,3}{2\pi \cdot 50 \sqrt{1,09^2 - 1}} = 0,22 \text{ гн} \quad (3.8)$$

и допустимую индуктивность рассеяния

$$L_s \ll \frac{1}{(2\pi F_B)^2 S'_0 r'_6 C'_{6k}} = \frac{1}{(2\pi \cdot 10^4)^2 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 2 \cdot 10^{-9}} = 0,02 \text{ гн}, \quad (3.9)$$

что легко выполнимо.

Для расчета элементов схемы стабилизации режима задаемся величиной сопротивления $R_{23} = 100 \text{ ом}$. Так как полное сопротивление постоянному току было принято равным $R_+ = 10 \text{ ом}$, в цепь эмиттера можно включить сопротивление

$$R_{33} = R_+ - r_1 = 10 - 3,3 = 6,7 \approx 6,2 \text{ ом.}$$

Тогда согласно (2.124) сопротивление R_{13} потенциометра должно быть взято равным

$$\begin{aligned} R_{13} &= \frac{|E_K| - (I_{K0} + I_{60})R_{33} + U_{60}}{I_{K0}R_{33} + I_{60}(R_{23} + R_{33}) - U_{60}} = \\ &= \frac{15 - (0,4 + 0,014) \cdot 6,2 - 0,5}{0,4 \cdot 6,2 + 0,014(100 + 6,2) - (-0,5)} = 270 \text{ ом.} \end{aligned} \quad (2.126)$$

Необходимая величина емкости C , шунтирующей эмиттерное сопротивление R_{33} , получается

$$C \geq \frac{S_0}{2\pi F_n \sqrt{M_n^2 - 1}} = \frac{2}{2\pi \cdot 50 \sqrt{1,09^2 - 1}} = 1,45 \cdot 10^{-2} \text{ ф}, \quad (2.127)$$

что является практически неосуществимым. Поэтому оставляем сопротивление R_{33} нешунтированным, а при дальнейших расчетах будем принимать во внимание получающуюся отрицательную обратную связь по току.

Чтобы оценить эффективность работы схемы стабилизации, подсчитываем остаточную нестабильность коллекторного тока при работе в диапазоне температур от -20 до $+60^{\circ}\text{C}$. В этом интервале обратный ток коллекторного перехода меняется на $\Delta I_{\text{кт}} = 0,2 \text{ мА}$. Воспользовавшись (2.122), находим

$$\Delta i_{\text{к}} = \frac{\frac{\partial u_6}{\partial T} \Delta T (R_{13} + R_{23}) + \Delta I_{\text{кт}} R_{13} R_{23}}{R_{33} (R_{13} + R_{23})} = \\ = \frac{2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 80 (270 + 100) + 0,2 \cdot 10^{-3} \cdot 270 \cdot 100}{6,2 (270 + 100)} = 0,034 \text{ а},$$

что практически можно считать допустимым, так как нестабильность составляет менее 10% от величины исходного тока.

Вследствие того что необходимая мощность раскачки триода типа П201 не может быть получена в схеме на сопротивлениях от триода П14, используемого в предоконечном каскаде, в последнем необходимо применить согласующий трансформатор. Тогда, учитывая наличие обратной связи по току, для определения коэффициента трансформации и минимальной допустимой величины R_c необходимо воспользоваться условиями (3.25) и (3.26). С помощью (3.24) находим токи

$$I_1 = \frac{U_{6m} + (I_{6m} + I_m)R_{33}}{R_c} = \frac{0,2 + (0,011 + 0,3) \cdot 6,2}{R_c} = \frac{1,9}{R_c} \text{ а.} \\ I_2 = I_{6m} = 0,011 \text{ а.} \quad \left. \right\} \quad (3.24)$$

Задаваясь допустимой для триода П14 величиной амплитуды тока $I_{m\text{ пр макс}} = 5 \text{ мА}$, из (3.25) можно найти наибольшее значение I_1 , при котором обеспечивается раскачка оконечного каскада:

$$I_1 \leq \frac{I_{m\text{ пр макс}}^2}{4I_2} = \frac{(5 \cdot 10^{-3})^2}{4 \cdot 11 \cdot 10^{-3}} = 0,57 \cdot 10^{-3} \text{ а.}$$

Сопоставляя это значение с (3.24), находим $\frac{1,9}{R_c} \leq 0,57 \cdot 10^{-3}$, откуда

$$R_c \geq \frac{1,9}{0,57 \cdot 10^{-3}} = 3300 \text{ ом.}$$

Окончательно принимаем допустимую величину $R_c \geq 4 \text{ ком.}$

Вычисляем с помощью (3.25) коэффициент трансформации

$$m = \frac{I_{m \text{ пр макс}} + \sqrt{I_{m \text{ пр макс}}^2 - 4I_1 I_2}}{2I_2} = \frac{5 + \sqrt{5^2 - 4 \cdot 0,57 \cdot 11}}{2 \cdot 11} \approx 0,23$$

и проверяем выполнение условия (3.26), учитывая, что $U_{m \text{ пр макс}} = 10 \text{ в} \leq \frac{1}{2} U_{k \text{ макс}}$:

$$m \geq \frac{U_{\delta m} + (I_{\delta m} + I_m) R_{33}}{U_{m \text{ пр макс}}} = \frac{0,2 + (0,011 + 0,3) \cdot 6,2}{10} = 0,19. \quad (3.26)$$

Далее производим расчет общих динамических характеристик для нескольких различных сопротивлений R_c . В соответствии с изложенным в § 1 настоящей главы, задаваясь разными значениями напряжения на базе и определяя по частным характеристикам (рис. 3.18 и 3.10) мгновенные значения токов, составляем таблицу. Входящую в нее величину тока $i_{\text{пр}}$ рассчитываем с помощью формулы (3.21).

u_b	v	-0,3	-0,4	-0,5	-0,6	-0,7
i_k	a	0,13	0,26	0,4	0,57	0,72
i_b	ma	6,0	9,5	14	19	24,5
$i_{\text{пр}}, ma$	$R_c = \infty$	-2	-1,12	0	1,25	2,63
	$R_c = 10 \text{ ком}$	-2,75	-1,5	0	1,71	3,5
	$R_c = 4 \text{ ком}$	-3,9	-2,12	0	2,43	4,87

Полученные в результате расчета общие динамические характеристики показаны на рис. 3.19. Как видно, 162

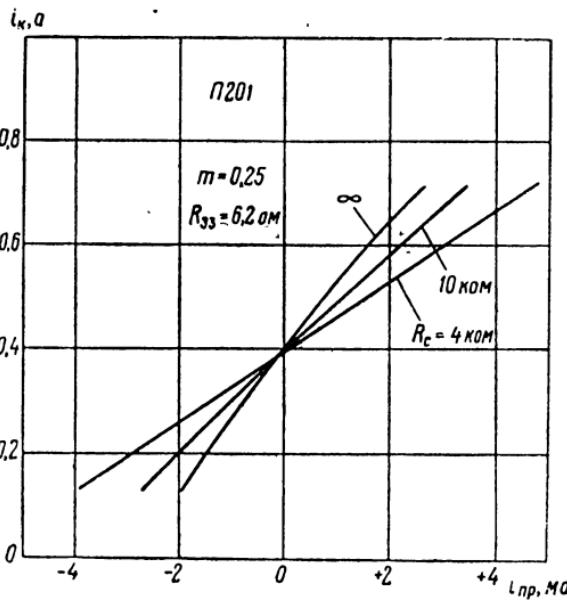


Рис. 3.19. Общие динамические характеристики рассчитываемого усилителя.

наиболее линейная характеристика получилась при минимально допустимом сопротивлении $R_c=4$ ком; его и выбираем в качестве окончательного.

Находим приведенное к коллекторной цепи сопротивление нагрузки предоконечного каскада

$$R' = \frac{U_{\text{бм}} + (I_{\text{бм}} + I_m)R_{33}}{I_1 + m^2 I_2} = \frac{0,2 + (0,011 + 0,3) \cdot 6,2}{0,57 \cdot 10^{-3} + 0,23^2 \cdot 11 \cdot 10^{-3}} = \\ = 1650 \text{ ом.} \quad (3.32)$$

Для обеспечения выбранных ранее амплитуд напряжения и тока выбираем исходный режим $I_{K0}=6$ ма, $U_{K0}=10$ в и пересчитываем к нему величины параметров

$$\left. \begin{aligned} S_0(i_{K2}) &= \frac{i_{K2}}{i_{K1}} \quad S_0(i_{K1}) = \frac{6}{5} \cdot 130 = 156 \text{ ма/в,} \\ g(i_{K2}) &= \frac{i_{K2}}{i_{K1}} g(i_{K1}) = \frac{6}{5} \cdot 1,6 \cdot 10^{-3} = 1,92 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}, \\ \tau(i_{K2}) &= \frac{i_{K2}}{i_{K1}} \tau(i_{K1}) = \frac{6}{5} 10^{-6} = 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ сек,} \\ R_i(i_{K2}) &= \frac{i_{K1}}{i_{K2}} R_i(i_{K1}) = \frac{5}{6} 9 \cdot 10^3 = 7,5 \cdot 10^3 \text{ ом.} \end{aligned} \right\} \quad (1.81)$$

Для расчета коэффициента усиления и согласующего трансформатора воспользуемся соотношениями (3.50) — (3.52), подставляя в них найденное выше значение $R' = 1,65 \text{ к} \Omega$, а вместо τ' и r'_6 — эквивалентные величины

$$\left. \begin{aligned} \tau'_{\text{cb}} &= \tau' \frac{1 + \frac{R_{33}}{r'_6}}{1 + R_{33}(S'_0 + g')} = 5 \cdot 10^{-6} \frac{1 + \frac{6,2}{3}}{1 + 6,2(2 + 0,1)} = \\ &= 1,1 \cdot 10^{-6} \text{ сек}, \\ r'_{6 \text{ cb}} &= r'_6 + R_{33} = 3 + 6,2 = 9,2 \text{ ом}, \end{aligned} \right\} \quad (2.146)$$

так как в выходном каскаде применена обратная связь по току. В результате указанных подстановок получим

$$\begin{aligned} \tau_B &= \left(S_0 r_6 C_{6K} + m^2 \frac{\tau'_{\text{cb}}}{r'_{6 \text{ cb}}} \right) R' = \\ &= \left(0,156 \cdot 80 \cdot 30 \cdot 10^{-12} + 0,23^2 \frac{1,1 \cdot 10^{-6}}{9,2} \right) \cdot 1650 = 11 \cdot 10^{-6} \text{ сек}, \end{aligned}$$

$$L_1 = \frac{R_1}{2\pi F_H \sqrt{M_H^2 - 1}} = \frac{1650}{2\pi \cdot 50 \sqrt{1,09^2 - 1}} = 13 \text{ гн}, \quad (3.50)$$

$$\begin{aligned} M_B &= \sqrt{\frac{1 + (2\pi F_B \tau_B)^2}{1 + (2\pi F_B \tau')^2}} = \sqrt{\frac{1 + (2\pi \cdot 10^4 \cdot 11 \cdot 10^{-6})^2}{1 + (2\pi \cdot 10^4 \cdot 1,1 \cdot 10^{-6})^2}} = \\ &= 1,22 \sqrt[n]{M_{B \text{ пр}}} = \sqrt[9]{2} = 1,26. \end{aligned} \quad (3.51)$$

Вследствие того что в рассчитываемом усилителе применены обратная связь и межкаскадное согласование, необходимо произвести проверку требуемого усиления и числа каскадов. С учетом действия отрицательной обратной связи через эмиттерное сопротивление R_{33} входное напряжение усилителя мощности должно быть получено равным

$$U'_{\text{вх}} = U_{6m} + I_m R_{33} = 0,2 + 0,3 \cdot 6,2 = 2 \text{ в.}$$

Тогда общее усиление предварительных каскадов необходимо сделать равным

$$K_{0 \text{ пр}} = \frac{U'_{\text{вх}}}{U_{\text{вх}}} = \frac{2}{10^{-3}} = 2000. \quad (3.35)$$

Так как предоконечный каскад дает усиление $K_{\text{опо}}=68$, то на долю остальной части предварительного усилителя остается

$$K_{01} = \frac{K_{\text{опр}}}{K_{\text{опо}}} \Rightarrow \frac{2000}{68} = 29,$$

что можно обеспечить не двумя (как предполагалось ранее), а одним каскадом на сопротивлениях. Несмотря на то, что намеченное первоначально число каскадов уменьшается, изменений в проделанный расчет можно не вносить. Действительно, при меньшем числе каскадов искажения на граничных частотах окажутся ниже расчетных, а необходимое усиление полностью обеспечивается.

Поскольку усиление оказывается достаточным и при непосредственной подаче напряжения со звуковой катушки микрофона на базу первого триода, то для упрощения конструкции усилителя можно обойтись без входного трансформатора.

Приступая к расчету первого каскада, выбираем для его триода исходный режим $I_{k0}=5 \text{ мА}$, $U_{k0}=5 \text{ в}$. Так как режимы первого и второго триодов различны, необходимо расчет производить с помощью соотношений (2.28)–(2.32). Определяем необходимую величину коэффициента a (2.31), обеспечивающую заданную полосу пропускания

$$a = \frac{1}{2\pi F_B \tau_2} \sqrt{\frac{M_B^2 - 1 + (2\pi F_B)^2 (M_B^2 \tau_2^2 - \tau_1^2)}{1 + (2\pi F_B \tau_1)^2}} =$$

$$= \frac{1}{2\pi \cdot 10^4 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6}} \times$$

$$\times \sqrt{\frac{1,26^2 - 1 + (2\pi \cdot 10^4)^2 [(1,26 \cdot 1,2 \cdot 10^{-6})^2 + (10^{-6})^2]}{1 + (2\pi \cdot 10^4 \cdot 10^{-6})^2}} = 10,2, \quad (2.31)$$

а затем и максимальное допустимое сопротивление коллекторной нагрузки

$$R_{11} = r_{62} \frac{a - 1}{1 - ag_2 r_{62}} = 80 \frac{10,2 - 1}{1 - 10,2 \cdot 1,92 \cdot 10^{-3} \cdot 80} < 0. \quad (2.32)$$

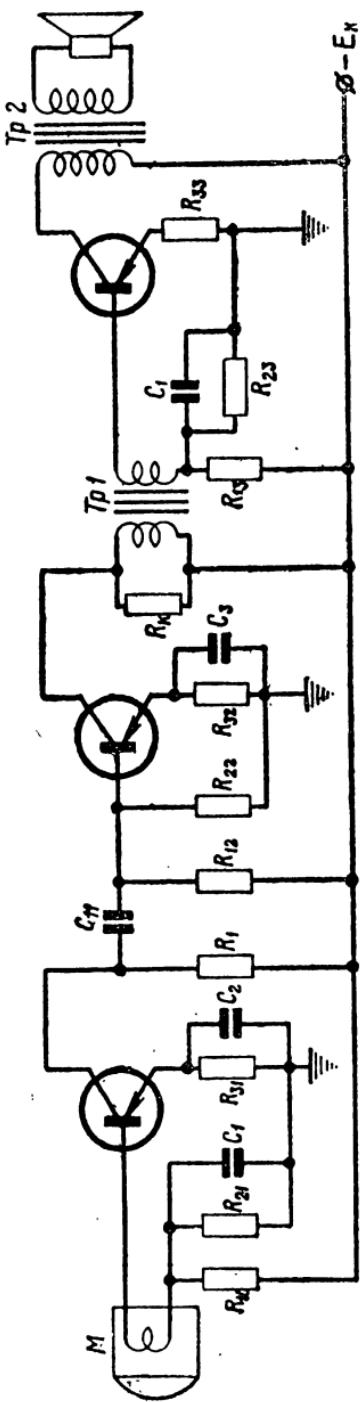


Рис. 3.20. Принципиальная схема рассчитанного усилителя звуковых частот.

Отрицательная величина знаменателя дроби (2.32) свидетельствует о возможности произвольного выбора сопротивления R_{11} с точки зрения допустимых частотных искажений. Поэтому найдем максимальное допустимое сопротивление постоянному току

$$R_{\max} = \frac{E_k - U_{k0}}{I_{k0}} = \\ = \frac{15 - 5}{5 \cdot 10^{-3}} = 2000 \text{ ом.}$$

и распределим его поровну между сопротивлением коллекторной нагрузки $R_{11} = 1 \text{ к} \Omega$ и сопротивлением стабилизации тока эмиттера $R_{31} = 1 \text{ к} \Omega$. Далее вычисляем эквивалентное сопротивление каскада

$$R_3 = \frac{1}{\frac{1}{R_{11}} + g_2} = \\ = \frac{1}{\frac{1}{10^3} + 1,92 \cdot 10^{-3}} = 342 \text{ ом,} \quad (2.28)$$

и проверяем величину его коэффициента усиления $K_{01} = S_0 R_3 = 0,13 \cdot 342 = 44,5$.

По заданной нижней граничной частоте $F_{\text{н}}$ находим

$$\tau_{\text{н}} = \frac{1}{2\pi F_{\text{н}} \sqrt{M_{\text{н}}^2 - 1}} = \\ = \frac{1}{2\pi \cdot 50 \sqrt{1,09^2 - 1}} = \\ = 7,3 \cdot 10^{-3} \text{ сек.} \quad (3.47)$$

и определяем емкость разделительного конденсатора

$$C_{11} = \tau_{\text{н}} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{11}} \right) = 7,3 \cdot 10^{-3} \left(\frac{1}{9 \cdot 10^3} + \frac{1}{10^3} \right) = \\ = 8 \cdot 10^{-6} \approx 10 \text{ мкФ}. \quad (3.54)$$

Величины элементов схемы стабилизации режима и ее погрешности рассчитываются аналогично предыдущему.

Полная принципиальная схема рассчитанного усилителя показана на рис. 3.20. Микрофон в ней включен так, что смещение на базу от делителя подается через звуковую обмотку. Нижний конец последней заземляется через емкость, сопротивление которой должно быть значительно меньше входного сопротивления триода:

$$C_1 \gg \frac{g}{2\pi F_{\text{н}}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-3}}{2\pi \cdot 50} = 5 \cdot 10^{-6} \text{ ф}.$$

ГЛАВА 4. ВИДЕОУСИЛИТЕЛИ

4.1. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ВИДЕОУСИЛИТЕЛЯХ

Основным требованием, предъявляемым к видеоусилителям, является обеспечение требуемой полосы пропускания или достаточно малого времени установления фронта, поэтому для видеоусилителей подходящими являются схемы, позволяющие обеспечить широкую полосу пропускания.

Схема на сопротивлениях может применяться только при сравнительно узких полосах и при использовании достаточно высокочастотных триодов. Наиболее подходящими для видеоусилителей являются схемы с компенсацией (рис. 2.7), с отрицательной обратной связью по напряжению, с постоянным коэффициентом $\sigma_0 = \text{const}$ (рис. 2.24) и с обратной связью по току через эмиттерную цепочку R, C (рис. 2.32). По форме частотной, а следовательно, и переходной характеристики все они примерно равнозначны. По прочим показателям предпочтение следует отдавать усилителям с обратной связью, так как их работа более стабильна и при ней легче достигается взаимозаменяемость триодов.

Другими важными показателями видеоусилителей являются завал плоской части переходной характеристики, а также наличие начальных выбросов. Появление последних связано с изменениями формы частотной характеристики.

Основным критерием при выборе полупроводникового триода для видеоусилителя служит величина произведения $K_0 F_v$ (2.36).

Рассматривая комплексные выражения коэффициентов усиления для всех перечисленных схем усилителей

(рис. 2.7, 2.24 и 2.32) и заменив $j\omega\tau_2$ или $j\omega t$ оператором p , можно все зависимости (2.27), (2.59), (2.64), (2.67) и (2.151) представить в общем виде

$$K(p) = -K_0 \frac{1 + Ap}{1 + Mp + Np^2}. \quad (4.1)$$

При этом одновременно достигается нормирование по времени в масштабе постоянных τ_2 или τ . Иначе говоря, переходные характеристики будут выражаться в нормированном безразмерном времени

$$\vartheta = \frac{t}{\tau_2} \text{ или } \vartheta = \frac{t}{\tau}. \quad (4.2)$$

Вид переходного процесса, соответствующего изображению (4.1), определяется свойствами корней характеристического уравнения

$$Np^2 + Mp + 1 = 0, \quad (4.3)$$

которые могут быть представлены соотношением

$$p_{1,2} = \frac{-M \pm \sqrt{M^2 - 4N}}{2N}. \quad (4.4)$$

В зависимости от величины и знака подкоренной функции $M^2 - 4N$ значения $p_{1,2}$ могут быть вещественными и комплексными. При $M^2 > 4N$ корни получаются различными и отрицательными, а переходная характеристика записывается в виде

$$h(\vartheta) = 1 - e^{-\frac{M}{2N}\vartheta} \left[\frac{M - 2A}{\sqrt{M^2 - 4N}} \operatorname{sh} \frac{\sqrt{M^2 - 4N}}{2N} \vartheta + \right. \\ \left. + \operatorname{ch} \frac{\sqrt{M^2 - 4N}}{2N} \vartheta \right] \quad (4.5)$$

и имеет апериодический характер. В критическом случае, когда $M^2 = 4N$, корни оказываются кратными, и переходная характеристика имеет вид

$$h(\vartheta) = 1 + \left[\left(\frac{A}{N} + \frac{1}{\sqrt{N}} \right) \vartheta - 1 \right] e^{-\frac{\vartheta}{\sqrt{N}}}. \quad (4.6)$$

При дальнейшем увеличении коэффициента N имеет место неравенство $M^2 < 4N$. Корни характеристического уравнения становятся комплексными, что свидетельствует о появлении на переходной характеристике наложенных колебаний

$$h(\vartheta) = 1 - e^{-\frac{M}{2N}\vartheta} \left[\frac{M-2A}{\sqrt{4N-M^2}} \sin \frac{\sqrt{4N-M^2}}{2N} \vartheta + \right. \\ \left. + \cos \frac{\sqrt{4N-M^2}}{2N} \vartheta \right]. \quad (4.7)$$

В ряде случаев практического применения видеосигналов на допустимую величину наложенных колебаний устанавливаются довольно жесткие ограничения. При этом первый положительный выброс имеет наибольшую величину по сравнению с последующими. Чтобы найти величину и положение выброса, необходимо взять от выражения (4.7) производную по ϑ и приравнять ее нулю. В результате, найдем абсциссы экстремальных точек, из которых первая запишется в виде

$$\vartheta_1 = \frac{2N}{\sqrt{4N-M^2}} \left(\pi - \arctg A \frac{\sqrt{4N-M^2}}{2N+AM} \right). \quad (4.8)$$

Подставив полученное значение ϑ_1 в (4.7), после соответствующих преобразований можно вычислить величину выброса

$$\varepsilon = \sqrt{1+A \frac{M}{N} + \frac{A^2}{N}} \cdot e^{-\frac{M}{\sqrt{4N-M^2}} \left(\pi - \arctg A \frac{\sqrt{4N-M^2}}{2N+AM} \right)}. \quad (4.9)$$

Как видно, достаточно малый выброс будет иметь место только при выполнении условия

$$\sqrt{4N-M^2} \ll M. \quad (4.10)$$

Из общей теории усилителей известно, что при переходной характеристике, изображение которой имеет вид (4.1), сокращение времени установления фронта сопровождается возрастанием положительного выброса. Поэтому в большинстве случаев выгодно работать с максимальным допустимым выбросом. Определить соответствующие ему значения параметров схемы с по-

мощью выражения (4.9) оказывается затруднительным, в связи с чем последнее выражение целесообразно заменить более простым, приближенным. Подробно анализируя формулы (2.7), (2.59), (2.64), (2.67) и (2.151), можно убедиться, что в практически пригодных случаях всегда выполняются соотношения $A \approx 1$, $N \gg 1$, $M > 1$ и $N > M$. С учетом последних неравенств нетрудно вместо (4.9) составить приближенную зависимость

$$\varepsilon < e^{-\frac{\pi M}{2\sqrt{4N-M^2}}},$$

откуда можно получить расчетные соотношения

$$1 - \frac{M^2}{4N} \geq \frac{\psi}{1 + \psi} \quad \left. \right\} \quad (4.11)$$

и

$$\psi = \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\varepsilon} \right)^2.$$

Графически границы области допустимых значений отношения $\mu = \frac{M^2}{4N}$ в зависимости от величины выброса показаны на рис. 4.1. Практически при выборе величины μ на кривой (рис. 4.1) или в области, лежащей выше ее, реальный выброс будет всегда меньше заданного. Если же взять $M^2 > 4N$, то процесс становится апериодическим и выброс полностью отсутствует.

Время установления фронта принципиально может быть вычислено с помощью выражений (4.5) — (4.7). Однако встречающиеся при этом трудности делают указанный способ практически непригодным. Для определения времени установления целесообразно воспользоваться широко применяемым в теории усилителей соотношением, связывающим его с полосой пропускания, отсчитываемой на уровне 0,7

$$t_y = \frac{0.35}{F_B}. \quad (4.12)$$

Как известно, оно приближенно остается справедливым при различной форме частотной характеристики и обеспечивает вполне достаточную для практики точность.

Чтобы определить по заданному t_y необходимые величины элементов схемы, следует с помощью (4.12) вычислить верхнюю граничную частоту F_b . Затем, под-

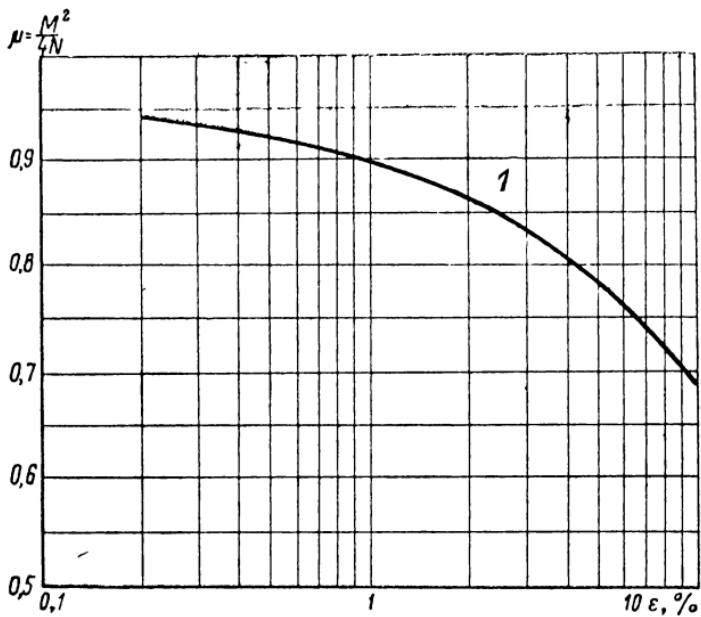


Рис. 4.1. Зависимость отношения $\frac{M^2}{4N}$ от величины выброса:
1 — область допустимых значений.

ставляя ее в зависимости от выбранной схемы усилителя в одно из выражений (2.31), (2.62) или (2.66) и приняв $M_b = \sqrt{2}$, можем найти требуемое значение коэффициента a , а с его помощью и сопротивление нагрузки.

Рассмотрев в общих чертах зависимость формы переходных характеристик от параметров схемы, можно перейти к подробному анализу результатов, даваемых конкретными вариантами усилителей.

Для усилителя на сопротивлениях (рис. 2.4) при различных режимах работы соседних триодов после нормирования по времени в масштабе τ_2 (4.2), из выражения коэффициента усиления (2.27) получим

$$A = 1; M = a + v; N = av \text{ и } v = \frac{\tau_1}{\tau_2}. \quad (4.13)$$

Нетрудно убедиться, что при сведении (2.27) к виду (4.1) всегда выполняется неравенство $M^2 > 4N$. Следовательно, в рассматриваемом случае переходный процесс может носить только апериодический характер и описывается соотношением (4.5), которое после подстановки значений (4.13) обращается в

$$h(\vartheta) = 1 - \left(\frac{a-1}{a-v} e^{-\frac{\vartheta}{a}} - \frac{v-1}{a-v} e^{-\frac{\vartheta}{v}} \right). \quad (4.14)$$

Обычно постоянная времени τ_1 незначительно отличается от τ_2 или бывает гораздо меньше последней.

В результате, величина v , как правило, не будет пре-восходить единицы, а в исключительных случаях может оказаться лишь немногим больше ее. В то же время, коэффициент a чаще всего получается достаточно большим. При этом, в общем выражении (4.14) последнее слагаемое играет незначительную роль, и переходный процесс приближенно описывается одной экспонентой (2.39).

В случае применения схемы усилителя с компенсацией (рис. 2.7) при $\tau_L = \tau_2$ выражение (2.51) обращается в (2.27) и к нему применимы полученные выше соотношения с той лишь разницей, что коэффициент a может принимать и малые значения

$$0 \leq a = \frac{|R_o|}{r_6} \leq \frac{|1|}{gr_6}. \quad (4.15)$$

Если же $\tau_1 = \tau_2$, но $\tau_L \neq \tau$, то на основании (2.59) и (4.1) получим

$$\left. \begin{aligned} M &= 1 + \frac{R_o}{r_6} - gR_o + gR_o \frac{\tau_L}{\tau} = \\ &= 1 + a + b(v-1), \\ N &= \frac{R_o}{r_6} \frac{\tau_L}{\tau} = av \\ A &= v, \end{aligned} \right\} \quad (4.16)$$

где

$$v = \frac{\tau_L}{\tau}.$$

Выбор элементов должен производиться с учетом того, чтобы при выбросе, не превышающем допустимой величины, время установления получалось минимальным. Это условие с некоторым приближением можно считать выполненным, если при заданном допустимом выбросе будет получена максимальная полоса пропускания.

Записав комплексное выражение частотной характеристики (2.59) в виде (4.1) и определив его модуль

$$\frac{K}{K_0} = \sqrt{\frac{1 + (A\omega\tau)^2}{[1 - N(\omega\tau)^2] + (M\omega\tau)^2}}, \quad (4.17)$$

можем наложить на него ограничение величины выброса, подставляя найденное из (4.11) значение $M^2 = 4\mu N$, что дает

$$\left(\frac{K}{K_0}\right)^2 = \frac{1 + (A\omega\tau)^2}{[1 - N(\omega\tau)^2]^2 + 4\mu N(\omega\tau)^2}. \quad (4.18)$$

Сделав подстановку $N = av$ и обозначив $\frac{a}{v} = v$, не-трудно определить верхнюю граничную частоту, отсчитываемую на уровне 0,7,

$$F_{v=0.7}^2 = \frac{1 + (1 - 2\mu)v + \sqrt{[1 + (1 - 2\mu)v]^2 + v^2}}{(2\pi a\tau)^2}, \quad (4.19)$$

а также условие, при котором она оказывается максимальной в зависимости от v . Взяв производную по v и приравняв ее нулю

$$\frac{\partial (F_{v=0.7})}{\partial v} = 0,$$

после соответствующих преобразований найдем оптимальное значение

$$v_{\text{опт}} = \left(\frac{a}{v}\right)_{\text{опт}} = 2 \frac{2\mu - 1}{(2\mu - 1)^2 + 1}, \quad (4.20)$$

график зависимости которого от допустимого выброса показан на рис. 4.2. Если теперь в (4.19) подставим найденную величину $v_{\text{опт}}$, то получим формулу для расчета по заданной полосе пропускания необходимого коэффициента

$$a = \frac{1}{2\pi F_{v=0.7}\tau} \sqrt{\frac{2}{(2\mu - 1)^2 + 1}}, \quad (4.21)$$

после чего можем найти

$$\tau_L = \tau \frac{a}{v_{\text{опт}}} = \frac{1}{2\pi F_{B_0,7}} \frac{\sqrt{(2\mu - 1)^2 + 1}}{\sqrt{2(2\mu - 1)}}. \quad (4.22)$$

Если в усилителе с компенсацией (рис. 2.7) необходимо учитывать влияние внутренней проводимости \dot{Y}_i

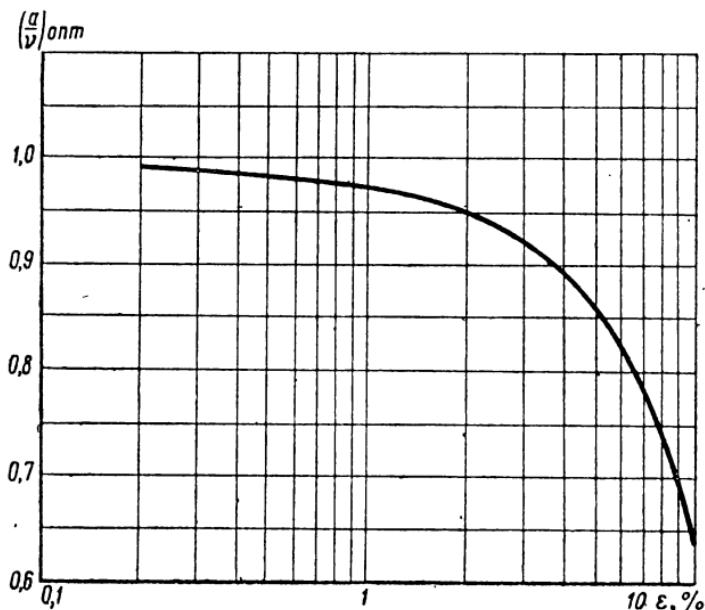


Рис. 4.2. Зависимость оптимальной величины $\frac{a}{v}$ от допустимого выброса.

и постоянная времени компенсирующей цепочки равна постоянной времени второго триода $\tau_L = \tau_2$, то согласно (2.64) и (4.1) получим

$$\left. \begin{aligned} A &= 1, \\ M &= \frac{\tau_1}{\tau_2} + \frac{\tau'}{\tau_2} + a \\ N &= \frac{\tau'}{\tau_2} + a \frac{\tau_1}{\tau_2}. \end{aligned} \right\} \quad (4.23)$$

и

Во всех имеющих практический интерес случаях выполняется условие $M^2 > 4N$, следовательно, процесс ока-

зывается апериодическим и описывается выражением (4.5). Расчет элементов схемы на получение заданного времени установления удобнее всего производить, вычислив предварительно из (4.12) верхнюю граничную частоту, а затем, положив $M_b = \sqrt{2}$, с помощью (2.66) найти необходимое значение коэффициента a .

При использовании однотипных триодов, работающих в одинаковых режимах, в случае $\tau_L \neq \tau$ и при необходимости учесть влияние внутренней проводимости \dot{Y}_i , в соответствии с (2.67) можем записать

$$\left. \begin{aligned} A &= \frac{\tau_L}{\tau} = \gamma, \\ M &= 1 + a - b + \frac{\tau'}{\tau} + \frac{\tau_L}{\tau} \end{aligned} \right\} \quad (4.24)$$

и

$$N = \frac{\tau_L}{\tau} \left(\frac{\tau'}{\tau} + a \right).$$

Если потребовать, чтобы выброс не превышал допустимой величины, то, преобразовав (2.67) к виду (4.1) и найдя его модуль, после подстановки $M^2 = 4\mu N$ снова получаем выражение (4.18). Сравнивая величину коэффициента N (4.24) с полученной ранее (4.16), легко заметить, что замена

$$\left(\frac{\tau'}{\tau} + a \right) = a' \quad (4.25)$$

делает рассматриваемый случай тождественным с описанным выше и позволяет распространить на него выражения (4.20) \div (4.22).

Совершенно аналогично для усилителя с частотно зависимой обратной связью по току (рис. 2.32), после введения обозначений

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R_1} [1 + R(S_0 + g)] + g &= \frac{1}{R_a}, \\ \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{r_o} \right) R_a &= a, \\ \frac{\tau_c}{\tau} &= \gamma \end{aligned} \right\} \quad (4.26)$$

и преобразования к виду (4.1), получим

$$\left. \begin{array}{l} A = v, \\ M = a + v \left(\frac{1}{R_1} + g \right) R_3 + \frac{RR_3}{R_1 + r_6}, \\ N = av. \end{array} \right\} \quad (4.27)$$

При ограничении допустимого выброса условием $M^2 = 4\mu N$, дальнейший анализ ничем не отличается от приведенного в (4.17) — (4.22).

Таким образом, для всех разобранных схем широкополосных усилителей в зависимости от дополнительных условий можно получить либо апериодическую переходную характеристику, либо характеристику с ограниченным выбросом и минимальным временем установления. В последнем случае, реальный выброс должен получиться значительно меньшим принятого при расчете и подставляемого в формулу (4.11). Истинное его значение можно найти с помощью (4.9). При необходимости построить переходную характеристику, следует воспользоваться соответствующей формулой (4.5), (4.6), (4.7) или (4.14).

4.2. ВЫХОДНЫЕ КАСКАДЫ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЕЙ

Выходные каскады видеоусилителей чаще всего работают на высокоомную нагрузку, имеющую некоторую паразитную емкость. Основным требованием, предъявляемым к ним, является обеспечение заданного выходного напряжения и необходимой полосы пропускания (или времени установления фронта).

Для схем выходных каскадов могут быть использованы схемы с высокоомной нагрузкой, рассмотренные в § 2 гл. 2, если ими обеспечиваются заданные показатели. Однако, как указывалось выше, эти усилители имеют сравнительно узкую полосу пропускания, что обусловлено вредным влиянием внутренней обратной связи через коллекторную емкость $C_{бк}$.

Наиболее целесообразным оказывается способ применения отрицательной обратной связи, позволяющей получить большое выходное напряжение в широкой полосе частот. На рис. 4.3 показана скелетная схема двух каскадов усилителя, последний из которых охвачен па-

раллельной обратной связью через активное сопротивление $R_{обр}$. Согласно этой схеме коэффициент усиления выходного каскада определяется отношением выходного напряжения к напряжению на его входе \dot{U}' и может быть записан аналогично (2.1)

$$\dot{K}_{вых} = -\frac{\dot{S}_2}{\dot{Y}_{i2} + \frac{1}{R_{обр}} + \dot{Y}_H}. \quad (4.28)$$

Его входная проводимость совместно с \dot{Y}_k является нагрузкой предварительного усилителя. В соответствии с (2.2) после пренебрежения малой по сравнению с $\frac{1}{R_{обр}}$ величиной $Y_{обр}$ получим

$$\dot{Y}_{вх_2} = \dot{Y} - \frac{\dot{K}_{вых}}{R_{обр}} = \dot{Y}_2 + \frac{\dot{S}_2}{\dot{Y}_{i2} + \frac{1}{R_{обр}} + \dot{Y}_H} \cdot \frac{1}{R_{обр}}. \quad (4.29)$$

Тогда усиление первого каскада оказывается равным

$$\dot{K}_1 = -\frac{\dot{S}_1}{\dot{Y}_k + \dot{Y}_{вх_2}} = -\frac{\dot{S}_1}{\dot{Y}_k + \dot{Y}_2 + \frac{\dot{S}_2}{\dot{Y}_{i2} + \frac{1}{R_{обр}} + \dot{Y}_H} \cdot \frac{1}{R_{обр}}}. \quad (4.30)$$

Можно показать, что, хотя характеристика выходного каскада имеет завал на высоких частотах, обусловленный внутренней обратной связью, характеристика предварительного усилителя, наоборот, в этой области имеет подъем. Это и дает возможность выровнять общую

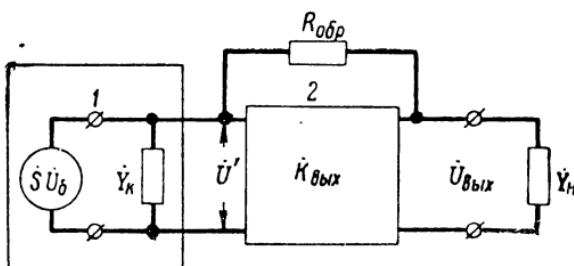


Рис. 4.3. Скелетная схема выходного каскада с отрицательной обратной связью.

частотную характеристику обоих каскадов. Как указывалось в § 2 гл. 2, такое выравнивание не сопровождается перегрузкой оконечного триода, так как управляющее напряжение на эмиттерном переходе в диапазоне частот остается примерно постоянным.

Для облегчения анализа схемы и вывода необходимых расчетных соотношений целесообразно исследовать не отдельные зависимости (4.28) и (4.30), а рассматривать их произведение, представляющее общее усиление двух каскадов

$$\dot{K} = \dot{K}_1 \cdot \dot{K}_{\text{вых}} = \frac{\dot{S}_1 \dot{S}_2}{(\dot{Y}_k + \dot{Y}_2) \left(\dot{Y}_{i2} + \frac{1}{R_{o6p}} + \dot{Y}_n \right) + \frac{\dot{S}_2}{R_{o6p}}}.$$

В самом общем виде это выражение оказывается слишком громоздким и неудобным для анализа. Поэтому гораздо больший интерес представляет рассмотрение имеющих важное практическое значение частных случаев. Используя проводимость \dot{Y}_k для компенсации неравномерности \dot{Y}_2 по методу (рис. 2.6) и выполняя условия

$$\tau_L = \frac{L}{R} = \tau_2 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (4.31)$$

и

$$R = \frac{r_{62}}{1 - g_2 r_{62}},$$

получаем

$$\dot{Y}_k + \dot{Y}_2 = \frac{1}{R + j\omega L} + \frac{1}{r_{62}} \cdot \frac{g_2 r_{62} + j\omega \tau_2}{1 + j\omega \tau_2} = \frac{1}{r_{62}}, \quad (4.32)$$

и, следовательно, коэффициент обратной связи не будет зависеть от частоты.

Взяв

$$\dot{Y}_n = \frac{1}{R_n + j\omega L_n} = \frac{1}{R_n} \cdot \frac{1}{1 + j\omega \tau_{L_n}},$$

выполнив условие

$$\tau_{L_n} = \frac{L_n}{R_n} = \tau_2,$$

и обозначив

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{R'} &= \frac{1}{R_{i_2}} + \frac{1}{R_{o\beta p}}, \\ \frac{1}{R_3} &= \frac{1}{R_{i_2}} + \frac{1}{R_{o\beta p}} + \frac{S_{02}r_{\beta_2}}{R_{o\beta p}} + \frac{1}{R_H}, \\ \tau' &= S_{02}r_{\beta_2}C_{\beta K_2}R_3, \\ \tau_B &= C'R_3 = (C_{\beta K_2} + C_H)R_3, \end{aligned} \right\} \quad (4.33)$$

после соответствующих преобразований получим

$$K = \frac{S_{01}r_{\beta_2}S_{02}R_3}{(1 + j\omega\tau_1)\left[1 + j\omega\left(\tau_2 \frac{R_3}{R'} + \tau' + \tau_B\right) + (j\omega)^2\tau_2\tau_B\right]}.$$

Так как всегда выполняется условие $\frac{R_3}{R'} \ll 1$, то, не внося существенной погрешности, можно пренебречь слагаемым $\tau_2 \frac{R_3}{R'}$, после чего

$$K \approx \frac{S_{01}r_{\beta_2}S_{02}R_3}{(1 + j\omega\tau_1)[1 + j\omega(\tau' + \tau_B) + (j\omega)^2\tau_2\tau_B]}. \quad (4.34)$$

Полная схема выходного каскада, для которой справедливы выражения (4.31) — (4.34), показана на рис. 4.4.

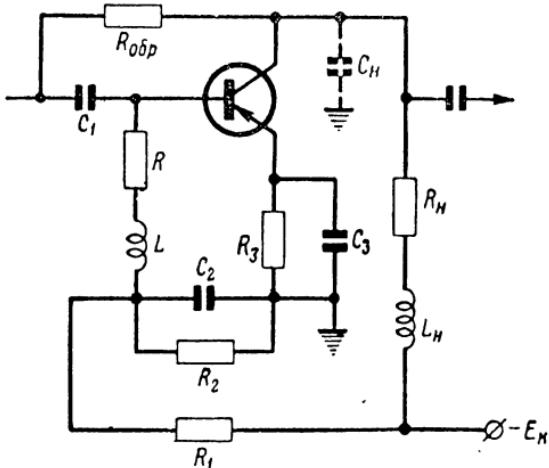


Рис. 4.4. Схема выходного каскада с отрицательной обратной связью и с коррекцией в области высоких частот.

Хотя зависимость (4.34) определяет общую частотную характеристику обоих каскадов, для упрощения расчетов допустимо условно считать, что обратная связь не влияет на характеристику предварительного усилителя, а выравнивает ее только в выходном каскаде. При этом, мы вправе записать

$$\frac{\dot{K}_1}{K_{01}} = -\frac{1}{1 + j\omega\tau_1}$$

и

$$\frac{\dot{K}_{\text{вых}}}{K_{0\text{вых}}} = -\frac{1}{1 + j\omega(\tau' + \tau_B) + (j\omega)^2\tau_2\tau_B}.$$

Составив выражение модуля частотной характеристики и положив $M_B = \sqrt{2}$, получим уравнение для определения верхней граничной частоты

$$(2\pi F_{B0,7})^4 (\tau_2\tau_B)^2 + (2\pi F_{B0,7})^2 [(\tau' + \tau_B)^2 - 2\tau_2\tau_B] - 1 = 0, \quad (4.35)$$

откуда

$$F_{B0,7} \approx \frac{1}{2\pi \sqrt{(\tau' + \tau_B)^2 - 2\tau_2\tau_B}}.$$

Преобразовав уравнение (4.35) к виду

$$R_9^2 [(2\pi F_{B0,7})^4 (\tau_2 C')^2 + (2\pi F_{B0,7})^2 (S_{02} r_{52} C_{5K2} + C')] - \\ - 2R_9 (2\pi F_{B0,7})^2 \tau_2 C' - 1 = 0,$$

можно по заданной верхней граничной частоте и известным параметрам схемы рассчитать необходимую величину эквивалентного сопротивления, которое с достаточно хорошей точностью определяется приближенным выражением

$$R_9 \approx \frac{1}{2\pi F_{B0,7}} \cdot \frac{2\pi F_{B0,7} \tau_2 C' + S_{02} r_{52} C_{5K2} + C'}{(2\pi F_{B0,7} \tau_2 C')^2 + (S_{02} r_{52} C_{5K2} + C')^2}. \quad (4.36)$$

Вычислив R_9 и воспользовавшись обозначением (4.33), нетрудно найти требуемое значение сопротивления обратной связи. Для этого предварительно нужно учесть, что выходное напряжение является по существу падением напряжения на включенных параллельно со-

противлениях R_{II} и $R_{\text{обр}}$, обусловленным протеканием через них коллекторного тока. При этом

$$\Delta U_{\text{вых}} = \frac{\Delta I_{\text{k}}}{\frac{1}{R_{\text{II}}} + \frac{1}{R_{\text{обр}}}}.$$

Задавшись приемлемыми пределами изменения тока коллектора ΔI_{k} по заданной величине максимального выходного напряжения $\Delta U_{\text{вых макс}}$, найдем

$$\frac{1}{R_{\text{II}}} + \frac{1}{R_{\text{обр}}} = \frac{\Delta I_{\text{k}}}{\Delta U_{\text{вых макс}}}, \quad (4.37)$$

после чего определим

$$R_{\text{обр}} = \left. \frac{S_{02}r_{02}}{\frac{1}{R_0} - \frac{1}{R_{i2}} - \frac{\Delta I_{\text{k}}}{\Delta U_{\text{вых макс}}}} \right\} \quad (4.38)$$

и

$$R_{\text{II}} = R_{\text{обр}} \left. \frac{\Delta U_{\text{вых макс}}}{\Delta I_{\text{k}} R_{\text{обр}} - \Delta U_{\text{вых макс}}} \right\}.$$

Одновременно необходимо следить за тем, чтобы параметры предельно допустимого режима работы триода не превышались

$$\begin{aligned} \Delta I_{\text{k}} < I_{\text{k макс}}; \quad \Delta U_{\text{вых макс}} < U_{\text{k макс}} \text{ и } P_{\text{k}} = \\ = I_{\text{k0}} U_{\text{k0}} \leq P_{\text{k макс}}. \end{aligned} \quad (4.39)$$

Общее усиление двух каскадов на средних частотах определяется соотношением

$$K_0 = K_{01} K_{0\text{вых}} = S_{01} r_{02} S_{02} R_0.$$

При этом на долю оконечного усилителя приходится

$$K_{0\text{вых}} = \left. \frac{S_{02}}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{\text{обр}}} + \frac{1}{R_{\text{II}}}} \right\}, \quad (4.40)$$

а предоконечный каскад почти не дает усиления.

Обращаясь к скелетной схеме усилителя (рис. 4.3), легко установить, что для обеспечения нормальной раскачки выходного каскада на его вход должно быть подано напряжение

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{\text{вх}} &= \frac{\Delta U_{\text{вых макс}}}{K_{\text{вых}}} = \frac{\Delta I_{\text{к}}}{S_{02}} \\ \Delta I_{\text{вх}} &= \frac{\Delta U_{\text{вх}}}{r_{62}} + \frac{\Delta U_{\text{вых макс}}}{R_{\text{обр}}} = \\ &= \Delta U_{\text{вых макс}} \left[\frac{1}{R_{\text{обр}}} + \frac{1}{S_{02} r_{62}} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{\text{обр}}} + \frac{1}{R_H} \right) \right]. \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

Заканчивая рассмотрение выходного каскада с отрицательной обратной связью, необходимо отметить, что, выбирая надлежащим образом емкость C_2 (рис. 4.4), можно осуществить коррекцию характеристики пред-

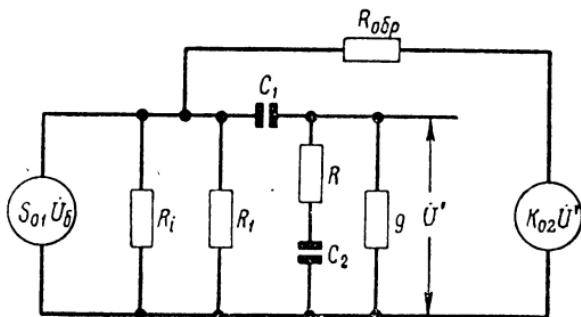


Рис. 4.5. Эквивалентная схема усилителя (рис. 4.4) для области низких частот.

оконечного усилителя на низких частотах. Кроме того, вследствие охвата петлей обратной связи разделительной и корректирующей низкочастотных цепей, удается получить дополнительное уменьшение нижней граничной частоты. В частности, если выполнить условие (2.77) и принять во внимание, что $R_{\text{э1}} = r_{62}$ (4.32) и, следовательно, $b = g_2 R_{\text{э1}} = g_2 r_{62}$ (2.73), то в соответствии с эквива-

лентной схемой (рис. 4.5) после сравнения ее со схемой (рис. 2.8) по аналогии с (2.78) получим

$$\begin{aligned}\dot{K}_{\text{н1}} &= \frac{S_{01}r_{62}}{1 + K_{0\text{ вых}} \frac{r_{62}}{R_{0\text{ обр}}} \cdot 1 + \frac{g_2r_{62}}{1 + K_{0\text{ вых}} \frac{r_{62}}{R_{0\text{ обр}}}} \cdot \frac{1}{j\omega\tau_{\text{н}}} = \\ &= \frac{S_{01}r_{62}}{\gamma} \cdot \frac{\frac{1}{1 + \frac{g_2r_{62}}{\gamma} \cdot \frac{1}{j\omega\tau_{\text{н}}}}},\end{aligned}$$

откуда

$$\left. \begin{aligned}F_{\text{н}} &= \frac{g_2r_{62}}{2\pi\gamma\tau_{\text{н}} \sqrt{M_{\text{н}}^2 - 1}} \\ \gamma &= 1 + K_{0\text{ вых}} \frac{r_{62}}{R_{0\text{ обр}}}\end{aligned}\right\} \quad (4.42)$$

4.3. РАСЧЕТ ВИДЕОУСИЛИТЕЛЕЙ

Исходными величинами при расчете видеоусилителей обычно являются граничные частоты $F_{\text{в общ}}$ и $F_{\text{н общ}}$, чаще всего отсчитываемые на уровне 0,7; максимальное выходное напряжение $\Delta U_{\text{вых макс}}$ и напряжение на входе $\Delta U_{\text{вх}}$ (или общий коэффициент усиления $K_{0\text{ общ}}$).

В случае усиления импульсных сигналов вместо граничных частот задаются длительность импульса $t_{\text{и}}$, время установления t_y и допустимый завал плоской части G . Эти величины однозначно связаны с граничными частотами, отсчитываемыми на уровне 0,7, соотношениями

$$\left. \begin{aligned}F_{\text{в0,7 общ}} &= \frac{0,35}{t_y} \\ F_{\text{н0,7 общ}} &= \frac{G}{2\pi t_{\text{и}}}\end{aligned}\right\} \quad (4.43)$$

При работе с импульсами малой длительности иногда за нижнюю граничную частоту принимают частоту повторения $F_{\text{н}} = F_{\text{повт}}$.

Выбор триодов для видеоусилителя должен производиться с учетом, чтобы их эффективность $K_0 F_{\text{в}} = f_a$ (1.79), по крайней мере, раз в десять или больше превосходила верхнюю граничную частоту $F_{\text{в},0.7\text{общ}}$. Определив необходимое общее усиление

$$K_{\text{общ}} = \frac{\Delta U_{\text{вых макс}}}{\Delta U_{\text{вх}}} \quad (4.44)$$

и запомнив, что полоса пропускания отсчитывается на уровне 0,7, ориентировочно прикидывают число каскадов

$$n > \frac{\lg K_{\text{общ}}}{\lg \frac{f_a}{\lg F_{\text{в},0.7\text{ общ}} (1 + 2\pi f_a r_b C_{бк})} - \varphi(n)}, \quad (4.45)$$

где

$$\varphi(n) = -\frac{1}{2} \lg (\sqrt[n]{2} - 1). \quad (4.46)$$

Величины $\varphi(n)$ и $\sqrt[n]{2} - 1$ для различного числа каскадов приведены в таблице.

n	1	2	3	4	5	6	8	10
$\sqrt[n]{2} - 1$	1	0,64	0,51	0,44	0,39	0,35	0,30	0,265
$\varphi(n)$	0	0,097	0,146	0,178	0,204	0,228	0,262	0,288

По найденному числу каскадов n определяют полосу пропускания одиночного каскада

$$F_{\text{в1}} = \frac{F_{\text{в},0.7\text{ общ}}}{\sqrt[n]{2} - 1}, \quad (4.47)$$

причем $\sqrt[n]{2} - 1$ можно брать из таблицы.

Далее необходимо выбрать схему оконечного каскада. В зависимости от требуемой полосы $F_{\text{в1}}$ и частотных свойств выбранного триода можно использовать схемы (рис. 2.2, 2.3, 4.4), которые перечислены в порядке возрастания эффективности. Произведение усиления на по-

лосу пропускания или на квадрат полосы определяется у них следующими соотношениями.

Для схемы (рис. 2.2) из выражения (2.15) находим

$$K_0 F_{\text{в}0,7} = \frac{S_0(1 - 2\pi F_{\text{в}0,7}\tau)}{2\pi[(S_0 r_6 + 1)C_{6\kappa} + C_{11}]} . \quad (4.48)$$

Для схемы (рис. 2.3) из (2.25) получаем

$$K_0 F_{\text{в}0,7}^2 = \frac{1}{4\pi^2 r_6 C_{6\kappa}\tau} . \quad (4.49)$$

Зная необходимую полосу пропускания $F_{\text{в}1}$, с помощью соотношений (4.48) и (4.49) можно вычислить примерное усиление оконечного каскада

$$\left. \begin{aligned} K_0 \text{вых} &= \frac{S_0(1 - 2\pi F_{\text{в}1}\tau)}{2\pi F_{\text{в}1} [(S_0 r_6 + 1)C_{6\kappa} + C_{11}]} , \\ \text{или} \quad K_0 \text{вых} &= \frac{1}{(2\pi E_{\text{в}1})^2 r_6 C_{6\kappa}\tau} . \end{aligned} \right\} \quad (4.50)$$

В случае же применения усилителя с отрицательной обратной связью удобнее пользоваться не истинным (4.40), а условным коэффициентом усиления

$$K_{02 \text{ усл}} = S_{02} R_3 , \quad (4.51)$$

для чего предварительно необходимо определить R_3 с помощью (4.36). При этом следует считать, что предоконечный каскад дает усиление

$$K_{01 \text{ усл}} = S_{01} r_{62} . \quad (4.52)$$

Если для выбранной схемы выходного каскада величина коэффициента усиления (4.50) получается слишком малой или даже отрицательной, то следует применить более эффективный усилитель, либо триод с лучшими частотными свойствами.

После расчета $K_0 \text{вых}$ необходимо выбрать схему

предварительного усилителя и уточнить требуемое число каскадов по формуле

$$n \geq \frac{\lg \frac{K_0 \text{ общ}}{K_0 \text{ вых}}}{\lg K_0 \text{ экв} - \varphi(n)} + 1, \quad (4.53)$$

в которой

$$K_0 \text{ экв} = \frac{1}{F_{B0,70\text{общ}} \left(\frac{1}{f_a} + 2\pi r_6 C_{бк} \right)}. \quad (4.54)$$

Описанная методика предварительного расчета составлена применительно к усилителям, имеющим простейшую частотную характеристику. С достаточно хорошим приближением она пригодна и для случая последующего расчета каскадов на получение малого выброса (не превышающего 3—4%). При расчете же усилителя на получение оптимальной частотной характеристики реальное значение общей полосы пропускания окажется завышенным по сравнению с расчетным. Точное вычисление полосы одиночного каскада для этого случая соединено со сложными вычислениями и для каждой схемы должно выполняться по особым формулам. Чтобы упростить предварительный расчет и получить более высокую точность, чем дает (4.47), для оптимальных частотных характеристик рассмотренных выше схем приближенно можно считать

$$F_{B1} = \frac{F_{B0,70\text{общ}}}{\sqrt[4]{\frac{n}{2} - 1}}. \quad (4.55)$$

При этом результаты расчета будут значительно более близкими к действительным.

Расчет выходного каскада состоит в определении необходимых величин элементов схемы, обеспечении заданного режима работы триода и его стабилизации.

Если выбран каскад с нагрузкой на активное сопротивление, то по найденному в предварительном расчете значению F_{B1} в соответствии с (2.15) вычисляют величину эквивалентного сопротивления

$$R_3 = \frac{1 - 2\pi F_{B1}\tau}{2\pi F_{B1}[(S_0 r_6 + 1) C_{бк} + C_u]}, \quad (4.56)$$

а затем сопротивление нагрузки

$$R_{\text{H}} = \frac{R_i R_o}{R_i - R_o}. \quad (4.57)$$

Сразу же необходимо проверить, обеспечивается ли заданное выходное напряжение

$$\Delta U_{\text{вых макс}} = \Delta I_{\text{k макс}} R_{\text{H}} \approx 0,9 I_{\text{k макс}} R_{\text{H}} < U_{\text{k макс}}, \quad (4.58)$$

и если R_{H} окажется слишком малым, то следует выбрать более эффективную схему.

При использовании каскада с корректирующей индуктивностью (рис. 2.3) из выражения (2.24), после подстановки в него F_{B1} , определяемого из (4.55), и $M_{\text{B}} = \sqrt{2}$ находят необходимую величину сопротивления нагрузки

$$R_{\text{H}} = \frac{1}{(2\pi F_{\text{B1}})^2 S_0 r_o C_{\text{БК}}} . \quad (4.59)$$

Далее проверяется обеспечение требуемого выходного напряжения (4.58), с помощью (2.22) рассчитывается постоянная времени $\tau_{L_{\text{H}}}$ и корректирующая индуктивность

$$L_{\text{H}} = \tau_{L_{\text{H}}} R_{\text{H}}. \quad (4.60)$$

Чаще всего выходной каскад видеоусилителя целесообразно выполнять по схеме с отрицательной обратной связью (рис. 4.4).

Выбрав подходящий триод, у которого $2\pi F_{\text{B1}}\tau < 1$ и подсчитав полную паразитную емкость

$$C' = C_{\text{БК2}} + C_{\text{H}}, \quad (4.61)$$

с помощью (4.36) определяют эквивалентное сопротивление R_o , затем с помощью (4.38) вычисляют сопротивления $R_{\text{обр}}$ и R_{H} , а также корректирующую индуктивность

$$L_{\text{H}} = \tau R_{\text{H}}. \quad (4.62)$$

Воспользовавшись выражениями (4.42), рассчитывают постоянную времени разделительной цепи

$$\tau_{\text{H}} = \frac{g_2 r_{\text{G2}}}{2\pi f_{\text{нобщ}} \sqrt{M_{\text{H1}}^2 - 1}}, \quad (4.63)$$

которая после выбора элементов схемы предоконечного каскада позволяет найти разделительную и корректирующую емкости.

В заключение расчета определяют максимальные напряжение и ток на входе (4.41). Вспомогательные цепи, включаемые для стабилизации режима, во всех случаях рассчитываются точно так, как и в усилителях звуковых частот.

Для предварительных усилителей могут использоваться схемы с компенсацией (рис. 2.7), с постоянным коэффициентом обратной связи (рис. 2.24) или с обратной связью по току (рис. 2.32). По своим частотным характеристикам и эффективности все эти схемы примерно равнозначны, тем не менее предпочтение следует отдавать каскадам с обратной связью, так как их показатели оказываются более стабильными.

В случае применения схемы с компенсацией при неодинаковых триодах или режимах, но при $\tau_L = \tau_2$ (2.53), положив в (2.31) $M_B = \sqrt{2}$ и $F_B = F_{B_1}$, вычисляют значение коэффициента a и с помощью (2.54) находят эквивалентное сопротивление

$$R_o = ar_{B_2}. \quad (4.64)$$

Затем определяют сопротивление компенсирующей цепочки

$$R = \frac{R_o}{1 - g_2 R_o} \quad (4.65)$$

и компенсирующую индуктивность

$$L = \tau_2 R. \quad (4.66)$$

При идентичных каскадах и при необходимости получить частотную характеристику простейшей формы (2.55) коэффициент a определяется из (2.56) и должен быть взят равным

$$a = \frac{1}{2\pi F_{B_1} \tau}. \quad (4.67)$$

Остальные величины рассчитывают с помощью выражений (4.64) — (4.66), причем параметры триодов считают одинаковыми.

Если оказывается необходимым учесть влияние внутренней проводимости \dot{Y}_i [когда условие (2.49) не выполняется], то в (4.67) вместо τ следует подставлять $\tau + S_0 r_6^2 C_{6K}$.

В случае же, когда необходимо получить оптимальную форму частотной характеристики, граничную частоту F_{B1} следует вычислять по (4.55). Для точного определения требуемой величины коэффициента a нужно найти модуль выражения (2.67), получить условие оптимальной частотной характеристики и установить зависимость a от верхней граничной частоты. Точное решение этой задачи сопряжено с большими трудностями в вычислениях. Поэтому целесообразно воспользоваться приближенными зависимостями, дающими в большинстве случаев приемлемую точность. Преобразовав τ' к виду

$$\tau' = S_0 r_6 C_{6K} R_0 = S_0 r_6^2 C_{6K} a = \tau'' a \quad (4.68)$$

и отбросив второстепенные слагаемые, после выполнения необходимых выкладок получим

$$a = \frac{1,73}{2\pi F_{B1}(\tau'' + \tau)} = \frac{0,276}{F_{B1}(\tau'' + \tau)} \quad \left. \begin{array}{l} \\ \end{array} \right\} \quad (4.69)$$

и

$$\tau_L = 0,414 (\tau'' + \tau) a = \frac{0,114}{F_{B1}}.$$

Дальнейшие вычисления производятся по формулам (4.64) — (4.66), в последнюю из которых вместо τ_2 подставляют τ_L .

Если необходимо произвести расчет на получение заданного времени установления и ограниченного выброса, то по предельно допустимой величине последнего с помощью формул (4.11) или графика (рис. 4.1) находят минимальное приемлемое значение μ . Затем, подставляя в (4.21) граничную частоту F_{B1} (4.47), находят коэффициент a [или a' (4.25)]. В последнем случае, воспользовавшись преобразованием (4.68), вычисляют

$$a = \frac{a' \tau}{S_0 r_6^2 C_{6K} + \tau}. \quad (4.70)$$

Последующий расчет также производится по формулам (4.64), (4.65), а компенсирующая индуктивность определяется с помощью соотношения

$$L = R\tau_L, \quad (4.71)$$

причем τ_L вычисляют с помощью (4.22).

Независимо от выбранных условий работы схемы в области высоких частот расчет низкочастотных элементов производится одним и тем же методом. Зная общее число элементов схемы k во всех каскадах усилителя, которые вызывают завал характеристики на низких частотах, определяют коэффициент допустимых частотных искажений, приходящийся на каждый элемент

$$M_{H1} = \sqrt[2k]{2}. \quad (4.72)$$

Вычислив значение

$$b = gR_3, \quad (4.73)$$

из (2.79) находят постоянную времени

$$\tau_H = \frac{b}{2\pi F_{H0,7\text{ общ}} \sqrt{M_{H1}^2 - 1}}. \quad (4.74)$$

Выбрав исходный режим работы и подобрав достаточно большое сопротивление R_1 , ограничиваемое допустимым падением напряжения источника питания, из (2.44) определяют емкость разделительного конденсатора

$$C_1 = \tau_H \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} \right). \quad (4.75)$$

Далее из (2.73) и (2.77) вычисляют емкость конденсатора низкочастотной коррекции

$$C_2 = \frac{\tau_H}{R}. \quad (4.76)$$

Для предварительных каскадов видеоусилителя может с успехом быть выбран усилитель с постоянным

коэффициентом обратной связи (рис. 2.24). Определив граничную частоту $F_{\text{в1}}$ и положив $M_{\text{в}} = \sqrt{2}$, из (2.138) находим необходимые величины степени обратной связи

$$\gamma = \frac{2\pi F_{\text{в1}}\tau}{gr_6}, \quad (4.77)$$

а затем и коэффициента обратной связи

$$\sigma_0 = (\gamma - 1) \frac{g}{S_0}. \quad (4.78)$$

Элементы цепи обратной связи R' , R'' и C рассчитываются по формулам (2.135). Так как обратная связь расширяет полосу также и в сторону низших частот, постоянную времени $\tau_{\text{п}}$ в схеме (рис. 2.32) можно сделать в γ раз меньшей. Для ее вычисления можно использовать формулу (4.74), заменив коэффициент b величиной $\frac{1}{\gamma}$.

Хорошие результаты дает также усилитель с частотно зависимой обратной связью по току (рис. 2.32). Принципиально, этот каскад может быть рассчитан на получение простейшей или оптимальной частотных характеристик, а также на обеспечение минимального времени установления при ограниченном выбросе.

Для получения простейшей частотной характеристики, определив $F_{\text{в1}}$ и положив $M_{\text{в}} = \sqrt{2}$, из (2.157) вычисляют необходимую величину отношения сопротивлений

$$\frac{R}{R_1} = \frac{\frac{2\pi F_{\text{в1}}\tau}{gr_6} - 1}{\frac{S_0}{g} - 1}. \quad (4.79)$$

Затем, выбирая как и в обычных усилителях $R_1 \gg r_6$, находят сопротивление R в цепи эмиттера. В соответствии с (2.152) после расчета сопротивления обратной связи нетрудно вычислить и емкость обратной связи

$$C = \frac{\tau_c}{R} = \frac{\tau}{RS_0r_6}. \quad (4.80)$$

Рассматривая работу схемы в области низких частот, можно показать, что и в данном случае граничная частота F_n уменьшается в γ раз, где

$$\gamma = 1 + R \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_1} \right) S_0 R_0 \approx 1 + \frac{R}{R_1} \cdot \frac{S_0}{g}. \quad (4.81)$$

Следовательно, определив степень обратной связи γ , постоянную времени τ_n находят с помощью (4.74), подставляя в нее $b = \frac{1}{\gamma}$. Емкость разделительного конденсатора C_1 рассчитывают по формуле (4.75).

Если же необходимо произвести расчет схемы (рис. 2.32) на получение минимального времени установления при ограниченной величине выброса, то его выполняют точно так же, как и для усилителя с компенсацией. Разница будет лишь в том, что по (4.22) вычисляют не τ_L , а постоянную времени цепи обратной связи τ_c , с помощью которой находят емкость корректирующего конденсатора

$$C = \frac{\tau_c}{R}. \quad (4.82)$$

4.4. ПРИМЕР РАСЧЕТА ВИДЕОУСИЛИТЕЛЯ

Рассчитать усилитель импульсов прямоугольной формы, работающий на вход электронной лампы с емкостью $C_n = 11 \text{ пФ}$. Длительность импульсов $t_n = 1 \text{ мксек}$, время установления $t_y = 0,1 \text{ мксек}$. Максимальное выходное напряжение $\Delta U_{\text{вых макс}} = 5 \text{ в}$ положительной полярности, входное напряжение $\Delta U_{\text{вх}} = 5 \text{ мв}$. Допустимый завал плоской части импульса $G = 1\%$. Э. д. с. источника питания $E_k = 15 \text{ в}$.

Для всех каскадов видеоусилителя выбираем триоды типа П403, которые при $i_k = 5 \text{ ма}$ и $u_k = -10 \text{ в}$ имеют следующие параметры: $S_0 = 140 \text{ ма/в}$, $g = 2 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$, $R_i = 20 \text{ ком}$, $r_b = 50 \text{ ом}$, $\tau = 0,011 \text{ мксек}$, $C_{bk} = 10 \text{ пФ}$ и $f_a = 110 \text{ Мгц}$.

Приступая к предварительному расчету, определяем общие граничные частоты.

$$\left. \begin{aligned} F_{\text{вн, общ}} &= \frac{0,35}{t_y} = \frac{0,35}{10^{-7}} = 3,5 \cdot 10^6 \text{ гц}, \\ F_{\text{пн, общ}} &= \frac{G}{2\pi t_n} = \frac{0,01}{2\pi \cdot 10^{-6}} = 1600 \text{ гц} \end{aligned} \right\} \quad (4.43)$$

и общий коэффициент усиления

$$K_{\text{общ}} = \frac{\Delta U_{\text{вых макс}}}{\Delta U_{\text{вх}}} = \frac{5}{5 \cdot 10^{-3}} = 1000. \quad (4.44)$$

Находим ориентировочное число каскадов усилителя

$$\begin{aligned} n &\geq \frac{\lg K_{\text{общ}}}{f_a} = \\ &\lg \frac{1000}{F_{\text{в0,7 общ}} (1 + 2\pi f_a r_0 C_{\text{бк}})} - \varphi(n) \\ &= \frac{\lg 1000}{\frac{110 \cdot 10^6}{3.5 \cdot 10^6 (1 + 2\pi \cdot 110 \cdot 10^6 \cdot 50 \cdot 10^{-11})} - \varphi(n)} = \frac{3}{1.38 - \varphi(n)}, \end{aligned} \quad (4.45)$$

куда подставляем $\varphi(n) = 0.146$, определяемое из таблицы. В результате принимаем число каскадов $n=3$. Рассчитываем верхнюю граничную частоту одиночного каскада

$$F_{\text{в1}} = \frac{F_{\text{в0,7 общ}}}{\sqrt[n]{\sqrt[2]{-1}}} = \frac{3.5 \cdot 10^6}{\sqrt[3]{\sqrt[2]{-1}}} = 7 \cdot 10^6 \text{ Гц}. \quad (4.47)$$

Для выходного каскада выбираем схему с отрицательной обратной связью (рис. 4.4).

Находим полную паразитную емкость на выходе окончного усилителя

$$C' = C_{\text{бк}} + C_{\text{н}} = 10 + 11 = 21 \text{ нФ} \quad (4.61)$$

и определяем необходимую величину эквивалентного сопротивления

$$\begin{aligned} R_{\text{в}} &= \frac{1}{2\pi F_{\text{в1}}} \cdot \frac{(2\pi F_{\text{в1}} r_0 C') + (S_0 r_0 C_{\text{бк}} + C')}{(2\pi F_{\text{в1}} r_0 C')^2 + (S_0 r_0 C_{\text{бк}} + C')^2} = \frac{1}{2\pi \cdot 7 \cdot 10^6} \times \\ &\times \frac{(2\pi \cdot 7 \cdot 10^6 \cdot 0.011 \cdot 10^{-6} \cdot 21 \cdot 10^{-12}) + (0.14 \cdot 50 \cdot 10^{-11} + 21 \cdot 10^{-12})}{(2\pi \cdot 7 \cdot 10^6 \cdot 0.011 \cdot 10^{-6} \cdot 21 \cdot 10^{-12})^2 + (0.14 \cdot 50 \cdot 10^{-11} + 21 \cdot 10^{-12})^2} = \\ &= 274 \text{ ом}, \end{aligned} \quad (4.36)$$

а также условный коэффициент усиления выходного каскада

$$K_{\text{о усл}} = S_0 R_{\text{в}} = 0.14 \cdot 274 = 38. \quad (4.51)$$

Рассчитываем эквивалентный коэффициент усиления одиночного предварительного каскада

$$K_{0 \text{ экв}} = \frac{1}{F_{\text{в 0,7 общ}} \left(\frac{1}{f_a} + 2\pi r_b C_{бк} \right)} = \\ = \frac{1}{3,5 \cdot 10^6 \left(\frac{1}{110 \cdot 10^{-6}} + 2\pi \cdot 50 \cdot 10^{-11} \right)} = 23,4 \quad (4.54)$$

и уточняем необходимое число каскадов усилителя

$$n \geq \frac{\lg \frac{K_{0 \text{ общ}}}{K_{0 \text{ усл}}}}{\lg K_{0 \text{ экв}} - \varphi(n)} + 1 = \frac{\lg \frac{1000}{38}}{\lg 23,4 - \varphi(n)} + 1 = \\ = \frac{1,42}{1,37 - \varphi(n)} + 1 = 2,12 \approx 3. \quad (4.53)$$

Так как на выходе требуется получить импульсы положительной полярности, исходную рабочую точку выбираем на нижнем участке динамической характеристики, чему соответствует значение $I_{k0}=2 \text{ ма}$. Задаемся допустимым приращением коллекторного тока $\Delta I_k=8 \text{ ма}$. При этом максимальный коллекторный ток не превышает допустимой для выбранного триода величины. Чтобы погасить избыточное коллекторное напряжение в исходном режиме, выбираем токостабилизирующее сопротивление $R_{33}=2 \text{ ком}$.

Поскольку при усилении импульсов ток будет меняться в пределах от 2 до 10 ма, необходимо использовать усредненные значения параметров. Для простоты приближенно будем считать, что значение тока, при котором измерены параметры триода, примерно является средним между экстремальными значениями, и в пересчете параметров не возникает необходимости.

Переходим к расчету выходного каскада, для чего определяем необходимую величину сопротивления обратной связи

$$R_{0 \text{ обр}} = \frac{S_0 r_b}{\frac{1}{R_3} - \frac{1}{R_i} - \frac{\Delta I_k}{\Delta U_{\text{вых макс}}} } = \\ = \frac{0,14 \cdot 50}{\frac{1}{274} - \frac{1}{2 \cdot 10^4} - \frac{8 \cdot 10^{-3}}{5}} = 3500 \approx 3,6 \text{ ком}, \quad (4.38)$$

а также сопротивление коллекторной нагрузки

$$R_h = R_{обр} \frac{\Delta U_{вых\ макс}}{\Delta I_{вх} R_{обр} - \Delta U_{вых\ макс}} = \\ = \frac{5}{8 \cdot 10^{-3}, 3,6 \cdot 10^3 - 5} = 750 \text{ ом} \quad (4.38)$$

и корректирующую индуктивность

$$L_h = \tau R_h = 0,011 \cdot 10^{-6} \cdot 750 = 8,25 \cdot 10^{-6} \text{ гн.} \quad (4.62)$$

Находим необходимые величины входного напряжения и тока

$$\left. \begin{aligned} \Delta U_{вх} &= \frac{\Delta I_{вх}}{S_0} = \frac{8 \cdot 10^{-3}}{0,14} = 57 \cdot 10^{-3} \text{ в,} \\ \Delta I_{вх} &= \frac{\Delta U_{вх}}{r_0} + \frac{\Delta U_{вых\ макс}}{R_{обр}} = \frac{0,057}{50} + \frac{5}{3,6 \cdot 10^3} = \\ &= 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ а.} \end{aligned} \right\} \quad (4.41)$$

Определяем истинное усиление выходного каскада

$$K_{вых} = \frac{S_0}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{обр}} + \frac{1}{R_h}} = \frac{0,14}{\frac{1}{2 \cdot 10^4} + \frac{1}{3,6 \cdot 10^3} + \frac{1}{750}} = 84 \quad (4.40)$$

и степень обратной связи

$$\gamma = 1 + K_{вых} \frac{r_0}{R_{обр}} = 1 + 84 \frac{50}{3,6 \cdot 10^3} = 2,17. \quad (4.42)$$

Учитывая, что в каждом каскаде имеется по два элемента, вызывающих завал низших частот (разделительный конденсатор и емкость, шунтирующая эмиттерное сопротивление), вычисляем допустимый коэффициент частотных искажений, приходящийся на каждый элемент

$$M_h = \sqrt[2k]{2} = \sqrt[2 \cdot 6]{2} = 1,06. \quad (4.72)$$

Находим постоянную времени разделительной цепи

$$\tau_h = \frac{g r_0}{2 \pi F_h \gamma \sqrt{M_{h1}^2 - 1}} = \frac{2 \cdot 10^{-3} \cdot 50}{2 \pi \cdot 1600 \cdot 2,17 \sqrt{1,06^2 - 1}} = \\ = 12,5 \cdot 10^{-8} \text{ сек.} \quad (4.63)$$

После этого приступаем к расчету предоконечного каскада. В связи с выбором выходного усилителя с обратной связью в предоконечном каскаде должна быть осуществлена полная компенсация по схеме (рис. 2.7). Определяем сопротивление компенсирующей цепочки

$$R = \frac{r_0}{1 - gr_0} = \frac{50}{1 - 2 \cdot 10^{-3} \cdot 50} = 56 \text{ ом} \quad (4.31)$$

и компенсирующую индуктивность

$$L = \tau R = 0,011 \cdot 10^{-6} \cdot 56 = 0,62 \cdot 10^{-6} \text{ гн.} \quad (4.66)$$

Вследствие того, что от предоконечного каскада требуется довольно большой ток $\Delta I_k = \Delta I_{bx} = 2,5 \text{ мА}$, выбираем $I_{k0} = 5 \text{ мА}$. Если взять сопротивление нагрузки $R_{21} = 1 \text{ ком}$ и токостабилизирующее эмиттерное сопротивление $R_{23} = 1 \text{ ком}$, то на коллектор триода будет подано напряжение

$$U_{k0} = E_k - I_{k0}(R_{21} + R_{23}) = 15 - 5 \cdot 10^{-3} (10^3 + 10^3) = 5 \text{ в.}$$

При этом возникает необходимость в пересчете коллекторной емкости к исходному рабочему напряжению

$$C_{6k}(U_{k0}) = \sqrt{\frac{u_{k1}}{U_{k0}}} C_{6k}(u_{k1}) = \sqrt{\frac{10}{5}} 10 = 14 \text{ пФ.} \quad (1.82)$$

Проверяем полосу пропускания второго каскада. Учитывая, что $R_0 = r_0$, и принимая во внимание влияние внутренней проводимости, получаем

$$F_{B1} = \frac{1}{2\pi(\tau + S_0 r_0^2 C_{6k})} = \frac{1}{2\pi(0,011 \cdot 10^{-6} + 0,14 \cdot 50^2 \cdot 14 \cdot 10^{-12})} = 10^7 \text{ гц.} \quad (2.70)$$

Зная величины сопротивления в коллекторной цепи предоконечного триода и постоянной времени τ_n , находим емкости разделительного конденсатора

$$\begin{aligned} C_{21} &= \tau_n \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{21}} \right) = 12,5 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1}{20 \cdot 10^3} + \frac{1}{10^3} \right) = \\ &= 13 \cdot 10^{-9} \text{ ф} \approx 0,015 \text{ мкф} \end{aligned} \quad (4.75)$$

и конденсатора низкочастотной коррекции

$$C_2 = \frac{\tau_n}{R} = \frac{12,5 \cdot 10^{-6}}{56} = 0,22 \cdot 10^{-6} \text{ ф} \approx 0,25 \text{ мкф. (4.76)}$$

Для первого каскада усилителя выбираем схему с постоянным коэффициентом обратной связи (рис. 2.24). Режим работы триода и величину сопротивления коллекторной нагрузки выбираем такими же, как и в предоконечном усилителе. Находим необходимую для обеспечения заданной полосы пропускания степень обратной связи

$$\gamma = \frac{2\pi F_{n1}\tau}{gr_{61}} = \frac{2\pi \cdot 7 \cdot 10^6 \cdot 0,011 \cdot 10^{-6}}{2 \cdot 10^{-3} \cdot 50} = 4,84. \quad (4.77)$$

Вследствие того что $\frac{1}{R_{11}}$ лишь немногим меньше входной проводимости триода g , в формулу (4.78) вместо проводимости g следует подставлять величину

$$\frac{1}{R_3} = \frac{1}{R_{11}} + g = \frac{1}{1000} + 2 \cdot 10^{-3} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{ом}}. \quad (2.28)$$

В результате указанной подстановки находим коэффициент обратной связи

$$\sigma_0 = (\gamma - 1) \frac{1}{S_0 R_3} = (4,84 - 1) \frac{3 \cdot 10^{-3}}{0,14} = 0,082 \quad (4.78)$$

и с его помощью рассчитываем элементы цепи обратной связи

$$\left. \begin{aligned} R' &= \frac{r_6}{\sigma_0} = \frac{50}{0,082} = 620 \text{ ом}, \\ R'' &= \frac{1 - gr_6}{\sigma_0 g} = \frac{1 - 2 \cdot 10^{-3} \cdot 50}{0,082 \cdot 2 \cdot 10^{-3}} = 5600 \text{ ом} \end{aligned} \right\} \quad (2.135)$$

и

$$C = \frac{\sigma_0 \tau}{r_6 (1 - gr_6)} = \frac{0,082 \cdot 0,011 \cdot 10^{-6}}{50 (1 - 2 \cdot 10^{-3} \cdot 50)} = 20 \text{ нф.}$$

Находим постоянную времени разделительной цепи

$$\tau_{\text{н}} = \frac{1}{2\pi F_{\text{н общ}} \gamma \sqrt{M_{\text{н1}}^2 - 1}} = \frac{1}{2\pi \cdot 1600 \cdot 4,84 \sqrt{1,06^2 - 1}} = 59 \cdot 10^{-6} \text{ сек} \quad (4.74)$$

и определяем емкость конденсатора

$$C_{11} = \tau_{\text{н}} \left(\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_{11}} \right) = 59 \cdot 10^{-6} \left(\frac{1}{20 \cdot 10^3} + \frac{1}{10^3} \right) = 68 \cdot 10^{-9} \text{ ф} \approx 0,1 \text{ мкф}. \quad (4.75)$$

Проверяем величину коэффициентов усиления предварительных каскадов

$$K_{01} = \frac{S_0 R_2}{\gamma} = \frac{0,14}{4,84 \cdot 3 \cdot 10^{-3}} = 10$$

и

$$K_{02 \text{ усл}} = S_0 r_b = 0,14 \cdot 50 = 7,$$

а также общее усиление рассчитанного усилителя

$$K_{0 \text{ общ}} = K_{01} K_{02 \text{ усл}} K_{0 \text{ вых усл}} = 10 \cdot 7 \cdot 38 = 2700 > 1000.$$

Расчет вспомогательных цепей производится точно так же, как и в усилителе звуковых частот. Поэтому он здесь не приводится.

Хотя расчет усилителя можно считать законченным, целесообразно разобрать вариант расчета каскада предварительного усилителя на получение ограниченного выброса. Пусть допустимая величина выброса составляет $\epsilon = 2\%$. Тогда с помощью соотношений (4.11) находим

$$\psi = \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{\epsilon} \right)^2 = \left(\frac{2}{\pi} \ln \frac{1}{0,02} \right)^2 = 6,2 \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\} \quad (4.11)$$

$$\mu = \frac{M^2}{4N} = \frac{\psi}{1 + \psi} = \frac{6,2}{1 + 6,2} = 0,86. \quad \left. \begin{array}{l} \\ \\ \end{array} \right\}$$

Вычисляем необходимую величину коэффициента

$$[a' = \frac{1}{2\pi F_{B_1} \tau} \sqrt{\frac{2}{(2\mu - 1)^2 + 1}} = \\ = \frac{1}{2\pi \cdot 7 \cdot 10^6 \cdot 0,011 \cdot 10^{-6}} \sqrt{\frac{2}{(2 \cdot 0,86 - 1)^2 + 1}} = 2,36 \quad (4.21)$$

и постоянную времени компенсирующей цепочки

$$\tau_L = \frac{1}{2\pi F_{B_1}} \cdot \frac{\sqrt{(2\mu - 1)^2 + 1}}{\sqrt{2}(2\mu - 1)} = \frac{1}{2\pi \cdot 7 \cdot 10^6} \times \\ \times \frac{\sqrt{(2 \cdot 0,86 - 1)^2 + 1}}{\sqrt{2}(2 \cdot 0,86 - 1)} = 0,0275 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (4.22)$$

Так как в данном случае необходимо учитывать влияние внутренней проводимости \dot{Y}_i , то с помощью выражения (4.70) определяем значение коэффициента

$$a = a' \frac{\tau}{\tau + S_0 r_0^2 C_{B_K}} = 2,36 \frac{0,011 \cdot 10^{-6}}{0,011 \cdot 10^{-6} + 0,14 \cdot 50^2 \cdot 20 \cdot 10^{-12}} = 1,8, \quad (4.70)$$

а затем находим величины сопротивлений

$$R_0 = ar_0 = 1,8 \cdot 50 = 90 \text{ ом}, \quad (4.64)$$

$$R = \frac{R_0}{1 - gR_0} = \frac{90}{1 - 2 \cdot 10^{-3} \cdot 90} = 110 \text{ ом} \quad (4.65)$$

и компенсирующей индуктивности

$$L = \tau_L R = 0,0275 \cdot 10^{-6} \cdot 110 = 3 \cdot 10^{-6} \text{ гн.} \quad (4.71)$$

Сравнивая постоянную времени компенсирующей цепи с постоянной времени триода τ , видим, что в рассматриваемом случае τ_L должна быть в 2,5 раза больше, чем τ , тогда как для получения простейшей частотной характеристики необходима $\tau_L = \tau$. Соответственно и коэффициент усиления при наличии выброса оказывается равным

$$K_{01} = S_0 R_0 = 0,14 \cdot 90 = 12,5,$$

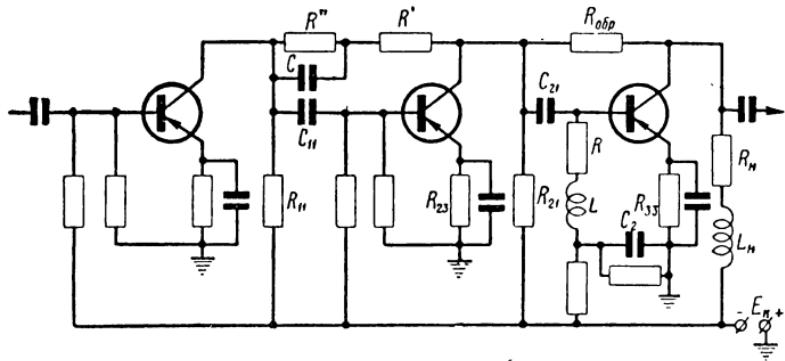


Рис. 4.6. Принципиальная схема рассчитанного видеоусилителя.

а при характеристики простейшей формы он составлял $K_{01}=10$. Таким образом, допуская наличие выброса на переходной характеристике, удается получить дополнительный выигрыш усиления.

Принципиальная схема рассчитанного усилителя показана на рис. 4.6.

ГЛАВА 5

УСИЛИТЕЛИ ВЫСОКОЙ И ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

5.1. УСИЛИТЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

Каскады с нагрузкой в виде одиночных или связанных контуров, настроенных на фиксированную частоту, находят применение в качестве усилителей промежуточной частоты супергетеродинных радиоприемников. Основными требованиями, предъявляемыми к ним, являются обеспечение заданных полосы пропускания, избирательности и усиления. Вследствие того что усиливаемые частоты обычно достаточно высоки и в отдельных случаях могут достигать десятков мегагерц, как правило, приходится применять высокочастотные (чаще всего дрейфовые) триоды. Так как с ростом рабочей частоты даваемое триодом усиление падает, нередко прибегают к межкаскадному согласованию, обеспечивающему получение максимального возможного усиления.

Одной из существенных особенностей транзисторных резонансных усилителей является чрезвычайно сильное шунтирование контура малыми входным и выходным сопротивлениями. Поэтому в усилителях на полупроводниковых триодах обычно оказывается гораздо проще получить широкую полосу пропускания, чем узкую. Чтобы обеспечить узкую полосу, высокую избирательность и ослабить влияние триодов на работу колебательного контура, приходится прибегать к значительному ослаблению связи контура со входом и выходом транзисторов.

Весьма характерным является также и то, что относительная расстройка контура входной и выходной

емкостями триода практически не зависит от величины связи с контуром. Последнее объясняется тем, что с увеличением связи рост вносимой расстройки сопровождается расширением полосы пропускания, и относительная величина расстройки сохраняется примерно постоянной.

Еще одним интересным свойством транзисторных резонансных усилителей является то, что в весьма широ-

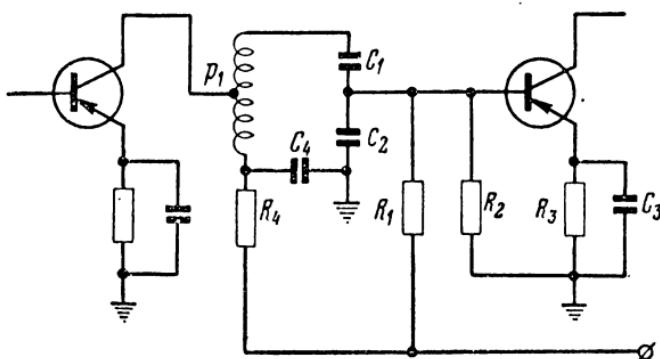


Рис. 5.1. Схема у. п. ч. с одиночным колебательным контуром.

ких пределах усиление мало зависит от полосы пропускания, что сильно упрощает предварительный расчет многокаскадных усилителей. Что же касается избирательности и формы резонансной кривой, то в узкополосных транзисторных усилителях они получаются в точности такими же, как и в ламповых. В широкополосных усилителях различие между ними обусловлено частотной зависимостью параметров триода.

Простейшим типом усилителей промежуточной частоты является усилитель с одиночными колебательными контурами, настроенными в резонанс. Принципиальная его схема показана на рис. 5.1. Здесь для ослабления шунтирования контура входным и выходным сопротивлениями триодов применено неполное включение в коллекторную и базовую цепи. Развязывающий фильтр R_4 , C_4 служит для устранения паразитной обратной связи через общие цепи питания. Коэффициенты включения контура выбираются, исходя из условий обеспечения заданной полосы пропу-

скания и выполнения межкаскадного согласования, что необходимо для получения максимального усиления.

Упрощенная эквивалентная схема усилителя с одиночными контурами показана на рис. 5.2. В рассматриваемой схеме со стороны коллектора применено автотрансформаторное включение с коэффициентом p_1 , а со стороны базы следующего триода — емкостной делитель. Последний легко позволяет получить очень слабую связь триода с контуром, необходимую для обеспе-

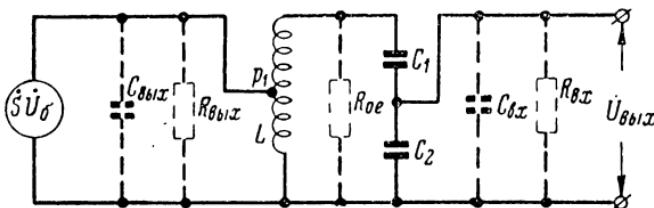


Рис. 5.2. Эквивалентная схема у. п. ч. с одиночным колебательным контуром.

чения узкой полосы пропускания и высокой избирательности. Входящие в состав эквивалентной схемы сопротивления $R_{вых}$, $R_{вх}$ и емкости $C_{вых}$, $C_{вх}$ определяются по активным и реактивным составляющим проводимостей триода \dot{Y}_i и \dot{Y} . Их значения на данной рабочей частоте могут быть вычислены по формулам (2.90) и (2.91).

Для обеспечения наивысшей избирательности эквивалентное затухание контура с учетом вносимых триодами потерь не должно превышать величины, определяемой заданной полосой пропускания. Необходимое затухание можно получить путем изменения в одном направлении коэффициентов включения обоих триодов. Максимальное же усиление достигается согласованием сопротивлений. Для того чтобы при выполнении согласования полоса пропускания оставалась неизменной, коэффициенты включения следует менять в противоположных направлениях.

Поскольку при осуществлении согласования выходное сопротивление первого и входное сопротивление второго триодов остаются практически неизменными, максимум усиления соответствует передаче наибольшей мощности на вход следующего каскада.

Для вывода условия согласования пересчитаем все

сопротивления потерь последовательно в колебательный контур.

Обозначим сопротивление собственных потерь контура r_k , а сопротивления, вносимые со стороны выхода и входа, соответственно r_1 и r_2 . Тогда вносимое со стороны выхода первого триода сопротивление можно записать в виде

$$r_1 = \frac{\rho^2 p_1^2}{R_{\text{вых}}}, \quad (5.1)$$

где

$$\rho = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C} \quad (5.2)$$

— характеристическое сопротивление контура, а ω_0 — резонансная частота.

Амплитуда тока в контуре при резонансе согласно схеме (рис. 5.2) после соответствующих преобразований записывается в виде

$$I_0 = \frac{p_1 S U_0}{\delta_0}, \quad (5.3)$$

в котором δ_0 — затухание с учетом вносимых потерь.

С ее помощью нетрудно найти мощность, передаваемую на вход следующего триода. Так как его входное сопротивление, пересчитанное последовательно в контур, обозначено r_2 , отдаваемая мощность оказывается равной

$$P = \frac{1}{2} I_0^2 r_2 = \frac{1}{2} \left(\frac{S U_0}{\delta_0} \right)^2 p_1^2 r_2. \quad (5.4)$$

Задачей проводимого анализа является определение условия получения максимального усиления при неизменной, и равной заданной, полосе пропускания. Последнее равносильно поддержанию постоянным эквивалентного затухания $\delta_0 = \text{const}$, а следовательно, и полного сопротивления потерь

$$r = r_k + r_1 + r_2 = \rho \delta_0. \quad (5.5)$$

Учитывая это обстоятельство, подставляя в (5.4) значение p_1^2 , найденное из (5.1), и r_1 , получаемое из (5.5), окончательно запишем

$$P = \frac{1}{2} \left(\frac{S U_0}{\delta_0} \right)^2 \frac{R_{\text{вых}}}{\rho^2} (r - r_k - r_2) r_2. \quad (5.6)$$

Здесь переменной произвольно выбираемой величиной является только вносимое сопротивление r_2 , которое зависит от соотношения емкостей делителя C_1, C_2 . Взяв производную от (5.6) по r_2 и приравняв ее нулю, получим условие передачи максимальной мощности, которое с учетом соотношения (5.5) приводится к

$$r_1 = r_2. \quad (5.7)$$

Последнее показывает, что максимальное усиление при постоянной полосе пропускания получается в случае равенства вносимых в контур сопротивлений. Это остается справедливым и для других схем усилителей.

Воспользовавшись соотношениями (5.5) и (5.7) найдем

$$\delta_0 = \frac{r_k}{\rho} + 2 \frac{p_1^2 \rho}{R_{\text{вых}}}, \quad (5.8)$$

откуда можно определить необходимую величину коэффициента включения

$$p_1 = \sqrt{\frac{(\delta_0 - \delta_k) R_{\text{вых}}}{2\rho}}, \quad (5.9)$$

причем

$$\delta_k = \frac{r_k}{\rho} \quad (5.10)$$

— собственное затухание контура без учета вносимых потерь.

Вносимое со стороны второго триода сопротивление r_2 (рис. 5.2) получается равным

$$r_2 = \frac{R_{\text{вх}}}{1 + [\omega(C_2 + C_{\text{вх}}) R_{\text{вх}}]^2}. \quad (5.11)$$

Решая (5.5) и (5.7) относительно r_2 и учитывая (5.11), после выполнения необходимых преобразований находим выражение для расчета согласующей емкости

$$C_2 + C_{\text{вх}} = \frac{1}{\omega_0 R_{\text{вх}}} \sqrt{\frac{2R_{\text{вх}}}{\rho(\delta_0 - \delta_k)}} - 1. \quad (5.12)$$

Остается вычислить максимальный коэффициент усиления при резонансе, который можно представить в следующем виде:

$$K_0 = \frac{U_{\text{вых макс}}}{U_0} = \frac{\sqrt{2P_{\text{макс}}R_{\text{вх}}}}{U_0}.$$

Если учесть, что

$$\begin{aligned} P_{\text{макс}} &= \frac{1}{2} \left(\frac{SU_0}{\delta_0} \right)^2 \frac{R_{\text{вых}}}{\rho^2} r_2^2 = \\ &= \frac{1}{8} \left(\frac{SU_0}{\delta_0} \right)^2 R_{\text{вых}} (\delta_0 - \delta_K)^2 \end{aligned}$$

и

$$S = \frac{S_0}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}},$$

то после подстановки значения $P_{\text{макс}}$ в выражение максимального усиления получим

$$K_0 = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \cdot \frac{\delta_0 - \delta_K}{\delta_0} = K_0 \text{ макс} \frac{\delta_0 - \delta_K}{\delta_0}. \quad (5.13)$$

Сравнение этого выражения с (2.93) показывает, что резонансное усиление одноконтурного усилителя (рис. 5.1) при согласовании отличается от максимального возможного в идеальном случае усиления лишь множителем

$$\frac{\delta_0 - \delta_K}{\delta_0}, \quad (5.14)$$

который учитывает потери в контуре, используемом в качестве согласующего устройства. Из выражения (5.14) видно, что по мере расширения полосы пропускания за счет увеличения связи с триодами усиление растет, стремясь к своему теоретическому пределу (2.39), так как расширению полосы соответствует увеличение эквивалентного затухания δ_0 . Падение усиления при очень узкой полосе объясняется тем, что для ее получения связь триодов с контуром должна быть очень слабой. При этом удельный вес потерь в контуре возрастает.

Подключение триодов к контуру, кроме изменения его затухания, вызывает некоторую расстройку, которая обусловлена влиянием входной и выходной емкостей (2.91). Обычно представляет интерес определить относительную вносимую расстройку контура, сравниваемую с его полосой пропускания.

Вносимая расстройка сама по себе не представляет серьезной опасности, так как она может быть учтена при расчете и изготовлении усилителя. Однако вследствие определенной нестабильности параметров полупроводниковых триодов во времени полностью скомпенсировать вносимую триодами расстройку практически не удается, поэтому при оценке вносимой расстройки важно учесть именно эту, неконтролируемую величину.

Пусть выходная емкость триода претерпевает произвольные изменения в пределах $\pm \Delta C_{\text{вых}}$. Тогда при коэффициенте включения со стороны коллектора p_1 полная емкость контура с учетом соотношения (5.9) будет меняться на величину

$$\Delta C' = p_1^2 \Delta C_{\text{вых}} = \frac{\delta_a - \delta_k}{2\rho} R_{\text{вых}} \Delta C_{\text{вых}}.$$

Чтобы найти емкость, вносимую со стороны базы следующего триода, необходимо прежде составить выражение полной емкости контура. Пересчитав все элементы схемы (рис. 5.2) к эквивалентному параллельному контуру, получим

$$C_{\text{пар}} = p_1^2 C_{\text{вых}} + C_1 \frac{1 + (\omega_0 R_{\text{вх}})^2 (C_2 + C_{\text{вх}}) (C_1 + C_2 + C_{\text{вх}})}{1 + [\omega_0 (C_1 + C_2 + C_{\text{вх}}) R_{\text{вх}}]^2}. \quad (5.15)$$

Так как емкость $C_{\text{пар}}$ сложным образом зависит от входных параметров $C_{\text{вх}}$ и $R_{\text{вх}}$, то для определения ее нестабильности при относительно небольших изменениях $\Delta C_{\text{вх}}$ и $\Delta R_{\text{вх}}$, которые можно считать происходящими независимо, удобно воспользоваться приближенным дифференциальным соотношением

$$\Delta C'' = \frac{\partial C_{\text{пар}}}{\partial C_{\text{вх}}} \Delta C_{\text{вх}} + \frac{\partial C_{\text{пар}}}{\partial R_{\text{вх}}} \Delta R_{\text{вх}}. \quad (5.16)$$

Проделав необходимые преобразования, окончательно получим

$$\Delta C'' = \left\{ \frac{\omega_0 C_1 R_{bx}}{1 + [\omega_0 (C_1 + C_2 + C_{bx}) R_{bx}]^2} \right\}^2 \times \\ \times \left\{ [\omega_0^2 R_{bx}^2 (C_1 + C_2 + C_{bx})^2 - 1] \Delta C_{bx} \pm \right. \\ \left. \pm 2 \frac{C_1 + C_2 + C_{bx}}{R_{bx}} \Delta R_{bx} \right\}.$$

Принимая во внимание, что $C_1 \ll C_2 + C_{bx}$, а также обычно имеющее место соотношение $\omega_0 (C_1 + C_2 + C_{bx}) R_{bx} \gg 1$, и воспользовавшись соотношением (5.12), можем записать

$$\Delta C = \Delta C' + \Delta C'' \approx \frac{1}{2} \frac{\delta_\vartheta - \delta_K}{\rho} \left[R_{вых} \Delta C_{вых} + R_{bx} \Delta C_{bx} + \right. \\ \left. + \frac{\Delta R_{bx}}{\omega_0 R_{bx}} \sqrt{\frac{2\rho(\delta_\vartheta - \delta_K)}{R_{bx}}} \right]. \quad (5.17)$$

Последнее слагаемое в (5.17) при неширокой полосе пропускания обычно значительно меньше первых. Кроме того, величина нестабильности параметров может быть оценена весьма приближенно, поэтому, не ухудшая существенно точности расчетов, его можно отбросить, получив для относительного изменения емкости контура следующее выражение:

$$\frac{\Delta C}{C} \approx \frac{1}{2} (\delta_\vartheta - \delta_K) \omega_0 (R_{вых} \Delta C_{вых} + R_{bx} \Delta C_{bx}).$$

Отсюда легко найти относительную расстройку

$$\frac{\Delta f}{f_0} \approx \frac{1}{2} \frac{\Delta C}{C} = \frac{1}{4} (\delta_\vartheta - \delta_K) \omega_0 (R_{вых} \Delta C_{вых} + R_{bx} \Delta C_{bx})$$

и сравнить ее с полосой пропускания, отсчитываемой на уровне 0,7. Практически считается вполне допустимой расстройка, не превышающая половины полосы пропускания; учитывая это, получаем неравенство

$$\frac{\Delta f}{2\Delta f_{0.7}} = \frac{1}{4} \frac{\delta_\vartheta - \delta_K}{\delta_\vartheta} \omega_0 (R_{вых} \Delta C_{вых} + R_{bx} \Delta C_{bx}) \leq \frac{1}{2}. \quad (5.18)$$

Рассматривая полученные выражения, нетрудно заметить, что относительная расстройка при заданной величине эквивалентного затухания δ_ϑ не зависит от связи контура с триодами, а определяется лишь значением затухания. Этот, на первый взгляд, странный результат объясняется тем, что для получения заданной полосы пропускания при различной величине связи необходимо соответствующим образом подбирать и характеристическое сопротивление контура r . Так как последнее связано с определенным изменением полной емкости контура, то и получается, что при соблюдении постоянства затухания относительная расстройка остается также неизменной.

Рассмотренная схема усилителя с одиночным колебательным контуром позволяет легко получить необходимые коэффициенты включения обоих триодов. Особенно удобным оказывается применение емкостного делителя со стороны входа, позволяющего получить очень слабую связь. Принципиально здесь можно применять и автотрансформаторную или трансформаторную связь, но в этом случае при малом коэффициенте включения из-за значительной индуктивности рассеяния происходит некоторая потеря усиления. При использовании индуктивностей с замкнутыми ферритовыми сердечниками хорошие результаты дают и эти два вида связи.

В качестве усилителей промежуточной частоты рекомендуется применять схемы со связанными контурами, так как они обеспечивают лучшую форму резонансной кривой и значительно более высокую избирательность. Принципиально в этих усилителях могут использоваться любые способы связи между колебательными контурами. Однако на практике чаще всего применяют индуктивную связь, потому что она позволяет максимально упростить конструкцию каскадов у. п. ч.

На рис. 5.3 показаны принципиальная и эквивалентная схемы одного из вариантов усилителя со связанными контурами. Здесь для обеспечения заданной полосы пропускания так же, как и в предыдущей схеме, применено автотрансформаторное включение коллекторной цепи триода в первичный контур, а вход следующего триода присоединен ко вторичному контуру с помощью емкостного делителя. Составляя для полученных связан-

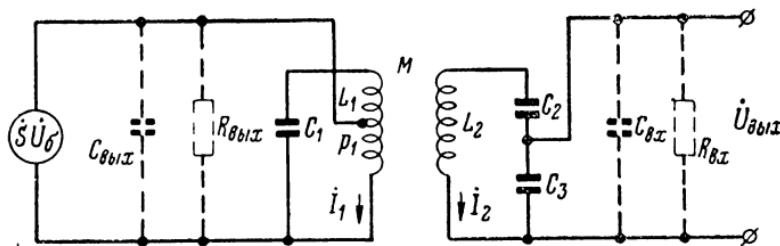
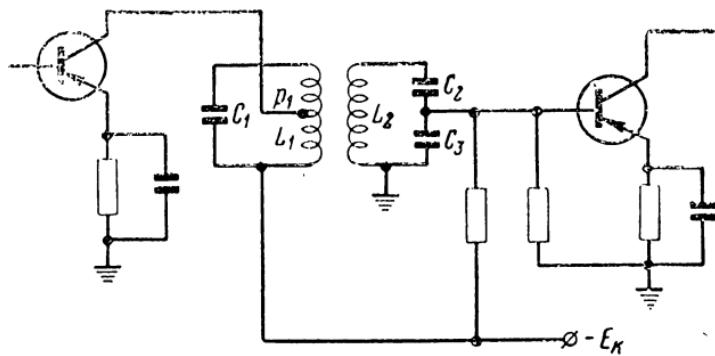


Рис. 5.3. Принципиальная и эквивалентная схемы усилителя промежуточной частоты со связанными контурами.

ных цепей (так же, как и для лампового усилителя) уравнения Кирхгофа

$$\left. \begin{aligned} \dot{Z}_1 i_1 + j\omega M i_2 &= j\omega L_1 p_1 \dot{S}U_6, \\ \dot{Z}_2 i_2 + j\omega M i_1 &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (5.19)$$

после введения обозначений

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\Delta f}{\delta f_0} &= x, \\ \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} &= k, \\ \frac{k}{\delta_0} &= \eta \end{aligned} \right\} \quad (5.20)$$

в имеющем наибольший практический интерес случае равенства резонансных частот $\omega_0 = \omega_1 = \omega_2 = \omega_0$ и затуханий

коинтупроводников $\delta_{\text{в1}} = \delta_{\text{в2}} = \delta_{\text{в}}$, после соответствующих преобразований получаем

$$K = \frac{\eta p_1 S_0 R_{\text{вх}}}{\delta_{\text{в}} \sqrt{1 + (\omega_0 C' R_{\text{вх}})^2} \sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2} \sqrt{(1 - x^2 + \eta^2) + 4x^2}} \cdot \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} \quad (5.21)$$

Необходимые для обеспечения заданной полосы пропускания и максимального усиления величины элементов связи определяются с помощью соотношений

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= \sqrt{\frac{R_{\text{вых}}}{\rho_1} (\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{к}})}, \\ C = C_{\text{в}} + C_{\text{вх}} &= \frac{1}{\omega_0 R_{\text{вх}}} \sqrt{\frac{R_{\text{вх}}}{\rho_2 (\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{к}})} - 1}. \end{aligned} \right\} \quad (5.22)$$

Произведя подстановку этих значений в (5.21) и учитывая, что

$$\frac{L_1}{L_2} = \frac{\rho_1}{\rho_2},$$

окончательно находим

$$K = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \frac{2\eta}{\sqrt{(1 - x^2 + \eta^2)^2 + 4x^2}} \frac{\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{к}}}{\delta_{\text{в}}}. \quad (5.23)$$

Нетрудно видеть, что резонансная кривая у полосового полупроводникового усилителя при относительно узкой полосе пропускания

$$y = \frac{K}{K_0} = \frac{1 + \eta^2}{\sqrt{(1 - x^2 + \eta^2)^2 + 4x^2}} \quad (5.24)$$

оказывается в точности такой же, как и у лампового, а коэффициент усиления на средней частоте полосы пропускания получается равным

$$K_0 = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \frac{\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{к}}}{\delta_{\text{к}}} \frac{2\eta}{1 + \eta^2}. \quad (5.25)$$

На основании этого, все вопросы, связанные с обеспечением требуемых полосы пропускания и избирательности, могут решаться теми же методами, что и для ламповых усилителей.

Известный практический интерес представляет рассмотрение частного случая, получаемого из общей схемы полосового усилителя (рис. 5.3). Обращаясь к выражениям (5.22), можно заметить, что необходимые величины элементов связи зависят от выбора характеристи-

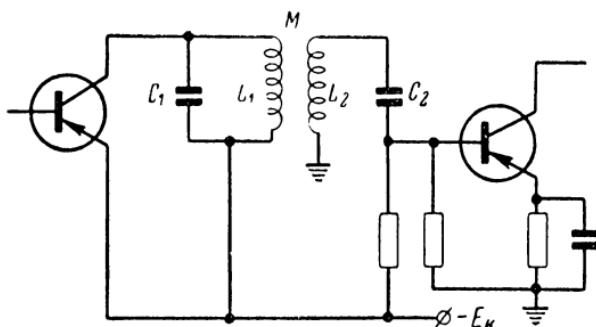


Рис. 5.4. Схема полосового усилителя с непосредственной связью контуров с триодами.

стических сопротивлений колебательных контуров. Если эти сопротивления выбрать так, чтобы коэффициент включения p_1 обратился в единицу, а согласующая емкость C_3 оказалась бы равной нулю, то схема усилителя примет вид, показанный на рис. 5.4. Соответствующие величины характеристических сопротивлений колебательных контуров, обеспечивающие заданную полосу и максимальное усиление, могут быть найдены из (5.22). Полагая $p_1=1$ и $C_3=0$, окончательно находим

$$\left. \begin{aligned} p_1 &= R_{\text{вых}} (\delta_0 - \delta_K) \\ p_2 &= \frac{R_{\text{вх}}}{(\delta_0 - \delta_K)[1 + (\omega_0 C_{\text{вх}} R_{\text{вх}})^2]} \end{aligned} \right\} \quad (5.26)$$

и

Форма резонансной кривой и величина коэффициента усиления схемы (рис. 5.4) определяются выражениями (5.24) и (5.25).

В резонансных и полосовых усилителях можно также использовать включение триода по схеме с общей базой. Однако в этом случае вследствие малого входного сопротивления триода усиление получается меньшим.

Приципиальная схема одноконтурного усилителя с триодом, включенным по схеме с общей базой, показана на рис. 5.5. Пренебрегая действием внутренней обратной связи, входную и выходную проводимости триодов в пределах полосы пропускания можно считать постоянными и равными

$$\dot{Y}_{\text{вых}} \approx \dot{Y}_i \text{ и } \dot{Y}_{\text{вх}} \approx \dot{S} + \dot{Y}.$$

Раскладывая их на активные и реактивные составляющие, получаем

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{вх об}} &= r_6 \frac{1 + (\omega\tau)^2}{(S_0 + g)r_6 + (\omega\tau)^2} \\ C_{\text{вх об}} &= \frac{\tau}{r_6} \frac{1 - (S_0 + g)r_6}{1 + (\omega\tau)^2}, \end{aligned} \right\} \quad (5.27)$$

и

причем входная емкость схемы с общей базой оказывается отрицательной. Значения выходных сопротивления и емкости вследствие малости полного сопротивле-

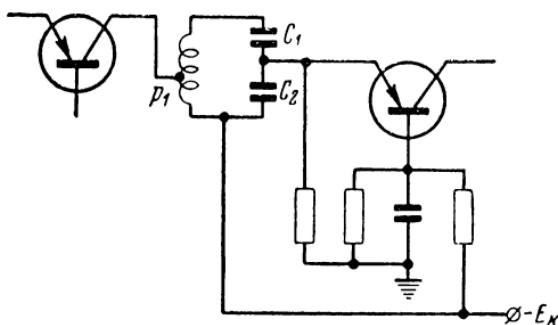


Рис. 5.5. Схема одноконтурного усилителя, включенного по схеме с общей базой.

ния в цепи эмиттера остаются практически такими же, как и у схемы с общим эмиттером. Вычислив величины входных и выходных сопротивлений и емкостей, для дальнейших расчетов можно использовать выведенные выше формулы, так как эквивалентная схема (рис. 5.2) остается справедливой и в этом случае.

5.2. УСИЛИТЕЛИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

К усилителям высокой частоты относятся избирательные усилители, допускающие перестройку рабочей частоты в пределах заданного диапазона. Подавляющее большинство этих усилителей выполняется одноконтурными, причем настройка колебательного контура на частоту сигнала может осуществляться переменной

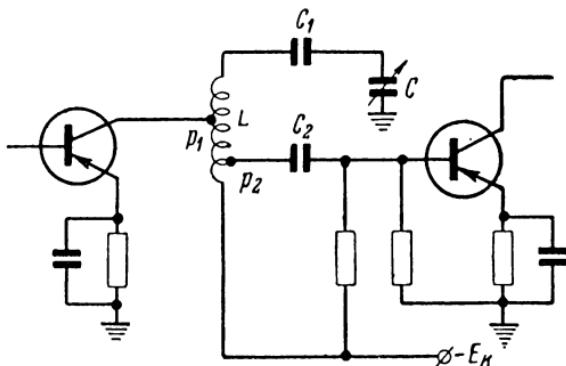


Рис. 5.6. Схема усилителя высокой частоты с двойным автотрансформаторным включением контура.

емкостью либо индуктивностью. Однако в последнем случае получается слишком большая неравномерность усиления по диапазону. Эти усилители в основном включаются по схеме с общим эмиттером, хотя в ряде случаев может использоваться и включение по схеме с общей базой.

Одним из распространенных вариантов схемы усилителя высокой частоты является схема с двойным автотрансформаторным включением триодов, показанная на рис. 5.6. Усиление и избирательность этого усилителя зависят от величины связи колебательного контура с коллекторной цепью триода и со входом следующего каскада. Эквивалентное затухание, определяющее полосу пропускания, может быть вычислено с помощью выражения

$$\delta_a = \delta_k + p_1^2 \frac{\rho}{R_{\text{вых}}} + p_2^2 \frac{\rho}{R_{\text{вх}}}, \quad (5.28)$$

а коэффициент усиления в общем случае выражается в виде

$$K_0 = S \frac{\rho}{\delta_0} p_1 p_2 = \frac{S \rho p_1 p_2}{\delta_0 + p_1^2 \frac{\rho}{R_{\text{вых}}} + p_2^2 \frac{\rho}{R_{\text{вх}}}}. \quad (5.29)$$

Коэффициенты включения p_1 и p_2 целесообразно выбирать с учетом того, чтобы на наименьшей частоте рабочего диапазона обеспечивались заданная полоса пропускания и возможно более высокая избирательность. Если же полоса оказывается шире, чем нужно, затухание следует брать минимальным, но таким, чтобы потери усиления из-за ослабления связи получались не слишком большими. Следовательно, в любом случае целесообразно брать минимальное допустимое эквивалентное затухание. Таким образом, при выборе оптимальных коэффициентов включения задача сводится к определению условия получения максимального усиления при неизменной величине затухания δ_0 . Решая (5.28) относительно p_1 или p_2 и подставляя полученное значение в (5.29), можно определить условие максимума коэффициента усиления

$$\frac{p_1^2}{R_{\text{вых}}} = \frac{p_2^2}{R_{\text{вх}}}, \quad (5.30)$$

которое, как и для у. п. ч., состоит в равенстве вносимых в контур сопротивлений.

Так как усиление, даваемое полупроводниковым триодом, убывает с ростом рабочей частоты, согласования целесообразно добиваться на высшей частоте каждого поддиапазона. Обозначив индексом ' величины на высшей частоте данного поддиапазона и воспользовавшись соотношениями (5.28) и (5.30), с учетом сказанного получим

$$\frac{p_1}{p_2} = \sqrt{\frac{R'_{\text{вых}}}{R'_{\text{вх}}}} \quad \left. \right\} \quad (5.31)$$

и

$$p_1 = \sqrt{\frac{\delta_0 - \delta_0}{\frac{\rho}{R_{\text{вых}}} \left(1 + \frac{R_{\text{вых}}}{R'_{\text{вых}}} \cdot \frac{R'_{\text{вх}}}{R_{\text{вх}}} \right)}}. \quad \left. \right\} \quad (5.31)$$

Расчет выполняется для низшей частоты, если $\delta_a = \frac{2\Delta f_{0,1}}{f_0}$ определяется условием получения заданной полосы, и для высшей, если максимальное допустимое значение δ_a определяется требованием обеспечения заданной избирательности.

Вводя обозначение

$$\omega_0 L \left(\frac{p_1^2}{R_{вых}} + \frac{p_2^2}{R_{вх}} \right) = \omega_0 \tau_1 \delta_k \quad (5.32)$$

и подставляя в (5.28) и (5.29) оптимальные величины коэффициентов включения, окончательно находим

$$\delta_a = \delta_k (1 + \omega_0 \tau_1) \quad (5.33)$$

и

$$K_0 = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{вх} R_{вых}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \cdot \frac{\omega_0 \tau_1}{1 + \omega_0 \tau_1}. \quad (5.34)$$

Анализ последних выражений показывает, что у. в. ч. с двойным автотрансформаторным включением триодов, при согласовании на высшей рабочей частоте обеспечивает достаточно равномерное усиление по диапазону. Эквивалентное затухание контура увеличивается с ростом частоты, что приводит к значительному ухудшению избирательности на высоких частотах. При использовании формул (5.33) и (5.34) для расчета зависимостей δ_a и K_0 в диапазоне частот необходимо помнить, что частота входит в них еще и в скрытом виде, так как от нее зависят входное и выходное сопротивления триода.

Другим распространенным вариантом схемы полупроводникового у. в. ч. является схема с трансформаторной связью контура с коллекторной цепью триода, показанная на рис. 5.7. Если собственная частота контура, образованного катушкой связи и выходной емкостью, значительно превышает рабочие частоты усилителя, то введением обозначения

$$\frac{M}{L_2} = p_1 \quad (5.35)$$

ее анализ сводится к рассмотренному выше случаю.

Применение трансформаторной связи со входом сле-

дующего триода целесообразно лишь в случае использования катушек индуктивности с замкнутыми ферритовыми сердечниками. При несоблюдении этого условия

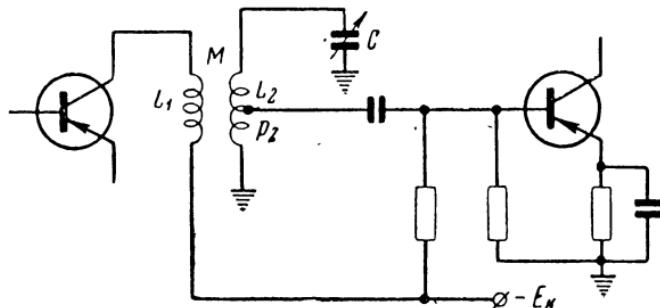


Рис. 5.7. Схема у. в. ч. с трансформаторной связью.

вследствие заметной индуктивности рассеяния и малой величины входного сопротивления триода получается значительная потеря усиления.

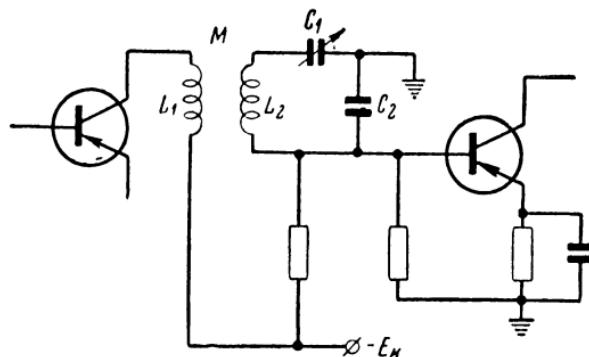


Рис. 5.8. Схема у. в. ч. с трансформаторно-емкостной связью.

Гораздо меньшие изменения полосы пропускания по диапазону обеспечивает схема усилителя с трансформаторно-емкостной связью, показанная на рис. 5.8. Используя обозначение (5.35), а также зависимости (5.1) и (5.11), последовательное активное сопротивление контура можно представить в следующем виде:

$$r = r_k + \frac{p_1^2 \rho^2}{R_{bx}} + \frac{R_{bx}}{1 + [\omega(C_2 + C_{bx})R_{bx}]^2}$$

и найти эквивалентное затухание

$$\delta_0 = \delta_k + p_1^2 \frac{\rho}{R_{bx}} + \frac{R_{bx}}{\rho} \frac{1}{1 + [\omega(C_2 + C_{bx})R_{bx}]^2}. \quad (5.36)$$

Составив выражение для тока в контуре при резонансе и определив напряжение, поступающее на вход следующего триода, найдем коэффициент усиления

$$K_0 = \frac{p_1 S}{\delta_0} \frac{R_{bx}}{1 + [\omega(C_2 + C_{bx})R_{bx}]^2}. \quad (5.37)$$

Для того чтобы уменьшить неравномерность усиления, целесообразно согласование выполнить на высшей частоте каждого поддиапазона, в то время как заданную полосу следует обеспечить на минимальной частоте. Строгое решение данной задачи весьма затруднительно. Поэтому приближенно считая, что затухание на высшей частоте остается таким же, как и на низшей, элементы связи рассчитывают для высшей частоты с помощью (5.9) и (5.12). Затем проверяют затухание (5.36) на низшей частоте, и, в случае необходимости, пропорционально изменяют коэффициент включения p_1 и согласующую емкость $C_2 + C_{bx}$ (для увеличения затухания емкость $C_2 + C_{bx}$ следует уменьшить, а коэффициент включения p_1 взять большим).

Существенным недостатком рассмотренной схемы является большая неравномерность усиления по диапазону.

Отличительной особенностью полупроводниковых усилителей высокой и промежуточной частоты является заметное влияние внутренней обратной связи через коллекторную емкость C_{bk} и проводимость g_{bk} . Это приводит к значительному искажению формы резонансных кривых усилителей, а в отдельных случаях и к нарушению устойчивой работы.

Для устранения указанных явлений в полупроводниковых резонансных и полосовых усилителях часто применяют различные схемы нейтрализации. Наиболее распространеными среди них являются мостиковые схемы.

При анализе усилителей с нейтрализацией необходимо иметь в виду, что внутренняя обратная связь ока-

зывает влияние на выходную проводимость триода, даже при короткозамкнутом входе. Последнее объясняется наличием распределенного сопротивления базы, которое остается включенным между эмиттером и базой при закорачивании внешних входных зажимов.

Наличие сопротивления r_b и конечного сопротивления внешних цепей на входе \dot{Z}_c сильно затрудняет осу-

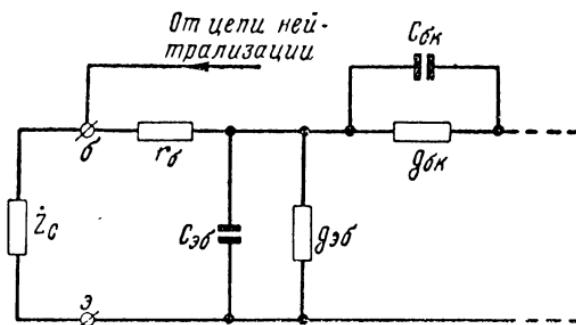


Рис. 5.9. Эквивалентная схема подачи напряжения нейтрализации при включении триода с общим эмиттером.

ществление полной нейтрализации внутренней обратной связи. Это объясняется тем, что согласно эквивалентной схеме (рис. 5.9) точки приложения напряжений обратной связи и нейтрализации оказываются различными и разделенными сопротивлением r_b . Практически довольно легко удается скомпенсировать только действие внутренней обратной связи, которое вызывает протекание тока во внешнюю цепь базы через r_b . Для этого достаточно на вход триода подать с его выхода ток, равный по амплитуде и противоположный по фазе току, поступающему через проводимость обратной связи $\dot{Y}_{обр}$. Тогда суммарный ток обратной связи во внешних элементах входной цепи каскада будет равным нулю, и, следовательно, взаимное влияние входных и выходных цепей триода полностью устраняется. Нескомпенсированной остается только внутренняя обратная связь, существующая в режиме короткого замыкания внешних выводов и определяемая коллекторной емкостью $C_{бк}$ и сопротивлением базы r_b . Ее воздействие на выходную проводимость триода учтено при выводе аналитических выражений y -параметров и согласно (1.77) и (1.78) сво-

дится к появлению составляющих внутренней проводимости

$$(g_{\delta K} + j\omega C_{\delta K}) \dot{S} r_{\delta}.$$

Упрощенная эквивалентная схема нейтрализации обратной связи через проводимость $\dot{Y}_{обр}$ показана на рис. 5.10. Идеальный трансформатор с коэффициентом

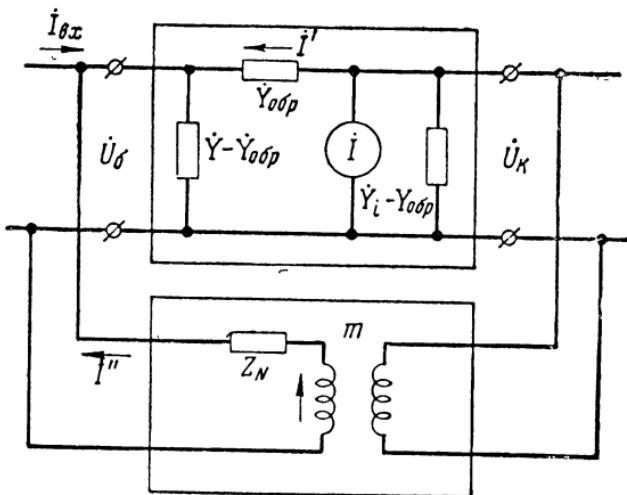


Рис. 5.10. Эквивалентная схема нейтрализации обратной связи через проводимость $\dot{Y}_{обр}$.

трансформации m служит для поворота фазы в цепи нейтрализации на 180° , необходимого для выполнения условия компенсации тока через проводимость $\dot{Y}_{обр}$. Согласно этой схеме ток \dot{I}' через $\dot{Y}_{обр}$ получается равным

$$\dot{I}' = (\dot{U}_K - \dot{U}_\delta) \dot{Y}_{обр},$$

а ток в цепи нейтрализации

$$\dot{I}'' = (m \dot{U}_K - \dot{U}_\delta) \frac{1}{Z_N}.$$

Результирующий же ток обратной связи, поступающий на вход, будет равен их сумме

$$I_{обр} = \dot{I}' + \dot{I}'' = \dot{U}_K \left(\dot{Y}_{обр} + \frac{m}{Z_N} \right) - \dot{U}_\delta \left(\dot{Y}_{обр} + \frac{1}{Z_N} \right). \quad (5.38)$$

Нетрудно видеть, что условием отсутствия обратной связи является равенство нулю сомножителя при члене с \dot{U}_k

$$\dot{Y}_{\text{обр}} + \frac{m}{Z_N} = 0, \quad (5.39)$$

откуда следует, что коэффициент трансформации должен удовлетворять условию $m < 0$, т. е. трансформатор должен переворачивать фазу на 180° . При выполнении равенства (5.39) общий входной ток триода

$$I_{\text{вх}} = \dot{U}_b (\dot{Y} - \dot{Y}_{\text{обр}}) - (I' + I'') = \dot{U}_b \left(\dot{Y} + \frac{1}{Z_N} \right) \quad (5.40)$$

не будет зависеть от коллекторного напряжения, что и свидетельствует о нейтрализации внутренней обратной связи.

Однако будет прямое прохождение сигнала со входа на выход, что подтверждается присутствием слагаемого, содержащего Z_N .

Из (5.39) легко определить необходимое нейтродинирующее сопротивление Z_N . При использовании трансформатора, близкого к идеальному, проводимость цепи

Рис. 5.11. Структурная схема сопротивления нейтрализации Z_N .

нейтрализации должна иметь такую же структуру, как и проводимость обратной связи $\dot{Y}_{\text{обр}}$. Соответствующая ей схема показана на рис. 5.11. Подставляя в (5.39) значение $\dot{Y}_{\text{обр}}$ и определяя Z_N (рис. 5.11), получаем

$$\frac{1}{R_2} + \frac{j\omega C_1}{1 + j\omega C_1 R_1} = \frac{1}{|m|} \frac{g_{\text{обр}} + j\omega C_{\text{бк}}}{1 + j\omega\tau},$$

откуда

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= \frac{|m|\tau}{C_{\text{бк}} - \tau g_{\text{обр}}} \approx |m| \frac{\tau}{C_{\text{бк}}}, \\ R_2 &= \frac{|m|}{g_{\text{обр}}}, \\ C_1 &= \frac{1}{|m|} (C_{\text{бк}} - g_{\text{обр}}\tau) \approx \frac{C_{\text{бк}}}{|m|}, \end{aligned} \right\} \quad (5.41)$$

причем $|m|$ представляет абсолютное значение коэффициента трансформации.

Практическая схема каскада усиления высокой частоты с мостиковой нейтрализацией изображена на рис. 5.12. Изменение фазы напряжения в цепи нейтра-

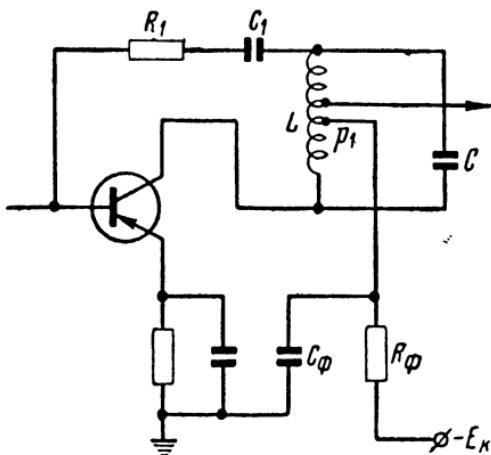


Рис. 5.12. Схема у.в.ч. с мостиковой нейтрализацией.

лизации здесь достигается за счет подключения коллектора и цепочки R_1, C_1 к противоположным концам контура, отвод от части катушки которого соединен с массой. Так как сопротивление R_2 обычно получается очень большим, его можно не ставить. Тогда, цепочка нейтрализации будет состоять только из сопротивления R_1 и емкости C_1 , определяемых соотношениями (5.41). Коэффициент трансформации, необходимый для расчета указанных элементов (рис. 5.12) оказывается равным

$$|m| = \frac{1 - p_1}{p_1}. \quad (5.42)$$

Необходимо особо отметить, что хорошее качество нейтрализации получается только при точной противофазности напряжений в плечах моста, поэтому в некоторых проводимых в литературе схемах нейтрализации, в которых используется трансформаторная связь и напряжение нейтрализации снимается со вторичной цепи, не обеспечивается качественное нейтродинирование.

Учитывая сказанное, при составлении различных вариантов схем нейтрализации необходимо обеспечивать жесткую связь коллекторного и нейтрализующего напряжений по амплитуде и по фазе.

5.3. РАСЧЕТ УСИЛИТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ И ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

Предварительный расчет полупроводниковых усилителей высокой и промежуточной частоты аналогичен предварительному расчету ламповых усилителей. Так как форма резонансных кривых в обоих случаях одинакова, расчет всех видов избирательности и выбор промежуточной частоты приемников на полупроводниковых триодах и лампах производится одинаковыми методами. В частности удобно пользоваться методикой, изложенной в [11] или [4]. Следует только помнить, что вследствие шунтирования колебательных контуров входным и выходным сопротивлениями триодов эквивалентное затухание δ_a оказывается заметно большим собственного затухания δ_k , поэтому в усилителях с относительно узкой полосой пропускания необходимо принимать эквивалентное затухание

$$\delta_a \geq (1,5 \div 2) \delta_k. \quad (5.43)$$

При выборе меньшей величины δ_a связь контура с триодами получится настолько слабой, что приведет к значительному снижению усиления.

Неустранимая нестабильность параметров полупроводниковых триодов в ряде случаев требует ограничения и максимальной величины эквивалентного затухания. Если считать допустимой неконтролируемуюстройку контура не более чем на половину полосы пропускания

$$\frac{\Delta f}{f_0} \leq \frac{1}{2} \frac{2\Delta f_{0.7}}{f_0} = \frac{1}{2} \delta_a, \quad (5.44)$$

то согласно (5.18) получим

$$\delta_a \leq \frac{\delta_k}{1 - \frac{\omega_0 (\Delta C_{вых} R_{вых} + \Delta C_{вх} R_{вх})}{2}}. \quad (5.45)$$

В том же случае, когда знаменатель (5.45) обращается в нуль или становится отрицательным, вносимая неконтролируемая расстройка при любой связи с триодами не превышает половины полосы, и, следовательно, эквивалентное затухание может выбираться любым.

После определения необходимого числа колебательных контуров и каскадов, обеспечивающих требуемую избирательность, следует проверить общее усиление. Коэффициент усиления каждого каскада вычисляется соответственно по формулам (5.13), (5.25) или (5.34). При этом, общее усиление должно быть взято с некоторым запасом, необходимым для компенсации потерь усиления за счет неточности согласования и настройки, а также и ряда других причин. Если общее усиление оказывается недостаточным, то число каскадов должно быть соответственно увеличено.

При выборе для усилителя типа транзисторов необходимо соблюдение условия, чтобы их предельная частота усиления (2.95), по крайней мере, в несколько раз превышала наивысшую частоту рабочего диапазона. В противном случае, усиление может оказаться меньшим единицы. Вообще, для грубых прикидок в случае работы на частотах, близких к предельным, можно пользоваться формулой

$$K_0 \approx \frac{F_{\text{пред}}}{f_0}. \quad (5.46)$$

Выбор схемы усилителя производится в соответствии с требованиями, предъявляемыми к избирательности, постоянству полосы пропускания или усиления по диапазону, аналогично тому, как это делается в ламповых усилителях.

В случае невысоких требований к избирательности у. п. ч. можно применять усилитель с одиночными контурами (рис. 5.1). Задаваясь для него конструктивно приемлемой величиной характеристического сопротивления контура ρ или, что то же самое, его емкостью либо индуктивностью, рассчитывают коэффициент включения p_1 (5.9) и согласующую емкость C_2 (5.12). Вычислив индуктивность

$$L = \frac{\rho}{\omega_0} \quad (5.47)$$

и полную емкость контура

$$C = \frac{1}{\omega_0 p}, \quad (5.48)$$

можно затем с некоторым приближением из (5.15) определить и емкость конденсатора

$$C_1 \approx \frac{(C - p_1^2 C_{вых})(C_2 + C_{вх})}{(C_2 + C_{вх}) - (C - p_1^2 C_{вых})}. \quad (5.49)$$

В усилителях с высокой избирательностью целесообразно применять схемы со связанными контурами (рис. 5.3 и 5.4). Их расчет производится соответственно по формулам (5.22), (5.24) и (5.26). Элементы колебательных контуров рассчитываются аналогично предыдущему с той лишь разницей, что емкость конденсатора C_1 определяется по формуле

$$C_1 = \frac{1}{\omega_0 p_1} - p_1^2 C_{вых}, \quad (5.50)$$

а конденсатор C_2 рассчитывается с помощью формулы, подобной (5.49)

$$C_2 = \frac{C(C_3 + C_{вх})}{C_3 + C_{вх} - C}. \quad (5.51)$$

Усилители высокой частоты в большинстве случаев выполняются с плавной настройкой и обеспечивают перекрытие заданного диапазона частот. Для упрощения их конструкции и налаживания, как правило, применяются одноконтурные схемы. В зависимости от того, что важнее обеспечить постоянство усиления или полосы пропускания, применяют индуктивную или емкостную связь с триодами (рис. 5.6 или 5.8).

Если усилитель выполнен с двойной автотрансформаторной связью, то расчет целесообразно производить так, чтобы обеспечивалось постоянство усиления по всему диапазону. Для этого, определив допустимую величину эквивалентного затухания δ_ϑ на высшей рабочей частоте (исходя из обеспечения требуемой избирательности), из (5.33) вычисляют постоянную времени связи

$$\tau_1 = \frac{\delta_\vartheta - \delta_K}{\omega_0 \delta_K} \quad (5.52)$$

в высокочастотном поддиапазоне. Выравнивание усиления между различными поддиапазонами достигается путем подбора постоянных времени связи так, чтобы на верхней частоте каждого поддиапазона выполнялись равенства

$$\frac{\omega_{01}(\tau_1)_1 \sqrt{R_{вх1} R_{вых1}}}{\sqrt{1 + (\omega_{01}\tau)^2} [1 + \omega_{01}(\tau_1)_1]} = \\ = \frac{\omega_{02}(\tau_1)_2 \sqrt{R_{вх2} R_{вых2}}}{\sqrt{1 + (\omega_{02}\tau)^2} [1 + \omega_{02}(\tau_1)_2]} = \dots \quad (5.53)$$

После этого необходимо проверить, обеспечивается ли требуемая полоса пропускания по всему диапазону. Если последняя где-либо окажется уже, то следует или отказаться от выполнения равенства (5.53), или произвести шунтирование контура активным сопротивлением. В первом случае нужное затухание получается за счет соответствующего увеличения связи с триодами, во втором — за счет увеличения δ_k . Величины коэффициентов включения p_1 и p_2 определяются с помощью выражений (5.31).

5.4. ПРИМЕРЫ РАСЧЕТА УСИЛИТЕЛЕЙ ВЫСОКОЙ И ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

1. Рассчитать у. п. ч. вещательного радиоприемника с промежуточной частотой $f_0=465 \text{ кгц}$.

Учитывая, что к вещательным приемникам предъявляется требование обеспечения высокой избирательности, останавливаем выбор на схеме двухконтурного у. п. ч. (рис. 5.3). В результате проведения предварительного расчета выбираем критическую степень связи между контурами $\eta=1$ и находим необходимое эквивалентное затухание $\delta_0=0,015$.

Подходящим для использования в рассчитываемом усилителе является дрейфовый триод типа П1401 с предельной частотой усиления $F_{\text{пред}}=30 \text{ Мгц}$. Его параметры при $i_k=5 \text{ мА}$ и $u_k=10 \text{ в}$ имеют следующие величины: $S_0=140 \text{ мА/в}$, $g=2,5 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$, $\frac{1}{R_i}=50 \text{ мкмо}$, $\tau=0,07 \text{ миксек}$, $r_b=100 \text{ ом}$, $C_{бк}=15 \text{ пФ}$.

Для выполнения расчета необходимо прежде всего вычислить сопротивления и емкости триода. Предварительно определив часто встречающуюся величину

$$1 + (\omega_0 \tau)^2 = 1 + (2\pi \cdot 465 \cdot 10^{-3} \cdot 0,07 \cdot 10^{-6})^2 = 1,04 \approx 1,$$

находим

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{вх}} &= r_6 \frac{1 + (\omega_0 \tau)^2}{g r_6 + (\omega_0 \tau)^2} = \\ &= 100 \frac{1}{2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 100 + (2\pi \cdot 465 \cdot 10^{-3} \cdot 0,07 \cdot 10^{-6})^2} = 345 \text{ ом,} \\ \frac{1}{R_{\text{вых}}} &= \frac{1}{R_i} + \frac{\omega_0^2 \tau S_0 r_6 C_{\text{бк}}}{1 + (\omega_0 \tau)^2} = \\ &= 50 \cdot 10^{-6} + \frac{(2\pi \cdot 465 \cdot 10^3)^2 \cdot 0,07 \cdot 10^{-6} \cdot 0,14 \cdot 100 \cdot 15 \cdot 10^{-12}}{1} = \\ &= 175 \cdot 10^{-6} \text{ } 1/\text{ом} \end{aligned} \right\} \quad (2.90)$$

$$R_{\text{вых}} = 5700 \text{ ом}$$

и

$$\left. \begin{aligned} C_{\text{вх}} &= \frac{\tau}{r_6} = \frac{1 - g r_6}{1 + (\omega_0 \tau)} = \frac{0,07 \cdot 10^{-6}}{100} \frac{1 - 2,5 \cdot 10^{-3} \cdot 100}{1} = \\ &= 525 \text{ пФ,} \\ C_{\text{вых}} &= C_{\text{бк}} \left[1 + \frac{S_0 r_6}{1 + (\omega_0 \tau)^2} \right] = 15 \left[1 + \frac{0,14 \cdot 100}{1} \right] = \\ &= 225 \text{ пФ.} \end{aligned} \right\} \quad (2.91)$$

Задаемся емкостью колебательных контуров $C = 1000 \text{ пФ}$ и конструктивно приемлемой величиной их собственного затухания $\delta_{\text{к}} = 0,008$. Далее вычисляем характеристические сопротивления контуров

$$\rho_1 = \rho_2 = \frac{1}{\omega_0 C} = \frac{1}{2\pi \cdot 465 \cdot 10^3 \cdot 10^{-9}} = 343 \text{ ом,}$$

величину коэффициента включения

$$p_1 = \sqrt{\frac{R_{\text{вых}}}{\rho_1} (\delta_{\text{в}} - \delta_{\text{к}})} = \sqrt{\frac{5700}{343} (0,015 - 0,008)} = 0,34 \quad (5.22)$$

и согласующей ёмкости

$$C_3 = \frac{1}{\omega_0 R_{bx}} \sqrt{\frac{R_{bx}}{\rho_2(\delta_3 - \delta_k)} - 1} - C_{bx} = \\ = \frac{1}{2\pi \cdot 465 \cdot 10^3 \cdot 345} \sqrt{\frac{345}{343(0,015 - 0,008)} - 1} - \\ - 525 \cdot 10^{-12} \approx 10^{-8} \text{ ф.} \quad (5.22)$$

Полагая, что неконтролируемая нестабильность параметров триода в рабочем режиме может составлять примерно $\pm 20\%$, проверяем выполнение условия допустимой расстройки контуров. Учитывая, что каждый из связанных контуров шунтируется только одним триодом, по аналогии с (5.45) получаем

$$\delta_{a1} \leq \frac{\delta_k}{1 - \frac{2}{\omega_0 \Delta C_{bvx} R_{bvx}}} = \frac{\delta_k}{1 - \frac{2}{0,2\omega_0 C_{bvx} R_{bvx}}} = \\ = \frac{0,008}{1 - \frac{2}{0,2 \cdot 2\pi \cdot 465 \cdot 10^3 \cdot 225 \cdot 10^{-12} \cdot 5700}} = \frac{0,008}{1 - 2,66} < 0$$

и

$$\delta_{a2} \leq \frac{\delta_k}{1 - \frac{2}{\omega_0 \Delta C_{bx} R_{bx}}} = \frac{\delta_k}{1 - \frac{2}{0,2\omega_0 C_{bx} R_{bx}}} = \\ = \frac{0,008}{1 - \frac{2}{0,2 \cdot 2\pi \cdot 465 \cdot 10^3 \cdot 525 \cdot 10^{-12} \cdot 345}} = \frac{0,008}{1 - 18,8} < 0.$$

Так как в обоих случаях знаменатели имеют отрицательную величину, расстройка не превысит допустимого значения при любом эквивалентном затухании. Иначе говоря, при любой величине связи с триодами расстройка всегда будет меньше половины полосы пропускания.

Остается рассчитать емкости контурных конденсаторов

$$C_1 = C - p_1^2 C_{\text{вых}} = 1000 - 0,34^2 \cdot 225 \approx 1000 \text{ пФ} \quad (5.50)$$

и

$$C_2 = \frac{C(C_3 + C_{\text{вх}})}{C_3 + C_{\text{вх}} - C} = \frac{1000(10^4 + 525)}{10000 + 525 - 1000} = 1100 \text{ пФ}, \quad (5.51)$$

а также определить величину коэффициента усиления

$$\begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0^2)^2}} \frac{2\eta}{1 + \eta^2} \frac{\delta_a - \delta_k}{\delta_3} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{0,14 \sqrt{345 \cdot 5700}}{\sqrt{1}} \frac{2 \cdot 1}{1 + 1^2} \frac{0,015 - 0,008}{0,015} = 46. \quad (5.25) \end{aligned}$$

Проделанный расчет показывает, что при выполнении согласования полупроводниковый каскад у. п. ч., нагруженный даже на малое входное сопротивление следующего триода, обеспечивает достаточно большое усиление.

2. Рассчитать каскад у. п. ч. телевизионного приемника с промежуточной частотой $f_0 = 30 \text{ МГц}$.

Учитывая, что к телевизионным приемникам требования высокой избирательности не предъявляются, выбираем схему одноконтурного усилителя (рис. 5.1). Из предварительного расчета, выполняемого обычным методом, находим необходимую величину эквивалентного затухания $\delta_3 = 0,2$.

Так как промежуточная частота является довольно высокой, для усилителя выбираем высокочастотный дрейфовый триод типа П410, параметры которого при $i_k = 5 \text{ мА}$ и $u_k = 5 \text{ в}$ имеют следующие величины: $S_0 = 0,13 \text{ а/в}$, $g = 3 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$, $\frac{1}{R_i} = 100 \text{ мкмо}$, $\tau = 0,007 \text{ мксек}$, $r_b = 70 \text{ ом}$, $C_{бк} = 3 \text{ пФ}$.

Так же, как и в предыдущем примере, определяем сопротивления и емкости триода, которые на рабочей частоте оказываются равными $R_{\text{вх}} = 98 \text{ ом}$, $R_{\text{вых}} = 385 \text{ ом}$, $C_{\text{вх}} = 29 \text{ пФ}$ и $C_{\text{вых}} = 13 \text{ пФ}$. Для упрощения конструкции усилителя целесообразно характеристическое сопротивление контура выбрать таким, чтобы нужное затухание $\delta_a = 0,2$ получалось при непосредственном включении

контура в коллекторную цепь, т. с. при $p_1=1$. Принимая во внимание сказанное и взяв конструктивно легко выполнимое затухание $\delta_k=0,01$, из выражения (5.9) получим

$$\rho = \frac{R_{\text{вых}}}{2} (\delta_a - \delta_k) = \frac{385}{2} (0,2 - 0,01) = 36,8 \text{ ом},$$

откуда

$$C = \frac{1}{\omega_0 \rho} = \frac{1}{2\pi \cdot 30 \cdot 10^6 \cdot 36,8} = 148 \cdot 10^{-12} \text{ ф} = 148 \text{ пф}$$

и

$$L = \frac{\rho}{\omega_0} = \frac{36,8}{2\pi \cdot 30 \cdot 10^6} = 0,195 \cdot 10^{-6} \text{ гн.}$$

Рассчитываем согласующую емкость

$$\begin{aligned} C_2 &= \frac{1}{\omega_0 R_{\text{вых}}} \sqrt{\frac{2R_{\text{вых}}}{\rho(\delta_a - \delta_k)}} - 1 - C_{\text{вых}} = \\ &= \frac{1}{2\pi \cdot 30 \cdot 10^6 \cdot 98} \sqrt{\frac{2,98}{36,8(0,2 - 0,01)}} - 1 - 29 \cdot 10^{-12} = \\ &= 252 \cdot 10^{-12} \text{ ф} \approx 240 \text{ пф} \end{aligned} \quad (5.47)$$

и емкость конденсатора контура

$$C_1 = \frac{(C - C_{\text{вых}})(C_2 + C_{\text{вых}})}{(C_2 + C_{\text{вых}}) - (C - C_{\text{вых}})} = \frac{(148 - 13)(240 + 29)}{(240 + 29) - (148 - 13)} = 270 \text{ пф}. \quad (5.49)$$

Наконец, определяем коэффициент усиления

$$\begin{aligned} K_0 &= \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вых}} R_{\text{вых}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \tau)^2}} \frac{\delta_a - \delta_k}{\delta_a} = \\ &= \frac{1}{2} \frac{0,13 \sqrt{98 \cdot 385}}{\sqrt{1 + (2\pi \cdot 30 \cdot 10^6 \cdot 0,007 \cdot 10^{-6})^2}} \frac{0,2 - 0,01}{0,2} = 7,2, \end{aligned} \quad (5.13)$$

который несмотря на высокую рабочую частоту и широкую полосу пропускания получается достаточно большим. Одновременно следует заметить, что при широкой полосе пропускания к. п. д. контура, работающего в качестве согласующего устройства, возрастает

$$\frac{\delta_a - \delta_k}{\delta_a} = \frac{0,2 - 0,01}{0,2} = 0,95.$$

Кроме того, в полупроводниковых усилителях вследствие малых входного и выходного сопротивлений имеются большие возможности расширения полосы пропускания без уменьшения усиления. Так, в рассматриваемом примере только за счет уменьшения емкости контура до минимальной ($C=32 \text{ пФ}$), обеспечивающей согласование, можно получить затухание $\delta_0=0,9$.

Производя проверку стабильности настройки контура с помощью (5.45), убеждаемся, что она сохраняется вплоть до 100% изменений емкостей триодов.

3. Рассчитать у. в. ч. вещательного радиоприемника, работающего на коротковолновом поддиапазоне с граничными частотами $f_{\min}=6 \text{ МГц}$ и $f_{\max}=13 \text{ МГц}$. Настройка контура осуществляется переменным конденсатором с максимальной емкостью $C_{\max}=450 \text{ пФ}$.

Для использования в рассчитываемом усилителе подходящим является высокочастотный дрейфовый триод типа П403, параметры которого при $i_k=5 \text{ мА}$ и $u_k=10$ в равны: $S_0=140 \text{ мА/в}$, $g=1,5 \cdot 10^{-3} \text{ 1/ом}$, $\frac{1}{R_i}=50 \text{ мкмо}$, $\tau=0,011 \text{ мксек}$, $r_b=50 \text{ ом}$, $C_{bk}=10 \text{ пФ}$.

Для обеспечения более равномерного усиления по диапазону выбираем схему с двойным автотрансформаторным включением контура (рис. 5.6). Из предварительного расчета известно, что эквивалентное затухание не должно превышать величины $\delta_0=0,015$.

Определяем сопротивления и емкости триода на высшей и низшей частотах рабочего диапазона $R_{bxv}=100 \text{ ом}$, $R_{bxn}=240 \text{ ом}$, $R_{vыхv}=345 \text{ ом}$, $R_{vыхn}=1000 \text{ ом}$, $C_{bxv}=112 \text{ пФ}$, $C_{vыхv}=49 \text{ пФ}$.

Так как эквивалентное затухание не должно превышать заданную величину, расчет необходимо проводить на высшей рабочей частоте. Принимая конструктивно легко выполнимое значение собственного затухания $\delta_k=0,01$, вычисляем постоянную времени связи

$$\tau_1 = \frac{\delta_0 - \delta_k}{\omega_0 \delta_k} = \frac{0,015 - 0,01}{2\pi \cdot 13 \cdot 10^6 \cdot 0,01} = 0,0061 \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \quad (5.52)$$

Пренебрегая вносимой в контур расстройкой, находим его индуктивность

$$L = \frac{1}{\omega_{0\min}^2 C_{\max}} = \frac{1}{(2\pi \cdot 6 \cdot 10^6)^2 \cdot 450 \cdot 10^{-12}} = 1,56 \cdot 10^{-6} \text{ гн.}$$

Рассчитываем коэффициент включения, преобразовав выражения (5.31) для использования их на высшей рабочей частоте

$$p_1 = \sqrt{\frac{R_{\text{вых в}} (\delta_0 - \delta_K)}{2\omega_0 L}} = \sqrt{\frac{345 (0,015 - 0,01)}{2 \cdot 2\pi \cdot 13 \cdot 10^6 \cdot 1,56 \cdot 10^{-6}}} = 0,082$$

и

$$p_2 = p_1 \sqrt{\frac{R_{\text{вх в}}}{R_{\text{вых в}}}} = 0,082 \sqrt{\frac{100}{345}} = 0,044.$$

Проверяем величину вносимой в контур ёмкости

$$C_{\text{ви}} = p_1^2 C_{\text{вых}} + p_2^2 C_{\text{вх}} = 0,082^2 \cdot 49 + \\ + 0,044^2 \cdot 112 = 0,55 \text{ n}\phi,$$

которая оказывается достаточно малой и действительно может не учитываться.

Заканчивая расчет, определяем усиление на крайних частотах

$$K_{\text{об}} = \frac{1}{2} \frac{S_0 \sqrt{R_{\text{вх в}} R_{\text{вых в}}}}{\sqrt{1 + (\omega_0 \text{макс} \tau_1)^2}} \frac{\omega_0 \text{макс} \tau_1}{1 + \omega_0 \text{макс} \tau_1} = \\ = \frac{1}{2} \frac{0,14 \sqrt{100 \cdot 345}}{\sqrt{1 + (2\pi \cdot 13 \cdot 10^6 \cdot 0,011 \cdot 10^{-6})^2}} \times \\ \times \frac{2\pi \cdot 13 \cdot 10^6 \cdot 0,0061 \cdot 10^{-6}}{1 + 2\pi \cdot 13 \cdot 10^6 \cdot 0,0061 \cdot 10^{-6}} = 3,2 \quad (5.34)$$

и

$$K_{\text{он}} = \frac{1}{2} \frac{0,14 \sqrt{240 \cdot 1000}}{\sqrt{1 + (2\pi \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot 0,011 \cdot 10^{-6})^2}} \times \\ \times \frac{2\pi \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot 0,0061 \cdot 10^{-6}}{1 + 2\pi \cdot 6 \cdot 10^6 \cdot 0,0061 \cdot 10^{-6}} = 6.$$

Хотя усиление и получилось небольшим, что обусловлено необходимостью обеспечить малое эквивалентное затухание, его неравномерность по диапазону невелика и составляет менее двух, тогда как максимальное возможное усиление в тех же частотных пределах меняется более чем в три раза ($K_{\text{0 макс в}} = 9,6$ и $K_{\text{0 макс н}} = 32$).

ГЛАВА 6.

ХАРАКТЕРИСТИКИ И ПАРАМЕТРЫ ТРАНЗИСТОРА В ГЕНЕРАТОРНОМ РЕЖИМЕ

6.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

В гл. 6—11 изложены вопросы теории и методы инженерного расчета генераторов синусоидальных колебаний. В таких генераторах коллекторной нагрузкой является колебательный контур, обладающий добротностью в несколько десятков единиц. Высокие фильтрующие свойства колебательного контура позволяют получить на его зажимах напряжение практически синусоидальной формы, даже если через контур протекает коллекторный ток в виде импульсов, поэтому в автогенераторах и генераторах с внешним возбуждением напряжение на коллекторе имеет почти синусоидальную форму. Напряжение на базу в этих генераторах подается с части колебательного контура через орган связи с малым внутренним сопротивлением. Поэтому можно считать, что напряжение возбуждения, приложенное к зажимам база — эмиттер, имеет также практически синусоидальную форму.

Малое внутреннее сопротивление органа связи позволяет передавать с небольшими потерями мощность, необходимую для возбуждения транзистора, из колебательного контура в цепь база — эмиттер.

Малое внутреннее сопротивление источника возбуждающих колебаний при нелинейном режиме работы транзистора в совокупности предопределяют несинусоидальность формы входного тока. Кроме того, форма этого тока сильно зависит от частоты; поэтому при анализе генераторного режима целесообразно выбрать в каче-

стве аргумента не входной ток транзистора, а синусоидальное напряжение на зажимах база — эмиттер. Падение напряжения на распределенном сопротивлении базы вследствие несинусоидальности базового тока приведет к искажению формы напряжения на эмиттерном $p-n$ переходе. Однако, как будет показано ниже, напряжение высших гармоник на этом переходе можно в первом приближении не учитывать, причем погрешность в определении максимального напряжения не будет превышать 10—15% (максимальным напряжением на эмиттерном $p-n$ переходе определяется высота импульсов тока эмиттера и коллектора).

Синусоидальная форма переменного напряжения на коллекторе и базе позволяет эффективно использовать квазилинейный метод в анализе энергетических показателей транзисторного генератора.

При исследовании частотных свойств транзистора необходимо найти зависимость от частоты отношения комплексных амплитуд токов коллектора и эмиттера. Также необходимо найти частотную зависимость отношения комплексных амплитуд напряжений на эмиттерном $p-n$ переходе и внешних зажимах цепи база — эмиттер. В совокупности эти исследования позволяют дать полную оценку частотным свойствам транзистора. При работе транзистора в генераторном режиме такое разделение исследования на два этапа позволяет получить относительно простые окончательные выражения и представить результаты в виде графиков, удобных для осуществления инженерных расчетов.

6.2. ПРЕДПОСЫЛКИ К АНАЛИЗУ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРА В ГЕНЕРАТОРНОМ РЕЖИМЕ

Анализ работы транзистора ведется в предположении постоянства температуры $p-n$ переходов. Влияние изменения температуры на работу транзистора рассматривается в гл. 9. Ниже приводится обоснование выбора параметров транзистора, используемых при анализе и расчете энергетических показателей в генераторном режиме.

а) В дальнейших исследованиях транзистора используются вольтамперные статические характеристики. Эти характеристики должны быть сняты при условии под-

держания постоянства температуры *p-n* переходов (см. гл. 18).

При работе транзистора в генераторном режиме характерно большое использование его по току. Эту особенность можно пояснить так. Известно, что разработчиком для каждого типа транзистора указывается максимальное значение тока эмиттера или коллектора, которое не рекомендуется превышать при проектировании аппаратуры и ее эксплуатации. При выборе типа транзистора для проектируемого генератора руководствуются тем, чтобы высота импульсов тока эмиттера была соизмерима с максимальным током (обычно оставляют запас, определяющийся условиями эксплуатации аппаратуры, в первую очередь напряжением на переходах, температурой и средней мощностью рассеивания на электродах).

При большом использовании транзистора по току вольтамперные характеристики $i_\Theta = \varphi(u_b)$ и $i_{\Theta\pi} = \varphi(u_{\Theta\pi})$ при $u_k = \text{const}$ (где i_Θ — ток эмиттера, u_b , $u_{\Theta\pi}$ и u_k — напряжения на базе, на эмиттерном переходе и коллекторе) предлагается аппроксимировать отрезками прямых. Соответственно отрезками прямых аппроксимируется вольтамперная характеристика $i_\Theta = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$.

При кусочно-линейной аппроксимации крутизна статической характеристики

$$S_\Theta = \frac{di_\Theta}{du_b} \quad \text{при } u_k = \text{const} \quad (6.1)$$

и

$$S_{\Theta\pi} = \frac{di_{\Theta\pi}}{du_{\Theta\pi}} \quad \text{при } u_k = \text{const} \quad (6.2)$$

остается постоянной и подчиняется условию

$$S_\Theta, S_{\Theta\pi} > 0 \quad \text{при } i_\Theta > 0 \quad (6.3)$$

и

$$S_\Theta, S_{\Theta\pi} = 0 \quad \text{при } i_\Theta = 0. \quad (6.4)$$

В дальнейшем всюду не учитываются токи запертых *p-n* переходов. При большом использовании транзистора по току это не дает заметной погрешности. Следует также напомнить, что во внешних цепях генераторов синусоидальных колебаний сопротивление постоянному

току всегда невелико (сопротивление катушек, дросселей), поэтому эти токи незначительно влияют на исходный режим. Также предполагается, что напряжение на коллекторе u_k слабо влияет на токи эмиттера и коллектора. Это допущение удовлетворительно выполняется при напряжении на коллекторе $u_{k\min} > 1 \div 2 \text{ в}$, что позволяет применять разработанную методику расчета только в недонапряженном и критическом режимах.

В расчетах используются статические характеристики $i_e = \varphi(u_b)$ и $i_k = \varphi(u_k)$. Они необходимы для определения токов, если известны напряжения на электродах транзистора. Известно, что этими статическими характеристиками можно непосредственно пользоваться только на относительно низких частотах.

В изложенном ниже анализе для определения тока эмиттера на высоких частотах используются статические характеристики $i_e = \varphi(u_{ep})$. Поскольку такие характеристики экспериментально получить нельзя, они используются только в промежуточных выкладках при разработке методики энергетического расчета транзисторного генератора на высоких частотах.

Допущение, что ток эмиттера на постоянном токе и на высоких частотах может быть определен с помощью статической характеристики $i_e = \varphi(u_{ep})$, вызывает некоторую погрешность. Анализ показывает, что у диффузионных (сплавных) транзисторов фактический ток на предельной рабочей частоте превышает найденный по характеристике примерно на 20%, а у дрейфовых — на 10%. В инженерных расчетах можно считать, что получается некоторый запас по высоте импульса тока эмиттера.

В практических расчетах пользоваться характеристикой $i_e = \varphi(u_{ep})$ нет необходимости. Вместо характеристики $i_e = \varphi(u_{ep})$ следует пользоваться характеристикой $i_e = \varphi(u_b)$, экспериментальное получение которой не представляет трудностей. Для транзисторов с $\alpha > 0,95$ вполне можно воспользоваться характеристикой $i_k = \varphi(u_b)$, поскольку разница между токами эмиттера и коллектора не превышает 5%.

Чтобы не было недоразумений, следует сразу же разъяснить, что использование статических характеристик $i_e = \varphi(u_b)$ и $i_k = \varphi(u_b)$ вместо $i_e = \varphi(u_{ep})$ для проверки тока, соответствующего полученным из расчета па-

прожжениям, не имеет связи с упомянутой выше проблемой инерционности носителей тока в транзисторе. В данном случае используется определенное соответствие характеристики $i_3 = \varphi(u_{3n})$ с характеристиками $i_3 = \varphi(u_b)$ и $i_3 = \varphi(u_{3p})$, полученными экспериментальным путем на постоянном токе или на столь низких частотах, когда инерционность совершенно не оказывается.

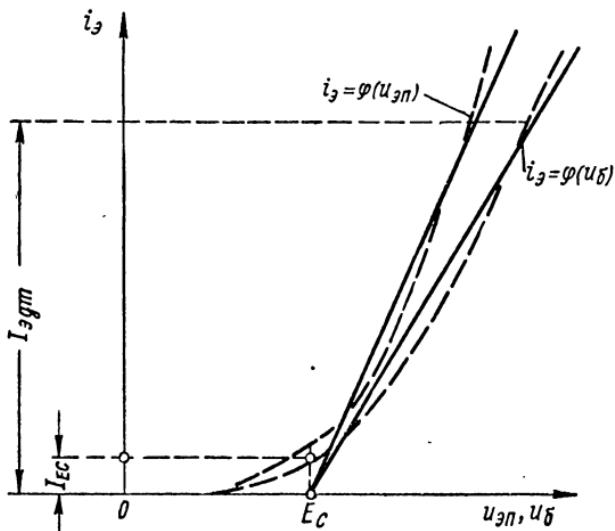


Рис. 6.1. Статические характеристики $i_3 = \varphi(u_{3n})$ и $i_3 = \varphi(u_b)$ при $u_k = \text{const}$.

Для изучения соответствия между характеристиками $i_3 = \varphi(u_{3n})$ и $i_3 = \varphi(u_b)$ при $u_k = \text{const}$ обратимся к рис. 6.1.

Характеристики запертого транзистора совпадают с осью абсцисс, поскольку мы пренебрегаем током основных носителей. Аппроксимация характеристики отрезком прямой осуществляется с таким расчетом, чтобы получилось наилучшее совпадение с реальной кривой на участке от максимально допустимого значения тока эмиттера I_{3dt} до некоторого минимального значения, которое целесообразно взять на один порядок меньшим (т. е. $I_{Ec} \approx 0,1 I_{3dt}$).

Значительное несовпадение отрезка прямой с нижним изгибом реальной характеристики (при $i_3 < I_{Ec}$) не следует принимать во внимание, ввиду малого влияния на составляющие токи эмиттера при гармоническом анализе. Начало спрямленной характеристики на оси

абсцисс (рис. 6.1) определяется вертикалью, опущенной из точки пересечения реальной характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_b)$, с горизонтальной прямой, проведенной на уровне $I_{Ec} = 0,1 I_{\text{эдт}}$. Отрезок от начала координат до точки E_c определяет напряжение сдвига начала спрямленной статической характеристики или просто напряжение сдвига (обозначается E_c).

Напряжение сдвига у характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_{\text{эп}})$ получается обычно настолько близким по величине к E_c , что при инженерных расчетах нет необходимости вводить другое значение напряжения.

Соотношение между крутизной спрямленных характеристик $i_\vartheta = \varphi(u_b)$ и $i_\vartheta = \varphi(u_{\text{эп}})$ легко найти из выражения (6.2), если воспользоваться соотношением

$$u_{\text{эп}} = u_b - r_b i_\vartheta (1 - \alpha), \quad (6.5)$$

где $i_\vartheta (1 - \alpha) = i_b$ — ток базы;

$\alpha = \frac{I_k}{I_\vartheta}$ — коэффициент усиления транзистора по постоянному току;

r_b — распределенное сопротивление базы, откуда следует, что

$$S_{\text{эп}} = \frac{S_\vartheta}{1 - r_b S_\vartheta (1 - \alpha)}. \quad (6.6)$$

Полученное соотношение совместно с равенством напряжений сдвига у спрямленных характеристик $i_\vartheta = \varphi(u_b)$ и $i_\vartheta = \varphi(u_{\text{эп}})$ позволяют в дальнейшем не строить и не спрямлять характеристику $i_\vartheta = \varphi(u_{\text{эп}})$ для каждого типа транзистора, поскольку в справочниках имеются характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_b)$ при $u_k = \text{const}$. Если в справочниках эти характеристики отсутствуют, но приведены зависимости $i_b = \varphi(u_b)$ и $i_\vartheta = \varphi(i_b)$, то с их помощью легко построить нужные нам характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_b)$ и $i_\vartheta = \varphi(u_{\text{эп}})$; в последнем случае используется выражение (6.5).

В анализе и расчетах генераторов широко используются вольтамперные статические характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$. Их так же, как и характеристики $i_\vartheta = \varphi(u_b)$, необходимо аппроксимировать отрезками прямых. На рис. 6.2 приведен пример аппроксимации. Наклонная прямая, выходящая из начала координат и

проходящая по изломам характеристики, построенных для различных значений напряжения на базе, носит название линии критического (пограничного) режима. Крутизна линии критического режима определяется как $S_k = \frac{di_3}{du_k}$ при $u_b = \text{const}$. Каждому значению напряжения на базе u_b соответствуют известные величины тока эмиттера $I_{e\max}$ и напряжения на коллекторе $u_{k\min}$ (см.

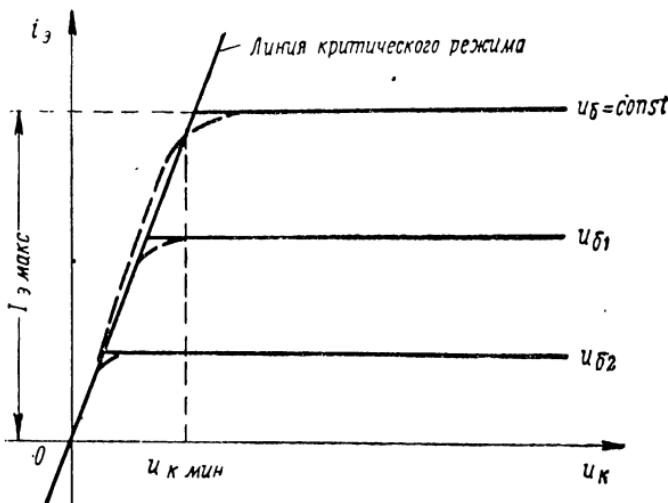


Рис. 6.2. Статические характеристики $i_3 = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$.

рис. 6.2), определяющие координаты точки излома характеристики $i_3 = \varphi(u_k)$.

При $u_k > u_{k\min}$ ток эмиттера слабо зависит от коллекторного напряжения, и такой режим работы называется недонапряженным.

При $u_k < u_{k\min}$ ток эмиттера определяется только напряжением на коллекторе (при напряжении на базе, равном или большем указанного на характеристике, для которой определялось напряжение $u_{k\min}$). Такой режим работы называется перенапряженным; название режима сохраняется даже при условии, если при переменном напряжении на коллекторе достигается $u_k < u_{k\min}$ хотя бы в течение малой части периода колебаний. Для транзисторов с большим коэффициентом усиления по постоянному току ($\alpha \gtrsim 0,95$) вместо характеристик $i_3 = \varphi(u_k)$ можно пользоваться характеристиками $i_k = \varphi(u_k)$, поскольку это не вызовет большой ошибки. Ха-

рактеристики выходят из начала координат, как указано на рис. 6.2, только в пренебрежении токами основных носителей и при условии, что напряжение U_K изменяется между эмиттером и коллектором *.

б) Ток коллектора в статическом режиме связан с током эмиттера коэффициентом усиления по току $\frac{I_{K0}}{I_{E0}} = \alpha$. Коэффициент усиления меняется при изменении тока эмиттера и температуры.

Известно, что в интервале средних значений тока эмиттера и при не слишком больших положительных температурах коэффициент α можно считать величиной практически постоянной [2].

Ниже будет показано, что постоянные составляющие периодической последовательности импульсов токов эмиттера I_{E0} и коллектора I_{K0} связаны таким же простым соотношением

$$\frac{I_{K0}}{I_{E0}} = \alpha, \quad (6.7)$$

как в статическом режиме.

Действительно, коэффициент усиления по постоянному току транзистора определяется произведением [2]

$$\alpha = \beta \gamma \alpha^*, \quad (6.8)$$

где $\beta = \frac{J_K}{J_E}$ — коэффициент переноса по току основных носителей;

$\gamma = \frac{J_E}{J_{Ec}}$ — эффективность эмиттерного перехода;

$\alpha^* = \frac{J_{Kc}}{J_K}$ — коэффициент коллекторного умножения;

J_E, J_K — плотности тока основных носителей через эмиттерный и коллекторный переходы;

J_{Ec}, J_{Kc} — плотность суммарных токов эмиттера и коллектора (с учетом основных и неосновных носителей).

* Более строгие условия расположения статической характеристики в области начала координат здесь не рассматриваются.

После подстановки в (6.8) токов, входящих в выражения для сомножителей, получаем

$$\alpha = \frac{J_{\text{кc}}}{J_{\text{зc}}}. \quad (6.9)$$

В статическом режиме плотность суммарных токов эмиттера и коллектора определяется плотностью токов основных и неосновных носителей.

Выше было сделано пренебрежение токами неосновных носителей, поэтому в статическом режиме (на постоянном токе)

$$\alpha = \frac{J_{\text{k}}}{J_{\text{z}}} = \beta, \quad (6.10)$$

т. е. коэффициент усиления по току равен коэффициенту переноса.

С целью определения коэффициента переноса необходимо найти выражения для плотности тока основных носителей через эмиттерный и коллекторный *p-n* переходы. Будем считать, что транзистор имеет плоскую конструкцию. Расположив ось *x* перпендикулярно плоскости переходов, установим, что координате *x=0* соответствует эмиттерная граница базы, а *x=w* — коллекторная. Для определенности последующие выражения будут составлены для транзистора типа *p-n-p*.

Обозначим

$$\Delta p = p - p_0, \quad (6.11)$$

где *p* — концентрация дырок в базе, в плоском слое с координатой *x*;

p₀ — концентрация дырок в этом же слое в отсутствии эмиттерного тока.

При достаточно высоком напряжении на коллекторе, обеспечивающем недонапряженный или критический режим, концентрация дырок на коллекторной границе базы принимается равной нулю (*p_{x=w}=0*; *p_{0x=w}=0* и *Δp_{x=w}=0*).

Тогда уравнение для концентрации дырок в базе будет иметь вид [1]:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(-D_p \frac{\partial \Delta p}{\partial x} + E \mu_p \Delta p \right) + \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = -\frac{\Delta p}{\tau_{\text{ж}}}, \quad (6.12)$$

где $\tau_{\text{ж}}$ — время жизни дырок в базе;

μ_p — подвижность дырок в базе;

E — напряженность поля, нормальной плоскости переходов, заданного распределением примесей в базе;

D_p — коэффициент диффузии дырок.

Выражение (6.12) является разностью двух следующих:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_p \frac{\partial p}{\partial x} + E \mu_p p \right) + \frac{\partial p}{\partial t} &= -\frac{p - p_t}{\tau_{\text{ж}}} \\ \frac{\partial}{\partial x} \left(-D_p \frac{\partial p_0}{\partial x} + E \mu_p p_0 \right) &= -\frac{p_0 - p_t}{\tau_{\text{ж}}} \end{aligned} \right\} \quad (6.13)$$

и

где p_t — термодинамическая равновесная концентрация дырок.

Уравнение (6.12) является линейным при условии независимости коэффициентов D_p , E и μ_p от концентрации дырок в базе.

Уравнение (6.12) линейно относительно Δp лишь при условии, что E задано распределением примеси в базе. Очевидно, что это справедливо лишь при достаточно малых уровнях концентрации дырок [1]. Принятое нами граничное условие $\Delta p_{x=w}=0$ можно считать независимым от $p_x=0$. Следовательно, при не слишком большой концентрации неосновных носителей в базе уравнение (6.12) получается линейным.

В этом случае для плотности тока J в любом сечении базы плоскостью, параллельной плоскости $p-n$ переходов, можно написать

$$\begin{aligned} J &= q \left(-D_p \frac{d \Delta p}{dx} + E \mu_p \Delta p \right) = \\ &= \sum_{i=1}^n C_i q \left(-D_p \frac{d \Delta p_i^*}{dx} + E \mu_p \Delta p_i \right) \end{aligned} \quad (6.14)$$

или

$$J = \sum_{i=1}^n C_i J_i, \quad (6.15)$$

где C_i — произвольная постоянная;

q — заряд дырки;

Δp_i — i -я гармоника величины Δp .

Для каждой из гармоник Δp_i справедливо уравнение (6.12) с граничным условием

$$\Delta p_{i_{x=w}} = 0. \quad (6.16)$$

Тогда, выполнив сечение базы в точках $x=0$ (у эмиттера) и $x=w$ (у коллектора), можно написать

$$J_{\text{э}} = \sum_{i=1}^n C_i J_{\text{э}i} \quad (6.17)$$

и

$$J_{\text{к}} = \sum_{i=1}^n C_i J_{\text{к}i}. \quad (6.18)$$

Отношение плотностей токов коллектора и эмиттера для одной и той же n' -й составляющей (при любом значении n) будет коэффициентом переноса по току для данной составляющей

$$\beta_n = \frac{C_n J_{\text{к}n}}{C_n J_{\text{э}n}} = \frac{J_{\text{к}n}}{J_{\text{э}n}}. \quad (6.19)$$

Коэффициент переноса для любой из составляющих тока не зависит от амплитуды тока, поскольку в (6.19) исключается произвольная постоянная.

Нас интересует коэффициент переноса для постоянной составляющей токов эмиттера $J_{\text{э}0}$ и коллектора $J_{\text{к}0}$.

Из выражения (6.19) следует, что

$$\beta_0 = \frac{J_{\text{ко}}}{J_{\text{э}0}}. \quad (6.20)$$

В соответствии с (6.9)

$$\alpha = \frac{J_{\text{к}c}}{J_{\text{э}c}} = \frac{J_{\text{ко}}}{J_{\text{э}0}} = \beta_0. \quad (6.21)$$

Плотности токов могут быть заменены токами и тогда оказывается справедливым приведенное выше выражение (6.7) *.

* При этом в выражении (6.7) под $I_{\text{ко}}$ и $I_{\text{э}0}$ можно понимать как постоянные составляющие дырочных токов базы на границе с коллектором и эмиттером, так и полные токи коллектора и эмиттера (полные токи отличаются от соответствующих дырочных токов емкостными токами, которые имеют нулевую постоянную составляющую).

Следовательно, коэффициент передачи по току постоянной составляющей в генераторном режиме в пределах сделанных допущений равен коэффициенту переноса и, как показано выше, не зависит от амплитуды колебаний. Для переменных составляющих $\alpha_i \neq \beta_i$, т. к. в выражение (6.9) помимо соответствующих дырочных токов войдут еще и емкостные токи коллектора и эмиттера, зависящие от емкости $p-n$ переходов и частоты.

В последующем изложении коэффициент передачи по току для переменных составляющих будет определяться через амплитуды гармоник токов эмиттера и коллектора, которые в свою очередь будут определяться методами гармонического анализа периодической последовательности импульсов.

Для проверки справедливости выражения (6.7) и определения границ справедливости сделанных выше допущений был выполнен эксперимент на генераторах с внешним возбуждением с использованием транзисторов типа П13А, П14 и П15.

Поскольку форма импульсов тока эмиттера и коллектора зависит от частоты возбуждающих колебаний, измерения токов $I_{\text{эо}}$ и $I_{\text{ко}}$ осуществлялись при изменении частоты от 100 до 2 000 кГц. Высота импульсов тока эмиттера изменялась в пределах 10—25 мА, что создавало изменение постоянной составляющей этого тока в пределах 4—8 мА. Эти пределы изменения тока для транзисторов П13А, П14 и П15 соответствуют изменению концентрации неосновных носителей в базе от средней до большой.

Результаты эксперимента приведены на рис. 6.3. Сопоставление полученного отношения $\frac{I_{\text{ко}}}{I_{\text{эо}}}$ с коэффициентом усиления по постоянному току для указанных типов транзисторов ($\alpha = 0,97 \div 0,98$) свидетельствует о хорошем выполнении условия (6.7).

Для проверки влияния переменного напряжения на коллекторе на отношение $\frac{I_{\text{ко}}}{I_{\text{эо}}}$ измерения осуществлялись при различном отношении $\frac{U_m}{E_k} = \xi$ (см. рис. 6.3), где U_m — амплитуда переменного напряжения, а E_k — напряжение коллекторного источника питания. Результаты измере-

ния $\frac{I_{ко}}{I_{so}}$, относящиеся к различным $0 \leq \xi \leq 0,9$, практически совпали, и в принятом на рис. 6.3 масштабе не позволили начертить кривые раздельно (они слились в общую кривую для всех типов транзисторов).

в) Время перемещения неосновных носителей в базе транзистора между эмиттерным и коллекторным *p-n* переходами (τ_p) входит в основные выражения, с помощью которых осуществляется расчет транзисторного генератора.

В дальнейшем изложении под τ_p будет подразумеваться усредненное время перемещения, которое можно

$$\alpha = \frac{I_{ко}}{I_{so}}$$

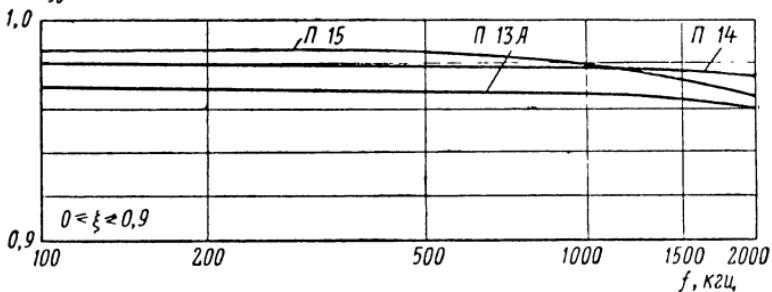


Рис. 6.3. Зависимость $\alpha = \frac{I_{ко}}{I_{so}}$ от частоты для транзисторов П13А, П14 и П15.

измерить с помощью осциллографа или других измерительных приборов.

Определим, как τ_p зависит от частоты возбуждающих колебаний, амплитуды тока эмиттера и напряжения на коллекторе. Зависимость τ_p от температуры будет изучена в гл. 9.

Рассмотрим вначале зависимость τ_p от частоты. Приведенный анализ показывает, что с увеличением частоты τ_p немного уменьшается. У бездрейфовых транзисторов уменьшение τ_p не превосходит 15% на частоте ω_3 , при которой модуль коэффициента переноса β уменьшается до 0,707 от своего низкочастотного значения. Именно

$$\frac{\tau_{p\omega_3}}{\tau_{po}} \geq 0,85, \quad (6.22)$$

где $\tau_{\text{но}} = \frac{\omega^2}{2D}$ — время перемещения на низких частотах;

ω — толщина базы;

$\tau_{\text{но}\beta}$ — время перемещения неосновных носителей в базе между $p-n$ переходами транзистора на частоте ω_β ;

D — коэффициент диффузии неосновных носителей в базе.

У дрейфовых транзисторов на низких частотах время перемещения

$$\tau_{\text{пп}} = \frac{\tau_{\text{но}}}{M} \left(1 - \frac{1}{2M} \right), \quad (6.23)$$

а на частоте ω_β

$$\tau_{\text{но}\beta} = \frac{\tau_{\text{но}}}{M} \left(1 - \frac{0,847}{M} \right), \quad (6.24)$$

причем

$$M = \frac{Eq\omega}{2kT}, \quad (6.25)$$

где k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

E, q — см. ранее.

Если обозначить $\Delta\tau_{\text{п}} = \tau_{\text{пп}} - \tau_{\text{но}\beta}$, то

$$\frac{\Delta\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{пп}}} = \frac{0,347}{M \left(1 - \frac{1}{2M} \right)}. \quad (6.26)$$

У дрейфовых транзисторов можно принять $M \approx 2,5 \div 3$, откуда следует, что

$$\frac{\Delta\tau_{\text{пп}}}{\tau_{\text{пп}}} \approx 0,15, \quad (6.27)$$

т. е. так же, как у бездрейфовых время перемещения на высоких частотах не снижается более чем на 15%.

Приведенное нами измерение зависимости $\tau_{\text{п}}(\omega)$ для транзисторов П14, П402 и П410 показало, что уменьшение $\tau_{\text{п}}$ с ростом частоты действительно наблюдается и не превышает 20% (при $0 \ll \omega \ll \omega_\beta$).

Измерения $\tau_{\text{п}}$ осуществлялись по методике, описанной в гл. 18, при следующих условиях: коллекторное напряжение и постоянная составляющая тока коллектора

тора поддерживались неизменными ($E_k = -7,6$ в; $I_{k0} = 6$ ма для П14 и $E_k = -8,5$ в, $I_{k0} = 4$ ма для П402 и П410), угол отсечки составлял 90 и 180° .

Переходим к определению зависимости τ_n от тока эмиттера.

При увеличении тока эмиттера происходит уменьшение τ_n , обусловленное влиянием возникающего в базе при движении неосновных носителей ускоряющего электрического поля [3]. Значительное уменьшение τ_n (до 35%) происходит при увеличении тока эмиттера в пределах нижнего изгиба характеристики $i_0 = \varphi(u_b)$. При дальнейшем увеличении тока τ_n уменьшается не более чем на 20%. Следовательно, в интервале рабочих значений тока эмиттера, определяющем энергетические показатели генератора, τ_n изменяется в относительно малых пределах $\frac{\Delta\tau_n}{\tau_n} < 20\%$.

Анализ показывает, что при изменении тока эмиттера от нуля до некоторого значения, при котором плотность тока в эмиттерном $p-n$ переходе достигает J_0 , относительное изменение времени перемещения неосновных носителей определяется выражением

$$\frac{\Delta\tau_n}{\tau_n} = \frac{J_0 w}{q D N_0}, \quad (6.28)$$

где N_0 — концентрация примесей в базе у эмиттера. Это выражение получено в предположении, что коэффициент диффузии не зависит от концентрации неосновных носителей в базе. Отсюда получается линейная зависимость $\frac{\Delta\tau_n}{\tau_n}$ от плотности тока эмиттера.

В диффузионном транзисторе воздействие поля в базе, возникающего под влиянием неосновных носителей, вызывает ускорение их движения, что позволяет ввести понятие эффективного коэффициента диффузии $D_{\text{эфф}}$ [4].

При увеличении плотности тока эмиттера происходит удвоение величины $D_{\text{эфф}}$. Подстановка в (6.28) $D_{\text{эфф}}$ вместо D вызывает замедление приращения $\frac{\Delta\tau_n}{\tau_n}$ по мере роста J_0 .

Влияние тока эмиттера на τ_n экспериментально исследовалось на ряде транзисторов и показало, что значи-

тельное изменение $\tau_{\text{п}}$ происходит только при малых токах эмиттера, соответствующих нижнему изгибу статической характеристики. Увеличение тока эмиттера за пределы нижнего изгиба вызывает изменения $\frac{\Delta \tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{п}}} \leq 20\%$.

Так, например, у транзистора П410 изменение тока эмиттера от 2,5 до 6 мА вызвало изменение $\tau_{\text{п}}$ от $0,9 \cdot 10^{-9}$ до $0,8 \cdot 10^{-9}$ сек. Измерения осуществлялись на частоте 40 МГц при напряжении на коллекторе $E_{\text{k}} = -8,5$ в и угле отсечки 180° .

Зависимость $\tau_{\text{п}}$ от напряжения на коллекторе u_{k} вызвана изменением ширины нейтральной базы и запорного слоя. В каждом из этих участков транзистора скорость перемещения неосновных носителей и зависимость ее от u_{k} различна. Поэтому в общем случае всегда наблюдается некоторая зависимость $\tau_{\text{п}}(u_{\text{k}})$.

При изменении u_{k} в широких пределах (от нуля до предельно допустимого для данного типа транзистора значения) уменьшение $\tau_{\text{п}}$ может достигать 50%.

Анализ показывает, что у бездрейфовых триодов зависимость $\tau_{\text{п}}(u_{\text{k}})$ определяется выражением

$$\frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{п}0}} = \left(1 - \sqrt{\frac{\epsilon u_{\text{k}}}{2\pi N_0 q \omega^2}} \right)^2, \quad (6.29)$$

где ϵ — диэлектрическая проницаемость.

Расчеты, произведенные по (6.29), показывают, что при малом напряжении на коллекторе $0 \leq u_{\text{k}} \leq 1$ в происходит относительно большое уменьшение $\frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{п}0}}$ (до 15%).

При изменении u_{k} в широких пределах от 1 до 10 в отношение $\frac{\tau_{\text{п}}}{\tau_{\text{п}0}}$ снижается примерно на 25%. В генераторном режиме при работе с отсечкой импульсы тока протекают при напряжении на коллекторе, как правило, меньшем напряжения коллекторного источника ($u_{\text{k}} \ll E_{\text{k}}$), но не меньшим 1—2 в (при $u_{\text{k}} \text{ мин } 1—2$ в наступает перенапряженный режим).

Вообще говоря, напряжение $u_{\text{k}} \text{ мин}$ (рис. 6.2) зависит от крутизны линии критического режима S_{k} и тока $I_{\text{эмакс}}$. У некоторых типов транзисторов с относительно

небольшой крутизной S_k при больших $I_{\text{эмакс}}$ напряжение $u_{k \text{ мин}}$ может достигать 3—4 в.

Вследствие ограниченности пределов изменения u_k при которых протекают импульсы тока эмиттера, можно считать, что $\frac{\Delta \tau_p}{\tau_{p0}}$ не будет превышать 20—25%.

Для дрейфовых транзисторов выражение (6.29) неприменимо. Однако анализ показывает, что в этом случае $\frac{\Delta \tau_p}{\tau_{p0}}$ получаются примерно такого же порядка, как для бездрейфовых.

Исследование зависимости τ_p от температуры, приведенное в гл. 9, показывает, что изменения $\frac{\Delta \tau_p}{\tau_p}$ не превышают 20% при изменении температуры в пределах от —70 до +60°C.

Подводя итоги исследованию зависимости τ_p от частоты, тока эмиттера и напряжения на коллекторе, можно утверждать, что относительно небольшие пределы изменения $\frac{\Delta \tau_p}{\tau_p}$ позволяют принять время перемещения неосновных носителей в качестве одного из параметров транзистора.

г) Определим зависимость сопротивления базы r_b от частоты, тока эмиттера и напряжения на коллекторе.

В первом приближении можно считать [5], что сопротивление базы определяется двумя слагаемыми. Первое слагаемое определяется удельным сопротивлением материала и геометрическими размерами базы.

При дискообразной форме электродов транзистора

$$r_{b1} \approx \frac{1}{8\pi q \mu w N}, \quad (6.30)$$

где μ — подвижность неосновных носителей в базе;

N — концентрация примесей в базе при условии их равномерного распределения во всем объеме;

w — толщина базы;

q — заряд носителя тока.

Вторым слагаемым учитывается влияние переменного коллекторного напряжения на толщину базы (результат своеобразного параметрического воздействия пере-

менного коллекторного напряжения на ток эмиттерного *p-n* перехода).

Можно показать [5], что оба слагаемых r_b уменьшаются с ростом частоты. Первое слагаемое сопротивления базы уменьшается с ростом частоты вследствие шунтирующего влияния распределенных емкостей между базой и коллектором и эмиттером.

Уменьшение второго слагаемого r_b с ростом частоты отмечается в том случае, когда происходит падение амплитуды переменного напряжения на коллекторе вследствие уменьшения переменной составляющей коллекторного тока.

Как показывает эксперимент, r_b изменяется в относительно небольших пределах, так что $\frac{\Delta r}{r_b} \lesssim 15 \div 20\%$.

Эти данные относятся к транзисторам типа П13 и П14; измерения с П13 и П14 осуществлялись в линейном режиме по методу замещения r_b активным сопротивлением [5].

Зависимость r_b от тока эмиттера определяется влиянием на проводимость материала базы неосновных носителей при значительном увеличении их концентрации [3]. Экспериментальное исследование зависимости r_b (I_e) у транзисторов типа П13, П14, П15 и П410 показало, что изменение тока эмиттера в пределах от 0,9 до 13 *ma* приводит к уменьшению сопротивления базы не более чем на 20%.

Напряжение коллекторного источника (E_k) влияет на среднюю величину толщины базы, а следовательно, оказывает влияние на среднее значение сопротивления r_b . Измерительные установки позволяют чаще всего определять влияние E_k на среднее значение r_b . Опыт измерения зависимости $r_b(E_k)$ показывает, что у транзисторов типа П14 и П410 изменение E_k от -3,8 до -9,0 *v* оказывает незначительное влияние на r_b , не превышающее 10%. Влияние температуры на r_b рассматривается ниже, в гл. 9, но сейчас уместно отметить, что сопротивление базы изменяется в небольших пределах (менее 15% при изменении температуры от +20 до +60°C).

Таким образом, относительные изменения сопротивления базы с изменением частоты, тока эмиттера и напряжения коллекторного источника не превосходят 20—25%, если ограничить пределы изменения воздей-

ствующих на r_b факторов рамками реальных условий работы транзисторных генераторов. Поэтому сопротивление базы r_b можно выбрать в качестве одного из основных параметров транзистора при анализе и расчете энергетических показателей при работе в генераторном режиме.

6.3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГАРМОНИЧЕСКИХ СОСТАВЛЯЮЩИХ ТОКОВ ТРАНЗИСТОРА В ГЕНЕРАТОРНОМ РЕЖИМЕ

Известно, что хорошие энергетические показатели в генераторе могут быть получены при условии, если токи транзистора имеют форму импульсов (работа с «отсечкой тока»). Однако форма импульсов токов эмиттера, коллектора и базы не одинакова.

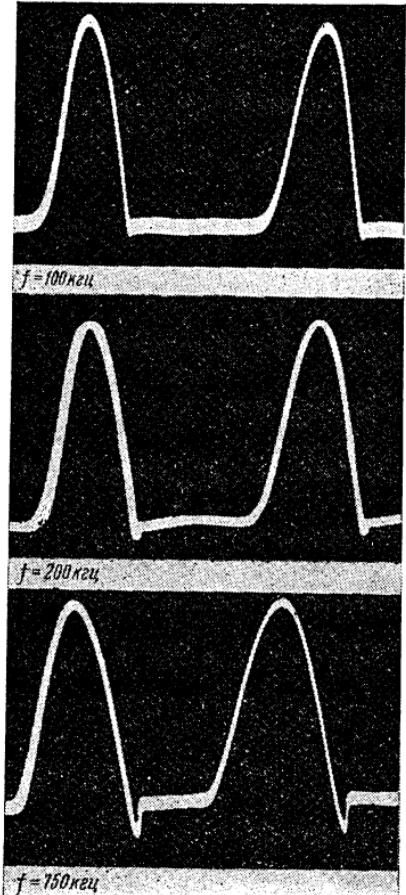


Рис. 6.4. Осциллограммы импульсов тока эмиттера при $\theta = \omega t_n = -2,5; 5$ и 18° .

Тщательная обработка большого числа осциллограмм тока эмиттера, часть которых приведена на рис. 6.4, свидетельствует о том, что кроме положительных имеются отрицательные импульсы. Высота отрицательных импульсов становится соизмеримой с высотой положительных уже на средних частотах рабочего диапазона, указанного в справочнике для данного типа транзистора. Изучение формы импульсов показывает, что они немного несимметричны относительно вертикальной оси, проходящей через верхушку импульсов. Асимметрия возрастает с увеличением частоты. Спад отрицательного импульса по форме напоминает экспоненту.

Определение гармонических составляющих периоди-

ческой последовательности импульсов тока эмиттера реальной формы представляет большие трудности и вряд ли целесообразно. При инженерных расчетах, когда допускается погрешность до 10—15%, можно считать, что положительный и отрицательный импульсы

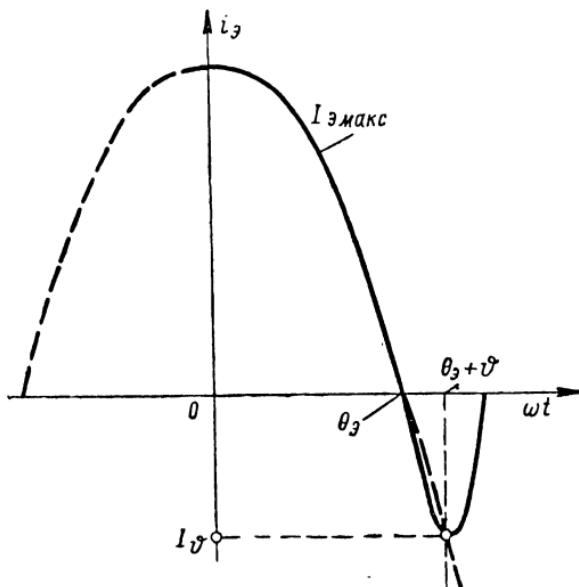


Рис. 6.5. Основные величины, характеризующие положительный и отрицательный импульсы тока эмиттера.

тока эмиттера являются отрезками синусоиды (или косинусоиды, это зависит от выбранного начала отсчета угла ωt).

Из рассмотрения осциллограмм импульсов (рис. 6.4) можно заключить, что верхушка отрицательного импульса практически лежит на кривой, являющейся продолжением положительного импульса (рис. 6.5).

Используя приведенные на рис. 6.5 обозначения, не трудно получить выражение для высоты отрицательного импульса

$$I_\theta = I_{\text{эмакс}} \frac{\cos \theta_3 - \cos \Phi}{1 - \cos \theta_3}, \quad (6.31)$$

где

$$\Phi = \theta_3 + \vartheta,$$

причем θ_a и ϑ являются углами отсечки соответственно положительного и отрицательного импульсов. Величиной θ_a обычно задаются в процессе расчета генератора.

Изучение большого числа осциллографм импульсов тока эмиттера у транзисторов различных типов позво-

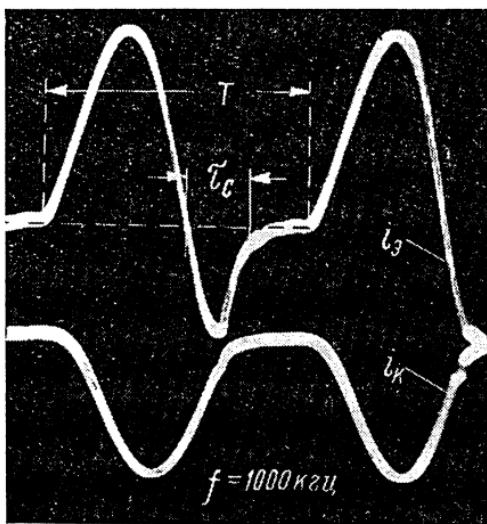


Рис. 6.6. К определению длительности отрицательного импульса тока эмиттера по осциллографме.

ляет утверждать, что величина угла отсечки идеализированного отрицательного импульса может быть определена как

$$\vartheta = \omega \tau_{\pi}, \quad (6.32)$$

где ω — частота возбуждающих колебаний;
 τ_{π} — см. § 6.2.

На рис. 6.6 в качестве примера приведена осциллограмма импульсов тока эмиттера транзистора П14, снятая на частоте 1000 кгц. Период колебаний $T = 1$ мксек и длительность отрицательного импульса $\Delta = 0,19$ мксек хорошо иллюстрируют правильность выражения (6.32), поскольку $\Delta = \frac{2\vartheta}{\omega} = 2\tau_{\pi}$, а у транзистора П14 $\tau_{\pi} = 0,08$ мксек (измеренное по методике, описанной

в гл. 18). Соотношение высот импульсов на рис. 6.6 $\frac{I_{\vartheta}}{I_{\vartheta \text{ макс}}} = 0,37$, а найденное из выражения (6.31) равно 0,39, что также свидетельствует о хорошем совпадении расчетных и экспериментальных результатов. Из других осциллографов (для транзисторов П-13 и П-14) были получены следующие соотношения для $\frac{I_{\vartheta}}{I_{\vartheta \text{ макс}}}$: 0,47 (эксперимент), 0,48 (расчет), 0,5 (эксперимент), 0,59 (расчет) и т. д.

Если для остроконечных косинусоидальных импульсов известны высота и угол отсечки (в нашем случае $I_{\vartheta \text{ макс}}$, I_{ϑ} , θ_0 , ϑ), то не представляет трудностей определить все гармонические составляющие. Для этого, например, можно воспользоваться таблицей коэффициентов гармонического разложения $\alpha_n = I_n / I_{\text{макс}}$, приведенной в приложении. Такие таблицы обычно имеются в курсах радиопередающих устройств.

Постоянная составляющая тока эмиттера

$$I_{\vartheta 0} = I_{\theta 0} - I_{\vartheta 0}, \quad (6.33)$$

где $I_{\vartheta 0} = I_{\vartheta \text{ макс}} \alpha_0(\theta_0)$ и $I_{\theta 0} = I_{\theta} \alpha_0(\vartheta)$ — постоянные составляющие периодической последовательности положительных и отрицательных импульсов;

$\alpha_0(\theta_0)$ и $\alpha_0(\vartheta)$ — коэффициенты разложения для постоянной составляющей при углах отсечки θ_0 и ϑ .

Гармоники периодической последовательности положительных и отрицательных импульсов $I_{\vartheta n} = I_{\vartheta \text{ макс}} \alpha_n(\theta_0)$ и $I_{\theta n} = I_{\theta} \alpha_n(\vartheta)$ сдвинуты по фазе на угол, разделяющий верхушки этих импульсов $\Phi = \theta_0 + \vartheta$. При определении тока эмиттера необходимо брать разность этих гармоник.

Тогда выражение для амплитуды n' -й гармоники тока эмиттера с учетом обоих компонентов будет иметь вид

$$I_{\vartheta n} = I_{\theta n} \sqrt{1 + \delta_n^2 - 2\delta_n \cos \Phi}, \quad (6.34)$$

где

$$\delta_n = \frac{I_{\theta n}}{I_{\theta 1}} = \frac{\alpha_n(\vartheta)}{\alpha_n(\theta_0)} \frac{\cos \theta_0 - \cos \Phi}{1 - \cos \theta_0}. \quad (6.35)$$

Вектор тока $\dot{I}_{\theta n}$ опережает по фазе вектор $\dot{I}_{\theta 1}$ на угол ψ_n , причем

$$\operatorname{tg} \psi_n = \frac{\delta_n \sin \Phi}{1 - \delta_n \cos \Phi}. \quad (6.36)$$

Поскольку в расчетах генераторов широко используется отношение первых гармоник токов

$$\frac{I_{\theta 1}}{I_{\theta 1}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \delta_1^2 - 2\delta_1 \cos \Phi}} = F_1 \quad (6.37)$$

и угол ψ_1 [см. выражения (6.34) и (6.36) при $n=1$], то целесообразно на рис. 6.7 и 6.8 привести соответствующие графики.

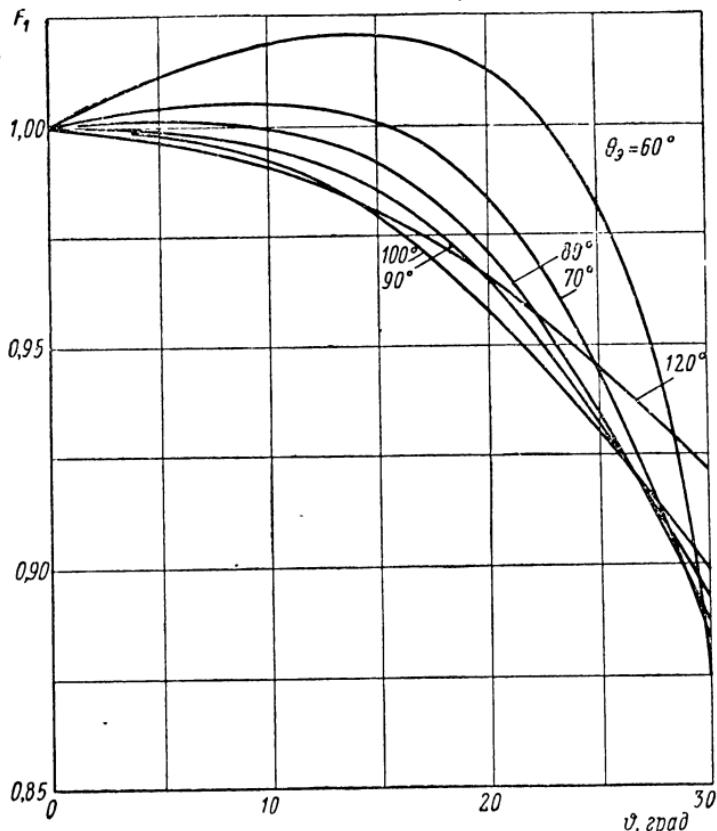


Рис. 6.7. График для определения $F_1 = \varphi(\vartheta)$ при $\theta_0 = \text{const}$.

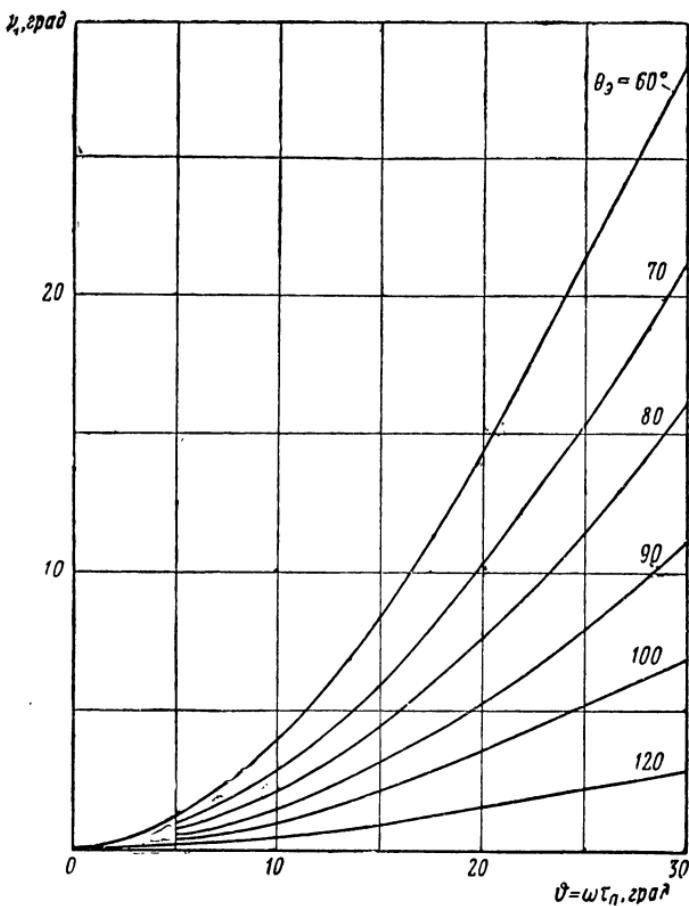


Рис. 6.8. График для определения $\psi_1 = \varphi(\theta)$
при $\theta_0 = \text{const.}$

Для определения гармоник тока коллектора необходимо знать форму импульсов этого тока. Если частота не выходит за пределы диапазона, указанного в справочнике для транзистора данного типа, а остаточное напряжение на коллекторе (рис. 6.2)

$$u_{k \text{ мпп}} = E_k - U_m, \quad (6.38)$$

где U_m — амплитуда напряжения на коллекторном контуре превышает 1—2 в (недонапряженный и критический режимы), импульсы тока коллектора имеют практически косинусоидальную остроконечную форму. Этот вывод получается на основании наблюдения большого

числа осциллограмм. На верхнем участке диапазона частот обнаруживается небольшая несимметричность импульсов относительно вертикальной оси, проходящей через их верхушку.

Асимметрией импульсов тока коллектора рекомендуется пренебречь, поскольку она мало влияет на точность расчетов.

На рис. 6.9 приведены типичные осциллограммы токов эмиттера и коллектора, наблюдаемые на двухлуче-

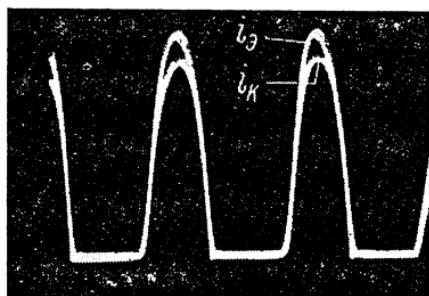


Рис. 6.9. Осциллограммы импульсов токов коллектора и эмиттера на низкой частоте, полученные на двухшлейфовом электронном скоростном осциллографе при совмещенных началах развертки по обоим каналам.

вом скоростном электронном осциллографе при совмещенном начале развертки по обоим каналам. Осциллограммы получены на относительно низкой частоте, поэтому форма импульсов обоих токов практически одинакова, углы отсечки равны, верхушки почти не смещены во времени.

На рис. 6.10 показаны типичные осциллограммы этих же токов на достаточно высокой частоте. Начала разверток по обоим каналам осциллографа по-прежнему строго совмещены во времени. На рисунке хорошо видны смещенные относительно друг друга верхушки импульсов, причем ток коллектора запаздывает. Длительность импульса тока коллектора немного меньше суммы длительностей положительного и отрицательного импульсов тока эмиттера (см. пунктирные линии на рис. 6.10).

На рис. 6.11 приведены идеализированные импульсы токов эмиттера и коллектора. Они построены на основа-

нии типичных осцилограмм, показанных на рис. 6.10. Верхушки импульсов разделены интервалом, численно равным усредненному времени перемещения неосновных носителей от эмиттерного до коллекторного $p-n$ перехода.

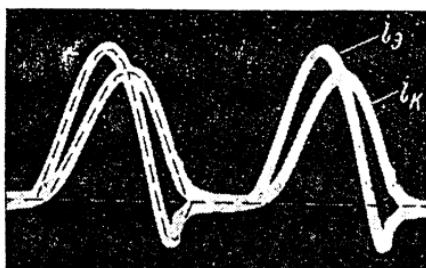


Рис. 6.10. Осциллограммы импульсов токов коллектора и эмиттера на высокой частоте, полученные на двухшлейфовом электронном скоростном осциллографе при совмещенных началах разверток по обоим каналам.

да (соответствующий угол равен $\vartheta = \omega t_{\text{п}}$, см. рис. 6.11). Этот вывод не противоречит существу явлений в транзисторе, поскольку при больших токах зависимость $t_{\text{п}}$ от тока эмиттера выражена слабо (см. § 6.2). Угол отсечки импульса тока коллектора определяется как

$$\theta = \theta_0 + 0,5\omega t_{\text{п}}. \quad (6.39)$$

Из рис. 6.11 следует, что сдвиг фаз между соответственными гармониками положительных импульсов тока эмиттера и импульсов тока коллектора равен $\vartheta = \omega t_{\text{п}}$. Поскольку между гармониками $I_{\theta n}$ и $I_{\text{Э}n}$ имеется сдвиг фаз ψ_n [см. (6.36)], то между гармониками тока эмиттера ($I_{\text{Э}n}$) и коллектора сдвиг фаз будет

$$\varphi_n = \psi_n + \vartheta. \quad (6.40)$$

В дальнейшем в расчетах будет использоваться главным образом сдвиг фаз между первыми гармониками токов $I_{\text{Э}1}$ и $I_{\text{К}1}$, который мы обозначим

$$\varphi_{\text{ЭК}} = \psi_1 + \omega t_{\text{п}}. \quad (6.41)$$

Следует заметить, что сдвиг фаз между $I_{\text{Э}1}$ и $I_{\text{К}1}$ также будет определяться выражением (6.41), так как при

симметричном косинусоидальном импульсе тока коллектора все гармоники находятся в фазе (однако некоторые высшие гармоники в определенном интервале угла отсечки θ могут быть в противофазе).

Амплитуды гармоник тока коллектора определяются через коэффициенты разложения $a_n(\theta)$ косинусоидального импульса [$I_{kn} = I_{k \max} a_n(\theta)$]. При расчете генератора необходимо знать отношение амплитуды одной из гармоник тока коллектора к амплитуде первой гармоники тока эмиттера, а также знать сдвиг фаз между ними.

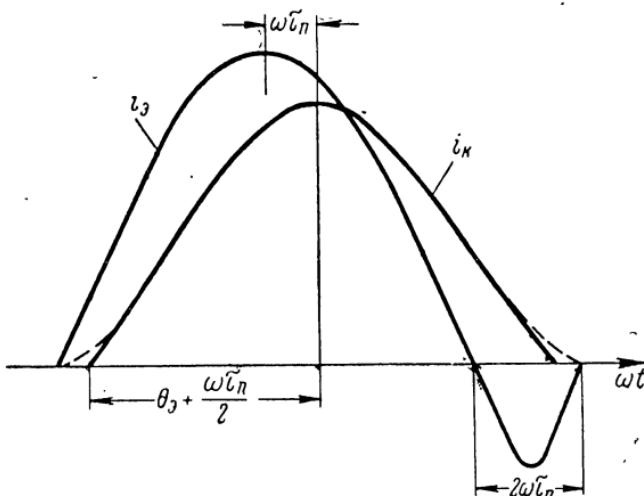


Рис. 6.11. Основные величины, характеризующие идеализированные импульсы токов эмиттера и коллектора

Поскольку все гармоники при косинусоидальном импульсе находятся в фазе, то искомый сдвиг фаз равен φ_{ek} (6.41).

Отношение амплитуд гармоник можно рассматривать как модуль коэффициента передачи по току в заданном режиме (при угле θ_3) на частоте ω . Тогда

$$a_{fn} = \frac{I_{kn}}{I_{e1}} = a_{fn} e^{-j\varphi_{ek}}. \quad (6.42)$$

Из гармонического анализа косинусоидальных импульсов следует, что

$$I_{kn} = I_{ko} \frac{a_n(\theta)}{a_0(\theta)}, \quad (6.43)$$

а

$$I_{\theta 1} = I_{\theta 0} \frac{\alpha_1(\theta_0)}{\alpha_0(\theta_0)}. \quad (6.44)$$

Для определения α_f используем найденное в § 6.2 соотношение (6.7), а также (6.31), (6.33) и (6.37). Тогда

$$\frac{I_{\kappa 0}}{I_{\theta 0}} = \frac{\alpha I_{\theta 0}}{I_{\theta 0}} = \alpha \left(1 - \frac{I_{\theta 0}}{I_{\theta 0}} \right) \quad (6.45)$$

и, наконец,

$$\alpha_{f n} = \frac{I_{\kappa n}}{I_{\theta 1}} = \alpha \left[1 - \frac{\cos \theta_0 - \cos \Phi}{1 - \cos \theta_0} \frac{\alpha_0(\theta)}{\alpha_0(\theta_0)} \right] \frac{\alpha_n(\theta) \alpha_0(\theta_0)}{\alpha_0(\theta) \alpha_1(\theta_0)} F_1. \quad (6.46)$$

Для упрощения расчетов генераторов целесообразно построить графики $\frac{\alpha_{f n}}{\alpha} = \varphi(\theta_0, \Phi)$. На рис. 6.12 приведены графики $N = \frac{\alpha_{f 1}}{\alpha}$ для отношения первых гармоник токов коллектора и эмиттера. В дальнейшем для упрощения вместо $\alpha_{f 1}$ будем писать α_f .

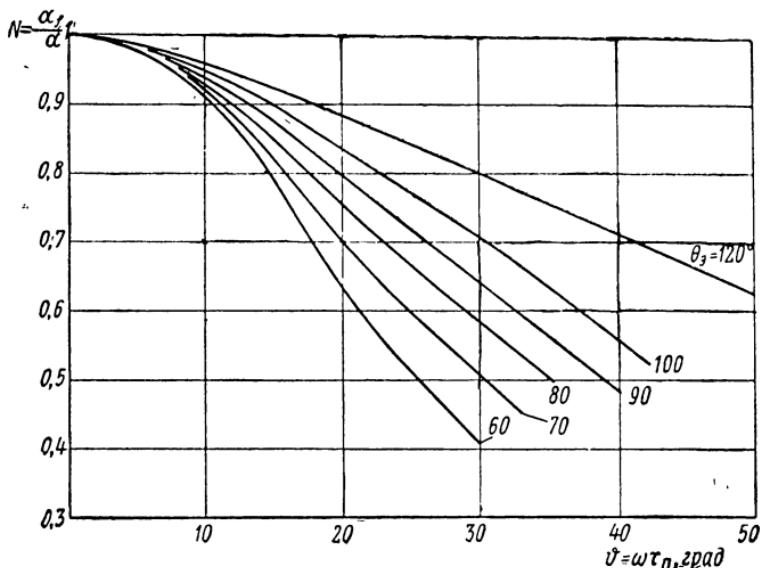


Рис. 6.12. Графики для $N = \frac{\alpha_f}{\alpha} = \varphi(\theta_0)$ при $\theta_0 = \text{const.}$

При расчете генераторов также необходимо знать отношение

$$\frac{I_{kn}}{I_{\theta 1}} = \frac{\alpha_{fn}}{F_1}. \quad (6.47)$$

Чаще всего необходимо бывает знать это отношение для первой гармоники тока коллектора. Кривые $G = \frac{1}{\alpha} \frac{I_{k1}}{I_{\theta 1}} = \varphi(\theta_0, \vartheta)$ приведены на рис. 6.13.

На графиках рис. 6.7, 6.8, 6.12 и 6.13 в качестве параметра кривых избран угол отсечки положительных импульсов тока эмиттера θ_0 . Этим углом определяются

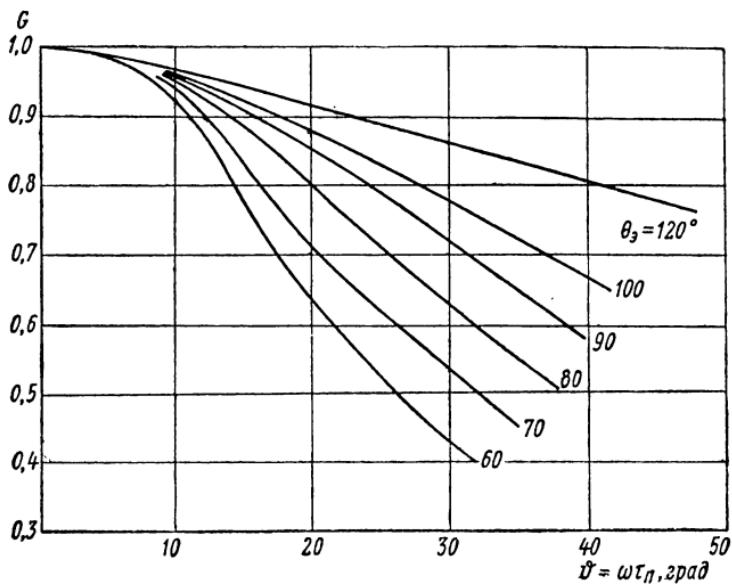


Рис. 6.13. Графики для $G = \frac{\alpha_f}{\alpha F_1} = \varphi(\vartheta)$ при $\theta_0 = \text{const.}$

к. п. д. и другие показатели энергетического режима генератора. В качестве аргумента на этих графиках выбран угол $\vartheta = \omega \tau_{\pi}$. Поскольку в § 6.2 была показана малая зависимость τ_{π} от частоты, тока и коллекторного напряжения, то можно считать, что по оси абсцисс отложена величина, прямо пропорциональная частоте возбуждающих колебаний.

Приведенными на рис. 6.12 и 6.13 графиками можно воспользоваться для определения соотношения токов I_{kn} и $I_{\theta 1}$, достаточно лишь взять соответственно $\alpha G \frac{\alpha_n(\theta)}{\alpha_1(\theta)}$ и $\alpha N \frac{\alpha_n(\theta)}{\alpha_1(\theta)}$.

Ток базы определяется разностью токов эмиттера и коллектора. На рис. 6.14 приведены типичные осциллограммы токов базы и эмиттера для трех частот возбуждающих колебаний $f=50, 200$ и 500 кгц.

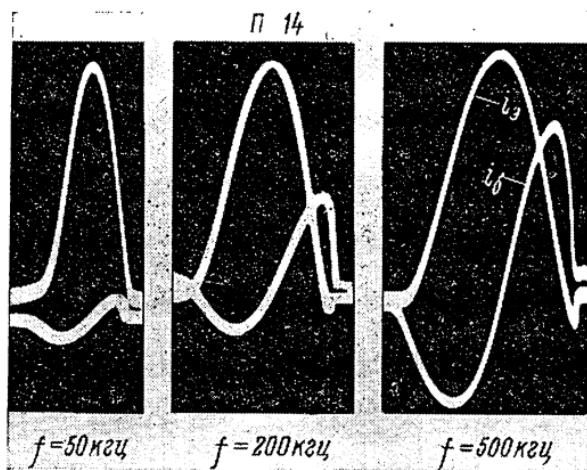


Рис. 6.14. Осциллограммы импульсов токов эмиттера и базы, полученные на двухшлейфовом электронном скоростном осциллографе при совмещенных началах разверток по обоим каналам.

Для $f=50$ кгц, $f=200$ кгц и $f=500$ кгц.

Ниже оси абсцисс располагается положительный импульс тока базы. Масштаб осциллограмм этого тока увеличен для улучшения условий наблюдения. На рис. 6.14 хорошо видна резкая зависимость формы импульсов тока базы от частоты, поэтому гармонические составляющие этого тока нецелесообразно определять из периодической последовательности импульсов $i_b(\omega t)$. Более целесообразно определять амплитуды гармоник тока базы как разность соответствующих гармоник токов эмиттера и коллектора. Только на низших частотах диапазона для транзистора данного типа, когда форма

импульса $i_b(\omega t)$ близка к отрезку косинусоиды, непосредственный гармонический анализ этих импульсов дает более точный результат (если учесть, что величины токов эмиттера и коллектора сближаются по мере уменьшения частоты, поэтому определение разности двух величин сопряжено с большой погрешностью).

Амплитуды гармоник тока базы могут быть определены из выражения

$$I_{6n} = \sqrt{I_{\vartheta n}^2 - I_{kn}^2 - 2I_{\vartheta n}I_{kn} \cos \varphi_n}. \quad (6.48)$$

На практике требуется определять только первую гармонику тока базы

$$I_{61} = I_{\vartheta 1} \sqrt{1 + \alpha_f^2 - 2\alpha_f \cos \varphi_{\vartheta 1}}. \quad (6.49)$$

Для упрощения расчетов целесообразно составить график для

$$N_6 = \frac{I_{61}}{I_{\vartheta 1}} = \sqrt{1 + \alpha_f^2 - 2\alpha_f \cos \varphi_{\vartheta 1}}. \quad (6.50)$$

В таком виде результат будет зависеть от коэффициента усиления по постоянному току α . Поскольку

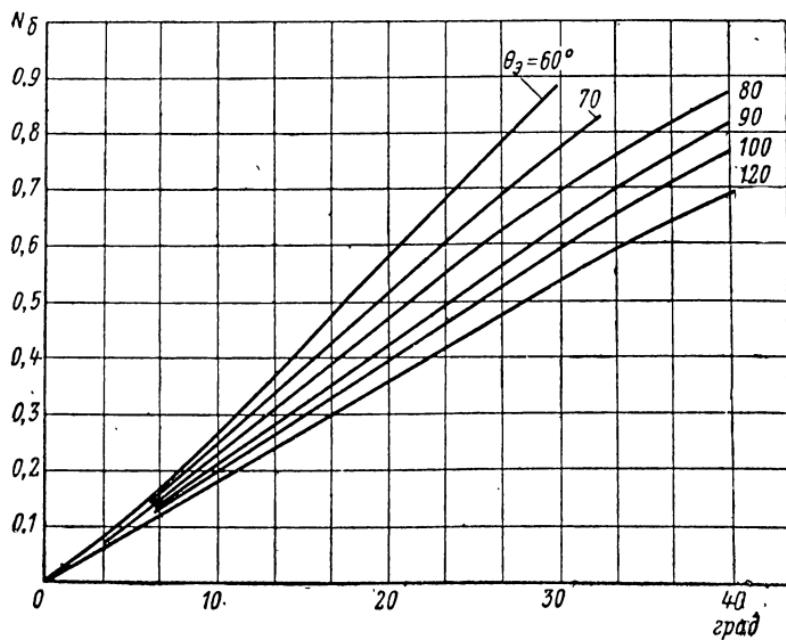


Рис. 6.15. График для $N_6 = \frac{I_{61}}{I_{\vartheta 1}} = \varphi(\varphi_{\vartheta 1})$ при $\theta_3 = \text{const}$.

у современных транзисторов $\alpha \approx 1$, можно в качестве первого приближения считать, что

$$N_6 \approx \sqrt{1 + N^2 - 2N \cos \varphi_{\text{эк}}}. \quad (6.51)$$

Графики $N_6 = \varphi(\theta_a, \varphi_{\text{эк}})$ приведены на рис. 6.15.

Ошибка в расчетах вследствие сделанного приближения возрастает по мере уменьшения частоты, когда $\cos \varphi_{\text{эк}} \rightarrow 1$.

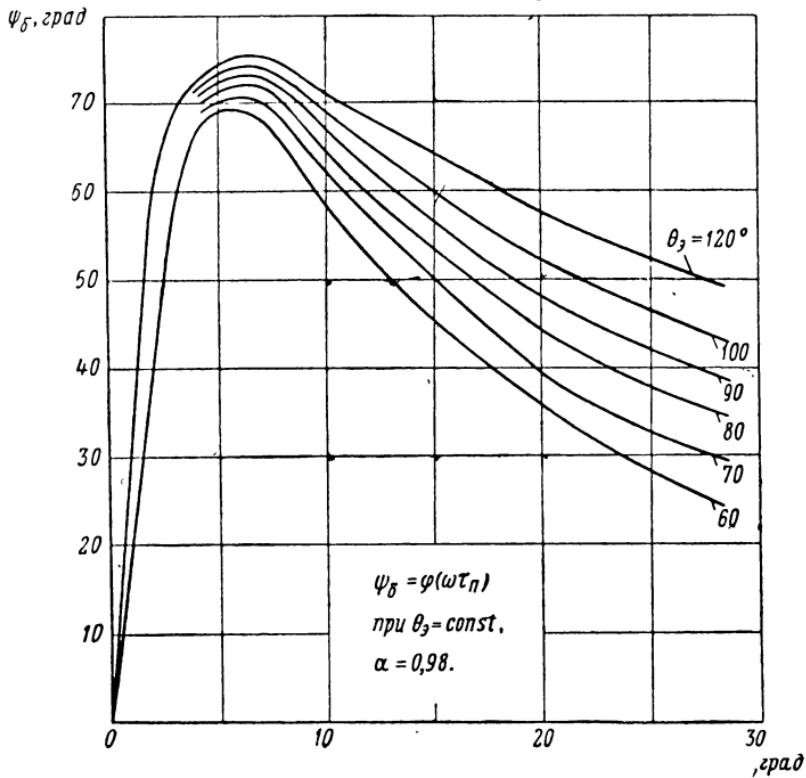


Рис. 6.16. График для определения $\psi_\delta = \varphi(\varphi_{\text{эк}})$ при $\theta_a = \text{const.}$

Между векторами первых гармоник токов эмиттера и базы имеется сдвиг фаз ψ_δ , причем

$$\operatorname{tg} \psi_\delta = \frac{\alpha_f \sin \varphi_{\text{эк}}}{1 - \alpha_f' \cos \varphi_{\text{эк}}}. \quad (6.52)$$

На рис. 6.16 приведены графики $\psi_\delta = \varphi(\theta_a, \varphi_{\text{эк}})$ (при $\alpha = 0.98$).

6.4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ПЕРЕДАЧИ НАПРЯЖЕНИЯ ОТ ВХОДА ТРАНЗИСТОРА К ЭМИТТЕРНОМУ ПЕРЕХОДУ

Использование характеристики $i_0 = \varphi(u_{\text{эп}})$ выдвигает задачу определения коэффициента передачи напряжения от входных зажимов база — эмиттер к эмиттерному $p-n$ переходу транзистора. При определении этого коэффициента в первом приближении можно учесть падение напряжения на базовом сопротивлении только от первой гармоники тока базы. Тогда

$$\dot{K}_b = \frac{\dot{U}_{\text{эп}}}{\dot{U}_b} = 1 - r_b \frac{\dot{I}_{b1}}{\dot{U}_b}, \quad (6.53)$$

где \dot{U}_b , $\dot{U}_{\text{эп}}$, \dot{I}_{b1} — комплексные амплитуды напряжения на входе и первых гармоник напряжения на эмиттерном переходе и тока базы в установившемся режиме.

Комплексная амплитуда напряжения на эмиттерном переходе

$$\dot{U}_{\text{эп}m} e^{j\omega t} = U_{b_m} e^{j(\omega t + \varphi_b)} - r_b [I_{b1} e^{j(\omega t + \psi_1)} - I_{k1} e^{j(\omega t - \theta)}], \quad (6.54)$$

где φ_b — фаза коэффициента передачи напряжения \dot{K}_b , определяющая сдвиг фаз между первой гармоникой напряжения на эмиттерном переходе и напряжением на входе.

Из (6.54) следует, что

$$U_{\text{эп}m} = U_{b_m} e^{j\varphi_b} - r_b (I_{b1} e^{j\psi_1} - \alpha_f e^{-j\theta}), \quad (6.55)$$

поэтому

$$\dot{K}_b = K_b e^{-j\varphi_b} = 1 - r_b \frac{I_{b1}}{U_{b_m} e^{j\varphi_b}} (e^{j\psi_1} - \alpha_f e^{-j\theta}). \quad (6.56)$$

Поскольку

$$\frac{I_{b1}}{U_{b_m}} = \frac{I_{b1}}{U_{\text{эп}m}} \frac{U_{\text{эп}m}}{U_{b_m}} = S_{\text{эп}c} K_b, \quad (6.57)$$

где $S_{\text{эп}c}$ — средняя крутизна характеристики тока эмиттера по напряжению на эмиттерном переходе, то из (6.56) следует

$$\dot{K}_b [1 + r_b S_{\text{эп}c} (e^{j\psi_1} - \alpha_f e^{-j\theta})] = 1 \quad (6.58)$$

или

$$K_6 = \frac{1}{\sqrt{[1 + r_6 S_{\text{эпс}} (\cos \psi_1 - \alpha_f \cos \vartheta)]^2 + [r_6 S_{\text{эпс}} (\sin \psi_1 + \alpha_f \sin \vartheta)]^2}} \quad (6.59)$$

и

$$\operatorname{tg} \varphi_6 = \frac{r_6 S_{\text{эпс}} (\sin \psi_1 + \alpha_f \sin \vartheta)}{1 + r_6 S_{\text{эпс}} (\cos \psi_1 - \alpha_f \cos \vartheta)}. \quad (6.60)$$

Среднюю крутизну $S_{\text{эпс}}$ можно выразить через параметры транзистора и угол отсечки θ_0 положительных импульсов тока эмиттера. Действительно,

$$\dot{S}_{\text{эпс}} = \frac{\dot{I}_{\text{э1}}}{\dot{U}_{\text{эмт}}} = \frac{I_{\theta_1} e^{j\psi_1}}{F_1 \cdot U_{\text{эмт}}} = \frac{S_{\text{эп}} \alpha_1(\theta_0) (1 - \cos \theta_0)}{F_1} e^{j\psi_1}, \quad (6.61)$$

поскольку $I_{\theta_1} = I_{\text{э1}} F_1$ [см. (6.37)], а $I_{\theta_1} = I_{\text{эмакс}} \alpha_1(\theta_0)$.

Из элементарных преобразований (рис. 6.17) следует, что высота положительного импульса тока эмиттера

$$I_{\text{эмакс}} = S_{\text{эп}} U_{\text{эмт}} (1 - \cos \theta_0), \quad (6.62)$$

где $S_{\text{эп}}$ — крутизна статической характеристики по напряжению на эмиттерном переходе (6.2), а

$$\cos \theta_0 = \frac{E_c - E'_6}{U_{\text{эмт}}}, \quad (6.63)$$

где E'_6 — напряжение источника смещения на эмиттерном переходе.

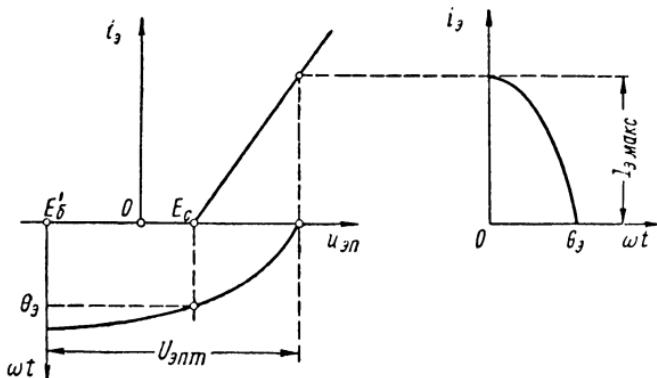


Рис. 6.17. К определению высоты и угла отсечки положительного импульса тока эмиттера по статической характеристике $i_3 = \varphi(u_{\text{эп}})$.

Учитывая соотношение (6.6), выражение для модуля (6.61) можно переписать так:

$$S_{\text{апc}} = \frac{S_3 \alpha_1 (\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{F_1 [1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)]}, \quad (6.64)$$

где S_3 — крутизна статической характеристики тока эмиттера [см. (6.1)].

Тогда входящее в выражения (6.59) и (6.60) произведение $r_6 S_{\text{апc}}$ можно представить так:

$$r_6 S_{\text{апc}} = \frac{r_6 S_3 \alpha_1 (\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{F_1 [1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)]}. \quad (6.65)$$

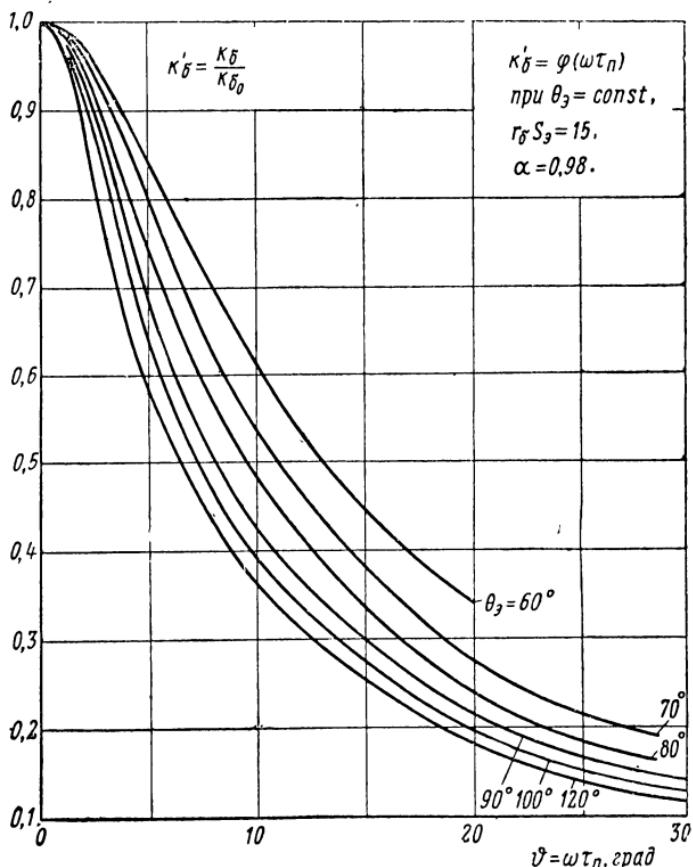
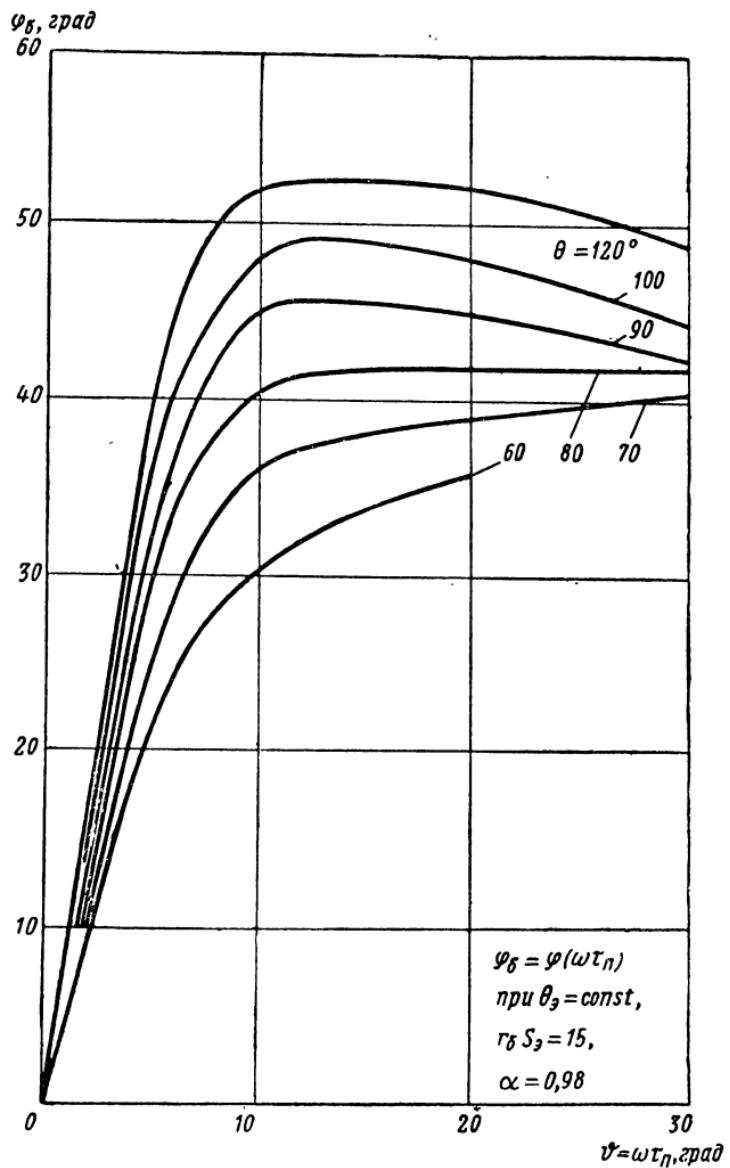


Рис. 6.18. Графики для $K'_\delta = \frac{K_\delta}{K_{\delta_0}}$ и $\varphi_\delta = \varphi(\theta)$

Следовательно, модуль и фаза коэффициента передачи напряжения зависят от параметров транзистора (S_3 , r_6 , α , τ_n), режима работы (θ_3) и частоты ($\vartheta = \omega \tau_n$).

На низких частотах ($\omega \rightarrow 0$) углы ψ_1 и ϑ устремляются



при $\theta_3 = \text{const}$, $r_6 S_3 = 15$ и $\alpha = 0,98$

к нулю, а $\alpha_f \rightarrow \alpha$. Поэтому на низких частотах модуль коэффициента передачи напряжения определяется выражением

$$K_{\delta_0} = \frac{1}{1 + r_{\delta} S_{\text{впс}} (1 - \alpha)} . \quad (6.66)$$

Для наглядного представления зависимости K_{δ} и φ_{δ} от режима и частоты при определенных значениях произведения $r_{\delta} S_{\delta}$ и коэффициента усиления по току α на рис. 6.18 и 6.19 приведены графики $K'_{\delta} = \frac{K_{\delta}}{K_{\delta_0}}$ и φ_{δ} . В ка-

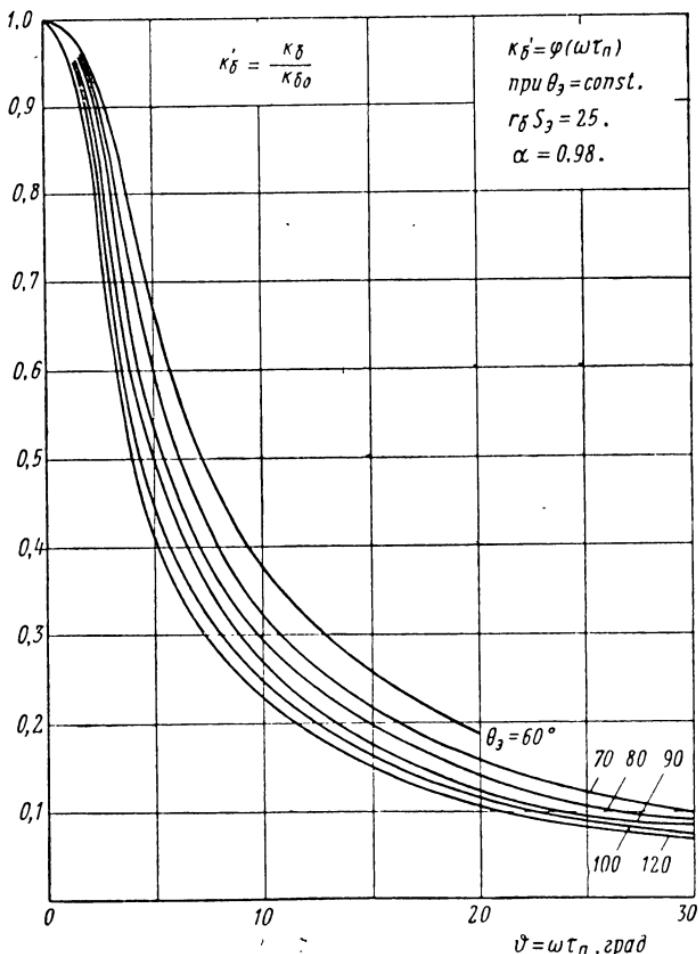
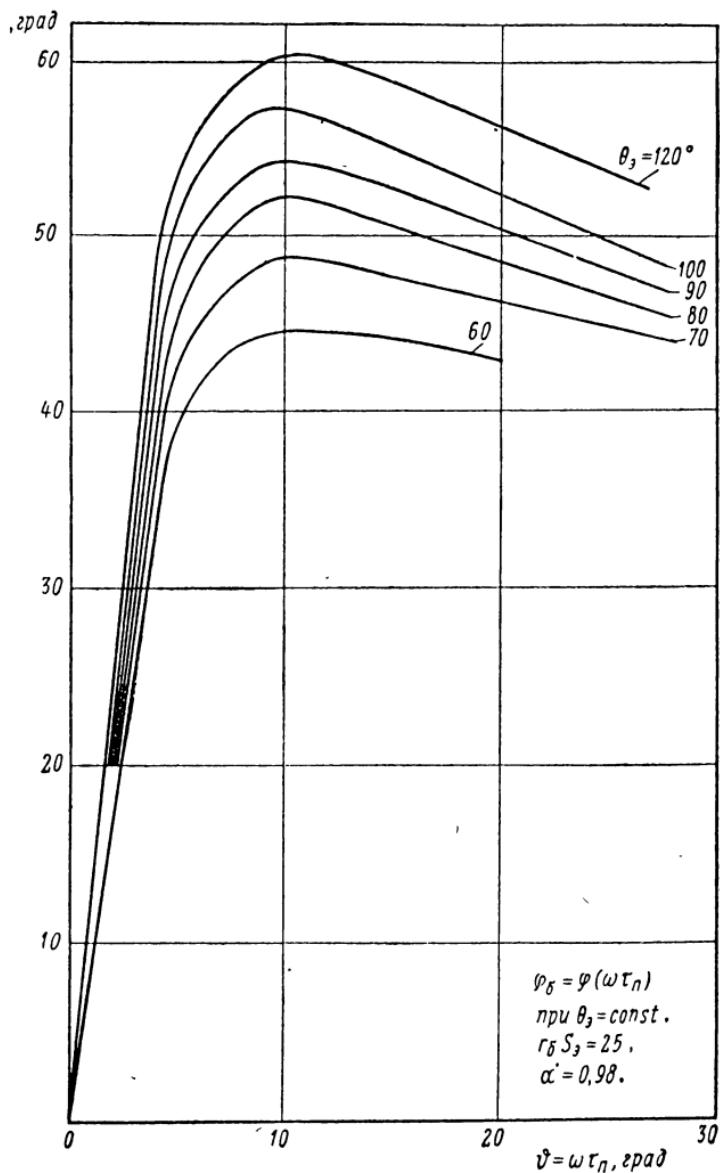


Рис. 6.19. Графики для K'_{δ} и $\varphi_{\delta} = \varphi(\theta)$

честве параметра кривых выбран угол отсечки θ_3 , а аргументом взят угол $\vartheta = \omega \tau_n$. Графики рассчитаны и построены для транзисторов с $\alpha = 0,98$ для двух значений $r_b S_3$. Для большинства транзисторов произведение $r_b S_3$ находится в пределах от 15 до 25. Именно эти два зна-



при $\theta_3 = \text{const.}$, $r_b S_3 = 25$ и $\alpha = 0,98$.

чения взяты на графиках. При несовпадении у заданного транзистора величины $r_b S_3$ с одним из значений, указанных на графиках, следует воспользоваться интерполяцией для K'_b и φ_b .

Для иллюстрации зависимости расположения кривых K'_b и φ_b при различных α (рис. 6.20) приведены графики для $\alpha = 0,96$ при $r_b S_3 = 15$. Видно, что изменение α заметно сказывается только на относительно низких частотах (при $\theta < 5 \div 10^\circ$).

Из графиков, приведенных на рис. 6.18—6.20, следует, что уменьшении угла отсечки θ , частотная за-

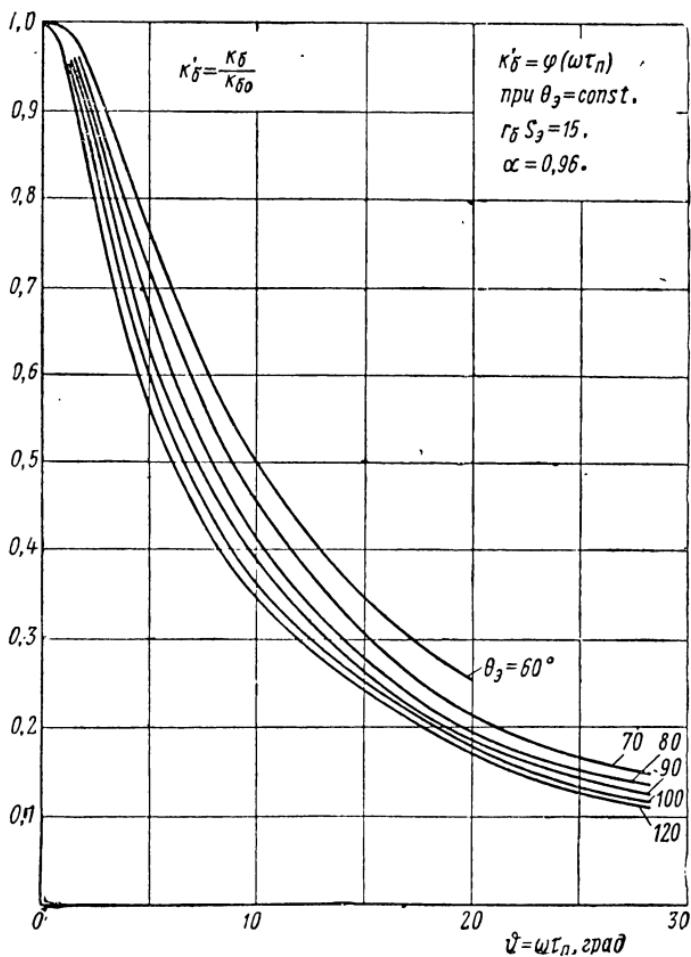
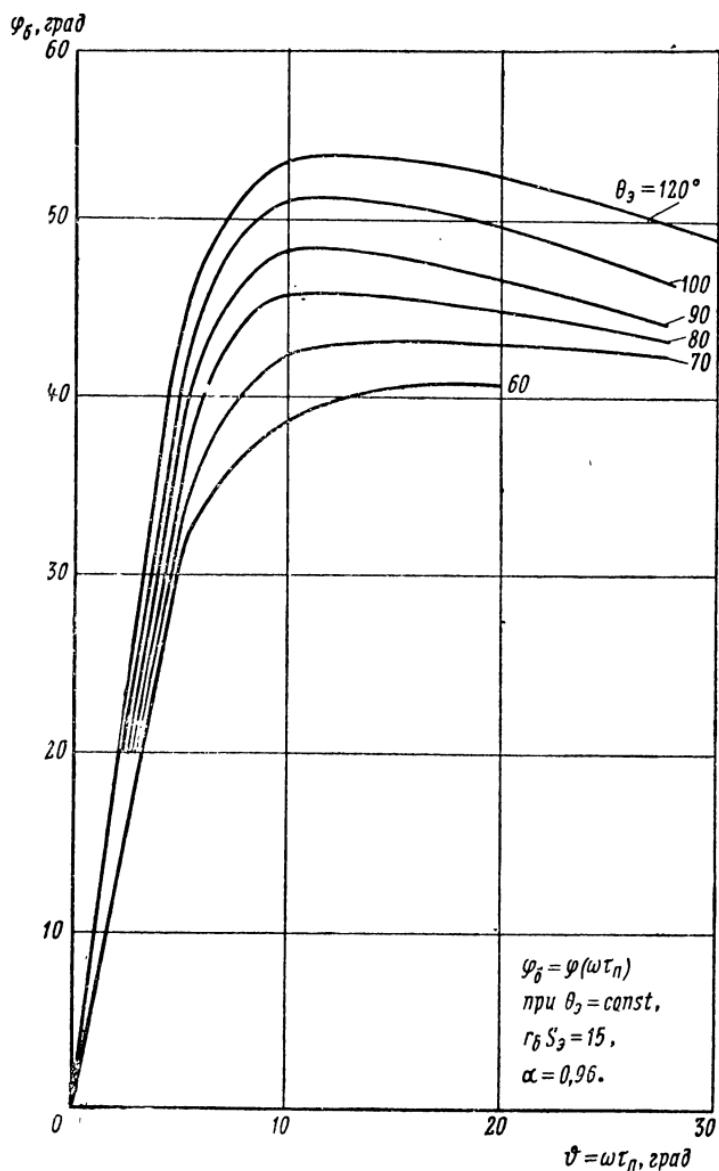


Рис. 6.20. Графики для K'_b и $\varphi_b = \varphi(\vartheta)$

вивимость коэффициента передачи выражена слабес.
Это можно объяснить тем, что с уменьшением θ_3 уменьшается та часть периода, в пределах которой происходит падение напряжения на сопротивлении базы. Соответственно этому, уменьшается влияние падения на-



при $\theta_3 = \text{const}$, $r_b S_3 = 15$ и $\alpha = 0,96$.

пряжения на первую гармонику напряжения на эмиттерном переходе. Полное напряжение на этом переходе содержит высшие гармоники. Появление высших гармоник напряжения вызвано тем, что по сопротивлению базы протекают токи эмиттера и коллектора, содержащие высшие гармоники. Осциллографирование импульсов тока коллектора показывает, что положительные импульсы имеют форму, близкую к косинусоидальной. Это свидетельствует о небольшом влиянии высших гармоник на форму импульсов тока. Оценим влияние высших гармоник на самых низких частотах, когда можно не учитывать сдвига фаз между гармониками токов эмиттера и коллектора. Обратим внимание на то обстоятельство, что при расчете генератора базовое напряжение определяют главным образом с целью получения нужной величины импульса тока эмиттера, поскольку $I_{\text{эмакс}} = \varphi(u_{\text{эмакс}})$.

Обозначим

$$u_{\text{эмакс}} = E'_6 + U_{\text{эм}} - r_b (I_{\text{э1}} - I_{\text{к1}}) \quad (6.67)$$

и

$$u'_{\text{эмакс}} = E'_6 + U_{\text{эм}} - r_b [(I_{\text{э1}} - I_{\text{к1}}) + (I_{\text{э2}} - I_{\text{к2}}) + \dots], \quad (6.68)$$

тогда

$$\Delta u_{\text{эм}} = u'_{\text{эмакс}} - u_{\text{эмакс}} = r_b [(I_{\text{э2}} - I_{\text{к2}}) + \dots]$$

И относительная погрешность при определении $u_{\text{эм}}$ составит

$$\frac{\Delta u_{\text{эм}}}{U_{\text{эм}}} = \frac{r_b (I_{\text{э2}} - I_{\text{к2}})}{U_{\text{эм}}} \left[\frac{I_{\text{э2}} - I_{\text{к2}}}{I_{\text{э1}} - I_{\text{к1}}} + \dots \right]$$

или после несложных преобразований

$$\frac{\Delta u_{\text{эм}}}{U_{\text{эм}}} = r_b S_{\text{эм}} (1 - \alpha) \left(\frac{\alpha_2(\theta_e)}{\alpha_1(\theta_e)} + \dots \right). \quad (6.69)$$

Для транзисторов с $r_b S_{\text{эм}} = 25$ и $\alpha = 0,98$ относительная погрешность составляет 11,5, 14 и 4% соответственно для $\theta_e = 60, 90$ и 120° . При $r_b S_{\text{эм}} < 25$ величина $\frac{\Delta u_{\text{эм}}}{U_{\text{эм}}}$ будет еще меньшей. В инженерных расчетах такую погрешность можно считать допустимой.

При необходимости уточнить величину максимального напряжения на эмиттерном переходе следует воспользоваться выражением (6.69). Практически необходимость в этом может возникнуть при расчете генератора на транзисторе с $\alpha \gtrsim 0,92 \div 0,94$.

На высоких частотах сдвиг фаз между соответственными гармониками токов эмиттера и коллектора вызывает существенное изменение формы кривой тока базы (см. рис. 6.14). Примечательно то обстоятельство, что фаза верхушки импульса тока эмиттера на высоких частотах практически совпадает с фазой нулевого значения тока базы при переходе от положительного к отрицательному импульсу (рис. 6.14) *. Только лишь на самых низких частотах фаза нулевого значения тока базы смещается вправо и практически совпадает с фазой нулевого значения токов эмиттера и коллектора.

Таким образом, на высоких частотах формирование верхушки положительного импульса тока эмиттера происходит почти без потери напряжения на сопротивлении базы ($r_{b1b} \approx 0$). Верхушка положительного импульса тока эмиттера соответствует напряжение на переходе (с учетом только первой гармоники), когда $\omega t = 0$, т. е.

$$u_{\text{эп макс}} = E'_b + U_{\text{эмт.}}$$

Напряжение на внешних зажимах база—эмиттер определяется как

$$U_b = U_{b_m} \cos(\omega t + \varphi_b),$$

поэтому при $\omega t = 0$

$$u_{b_0} = U_{b_m} \cos \varphi_b. \quad (6.70)$$

Вследствие отсутствия падения напряжения на сопротивлении базы в этот момент

$$u_{\text{эп макс}} = E'_b + U_{b_m} \cos \varphi_b$$

или

$$u_{\text{эп макс}} = E'_b + \frac{U_{\text{эмт}}}{K_b} \cos \varphi_b. \quad (6.71)$$

* На рис. 6.14 положительный импульс тока базы лежит выше оси абсцисс.

При изменении частоты изменяются величины K_b и φ_b . На частоте $f \rightarrow 0$ угол $\varphi_b \approx 0$, а $K_b = K_{b0}$, поэтому

$$U_{\text{спмакс}} = E'_{b0} - \frac{U_{\text{спм}}}{K_{b0}}. \quad (6.72)$$

Если задаться условием независимости $U_{\text{спмакс}}$ от частоты, то при $U_{\text{спм}} = \text{const}$ этого можно добиться только путем изменения напряжения смещения, причем $\Delta E_b = E'_b - E'_{b0}$ будет определяться выражением

$$\Delta E_b = U_{\text{спм}} \left(\frac{1}{K_{b0}} - \frac{\cos \varphi_b}{K_b} \right). \quad (6.73)$$

На низкой частоте ($f \rightarrow 0$) на эмиттерном $p-n$ переходе должно быть установлено смещение E'_{b0} , зависящее от угла отсечки θ_0 положительных импульсов. Из рис. 6.17 можно определить [см. выражение (6.63)]

$$E'_{b0} = E_c - U_{\text{спм}} \cos \theta_0. \quad (6.74)$$

Тогда на высокой частоте $E'_b = E_{b0} + \Delta E_b$ или

$$E'_b = E_c - U_{b0} K_b \left(\cos \theta_0 + \frac{\cos \varphi_b}{K_b} - \frac{1}{K_{b0}} \right), \quad (6.75)$$

где φ_b и K_b должны быть взяты для расчетной частоты.

При увеличении частоты запирающее напряжение смещения должно возрастать и этим тормозить рост θ_0 . Рост θ_0 наблюдается при увеличении частоты вследствие задержки спада положительного импульса тока эмиттера. Временная задержка спада вызвана влиянием падения напряжения на сопротивлении базы, поскольку в этом интервале ток базы течет в обратном направлении (см. рис. 6.14).

Напряжение источника смещения на внешних зажимах база — эмиттер должно быть равно

$$E_b = E'_b + I_{b0} r_b. \quad (6.76)$$

Результаты расчета напряжения смещения хорошо согласуются с данными эксперимента, если задано
276

условие постоянства высоты положительных импульсов тока эмиттера $I_{\text{эмакс}}$ и угла отсечки θ_3 при изменении частоты (см. таблицу).

$f, \text{ кгц}$	Расчет		Эксперимент		Условия эксперимента и расчета
	$E_6, \text{ в}$	$U_{6m}, \text{ в}$	$E_6, \text{ в}$	$U_{6m}, \text{ в}$	
200	-0,07	0,35	-0,05	0,36	$I_{\text{эмакс}} = \text{const}$
400	0,12	0,59	0,16	0,68	$\theta_3 = 90^\circ$
600	0,23	0,88	0,27	0,92	$E_k = -3,9 \text{ в}$ на всех частотах.
800	0,34	1,12	0,35	1,15	$I_{\text{ко}} = 6,5 \text{ ма}$
1 000	0,53	1,5	0,48	1,35	$r_6 S_3 = 15$ $\tau_p = 80 \cdot 10^{-9} \text{ сек}$ $\alpha = 0,97$

6.5. СРЕДНЯЯ КРУТИЗНА КОЛЛЕКТОРНОГО ТОКА ТРАНЗИСТОРА В ГЕНЕРАТОРНОМ РЕЖИМЕ

Средняя крутизна коллекторного тока для n' -й гармоники

$$\dot{S}_{cpn} = \frac{\dot{I}_{kn}}{\dot{U}_{6m}} = S_{cpn} e^{-i\Lambda} \quad (6.77)$$

может быть определена с помощью полученных выше выражений для α_{fn} (6.42), K_b (6.56) и \dot{S}_{epc} (6.61).

Действительно, умножив и разделив (6.77) на \dot{I}_{e1} и \dot{U}_{epm} , можно получить

$$\dot{S}_{cpn} = \alpha_{fn} K_b \dot{S}_{epc}, \quad (6.78)$$

откуда следует, что

$$S_{cpn} = \alpha_{fn} K_b S_{epc} \quad (6.79)$$

и

$$\Lambda = \varphi_{ek} + \varphi_b - \psi_1 = \vartheta + \varphi_b. \quad (6.80)$$

Используя выражения (6.6) и (6.61), выражение (6.79) можно переписать так:

$$S_{cpn} = \alpha_{fn} K_b \frac{S_3 \alpha_1 (\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{F_1 [1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)]}. \quad (6.81)$$

Обычно в расчетах чаще всего требуется знать среднюю крутизну для первой гармоники тока коллектора.

Тогда вместо (6.81) можно написать

$$S_{cp} = \frac{\alpha_f}{\alpha} \frac{K_6}{K_{60}} \alpha K_{60} \frac{S_0 \alpha_1 (\theta_0) (1 - \cos \theta_0)}{F_1 [1 - r_6 S_0 (1 - \alpha)]}, \quad (6.82)$$

а отсюда следует

$$S'_{cp} = \frac{S_{cp}}{S_0} = G K'_6 B, \quad (6.83)$$

где

$$S_0 = \alpha \cdot S_0,$$

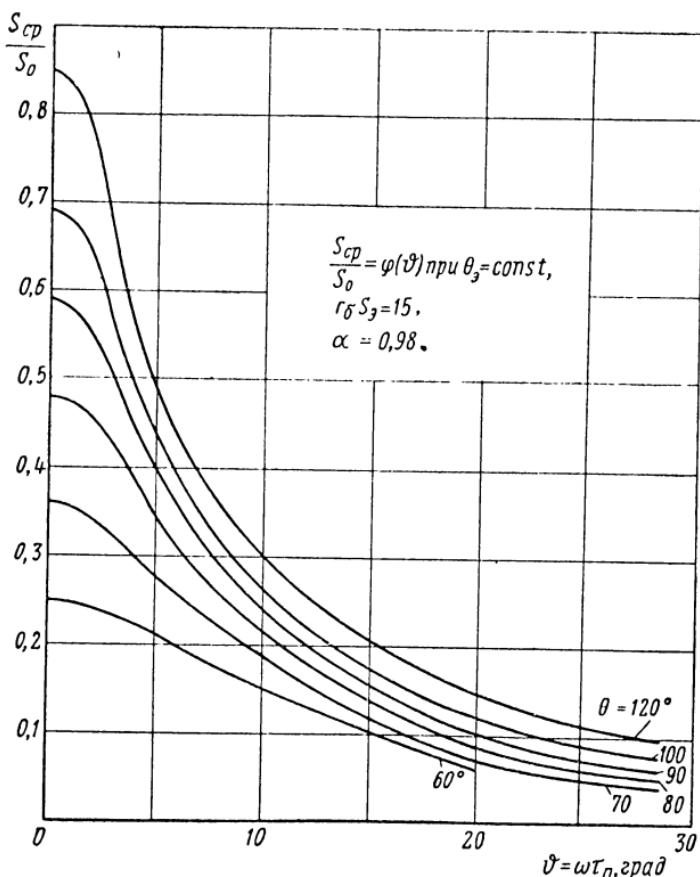


Рис. 6.21. Графики для $S'_{cp} = \frac{S_{cp}}{S_0}$ и $\Lambda = \varphi(\vartheta)$

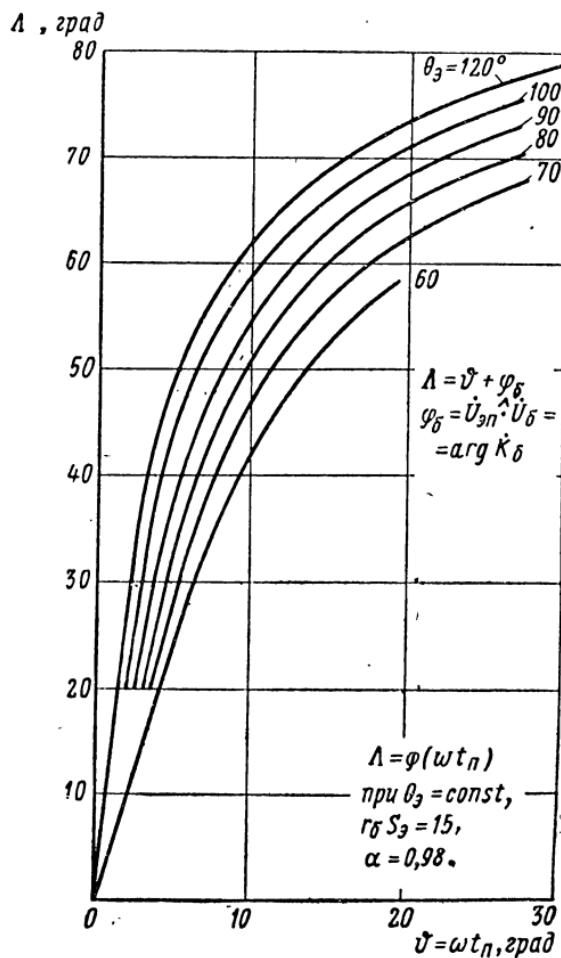
а коэффициент B с учетом (6.66) можно записать так:

$$B = \frac{\alpha_1(\theta_0)(1 - \cos \theta_0)}{[1 - r_0 S_0(1 - \alpha)][1 + r_0 S_{0\text{ис}}(1 - \alpha)]}. \quad (6.84)$$

Выражение для $r_0 S_{0\text{ис}}$ было приведено выше [см. (6.65)].

Коэффициенты G и K'_0 можно определить из графиков, приведенных на рис. 6.13, 6.18, 6.19 и 6.20.

Небезынтересно отметить, что при $\alpha = 1$ коэффициент $B = \alpha_1(\theta_0)(1 - \cos \theta_0)$, а при $\vartheta \rightarrow 0$ (на достаточно низких



при $\theta_3 = \text{const}$, $r_0 S_3 = 15$ и $\alpha = 0,98$.

частотах) $K'_0 \rightarrow 1$ и $G \rightarrow 1$, вследствие чего выражение (6.83) приобретает такой же вид, как выражение для средней крутизны анодного тока в теории ламповых генераторов.

Семейство кривых $S'_{cp} = \frac{S_{cp}}{S_0} = \varphi(\vartheta)$ и $\Lambda = \varphi(\vartheta)$ при

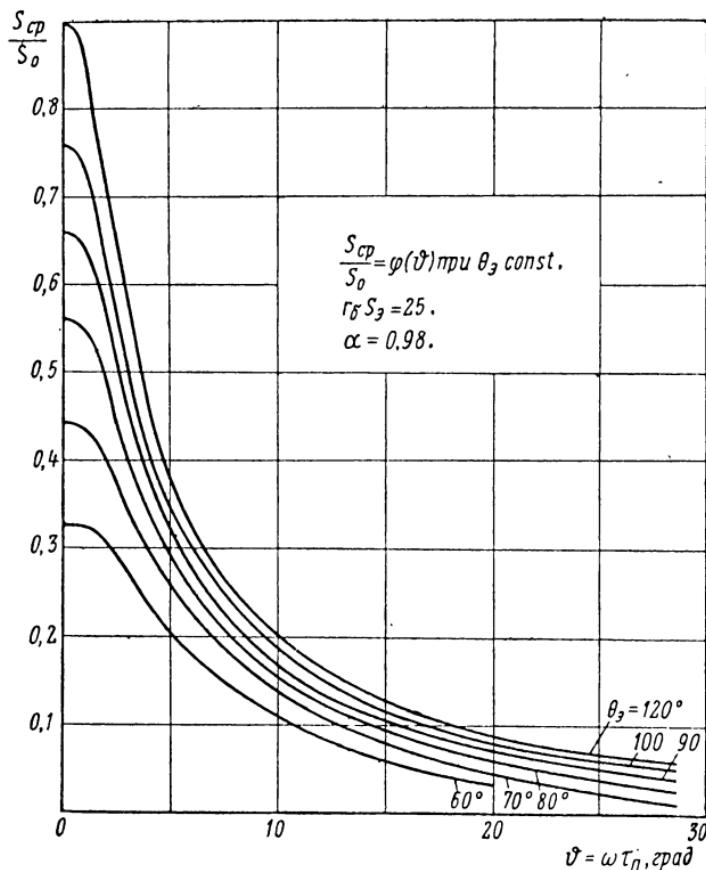
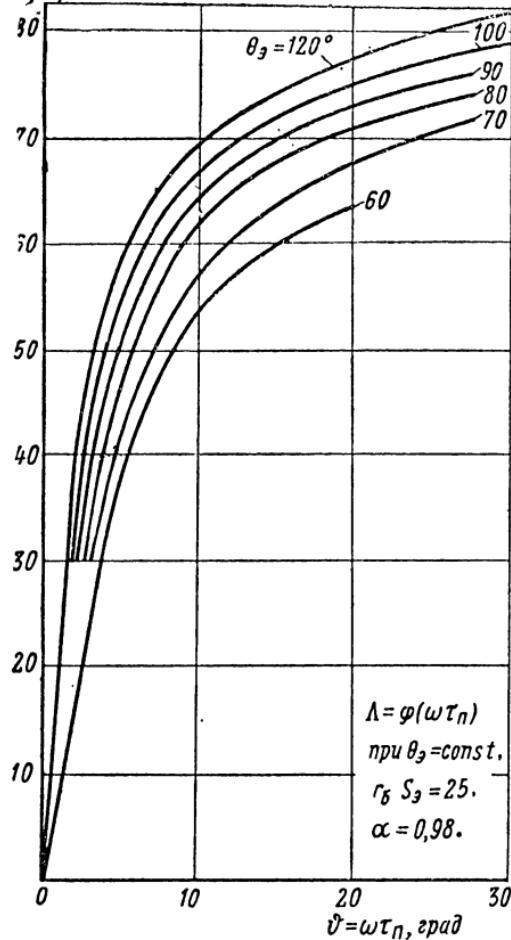


Рис. 6.22. Графики для S'_{cp} и $\Lambda = \varphi(\vartheta)$

$\theta_0 = \text{const}$ приведено на рис. 6.21 для $r_0 S_0 = 15$ и при $\alpha = 0,98$.

На рис. 6.22 показано семейство кривых $S'_{cp} = \varphi(\vartheta)$ и $\Lambda = \varphi(\vartheta)$ при $\theta = \text{const}$ для $r_0 S_0 = 25$ и $\alpha = 0,98$.

$\Delta, \text{град}$



при $\theta_0 = \text{const}$, $r_0 S_0 = 25$ и $\alpha = 0,98$.

ГЛАВА 7

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕНЕРАТОРОВ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

7.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Расчет транзисторного генератора состоит из расчета энергетических показателей и элементов схемы.

При расчете энергетических показателей определяют токи и напряжения в цепях базы и коллектора, мощности, коэффициент полезного действия, сопротивление коллекторной нагрузки, при котором обеспечивается выбранный режим работы.

При расчете элементов схемы определяют индуктивность и емкость коллекторного контура, его связь с полезной нагрузкой, параметры цепи возбуждения и т. д.

Материалы, приведенные в гл. 6, позволяют осуществить расчет всего комплекса энергетических показателей.

Допущения, сделанные в гл. 6 при определении параметров и характеристик транзистора, полностью учитываются в гл. 7.

При определении параметров необходимо учитывать входную и выходную проводимости транзистора в установленвшемся режиме при тех токах и напряжениях, которые стали известны в результате расчета энергетических показателей.

В последующем изложении подвергаются анализу генераторы по схеме с общим эмиттером и общей базой. Каждая из этих схем имеет специфические особенности и их следует учитывать при проектировании и эксплуатации транзисторных генераторов.

Важным достоинством работы генератора является его устойчивость, характеризуемая отсутствием самовозбуждения.

При расчете генератор должен проверяться на устойчивость.

7.2. СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРОВ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Генераторы могут быть собраны по схеме с общим эмиттером, общей базой и общим коллектором. Последняя из схем не применяется и поэтому в дальнейшем не рассматривается.

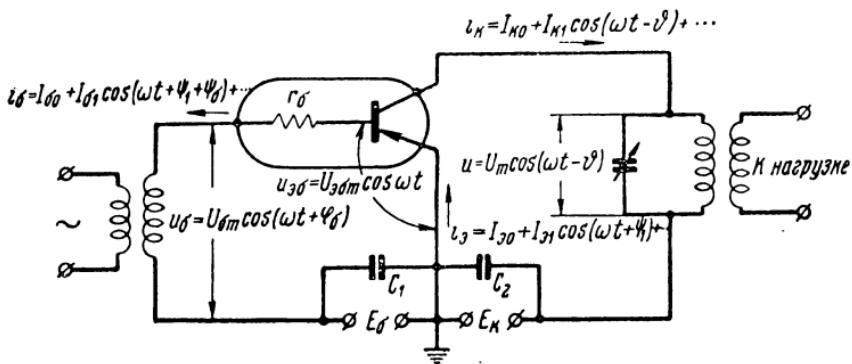


Рис. 7.1. Токи и напряжения в генераторе по схеме с общим эмиттером.

На рис. 7.1 приведена схема генератора с общим эмиттером. По способу возбуждения — это схема генератора с внешним возбуждением.

В зависимости от настройки коллекторный контур может выделять первую гармонику или одну из высших гармоник коллекторного тока. В первом случае генератор называется усилителем, а в остальных — умножителем частоты. В дальнейшем, кроме специально оговоренных случаев, будет изучаться генератор, работающий в режиме усиления.

На схеме рис. 7.1 показаны напряжения и токи. Сопротивление базы транзистора условно выделено, что позволяет показать на схеме напряжение на эмиттерном *p-n* переходе. Фазы векторов токов и напряжений отчитываются от фазы вектора напряжения на эмиттерном *p-n* переходе (рис. 7.2).

В § 6.2 предыдущей главы было показано, что можно не учитывать запаздывания неосновных носителей при пересечении ими эмиттерного $p-n$ перехода [см. выражение (6.5)], поэтому ток эмиттера можно определять

по характеристике $i_0 = \varphi(u_{\text{оп}})$ на любой частоте в пределах рабочей полосы частот для транзистора данного типа. Строго говоря, по характеристике $i_0 = \varphi(u_{\text{оп}})$ можно определять только положительные импульсы тока эмиттера. На рис. 7.2 приведены фазовые соотношения в генераторе с внешним возбуждением. Как видно из рис. 7.2, в фазе с вектором $U_{\text{оп}}$ находится вектор первой гармоники I_{01} периодической последовательности положительных импульсов *.

Рис. 7.2. Фазовые соотношения в генераторе.

Вектор первой гармоники тока эмиттера \dot{I}_{01} , при определении которого учитывается первая гармоника периодической последовательности отрицательных импульсов [см. рис. 6.5 и выражение (6.37)], опережает по фазе вектор I_{01} на угол ψ_1 (рис. 7.2). Остальные векторы, изображенные на рис. 7.2, сдвинуты по фазе на углы, объяснение которым дано в пп. 6.3 и 6.4 предыдущей главы.

Поскольку в гл. 6 приведены выражения, с помощью которых можно определять гармонические составляющие токов эмиттера, коллектора и базы, а также находить фазовые соотношения между ними, не представляет затруднений составить методику расчета энергетических показателей генератора. Ниже будет приведен расчет генераторов по схеме с общим эмиттером и общей базой.

* Анализ показывает, что это допущение вызывает некоторую погрешность, увеличивающуюся с ростом частоты, однако допустимую в инженерных расчетах.

На рис. 7.3 приведена схема генератора с общей базой. Здесь так же, как на схеме рис. 7.1, показаны токи и напряжения в цепях генератора. Токи в соответственных цепях обеих схем одинаковые. В схеме с общей базой переменное напряжение между эмиттером и коллектором слагается из напряжения источника возбуждения и напряжения на коллекторном контуре. Сопоставление двух генераторов позволяет сделать ряд выводов.

В схеме, изображенной на рис. 7.1, мощность возбуждения равна

$$P_{\text{воб}} = 0,5 \cdot U_{\text{бм}} I_{\text{б1}} \cos(\psi_1 + \psi_b - \varphi_b), \quad (7.1)$$

а в схеме, изображенной на рис. 7.3,

$$P_{\text{воб}} = 0,5 \cdot U_{\text{бм}} I_{\text{б1}} \cos(\psi_1 - \varphi_b). \quad (7.2)$$

Фазовые углы, входящие в выражения (7.1) и (7.2), изображены на рис. 7.2.

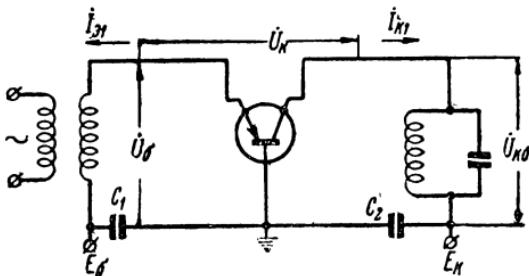


Рис. 7.3. Токи и напряжения в генераторе по схеме с общей базой.

Формулы, с помощью которых эти углы могут быть определены, приведены в пп. 6.3 и 6.4 гл. 6. Соотношение между мощностями возбуждения в обеих схемах определяется выражением

$$\frac{P_{\text{воб}}}{P_{\text{воб}}} = \frac{I_{\text{б1}}}{I_{\text{б1}}} \frac{\cos(\psi_1 + \psi_b - \varphi_b)}{\cos(\psi_1 - \varphi_b)} \quad (7.3)$$

или, учитывая выражение (6.50),

$$\frac{P_{\text{воб}}}{P_{\text{воб}}} \approx N_b \frac{\cos(\psi_1 + \psi_b - \varphi_b)}{\cos(\psi_1 - \varphi_b)}. \quad (7.4)$$

Правая часть выражения (7.4) при уменьшении частоты стремится к 1—α, а при увеличении — к величине, близкой к единице. Следовательно, схема с общим

эмиттером имеет значительный выигрыш в мощности возбуждения только на низких частотах. На высших * частотах обе схемы по мощности возбуждения практически равнозначны.

В генераторе по схеме с общей базой, работающем в усилительном режиме, часть мощности возбуждения (ΔP_b) передается в коллекторный контур.

Из приведенной на рис. 7.3 схемы генератора по схеме с общей базой следует, что

$$\dot{U}_k = \dot{U}_{kb} - U_b. \quad (7.5)$$

Умножив обе части равенства на I_{k1} , получим для активной составляющей мощности

$$U_m I_{k1} \cos \delta = U_{kbm} I_{k1} - U_{bm} I_{k1} \cos \Lambda. \quad (7.6)$$

При этом предполагается, что коллекторный контур настроен в резонанс с частотой первой гармоники тока коллектора, а угол $\delta = \widehat{\dot{U}_{kb}} \dot{U}_k$ определяется из выражения

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\frac{U_{bm}}{U_{kbm}} \sin \Lambda}{1 + \frac{U_{bm}}{U_{kbm}} \cos \Lambda}. \quad (7.7)$$

Обычно $\frac{U_{bm}}{U_{kbm}} \ll 1$ и, следовательно, $\delta \approx 0$.

Умножив обе части равенства (7.6) на 0,5, получим

$$P = P_{bk} - \Delta P_b, \quad (7.8)$$

причем $\Delta P_b = 0,5 U_{bm} I_{k1} \cos \Lambda$ является мощностью, передаваемой в коллекторный контур от источника возбуждения в схеме с общей базой. Мощность ΔP_b составляет небольшую часть мощности $P = 0,5 U_m I_{k1} \cos \delta \approx \approx 0,5 U_m I_{k1}$, генерируемой транзистором. Поэтому в первом приближении мощностью ΔP_b в коллекторном контуре можно пренебречь и считать, что $P_{bk} = 0,5 U_{kbm} I_{k1} \approx \approx 0,5 U_m I_{k1}$.

Как будет показано ниже, генератор по схеме с общей базой имеет меньшую склонность к самовозбуждению (на высоких частотах), что является большим преимуществом этой схемы.

* Имеются в виду частоты рабочего диапазона транзистора данного типа.

7.3. ВХОДНАЯ И ВЫХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТИ. ЭКВИВАЛЕНТНЫЕ СХЕМЫ ТРАНЗИСТОРА В ГЕНЕРАТОРНОМ РЕЖИМЕ

На рис. 7.4 приведена схема генератора с общим эмиттером, на которой изображены векторы напряжений и токов в цепях транзистора. На входе транзистора действует напряжение \dot{U}_b , которое вызывает в цепи базы ток, первая гармоника которого обозначена \dot{I}_{b1} .

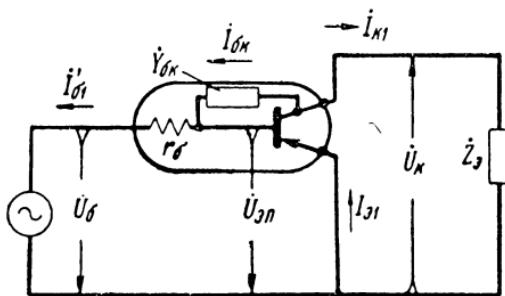


Рис. 7.4. Токи и напряжения, учитываемые при определении входной проводимости в схеме с общим эмиттером.

Помимо составляющей тока базы \dot{I}_{b1} , равной разности первых гармоник токов эмиттера и коллектора, в данной эквивалентной схеме учитывается ток \dot{I}_{bk} через проводимость \dot{Y}_{bk} , причем (рис. 7.4)

$$\dot{I}_{bk} = (\dot{U}_k + \dot{U}_{ep}) \dot{Y}_{bk}. \quad (7.9)$$

В дальнейшем будем полагать, что

$$\dot{Y}_{bk} \approx j\omega C_{bk}. \quad (7.10)$$

Это условие можно принять в качестве первого приближения, поскольку активная составляющая проводимости запертого коллекторного $p-n$ перехода много меньше реактивной.

Для определения входной проводимости необходимо фазы всех токов выразить относительно напряжения возбуждения (т. е. напряжения на внешних зажимах база — эмиттер $\dot{U}_b = U_{bm} e^{j\omega t}$).

Тогда, используя фазовые соотношения, приведенные на рис. 7.2, получаем

$$\begin{aligned} \dot{I}_{\text{бк}} = j\omega C_{\text{бк}}(\dot{U}_{\text{эп}} + \dot{U}_{\text{к}}) = \omega C_{\text{бк}} \left[U_{\text{эп}} e^{j(\omega t - \varphi_0 + \frac{\pi}{2})} + \right. \\ \left. + U_m e^{j(\omega t - \Lambda + \varphi_{\text{к}} + \frac{\pi}{2})} \right], \end{aligned} \quad (7.11)$$

где $\varphi_{\text{к}} = -\arctg \frac{2\Delta f}{f_0} Q$ — сдвиг фаз между первой гармоникой тока коллектора и напряжением на коллекторном контуре при расстройке $\frac{\Delta f}{f_0}$.

Ток базы с учетом фазовых соотношений (рис. 7.2) равен

$$\dot{I}_{\text{б1}} = I_{\text{б1}} e^{j(\omega t - \varphi_0 + \psi_1 + \psi_{\text{б}})} = I_{\text{б1}} N_{\text{б}} e^{j(\omega t + \psi_2)}, \quad (7.12)$$

где $\psi_2 = \psi_1 + \psi_{\text{б}} - \varphi_0$ — угол между векторами $\dot{I}_{\text{б1}}$ и $\dot{U}_{\text{б}}$.

Суммарный ток в цепи базы

$$\begin{aligned} \dot{I}'_{\text{б1}} = \dot{I}_{\text{б1}} + \dot{I}_{\text{бк}} = I_{\text{б1}} N_{\text{б}} e^{j(\omega t + \psi_2)} + \omega C_{\text{бк}} U_{\text{эпм}} e^{j(\omega t - \varphi_0 + \frac{\pi}{2})} + \\ + \omega C_{\text{бк}} U_m e^{j(\omega t - \Lambda + \varphi_{\text{к}} + \frac{\pi}{2})}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Тогда входная проводимость

$$\begin{aligned} \dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{\dot{I}'_{\text{б1}}}{\dot{U}_{\text{б}}} = \frac{I_{\text{б1}} N_{\text{б}}}{U_{\text{бм}}} e^{j\psi_2} + \frac{\omega C_{\text{бк}} U_{\text{эпм}}}{U_{\text{бм}}} e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0\right)} + \\ + \frac{\omega C_{\text{бк}} I_{\text{к1}} Z_{\text{о}}}{U_{\text{бм}}} e^{\left[\frac{\pi}{2} - (\Lambda - \varphi_{\text{к}})\right]} \end{aligned} \quad (7.14)$$

или

$$\begin{aligned} \dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{S_{\text{cp}} N_{\text{б}}}{\alpha_f} e^{j\psi_2} + \omega C_{\text{бк}} K_{\text{б}} e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \varphi_0\right)} + \\ + \omega C_{\text{бк}} S_{\text{cp}} Z_{\text{о}} e^{j\left[\frac{\pi}{2} - (\Lambda - \varphi_{\text{к}})\right]}. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Отсюда следует, что активная и реактивная составляющие входной проводимости $\dot{Y}_{\text{вх}} = g_{\text{вх}} + jb_{\text{вх}}$ равны

$$g_{\text{вх}} = \frac{S_{\text{cp}}N_6}{\alpha_f} \cos \psi_2 + \omega C_{6K} K_6 \sin \varphi_6 + \omega C_6 S_{\text{cp}} Z_3 \sin (\Lambda - \varphi_K) \quad (7.16)$$

и

$$b_{\text{вх}} = \frac{S_{\text{cp}}N_6}{\alpha_f} \sin \psi_2 + \omega C_{6K} K_6 \cos \varphi_6 + \omega C_{6K} S_{\text{cp}} Z_3 \cos (\Lambda - \varphi_K). \quad (7.17)$$

Величины второго и третьего слагаемых относятся как

$$\frac{K_6 \sin \varphi_6}{S_{\text{cp}} Z_3 \sin (\Lambda - \varphi_K)}. \quad (7.18)$$

При малых расстройках контура $(\varphi_K \ll \frac{\pi}{2})$ аргумент синуса в знаменателе $\Lambda - \varphi_K = \varphi_6 + \vartheta - \varphi_K$ не меньше аргумента синуса в числите. Что касается отношения $\frac{K_6}{S_{\text{cp}} Z_3}$, то $S_{\text{cp}} Z_3 \gg 1$, тогда как $K_6 < 1$. Поэтому с хорошим приближением в выражениях (7.16) и (7.17) можно пренебречь вторым слагаемым и тогда

$$g_{\text{вх}} \cong \frac{S_{\text{cp}}N_6}{\alpha_f} \cos \psi_2 + \omega C_{6K} S_{\text{cp}} Z_3 \sin (\Lambda - \varphi_K), \quad (7.19)$$

$$b_{\text{вх}} \cong \frac{S_{\text{cp}}N_6}{\alpha_f} \sin \psi_2 + \omega C_{6K} S_{\text{cp}} Z_3 \cos (\Lambda - \varphi_K). \quad (7.20)$$

При $\varphi_K > 0$ [контур настроен на частоту $f_0 > f$, поэтому $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0} < 0$ — см. пояснения к (7.11)] аргумент синуса в (7.19) может стать меньше нуля, т. е. может получиться $g_{\text{вх}} < 0$, и усилитель самовозбудится. При наличии на входе других цепей с активной составляющей проводимости $g_{\text{ш}}$, фактически критерием устойчивости будет условие $g_{\text{вх}} + g_{\text{ш}} > 0$. Вследствие того, что величина $g_{\text{ш}}$ неизвестна, критерием устойчивой работы усилителя целесообразно принять условие $g_{\text{вх}} > 0$ при $\sin (\Lambda - \varphi_K) = -1$.

Допустим, что все величины в (17.19) заданы и мы можем подбирать безопасную (в смысле отсутствия самовозбуждения) величину эквивалентного сопротивления коллекторной нагрузки. Тогда условием отсутствия самовозбуждения усилителя будет

$$Z_{\text{в}} < \frac{N_0 \cos \phi_2}{\alpha_f \omega C_{\text{бк}}}. \quad (7.21)$$

Реактивная составляющая входной проводимости $b_{\text{вх}} > 0$, т. е. имеет емкостный характер [см. выражения (7.17) и (7.20)], так как угол $\phi_2 > 0$, а угол $\Lambda - \varphi_k < \frac{\pi}{2}$. Однако при

$\varphi_k < 0$ можно достичь условия, при котором сумма $\Lambda + \varphi_k$ станет больше $\frac{\pi}{2}$, и тогда в принципе можно добиться выполнения условия $b_{\text{вх}} < 0$. В этом случае реактивная составляющая приобретает индуктивный характер.

При определении выходной проводимости транзистора в недонапряженном и критическом

Рис. 7.5. Токи и напряжения, учитываемые при определении выходной проводимости.

режимах можно пренебречь влиянием коллекторного переменного напряжения на коллекторный ток. Обращаясь к схеме, приведенной на рис. 7.5, можно написать

$$I''_{\text{к1}} = I'_{\text{к1}} + I_{\text{бк}},$$

причем

$$I_{\text{бк}} \cong j\omega C_{\text{бк}} \dot{U},$$

и

$$I'_{\text{к1}} = S_{\text{cp}} \dot{U}_{\text{вх}}.$$

В цепи базы необходимо учесть только напряжение, обусловленное прохождением тока $\dot{I}_{бк}$ через сопротивление базы

$$\dot{U}_{\text{оп}} = j\omega C_{бк} r_b \dot{U}.$$

При этом предполагается, что в схеме действуют все напряжения, обуславливающие ток $\dot{I}_{к1} = \dot{S}_{cp} \dot{U}_b$, и напряжение на коллекторной нагрузке $\dot{U} = \dot{I}_{к1} Z_o$.

Внутренним сопротивлением источника возбуждения пренебрегаем.

Ток $\dot{I}_{к1}$ при определении выходной проводимости учитывать не следует, так как он создается под воздействием не напряжения \dot{U} , а напряжения \dot{U}_b (при наличии прочих напряжений в схеме).

Интересующий нас ток коллектора

$$\dot{I}'_{к1} = j\dot{S}_{cp} \dot{U}_\Phi C_{бк} r_b \quad (7.22)$$

и полный ток

$$\dot{I}''_{к1} = j\omega C_{бк} \dot{U} (\dot{S}_{cp} r_b + 1). \quad (7.23)$$

Тогда выходная проводимость

$$\dot{Y}_{\text{вых}} = \frac{\dot{I}''_{к1}}{\dot{U}} + j\omega C_{ак} = j\omega [C_{бк} (\dot{S}_{cp} r_b + 1) + C_{ак}]. \quad (7.24)$$

Учитывая (6.77), можно написать для реактивной составляющей

$$b_{\text{вых}} = \omega [C_{бк} (S_{cp} r_b \cos \Lambda + 1) + C_{ак}] \quad (7.25)$$

или

$$C_{\text{вых}} = C_{бк} (S_{cp} r_b \cos \Lambda + 1) + C_{ак}. \quad (7.26)$$

Активная составляющая

$$g_{\text{вых}} = S_{cp} r_b \omega C_{бк} \sin \Lambda. \quad (7.27)$$

По мере увеличения частоты и соответственного роста угла Λ (см. рис. 6.22) уменьшается реактивная проводимость и растет активная.

На достаточно низких частотах активная составляющая проводимости в действительности устремляется не к нулю (7.27), а к

$$g_i' = g_i \alpha_1 (1 - \cos \theta),$$

где

$$g_i = \frac{\Delta i_{\text{в}}}{\Delta u_{\text{в}}} \Big|_{u_0 = \text{const}}.$$

В перенапряженном режиме активная составляющая выходной проводимости $g_{i\pi}$ резко уменьшается.

На достаточно низких частотах

$$g_{i\pi} = g_i' + S_{\text{в}} \alpha_1 (\theta_{\text{в}}) (1 - \cos \theta_{\text{в}}), \quad (7.28)$$

где $\theta_{\text{в}}$ — половина угла, в пределах которого импульс тока коллектора имеет провал верхушки.

В схеме с общей базой выходная проводимость транзистора при принятых выше допущениях определяется

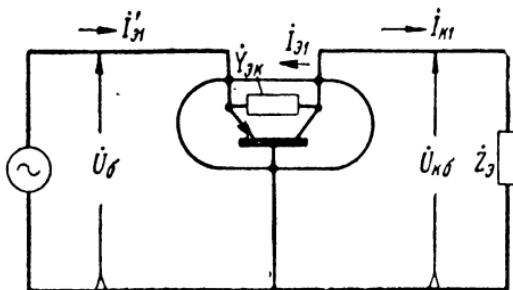


Рис. 7.6. Токи и напряжения, учитываемые при определении входной проводимости в схеме с общей базой.

выражением (7.24), т. е. получается такой же, как и в схеме с общим коллектором.

Действительно, в схеме рис. 7.5 внешние выводы базы и эмиттера соединены накоротко, поэтому различия в исходных условиях для обеих схем нет *.

* Более строгий анализ показывает, что выходная проводимость в схемах с общей базой и общим эмиттером различна.

Входная проводимость в схеме с общей базой (рис. 7.6) равна

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{\dot{I}'_{\text{э1}}}{U_b} = \frac{I_{\text{э1}} - I_{\text{эк}}}{U_b}, \quad (7.29)$$

причем

$$I_{\text{э1}} = I_{\text{э1}} e^{j(\omega t - \varphi_b + \psi_1)},$$

а

$$\dot{I}_{\text{эк}} = (\dot{U}_{\text{кб}} - \dot{U}_b) \dot{Y}_{\text{эк}}.$$

В дальнейшем мы будем полагать, что

$$\dot{Y}_{\text{эк}} \approx j\omega C_{\text{эк}}.$$

Тогда

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{I_{\text{э1}}}{U_{b_m}} e^{-j(\varphi_b - \psi_1)} + \omega C_{\text{эк}} e^{j\frac{\pi}{2}} - \frac{I_{\text{к1}} Z_{\text{в}} \omega C_{\text{эк}}}{U_{b_m}} e^{j\left[\frac{\pi}{2} - (\Lambda - \varphi_k)\right]}, \quad (7.30)$$

а отсюда

$$g_{\text{вх}} = \frac{S_{\text{cp}}}{\alpha_f} \cos(\varphi_b - \psi_1) + S_{\text{cp}} Z_{\text{в}} \omega C_{\text{эк}} \sin(\Lambda - \varphi_k) \quad (7.31)$$

и

$$b_{\text{вх}} = -\frac{S_{\text{cp}}}{\alpha_f} \sin(\varphi_b - \psi_1) + \omega C_{\text{эк}} - S_{\text{cp}} Z_{\text{в}} \omega C_{\text{эк}} \cos(\Lambda - \varphi_k). \quad (7.32)$$

Реактивная составляющая входной проводимости транзистора в схеме с общей базой имеет индуктивный

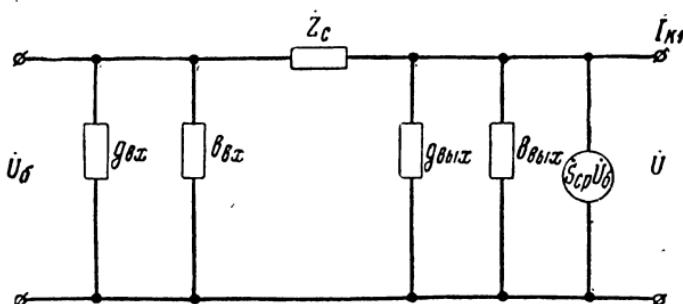


Рис. 7.7. Эквивалентная схема транзистора в генераторном режиме.

характер, так как первое слагаемое в (7.32) меньше нуля. По абсолютной величине это слагаемое больше суммы двух других.

Эквивалентная схема транзистора приведена на рис. 7.7.

Все элементы схемы могут быть определены из выражений, приведенных выше. В схеме с общей базой элемент связи $\dot{Z}_c = \dot{Z}_{ek} \cong j\omega C_{ek}$, а в схеме с общим эмиттером $\dot{Z}_c = Z_{bk} \cong j\omega C_{bk}$.

Определим условия устойчивой работы генератора с внешним возбуждением в схеме с общей базой. Активная составляющая входной проводимости может стать меньше нуля при выполнении условия $\Lambda - \varphi_k < 0$.

Если предположить, что в (7.31) $\sin(\Lambda - \varphi_k) = -1$, то условие $g_{vx} \leq 0$ будет удовлетворяться при

$$Z_{ek} \omega C_{ek} \geq \frac{\cos(\varphi_b - \psi_1)}{\alpha_f}. \quad (7.33)$$

Устойчивая работа усилителя будет при

$$Z_e < \frac{\cos(\varphi_b - \psi_1)}{\alpha_f \omega C_{ek}}. \quad (7.34)$$

Сопоставим выражения (7.21) и (7.34). Поскольку $N_b < 1$ и $C_{bk} \gg C_{ek}$, то усилитель по схеме с общей базой будет работать устойчиво при больших Z_e , чем по схеме с общим эмиттером.

При прочих равных условиях усилитель по схеме с общей базой будет работать устойчиво на более высоких частотах. Действительно, если принять за критерий устойчивости $g_{vx} = 0$ при $\sin(\Lambda - \varphi_k) = -1$ и считать, что в обеих схемах Z_e одно и то же, то из (7.19) и (7.31) можно получить

$$\frac{\omega_{ob}}{\omega_{oe}} = \frac{\cos(\varphi_b - \psi_1)}{\cos(\varphi_b - \psi_1 - \psi_o)} \frac{\alpha_{f0e}}{\alpha_{f0b}} \frac{C_{bk}}{C_{ek}} \frac{1}{N_b}. \quad (7.35)$$

Можно убедиться в том, что ω_{ob} всегда больше ω_{oe} .

7.4. РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Расчет энергетических показателей генератора состоит в определении всех токов и напряжений, мощностей и к. п. д. и коэффициента усиления по мощности.

При энергетическом расчете бывает задана генерируемая мощность, частота колебаний или диапазон частот. Соответственно заданной мощности и максимальной частоте диапазона должен быть выбран тип транзистора.

Если в справочнике не указана максимальная мощность, генерируемая транзистором данного типа, выбор может быть сделан по допустимой мощности рассеивания на коллекторе.

Генерируемая и рассеиваемая на коллекторе мощности связаны соотношением

$$P_k = P \frac{1 - \eta}{\eta}, \quad (7.36)$$

где P — генерируемая (заданная) мощность;

P_k — мощность рассеивания на коллекторе;

η — к. п. д. генератора.

При выборе транзистора по допустимой мощности рассеивания на коллекторе $P_{k\text{ доп}}$ необходимо задаваться ориентировочным значением к. п. д. ($\eta \approx 0,6 \div 0,8$), причем должно удовлетворяться неравенство $P_k < P_{k\text{ доп}}$.

Для выбранного типа транзистора должны быть известны: параметры S_0 или $(S_\alpha = \frac{S_0}{\alpha})$, S_k , α , r_b , τ_n , статические вольтамперные характеристики $i_k = \varphi(u_n)$ при $u_k = \text{const}$ или $i_k = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$ и напряжение сдвига спрямленной характеристики E_c . По предлагаемой методике расчет может быть осуществлен только в критическом или недонапряженном режиме.

Наибольшую мощность и к. п. д. генератор обеспечивает (практически) в критическом режиме. В этом режиме коэффициент использования коллекторного напряжения $\xi_{kp} = \frac{U_{mkp}}{E_k}$ является по величине граничным с ξ для перенапряженного режима. Следовательно, выбор $\xi > \xi_{kp}$

недопустим из-за перехода в перенапряженный режим (когда нельзя вести расчет по предлагаемой методике), а выбор $\xi < \xi_{kp}$ нецелесообразен из-за понижения к. п. д. генератора и возрастания мощности рассеивания на коллекторе (7.36).

При определении ξ_{kp} следует воспользоваться выражением для генерируемой мощности

$$P = 0,5I_{k1}U_{mkp}.$$

Известно, что $I_{k1} = I_{k \text{ макс}} \alpha_1 (\emptyset)$. Углом отсечки импульсов тока коллектора необходимо задаваться. Высота импульса тока коллектора может быть получена из рис. 6.2 (если ток эмиттера заменить током коллектора)

$$I_{k \text{ макс}} = S_k u_{k \text{ мин}} \quad (7.37)$$

или

$$I_{k \text{ макс}} = S_k E_k (1 - \xi_{kp}). \quad (7.38)$$

Тогда для генерируемой мощности можно написать

$$P = 0,5\alpha_1 S_k E_k^2 (1 - \xi_{kp}) \xi_{kp}. \quad (7.39)$$

Решив это уравнение для ξ_{kp} , воспользовавшись правилами для приближенных вычислений, получим

$$\xi_{kp} = 1 - \frac{2P}{S_k E_k^2 \alpha_1}. \quad (7.40)$$

Это выражение получено с использованием статической вольтамперной характеристики $i_k = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$, поэтому оно вполне справедливо лишь на низких частотах. Однако, как показывает опыт, его с успехом можно применять также при расчете генераторов, работающих на высоких частотах (т. е. при наличии хорошо выраженной инерционности транзистора).

После определения ξ_{kp} нетрудно найти $U_m = \xi_{kp} E_k$ и первую гармонику тока коллектора

$$I_{k1} = \frac{2P}{U_{mkp}}. \quad (7.41)$$

Необходимое соотношение между амплитудами тока и напряжения получится, если эквивалентное сопротивление нагруженного коллекторного контура, настроенного в резонанс, будет равно

$$R_{\text{экп}} = \frac{U_{m\text{кр}}}{I_{k1}}. \quad (7.42)$$

Вычислим модуль средней крутизны

$$S_{cp} = S_0 S'_{cp}, \quad (7.43)$$

где $S'_{cp} = GK'_6 B$ — см. (6.83).

Значения $S_{cp} = \varphi(\theta_0, \vartheta)$ при $r_b S_0 = 15$ и 25 и $\alpha = 0,98$ можно определить по графикам, приведенным на рис. 6.21 и 6.22. При других значениях $r_b S_0$ и α можно воспользоваться интерполяцией либо осуществить расчет K'_6 и B по выражениям (6.59), (6.65), (6.66) и (6.84). Коэффициент G рекомендуется определять по графику, поскольку он не зависит от α и $r_b S_0$.

Зная ток I_{k1} и среднюю крутизну S_{cp} , нетрудно определить амплитуду напряжения возбуждения

$$U_{6m} = \frac{I_{k1}}{S_{cp}}. \quad (7.44)$$

Находим коэффициент передачи напряжения K_6 [см. (6.59)]. При определении K_6 с использованием графиков $K'_6 = \varphi(\vartheta)$ при $\theta_0 = \text{const}$ (рис. 6.18—6.20) необходимо найти K_{60} (6.66) и тогда

$$K_6 = K'_6 K_{60}. \quad (7.45)$$

Напряжение источника смещения определяем из выражений (6.75) и (6.76).

$$E_6 = E_c - U_{6m} K_6 \left(\cos \theta_0 + \frac{\cos \varphi_6}{K_6} - \frac{1}{K_{60}} \right) + I_{60} r_b, \quad (7.46)$$

причем

$$I_{60} = I_{k1} \cdot \frac{\alpha_0}{\alpha_1} \cdot \frac{1 - \alpha}{\alpha}, \quad (7.47)$$

где $\alpha_0, \alpha_1 = \varphi(\theta)$ — коэффициент разложения;

α — коэффициент усиления по току;

φ_6 — определяется из графиков на рис. 6.18—6.20.

В выражение (7.46) следует подставлять $U_{\beta m} < 0$ при транзисторах $p-n-p$ типа и $U_{\beta m} > 0$ при транзисторах $n-p-n$ типа.

Кроме того следует подставлять $I_{\beta 0} < 0$ в транзисторах типа $p-n-p$ и $I_{\beta 0} > 0$ в транзисторах типа $n-p-n$ при условии, если остальные слагаемые (7.46) дают $E_{\beta} < 0$. Как правило, слагаемое $I_{\beta 0}r_{\beta}$ очень мало по сравнению с остальными и им можно пренебречь.

Для проверки правильности полученных значений напряжения возбуждения и смещения определим, получается ли по статическим характеристикам импульс тока эмиттера (или коллектора) нужной величины. Эту проверку следует осуществлять на частоте $f \rightarrow 0$, когда можно пользоваться статическими характеристиками транзистора, и считать, что $I_{\beta \text{ макс}} \approx I_{\text{к макс}}$. Напряжение возбуждения на частоте $f \rightarrow 0$ будет равно

$$U_{\beta m0} = \frac{U_{\beta m} K_{\beta}}{K_{\beta 0}} = U_{\beta m} K'_{\beta}. \quad (7.48)$$

Тогда максимальное мгновенное значение напряжения на внешних зажимах база — эмиттер транзистора будет равно

$$u_{\beta \text{ макс}} = U_{\beta m0} + E_{\beta 0}. \quad (7.49)$$

В выражении (7.49) $E_{\beta 0}$ — смещение на базе при $f \rightarrow 0$, т. е. как это следует из (7.46),

$$E_{\beta 0} = E_c - U_{\beta m0} K_{\beta 0} \cos \theta_0 + I_{\beta 0} r_{\beta}. \quad (7.50)$$

При определении $E_{\beta 0}$ и $u_{\beta \text{ макс}}$ следует считать $U_{\beta m0} < 0$ при транзисторах типа $p-n-p$ и $U_{\beta m0} > 0$ при транзисторах типа $n-p-n$.

В недонапряженном и критическом режимах ток эмиттера (и коллектора) мало зависит от напряжения на коллекторе. Однако для проверки получившейся напряженности режима следует определить

$$u_{\text{к мин}} = E_{\text{k}} + U_m.$$

В этом выражении также необходимо учитывать знаки напряжений: для транзистора $p-n-p$ типа $E_{\text{k}} < 0$ и $U_m > 0$, а для $n-p-n$ типа $E_{\text{k}} > 0$ и $U_m < 0$. Если при получившемся $u_{\text{к мин}}$ точка пересечения со статической характеристикой

стикой $i_{\text{к}} = \varphi(u_{\text{к}})$ при $u_b = u_{b \text{ макс}}$ (см. рис. 6.2) лежит на изломе, то генератор будет действительно работать в критическом режиме. Расположение точки пересечения правее излома свидетельствует о недонапряженности режима, а левее — о перенапряженности. В последних двух случаях следует изменить величину $\xi_{\text{кр}}$, полученную из (7.40), введя этим режим в рамки критического.

Поскольку будет получена заданная напряженность режима, можно проверить фактическую высоту импульса тока эмиттера (или коллектора) по статическим характеристикам из условия

$$I_{\text{эмакс}} = \varphi(u_{b \text{ макс}}, u_{\text{к мин}})$$

или

$$I_{\text{эмакс}} \approx \varphi(u_{b \text{ макс}}).$$

Полученное по характеристикам значение $I_{\text{эмакс}}$ должно быть равно $I_{\text{эмакс}}$, найденному из выражения

$$I_{\text{эмакс}} = \frac{I_{\text{к1}}}{G_{\alpha_1 \alpha}}, \quad (7.51)$$

где $G = \frac{I_{\text{к1}}}{I_{\theta 1}}$ — см. (6.47) и графики на рис. 6.13;

$\alpha_1 = \varphi(\theta_0)$ — коэффициент разложения для первой гармоники импульсов тока эмиттера.

Если по статическим характеристикам получается импульс меньшей высоты по сравнению с расчетом, необходимо проверить правильность расчетов, а также проверить, сходятся ли S_0 и $S_{\text{к}}$, взятые из справочника, с фактическими значениями, найденными по спрямленным характеристикам. Дальнейший расчет энергетических показателей состоит в определении мощности, отдаваемой источником коллекторного питания

$$P_0 = I_{\text{к0}} E_{\text{к}}, \quad (7.52)$$

мощности рассеивания на коллекторе

$$P_{\text{к}} = P_0 - P, \quad (7.53)$$

причем должно выполняться условие $P_{\text{к}} < P_{\text{к доп}}$, и к. п. д. генератора

$$\eta = \frac{P}{P_0}. \quad (7.54)$$

Для определения коэффициента усиления по мощности необходимо предварительно найти мощность, отдаваемую источником возбуждения.

Выражения для мощности возбуждения в схемах с общим эмиттером и базой были приведены выше [см. выражения (7.1) и (7.2)].

Амплитуду первой гармоники тока эмиттера можно найти из выражения

$$I_{\alpha_1} = \frac{I_{\text{к1}}}{\alpha_f} = \frac{I_{\text{к1}}}{\alpha N}, \quad (7.55)$$

где α_f — см. (6.46);

$N = \varphi(\theta_a, \vartheta)$ — см. графики на рис. 6.12.

Амплитуда первой гармоники тока базы

$$I_{61} = I_{\alpha_1} N_6, \quad (7.56)$$

где N_6 — см. (6.50), (6.51) и графики на рис. 6.15.

Фазовые углы, входящие в выражения (7.1) и (7.2), определяются так:

$\psi_1 = \varphi(\theta_a, \vartheta)$ — см. (6.36) и графики на рис. 6.8;

$\psi_6 = \varphi(\theta_a, \varphi_{\text{эк}})$ — см. (6.52) и графики на рис. 6.16;

$\varphi_6 = \varphi(\theta_a, \vartheta)$ — см. (6.60) и графики на рис. 6.18, 6.19 и 6.20.

Коэффициенты усиления по мощности в схеме с общим эмиттером

$$A_{o\alpha} = \frac{P}{P_{\text{в.о.}}} , \quad (7.57)$$

в схеме с общей базой

$$A_{o6} = \frac{P}{P_{\text{в.б.}}} . \quad (7.58)$$

Выше был приведен расчет энергетических показателей генератора, работающего в режиме усиления, т. е. при настройке коллекторного контура на первую гармонику тока коллектора.

При настройке контура на одну из высших гармоник тока коллектора генератор работает в режиме умножения частоты. Разумеется, при этом также происходит усиление (мощность, отдаваемая источником возбуждения, меньше мощности в коллекторном контуре). Рас-

чет генератора при умножении частоты происходит в той же последовательности, как было указано выше. В данном случае $P=0,5I_{kn}U_m$, причем $I_{kn}=I_{k \max} \alpha_n(\theta)$ (здесь n — номер гармоники).

Поэтому

$$\xi_{kp} \cong 1 - \frac{2P}{E_k^2 S_{kp} \alpha_n} \quad (7.59)$$

и

$$I_{kn} = \frac{2P}{U_{m kp}}. \quad (7.60)$$

Модуль средней крутизны S_{cpn} для n -й гармоники определяется выражением (6.81).

Поскольку имеются графики S'_{cp} для первой гармоники, нетрудно определить по ним

$$S_{cpn} = S_{cp} \frac{\alpha_n}{\alpha_1}, \quad (7.61)$$

где $S_{cp} = S'_{cp} S_0$ — см. графики на рис. 6.21 и 6.22.

$$\alpha_1, \alpha_n = \varphi(\theta).$$

Фаза средней крутизны Λ от n не зависит [см. (6.80)]. Амплитуда напряжения возбуждения

$$U_{bm} = \frac{I_{kn}}{S_{cpn}}. \quad (7.62)$$

Последующий расчет остается почти таким же, как и для режима усиления. Изменяются лишь выражения:

$$I_{ko} = I_{kn} \frac{\alpha_0}{\alpha_n}, \quad (7.63)$$

$$I_{\max} = \frac{I_{kn}}{G\alpha_1(\theta_0)} \frac{\alpha_1(\theta)}{\alpha_n(\theta)}, \quad (7.64)$$

$$I_{o1} = \frac{I_{k1}}{\alpha_f} = \frac{I_{kn}}{\alpha N} \frac{\alpha_1(\theta)}{\alpha_n(\theta)}, \quad (7.65)$$

и

$$I_{o0} = I_{kn} \frac{\alpha_0}{\alpha_n} \frac{1-\alpha}{\alpha}. \quad (7.66)$$

7.5. РАСЧЕТ КОЛЛЕКТОРНОГО КОНТУРА И ДРУГИХ ЭЛЕМЕНТОВ СХЕМЫ ГЕНЕРАТОРА

Коллекторный контур должен быть настроен в резонанс с частотой той гармоники тока коллектора, которую необходимо выделить. Поэтому собственная частота контура определяется из выражения

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega n, \quad (7.67)$$

где L и C — индуктивность и емкость с учетом влияния присоединенных цепей;

n — номер гармоники, выделяемой коллекторным контуром;

ω — частота источника возбуждающих колебаний.

При расчете контура задаются величиной индуктивности или емкости в зависимости от наличия стандартных катушек или конденсаторов.

Эквивалентное сопротивление нагруженного контура R'_3 должно обеспечивать критический режим работы генератора, поэтому

$$R'_3 = p^2 \rho Q (1 - \eta_k) = R_{экр}, \quad (7.68)$$

где $p = \frac{U_m}{U_{km}}$ — коэффициент включения контура в коллекторную цепь;

U_m , U_{km} — амплитуды напряжений на части контура, входящей в цепь коллектора, и всем контуре (при полном включении они равны друг другу);

$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ — характеристическое сопротивление контура;

$Q = \frac{\omega L}{r_k}$ — добротность ненагруженного контура;

$\eta = \frac{P_{ii}}{P_{kk} + P_{ii}} = \frac{r_{ii}}{r_k + r_{ii}}$ — к. п. д. контура;

P_{ii} , P_{kk} — мощность в полезной нагрузке и рассеивающаяся в контуре;

r_k , r_{II} — сопротивление потерь ненагруженного контура и активное сопротивление полезной нагрузки;
 $R_{окр}$ — см. (7.42) — сопротивление коллекторной нагрузки в критическом режиме.

Величина $R_{окр}$ бывает известна из расчета энергетических показателей генератора, поскольку этот расчет предшествует расчету элементов схемы.

Добротность контура в большинстве случаев определяется электрическими и конструктивными данными катушки индуктивности: диаметром провода, его изоляцией, числом слоев намотки и т. п.

Добротность контуров средневолнового диапазона изменяется в пределах 30—50, коротковолнового 50—150, ультракоротковолнового 100—300. При расчете контура его добротностью обычно задаются.

Выбор величины к. п. д. контура предопределяется назначением генератора, характером полезной нагрузки и рядом других факторов. Большим к. п. д. контура задаются тогда, когда главным является генерирование максимально возможной мощности в полезной нагрузке ($\eta \approx 0,8 \div 0,9$). Если полезной нагрузкой, связанной с коллекторным контуром, является нелинейная цепь, например цепь база—эмиттер транзисторного генератора, величину к. п. д. контура ограничивают значениями $\eta_k = 0,3 \div 0,5$. Это ограничение обусловливается опасностью ухудшения формы кривой напряжения, т. е. заметным проявлением высших гармоник.

При расчете коллекторного контура с помощью выражения (7.68) остается некоторая свобода в выборе величины коэффициента включения p и характеристического сопротивления ρ . В ряде случаев свобода выбора величины p также исключается, если задается стандартная деталь — катушка или конденсатор.

Тогда из (7.68) остается определить

$$p = \sqrt{\frac{R_{окр}}{\rho Q(1-\eta_k)}}. \quad (7.69)$$

Максимальное значение этого коэффициента $p_{\max} = 1$. Если из (7.69) получается $p > 1$, то необходимо изменить одну из величин, которыми задавались ранее.

На рис. 7.8 и 7.9 приведены схемы генераторов, раз-

личающиеся включением полезной нагрузки r_H и C_H в коллекторный контур. В схеме, приведенной на рис. 7.8, оказывается возможным изменять коэффициент

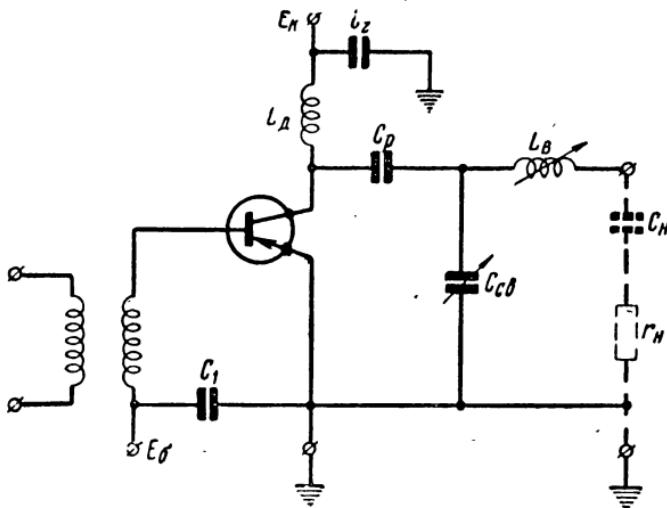


Рис. 7.8. Схема выходного генератора с одним колебательным контуром и переменным коэффициентом включения.

включения контура в коллекторную цепь путем изменения емкости C_{CB} , так как

$$p = \frac{C}{C_{CB} + C_{вых}} , \quad (7.70)$$

где

$$C = \frac{C_H (C_{CB} + C_{вых})}{C_H + C_{CB} + C_{вых}} ,$$

$C_{вых} \approx \frac{b_{вых}}{\omega}$ (см. 7.26) — выходная емкость транзистора (предполагается, что $C_p \gg C_{вых}$).

Из условия настройки коллекторного контура в резонанс ($\omega_0 = \omega$) с учетом условия (7.68) можно получить для $C'_{CB} = C_{CB} + C_{вых}$:

$$C'_{CB} = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{R_{акр} r_H}{\eta_k}}} \quad (7.71)$$

или, поскольку $\frac{r_n}{\eta_k} = r_n + r_k$ [см. пояснения к (7.68)],

$$C'_{cb} = \frac{1}{\omega \sqrt{R_{окр} (r_n + r_k)}}.$$

Зная C'_{cb} и C_n (последняя задается), нетрудно определить емкость контура C , а затем найти

$$L = \frac{1}{\omega^2 C}.$$

В схеме, приведенной на рис. 7.9, коэффициент включения не регулируется и равен единице. Следова-

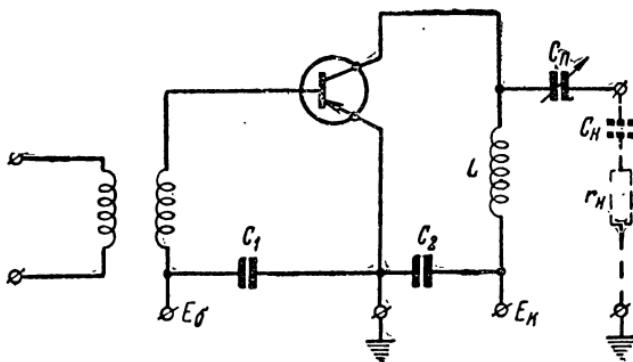


Рис. 7.9. Схема выходного генератора с одним колебательным контуром и постоянным коэффициентом включения.

тельно, в этом генераторе эквивалентное сопротивление контура

$$R'_o = \frac{L}{C(r_n + r_k)},$$

где

$$C = \frac{C_n C_n}{C_n + C_n},$$

r_k — активное сопротивление катушки индуктивности L , можно изменять только путем подбора отношения $\frac{L}{C}$ (однако при условии, что $LC = \frac{1}{\omega_0^2} = \text{const}$) или, если это возможно, выбором величины сопротивления r_n .

В схеме с регулируемой связью (рис. 7.8) осуществляется хорошая фильтрация высших гармоник, содержащихся в токе коллектора. Индуктивность дросселя L_d в этой схеме приближенно должна равняться

$$L_d = (5 \div 10) L_b. \quad (7.72)$$

Сопротивление дросселя постоянному току должно быть небольшим и выбираться с таким условием, чтобы

$$\Delta E = I_{\text{ко}} r_{\text{др}}$$

было много меньшим напряжения коллекторного источника E_k .

Емкость разделительного конденсатора C_p ориентировочно определяется из выражения

$$C_p = (50 \div 100) \frac{C}{Q(1 - \eta_k)}. \quad (7.73)$$

Обычно добротность нагруженного контура $Q' = Q(1 - \eta_k)$ бывает порядка 10, поэтому C_p следует выбирать в 5–10 раз больше емкости контура.

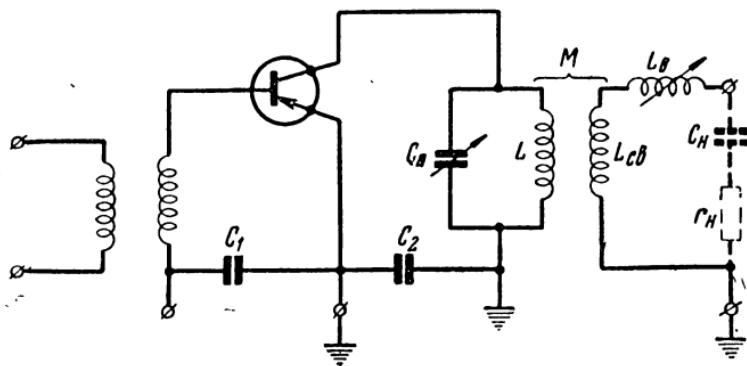


Рис. 7.10. Схема выходного генератора с двумя контурами.

Емкость блокировочных конденсаторов C_1 и C_2 в немодулируемых генераторах обычно не рассчитывается, а выбирается порядка нескольких сотен тысяч пикофарад.

На рис. 7.10 приведена схема генератора с двумя настраивающимися контурами: в коллекторной цепи и цепи полезной нагрузки. Оба контура должны быть на-

строены в резонанс с частотой выделяемой гармоники коллекторного тока.

Связь между контурами должна быть такой, чтобы генератор работал в критическом режиме или близком к нему. Из этого условия следует, что эквивалентное сопротивление связанного с нагрузкой промежуточного контура должно удовлетворять условию

$$R'_{\text{энк}} = R_{\text{энк}} (1 - \eta_{\text{пк}}) = R_{\text{экп}}, \quad (7.74)$$

где $R_{\text{энк}} = \rho_{\text{пк}} Q_{\text{пк}}$ — эквивалентное сопротивление ненагруженного промежуточного контура;

$\rho_{\text{пк}}$, $Q_{\text{пк}}$ — характеристическое сопротивление и добротность;

$$\eta_{\text{пк}} = \frac{\Delta r}{\Delta r + r_{\text{пк}}} \text{ — к. п. д. промежуточного контура;}$$

Δr , $r_{\text{пк}}$ — вносимое и собственное активное сопротивления.

Если учесть, что $\Delta r = \frac{x_{\text{св}}^2}{r_{\text{пк}}}$, причем $x_{\text{св}}$ — сопротивление связи (для схемы рис. 7.10 $x_{\text{св}} = \omega M$), а $r_{\text{пк}} = r_{\text{п}} + r_1$ — активное сопротивление внешнего (нагрузочного) контура с учетом потерь во всех элементах этого контура, то из (7.74) можно получить

$$x_{\text{св}} = \sqrt{r_{\text{пк}} r_{\text{пк}} \left(\frac{R_{\text{энк}}}{R_{\text{экп}}} - 1 \right)}, \quad (7.75)$$

или

$$x_{\text{св}} = \sqrt{\frac{r_{\text{п}}}{\eta_{\text{пк}}} \frac{\rho_{\text{пк}}}{Q_{\text{пк}}} \left(\frac{R_{\text{энк}}}{R_{\text{экп}}} - 1 \right)}, \quad (7.76)$$

причем $\eta_{\text{пк}} = \frac{r_{\text{п}}}{r_{\text{п}} + r_1}$ — к. п. д. выходного (нагрузочного) контура;

r_1 — активное сопротивление элементов настройки и связи внешнего контура.

Величины $\rho_{\text{пк}}$ и $Q_{\text{пк}}$ выбираются таким же порядком, как было указано выше при расчете схем рис. 7.8 и 7.9.

Сопротивление нагрузки $r_{\text{п}}$ обычно бывает задано. Величины к. п. д. контуров выбираются в пределах 0,7—0,9 в зависимости от конкретных условий.

Предложенная методика расчета x_{cb} пригодна для расчета схем с трансформаторной ($x_{cb} = \omega M$), емкостной ($x_{cb} = \frac{1}{\omega C_{cb}}$) и автотрансформаторной связью ($x_{cb} = \omega L_{cb}$).

Некоторые генераторы предназначаются для возбуждения других генераторов (рис. 7.11). В этом случае важно обеспечить не только заданную мощность

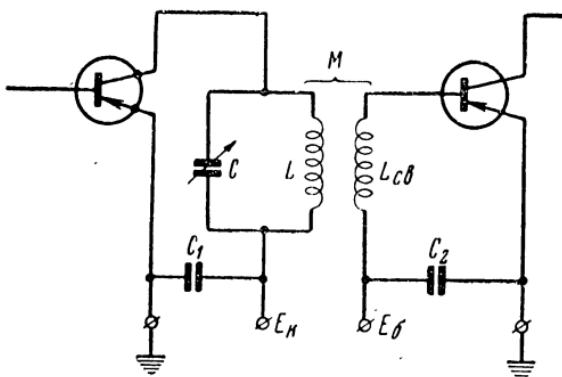


Рис. 7.11. Схема промежуточного генератора с трансформаторной связью.

возбуждения, но и определенную амплитуду напряжения на внешних зажимах база—эмиттер транзистора.

На рис. 7.11 приведена схема с трансформаторной связью. На практике также применяются схемы с автотрансформаторной и емкостной связью. Различные виды связи коллекторного контура с цепью базы возбуждаемых генераторов могут быть представлены одной эквивалентной схемой (рис. 7.12). Здесь $r_{bx} = \frac{1}{g_{bx}}$ и $x_{bx} = -\frac{1}{b_{bx}}$ — активная и реактивная составляющие входного сопротивления, x_{cb} — сопротивление элемента связи коллекторного контура ($x_{cb} = \omega M$, ωL_{cb} и $\frac{1}{\omega C_{cb}}$).

При расчете элементов схемы необходимо удовлетворить следующим основным требованиям:

1. Коэффициент включения базовой цепи в коллекторный контур должен быть равен (рис. 7.12)

$$p_b = \frac{U_{6m}}{U_m}. \quad (7.77)$$

2. Эквивалентное сопротивление нагруженного коллекторного контура должно обеспечить критический режим работы генератора, т. е.

$$R'_o = R_o (1 - \eta_k) = R_{o\text{кр.}}$$

3. Собственная частота контура должна совпадать с частотой выделяемой гармоники коллекторного тока

$$\omega_0 = n\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}},$$

причем

$$C = C_{\text{конд}} + C_{\text{вых}} + p_6^2 C_{\text{вх}}, \quad (7.78)$$

где $C_{\text{вых}}$ — выходная емкость транзистора;

$C_{\text{вх}} = \frac{b_{\text{вх}}}{\omega}$ — входная емкость транзистора возбуждаемого генератора по схеме с общим эмиттером;

$C_{\text{конд}}$ — емкость конденсатора контура.

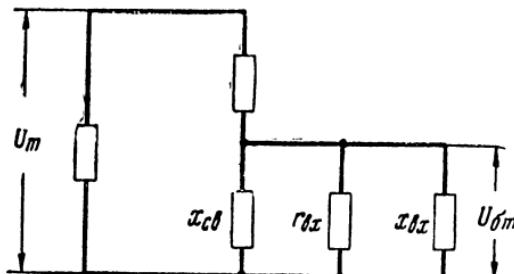


Рис. 7.12. Эквивалентная схема с межкаскадной связью.

Реактивная составляющая входного сопротивления генератора по схеме с общей базой имеет индуктивный характер, т. е.

$$L_{\text{вх}} = -\frac{1}{\omega b_{\text{вх}}}, \quad (7.79)$$

а тогда полная индуктивность контура будет определяться выражением

$$L = \frac{L_{\text{кат}} L'_{\text{вх}}}{L_{\text{кат}} + L_{\text{вх}}}, \quad (7.80)$$

где $L_{\text{кат}}$ — индуктивность контурной катушки;

$L'_{\text{вх}} = \frac{L_{\text{вх}}}{p_6^2}$ — пересчитанная входная индуктивность.

Реактивная составляющая входной проводимости определяется выражениями (7.20) для схемы с общим эмиттером и (7.32) — с общей базой.

К. п. д. коллекторного контура равен

$$\eta_k = \frac{P_b}{P_b + P_{kk}} = \frac{R_o}{R_o + R'_{bx}}, \quad (7.81)$$

где $P_b = 0,5 \frac{U_m^2}{R'_{bx}}$ — мощность возбуждения;

$P_{kk} = 0,5 \frac{U_m^2}{R_o}$ — мощность, рассеивающаяся в элементах контура;

$R'_{bx} = \frac{R_{bx}}{p_0^2}$ — пересчитанное входное сопротивление;

$R_o = \rho Q$ — эквивалентное сопротивление ненагруженного контура.

Из выражения (7.81) можно получить

$$R_o = \frac{R_{bx}}{p_0^2} \frac{\eta_k}{1 - \eta_k}. \quad (7.82)$$

При расчете генератора на мощность

$$P = \frac{P_b}{\eta_k} \quad (7.83)$$

необходимо добиваться выполнения условия $R'_o = R_{ekp} = R_o(1 - \eta_k)$, откуда следует, что ρ и Q контура необходимо выбирать соответственно (7.81) и требованию получения критического режима. В расчетной практике допускается некоторое расхождение в величинах R'_o и R_{ekp} $\left(\frac{R'_o}{R_{ekp}} \cong 0,8 \div 1,2\right)$. К. п. д. контура η_k выбирают в пределах $0,3 \div 0,5$. Если каскад-возбудитель является автогенератором, то с целью уменьшения влияния нагрузки на его режим работы целесообразно выбирать меньшие значения к. п. д. ($\eta_k = 0,1 \div 0,3$). При этом будут созданы условия, способствующие повышению стабильности частоты автоколебаний.

Сопротивление связи определяется из выражения

$$x_{cb} = p_b \rho, \quad (7.84)$$

где p_b — см. (7.77);

$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, причем L и C необходимо брать из выражения (7.78) или (7.80).

7.6. ВЛИЯНИЕ СОПРОТИВЛЕНИЯ НАГРУЗКИ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ГЕНЕРАТОРА

При неизменных напряжениях источника питания коллектора E_k , смещения E_b и возбуждения U_{bm} , заданных транзисторе и частоте, критический режим может быть получен при вполне определенной величине сопротивления нагруженного контура генератора $R_o' = R_{ekp}$.

Уменьшение сопротивления вызовет переход в недонапряженный режим, а увеличение — в перенапряженный. При этом будут изменяться генерируемая P , подводимая P_0 , рассеиваемая на коллекторе $P_k = P_0 - P$ мощности. Зависимость P , $P_0 = \varphi(R_o)$ при E_k , E_b , U_{bm} , $f = \text{const}$ называется нагрузочной характеристикой генератора.

На рис. 7.13 приведен пример нагрузочной характеристики генератора.

Опыт показывает, что у транзисторных генераторов нагрузочная характеристика $\frac{P}{P_{kp}} = \varphi\left(\frac{R_o}{R_{ekp}}\right)$ может быть аппроксимирована выражениями:

при

$$0 < \frac{R_o}{R_{ekp}} \leq 1,25 \quad \frac{P}{P_{kp}} = \frac{R_o}{R_{ekp}} \left(2 - \frac{R_o}{R_{ekp}} \right), \quad (7.85)$$

а при

$$\frac{R_o}{R_{ekp}} > 1,25 \quad \frac{P}{P_{kp}} = \frac{7}{4 \frac{R_o}{R_{ekp}} + 2,5}, \quad (7.86)$$

наконец, при

$$\frac{R_o}{R_{ekp}} > 0,5 \quad \frac{P}{P_{kp}} = \frac{3}{\frac{R_o}{R_{ekp}} + 2}. \quad (7.87)$$

Выражения (7.85) — (7.87) были предложены Н. С. Бесчастновым для нагрузочных характеристик ламповых генераторов. Исследования показали, что они дают удовлетворительное совпадение с нагрузочными характеристиками транзисторных генераторов [6].

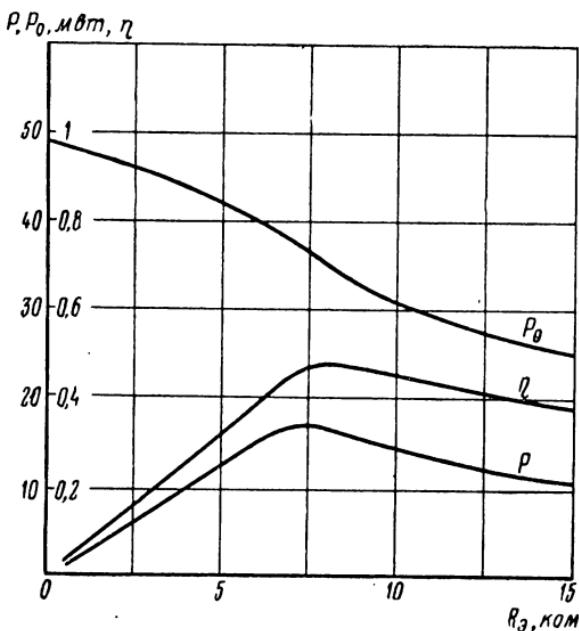


Рис. 7.13. Нагрузочная характеристика транзисторного генератора.

Если по каким-либо причинам режим работы транзисторного генератора перестает быть критическим, зная $\frac{R_3}{R_{окр}}$, можно определить $\frac{P}{P_{кр}}$ и $\frac{P_0}{P_{0кр}}$, а затем найти мощности — генерируемую, подводимую и рассеивающуюся на коллекторе.

Мощности $P_{кр}$ и $P_{0кр}$ для критического режима известны из расчета или эксперимента.

Из анализа хода кривых, изображенных на рис. 7.13, можно заключить, что в недонапряженном режиме увеличивается мощность рассеивания на коллекторе и падает к. п. д. генератора. В перенапряженном режиме мощность рассеивания на коллекторе и к. п. д. изме-

няются мало. В резко перенапряженном режиме ($\frac{R_o}{R_{экр}} \gg 1$) нагрузочные характеристики транзисторного и лампового генераторов существенно различаются. Действительно, при $U_m > E_k$ коллекторный $p-n$ переход на определенный интервал времени отирается, вследствие чего через коллекторный контур протекают

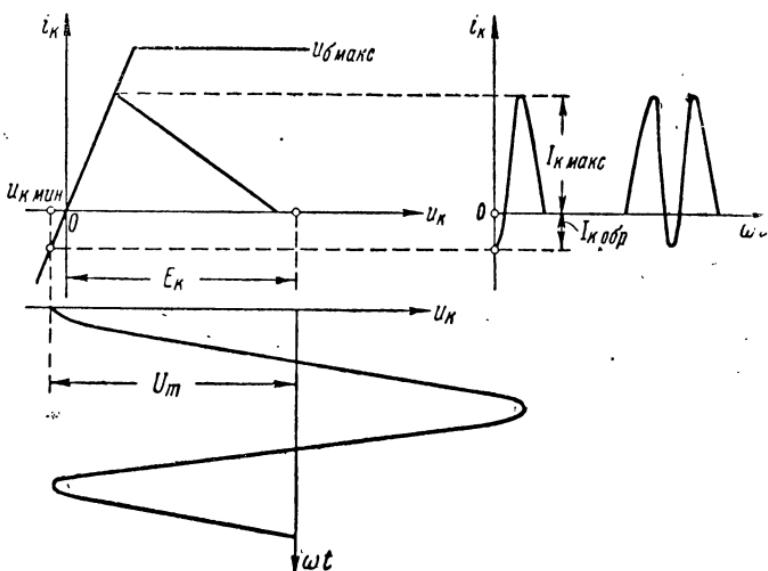


Рис. 7.14. К построению импульсов тока коллектора в перенапряженном режиме.

импульсы обратного тока (рис. 7.14). При этом часть энергии, запасенной контуром, передается транзистору и источнику коллекторного питания. В ламповом генераторе импульсы обратного тока отсутствуют и запасенная контуром энергия дополнительно не рассеивается.

Сопротивление коллекторной нагрузки можно изменить путем расстройки контура в цепи коллектора (рис. 7.8, 7.9 и 7.11) или расстройки одного или двух контуров (рис. 7.10).

При расстройке коллекторного контура его эквивалентное сопротивление изменяется

$$Z_o = \frac{R'_o}{1+j\gamma}, \quad (7.88)$$

где $R'_3 = \rho Q(1 - \eta_k)$ — сопротивление нагрузочного контура при резонансе;

$$y = \frac{2\Delta f}{f_0} Q(1 - \eta_k) \quad (7.89)$$

— обобщенная расстройка.

Модуль сопротивления $Z_0 = \frac{R'_3}{\sqrt{1+y^2}}$ при увеличении расстройки уменьшается и, кроме того, появляется сдвиг фаз $\varphi_k = -\arctg y$ между векторами гармоники тока коллектора и напряжения на контуре. Вследствие этого при расстройке коллекторного контура уменьшается напряженность режима работы генератора, а вместе с этим падают генерируемая мощность и к. п. д. генератора. Подводимая мощность и мощность рассеивания на коллекторе увеличиваются.

Характер зависимости P , $P_0 = \varphi \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)$ изображен на рис. 7.15.

При расстройке внешнего (нагрузочного) контура вносимое в коллекторный контур сопротивление приобретает комплексный характер, причем активная его составляющая значительно уменьшается. За счет уменьшения вносимого активного сопротивления при расстройке внешнего контура увеличивается эквивалентное сопротивление нагруженного коллекторного контура и напряженность режима работы генератора увеличивается. Вследствие этого уменьшаются подводимая и рассеиваемая на коллекторе мощности.

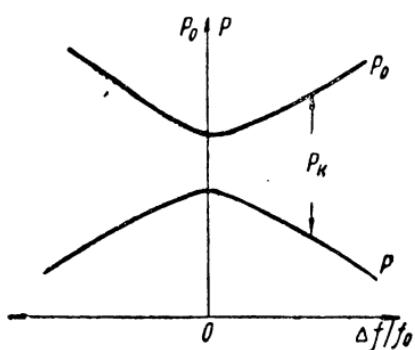


Рис. 7.15. Настроекная характеристика генератора с внешним возбуждением (при перестройке коллекторного контура).

Если учесть, что напряжение коллекторного источника питания E_k не изменяется, то кривая для P_0 на рис. 7.15 отражает характер изменения постоянной составляющей тока коллектора I_{k0} . Следовательно, мож-

но настраивать в резонанс коллекторный контур по минимуму I_{k0} . Поэтому кривые на рис. 7.15 иногда называют настроочными характеристиками генератора. Таким методом настройки удобно пользоваться в тех случаях, когда нежелательно присоединять к контуру вольтметр, например на СВЧ.

7.7. ПРИМЕР РАСЧЕТА ГЕНЕРАТОРА С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Требуется рассчитать генератор, работающий по схеме с общим эмиттером. Генерируемая мощность $P=50 \text{ мвт}$, частота колебаний источника возбуждения $f=0,7 \text{ Мгц}$.

Для такого генератора вполне подходит транзистор типа П14.

Справочные данные для П14 указаны в приложении. В расчете примем следующие величины параметров: $S_0 = 150 \frac{\text{ма}}{\text{в}}$, $r_b = 100 \text{ ом}$, $S_k = 25,0 \frac{\text{ма}}{\text{в}}$, $E_c = -0,15 \text{ в}$, $\alpha = 0,98$, $P_{k\text{ доп}} = 0,15 \text{ вт}$, $C_{bK} = 30 \text{ пф}$, $\tau_n = 0,08 \text{ мксек}$, $u_{k\text{ макс}} = 20 \text{ в}$.

Напряжение коллекторного источника питания определяем из условия

$$E_k(1 + \xi_{kp}) \leq u_{k\text{ макс}}. \quad (7.90)$$

Поскольку $\xi_{kp} \approx 1$, то $E_k \leq \frac{u_{k\text{ макс}}}{2}$. Выбираем $E_k = -10 \text{ в}$. Угол отсечки импульсов тока коллектора $\theta = 90^\circ$ ($\alpha_1 = 0,5$, $\alpha_0 = 0,32$). Переходим к определению электрических показателей:

$$\xi_{kp} = 1 - \frac{2P}{S_k E_k^2 \alpha_1(\theta)} = 1 - \frac{0,1}{0,025 \cdot 100 \cdot 0,5} = 0,92,$$

$$U_{mkp} = \xi_{kp} |E_k| = 0,92 \cdot 10 = 9,2 \text{ в},$$

$$I_{k1} = \frac{2P}{U_m} = \frac{0,1}{9,2} = 0,0109 \text{ а} (10,9 \text{ ма}),$$

$$R_{akp} = \frac{U_{mkp}}{I_{k1}} = \frac{9,2}{0,0109} = 840 \text{ ом},$$

$$I_{\text{K}0} = I_{\text{K}1} \frac{\alpha_0(\theta)}{\alpha_1(\theta)} = 0,0109 \frac{0,32}{0,5} = 0,007 \text{ a (7 ma)},$$

$$P_0 = I_{\text{K}0} |E_{\text{K}}| = 0,007 \cdot 10 = 0,07 \text{ sm (70 msm)},$$

$$P_{\text{K}} = P_0 - P = 0,07 - 0,05 = 0,02 \text{ sm (20 msm)},$$

$$P_{\text{K}} < P_{\text{KDOPI}} = 0,15 \text{ sm},$$

$$\vartheta = \omega \tau_{\text{II}} = 360^{\circ} \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 0,08 \cdot 10^{-6} = 20^{\circ},$$

$$\theta_3 = \theta - 0,5\vartheta = 90^{\circ} - 0,5 \cdot 20^{\circ} = 80^{\circ},$$

$$r_6 S_3 \cong r_6 S_0 = 100 \cdot 0,15 = 15,$$

$$S_{\text{cp}} = S_0 S'_{\text{cp}} = 0,15 \cdot 0,09 = 0,0135 \frac{a}{\sigma} \left(13,5 \frac{ma}{\sigma} \right),$$

$$U_{6m} = \frac{I_{\text{K}1}}{S_{\text{cp}}} = \frac{0,0109}{0,0135} = 0,81 \text{ s},$$

$$r_6 S_{\text{epc}} = \frac{r_6 S_3 \alpha_1(\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{F_1 [1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)]} = \frac{15 \cdot 0,47 (1 - 0,17)}{0,97 [1 - 15 (1 - 0,98)]} = 8,6,$$

$$K_{60} = \frac{1}{1 + r_6 S_{\text{epc}} (1 - \alpha)} = \frac{1}{1 + 8,6 (1 - 0,98)} = 0,84,$$

$$K_6 = K'_6 K_{60} = 0,24 \cdot 0,84 = 0,2,$$

$$\cos \varphi_6 = \cos 41^{\circ} 45' = 0,75,$$

$$I_{60} = I_{\text{K}1} \frac{\alpha_0(\theta)}{\alpha_1(\theta)} \frac{1 - \alpha}{\alpha} = 0,0109 \frac{0,32}{0,5} \frac{1 - 0,98}{0,98} = 1,43 \cdot 10^{-4} \text{ a},$$

$$E_6 = E_c - U_{6m} K_6 \left(\cos \theta_3 + \frac{\cos \varphi_6}{K_6} - \frac{1}{K_{60}} \right) + I_{60} r_6 = - \\ - 0,15 - (-0,81) \times \\ \times 0,2 \left(0,17 + \frac{0,75}{0,2} - \frac{1}{0,84} \right) + 1,43 \cdot 10^{-4} \cdot 100 = 0,3 \text{ s},$$

$$U_{6m0} = U_{6m} K'_6 = 0,81 \cdot 0,24 = 0,195 \text{ s},$$

$$E_{60} = E_c - U_{6m0} K_{60} \cos \theta_3 + I_{60} r_6 = -0,15 - \\ - (-0,195) 0,84 \cdot 0,17 + (-1,43 \cdot 10^{-4}) 100 = -0,136 \text{ s},$$

$$u_{б\max} = U_{бm_0} - E_{б_0} = -0,195 - 0,136 = -0,33 \text{ в},$$

$$u_{к\min} = E_k + U_m = -10 + 9,2 = -0,8 \text{ в},$$

Из семейства статических характеристик $i_k = \varphi(u_k)$ при $u_b = \text{const}$ для транзистора П14 (см. приложение) находим $I_{e\max} = \frac{I_{k\max}}{\alpha} \cong I_{k\max} = 0,029 \text{ а} (29 \text{ мА}).$

Это значение тока равно расчетной высоте импульса тока эмиттера

$$I_{e\max} = \frac{I_{k1}}{G\alpha_1(\theta_e)\alpha} = \frac{0,0109}{0,8 \cdot 0,47 \cdot 0,98} \cong 0,028 \text{ а} (28 \text{ мА}),$$

т. е. импульс тока обеспечивается.

При определении $I_{e\max} = \varphi(u_{б\max}, u_{к\min})$ убеждаемся в том, что достигается критический режим, поскольку верхушка импульса располагается на изломе статической характеристики.

Продолжая расчет, находим:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{0,05}{0,07} \cong 0,71 (71\%),$$

$$I_{e1} = \frac{I_{k1}}{\alpha N} = \frac{0,0109}{0,98 \cdot 0,75} \cong 0,015 \text{ а} (15 \text{ мА}),$$

$$I_{б1} = I_{e1} N_b = 0,015 \cdot 0,47 = 0,007 \text{ а} (7 \text{ мА}),$$

$$\psi_1 = 7^\circ 30'; \psi_b = 43^\circ 30'; \varphi_b = 41^\circ 45';$$

$$\begin{aligned} P_{воз} &= 0,5 U_{бm} I_{б1} \cos(\psi_1 + \psi_b - \varphi_b) = \\ &= 0,5 \cdot 0,81 \cdot 0,007 \cos(7^\circ 30' + 43^\circ 30' - 41^\circ 45') \cong \\ &\cong 0,0028 \text{ вт} (2,8 \text{ мвт}), \end{aligned}$$

$$A_{оэ} = \frac{P}{P_{воз}} = \frac{0,05}{0,0028} = 18.$$

Расчет энергетических показателей генератора закончен.

Расчет элементов схемы выполним применительно к схеме, приведенной на рис. 7.8. Допустим, что заданы

$r_{\text{II}} = 10 \text{ ом}$, $C_{\text{II}} = 2500 \text{ нФ}$, $\eta_{\text{K}} = 0,7$. Воспользовавшись результатами энергетического расчета, учитываем, что $R_{\text{окр}} = 840 \text{ ом}$, $C_{\text{вых}} = C_{\text{бк}} (S_{\text{ср}} r_{\text{б}} \cos \Lambda + 1) + C_{\text{ок}} \cong 50 \text{ нФ}$. Тогда

$$C'_{\text{св}} = \frac{1}{\omega \sqrt{\frac{R_{\text{окр}} r_{\text{II}}}{\eta_{\text{K}}}}} =$$

$$= \frac{1}{2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{840 \cdot 10}{0,7}}} = 0,228 \cdot 10^{-8} \text{ ф} (2280 \text{ нФ}).$$

Емкость конденсатора связи

$$C_{\text{св}} = C'_{\text{св}} - C_{\text{вых}} = 2280 - 50 = 2230 \text{ нФ}.$$

Емкость контура

$$C \frac{C'_{\text{св}} C_{\text{II}}}{C'_{\text{св}} + C_{\text{II}}} = \frac{2230 \cdot 2500}{2230 + 2500} \cong 1180 \text{ нФ}.$$

Индуктивность катушки контура

$$L = \frac{1}{\omega^2 C} = \frac{1}{4\pi^2 0,7^2 \cdot 10^{12} \cdot 1180 \cdot 10^{-12}} =$$

$$= 44,3 \cdot 10^{-6} \text{ Гн} (44,3 \text{ мкГн}).$$

Активное сопротивление контура (практически — катушки индуктивности)

$$r_{\text{K}} = r_{\text{II}} \frac{1 - \eta_{\text{K}}}{\eta_{\text{K}}} = 10 \frac{1 - 0,7}{0,7} = 4,3 \text{ ом}.$$

Тогда добротность катушки индуктивности

$$Q = \frac{\omega L}{r_{\text{K}}} = \frac{2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 44,3 \cdot 10^{-6}}{4,3} = 45.$$

Выполнить катушку относительно небольших размеров с индуктивностью 44,3 мкГн и добротностью 45 вполне возможно,

Проверим работу каскада на устойчивость. Согласно выражению (7.21), эквивалентное сопротивление коллекторной нагрузки должно удовлетворять условию

$$Z_3 < \frac{N_6 \cos(\psi_1 + \psi_6 - \varphi_6)}{\alpha N \omega C_{6K}} = \\ = \frac{0,47 \cdot 0,98}{0,98 \cdot 0,75 \cdot 2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 30 \cdot 10^{-12}} = 4750 \text{ ом.}$$

В нашем случае $R'_3 = R_{3kp} = 840 \text{ ом}$ много меньше Z_3 , поэтому каскад будет работать устойчиво.

Определим входную проводимость. Эти данные потребуются при расчете входной цепи генератора.

Активная составляющая проводимости (полагаем $\varphi_K = 0$):

$$g_{bx} = \frac{S_{cp} N_6}{\alpha_f} \cos \psi_2 + \omega C_{6K} S_{cp} Z_3 \sin(\Lambda - \varphi_K) = \\ = \frac{0,0135 \cdot 0,47}{0,98 \cdot 0,75} \cos 9^\circ 15' + 2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 30 \cdot 10^{-2} \times \\ \times 0,0135 \cdot 840 \sin 65^\circ = 0,85 \cdot 10^{-2} + 0,136 \cdot 10^{-2} = \\ = 0,986 \cdot 10^{-2} \text{ мо.}$$

Реактивная составляющая проводимости ($\varphi_K = 0$):

$$b_{bx} = \frac{S_{cp} N_6}{\alpha_f} \sin \psi_2 + \omega C_{6K} S_{cp} Z_3 \cos(\Lambda - \varphi_K) = \\ = \frac{0,0135 \cdot 0,47}{0,98 \cdot 0,75} \sin 9^\circ 15' + 2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 30 \cdot 10^{-12} \times \\ \times 0,0135 \cdot 840 \cos 65^\circ = 0,138 \cdot 10^{-2} + 0,063 \cdot 10^{-2} = \\ = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ мо.}$$

Соответственно

$$r_{bx} = \frac{1}{g_{bx}} \cong 100 \text{ ом}$$

и

$$C_{bx} = 455 \text{ нФ}$$

ГЛАВА 8

ОСНОВЫ РАСЧЕТА ТРАНЗИСТОРНЫХ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

8.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Расчет транзисторного автогенератора осуществляется в установившемся режиме. Последующее изложение основано на предположении, что установившийся режим в рассматриваемых автогенераторах возможен и практически достигнут. В этом режиме для автогенератора может быть составлено «уравнение установившегося режима», которым определяются амплитуда и частота автоколебаний.

При составлении уравнения предполагается, что амплитуда и частота автоколебаний не меняются. Допускаются лишь малые отклонения от установившегося значения.

Автогенератор так же, как генератор с внешним возбуждением, может работать в режиме отсечки тока эмиттера и коллектора. Вследствие хорошей фильтрации высших гармоник тока в коллекторном контуре форму кривой напряжения на зажимах эмиттер—коллектор и база—эмиттер транзистора можно считать практически синусоидальной. В этом отношении нет существенного различия в условиях работы транзистора в схемах генераторов с внешним возбуждением по сравнению с условиями работы в схемах с самовозбуждением. Целесообразным режимом работы автогенератора следует считать критический, так как при этом достигаются наибольшие мощность колебаний и к. п. д.

Отсюда следует, что изложенный в гл. 7 метод анализа и расчета энергетических показателей в равной мере применим для автогенераторов.

Существенной особенностью работы автогенератора является расстройка между собственной частотой контура и частотой автоколебаний. Эта расстройка вызывается отставанием по фазе первой гармоники тока коллектора относительно напряжения на базе.

При наличии расстройки уменьшается коэффициент фильтрации высших гармоник, вследствие чего может несколько ухудшиться форма кривой коллекторного и базового напряжений. Однако наиболее существенным результатом расстройки следует считать уменьшение эквивалентного сопротивления контура на частоте автоколебаний и активной составляющей генерируемой мощности. Уменьшение коллекторной нагрузки вызывает уменьшение напряженности режима, вследствие чего понижаются генерируемая мощность и к. п. д. генератора.

Поскольку у транзисторов запаздывание по фазе тока коллектора заметно проявляется на сравнительно низких частотах (см. кривые для фазы средней крутизны на рис. 6.22 при $\vartheta = 5 \div 10^\circ$), приобретают интерес схемы автогенераторов с опережением по фазе в цепи обратной связи.

Вследствие уменьшения фазового сдвига между напряжением на базе и током коллектора в таких схемах собственная частота контура и частота автоколебаний сближаются, мощность и к. п. д. автогенератора возрастают.

Влияние температуры на частоту автоколебаний рассматривается в гл. 10. Изменение генерируемой мощности при изменениях температуры рассмотрено в гл. 9.

8.2. АНАЛИЗ УСТАНОВИВШЕГОСЯ РЕЖИМА РАБОТЫ АВТОГЕНЕРАТОРА

В установившемся режиме справедливо соотношение

$$I_{k_1} = S_{cp} \dot{U}_b. \quad (8.1)$$

Напряжение возбуждения \dot{U}_b снимается с коллекторного контура, на зажимах которого напряжение равно \dot{U} .

Коэффициент обратной связи

$$\dot{K}_{oc} = \frac{\dot{U}_6}{\dot{U}} = \frac{\dot{U}_6}{I_{k1}\dot{Z}_o}, \quad (8.2)$$

где \dot{Z}_o — сопротивление коллекторной нагрузки.

Используя (8.1) и (8.2), можем написать

$$\dot{S}_{cp}\dot{K}_{oc}\dot{Z}_o = 1. \quad (8.3)$$

Полученное выражение называется уравнением установившегося режима.

Учитывая, что $\dot{S}_{cp} = S_{cp}e^{-j\Lambda}$, $\dot{K}_{oc} = K_{oc}e^{-j\varphi_{oc}}$ и $\dot{Z}_o = Z_o e^{j\varphi_k}$, уравнение (8.3) можно разделить на уравнение баланса амплитуд

$$S_{cp}K_{oc}Z_o = 1 \quad (8.4)$$

и уравнение баланса фаз

$$\Lambda + \varphi_{oc} - \varphi_k = 0, \quad (8.5)$$

где φ_k — см. пояснения к (7.11).

Уравнение баланса амплитуд позволяет определить амплитуду колебаний, а уравнение баланса фаз — частоту. При определении амплитуды и частоты колебаний необходимо знать параметры и характеристики транзистора, напряжение коллекторного источника питания, а также эквивалентное сопротивление и собственную частоту контура автогенератора.

Энергетические показатели автогенератора обычно определяются не непосредственно из уравнения баланса амплитуд, а из расчета на заданную мощность в критическом режиме (см. гл. 7). Если модуль и фаза коэффициента обратной связи будут получены из уравнений (8.4) и (8.5), причем величины S_{cp} , Λ , $Z_o = Z_{экр}$ и φ_k будут взяты соответственно результатам энергетического расчета и данных элементов схемы, то расчетный и фактический режимы совпадут.

Так как фаза коллекторной нагрузки

$$\varphi_k = \Lambda + \varphi_{oc} \quad (8.6)$$

зависит не от собственной частоты контура ω_0 , а от расстройки $\Delta\omega = \omega - \omega_0$, то оказывается более целесообразным предварительно определить фазу коэффициента обратной связи φ_{oc} . Затем, зная из энергорасчета Λ , следует найти φ_k (8.6) и, наконец, определить собственную частоту контура из выражения

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{\operatorname{tg} \varphi_k}{2Q'}, \quad (8.7)$$

где $Q' = Q(1 - \eta_k)$ — добротность нагруженного контура; η_k — к. п. д. контура.

Если частота автоколебаний ω бывает задана, то из (8.7) можно определить

$$\omega_0 = \frac{\omega}{1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_k}{2Q'}}. \quad (8.8)$$

В выражение (8.7) входит φ_{oc} . Если допустить, что сопротивление в цепи обратной связи $\dot{Z}_0 = 0$, то коэффициент передачи напряжения четырехполюсника (рис. 8.1)

$$\dot{K}_c = \frac{\dot{U}_6}{\dot{U}'_6} = 1. \quad (8.9)$$

При этом фаза коэффициента обратной связи равна нулю ($\varphi_{oc} = 0$) и выражение (8.6) получает вид

$$\varphi_k = \Lambda. \quad (8.10)$$

Именно при таком упрощающем предположении чаще всего и осуществляется расчет автогенератора. Однако при определенных условиях такое допущение может привести к существенной ошибке.

Если считать, что $\dot{Z}_0 \neq 0$ (рис. 8.1), то $\dot{K}_c \neq 1$ и появляется необходимость в определении модуля и фазы этого коэффициента.

В схеме рис. 8.1

$$\dot{U}_6 = \dot{U}'_6 - \dot{I}_{61}\dot{Z}_0. \quad (8.11)$$

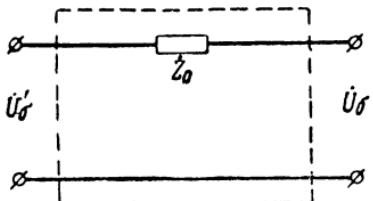


Рис. 8.1. Схема элемента компенсации фазы в цепи обратной связи транзисторного автогенератора.

Тогда

$$\frac{\dot{U}_6}{\dot{U}'_6} = \dot{K}_c = 1 - \frac{\dot{I}_{61}}{\dot{U}'_6} \quad \dot{Z}_0 = 1 - \frac{\dot{I}_{61}}{\dot{U}_6} \quad \dot{Z}_0 \dot{K}_c \quad (8.12)$$

или

$$\dot{K}_c = \frac{1}{1 + \frac{\dot{I}_{61}}{\dot{U}_6} \dot{Z}_0}. \quad (8.13)$$

Так как

$$\dot{U}_6 = U_{6m} e^{j(\omega t + \varphi_6)}, \quad \dot{Z}_0 = Z_0 e^{j\varphi_0},$$

$$\dot{I}_{61} = I_{61} N_6 e^{j(\omega t + \psi_1 + \psi_6)}$$

и

$$\frac{I_{61}}{U_{6m}} = S_{cp} = \frac{S_{cp}}{\alpha_f},$$

то (8.13) можно переписать так:

$$\dot{K}_c = K_c e^{-j\varphi_c} = \frac{1}{1 + \frac{S_{cp}}{\alpha_f} N_6 Z_0 e^{j\psi_3}}, \quad (8.14)$$

причем $\psi_3 = \psi_1 + \psi_6 - \varphi_6 + \varphi_0 = \psi_2 + \varphi_0$ — [см. (7.12)].

Из (8.14) следует, что

$$K_c = \sqrt{\left(1 + \frac{S_{cp}}{\alpha_f} N_6 Z_0 \cos \psi_3\right)^2 + \left(\frac{S_{cp}}{\alpha_f} N_6 Z_0 \sin \psi_3\right)^2} \quad (8.15)$$

и

$$\operatorname{tg} \varphi_c = \frac{\frac{S_{cp}}{\alpha_f} N_6 Z_0 \sin \psi_3}{1 + \frac{S_{cp}}{\alpha_f} N_6 Z_0 \cos \psi_3}. \quad (8.16)$$

Все величины, входящие в выражения (8.15) и (8.16), известны из энергетического расчета генератора. Исключением является лишь сопротивление $\dot{Z}_0 = Z_0 e^{j\varphi_0}$, модулем и фазой которого необходимо задаться. С учетом коэффициента передачи напряжения \dot{K}_c выражение для коэффициента обратной связи можно написать так:

$$\dot{K}_{oc} = \frac{\dot{U}_6}{\dot{U}} = \frac{\dot{U}_6}{\dot{U}'_6} \cdot \frac{\dot{U}'_6}{\dot{U}} = \dot{K}_c \cdot \dot{K}'_{oc} = K_c K'_{oc} e^{-j(\varphi_c + \varphi'_{oc})}. \quad (8.17)$$

В дальнейшем будем полагать, что $\dot{K}'_{oc} = \frac{U'_m}{U_m}$, т. е. $\varphi'_{oc} = 0$. Тогда

$$\dot{K}_{oc} = \frac{U_m}{U_m} e^{-j\varphi_{oc}} = K_c K'_{oc} e^{-j\varphi_c} \quad (8.18)$$

или

$$K'_{oc} = \frac{K_{oc}}{K_c} = \frac{U_m}{U_m K_c} \quad (8.19)$$

и

$$\varphi_{oc} = \varphi_c. \quad (8.20)$$

Если в цепи базы автогенератора имеется сопротивление \dot{Z}_0 , то в уравнения баланса амплитуд и фаз необходимо подставить значения K_{oc} и φ_{oc} , найденные из выражений (8.19) и (8.20).

Большой интерес приобретают схемы автогенераторов, в которых Z_0 используется для компенсации фазы средней крутизны [7], [8], т. е. для получения $\Lambda + \varphi_{oc} = 0$. При этом фаза коллекторной нагрузки φ_k равна нулю [см. (8.6)] или соответственно выражению (8.8) $\omega_0 = \omega$. Энергетические показатели автогенератора улучшаются, предельная частота генерирования возрастает.

8.3. СХЕМЫ АВТОГЕНЕРАТОРОВ

Одноконтурные автогенераторы выполняются по схеме с автотрансформаторной, емкостной и трансформаторной обратной связью (см. рис. 8.2, 8.3 и 8.4). Если напряжение коллекторного источника питания не подается на катушку контура, применяется схема с дрос-

селем (так называемая схема с параллельным питанием — см. рис. 8.3).

Характерной особенностью транзисторных автогенераторов является комбинированное напряжение смещения на базу. Начальное отпирающее напряжение сме-

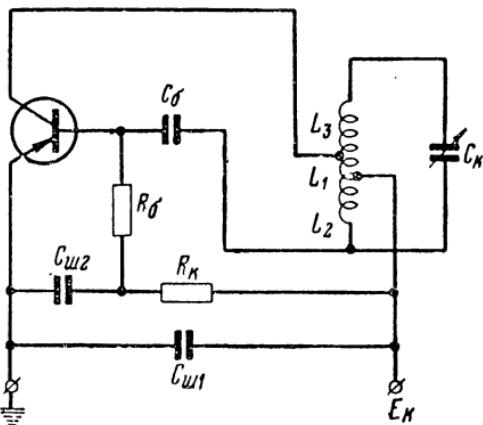


Рис. 8.2. Схема автогенератора с автотрансформаторной обратной связью.

щения подается от коллекторного источника через делитель. Величина отпирающего напряжения определяется из условия мягкого самовозбуждения [7]. Необходимо в исходном режиме получить достаточно большой ток эмиттера, при котором крутизна реальной статической характеристики удовлетворяет условию самовоз-

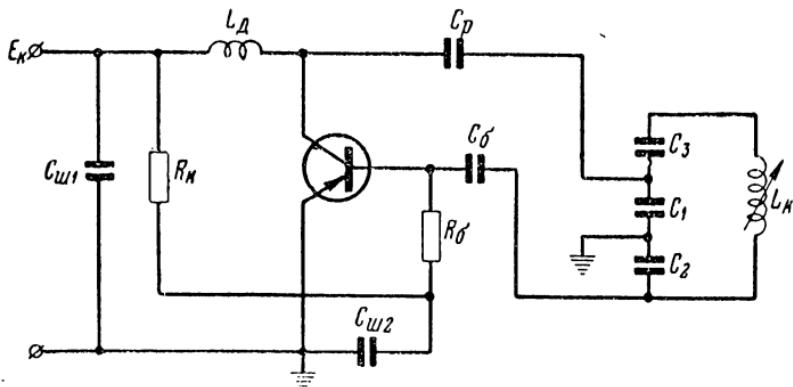


Рис. 8.3. Схема автогенератора с емкостной обратной связью.

буждения. В том случае, когда при малых колебаниях ($\theta = 180^\circ$, $I_{K1} \ll I_{K0}$) среднюю крутизну можно приравнять крутизне статической характеристики в точке по-

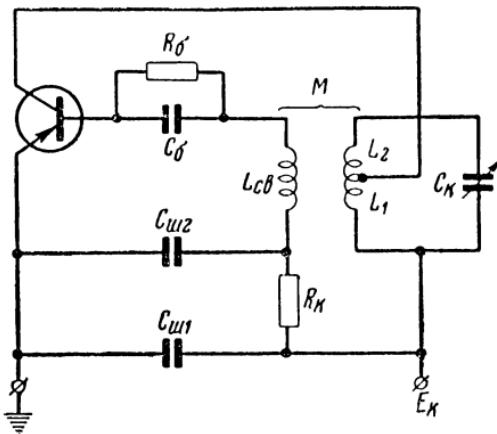


Рис. 8.4. Схема автогенератора с трансформаторной обратной связью.

коя (исходном режиме), справедливо следующее хорошо известное условие самовозбуждения

$$S_0 > \frac{1}{K_{oc} Z_0}. \quad (8.21)$$

В транзисторных автогенераторах этим условием можно пользоваться только на низких частотах. На высоких частотах средняя и статическая крутизна при малых колебаниях ($\theta_0 = 180^\circ$) связаны соотношением, вытекающим из выражения (6.81)

$$S_{cp} = S_0 \frac{\alpha N K_0}{1 - r_0 S_0 (1 - \alpha)}, \quad (8.22)$$

поскольку при $\theta_0 = 180^\circ$ $\alpha_1(\theta_0)(1 - \cos \theta_0) = 1$ и $F_1 = 1$. Именно это значение S_{cp} должно быть подставлено в (8.21) вместо S_0 . Тогда условие самовозбуждения будет иметь вид

$$S_0 > \frac{1}{K_{oc} Z_0 \alpha_f K_0 + r_0 (1 - \alpha)}. \quad (8.23)$$

Необходимо помнить, что в (8.23) входит не крутизна спрямленной статической характеристики, а истин-

ная крутизна в точке покоя при данном значении тока эмиттера. Выражение (8.23) пригодно также для крутизны статической характеристики тока коллектора, поскольку $S_0 \approx aS_3 \approx S_a$.

В установившемся режиме автоколебаний изменится ток базы, вследствие чего напряжение смещения получит приращение

$$\Delta E_b = \Delta I_b \cdot R, \quad (8.24)$$

где $\Delta I_b = I_{b0} - I_{b\text{ исх}}$;

$I_{b\text{ исх}}$ — ток базы в исходном статическом режиме;

I_{b0} — постоянная составляющая тока базы в установившемся режиме;

$R = R_b + R_k$ — см. рис. 8.2. — 8.4.

Если $I_{b0} > I_{b\text{ исх}}$, то приращение напряжения смещения будет вызывать уменьшение угла отсечки импульсов тока эмиттера.

Элементы цепи обратной связи автогенератора должны быть взяты такими, чтобы удовлетворялись условия баланса амплитуд (8.4) и фаз (8.5). Как уже упоминалось, расчетный режим будет соответствовать установившемуся в реальном автогенераторе, если модуль коэффициента обратной связи будет равен

$$K_{oc} = \frac{U_{b_m}}{U_m} \quad (8.25)$$

или

$$K'_{oc} = \frac{U'_{b_m}}{U_m}, \quad (8.26)$$

и фаза коэффициента обратной связи

$$\varphi_{oc} = 0 \quad (8.27)$$

или

$$\varphi_{oc} = \varphi_c. \quad (8.28)$$

Амплитуды напряжений U_{b_m} и U_m должны быть взяты из расчета автогенератора в критическом режиме, а K_c и φ_c — из (8.15) и (8.16). Для получения в автогенераторе

нераторе напряжения U_m (по существу — $U_{m\text{кр}} = \xi_{\text{кр}} E_{\text{к}}$) необходимо иметь сопротивление коллекторной нагрузки $Z_{\text{экр}}$ (эта величина определяется в процессе расчета в критическом режиме). Следовательно, коллекторный контур в нагруженном состоянии должен иметь эквивалентное сопротивление

$$Z_e = p^2 R_e (1 - \eta_k) \cos \varphi_k = Z_{\text{экр}}, \quad (8.29)$$

где $R_e = \rho Q$ — эквивалентное сопротивление ненагруженного контура при резонансе;

φ_k — фазовый угол, характеризующий расстройку контура [см. (8.6)];

p — коэффициент включения контура в цепь коллектора.

К. п. д. контура при наличии расстройки определяется как

$$\eta_k = \frac{P_n}{P \cdot \cos \varphi_k}, \quad (8.30)$$

т. е. отношением активных составляющих мощностей в полезной нагрузке и генерируемой.

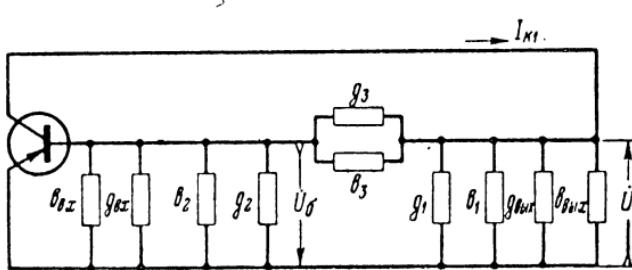


Рис. 8.5. Эквивалентная схема проводимостей транзисторного автогенератора.

Напряжение на базе U_{b_m} (или U'_{b_m}) может быть получено только при определенном соотношении параметров в цепи обратной связи.

Эквивалентная схема автогенератора со всеми проводимостями, определяющими коэффициент обратной связи, приведена на рис. 8.5.

Используя обозначения, указанные на схеме, можно написать:

$$\dot{K}_{oc} = -\frac{\frac{1}{\dot{Y}'_2}}{\frac{1}{\dot{Y}'_2} + \frac{1}{\dot{Y}'_3}}, \quad (8.31)$$

где

$$\dot{Y}'_2 = (g_2 + g_{bx}) + j(b_2 + b_{bx}) = g'_2 + jb'_2 \quad (8.32)$$

и

$$\dot{Y}'_3 = g_3 + jb_3. \quad (8.33)$$

После подстановки и необходимых преобразований можно получить

$$\dot{K}_{oc} = -\frac{(g'_2 g_3 - b'_2 b_3) + j(g'_2 b_3 + b'_2 g_3)}{[(g'_2 + g_3) + j(b'_2 + b_3)](g'_2 + jb'_2)}. \quad (8.34)$$

Опыт расчетов показывает, что активными составляющими проводимости можно пренебречь, т. е. считать $g'_2 \approx 0$ и $g_3 \approx 0$. В этом случае выражение для коэффициента обратной связи приобретает вид

$$K_{oc} = -\frac{b_3}{b_3 + b'_2}, \quad (8.35)$$

а отсюда [см. (8.18) и (8.20)]

$$\varphi_{oc} = 0. \quad (8.36)$$

Если пренебречь расстройкой контура, то

$$\frac{b'_2 b_3}{b'_2 + b_3} = -b'_1 = \frac{1}{x'_1}, \quad (8.37)$$

где

$$b'_1 = b_1 + b_{\text{вых}}$$

и тогда

$$K_{oc} = \frac{1}{b'_2 x'_1} = \frac{x'_2}{x'_1}, \quad (8.38)$$

где

$$x'_2 = \frac{1}{b'_2} = \frac{1}{b_{\text{вх}} + b_2} . \quad (8.39)$$

В схемах автогенераторов, в которых $\dot{Z}_0 \neq 0$ вместо K_{oc} необходимо подставлять K'_{oc} и полагать, что $\varphi_{\text{oc}} = \varphi_c$ [см. (8.19) и (8.20)].

В автогенераторах, схемы которых были приведены выше:

— на рис. 8.2

$$\frac{1}{x'_1} = \omega C_{6\kappa} - \frac{1}{\omega L_1}, \quad \text{а} \quad \frac{1}{x'_2} = b_{\text{вх}} - \frac{1}{\omega L_2}; \quad (8.40)$$

— на рис. 8.3

$$\frac{1}{x'_1} = \omega (C_{6\kappa} + C_1), \quad \text{а} \quad \frac{1}{x'_2} = b_{\text{вх}} + \omega C_2; \quad (8.41)$$

— на рис. 8.4

$$\frac{1}{x'_1} = \omega C_{6\kappa} - \frac{1}{\omega L_1}, \quad \text{а} \quad \frac{1}{x'_2} = b_{\text{вх}} - \frac{1}{\omega M}, \quad (8.42)$$

причем в последнем выражении не учитывается индуктивность рассеивания трансформатора.

В схемах, приведенных на рис. 8.2—8.4, роль элемента фазовой коррекции может играть конденсатор в цепи базы, причем

$$\dot{Z}_0 = \frac{1}{j\omega C_6} = \frac{1}{\omega C_6} e^{j \frac{\pi}{2}}, \quad (8.43)$$

т. е. $\varphi_0 = -\frac{\pi}{2}$.

Входная проводимость транзистора с учетом влияния \dot{Z}_0 (рис. 8.6) может быть определена из выражения

$$\dot{Y}_{\text{вх}} = \frac{I'_{61}}{\dot{U}'_6}. \quad (8.44)$$

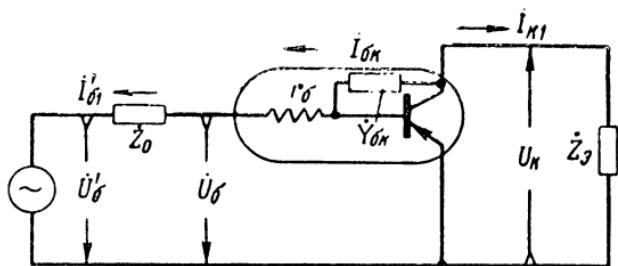


Рис. 8.6. Основные величины, используемые при определении входного сопротивления, в схеме с элементом компенсации фазы.

Используя выражение (7.13) и пренебрегая влиянием малого слагаемого, содержащего $U_{\text{опт}}$, можем написать

$$\begin{aligned} \dot{Y}'_{\text{вх}} = & \frac{I_{01}N_6K_c}{U_{0m}} e^{j(\psi_2 - \varphi_c)} + \\ & + \omega C_{0K} S_{cp} Z_0 K_c e^{j\left[\frac{\pi}{2} - (\Lambda - \varphi_K + \varphi_c)\right]}. \end{aligned} \quad (8.45)$$

После преобразований нетрудно получить

$$g'_{\text{вх}} = \frac{S_{cp}N_6K_c}{\alpha N} \cos(\psi_2 - \varphi_c) + \omega C_{0K} S_{cp} Z_0 K_c \sin(\Lambda - \varphi_K + \varphi_c) \quad (8.46)$$

и

$$b'_{\text{вх}} = \frac{S_{cp}N_6K_c}{\alpha N} \sin(\psi_2 - \varphi_c) + \omega C_{0K} S_{cp} Z_0 K_c \cos(\Lambda - \varphi_K + \varphi_c). \quad (8.47)$$

Увеличение Z_0 вызовет уменьшение K_c , рост φ_c и соответственно уменьшение $g'_{\text{вх}}$ и $b'_{\text{вх}}$. При уменьшении K_c будет возрастать K'_{oc} [см. (8.19)], что приведет к необходимости увеличения x'_2 (8.39).

Автогенераторы кроме одноконтурных могут быть двухконтурными и трехконтурными. Практическое применение получила схема двухконтурного автогенератора с общей базой (рис. 8.7). В таком автогенераторе баланс фаз выполняется при условии, если собственная частота коллекторного контура больше, а эмиттерного меньше частоты автоколебаний. При этом реактивная составляющая эквивалентного сопротивления у колек-

торного контура имеет индуктивный, а у эмиттерного емкостный характер. На практике чаще всего эмиттерный контур получают с помощью дросселя L_d и некоторой емкости C_0 , образующейся за счет междупитковой емкости, емкости монтажа и т. п. Условие $\omega_{0\text{э}} < \omega_{0\text{ок}}$ должно, конечно, соблюдаться.

Схема изображенная на рис. 8.7, содержит эмиттерный контур с неполным включением. При этом возмож-

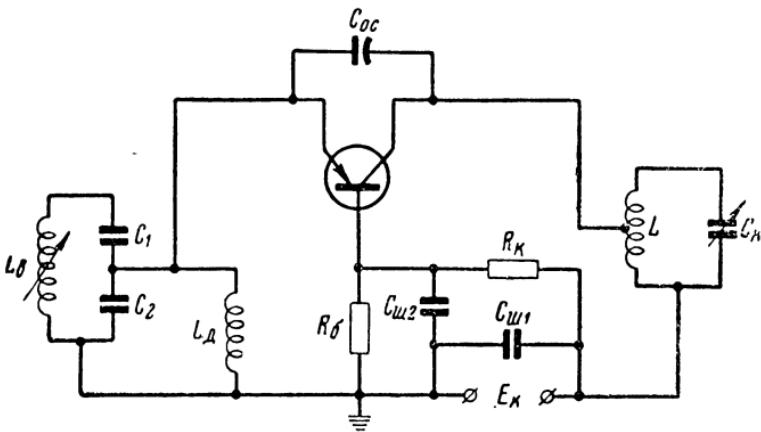


Рис. 8.7. Схема двухконтурного автогенератора, включенного по схеме с общей базой.

но получить согласование относительно небольшого входного сопротивления транзистора в схеме с общей базой [см. (7.31) и (7.32)] с большим эквивалентным сопротивлением эмиттерного контура. В такой схеме возможно создать условия, при которых частота автоколебаний будет определяться главным образом собственной частотой эмиттерного контура (см. гл. 10). Так как полезная нагрузка связывается непосредственно с коллекторным контуром и влияет на его собственную частоту, ослабление влияния этого контура на частоту автоколебаний увеличивает стабильность частоты.

8.4. РАСЧЕТ АВТОГЕНЕРАТОРА

Энергетический расчет автогенератора следует осуществлять в критическом режиме в соответствии с методикой расчета генератора с внешним возбуждением (см. гл. 7).

Вследствие расстройки коллекторного контура [см. выражения (8.6) и (8.7)] его эквивалентное сопротивление имеет комплексный характер. Модуль сопротивления должен удовлетворять условию (8.29).

Расчет автогенератора осуществляется на полную генерируемую мощность P . Если задана мощность в полезной нагрузке P_n , то, задавшись к. п. д. контура и $\cos \varphi_k$, можно определить

$$P = \frac{P_n}{\eta_k \cos \varphi_k}. \quad (8.48)$$

Для автогенераторов, к которым предъявляются повышенные требования к стабильности частоты, к. п. д. контура обычно выбирают в пределах $\eta_k = 0,1 \div 0,2$. В остальных случаях можно задаваться $\eta_k = 0,5 \div 0,8$. Угол $\varphi_k = \Lambda$ можно определить по графикам $\Lambda = \varphi(\vartheta)$ при $\theta_0 = \text{const}$, приведенным в гл. 6. При этом необходимо знать тип транзистора и задаться углом отсечки θ_0 , что также необходимо для расчета энергетических показателей автогенератора.

Из расчета станут известны $Z_{окр}$, K_{oc} , g_{bx} , b_{bx} , Λ и ряд других величин.

Расчет элементов при $Z_0 = 0$, когда можно принять условие $\varphi_k = \Lambda$ (8.10), следует начать с определения собственной частоты контура [см. (8.8)]. Добротностью ненагруженного контура Q (практически — добротностью его катушки) и к. п. д. контура η_k следует задаваться. О порядке величины добротности катушек указывалось в гл. 7.

После определения собственной частоты $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ следует определить характеристическое сопротивление контура p . Для этой цели следует воспользоваться выражением (8.29)

$$p = \frac{Z_{окр}}{p^2 Q (1 - \eta_k) \cos \varphi_k}, \quad (8.49)$$

причем коэффициентом включения p коллекторной цепи в контур следует задаваться. При этом следует учитывать, что в схемах с автотрансформаторной и емкостной обратной связью предельным значением является

$$p_{\max} = \frac{1}{1 + K_{oc}}. \quad (8.50)$$

Поскольку определены ω_0 и $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$, можно найти параметры контура L и C :

$$C = \frac{p^2 Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K}{\omega_0 Z_{\text{экр}}} \quad (8.51)$$

и

$$L = \frac{Z_{\text{экр}}}{\omega_0 p^2 Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K}. \quad (8.52)$$

В некоторых случаях могут быть заданы емкость или индуктивность (стандартные детали). Тогда становится известной величина $\rho = \frac{1}{\omega_0 C} = \omega_0 L$ и из (8.29) необходимо определять коэффициент включения

$$p = \sqrt{\frac{Z_{\text{экр}}}{\rho Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K}}. \quad (8.53)$$

Для получения найденной величины коэффициента включения следует должным образом выбрать элементы контура схемы автогенератора. В общем случае (рис. 8.5)

$$p = \frac{\frac{1}{\dot{Y}'_1}}{\frac{1}{\dot{Y}'_1} + \frac{1}{\dot{Y}'_2}}, \quad (8.54)$$

где

$$\dot{Y}'_1 = (g_1 + g_{\text{вых}}) + j(b_1 + b_{\text{вых}}), \quad (8.55)$$

\dot{Y}'_2 — см. (8.32).

Однако в большинстве случаев можно не учитывать проводимости транзистора хотя бы потому, что добротностью Q задаются только ориентировочно (если нет измеренных значений), и это сказывается на точности определения p из (8.53).

Без учета влияния проводимостей транзистора в схеме рис. 8.2

$$p = \frac{L_1}{L_1 + L_2 + L_3} = \frac{L_1}{L}, \quad (8.56)$$

в схеме рис. 8.3

$$p = \frac{C}{C_1}, \text{ причем } \frac{1}{C} = \frac{1}{C_1} + \frac{1}{C_2} + \frac{1}{C_3} \quad (8.57)$$

и в схеме рис. 8.4

$$p = \frac{L_1}{L_1 + L_2} = \frac{L_1}{L}. \quad (8.58)$$

Коэффициент включения базовой цепи в контур

$$p_b = K_{oc} p \quad (8.59)$$

(при $Z_0 \neq 0$ необходимо вместо K_{oc} подставлять K'_{oc}).

Собственная частота контура ω_0 должна быть получена с высокой точностью. Поэтому при определении емкости конденсаторов контура C_1 и C_2 , а также индуктивности катушки L необходимо учитывать реактивные элементы связанных с контуром цепей. В схеме рис. 8.3 входная емкость транзистора суммируется с емкостью конденсатора C_2 , поэтому

$$C'_2 = C_2 + C_{bx},$$

где

$$C_{bx} = \frac{b_{bx}}{\omega}.$$

С емкостью конденсатора C_1 суммируется выходная емкость транзистора $C_{вых}$, поэтому

$$C'_1 = C_1 + C_{вых}. \quad (8.60)$$

Полная емкость контура будет равна

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C'_1} + \frac{1}{C'_2} + \frac{1}{C_3} + \frac{1}{C_0}, \quad (8.61)$$

где C_0 — сумма емкостей монтажа, междупитковой емкости катушки и т. п.

Пренебрегая C_0 в (8.61) и учитывая, что $\frac{C'_1}{C'_2} = K_{oc}$ и $\frac{C}{C'_1} = p$, получаем

$$C'_1 = \frac{C}{p}; C'_2 = \frac{C}{pK_{oc}} \text{ и } C_3 = \frac{C}{1 - (1 + K_{oc}) p}. \quad (8.62)$$

Индуктивность дросселя L_d (рис. 8.3), пересчитанная к зажимам катушки контура,

$$L'_d = \frac{L_d}{p^2}, \quad (8.63)$$

поэтому суммарная индуктивность контура будет равна

$$L' = \frac{L \cdot L_d}{L + L'_d}. \quad (8.64)$$

В схеме рис. 8.2 входную и выходную емкости транзистора можно пересчитать к зажимам конденсатора контура и тогда

$$C'_{вх} = p_b^2 C_{вх} \text{ и } C'_{вых} = p^2 C_{вых}. \quad (8.65)$$

Суммарная емкость контура будет равна

$$C = C_k + C'_{вх} + C'_{вых} + C_0, \quad (8.66)$$

где C_0 — см. (8.61).

В схеме рис. 8.4 влияние емкостей транзистора на контур учитывается аналогично.

При определении емкости блокировочных конденсаторов, индуктивности и сопротивления дросселя постоянному току следует руководствоваться указаниями, сделанными в гл. 7.

Сопротивления R_k и R_b определяются из выражения

$$R_k + R_b = \frac{E_k - E_{б исх}}{I_{б исх}}, \quad (8.67)$$

где $E_{б исх}$ — напряжение смещения в исходном статическом режиме, при котором S_a удовлетворяет условию (8.23);

$I_{б исх}$ — ток базы в исходном статическом режиме.

Сопротивление R_b определяется из условия получения необходимой величины постоянной времени $\tau_b = R_b C_b$ (предполагается, что емкости других конденсаторов в цепи автосмещения значительно больше емкости C_b).

В автогенераторах с компенсацией фазы в цепи обратной связи ($Z_0 \neq 0$) в начале расчета элементов схемы следует путем пробных расчетов K_c и φ_c [см. (8.15) и (8.16)] определить необходимую величину модуля Z_0 . При этом необходимо добиться выполнения условия

$$\Lambda + \varphi_c \approx 0. \quad (8.68)$$

Препятствием к выполнению этого условия может послужить снижение величины K_c , вследствие чего недопустимо возрастут $K'_{oc} = \frac{K_{oc}}{K_c}$, амплитуда напряжения $U'_{6m} = K'_{oc} U_m$ и мощность возбуждения

$$P_{vo} = 0,5 U'_{6m} I_{\vartheta_1} N_b \cdot \cos \psi_2. \quad (8.69)$$

В остальном расчет элементов схемы осуществляется по изложенной выше методике, однако вместо составляющих входной проводимости g_{vx} и b_{vx} необходимо подставлять g'_{vx} и b'_{vx} [см. (8.46) и (8.47)].

8.5. ПРИМЕР РАСЧЕТА АВТОГЕНЕРАТОРА

Необходимо рассчитать автогенератор с емкостной обратной связью (рис. 8.3). Частота автоколебаний $f = 0,7 \text{ Мгц}$. Мощность в активной нагрузке $P_n = 4,2 \text{ мвт}$. Требования в стабильности частоты автогенератора повышенные.

Для выбора типа транзистора необходимо оценить величину генерируемой мощности. Вследствие повышенных требований к стабильности частоты к. п. д. контура необходимо будет выбрать в пределах $\eta_k = 0,1 \div 0,2$. Тогда генерируемая мощность ориентировочно будет равна 20—40 мвт. При такой мощности и $f = 0,7 \text{ Мгц}$ может быть использован транзистор типа П14. Справочные данные для него приведены в п. 7 гл. 7, а также имеются в приложении. Задавшись углом отсечки

импульсов тока коллектора $\theta = 90^\circ$ и определив для заданной частоты $\vartheta = \omega\tau_{\text{п}} = 20^\circ$, находим $\theta_\alpha = \theta - 0,5\vartheta = 80^\circ$. При найденных углах фаза средней крутизны $\Lambda = 65^\circ$ (для П14 $r_b S_\alpha = 15$), поэтому из условия $\varphi_K = \Lambda$ (полагаем $Z_0 = 0$), задаваясь $\eta_K = 0,2$, находим

$$P = \frac{P_n}{\eta_K \cos \varphi_K} = \frac{4,2}{0,2 \cdot \cos 65^\circ} \approx 50 \text{ мвт.}$$

На эту мощность при $f = 0,7 \text{ Мгц}$ с транзистором П14 был произведен расчет энергетических показателей автогенератора в п. 7 гл. 7. Из этого расчета нам в дальнейшем потребуются следующие величины: $U_m = 9,2 \text{ в}$, $U_{b_m} = 0,81 \text{ в}$, $Z_{\text{экр}} = 840 \text{ ом}$, $S_{\text{ср}} = 0,0135 \frac{\text{а}}{\text{в}}$, $\Lambda = 65^\circ$, $C_{бк} = 30 \text{ нФ}$, $b_{вх} = 0,2 \cdot 10^{-2} \text{ мо}$ ($C_{вх} = 455 \text{ нФ}$) и $g_{вх} = 0,966 \cdot 10^{-2} \text{ мо}$ ($R_{вх} = 100 \text{ ом}$).

Переходя к расчету элементов схемы, задаемся добротностью катушки контура $Q = 50$ и коэффициентом включения $p = 0,5$. Коэффициент обратной связи нам известен из расчета энергопоказателей в критическом режиме

$$K_{oc} = \frac{U_{b_m}}{U_m} = \frac{0,81}{9,2} = 0,088.$$

Воспользовавшись выражением (8.8), определим

$$f_0 = \frac{f}{1 - \frac{\tg \varphi_K}{2Q'}} = \frac{0,7 \cdot 10^6}{1 - \frac{\tg 65^\circ}{2 \cdot 50 (1 - 0,2)}} = 0,719 \cdot 10^6 \text{ гц.}$$

Поскольку мы задались коэффициентом включения и добротностью катушки, определим емкость и индуктивность коллекторного контура [(8.51) и (8.52)]

$$C = \frac{p^2 Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K}{\omega_0 Z_{\text{экр}}} = \\ = \frac{0,25 \cdot 50 \cdot (1 - 0,2) \cdot 0,42}{2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 840} = 1,14 \cdot 10^{-9} \text{ ф} (1140 \text{ нФ});$$

$$L = \frac{Z_{\text{экр}}}{\omega_0 p^2 Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K} = \\ = \frac{840}{2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6 \cdot 0,025 \cdot 50 (1 - 0,2) \cdot 0,42} = 45,5 \cdot 10^{-6} \text{ гн} (45,5 \text{ мкгн}).$$

Переходим к определению емкости конденсаторов контура:

$$1. \quad C'_1 = \frac{C}{p} = \frac{1140}{0,5} = 2280 \text{ nф}$$

или

$$C_1 = C'_1 - C_{\text{вых}} - C_0 = 2280 - 30 - 10 = 2240 \text{ nф};$$

$$2. \quad C'_2 = \frac{C}{pK_{\text{oc}}} = \frac{1140}{0,5 \cdot 0,088} = 26000 \text{ nф}$$

или

$$C_2 = C'_2 - C_{\text{вх}} - C_0 = 26000 - 455 - 10 = 25535 \text{ nф};$$

$$3. \quad C_3 = \frac{C}{1 - p(1 + K_{\text{oc}})} = \frac{1140}{1 - 0,5(1 + 0,088)} = 2500 \text{ nф}.$$

Определим крутизну статической характеристики, при которой обеспечивается самовозбуждение [см. (8.23)],

$$\begin{aligned} S_3 &> \frac{1}{K_{\text{oc}} Z_3 \alpha N K_6 + r_6 (1 - \alpha)} = \\ &= \frac{1}{0,088 \cdot 8,4 \cdot 10^2 \cdot 0,98 \cdot 0,75 \cdot 0,2 + 10^2 \cdot 0,02} = \\ &= 0,0775 \frac{a}{s} \left(77,5 \frac{ma}{s} \right). \end{aligned}$$

Из статических характеристик транзистора П14 следует, что при напряжении на базе $E_{\text{б исх}} = -0,21$ в ток $I_3 \approx 5 \text{ мА}$ и крутизна S_3 будут несколько превышать полученное выше значение. Тогда, используя выражение (8.67), получаем

$$\begin{aligned} R_K + R_6 &= \frac{E_K - E_{\text{б исх}}}{I_{\text{б исх}}} = \frac{E_K - E_{\text{б исх}}}{I_3 \text{ исх} (1 - \alpha)} = \\ &= \frac{10 - 0,21}{5 (1 - 0,98) 10^{-3}} \approx 98 \cdot 10^3 \text{ ом (98 ком).} \end{aligned}$$

Для определения R_b необходимо воспользоваться условием

$$\tau_b = R_b C_b \cong (0,2 \div 0,4) \tau_k, \quad (8.70)$$

где $\tau_k = \frac{2Q(1 - \eta_k)}{\omega}$ — постоянная времени нагруженного коллекторного контура.

В нашем случае

$$\tau_k = \frac{2 \cdot 50 (1 - 0,2)}{2\pi \cdot 0,7 \cdot 10^6} \cong 18 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Тогда

$$\begin{aligned} \tau_b &= (0,2 \div 0,4) \tau_k = (0,2 \div 0,4) 18 \cdot 10^{-6} = \\ &= (3,6 \div 7,2) \cdot 10^{-6} \text{ сек.} \end{aligned}$$

Емкость конденсатора C_b следует выбирать в пределах $C_b = (5 \div 10) C_{bx}$. В нашем случае $C_b \cong 2300 \div 4600 \text{ нФ}$. Отсюда

$$R_b = \frac{\tau_b}{C_b} = \frac{(3,6 \div 7,2) 10^{-6}}{(2,3 \div 4,6) \cdot 10^{-9}} \cong (0,8 \div 3) 10^3 \text{ ом} (0,8 \div 3 \text{ кОм}).$$

В этих пределах следует выбирать величину сопротивления при налаживании автогенератора. Величины вспомогательных элементов схемы следует выбирать согласно условиям, рекомендованным в гл. 7:

$$L_d = (5 \div 10) L \cong 200 \div 500 \text{ мкГн},$$

$$C_p = (5 \div 10) C \cong 5000 \div 10000 \text{ нФ},$$

$$C_{ш1} \cong C_{ш2} \cong 10^5 \text{ нФ}.$$

ГЛАВА 9

ЗАВИСИМОСТЬ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПОКАЗАТЕЛЕЙ ГЕНЕРАТОРА ОТ ЧАСТОТЫ И ТЕМПЕРАТУРЫ

9.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Анализ, приведенный в гл. 6, 7 и 8, позволяет определить зависимость энергетических показателей генераторов с внешним возбуждением и самовозбуждением от частоты и температуры. Зависимость от частоты выражена на графиках модулей и фаз коэффициента передачи по току $\alpha_f = N\alpha$ и ψ_1 (в зависимости от $\omega = \frac{\vartheta}{\tau_n}$ при $\theta_0 = \text{const}$), коэффициента передачи по напряжению

$K_b = K'_b K_{b0}$, и φ_b , средней крутизны $S_{cp} = S'_{cp} S_0$ и Λ и ряда других. Все указанные выше величины позволяют определить зависимость от частоты генерируемой и подводимой мощностей, а также к. п. д. генератора, коэффициента усиления по мощности, входной проводимости и т. д. При этом необходимо воспользоваться соответствующими выражениями, приведенными в гл. 7 и 8.

Зависимость энергетических показателей от температуры может быть найдена при условии, если известно, как меняются с температурой параметры и характеристики транзистора (α , τ_n , r_b , E_c , S_0), входящие в выражения для мощности, к. п. д., входной проводимости, коэффициента усиления по мощности и т. д.

Анализ энергетических показателей позволит определить условия температурной стабилизации режима генераторов с внешним возбуждением и автогенераторов.

В реальных условиях изменения частоты и температуры оказывают воздействие на величины всех параметров транзистора. В зависимости от параметра это воздействие может быть существенным или, наоборот, неизначительным. Однако при анализе зависимости энергетических показателей от частоты или температуры величины некоторых из параметров транзистора будут считаться постоянными, тогда как изменения других будут приниматься во внимание. Этот прием позволит получить более простые наглядные зависимости.

9.2. ЗАВИСИМОСТЬ ГЕНЕРИРУЕМОЙ МОЩНОСТИ ОТ ЧАСТОТЫ

Как было показано в гл. 6, параметры транзистора r_b и τ_p мало меняются с частотой, и в первом приближении могут быть приняты неизменными. Параметры транзистора, определяемые из статических характеристик (S_0 , E_c , a), относятся к постоянному току. Возможность использования этих параметров на высоких частотах и границы применения были обсуждены в гл. 6. Зависимость энергетических показателей генератора от частоты обусловлена не изменением первичных параметров транзистора, а изменением коэффициентов передачи по току и напряжению (α_f и K_b) или, в конечном итоге, изменением средней крутизны (S_{cp}).

В генераторах с внешним возбуждением и самовозбуждением частотная зависимость генерируемой мощности получается различной. При анализе генераторов с внешним возбуждением можно ограничиться учетом только частотной зависимости модуля средней крутизны, тогда как при анализе автогенератора нельзя не учитывать частотной зависимости фазы $\Lambda = \varphi(f)$.

При исследовании зависимости генерируемой мощности от частоты в генераторе с внешним возбуждением можно воспользоваться выражением

$$P = 0,5 I_{kn}^2 P^2 \rho Q (1 - \eta_k). \quad (9.1)$$

В дальнейшем будем считать, что с частотой меняется только амплитуда гармоник тока коллектора I_{kn} , а эквивалентное сопротивление коллекторной нагрузки [$R_e = P^2 \rho Q (1 - \eta_k)$] остается неизменным. Последнее

условие относительно просто удовлетворяется в генераторах с внешним возбуждением. Кроме того, в этих генераторах коллекторный контур всегда настраивается в резонанс с частотой выделяемой гармоники, что делает сопротивление коллекторной нагрузки чисто активным.

Амплитуда гармоники

$$I_{kn} = S_{cpn} U_{6m}, \quad (9.2)$$

где S_{cpn} см. (6.81) — средняя крутизна для n -й гармоники тока.

В дальнейшем для конкретности проанализируем частотную зависимость для первой гармоники. Тогда

$$P = 0,5 R'_3 U_{6m}^2 S_{cp}^2 \quad (9.3)$$

или, используя (6.81),

$$P = 0,5 R'_3 \left\{ U_{6m} \alpha_f K_6 \frac{S_3 \alpha_1(\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{F_1 [1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)]} \right\}^2. \quad (9.4)$$

На частоте $f \rightarrow 0$ $\alpha_f \rightarrow 0$, $K_6 \rightarrow K_{60}$, $F_1 \rightarrow 1$, поэтому выражение для мощности приобретает вид

$$P_{\text{нч}} = 0,5 R'_3 \left[U_{6m0} \alpha K_{60} \frac{S_3 \alpha_1(\theta_3) (1 - \cos \theta_3)}{1 - r_6 S_3 (1 - \alpha)} \right]^2. \quad (9.5)$$

Поделив (9.4) на (9.5) и учитывая (7.48), получим

$$\frac{P}{P_{\text{нч}}} = \left(\frac{\alpha_f}{\alpha F_1} \right)^2 = G^2. \quad (9.6)$$

Выражения и графики для $G = \varphi(\theta)$ при $\theta_3 = \text{const}$ приведены в гл. 6 [см. (6.46), (6.47) и рис. 6.13].

При выводе (9.6) предполагается, что с изменением частоты амплитуда напряжения возбуждения меняется по закону

$$U_{6m} = U_{6m0} \frac{K_{60}}{K_6} = \frac{U_{6m0}}{K'_6},$$

т. е. возрастает с увеличением частоты, как $\frac{1}{K'_6}$. Кроме

того, предполагается, что угол отсечки положительных импульсов не меняется [$\theta_a \neq \varphi(f)$]. Это означает, что соответственно изменению K_b , U_{bm} и φ_b должно изменяться напряжение смещения на базе E_b (см. 7.46).

При других условиях зависимость генерируемой мощности от частоты будет отличаться от (9.6). Представляет интерес найти частотную зависимость при условии, когда напряжения возбуждения и смещения не меняются при изменении частоты (U_{bm} , $E_b = \text{const}$). Вначале рассмотрим, как будет при этих условиях меняться с частотой угол отсечки положительных импульсов тока эмиттера θ_a . С этой целью обратимся к выражениям (6.75) и (6.76). После несложных преобразований можно получить

$$\cos \theta_a = \frac{E_c - E_b + I_{bo}r_b}{U_{bm}K_b} - \frac{\cos \varphi_b}{K_b} + \frac{1}{K_{bo}}, \quad (9.7)$$

причем в схеме с автосмещением необходимо учитывать сопротивление постоянному току во внешней цепи базы и вместо $I_{bo}r_b$ необходимо подставлять $I_{bo}(r_b + R)$.

Из (9.7) можно заключить, что при увеличении частоты вследствие уменьшения K_b будет увеличиваться $\cos \theta_a$ (при E_b , $U_{bm} = \text{const}$). С увеличением частоты φ_b увеличивается, т. е. $\cos \varphi_b$ уменьшается (рис. 6.18 и 6.19). Однако на достаточно высоких частотах при $\vartheta \approx 10^\circ$ $\cos \varphi_b$ приближенно можно считать величиной постоянной. При отсутствии автосмещения слагаемым $I_{bo}r_b$, как правило, можно пренебречь. В схемах с автосмещением частотная зависимость $\cos \theta_a$ будет выражена меньше, так как при увеличении частоты I_{bo} будет падать вследствие уменьшения амплитуды напряжения на эмиттерном $p-n$ переходе ($U_{epm} = U_{bm}K_b$).

Увеличение $\cos \theta_a$ с ростом частоты будет означать, что при $\theta_a > 90^\circ$ происходит увеличение, а при $\theta_a < 90^\circ$ — уменьшение угла отсечки. Этот вывод хорошо подтверждается экспериментально, если при изменении частоты не менять амплитуду напряжения возбуждения и напряжение смещения.

Используя выражение (9.4) и сопоставляя мощности на частотах f_1 и f_2 , получаем

$$\frac{P_1}{P_2} = \left[\frac{K_{b1}}{K_{b2}} \frac{G_1}{G_2} \frac{\alpha_1(\theta_{a1})(1 - \cos \theta_{a1})}{\alpha_1(\theta_{a2})(1 - \cos \theta_{a2})} \right]^2. \quad (9.8)$$

Если $f_1 > f_2$, то все три сомножителя в (9.8) будут меньшими единицы. Если учесть, что эквивалентное сопротивление коллекторной нагрузки меняется с частотой, то в выражение (9.8) необходимо ввести сомножитель $R'_{\text{э}1}/R'_{\text{э}2}$, где в числите — сопротивление на частоте f_1 , а в знаменателе — на частоте f_2 .

Наиболее резкие изменения претерпевает коэффициент передачи напряжения K_b , поэтому при $U_{\text{бм}}, E_b = \text{const}$ можно считать, что

$$\frac{P_1}{P_2} \approx \left(\frac{K_{\text{б}1}}{K_{\text{б}2}} \right)^2. \quad (9.9)$$

В реальных условиях частотная зависимость амплитуды напряжения возбуждения определяется многими факторами. Например, если предыдущий каскад является транзисторным генератором, то амплитуда напряжения возбуждения с ростом частоты будет уменьшаться и поэтому мощность генератора будет падать более резко, чем это обусловлено выражением (9.9). Особенno резкое уменьшение мощности следует ожидать в многокаскадных транзисторных генераторах.

В автогенераторах энергетические показатели определяются балансом амплитуд и фаз. В уравнении баланса амплитуд

$$S_{\text{cp}} K_{\text{oc}} R'_{\text{э}} \cos \varphi_{\text{к}} = 1, \quad (9.10)$$

где $R'_{\text{э}} = p^2 \rho Q (1 - \eta_{\text{к}})$ — эквивалентное сопротивление коллекторного контура при резонансе с учетом неполного включения;

$R'_{\text{э}} \cos \varphi_{\text{к}} = Z_{\text{э}}$ — модуль комплексного сопротивления коллекторной нагрузки, учтено условие баланса фаз, поскольку имеется в виду, что (см. 8.6)

$$\varphi_{\text{к}} = \Lambda + \varphi_{\text{oc}}. \quad (9.11)$$

Поэтому при анализе частотной зависимости энергопоказателей автогенератора мы будем основываться на уравнении (9.10).

При изменении частоты будет меняться эквивалентное сопротивление R'_s главным образом вследствие изменения $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$ при перестройке контура. Также будет меняться угол φ_k , поскольку $\Lambda = \varphi_b + \vartheta$ существенно зависит от частоты (см. рис. 6.22). В автогенераторе с элементом компенсации в цепи обратной связи ($\dot{Z}_o \neq 0$) с частотой будут меняться $K'_{oc} = \frac{K_{oc}}{K_c}$ и $\varphi_{oc} = \varphi_c$ [при этом в (9.10) вместо K_{oc} необходимо подставлять K'_{oc}]. В установившемся режиме средняя крутизна всегда определяется условием, вытекающим из (9.10), а именно

$$S_{cp} = \frac{1}{K_{oc} R'_s \cos \varphi_k}. \quad (9.12)$$

Поскольку из (6.81) следует, что при данной частоте S_{cp} существенно зависит от угла отсечки θ_3 [см. выражение для α_f и K_b (6.46) и (6.59)], то необходимое значение средней крутизны будет автоматически получено при некотором угле θ_3 . Известно, что угол отсечки θ_3 зависит от напряжения смещения и амплитуды напряжения возбуждения. Поэтому при изменении частоты будут меняться оба этих напряжения. Соответственно будут изменяться генерируемая мощность и другие энергетические показатели автогенератора.

С ростом частоты вследствие увеличения Λ будет увеличиваться φ_k , поэтому установившийся режим будет обеспечиваться при большем значении S_{cp} (9.12). Это произойдет за счет увеличения угла отсечки θ_3 и соответственного роста коэффициента B (6.84) и (6.83). В первом приближении можно считать, что

$$B \approx \frac{\alpha_1(\theta_3)(1 - \cos \theta_3)}{1 - r_b S_3(1 - \alpha)}, \quad (9.13)$$

поскольку в (6.84) $r_b S_3(1 - \alpha) < 1$, а $S_{epc} < S_3$. Поэтому $B = \varphi(\theta_3)$ определяется числителем выражения (9.13). Для наглядного представления этой зависимости на рис. 9.1 приведен график для $\alpha_1(\theta)(1 - \cos \theta) = \varphi(\theta)$.

Помимо увеличения B , вследствие увеличения θ_3 несколько возрастет G (рис. 6.13) и уменьшится K'_6

(рис. 6.18). Если считать, что изменения G и K'_b взаимно компенсируют свое влияние на S_{cp} при изменении θ_3 , то главным фактором останется изменение $B = \varphi(\theta_3)$.

При возрастании частоты необходимость увеличения S_{cp} (9.12) ограничивается приближением θ_3 к 180° (см.

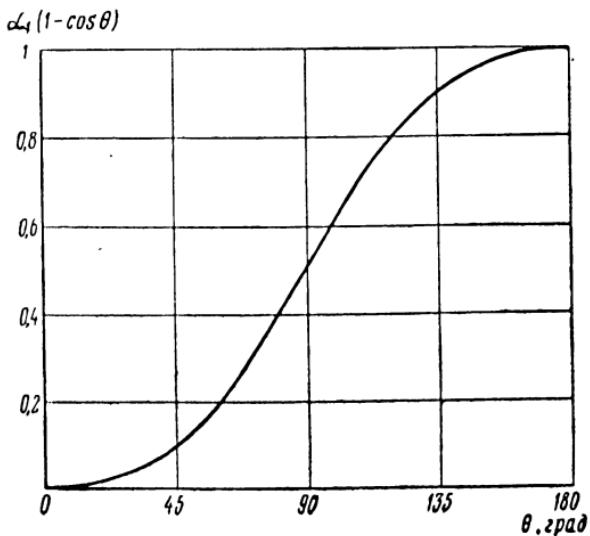


Рис. 9.1. График зависимости $\alpha_1(1 - \cos \theta)$ от θ .

рис. 9.1). При этом напряжение смещения будет приближаться к исходному (в статическом режиме) $E_{бисх}$. Наиболее высокая частота автоколебаний будет определяться переходом неравенства (8.23) в равенство

$$S_{\text{бисх}} = \frac{1}{K_{oc}Z_3\alpha_f K_b + r_b(1 - \alpha)} , \quad (9.14)$$

где

$$Z_3 = p^2 \rho Q (1 - \eta_K) \cos \varphi_K .$$

Из (9.14) следует, что для увеличения предельной частоты автоколебаний необходимо увеличивать Z_3 как путем увеличения добротности катушки контура, так и применением элемента компенсации фазы в цепи обратной связи (добиваясь $\varphi_K = \Lambda + \varphi_c = 0$). В последнем случае необходимо учитывать, что в (9.14) K_{oc} должно быть заменено $K'_{oc} = \frac{K_{oc}}{K_c}$. Поэтому для увеличения φ_c

имеется предел, обусловленный ростом K'_{oc} . Следует рекомендовать такие способы перестройки контура, при которых с ростом частоты увеличивается характеристическое сопротивление $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$. При перестройке конденсатором переменной емкости характеристическое сопротивление возрастает на максимальной частоте поддиапазона в

$$\frac{\rho_{\max}}{\rho_{\min}} = \sqrt{\frac{C_{\max}}{C_{\min}}}. \quad (9.15)$$

Для увеличения предельной частоты целесообразно увеличивать (с ростом частоты) коэффициенты обратной связи K_{oc} и включения коллекторного контура ρ . Однако в предельном случае возможность дальнейшего увеличения этих коэффициентов (см. 8.50) исключается.

Из выражения (9.14) видно, какую роль играет выбор исходного напряжения смещения и получение достаточно большой крутизны в исходной рабочей точке. Без подачи исходного смещения автогенератор будет работать не только в режиме жесткого самовозбуждения, но и будет иметь более низкую предельную частоту автоколебаний.

Исследование частотной зависимости баланса амплитуд показало, что с увеличением частоты происходит увеличение угла отсечки θ_3 , вызванное уменьшением амплитуды напряжения возбуждения и запирающего напряжения смещения (последнее с ростом частоты приближается к напряжению $E_{бисх}$). По мере уменьшения $U_{бm}$ происходит соответственное уменьшение

$$U_m = \frac{U_{бm}}{K_{oc}}.$$

Вместе с этим уменьшается мощность в коллекторной нагрузке

$$P = 0,5 \frac{U_m^2}{Z_3} = 0,5 \frac{U_{бm}^2}{K_{oc}^2 Z_3}, \quad (9.16)$$

и ее активная составляющая

$$P_{\text{акт}} = 0,5 \frac{U_{6m}^2}{K_{oc}^2 Z_9} \cos \varphi_k \quad (9.17)$$

или

$$P_{\text{акт}} = 0,5 \frac{U_{6m}^2}{K_{oc}^2 R'_9}. \quad (9.18)$$

9.3. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОДВОДИМОЙ МОЩНОСТИ И К. П. Д.

Подводимая мощность $P_0 = I_{k0} E_k$. Предполагая, что напряжение коллекторного источника питания E_k с частотой не меняется, можем написать для двух частот f_1 и f_2

$$\frac{P_{01}}{P_{02}} = \frac{I_{k01}}{I_{k02}}. \quad (9.19)$$

Постоянная составляющая тока коллектора может быть определена из выражения (6.7)

$$I_{ko} = \alpha I_{\theta_0} = \alpha (I_{\theta_0} - I_{\theta_0}). \quad (9.20)$$

Допуская, что $I_{\theta_0} \gg I_{\theta_0}$, можем написать

$$I_{ko} \cong \alpha I_{\theta_0} = \alpha \alpha_0 (\theta_0) (1 - \cos \theta_0) S_{\text{эп}} U_{\text{эпп}} \quad (9.21)$$

или

$$I_{ko} \cong \alpha U_{6m} K_6 S_9 \frac{\alpha_1 (\theta_0) (1 - \cos \theta_0)}{1 - r_6 S_9 (1 - \alpha)}. \quad (9.22)$$

Тогда

$$\frac{P_{01}}{P_{02}} \cong \frac{U_{6m1}}{U_{6m2}} \frac{K_{61}}{K_{62}} \frac{\alpha_1 (\theta_{01}) (1 - \cos \theta_{01})}{\alpha_1 (\theta_{02}) (1 - \cos \theta_{02})}. \quad (9.23)$$

Если допустить, что амплитуда напряжения при изменении частоты не меняется, то

$$\frac{P_{01}}{P_{02}} \cong \frac{K_{61}}{K_{62}} \frac{\alpha_1 (\theta_{01}) (1 - \cos \theta_{01})}{\alpha_1 (\theta_{02}) (1 - \cos \theta_{02})}. \quad (9.24)$$

При $U_{6m} = \text{const}$ и $E_6 = \text{const}$ угол отсечки будет изменяться с частотой так, как было показано в п. 9.2.

Поэтому если $f_1 > f_2$, то первый сомножитель в (9.24) будет меньше единицы, а второй — будет больше единицы при $\theta_0 > 90^\circ$ и меньше при $\theta_0 < 90^\circ$. Тогда при $f_1 > f_2$ и $\theta_0 < 90^\circ$ всегда будет $\frac{P_{01}}{P_{02}} < 1$. При $\theta_0 > 90^\circ$ вследствие взаимной компенсации изменений обоих сомножителей (9.24) изменения подводимой мощности будут меньшими, чем при $\theta_0 < 90^\circ$.

Выражение (9.23) позволяет сделать качественную оценку частотной зависимости подводимой мощности в автогенераторе. Как было найдено в п. 9.2, в автогенераторе с ростом частоты происходят уменьшение амплитуды напряжения возбуждения и рост угла отсечки θ_0 , поэтому можно ожидать некоторой компенсации изменений первого и третьего сомножителей (9.23). Решающее влияние окажет второй сомножитель (при $f_1 > f_2$ $\frac{K_{\delta_1}}{K_{\delta_2}}$ будет < 1), и в итоге получится $\frac{P_{01}}{P_{02}} < 1$.

К. п. д. генератора определяется выражением $\eta = \frac{P}{P_0}$. Используя выражения (9.4) и (9.23), можно получить

$$\eta = 0,5R'_0 \frac{U_{\delta_m}}{E_k} S_{cp} N \frac{\alpha_1(\theta_0)}{\alpha_0(\theta_0)}. \quad (9.25)$$

Сравнивая к. п. д. на частотах f_1 и f_2 , получаем

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{R'_{\delta_1}}{R'_{\delta_2}} \frac{U_{\delta_m1}}{U_{\delta_m2}} \frac{S_{cp1}}{S_{cp2}} \frac{N_1 \gamma_1(\theta_{\delta_1})}{N_2 \gamma_1(\theta_{\delta_2})}, \quad (9.26)$$

где $\gamma_1 = \frac{\alpha_1(\theta_0)}{\alpha_0(\theta_0)}$ — коэффициент формы импульса.

При постоянстве величин R_0 и U_{δ_m} выражение (9.26) приобретает более простой вид

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} = \frac{S_{cp1}}{S_{cp2}} \frac{N_1}{N_2} \frac{\gamma_1(\theta_{\delta_1})}{\gamma_1(\theta_{\delta_2})}. \quad (9.27)$$

Величины N и S_{cp} следует определять из графиков, приведенных на рис. 6.12 и 6.21, а коэффициенты формы — из таблиц или графиков α_1 , $\alpha_0 = \varphi(\theta)$.

Приведенное выше выражение (9.25) может быть записано иначе, если учесть, что $R'_3 U_{6m} S_{cp} = R'_3 I_{k1} = U_m$. Тогда

$$\eta = 0,5 \frac{U_m}{E_k} \frac{\alpha_1(\theta_3)}{\alpha_0(\theta_3)} N. \quad (9.28)$$

На достаточно низких частотах, когда $N \approx 1$, выражение (9.28) приобретает вид, хорошо известный в теории ламповых генераторов.

9.4. ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТА УСИЛЕНИЯ ПО МОЩНОСТИ

Коэффициент усиления по мощности в схеме с общим эмиттером определяется выражением

$$A_{o3} = \frac{P}{P_{vo3}} = \frac{U_m I_{k1}}{U_{6m} I_{61} \cos \psi_2}. \quad (9.29)$$

Используя приведенное ранее выражение (7.1), нетрудно получить

$$A_{o3} = \frac{S_{cp} R'_3 \alpha_f}{N_b \cos \psi_2}, \quad (9.30)$$

где $\psi_2 = \psi_1 + \psi_6 - \varphi_b$.

Воспользовавшись выражением (7.2) для схемы с общей базой, можно найти

$$A_{o6} = \frac{S_{cp} R'_3 \alpha_f}{\cos(\psi_1 - \varphi_b)}. \quad (9.31)$$

С ростом частоты угол ψ_2 уменьшается, вследствие чего $\cos \psi_2$ и коэффициент N_b растут [см. (6.50) и график на рис. 6.15], а S_{cp} и α_f уменьшаются [см. (6.81) и (6.46)], а также графики на рис. 6.21 и 6.12], поэтому в обеих схемах с ростом частоты коэффициенты усиления по мощности уменьшаются, причем в схеме с общим эмиттером более резко, поскольку в знаменателе (9.30) имеется возрастающий с частотой коэффициент N_b . При необходимости стабилизировать коэффициент усиления по мощности следует применять такой коллекторный контур, у которого с ростом частоты возрастает эквивалентное сопротивление. Для этой цели перестройку контура рекомендуется осуществлять конденсатором переменной емкости (см. 9.15).

9.5. КОЭФФИЦИЕНТ ПЕРЕДАЧИ НАПРЯЖЕНИЯ С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ КОЛЛЕКТОРНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

На высокочастотном участке рабочего диапазона частот на работу транзистора заметное влияние может оказать связь коллекторной и базовой цепей. При исследовании входной проводимости в схеме с общим эмиттером (см. п. 7.3) было учтено влияние тока $I_{бк}$, протекающего через емкость $C_{бк}$ (рис. 7.4).

Используя приведенные на рис. 7.4 обозначения и полагая, что

$$I_{бк} \cong j\omega C_{бк} \dot{U}_к = j\omega C_{бк} I_{к1} Z_5, \quad (9.32)$$

можем написать

$$\begin{aligned} I'_{б1} &= I_{б1} + I_{бк} = I_{б1} e^{j(\omega t + \psi_1)} - I_{к1} e^{j(\omega t - \vartheta)} + \\ &+ \omega C_{бк} I_{к1} Z_5 e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta + \varphi_k\right)}. \end{aligned} \quad (9.33)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \dot{K}_6 &= \frac{\dot{U}_{бп}}{\dot{U}_6} = 1 - r_6 \frac{I_{б1}}{U_{бm} e^{j\varphi_6}} \times \\ &\times \left[e^{j\psi_1} - \alpha_f e^{-j\vartheta} + \omega C_{бк} Z_5 \alpha_f e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta + \varphi_k\right)} \right]. \end{aligned} \quad (9.34)$$

Поскольку

$$\frac{I_{б1}}{U_{бm}} = S_{бпc} K_6, \quad (9.35)$$

то

$$\dot{K}_6 \left[1 + r_6 S_{бпc} (e^{j\psi_1} - \alpha_f e^{-j\vartheta}) + q \alpha_f e^{j\left(\frac{\pi}{2} - \vartheta + \varphi_k\right)} \right] = 1, \quad (9.36)$$

где

$$q = \omega C_{бк} Z_5.$$

Из (9.36) после преобразований можно получить

$$\begin{aligned} K_6 &= \frac{1}{\sqrt{\{1 + r_6 S_{бпc} [\cos \psi_1 - \alpha_f \cos \vartheta + q \alpha_f \sin (\vartheta + \varphi_k)]\}^2 +}} \\ &\quad \frac{1}{\{ (r_6 S_{бпc})^2 [\sin \psi_1 + \alpha_f \sin \vartheta + q \alpha_f \cos (\vartheta + \varphi_k)] \}^2} \end{aligned} \quad (9.37)$$

и

$$\varphi_6 = \frac{r_6 S_{бпc} [\sin \psi_1 + \alpha_f \sin \vartheta + q \alpha_f \cos (\vartheta + \varphi_k)]}{1 + r_6 S_{бпc} [\cos \psi_1 - \alpha_f \cos \vartheta + q \alpha_f \sin (\vartheta + \varphi_k)]}. \quad (9.38)$$

Сопоставляя выражения для K_b и φ_b , полученные в гл. 6 [(6.59) и (6.60)] без учета влияния коллекторного напряжения с приведенными выше [(9.37) и (9.38)], обнаруживаем, что они отличаются дополнительным слагаемым, зависящим от $q = \omega C_{bk} Z_a$ и ϑ_k . При понижении частоты величина q уменьшается, поэтому дополнительным слагаемым в (9.37) и (9.38) можно пренебречь.

Расчет K_b и φ_b по выражениям (9.37) и (9.38) немного сложнее, чем по (6.59) и (6.60).

Если рассматривать случай с настроенным коллекторным контуром ($\varphi_k = 0$) и записать $\omega C_{bk} Z_a$ как $\frac{C_{bk} Z_{ekp}}{\tau_p} \vartheta$, то окажется, что по-прежнему K_b и φ_b являются функцией двух углов ϑ и θ_a . Поэтому можно построить графики K_b , $\varphi_b = \varphi(\vartheta)$ при $\theta_a = \text{const}$, введя параметром семейства кривых $\frac{C_{bk} Z_{ekp}}{\tau_p}$ (дополнительно к α и $r_b S_a$).

Если Z_{ekp} взять из расчета в критическом режиме для типовой мощности транзистора данного типа, то окажется, что коэффициент $\frac{C_{bk} Z_{ekp}}{\tau_p}$ для многих отечественных транзисторов укладывается в относительно узкие пределы 0,3 — 0,5. Это подтверждает возможность построения графиков данного вида. Связь базовой и коллекторной цепей через C_{bk} целесообразно учитывать на частотах, при которых $\vartheta > 25^\circ - 30^\circ$.

9.6. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОКАЗАТЕЛИ ГЕНЕРАТОРА

Изменения температуры $p-n$ переходов оказывают существенное влияние на работу транзистора. В последующем изложении под температурой транзистора всюду подразумевается температура $p-n$ переходов. Статические характеристики $i_k = \varphi(u_b, u_k)$, приведенные в приложении, сняты при постоянстве температуры переходов. Методика измерений описана в гл. 18. Постоянства температуры переходов при снятии характеристик можно добиться путем быстрого пробега рабочей точки по всей характеристике. Необходимо выбрать такой малый интервал времени пробега, который был бы в несколько раз меньше температурной постоянной времени $p-n$ переходов. Тогда при многократном пробеге рабочей точки

(т. е. при повторении развертки) установится некоторая усредненная температура. Вместе с тем частоту развертки необходимо выбирать с условием, что исследуемый триод остается практически безынерционным прибором

Контроль за температурой переходов можно осуществить, наблюдая за величиной обратного тока запертого перехода. Градуировку зависимости этого тока от температуры необходимо выполнять в термостате, предварительно выдерживая триод длительное время в бестоковом состоянии. Кроме статических характеристик в приложении приведены зависимости S_0 , $E_c = \varphi(t^\circ)$. Температурная зависимость r_b и τ_p выражена относительно слабо. Измерения, проведенные с транзисторами типов П14, П201, П402, П410 и некоторыми другими, показывают,

что $\frac{\Delta r_b}{r_b}$ и $\frac{\Delta \tau_p}{\tau_p}$ изменяются в пределах $15 - 20\%$ при изменении температуры *p-n* переходов от -70°C до $+60^\circ\text{C}$. Температурная зависимость α , по-видимому, невелика, о чем можно судить по материалам, приведенным в справочнике „Полупроводниковые триоды и диоды“ [9].

В последующем изложении температурная зависимость r_b , τ_p и α не учитывается.

Результаты измерений температурной зависимости параметров транзистора позволяют сделать вывод о том, что наибольшее влияние на энергетические показатели генератора оказывает температурное смещение статической характеристики, вызывающее существенные изменения E_c и S_0 . Необходимо напомнить, что E_c и S_0 определяются из спрямленных статических характеристик [10].

В генераторе, работающем в режиме с отсечкой тока, температурные изменения E_c и S_0 вызывают существующие изменения высоты импульсов $I_{\text{эмакс}}$ и θ_0 , а это сказывается на всех энергетических показателях: P , P_0 и η .

Для определения температурной зависимости P , P_0 и η генератора с внешним возбуждением вначале следует воспользоваться выражением (9.7) и определить, как будет меняться угол отсечки θ_0 . Если в (9.7) допустить, что температурные изменения не скажутся на $\cos \varphi_b$,

K_b , K_{b_0} , а также на I_{b_0} и E_b , то при изменении температуры в пределах от t_1° до t_2°

$$\cos \theta_{\alpha_1} - \cos \theta_{\alpha_2} \cong \frac{E_{c_1} - E_{c_2}}{U_{b_m} K_b}. \quad (9.39)$$

Поскольку напряжение сдвига меняется практически прямо пропорционально температуре, то при $U_{b_m} = \text{const}$ разность косинусов также будет меняться прямо пропорционально Δt° . При изменениях угла отсечки θ_α в больших пределах пренебрегать температурными изменениями K_b , K_{b_0} и φ_b нельзя.

Из выражения для генерируемой мощности (9.4) можно найти ее зависимость от температуры. Допустим, что при изменении температуры меняются только S_α и θ_α , а α , K_b , R'_α , $r_b S_\alpha \cong \text{const}$. Тогда при $U_{b_m} = \text{const}$ получим

$$\frac{P_1}{P_2} \cong \left(\frac{S_{\alpha_1}}{S_{\alpha_2}} \right)^2 \left[\frac{\alpha_1(\theta_{\alpha_1})}{\alpha_1(\theta_{\alpha_2})} \right]^2 \left(\frac{1 - \cos \theta_{\alpha_1}}{1 - \cos \theta_{\alpha_2}} \right)^2, \quad (9.40)$$

где θ_{α_1} , θ_{α_2} — углы отсечки положительных импульсов тока эмиттера при температуре t_1° и t_2° соответственно.

Температурные изменения подводимой мощности определяются выражением

$$\frac{P_{01}}{P_{02}} \cong \frac{\alpha_0(\theta_{\alpha_1})}{\alpha_0(\theta_{\alpha_2})} \frac{S_{\alpha_1}}{S_{\alpha_2}} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha_1}}{1 - \cos \theta_{\alpha_2}}. \quad (9.41)$$

К. п. д. генератора при изменении температуры будет меняться так:

$$\frac{\eta_1}{\eta_2} \cong \frac{S_{\alpha_1}}{S_{\alpha_2}} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha_1}}{1 - \cos \theta_{\alpha_2}} \left[\frac{\alpha_1(\theta_{\alpha_1})}{\alpha_1(\theta_{\alpha_2})} \right]^2 \frac{\alpha_0(\theta_{\alpha_2})}{\alpha_0(\theta_{\alpha_1})}. \quad (9.42)$$

Температурную зависимость усиления можно найти, воспользовавшись выражениями (9.30) и (9.31). Если допустить, что ψ_2 , ψ_b , ψ_1 , α_f , $R'_\alpha \cong \text{const}$, то в схемах с общим эмиттером и базой

$$\frac{A_1}{A_2} \cong \frac{S_{c p_1}}{S_{c p_2}} \cong \frac{S_{\alpha_1}}{S_{\alpha_2}} \frac{\alpha_1(\theta_{\alpha_1})}{\alpha_1(\theta_{\alpha_2})} \frac{1 - \cos \theta_{\alpha_1}}{1 - \cos \theta_{\alpha_2}}. \quad (9.43)$$

Для более точного определения температурных изменений энергетических показателей генератора с внешним возбуждением необходимо воспользоваться выражениями (9.4), (9.23), (9.26), (9.30) и (9.31) и учесть в них изменения всех сомножителей, зависящих от S_ϑ и θ_ϑ . Для более точного определения θ_ϑ при температуре, отличающейся от исходной, необходимо учесть температурные изменения K_b , φ_b и K_{b_0} . С этой целью следует в выражения для указанных коэффициентов подставить значения S_ϑ при измененной температуре, определить θ_ϑ , затем снова найти уточненные значения коэффициентов и, наконец, окончательно определить θ_ϑ из (9.7). При пользовании графиками выполнить такой расчет относительно легко.

Температурная стабильность генерируемой мощности может быть определена из условия

$$P = 0.5 I_{k_1}^2 R'_\vartheta = \text{const.}$$

Поскольку можно считать $R'_\vartheta \neq \varphi(t^\circ) = \text{const}$, то условие температурной стабилизации мощности сводится к $I_{k_1} = S_{cp} U_{bm} = \text{const}$. В дальнейшем будем полагать, что $U_{bm} \neq \varphi(t^\circ) = \text{const}$, поэтому должно быть выполнено условие $S_{cp} = \text{const}$.

Допустим, происходит изменение температуры p - n переходов от t_1° до t_2° . Тогда, воспользовавшись выражением (6.81) и приняв в первом приближении, что α_f , K_b , F и $r_b S_\vartheta$ не зависят от температуры, получим

$$\frac{\alpha_1(\theta_{\vartheta_1})(1 - \cos \theta_{\vartheta_1})}{\alpha_1(\theta_{\vartheta_2})(1 - \cos \theta_{\vartheta_2})} \frac{S_{\vartheta_1}}{S_{\vartheta_2}} = 1. \quad (9.44)$$

Из полученного выражения следует, что если при температуре t_1° нам известна величина $\alpha_1(\theta_{\vartheta_1})(1 - \cos \theta_{\vartheta_1})$, то при температуре t_2° она должна быть равна

$$\alpha_1(\theta_{\vartheta_2})(1 - \cos \theta_{\vartheta_2}) = \frac{S_{\vartheta_1}}{S_{\vartheta_2}} \alpha_1(\theta_{\vartheta_1})(1 - \cos \theta_{\vartheta_1}). \quad (9.44')$$

Если воспользоваться графиком для $\alpha_1(1 - \cos \theta)$, приведенным на рис. 9.1, и взять S_{ϑ_1} и S_{ϑ_2} из характеристик, снятых при t_1° и t_2° , то нетрудно найти θ_{ϑ_2} . Тогда,

определив значения $K_{б_{02}}$ и $\varphi_{б_2}$, а также $K_{б_2} = K'_б K_{б_{02}}$ при угле отсечки $\theta_{б_2}$, можно найти напряжение смещения при температуре t_2° :

$$E_{б_2} = E_{c_2} - U_{бm} K_{б_2} \left(\cos \theta_{б_2} + \frac{\cos \varphi_{б_2}}{K_{б_2}} - \frac{1}{K_{б_{02}}} \right) + I_{б_0} r_b, \quad (9.45)$$

где E_{c_2} — напряжение сдвига при t_2° .

Зависимость $\alpha_1(1 - \cos \theta)$ хорошо аппроксимируется выражением $0,5 \left(1 - \frac{4}{\pi} \cos \theta \right)$. Тогда, используя (9.44), можно получить

$$\cos \theta_{б_2} = \frac{1}{\pi} \left(1 - \frac{S_{б_1}}{S_{б_3}} \right) + \frac{S_{б_1}}{S_{б_2}} \cos \theta_{б_1} \quad (9.46)$$

и подставить полученное значение в (9.45).

Итак, в термостабилизированном генераторе с внешним возбуждением необходимо изменять напряжение смещения по закону $E_b = \varphi(t^\circ)$, который определяется из расчетов по приведенной выше методике. Для решения этой задачи могут быть использованы потенциометрические схемы с термозависимыми сопротивлениями. Прежде чем перейти к описанию этих схем, определим условия температурной стабилизации режима автогенератора.

В автогенераторе необходимо стабилизировать:

1. Крутизну S_b в исходной точке (8.23).
2. Модуль средней крутизны S_{cp} (8.4).
3. Фазу средней крутизны Λ (8.5).

Первое требование означает, по существу, температурную стабилизацию тока эмиттера $I_{зисх}$ в исходной рабочей точке. Строго говоря, если учесть температурные изменения α_f и K_b , то S_b в исходной точке должна несколько меняться. Этими изменениями мы будем пренебречь. Стабилизация средней крутизны в соответствии с требованиями баланса амплитуд означает, что при температурном изменении S_b и E_c необходимо будет изменять смещение на базу по определенному закону. Для определения $E_b = \varphi(t^\circ)$ следует воспользоваться формулами (9.44), (9.45) и (9.46). Напомним, что выражения (9.44) и (9.46) были получены из условия $S_{cp} = \text{const}$.

Стабилизация фазы средней крутизны Λ означает стабилизацию углов ϑ и φ_b , поскольку (6.80) $\Lambda = \vartheta + \varphi_b$. Угол $\vartheta = \omega \tau_p$ можно считать не зависящим от t° в той мере, в какой не зависит от нее τ_p . Выше было показано, что τ_p меняется в небольших пределах, и мы условились эти изменениями пренебречь. Угол φ_b зависит от ϑ

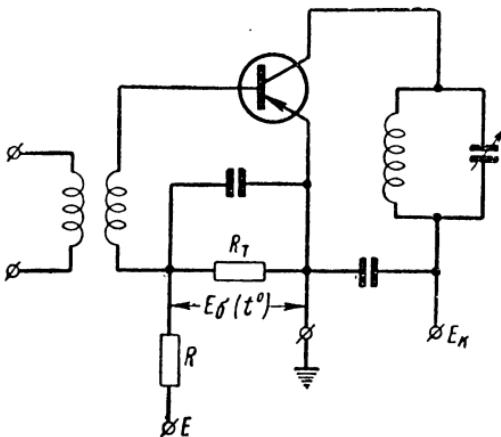


Рис. 9.2. Генератор с температурной стабилизацией режима.

и θ_0 , если считать $r_b S_0 = \text{const}$. Тогда температурные изменения θ_0 вызовут определенные изменения φ_b (см. графики на рис. 6.18 или 6.19). Для стабилизации угла отсечки θ_0 необходимо изменять смещение по закону, отличному от того, который мы получаем из (9.44). Противоречие между этими требованиями может быть устранено, если в автогенератор ввести термозависимый элемент фазовой компенсации $\varphi_c = \varphi(t^\circ)$ с выполнением условия

$$\Lambda + \varphi_{oc} = \Lambda + \varphi_c \neq \varphi(t^\circ). \quad (9.47)$$

Схема с фазовой термокомпенсацией будет рассмотрена далее. При стабилизации суммарного угла $\Lambda + \varphi_{oc}$ будет стабилизирован угол φ_c (9.11). Соответственно этому баланс амплитуд будет зависеть только от S_{cp} (9.10) и ее температурная стабильность обеспечит постоянство амплитуды и частоты автоколебаний.

На рис. 9.2 изображена одна из возможных схем температурной стабилизации режима генератора. В цепи внешнего смещения имеется потенциометр, причем

соотношение сопротивлений его плеч зависит от температуры.

С этой целью в одно из плеч потенциометра включено термозависимое сопротивление. Можно использовать

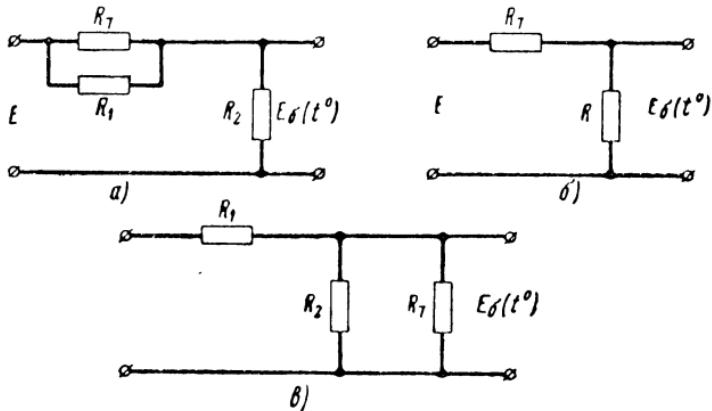


Рис. 9.3. Варианты схем соединения линейных и термозависимых сопротивлений.

полупроводниковые термозависимые сопротивления типа КМТ или ММТ. Важным условием является равенство тепловых постоянных времени триода и сопротивления.

На рис. 9.3 приведены другие варианты комбинаций постоянных и термозависимых сопротивлений, обеспечивающие с известной погрешностью необходимую зависимость напряжения смещения от температуры $E_b = \phi(t^\circ)$.

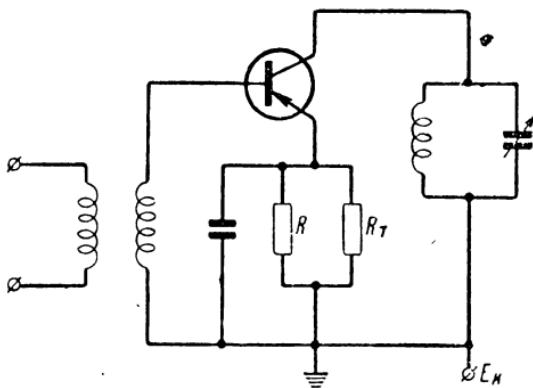


Рис. 9.4. Генератор с температурной стабилизацией режима за счет термозависимого автосмещения в цепи эмиттера.

Для получения наименьшего отклонения напряжения смещения от заданного в пределах $t^{\circ}_{\max} - t^{\circ}_{\min}$ можно воспользоваться теоремой П. Л. Чебышева о наилучшем приближении.

С этой целью следует составить уравнение $E_b = \varphi(R_t, R_1, R_2)$. Это уравнение совместно с уравнением $E_b = \varphi(t^{\circ})$ позволяет определить оптимальные значения сопротивлений, при которых обеспечивается наименьшее отклонение напряжения смещения от заданного, во всем интервале температур [11].

На рис. 9.4 приведена схема генератора с температурной стабилизацией режима за счет эмиттерного автосмещения. Кроме указанной можно

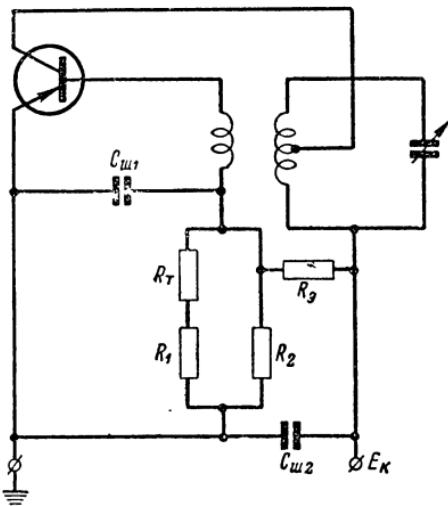


Рис. 9.5. Генератор с температурной стабилизацией режима за счет термозависимого автосмещения в цепи базы.

применить схемы с базовым автосмещением.

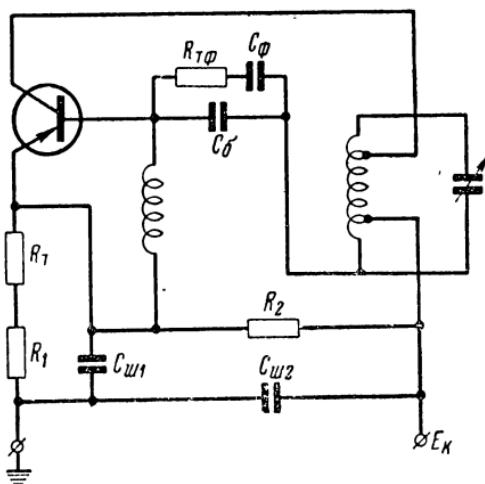


Рис. 9.6. Схема автогенератора с температурной стабилизацией режима и фазы в цепи обратной связи.

При определении $E_b = I_{\phi 0}R_\phi$ или $E_b = I_{\phi 0}R_b$ необходимо знать зависимость $I_{\phi 0} = \varphi(t^{\circ})$ или соответственно $I_{\phi 0} = \varphi(t^{\circ})$. Эти сведения можно получить из энергетического расчета, выполненного при различных значениях температуры.

Требуемые расчетные зависимости $R_\phi = \varphi(t^{\circ})$ или $R_b = \varphi(t^{\circ})$ можно реализовать с помощью термозависимого и постоянного сопротивлений.

На рис. 9.5 приведена схема автогенератора с термо-
зависимым базовым автосмещением. В схеме автогенера-
тора, приведенной на рис. 9.6, кроме решения предыду-
щей задачи осуществляется температурная стабилизация
фазы ϕ_c , поскольку элемент Z_0 содержит термозависи-
мые элементы $R_{\text{тф}}$ и C_{ϕ} . В качестве термозависимой ем-
кости можно использовать емкость конденсатора с ти-
кондовым диэлектриком или емкость стабилитрона. В по-
следнем случае необходимо обеспечить термозависимое
запирающее напряжение на электродах стабилитрона.

ГЛАВА 10

СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ КОЛЕБАНИЙ ТРАНЗИСТОРНОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

10.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Частота колебаний автогенератора в основном определяется собственной частотой колебательной системы, но не равна ей. Отклонение частоты автоколебаний от собственной частоты колебательной системы (в одноконтурном автогенераторе — от собственной частоты контура) определяется с помощью уравнения баланса фаз.

Собственная частота колебательной системы зависит не только от индуктивности катушки и емкости конденсатора контура, но также и от величин присоединенных к этой системе реактивных элементов. В их число входят реактивные составляющие входной, выходной и переходной проводимостей транзистора, реактивные элементы вспомогательных элементов схемы (разделительные и блокировочные конденсаторы, дроссели и т. п.).

Фазовые углы, входящие в уравнение баланса фаз, определяются режимом работы транзистора, частотой и параметрами элементов цепи обратной связи.

Изложенное выше свидетельствует о том, что проблема стабилизации частоты автоколебаний связана с постоянством индуктивностей и емкостей колебательной системы и присоединенных к ней цепей, а также реактивных составляющих проводимостей транзистора и фазы средней крутизны.

Постоянство (стабильность) всех этих величин должно соблюдаться при воздействии таких дестабилизирующих факторов, как изменение температуры, влажности, давления, статических нагрузок, вибраций и т. д.

В технической литературе имеются работы, посвященные проблеме стабилизации индуктивности катушек и емкости конденсаторов [12], поэтому в последующем изложении основное внимание будет уделено стабилизации величин реактивных составляющих проводимостей транзистора и фазы средней крутизны.

10.2. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ БЕСКВАРЦЕВОГО АВТОГЕНЕРАТОРА

Как было показано в гл. 8 [выражение (8.8)], частота автоколебаний

$$\omega = \omega_0 \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_k}{2Q'} \right) \quad (10.1)$$

зависит от собственной частоты колебательной системы автогенератора и фазовых углов, входящих в уравнение баланса фаз

$$\varphi_k = \Lambda + \varphi_{oc}. \quad (10.2)$$

Следовательно, проблема стабилизации частоты автоколебаний включает в себя проблемы стабилизации собственной частоты, фазовых углов средней крутизны (Λ) и цепи обратной связи (φ_{oc}). Допустим, что на автогенератор воздействует какой-либо дестабилизирующий фактор κ . Тогда приращение частоты

$$d\omega = \frac{\partial \omega_0}{\partial \kappa} \left(1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_k}{2Q'} \right) d\kappa - \frac{\omega_0}{2Q' \cos^2 \varphi_k} \frac{\partial \varphi_k}{\partial \kappa} d\kappa. \quad (10.3)$$

Так как

$$1 - \frac{\operatorname{tg} \varphi_k}{2Q'} = \frac{\omega}{\omega_0} \cong 1,$$

то

$$\frac{d\omega}{\omega} \cong \frac{1}{\omega_0} \frac{\partial \omega_0}{\partial \kappa} d\kappa - \frac{1}{2Q' \cos^2 \varphi_k} \frac{\partial \varphi_k}{\partial \kappa} d\kappa. \quad (10.4)$$

Поскольку

$$\frac{\partial \omega_0}{\partial \kappa} = -\frac{\omega_0}{2} \left(\frac{1}{C} \frac{\partial C}{\partial \kappa} + \frac{1}{L} \frac{\partial L}{\partial \kappa} \right), \quad (10.5)$$

то

$$\frac{d\omega}{\omega} \cong -\frac{1}{2} \left(\frac{\partial C}{C \partial \kappa} + \frac{\partial L}{L \partial \kappa} + \frac{1}{Q' \cos^2 \varphi_k} \frac{\partial \varphi_k}{\partial \kappa} \right) d\kappa. \quad (10.6)$$

Выражение (10.6) справедливо при воздействии любого дестабилизирующего фактора.

Если одновременно действуют несколько дестабилизирующих факторов (α , χ , ...), то при условии взаимной независимости их воздействия на автогенератор

$$\frac{d\omega}{\omega} = \frac{d\omega(\alpha)}{\omega} + \frac{d\omega(\chi)}{\omega} + \dots \quad (10.7)$$

В большинстве случаев это допущение дает удовлетворительный результат.

При воздействии температуры первые два слагаемых в (10.6) представляют собой температурные коэффициенты индуктивности и емкости. При воздействии дестабилизирующих факторов другого характера эти слагаемые будут коэффициентами влияния влажности, вибраций, напряжения и т. д.

При определении коэффициентов $\frac{dL}{L d\alpha}$ и $\frac{dC}{C d\alpha}$ следует учитывать влияние дестабилизирующего фактора на реактивные проводимости транзистора, поскольку они суммируются с реактивными проводимостями элементов контура. Когда реактивные проводимости транзистора имеют емкостный характер ($b > 0$), то их влияние целесообразно учитывать при определении $\frac{dC}{C d\alpha}$, а $\frac{dL}{L d\alpha}$ определять только для самой катушки индуктивности.

Пусть в соответствии с (8.65) и (8.66) суммарная емкость контура

$$C = C_{ок} + C'_{вх} + C'_{вых}, \quad (10.8)$$

где $C_{ок}$ — емкость конденсатора с учетом емкости присоединенных линейных цепей;

$C'_{вых} = C_{вых} p^2$ и $C'_{вх} = C_{вх} p_6^2$ — входная и выходная емкости транзистора, пересчитанные к зажимам контура (конденсатора);

p и $p_6 = K_{oc} p$ — коэффициенты включения коллекторной и базовой цепей транзистора в контур.

В соответствии с (10.8) влияние дестабилизирующего фактора на емкость должно определяться так:

$$\frac{dC}{C d\alpha} = \frac{dC_{ок}}{C d\alpha} + \frac{dC'_{вх}}{C d\alpha} + \frac{dC'_{вых}}{C d\alpha} \quad (10.9)$$

или

$$\frac{\partial C}{C \partial x} = \frac{\partial C_{ок}}{C \partial x} + p^2 \left(K_{oc}^2 \frac{\partial C_{вх}}{C \partial x} + \frac{\partial C_{вых}}{C \partial x} \right). \quad (10.10)$$

Из (10.10) следует, что влияние дестабилизирующего фактора будет тем меньше, чем меньше коэффициент включения коллекторной цепи и коэффициент обратной связи.

Наименьшим значением p следует считать такое, при котором обеспечивается критический режим [см. выражение (8.53) в гл. 8]. Наименьшее значение K_{oc} определяется при расчете генератора в критическом режиме (см. гл. 7).

Из (10.10) можно определить условие взаимной компенсации изменений емкостей контура

$$\frac{\partial C_{ок}}{C \partial x} + p^2 \left(K_{oc}^2 \frac{\partial C_{вх}}{C \partial x} + \frac{\partial C_{вых}}{C \partial x} \right) = 0. \quad (10.11)$$

Выполнения этого условия можно добиться, если в $C_{ок}$ будет входить емкость с отрицательным коэффициентом дестабилизирующего фактора ($\frac{\partial C_{ок}}{C \partial x} < 0$). Известно, что

в ламповых автогенераторах температурная стабилизация режима достигается включением в контур конденсаторов с диэлектриком из тиконда. Тиконд обладает отрицательным коэффициентом диэлектрической проницаемости $\frac{\partial \epsilon}{\epsilon \partial t} \sim -(150 \div 400) \cdot 10^{-6}$.

Тикондовые конденсаторы используются также для температурной стабилизации режима автогенератора в целом с учетом влияния температуры на индуктивность контура.

Для температурной стабилизации можно использовать термозависимые сопротивления, включая их в цепь автосмещения или внешнего смещения (см. схемы автогенераторов на рис. 9.4 и 9.5). При изменении температуры вследствие изменения величины термозависимого сопротивления будет меняться смещение на базе. Это вызовет изменение угла отсечки импульсов тока эмиттера и, в конечном счете, изменение модуля и фазы средней крутизны. Соответственно изменится величина входной реактивной проводимости. Подбирая закон измене-

ния смещения на базе с помощью комбинации постоянных и термозависимых сопротивлений (см. рис. 9.3), можно добиться необходимой закономерности изменения $\frac{\partial C_{\text{вх}}}{\partial t^0} = \varphi(t^0)$ и выполнить условие (10.11) или даже условие полной температурной стабилизации режима автогенератора в целом.

Известны примеры, когда изменение частоты термо-компенсированного автогенератора не превышало $\frac{\Delta f}{f} = (0,5 \div 1) \cdot 10^{-4}$ при изменении температуры окружающей среды от -50 до $+60^\circ\text{C}$.

Аналогичным путем можно получить компенсацию влияния влажности. С этой целью вместо термозависимых сопротивлений необходимо включать сопротивления, меняющие свою величину при изменении влажности.

В качестве примера можно указать на сопротивления из гидрофильных пленок, пропитанных солью лития (LiCl). При необходимости осуществления термокомпенсации совместно с влагокомпенсацией следует применять комбинированную схему, причем, например, в эмиттерную цепь можно включить цепь с линейными и термозависимыми сопротивлениями, а в базовую — с линейными и влагозависимыми сопротивлениями. Одна из схем автогенератора с термо- и влагостабилизацией режима приведена на рис. 10.1. Здесь в цепи эмиттера линейные сопротивления R_1 , R_2 и термозависимые R_t позволяют осуществить температурную стабилизацию режима, а сопротивления R_4 , R_5 и влагозависимое $R_{\text{вз}}$ в цепи базы — влагостабилизацию. При помощи сопротивлений R_4 , R_5 и $R_{\text{вз}}$ устанавливается рабочая точка в статическом режиме,

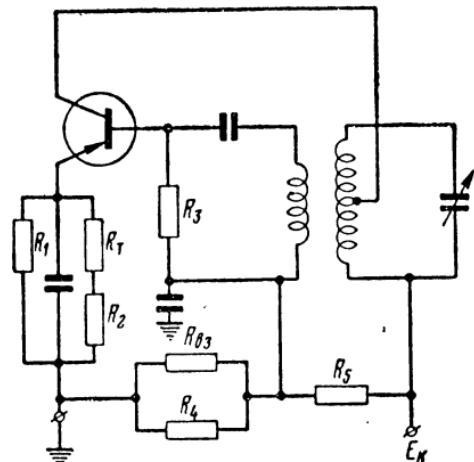


Рис. 10.1. Вариант схемы автогенератора с термо- и влагостабилизацией режима.

базовую — с линейными и влагозависимыми сопротивлениями. Одна из схем автогенератора с термо- и влагостабилизацией режима приведена на рис. 10.1. Здесь в цепи эмиттера линейные сопротивления R_1 , R_2 и термозависимые R_t позволяют осуществить температурную стабилизацию режима, а сопротивления R_4 , R_5 и влагозависимое $R_{\text{вз}}$ в цепи базы — влагостабилизацию. При помощи сопротивлений R_4 , R_5 и $R_{\text{вз}}$ устанавливается рабочая точка в статическом режиме,

позволяющая получить мягкое самовозбуждение. Принцип действия схемы температурной стабилизации режима был объяснен в гл. 9. Поэтому ограничимся пояснением принципа действия схемы влагостабилизации. При увеличении влажности сопротивление $R_{вз}$ будет уменьшаться. Это вызовет уменьшение отпирающего напряжения на базе транзистора, уменьшение средней крутизны, а значит, уменьшение входной реактивной проводимости. Соответственно уменьшится эквивалентная пересчитанная к зажимам контура емкость $C'_{вх}$, что как раз необходимо, так как при увеличении влажности емкость конденсатора контура увеличивается. Сопротивления в цепи стабилизации режима подбираются экспериментально. При регулировке схемы не следует забывать о соотношении между постоянными временем схемы влагостабилизации режима и контура, а также о скорости нарастания влажности среды, в которую помещен автогенератор. Схема будет обеспечивать влагостабильность режима только при том условии, если постоянные времени схемы будут много меньше временного интервала, в пределах которого существенно изменяется влажность.

Значительное дестабилизирующее действие оказывают внешние электрические цепи, являющиеся полезной нагрузкой автогенератора. Реактивные проводимости, вносимые этими цепями в контур автогенератора, оказывают влияние на собственную частоту, а значит, на частоту генерируемых колебаний.

Изменение этих реактивных проводимостей может происходить не только под влиянием изменения температуры и влажности, но также под влиянием изменения параметров полезной нагрузки при настройке, модуляции и т. п. Рассмотренная выше схема термо- и влагостабилизации режима в этом случае не может предотвратить изменения частоты автоколебаний.

Для повышения стабильности частоты необходимо уменьшать связь внешних цепей (полезной нагрузки) с контуром автогенератора. Однако при этом происходит уменьшение полезной мощности, напряжение на зажимах полезной нагрузки уменьшается. Поэтому ослаблению связи имеется предел, т. е. дестабилизирующее влияние нагрузки не может снижаться произвольно.

В ламповой электронике широкое применение нашла схема на тетроде Б. К. Шембеля, позволяющая сущест-

венно ослабить влияние на частоту внешних цепей. Аналогичная по замыслу схема может быть выполнена на двух транзисторах. Сопоставление высокочастотных эквивалентов схем дано на рис. 10.2. В случае применения тетрода экранирующая сетка позволяет существенно ослабить электрическую связь анодной и катодной цепей. В недонапряженном и критиче-

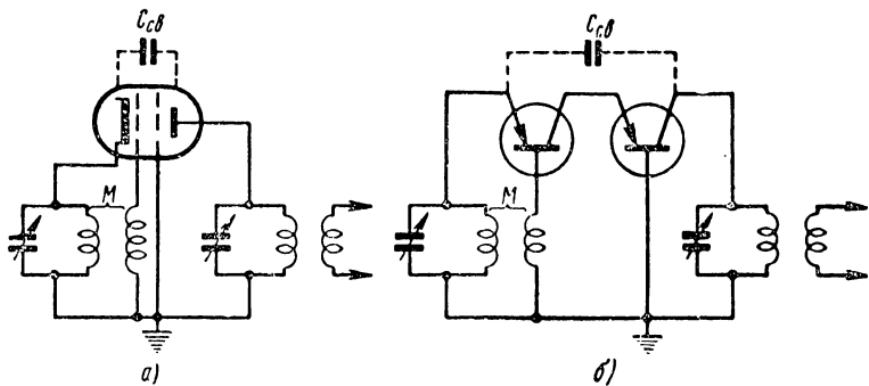


Рис. 10.2. а) схема на тетроде Б. К. Шембеля для устранения влияния внешних цепей на частоту; б) аналогичная схема, выполненная на двух транзисторах.

ском режиме влияние переменного напряжения на аноде на ток анода очень мало, поэтому изменение амплитуды и фазы напряжения на нагрузке окажет слабое влияние на режим автогенератора и его частоту. Аналогичная по замыслу схема на транзисторах изображена на рис. 10.2.б. Электрическая связь между коллекторным и эмиттерным контурами очень мала (емкость $C_{cb}=0,5C_{ok}$), а с влиянием напряжения на коллекторной нагрузке на ток в эмиттерном контуре можно не считаться (в недонапряженном и критическом режимах). Поэтому изменения амплитуды и фазы напряжения на коллекторном контуре, вызванные изменением нагрузки, практически не оказывают влияния на режим работы автогенератора, что обусловливает повышение стабильности частоты. Автоколебания не срываются при коротком замыкании коллекторного контура или разрыве коллекторной цепи (в схеме Б. К. Шембеля этот опыт дает аналогичные результаты). Поэтому можно считать, что условия баланса амплитуд и фаз определяются в основ-

ном «левой» частью схемы. Обратная связь может быть выполнена по автотрансформаторной или трансформаторной схеме.

При конструктивном выполнении схемы необходимо иметь в виду, что левая и правая ее части должны быть

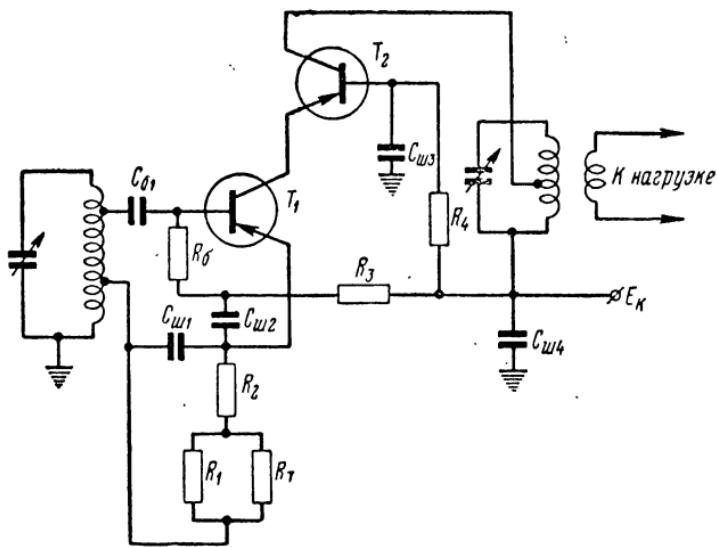


Рис. 10.3. Схема автогенератора на двух транзисторах с термозависимым сопротивлением.

разделены тщательно выполненным экраном, с целью уменьшения паразитной связи. Без этого экрана применение схемы лишено смысла.

Для уменьшения влияния на частоту изменений температуры (и влажности) рекомендуется применение схемы температурной стабилизации (влагостабилизации) режима. Схема автогенератора с температурной стабилизацией режима с термозависимым сопротивлением приведена на рис. 10.3. Назначение всех элементов схемы считается известным. Величиной сопротивления R_4 определяется напряжение отпирающего смещения на базе транзистора T_2 . Если транзисторы T_1 и T_2 идентичны, то отпирающие напряжения E_b на их базах (относительно эмиттеров) должны быть примерно одинаковыми. Напряжение смещения на коллекторном $p-n$ переходе у транзистора T_1 должно быть более 1—2 в, для того чтобы была обеспечена работа с малыми токами базы.

Поэтому напряжение питания между базой транзистора T_2 и землей (E_{62}) должно удовлетворять следующему неравенству:

$$E_{62} \geq 2E_6 + u_{k \text{ мин}}, \quad (10.12)$$

где

$$u_{k \text{ мин}} \geq 1 \div 2 \text{ в.}$$

Если обозначить через U_{m1} амплитуду напряжения между эмиттером транзистора T_1 и землей, а постоянное напряжение между его коллектором и эмиттером обозначить E_{k1} , то коэффициент использования напряжения

$$\xi_1 = \frac{U_{m1} + U_{bm2}}{E_{k1}}, \quad (10.13)$$

где U_{bm2} — амплитуда переменного напряжения на базе транзистора T_2 .

Для получения критического режима ξ_1 должно удовлетворять выражению (7.40). Напряжение U_{bm2} определяется из энергетического расчета части схемы, выполненной на транзисторе T_2 . Генерируемая им мощность должна быть задана. Коллекторное напряжение у транзистора T_2 определяется как $E_{k2} = E_k - E_{k1}$. Мощность, которую должен отдавать транзистор T_1 , равна мощности возбуждения транзистора T_2 , работающего в схеме с общей базой [см. выражение (7.2) для $P_{воб}$]. Предлагаемая методика расчета недостаточно строга. Так, например, допускается, что напряжение возбуждения транзистора T_2 является синусоидальным (с амплитудой U_{bm2}), тогда как в действительности оно в этой схеме будет несинусоидальным. Применяя описанную схему, можно получить стабильность частоты не хуже $(0,5 \div 1) 10^{-4}$ при изменении температуры в пределах $-60^\circ \div +60^\circ \text{ С}$ и перестройке полезной нагрузки.

В заключение этого раздела укажем на основные способы получения термо- и влагостабильных катушек индуктивности и конденсаторов. Для повышения термостабильности необходимо применять материалы с небольшим температурным коэффициентом линейного расширения (ТКЛР).

Диэлектрики, кроме того, должны иметь небольшой температурный коэффициент диэлектрической проницаемости ($TK\epsilon$).

Рекомендуется применение металлизированной (посеребренной) керамики или плавленного кварца. Намотка витков катушки должна осуществляться горячим способом. Целесообразно вместо металлических применять керамические металлизированные экраны. Ко всем катушкам и конденсаторам, входящим в схему автогенератора и оказывающим влияние на собственную частоту его колебательной системы, должны предъявляться такие же высокие требования, как к основным элементам контура.

Устранить влияние влажности на индуктивность катушки и емкость конденсатора можно только путем вакуумплотной герметизации. Невакуумплотная герметизация дает лишь кратковременный эффект, так как влага постепенно проникает внутрь герметизируемого объема. В этом случае проникновение влаги возможно устранить только путем создания избыточного давления сухого газа, превышающего разность парциальных давлений пара внутри и вне герметизируемого пространства. В этой системе требуется компенсация утечки газа. Для устранения влажности конденсаторы переменной емкости и вариометры можно погружать в жидкий диэлектрик, имеющий низкий угол потерь и небольшой ТК_ε.

10.3. СТАБИЛИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ С ПОМОЩЬЮ КВАРЦА

Применение кварца позволяет значительно увеличить стабильность частоты автоколебаний. В литературе имеются указания на получение относительного изменения частоты меньше 10^{-7} . Этот результат получен, по-видимому, в терmostатированном устройстве с применением стабилизованных источников питания $\left(\frac{\Delta t^\circ}{t^\circ} \sim 10^{-3} \right)$ и $\frac{\Delta E}{E} \sim 10^{-3}$.

Без термостата уход частоты будет определяться температурным коэффициентом частоты (ТКЧ) кварца и изменением его температуры. Известно, что в этом случае большое значение приобретает выбор угла среза кварцевой пластинки, при котором ТКЧ минимален в заданном интервале изменения температуры. Без термостата при изменении температуры в пределах $-60 \div 372$

$+60^{\circ}\text{C}$ следует ожидать относительного изменения частоты порядка 10^{-4} .

Изменение реактивных проводимостей транзистора будет оказывать влияние на частоту параллельного резонанса кварца, вследствие чего будет изменяться частота автоколебаний. Поэтому стабилизация режима работы автогенератора имеет большое значение. Для увеличения постоянства частоты рекомендуется применение схем температурной стабилизации и стабилизации напряжения источника питания. В этих условиях можно достигнуть $\frac{\Delta f}{f} \approx 10^{-5}$ без применения термостата при изменении температуры окружающей среды от -60° до $+60^{\circ}\text{C}$.

В ламповой технике известны осцилляторные схемы автогенераторов с включением кварца между сеткой и катодом, сеткой и анодом, а также с последовательным включением в контур. Аналогичные по замыслу схемы на транзисторах приведены на рис. 10.4, 10.5 и 10.6.

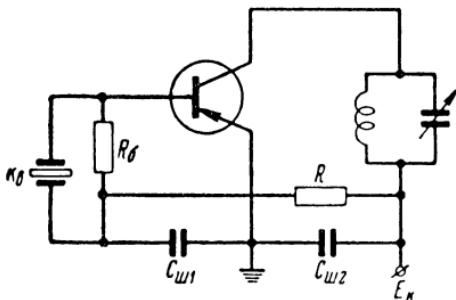


Рис. 10.4. Схема автогенератора с включением кварца между базой и эмиттером.

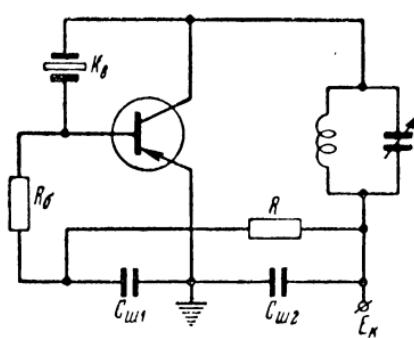


Рис. 10.5. Схема автогенератора с включением кварца между коллектором и базой.

на либо по трехточечному варианту, либо сделана трансформаторной.

В схеме, приведенной на рис. 10.4, колебательный контур на частоте автоколебаний должен иметь реактивную проводимость индуктивного характера, так как только при этом получается трехточечная схема и выпол-

няется условие самовозбуждения по балансу фаз. Следовательно, колебательный контур должен иметь собственную частоту более высокую, чем частота автоколебаний, практически равную частоте кварца. В ряде случаев

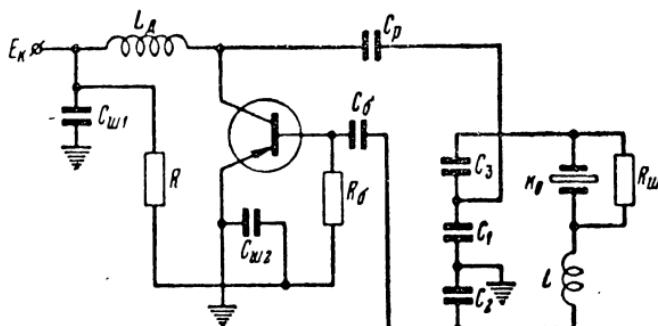


Рис. 10.6. Схема автогенератора с последовательным включением кварца в контур.

такой расстроенный контур заменяют катушкой индуктивности (рис. 10.7).

В схеме, изображенной на рис. 10.5, колебательный контур на частоте автоколебаний должен иметь реактивную проводимость емкостного характера, что позволяет получить эквивалентную емкостную трехточечную схему.

Соответственно этому условию колебательный контур может быть заменен конденсатором, зашунтированным сопротивлением для создания пути постоянной составляющей тока коллектора (рис. 10.8).

В осцилляторных схемах

Рис. 10.7. Включение кварца в контур, в схеме автогенератора с расстроенным контуром в виде индуктивности.

кварц шунтируется входной или переходной проводимостью транзистора. У транзисторов эти проводимости относительно велики, поэтому возникают трудности при применении кварца, входная проводимость которого на частоте автоколебаний, расположенной между частотами последовательного и параллельного резонансов, может быть меньше на один-два порядка.

Такое рассогласование затрудняет самовозбуждение, что и отмечается в случае применения мощных транзисторов (например, П601-602):

Этого недостатка лишена схема, изображенная на рис. 10.6. Здесь кварц включен последовательно в колебательный контур. На частоте последовательного резонанса кварца $\omega_q = \frac{1}{\sqrt{L_q C_q}}$ его эквивалентное сопротивление R_{eq} уменьшается до нескольких десятков ом и имеет чисто активный характер. Колебательный контур автогенератора, настроенный на частоту ω_q , будет иметь эквивалентное сопротивление

$$R_0 = \frac{L}{C(r + R_{eq})}. \quad (10.14)$$

Надлежащим подбором коэффициентов включения коллекторной и базовой цепей можно добиться удовлетворения условия самовозбуждения и достигнуть критического режима при установившихся колебаниях.

На частотах, отличающихся от ω_q , эквивалентное сопротивление кварца становится комплексным и резко возрастает. Практически при расстройке в несколько десятков герц, сопротивление этого участка цепи уже определяется только активным сопротивлением R_{sh} , равным примерно 100 ом. При наличии такого последовательного активного сопротивления в контуре его эквивалентное сопротивление настолько падает, что условие самовозбуждения уже не выполняется. Поэтому автоколебания могут возникать и устойчиво существовать только на частоте $f_q = \frac{1}{2\pi\sqrt{L_q C_q}}$ или близкой к ней. В этой схеме изменение реактивных проводимостей транзистора очень мало влияет на частоту автоколебаний, поскольку частота последовательного резонанса кварца f_q определяется только параметрами самой кварцевой пластинки.

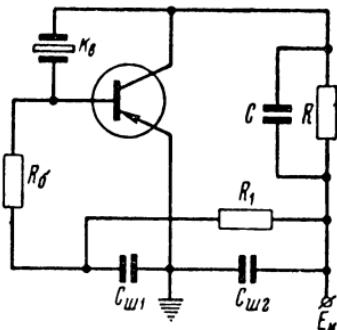


Рис. 10.8. Включение кварца в контур, в схеме автогенератора с расстроенным контуром в виде емкости.

10.4. О РАСЧЕТЕ АВТОГЕНЕРАТОРОВ С КВАРЦЕМ

Расчет кварцевого автогенератора состоит из расчета энергетических показателей и элементов схемы. При энергетическом расчете определяются проводимости транзистора, коэффициент обратной связи и ряд других важных величин. В некоторых случаях практики кварцевые автогенераторы должны обладать относительно большой мощностью, например 0,5—1,5 вт. Для относительно мощных автогенераторов энергетический расчет рекомендуется осуществлять по методике, разработанной в гл. 7 и 8. По мере уменьшения мощности автоколебаний угол отсечки импульсов токов коллектора и эмиттера обычно увеличивается, приближаясь к 180° . Соответственно уменьшению амплитуды напряжения возбуждения и росту угла отсечки методика расчета, основанная на аппроксимации характеристик отрезками прямых линий, начинает давать все увеличивающуюся погрешность. Результаты расчета по разработанной выше методике в этом случае становятся ориентировочными. Точный расчет элементов схемы кварцевого автогенератора достаточно сложен. При расчете должны быть известны эквивалентные параметры кварца. При серийном производстве кварцев индивидуальные параметры кварца имеют разброс, не меньший, чем у электронных приборов. Поэтому в расчетах приходится пользоваться усредненными параметрами кварца, что снижает точность результатов. Параметры контура и других элементов схемы автогенератора относительно мало влияют на частоту автоколебаний. Поэтому вполне достаточен ориентировочный расчет.

В осцилляторных схемах (рис. 10.4 и 10.5) собственная частота колебательного контура должна отличаться от частоты кварца на несколько процентов. В схеме рис. 10.4 $\omega_0 \approx (1,05 \div 1,1) \omega_{\text{кв}}$, а в схеме рис. 10.5 $\omega_0 \approx (0,95 \div 0,9) \omega_{\text{кв}}$. В схеме рис. 10.6 частоты должны совпадать ($\omega_0 = \omega_{\text{кв}}$).

Элементы контура C_1 , C_2 и C_3 следует рассчитывать по методике, изложенной в гл. 8. Расчет вспомогательных элементов осуществляется в таком же порядке, как для автогенераторов без кварца (гл. 7 и 8).

ГЛАВА 11

УПРАВЛЕНИЕ КОЛЕБАНИЯМИ В ТРАНЗИСТОРНЫХ ГЕНЕРАТОРАХ

11.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Управление колебаниями (модуляция) включает в себя вопросы полезного изменения их амплитуды, частоты и фазы. В данной главе будут рассмотрены схемы и основы энергетического расчета генераторов с управлением только амплитудой и частотой колебаний. Генераторы с управлением амплитудой колебаний рассматриваются в непрерывном и импульсном режимах.

Источники управляющих колебаний — усилители, генераторы и другие устройства, используемые совместно с модулируемыми генераторами, в этой работе не рассматриваются.

11.2. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В ГЕНЕРАТОРАХ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

При осуществлении амплитудной модуляции необходимо получить прямопропорциональную зависимость амплитуды модулируемых колебаний $I_{к1}$ от напряжения на базе E_b или напряжения на коллекторе E_k .

Зависимость $I_{к1}, U_m = \varphi(E_b)$ или $I_{к1}, U_m = \varphi(E_k)$ называется модуляционной статической характеристикой.

Если установить исходную рабочую точку в середине прямолинейного участка модуляционной статической характеристики, то можно получить необходимую нам прямо пропорциональную зависимость. Исходная рабочая точка устанавливается путем подачи на базу или коллектор постоянного напряжения определенной величины.

Поскольку этой точке соответствует нулевое переменное напряжение модулирующего сигнала («молчание»), исходные постоянные напряжения обозначаются $E_{б\text{ мол}}$ и $E_{к\text{ мол}}$. Рабочая точка перемещается по модуляционной статической характеристике под влиянием напряжения модулирующего сигнала (рис. 11.1).

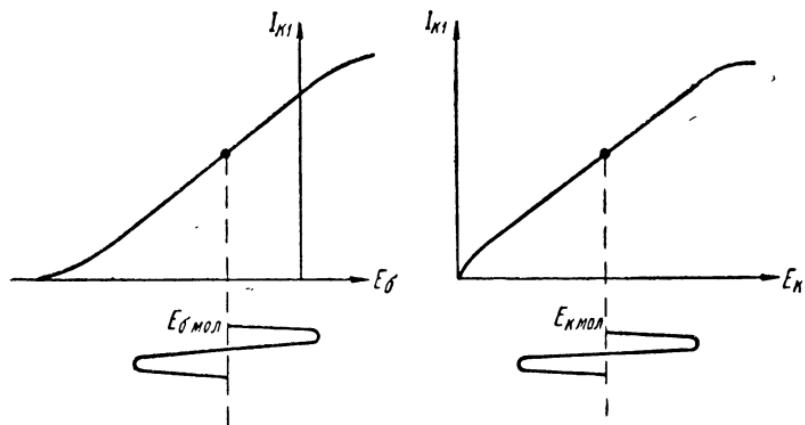


Рис. 11.1. Статические модуляционные характеристики при изменении напряжения смещения и напряжения коллекторного источника.

Источником сигнала может быть какой-либо усилитель, генератор импульсов или просто трансформатор, на первичную обмотку которого подаются колебания извне.

На рис. 11.2 и 11.3 изображены схемы генераторов с модуляцией на базу и коллектор.

В первой схеме на базу подаются возбуждающие высокочастотные колебания и напряжение смещения, которое при модуляции является функцией времени,

$$E_b(t) = E_{б\text{ мол}} + U_{m\omega} \cos \Omega t. \quad (11.1)$$

Модулирующий сигнал $u_\omega = U_{m\omega} \cos \Omega t$ вводится в цепь базы с зажимов вторичной обмотки трансформатора. Могут быть применены и другие способы введения в цепь базы модулирующего сигнала, например с помощью автотрансформатора и т. п.

В коллекторной цепи роль нагрузки выполняет колебательный контур, собственная частота которого должна

быть равна частоте возбуждающих высокочастотных колебаний.

Полоса пропускания контура должна быть не меньше удвоенного значения наибольшей из частот модулирующего сигнала.

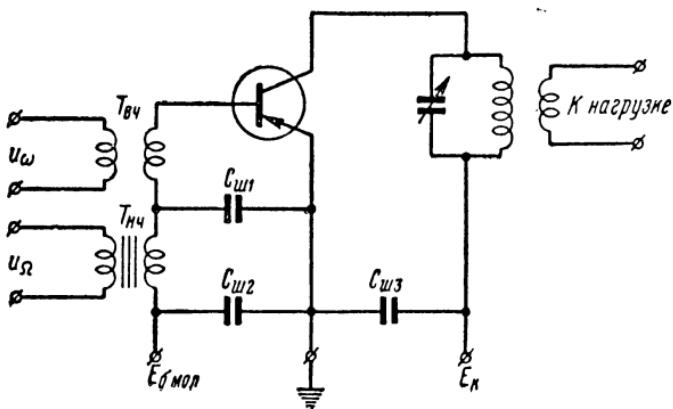


Рис. 11.2. Схема генератора с амплитудной модуляцией путем изменения напряжения смещения на базе.

Это предопределит относительно небольшие частотные искажения модулированного сигнала.

Емкость блокировочного конденсатора $C_{ш1}$ выбирается из условия достаточно малого его сопротивления токам высокой частоты и большого для модулирующего сигнала.

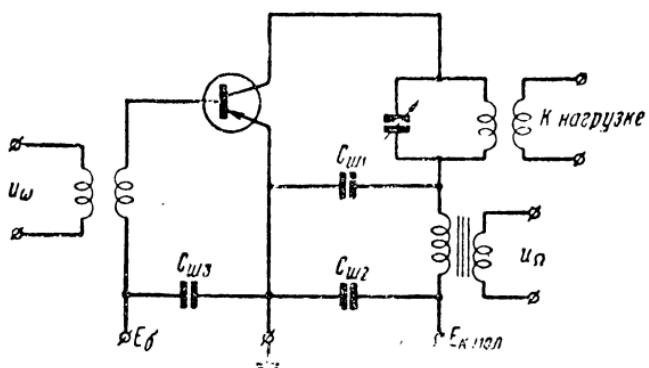


Рис. 11.3. Схема генератора с амплитудной модуляцией путем изменения напряжения питания коллектора.

Прямолинейный участок модуляционной статической характеристики соответствует недонапряженному режиму работы модулируемого генератора.

При модуляции постоянная составляющая и первая гармоника тока коллектора изменяются по закону

$$I_{k0}(t) = I_{k0\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t), \quad (11.2)$$

$$I_{k1}(t) = I_{k1\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t), \quad (11.3)$$

где $m = \frac{\Delta I_{k1}}{I_{k1\text{мод}}}$ — коэффициент модуляции.

Подводимая и генерируемая мощности в модулируемом генераторе являются функцией времени:

$$P_0(t) = E_k I_{k\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t) = P_{0\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t). \quad (11.4)$$

$$P(t) = 0,5 I_{k\text{мод}}^2 (1 + m \cos \Omega t)^2 R_o = P_{\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t)^2. \quad (11.5)$$

Обе мощности достигают максимального значения при $\cos \Omega t = 1$ и минимального — при $\cos \Omega t = -1$. Максимальной мощности соответствует критический режим, а минимальной — резко недонапряженный при почти полном запирании транзистора.

Поскольку при модуляции напряжение коллекторного источника и эквивалентное сопротивление коллекторной нагрузки остаются неизменными, то средняя за период модулирующего колебания подводимая мощность

$$P_{0\text{мод}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{k0}(t) E_k d\Omega t = I_{k0\text{мод}} E_k, \quad (11.6)$$

а генерируемая мощность

$$\begin{aligned} P_{\text{мод}} &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{k1}^2(t) R_o d\Omega t = 0,5 I_{k1\text{мод}}^2 R_o \times \\ &\times \left(1 + \frac{m^2}{2}\right) = P_{\text{мод}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \end{aligned} \quad (11.7)$$

Из (11.6) следует, что подводимая мощность при модуляции остается такой же, как и в режиме молчания ($P_{0\text{мод}} = P_0$).

Таким образом, при модуляции мощность рассеивания на коллекторе триода уменьшается, поскольку

$$P_{\text{кмод}} = P_{0\text{мод}} - P_{\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (11.8)$$

Как известно из теории амплитудной модуляции, мощность $P_{\text{мол}} \frac{m^2}{2}$ соответствует мощности боковых полос.

К. п. д. модулируемого генератора при модуляции возрастает по сравнению с к. п. д. в режиме молчания, поскольку

$$\eta_{\text{мод}} = \frac{P_{\text{мол}}}{P_{0\text{мод}}} = \eta_{\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (11.9)$$

Источник модулирующих колебаний (на схеме рис. 11.2 — вторичная обмотка модуляционного трансформатора) нагружается сопротивлением

$$\frac{1}{Z_\Omega} = \frac{\dot{I}_{61\Omega}}{\dot{U}_{m\Omega}} + j\Omega C_{w1}, \quad (11.10)$$

где $\dot{I}_{61\Omega}$ — первая гармоника тока базы, выделенная из зависимости $I_{60} = \varphi(\Omega t)$.

Вследствие криволинейности характеристики $I_{60} = \varphi(\Omega t)$ точно определить $\dot{I}_{61\Omega}$ трудно. При аппроксимации этой характеристики отрезками прямой (см. рис. 11.4) можно найти приближенное значение

$$\dot{I}_{61\Omega} \approx m I_{60\text{мод}} \approx 0,5 m I_{60\text{макс}}, \quad (11.11)$$

где $I_{60\text{макс}}$, $I_{60\text{мод}}$ — постоянная составляющая тока базы в режимах максимальном и молчания соответственно.

В первом приближении можно считать, что ток $I_{61\Omega}$ находится в фазе с $U_{m\Omega}$, поэтому активная составляющая проводимости $\frac{1}{Z_\Omega}$ равна $\frac{I_{61\Omega}}{U_{m\Omega}}$.

Мощность, расходуемая источником модулирующих колебаний,

$$P_{6\Omega} = 0,5U_{m\Omega}I_{6\Omega}. \quad (11.12)$$

На рис. 11.3 на коллектор триода подается напряжение питания

$$E_K(t) = E_{K\text{мод}} + U_{m\Omega} \cos \Omega t. \quad (11.13)$$

В данной схеме модулирующее напряжение вводится с зажимов вторичной обмотки модуляционного трансформатора.

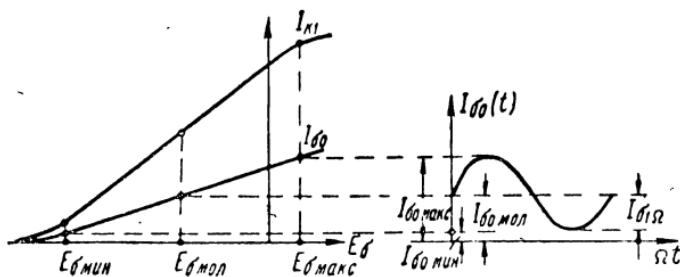


Рис. 11.4. Напряжения и токи при модуляции изменением напряжения смещения на базе.

Если считать, что модуляционная статическая характеристика является отрезком прямой, выходящей из начала координат, то вместо (11.3) можно написать

$$E_K(t) = E_{K\text{мод}}(1 + m \cos \Omega t), \quad (11.14)$$

где $m = \frac{\Delta I_{K1}}{I_{K1\text{мод}}} = \frac{U_{m\Omega}}{E_{K\text{мод}}}$ — коэффициент модуляции.

Прямолинейному участку модуляционной статической характеристики соответствует перенапряженный режим работы генератора. При напряжении $E_{K\text{макс}} = (1+m)E_{K\text{мод}}$ генератор должен работать в критическом режиме. Напряжению $E_{K\text{мин}} = E_{K\text{мод}}(1-m)$ соответствует резко перенапряженный режим.

При условии прямолинейности модуляционной статической характеристики первая гармоника и постоянная составляющая тока коллектора изменяются во времени по закону, указанному в (11.2) и (11.3).

Генерируемая мощность изменяется по закону, указанному в (11.5).

При коллекторной модуляции одновременно изменяются и напряжение питания, и постоянная составляющая тока, поэтому

$$P_0(t) = E_{\text{кмод}} I_{\text{кмод}} (1 + m \cos \Omega t)^2 = \\ = P_{0\text{мод}} (1 + m \cos \Omega t)^2. \quad (11.15)$$

Средняя за период модулирующего колебания подводимая мощность

$$P_{0\text{мод}} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} I_{k0}(t) E_k(t) d\Omega t = P_{0\text{мод}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right), \quad (11.16)$$

а генерируемая $P_{\text{мод}}$ определяется выражением (11.7). При использованных аппроксимациях к. п. д. модулируемого генератора остается постоянным в пределах всего прямолинейного участка модуляционной статической характеристики (т. е. $\eta_{\text{макс}} = \eta_{\text{мод}} = \eta_{\text{мод}}$).

Мощность

$$P_\Omega = P_{0\text{мод}} \cdot \frac{m^2}{2} \quad (11.17)$$

отдается источником модулирующих колебаний.

Модулируемый генератор для этого источника является нагрузкой, проводимость которой определяется выражением

$$\frac{1}{Z_\Omega} = \frac{I_{k0}}{E_k} + j\omega C_{ш1}, \quad (11.18)$$

где I_{k0} , E_k — следует подставлять из данных максимального режима либо режима молчания.

11.3. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ В АВТОГЕНЕРАТОРАХ

В автогенераторах модуляцию путем изменения смещения на базе триода применять не рекомендуется, так как при этом возникают явления срыва колебаний и жесткого самовозбуждения. Этот вид осуществления амплитудной модуляции можно допустить лишь при крайне низких требованиях к показателям качества модуляции.

Модуляция изменением напряжения питания на коллектор дает возможность получить хорошие показатели качества модуляции.

К недостаткам этого вида модуляции следует отнести наличие паразитной частотной модуляции, обусловленной воздействием на частоту автоколебаний изменений входного и выходного реактивных сопротивлений, а также фазовых углов. В гл. 8 было показано, как частота автоколебаний зависит от

$$\dot{S}_{cp} = \frac{I_{\kappa_1}}{U_6} \quad \text{и} \quad \theta_\vartheta.$$

При амплитудной модуляции будут изменяться и S_{cp} и θ_ϑ , что вызовет соответствующее изменение частоты. Автоколебания будут промодулированы и по амплитуде

и по частоте. Если в приемном устройстве будут получаться условия, при которых после детектирования результат будет зависеть не только от амплитудной, но и от частотной модуляции, необходимо будет строго следить за показателями обоих видов модуляции.

Схема автогенератора с модуляцией на коллектор приведена на рис. 11.5.

Амплитудная стати-

ческая характеристика получается в этом случае такой же, как и в генераторах с внешним возбуждением (см. рис. 11.1).

Энергетические показатели определяются выражениями (11.13) — (11.18).

Наблюдающийся в автогенераторах сдвиг фаз между первой гармоникой тока коллектора и напряжением на коллекторной нагрузке больших изменений в показателях амплитудной модуляции не вызывает.

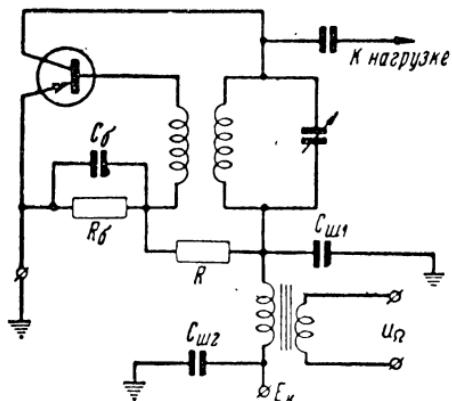


Рис. 11.5. Схема автогенератора с амплитудной модуляцией путем изменения напряжения питания коллектора.

11.4. РАСЧЕТ ГЕНЕРАТОРОВ, МОДУЛИРУЕМЫХ ПО АМПЛИТУДЕ

Расчет энергетических показателей модулируемого генератора в принципе должен быть выполнен для нескольких точек на статической модуляционной характеристики. Это позволит построить характеристику и определить степень ее отклонения от прямой линии. В схемах с модуляцией на базу расчет должен быть осуществлен в недонапряженном режиме, за исключением расчета на мощность $P_{\max} = P_{\text{мол}}(1+m)^2$, который осуществляется в критическом режиме. Расчет в недонапряженном режиме в принципе может быть осуществлен по той же методике, что и в критическом. Необходимо выбирать несколько значений $U_m < U_{\text{кр}} = E_k \xi_{\text{кр}}$. Углы нижней отсечки импульсов тока эмиттера и коллектора в этих точках не выбираются, а определяются расчетным путем. Напряжение возбуждения так же, как и сопротивление коллекторной нагрузки остается неизменным (обе величины определяются при расчете на мощность P_{\max} в критическом режиме).

В схеме коллекторной модуляции расчет модуляционной статической характеристики по точкам намного усложняется в связи с тем, что генератор в этом случае работает в перенапряженном режиме.

На практике часто применяется другой способ расчета модуляционной статической характеристики — по двум точкам. Одна из точек определяется током I_{k1} и напряжением питания на управляемом электроде (E_{bkr} , E_{kkr}) в критическом режиме. При модуляции на базу вторая точка определяется координатами $I_{k1}=0$ и напряжением запирания $E_{b3}=U_{bm}-E_c$. При модуляции на коллектор второй точке соответствуют координаты $I_{k1}=0$ и $E_k=0$. В обоих случаях модуляционная статическая характеристика изображается прямой, соединяющей найденные точки. В последующем будет рекомендован именно такой метод расчета этих характеристик. Он предполагает детальный расчет генератора только в критическом режиме на мощность

$$P_{\max} = P_{\text{мол}}(1+m)^2.$$

Токи и напряжения в режиме молчания определяются путем пересчета.

При модуляции на базу этот пересчет осуществляется в следующем порядке.

Генерируемая мощность в режиме молчания

$$P_{\text{мол}} = \frac{P_{\text{макс}}}{(1+m)^2}. \quad (11.19)$$

Подводимая мощность

$$P_{0\text{мол}} = \frac{P_{0\text{макс}}}{1+m}. \quad (11.20)$$

Мощность рассеивания на коллекторе

$$P_{\text{кмол}} = P_{0\text{мол}} - P_{\text{мол}}. \quad (11.21)$$

К. п. д. генератора

$$\eta_{\text{мол}} = \frac{\eta_{\text{макс}}}{1+m}. \quad (11.22)$$

Первая гармоника тока коллектора

$$I_{k1\text{мол}} = \frac{I_{k1\text{макс}}}{1+m}. \quad (11.23)$$

Напряжение на нагрузке

$$U_{m\text{ мол}} = \frac{U_{m\text{ макс}}}{1+m}. \quad (11.24)$$

В режиме модуляции с коэффициентом модуляции

$$P_{\text{мод}} = P_{\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right), \quad (11.25)$$

$$P_{0\text{мод}} = P_{0\text{мол}} = I_{k0\text{мол}} E_k, \quad (11.26)$$

$$P_{\text{kmod}} = P_{0\text{мод}} - P_{\text{мод}}. \quad (11.27)$$

Напряжение запирания на базе

$$E_{b3} = U_{b3} - E_c, \quad (11.28)$$

где E_c — напряжение сдвига при данной температуре триода.

Мощность возбуждения в режиме молчания уменьшится вследствие уменьшения тока базы по сравнению с режимом максимальной мощности $U_{бm}$, E_k и R_a .

При расчете предыдущего каскада необходимо учитывать максимальное значение мощности возбуждения, которое он должен обеспечить.

При модуляции на базу величины $P_{\text{мол}}$, $P_{0\text{мол}}$, $\eta_{\text{мол}}$ и др. не изменяются.

При модуляции на коллектор

$$P_{\text{мол}} = \frac{P_{\text{макс}}}{(1+m)^2}, \quad (11.29)$$

$$P_{0\text{мол}} = \frac{P_{0\text{макс}}}{(1+m)^2}, \quad (11.30)$$

$$\eta_{\text{мол}} = \eta_{\text{макс}}, \quad (11.31)$$

$$P_{k\text{мол}} = P_{0\text{мол}} - P_{\text{мол}}, \quad (11.32)$$

$$E_{k\text{мол}} = \frac{E_{k\text{макс}}}{1+m}. \quad (11.33)$$

В режиме модуляции .

$$P_{\text{мод}} = P_{\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right), \quad (11.34)$$

$$P_{0\text{мод}} = P_{0\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right), \quad (11.35)$$

$$P_{k\text{мод}} = P_{k\text{мол}} \left(1 + \frac{m^2}{2}\right). \quad (11.36)$$

Мощность, отдаваемая источником модулирующих колебаний,

$$P_{\Omega} = P_{\text{мол}} \frac{m^2}{2}, \quad (11.37)$$

Мощность возбуждения достигает максимума в режиме запирания коллекторной цепи, когда ток базы достигает максимума.

Ориентировочно можно считать, что она превосходит мощность, найденную в критическом режиме, в 3—4 раза. Источник возбуждающих колебаний (предыдущий генератор) необходимо рассчитывать на максимальную

мощность, которую он должен отдавать при запирании модулируемого генератора.

Сопротивление автосмещения следует определять в режиме максимальной мощности

$$R_b = \frac{E_{b\max}}{I_{b\max}}. \quad (11.38)$$

Упрощенный расчет модуляционной статической характеристики при модуляции на коллектор в автогенераторе можно осуществлять в том же порядке, как для модулируемого генератора с внешним возбуждением.

11.5. ИМПУЛЬСНАЯ АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Принцип действия схем с амплитудной импульсной модуляцией не отличается от рассмотренного выше в п. 11.4 принципа осуществления амплитудной модуляции в непрерывном режиме.

Могут быть использованы схемы с модуляцией путем изменения напряжения смещения на базе и напря-

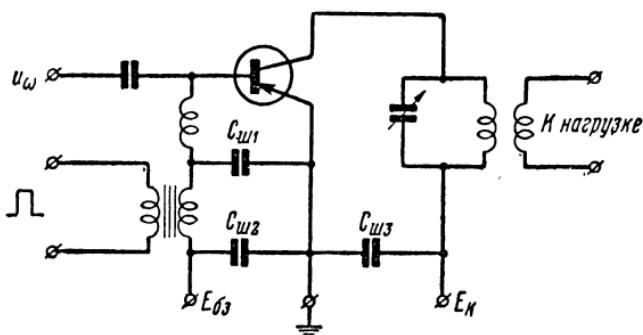


Рис. 11.6. Схема генератора с импульсной модуляцией путем изменения напряжения смещения на базе.

жения на коллекторе. С зажимов вторичной обмотки модуляционного трансформатора в схему генератора необходимо вводить модулирующее напряжение импульсной формы, использовав для этой цели подходящие источники импульсных колебаний.

В схеме импульсной модуляции на базу (рис. 11.6) от источника постоянного тока необходимо задавать такое смещение, которое бы полностью запирало триод в промежутках между импульсами.

В схеме импульсной модуляции на коллектор необходимо исключить коллекторный источник постоянного тока и вводить в цепь коллектора только импульсные колебания от генератора импульсов (см. рис. 11.7). При внешнем возбуждении в промежутках между импульсами в цепи базы будет протекать очень большой ток. Наиболее простым способом уменьшения тока базы следует признать применение схемы с автосмещением ($E_b = I_{b0}R_b$).

Так как при импульсной работе средние значения токов и мощностей меньше импульсных, оказывается возможным увеличить значения этих токов и мощностей в импульсе.

Способность триодов выдерживать повышенные напряжения без пробоев, сопровождающихся структурным изменением $p-n$ переходов, является предметом специальных исследований.

В этом отношении схемы импульсной модуляции изменением смещения на базу уступают схемам модуляции напряжения на коллектор. Действительно, в схеме, изображенной на рис. 11.6, на обоих $p-n$ переходах триода действуют постоянные большие напряжения, запирающие эти переходы. Обратный ток при запертых $p-n$ переходах увеличивает среднюю мощность рассеивания. При работе с большой скважностью

$$q = \frac{T_n}{\tau_n}, \quad (11.39)$$

где T_n — период следования импульсов модулирующего колебания;

τ_n — длительность модулирующих импульсов, дополнительная мощность рассеивания за счет обратного тока может превышать основную. Так, например, мощность рассеивания на коллекторе в этом случае равна

$$P_k \cong \frac{I_{k0}E_k(1-\eta)}{q} + I_{obp}E_k = P_0 \left(\frac{1-\eta}{q} + \frac{I_{obp}}{I_{k0}} \right), \quad (11.40)$$

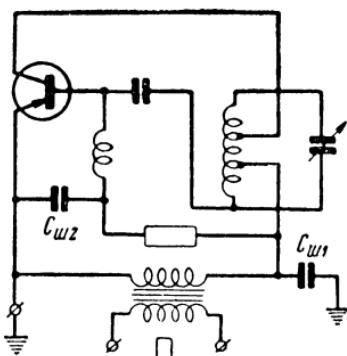


Рис. 11.7. Схема автогенератора с импульсной модуляцией путем изменения напряжения питания коллектора.

где I_{k_0} — постоянная составляющая тока коллектора в импульсе;
 $I_{обр}$ — обратный ток в $p-n$ переходе за счет основных носителей;
 $\eta = \frac{P}{P_0}$ — к. п. д. генератора по коллекторной цепи.

Нетрудно показать, что при $q \approx 10^3$ и $\frac{I_{обр}}{I_{k_0}} \approx 10^{-3}$ оба слагаемых в (11.40) будут, примерно, одинаковой величины.

При модуляции на коллектор, при надлежащем выбросе длительности модулирующего импульса τ_i , можно допустить значительное увеличение напряжения E_k , вводимого в цепь коллектора генератором импульсов.

Предел уменьшению τ_i обусловлен переходными процессами в коллекторном контуре модулируемого генератора и предельной частотой триода.

Если считать, что $f_{\text{пр}}$ — предельная частота для триода данного типа, а время установления фронта и спада колебаний в контуре в сумме составляет, примерно, 100 периодов высокой частоты, то минимальная длительность импульса модулируемого колебания определится из выражения

$$\tau_{\text{н.мин}} \approx \frac{100}{f_{\text{пр}}} . \quad (11.41)$$

Переходные процессы в триоде определяют предельную частоту генерируемых колебаний и не оказывают непосредственного влияния на форму огибающей импульса модулированных колебаний.

Своеобразные требования к форме кривой модулирующего напряжения $E_k(t)$ предъявляются спецификой полупроводникового триода.

На рис. 11.8 изображены импульсы коллекторного напряжения $E_k(t)$ прямоугольной формы 1 и с пологим фронтом и спадом 2.

На этом рисунке пунктирной кривой показаны колебания высокой частоты, форма огибающей которых определяется переходным процессом.

Импульс $E_k(t)$ прямоугольной формы нежелателен для генераторного транзистора.

При установлении колебаний на фронте генератор будет работать в резко недонапряженном режиме, вслед-

ствие чего на коллекторе выделяется почти вся подводимая мощность. Это может содействовать ускорению пробоя на неоднородностях $p-n$ перехода.

При мгновенном исчезновении коллекторного запирающего напряжения произойдет явление выпрямления; источником энергии при этом будет колебательный кон-

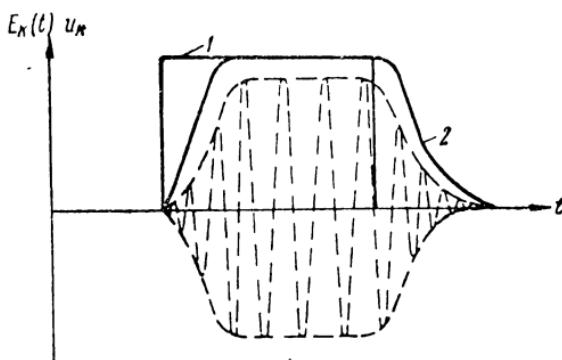


Рис. 11.8. Установление амплитуды колебаний при импульсной модуляции.

тур. Запасенная в нем энергия почти полностью расходуется на коллекторе и вызовет повышение температуры.

Если коллекторное напряжение $E_k(t)$ будет возвращаться и спадать постепенно (см. кривую 2 на рис. 11.8), описанные выше неблагоприятные явления будут проявляться значительно слабее, что позволит увеличить напряжение (следовательно генерируемую мощность) на плоской части импульса.

Длительность фронта и спада импульса напряжения $E_k(t)$ должна быть приблизительно равна времени установления колебаний, т. е.

$$\tau_{\phi} \approx \tau_c \approx \frac{50}{f}, \quad (11.42)$$

где f — частота генерируемых колебаний.

Расчет энергетических показателей генератора в импульсном режиме в принципе не отличается от расчета в непрерывном режиме. Необходимо лишь иметь импульсные характеристики транзистора.

При больших плотностях тока в базе определенные изменения произойдут с величинами α , r_b и τ_{ϕ} . Поэтому

эти величины целесообразно измерять в импульсном режиме.

Расчет средних значений тока и мощности выполняется делением импульсных значений этих величин на скважность

$$\left(I_{\text{коср}} = \frac{I_{\text{ко}}}{q}; \quad P_{\text{оср}} = \frac{P_{\text{ко}}}{q} \text{ и т. д.} \right).$$

Расчет элементов схемы осуществляется по методике, изложенной выше в гл. 7.

11.6. ЧАСТОТНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Частотная модуляция может быть осуществлена в автогенераторах и генераторах с внешним возбуждением. В первом случае частотная модуляция может быть получена либо путем изменения собственной частоты контура, определяющего частоту автоколебаний, либо изменением фазы коэффициента обратной связи.

Во втором случае можно получить фазовую модуляцию и путем интегрирования модулирующего сигнала превратить ее в частотную (так называемый косвенный метод получения частотной модуляции).

Для изменения собственной частоты контура автогенератора можно использовать зависимость входной емкости триода от средней крутизны. При этом частотную модуляцию можно осуществить в любой из схем, при условии, если входная емкость непосредственно входит в контур, определяющий частоту. Предполагая, что частота автоколебаний равна частоте, определяемой выражением

$$\frac{1}{j\omega L} + j\omega C + jb'_{\text{вх}} = 0, \quad (11.43)$$

можем получить

$$\frac{\Delta\omega_m}{\omega_0} = \frac{\rho}{2} \Delta b'_{\text{вх}}, \quad (11.44)$$

где $\Delta\omega_m$ — максимальное отклонение частоты при модуляции;

ρ — характеристическое сопротивление контура;

$\Delta b'_{\text{вх}}$ — пересчитанное к зажимам контура максимальное отклонение входной проводимости при модуляции.

При этом

$$\Delta b'_{\text{вх}} = \Delta b_{\text{вх}} p^2 = \Delta b_{\text{вх}} p^2 K_{\text{oc}}^2, \quad (11.45)$$

где p, K_{oc} — коэффициенты включения коллекторной цепи и обратной связи.

Частотная модуляция путем изменения средней крутизны [см. выражение (10.7)] сопровождается большой паразитной амплитудной модуляцией.

Лучшие результаты могут быть получены в схеме с использованием запертого полупроводникового диода,

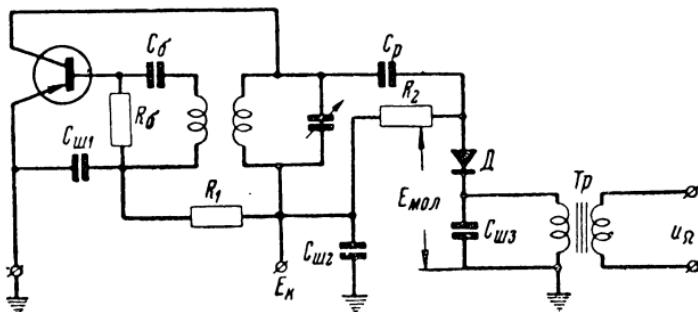


Рис. 11.9. Схема автогенератора с частотной модуляцией путем изменения емкости контура.

включенного в контур автогенератора (рис. 11.9). При изменении запирающего напряжения, вследствие изменения толщины запорного слоя, будет изменяться емкость.

При изменении E в небольших пределах ($\frac{\Delta E}{E} \ll 1$)

можно получить зависимость отклонения частоты Δf автоколебаний от ΔE , близкую к линейной. Режим молчания выбирается путем надлежащего подбора величины напряжения запирания.

При осуществлении частотной модуляции в автогенераторе большое значение приобретает стабилизация несущей частоты (частоты в режиме молчания). Стабилизация несущей частоты достигается применением всего комплекса мер, указанных в гл. 10. При осуществлении модуляции по схеме, приведенной на рис. 11.9, необходимо принять меры к стабилизации напряжения $E_{\text{мол}}$.

В генераторе с внешним возбуждением (рис. 11.10) амплитудная модуляция вызовет изменяющуюся во времени расстройку между собственной частотой контура и частотой тока, проходящего через контур.

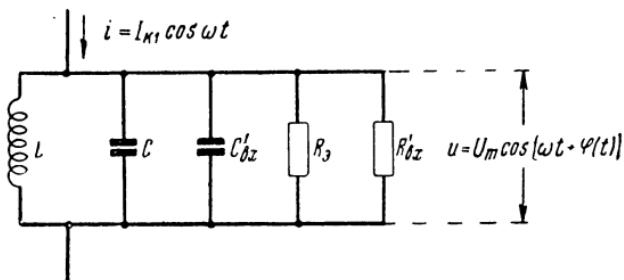


Рис. 11.10. Эквивалентная схема контура, с учетом входной емкости и входного сопротивления следующего каскада.

При расстройке будет получаться сдвиг фаз между током $i = I_{\text{к1}} \cos \omega t$, питающим контур, и напряжением на его зажимах $u = U_m \cos[\omega t + \varphi(t)]$. Этот сдвиг фаз будет функцией времени.

Получающаяся фазовая модуляция будет, в свою очередь, вызывать частотную модуляцию, причем

$$\omega(t) = \frac{\partial [\omega t + \varphi(t)]}{\partial t}. \quad (11.46)$$

Найдем зависимость фазы от времени. Для параллельного контура

$$\varphi(t) = -\arctg Q'v(t), \quad (11.47)$$

где Q' — добротность нагруженного контура,

$$v = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \cong \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \text{ — расстройка.}$$

При небольших расстройках

$$v(t) \cong \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} \cong -\frac{mC'_{\text{вх мол}}}{C + C'_{\text{вх мол}}} \sin \Omega t. \quad (11.48)$$

Тогда

$$\Delta\omega(t) = -\frac{\partial \arctg Q'v}{\partial t} = \frac{Q'}{1 + (Q'v)^2} \cdot \frac{\partial v}{\partial t} \quad (11.49)$$

или приближенно

$$\Delta\omega(t) \cong Q' \frac{C'_{\text{вх мол}}}{C + C'_{\text{вх мол}}} m\Omega \cos \Omega t. \quad (11.50)$$

В выражении (11.49) сделано два приближения, допустимых только при достаточно малых расстройках ($Q'\nu < 0,5$); одно из них обусловлено использованием выражения (11.48), а другое состоит в пренебрежении величиной $(Q'\nu)^2$ по сравнению с единицей.

При выполнении генератора необходимо соблюдать условие $C'_{\text{вх мол}} \ll C$, а тогда

$$\Delta\omega(t) \cong Q' \frac{C'_{\text{вх мол}}}{C} m\Omega \cos \Omega t. \quad (11.51)$$

Полученное выражение целесообразно преобразовать, раскрыв значения Q' и $C'_{\text{вх мол}}$:

$$Q' = Q(1 - \eta_K) \quad (11.52)$$

и

$$C'_{\text{вх мол}} = C_{\text{вх мол}} p_6^2, \quad (11.53)$$

где

$$\eta_K = \frac{R_9}{R_9 + R'_{\text{вх мол}}} \text{ — к. п. д. контура;}$$

Q — добротность.

В последующем анализе активная составляющая входного сопротивления будет учтена как величина постоянная, соответствующая режиму молчания.

Если учесть выражения (11.52) и 11.53), а также то, что

$$p_6^2(1 - \eta_K) = \eta_K \frac{R_{\text{вх}}}{R_9}, \quad (11.54)$$

то выражение (11.51) можно представить в следующем виде:

$$\Delta\omega(t) \cong Q\eta_K \frac{R_{\text{вх}}}{R_9} \cdot \frac{C_{\text{вх мол}}}{C} m\Omega \cos \Omega t. \quad (11.55)$$

Максимальная девиация частоты

$$\Delta\omega_{\text{макс}} \cong Q\eta_K \cdot \frac{R_{\text{вх}}}{R_0} \cdot \frac{C_{\text{вх мол}}}{C} m\Omega \quad (11.56)$$

или индекс частотной модуляции $m_f = \frac{\Delta\omega_f \text{ макс}}{\Omega}$

$$m_f \cong Q\eta_K \cdot \frac{R_{\text{вх}}}{R_0} \cdot \frac{C_{\text{вх мол}}}{C} m. \quad (11.57)$$

Из анализа (11.57) нетрудно определить, каким путем можно достичь частотной модуляции со значительной величиной m_f .

ГЛАВА 12

ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ И ИМПУЛЬСНЫЕ СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТРИОДОВ И ДИОДОВ

12.1. ОСОБЕННОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ РЕЛАКСАЦИОННЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Релаксационные генераторы находят широкое применение как генераторы импульсов разнообразной формы в радиолокационных, навигационных, телевизионных установках и в различного рода счетнорешающих устройствах. Подавляющее большинство импульсных генераторов используется в цепях получения и преобразования маломощных импульсов напряжения или тока. Такими цепями являются схемы формирования импульсов почти прямоугольной формы, схемы получения напряжений и токов, предназначенных для создания разверток в электронно-лучевых трубках, схемы синхронизации и деления частоты следования импульсов, схемы селекции импульсных сигналов, различного рода схемы счета импульсов и т. п.

В перечисленных цепях импульсных устройств можно ограничиться импульсами с небольшой амплитудой напряжения и сравнительно небольшой мощностью; в этих цепях возможно и целесообразно самое широкое применение полупроводниковых приборов. Объясняется это тем, что полупроводниковые приборы (триоды и диоды) обладают лучшими по сравнению с электронными лампами ключевыми свойствами. Они могут иметь малые (до единиц и десятых долей ома) сопротивления

в проводящем состоянии и сравнительно большие (до сотен тысяч и больше ом) в закрытом состоянии. Такими свойствами, как известно, и должны обладать усиительные элементы, предназначенные для работы в импульсных генераторах.

К существенным недостаткам некоторых транзисторов, несколько ограничивающим применение их в импульсных генераторах, следует отнести еще недостаточно высокие скорости переключения триодов из состояния «выключено» в состояние «включено» и особенно из состояния «включено» в состояние «выключено» и большую зависимость параметров триодов от температуры. Первый из указанных недостатков может обусловить сравнительно невысокую крутизну фронтов импульсов, а второй — их малую температурную стабильность. Однако дрейфовые триоды уже сейчас дают возможность получать импульсы с длительностью фронта до 0,01 мксек, а кремниевые триоды удовлетворительно работают в широком диапазоне температур.

В импульсных генераторах могут применяться как плоскостные триоды с коэффициентом усиления по току меньше единицы, так и триоды с отрицательным сопротивлением (точечные, лавинные, составные и т. п.), имеющие коэффициент усиления тока эмиттера больше единицы. Преимущественное применение в настоящее время находят диффузионные и дрейфовые триоды с коэффициентом усиления тока эмиттера меньше единицы.

Полупроводниковые импульсные генераторы можно разбить на две группы. Генераторы первой группы, выполненные на диффузионных и дрейфовых триодах, являются, как правило, аналогами соответствующих ламповых релаксационных генераторов. Генераторы второй группы с применением лавинных и составных триодов типа $p-n-p-n$ или $n-p-n-p$ [45] не имеют ламповых аналогов. Основное внимание в настоящей книге уделяется генераторам первой группы, как нашедшим в настоящее время наиболее широкое применение.

Аналогия, существующая между ламповыми генераторами и полупроводниковыми генераторами первой группы, в силу специфических свойств транзисторов, как правило, не является полной. Поэтому подход к анализу и расчету полупроводниковых генераторов заcha-

стую оказывается отличным от известных методов анализа, применяемых в ламповой технике.

Полупроводниковый релаксационный генератор так же, как и ламповый, состоит из реактивного элемента, нелинейного элемента и источника питания. В качестве нелинейного элемента в полупроводниковых генераторах используются полупроводниковые триоды, работающие в сильно нелинейном режиме. С теоретической точки зрения нелинейный элемент можно представлять себе как элемент, имеющий при определенных условиях динамическое отрицательное сопротивление, и как нелинейный усилитель напряжения или тока. В последнем случае при анализе генератора удобно исходить из свойств более простой системы, какой является усилитель, полученный путем размыкания цепи положительной обратной связи генератора.

В качестве реактивного элемента используются конденсаторы и катушки индуктивности. Наиболее широкое применение нашли релаксационные генераторы с емкостью.

12.2. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ТРАНЗИСТОРОВ В ИМПУЛЬСНЫХ УСТРОЙСТВАХ

Свойства полупроводниковых триодов, представляющие интерес при анализе различных линейных усилителей, достаточно хорошо характеризуются так называемыми малосигнальными параметрами, определяемыми при близких к линейным для данного типа триода режимах. Значительно сложнее обстоит дело с исследованием процессов, происходящих в различного рода импульсных устройствах с полупроводниковыми триодами. Дело в том, что при работе полупроводникового импульсного устройства свойства триодов проявляются наиболее полно. Транзистор при этом может поочередно находиться в одном из трех характерных состояний: в закрытом, активном и в состоянии насыщения. Свойства триодов в этих трех состояниях существенно различаются. Поэтому параметры, достаточно полно характеризующие свойства триода в одном состоянии, не могут быть использованы ни с качественной, ни с количественной стороны для описания свойств триода в другом его состоянии.

Наибольшие затруднения обычно встречаются при анализе нестационарных процессов, связанных с быстрым переходом триода из одного крайнего состояния, например открытого, в другое — закрытое. В этом случае говорят о так называемом **ключевом** режиме работы, при котором триод попеременно находится в закрытом состоянии или в состоянии насыщения. Активное состояние триода при таком режиме работы является промежуточным и, как правило, кратковременным.

Вопросы, связанные с исследованием импульсных (ключевых) свойств триодов, получили достаточно полное освещение как в отечественной, так и в зарубежной литературе [3, 10, 23, 33, 63]. Наиболее полно и строго эти вопросы изложены в работах [3, 63].

12.3. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОЧИХ СОСТОЯНИЙ ТРАНЗИСТОРНОГО КЛЮЧА

В зависимости от схемы включения триода транзисторный ключ имеет три варианта: с общим эмиттером, с общей базой и с общим коллектором. Ключ с общим эмиттером находит наиболее широкое применение и поэтому ниже рассматривается наиболее полно.

Закрытое состояние триода или режим отсечки триода характеризуется отсутствием инжекции носителей в обоих переходах, когда напряжения на участках коллектор—база u_k и эмиттер—база u_ϑ имеют отрицательный знак ($u_k < 0$, $u_\vartheta < 0$). Здесь и ниже речь идет о триодах типа *p-n-p*.

Вольтамперные характеристики переходов закрытого диффузационного триода представлены на рис. 12.1. Эти характеристики для удобства анализа можно аппроксимировать ломаными прямыми, описываемыми следующими уравнениями:

$$\left. \begin{aligned} i_{k3} &= I_{kt} + u_k/r_{k3}; \\ i_{\vartheta 3} &= I_{\vartheta t} + u_\vartheta/r_{\vartheta 3}, \end{aligned} \right\} \quad (12.1)$$

где i_{k3} и $i_{\vartheta 3}$ — токи коллекторного и эмиттерного переходов закрытого триода;

$I_{кт}$ и $I_{эт}$ — тепловые (температурные) токи переходов триода, определяемые соответственно при разорванных цепях эмиттера ($i_3 = 0$) и коллектора ($i_k = 0$), значения которых приводятся в справочниках;

u_k и u_3 — напряжения, смещающие переходы в обратном направлении;

$r_{кз}$ и $r_{эз}$ — дифференциальные сопротивления переходов закрытого триода (сопротивления утечки переходов).

У триодов, предназначенных для работы в импульсных схемах, токи утечки по сравнению с током $I_{кт}$ при положительных температурах пренебрежимо малы, поэтому сопротивления $r_{кз}$ и $r_{эз}$ много больше внешних сопротивлений схемы и систему уравнений (12.1) можно представить в следующем виде:

$$r_{кз} \approx I_{кт}; \quad i_{эз} \approx I_{эт}. \quad (12.2)$$

Здесь следует подчеркнуть еще раз то обстоятельство, что под током $I_{кт}$ понимается ток коллекторного перехода закрытого триода при разорванной цепи эмиттера ($i_3 = 0$), а под током $I_{эт}$ — ток эмиттерного перехода при разорванной цепи коллектора ($i_k = 0$).

При работе триода в импульсной схеме цепи переходов триода замкнуты, а сами переходы смещены в обратном направлении. Поэтому при запирающих напряжениях, обычно значительно превышающих темпе-

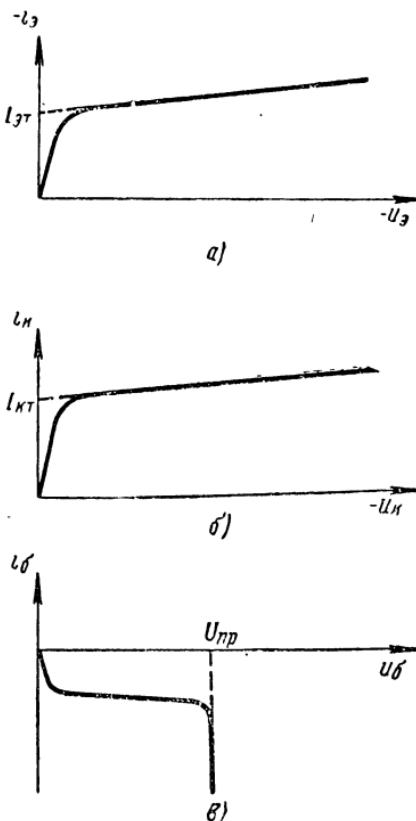


Рис. 12.1. Вольтамперные характеристики переходов транзистора:

а — характеристика эмиттерного перехода диффузионного триода; б — характеристика коллекторного перехода диффузионного триода; в — характеристика эмиттерного перехода дрейфового триода.

ратурный потенциал, определяемый отношением [63]

$$\varphi_t = \frac{kT}{q},$$

где k — постоянная Больцмана;

T — абсолютная температура;

q — заряд электрона,

токи переходов будут отличаться от определяемых по формуле (12.2). Токи коллектора, эмиттера и базы закрытого триода в этом случае можно считать почти не зависящими от величины смещающих напряжений и соответственно равными [63]

$$\left. \begin{aligned} I_{\text{эз}} &= \frac{1 - \alpha_N}{1 - \alpha_N \alpha_I} I_{\text{кт}} = \frac{\alpha_I}{1 - \alpha_I} \cdot \frac{1 - \alpha_N}{\alpha_N} I_{\text{кт}}; \\ I_{\text{кв}} &= I_{\text{кт}} - I_{\text{эз}} \approx I_{\text{кт}}; \\ I_{\text{бз}} &= I_{\text{эз}} + I_{\text{кв}} \approx I_{\text{кт}}, \end{aligned} \right\} \quad (12.3)$$

где α_I и α_N — коэффициенты усиления тока эмиттера при инверсном и нормальном включении триода.

Величина $I_{\text{кт}}$ существенно зависит от температуры и определяется согласно [2] по формуле

$$I_{\text{кт}}(t_x^\circ) = I_{\text{кт}}(t_0^\circ) \cdot e^{-B(t_0^\circ - t_x^\circ)},$$

где $I_{\text{кт}}(t_x^\circ)$ — величина искомого тока при температуре t_x° ;

$I_{\text{кт}}(t_0^\circ)$ — известная величина тока $I_{\text{кт}}$ при температуре t_0° ;

B — коэффициент для германиевых триодов, равный 0,07 — 0,09.

Приближенно можно считать, что ток $I_{\text{кт}}$ германиевых триодов удваивается при повышении температуры на каждые $8 — 10^\circ\text{C}$, т. е.

$$I_{\text{кт}}(t_x^\circ) = I_{\text{кт}}(t_0^\circ) \cdot 2^{\frac{t_x^\circ - t_0^\circ}{8-10^\circ}}. \quad (12.4)$$

Более точный анализ [64] показывает, что удвоение теплового тока германиевого триода происходит при увеличении температуры на 8°C , если температура окружающей среды близка к комнатной ($25—30^\circ\text{C}$). При температуре около 70°C тепловой ток удваивается при

увеличении температуры на 10°C ($\Delta t = 10^\circ\text{C}$). У кремниевых триодов удвоение теплового тока происходит при $\Delta t = 5^\circ$ при комнатной температуре окружающей среды и утройство при $\Delta t = 10^\circ$ при $t = 70^\circ$. При пониженных температурах ток утечки перехода оказывается больше теплового и от температуры почти не зависит.

При рассмотрении режима отсечки следует иметь в виду, что ток базы отрицателен, практически равен току $I_{\text{кт}}$ и становится равным нулю лишь после отпирания триода. Эмиттерный ток триода при достаточно большом запирающем напряжении отрицателен и в несколько (8—12) раз меньше тока базы. Ток коллектора в режиме отсечки положителен и много больше тока эмиттера.

Вольтамперная характеристика смещенного в обратном направлении эмиттерного перехода дрейфового триода показана на рис. 12.1,в. При напряжении $1-1,5\text{v}$ происходит пробой участка база — эмиттер, однако при наличии в цепи базы сопротивления, ограничивающего величину базового тока, этот пробой не опасен. Свойства перехода после пробоя в этом случае быстро восстанавливаются.

Условием отсечки является неравенство

$$u_b > 0, \quad (12.5)$$

где u_b — напряжение, действующее между базой и эмиттером триода.

Усилительные низкочастотные свойства триодов в активном режиме паряду с формулами (1.65) в случае пренебрежения коллекторной реакцией при анализе импульсных генераторов [45] удобно выразить формулой

$$i_k = (\beta + 1) I_{\text{кт}} + \beta i_b \approx \beta i_b, \quad (12.6)$$

где i_k и i_b — токи коллектора и базы триода соответственно;

$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \frac{S_0}{g}$ — коэффициент усиления тока базы.

Зависимость параметра β от частоты [45] приближенно выражается формулой

$$\beta(j\omega) = \frac{\beta}{1 + j \frac{\omega}{\omega_\beta}},$$

где $\omega_\beta = \omega_\alpha (1 - \alpha)$ — критическая частота коэффициента усиления тока базы;

$\frac{1}{\omega_3} = \frac{\tau_\alpha}{1 - \alpha} = \tau_3$ — постоянная, почти равная эффективному времени жизни неосновных носителей.

Режим насыщения триода характеризуется тем, что оба перехода триода смешены в прямом направлении. Проводимости коллектора и эмиттера при этом сильно возрастают, триод теряет усилительные свойства. Поскольку сопротивления переходов насыщенного триода по сравнению с внешними сопротивлениями схем генераторов пренебрежимо малы, триод в режиме насыщения можно считать короткозамкнутым элементом.

Условием насыщения триода является неравенство

$$i_b \geq \frac{i_k}{\beta}, \quad (12.7)$$

которое получается из (12.6).

Поскольку параметр β зависит от тока i_k в формулу (12.7) нужно подставлять его значение, измеренное при данной величине тока i_k .

Особенностью режима насыщения триода является то обстоятельство, что величина тока коллектора после окончания входного насыщающего импульса значительное время может оставаться такой же, как и во время насыщения.

Для количественной оценки глубины насыщения [63] иногда вводят понятие степени насыщения триода, определяемое как относительное превышение управляющего тока над током, соответствующим границе насыщения. Так, для триода с общим эмиттером степень насыщения определяется формулой

$$N = \frac{I_b - I_k/\beta}{I_k/\beta} = \frac{\beta I_b - I_k}{I_k},$$

где I_b — величина базового тока, при котором определяется степень насыщения;

I_k/β — величина базового тока, соответствующего границе насыщения.

Разность потенциалов коллектора и эмиттера насыщенного триода весьма мала и слабо зависит от тока

базы. Для германиевых триодов она не превышает 0,1—0,2 в, а для кремниевых — 0,4—0,5 в. Напряжение между базой и эмиттером в режиме насыщения у германиевого триода не более 0,3—0,4 в, а у кремниевых 0,75—1 в. Сравнительно малыми падениями напряже-

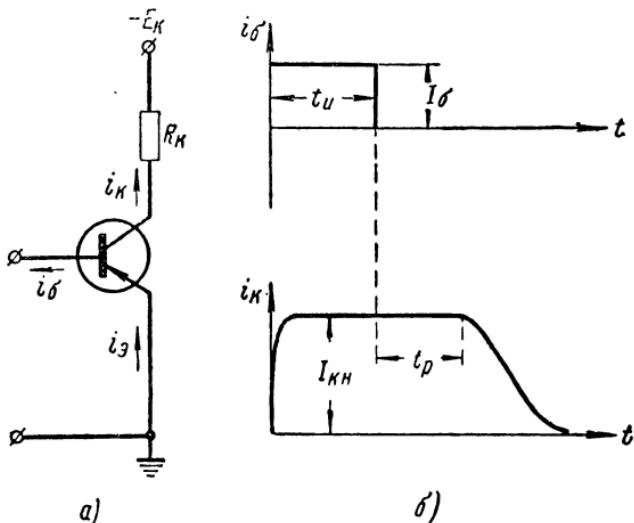


Рис. 12.2. Транзисторный ключ с общим эмиттером:
а — принципиальная схема ключа; б — временные, диаграммы.

ния на переходах открытого триода и объясняется то, что полупроводниковые триоды являются более эффективными ключами, чем вакуумные лампы.

Для рассмотрения физических процессов, протекающих в транзисторе в режиме насыщения, обратимся к рис. 12.2,а, на котором представлена принципиальная схема полупроводникового ключа, выполненного на триоде, включенном по схеме с общим эмиттером. Пусть на вход этого триода подается импульс тока прямоугольной формы с длительностью t_u и амплитудой I_B' (рис. 12.2,б).

Формирование фронта импульса тока коллектора (рис. 12.2,б) будет происходить при активном состоянии триода, а его форма и длительность будут зависеть от переходной характеристики триода, которая будет рассмотрена ниже. Распределение концентрации неосновных носителей в базе триода, находящегося в активном

состоянии, будет следующим (рис. 12.3): градиент концентрации у эмиттера ($x=0$) определяется током эмиттера, а концентрация у коллектора p_k ($x=w$) близка к нулю. По мере увеличения тока коллектора напряжение на коллекторе

$$u_k = E_k - R_k i_k$$

уменьшается и в момент выполнения приближенного равенства

$$i_k \approx \frac{E_k}{R_k}$$

формирование фронта импульса закончится. Триод перейдет в режим насыщения. Концентрация дырок у коллектора теперь станет отличной от нуля и равной p'_k (рис. 12.3). В дальнейшем при $i_b = I_b = \text{const}$ ток коллектора остается неизменным и имеет максимальное значение, соответствующее режиму насыщения

$$I_{kn} \approx \frac{E_k}{R_k}$$

и называемое током насыщения. В базе триода при этом происходит процесс накопления избыточных неосновных носителей.

После прекращения действия базового тока начинается процесс рассасывания избыточных дырок, накопленных в базе за время действия насыщающего импульса входного тока. Процесс рассасывания дырок происходит за счет их рекомбинации с электронами в объеме

и на поверхности базы, а также за счет протекания дырочного тока коллектора и электронных составляющих токов обоих переходов. Концентрация дырок у коллектора при этом изменяется от p'_k (рис. 12.3) до равновесного значения, при котором напряжение на коллекторном переходе станет равным нулю.

Теперь триод из режима насыщения переходит в активное состояние. Ток коллектора

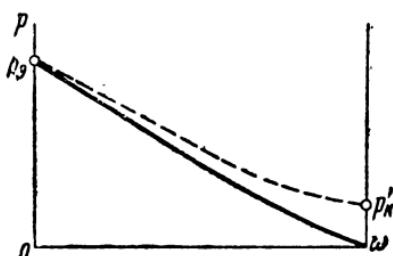


Рис. 12.3. Распределение концентрации дырок в базе в режиме усиления (сплошная кривая) и в режиме насыщения (пунктирная кривая).

уменьшается, а напряжение на нем стремится к E_K . Длительность процесса рассасывания (t_p) (рис. 12.3) зависит от величины t_{ii} и соотношения между токами I_b и I_{ki} и в некоторых случаях может оказаться много больше длительности насыщающего импульса t_{ii} .

Таким образом, явление накопления избыточных носителей приводит к тому, что для перехода триода из состояния насыщения в состояние отсечки требуется некоторое время, которое увеличивается с увеличением толщины базы, т. е. с ухудшением частотных свойств триодов. Эффект насыщения триода играет значительную роль в быстродействующих импульсных устройствах.

В триггерах он ограничивает максимальную частоту переключения, в заторможенных генераторах вызывает задержку срабатывания, в автогенераторах увеличивает длительность фронтов и ограничивает минимальную длительность импульсов.

12.4. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ТРАНЗИСТОРНОМ КЛЮЧЕ

Длительность фронтов импульсов полупроводниковых генераторов, а также времена переключения транзисторных ключей зависят от характера и скорости протекания переходных процессов, происходящих при резких отпираниях и запираниях транзисторов.

Для определенности рассмотрим переходные процессы, происходящие в наиболее распространном ключе с общим эмиттером (рис. 12.2, а) при действии на его входе импульса базового тока, имеющего представленную на рис. 12.4 форму.

Процессы перехода триода из одного крайнего состояния, например закрытого, в другое — открытое и насыщенное —

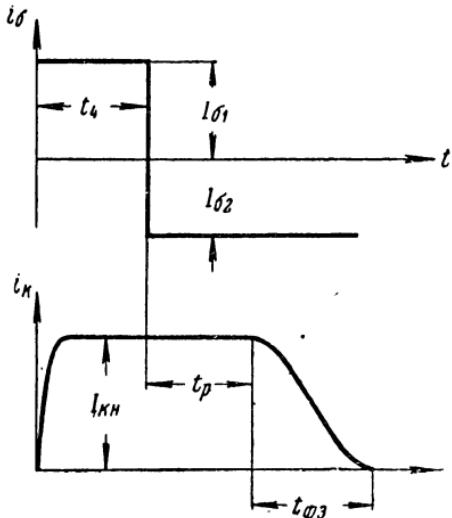


Рис. 12.4. Временные диаграммы токов базы и коллектора.

удобно разбить на четыре этапа. Во время первого этапа происходит отпирание триода и формирование фронта импульса. Заканчивается этот этап переходом триода из активного состояния в насыщенное.

Второй этап характеризуется процессом накопления в базе избыточных неосновных носителей, если насыщающий импульс базового тока продолжает действовать. В момент окончания входного импульса прямого базового тока заканчивается второй этап и начинается третий этап — этап рассасывания избыточных дырок. За этапом рассасывания следует этап запирания триода. Перейдем

Рис. 12.5. К расчету длительности фронта импульса.

теперь к более детальному изучению каждого из указанных этапов.

Пусть триод (рис. 12.2, а) был запертым, а в момент $t=0$ на входе его задали прямой базовый ток I_{61} (рис. 12.4). Если выполняется неравенство

$$\beta I_{61} > \frac{E_k}{R_k},$$

то при отпирании триода ток коллектора будет стремиться к величине βI_{61} (рис. 12.5) в соответствии с переходной характеристикой триода по току [3,63]

$$i_k(t) = \beta I_{61} (1 - e^{-\frac{\alpha \beta t}{R_k}}). \quad (12.8)$$

Когда ток коллектора достигает максимального значения E_k/R_k , процесс его роста заканчивается. Длительность фронта импульса при отпирании триода в соответствии с (12.8) оказывается равной

$$t_{\phi_0} = \tau_\beta \ln \frac{\beta I_{61}}{\beta I_{61} - E_k / R_k}. \quad (12.9)$$

Здесь следует иметь в виду, что коэффициент усиления тока базы β зависит от тока коллектора. В случае

необходимости уточнения в формулу (12.9) следует подставлять величину, на 20—30% меньшую паспортного значения β .

При использовании высокочастотных дрейфовых триодов на скорость изменения коллекторного напряжения существенное влияние оказывает коллекторная емкость [63]. Ее влияние можно учесть заменой постоянной времени τ , большей постоянной времени

$$\tau'_{\beta} = \tau_{\beta} + (\beta + 1) C_k R_k. \quad (12.10)$$

Поскольку емкость C_k зависит от коллекторного напряжения, в формулу (12.10) необходимо подставлять усредненную величину [63]

$$C'_k \approx 1,7 C_k / u_k = 1,7 C_k / u_k E_k.$$

Очень часто отпирающий сигнал настолько велик, что выполняется условие

$$\beta I_{61} \gg \frac{E_k}{R_k}.$$

Тогда из (12.9) получим

$$t_{\Phi 0} \approx \tau'_{\beta} \frac{E_k}{\beta I_{61} R_k} \approx \tau'_{\alpha} \frac{E_k}{I_{61} R_k}, \quad (12.11)$$

где

$$\tau'_{\alpha} = \tau_{\alpha} + C_k \frac{\beta + 1}{\beta} R_k \approx \tau_{\alpha} + C_k R_k.$$

После достижения током коллектора насыщения начинается процесс накопления избыточных носителей, при котором происходит увеличение концентрации неосновных носителей и общего заряда в базе. Процесс накопления практически заканчивается в течение времени

$$\tau_n \approx 3\tau,$$

где постоянная времени τ весьма близка [63] к величине $1/\omega_{\beta}$ при инверсном включении триода. Постоянная времени τ несколько меньше величины τ_{β} за счет поверхностной рекомбинации носителей вокруг эмиттера. Впредь будем иметь в виду, что $\tau \approx \tau_{\beta}$.

Величина накопленного в базе заряда за время рассматриваемого этапа может быть определена на основании уравнения непрерывности заряда

$$\frac{dQ}{dt} = -\frac{Q}{\tau_\beta} + I_{61}, \quad (12.12)$$

где Q — полный заряд дырок в базе.

Если учесть, что обычно $t_{\Phi_0} \ll t_n$, а начальный заряд в базе равен нулю, из (12.12) при $I_{61} = \text{const}$ можно получить величину заряда в конце этапа накопления

$$Q(t_n) = I_{61}\tau_\beta \left(1 - e^{-\omega_\beta t_n}\right). \quad (12.13)$$

Перейдем теперь к определению времени рассасывания избыточных носителей, имея в виду, что заряд в начале этапа рассасывания определяется согласно (12.13), а ток базы равен $I_{62} = \text{const}$ (рис. 12.4). Тогда из (12.12) при указанных начальных условиях имеем следующий закон уменьшения заряда:

$$Q(t) = [Q(t_n) - I_{62}\tau_\beta] e^{-\omega_\beta t} + I_{62}\tau_\beta. \quad (12.14)$$

Процесс рассасывания закончится в момент равенства заряда, определяемого согласно (12.14), заряду, соответствующему границе насыщения триода. Определяя согласно (12.12) для статического режима ($dQ/dt = 0$) величину заряда на границе насыщения, получаем

$$Q(t_p) = \frac{I_{kn}\tau_\beta}{\omega_\beta}.$$

Наконец, используя равенство $t = t_p$ и величину $Q(t_p)$, из (12.14) получаем

$$t_p = \tau_\beta \ln \frac{I_{61} - I_{62} - I_{61} e^{-\omega_\beta t_n}}{I_{kn}/\beta - I_{62}}, \quad (12.15)$$

откуда при $t_n \gg \tau_\beta$ имеем

$$t_p \approx \tau_\beta \ln \frac{I_{61} - I_{62}}{\frac{I_{kn}}{\beta} - I_{62}}. \quad (12.16)$$

Из (12.16) следует, что уменьшение времени рассасывания t_p может быть достигнуто увеличением обратного тока I_{62} , способствующего более интенсивному рас-

сасыванию объемного заряда дырок через эмиттерный переход.

Аналогично можно показать [3], что время рассасывания для триода с общей базой равно

$$t_{\text{рб}} \approx \tau_\beta \ln \frac{I_{\text{б1}} - I_{\text{б2}}}{\frac{I_{\text{кн}}}{\alpha} - I_{\text{б2}}} , \quad (12.17)$$

где $I_{\text{б1}}$ и $I_{\text{б2}}$ — амплитуды импульсов прямого и обратного эмиттерных токов соответственно;

α — коэффициент усиления тока эмиттера.

После выхода триода из режима насыщения начинается процесс запирания, сопровождающийся уменьшением тока коллектора от максимального значения $I_{\text{кн}}$ до нуля (рис. 12.4). В это время происходит формирование спада импульса, длительность $t_{\text{сп}}$ которого может быть определена из (12.12), если учесть, что ток базы $i_{\text{б}} = I_{\text{б2}} = \text{const}$, а начальный для этого этапа заряд в базе равен

$$Q(t_p) = \frac{I_{\text{кн}} \cdot \tau_\beta}{\beta} .$$

При указанных условиях из (12.12) при $I_{\text{б2}} \leq 0$ получаем

$$t_{\text{сп}} = \tau_\beta \ln \frac{\beta I_{\text{б2}} - I_{\text{кн}}}{\beta I_{\text{б2}}} , \quad (12.18)$$

откуда при большом запирающем сигнале ($\beta I_{\text{б2}} \gg I_{\text{кн}}$) имеем

$$t_{\text{сп}} \approx \tau_\alpha \frac{I_{\text{кн}}}{I_{\text{б2}}} . \quad (12.19)$$

12.5. ОСОБЕННОСТИ РАБОТЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДИОДОВ В РЕЖИМЕ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ

Использование полупроводниковых диодов в импульсных режимах связано с необходимостью изучения переходных процессов, обусловленных резким переключением диода из одного состояния в другое [10, 57].

При анализе и расчете импульсных устройств с полупроводниковыми диодами необходимо изучать переходные процессы, связанные с переключением диода из прямого направления в обратное (илинейтральное), и процессы, происходящие при переключении

диода из нейтрального (или обратного) в прямое направление.

Первый из указанных процессов называется процессом восстановления обратного сопротивления диода, а второй — процессом установления прямого сопротивления диода. Особенность этих процессов заключается в том, что при подаче на проводящий диод сигнала с обратной полярностью требуется некоторое время для того, чтобы обратное сопротивление диода достигло своей установившейся величины. При снятии этого сигнала также требуется некоторое время для установления прямого сопротивления, определяемого с помощью статической вольтамперной характеристики диода.

Основными параметрами, характеризующими импульсный режим работы диода, являются времена восстановления обратного сопротивления и установления прямого сопротивления. Под временем восстановления при этом понимают интервал времени, в течение которого обратное сопротивление диода после подачи обратного напряжения на проводящий диод достигнет своего установившегося значения.

Промежуток времени, необходимый для восстановления конечного значения прямого сопротивления диода после снятия с него обратного напряжения, называется временем установления. Переходим к сущности переходных процессов в диодах.

Если в базу диода через переход *p-n* осуществить инжекцию носителей тока, то концентрация их возрастет. Это приведет к тому, что при резком изменении напряжения на диоде с прямого на обратное обратный ток диода будет значительно больше стационарного значения тока. И только с течением времени обратный ток, уменьшаясь, достигнет стационарного значения (рис. 12.6,*a*). Время восстановления обратного сопротивления зависит как от параметров самих диодов, так и от параметров схемы. Чем больше прямой ток, тем большее время необходимо для рассасывания носителей, тем больше время восстановления. Это время уменьшается при уменьшении сопротивления в цепи диода, ограничивающего величину обратного тока, с помощью которого осуществляется рассасывание накопленных носителей. Вре-

мена установления диодов имеют величину от сотен долей до единиц микросекунд.

При подаче на диод прямого смещения $p-n$ переход инжектирует дырки. Распределение их во время установления изменяется. При накоплении дырок в базе увеличивается проводимость базы и снижается сопротивление

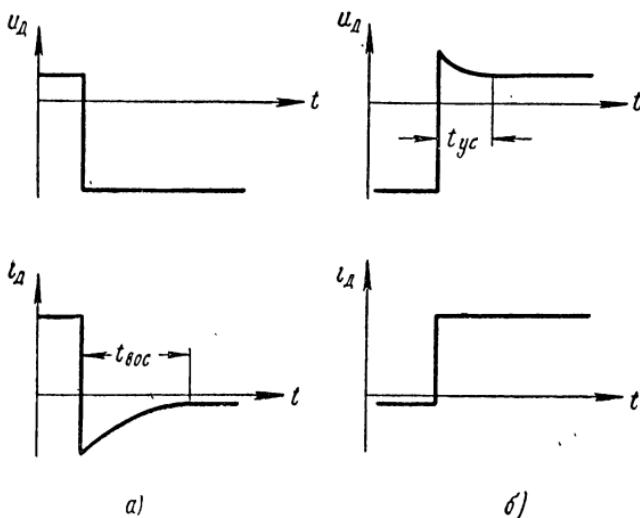


Рис. 12.6. Переходные процессы в диоде:
 а — восстановление обратного сопротивления; б — уст-
 новление прямого сопротивления.

диода в прямом направлении. По этой причине после осуществления мгновенного смещения диода в прямом направлении его сопротивление будет уменьшаться от некоторого значения до стационарного, определяемого по статическим вольтамперным характеристикам (рис. 12.6,б).

Для большинства точечно-контактных диодов начальное прямое сопротивление составляет 125% от стационарного значения.

Экспериментальные исследования показывают, что при длительности импульсов больше 1 мксек переходными процессами в прямом направлении можно пренебречь. Однако их следует учитывать в случае быстродействующих устройств с диодами.

Измерение времен установления и восстановления диодов можно произвести с помощью схем измерения, описанных в работах [10, 57].

ГЛАВА 13

МУЛЬТИВИБРАТОРЫ

13.1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ

Мультивибраторы на плоскостных триодах, как и ламповые, представляют собой двухкаскадные усилители на сопротивлениях, выход которых замкнут на вход. В зависимости от типа усилителей различают мультивибраторы с внешне симметричными и несимметричными схемами. Симметричный мультивибратор состоит из двух усилителей с общим эмиттером, а несимметричный — из усилителя с общей базой и усилителя с общим коллектором.

Все варианты применяемых мультивибраторов, за исключением мультивибратора [28], в котором используется дополнительная симметрия триодов типов $p-n-p$ и $n-p-n$, являются разновидностями отмеченных выше мультивибраторов.

В генераторах мультивибраторного типа могут применяться триоды типов $p-n-p$ и $n-p-n$. В дальнейшем, как правило, будут рассматриваться мультивибраторы на триодах типа $p-n-p$.

Мультивибраторы могут работать в режиме автоколебаний, в режиме синхронизации или деления частоты следования импульсов и в ждущем (заторможенном) режиме.

Автоколебания в некоторых симметричных полупроводниковых мультивибраторах, как и в ламповых, могут возникать «мягко» и «жестко». Жесткий режим возникновения автоколебаний в полупроводниковых мультивибраторах может иметь место как при наличии в цепях баз небольшого запирающего напряжения, так и при насыщении триодов. Поскольку для получения плоских

вершии импульсов необходимо обеспечивать насыщенный режим работы открытого триода мультивибратора, жесткий режим возбуждения автоколебаний может оказаться серьезной причиной, ограничивающей применение некоторых симметричных мультивибраторов.

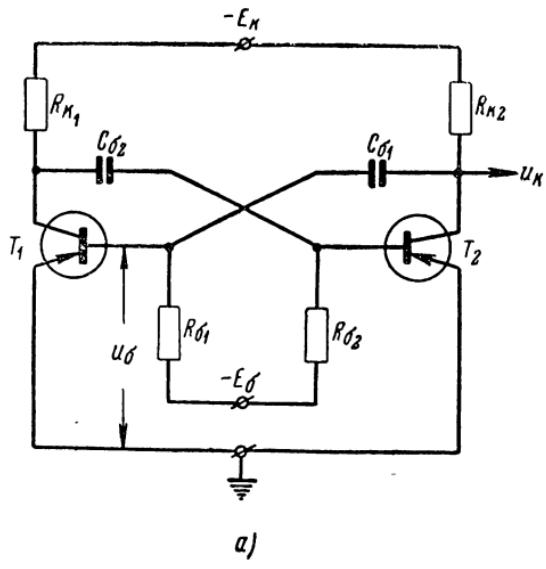
Мультивибраторы находят широкое применение как генераторы импульсов почти прямоугольной формы сравнительно большой длительности. Они могут выполнять функции делителей частоты следования импульсов, расширителей (нормализаторов) импульсов, каскадов плавно регулируемой задержки импульсов и т. п.

13.2. МУЛЬТИВИБРАТОР С ЕМКОСТНЫМИ КОЛЛЕКТОРНО-БАЗОВЫМИ СВЯЗЯМИ

Мультивибратор с емкостными связями между коллекторами и базами соответствующих триодов (рис. 13.1,*a*) является прямым аналогом симметричного лампового мультивибратора с положительными сетками. Применение мультивибратора на триодах типа *p-n-p* с «отрицательными» базами (отрицательным смещением) с точки зрения стабильности длительности импульсов, как будет показано ниже, более предпочтительно, чем применение мультивибраторов с «нулевыми» или «положительными» базами (рис. 13.2). Принцип работы мультивибратора на плоскостных триодах по существу мало чем отличается от принципа работы лампового мультивибратора. Правда, специфические свойства полупроводниковых триодов обусловливают необходимость изучения некоторых явлений, не имеющих места в ламповых мультивибраторах.

Временные диаграммы (рис. 13.1,*б*) мультивибратора на триодах типа *p-n-p* отличаются от диаграмм лампового мультивибратора тем, что они повернуты вокруг оси времени на 180° . Особенности их заключаются в том, что напряжение на коллекторе открытого триода в случае насыщения за время импульса не изменяется, а величины перепадов напряжения на коллекторе запирающегося и на базе отпирающегося триодов из-за очень малого входного сопротивления плоскостных триодов во время лавиннообразных процессов пренебрежимо малы.

В мультивибраторе, имеющем внешне симметричную схему, возможен мягкий и жесткий режимы возникнове-



a)

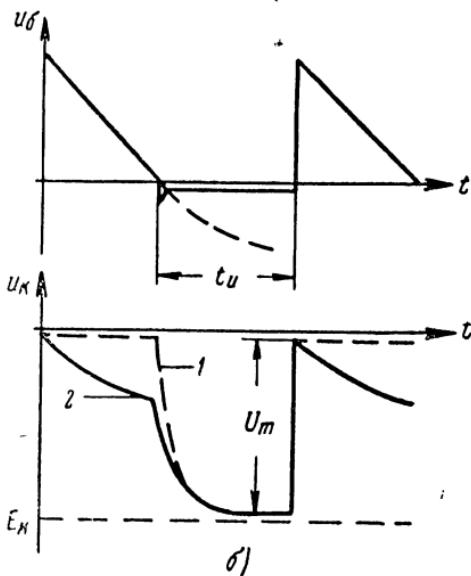


Рис. 13.1. Симметричный мультивибратор с коллекторно-базовыми емкостными связями:
а — принципиальная схема; *б* — временные диаграммы напряжений при насыщенным (*1*) и ненасыщенным (*2*) открытом триоде.

а — принципиальная схема; *б* — временные диаграммы напряжений при насыщенным (*1*) и ненасыщенным (*2*) открытом триоде.

ния автоколебаний. Жесткий режим возбуждения колебаний может иметь место как в мультивибраторе с положительными базами (при сравнительно небольшом базовом напряжении), так и в мультивибраторе с отрицательными базами [20].

Для исключения жесткого режима сопротивления R_k и R_b необходимо рассчитывать так, чтобы открытый триод в конце процесса заряда конденсатора был на грани насыщения.

Определим параметры импульсов мультивибратора (рис. 13.1, а). Амплитуда импульсов в случае пренебрежения напряжением на коллекторе насыщенного триода равна

$$U_m = E_k - R_k I_{kt} \approx E_k. \quad (13.1)$$

При этом предполагается, что асимметрия схемы невелика и конденсатор за время закрытого состояния триода практически полностью заряжается.

Длительность импульса t_i определим при следующих допущениях: длительности фронта и спада импульса пренебрежимо малы; за время формирования импульса напряжение на заряжающемся конденсаторе достигает значения $U_{cmax} = E_k - R_k I_{kt}$; напряжения на переходах открытого триода, находящегося в состоянии насыщения, пренебрежимо малы; изменение напряжения на конденсаторе, подключенному к коллектору отпирающегося триода, за время выхода открытого триода из

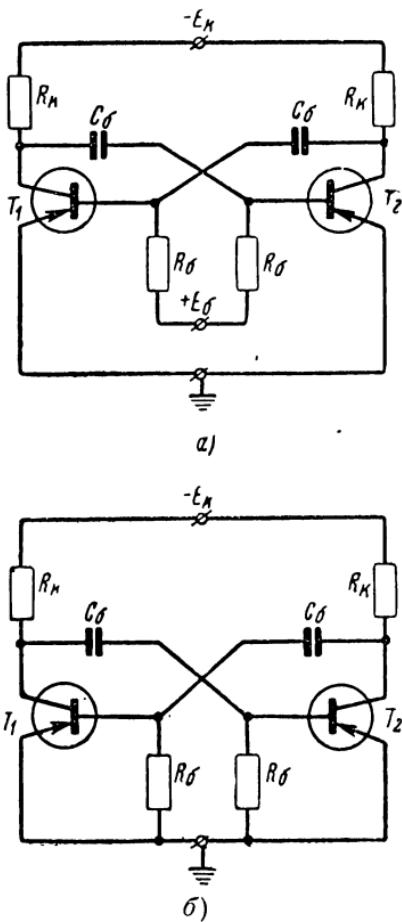


Рис. 13.2. Принципиальные схемы мультивибраторов:
а — с положительным смещением; б — с нулевым смещением.

режима насыщения незначительно; триод отпирается при напряжении на базе, близком к нулю.

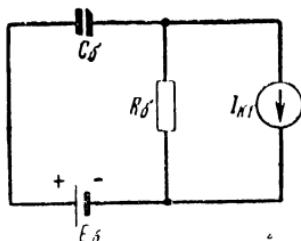


Рис. 13.3. Эквивалентная схема разряда конденсатора.

$t=0$, из последнего выражения получим

$$t_{ii} = C_b R_b \ln \frac{E_k + E_b + (R_b - R_k) I_{kt}}{E_b + R_b I_{kt}}. \quad (13.2)$$

В том случае, когда $E_b = E_k$, $R_b \gg R_k$,

$$t_{ii} = C_b R_b \ln \left(1 + \frac{E_k}{E_k + R_b I_{kt}} \right). \quad (13.3)$$

Длительность импульса от температуры будет зависеть тем меньше, чем меньше сопротивление R_b и чем сильнее неравенство $E_k \gg R_b I_{kt}$.

При выполнении последнего условия получим

$$t_{ii} = C_b R_b \ln 2. \quad (13.4)$$

В случае мультивибратора с нулевым смещением (рис. 13.2,б) длительность импульса равна

$$t_{ii} = C_b R_b \ln \left(1 + \frac{E_k}{R_b I_{kt}} \right). \quad (13.5)$$

Сравнение формул (13.2) и (13.5) показывает, что по температурной стабильности длительности импульса мультивибратор с отрицательным смещением лучше

мультивибратора с нулевым смещением, так как величина под знаком логарифма (13.2) при $E_b \gg R_b I_{kt}$ в меньшей мере зависит от температуры, чем в случае мультивибратора, изображенного на рис. 13.2,б.

Максимальная скважность Q_{\max} импульсов несимметричного мультивибратора (рис. 13.1,а) определяется отношением периода колебаний T к длительности $t_{\text{имин}}$ короткого импульса. Если учесть, что период колебаний T согласно (13.4) для несимметричного мультивибратора равен

$$T = (C_{b_1}R_{b_1} + C_{b_2}R_{b_2}) \ln 2,$$

а длительность $t_{\text{имин}}$ короткого импульса (например, $t_{\text{имин}} = C_{b_2}R_{b_2} \ln 2$) должна быть равна времени $3C_{b_1}R_{k1}$, необходимому для полного заряда конденсатора C_{b_1} , то получим

$$Q_{\max} = 1 + \frac{R_{b_1} \ln 2}{3R_{k1}}.$$

Ниже будет показано, что для обеспечения требуемого насыщения открытого триода необходимо выполнить условие $\beta R_{k1} \geq R_{b_1}$, при котором

$$Q_{\max} \leq 1 + 0,23\beta,$$

что при $\beta = 20 \div 40$ дает $Q_{\max} \leq 5 \div 10$.

Длительность фронта и спада импульсов можно определить, исходя из того, что во время стадии регенерации напряжения на базах и соответственно на коллекторах триодов при практически постоянных в течение этого времени напряжениях на конденсаторах связи изменяются лишь в пределах нескольких десятых долей вольта.

По этой причине длительность $t_{\phi 0}$ фронта импульса при отпирании триода будет определяться временем установления почти нулевого напряжения на коллекторе. При почти постоянном и равном E_k/R_k (в течение процесса установления) токе базы насыщающегося триода согласно (12.11) она будет равна

$$t_{\phi 0} \approx \tau_a + \frac{\beta + 1}{\beta} C_k R_k. \quad (13.6)$$

Поскольку обычно выполняется неравенство $\beta \gg 1$, из (13.6) можно получить

$$t_{\phi_0} \approx \tau_\alpha + C_k R_k. \quad (13.7)$$

Напряжение на коллекторе закрытого триода при заряде практически равно напряжению на конденсаторе, так как напряжение на базе насыщенного триода близко к нулю. Если

длительность $t_{\text{сп}}$ спада импульса напряжения на коллекторе закрытого триода отсчитывается между уровнями 0,1 и 0,9 от максимального, получим

$$t_{\phi_3} \approx 2,2C_bR_k. \quad (13.8)$$

Для уменьшения времени $t_{\text{сп}}$ можно использовать ускоренный процесс заряда конденсатора по схеме рис. 13.4, а. В этом случае конденсатор заряжается по закону

$$u_c \approx u_k =$$

$$= -E_{k1} (1 - e^{-t/R_k C_b}).$$

Формирование спада заканчивается в момент отпирания диода, когда выполняется условие $u_k = -E_k = -aE_{k1}$, где $a < 1$. Для этого случая получим

$$t_{\text{сп}} = R_k C_b \ln \frac{1}{1-a}. \quad (13.9)$$

Рис. 13.4. Принципиальные схемы мультивибраторов:
а — с фиксирующими диодами; б — с корректирующими диодами.

При уменьшении величины a (увеличении $E_{\text{к1}}$) величина $t_{\text{сп}}$ уменьшается.

Вместе с этим в этой схеме устраняется нестабильность амплитуды и длительности импульса, обусловленная протеканием тока $I_{\text{кт}}$ через сопротивление R_{k} , если выполняется условие

$$E_{\text{к1}} > E_{\text{k}} + R_{\text{k}} I_{\text{кт макс}},$$

где $I_{\text{кт макс}}$ — тепловой ток коллектора при максимальной температуре.

Длительность импульса в этом случае определяется по формуле

$$t_{\text{н}} = R_b C_b \ln(1+a), \quad (13.10)$$

а время восстановления конденсатором полного заряда выражением (13.9).

Существенного уменьшения длительности $t_{\text{сп}}$ можно [59] добиться, применив диоды, корректирующие форму импульсов, (рис. 13.4,б). В этом мультивибраторе разряд конденсаторов происходит через открытый триод и последовательно с ним включенный открытый диод. Эквивалентное коллекторное сопротивление нагрузки при этом равно

$$R_{\text{k}}' = \frac{R_{\text{k}}' \cdot R_{\text{зар}}}{R_{\text{k}}' + R_{\text{зар}}}.$$

Заряд конденсатора происходит через сопротивление $R_{\text{зар}}$ при закрытых триоде и диоде. Поскольку через сопротивление R_{k}' при закрытом триоде ток заряда конденсатора не протекает, длительность спада импульса при запирании триода в этой схеме будет определяться согласно формуле (12.19). Для уменьшения сопротивления R_{k} и постоянной времени заряда конденсатора необходимо выполнять условие $R_{\text{k}}' = R_{\text{зар}}$.

Уменьшение длительности спада $t_{\text{сп}}$ получается также, если в цепи связи применить эмиттерный повторитель (рис. 13.5). Заряд конденсатора в этой схеме происходит через эмиттерный повторитель, выходное сопротивление которого весьма мало.

Длительность спада импульса на коллекторах запирающих триодов T_1 и T_2 (рис. 13.5) примерно равна

$$t_{\text{сп}} \approx 3C_6 R_{\text{вых}},$$

где $R_{\text{вых}}$ — выходное сопротивление эмиттерного повторителя, имеющее величину в несколько десятков ом. Фронт импульса на коллекторе отпираемого триода

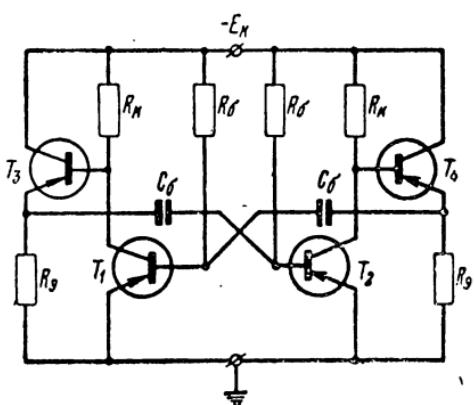


Рис. 13.5. Принципиальная схема мультивибратора со встроенными эмиттерными повторителями.

характеристикой смещенного в обратном направлении эмиттерного перехода (рис. 12.1,б).

Положительный перепад напряжения на коллекторе открывающегося триода приводит к резкому возрастанию запорного напряжения и к пробою участка база — эмиттер. Конденсатор при этом очень быстро разряжается до напряжения, равного пробойному. После этого происходит обычный разряд через сопротивление R_b (рис. 13.6). Длительность импульса мультивибратора с отрицательными базами (рис. 13.1, а) приближенно можно определить по формуле

$$t_{\text{II}} = C_6 R_6' \ln \left(1 + \frac{U_{\text{np}}}{E_6} \right),$$

где $U_{\text{пр}}$ — напряжение пробоя участка база — эмиттер.

Поскольку $U_{\text{пр}} = (1 \div 1,5)$ ви, как правило, $E_6 = E_k$, для дрейфовых триодов типа П401, П402, П403 выполнено

422

няется условие $U_{\text{пр}} \ll E_{\text{k}}$. Длительность импульса при этом равна

$$t_{\text{и}} \approx C_6 R_6 \frac{U_{\text{пр}}}{E_{\text{k}}} \approx (0,1 \div 0,2) C_6 R_6.$$

Для исключения пробоя и увеличения длительности импульса при данной величине $C_6 R_6$ в цепи баз триодов необходимо включить диоды (рис. 13.7).

Сопротивление $R = (2 \div 5)$ ком и источник напряжения смещения E_b обеспечивают закрытое состояние триода и исключают пробой, если выполняется неравенство

$$U_{\text{пр}} > E_b - RI_{\text{кт макс}} > 0. \quad (13.11)$$

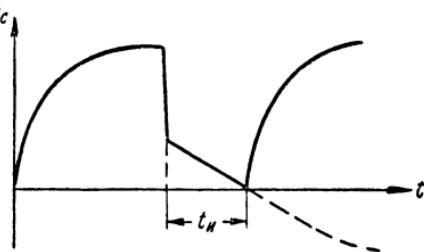


Рис. 13.6. Временная диаграмма напряжения на конденсаторе мультивибратора на дрейфовых триодах.

После отпирания диода напряжение на базе триода будет уменьшаться в том случае, если выполняется неравенство

$$E_b < E_k \frac{R}{R_6}. \quad (13.12)$$

Чем сильнее неравенство (13.12), тем раньше после отпирания диода откроется триод. При невыполнении условия (13.12) триод не откроется и мультивибратор работать не будет.

Поскольку сопротивление R много меньше обратного сопротивления диода, напряжение на базе закрытого триода почти постоянно. Отпирание триода практически происходит в момент отпирания диода. Дело в том, что отпирание диода вызывает резкое уменьшение постоянной времени цепи разряда конденсатора и временем, необходимым для уменьшения напряжения u_b (рис. 13.7) от величины $E_b - RI_{\text{кт}}$, при котором отпирается диод, до нуля можно пренебречь. Тогда согласно (13.4)

$$t_{\text{и}} = C_6 R_6 \ln 2.$$

Применение дрейфовых триодов, как это видно из (13.7), дает возможность получить длительность фрон-

тов примерно на порядок меньше, чем в случае применения диффузионных триодов.

Плавное изменение длительности импульса мультивибратора наиболее целесообразно

производить с помощью коллекторного потенциометра (рис. 13.8). Для этой схемы при $R_b \gg R_k$ без учета влияния тока I_{kt} имеем

$$t_u = C_b R_b \ln \left(1 + \frac{R'_k}{R_k} \right) = C_b R_b \ln (1 + a), \quad (13.13)$$

где $R'_k = a R_k$ — верхняя часть сопротивления R_k .

Изменение длительности импульса переменным сопротивлением R_b нежелательно, так как его увеличение может привести к выходу открытого триода из режима насыщения и к резкому ухудшению формы импульса (кривая 2 рис. 13.1, б).

Заторможенный мультивибратор с коллекторно-базовыми емкостными связями может быть получен включением в цепь базы источника запирающего напряжения. Для улучшения формы импульса на коллекторе одного из триодов один из конденсаторов связи следует заменить сопротивлением.

Рис. 13.7. Мультивибратор на дрейфовых триодах с базовыми диодами:

а — принципиальная схема; б — временная диаграмма базового напряжения.

В этом случае мы получим схему, изображенную на рис. 13.9. В исходном состоянии триод T_1 насыщен, а триод T_2 закрыт.

При воздействии импульса запуска триод T_2 отпирается, триод T_1 запирается. Длительность формируемого импульса равна

$$t_u \approx C_b R_b \ln 2.$$

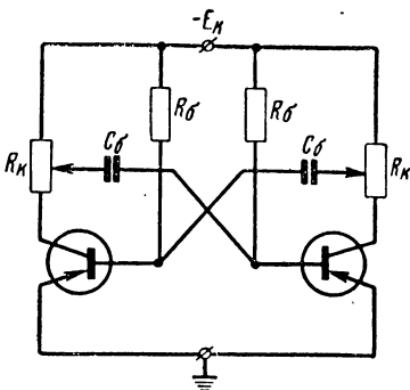


Рис. 13.8. Принципиальная схема мультивибратора с переменным коллекторным сопротивлением.

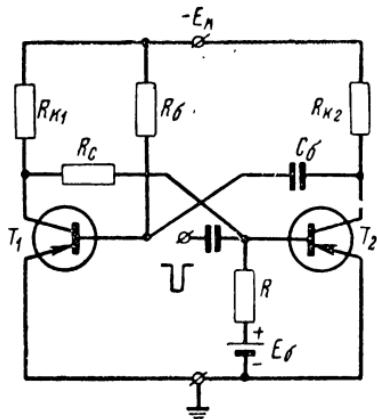


Рис. 13.9. Принципиальная схема заторможенного мультивибратора.

13.3. МУЛЬТИВИБРАТОР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

Мультивибратор с эмиттерной связью на транзисторах (рис. 13.10,*a*) представляет собой аналог лампового мультивибратора с катодной связью. Он состоит из усилителя с общей базой, выполненного на триоде T_1 , и усилителя с общим коллектором — на триоде T_2 . Мультивибратор может работать и при $R_{k2}=0$. Однако ввиду того, что через сопротивление R_{k2} протекает только ток коллектора резко отпирающегося и запирающегося триода T_2 , импульс u_{k2} имеет прямоугольную форму и используется в качестве выходного.

В качестве выходного рабочего импульса может быть использован также импульс напряжения u_o на эмиттерном сопротивлении. Выходное сопротивление генератора в этом случае мало. Амплитуда импульсов при этом также мала. Если необходимо получить импульсы прямоугольной формы на коллекторе триода T_1 , можно использовать корректирующий диод, разделяющий цепи заряда и разряда конденсатора (рис. 13.4,*b*).

Возможны как заторможенный, так и автоколебательный режимы работы мультивибратора. Мультивибратор с эмиттерной связью наиболее широкое применение получил как ждущий генератор импульсов прямоугольной формы. Объясняется это тем, что в этой схеме с помощью эмиттерного сопротивления R_e без дополнитель-

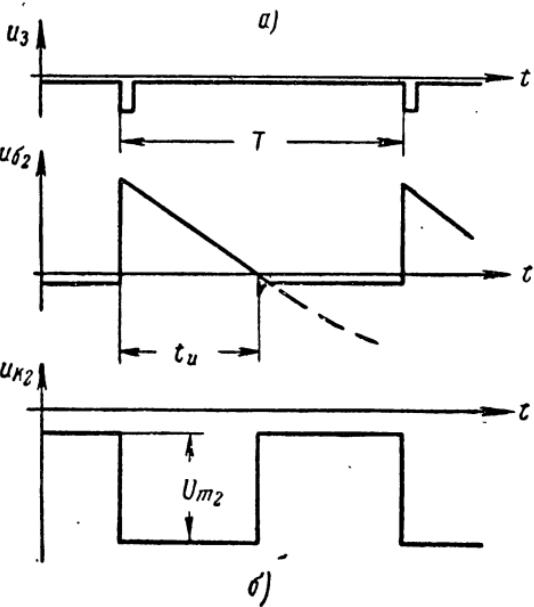
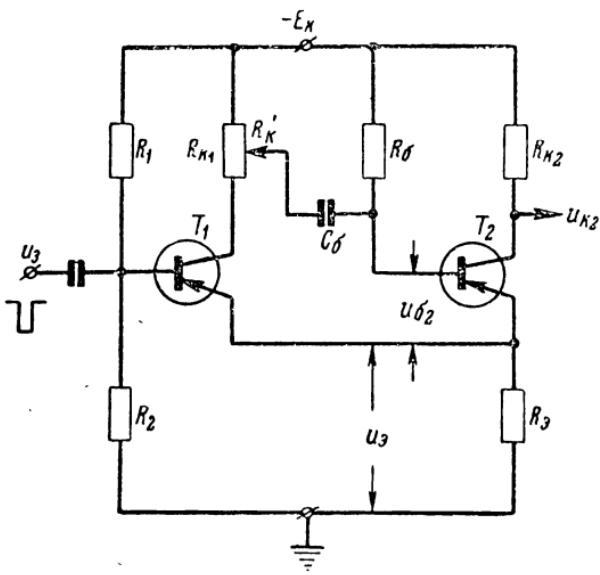


Рис. 13.10. Мультивибратор с эмиттерной связью:
а — принципиальная схема; б — временные
диаграммы напряжений.

тельного источника смещения можно обеспечить одноустойчивое состояние при закрытом триоде T_1 и открытом триоде T_2 . Плавное изменение длительности импульса осуществляется с помощью коллекторного потенциометра R_{K1} .

Амплитуда импульса на коллекторе выходного триода примерно равна

$$U_{m_2} = E_K \frac{R_{K_2}}{R_{K_2} + R_3},$$

если обеспечивается насыщенный режим работы второго триода.

Амплитуда импульса на эмиттерном сопротивлении равна

$$\begin{aligned} U_{m_3} &\cong R_3 (I_{K_2} - I_{K_1}) = \\ &= R_3 E_K \left(\frac{1}{R_{K_2} + R_3} - \frac{1}{R_{K_1} + R_3} \right) \approx R_3 E_K \frac{R_{K_1} - R_{K_2}}{R_{K_1} (R_{K_2} + R_3)}, \end{aligned}$$

так как обычно выполняется неравенство $R_K \gg R_3$.

Длительность импульса может быть определена с помощью эквивалентной схемы разряда конденсатора (рис. 13.11).

Напряжение u_c при разряде конденсатора изменяется по закону

$$u_c = (U_{c \text{ макс}} + U_{c \text{ мин}}) e^{-t/\tau_p} - U_{c \text{ мин}}, \quad (13.14)$$

где $U_{c \text{ макс}} = u_c|_{t=0}$; $U_{c \text{ мин}} = u_c|_{t \rightarrow \infty}$; $\tau_p = C_6 R_6$, так как $R_6 \gg R_{K_1}$.

Максимальное напряжение $U_{c \text{ макс}}$ может быть определено из формулы

$$U_{c \text{ макс}} = E_K - U_3 = E_K - R_3 I_3. \quad (13.15)$$

Если учесть, что

$$I_3 \approx I_{K_2} = \frac{E_K}{R_{K_2} + R_3},$$

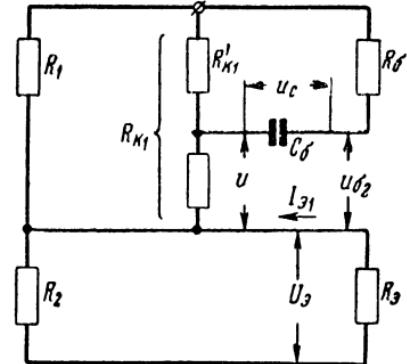


Рис. 13.11. Эквивалентная схема разряда конденсатора.

из (13.15) получаем

$$U_{c \text{ макс}} = E_K \frac{R_{K_2}}{R_{K_2} + R_3}. \quad (13.16)$$

Напряжение $U_{c \text{ мин}}$, до которого конденсатор стремится перезарядиться, равно

$$U_{c \text{ мин}} = \frac{E_K - R_3 I_{\vartheta_1}}{R_{K_1}} R'_K,$$

где $R'_K = aR_{K_1}$ — верхняя часть сопротивления R_{K_1} .

С учетом примерного равенства $I_{\vartheta_1} \approx I_{K_1}$ получим

$$U_{c \text{ мин}} = aE_K \frac{R_{K_1}}{R_{K_1} + R_3}. \quad (13.17)$$

Окончание импульса определяется моментом равенства напряжений u_c и u (рис. 13.11), когда $u_{\vartheta_2} = 0$. Имея в виду, что в момент $t = t_u$

$$u_c = (U_{c \text{ макс}} + U_{c \text{ мин}}) e^{-t_u/\tau_p} - U_{c \text{ мин}},$$

$$u = (1 - a) E_K \frac{R_{K_1}}{R_{K_1} + R_3} = U_{c \text{ мин}} \frac{1 - a}{a},$$

получаем

$$(U_{c \text{ макс}} + U_{c \text{ мин}}) e^{-t_u/\tau_p} = \frac{U_{c \text{ мин}}}{a},$$

откуда после логарифмирования с учетом (13.16) и (13.17) имеем

$$t_u = \tau_p \ln \frac{aR_{K_1}(R_{K_2} + R_3) + R_{K_2}(R_{K_1} + R_3)}{R_{K_1}(R_{K_2} + R_3)}. \quad (13.18)$$

Анализ формулы (13.18) показывает, что при выполнении неравенств $R_{K_1} \gg R_3$ и $R_{K_2} \gg R_3$ зависимость $t_u = f(a)$ может быть сделана достаточно линейной. В самом деле, при указанных выше условиях

$$t_u = \tau_p \ln(1 + a).$$

При малых по сравнению с единицей значениях a

$$t_{\text{н}} = a \tau_p.$$

Время восстановления мультивибратора равно

$$t_{\text{вос}} = (4 \div 5) C_6 (R'_k + R_o). \quad (13.19)$$

Уменьшение времени восстановления может быть достигнуто применением эмиттерного повторителя или дополнительного источника питания $E_{k1} > E_k$ с диодом, фиксирующим потенциал коллектора триода.

13.4. МУЛЬТИВИБРАТОР С ЭМИТТЕРНОЙ ЕМКОСТЬЮ

Недостатком рассмотренных схем мультивибраторов является необходимость включения времязадающих конденсаторов в цепи баз триодов. Скорость разряда конденсатора, а следовательно, и длительность импульса в этом случае существенно зависят от тока базы закрытого триода, практически равного тепловому току коллектора. Изменение температуры приводит к значительному изменению тока I_{kt} и, следовательно, к изменению периода следования импульсов.

В меньшей мере подвержена температурным изменениям частота повторения импульсов мультивибратора с эмиттерной емкостью (рис. 13.12, а), отличающегося от известного лампового генератора пилообразного напряжения по схеме Паккла тем, что вместо разрядной лампы здесь используется разрядное сопротивление R_o .

Остановимся коротко на процессах, происходящих в мультивибраторе. Пусть триод T_1 отпирается, а триод T_2 запирается. Конденсатор C_3 быстро заряжается через триод T_1 и сравнительно малое (до 1 ком) сопротивление R_{k1} . Запирание триода T_2 при этом обеспечивает отпирание, а затем при правильно рассчитанном сопротивлении R_3 и насыщенное состояние триода T_1 .

Конденсатор C_6 при этом разряжается, обеспечивая закрытое состояние триода T_2 . Уменьшающийся приблизительно по экспоненциальному закону ток базы триода T_1 благодаря диоду D не протекает через сопротивление R_{k2} . Импульс напряжения u_{k2} (рис. 13.12, б) имеет поэтому прямоугольную форму.

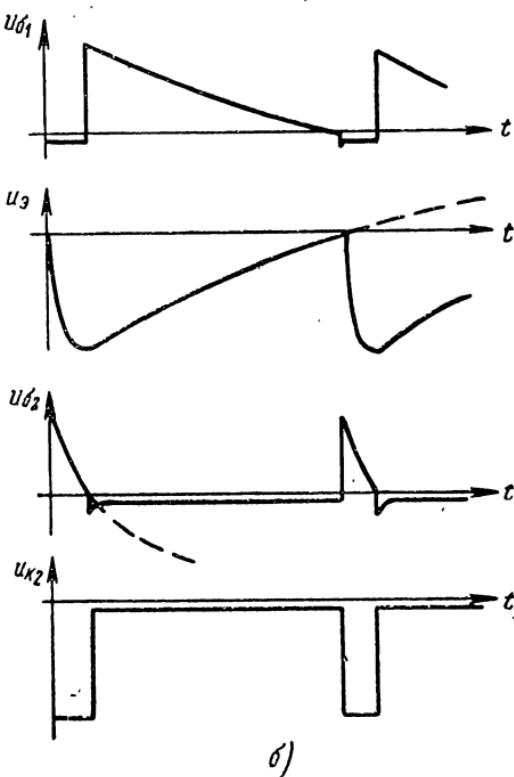
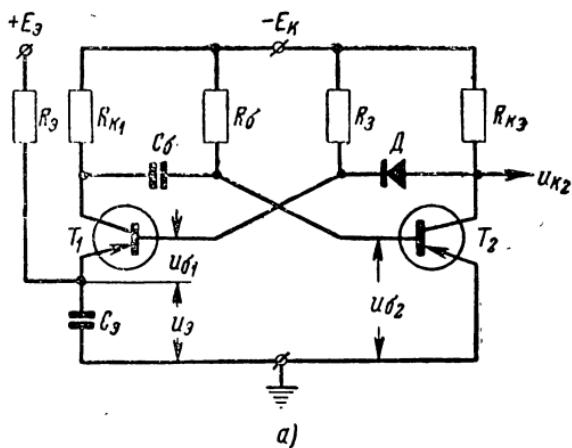


Рис. 13.12. Мультивибратор с эмиттерной емкостью:
а — принципиальная схема; б — временные диаграммы напряжений.

Обычно выполняется неравенство $C_b R_b \gg C_a R_{k1}$ и скорость уменьшения запирающего напряжения u_{b2} на базе триода T_2 в основном определяется скоростью заряда конденсатора C_b . Дело в том, что при заряде конденсатора потенциал коллектора T_1 быстро уменьшается. Напряжение на конденсаторе C_b при этом изменяется незначительно. Таким образом, скорость изменения напряжения на базе закрытого триода T_2 близка к скорости изменения напряжения u_{k1} .

При достижении напряжением u_{b2} нуля триод T_2 открывается, а триод T_1 закрывается. Конденсатор C_a теперь разряжается через сопротивление R_a . Ввиду того что $R_a \gg R_k$, время, обусловленное разрядом конденсатора C_a , в течение которого триод T_2 находится в закрытом состоянии, много больше времени, в течение которого он открыт. Скважность генерируемых импульсов может иметь величину около 20—30. Поскольку сравнительно малый тепловой ток эмиттерного перехода оказывает незначительное влияние на разряд конденсатора, частота колебаний в достаточно широком диапазоне температур изменяется незначительно. Базовый ток закрытого триода T_2 оказывает влияние на время открытого состояния триода T_1 , но это время много меньше времени закрытого состояния триода T_1 , которое является весьма стабильным и, по существу, определяет период колебаний.

Время разряда конденсатора C_a можно определить, воспользовавшись выражением

$$u_a = (U_a + E_a) e^{-t/C_a R_a} - E_a, \quad (13.20)$$

где U_a — максимальное напряжение на конденсаторе C_a .

Влиянием малого тока I_{a3} эмиттерного перехода закрытого триода здесь можно пренебречь.

Если считать, что триод отпирается при нулевом базовом напряжении, а напряжение на коллекторе насыщенного триода пренебрежимо мало, из (13.20) получим следующее выражение для времени разряда конденсатора:

$$t_{\text{раз}} = C_a R_a \ln \frac{U_a + E_a}{E_a}. \quad (13.21)$$

Величину U_3 можно определить следующим образом. В конце заряда конденсатора триод T_2 становится насыщенным, напряжение на конденсаторе C_3 — равным

$$U_3 = E_k - R_{k_1} I_R \approx E_k,$$

так как сопротивление R_{k_1} невелико (200—3000 ом), а ток I_R (рис. 13.13) к концу заряда сильно уменьшается, имея величину порядка нескольких миллиампер.

Для определения длительности импульса (времени, в течение которого триод T_2 находится в

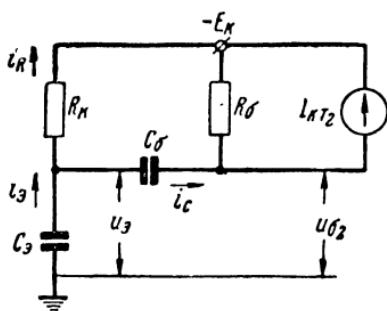


Рис. 13.13. Эквивалентная схема заряда конденсатора.

закрытом состоянии) воспользуемся эквивалентной схемой заряда конденсатора C_3 (рис. 13.13). Здесь в качестве генератора тока $I_{k_{T_2}} = I_{b_{T_2}}$ представлена базовая цепь закрытого триода T_2 , а сопротивление R_k равно

$$R_k = \frac{R_{k_1} \cdot R_3}{R_{k_1} + R_3} \approx R_{k_1},$$

так как $R_{k_1} \ll R_3$.

Если пренебречь влиянием сравнительно большого сопротивления R_3 на процесс заряда конденсатора (рис. 13.13), получим следующее операторное уравнение:

$$u_{62}(p) = -E_k + R_B [i_c(p) - I_{k_{T_2}}], \quad (13.22)$$

где

$$i_c(p) = i_3(p) - i_R(p); \quad i_3(p) = \frac{u_3(p)}{pC_3}; \quad i_R = \frac{E_k - u_3(p)}{R_k}. \quad (13.23)$$

В свою очередь

$$u_3(p) = E_k - \frac{i_c(p)}{pC_3} - u_{62}(p). \quad (13.24)$$

Если учесть, что $C_3 R_k \ll C_6 R_B$, из (13.22), (13.23) и (13.24) получим

$$u_{62} = -E_k - E_6 + (E_k + E_6)(1 - e^{-nt}) + (2E_k + E_6) \times \\ \times \left(1 + \frac{C_3 R_{k_1}}{C_6 R_B}\right) e^{-nt} - (2E_k + E_6) \frac{C_3 R_{k_1}}{C_6 R_B}, \quad (13.25)$$

где $n = 1/C_3 R_{k_1}$.

Формирование импульса на коллекторе триода T_2 заканчивается в момент отпирания последнего, когда $u_{62}=0$. Тогда на основании (13.25) получим следующее выражение для длительности импульса:

$$t_u = C_9 R_k \ln \frac{\frac{E_k + (2E_k + E_6)}{C_6 R_6}}{\frac{C_9 R_{k_1}}{(2E_k + E_6) \frac{C_6 R_6}{C_9 R_{k_1}}}} \approx C_9 R_{k_1} \ln \frac{C_6 R_6}{2C_9 R_{k_1}}. \quad (13.26)$$

Обычно выполняется неравенство $t_u \ll t_{\text{раз}}$ и период T колебаний мультивибратора можно определить по формуле (13.21).

Ввиду сравнительно стабильной частоты колебаний и большой скважности импульсов мультивибратор с эмиттерной емкостью целесообразно использовать как делитель частоты следования импульсов, подавая внешнее (синхронизирующее) напряжение на базу триода T_1 .

Заторможенный режим работы мультивибратора легко обеспечить, включив в цепь базы триода T_2 последовательно сопротивлением R_b , вместо отпирающего напряжения E_k , источник запирающего напряжения $E_6 > R_b I_{\text{кт макс}}$.

13.5. МЕТОДЫ ТЕМПЕРАТУРНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ МУЛЬТИВИБРАТОРОВ

Большая нестабильность временных параметров импульсов полупроводниковых мультивибраторов на германиевых триодах при изменении температуры окружающей среды обусловлена сильной зависимостью от температуры тепловых токов переходов закрытого триода, оказывающих существенное влияние на процесс разряда времязадающих (хронирующих) конденсаторов. Базовый ток закрытого триода в мультивибраторах с коллекторно-базовыми хронирующими конденсаторами ускоряет процесс разряда конденсатора и вызывает уменьшение с повышением температуры длительности импульса. Уменьшение длительности импульса происходит также из-за уменьшения максимального напряжения, до которого заряжается конденсатор, при увеличении теплового коллекторного тока, протекающего через коллекторное сопротивление закрытого триода.

Кремниевые триоды практически лишены недостатков, присущих германиевым триодам, и могут быть при-

менены для получения высокостабильных по временным параметрам импульсов в широком диапазоне температур.

Остановимся коротко на методах термостабилизации мультивибраторов на германиевых триодах.

Влияние коллекторного теплового тока германиевого триода практически сводится к нулю, если воспользоваться фиксацией потенциалов коллекторов с помощью диодов (рис. 13.4, а).

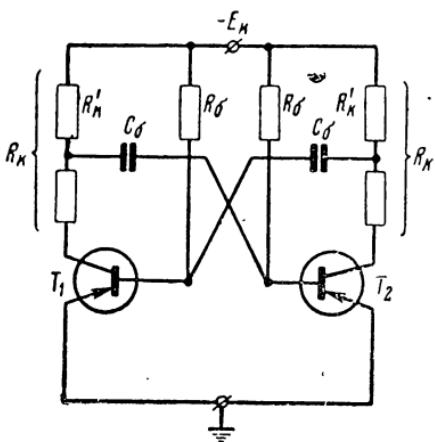


Рис. 13.14. Принципиальная схема мультивибратора с разделенным коллекторным сопротивлением.

Последнее нежелательно, так как для обеспечения полного заряда конденсатора с большей емкостью при заданной длительности импульса необходимо уменьшать сопротивление R_k , что приводит к увеличению потребляемой от источника питания мощности и ухудшению теплового режима работы триода.

Некоторый выигрыш с точки зрения стабильности и экономичности дает применение мультивибратора, коллекторные сопротивления которого состоят из двух частей (рис. 13.14). Отношение длительности импульса (времени разряда конденсатора) к постоянной времени цепи заряда для этого мультивибратора согласно (13.13) равно

$$\frac{t_u}{\tau_{зар}} = \frac{R_b \ln(1+a)}{aR_k}, \quad (13.27)$$

где $R'_k = aR_k$ — величина верхнего (рис. 13.14) коллекторного сопротивления.

Уменьшение влияния базового тока, как видно из (13.2), может быть достигнуто уменьшением базового сопротивления R_b . Сопротивление R_b для этого не следует брать большим (10—20) ком. Однако уменьшение сопротивления R_b при заданной длительности импульса приводит к необходимости увеличивать емкость C_b конденсатора.

Для обычного мультивибратора (рис. 13.1,*a*) это отношение равно

$$\frac{t_{ii}}{\tau_{зар}} = \frac{R_b \ln 2}{R_k}. \quad (13.28)$$

Сравнение (13.27) и (13.28) показывает, что при одном и том же значении отношения $t_{ii}/\tau_{зар}$ величину R_b/R_k в случае мультивибратора (рис. 13.14) можно уменьшить по сравнению с аналогичным отношением для мультивибратора (рис. 13.1,*a*) в $\ln(1+a)/a\ln 2$ раз. При значениях a , существенно меньших единицы, получается выигрыш примерно в 1,5 раза.

Вместе с этим уменьшение зарядного сопротивления в мультивибраторе (рис. 13.14) приводит к увеличению максимального значения зарядного (базового) тока и, следовательно, к уменьшению длительности фронта импульса при отпирании триода $t_{фо}$. Поскольку зарядный ток через нижнее коллекторное сопротивление не протекает, длительность $t_{сп}$ спада импульса на коллекторе запирающегося триода значительно уменьшается.

Влияние базового тока закрытого триода на разряд конденсатора практически устраниется полностью, если в цепь базы триода включить кремниевый диод с малым обратным током так, как это сделано на рис. 13.7,*a*.

Стабильность длительности импульса мультивибратора можно значительно повысить, если применить колебательный контур [67] или разрядный дроссель [11].

13.6. РАСЧЕТ МУЛЬТИВИБРАТОРОВ

Исходными данными при расчете мультивибраторов обычно являются длительность t_{ii} , период следования T , амплитуда импульсов U_m и длительность фронта и спада импульсов t_f и t_{sp} . Поскольку мультивибраторы применяются для получения импульсов сравнительно большой длительности (сотни и тысячи микросекунд), жестких требований к длительности фронта и спада импульсов обычно не предъявляется.

Прежде чем перейти к расчету конкретных схем мультивибраторов, необходимо выбрать схемы, источники коллекторного питания и триоды.

При выборе схемы мультивибратора можно воспользоваться следующими соображениями.

В том случае, когда необходим мультивибратор, ра-

ботающий в режиме автоколебаний с мягким самовозбуждением при импульсах с небольшой скважностью, целесообразно воспользоваться симметричным мультивибратором с емкостными коллекторно-базовыми связями (рис. 13.1,*a*). В качестве делителя частоты следования импульсов наиболее целесообразно использовать мультивибратор с эмиттерной емкостью (рис. 13.12,*a*). Заторможенные мультивибраторы (рис. 13.9 и 13.10,*a*) отличаются один от другого, во-первых, тем, что в первом случае необходим дополнительный источник напряжения E_b . Во-вторых, мультивибратор с эмиттерной связью (рис. 13.10,*a*) обладает существенным достоинством, заключающимся в том, что нагрузка в случае ее подключения к выходному триоду T_2 не оказывает заметного влияния на работу мультивибратора.

При низкоомной нагрузке следует применять мультивибратор со встроенными эмиттерными повторителями. Дело в том, что подключение нагрузки с малым сопротивлением к мультивибраторам со сравнительно большим выходным сопротивлением (рис. 13.1,*a*; 13.9; 13.12,*a*) приводит к увеличению тока коллектора триода, параллельно которому приключается нагрузка, что равносильно уменьшению сопротивления коллекторной нагрузки. Последнее может привести к тому, что насыщенный режим работы открытого триода не будет обеспечиваться.

При выборе напряжения коллекторного источника нужно помнить, что обычно $E_k = kU_m$, где $k = 1,1 \div 1,5$ в зависимости от схемы мультивибратора. Триоды необходимо выбирать так, чтобы выполнялось условие $E_k < E_{k\text{ доп}}/2$, где $E_{k\text{ доп}}$ — предельно допустимое напряжение на участке коллектор — база триода, приводимое в паспортных данных.

Необходимость выполнения указанного выше неравенства вызывается тем, что в начале разряда конденсатора напряжение на участке коллектор — база закрытого триода с общим эмиттером практически равно $2E_k$. В том случае, когда длительности фронта и спада импульсов заданы, при выборе триодов необходимо помнить, что предельно достижимая минимальная длительность фронта импульса согласно (13.7) больше $\tau_a = 1/\omega_a$.

При жестких требованиях к стабильности временных параметров импульсов и при рабочих температурах,

больших $75—100^\circ\text{C}$, необходимо применять кремниевые триоды.

Перейдем к расчету конкретных схем мультивибраторов.

Расчет мультивибратора с емкостными коллекторно-базовыми связями (рис. 13.1,*a*) производится в следующем порядке.

1. Выбирается сопротивление R_k . При уменьшении R_k крутизна фронта импульса при отпирании триода приближается к предельно достижимой. Улучшается при этом и фронт импульса при запирании триода. Однако при малых сопротивлениях R_k увеличивается ток коллектора и ухудшается тепловой режим работы триода. Потребление энергии источника коллекторного питания при этом увеличивается. В зависимости от предъявляемых к источнику коллекторного питания и форме импульса требований выбирают $R_k = 1 \div 10 \text{ ком.}$

2. Рассчитывается сопротивление R_b , обеспечивающее режим насыщения открытого триода. Ток коллектора открытого триода равен E_k/R_k , а ток базы в конце стадии заряда конденсатора имеет величину E_k/R_b . Для обеспечения насыщения триода необходимо согласно (12.7) выполнить условие $I_k \leq \beta I_b$, откуда

$$R_b \leq \beta R_k. \quad (13.29)$$

Усиление этого неравенства нежелательно, так как с увеличением температуры степень насыщения германиевых триодов увеличивается, а режим возникновения автоколебаний может стать жестким. Для увеличения стабильности частоты колебаний, как видно из (13.2), сопротивление R_b не следует брать больше $20 \div 30 \text{ ком.}$

3. По заданному периоду T колебаний при известной скважности или при заданной длительности импульсов с помощью (13.5) определяется емкость конденсатора C_b .

Если требуемая постоянная времени $C_b R_k$ окажется большой с точки зрения длительности спада $t_{\text{сп}}$ при запирании триода, то следует применить схему с фиксирующими диодами (рис. 13.4,*a*). Величина напряжения источника питания E_{k1} при этом может быть определена по формуле (13.9). Для этой же цели могут быть применены корректирующие диоды (рис. 13.4,*b*). Выбор вели-

чины $\tilde{R}_k = R'_k R_{\text{зар}} / R'_k + R_{\text{зар}}$ производится в соответствии с п. 1. Сопротивления R'_k и $R_{\text{зар}}$ выбираются обычно равными.

При необходимости получить высокостабильную частоту колебаний в цепях баз триодов можно применить кремниевые диоды (рис. 13.7,а). Сопротивление R при этом не должно быть меньше 2—5 ком с тем чтобы исключить его вредное влияние на работу открытого триода. При выборе величины напряжения E_b необходимо выполнить условие (13.12).

Пример расчета симметричного мультивибратора (рис. 13.1,а).

Имеются следующие исходные данные:

- амплитуда импульсов $U_m \geq 10$ в;
- частота колебаний $F = 2,5$ кгц;
- длительность фронта t_{ϕ_0} при отпирании не больше 1 мксек.

а) Выбираем напряжение коллекторного источника $E_k \geq 1,1 U_m \approx 12$ в и триод типа П14, имеющий допустимое коллекторное напряжение $E_{k\text{ доп}} > 2E_k = 24$ в и частоту $\omega_a > \frac{1}{t_{\phi_0}}$, $\beta = 19$.

б) Задаемся $R_k = 2$ ком.

в) Рассчитываем согласно (13.29) сопротивление

$$R_b \leq \beta R_k = 19 \cdot 2 \cdot 10^3 = 38 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_b = 30$ ком.

г) Находим согласно (13.5) емкость конденсатора

$$C_b = \frac{1}{2FR_b \ln 2} = \frac{1}{2 \cdot 2,5 \cdot 10^3 \cdot 30 \cdot 10^3 \cdot 0,7} \cong 9,5 \cdot 10^{-9} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_b = 0,01 \text{ мкф.}$

Расчет заторможенного мультивибратора (рис. 13.9) производится в следующем порядке.

1. Исходя из указанных выше соображений выбираются напряжение E_k , триоды и сопротивления R_{k1} и R_{k2} .

2. Для обеспечения насыщенного режима работы открытого триода сопротивления R_c и R_b рассчитываются так, чтобы

$$R_c \leq \beta_2 R_{k2}; \quad R_b \leq \beta_1 R_{k1}. \quad (13.30)$$

3. Сопротивление R и напряжение источника E_6 рассчитываются при $R_c \gg R$ с учетом необходимости выполнить условие

$$E_6 \geq RI_{\text{кт макс}}, \quad (13.31)$$

где $I_{\text{кт макс}}$ — тепловой ток коллектора закрытого триода при максимальной температуре. Для исключения вредного влияния сопротивления R на режим работы открытого триода T_2 оно не должно быть меньше 3—5 ком.

4. Определяется согласно (13.5) емкость конденсатора C_b и проверяется условие $T-t_i$ (4—5) $C_b R_k$.

5. Выбирается при необходимости емкость конденсатора $C_0 = 300 \div 500 \text{ нФ}$.

6. Выбираются параметры запускающего импульса.

Импульс запуска должен иметь амплитуду в 3—5 в. При меньших амплитудах запуск мультивибратора осуществляется с большой задержкой, что во многих случаях недопустимо. Увеличение амплитуды свыше 5 в с точки зрения запуска нецелесообразно. Импульс запуска должен иметь длительность (0,5—1) мксек. При меньшей длительности открытый триод за время действия запускающего импульса может не выйти из режима насыщения и запуска мультивибратора не произойдет. При большей длительности параметры импульса мультивибратора станут зависеть от длительности амплитуды запускающего импульса.

Пример расчета ждающего мультивибратора (рис. 13.9). Имеются следующие исходные данные:

- длительность импульса $t_i = 250 \text{ мксек};$
- амплитуда выходного импульса $U_{m2} \geq 12 \text{ в};$
- период следования запускающих импульсов отрицательной полярности $T = 300 \text{ мксек};$
- максимальная температура $t^{\circ}_{\text{макс}} = +70^{\circ}\text{C}.$

- a) Выбираем напряжение $E_k = (1,1 \div 1,2) U_m \approx 15 \text{ в}.$
- б) Выбираем триоды типа П114 с $E_{k \text{ доп}} = 30 \text{ в} \geq 2E_k;$
 $\beta \geq 19.$
- в) Задаемся сопротивлениями $R_{k_1} = R_{k_2} = 2 \text{ ком}.$
- г) Рассчитываем сопротивления

$$R_c = R_6 \leq \beta R_k = 19 \cdot 2 \cdot 10^3 = 38 \text{ ком}.$$

Принимаем $R_6 = 30 \text{ ком.}$

д) Задаемся величиной сопротивления $R = 3 \text{ ком.}$

е) Определяем напряжение смещающей батареи

$$E_6 > RI_{\text{кт макс}} = 3 \cdot 10^3 \cdot 15 \cdot 10^{-6} \cdot 2^{\frac{70-20}{10}} \approx 1,45 \text{ в.}$$

Принимаем $E_6 = 1,5 \text{ в.}$

ж) Находим емкость конденсатора

$$C_6 = \frac{250 \cdot 10^{-6}}{30 \cdot 10^3 \cdot 0,7} \approx 12 \cdot 10^{-9} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_6 = 0,012 \text{ мкф.}$

При этом проверяем выполнение условия восстановления

$$(4 \div 5) \cdot 0,012 \cdot 10^{-6} \cdot 2 \cdot 10^3 = (4 \div 5) \cdot 24 \cdot 10^{-6} \text{ сек;}$$

$$T - t_u = 50 \cdot 10^{-6} \text{ сек.}$$

Поскольку требуемое условие не выполняется, выбираем схему с ускоренным процессом восстановления (рис. 13.4, а), в которой осуществляется фиксация потенциалов коллекторов триодов с помощью диодов и дополнительного источника $E_{\text{к1}} = E_{\text{к}}/a$.

Емкость конденсатора C_6 для этого случая согласно (13.10) определяется формулой

$$C_6 = \frac{t_u}{R_6 \ln(a + 1)},$$

а время восстановления с помощью формулы (13.9)

$$t_{\text{вос}} = R_{\text{к}} C_6 \ln \frac{1}{1 - a},$$

откуда после замены C_6 получим следующую расчетную формулу для величины a :

$$\frac{\ln \frac{1}{1 - a}}{\ln(1 + a)} \leq \frac{(T - t_u) R_6}{t_u R_{\text{к}}} = 3.$$

Задаваясь значениями $1 > a > 0$, находим, что последнее неравенство удовлетворяется при $a \leq 0,83$. Принимая значение $a = 0,8$, имеем

$$E_{k_1} = E_k/a = 15/0,8 \approx 20 \text{ в;}$$

$$C_6 = \frac{250 \cdot 10^{-6}}{30 \cdot 10^3 \ln 1,85} = \frac{250 \cdot 10^{-6}}{30 \cdot 10^3 \cdot 0,57} \approx 15 \cdot 10^{-9} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_6 = 0,015 \text{ мкф.}$

3) Выбираем длительность запускающего импульса

$$t_{из} = (0,5 \div 1) \text{ мксек.}$$

и) Задавшись величиной выходного сопротивления генератора запускающих импульсов $R_{вых} = 2 \text{ ком}$, определим амплитуду запускающего импульса

$$U_{m3} \geq R_{вых} I_{вхнас} + \frac{E_6}{R} =$$

$$= R_{вых} \left(\frac{I_{вхнас}}{\beta} + \frac{E_6}{R} \right) \approx R_{вых} \left(\frac{E_k}{\beta R_k} + \frac{E_6}{R} \right) \approx 1,8 \text{ в,}$$

где $I_{вхнас}$ — входной насыщающий ток.

Для ускорения процесса запуска выбираем $U_{m3} = 3 \text{ в.}$

Расчет ждущего мультивибратора с эмиттерной связью (рис. 13.10,а) производится в следующем порядке:

1. Рассчитывается напряжение источника коллекторного питания

$$E_k = U_{m2} + R_3 I_{k_2} = U_{m2} + (2 \div 3) \text{ в,}$$

где U_{m2} — амплитуда импульса на коллекторе триода T_2 .

2. Выбираются, как и при расчете рассмотренных ранее мультивибраторов, триоды.

3. Задаются сопротивлениями R_{k_1} и R_{k_2} . Поскольку ток базы триода T_1 меньше тока делителя $R_1 - R_2$, а напряжение на сопротивлении R_3 должно резко меняться, необходимо выполнить условие $R_{k_1} = (2 \div 3) R_{k_2}$. Величину сопротивления R_{k_2} обычно берут равной (1—5) ком.

4. Рассчитывается сопротивление

$$R_3 = \frac{E_K - U_{m2}}{I_{K2}} = \frac{(E_K - U_{m2})(R_{K2} + R_3)}{E_K},$$

откуда

$$R_3 = \frac{E_K - U_{m2}}{U_{m2}} R_{K2}. \quad (13.32)$$

5. Определяются сопротивления делителя $R_1 - R_2$. Для обеспечения режима насыщения открытого триода T_1 необходимо выполнить условие $\beta_1 I_{b1} \geq I_{K1}$. Согласно теореме об эквивалентном генераторе для рис. 13.11 имеем

$$I_{b1} = \frac{E_{\text{ЭКВ}} - R_3 I_{K1}}{R_{\text{ЭКВ}}}; \quad I_{K1} \cong \frac{E_K}{R_3 + R_{K1}},$$

где

$$E_{\text{ЭКВ}} = E_K \frac{R_2}{R_1 + R_2}; \quad R_{\text{ЭКВ}} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}.$$

Условие насыщения таким образом может быть дано в следующем виде:

$$R_2 = \frac{\beta_1 R_1 R_3}{\beta_1 R_{K1} - R_1}. \quad (13.33)$$

Закрытое состояние триода T_1 обеспечивается при выполнении неравенства

$$E_{\text{ЭКВ}} + R_{\text{ЭКВ}} I_{\text{кт макс}} \leq R_3 I_{K2}, \quad (13.34)$$

где $I_{K2} = \frac{E_K}{R_{K2} + R_3}$.

Решая (13.33) и (13.34) совместно, получаем

$$R_1 \geq \frac{\beta_1 (R_{K1} - R_{K2})}{1 + (R_{K2} + R_3) \frac{\beta_1 I_{\text{кт макс}}}{E_K}}. \quad (13.35)$$

6. Рассчитывается сопротивление R_5 , при котором выполняется условие насыщения триода T_2 .

Поскольку

$$I_{b2} = \frac{E_K - R_3 I_{K2}}{R_5}; \quad I_{K2} = \frac{E_K}{R_{K2} + R_3},$$

имеем следующее условие насыщения:

$$R_6 \leq \beta_2 R_{k_2}. \quad (13.36)$$

7. Определяется согласно (13.18) емкость конденсатора C_b и проверяется условие полного заряда конденсатора.

Если условие восстановления не выполняется, необходимо задаться меньшими значениями сопротивлений R_{k2} и R_{k1} .

8. Выбираются, как и в п. 3 предыдущего примера расчета, длительность и амплитуда запускающего импульса.

Пример расчета мультивибратора с эмиттерной связью. Имеются следующие исходные данные:

— амплитуда выходного импульса на коллекторе триода T_2 $U_{m2} \geq 12$ в;

— длительность импульса $t_n = 250$ мксек;

— период следования импульсов запуска отрицательной полярности $T = 600$ мксек;

— максимальная температура $t_{\max}^{\circ} = +70^{\circ}\text{C}$.

Расчет ведем в следующем порядке.

а) Рассчитываем напряжение $E_k \geq 12 + 3 = 15$ в.

б) Выбираем триоды типа П14, имеющие $E_{k\text{ доп}} = 30$ в $\geq 2E_k$; $\beta \geq 19$; $I_{kt} \leq 15$ мка.

в) Задаемся сопротивлением $R_{k_2} = 2$ ком и рассчитываем сопротивление

$$R_{k_1} = 3R_{k_2} = 6 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_{k_1} = 6,8$ ком.

г) Рассчитываем согласно (13.32) сопротивление

$$R_9 \leq \frac{15 - 10}{10} 2 = 1 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_9 = 680$ ом.

д) Определяем по формуле (13.35) сопротивление

$$R_1 \geq \frac{19(6,8 - 2)}{1 + (2 + 0,68) \cdot 10^3 \frac{15 \cdot 10^{-6} \cdot 2^6}{15}} = 34,7 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_1 = 36$ ком.

е) По формуле (13.33) находим величину сопротивления

$$R_2 = \frac{19 \cdot 36 \cdot 0,68}{19 \cdot 6,8 - 36} \approx 5 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_2 = 5$ ком.

ж) Рассчитываем по формуле (13.36) сопротивление

$$R_6 \leq 19 \cdot 2 \cdot 10^3 = 38 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_6 = 33$ ком.

з) Находим с помощью (13.18) при $a = 1$ емкость конденсатора

$$C_6 = \frac{250 \cdot 10^{-6}}{33 \cdot 10^3 \ln \frac{6,8(2 + 0,68) + 2(6,8 + 0,68)}{6,8(2 + 0,68)}} = 1,25 \cdot 10^{-8} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_6 = 0,012 \text{ мкф.}$

и) Проверяем выполнение условия восстановления

$$(4 \div 5) C_6 R_{k_1} \leq T - t_{\text{н}} = 350 \text{ мксек},$$

откуда

$$C_6 \leq \frac{350 \cdot 10^{-6}}{(4 \div 5) \cdot 6,8 \cdot 10^3} = \frac{52 \cdot 10^{-9}}{4 \div 5} \text{ ф.}$$

Требуемое условие выполняется.

к) Выбираем длительность $t_{\text{из}}$ запускающего импульса, подаваемого на вход закрытого триода T_1 , равной 0,5 мксек.

л) Рассчитываем амплитуду U_{m3} запускающего импульса. Согласно рис. 13.10, а после отпирания триода T_1 имеем

$$U_{m3} \geq R_{\text{вых}} I_{\text{вх}} + R_3 I_{k_2}.$$

Для обеспечения насыщенного состояния триода T_1 необходимо выполнить условие

$$I_{\text{вх}} \geq \frac{E_k}{\beta_1 R_{k_1}}.$$

Таким образом,

$$U_{m3} \geq R_{\text{вых}} \frac{E_k}{\beta_1 R_{k_1}} + R_3 I_{k_2}.$$

Задавшись $R_{\text{вых}} = 2$ ком, имеем

$$U_{m3} \geq 2 \cdot 10^3 \frac{15}{19 \cdot 6,8 \cdot 10^3} + 0,68 \frac{15}{2 + 0,68} \approx 4 \text{ в.}$$

Принимаем $U_{m3} = 5$ в.

ГЛАВА 14

ТРИГГЕРЫ

14.1. ОБЩИЕ ПОЛОЖЕНИЯ

Триггером обычно называют устройство с двумя устойчивыми состояниями. В схемном отношении триггер представляет собой неинвертирующий усилитель постоянного тока, выход которого замкнут на вход. Переход триггера из одного устойчивого состояния равновесия в другое (опрокидывание) происходит при воздействии внешнего (пускового) импульса. Опрокидывание триггера обычно сопровождается лавинообразным изменением токов и напряжений, если коэффициент усиления усилителя, полученного путем размыкания цепи обратной связи триггера и нагруженнего на сопротивление, равное входному, больше единицы.

Усиление без изменения фазы усиливаемого напряжения на обратную можно осуществить с помощью двухкаскадного усилителя, каждый из каскадов которого представляет усилитель на плоскостном триоде с общим эмиттером и двухкаскадного усилителя, один из каскадов которого является усилителем на плоскостном триоде с общей базой, другой — усилителем на плоскостном триоде с общим коллектором. Наконец, требуемый усилитель можно выполнить на одном «триоде с отрицательным сопротивлением».

Замыкая выходы указанных выше усилителей на входы, получаем симметричный триггер на плоскостных триодах с коллекторно-базовыми связями в первом случае, несимметричный триггер с эмиттерной связью на плоскостных триодах во втором и несимметричный триггер на триоде с отрицательным сопротивлением в третьем случае.

Два первых транзисторных триггера являются, как известно, аналогами соответствующих ламповых триггеров, третий — на триоде с отрицательным сопротивлением — лампового аналога не имеет.

Различные варианты применяемых в настоящее время триггеров являются разновидностями указанных выше основных типов спусковых устройств с двумя устойчивыми состояниями.

Полупроводниковые триггеры как и ламповые широко применяются в качестве электронных реле, пересчетных ячеек, формирователей напряжения прямоугольной формы и т. п.

Поскольку для нормальной работы триггера необходимо обеспечить только два устойчивых состояния, которые имеют место при изменении параметров триодов и схемы в сравнительно широких пределах, триггер является одним из наиболее надежных элементов.

Принцип работы триггеров на плоскостных триодах, которые впредь будут рассматриваться, по существу не отличается от принципа работы аналогичных ламповых триггеров. Однако специфические свойства плоскостных триодов обусловливают некоторые особенности работы полупроводниковых триггеров, заслуживающие специального изучения. К таким особенностям следует отнести в первую очередь зависимость скорости переключения триггера от режима работы открытого триода, особенности процессов, происходящих при запуске триггера, и т. д.

14.2. СИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С ВНЕШНИМ СМЕЩЕНИЕМ

Симметричный триггер с коллекторно-базовыми связями на плоскостных триодах, имеющий источник напряжения смещения (рис. 14.1,*a*), является аналогом лампового триггера с анодно-сеточными связями. Принцип работы полупроводникового симметричного триггера по существу не отличается от принципа работы лампового триггера и поэтому нет необходимости в его детальном рассмотрении.

Отметим только особенности процесса запуска триггера. Пусть триод T_1 закрыт, а T_2 открыт и находится в состоянии насыщения, а пусковой импульс отрицательной полярности подается на базу триода T_1 . Условно

процессы при опрокидывании триггера можно разбить на четыре этапа. На первом этапе осуществляется перевод триода T_1 в открытое состояние, при котором он восста-

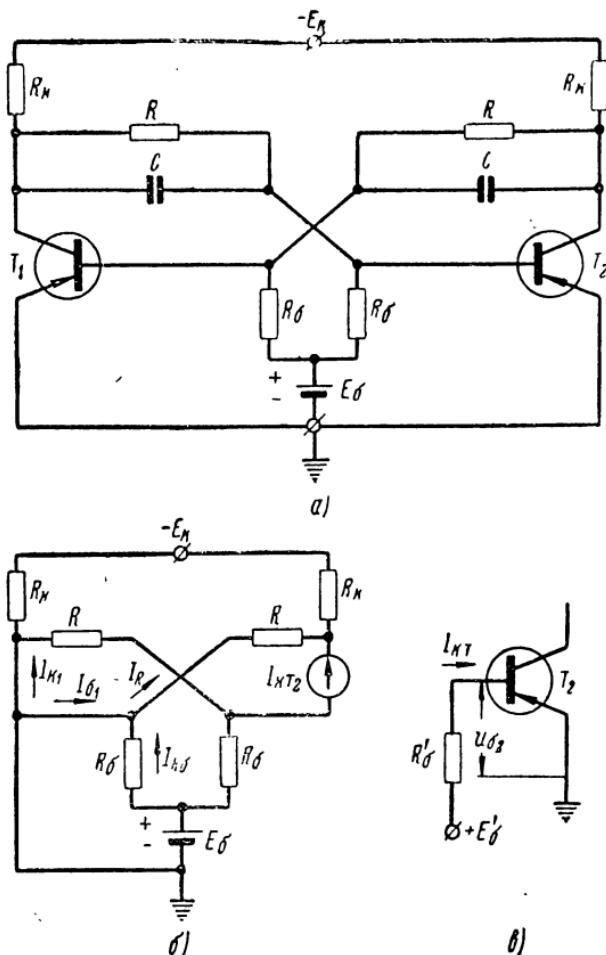


Рис. 14.1. Симметричный триггер с батареей смещения:

a — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема закрытого триода T_2 ; *в* — эквивалентная схема триггера при открытом триоде T_1 .

навливает усилительные свойства. После отпирания триода T_1 начинается второй этап запуска, при котором ток коллектора триода T_1 увеличивается, вызывая уменьшение тока базы триода T_2 и рассасывание избыточных носителей в его базе. К концу второго этапа рассасыва-

ние заканчивается, триод T_2 переходит в режим усиления. Если к этому моменту времени триод T_1 под действием внешнего импульса с большой амплитудой не успеет перейти в режим насыщения, начнется третий этап — этап регенерации, обусловленный положительной обратной связью, при коэффициенте усиления по напряжению в цепи обратной связи, большем единицы. Скорость регенерации обычно велика и ограничивается инерционностью триодов и внешними паразитными емкостями. Процесс регенерации может и не иметь места, если триод T_1 перейдет в режим насыщения раньше, чем второй из него полностью выйдет. Во время регенерации напряжение на базах триодов изменяется на десятые доли вольта. Если учесть, что напряжение на конденсаторах связи при этом изменяется незначительно, можно утверждать, что потенциалы коллекторов триодов в течение первых трех этапов опрокидывания изменяются также незначительно. Четвертый этап запуска сопровождается установлением на коллекторах триодов стационарных напряжений. Напряжение на коллекторе T_2 устанавливается со скоростью заряда конденсатора через коллекторное сопротивление и участок база — эмиттер открытого триода T_1 . Напряжение на коллекторе открывающегося триода T_1 изменяется со скоростью, в основном определяемой инерционными свойствами триода.

Определим условия обеспечения в триггере одного из устойчивых состояний, при котором триод T_1 , например (рис. 14.1,*a*) открыт, а триод T_2 закрыт.

Напряжения на коллекторе и базе открытого и насыщенного триода T_1 будем считать равными нулю. Тогда напряжения на базе и коллекторе закрытого триода T_2 можно определить с помощью рис. 14.1,*b*, полученного на основании теоремы об эквивалентном генераторе из схемы закрытого триода T_2 .

На рис. 14.1,*b* использованы следующие обозначения:

$$R'_6 = \frac{R_6 \cdot R}{R_6 + R}; \quad E'_6 = E_6 \frac{R}{R_6 + R}. \quad (14.1)$$

Согласно этому рисунку имеем

$$u_{62} = E'_6 - R'_6 I_{kt}. \quad (14.2)$$

Для того чтобы триод T_2 был надежно закрыт при максимальной рабочей температуре, необходимо выполнить условие $u_{\delta_2} \geq 0$, или согласно (14.2)

$$E'_6 \geq R'_6 I_{\text{кт макс}}, \quad (14.3)$$

где $I_{\text{кт макс}}$ — тепловой ток закрытого триода при максимальной температуре.

Подставляя (14.1) в (14.3), получаем следующее условие надежного запирания триода T_2 :

$$E_6 \geq R_6 I_{\text{кт макс}}. \quad (14.4)$$

Напряжение на коллекторе закрытого триода T_2 равно

$$u_{K2} = \frac{R_K R}{R_K + R} \left(\frac{E_K}{R_K} - I_{\text{кт макс}} \right). \quad (14.5)$$

Для определения условия насыщения открытого триода воспользуемся следующим, полученным согласно эквивалентной схеме триггера (рис. 14.1,б), соотношением

$$I_{6_1} = I_R - I_{R_6}. \quad (14.6)$$

Учтя, что $u_{6_1} \approx 0$ и используя (14.5), получим

$$I_R = \frac{u_{K2}}{R} = \frac{R_K}{R_K + R} \left(\frac{E_K}{R_K} - I_{\text{кт макс}} \right); \quad I_{R_6} = \frac{E_6}{R_6}. \quad (14.7)$$

Обычно выполняется неравенство $R \gg R_K$ и поэтому $I_{K1} \approx \frac{E_K}{R_K}$.

Если учесть, что практически $I_K \gg I_{\text{кт}}$, то с помощью (14.4), (14.6) и (14.7) можно получить следующее условие насыщения триода T_1 :

$$R \leq \frac{\beta R_K (E_K - R_K I_{\text{кт макс}})}{E_K + \beta R_K I_{\text{кт макс}}}. \quad (14.8)$$

Перейдем теперь к определению длительностей фронта и спада импульсов на коллекторах триодов. При рассмотрении процессов, происходящих при опрокидывании триггера, ранее было установлено, что

длительности фронта и спада импульсов практически определяются процессами установления стационарных значений напряжений на коллекторах.

Ток коллектора насыщаемого триода при этом изменяется по закону

$$i_k(p) = \beta(p) i_b(p) = i_b(p) \frac{\beta}{1 + p\tau_\beta}. \quad (14.9)$$

Ток базы этого триода из-за заряда конденсатора уменьшается по закону

$$i_b(t) = \frac{E_k}{R_k} e^{-t/\tau_{зап}}, \quad (14.10)$$

где $\tau_{зап} = CR_k$.

Стационарным значением тока базы при этом пренебрегаем.

Если учесть, что входной ток насыщаемого триода велик, можно считать, что ток коллектора за время фронта нарастает почти по линейному закону. Тогда на основании (14.9) и (14.10) получим

$$i_k(t) = \beta \frac{E_k}{R_k} e^{-t/\tau_{зап}} \frac{t}{\tau_\beta}.$$

Перейдя к операторной форме, имеем

$$i_k(p) = \beta \frac{E_k}{R_k} \cdot \frac{p\tau_{зап}}{1 + p\tau_{зап}} \cdot \frac{1}{p\tau_\beta} = \beta \frac{E_k \tau_{зап}}{R_k \tau_\beta} \frac{1}{1 + p\tau_{зап}},$$

откуда

$$i_k(t) = \beta \frac{E_k \tau_{зап}}{R_k \tau_\beta} \left(1 - e^{-t/\tau_{зап}} \right). \quad (14.11)$$

Момент окончания фронта наступает при $i_k = E_k/R_k$. Тогда на основании (14.11) запишем

$$\frac{E_k}{R_k} = \beta \frac{E_k \tau_{зап}}{R_k \tau_\beta} \left(1 - e^{-t_{ф0}/\tau_{зап}} \right). \quad (14.12)$$

После преобразований и логарифмирования (14.12) получим

$$t_{ф0} = \tau_{зап} \ln \frac{\tau_{зап}/\tau_\alpha}{\tau_{зап}/\tau_\alpha - 1}, \quad (14.13)$$

где $\tau_\alpha \approx \tau_\beta/\beta$.

Длительность спада при запирании триода, как и в мультивибраторе (рис. 13.1,*a*), согласно (13.8) равна

$$t_{\text{сп}} \approx \tau_{\text{зар}} \ln 9 \approx 2,2\tau_{\text{зар}}. \quad (14.14)$$

Максимальная частота переключения триггера очевидно получается при равенстве $t_{\text{сп}} = t_{\text{фо}}$, откуда согласно (14.13) имеем следующее оптимальное соотношение между параметрами схемы и триодов:

$$CR_k \approx 1,2\tau_\alpha. \quad (14.15)$$

Согласно (14.13) определяется предельно достигнутая длительность фронта $t_{\text{фо}}$, поскольку в этой формуле не учитывается влияние емкостей переходов триода. Точно учесть это влияние трудно. Однако при практических расчетах его можно учесть увеличением постоянной времени $\tau_{\text{зар}}$ по сравнению с (14.15). Для этого (14.15) перепишем следующим образом:

$$CR_k \approx 1,5\tau_\alpha. \quad (14.16)$$

Для того чтобы длительность фронта была меньшей [формула (14.13) при этом даст меньшую погрешность], сопротивление R_k необходимо уменьшить до значений, ограничиваемых предельно допустимым током коллектора триодов в ключевом режиме.

Формула (14.16) получена для случая, когда пусковой импульс действует только на базу одного триода. У триггера с общим входом, когда пусковой импульс действует одновременно на базы обоих триодов, как будет показано ниже, длительность фронтов несколько увеличивается. Для этого случая рекомендуется [63] следующая формула для определения постоянной времени CR_k :

$$CR_k \approx 3\tau_\alpha. \quad (14.17)$$

Здесь же следует обратить внимание на то обстоятельство, что увеличение емкости C для уменьшения $t_{\text{фо}}$ при малых сопротивлениях R_k ограничивается переходным процессом, связанным с разрядом конденсатора C в интервале между двумя очередными опрокидываниями. Если, например, триод T_1 открыт (рис. 14.1,*a*),

то конденсатор C , разряжаясь через триод T_1 и сопротивление R_b , создает на последнем дополнительное напряжение смещения (динамическое смещение).

Отпирание закрытого триода T_2 по этой причине произойдет тем позднее с момента начала запуска, чем больше это дополнительное смещение. Максимальная частота переключения триггера по этой причине уменьшится. Для устранения вредного влияния разряда конденсатора необходимо уменьшить постоянную времени цепи разряда, зависящую от сопротивлений R и R_b . Поскольку величина сопротивления R определяется, исходя из необходимости обеспечить режим насыщения открытого триода, для уменьшения напряжения дополнительного смещения необходимо уменьшать сопротивление R_b . Если учесть, что при этом выполняется неравенство $R \gg R_b$, можно записать следующую формулу для определения величины сопротивления R_b :

$$R_b \leq \frac{T_{\min}}{(2 \div 3) C}, \quad (14.18)$$

где T_{\min} — минимальный период следования пусковых импульсов.

При выполнении условия (14.18) дополнительное напряжение смещения к моменту очередного опрокидывания будет пренебрежимо малым.

Однако уменьшать сопротивление R_b безгранично нельзя, так как при малых величинах R_b базовый ток отпираемого триода будет уменьшаться, а длительность фронта $t_{\text{фо}}$ будет увеличиваться. Минимальная величина сопротивления R_b должна быть хотя бы на порядок больше входного сопротивления отпираемого триода (0,3—0,5 ком).

14.3. СИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С АВТОМАТИЧЕСКИМ СМЕЩЕНИЕМ

В том случае, когда применение специального источника запирающего напряжения E_b нежелательно, можно использовать триггер с автоматическим смещением (рис. 14.2,*a*). Напряжение смещения в этом триггере создается на сопротивлении R_a , шунтированном конденсатором C_a .

Конденсатор C_3 обычно имеет емкость около 1000÷5000 nF и служит для устранения отрицательной обратной связи, которая может иметь место при опроки-

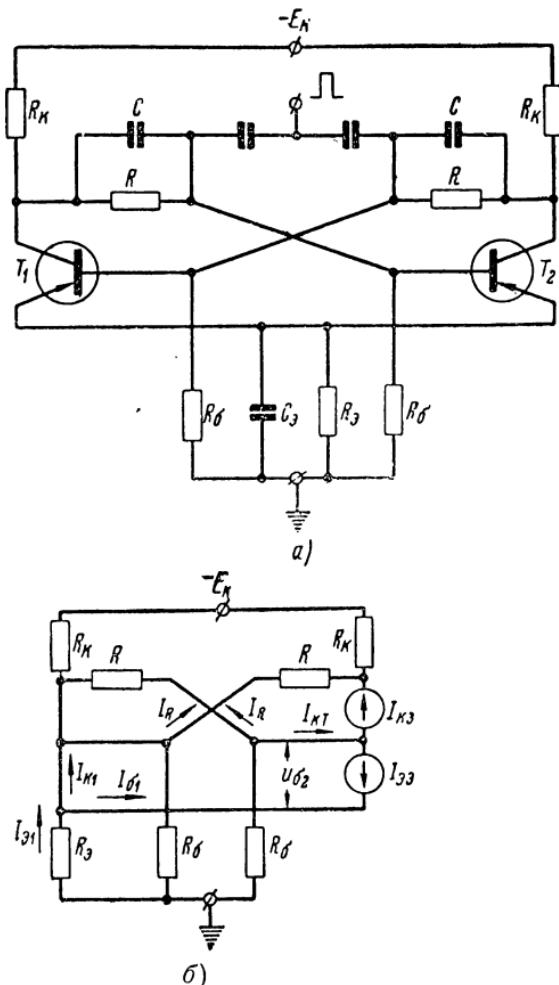


Рис. 14.2. Симметричный триггер с автоматическим смещением:

а — принципиальная схема; *б* — эквивалентная схема триггера при открытом триоде T_1 .

дывании триггера из-за несимметрии схемы. Длительность фронта импульса t_{ϕ} при этом остается практически такой же, как и в схеме рис. 14.1,*а*. При выполнении условия $R_3C_3 \gg CR_K$ почти не увеличивается и длительность спада $t_{\text{сп}}$ при запирании триода.

Недостаток этого варианта триггера состоит в том, что за счет падения напряжения на эмиттерном сопротивлении коэффициент использования напряжения источника коллекторного питания уменьшается.

Для определения условий насыщения открытого триода, например триода T_1 и надежного запирания триода T_2 , воспользуемся эквивалентной схемой триггера с автоматическим смещением (рис. 14.2.б).

Согласно этому рисунку $I_{k1} \approx I_{\theta 1}$; $I_{k1} \gg I_R$; $I_{k1} \gg I_{\theta 3}$ имеем

$$R_\delta (I_{kt} + I_R) + RI_R = R_\theta I_{k1};$$

$$I_{k1} = \frac{E_k}{R_\delta + R_k}; \quad u_{\theta 2} = RI_R.$$

Решая эту систему уравнений, получаем

$$u_{\theta 2} = R \frac{R_\theta E_k - R_\delta (R_\theta + R_k) I_{kt}}{(R_\delta + R)(R_\theta + R_k)}.$$

Триод T_2 будет надежно заперт даже при максимальной температуре, если выполнить условие $u_{\theta 2} \geq 0$ или

$$R_\theta E_k - R_\delta (R_\theta + R_k) I_{kt \text{ макс}} \geq 0,$$

откуда

$$R_\theta \geq \frac{R_\delta R_k I_{kt \text{ макс}}}{E_k - R_\delta I_{kt \text{ макс}}}. \quad (14.19)$$

Для обеспечения насыщенного состояния триода T_1 необходимо выполнить условие

$$I_{\theta 1} \geq \frac{I_{k1}}{\beta} = \frac{E_k}{\beta (R_\theta + R_k)}. \quad (14.20)$$

Согласно рис. 14.2.б имеем

$$R_\theta (I_{k1} + I_{\theta 1}) + RI_R + R_k (I_R + I_{kt}) = E_k;$$

$$I_R = I_{\theta 1} + \frac{R_\theta (I_{k1} + I_{\theta 1})}{R_\delta}.$$

Поскольку $I_{k_1} \gg I_{6_1}$; $R \gg R_k$, из последней системы уравнений можно получить

$$I_{6_1} = \frac{E_k - R_k I_{kt}}{R} - I_{k_1} \frac{R_9}{R} \left(1 + \frac{R}{R_6} \right).$$

Тогда условие насыщения триода T_1 при $(R_a + R_k) I_{kt} \ll E_k$ согласно (14.20) будет иметь следующий вид:

$$R \leq \frac{\beta R_6 R_k}{R_6 + \beta R_9}. \quad (14.21)$$

14.4. СИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С НЕЛИНЕЙНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Для устранения вредного влияния эффекта насыщения используются триггеры с нелинейной обратной связью [34]. На рис. 14.3 представлена схема одного из

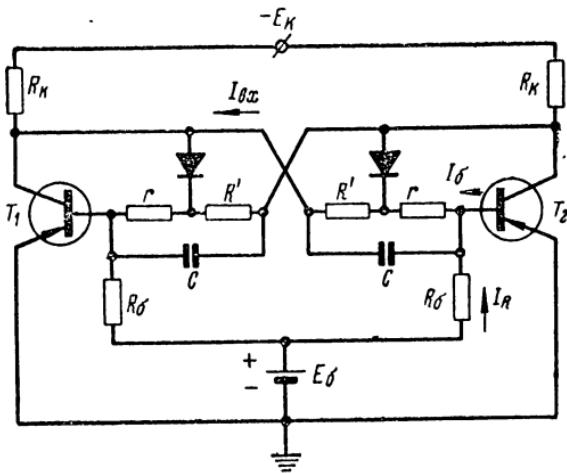


Рис. 14.3. Принципиальная схема триггера с нелинейной обратной связью.

«ненасыщенных» триггеров с нелинейной обратной связью. Насыщение триода, например T_2 , в этом триггере исключается следующим образом. При малом входном токе $I_{вх}$, обусловленном запиранием триода T_1 , напряжение на сопротивлении r мало и фиксирующий диод закрыт. При увеличении входного тока отпирающегося триода напряжение на сопротивлении r увеличивается, увеличивается и ток коллектора триода. Наконец, при

каком-то значении входного тока $I_{\text{вх}}$ (рис. 14.3) напряжение $U_{\text{кб}}$ на участке коллектор — база открытого триода T_1 уменьшится настолько, что диод откроется. Нарастание базового тока триода резко замедлится, так как увеличение тока $I_{\text{вх}}$ теперь в основном будет обеспечиваться ответвляющимся в цепь открытого диода током коллектора. Рост тока и потенциала коллектора при этом практически прекращается.

Вместе с этим после отпирания диода будет действовать отрицательная обратная связь с коллектора отпираемого триода на его базу, осуществляя через сопротивление r .

Перейдем к определению сопротивления r .

В момент, предшествующий отпиранию диода, выполняется условие $rI_{\text{вх}} = U_{\text{кб}}$, откуда

$$I_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{кб}}}{r} = I_b + I_{R_b} = I_b + \frac{E_b}{R_b}. \quad (14.22)$$

Для того чтобы исключить насыщение, необходимо задаться $U_{\text{кб}} = (0,75 \div 1) \text{ в}$. Для лучшего использования напряжения источника питания параметры схемы необходимо рассчитать так, чтобы открытый триод был на грани насыщения. В этом случае

$$I_b = \frac{I_k}{\beta} = \frac{E_k}{\beta R_k}.$$

Тогда согласно (14.22) получим следующее условие, при выполнении которого исключается насыщение:

$$r = \frac{\beta R_k R_b U_{\text{кб}}}{E_k \cdot R_b + \beta R_k E_b}. \quad (14.23)$$

Сопротивление R' определяется с помощью формулы

$$R' = R - r, \quad (14.24)$$

где R рассчитывается согласно (14.8) при исключенном знаке неравенства.

14.5. СИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР СО ВСТРОЕННЫМИ ЭМИТЕРНЫМИ ПОВТОРИТЕЛЯМИ

Максимальную частоту переключения и нагрузочную способность триггера можно существенно увеличить применением эмиттерных повторителей (рис. 14.4).

Связь коллекторов триодов T_1 и T_2 собственно триггера с базами соответствующих триодов в этом случае осуществляется с помощью эмиттерных повторителей. Поскольку эмиттерные повторители дают возможность осуществить согласование сравнительно больших выходных с малыми входными сопротивлениями усилителей триггера, коэффициент усиления в цепи положительной обратной связи увеличивается, процесс регенерации значительно ускоряется. Малое выходное сопротивление эмиттерного повторителя приводит к увеличению начального базового тока насыщаемого триода собственно триггера. Длительность фронта $t_{\text{фо}}$ при отпирании существенно уменьшается.

Заряд конденсаторов связи C при наличии эмиттерных повторителей происходит не через сопротивление R_k , а через эмиттерный повторитель, имеющий малое выходное сопротивление. Постоянная времени цепи заряда при этом резко уменьшается, вызывая резкое уменьшение длительности спада импульса $t_{\text{сп}}$ при запирании.

Эмиттерные повторители вместе с этим намного увеличивают нагрузочную способность триггера, если нагрузку триггера приключать к эмиттерам триодов T_3 и T_4 эмиттерных повторителей. Интересно отметить, что насыщения триодов эмиттерных повторителей не происходит. Объясняется это тем, что напряжение на участке коллектор — база открытого триода не может быть равным нулю и тем более положительным, так как оно равно напряжению на коллекторном сопротивлении, обусловленному протеканием по нему базового тока.

Триггер с эмиттерными повторителями мало критичен к параметрам схемы и триодов и поэтому, несмотря на то, что содержит большее число триодов и деталей,

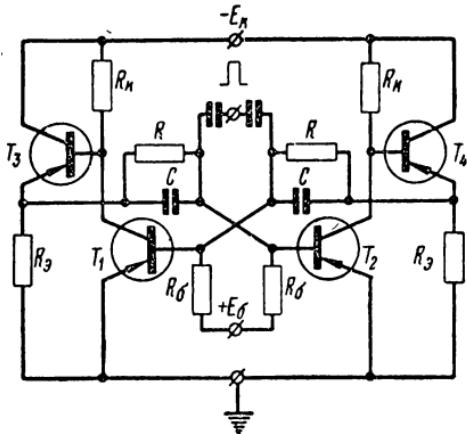


Рис. 14.4. Принципиальная схема триггера со встроенными эмиттерными повторителями.

оказывается более надежным, чем обычный триггер (рис. 14.1,*a*), и может иметь максимальную частоту переключения в 1,5—1,75 раза большую, чем у обычного триггера.

Определим условия, при которых обеспечивается надежное запирание одного и насыщение другого триода собственно триггера. Для этого определим сначала максимальное напряжение на выходе эмиттерного повторителя. Поскольку его триод не насыщается, можно записать

$$U_{\text{э макс}} = R_{\text{э макс}} I_{\text{э макс}}, \quad (14.25)$$

где максимальный ток эмиттера можно определить из следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} R_{\text{э}} I_{\text{э макс}} + R_{\text{k}} I_{\text{б макс}} &= E_{\text{k}}; \\ I_{\text{э макс}} &= (\beta + 1) I_{\text{б макс}}. \end{aligned} \right\} \quad (14.26)$$

Напряжением на участке база — эмиттер триода ввиду его малости пренебрегаем.

Подставив полученное из системы уравнений (14.26) значение $I_{\text{э макс}}$ в (14.25), получим

$$U_{\text{э макс}} = E_{\text{k}} \frac{(\beta + 1) R_{\text{э}}}{(\beta + 1) R_{\text{э}} + R_{\text{k}}}. \quad (14.27)$$

Если учесть, что ток коллектора открытого триода практически равен $E_{\text{k}}/R_{\text{k}}$, а ток базы его $U_{\text{э макс}}/R$, получим следующее условие насыщения триода:

$$\frac{U_{\text{э макс}}}{R} \geq \frac{E_{\text{k}}}{\beta R_{\text{k}}},$$

откуда согласно (14.27) имеем

$$R \leq \beta R_{\text{k}} \frac{(\beta + 1) R_{\text{э}}}{(\beta + 1) R_{\text{э}} + R_{\text{k}}}. \quad (14.28)$$

Минимальное напряжение на выходе эмиттерного повторителя практически равно нулю. Поэтому условие запирания триода, выражаемое формулой (14.4), применимо и в случае рассматриваемого триггера.

14.6. МЕТОДЫ ЗАПУСКА СИММЕТРИЧНЫХ ТРИГГЕРОВ

Полупроводниковые симметричные триггеры могут работать в режиме раздельных входов и в пересчетном режиме.

В первом случае опрокидывания триггера осуществляются запускающими импульсами одной полярности, подаваемыми поочередно на базу каждого из триодов, или импульсами чередующейся полярности, действующими только на базе одного триода.

В пересчетном режиме запускающие импульсы одной полярности подаются одновременно на базы обоих триодов.

Наиболее широкое применение нашли диодные схемы запуска триггеров. Рассмотрим некоторые методы запуска триггера, работающего в пересчетном режиме. На рис. 14.5 представлены две схемы запуска триггера с помощью импульсов, подаваемых на коллекторы, а с них через цепи связи — на базы триодов триггера. В зависимости от полярности включения диодов импульсы должны иметь положительную (рис. 14.5,а) или отрицательную (рис. 14.5,б) полярность.

Рассмотрим процессы, происходящие при запуске триггера импульсами положительной полярности (рис. 14.5,а). Пусть триод T_1 открыт, а триод T_2 закрыт. В этом случае при отсутствии запускающего импульса оба диода будут закрыты. Однако запирающее напряжение на диоде D_1 будет небольшим и практически равным напряжению на коллекторном сопротивлении закрытого триода T_2 . Напряжение на сопротивлении R_p при этом полагаем равным нулю. Диод D_2 заперт напряжением, близким к E_k , так как потенциал его катода, равный потенциалу коллектора открытого триода T_1 , практически равен нулю.

При воздействии запускающего импульса с амплитудой, существенно меньшей величины E_k и большей, чем напряжение на коллекторном сопротивлении триода T_2 , произойдет отпирание диода D_1 . Импульс запуска положительной полярности попадет только на коллектор закрытого, а через цепь связи RC — на базу открытого триодов. Открытый триод будет запираться, вызывая опрокидывание триггера. Отпирание триода T_2 и повышение потенциала его коллектора приведут к запиранию диода D_1 . Таким образом, происходит отключение гене-

ратора импульсов запуска и сводится к нулю его влияние на работу триггера. Благодаря применению диодов в цепи запуска исключается одновременное воздействие

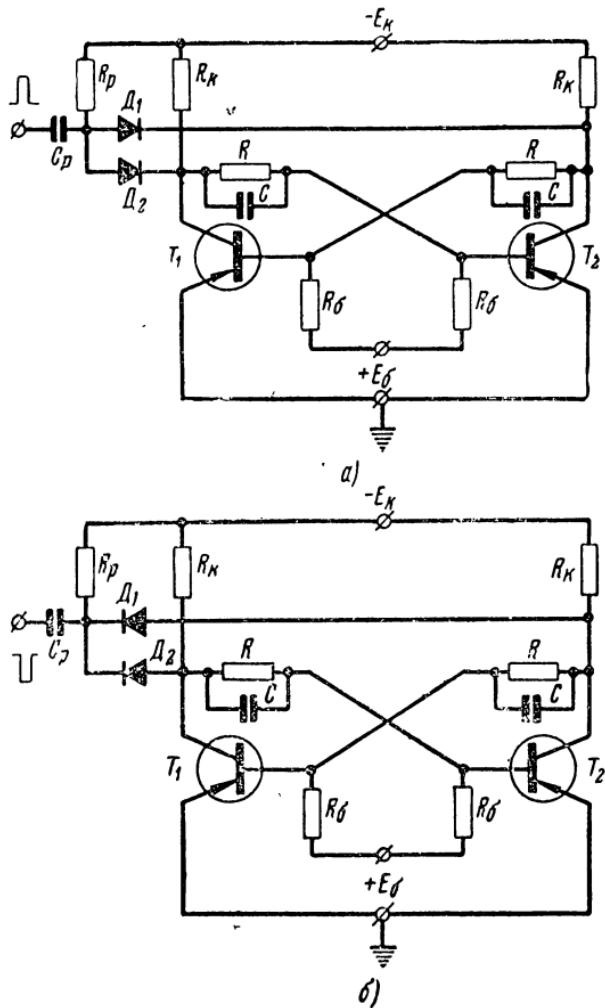


Рис. 14.5. Схемы коллекторного запуска триггера:

a — импульсами положительной полярности; *b* — импульсами отрицательной полярности.

импульсов на оба триода, вызывающее уменьшение скорости опрокидывания, а иногда и ненадежный запуск триггера. Так, при отсутствии диодов импульс запуска действовал бы одновременно на базах обоих триодов. Открытый триод при этом должен запираться и вызы-
460

вать отпирание закрытого триода. Наличие импульса положительной полярности на базе закрытого триода препятствовало бы опрокидыванию триггера.

Запуск импульсами отрицательной полярности (рис. 14.5,б) происходит несколько иначе. Пусть триод T_1 открыт, а T_2 закрыт. При отсутствии пусковых импульсов диод D_2 открыт. Потенциалы катодов обоих диодов практически равны нулю. Потенциал анода диода D_1 близок к $-E_k$. Диод D_1 при этом закрыт и находится под напряжением, близким по величине к E_k . При воздействии импульса с амплитудой, много меньшей E_k , диод D_1 не открывается. Импульс запуска отрицательной полярности поступает только на коллектор открытого, а с него — на базу закрытого триодов, вызывая надежное срабатывание триггера.

В том случае, когда необходимо исключить попадание импульсов запуска одного триггера непосредственно на вход последующего триггера, связанного с коллекторами триодов предыдущего триггера, применяется базовая схема запуска триггера (рис. 14.6,а).

Пусть триод T_1 открыт, а триод T_2 закрыт. При отсутствии пусковых импульсов оба диода закрыты напряжением смещения E , превышающим по величине потенциал базы закрытого триода T_2 .

Напряжение U_{c2} конденсатора C_2 при этом близко к E_k , а напряжение U_{c1} конденсатора C_1 почти равно нулю. Пусковой импульс положительной полярности запирает триод T_1 , вызывая отпирание триода T_2 . Постоянная времени разряда и заряда конденсаторов, как было установлено выше, много больше времени опрокидывания триггера и конденсатор в процессе опрокидывания имеет почти нулевое переходное сопротивление.

Поэтому после окончания кратковременного импульса запуска напряжения на конденсаторах $C_{1,2}$ будут практически такими, какими они были до запуска. Это обстоятельство предопределяет роль конденсаторов $C_{1,2}$. В самом деле, после окончания импульса ток базы триода T_2 имеет величину

$$I_{b_2} = \frac{E_k - U_{c_1}}{R_k} \approx \frac{E_k}{R_k},$$

а ток базы триода T_1 равен

$$I_{b_1} \approx \frac{E_k - U_{c_2}}{R_k} \approx 0.$$

Благодаря этому после окончания пускового импульса происходит резкий переход триода T_2 в открытое, а триода T_1 в закрытое состояние. Диод D служит для

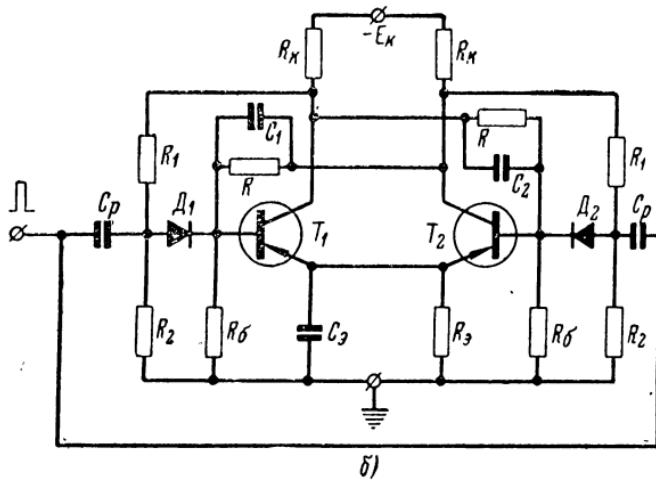
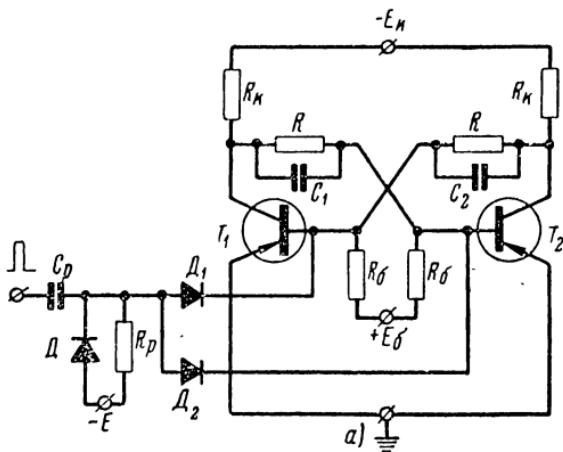


Рис. 14.6. Схемы базового запуска триггера:
а — с источником смещения; б — с делителем коллекторного напряжения.

устранения напряжения дополнительного смещения на сопротивлении R за счет разряда конденсатора C . Открываясь, он обеспечивает быстрый разряд конденсатора C . Рассмотренный выше метод запуска триггера импульсами, подаваемыми на базу триодов (рис. 14.6, а), имеет следующие недостатки. Во-первых, его реализация возможна только при наличии дополнительного источни-
462

ка напряжения запирания E . Во-вторых, запускающий импульс положительной полярности воздействует не только на базу открытого, но и на базу закрытого триодов, что препятствует развитию процесса опрокидывания.

Этих недостатков лишена схема запуска, представленная на рис. 14.6,б. При отсутствии импульсов запуска и открытом, например, триоде T_1 и закрытом триоде T_2 диод D_1 находится в открытом, а диод D_2 — в закрытом состоянии. Очередной запускающий импульс положительной полярности с амплитудой, меньшей напряжения, запирающего диод D_2 , в этом случае будет проходить только через диод D_1 , воздействуя только на базу открытого триода. Запуск триггера по этой причине будет более надежным, чем в предыдущем случае.

Сопротивления делителей $R_1 R_2$ можно рассчитывать, исходя из следующих соображений. Чтобы исключить влияние делителя $R_1 R_2$ на работу триггера, необходимо выполнить условия $R_1 \gg R_k$, $R_1 \gg R$. Если амплитуду импульсов запуска обозначить через U_3 , то для того чтобы закрытый диод при воздействии импульса запуска не отпирался, следует выполнить неравенство

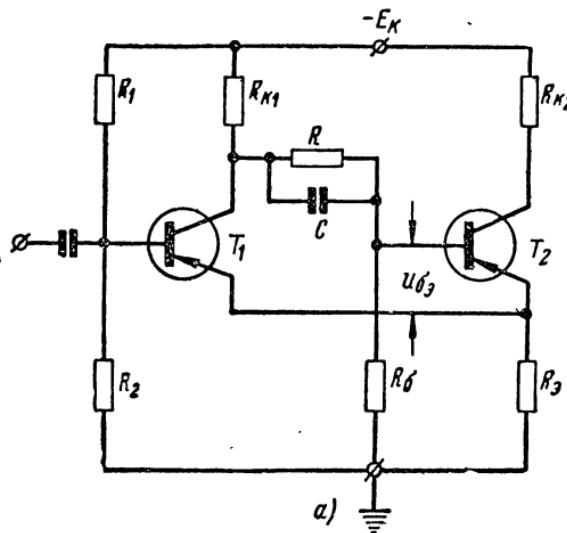
$$\frac{E_k \cdot R_2}{R_t + R_2} \geqslant U_3. \quad (14.29)$$

Соображения по выбору длительности и амплитуды запускающих импульсов остаются в основном такими же, как и в случае заторможенных мультивибраторов.

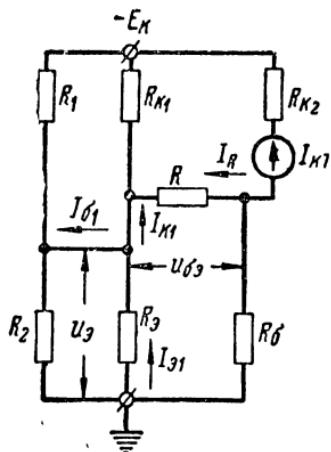
14.7. НЕСИММЕТРИЧНЫЙ ТРИГГЕР С ЭМИТТЕРНОЙ СВЯЗЬЮ

Триггер на плоскостных триодах с эмиттерной связью (рис. 14.7,а) является аналогом несимметричного лампового триггера с катодной связью. Онходит широкое применение в качестве преобразователя сравнительно медленно меняющегося напряжения произвольной формы (чаще всего синусоидальной) в напряжение прямоугольной формы и в качестве дискриминатора (различителя) амплитуд. Триггер с эмиттерной связью имеет два устойчивых состояния. Перевод его из одного устойчивого состояния равновесия в другое можно осуществить с помощью пусковых импульсов чередующейся полярности, обычно подаваемых на базу триода T_1 .

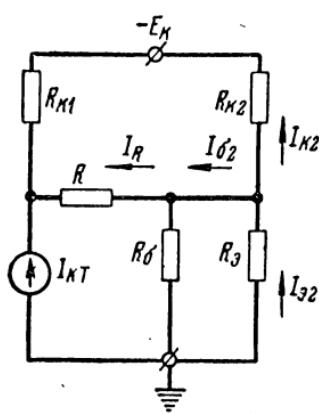
Определим условия, при которых триггер будет иметь два устойчивых состояния.



a)



b)



c)

Рис. 14.7. Несимметричный триггер:

а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема при открытом триоде T₁; в — эквивалентная схема при закрытом триоде T₁.

Пусть триод T₁ открыт, а T₂ закрыт. Согласно эквивалентной схеме триггера (рис. 14.7,б), находящегося в принятом нами исходном состоянии, имеем

$$\left. \begin{aligned} u_{03} &= u_{02} - u_3 = RI_R; \\ u_3 &= -R_3 I_{s1} \approx -R_3 I_{k1} \approx -R_3 \frac{E_K}{R_K + R_3}; \\ R_6 (I_R + I_{KT}) + RI_R &= R_6 I_{k1}. \end{aligned} \right\} \quad (14.30)$$

Решая систему уравнений (14.30) относительно величины $u_{63} = RI_R$, имеем

$$u_{63} = \frac{E_K R_3 - R_6 (R_3 + R_{K_1}) I_{K_T}}{(R_3 + R_{K_1})(R_6 + R)},$$

откуда получаем следующее условие надежного запирания триода T_2 при максимальной температуре t° макс:

$$\frac{E_K R_3 - R_6 (R_3 + R_{K_1}) I_{K_T \text{ макс}}}{(R_3 + R_{K_1})(R_6 + R)} \geq 0, \quad (14.31)$$

где $I_{K_T \text{ макс}}$ — тепловой ток триода при $t = t^{\circ}_{\text{макс}}$.

Для обеспечения насыщенного состояния триода T_1 необходимо, чтобы делитель $R_1 R_2$ обеспечивал ток

$$I_{61} = \frac{I_{K_1}}{\beta_1} = \frac{E_K}{\beta_1 (R_{K_1} + R_3)}.$$

Такое значение ток базы триода T_1 будет иметь при выполнении условия

$$R_1 = \frac{\beta_1 R_2 R_{K_1}}{\beta_1 R_3 + R_2}. \quad (14.32)$$

Надежное закрытое состояние триода T_1 при максимальной температуре будет обеспечиваться при выполнении условия

$$R_3 I_{K_2} \geq E_K \frac{R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} I_{K_T \text{ макс}}$$

или с учетом равенства $I_{K_2} = E_K / R_{K_2} + R_3$ при

$$R_2 \leq \frac{R_3 R_1 E_K}{E_K R_{K_2} + R_1 (R_{K_2} + R_3) I_{K_T \text{ макс}}},$$

откуда, подставляя значение R_1 , из (14.32) получаем

$$R_2 \leq \frac{\beta_1 R_3 R_{K_1} E_K}{E_K R_{K_2} + \beta_1 R_{K_1} (R_{K_2} + R_3) I_{K_T \text{ макс}}}. \quad (14.33)$$

В том случае, когда триггер управляет не импульсами, а медленно меняющимся напряжением, необходимо

мости в делителе R_1R_2 нет. При отсутствии последнего генератор управляющего (чаще всего преобразуемого) напряжения должен обеспечивать насыщение и запирание триода T_1 .

Условие насыщения триода T_2 можно найти с помощью рис. 14.7,в. Согласно этому рисунку имеем

$$R_3I_{\vartheta_2} + RI_R + R_{K_1}(I_R + I_{KT}) = E_K;$$

$$I_R = I_{\vartheta_2} + \frac{R_3I_{\vartheta_2}}{R_6}.$$

Решая последнюю систему уравнений относительно I_{ϑ_2} при

$$I_{\vartheta_2} \approx I_{K_2} \approx \frac{E_K}{R_{K_2} + R_3},$$

получаем

$$I_{\vartheta_2} = \frac{E_K}{R + R_{K_1}} \cdot \frac{R_{K_2}R_6 - RR_3 - R_{K_1}R_3 - \frac{R_{K_1}R_6(R_3 + R_{K_2})I_{KT}}{E_K}}{R_6(R_3 + R_{K_2})}$$

или при $R \gg R_{K_1}$

$$I_{\vartheta_2} = \frac{E_K R_{K_2} R_6 - E_K R \cdot R_3 - R_{K_1} R_6 (R_3 + R_{K_2}) I_{KT}}{R \cdot R_6 (R_3 + R_{K_2})}.$$

Для обеспечения насыщенного режима триода T_2 необходимо выполнить условие

$$I_{\vartheta_2} \geq \frac{I_{K_2}}{\beta_2} = \frac{E_K}{\beta_2 (R_3 + R_{K_2})},$$

откуда после подстановки значения I_{ϑ_2} получаем

$$R \leq \beta_2 R_6 \frac{E_K \cdot R_{K_2} - R_{K_1} (R_3 + R_{K_2}) I_{KT \text{ макс}}}{E_K (R_6 + \beta_2 R_3)}. \quad (14.34)$$

Емкость конденсатора C имеет примерно такую же величину, как и в случае симметричного триггера. Сопротивление R_5 для устранения дополнительного напря-

жения смеcения, как и в случае симметричного триггера, рассчитывается с помощью формулы

$$(2 \div 3) R_6 C \leq t_{\min}, \quad (14.35)$$

где t_{\min} — минимальное время нахождения триггера в одном из устойчивых состояний равновесия.

Амплитуда импульса на коллекторе триода T_2 равна

$$U_m = E_K \left(1 - \frac{R_9}{R_9 + R_{K_2}} \right) = E_K \frac{R_{K_2}}{R_9 + R_{K_2}}.$$

Нагрузка триггера обычно приключается к коллектору второго триода, не связанного непосредственно с цепью положительной обратной связи триггера, поэтому влияние нагрузки на процессы в триггере практически исключено. Длительность спада импульсов на коллекторе триода T_2 при его запирании из-за отсутствия в цепи коллектора емкости связи обычно меньше длительности спада $t_{\text{сп}}$ импульсов симметричного мультивибратора и определяется, в основном, временем запирания (см. 12.19).

Несмотря на указанные выше достоинства, триггер с эмиттерной связью из-за принципиальной асимметрии не может быть использован в качестве пересчетной ячейки.

При работе несимметричного триггера в режиме различителя амплитуд существенное значение имеет стабильность таких его показателей, как напряжение срабатывания $u_{\text{ср}}$, при котором происходит отпирание триода T_1 и запирание триода T_2 , и напряжение отпускания $u_{\text{отп}}$, при котором триод T_1 возвращается в закрытое, а триод T_2 — в открытое состояние.

Экспериментально установлено [63], что напряжения $u_{\text{ср}}$ и $u_{\text{отп}}$ для германиевых триодов сильно зависят от температуры (рис. 14.8). Одним из способов термостаби-

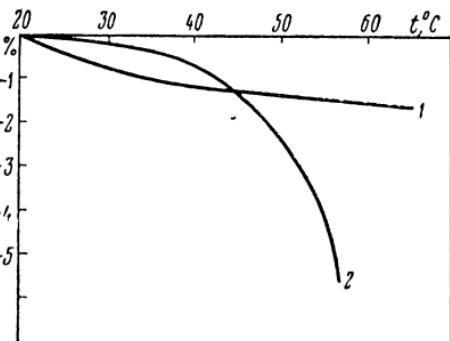


Рис. 14.8. Графики зависимости относительной нестабильности напряжений отпускания (1) и срабатывания (2) от температуры.

лизации является включение параллельно сопротивлению R_1 элемента, например полупроводникового диода, с отрицательным температурным коэффициентом.

14.8. РАСЧЕТ ТРИГГЕРОВ

Перейдем к расчету рассмотренных выше триггеров. Исходными данными при расчете триггеров обычно являются амплитуда импульсов U_m и максимальная частота переключения триггера.

Прежде чем приступить к непосредственному расчету симметричных триггеров, необходимо рассчитать напряжение коллекторного источника и выбрать схему триггера и триоды.

Напряжение источника коллекторного питания рассчитывается по формуле $E_k = kU_m$, где $k = 1,1 \div 1,2$ для триггеров с батареей смещения E_b и $k = 1,3 \div 1,4$ для триггера с автоматическим смещением.

Выбор схемы триггера и транзисторов производится исходя из следующих соображений. Следует помнить, что предельно допустимое коллекторное напряжение триодов должно быть почти в два раза больше напряжения E_k , так как напряжение на участке коллектор — база закрытого триода из-за наличия емкостей C после опрокидывания триггера примерно равно $2E_k$.

При выборе триодов и схемы триггера необходимо иметь в виду, что «насыщенные» триггеры (рис. 14.1,*a* и 14.2,*a*) имеют предельно достижимую частоту переключения при общем (пересчетном) входе порядка $(0,50 \div 0,75)f_a$, при раздельном входе $(0,75 \div 1)f_a$.

«Ненасыщенный» триггер (рис. 14.3) имеет максимальную частоту на 25—30% больше частоты «насыщенных» триггеров. Применение встроенных эмиттерных повторителей дает возможность увеличить частоту переключения на (50—75)%.

Следует иметь в виду, что приключение к триггеру низкоомной нагрузки может привести к нарушению условий, при которых триггер имеет два устойчивых состояния равновесия. Для этого в случае нагрузки с малым сопротивлением необходимо использовать триггер со встроенными эмиттерными повторителями.

Симметричный триггер с коллекторно-базовыми связями (рис. 14.1,*a*) рассчитывается в следующем порядке.

1. Выбирается напряжение источника коллекторного питания $E_k = (1,1 \div 1,2) U_m$.

2. Выбираются типы триодов. Они должны иметь допустимое коллекторное напряжение $E_{k\text{ доп}} \approx 2E_k$ и предельную частоту f_α , в несколько (2–3) раз большую заданной частоты переключения.

3. Выбираются сопротивления R_k . Для уменьшения времени опрокидывания их нужно брать возможно меньшими, но такими, чтобы выполнялось условие

$$E_k/R_k \leq I_{k\text{ доп}},$$

где $I_{k\text{ доп}}$ — допустимый ток коллектора триода в ключевом режиме.

Обычно $R_k = (1 \div 5)$ ком.

4. Рассчитывается согласно (14.8) величина сопротивления R .

5. Определяется согласно (14.16) или (14.17) емкость конденсаторов связи C .

6. Определяется с помощью (14.18) сопротивление R_b .

7. Рассчитывается по формуле (14.4) величина запирающего напряжения E_b .

8. Производится выбор амплитуды и длительности пусковых импульсов.

Рассмотрим пример расчета триггера с общим входом. Пусть амплитуда импульсов $U_m \geq 12$ в, частота переключения $F = 400$ кГц, максимальная температура $t_{\text{макс}} = 70^\circ\text{C}$.

Порядок расчета следующий.

а) Рассчитываем напряжение $E_k \geq 1,2 \cdot 12 \approx 15$ в.

б) Выбираем триоды типа П14, имеющие следующие параметры: $E_{k\text{ доп}} = 30$ в; $I_{k\text{ т}} \leq 15$ мА; $\beta \geq 19$; $f_\alpha \geq 1$ МГц.

в) Выбираем $R_{k_1} = R_{k_2} = 2$ ком.

г) Определяем согласно (14.8) сопротивление связи

$$R \leq \frac{19 \cdot 2 \left(\frac{70-20}{10} \right)}{15 + 19 \cdot 2 \cdot 0,48} \approx 16 \text{ ком.}$$

Принимаем $R = 12$ ком.

д) Находим по формуле (14.17) емкость конденсатора

$$C = \frac{3\tau_\alpha}{R_k} = \frac{3}{2\pi f_\alpha R_k} = \frac{3}{2\pi \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 2,4 \cdot 10^{-10} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 240 \text{ нФ}$.

е) Рассчитываем с помощью формулы (14.18) сопротивление

$$R_6 \leq \frac{T_{\min}}{(2 \div 3)C} = \frac{1}{(2 \div 3) \cdot 240 \cdot 10^{-12} \cdot 400 \cdot 10^3} \approx \frac{10^4}{2 \div 3} \text{ Ом.}$$

Принимаем $R_6 = 5 \text{ ком.}$

ж) Определяем по формуле (14.4) напряжение

$$E_6 \geq 5 \cdot 10^3 \cdot 0,48 \cdot 10^{-3} = 2,4 \text{ в.}$$

Принимаем $E_6 = 2,5 \text{ в.}$

з) Выбираем амплитуду запускающих импульсов $U_{mz} = 5 \text{ в}$ и длительность $t_{из} = 1 \text{ мксек.}$

Расчет симметричного триггера с автоматическим смещением производится в следующем порядке.

1. Определяется напряжение источника коллекторного питания $E_k = (1,3 \div 1,4) U_m$.

2. Выбираются триоды.

3. Выбираются сопротивления R_k и рассчитываются емкости конденсаторов C .

4. Рассчитываются согласно формуле

$$R_6 \leq \frac{T_{\min}}{(2 \div 3)C}$$

базовые сопротивления.

5. Определяется с помощью (14.19) эмиттерное сопротивление R_α .

6. Рассчитываются с помощью (14.21) сопротивления связи R .

7. Выбирается емкость эмиттерного конденсатора C_α .

Пример расчета триггера с раздельным входом и с автоматическим смещением при тех же, что и в предыдущем примере исходных данных.

а) Находим напряжение источника питания $E_k = 1,3 \cdot 12 \approx 16 \text{ в.}$

б) Выбираем триоды типа П14.

в) Задаемся сопротивлениями $R_{k1} = R_{k2} = 2 \text{ ком.}$

г) Рассчитываем по формуле (14.16) емкость конденсаторов связи

$$C = \frac{1,5 \tau_\alpha}{R_k} = \frac{1,5}{2\pi f_\alpha R_k} = \frac{1,5}{2\pi \cdot 10^6 \cdot 2 \cdot 10^3} \approx 1,2 \cdot 10^{-10} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 120 \text{ пф.}$

д) Находим сопротивление

$$R_6 \leq \frac{T_{\text{мин}}}{(2 \div 3) C} = \frac{1}{(2 \div 3) \cdot 120 \cdot 10^{-12} \cdot 400 \cdot 10^3} \approx \frac{2 \cdot 10^4}{2 \div 3} \text{ ом.}$$

Принимаем $R_6 = 6,8 \text{ ком.}$

е) Определяем с помощью формулы (14.19) эмиттерное сопротивление

$$R_9 > \frac{6,8 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 10^3 \cdot 0,48 \cdot 10^3}{16 - 6,8 \cdot 10^3 \cdot 0,48 \cdot 10^3} \approx 530 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_9 = 560 \text{ ом.}$

ж) Рассчитываем по формуле (14.21) сопротивление связи

$$R \leq \frac{19 \cdot 6,8 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 10^3}{6,8 \cdot 10^3 + 19 \cdot 0,56 \cdot 10^3} = 14,8 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R = 10 \text{ ком.}$

з) Выбираем емкость эмиттерного конденсатора

$$C_9 = 5100 \text{ пф.}$$

Особенность расчета не насыщенного триггера (рис. 14.3) заключается в том, что сопротивление R рассчитывается с помощью формулы (14.8) при исключенном знаке неравенства. Сопротивление r при этом рассчитывается по формуле (14.23) при $U_{\text{кб}} = (0,75 \div 1)v$, а сопротивление R' — по формуле (14.24). В качестве фиксирующих диодов необходимо использовать точечные диоды с высокими частотными свойствами и малым сопротивлением в открытом состоянии.

Триггер со встроенными эмиттерными повторителями (рис. 14.4) рассчитывается в том же порядке, что и обычный триггер (рис. 14.1,а). Особенность его расчета заключается в том, что сопротивления R необходимо определять по формуле (14.28), а эмиттерные сопротивления повторителей выбирать минимальными с тем, чтобы частотная характеристика усилителя была возможно лучшей, а ток коллектора не больше предельно допустимого. Обычно $R_9 = (3 \div 5) \text{ ком.}$

Расчет несимметричного триггера с эмиттерной связью производится в следующем порядке.

1. Рассчитывается напряжение источника коллекторного питания $E_k = (1,1 \div 1,2)U_m + U_0$, где $U_0 = (1 \div 4) \text{ в}$.

2. Выбираются триоды.

3. Выбираются сопротивления R_{k1} и R_{k2} . Коллекторное сопротивление триода T_2 выбирается из условия

$$\frac{E_k}{R_{k2} + R_0} \leq I_{k\text{ доп}},$$

где $R_0 = (0,3 \div 0,5) \text{ ком}$.

При наличии делителя R_1R_2 потенциал базы триода T_1 при опрокидывании триггера будет изменяться незначительно. Для обеспечения двух устойчивых состояний сопротивление R_{k1} необходимо брать в два-три раза больше сопротивления R_{k2} . Обычно $R_{k2} = (1 \div 3) \text{ ком}$, $R_{k1} = (3 \div 5) \text{ ком}$.

4. Рассчитывается, как и в случае симметричного триггера, емкость форссирующего конденсатора C .

5. Определяется базовое сопротивление

$$R_0 \leq \frac{t_{\text{мин}}}{(2 \div 3) C}.$$

6. Рассчитывается эмиттерное сопротивление

$$R_0 = \frac{E_k - U_m}{U_m} R_{k2}.$$

7. Определяется согласно (14.34) сопротивление связи R .

8. Рассчитываются согласно (14.33) сопротивление делигеля R_2 и с помощью (14.32) сопротивление R_1 .

Пример расчета несимметричного триггера с эмиттерной связью (рис. 14.7, а). Исходные данные: амплитуда импульсов $U_m \geq 12 \text{ в}$; период запускающих импульсов с чередующейся полярностью $T = 5 \text{ мксек}$ и $t_{\text{ макс}} \leq +70^\circ \text{ С}$.

Расчет ведем в следующем порядке.

а) Находим $E_k = (1,1 \div 1,2)12 + 3 \approx 15 \text{ в}$.

б) Выбираем триоды типа П14.

в) Выбираем $R_{k2} = 2 \text{ ком}$; $R_{k1} = 5 \text{ ком}$.

г) Рассчитываем емкость конденсатора связи

$$C \approx \frac{3\tau_a}{R_{k1}} = \frac{3}{2\pi f_a R_{k1}} = \frac{3}{2\pi \cdot 10^6 \cdot 5 \cdot 10^3} \approx 10^{-10} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 100 \text{ нФ}$.

д) Находим

$$R_6 \leq \frac{T}{(2 \div 3)C} = \frac{5 \cdot 10^{-6}}{(2 \div 3) \cdot 200 \cdot 10^{-12}} = \frac{5 \cdot 10^4}{2 \div 3} \text{ ом.}$$

Принимаем $R_6 = 15 \text{ кОм}$.

е) Определяем

$$R_9 = \frac{E_k - U_m}{U_m} R_{k_2} = \frac{15 - 12}{12} 2 \cdot 10^3 = 500 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_9 = 510 \text{ ом}$.

ж) Находим сопротивление связи

$$R \leq 19 \cdot 15 \cdot 10^3 \frac{15 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 10^3 - 5 \cdot 10^3 \cdot 2,51 \cdot 10^3 \cdot 0,48 \cdot 10^{-3}}{15(15 \cdot 10^3 + 19 \cdot 0,51 \cdot 10^3)} \approx \\ \approx 18 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R = 15 \text{ кОм}$.

з) Рассчитываем сопротивления делителя $R_1 R_2$

$$R_2 \leq \frac{19 \cdot 0,51 \cdot 5 \cdot 10^3 \cdot 15 \cdot 10^3}{15 \cdot 10^3 \cdot 2 \cdot 10^3 + 19 \cdot 5 \cdot 10^3 \cdot 2,51 \cdot 10^3 \cdot 0,48 \cdot 10^{-3}} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_2 = 5 \text{ кОм}$.

$$R_1 = \frac{19 \cdot 5 \cdot 10^3 \cdot 5 \cdot 10^3}{19 \cdot 0,51 \cdot 10^3 + 5 \cdot 10^3} \approx 34 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_1 = 33 \text{ кОм}$.

ГЛАВА 15

БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРЫ

15.1. КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ

Блокинг-генератор в схемном отношении представляет собой неинвертирующий трансформаторный усилитель, выход которого замкнут на вход. Он дает возможность получить по форме близкие к прямоугольным импульсы с амплитудой, по величине близкой к напряжению E_k источника коллекторного питания, а при наличии третьей повышающей обмотки трансформатора могут быть получены импульсы с амплитудой, в несколько раз большей напряжения E_k . Скважность импульсов блокинг-генератора изменяется в пределах от нескольких единиц до нескольких сотен, а иногда и тысяч. Минимальная длительность импульсов в случае применения диффузионных плоскостных триодов может быть около 1 мксек. Дрейфовые триоды позволяют получить импульсы с длительностью в несколько десятых и сотых долей микросекунды. Максимальная длительность импульсов зависит от индуктивности намагничивания трансформатора и может иметь величину около нескольких тысяч микросекунд.

Транзисторный блокинг-генератор может быть использован как генератор импульсов почти прямоугольной формы сравнительно большой мощности, как делитель частоты следования импульсов и как формирователь импульсов, имеющих небольшую (до 2—5) скважность. В последнем случае необходимо предпринять меры к ограничению максимальных значений токов триода в импульсе.

Процессы, происходящие в полупроводниковом блокинг-генераторе при генерировании импульсов, длительность которых в несколько раз больше времени жизни неосновных носителей, качественно аналогичны процессам, протекающим в ламповом блокинг-генераторе.

При длительностях импульсов, меньших времени жизни носителей и соизмеримых с ним, существенное влияние на процессы, развивающиеся в полупроводниковом блокинг-генераторе, оказывает процесс рассасывания избыточных носителей в базе триода, находящегося в режиме насыщения. Исключение этого режима работы триода в принципе возможно [42], однако не всегда желательно. При насыщении триода удается получить более стабильную амплитуду импульсов и увеличить коммутируемую триодом мощность в импульсе.

Поскольку коэффициент усиления усилителя с трансформатором зависит не только от параметров триода и сопротивления нагрузки, но и от коэффициента трансформации трансформатора, возможно построение блокинг-генераторов, в которых триоды включены не только по схеме с общим эмиттером, но и по схеме с общей базой и с общим коллектором.

В зависимости от схемы включения триода и места включения времязадающей цепи RC можно выполнить несколько вариантов блокинг-генераторов, существенно различающихся по своим показателям.

15.2. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР НА ТРИОДЕ С ОБЩИМ ЭМИТТЕРОМ

В блокинг-генераторе на триоде с общим эмиттером (рис. 15.1,*a*) осуществляется положительная обратная связь с коллектора на базу триода, а хронирующий (времязадающий) конденсатор C_b включен в цепь базы триода. Базовое сопротивление R_b с целью повышения стабильности частоты колебаний целесообразно включать, как показано на рис. 15.1,*a*, между базой триода и отрицательным полюсом базовой батареи. Рассматриваемый генератор по этой причине называют блокинг-генератором с отрицательным смещением.

Включение сопротивления R_k в принципе не обязательно. Оно целесообразно с точки зрения ограничения максимального значения тока коллектора при генерировании импульсов со сравнительно малой скважностью.

Включение сопротивления R_K ограничивает ток коллектора, облегчает тепловой режим работы триода и делает временные параметры импульсов менее зависимыми от напряжения источника питания E_K и от параметров триода. Сопротивление R_K уменьшает ток намагни-

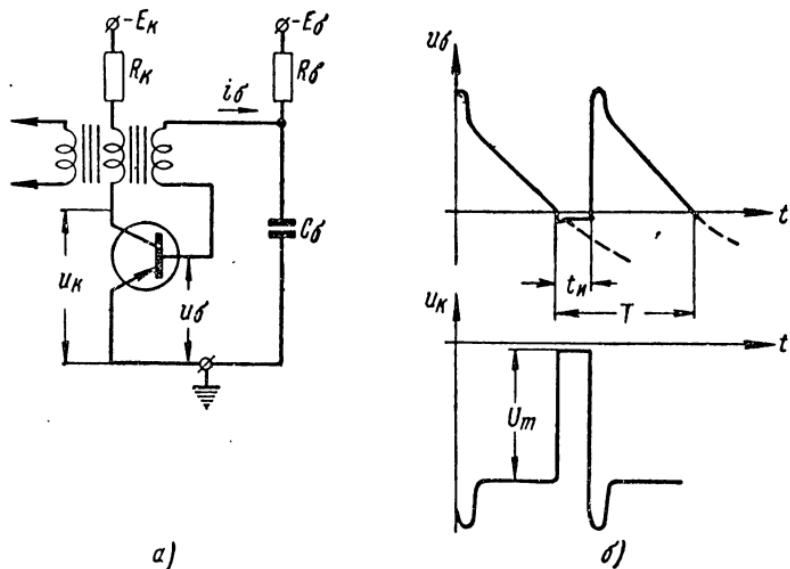


Рис. 15.1. Блокинг-генератор на триоде с общим эмиттером:
а — принципиальная схема; б — временные диаграммы напряжений.

чивания трансформатора, а следовательно, и послеимпульсный выброс напряжения на базе и коллекторе триода (рис. 15.1,б).

Кроме того, на сопротивлении R_K получается импульс почти прямоугольной формы без послеимпульсного апериодического всплеска.

При большой скважности импульсов, когда средняя рассеиваемая триодом мощность мала, сопротивление R_K для ограничения тока можно и не включать. В сравнительно мощном блокинг-генераторе его роль выполняет сопротивление коллекторной обмотки трансформатора.

Особенности полупроводникового блокинг-генератора заключаются в том, что длительности фронта и спада импульсов при использовании диффузионных триодов в основном определяются переходной характеристикой триода и мало зависят от параметров схемы.

При генерировании импульсов, длительность которых соизмерима с временем жизни носителей и меньше его, в блокинг-генераторах на транзисторах протекают процессы, обусловленные специфическими свойствами последних и не имеющие ничего общего с процессами, развивающимися в ламповых блокинг-генераторах. В самом деле, при малой емкости хронирующего конденсатора C_b и малом входном сопротивлении насыщенного триода происходит быстрый заряд конденсатора до напряжения, действующего на базовой обмотке трансформатора. Ток базы при этом практически падает до нуля, а трансформатор при отсутствии нагрузочной обмотки и шунтирующего сопротивления переходит в режим, близкий к режиму холостого хода. Ток коллектора триода, являясь теперь током намагничивания трансформатора, нарастает по закону экспоненты с постоянной времени, определяемой индуктивностью намагничивания трансформатора и сопротивлением в коллекторной цепи.

Триод при этом находится в режиме насыщения, время пребывания в котором определяется в основном скоростью увеличения тока коллектора и процессом рекомбинации. В результате действия двух последних факторов происходит рассасывание избыточных носителей в базе триода и выход его из режима насыщения. После восстановления триодом усилительных свойств заканчивается формирование вершины импульса на коллекторе триода и начинается лавинообразный процесс, приводящий к запиранию триода.

Таким образом, определение длительности импульса в этом случае сводится к нахождению времени, зависящего в основном от внешних параметров схемы и необходимого для заряда конденсатора до напряжения, действующего на базовой обмотке, и времени, в течение которого происходит рассасывание избыточного базового заряда. Эта задача оказывается весьма сложной и до сих пор не нашла практически удовлетворительного решения. В этом случае можно было бы воспользоваться методом заряда [1]. Однако применение его ограничивается тем, что при малых длительностях импульсов ток коллектора изменяется весьма быстро и поэтому решение [41] оказывается достаточно приближенным. К тому же приближенные выражения для длительности импульса в этом случае оказываются трансцендентными и

в связи с этим мало приемлемыми для инженерной практики.

Формула для определения длительности импульсов около двух-трех времен жизни и больше может быть получена в результате анализа эквивалент-

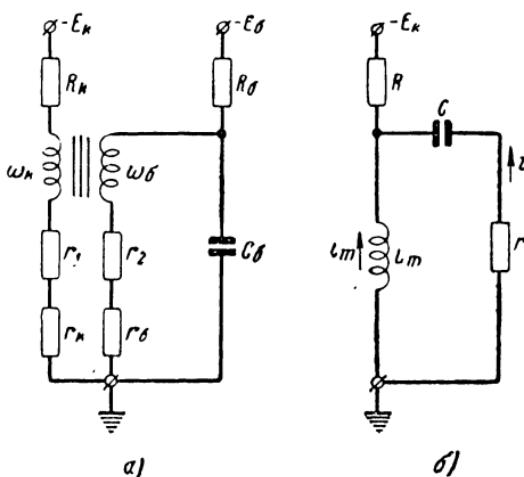


Рис. 15.2. Эквивалентные схемы блокинг-генератора при насыщении триода:

a — до пересчета элементов базовой цепи в цепь коллектора; *b* — после приведения элементов базовой цепи к коллекторной обмотке трансформатора.

ной схемы блокинг-генератора (рис. 15.2,*a*), справедливой в течение стадии формирования вершины импульса, когда триод насыщен. Здесь приняты следующие обозначения: r_1 и r_2 — активные сопротивления первичной (коллекторной) и вторичной (базовой) обмоток соответственно; r_k и r_b — сопротивления участков коллектор — эмиттер и база — эмиттер насыщенного триода. Инерционность триода, паразитные емкости схемы, индуктивность рассеяния трансформатора и потери на вихревые токи в трансформаторе ввиду их незначительного влияния на длительность импульса во внимание не принимаются. Пересчет элементов схемы в цепи базы триода к первичной (коллекторной) обмотке трансформатора, за исключением большого и поэтому мало влияющего на длительность импульса сопротивления R_b , приводит к более простой и удобной для анализа схеме блокинг-генератора (рис. 15.2,*b*).

Если учесть, что формирование вершины импульса начинается при нулевом напряжении на конденсаторе и при нулевом токе намагничивания трансформатора, то, анализируя процессы в схеме рис. 15.2,б, получим следующее уравнение в операторной форме:

$$i(p) = \frac{p^2 L_m C E_k}{p^2 L_m C (r + R) + p (L_m + CrR) + R}, \quad (15.1)$$

где

$$C = q^2 C_6; \quad r = \frac{r_6 + r_2}{q^2}; \quad R = r_k + r_i; \quad q = \frac{\omega_6}{\omega_k}.$$

Величиной R здесь может быть учтено и специально включенное для ограничения тока коллекторное сопротивление.

Определение длительности импульса целесообразно связывать с законом изменения базового тока $i_b = i/q$, потому что последний при формировании вершины импульса уменьшается достаточно быстро. Неточность определения величины базового тока $I_{b \text{ мин}}$, при котором заканчивается формирование вершины импульса, при этом обуславливает незначительную ошибку в определении длительности импульса. Формирование вершины импульса происходит до тех пор, пока триод находится в режиме насыщения. Выход триода из режима насыщения и его переход в активное состояние, вызывающее обратный лавинный процесс и окончание импульса, происходит вследствие уменьшения тока базы до величины $I_{b \text{ мин}}$, при которой триод восстанавливает усилительные свойства.

Следует отметить, что здесь производится определение длительности импульса при наиболее характерном для блокинг-генератора режиме, когда емкость хронирующего конденсатора не очень велика, а ток коллектора, как и ток базы триода, при формировании вершины импульса, уменьшается или, во всяком случае, не возрастаёт.

Процесс формирования импульса базового тока в зависимости от параметров схемы (рис. 15.2,б) может быть как апериодическим, так и колебательным. При апе-

риодическом характере процессов оригинал тока i имеет вид

$$i(t) = \frac{E_K}{r+R} \cdot \frac{1}{n-m} (n e^{-nt} - m e^{-mt}), \quad (15.2)$$

где

$$m = \delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}; \quad n = \delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2};$$

$$2\delta = \frac{L_m + CrR}{L_m C (r + R)}; \quad \omega_0^2 = \frac{R}{L_m C (r + R)}.$$

При необходимости получить плоскую вершину импульса на третьей (нагрузочной) обмотке трансформатора индуктивность намагничивания L_m берут сравнительно большой величины. В этом случае обычно выполняется условие $\delta^2 > \omega_0^2$, так что $n \gg m$ и с учетом (15.1) выражение (15.2) можно записать следующим образом:

$$i(t) = E_K \left(\frac{1}{r+R} + \frac{R}{\rho^2} \right) e^{-nt} - \frac{E_K \cdot R}{\rho^2} e^{-mt}, \quad (15.3)$$

где

$$\rho^2 = \frac{L_m}{C} \gg r \cdot R.$$

Если учесть, что при $m \ll n$ $e^{-mt} \approx 1$, из (15.3) получим следующее выражение для длительности импульса:

$$t_{II} = \tau \ln \frac{\frac{E_K}{r+R} + \frac{E_K \cdot R}{\rho^2}}{\frac{E_K \cdot R}{\rho^2} + q I_{б\min}}, \quad (15.4)$$

где

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{C(r+R)} + \frac{r \cdot R}{L_m(r+R)} - \frac{R}{L_m + CrR}.$$

Для того чтобы длительность импульса в меньшей мере зависела от параметров триода, особенно от величины $I_{б\min}$ и от напряжения источника питания E_K , блюминг-генератор необходимо рассчитать так, чтобы выполнялось неравенство

$$E_K R \gg q I_{б\min} \rho^2. \quad (15.5)$$

Последнее условие можно выполнить, включив в цепь коллектора ограничивающее сопротивление, в несколько раз большее сопротивлений r_k и r_b . Учитя (15.5), из (15.4) получим следующее выражение для длительности импульса:

$$t_u \approx C(r + R) \ln \left(1 + \frac{r^2}{R^2} \right). \quad (15.6)$$

Здесь имеется в виду, что при указанных выше условиях $\tau = C(r + R)$.

При колебательном характере процессов формирования импульса тока базы

$$i(t) = \frac{E_k}{r + R} \frac{e^{-\delta t}}{\cos \varphi} \cos(\omega t + \varphi), \quad (15.7)$$

где

$$\delta = \frac{1 + rR/\rho^2}{2C(r + R)};$$

$$\omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2 = \frac{4R^2 + 2rR - \rho^2 - \frac{R^2r^2}{\rho^2}}{4L_m C(r + R)^2};$$

$$\omega_0^2 = \frac{R}{L_m C(r + R)}; \quad \varphi = \arctan \frac{\delta}{\omega}.$$

В этом случае индуктивность намагничивания трансформатора может быть настолько малой, что будет выполняться неравенство $\omega_0^2 \gg \delta^2$. Тогда $e^{-\delta t_u} \approx 1$ и

$$t_u = \frac{\arccos \frac{q(r + R) I_{б\min} \cos \varphi}{E_k} - \varphi}{\omega}. \quad (15.8)$$

Для уменьшения зависимости длительности импульса от величин $I_{б\min}$ и E_k необходимо выполнить неравенство

$$q(r + R) I_{б\min} \ll E_k, \quad (15.9)$$

при котором согласно (15.8) получим

$$t_u = \frac{\pi/2 - \varphi}{\omega}. \quad (15.10)$$

При определении периода колебаний будем иметь в виду, что скважность импульсов блокинг-генератора, работающего в режиме автоколебаний, имеет порядок нескольких десятков, а иногда и сотен и поэтому период следования импульсов T можно считать равным времени разряда конденсатора C_6 .

Анализ процесса разряда конденсатора с помощью эквивалентной схемы (рис. 15.3) дает следующее выражение для периода колебаний:

$$T = C_6 R_6 \ln \left(1 + \frac{U_c}{E_6 + R_6 I_{kt}} \right), \quad (15.11)$$

Рис. 15.3. Эквивалентная схема разряда конденсатора.

где U_c — максимальное напряжение на конденсаторе, которое достаточно точно можно определить, имея в виду, что импульс базового тока, с помощью которого осуществляется заряд конденсатора, в случае апериодического характера процесса формирования имеет треугольную форму (рис. 15.4, а). Тогда

$$U_c \approx \frac{I_b \cdot t_u}{2C_6} = \frac{E_k \cdot t_u}{2q(r + R)C_6}. \quad (15.12)$$

Поскольку минимальный базовый ток, при котором заканчивается формирование импульса, отличается от нуля, расчет по формуле (15.12) дает, как правило, заниженные на 15—20% результаты.

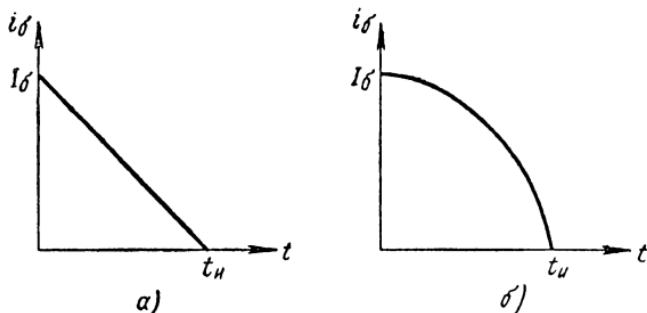


Рис. 15.4. Импульсы базового тока:
а — при апериодическом характере процессов; б — при колебательном характере процессов.

При колебательном характере процесса формирования импульса базового тока можно считать косинусоидальным (рис. 15.4,б). В этом случае

$$U_c \approx \frac{1}{C_b} \int_0^{t_n} i_b(t) dt = \frac{1}{C_b} \int_0^{t_n} I_b \cos \omega t dt = \frac{2t_n E_b}{\pi C_b q (r + R)}. \quad (15.13)$$

Расчет по формуле (15.13) дает завышенные на 10—15% результаты. Объясняется это тем, что базовый ток из-за наличия затухания уменьшается быстрее, чем по закону косинуса.

Для блокинг-генератора с нулевой базой формула (15.11) приводится к виду

$$T = C_b R_b \ln \left(1 + \frac{U_c}{R_b I_{kt}} \right). \quad (15.14)$$

Из сравнения формул (15.11) и (15.14) видно, что влияние температурного (теплового) тока I_{kt} на период колебаний блокинг-генератора с отрицательным смещением будет меньшим, чем на блокинг-генератор с нулевым смещением. Влияние тока I_{kt} на величину T будет тем меньше, чем меньше базовое сопротивление R_b и чем больше напряжение E_b . Поэтому обычно $E_b = E_k$.

Условия самовозбуждения блокинг-генератора, как известно [12, 25], выполняются при $K > 1$, где K — коэффициент усиления трансформаторного усилителя (рис. 15.5), полученного размыканием цепи обратной связи блокинг-генератора. Применимельно к транзисторному блокинг-генератору это условие [12] преобразуется к виду

$$\frac{S_0 q R_i}{1 + g R_i q^2} > 1, \quad (15.15)$$

откуда, в силу выполнения неравенства $g q^2 R_i \gg 1$, имеем

$$\beta > q. \quad (15.16)$$

15.3. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР С ЭМИТТЕРНЫМ КОНДЕНСАТОРОМ

В этом блокинг-генераторе времязадающий конденсатор и разрядное сопротивление включаются в цепь эмиттера триода (рис. 15.6,а). Для увеличения стабиль-

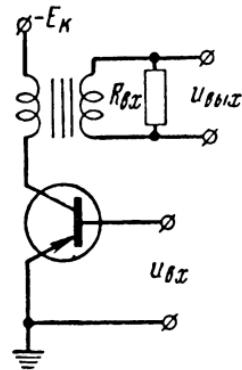


Рис. 15.5. Принципиальная схема усилителя.

ности частоты колебаний разрядное эмиттерное сопротивление целесообразно включать между эмиттером триода и положительным полюсом эмиттерной батареи E_3 .

Определим длительность импульса, генерируемого этим блокинг-генератором.

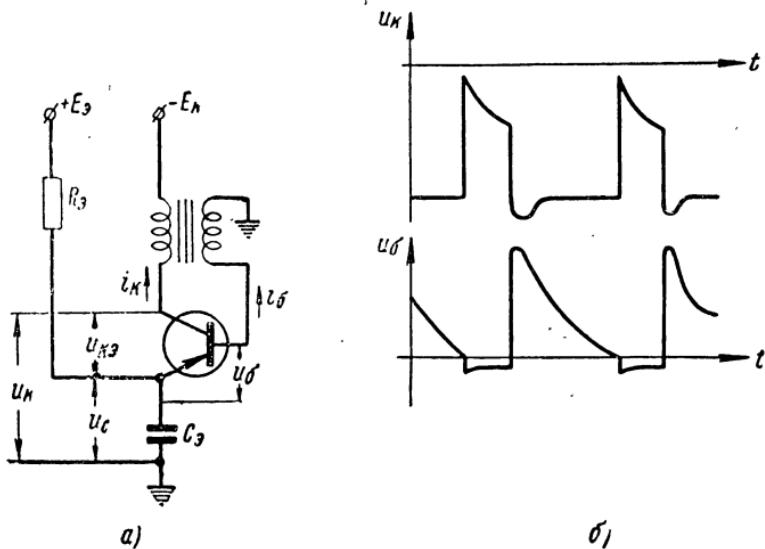


Рис. 15.6. Блокинг-генератор с эмиттерным конденсатором:
а — принципиальная схема; б — временные диаграммы напряжений.

Эквивалентная схема блокинг-генератора (рис. 15.6, а) для стадии формирования вершины импульса представлена на рис. 15.7, а. Если учесть, что сопротивление R_3 велико и на длительность импульса не влияет, то после пересчета емкости эмиттерного конденсатора в коллекторную и базовую цепи от рис. 15.7, а последовательно перейдем к рис. 15.7, б и 15.7, в.

Здесь

$$Z'_k(p) = \frac{1}{pC_3} \cdot \frac{i_k(p) + i_b(p)}{i_k(p)} ; \quad Z'_b(p) = \frac{1}{pC_3} \frac{i_k(p) + i_b(p)}{i_b(p)} ;$$

$$Z_k(p) = Z'_k(p) + R ; \quad Z_b(p) = \frac{Z'_b(p) + r}{q^2} ;$$

$$R = r_1 + r_k ; \quad i = q i_b ; \quad r = r_2 + r_b ;$$

r_1 и r_2 — активные сопротивления первичной (коллекторной) и вторичной (базовой) обмоток трансформатора;

q — коэффициент трансформации напряжения из коллекторной обмотки в базовую;
 $i(p)$ — операторное изображение соответствующего тока;
 $Z(p)$ — операторные сопротивления (на рис. 15.7 с целью упрощения, показанные без оператора p).

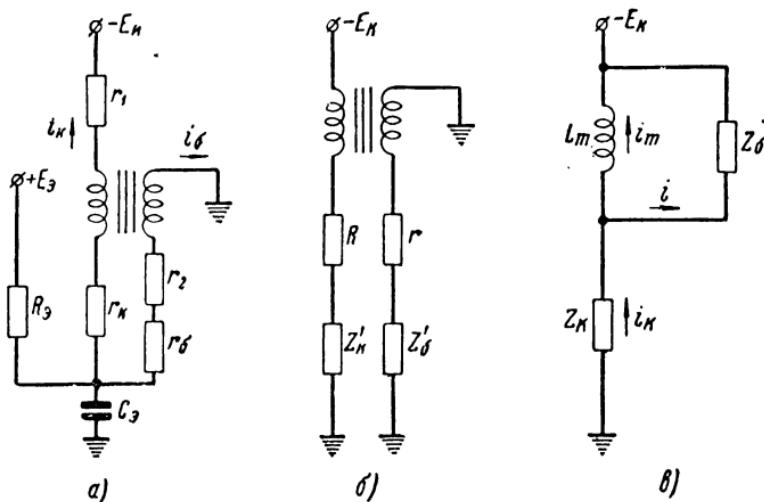


Рис. 15.7. Эквивалентные схемы блокинг-генератора с эмиттерным конденсатором при насыщенном триоде:

a — до пересчета емкости эмиттерного конденсатора в коллекторную и базовую цепи триода; *б* — при пересчитанной емкости эмиттерного конденсатора; *в* — после приведения элементов базовой цепи к коллекторной обмотке трансформатора.

При этом имеется в виду, что начальное напряжение на конденсаторе C_3 практически равно нулю.

Анализ процессов в схеме рис. 15.7,*в* дает

$$i(p) = \frac{E_k}{r+R} \cdot \frac{p^2}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2} - \frac{E_k}{qL_m C_3(r+R)} \cdot \frac{1}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2}, \quad (15.17)$$

где

$$2\delta = \frac{1 + 2q + q^2}{q^2 C_3(r+R)} + \frac{r \cdot R}{L_m(r+R)}; \quad \omega_0^2 = \frac{q^2 r + R}{q^2 L_m C_3(r+R)}.$$

В зависимости от соотношения между величинами δ^2 и ω_0^2 характер процессов при формировании импульса тока i_b может быть апериодическим и колебательным.

Так, при сравнительно большой индуктивности намагничивания трансформатора L_m характер процессов будет апериодическим. При сравнительно небольшой величине L_m процессы будут колебательными. Рассмотрим случаи, при которых $\omega_0^2 > \delta^2$ и $\omega_0^2 < \delta^2$.

При апериодическом характере процесса формирования импульса базового тока ($\delta^2 > \omega_0^2$) на основании (15.17) получим

$$i(t) = \frac{E_k}{r+R} \cdot \frac{1}{n-m} (ne^{-nt} - me^{-mt}) - \\ - \frac{E_k}{qL_m C_0 (r+R)} \cdot \left[\frac{1}{\omega_0^2} - \frac{1}{n-m} \left(\frac{e^{-mt}}{m} - \frac{e^{-nt}}{n} \right) \right]. \quad (15.18)$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$m = \delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}; \quad n = \delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}.$$

При выполнении неравенства $\delta^2 \gg \omega_0^2$ имеем

$$m = \frac{\omega_0^2}{2\delta} \ll n = 2\delta - \frac{\omega_0^2}{2\delta}; \quad n - m \approx 2\delta. \quad (15.19)$$

Тогда согласно (15.17), (15.18) и (15.19) и с учетом равенства $e^{-mt} \approx 1$ получим

$$i(t) = \frac{E_k}{r+R} \cdot \frac{n}{n-m} e^{-nt} - \frac{E_k}{r+R} \cdot \frac{m}{n-m}. \quad (15.20)$$

Для того чтобы длительность импульса мало зависела от напряжения источника питания E_k и параметров триода, необходимо, чтобы второе слагаемое выражения (15.20) было много больше величины $qI_{b\min}$, где $I_{b\min}$ — минимальный базовый ток, при котором заканчивается формирование импульса. В этом случае из (15.20) получим

$$t_{ii} = \frac{1}{n} \ln \left[\frac{(1+2q+q^2)\rho^2}{q^2(r+R)(q^2r+R)} - 1 \right], \quad (15.21)$$

где

$$\rho^2 = L_m/C_0; \quad 1/n \approx \frac{q^2 C_0 (r+R)}{1+2q+q^2}.$$

Для ограничения тока коллектора и стабилизации длительности импульса в цепь коллектора триода последовательно с обмоткой трансформатора целесообразно включить ограничивающее сопротивление $R_k \gg r_k, r_b$. В этом случае при колебательном характере процессов ($\omega_0^2 \gg \delta^2$) из (15.17) получим

$$i(t) = \frac{E_k}{R_k} \cdot \frac{\omega_0}{\omega} e^{-\delta t} \sin(\varphi - \omega t) - \\ - \frac{qE_k}{q^2 L_m C_3 R_k} \left[\frac{1}{\omega_0^2} - \frac{1}{\omega_0 \omega} e^{-\delta t} \sin(\varphi + \omega t) \right], \quad (15.22)$$

где

$$2\delta = \frac{1 + 2q + q^2}{q^2 C_3 R_k}; \quad \omega_0^2 = \omega^2 + \delta^2 = \frac{1}{q^2 L_m C_3};$$

$$\varphi = \arctg \frac{\omega}{\delta}.$$

Если учесть, что при $\omega_0^2 \gg \delta^2$; $\varphi \approx \pi/2$; $\omega \approx \omega_0$; $\delta t_{II} \ll 1$, то из (15.22) можно получить

$$t_{II} = \frac{\arccos \frac{qE_k + qI_{b\min}R_k}{(1+q)E_k}}{\omega}.$$

Для получения импульсов, длительность которых мало зависит от напряжения источника питания E_k и параметров триода, необходимо выполнить неравенство $I_{b\min}R_k \ll E_k$. В этом случае получим

$$t_{II} = \frac{\arccos \frac{q}{1+q}}{\omega}. \quad (15.23)$$

Для определения периода колебаний блокинг-генератора (рис. 15.6, а) воспользуемся эквивалентной схемой разряда эмиттерного конденсатора C_3 (рис. 15.8). Напряжение u_3 на конденсаторе при его разряде изменяется по закону

$$u_3 = -E_3 - R_3 I_{33} + (E_3 + R_3 I_{33} + U_3) e^{-t/C_3 R_3}, \quad (15.24)$$

где U_3 — максимальное напряжение на эмиттерном конденсаторе;

I_{33} — тепловой (температурный) ток эмиттера.

Если учтем, что период колебаний T блокинг-генератора практически равен времени разряда, который заканчивается при $u_3 \approx 0$, из (15.24) получим

$$T = C_3 R_3 \ln \left(1 + \frac{U_3}{E_3 + R_3 I_{33}} \right). \quad (15.25)$$

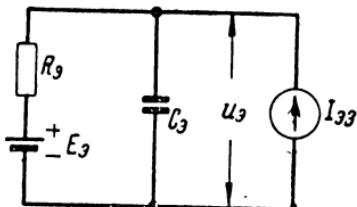


Рис. 15.8. Эквивалентная схема разряда эмиттерного конденсатора.

Максимальное напряжение U_3 на конденсаторе приближенно можно определить, приняв следующие допущения:

а) напряжения на участках коллектор — эмиттер и база — эмиттер в момент окончания импульса равны нулю;

б) ток намагничивания трансформатора к моменту окончания импульса имеет величину, много меньшую величины тока коллектора триода, поэтому выполняется равенство

$$i_k = q i_b; U_{tb} = q U_{tk} = U_3,$$

где U_{tb} и U_{tk} — напряжения на базовой и коллекторной обмотках трансформатора соответственно;

в) падение напряжения на коллекторном сопротивлении R_k пренебрежимо мало.

В этом случае имеем

$$U_3 \approx \frac{q E_k}{1 + q}. \quad (15.26)$$

15.4. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР НА ТРИОДЕ С ОБЩЕЙ БАЗОЙ

В блокинг-генераторе на триоде с общей базой (рис. 15.9, а) положительная обратная связь осуществляется между коллектором и эмиттером триода.

Ввиду того что коэффициент усиления тока эмиттера триода α меньше единицы, условие возникновения лавинообразных процессов в данном блокинг-генераторе отличается от условия $\beta > q$, справедливого для обоих рассмотренных ранее блокинг-генераторов. В данном

случае условие возникновения скачков дается неравенством

$$\alpha > q \text{ или } \frac{\beta}{1+\beta} > q,$$

где $q = \frac{w_3}{w_K}$.

Блокинг-генератор с коллекторно-эмиттерной положительной обратной связью, следовательно, работоспособен только при коэффициенте трансформации, меньшем единицы.

Вместе с этим, блокинг-генератор с коллекторно-эмиттерной обратной связью (рис. 15.9, а) имеет те же

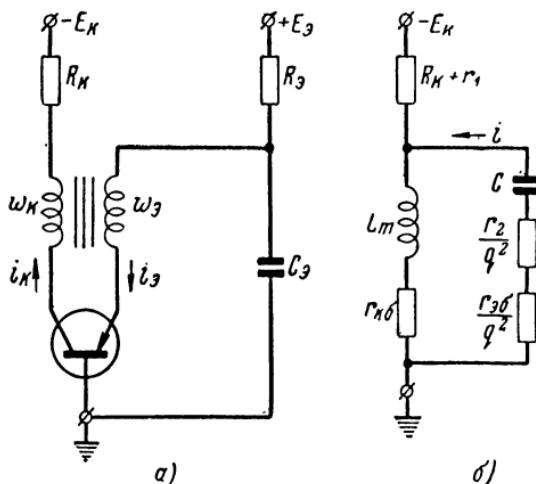


Рис. 15.9. Блокинг-генератор на триоде с общей базой:

а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема при насыщенному триоде.

преимущества, что и блокинг-генератор с коллекторно-базовой обратной связью (рис. 15.6, а); кроме того, вершина импульса напряжения на коллекторе триода рассматриваемого блокинг-генератора плоская.

Выражение для длительности импульса блокинг-генератора найдем с помощью эквивалентной схемы (рис. 15.9, б). Здесь приняты следующие обозначения: r_{Kb} — сопротивление участка коллектор — база насыщенного триода; r_{ab} — сопротивление участка эмиттер — база насыщенного триода с общей базой.

Анализ этой схемы приводит к выражению для тока i в операторной форме, аналогичному (15.1):

$$i(p) = \frac{p^2 L_m C E_k}{p^2 L_m C (r + R) + p (L_m + CRr) + R}, \quad (15.27)$$

где

$$i = q i_0; \quad C = q^2 C_0; \quad R = R_k + r_1 + r_{k6}; \quad r = \frac{r_{k6} + r_2}{q^2}.$$

При апериодическом характере процессов формирования импульса тока базы из (15.27) имеем

$$i(t) = \frac{E_k}{R_k} \frac{1}{n-m} (n e^{-nt} - m e^{-mt}), \quad (15.28)$$

где

$$m = \delta - \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2}; \quad n = \delta + \sqrt{\delta^2 - \omega_0^2};$$

$$2\delta = \frac{L_m + CrR}{L_m C (r + R)}; \quad \omega_0^2 = \frac{R}{L_m C (r + R)}.$$

При $\delta^2 > \omega_0^2$ $m \approx \frac{\omega_0^2}{2\delta} \ll n \approx 2\delta - \frac{\omega_0^2}{2\delta}$ и выражение (15.28) можно представить в следующей форме:

$$i(t) = E_k \left(\frac{1}{r+R} + \frac{R}{p^2} \right) e^{-nt} - \frac{E_k R}{p^2} e^{-mt}, \quad (15.29)$$

где $p^2 = L_m/C$.

Если учесть, что $e^{-mt_u} \approx 1$, из (15.29) получим

$$t_u = \tau \ln \frac{\frac{E_k}{r+R} + \frac{E_k \cdot R}{p^2}}{\frac{E_k \cdot R}{p^2} + q I_{e \text{ мин}}}, \quad (15.30)$$

где

$$1/\tau = n = \frac{1}{C(r+R)} + \frac{r \cdot R}{L_m(r+R)} - \frac{R}{L_m + CRr};$$

$I_{e \text{ мин}}$ — минимальный ток эмиттера в момент окончания импульса. Если выполнить неравенства $R_k \gg r_{k6}$, r_{k6} и $E_k R_k \gg p^2 q I_{e \text{ мин}}$, длительность импульса будет мало

зависеть от величины E_k и параметров триода, так как в этом случае она согласно (15.30) будет определяться формулой

$$t_{ii} = \tau \ln \left(1 + \frac{\delta^2}{R_k^2} \right). \quad (15.31)$$

При колебательном характере процесса формирования импульса тока базы

$$i(t) = \frac{E_k}{R_k \cos \varphi} e^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (15.32)$$

где

$$2\delta = \frac{1}{R_k C}; \quad \omega^2 = \omega_0^2 - \delta^2; \quad \omega_0^2 = \frac{1}{L_m C}; \quad \varphi = \arctg \frac{\delta}{\omega}.$$

Когда индуктивность L_m намагничивания трансформатора сравнительно мала и выполняется неравенство $\omega_0^2 \gg \delta^2$, $e^{-\delta t_{ii}} \approx 1$, из (15.32) получим

$$t_{ii} = \frac{\arccos \frac{q R_k I_{\text{эм}} \sin \varphi}{E_k} - \varphi}{\omega}. \quad (15.33)$$

Для того чтобы длительность импульса мало зависела от напряжения E_k и параметров триода, необходимо выполнить условие $q R_k I_{\text{эм}} \ll E_k$. В этом случае

$$t_{ii} = \frac{\pi/2 - \varphi}{\omega}. \quad (15.34)$$

Эквивалентная схема разряда эмиттерного конденсатора аналогична схеме рис. 15.8.

Период колебаний блокинг-генератора, как и в предыдущем случае, определяется согласно формуле

$$T = R_e C_e \ln \left(1 + \frac{U_e}{E_e + R_e I_{e3}} \right). \quad (15.35)$$

Максимальное напряжение U_e на конденсаторе при перечисленных в предыдущем случае допущениях определяется приближенным выражением

$$U_e = q E_k. \quad (15.36)$$

15.5. БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОР С ЛИНИЕЙ ЗАДЕРЖКИ

Для получения импульсов, длительность которых не зависит от температуры, режима работы и параметров триода, необходимо использовать блокинг-генератор с линией задержки.

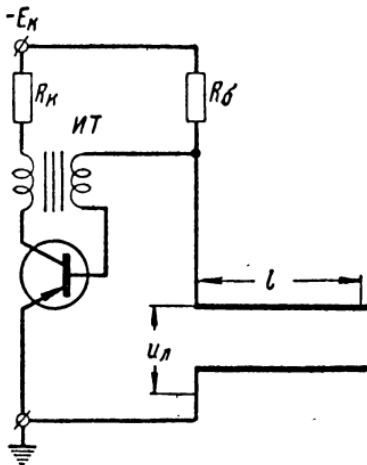


Рис. 15.10. Принципиальная схема блокинг-генератора с линией задержки.

при $R_K \gg r_k$, r_b будет иметь вид представленный на рис. 15.11, а. Здесь отрезок линии, разомкнутой на конце, представлен в виде сопротивления ρ' , где $\rho' =$

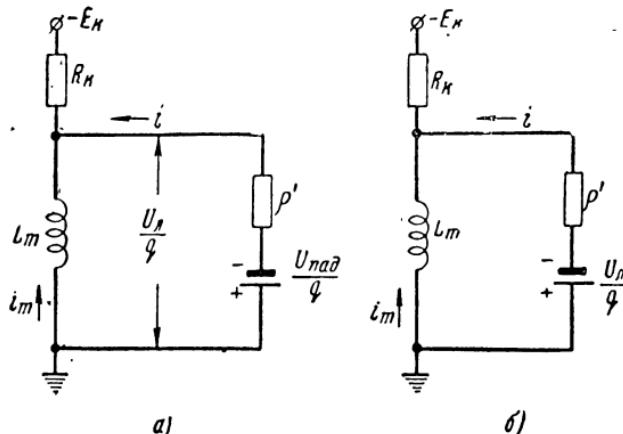


Рис. 15.11. Эквивалентные схемы блокинг-генератора с линией задержки при насыщенному триоде:
а — до прихода отраженной волны ко входу линии; б — в момент прихода отраженной волны ко входу линии.

принцип работы этого блокинг-генератора по существу ничем не отличается от принципа работы аналогичного лампового блокинг-генератора. Известно, что длительность импульса этого блокинг-генератора равна двойному времени пробега волны вдоль отрезка длинной линии (рис. 15.10). Определим параметры линии, при которых длительность импульса будет определяться параметрами отрезка длинной линии. Эквивалентная схема блокинг-генератора для стадии формирования импульса

иметь вид представленный на рис. 15.11, б. Здесь отрезок линии, разомкнутой на конце, представлен в виде сопротивления ρ' , где $\rho' =$

$= \rho / q^2$; ρ — волновое сопротивление линии. Эта схема справедлива до момента прихода отраженной волны ко входу линии.

В момент окончания фронта импульса вдоль линии начнет распространяться падающая волна напряжения

$$U_{\text{пад}} = E_k \frac{\rho'}{R_k + \rho'} . \quad (15.37)$$

По мере движения этой волны напряжение на входе линии из-за наличия индуктивности L_m будет уменьшаться согласно следующему закону:

$$u_L = U_{\text{пад}} e^{-\delta t},$$

где

$$\delta = \frac{R_{\text{ЭКВ}}}{L_m}; \quad R_{\text{ЭКВ}} = \frac{\rho' \cdot R_k}{\rho' + R_k} . \quad (15.38)$$

Ток намагничивания будет возрастать по закону

$$i_m = \frac{E_k}{R_k} (1 - e^{-\delta t}).$$

В момент, предшествующий приходу отраженной волны ко входу линии, получим

$$\left. \begin{array}{l} U'_L = U_{\text{пад}} e^{-\delta t_0}, \\ I_m = \frac{E_k}{R_k} (1 - e^{-\delta t_0}), \end{array} \right\} \quad (15.39)$$

где

$$t_0 = \frac{2l}{v};$$

l — длина отрезка линии;

v — скорость распространения волны напряжения вдоль линии.

В момент прихода отраженной волны ко входу линии после вторичного отражения напряжение на входе линии будет равно

$$U_L = U_{\text{пад}} (e^{-\delta t_0} + 1 + k), \quad (15.40)$$

где $k = \frac{R_k - \rho'}{R_k + \rho'}$ — коэффициент отражения по напряжению.

Теперь в эквивалентной схеме блокинг-генератора (рис. 15.11,б) отрезок линии представлен в виде сопротивления ρ' последовательно включенного с источником э. д. с. $U_{\text{л}}/q$. Для этой схемы справедливо следующее уравнение:

$$(R_{\text{k}} + \rho') i - E_{\text{k}} + R_{\text{k}} I_m + \frac{U_{\text{л}}}{q} = 0. \quad (15.41)$$

Если в момент прихода отраженной волны ко входу линии ток $i = q i_b$ согласно (15.41) будет равным нулю или меньшим нуля, триод выйдет из режима насыщения, произойдет обратный блокинг-процесс и длительность импульса блокинг-генератора будет определяться по формуле

$$t_{\text{и}} = t_0 = \frac{2l}{v}. \quad (15.42)$$

Таким образом, длительность импульса будет определяться с помощью (15.42) в том случае, когда согласно (15.41) будет выполнено условие

$$i = \frac{E_{\text{k}} - R_{\text{k}} I_m - U_{\text{л}}/q}{R_{\text{k}} + \rho'} < 0,$$

откуда с помощью (15.39) и (15.40) получим

$$e^{-\delta t_{\text{и}}} < 2 \frac{\rho'}{(R_{\text{k}} + \rho')}. \quad (15.43)$$

Неравенство (15.43) можно заменить неравенством

$$1 - \delta t_{\text{и}} < \frac{\rho'}{R_{\text{k}} + \rho'} \quad (15.44)$$

вплоть до $\delta t_{\text{и}} = 0,77$, так как $e^{-0,77} \approx 2(1 - 0,77)$.

Наконец, из (15.44) получим

$$\rho' > \frac{L_m}{t_{\text{и}}}. \quad (15.45)$$

При $\delta t_{\text{и}} > 0,77$ неравенство (15.45) необходимо усилить. Практически $\delta t_{\text{и}} \leq 0,5 \div 0,7$, и поэтому при определении ρ' можно пользоваться выражением

$$\rho' = \gamma \frac{L_m}{t_{\text{и}}}, \quad (15.46)$$

где γ — коэффициент запаса, равный 1,25—1,35.

Чем больше коэффициент запаса γ , тем большим будет запирающий ток триода, тем меньшим будет время выхода из режима насыщения.

Для того чтобы к моменту прихода отраженной волны ко входу линии ток базы не уменьшился до величины, при которой происходит обратный блокинг-процесс, необходимо согласно (15.38) выполнить неравенство $\delta t_{\text{н}} \ll 1$, откуда с учетом (15.46) получим

$$L_m \gg t_{\text{н}} R_k \frac{\gamma - 1}{\gamma}. \quad (15.47)$$

Практически вместо отрезка длинной линии необходимо использовать цепочечную искусственную линию, состоящую из 2—4 Г-образных звеньев (рис. 15.12).

В этом случае

$$\left. \begin{aligned} t_{\text{н}} &= 2k \sqrt{LC}; \quad C = \frac{t_{\text{н}}^2}{2k\gamma L_m q^2}; \\ L &= \frac{t_{\text{н}}}{4k^2 C}, \end{aligned} \right\} \quad (15.48)$$

где k — число Г-образных звеньев;
 L и C — индуктивность и емкость звена соответственно.

Ввиду сильного рассогласования сопротивлений ρ и R_b линия в течение интервала времени между импульсами будет разряжаться практически как конденсатор с суммарной емкостью

$$C_0 = kC.$$

Тогда

$$T = kCR_b \ln \left(1 + \frac{U_{\text{л}}}{E_k + R_b I_{\text{кт}}} \right).$$

15.6. ОСОБЕННОСТИ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ НА ДРЕЙФОВЫХ ТРИОДАХ

Основная особенность блокинг-генераторов на дрейфовых триодах обусловлена специфической вольтамперной характеристикой эмиттерного перехода, смешенного в обратном направлении (рис. 12.1,в).

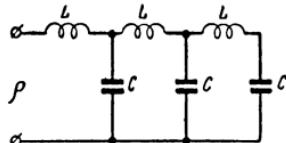


Рис. 15.12. Схема цепочечной искусственной линии.

При работе блокинг-генератора в режиме автоколебаний для исключения пробоя участка эмиттер — база триода в цепь базы его необходимо включить диод (рис. 15.13,*a*). Сопротивление R и источник смещения E_b служат для поддержания триода в закрытом состоянии. Расчет этих элементов схемы, как и в случае муль-

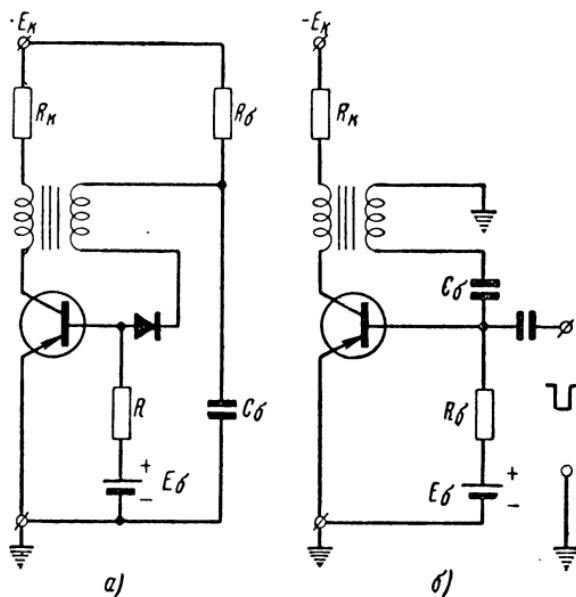


Рис. 15.13. Принципиальные схемы блокинг-генератора на дрейфовом триоде:
а — работающего в режиме автоколебаний; б — работающего в заторможенном режиме.

тивибраторов на дрейфовых триодах, следует выполнять согласно формуле (13.12). При работе в заторможенном режиме, обеспечиваемом базовой батареей смещения (рис. 15.13,*б*), диод может отсутствовать. В этом случае каждый раз после запирания триода будет происходить пробой эмиттерного перехода. Однако пробой этот обратим и играет положительную роль, так как он ускоряет процесс восстановления исходного состояния заторможенного блокинг-генератора. Следует иметь в виду, что ждущий (заторможенный) блокинг-генератор на дрейфовом триоде, как и на диффузионном обычно выполняется по схеме рис. 15.13,*б*. В режиме автоколебаний пробой вызывает резкое увеличение частоты ко-

лебаний и поэтому не желателен. Поскольку время жизни носителей в дрейфовых триодах измеряется десятыми долями микросекунды, расчетные формулы для длительности импульсов, полученные при рассмотрении блокинг-генераторов на диффузионных триодах, справедливы для случая дрейфовых триодов при длительностях импульсов, больших 0,5—1 мксек.

При оценке длительности фронта и спада импульсов, генерируемых блокинг-генератором на дрейфовом триоде, следует иметь в виду не только его частотные свойства, но и паразитные емкости схемы и индуктивность рассеяния трансформатора, существенно влияющие на скорость развития лавинообразных процессов.

15.7. РАСЧЕТ БЛОКИНГ-ГЕНЕРАТОРОВ

Расчет блокинг-генераторов производится обычно при заданных длительности t_i , периоде следования T и амплитуде импульсов U_m в следующем порядке.

1. Производится выбор схемы блокинг-генератора. При этом следует иметь в виду, что блокинг-генератор на триоде с общим эмиттером (рис. 15.1,*a*) имеет сравнительно низкую стабильность частоты колебаний, зато удовлетворительно работает при $q=1$, что с точки зрения конструкции трансформатора является преимуществом, и генерирует на коллекторе импульсы с плоской вершиной. Этот вариант блокинг-генератора обеспечивает возможность получения импульсов с наибольшей мощностью, так как расход энергии в базовой цепи сравнительно мал.

Блокинг-генератор с коллекторно-базовой обратной связью и с эмиттерным конденсатором (рис. 15.6,*a*) генерирует сравнительно стабильные по частоте следования импульсы, работает при $q=1$, позволяет получать импульсы сравнительно малой длительности, однако генерирует импульсы на коллекторе, по форме отличные от прямоугольных (рис. 15.6,*б*). Поскольку ток коллектора триода этого блокинг-генератора во время формирования импульса быстро уменьшается, стремясь к концу импульса к величине базового тока, он не может быть использован как генератор мощных импульсов.

Блокинг-генератор на триоде с общей базой (рис. 15.9,*a*) имеет преимущества, присущие

предыдущему блокинг-генератору, генерирует на коллекторе импульсы с плоской вершиной, однако работоспособен только при $q < \alpha$ (практически при $q \leq 0,5$) и ввиду сравнительно большой потери энергии на управление триодом со стороны эмиттера не может быть рекомендован к использованию как генератор мощных импульсов.

2. Производится выбор коэффициента трансформации, который влияет на величины емкости хронирующего конденсатора, разрядного сопротивления, максимального напряжения на конденсаторе и, хотя и незначительно, на длительность фронта импульса. Длительность фронта импульса оказывается минимальной при максимальном коэффициенте усиления K в цепи положительной обратной связи блокинг-генератора. Максимум коэффициента K имеет место при согласовании выходного сопротивления триода с входным, когда (в случае блокинг-генераторов с коллекторно-базовой обратной связью) коэффициент трансформации имеет величину порядка $q = 0,2 \div 0,3$. В случае блокинг-генератора на триоде с общей базой оптимальный с точки зрения длительности фронта импульса коэффициент трансформации имеет величину, меньшую $0,1 \div 0,2$.

Для уменьшения температурной нестабильности периода колебаний коэффициент трансформации желательно уменьшать. При меньшем коэффициенте трансформации требуется большая емкость хронирующего конденсатора, а при заданном периоде колебаний разрядное сопротивление при большей емкости хронирующего конденсатора будет меньшим. А чем меньше разрядное сопротивление, тем меньшим будет влияние температурных токов переходов закрытого триода на период колебаний. С точки зрения конструктивной желательно иметь коэффициент трансформации, равный единице.

3. Выбирается тип транзистора и напряжение источника E_k . Транзистор должен иметь допустимое напряжение на коллекторе $E_{k\text{ доп}} \geq (1,1 \div 1,2) U_m = E_k$. В блокинг-генераторе на триоде с общим эмиттером напряжение на участке коллектор — база закрытого триода из-за напряжения заряженного базового конденсатора может иметь величину около $(1,5 \div 1,75) E_k$. Поэтому при выборе триода для этого блокинг-генератора необходимо выполнить условие $E_{k\text{ доп}} \geq (1,5 \div 1,75) E_k = (1,6 \div 1,8) U_m$.

4. Производится выбор характера процессов формирования импульса тока базы. Колебательный характер процесса формирования импульса представляет большой практический интерес потому, что он обеспечивается трансформатором с малой индуктивностью намагничивания L_m и, следовательно, с малым числом витков. Длительность импульса при этом наиболее стабильна. Однако при колебательном характере процессов нельзя получить импульс с плоской вершиной на нагрузочной обмотке трансформатора. Объясняется это тем, что при малой индуктивности намагничивания трансформатора, обуславливающей колебательный характер процессов, ток намагничивания быстро нарастает с изменяющейся скоростью.

Апериодический характер процесса позволяет получить на обмотках трансформатора импульсы с плоской вершиной, но требует применения трансформатора со сравнительно большой индуктивностью намагничивания.

5. Выбирается сопротивление R_k . Оно дает возможность уменьшить потребление энергии, а временные параметры импульсов делает мало зависящими от параметров триода. При больших R_k ухудшается фронт импульса на коллекторе и из-за температурного коллекторного тока закрытого триода уменьшается амплитуда импульса. Сопротивление R_k должно ограничивать коллекторный ток в импульсе на уровне, соответствующем паспортным данным триода для режима переключения.

6. Задаются величиной отношения ω_0^2/δ^2 при колебательном характере и δ^2/ω_0^2 при апериодическом характере процессов формирования. Эти отношения в обоих случаях должны иметь величину около 5—10. Чем больше величина отношения ω_0^2/δ^2 в первом случае, тем меньше будет индуктивность намагничивания трансформатора. Во втором случае отношение δ^2/ω_0^2 требуется брать тем большим, чем более плоской должна быть вершина импульса на коллекторе. Однако увеличение δ^2/ω_0^2 приводит к увеличению индуктивности намагничивания.

При выборе величины отношений ω_0^2/δ^2 и δ^2/ω_0^2 следует следить также за тем, чтобы выполнялись условия, при которых длительность импульса практически не зависит от величины E_k и параметров импульсов.

7. Рассчитываются величины φ , $\cos \varphi$, а по заданной длительности импульса — ω , ω_0 , δ , C и L_m .

8. Рассчитывают по заданному периоду колебаний величину разрядного сопротивления, положив $I_{kt}=0$.

Рассмотрим пример расчета блокинг-генератора на триоде с общим эмиттером (рис. 15.1,а) при следующих исходных данных:

- амплитуда импульса $U_m \geq 12 \text{ в}$;
- длительность импульса $t_u = 15 \text{ мксек}$;
- период следования импульсов $T = 1000 \text{ мксек}$.

Расчет проводим в следующем порядке.

а) Находим напряжение коллекторного источника питания

$$E_k = (1,1 + 1,2) U_m \approx 15 \text{ в.}$$

б) Выбираем триод типа П14, имеющий

$$E_{k\text{ доп}} = 30 \text{ в} > (1,5 \div 1,75) E_k.$$

в) Рассчитываем коллекторное сопротивление

$$R_k \geq \frac{E_k}{I_{k\text{ пер}}} = \frac{15}{0,1} = 150 \text{ ом},$$

где $I_{k\text{ пер}}$ — допустимый коллекторный ток в режиме переключения.

Имея в виду, что сопротивления r_k и r_1 не равны нулю, принимаем $R_k = 100 \text{ ом}$.

г) Выбираем наиболее рациональный с конструктивной точки зрения коэффициент трансформации $q=1$.

д) В целях уменьшения габаритов трансформатора выбираем колебательный характер процессов формирования импульса базового тока.

е) Задаемся отношением $\frac{\omega_0^2}{\delta^2} = 10$ и проверяем, выполняется ли условие (15.9) независимости длительности импульса от величины E_k и параметров триода $qR_k I_{b\text{ мин}} \ll E_k$. Поскольку обычно $I_{b\text{ мин}} \leq (10 \div 15) \text{ мА}$, это условие выполняется.

ж) Затем рассчитываем

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \delta^2} = 3\delta; \quad \varphi = \arctg \frac{\delta}{\omega} \approx 0,34 = 18,5^\circ;$$

$$\omega = \frac{\pi/2 - \varphi}{t_n} = \frac{\pi/2 - 0,34}{15 \cdot 10^{-6}} = 8,2 \cdot 10^4 \text{ 1/сек};$$

$$\delta = \frac{\omega}{3} \approx 2,7 \cdot 10^4 \text{ 1/сек}; C_6 = \frac{C}{q^2} = \frac{1}{2q^2 R_k \delta} =$$

$$= \frac{1}{2 \cdot 100 \cdot 2,7 \cdot 10^4} = 1,85 \cdot 10^{-7} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_6 = 0,2 \text{ мкф}$,

$$L_m = \frac{1}{\omega_0^2 C} = \frac{1}{q^2 C_6 (\omega^2 + \delta^2)} = \frac{1}{1 \cdot 0,2 \cdot 10^{-6} (67 \cdot 10^8 + 7,3 \cdot 10^8)} \approx \\ \approx 0,67 \text{ мгн.}$$

з) Находим согласно (15.11) и (15.13) сопротивление

$$R_6 = \frac{1000 \cdot 10^{-6}}{0,2 \cdot 10^{-6} \ln \left(1 + \frac{2 \cdot 15 \cdot 10^{-6}}{\pi \cdot 0,2 \cdot 10^{-6} \cdot 100} \right)} \approx 12,8 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_6 = 15 \text{ ком.}$

Рассчитаем блокинг-генератор с линией задержки при тех же, что и в предыдущем примере, исходных данных.

Расчет этого варианта блокинг-генератора производим в следующем порядке.

а) Выбираем трансформатор с $q = 1$.

б) Задаемся, как и в предыдущем случае, сопротивлением $R_k = 100 \text{ ом}$.

в) Рассчитываем согласно (15.47) индуктивность намагничивания L_m . Задавшись $\gamma = 1,35$, получим

$$L_m \geq 15 \cdot 10^{-6} \cdot 100 \cdot 0,24 = 0,36 \cdot 10^{-3} \text{ гн.}$$

Принимаем $L_m = 3 \text{ мгн.}$

г) Находим согласно (15.48) величины C и L . Задавшись $k = 3$, получим

$$C = \frac{15^2 \cdot 10^{-12}}{2 \cdot 3 \cdot 1,35 \cdot 3 \cdot 10^{-3} \cdot 1} = 9,2 \cdot 10^{-9} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 10000 \text{ нф}$,

$$L = \frac{15^2 \cdot 10^{-12}}{4 \cdot 3^2 \cdot 10^{-8}} \approx 6,25 \cdot 10^{-4} \text{ гн.}$$

д) Рассчитываем величину

$$U_{\text{л}} = E_{\text{к}} \frac{\rho'}{\rho' + R_{\text{к}}} \left(e^{-\delta t_{\text{н}}} + 1 + \frac{R_{\text{к}} - \rho'}{R_{\text{к}} + \rho'} \right) \approx \\ \approx 15 \frac{250}{250 + 100} (1 + 1 - 0,43) \approx 17 \text{ в.}$$

е) Определяем сопротивление

$$R_6 = \frac{T}{kC \ln \left(1 + \frac{U_{\text{л}}}{E_{\text{к}}} \right)} = \frac{1000 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^{-8} 2,3 \lg 2,1} \approx 50 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_6 = 51 \text{ ком.}$

ГЛАВА 16

ГЕНЕРАТОРЫ ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА

16.1. ОБЩИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Генераторы пилообразного напряжения и тока находят широкое применение в радиолокационной, радионавигационной, телевизионной, измерительной и вычислительной технике. Они используются для создания разверток в электронно-лучевых трубках, получения временных задержек импульсных сигналов, широтной модуляции импульсов, преобразования напряжения во время и т. д.

Основными требованиями, предъявляемыми к генераторам пилообразного напряжения, являются линейность, стабильность и большой коэффициент использования источника питания [25].

Принцип получения пилообразного напряжения с помощью полупроводниковых генераторов основан, как и в случае ламповых генераторов, на заряде или разряде конденсатора почти постоянным по величине током.

Основное отличие анализа и расчета полупроводниковых генераторов указанных выше типов от анализа и расчета аналогичных ламповых генераторов заключается в необходимости учета влияния на работу генераторов малого входного сопротивления полупроводникового триода.

16.2. ОБЩАЯ СХЕМА ГЕНЕРАТОРА ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ С ЕМКОСТНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Прежде чем приступить к изучению различных вариантов генераторов с емкостной обратной связью, рассмотрим общую схему генератора (рис. 16.1), анализ ко-

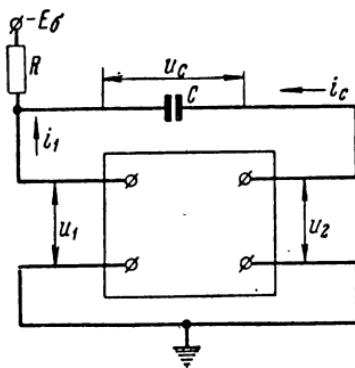


Рис. 16.1. Общая схема генератора пилообразного напряжения.

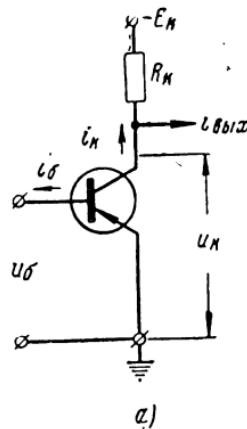


Рис. 16.2. Усилитель с общим эмиттером:
а — принципиальная схема;
б — эквивалентная схема.

торой позволяет найти выражения для коэффициента нелинейности и времени рабочего хода. Общая схема генератора (рис. 16.1), справедливая для времени рабочего хода, состоит из источника питания, интегрирующей цепочки RC и инвертирующего усилителя постоянного тока.

Для этой схемы, согласно принятым на рис. 16.1 обозначениям, можно составить следующие уравнения в операторной форме:

$$E_6 - R[i_1(p) + i_c(p)] + u_c(p) - u_2(p) = 0; \quad (16.1)$$

$$-u_2(p) + u_1(p) + u_c(p) = 0; \quad (16.2)$$

$$i_c(p) = pCU_0 - pCu_c(p); \quad (16.3)$$

$$u_1(p) = R_{\text{вх}}i_1(p), \quad (16.4)$$

где U_0 — максимальное (начальное) напряжение на конденсаторе;

$R_{\text{вх}}$ — активная составляющая входного сопротивления усилителя.

Ввиду того что процессы в генераторах линейно изменяющегося напряжения не отличаются большими

скоростями, здесь и далее инерционность триодов во внимание не принимается.

Связь между величинами u_1 и u_2 можно установить, воспользовавшись эквивалентной схемой усилителя.

Перейдем к составлению эквивалентной схемы усилителя, представленного на рис. 16.1 в виде четырехполюсника. В полупроводниковых генераторах обычно применяются усилители с общим эмиттером (рис. 16.2, а). Для этого усилителя можно составить следующее уравнение:

$$u_k = -E_k + R_k (i_k - i_{\text{вых}}), \quad (16.5)$$

где $i_{\text{вых}}$ — выходной ток усилителя.

Зависимость тока коллектора триода от напряжений на его электродах можно выразить уравнением

$$i_k = I_{k \text{ нач}} + S_0 \Delta u_b - \frac{\Delta u_k}{R_i}. \quad (16.6)$$

Здесь $I_{k \text{ нач}}$ — коллекторный ток при некоторых начальных значениях напряжений $U_b \text{ нач}$ на базе и $U_k \text{ нач}$ на коллекторе;

Δu_b и Δu_k — приращения напряжений на базе и коллекторе триода соответственно относительно их значений в момент начала разряда конденсатора.

Подставляя (16.6) в (16.5), имеем

$$u_k = -E_k - R_k i_{\text{вых}} + R_k I_{k \text{ нач}} + S_0 R_k \Delta u_b - \frac{R_k}{R_i} \Delta u_k. \quad (16.7)$$

Имея в виду, что $u_b = -U_b \text{ нач} - \Delta u_b$, $u_k = U_k \text{ нач} + \Delta u_k$, а $U_k \text{ нач}$, как будет установлено несколько позже, практически равно $-E_k$, из (16.7) получим

$$u_k = -E_k - R_k i_{\text{вых}} + R_k I_{k \text{ нач}} - S_0 R_k u_b - S_0 R_k U_b \text{ нач} - \frac{R_k}{R_i} u_k - E_k \frac{R_k}{R_i},$$

откуда имеем

$$u_k = -E_{\text{вых}} - K_0 u_b - R_{\text{вых}} i_{\text{вых}}, \quad (16.8)$$

где

$$E_{\text{вых}} = E_{\text{к}} + K_0 U_{\text{б нач}} - R_{\text{вых}} I_{\text{к нач}}; \quad K_0 = S_0 R_{\text{вых}};$$
$$R_{\text{вых}} = \frac{R_i R_{\text{к}}}{R_i + R_{\text{к}}}.$$

Согласно выражению (16.8) эквивалентная схема усилителя имеет представленный на рис. 16.2,б вид.

Согласно рис. 16.1 и 16.2,а имеем

$$u_1 = u_b; \quad u_2 = u_{\text{к}}; \quad i_1 = i_b. \quad (16.9)$$

Выходным током усилителя в данном случае является ток разряда конденсатора

$$i_c = I_{\text{c нач}} - \Delta i_c, \quad (16.10)$$

где $I_{\text{c нач}}$ — начальный ток разряда конденсатора;

Δi_c — приращение тока разряда.

Воспользовавшись выражениями (16.9) и (16.10), из (16.8) получим

$$u_2 = -E - K_0 u_1 + R_{\text{вых}} \Delta i_c, \quad (16.11)$$

где

$$E = E_{\text{к}} + K_0 U_{\text{б нач}} - R_{\text{вых}} I_{\text{к нач}} + R_{\text{вых}} I_{\text{c нач}} \approx$$
$$\approx E_{\text{к}} + K_0 U_{\text{б нач}},$$

так как $I_{\text{к нач}} \approx I_{\text{c нач}}$.

Выразим величину Δi_c через параметры схемы и триодов. По определению [25] коэффициент нелинейности пилообразного напряжения равен

$$\varepsilon = \frac{\Delta i_c}{I_{\text{c нач}}}.$$

Начальный ток разряда конденсатора в свою очередь согласно рис. 16.1 равен

$$I_{\text{c нач}} = \frac{E_{\text{к}} - U_{\text{б нач}} - RI_{\text{б нач}}}{R} \approx \frac{E_{\text{к}}}{R}. \quad (16.12)$$

Таким образом,

$$\Delta i_c \approx \varepsilon \frac{E_{\text{к}}}{R}, \quad (16.13)$$

а величина

$$R_{\text{вых}} \Delta i_c = \varepsilon \frac{R_{\text{вых}}}{R} E_k \ll E,$$

так как сопротивления $R_{\text{вых}}$ и R обычно соизмеримы, а коэффициент нелинейности ε составляет сотые доли единицы.

Выражение (16.11), следовательно, в операторной форме можно представить следующим образом:

$$u_2(p) = -E - K_0 u_1(p). \quad (16.14)$$

Разрешив (16.1), (16.2), (16.3), (16.4) и (16.14) относительно $u_c(p)$, получим

$$u_c(p) = U_0 \frac{p}{p + \delta} - \frac{E_6}{RC} \cdot \frac{1}{p + \delta} - E \frac{\delta}{p + \delta}, \quad (16.15)$$

где

$$\delta = \frac{1}{\tau_{\text{экв}}} = \frac{R_{\text{вх}} + R}{(K_0 + 1)R_{\text{вх}}RC}.$$

Переход от изображения (16.15) к оригиналу дает

$$u_c = U_0 e^{-\delta t} - \left[E_6 \frac{(K_0 + 1)R_{\text{вх}}}{R + R_{\text{вх}}} + E \right] (1 - e^{-\delta t}). \quad (16.17)$$

Обычно $K_0 \gg 1$ и (16.17) можно переписать в таком виде:

$$u_c = U_0 e^{-\delta t} - E_{\text{экв}} (1 - e^{-\delta t}),$$

где

$$E_{\text{экв}} = E_6 \frac{K_0 R_{\text{вх}}}{R + R_{\text{вх}}} + E \approx E_6 \frac{K_0 R_{\text{вх}}}{R + R_{\text{вх}}}, \quad (16.18)$$

так как обычно выполняется условие $K_0 R_{\text{вх}} E_6 \gg (R + R_{\text{вх}}) E$.

Конденсатор C согласно последнему выражению при разряде стремится перезарядиться до напряжения $E_{\text{экв}} \gg U_0$.

В этом случае коэффициент нелинейности равен

$$\varepsilon = \frac{U_m}{E_{\text{экв}}}. \quad (16.19)$$

При $E_k = E_b$ имеем

$$\xi = \frac{U_m(R + R_{bx})}{E_k \cdot K_0 R_{bx}} = \xi \frac{R + R_{bx}}{K_0 R_{bx}} \approx \xi \frac{R + R_{bx}}{K_0 R_{bx}}, \quad (16.20)$$

так как амплитуда линейно изменяющегося напряжения $U_m = \xi E_k \approx E_k$ (напряжение u_2 в конце рабочего хода практически равно нулю). Под ξ здесь имеется в виду коэффициент использования напряжения коллекторного источника.

Если принять, что ток разряда конденсатора постоянен, то с точностью до коэффициента нелинейности и с учетом (16.12) получим следующее выражение для времени разряда (рабочего хода):

$$T_{раб} = C \frac{U_m}{I_{спач}} \approx \xi C \frac{E_k \cdot R}{E_k} = \xi CR. \quad (16.21)$$

16.3. УПРАВЛЯЕМЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ ЛИНЕЙНО НАРАСТАЮЩЕГО НАПРЯЖЕНИЯ С ЕМКОСТНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Простейший управляемый генератор линейно нарастающего напряжения с емкостной обратной связью

представлен на рис. 16.3. Он управляется импульсами отрицательной полярности, подаваемыми на анод диода. При отсутствии управляющего импульса, имеющего длительность, равную времени рабочего хода, триод заперт благодаря наличию запирающего напряжения E_b базовой батареи. Конденсатор C при этом заряжается через сопротивления R_k , R_1 и R_2 . Поскольку в исходном состоянии напряжение $u_b \approx 0$, конденсатор заряжается до напряжения $U_0 = E_k$. При подаче управляющего импульса диод запирается. Триод отпирается, обусловливая начало разряда конденсатора. Потенциа-

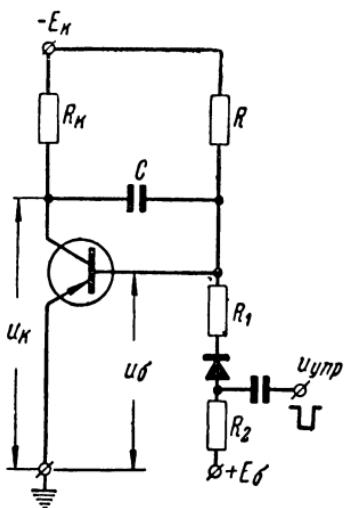


Рис. 16.3. Принципиальная схема простейшего генератора пилообразного напряжения.

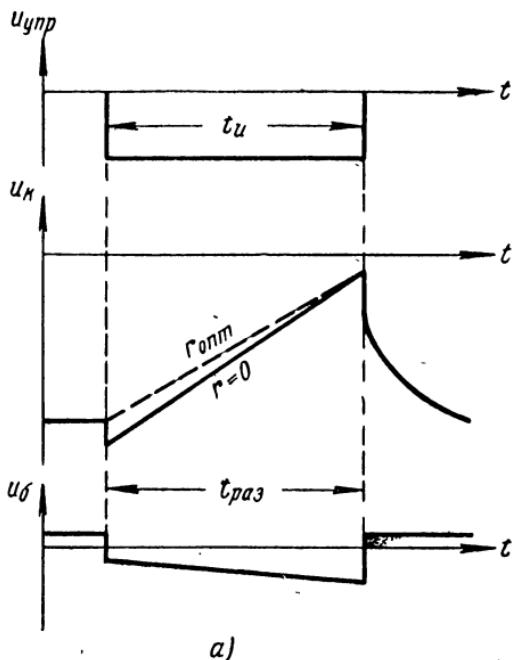
лы базы и коллектора при этом скачком уменьшаются (рис. 16.4) на величину, примерно равную

$$\Delta U = U_{бз} + |U_{бо}|,$$

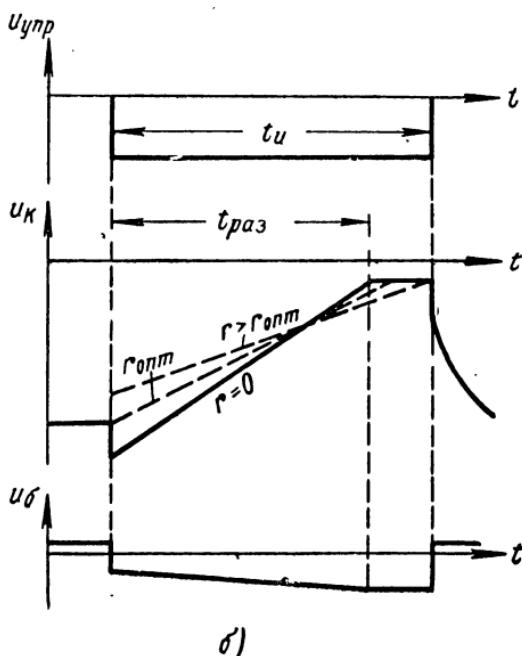
где $U_{бз}$ — напряжение на базе закрытого в исходном состоянии триода;

$U_{бо}$ — напряжение отпирания триода.

Из-за наличия емкостной обратной связи между коллектором и базой триода разряд конденсатора через триод и сопротивление R осуществляется почти постоянным током. В самом деле, уменьшение тока разряда вызывает понижение потенциала базы, а следовательно, и увеличение тока коллектора триода. Потенциал коллектора повышается, стимулируя разряд конденсатора почти по линейному закону. Когда конденсатор разряжается настолько, что, напряжение $u_k \approx 0$, триод потеряет усилительные свойства, разряд конденсатора почти постоянным током закончится. В дальнейшем конденсатор еще не-



a)



б)

Рис. 16.4. Временные диаграммы напряжений генератора:
а — при $t_u = T_{pab}$; б — при $t_u > T_{pab}$.

значительно разряжается через неуправляемый триод, если управляющий импульс продолжает удерживать диод в закрытом состоянии. В момент окончания управляющего импульса диод отпирается. Потенциал базы и коллектора скачком возрастет. Триод запирается, вызывая заряд конденсатора.

На рис. 16.4 представлены временные диаграммы напряжений генератора для случая, когда длительность t_{ii} управляющего импульса равна времени $T_{раб}$ линейного разряда (рис. 16.4,*a*), и для случая $t_{ii} > T_{раб}$ (рис. 16.4,*b*).

Для обеспечения полного разряда конденсатора и получения максимальной амплитуды пилообразного напряжения желательно выполнять условие $t_{ii} = (1,1 \div 1,2) T_{раб}$. Для устранения небольшого отрицательного перепада напряжения на коллекторе триода последовательно с конденсатором C необходимо включить небольшой величины (до 100—200 ом) сопротивление r . Перепад напряжения на нем в момент начала разряда конденсатора должен быть равным перепаду напряжения на базе триода. При увеличении сопротивления r больше оптимального r_{opt} получается положительный перепад напряжения на коллекторе (рис. 16.4,*b*).

Для надежного запирания триода в исходном состоянии необходимо выполнить условие

$$u_6 = E_6 - R'(i + I_{kt}) \geq 0, \quad (16.22)$$

$$\text{где } R' = R_1 + R_2 + R_d; \quad i = \frac{E_k + u_6}{R};$$

R_d — сопротивление открытого диода.

Из (16.22) после преобразований с учетом неравенства $R \gg R'$ получим

$$E_6 \geq \frac{R'}{R} E_k + \frac{R \cdot R'}{R + R'} I_{kt \text{ макс}}, \quad (16.23)$$

где $I_{kt \text{ макс}}$ — температурный (тепловой) ток базы закрытого триода при максимальной температуре.

Сопротивление R_1 (рис. 16.3) служит для уменьшения нагрузки на генератор управляющих импульсов.

Время разряда конденсатора этого генератора определяется согласно формуле (16.21).

Для определения коэффициента нелинейности согласно (16.20) необходимо найти коэффициент усиления K_0 усилителя, работающего в режиме холостого хода. Если пренебречь внутренней обратной связью триода и воспользоваться y -параметрами триода, аналогичными ламповым, получим

$$K_0 = S_0 \frac{R_k R_i}{R_k + R_i} = S_0 R_{\text{окв}}. \quad (16.24)$$

При сравнительно малых сопротивлениях R_k , когда выполняется неравенство $R_k \ll R_i$

$$K_0 = S_0 R_k.$$

Коэффициент нелинейности согласно (16.20) и (16.24) будет равен

$$\epsilon = \xi \frac{R + R_{\text{вх}}}{S_0 R_{\text{окв}} R_{\text{вх}}} = \xi \frac{R + R_{\text{вх}}}{\beta R_{\text{окв}}} \approx \xi \frac{R}{\beta R_k}, \quad (16.25)$$

так как

$$R_{\text{вх}} = 1/g \ll R; \quad S_0/g = \beta.$$

Пусть

$$R = 10 \text{ ком}; \quad \xi = 0,9; \quad \beta = 40; \quad R_k = 10 \text{ ком}.$$

Тогда согласно (16.25) получим $\epsilon \approx 2,5\%$.

Время восстановления генератора, определяемое временем заряда конденсатора, практически можно считать равным

$$t_{\text{вос}} = (4 \div 5) C (R_k + R') = (4 \div 5) C R_k, \quad (16.26)$$

так как обычно $R_k \gg R'$.

Уменьшение коэффициента нелинейности и времени восстановления генератора может быть достигнуто применением составного триода (рис. 16.5). Параметры составного триода, в случае пренебрежения внутренней обратной связью, достаточно точно определяются как

$$\left. \begin{aligned} \beta' &= \frac{S'_0}{g'} = \beta_1 + (\beta_1 + 1) \beta_2; & R'_{\text{вх}} &= R_{\text{вх}_1} + (\beta_1 + 1) R_{\text{вх}_2}, \\ \frac{1}{R'_i} &= \frac{1}{R_{i_1}} + \frac{1}{R_{i_2}} - \frac{1}{\beta_2 g_2 R_{i_1} R_{i_2}} \approx \frac{R_{i_1} + R_{i_2}}{R_{i_1} \cdot R_{i_2}}. \end{aligned} \right\} \quad (16.27)$$

При однотипных триодах из (16.27) получим

$$\beta' \approx \beta^2; \quad R'_{bx} = \beta R_{bx}; \quad R'_i = \frac{R_i}{2}. \quad (16.28)$$

Для схемы с составным триодом согласно (16.20), (16.24) и (16.28) имеем

$$\epsilon = \xi \frac{R + \beta R_{bx}}{S_0 R_{ekb} \beta R_{bx}} \approx \xi \frac{R + \beta R_{bx}}{\beta^2 R_k}, \quad (16.29)$$

где

$$1/R_{ekb} = 1/R_k + \frac{2}{R_i} \approx \frac{1}{R_k}; \quad R_k \ll R_i.$$

Пусть $\xi = 0,9$; $R = 10$ ком; $\beta = 30$; $R_{bx} = 1$ ком; $R_k = 2$ ком.

Тогда согласно (16.29) получим $\epsilon \approx 2^0$.

При большом входном сопротивлении составного триода можно получить заданный коэффициент нелинейности при сравнительном малом сопротивлении R_k и тем самым значительно уменьшить время восстановления генератора.

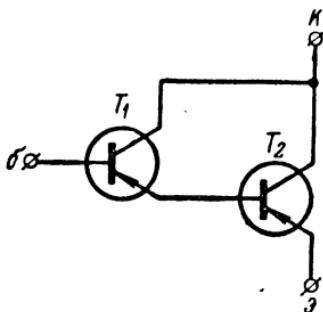


Рис. 16.5. Схема составного триода.

Сравнение (16.25) и (16.29) дает возможность сделать вывод о том, что в случае применения составного триода получается выигрыш с точки зрения линейности в $\beta(R + R_{bx})/R + \beta R_{bx}$ раз. Во столько же раз при задан-

ном коэффициенте нелинейности можно уменьшить сопротивление коллекторной нагрузки R_k и, следовательно, время восстановления. Применение обычного эмиттерного повторителя для уменьшения времени восстановления возможно, но не всегда целесообразно, так как он усложняет схему, затрудняет ее наладку и приводит к уменьшению коэффициента ξ использования напряжения источника питания. Более эффективным оказывается [76] применение эмиттерного повторителя, обеспечивающего комбинированную обратную связь в генераторе. Последняя дает возможность полу-

чить сколь угодно малый коэффициент нелинейности при очень малом времени восстановления.

Для получения повышенной амплитуды напряжения можно прибегнуть к последовательному включению триодов (рис. 16.6). Сопротивления R_3 и R_4 здесь обеспечивают необходимый режим работы верхнего триода. В качестве нижнего можно применить составной триод. Амплитуда линейно изменяющегося напряжения в этом случае может быть несколько увеличена.

Увеличение напряжения коллекторного источника при двух последовательно включенных триодах до $2E_{\text{к доп}}$, где $E_{\text{к доп}}$ — предельно допустимое напряжение для одного триода, несмотря на то, что при закрытых триодах напряжение источника делится между триодами практически поровну, не представляется возможным. Объясняется это тем, что сразу же после запуска генератора напряжение на коллекторе нижнего триода падает до сравнительно малой величины, близкой к напряжению на сопротивлении R_4 .

Большая же часть напряжения источника питания окажется приложенной к верхнему триоду. Увеличение сопротивления R_4 для устранения этого недостатка недопустимо, так как при большой величине R_4 не обеспечивается запирание верхнего триода при повышении температуры.

При определении коэффициента нелинейности пилообразного напряжения, вырабатываемого генератором (рис. 16.6), удобно пользоваться параметрами одного триода, эквивалентного двум последовательно включенными триодам. В случае пренебрежения внутренней обратной связью триодов и при выполнении

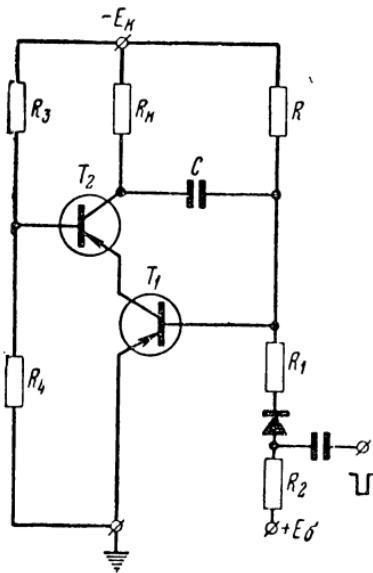


Рис. 16.6. Принципиальная схема генератора пилообразного напряжения с последовательно включенными триодами.

неравенства $S_0 R_i \gg 1$ эквивалентные параметры определяются следующим образом:

$$R_{\text{вх экв}} = \frac{1}{g_{\text{экв}}} = \frac{1}{g}; \quad S_{0\text{экв}} \approx \frac{S_{01} R_{i_1} \beta_2 \alpha_2}{\alpha_2 R_{\text{экв}} + \beta_2 R_{i_1}};$$

$$R_{i\text{экв}} = \frac{S_{02} R_{i_2}}{\beta_2 \alpha_2} (\alpha_2 R_{\text{экв}} + \beta_2 R_{i_1}),$$

где

$$R_{\text{экв}} = \frac{R_3 \cdot R_4}{R_3 + R_4}; \quad \alpha_2 = \left. \frac{\partial i_{K_2}}{\partial i_{\text{экв}}} \right|_{U_K=\text{const}}.$$

Для хороших триодов $\alpha > 0,97 \div 0,98$, $\beta > 40 \div 50$; поэтому обычно выполняется неравенство $\beta_2 R_{i_1} \gg R_{\text{экв}}$.

В этом случае

$$R_{\text{вх экв}} = \frac{1}{g}; \quad S_{0\text{экв}} \approx \frac{S_{01} R_{i_1} \beta_2 \alpha_2}{\beta_2 R_{i_1}} \approx \alpha_2 S_{01} \approx S_{01};$$

$$R_{i\text{экв}} \approx \frac{S_{02} R_{i_2} R_{i_1}}{\alpha_2} \approx S_{02} R_{i_2} R_{i_1}.$$

Наконец, для однотипных триодов имеем

$$R_{\text{экв}} = \frac{1}{g}; \quad S_{\text{экв}} = S_0; \quad R_{i\text{экв}} = S_0 R_i^2.$$

Таким образом, при $R_K \ll R_{i\text{экв}}$ согласно (16.20) получим

$$\varepsilon = \xi \frac{R + R_{\text{вх}}}{S_0 R_{\text{вх}} R_K} = \xi \frac{R + R_{\text{вх}}}{\beta R_K}.$$

Формула (16.20), следовательно, применима для определения коэффициента нелинейности генераторов на одном триоде (рис. 16.3) и на двух последовательно включенных триодах (рис. 16.6). Однако неравенство $R_K \ll R_i$ для первого случая выполняется только при малых R_K , тогда как неравенство $R_K \ll S_0 R_i^2$ во втором случае выполняется при всех практически используемых величинах сопротивления R_K . Поэтому формула (16.20) во втором случае дает более точные результаты, тогда как расчетный коэффициент ε в первом случае оказывается несколько заниженным.

Определим теперь требуемые значения сопротивлений R_3 и R_4 .

Максимальным коэффициентом использования будет в том случае, когда делитель R_3-R_4 обеспечивает насыщение обоих триодов при максимальном токе коллектора верхнего триода

$$I_{\text{кмакс}} \approx \frac{E_{\text{k}}}{R_{\text{k}}} + \frac{E_{\text{k}}}{R} ,$$

где $E_{\text{k}}/R_{\text{k}}$ — составляющая коллекторного тока, протекающего по R_{k} ;

E_{k}/R — ток разряда конденсатора.

При этом мы полагаем, что напряжение на триодах в конце разряда пренебрежимо мало. Ток базы верхнего триода можно определить по формуле $I_{\text{б макс}} = E_{\text{k}}/R_3$, так как сопротивление R_4 много больше сопротивлений насыщенных триодов. Насыщение верхнего триода будет иметь место, если выполнить условие

$$I_{\text{кмакс}} \leq \beta I_{\text{б макс}} = \beta \frac{E_{\text{k}}}{R_3} \geq \frac{E_{\text{k}}}{R_{\text{k}}} + \frac{E_{\text{k}}}{R} ,$$

откуда

$$R_3 \leq \beta \frac{R \cdot R_{\text{k}}}{R + R_{\text{k}}} . \quad (16.30)$$

Для надежного запирания верхнего триода при закрытом нижнем необходимо (в случае триодов с одинаковыми параметрами в режиме запирания) выполнить условие

$$\frac{R_4}{R_3 + R_4} E_{\text{k}} \leq \frac{E_{\text{k}}}{2} - \frac{R_3 \cdot R_4}{R_3 + R_4} I_{\text{ктмакс}} ,$$

откуда получим

$$R_4 \leq \frac{R_3}{1 + 2R_3 \frac{I_{\text{ктмакс}}}{E_{\text{k}}}} . \quad (16.31)$$

Рассмотренные варианты управляемых генераторов с емкостной обратной связью при применении триодов типа $n-p-n$ позволяют получить линейно падающее напряжение.

Исследованные в данном параграфе генераторы имеют следующий недостаток. Сопротивление нагрузки, на котором должно действовать пилообразное напряжение, может быть приключено только к коллектору триода. Коэффициент нелинейности при малом по сравнению с R_k сопротивлении R_n нагрузки увеличивается. В этом случае его необходимо определять по формуле (16.20), заменив в ней величину R_k на $R_k \cdot R_n / (R_k + R_n)$.

16.4. УПРАВЛЯЕМЫЙ ГЕНЕРАТОР С КОМПЕНСИРУЮЩЕЙ Э. Д. С.

Генератор линейно падающего напряжения (рис. 16.7, а) в схемном отношении аналогичен ламповому управляемому генератору с компенсирующей э. д. с. [25].

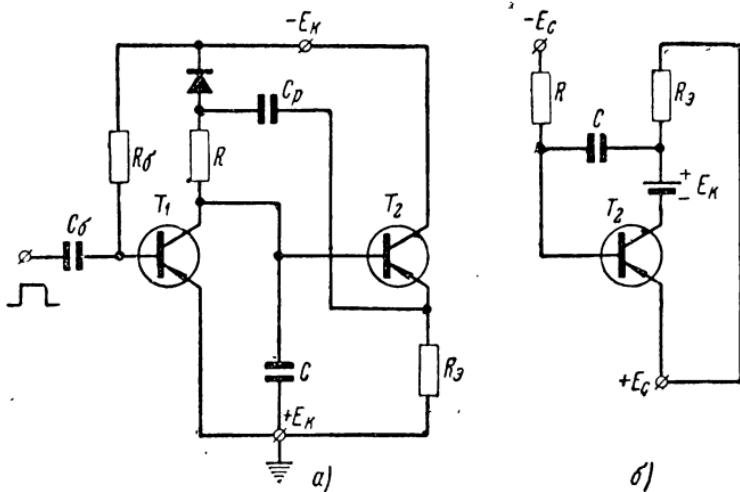


Рис. 16.7. Генератор пилообразного напряжения с компенсирующей э. д. с.:
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема.

Достоинством этого генератора является малое выходное сопротивление. Пилообразное напряжение получается на нагрузке эмиттерного повторителя (триод T_2). Влияние нагрузки по этой причине оказывается преенебрежимо малым.

Принцип работы полупроводникового генератора этого типа, по существу, не отличается от принципа работы лампового варианта [25]. Особенность работы полупроводникового генератора проявляется в стадии восстанов-

ления. Окончание управляющего импульса вызывает отпирание триода T_1 и быстрый разряд конденсатора C . Конденсатор C_0 при этом восстанавливает свой заряд. Поскольку постоянная времени цепи заряда конденсатора C_0 много больше постоянной времени цепи разряда конденсатора C , потенциал базы триода T_2 оказывается близким к нулю, когда еще напряжение на сопротивлении R_0 , обусловленное током заряда конденсатора C_0 , отлично от нуля. Триод T_2 при этом закрыт, а время восстановления заряда конденсатора равно $(4 \div 5) C_0 R_0$.

Для исключения запирания триода T_2 в цепь его эмиттера необходимо включить источник напряжения $E_0 = + (3 \div 5) v$, много большей величины приращения напряжения на конденсаторе C_0 во время рабочего хода.

Определим коэффициент нелинейности генерируемого пилообразного напряжения. Для этого схему генератора (рис. 16.7, а), когда триод T_1 закрыт, приведем к виду (рис. 16.7, б), аналогичному рис. 16.3. Ввиду того, что для нормальной работы генератора конденсатор C_0 должен иметь очень большую емкость, будем считать, что во время рабочего хода он играет роль источника напряжения E_c . Сравнение рис. 16.3 и 16.7, б показывает, что они отличаются лишь местом включения батареи E_k и тем, что базовое сопротивление триода T_2 в одном случае приключается к отрицательному полюсу батареи E_c , а в другом — батареи E_k . Однако в исходном состоянии генератора напряжение на открытом диоде и потенциал эмиттера триода пренебрежимо малы и поэтому можно считать, что $E_c \approx E_k$. Что касается места включения батареи E_k , то оно на коэффициент усиления каскада никак не влияет. Поэтому формулы (16.20) и (16.21):

$$\varepsilon = \xi \frac{R + R_{bx}}{\beta R_k}; \quad T_{раб} = \xi RC$$

справедливы и для этого генератора. Здесь следует только отметить, что конечная величина емкости C_0 и связанное с этим уменьшение напряжения E_c во время рабочего хода увеличивает коэффициент нелинейности на величину, примерно равную C/C_0 . Однако при $C_0 > \frac{10C}{\varepsilon}$

с влиянием емкости C_0 на коэффициент нелинейности можно не считаться. На коэффициент нелинейности ока-

зывает незначительное влияние также и сопротивление участка коллектор — эмиттер закрытого триода. Уменьшение коэффициента нелинейности и увеличение амплитуды линейно падающего напряжения может быть достигнуто применением составного триода и двух последовательно включенных триодов соответственно.

Время восстановления генератора при $E_a = (3 \div 5)$ в определяется зарядом конденсатора C_0 через открытый диод и выходное сопротивление эмиттерного повторителя $R_{\text{вых}}$:

$$t_{\text{вос}} = (4 \div 5) C_0 (R_{\text{вых}} + R_d), \quad (16.32)$$

где $R_{\text{вых}} \approx \frac{R}{\beta}$;

R_d — сопротивление открытого диода.

16.5. АВТОГЕНЕРАТОР ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ МУЛЬТИВИБРАТОРНОГО ТИПА

Генератор пилообразного напряжения мультивибраторного типа с разрядом конденсатора через триод, охваченный обратной связью (рис. 16.8), представляет собой аналог лампового варианта, поэтому принцип работы его рассматривать не будем. С целью получения высокой линейности разрядный триод используется в сочетании с элементами обратной связи — сопротивлением R_a и источником смещающего напряжения E_a . Вместе с этим отрицательная обратная связь стабилизирует ток разряда конденсатора и временные параметры пилообразного напряжения. Этот генератор генерирует пилообразные колебания с большой (до 10—20) скважностью и этим выгодно отличается от других генераторов рассматриваемого типа.

Перейдем к определению параметров пилообразного напряжения.

Если считать, что ток разряда конденсатора I_c почти постоянен, получим следующее выражение для времени разряда конденсатора $t_{\text{раз}}$, равного времени рабочего хода:

$$T_{\text{раб}} = C_a \frac{U_m}{I_c}. \quad (16.33)$$

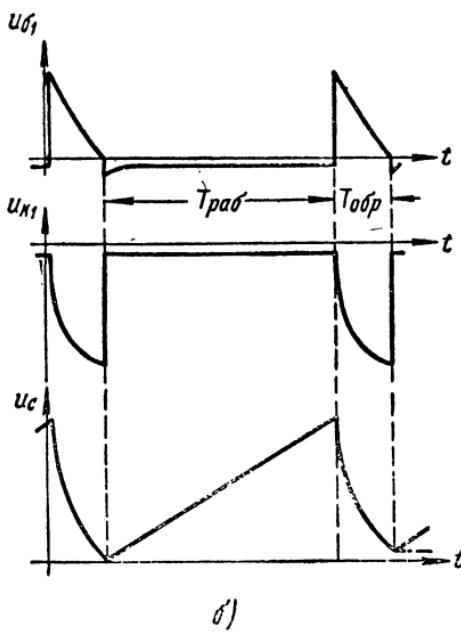
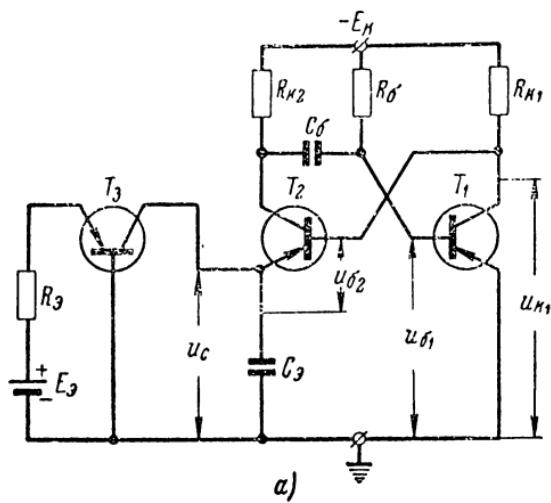


Рис. 16.8. Генератор пилообразного напряжения мультивибраторного типа:
а — принципиальная схема; б — временные
диаграммы напряжений.

Поскольку конденсатор C_3 имеет возможность разряжаться почти постоянным током практически до нуля напряжения, а максимальное напряжение на нем устанавливается в момент равенства $I_c = I_{k2}$, амплитуда линейно изменяющегося напряжения равна

$$U_m = E_k - R_{k2} I_c \approx E_k,$$

так как $R_{k2} I_c \ll E_k$. Выполнение последнего неравенства объясняется тем, что сопротивление R_{k2} необходимо лишь для обеспечения условий возникновения лавинообразных процессов и поэтому может иметь величину, не большую 300—500 ом. Ввиду того что время заряда конденсатора может быть в 20—30 раз меньше времени рабочего хода, триод T_2 , открытый во время заряда, может работать в режиме, аналогичном режиму работы триода блокинг-генератора, и при токе коллектора, имеющем величину, допустимую для режима переключения. По этой причине в качестве зарядного триода T_2 можно применять

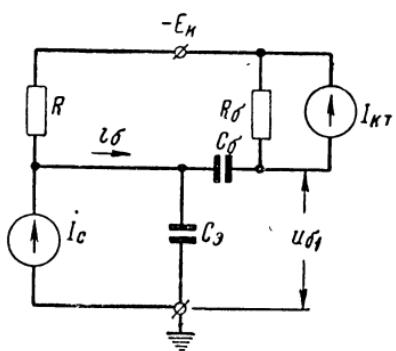


Рис. 16.9. Эквивалентная схема генератора мультивибраторного типа.

такие же маломощные триоды, как и триоды T_1 и T_3 .

Для определения времени $t_{\text{зар}}$ заряда конденсатора C_3 , соответствующего обратному ходу генератора, воспользуемся эквивалентной схемой генератора при открытом триоде T_2 и закрытом T_1 (рис. 16.9). Здесь генератором тока I_c представлен разрядный триод, генератором тока $I_{k\text{т}}$ — базовая цепь закрытого триода T_1 . Открытый триод T_2 находится в состоянии насыщения и представляет собой короткозамкнутый элемент. Сопротивление R_k в этой схеме равно

$$R_k = \frac{R_{k_1} \cdot R_{k_2}}{R_{k_1} + R_{k_2}} \approx R_{k_2},$$

так как $R_{k1} \gg R_{k2}$. Влиянием тока коллектора $I_{k\text{т}}$ закрытого триода T_1 ввиду его малости по сравнению с током

базы триода T_2 препнебрежем. Тогда анализ процессов в схеме рис. 16.9 при $C_3R_k \ll C_6R_b$ дает следующее выражение для времени заряда:

$$t_{\text{зар}} = T_{\text{обр}} = \frac{1}{n} \ln \frac{E_k - E + (2E_k + E_b) \frac{C_3R_k}{C_6R_b}}{(2E_k + E_b) \frac{C_3R_k}{C_6R_b} - E} \approx \\ \approx C_3R_k \ln \frac{E_k}{\frac{2E_kC_3R_k}{C_6R_b} - E}, \quad (16.34)$$

так как

$$\frac{1}{n} = \frac{1}{C_3R_k} - \frac{1}{C_6R_b} \approx \frac{1}{C_3R_k}; \quad 2E_k \gg E_b;$$

$$(2E_k + E_b) \frac{C_3R_k}{C_6R_b} - E \ll E_k.$$

Обычно $T_{\text{обр}} \ll T_{\text{раб}}$, и поэтому период колебаний генератора T можно считать равным времени рабочего хода. С этой точки зрения нахождение формулы (16.34) для времени обратного хода не представляет практического интереса. Однако формула (16.34) позволяет найти условия, при выполнении которых время обратного хода будет минимальным и достаточным для полного заряда конденсатора C_3 . Ток разряда конденсатора C_6 много меньше тока заряда конденсатора C_3 , и поэтому можно считать, что для получения максимальной амплитуды линейно изменяющегося напряжения необходимо выполнить равенство

$$(4 \div 5) C_3R_k = T_{\text{обр}}. \quad (16.35)$$

Сравнение (16.34) и (16.35) дает следующее условие полного заряда конденсатора C_3 :

$$\ln \frac{E_k}{\frac{2E_kC_3R_k}{C_6R_b} - E} = 4 \div 5, \quad (16.36)$$

При емкости конденсатора C_6 больше определяемой согласно (16.36) время обратного хода будет больше времени, необходимого для полного заряда конденсатора C_3 . На временной диаграмме напряжения u_c в этом случае появится уплощение, показанное на рис. 16.8, б

штрихами. Этот случай практического интереса не представляет и поэтому в дальнейшем не рассматривается.

Коэффициент нелинейности генерируемого напряжения можно определить, воспользовавшись схемой разряда конденсатора C_3 (рис. 16.10). Сравнивая рис. 16.4 и 16.10, можно сделать вывод о том, что особенности рис. 16.10 заключаются лишь в том, что $R_k = \infty$; $R = R_3$; $E_b = E_3$. Поэтому согласно (16.20) получим следующее выражение для коэффициента нелинейности:

$$\epsilon = \frac{U_m}{E_{\text{экв}}} = \frac{U_m (R_3 + R_{bx})}{S_0 R_i E_3 R_{bx}} \approx \frac{E_k (R_3 + R_{bx})}{S_0 R_i E_3 R_{bx}} \approx \frac{E_k R_3}{\beta R_i E_3}. \quad (16.37)$$

Пусть $E_k = 20 \text{ в}$; $R_3 = 4 \text{ ком}$; $E_3 = 20 \text{ в}$; $R_{bx} = 1 \text{ ком}$; $R_i = 10 \text{ ком}$.

Тогда согласно (16.37) получим $\epsilon \approx 10\%$.

В том случае, когда разряд конденсатора в этом генераторе осуществляется через триод T_3 , не охваченный

обратной связью, при определении коэффициента нелинейности можно воспользоваться формулой (16.19), имея в виду, что $R_k = \infty$; $R = R_3 = 0$; $E_b = E_3 = 0$, а величина $E_{\text{экв}}$ согласно (16.18) равна E . Тогда с учетом (16.11) получим

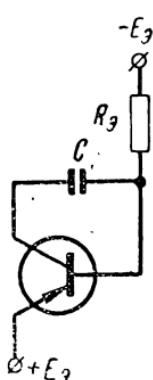


Рис. 16.10.
Эквивалент-
ная схема
разряда кон-
денсатора.

$$\epsilon = \frac{U_m}{E_{\text{экв}}} \approx \frac{E_k}{E} = \frac{E_k}{E_k + S_0 R_i U_{\text{бнач}}} = \\ = \frac{E_k / R_i}{E_k / R_i + S_0 U_{\text{бнач}}}. \quad (16.38)$$

Если учесть, что знаменатель последней дроби равен начальному току коллектора разрядного триода, из (16.38) получим

$$\epsilon \approx \frac{E_k}{R_i \cdot I_{k \text{ нач}}}. \quad (16.39)$$

Пусть усредненное значение $R_i \approx 10 \text{ ком}$, $I_{k \text{ нач}} = 10 \text{ ма}$. Тогда при $E_k = 20 \text{ в}$ согласно (16.39) получим $\epsilon \approx 20\%$. Применение триода T_3 без обратной связи, следовательно, нерационально.

Плавное изменение времени разряда конденсатора и частоты колебаний генератора легко осуществить путем плавного изменения величины напряже-

ния E_3 или сопротивления R_3 . Если пренебречь напряжением базы — эмиттер разрядного триода T_3 , можно считать, что $R_3 I_c \approx E_3$. Тогда на основании (16.33) получим

$$T \approx C_3 R_3 \frac{E_k}{E_3}; \quad F = \frac{E_3}{C_3 R_3 E_k}. \quad (16.40)$$

16.6. АВТОГЕНЕРАТОРЫ ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ ФАНТАСТРОННОГО ТИПА

Генератор пилообразного напряжения фантастронного типа [8] на плоскостных триодах (рис. 16.11,*a*) не имеет лампового аналога, и поэтому описание его принципа работы представляет интерес.

Прежде всего полезно иметь в виду, что база триода T_1 играет роль первой управляющей сетки, коллектор триода T_2 — роль анода, коллектор триода T_3 — роль экранирующей сетки пентода, используя который можно выполнить схему фантастрона. Рассматриваемый полупроводниковый генератор в этом смысле можно считать аналогом лампового фантастронного генератора со связью по экранирующей сетке [25]. Генератор фантастронного типа на трех плоскостных триодах может работать в режиме автоколебаний, в ждущем режиме и в режиме синхронизации.

Рассмотрим режим автоколебаний генератора. Пусть ток коллектора триода T_2 начинает уменьшаться. Это вызывает уменьшение потенциалов коллектора триода T_2 и базы триода T_1 (момент t_1 рис. 16.11,*b*). Потенциал коллектора триода T_1 увеличивается, вызывая отпирание триода T_3 . Потенциал коллектора последнего увеличивается, ток коллектора триода T_2 еще больше уменьшится. В генераторе в течение этой стадии работы осуществляется емкостная положительная обратная связь. Таким образом, при коэффициенте усиления в цепи обратной связи, большем единицы, описанный процесс будет лавинообразным.

В результате триоды T_1 и T_3 окажутся в открытом состоянии, а триод T_2 — в закрытом. По мере заряда конденсатора C через коллекторное сопротивление R_k и участок базы — эмиттер триода T_1 ток базы первого триода и потенциал его коллектора уменьшаются. В конце процесса заряда конденсатора C ток базы триода T_1 и потенциал его коллектора могут уменьшиться настоль-

ко, что триод T_3 выйдет из режима насыщения и начнет запираться. Это вызовет уменьшение потенциалов коллектора триода T_3 и базы триода T_2 (момент t_2 рис. 16.11,б). Последний начнет отпираться, вызывая процесс разряда конденсатора C . Потенциал базы триода T_1 теперь начнет быстро увеличиваться, вызывая еще большее уменьшение потенциала его коллектора. Процесс запирания триода T_3 и отпирания триода T_2 будет также лавинообразным. Разряд конденсатора C после этого будет происходить почти постоянным током, так как триоды T_1 и T_2 в сочетании с коллекторным сопротивлением R_k и интегрирующей цепью RC представляют собой управляемый генератор пилообразного напряжения с емкостной обратной связью (рис. 16.6). Когда при разряде конденсатора C потенциалы коллекторов триодов T_1 и T_2 станут близкими к нулю, последние начнут терять усиительные свойства. Ток разряда конденсатора C , не стабилизируемый теплером обратной связью, начнет быстро уменьшаться. Потенциал базы триода T_1 уменьшается, вызывая дальнейшее повышение потенциалов коллектора триода T_1 и эмиттера триода T_3 (момент t_1 рис. 16.11,б). По-

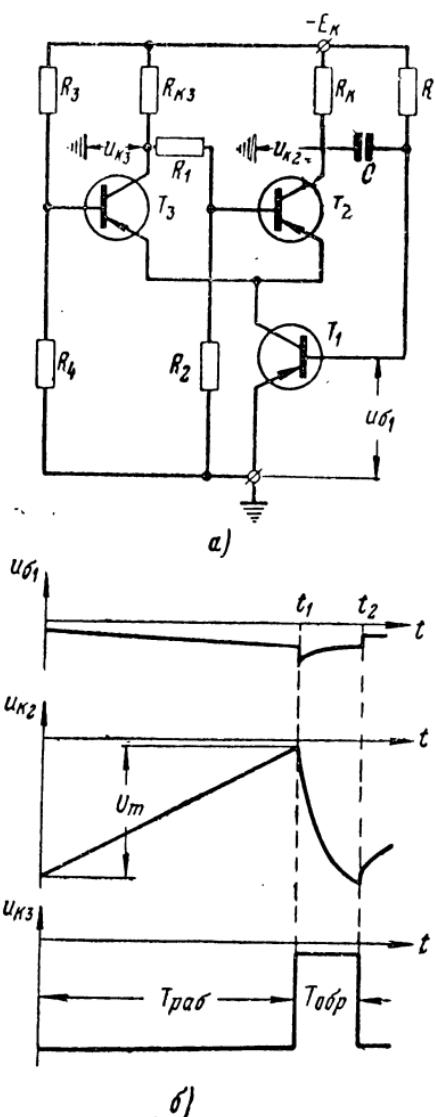


Рис. 16.11. Генератор пилообразного напряжения фантастронного типа:

а — принципиальная схема; б — временные диаграммы напряжений.

следний начнет отпираться, вызывая запирание триода T_2 . Цикл работы автогенератора на этом заканчивается. При увеличении сопротивления R_4 отрицательный потенциал базы триода T_3 будет таким, что триод T_3 не закроется даже при выходе триода T_1 из режима насыщения. В этом случае генератор переходит в заторможенный (ждущий) режим. Запуск заторможенного генератора можно осуществить импульсами, подаваемыми на базы триодов T_3 или T_1 . При дальнейшем увеличении сопротивления R_4 триод T_3 начнет отпираться раньше, чем произойдет практически полный разряд конденсатора C . Амплитуда линейно изменяющегося напряжения при этом уменьшится.

Поскольку рассмотренный генератор в своем составе содержит генератор пилообразного напряжения с ёмкостной обратной связью на триодах T_1 и T_2 , время рабочего хода и коэффициент нелинейности генерируемого им напряжения определяются, как и в случае рис. 16.6, с помощью формул (16.21) и (16.20). Для повышения линейности напряжения или уменьшения времени восстановления в данном генераторе можно применить составной триод.

Существенное уменьшение коэффициента нелинейности напряжения и времени восстановления генератора может быть достигнуто применением эмиттерного повторителя, обеспечивающего комбинированную обратную связь в генераторе [76].

Плавное изменение с помощью диода и потенциометра потенциала коллектора триода T_2 в заторможенном режиме (рис. 16.12) вызывает плавное и пропорциональное величине напряжения E изменение времени разряда конденсатора C . По этой причине генератор в ждущем режиме может быть использован для осуществления плавно регулируемой временной задержки импульсов и для преобразования напряжения во время.

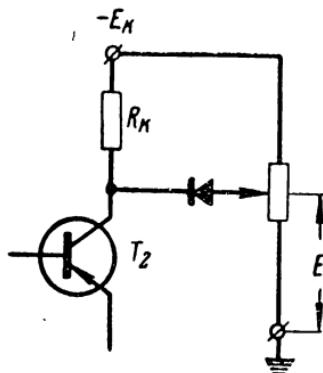


Рис. 16.12. Схема регулировки времени задержки.

Существенным недостатком рассмотренного генератора фантастронного типа является необходимость применения трех триодов. Более простым [81] является генератор с коллекторно-базовой обратной связью, выполненный на одном диоде и двух плоскостных триодах. Этот генератор (рис. 16.13,*a*) может работать как в ждущем режиме, так и в режиме автоколебаний.

Рассмотрим кратко заторможенный режим работы генератора. При отсутствии запускающих импульсов, подаваемых на коллектор или на базу триода T_1 , триод T_2 открыт. Благодаря наличию сопротивления r и проводящего в это время диода Д потенциал базы триода T_1 оказывается выше потенциала базы триода T_2 , а триод T_1 находится в закрытом состоянии. Конденсатор C при этом заряжен до максимального напряжения. При кратковременном воздействии запускающего импульса триод T_1 отпирается, вызывая повышение потенциалов базы и эмиттера триода T_2 . Потенциал коллектора триода T_2 резко падает (момент t_1 рис. 16.13,*b*), а диод благодаря наличию делителя R_1R_2 запирается, не оказывая теперь практически ни-

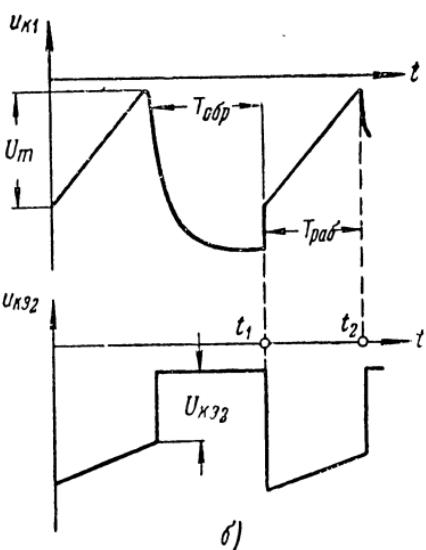
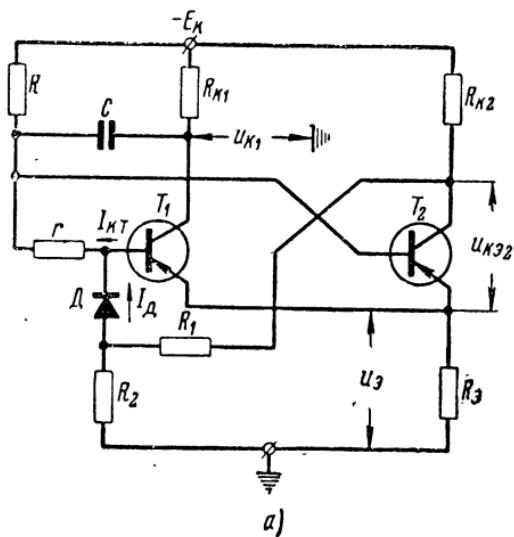


Рис. 16.13. Простейший генератор фантастронного типа:

а — принципиальная схема; *б* — временные диаграммы напряжений.

какого влияния на процесс разряда конденсатора. Отрицательная обратная связь, осуществляемая с помощью коллекторно-базовой емкости C , стабилизирует величину тока разряда. Разряд конденсатора прекращается в момент отпирания диода, вызванного уменьшением потенциала базы триода T_1 и увеличением потенциала коллектора триода T_2 (интервал t_1-t_2 рис. 16.13, б), обусловленных незначительным уменьшением тока разряда конденсатора C .

Триод T_1 в момент отпирания диода перестает управляться, конденсатор C начинает заряжаться, вызывая увеличение тока базы триода T_2 и уменьшение потенциала эмиттеров триодов. Это приводит к запиранию триода T_1 и, следовательно, к возвращению генератора в исходное состояние. При уменьшении сопротивления R_3 генератор переходит в режим автоколебаний.

Для определения коэффициента нелинейности ϵ генерируемого напряжения воспользуемся формулой (16.20)

$$\epsilon = \xi \frac{R + R_{bx}}{K_0 R_{bx}} = \\ = \xi \frac{1 + g_{bx} R}{K_0}$$

Под проводимостью g_{bx} и коэффициентом K_0 здесь понимаются входная проводимость усилителя (рис. 16.14, а)

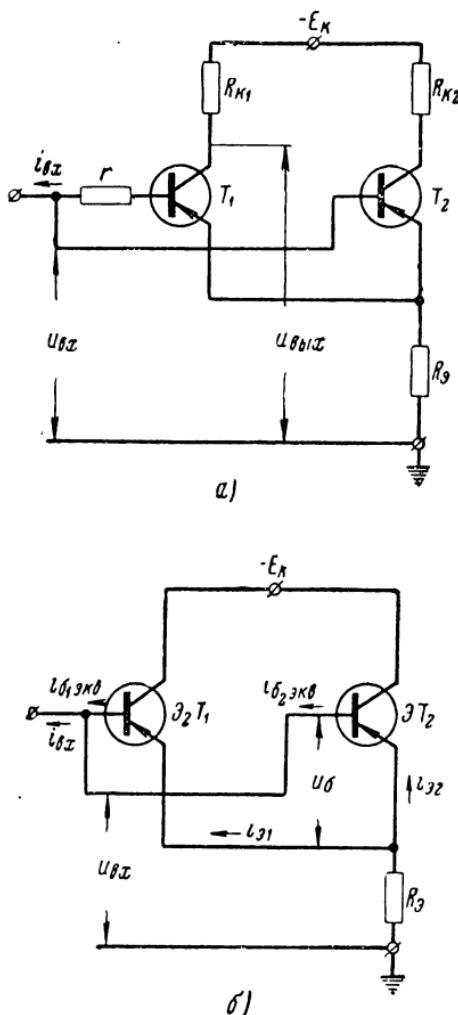


Рис. 16.14. Усилитель генератора фантастронного типа:
а — принципиальная схема; б — эквивалентная схема.

и его коэффициент усиления, рассчитанные с учетом сопротивлений r и R_{k_2} .

Поскольку вывод формул для величин g_{bx} и K_0 оказывается громоздким, ради наглядности и упрощения поступим следующим образом. Триод T_2 с сопротивлением R_{k_2} заменим эквивалентным триодом $\mathcal{E}T_2$ без коллекторного сопротивления. Его статические эквивалентные параметры будут равны

$$g_{bx_{2\text{экв}}} = g_{bx_2}; \quad S_{02\text{экв}} = S_{02} \frac{R_{i_2}}{R_{k_2} + R_{i_2}}; \quad R_{i_2\text{экв}} = R_{i_2} + R_{k_2}. \quad (16.41)$$

Триод T_1 с сопротивлением r в цепи базы заменим эквивалентным триодом $\mathcal{E}_1 T_1$ без базового сопротивления с параметрами

$$g_{bx_{1\text{экв}}} = \frac{g_{bx_1}}{g_{bx_1}r + 1}; \quad S_{01\text{экв}} = \frac{S_{01}}{g_{bx_1}r + 1}; \quad R_{i_1\text{экв}} = R_{i_1}. \quad (16.42)$$

Эквивалентный триод $\mathcal{E}_1 T_1$ с коллекторным сопротивлением R_{k_1} заменим эквивалентным триодом $\mathcal{E}_1 T_1$ без сопротивления R_{k_1} . Его параметры будут определяться как

$$\left. \begin{aligned} g'_{bx_{1\text{экв}}} &= g_{bx_{1\text{экв}}}; \quad S'_{01\text{экв}} = S_{01\text{экв}} \frac{R_{i_1\text{экв}}}{R_{i_1\text{экв}} + R_{k_1}}; \\ R'_{i_1\text{экв}} &= R_{i_1\text{экв}} + R_{k_1}. \end{aligned} \right\} \quad (16.43)$$

Для определения входной проводимости усилителя (рис. 16.14,*a*) воспользуемся его эквивалентной схемой (рис. 16.14,*b*).

В соответствии с принятыми на рис. 16.14,*b* обозначениями имеем

$$g_{bx} = \frac{i_{bx}}{u_{bx}}, \quad (16.44)$$

где

$$i_{bx} = i_{\beta_1\text{экв}} + i_{\beta_2\text{экв}} = u_b (g'_{bx_{1\text{экв}}} + g_{bx_{2\text{экв}}}); \quad (16.45)$$

$$\begin{aligned} u_{bx} &= u_b + R_\theta (i_{\beta_1} + i_{\beta_2}) = \\ &= u_b + R_\theta [(\beta'_{1\text{экв}} + 1) i_{\beta_1\text{экв}} + (\beta_{2\text{экв}} + 1) i_{\beta_2\text{экв}}], \end{aligned} \quad (16.46)$$

где

$$\beta = S_0 / g_{bx}.$$

Подставляя в (16.46) выражения (16.45) и (16.46), с учетом (16.41), (16.42) и (16.43) и неравенства $\beta \gg 1$ получим

$$g_{\text{bx}} = \frac{R_{\text{bx}_1} + R_{\text{bx}_2} + r}{R_{\text{bx}_2}(r + R_{\text{bx}_1}) + R_0 [\beta_1 R_{\text{bx}_2} + \beta_2 (R_{\text{bx}_1} + r)]}. \quad (16.47)$$

Коэффициент усиления K_0 усилителя определяется отношением

$$K_0 = \frac{u_{\text{вых}}}{u_{\text{bx}}}, \quad (16.48)$$

где согласно рис. 16.4, а

$$u_{\text{вых}} = R_{k_1} i_{k_1} = R_{k_1} \beta'_{1\text{ЭКВ}} \cdot i_{0_{1\text{ЭКВ}}} = \frac{\beta_{1\text{ЭКВ}} R_{k_1}}{R_{\text{bx}_1\text{ЭКВ}}} u_0. \quad (16.49)$$

Подставляя в (16.48) выражения (16.46), (16.40), с учетом (16.41), (16.42) и (16.43), получаем

$$K_0 = \frac{\frac{\beta_1 R_{k_1}}{(R_{\text{bx}_1} + r) \left[1 + \frac{\beta_2 R_0 R_{i_2}}{R_{\text{bx}_2} (R_{i_2} + R_{k_2})} \right] + \beta_1 R_0 +}}{+ \frac{R_{k_1}}{R_{i_1}} (R_{\text{bx}_1} + r) \left[1 + \frac{\beta_2 R_0 R_{i_2}}{R_{\text{bx}_2} (R_{i_2} + R_{k_2})} \right]}. \quad (16.50)$$

При получении (16.47) и (16.50) были использованы неравенства $\beta \gg 1$ и $K_0 \gg 1$, а внутренняя обратная связь считалась пренебрежимо малой.

Если учесть, что сопротивления $R_{k_1, 2}$ обычно невелики ($2 \div 10$ ком) и выполняются неравенства $R_k \ll R_i$, $\beta R_0 \gg R_{\text{bx}}$, из (16.47) и (16.50) соответственно получим

$$g_{\text{bx}} = \frac{R_{\text{bx}_1} + R_{\text{bx}_2} + r}{R_0 [\beta_1 R_{\text{bx}_2} + \beta_2 (R_{\text{bx}_1} + r)]}; \quad (16.51)$$

$$K_0 = \frac{\beta_1 R_{k_1} R_{\text{bx}_2}}{R_0 [\beta_1 R_{\text{bx}_2} + \beta_2 (R_{\text{bx}_1} + r)]}. \quad (16.52)$$

Подставив значения $g_{\text{вх}}$ и K_0 в (16.20), получим следующее выражение для коэффициента нелинейности:

$$\epsilon = \xi \frac{R(R_{\text{bx}_1} + R_{\text{bx}_2} + r) + R_0 [\beta_1 R_{\text{bx}_2} + \beta_2 (R_{\text{bx}_1} + r)]}{\beta_1 R_{\text{bx}_2} R_{\text{k}_1}} . \quad (16.53)$$

Пусть $\xi = 0,5$; $R = 20$ ком; $R_{\text{bx}_1} = R_{\text{bx}_2} = r = 1$ ком; $R_0 = 200$ ом; $\beta_1 = 60$; $\beta_2 = 20$; $R_{\text{k}_1} = 10$ ком.

Тогда согласно (16.53) получим $\epsilon \approx 5\%$.

Сравнение коэффициентов нелинейности генераторов (рис. 16.11,*a* и 16.13,*a*) показывает, что упрощение схемы второго генератора по сравнению с первым достигнуто ценой увеличения коэффициента нелинейности примерно в 10 раз.

В случае подключения к коллектору триода T_1 нагрузки с сопротивлением R_{n} коэффициент нелинейности увеличится и будет определяться формулой (16.53) при подстановке в нее вместо сопротивления R_{k_1} величины $R_{\text{k}_1} R_{\text{n}} / (R_{\text{k}_1} + R_{\text{n}})$.

Максимальная величина коэффициента использования напряжения коллекторного источника ξ генератора обычно равна 0,5—0,75.

Время разряда конденсатора (рабочего хода) определяется согласно формуле

$$T_{\text{раб}} = \xi R C . \quad (16.54)$$

Время восстановления генератора, работающего в ждущем режиме, равно

$$t_{\text{вос}} = (4 \div 5) C (R_{\text{k}_1} + R_0) \approx (4 \div 5) C R_{\text{k}_1} . \quad (16.55)$$

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что применение в качестве триода T_1 составного триода практически нецелесообразно, так как составной триод дает возможность уменьшить коэффициент нелинейности только в два-три раза.

16.7. ГЕНЕРАТОРЫ ПИЛООБРАЗНОГО ТОКА С ЕМКОСТНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Здесь рассматриваются высокоэффективные генераторы пилообразного тока [78], отличающиеся от аналогичных генераторов пилообразного напряжения тем, что коллекторной нагрузкой основного триода является отклоняющая катушка. Аналогичный ламповый генератор исследован в работе [61]. Общая схема генераторов рассматриваемого типа представлена на рис. 16.15. Для удобства анализа здесь индуктивность отклоняющей катушки L_K и ее активное сопротивление r_K вынесены из четырехполюсника, которым представлен усилитель. Для уменьшения коэффициента нелинейности последовательно с катушкой может быть включено небольшое активное сопротивление. Дополнительное сопротивление r здесь необходимо для получения скачка напряжения, требуемого при получении пилообразного тока.

Перейдем к анализу общей схемы генератора. Согласно рис. 16.15 можно получить следующую систему уравнений в операторной форме:

$$\left. \begin{aligned} u_1(p) &= -E_{\text{R}} + R[i_{\text{R}}(p) + i_1(p)] = u_2(p) + u_c(p) - ri_c(p); \\ u_2(p) &= -E_{\text{R}} + R_{\text{R}}i_L(p) + pL_{\text{R}}i_L(p); \\ i_c(p) &= pCU_0 - pCu_c(p); \\ i_1(p)R_{\text{Bx}} &= -u_1(p), \end{aligned} \right\} \quad (16.56)$$

где U_0 — начальное напряжение на заряженном конденсаторе;

R_{bx} — вещественная часть входного сопротивления усилителя.

Решив систему уравнений (16.56) относительно $i_L(p)$, с учетом (16.14) и (16.18) получим

$$i_L(p) = E_K \frac{K_0 R_{bx} r + rR + K_0 R_{nx} R(1 - \xi)}{L_K R(r + K_0 R_{bx})} \cdot \frac{p}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2} + \\ + E_K \frac{K_0 R_{nx} + R}{L_K C R(r + K_0 R_{bx})} \cdot \frac{1}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2}, \quad (16.57)$$

где

$$\xi = \frac{U_0}{E_K} \approx 1; \quad 2\delta = \frac{L_K + Cr_K(r + K_0 R_{bx})}{L_K C(r + K_0 R_{bx})}; \\ \omega_0^2 = \frac{r_K}{L_K C(r + K_0 R_{bx})}. \quad (16.58)$$

Практически выполняются неравенства

$$\frac{L_K}{r_K} \ll C(r + K_0 R_{bx}); \quad r \ll K_0 R_{bx}, \quad (16.59)$$

поэтому

$$\frac{\omega_0^2}{\delta^2} \approx 4 \frac{L_K}{K_0 R_{nx} Cr_K} \ll 1$$

и система, представленная на рис. 16.15, оказывается апериодической. Тогда

$$\left. \begin{aligned} \frac{p}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2} &\doteq \frac{1}{m-n} (e^{mt} - e^{nt}); \\ \frac{1}{p^2 + 2\delta p + \omega_0^2} &\doteq \frac{1}{\omega_0^2} + \frac{1}{m-n} \left(\frac{e^{mt}}{m} - \frac{e^{nt}}{n} \right), \end{aligned} \right\} \quad (16.60)$$

где m и n — корни уравнения $p^2 + 2\delta p + \omega_0^2 = 0$, при $\omega_0^2 \ll \delta^2$ с учетом (16.58) и (16.59) равные

$$\left. \begin{aligned} m &\approx -\frac{r_K}{L_K + r_K C(r + K_0 R_{bx})} \approx -\frac{1}{C(r + K_0 R_{bx})}; \\ n &\approx -\frac{L_K + Cr_K(r + K_0 R_{bx})}{L_K C(r + K_0 R_{bx})} \approx -\frac{r_K}{L_K}. \end{aligned} \right\} \quad (16.61)$$

Из (16.60) видно, что выражение для i_L представляется собой сумму двух экспонент: экспоненты с большой постоянной времени $K_0CR_{\text{вх}}$ и экспоненты с малой постоянной времени $L_{\text{к}}/r_{\text{к}}$. Для того чтобы решение состояло только из одной экспоненты с большой постоянной времени, потребуем, чтобы коэффициент перед экспонентой с малой постоянной времени был равен нулю. Тогда на основании (16.57) — (16.61) получим, что это будет иметь место при

$$r \approx \frac{L_{\text{к}}}{Cr_{\text{к}}} . \quad (16.62)$$

Выражение для i_L в этом случае имеет вид

$$i_L = I_{\text{окв}} (1 - e^{-t/K_0 R_{\text{вх}} C}), \quad (16.63)$$

где

$$I_{\text{окв}} = \frac{E_{\text{к}}}{r_{\text{к}}} \frac{K_0 R_{\text{вх}} + R}{R} \approx \frac{K_0 R_{\text{вх}} E_{\text{к}}}{r_{\text{к}} R} .$$

Коэффициент нелинейности тока i_L при этом равен

$$\epsilon = \frac{I_m}{I_{\text{окв}}} = \frac{T_{\text{раб}}}{K_0 R_{\text{вх}} C},$$

где I_m — амплитуда тока развертки.

Учтя, что при $t = T_{\text{раб}}$ $u_1 \approx u_2 \approx 0$, получим

$$I_m \approx \frac{E_{\text{к}} \cdot T_{\text{раб}}}{r_{\text{к}} T_{\text{раб}} + L_{\text{к}}} ; \quad T_{\text{раб}} \approx \xi C (R - r). \quad (16.64)$$

Тогда

$$\epsilon \approx \frac{R}{K_0 R_{\text{вх}} + R} = \xi \frac{R - r}{K_0 R_{\text{вх}}} . \quad (16.65)$$

Величина коэффициента K_0 определяется коллекторной нагрузкой $r_{\text{к}}$, так как при линейно нарастающем токе падение напряжения на катушке почти постоянно и роль катушки сводится, таким образом, к роли источника постоянной э. д. с.

Следует отметить, что колебания в контуре, составленном из катушки $L_{\text{к}}$ и ее собственной емкости, в нач-

ле рабочего хода из-за сильной отрицательной обратной связи не возникают и поэтому нет необходимости в дополнительном шунтировании катушки. Время восстановления схемы при этом оказывается небольшим, поскольку характер процессов восстановления получается близким к колебательному.

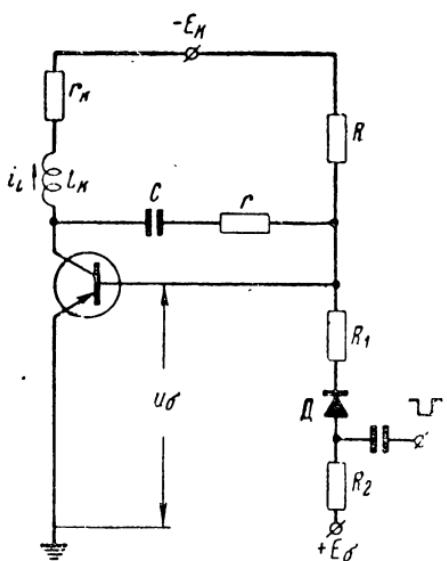


Рис. 16.16. Принципиальная схема генератора пилообразного тока.

Простейшим из рассмотренных вариантов является генератор тока, схема которого представлена на рис. 16.16.

Принцип работы этого генератора тока не отличается от принципа работы аналогичного генератора напряжения (рис. 16.3).

Коэффициент нелинейности тока определяется согласно формулам (16.25) и (16.65) при $R_k = r_k$.

Для уменьшения коэффициента ε можно использовать составной триод.

Если в качестве второго в составном триоде использовать триоды типа П201, П202, то в качестве первого триода можно применить маломощный триод типа П13, П14. Следует отметить, что максимальная амплитуда пилообразного тока при непосредственном включении катушки в цепь коллектора триода определяется соотношением

$$I_m \leq \frac{E_{k\text{доп}}}{r_k + L_k/T_{\text{раб}}} . \quad (16.66)$$

При быстрых развертках, когда $T_{\text{раб}}$ мало, амплитуда тока I_m может оказаться недопустимо малой. В этом случае целесообразно воспользоваться последовательным включением триодов (рис. 16.6). В качестве нижнего при этом может быть использован составной триод.

Наконец, возможно построение генератора тока, ра-

ботающего в режиме автоколебаний, аналогичного генератору напряжения фантастронного типа (рис. 16.11,*a*).

Для того чтобы избежать колебательного процесса заряда конденсатора, а время заряда сделать как можно меньшим, параметры схемы необходимо рассчитать в соответствии со следующим соотношением:

$$\sqrt{\frac{L_k}{C}} \approx 0,5(r_k + r + R_1 + R_2). \quad (16.67)$$

При выбранной катушке и, следовательно, известных величинах L_k , r_k , r и C условие (16.67) легко выполнить выбором сопротивлений R_1 и R_2 , предназначенных для уменьшения нагрузки на генератор управляющих импульсов. Время заряда конденсатора в этом случае будет меньше

$$t_{\text{вoc}} = (4 \div 5) C (r + r_k + R_1 + R_2). \quad (16.68)$$

16.8. ТЕРМОСТАБИЛИЗАЦИЯ ГЕНЕРАТОРОВ ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Полупроводниковые генераторы пилообразных напряжений и токов с емкостной обратной связью являются высоко эффективными не только с точки зрения линейности генерируемого ими напряжения или тока. Емкостная обратная связь при большом коэффициенте усиления в цепи обратной связи обеспечивает и возможность получения достаточно стабильного в широком диапазоне температур времени разряда конденсатора (времени рабочего хода), в течение которого обратная связь действует. Время обратного хода, в течение которого обратная связь отсутствует, менее стабильно. Однако режим автоколебаний генераторов пилообразных напряжений и токов обычно не применяется. Практическое использование чаще находят ждущий режим и режим синхронизации автогенераторов. В этом случае представляет интерес лишь стабилизация времени рабочего хода.

Экспериментальные исследования [9] показывают, что нестабильность времени рабочего хода генераторов с емкостной обратной связью на германиевых плоскостных триодах типа П13 и П14 в диапазоне температур от +20 до +75° С без элементов термостабилизации составляет не больше 5—7%. Такая нестабильность

в некоторых практических случаях вполне приемлема. Однако иногда (в схемах сравнения, в схемах задержки импульсов и т. п.) такая нестабильность недопустима.

Прежде чем перейти к рассмотрению методов термостабилизации, необходимо остановиться на причинах нестабильности.

Основными дестабилизирующими факторами являются тепловой (температура) ток $I_{кт}$ коллекторного перехода закрытого триода и начальные значения тока базы и напряжения на базе открытого триода. Увеличение тока $I_{кт}$ при повышении температуры приводит к уменьшению максимального напряжения, до которого заряжается конденсатор C , и, следовательно, к уменьшению времени рабочего хода.

Ток базы открытого триода протекает через разрядное сопротивление R и несколько увеличивает [по сравнению с рассчитываемой согласно формуле (16.21) величиной] время разряда конденсатора C . В самом деле время разряда более точно, чем по формуле (16.21), определяется согласно (16.12) с помощью формулы

$$T_{раб} = t_{раз} = \frac{CU_m}{I_{спач}} = \frac{RCU_m}{E_k} \cdot \frac{1}{1 - \frac{U_{бнач} + RI_{бнач}}{E_k}}. \quad (16.69)$$

Чем больше величина $U_{бнач} + RI_{бнач}$, тем большим оказывается время рабочего хода. Выясним характер изменения величины $T_{раб}$, связанного с изменением температуры.

Известно [45], что при небольших токах базы коэффициент β усиления триода по току мало зависит от тока базы. Поэтому зависимость $i_k = f(i_b)$ согласно (12.6) может быть представлена отрезком прямой (рис. 16.17). При увеличении температуры коэффициент β германиевых триодов возрастает.

Ток коллектора основного триода генераторов

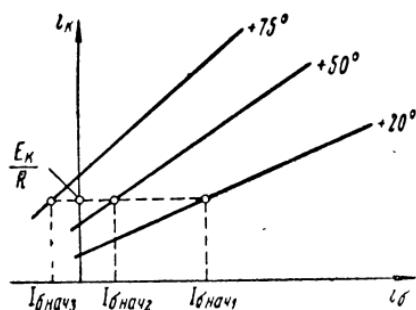


Рис. 16.17. Графики зависимости $i_k = f(i_b)$ в диапазоне температур.

(рис. 16.3а, 16.6, 16.11,а) в начале рабочего хода почти равен начальному току разряда конденсатора (16.12), так как начальный скачок напряжения на коллекторном сопротивлении пренебрежимо мал. Увеличение β , связанное с ростом температуры до 40—50° С, приводит к уменьшению начального тока базы, требуемого для получения начального тока коллектора, примерно равного E_k/R . Вместе с этим уменьшается и начальное напряжение $U_{б нач}$ на базе триода. Уменьшение величин $I_{б нач}$ и $U_{б нач}$ приводит в соответствии с формулой (16.69) к уменьшению времени рабочего хода. Дальнейшее увеличение температуры приводит к изменению направления тока базы в начале рабочего хода и затем к увеличению $I_{б нач}$. Знак перед произведением $R I_{б нач}$ в формуле (16.69) при этом следует изменить на обратный, и поэтому характер изменения времени рабочего хода при росте температуры выше 45—50° С не меняется. Таким образом, оба дестабилизирующих фактора при повышении температуры вызывают уменьшение времени рабочего хода генератора.

Для того, чтобы исключить изменение потенциала коллектора закрытого триода, используется схема фиксации, состоящая из источника напряжения E_Φ и диода D_Φ (рис. 16.18). При наличии схемы фиксации потенциал коллектора закрытого триода фиксируется на уровне E_Φ , если выполняется неравенство

$$E_k - R_{k\text{t}} I_{\text{кт макс}} > E_\Phi \quad (16.70)$$

где $I_{\text{кт макс}}$ — ток $I_{\text{кт}}$ при максимальной температуре.

Вместе с этим при фиксации потенциала коллектора, как это было установлено при рассмотрении мультивибраторов, уменьшается время восстановления заряда конденсатора.

Влияние тока базы на время рабочего хода генератора устраняется с помощью диода D (рис. 16.18).

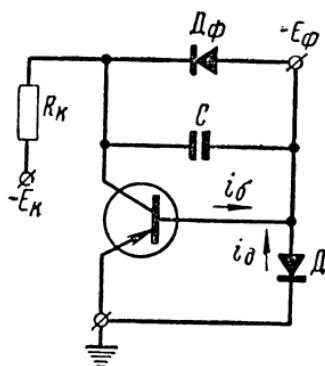


Рис. 16.18. Принципиальная схема генератора пи-образного напряжения со стабилизирующим базовым диодом.

Его стабилизирующее действие заключается в следующем. При увеличении температуры начальный ток базы открытого триода, как было установлено выше, уменьшается. Обратный ток диода D при этом увеличивается, так что величина суммарного тока $i_b + i_d$ в широком диапазоне температур может быть практически постоянной. Время рабочего хода при изменении начального тока базы изменяться почти не будет.

Для фиксации потенциала коллектора закрытого триода требуются кремниевые маломощные диоды. В качестве стабилизирующих диодов D необходимо использовать маломощные германиевые плоскостные или точечные диоды, обратный ток которых с изменением температуры повышается. При тщательном подборе диода D нестабильность времени рабочего хода может быть уменьшена до нескольких десятых долей процента.

16.9. РАСЧЕТ ГЕНЕРАТОРОВ ПИЛООБРАЗНОГО НАПРЯЖЕНИЯ И ТОКА

Расчет управляемых генераторов пилообразного напряжения с емкостной обратной связью (рис. 16.3, 16.6) по заданным времени рабочего хода $T_{раб}$, времени обратного хода $T_{обр}$, амплитуде напряжения U_m и коэффициенту нелинейности ϵ производится в следующем порядке.

1. Выбираются триоды и схемы генератора и рассчитывается напряжение коллекторного источника E_k . В зависимости от требуемой амплитуды напряжения U_m выбирается схема на одном (рис. 16.3) или на двух последовательно включенных триодах (рис. 16.6). Для решения вопроса о том, следует ли применить составной триод или не следует, необходимо обратиться согласно формулам (16.21), (16.25) и (16.26) к отношению

$$\frac{T_{раб}}{T_{обр}} \geq \frac{\beta\epsilon}{4 \div 5} \quad (16.71)$$

для простейшего генератора.

Если при использовании триода с большим коэффициентом β условие (16.71) не выполняется, необходимо применить составной триод или схему фиксации потенциала коллектора (рис. 13.4,а), позволяющую уменьшить время восстановления и, следовательно, обратный ход. Когда при наличии схемы фиксации напряжение

коллекторного источника получается чрезмерно большим, необходимо применить и составной триод и схему фиксации. В генераторах пилообразного напряжения необходимо применять триоды с возможно большим коэффициентом усиления по току β . Напряжение коллекторного источника определяется по формуле $E_k \approx 1,1 U_m$. При наличии схемы фиксации $E_\Phi \approx 1,1 U_m$. Величина E_k при этом определяется по формуле (16.70).

2. Задаются величиной сопротивления R . При большом сопротивлении R уменьшается ток разряда конденсатора и увеличивается вредное влияние различного рода неучтенных токов утечек [25]. При этом увеличиваются коэффициент нелинейности и нестабильность времени рабочего хода, обусловленные протеканием через сопротивление R тока базы триода. По этим причинам сопротивление целесообразно выбирать равным $R = (5 \div 30)$ ком. При меньших значениях R увеличиваются емкость конденсатора C и время восстановления его заряда.

3. По заданной величине коэффициента нелинейности ε и при известном для выбранного триода коэффициенте β согласно (16.25) или (16.29) определяется величина сопротивления R_k . Входное сопротивление триода R_{bx} при этом считается известным. Обычно для маломощных триодов при работе их в рассматриваемых генераторах $R_{bx} \approx 0,5 \div 1$ ком.

4. Рассчитывается по формуле (16.21) емкость конденсатора C и проверяется согласно (16.26) время восстановления.

5. После предварительного выбора сопротивлений $R_1 = 200 \div 1000$ ом и $R_2 = 1000 \div 2000$ ом, служащих для уменьшения нагрузки генератора управляющих импульсов, с помощью (16.23) рассчитывается напряжение базовой батареи E_b . При этом следует иметь в виду, что при больших сопротивлениях R_1, R_2 генератор управляющих импульсов может быть маломощным. Однако требуемое напряжение E_b в этом случае возрастет.

6. Определяются по формулам (16.30) и (16.31) сопротивления R_3, R_4 , если производится расчет генератора с последовательно включенными триодами (рис. 16.6).

7. Выбирается амплитуда управляющего импульса $U_m = 2 \div 3$ в и его длительность $t_{ii} = 1,1 T_{раб}$.

Пример расчета управляемого генератора (рис. 16.3). Имеются следующие исходные данные:

- амплитуда пилообразного напряжения $U_m \geq 20 \text{ в}$;
- время рабочего хода $T_{\text{раб}} = 500 \text{ мксек}$;
- время обратного хода $T_{\text{обр}} = 200 \text{ мксек}$;
- коэффициент нелинейности $\varepsilon \leq 3\%$;
- максимальная температура $t_{\text{макс}}^{\circ} = 70^{\circ}\text{C}$.

Расчет генератора производим в следующем порядке:

а) Выбираем триод типа П13А с $E_{\text{кдоп}} > E_{\text{k}} \geq 1,1 U_m \approx 25 \text{ в}$ и имеющий $\beta \geq 30$, $I_{\text{кт}} \leq 5 \text{ мка}$.

б) Определяем отношение $T_{\text{раб}}/T_{\text{обр}} = 2,5$ и убеждаемся в том, что условие (16.71) не выполняется. Необходимо, следовательно, применить составной триод.

в) Задаемся сопротивлением $R = 10 \text{ ком}$.

г) Находим по формуле (16.29) коллекторное сопротивление

$$R_{\text{k}} \geq 0,9 \frac{10 + 30}{30^2 \cdot 0,03} \approx 1,3 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_{\text{k}} = 1,3 \text{ ком.}$

д) Рассчитываем с помощью (16.21) емкость конденсатора

$$C = \frac{500 \cdot 10^{-6}}{0,9 \cdot 10 \cdot 10^3} = 5,5 \cdot 10^{-8} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 0,05 \text{ мкф.}$

е) Убеждаемся в том, что условие $T_{\text{обр}} > (3 \div 5) CR_{\text{k}}$ выполняется. Если это условие не выполняется, необходимо использовать эмиттерный повторитель.

ж) Выбираем сопротивления $R_1 = 510 \text{ ом}$ и $R_2 = 1 \text{ ком}$ и рассчитываем с помощью (16.23) напряжение

$$E_6 \geq \frac{1510}{10 \cdot 10^3} 25 + 1510 \cdot 5 \cdot 2^{\frac{70-20}{10}} \cdot 10^{-6} \approx 3,9 \text{ в.}$$

Принимаем $E_6 = 4 \text{ в.}$

Расчет управляемого генератора с компенсирующей э. д. с. (рис. 16.7) производится в следующем порядке:

1. Рассчитывается напряжение $E_{\text{k}} = 1,2 U_m$ и выбираются триоды и диод. Диод должен иметь малое (меньше 100—200 ом) сопротивление при прямом и большое

(больше 200—300 ком) при обратном (запирающем) напряжении. Триод T_1 должен иметь большое (не менее 200—300 ком) сопротивление участка коллектор—эмиттер в закрытом состоянии. Триод T_2 определяет линейность генерируемого напряжения и поэтому должен иметь большой (50—75) коэффициент усиления по току β .

2. Выбирается сопротивление $R = 10 \div 25$ ком.

3. По заданному коэффициенту нелинейности ε с помощью формул (16.20) и (16.21) определяются сопротивления $R_0 = R_k$ и емкость конденсатора C .

4. Рассчитывается емкость конденсатора C_0 . Она должна быть не меньше $(5 \div 10) C/\varepsilon$. В противном случае коэффициент нелинейности увеличивается по сравнению с расчетным на величину C/C_0 .

5. Находится сопротивление R_b . Для того чтобы триод T_1 при отсутствии управляющего импульса был в состоянии насыщения, необходимо выполнить условие

$$R_b \leq \beta_1 R. \quad (16.72)$$

6. Выбираем напряжение эмиттерного источника E_0 , исключающее запирание триода T_2 во время обратного хода.

Амплитуда управляющего импульса должна составлять величину

$$U_{my} > R_{\text{вых}} I_{kt \text{ макс}},$$

где $R_{\text{вых}}$ — выходное сопротивление генератора управляющих импульсов. При этом имеется в виду, что $R_{\text{вых}} \ll R_b$.

Обычно оказывается достаточной величина $U_{my} = (2,5 \div 5) \text{ в}$.

Пример расчета генератора с компенсирующей э. д. с. Имеются следующие исходные данные:

- амплитуда пилообразного напряжения $U_m \geq 25$ в;
- длительность рабочего хода $T_{\text{раб}} = 250 \text{ мксек}$;
- длительность обратного хода $T_{\text{обр}} = 150 \text{ мксек}$.
- коэффициент нелинейности $\varepsilon \leq 5\%$.

Расчет производится в следующем порядке:

- а) Находим напряжение $E_k = 1,2U_m = 30$ в.
 б) Выбираем триоды типа П13А и диод типа Д19.
 в) Задаемся сопротивлением $R = 10$ ком.
 г) Определяем по формуле (16.20) сопротивление

$$R_0 = \xi \frac{R}{\beta \epsilon} = 0,85 \frac{10 \cdot 10^6}{30 \cdot 0,05} = 6 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_0 = 6,2$ ком.

- д) Рассчитываем с помощью (16.21) емкость конденсатора

$$C = \frac{250 \cdot 10^{-6}}{0,85 \cdot 10 \cdot 10^3} \approx 29 \cdot 10^{-9} \text{ ф.}$$

Принимаем $C = 0,03$ мкф.

- е) Находим емкость конденсатора

$$C_0 = \frac{(5 \div 10) C}{\epsilon} = \frac{(5 \div 10) 0,03 \cdot 10^{-6}}{0,05} = (3 \div 6) 10^{-6} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_0 = 3$ мкф и проверяем выполнение условия (16.32).

- ж) Определяем согласно (16.72) сопротивление

$$R_0 \leq 30 \cdot 10 \cdot 10^3 = 300 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_0 = 51$ ком.

- з) Выбираем напряжение $E_0 = 3$ в.

Расчет автогенератора мультивибраторного типа (рис. 16.8,а) производится в следующем порядке:

1. Выбираются триоды и рассчитывается напряжение коллекторного источника E_k . Триоды T_2 и T_3 должны иметь большой (50—75) коэффициент усиления тока базы β . Большой коэффициент β триода T_2 обеспечивает больший коэффициент ξ генератора, так как при большом β можно применить малое сопротивление R_{k2} . Триод T_2 , кроме того, должен иметь большое (не менее 200—300 ком) обратное коллекторное сопротивление. К триоду T_1 предъявляются такие же требования, как и к триодам мультивибратора. Необходимо также выполнить условие $E_k \approx 1,25 U_m < E_{k \text{ доп}}$.

2. Рассчитываются сопротивления

$$R_{k_1} \geq \frac{E_k}{I_{k\text{ доп}}} ; \quad R_{k_2} \geq \frac{E_k}{I_{k\text{ пер}}} , \quad (16.73)$$

где $I_{k\text{ доп}}$ и $I_{k\text{ пер}}$ — допустимые коллекторные токи для статического режима и режима переключения соответственно.

3. По заданному времени обратного хода определяется с помощью (16.35) емкость конденсатора C_3 .

4. По известному времени прямого хода согласно (16.33) рассчитывается ток разряда конденсатора I_c .

5. По заданному коэффициенту нелинейности ε с помощью (16.37) и равенства $E_3 = R_3 I_c$ определяется параметр триода

$$\beta R_i \approx \frac{E_k}{\varepsilon I_c} \quad (16.74)$$

и выбирается разрядный триод T_3 . Следует при этом иметь в виду, что параметр β от тока разряда практически не зависит, а сопротивление триода R_i уменьшается с увеличением тока I_c (см. приложение). Сопротивление R_i триода T_3 , таким образом, необходимо определять при $I_k = I_c$.

6. По заданному напряжению $E_3 = (0,5 \div 1) E_k$ рассчитывается сопротивление R_3 .

7. Рассчитывается сопротивление R_6 . Для того чтобы триод T_1 переходил в режим насыщения, необходимо выполнить условие

$$R_6 \leq \beta_1 R_k .$$

8. Определяется емкость конденсатора C_6 . Для того чтобы амплитуда напряжения U_m была максимальной, необходимо выполнить условие $(4 \div 5) C_3 R_{k_2} \leq T_{\text{об}} \beta$, определяемое согласно (16.34). Из этого условия получаем

$$\ln \frac{E_k}{C_3 R_{k_2}} \approx 4 \div 5 \approx \ln \frac{C_6 R_6}{2 C_3 R_{k_2}} ,$$

откуда

$$C_6 \approx \frac{200 C_3 R_{k_2}}{R_6} . \quad (16.75)$$

Генератор фантастронного типа (рис. 16.11,а) в ждущем режиме рассчитывается в следующем порядке.

1. Выбор и расчет элементов схемы генератора $R_{\text{к}}$, R , C и решение вопроса о целесообразности применения в качестве триода T_1 составного триода производится аналогично выбору и расчету управляемых генераторов (рис. 16.3 и 16.6) до п. 4 включительно.

2. Определяется сопротивление

$$R_{\text{к}3} \geq \frac{E_{\text{к}}}{I_{\text{кдоп}}} . \quad (16.76)$$

3. Рассчитывается сопротивление

$$R_1 \leq \frac{\beta_2 R R_{\text{к}}}{R + R_{\text{к}}} - R_{\text{к}3} . \quad (16.77)$$

Формула (16.77) получена аналогично формуле (16.30), так как суммарное сопротивление $R_1 + R_{\text{к}3}$ в данном генераторе играет такую же роль, как и сопротивление R_3 в управляемом генераторе (рис. 16.6).

4. Рассчитывается сопротивление R_2 . Для того чтобы обеспечить надежное закрытое состояние триода T_2 при открытых однотипных триодах T_1 и T_3 , необходимо выполнить условие

$$\frac{2E_{\text{к}}r_{\text{kp}}}{R_{\text{к}3}} \cdot \frac{R_2}{R_1 + R_2} + \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} I_{\text{кт макс}} = \frac{E_{\text{к}}r_{\text{kp}}}{R_{\text{к}3}} ,$$

откуда с учетом неравенства $R_2 \ll R_1$ имеем

$$R_2 \leq \frac{E_{\text{к}}r_{\text{kp}}}{R_{\text{к}3} I_{\text{кт макс}}} , \quad (16.78)$$

где $1/r_{\text{kp}} = S_{\text{kp}}$ — крутизна линии критического режима для маломощных триодов, равная 50—150 $\text{ма}/\text{в}$ [12].

5. Определяются сопротивления R_3 и R_4 . Для обеспечения надежного запирания триода T_3 вплоть до конца рабочего хода необходимо выполнить условие

$$\frac{E_{\text{к}}R_4}{R_3 + R_4} + \frac{R_3 R_4}{R_3 + R_4} I_{\text{кт макс}} = r_{\text{kp}} I_{\text{к}} = r_{\text{kp}} E_{\text{к}} \left(\frac{1}{R_{\text{к}}} + \frac{1}{R} \right) ,$$

откуда при учете практически выполняемого неравенства $R_3 \geq R_4$ получим

$$R_3 \geq \frac{R_4 R_{\text{окв}}}{r_{\text{кп}}}, \quad (16.79)$$

где

$$R_{\text{окв}} = \frac{R R_{\text{к}}}{R + R_{\text{к}}}.$$

Величины сопротивлений R_3 и R_4 должны быть такими, чтобы при насыщенном триоде T_1 обеспечивался режим насыщения триода T_3 . Для этого необходимо при закрытом триоде T_2 выполнить условие

$$\frac{E_{\text{к}}}{R_3} - \frac{U_{6_3}}{R_4} \geq \frac{E_{\text{к}}}{\beta_3 R_{K_3}}, \quad (16.80)$$

где потенциал базы триода T_3 определяется выражением

$$U_{6_3} = U_{6_{3_3}} - r_{\text{кп}} E_{\text{к}} / R_{K_3}; \quad (16.81)$$

$U_{6_{3_3}}$ — напряжение на участке база—эмиттер насыщенного триода T_3 , обычно для германиевых триодов типа $p-n-p$ равное — (0,2 \div 0,3) в.

Решая уравнение (16.80) с выражением (16.79) совместно, получаем

$$R_4 = \beta_3 R_{K_3} \frac{r_{\text{кп}} E_{\text{к}} - |U_{6_3}| R_{\text{окв}}}{E_{\text{к}} R_{\text{окв}} + \beta_3 R_{K_3} R_{\text{окв}} I_{\text{кт макс}}}. \quad (16.82)$$

Приведем пример расчета фантостронного генератора на трех триодах (рис. 16.11) при тех же исходных данных, что и в примере расчета управляемого генератора (рис. 16.3).

В этом случае, кроме рассчитанных в указанном примере величин $R_{\text{к}}$, R и C , необходимо определить сопротивления R_1 , R_2 , R_3 , R_4 и R_{K_3} . Расчет этих величин произведем в следующем порядке.

а) Задаемся $I_{\text{к доп}} = 10 \text{ мА}$ и рассчитываем с помощью (16.76) сопротивление

$$R_{K_3} \geq \frac{25}{10 \cdot 10^{-3}} = 2,5 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем

$$R_{\text{кв}} = 3 \text{ ком.}$$

б) Определяем по формуле (16.77) сопротивление

$$R_1 \leq \frac{30 \cdot 10 \cdot 10^3 \cdot 1,3 \cdot 10^3}{10 \cdot 10^3 + 1,3 \cdot 10^3} - 3 \cdot 10^3 = 31 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Принимаем

$$R_1 = 24 \text{ ком.}$$

в) Находим по формуле (16.78) сопротивление

$$R_2 \leq \frac{25 \cdot 20}{3 \cdot 10^3 \cdot 0,24 \cdot 10^{-3}} \approx 690 \text{ ом.}$$

Принимаем

$$R_2 = 680 \text{ ом.}$$

г) Рассчитываем по формуле (16.82) с учетом (16.81) сопротивление

$$R_4 = 30 \cdot 3 \cdot 10^3 \frac{20 \cdot 25 - 0,42 \cdot 10^3}{25 \cdot 10^3 + 30 \cdot 3 \cdot 10^3 \cdot 10^3 \cdot 0,24 \cdot 10^{-3}} \approx 150 \text{ ом.}$$

Поскольку при расчете величины R_4 приходится пользоваться трудно контролируемыми величинами $r_{\text{кр}}$ и $U_{\text{бз}}$, для обеспечения требуемого режима работы в качестве сопротивления R_4 необходимо применить переменное сопротивление типа СП с номинальным значением $R_4 = 470 \text{ ом.}$

д) Определяем с помощью формулы (16.79) сопротивление

$$R_3 \geq \frac{150 \cdot 10^3}{20} = 7,5 \text{ ком.}$$

Принимаем $R_3 = 7,5 \text{ ком.}$

Перейдем к расчету фантастронного генератора на двух триодах (рис. 16.13, а).

Для обеспечения исходного состояния заторможенного генератора необходимо в соответствии с принятыми на рис. 16.13, а обозначениями выполнить условие

$$r(I_d - I_{\text{кт}}) = (0,5 \div 1) \text{ в.}$$

В этом случае триод T_1 в исходном состоянии надежно закрыт. Если диод и открытый триод T_2 , находящийся в состоянии насыщения, считать короткозамкнутыми элементами, получим

$$I_{\text{д}} = \frac{E_{\text{K}} R_{\text{в}}}{R_{\text{в}} + R_{k_2}} \frac{R_1}{R_1 R_2 + r(R_1 + R_2)} \approx E_{\text{K}} \frac{R_{\text{в}}}{R_{k_2} R_2}, \quad (16.83)$$

так как

$$R_1 R_2 \gg r(R_1 + R_2), \quad R_{\text{в}} \ll R_{k_2}.$$

Условие надежного запирания триода T_1 , таким образом, может быть представлено в следующем виде:

$$r \left(E_{\text{K}} \frac{R_{\text{в}}}{R_{k_2} R_2} - I_{\text{кт}} \right) \approx (0,5 \div 1) \text{ в.} \quad (16.84)$$

Триод T_2 в исходном состоянии должен быть насыщен ($\beta_2 I_{6_2} \geq I_{k_2}$).

Если учесть, что выполняется неравенство $R_2 + r \gg R_{\text{в}}$, получаем следующее условие насыщения триода T_2 :

$$R \leq \beta_2 R_{k_2}. \quad (16.85)$$

Для того чтобы время закрытого состояния диода было достаточным для полного разряда конденсатора, необходимо выполнить условие

$$U_{k_{\text{в}_2}} \geq U_{\text{в}} \frac{R_1}{R_2}, \quad (16.86)$$

где $U_{k_{\text{в}_2}}$, $U_{\text{в}}$ — напряжения на участке коллектор—эмиттер триода T_2 и на сопротивлении $R_{\text{в}}$ в конце разряда конденсатора (рис. 16.13,б), когда триод T_1 начинает переходить в режим насыщения. В случае невыполнения условия (16.86), диод откроется раньше, чем конденсатор C разрядится практически полностью. Амплитуда напряжения при этом уменьшится. Величину напряжения $U_{\text{в}}$ можно определить по формуле

$$U_{\text{в}} = R_{\text{в}} i = E_{\text{K}} R_{\text{в}} \left(\frac{1}{R_{k_2}} + \frac{1}{R} + \frac{1}{R_{k_1}} \right), \quad (16.87)$$

если учесть, что $U_{\text{в}} \ll E_{\text{K}}$, $U_{k_{\text{в}_2}} \ll E_{\text{K}}$.

Совместное решение (16.86) и (16.87) дает

$$\frac{R_2}{R_1} = \frac{E_K R_3}{U_{K2}} \left(\frac{1}{R_{K2}} + \frac{1}{R} + \frac{1}{R_{K1}} \right) - \frac{R_3}{R_{K2}}. \quad (16.88)$$

Расчет генератора по заданным параметрам U_m , $T_{раб}$, $T_{обр}$ и ϵ производится в следующем порядке.

1. Рассчитывается напряжение $E_k = \frac{U_m}{\xi}$, где $\xi = 0,5 \div 0,6$.

2. Выбираются триоды. Выбор триода T_1 можно произвести по параметру β , рассчитанному с помощью следующего равенства, полученного путем совместного решения (16.53—16.55):

$$\beta_1 \geq \frac{9T_{раб}}{T_{обр}} \frac{1}{\epsilon - \xi \frac{R_3}{R_{K1}}} \approx \frac{9T_{раб}}{\epsilon T_{обр}}, \quad (16.89)$$

так как обычно коэффициент ϵ больше величины $\xi R_3 / R_{K1}$.

При этом имеется в виду, что $r = R_{bx}$, а второе слагаемое в числителе выражения (16.53) многое меньше первого. Триод T_2 , как видно из (16.53), не должен иметь большого коэффициента β_2 .

3. Задаются сопротивлениями $R = (20 \div 30)$ ком, $R_3 = 300 \div 500$ ом, $r = 0,5 \div 1$ ком. Увеличение сопротивлений R_3 , r и R приводит в соответствии с формулой (16.53) к увеличению коэффициента нелинейности.

4. Рассчитывается с помощью (16.85) сопротивление R_{K2} . Значение параметра β при этом следует взять на $(25 \div 30)\%$ меньше приводимого в паспортных данных. Этим обеспечится надежное насыщение триода T_2 . Обычно $R_{K2} = (2 \div 5)$ ком.

5. Определяется согласно (16.84) величина сопротивления R_2 .

6. Рассчитывается по формуле (16.53) сопротивление R_{K1} . Следует иметь в виду, что параметр R_{bx} триодов при изменении режима их работы меняется. При расчете можно использовать среднее значение параметра R_{bx} , для триодов типов П6, П13, П14, П15 и П16 примерно равное 1 ком.

7. Определяется согласно (16.88) сопротивление R_1 . Величиной $U_{k\vartheta_2}$ (см. рис. 16.13,б) при этом следует задаться. Чем больше эта величина, тем лучше форма импульса на коллекторе триода T_2 . В лучшем случае она составляет $(10 - 15)\%$ от E_k .

Расчет генератора пилообразного тока (рис. 16.16) в принципе ничем не отличается от расчета аналогичного генератора напряжения (рис. 16.3). Особенность расчета генератора тока заключается лишь в том, что выбор триодов необходимо производить согласно условию (16.66). Сопротивление r рассчитывается с помощью формулы (16.62).

В том случае, когда заданный коэффициент нелинейности не обеспечивается и при использовании составного триода, необходимо последовательно с катушкой включить сопротивление R_k , которое совместно с r_k обеспечит требуемое значение коэффициента ε . Триоды при этом должны удовлетворять условию (16.66) при замене величины r_k суммой $r_k + R_k$.

ГЛАВА 17

ГЕНЕРАТОРЫ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

17.1. ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Наряду с применением обычных генераторов, состоящих из апериодических или резонансных усилителей и четырехполюсников обратной связи в виде реостатно-емкостных цепей или трансформаторов, возможно применение генераторов, в которых обратная связь осуществляется с помощью линии задержки. Напряжение обратной связи, поступающее из выходной цепи усилителя такого генератора во входную, задерживается на некоторое время при прохождении линии задержки. Устройства подобного типа получили название генераторов с запаздывающей (задержанной) обратной связью. В мультивибраторах и блокинг-генераторах иногда в качестве двухполюсных хронирующих (времязадающих) элементов также используются отрезки длинных линий, замкнутые или разомкнутые на конце [25, 47]. Запаздывания напряжения обратной связи в этом случае не происходит. В генераторах с задержанной обратной связью отрезок длинной линии используется как четырехполюсник, осуществляющий задержку напряжения обратной связи.

Запаздывание напряжения положительной обратной связи имеет место в ламповых и особенно в полупроводниковых мультивибраторах и блокинг-генераторах с реостатно-емкостными хронирующими (времязадающими) цепями. Оно обычно пренебрежимо мало и, как правило, во внимание не принимается,

Обобщенная схема автогенератора с задержкой обратной связью (рис. 17.1) состоит из цепи усиления 1, четырехполюсника связи 2, линии задержки 3 и элемента автоматической регулировки усиления 4. В зависимости от типа усилителя, его параметров, а также от параметров остальных элементов обобщенной схемы (рис. 17.1) и, наконец, от вида внешнего возмущающего сигнала можно получить большое разнообразие форм колебаний в установившемся режиме работы генератора.

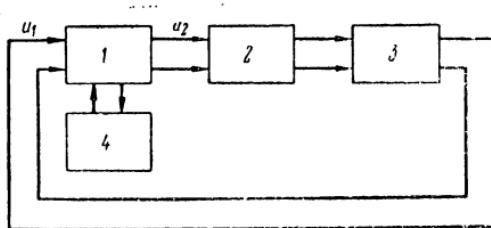


Рис. 17.1. Обобщенная схема генератора с запаздывающей обратной связью.

Многочастотность колебаний высокочастотных генераторов с запаздыванием и возможность получения различного рода релаксационных колебаний с помощью генераторов с запаздыванием, построенных на базе апериодических усилителей, в последние годы привлекает внимание отечественных [4, 6, 13, 15, 16, 31, 32, 58] и зарубежных специалистов [33, 46, 50, 51].

Большое разнообразие схем генераторов с запаздыванием объясняется возможностью построения большого количества различных вариантов схем усилителей. Усилитель может быть неинвертирующим и инвертирующим. В зависимости от этого можно различать генераторы с положительной и отрицательной задержанной обратной связью. Если усилитель не изменяет (не инвертирует) фазы усиливающего напряжения, генератор называют регенеративным [46] или генератором с положительной обратной связью. В случае инвертирующего усилителя генератор можно назвать генератором с отрицательной обратной связью. Здесь следует иметь в виду известную условность терминов «положительная» и «отрицательная» обратная связь. Дело в том, что генератор в принципе является системой с положительной

обратной связью. Эпитеты «положительная» и «отрицательная» нами приняты исключительно для того, чтобы подчеркнуть то обстоятельство, что в первом случае линия задержки включается в цепь положительной обратной связи неинвертирующего усилителя (между его выходом и входом), а во втором — в цепь отрицательной обратной связи инвертирующего усилителя.

Усилители могут быть узкополосными резонансными и широкополосными апериодическими. В первом случае мы имеем дело с высокочастотными генераторами почти гармонических колебаний с запаздыванием, во втором — с генераторами, колебания которых в зависимости от свойств усилителя могут быть близкими к гармоническим или релаксационными.

Четырехполюсники связи могут выполняться в виде реостатно-емкостных цепей или трансформаторов. Для задержки сигнала обратной связи применяются отрезки коаксиальных кабелей, предпочтительно кабелей задержки, и фильтры низких частот, состоящие из LC -ячеек. Автоматическая регулировка усиления, если таковая необходима, обычно осуществляется простейшей RC -цепочкой автоматического смещения.

В генераторах с запаздыванием могут быть использованы как ламповые, так и полупроводниковые усилители.

Большой практический интерес представляют транзисторные импульсные генераторы с запаздывающей обратной связью. Объясняется это тем, что в отличие от ламповых генераторов импульсов с запаздыванием [46], характеризующихся, как правило, малым коэффициентом использования напряжения источника питания, полупроводниковые генераторы дают возможность получить импульсные напряжения с амплитудой, достигающей 60—70% напряжения коллекторного источника. Частоты колебаний высокостабильны и могут иметь величину пяти и больше мегагерц и длительность, измеряемую десятками и сотнями микросекунды.

Полупроводниковые генераторы с запаздывающей обратной связью имеют существенные преимущества перед обычными релаксационными генераторами типа мультивибратора и блокинг-генератора. В генераторах рассматриваемого типа задержка сигнала при прохождении через транзисторный усилитель на крутизну фронта

та и спада импульсов влияния не оказывает, а лишь увеличивает время задержки сигнала в цепи обратной связи генератора. Изменение температуры приводит лишь к незначительному изменению формы генерируемых колебаний и практически не сказывается на частоте генерируемых колебаний, определяемой в основном параметрами линии задержки. Нестабильность частоты колебаний при изменении температуры до +60° С обычно не превышает 0,1—0,5%.

Генераторы с запаздыванием могут работать в режимах автоколебаний, синхронизации и в заторможенном.

Форма генерируемого напряжения может быть синусоидальной, прямоугольной и в виде остроконечных импульсов почти колокольной формы. Наибольший практический интерес представляют режимы генерирования прямоугольных и остроконечных импульсов.

В режиме автоколебаний генераторы с запаздыванием целесообразно использовать как задающие генераторы и как генераторы тактовых (синхронизирующих) импульсов в вычислительных машинах. Большие преимущества дает применение автогенераторов с запаздыванием в качестве генераторов тактовых импульсов в сочетании с динамическими элементами, выполненными на базе усилителей-формирователей и линий задержки. Объясняется это тем, что с изменением температуры при использовании однотипных линий задержки в динамическом элементе и генераторе время задержки в динамическом элементе и период следования импульсов будут изменяться практически одинаково. А это существенно облегчает задачу фазирования импульсов, поступающих на вход динамического элемента.

Заторможенный режим работы целесообразно использовать в генераторе счетных (измерительных) импульсов.

Режим синхронизации генератора с запаздыванием отличается от режима синхронизации генератора разрывных колебаний (мультивибратора и блокинг-генератора) тем, что при подаче на вход генератора колебания с частотой, совпадающей с частотой одного из возможных колебаний генератора с запаздыванием, последний будет генерировать колебание с частотой синхронизирующего напряжения. Генератор с запаздыванием при постоянных параметрах схемы в силу его многочастот-

ности можно засинхронизировать колебаниями с различными частотами, при которых выполняются условия самовозбуждения. При исчезновении синхронизирующего напряжения генератор с запаздыванием продолжает генерировать колебания с частотой, равной частоте колебаний ранее синхронизированного генератора внешнего напряжения. Генератор с запаздывающей обратной связью, следовательно, может быть использован в качестве элемента частотной памяти для запоминания частоты колебаний.

17.2. МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ГЕНЕРАТОРОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Процессы в генераторах с запаздывающей обратной связью в общем случае описываются нелинейными дифференциально-разностными уравнениями.

Теория дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом представляет собой сравнительно мало изученный раздел математического анализа [69, 53].

Вопросы теории нелинейных автоколебательных систем с запаздыванием рассматривались во многих работах [4, 6, 15, 16, 29, 30, 31, 32]. При решении дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом иногда пользуются методом Эйлера [69], приводящим к трансцендентным характеристическим уравнениям.

В работе [6] с помощью аналитического метода Герсеванова рассмотрен режим синусоидальных и прямоугольных колебаний систем с запаздыванием. Для исследования режима прямоугольных колебаний систем с запаздыванием возможно применение графического метода Лемерея [58].

Анализ генераторов с запаздыванием иногда производится так, чтобы избежать необходимости составления и интегрирования нелинейных дифференциальных уравнений с запаздывающим аргументом. Так, в работах [15, 16] достаточно полно исследованы вопросы теории высокочастотных генераторов с запаздывающей обратной связью. Отказавшись от учета деталей вольтамперной характеристики усилительного элемента генератора и представив его в виде идеального ограничителя, автор этих работ исследовал некоторые явления, характеризующие стационарный режим работы автогенератора

с запаздыванием и механизм его установления, без составления дифференциально-разностного уравнения генератора.

В настоящей работе предлагается следующая методика анализа автогенераторов с запаздыванием. Сначала составляется нелинейное дифференциальное уравнение с запаздывающим аргументом. Затем производится эквивалентная для стационарного режима замена членов этого уравнения с отклонением аргумента членами без отклонения аргумента. При этом можно использовать метод эквивалентной линеаризации Крылова—Боголюбова [7, 29, 30, 38]. В результате этой замены получается нелинейное дифференциальное уравнение генератора без отклонения аргумента, для решения которого можно использовать любой из известных методов [5, 7, 27]. В отличие от метода, описанного в работе [30], предлагаемый метод позволяет исследовать не только слабо нелинейные, но и сильно нелинейные системы с запаздыванием, колебания в которых имеют прямоугольную форму.

Сущность предлагаемого [82] здесь метода исследования автогенераторов с запаздыванием заключается в следующем. Пусть нелинейная автоколебательная система с запаздывающей обратной связью описывается уравнением вида

$$\begin{aligned} \ddot{u}(t) + 2\delta \dot{u}(t) - 2q \dot{u}(t-\tau) + \omega_0^2 u(t) = \\ = \mu f[u(t), \dot{u}(t), u(t-\tau), \dot{u}(t-\tau)], \end{aligned} \quad (17.1)$$

где τ — время задержки;

$\mu > 0$ — безразмерная, малая по сравнению с единицей, величина;

$q > 0$ при неинвертирующем и $q < 0$ при инвертирующем усилителе.

Здесь и ниже операция дифференцирования по времени обозначается точками.

Уравнение автогенератора почти гармонических колебаний без запаздывания, как известно [5], имеет вид

$$\ddot{u}(t) + \omega_0^2 u(t) = \mu f[u(t), \dot{u}(t)]. \quad (17.2)$$

Определение интеграла уравнения (17.2) с помощью известных методов анализа нелинейных систем, близких к линейным [5], например с помощью метода медленно меняющихся амплитуд (метода Ван-дер-Поля), производится следующим образом. Сначала находят решение уравнения (17.2) при $\mu=0$ (порождающее решение). Затем учитывают влияние на это решение правой части уравнения (17.2) при $\mu>0$. Это влияние, как известно, сводится к появлению обертонов, зависимости мгновений частоты от амплитуды колебаний. Учет правой части уравнения (17.2) дает возможность определить амплитуду и частоту стационарных колебаний. Попытаемся аналогичным образом поступить и с уравнением (17.1), левая часть которого в отличие от левой части уравнения (17.2) содержит все линейные члены уравнения системы как с запаздывающим аргументом, так и без него. Рассмотрение уравнения (17.1) именно в таком виде вызывается необходимостью определить частоты всех возможных в линеаризованной (при $\mu=0$) системе с запаздыванием колебаний.

Когда рассматриваемая система второго порядка близка к линейной, естественно предположить, что интеграл уравнения (17.1) при $\mu>0$ незначительно отличается от интеграла уравнения (17.1) при $\mu=0$. Это обстоятельство дает возможность, как и в случае уравнения (17.2), найти сначала решение уравнения (17.1) при $\mu=0$ (порождающее решение), а затем учсть влияние правой его нелинейной части на это решение.

Найдем периодические решения уравнения (17.1) при $\mu=0$:

$$\ddot{u}(t) + 2\delta \dot{u}(t) + \omega_0^2 u(t) - 2q \dot{u}(t-\tau) = 0. \quad (17.3)$$

Для этого, согласно методу гармонической линеаризации Крылова и Боголюбова [7, 30], произведем эквивалентную для установившегося режима замену члена уравнения (17.3) с запаздывающим аргументом $\dot{u}(t-\tau)$ членами без запаздывания вида

$$\dot{u}(t-\tau) = a_1 \dot{u}(t) + a_2 \ddot{u}(t), \quad (17.4)$$

где a_1 и a_2 — неизвестные пока коэффициенты.

Теперь формально полагая, что величина $\dot{u}(t)$ изменяется по гармоническому закону

$$\dot{u}(t) = A \cos \omega t; \quad \ddot{u}(t) = -\omega A \sin \omega t \quad (17.5)$$

и подставляя (17.5) в (17.4), имеем

$$A \cos \omega(t - \tau) = a_1 A \cos \omega t - \omega a_2 A \sin \omega t,$$

откуда, воспользовавшись формулой косинуса разности двух углов, получим

$$A \cos \omega t \cos \omega \tau + A \sin \omega t \sin \omega \tau = a_1 A \cos \omega t - \omega a_2 A \sin \omega t. \quad (17.6)$$

Приравнивая коэффициенты при синусах и косинусах левой и правой частей уравнения (17.6), получаем

$$a_1 = \cos \omega \tau; \quad a_2 = -\frac{\sin \omega \tau}{\omega}. \quad (17.7)$$

Уравнение (17.3) с учетом (17.4) и (17.7) перепишем теперь следующим образом:

$$\ddot{u}(t) + \frac{2\delta - 2q \cos \omega \tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega \tau} \dot{u}(t) + \frac{\omega_0^2}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega \tau} u(t) = 0. \quad (17.8)$$

Уравнение (17.8) является обыкновенным дифференциальным уравнением без запаздывающего аргумента. Метод гармонической линеаризации Крылова и Боголюбова позволяет, следовательно, перейти от дифференциального уравнения с запаздывающим аргументом к обыкновенному дифференциальному уравнению. Здесь существенно заметить, что метод Крылова—Боголюбова позволяет производить эквивалентную линеаризацию линейного и нелинейного элементов системы независимо от прочих ее параметров.

Перейдем теперь к исследованию уравнения (17.8). Система, описываемая этим уравнением, будет находиться на грани устойчивости и в ней будут существовать незатухающие периодические колебания, как и в случае уравнений без запаздывания, если

$$2q \cos \omega \tau - 2\delta = 0. \quad (17.9)$$

Частоты периодических колебаний можно определить по формуле

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega \tau}, \quad (17.10)$$

откуда

$$\sin \omega \tau = \frac{\omega_0^2}{2q\omega} - \frac{\omega}{2q}. \quad (17.11)$$

Для этого необходимо графически решить трансцендентное относительно ω уравнение (17.11). Уравнение (17.11) с этой целью представим в следующем виде:

$$\sin \omega \tau = \frac{\omega_0^2 \tau}{2q\omega \tau} - \frac{\omega \tau}{2q\tau} = p_1 - p_2. \quad (17.12)$$

Первое слагаемое p_1 правой части уравнения (17.12) есть равносторонняя гипербола, асимптотами которой являются оси p и $\omega \tau$ (рис. 17.2), а второе — прямая p_2 . Частоты периодических решений определяются абсциссами точек пересечения кривой $p_1 - p_2 = \varphi(\omega \tau)$ с синусоидой для случая неинвертирующего усилителя и кривой

$$\varphi_1(\omega \tau) = -\frac{\omega_0^2 \tau}{2|q|\omega \tau} + \frac{\omega \tau}{2|q|\tau} = -p_1 + p_2$$

с той же синусоидой в случае генератора с отрицательной обратной связью, когда $q < 0$.

Пересечение, как видно из рис. 17.2, при $q > 0$ имеет место в 1-й, 3-й, 4-й, 7-й и т. д. четвертях. Однако могут существовать лишь колебания с частотами, для которых согласно (17.9) выполняется неравенство $\cos \omega \tau > 0$. Если теперь учесть, что $\cos \omega \tau > 0$ лишь в 1-й и 4-й четвертях, то можно утверждать, что при $q > 0$ могут иметь место колебания с частотами, определяемыми абсциссами точек пересечения (рис. 17.2) только в 4-й, 8-й и т. д. четвертях.

Для генератора с отрицательной обратной связью ($q < 0$) пересечение кривой $\varphi_1(\omega \tau)$ с синусоидой (рис. 17.2) имеет место во 2-й, 5-й, 6-й и т. д. четвертях.

Согласно (17.9) при $q < 0$ могут возникнуть колебания лишь с частотами, для которых $\cos \omega t < 0$. Таким образом, при $q < 0$ существуют колебания, частоты которых определяются абсциссами точек пересечения во 2-й, 6-й, 10-й и т. д. четвертях (рис. 17.2), где $\cos \omega t < 0$. Из рис. 17.2 также видно, что число возможных колебаний конечно, так как конечно число точек пересечения. Чем

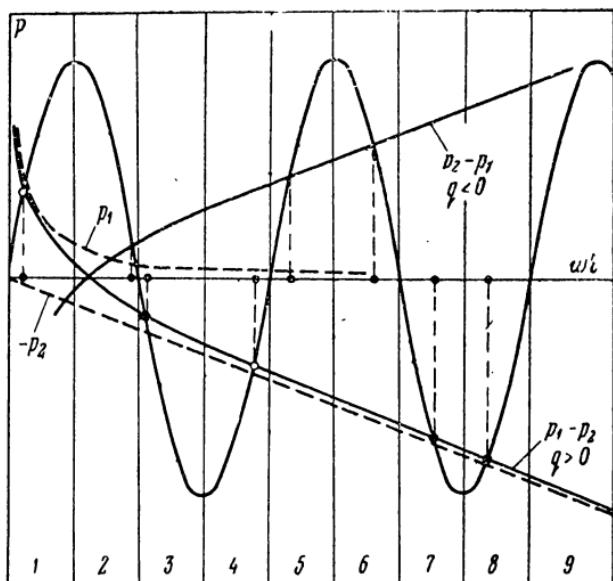


Рис. 17.2. К расчету частот колебаний генератора с запаздыванием.

больше абсолютное значение коэффициента q (чем меньше добротность колебательной системы и чем шире ее резонансная характеристика), тем больше будет точек пересечения. Однако не все колебания с частотами, соответствующими указанным точкам пересечения, будут существовать. Возникнут лишь колебания, для которых выполняется условие (17.9), по существу являющееся балансом амплитуд. Так обстоит дело, если коэффициент q от частоты не зависит.

На самом деле, в случае резонансного усилителя коэффициент q с увеличением разницы между резонансной частотой колебательной системы ω_0 и каждой из возможных частот колебаний генератора будет быстро уменьшаться. По этой причине число точек пересечения

кривых $\varphi(\omega t)$ и $\varphi_1(\omega t)$ с синусоидой (рис. 17.2), в которых выполняется баланс фаз, будет уменьшаться. Количество точек, в которых выполняется баланс амплитуд, по этой причине также уменьшится.

Наконец, возможно явление авторезонанса, когда $\omega t = 2\pi(1+n)$, где $n=0, 1, 2, \dots$. В этом случае частоты колебаний будут равны или кратны частоте системы ω_0 .

Таким образом, рассмотрение линейной проблемы позволило нам обнаружить одну из основных особенностей генератора с запаздывающей обратной связью, какой является его многочастотность, и определить частоты возможных колебаний.

Периодические решения уравнения (17.3) с частотами, определяемыми согласно (17.12), имеют вид

$$u_1(t) = A_1 \cos \psi_1; u_2(t) = A_2 \cos \psi_2; \dots u_n(t) = A_n \cos \psi_n; \dots$$

$$u_i(t) = A_i \cos \psi_i,$$

где $\psi_n = \omega_n t + \theta_n$.

Под частотой ω_i здесь понимается наивысшая частота, при которой еще выполняется условие (17.9). Амплитуды A_n и фазы ψ_n являются постоянными во времени величинами, зависящими от начальных условий, поскольку мы пока еще рассматриваем линейную задачу.

Общее решение уравнения (17.3) согласно теореме Шмидта [29, 30] равно сумме частных решений

$$u(t) = \sum_{n=1}^i A_n \cos \psi_n. \quad (17.13)$$

На основании теоремы существования и единственности [37] можно утверждать, что если уравнение (17.1) имеет периодическое решение (17.13) $u(t, 0)$ при $\mu=0$, то в случае выполнения условия $\mu < \mu_0$, где μ_0 — некоторая положительная постоянная, существует, и при том единственное, решение $u(t, \mu)$.

Переходим теперь к нахождению $u(t, \mu)$, являющегося решением нелинейного уравнения

$$\ddot{u}(t) + \omega^2 u(t) = \mu F[u(t), \dot{u}(t), u(t-\tau), \dot{u}(t-\tau)], \quad (17.14)$$

полученного из (17.1) и (17.8).

Функция $F(t, \tau)$ в правой части уравнения (17.14) отличается от функции $f(t, \tau)$ уравнения (17.1) наличием перенесенного из левой части уравнения (17.8) члена

$$\frac{2\delta - 2q \cos \omega \tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega \tau} \dot{u}(t),$$

в линеаризованной системе при выполнении условия (17.9), равного нулю.

Исследование уравнения (17.3), описывающего линеаризованную систему с запаздыванием, дало возможность сделать вывод о том, что при рассмотрении линейной проблемы мы имеем дело с несколькими частотами самовозбуждающихся колебаний. Однако на практике в нелинейных системах в силу подавления («дискриминации») колебаний с меньшей амплитудой [51] в установившемся режиме, как правило, существует колебание с одной частотой. Только при некоторых условиях в системах с многогорбыми резонансными кривыми могут одновременно существовать колебания с несколькими частотами [15].

Что касается исследования нелинейной задачи, связанной с определением амплитуды колебаний, то оно может быть проведено с помощью метода осреднения Крылова и Боголюбова [7] или с помощью методов медленно меняющихся амплитуд или малого параметра [5]. В данном случае удобно [82] воспользоваться методом, аналогичным методу медленно меняющихся амплитуд. В генераторе, система обратной связи которого имеет монотонную частотную характеристику, будет иметь место колебание с одной частотой. Решение уравнения (17.14) при $\mu > 0$ поэтому следует искать в виде

$$u(t) = A(t) \cos \psi(t) = A(t) \cos [\omega t + \theta(t)], \quad (17.15)$$

где $A(t)$ и $\theta(t)$ являются не постоянными, а некоторыми функциями времени.

При рассмотрении линейной задачи ($\mu = 0$) мы имели бы

$$u(t) = A \cos \psi = A \cos (\omega t + \theta); \quad (17.16)$$

$$\dot{u}(t) = -\omega A \sin \psi, \quad (17.17)$$

где A и Θ были бы постоянными и зависели бы только от начальных условий.

Согласно принятому методу медленно меняющихся амплитуд (методу Ван-дер-Поля) уравнение (17.16) будем рассматривать как некоторую замену переменных. Амплитуду $A(t)$ и начальную фазу $\Theta(t)$ при этом принимаем за новые неизвестные функции времени, после определения которых на основании (17.15) можно найти и искомую функцию $u(t, \mu)$.

Продифференцировав уравнение (17.15) по времени, имеем

$$\dot{u}(t) = \frac{dA}{dt} \cos \psi - A \frac{d\Theta}{dt} \sin \psi - \omega A \sin \psi. \quad (17.18)$$

Принимая во внимание (17.17), из (17.18), получаем уравнение

$$\frac{dA}{dt} \cos \psi - A \frac{d\Theta}{dt} \sin \psi = 0. \quad (17.19)$$

Дифференцирование (17.18) дает

$$\ddot{u}(t) = -\omega \frac{dA}{dt} \sin \psi - \omega A \frac{d\Theta}{dt} \cos \psi - \omega^2 A \cos \psi. \quad (17.20)$$

Подставляя теперь в уравнение (17.14) значения $u(t)$, $\dot{u}(t)$ и $\ddot{u}(t)$, определяемые формулами (17.16), (17.17) и (17.20), находим

$$-\omega \frac{dA}{dt} \sin \psi - \omega A \frac{d\Theta}{dt} \cos \psi = \mu F [A \cos \psi, -\omega A \sin \psi,$$

$$A \cos(\psi - \omega \tau), -\omega A \sin(\psi - \omega \tau)]. \quad (17.21)$$

Решая (17.19) и (17.21) относительно \dot{A} и $\dot{\Theta}$, получаем

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\mu}{\omega} F [A \cos \psi, -\omega A \sin \psi, A \cos(\psi - \omega \tau),$$

$$-\omega A \sin(\psi - \omega \tau)] \sin \psi; \quad (17.22)$$

$$\frac{d\Theta}{dt} = -\frac{\mu}{\omega A} F [A \cos \psi, -\omega A \sin \psi, A \cos(\psi - \omega \tau),$$

$$-\omega A \sin(\psi - \omega \tau)] \cos \psi. \quad (17.23)$$

Уравнения (17.22) и (17.23) первого порядка в своих правых частях имеют периодически меняющиеся величины. Производные \dot{A} и $\dot{\Theta}$ по времени пропорциональны малому параметру μ . По этой причине амплитуду A и фазу Θ колебания, как и в случае нелинейных систем без запаздывания, можно считать медленно меняющимися функциями времени. Таким образом, функции $A(t)$ и $\Theta(t)$ при решении уравнения (17.22) и (17.23) в пределах одного периода $2\pi/\omega$ можно считать постоянными, а при определении величин $\dot{A}(t)$ и $\dot{\Theta}(t)$ с помощью этих уравнений вместо мгновенных значений функций $F \sin \phi$ и $F \cos \phi$ брать средние за период значения этих функций. Тогда, переходя к полной фазе колебаний $\psi = \omega t + \Theta$, взамен (17.22) и (17.23) имеем

$$\frac{dA}{dt} = -\frac{\mu}{2\pi\omega} \int_0^{2\pi} F [A \cos \psi, -\omega A \sin \psi, A \cos(\psi - \omega\tau), -\omega A \sin(\psi - \omega\tau)] \sin \psi d\psi; \quad (17.24)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega - \frac{\mu}{2\pi\omega A} \int_0^{2\pi} F [A \cos \psi, -\omega A \sin \psi, A \cos(\psi - \omega\tau), -\omega A \sin(\psi - \omega\tau)] \cos \psi d\psi. \quad (17.25)$$

Выражения (17.24) и (17.25) отличаются от аналогичных выражений для случая нелинейных систем без запаздывания наличием лишь в подынтегральных выражениях членов с запаздывающим аргументом.

Положив $\dot{A} = 0$ и $\dot{\psi} = 0$, с помощью (17.24) и (17.25) легко определить приближенные значения амплитуды и частоты установившегося в системе колебания.

Для получения уравнений второго приближения, определяющих A и Θ с точностью до величин второго порядка малости включительно, можно воспользоваться данными в работе [7] рекомендациями.

17.3. ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ АВТОГЕНЕРАТОР С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрим в качестве примера применения описанного выше метода один из возможных вариантов транзисторных автогенераторов с запаздывающей обратной связью, выполненный на одном триоде, колебательном

контуре и линии задержки (рис. 17.3). Согласно принятым на этом рисунке обозначениям в случае пренебрежения инерционными свойствами и коллекторной реакцией триода, получим следующую систему уравнений:

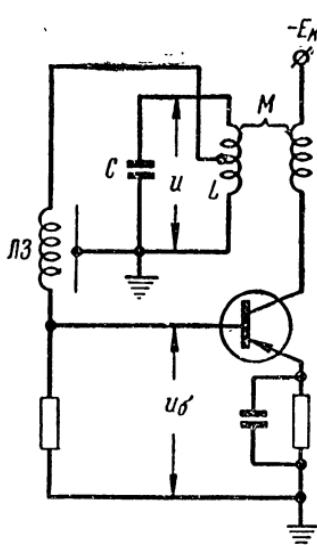


Рис. 17.3. Принципиальная схема генератора гармонических колебаний с запаздывающей обратной связью.

характеристиками и со стороны базы транзистора согласована. Тогда

$$u_b = \eta u(t - \tau), \quad (17.27)$$

где τ — время задержки;

η — коэффициент включения.

Для определенности зависимость крутизны характеристики S_0 от напряжения для случая, когда рабочая точка выбрана вблизи точки максимальной крутизны, выразим полиномом второй степени вида

$$S_0[u(t - \tau)] = S_0 - \eta^2 S_2 u^2(t - \tau). \quad (17.28)$$

Решая систему уравнений (17.26), (17.27) и (17.28) относительно u , получим следующее нелинейное диффе-

$$\left. \begin{aligned} Cu + i_L &= 0; \\ Li_L + ri_L &= u - Mi_K; \\ i_K &= S_0(u_b) u_b, \end{aligned} \right\} \quad (17.26)$$

где S_0 — крутизна коллекторной характеристики триода, зависящая от напряжения на базе;

M — коэффициент взаимоиндукции.

При составлении уравнения (17.26) предполагается, что волновое сопротивление ρ , линии задержки приключенной к части контура, достаточно велико и поэтому ее шунтирующее действие пренебрежимо мало. Будем также считать, что линия задержки обладает идеальными амплитудно-частотной и фазово-частотной

ренициальное уравнение генератора с запаздывающим аргументом:

$$LC\ddot{u}(t) + rCu(t) + u(t) = S_0M\eta\dot{u}(t - \tau) - 3S_2M\eta^3\dot{u}(t - \tau)u^2(t - \tau). \quad (17.29)$$

Этот случай, как известно [5, 27], соответствует мягкому режиму работы генератора.

При подстановке (17.29) в (17.28) с учетом (17.4), (17.5) и (17.7) приходим к уравнению вида (17.14)

$$\begin{aligned} \ddot{u}(t) + \omega^2 u(t) = & -\mu \left[\frac{3\omega_0\eta^2 S_2}{S_0} \dot{u}(t - \tau) u^2(t - \tau) + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\mu} \cdot \frac{2\delta - 2q \cos \omega\tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega\tau} \dot{u}(t) \right], \end{aligned} \quad (17.30)$$

где

$$\left. \begin{aligned} 2\delta &= \omega_0^2 rC; \\ 2q &= \omega_0^2 S_0 \eta M; \quad \mu = \eta S_0 M \omega_0; \\ \omega^2 &= \frac{\omega_0^2}{1 + \frac{\omega_0^2 S_0 M}{\omega} \eta \sin \omega\tau}. \end{aligned} \right\} \quad (17.31)$$

Принимая во внимание, что искомое решение имеет вид

$$u(t) = A \cos \psi,$$

с помощью (17.24) получаем

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} = & \frac{3\mu A^3 \omega_0 S_2 \eta^2}{2\pi S_0} \int_0^{2\pi} \sin(\psi - \omega\tau) \cos^2(\psi - \omega\tau) \sin \psi d\psi + \\ & + \frac{A}{2\pi} \cdot \frac{2\delta - 2q \cos \omega\tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega\tau} \int_0^{2\pi} \sin^2 \psi d\psi. \end{aligned} \quad (17.32)$$

Воспользовавшись формулами синуса и косинуса разности двух углов, (17.32) и (17.25) можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} \frac{dA}{dt} = & \frac{-3\mu A^3 \omega_0 S_2 \gamma^2}{2\pi S_0} [(3 \sin^2 \omega\tau - 1) \cos \omega\tau J_1 + \\ & + (1 - 3 \cos^2 \omega\tau) \sin \omega\tau J_2 - \sin^2 \omega\tau \cos \omega\tau J_3 + \sin \omega\tau \cos^2 \omega\tau J_4] + \\ & + \frac{A}{2\pi} \cdot \frac{2\delta - 2q \cos \omega\tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega\tau} J_5; \end{aligned} \quad (17.33)$$

$$\begin{aligned} \frac{d\psi}{dt} = & \omega - \frac{3\mu A^2 \omega_0 S_2 \gamma^2}{2\pi S_0} [(3 \sin^2 \omega\tau - 1) \cos \omega\tau J_4 + \\ & + (1 - 3 \cos^2 \omega\tau) \sin \omega\tau J_1 - \sin^2 \omega\tau \cos \omega\tau J_2 + \sin \omega\tau \cos^2 \omega\tau J_6] + \\ & + \frac{A}{2\pi} \cdot \frac{2\delta - 2q \cos \omega\tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega\tau} J_7, \end{aligned} \quad (17.34)$$

где

$$\begin{aligned} J_1 &= \int_0^{2\pi} \sin^2 \psi \cos^2 \psi d\psi; \quad J_2 = \int_0^{2\pi} \sin^3 \psi \cos \psi d\psi; \\ J_3 &= \int_0^{2\pi} \sin^4 \psi d\psi; \quad J_4 = \int_0^{2\pi} \sin \psi \cos^3 \psi d\psi; \quad J_5 = \int_0^{2\pi} \sin^2 \psi d\psi; \\ J_6 &= \int_0^{2\pi} \cos^4 \psi d\psi; \quad J_7 = \int_0^{2\pi} \sin \psi \cos \psi d\psi. \end{aligned}$$

После определения величин

$$J_1 = \frac{\pi}{4}; \quad J_2 = J_4 = J_7 = 0; \quad J_3 = J_6 = \frac{3}{4}\pi; \quad J_5 = \pi$$

и подстановки их в (17.33) и (17.34) соответственно получим

$$\frac{dA}{dt} = \frac{3\mu \omega_0 A^3 S_2 \gamma^2}{8S_0} \cos \omega\tau + \frac{A}{2} \cdot \frac{2\delta - 2q \cos \omega\tau}{1 + \frac{2q}{\omega} \sin \omega\tau}; \quad (17.35)$$

$$\frac{d\psi}{dt} = \omega + \frac{3\mu A^2 \omega_0 S_2 \gamma^2}{8S_0} \sin \omega\tau. \quad (17.36)$$

Амплитуда установившихся колебаний согласно (17.35) при $\dot{A}(t)=0$ с учетом (17.31) равна

$$A_y = 2 \left[\frac{\eta S_0 M \cos \omega \tau - rC}{3\eta^2 S_2 M \cos \omega \tau \left(1 + \frac{\omega_0^2 S_0 M \eta}{\omega} \sin \omega \tau \right)} \right]^{1/2}. \quad (17.37)$$

Частота стационарных колебаний определяется из (17.36)

$$\begin{aligned} \omega_y &= \omega + \frac{3\eta^3 S_2 \mu A_y^2 \omega_0}{8S_0} \sin \omega \tau = \\ &= \omega + \frac{\omega_0^2 \sin \omega \tau (\eta S_0 M \cos \omega \tau - rC)}{2 \cos \omega \tau \left(1 + \frac{\omega_0^2 S_0 M \eta}{\omega} \sin \omega \tau \right)}. \end{aligned} \quad (17.38)$$

Нелинейная поправка к частоте, как видно из (17.38), пропорциональна малому параметру μ . Она будет тем больше, чем сильнее неравенство

$$\eta S_0 M \cos \omega \tau > rC, \quad (17.39)$$

являющееся согласно (17.37) условием самовозбуждения генератора.

В случае авторезонанса ($\sin \omega \tau = 0$; $\cos \omega \tau = 1$)

$$\omega_y = \omega. \quad (17.40)$$

Рассмотренный в этом параграфе пример показывает эффективность применения метода гармонической линеаризации Крылова и Боголюбова, в сочетании с методом медленно меняющихся амплитуд позволяющего решить некоторые вопросы теории высокочастотных автогенераторов с запаздывающей обратной связью.

17.4. ГЕНЕРАТОРЫ ПОЧТИ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

В настоящем параграфе в отличие от предыдущего рассматриваются генераторы почти гармонических колебаний, выполненные не на базе резонансного усилителя, а на базе широкополосного апериодического усилителя.

Последний может быть инвертирующим или неинвертирующим. В генераторах этого типа, кроме режимов генерирования колебаний сложной формы, в том числе и прямоугольных колебаний, и импульсов остроконечной, почти колокольной формы, при малой нелинейности усилителя возможен режим генерирования почти гармонических колебаний. Рассмотрение этого вопроса необходимо для более сложного анализа режима прямоугольных колебаний.

Генераторы с запаздывающей обратной связью рассматриваемого типа, как было отмечено выше, состоят из нелинейного неинвертирующего или инвертирующего усилителя и цепи обратной связи, включающей линию задержки. Принципиальные схемы генераторов этого типа представлены на рис. 17.6. Детально они будут рассмотрены применительно к режимам генерирования прямоугольных колебаний и импульсов колокольной формы.

В целях упрощения анализа впредь будем считать, что фазово-частотная характеристика цепи обратной связи, в том числе и линии задержки, в достаточно широком диапазоне частот линейна, а модуль коэффициента передачи ее K_{oc} не зависит от частоты. Амплитудно- и фазово-частотные характеристики усилителя принимаются идеальными. Тогда согласно принятым на рис. 17.1 обозначениям при согласованной на выходе линии задержки имеем следующую зависимость:

$$u_1(t) = K_{oc} u_2(t - \tau). \quad (17.41)$$

Пусть нелинейная зависимость между входным и выходным напряжениями усилителя имеет вид

$$u_2(t) = \pm K[u_1(t)] u_1(t), \quad (17.42)$$

где K — модуль коэффициента усиления, нагруженного на линию задержки усилителя.

Знак «плюс» в уравнении (17.42) соответствует генератору с положительной обратной связью (неинвертирующему усилителю), а знак «минус» — генератору с отрицательной обратной связью.

Решая (17.41) и (17.42) совместно, получим

$$u_1(t) = \pm K_{oc} K [u_1(t - \tau)] u_1(t - \tau). \quad (17.43)$$

Зависимость коэффициента усиления от входного напряжения выразим полиномом

$$K[(u_1(t)] = K_0 + \sum_{v=1}^m k_v u_1^v(t), \quad (17.44)$$

где K_0 — локальный коэффициент усиления в выбранной исходной рабочей точке; k_v — коэффициенты, соответственно имеющие размерность $[v]^{-v}$.

Перенос линейного члена правой части уравнения, полученного путем подстановки (17.44) в (17.43) в левую его часть, дает следующее уравнение генератора:

$$u_1(t) \mp K_0 K_{oc} u_1(t - \tau) = \pm K_0 K_{oc} \sum_{v=1}^m k_v u_1^{v+1}(t - \tau). \quad (17.45)$$

Решение уравнения генератора (17.45) произведем описанным выше методом гармонической линеаризации Крылова и Боголюбова. Сначала найдем порождающее решение нелинейного уравнения (17.45) при $k_v = 0$:

$$u_1(t) \mp K_0 K_{oc} u_1(t - \tau) = 0. \quad (17.46)$$

Для этого согласно методу гармонической линеаризации произведем эквивалентную для установившегося режима замену функции $u_1(t - \tau)$ с запаздывающим аргументом функцией без запаздывания вида

$$u_1(t - \tau) = a_1 u_1(t) + a_2 \dot{u}_1(t), \quad (17.47)$$

где a_1 и a_2 определяются согласно (17.7).

Теперь уравнение (17.46) с учетом (17.47) и (17.7) дадим в следующем виде:

$$\mp K_0 K_{oc} \frac{\sin \omega \tau}{\omega} \dot{u}_1(t) + (1 \mp K_0 K_{oc} \cos \omega \tau) = 0. \quad (17.48)$$

Периодическое решение уравнения (17.48) имеет место при выполнении условий

$$\sin \omega \tau = 0; 1 \mp K_0 K_{oc} \cos \omega \tau = 0. \quad (17.49)$$

В случае генератора с положительной обратной связью условие (17.49) имеет вид

$$\sin \omega \tau = 0; 1 - K_0 K_{oc} \cos \omega \tau = 0. \quad (17.50)$$

Условие (17.50), очевидно, будет выполняться для частот

$$\omega_n = \frac{2\pi}{\tau} + n \frac{2\pi}{\tau} = \frac{2\pi}{\tau} (n + 1), \quad (17.51)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$

Поскольку мы рассматриваем широкополосную систему, естественно считать, что общее решение линейного уравнения генератора с положительной обратной связью имеет вид ряда с неопределенными коэффициентами, состоящего из гармонических составляющих

$$u_1(t) = \sum_{n=0}^i A_n \sin \omega_n t, \quad (17.52)$$

где A_n — произвольные постоянные.

В случае инвертирующего усилителя условие (17.49) имеет вид

$$\sin \omega \tau = 0; 1 + K_0 K_{oc} \cos \omega \tau = 0 \quad (17.53)$$

и выполняется лишь для частот

$$\omega_{2n+1} = \frac{\pi}{\tau} + n \frac{2\pi}{\tau} = \frac{\pi}{\tau} (2n + 1). \quad (17.54)$$

Поскольку рассматриваемая система не имеет резонансного колебательного контура, генерирование колебаний почти синусоидальной формы имеет место только в том случае, когда коэффициенты k , уравнения (17.45) весьма близки к нулю, а $K_0 K_{oc} \approx 1$. Зависимость $K[u_1(t)]$ в простейшем случае можно представить, например, полиномом второй степени

$$K[u_1(t)] = K_0 - K_2 u_1^2(t). \quad (17.55)$$

Такая зависимость, как известно, соответствует выбору рабочей точки вблизи максимального значения коэф-

фициента усиления. Коэффициент K_2 при этом должен иметь близкое к нулю значение, а произведение K_0K_{oc} — незначительно отличаться от единицы. В этом случае уравнение (17.45) представим в следующем виде:

$$(K_0K_{oc} - 1)u_1(t) = K_2K_{oc}u_1^3(t). \quad (17.56)$$

Подставляя теперь гармоническое решение

$$u_1(t) = A_1 \sin \omega_1 t$$

в (17.56), получаем

$$\begin{aligned} & (K_0K_{oc} - 1)A_1 \sin \omega_1 t = \\ & = K_2K_{oc}A_1^3 \left(\frac{3}{4} \sin \omega_1 t - \frac{1}{4} \sin 3\omega_1 t \right). \end{aligned} \quad (17.57)$$

Здесь $\omega_1 = \frac{2\pi}{\tau}$ в случае генератора с положительной и $\omega_1 = \frac{\pi}{\tau}$ в случае генератора с отрицательной обратной связью.

Пренебрегая влиянием на амплитуду основного колебания составляющей с частотой $3\omega_1$, из (17.57) получим амплитуду в первом приближении

$$A_1 = 2 \sqrt{\frac{K_0K_{oc} - 1}{3K_2K_{oc}}}. \quad (17.58)$$

Условием самовозбуждения генератора в режиме синусоидальных колебаний согласно (17.58) будет неравенство $K_0K_{oc} > 1$.

17.5. ГЕНЕРАТОРЫ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Выполнение согласно (17.54) баланса фаз для всех нечетных гармонических составляющих основного колебания с частотой $\omega_1 = \frac{\pi}{\tau}$ при идеальной линии задержки дает основание предполагать, что рассматриваемая система при резко выраженной зависимости $K(u_1)$ может быть использована в качестве генератора импульсов прямоугольной формы со скважностью, равной 2, и пе-

риодом, близким к $T=2\tau$. Такое предположение обусловлено тем, что спектр напряжения прямоугольной формы состоит, как известно, только из нечетных гармонических составляющих. Крутизна перепадов напряжения прямоугольной формы будет тем большей, чем шире полоса пропускания системы и чем больше коэффициент усиления. Решение уравнения (17.48) в этом случае, при условии быстрой сходимости, можно было бы искать в виде ряда (17.52), состоящего из большого числа нечетных гармонических составляющих основного колебания. Между тем искомое решение в виде колебания прямоугольной формы указанному условию не отвечает. Для нахождения решения в замкнутой форме, а не в виде медленно сходящегося ряда рассматриваемую задачу несколько упростим, положив, что частотные характеристики усилителя и элементов цепи обратной связи идеальны. При такой идеализации характеристики исследуемого генератора с отрицательной обратной связью уравнение (17.45) с учетом (17.47) и (17.7) запишем в виде

$$(1 - K_0 K_{oc}) u_1(t) = K_0 K_{oc} \sum_{v=1}^m k_v u_1^{v+1}(t), \quad (17.59)$$

где коэффициент передачи цепи обратной связи K_{oc} не зависит от частоты.

Уравнение (17.59) является алгебраическим уравнением относительно искомой функции $u_1(t)$ без отклонения аргумента.

Здесь следует обратить внимание на то, что равенство

$$u_1(t - \tau) = -u_1(t), \quad (17.60)$$

на основании которого преобразовано уравнение (17.43) и получено уравнение (17.59), выполняется не только при близкой к линейной амплитудной характеристике усилителя, когда имеют место почти гармонические колебания, но и в случае сильно выраженной нелинейности, когда колебания с периодом 2τ имеют идеально прямоугольную форму, и независимо от того, симметрична или несимметрична относительно рабочей точки характеристика нелинейного усилителя. Объясняется это тем, что напряжение обратной связи с выхода усилителя

подается на его вход через разделительный конденсатор и в случае представляющих большой практический интерес колебаний синусоидальной и прямоугольной формы, имеющих период 2π и равную нулю постоянную составляющую, указанное равенство для входного напряжения u_1 выполняется. Этого нельзя сказать о выходном напряжении u_2 . Равенство (17.60) будет выполнятся лишь при симметричной относительно рабочей точки характеристике усилителя.

Перейдем теперь к рассмотрению зависимости $K(E_b)$.

На рис. 17.4 представлена зависимость $K(E_b)$ для усилителя на триоде типа $p-n-p$. При малом входном напряжении коэффициент усиления близок к нулю. Увеличение напряжения на базе триода приводит к увеличению коэффициента усиления. При каком-то напряжении E_b имеет место максимум коэффициента усиления. При дальнейшем увеличении входного напряжения коэффициент усиления быстро падает до нуля. Объясняется это тем, что при приближении величины $R_{Kk}i_k$ (i_k — ток коллектора) к E_b напряжение на коллекторе триода приближается к нулю, рабочая точка выходит на линию критического режима, триод теряет усиительные свойства. Величина входного напряжения, которому соответствует максимум коэффициента усиления при прочих равных условиях, зависит от коллекторного сопротивления (рис. 17.4).

Кривая $K(u_1)$ аналитически может быть описана по-разному, в зависимости от выбора исходной рабочей точки. Так, в случае выбора рабочей точки посередине восходящего или падающего участка она в достаточно широких пределах изменения u_1 может быть выражена полиномом вида

$$K(u_1) = K_0 + K_1 u_1 + K_2 u_1^2 + K_3 u_1^3 + K_4 u_1^4, \quad (17.61)$$

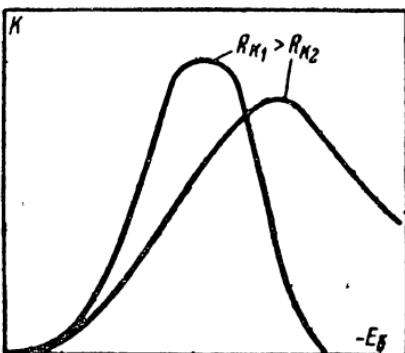


Рис. 17.4. График зависимости коэффициента усиления от величины входного напряжения.

где

$$K_0 > 0, K_1 > 0, K_2 > 0, K_3 > 0, K_4 < 0$$

для восходящего участка и

$$K_0 > 0, K_1 < 0, K_2 > 0, K_3 < 0, K_4 < 0$$

для падающего участка.

Когда рабочая точка выбрана вблизи максимума коэффициента усиления (рис. 17.4), зависимость $K(u_1)$ достаточно хорошо аппроксимируется полиномом

$$K(u_1) = K_0 + K_2 u_1^2 + K_4 u_1^4, \quad (17.62)$$

где

$$K_0 > 0, K_2 > 0, K_4 < 0.$$

Ввиду того что нечетные степени $u_1(t)$ зависимости (17.61) нелинейного усилителя обеспечивают существование лишь четных гармонических составляющих решения уравнения генератора (17.59), баланс фаз для которых согласно (17.54) не выполняется, коэффициенты K_1 и K_3 при подстановке (17.61) в (17.59) независимо от выбора рабочей точки в указанных выше местах можно считать равными нулю.

Тогда уравнение (17.59) с учетом (17.62) или (17.61) при $K_1 = K_3 = 0$ примет вид

$$\begin{aligned} u_1(t) = & K_0 K_{oc} u_1(t) + K_2 K_{oc} u_1^3(t) + \\ & + K_4 K_{oc} u_1^5(t) = (f)[u_1(t)]. \end{aligned} \quad (17.63)$$

На рис. 17.5 произведено графическое решение уравнения (17.63) при $K_0 K_{oc} > 1$, $K_2 > 0$, $K_4 < 0$, что соответствует мягкому режиму генератора. Применяя метод возмущений, легко показать, что в этом случае решения U_1 и U_{-1} будут устойчивыми, а решения U_2 и U_{-2} и тривиальное решение $u_1 = 0$ — неустойчивыми.

В силу принятой ранее идеализации генератора решение уравнения (17.59) может быть представлено периодической функцией с периодом 2τ , состоящей не из ограниченного, а из бесконечно большого числа гармониче-

ских составляющих. Такой функцией может быть и ступенчатая функция. Поскольку напряжение u_1 в течение периода $2t$ может принимать лишь два значе-

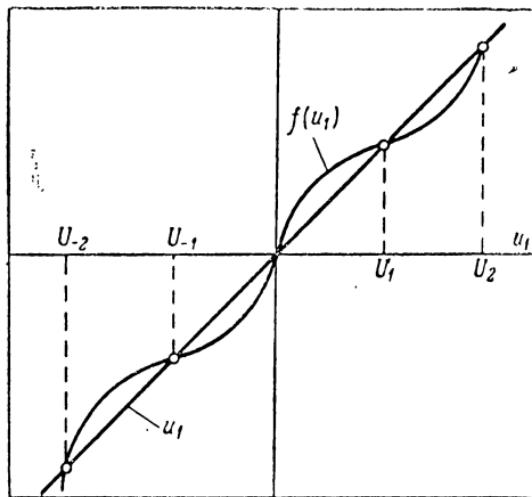


Рис. 17.5. Графическое решение нелинейного уравнения.

ния U_1 и U_{-1} , то общее решение уравнения (17.59) может иметь только вид колебания прямоугольной формы.

Действительные корни уравнения (17.61) легко определить аналитически. Из (17.63) имеем

$$(1 - K_0 K_{oc}) u_1 = K_2 K_{oc} u_1^3 - |K_4| K_{oc} u_1^5. \quad (17.64)$$

С помощью (17.64) получаем неустойчивое тривиальное решение $u_1=0$ и четыре решения вида

$$U = \pm \sqrt{\frac{K_2}{2|K_4|}} \pm \sqrt{\frac{K_2^2}{4K_4^2} + \frac{K_0 K_{oc} - 1}{|K_4| K_{oc}}}. \quad (17.65)$$

Два решения, соответствующие знаку «минус» перед внутренним квадратным корнем выражения (17.65), являются неустойчивыми. Устойчивыми остаются лишь решения

$$U_{1,2} = \pm \sqrt{\frac{K_2}{2|K_4|}} + \sqrt{\frac{K_2^2}{4K_4^2} + \frac{K_0 K_{oc} - 1}{|K_4| K_{oc}}}. \quad (17.66)$$

Амплитуда прямоугольных колебаний определяется формулой (17.66) при исключением знаке «минус».

Нами был рассмотрен случай, при котором линия задержки и элементы цепи связи не обладают дисперсией. Практически время задержки линии зависит от частоты, и поэтому периоды возможных в данном типе генератора колебаний не будут кратными [4]. В силу «дискриминации» колебаний с малой амплитудой [51], как было указано выше, в генераторе с запаздыванием возникает колебание, для которого условия самовозбуждения выполняются лучшим образом. Таким колебанием, очевидно, является колебание с максимальным периодом $T=2\tau$, коэффициент усиления в цепи обратной связи для которого максимальен.

Колебания генератора в этом случае имеют прямоугольную форму в силу большой нелинейности усилителя. Чем больше коэффициент усиления K_0K_{0c} в цепи обратной связи, тем больше возникшие колебания по форме будут приближаться к прямоугольным. Большое количество гармонических составляющих в спектре прямоугольных колебаний генератора с запаздыванием, таким образом, объясняется не тем, что в этом генераторе одновременно выполняется баланс фаз для многих составляющих, а только нелинейностью усилителя. Из-за нелинейности усилителя в генераторе с запаздыванием возбуждается колебание лишь с одной частотой.

Поскольку ширина полосы пропускания и коэффициент усиления реальной системы конечны, крутизна перепадов напряжения будет также конечной.

Ввиду того что импульсы прямоугольной формы в данном генераторе получаются благодаря ограничению колебаний за счет режимов отсечки и насыщения триодов, предельно достижимые длительности перепадов (времена установления) напряжения прямоугольной формы, как и в случае импульсного апериодического усилителя, равны [25]

$$t_{\text{уст}} \approx \frac{0.35}{\Delta f}, \quad (17.67)$$

где Δf — полоса пропускания апериодического усилителя, нагруженного на линию задержки.

Генераторы прямоугольных колебаний с задержанной отрицательной обратной связью могут быть выполнены на основе реостатного или трансформаторного инвертирующих усилителей (рис. 17.6). Схема рис. 17.6,б отли-

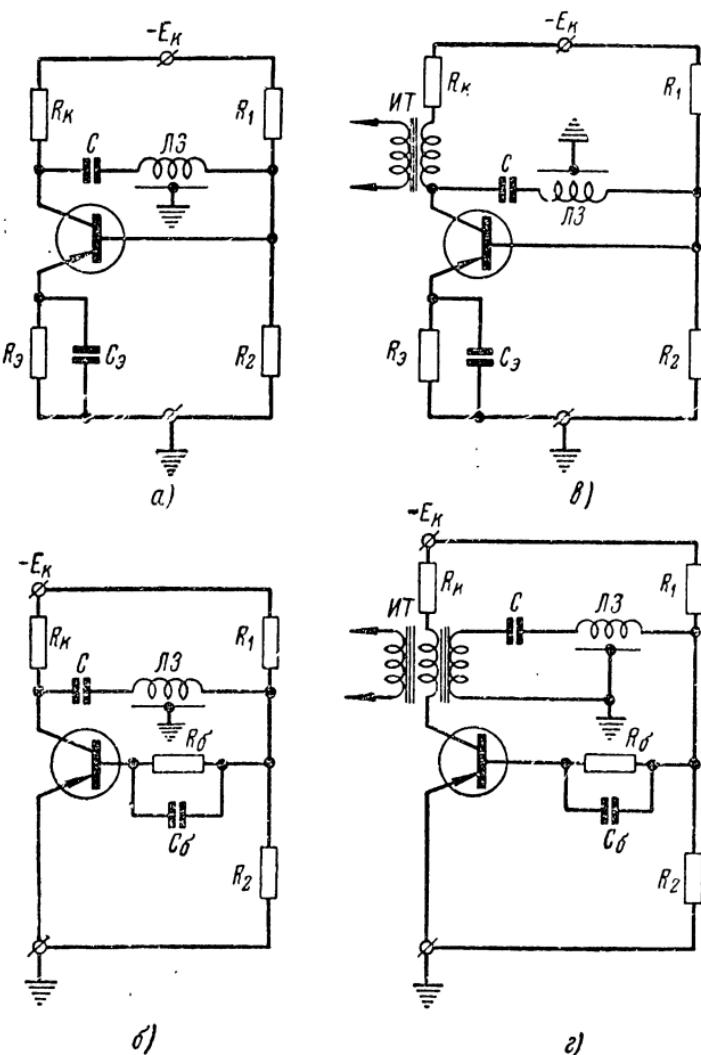


Рис. 17.6. Принципиальные схемы однокаскадных генераторов с запаздывающей обратной связью:

α — с реостатной нагрузкой и эмиттерной цепочкой автосмещения; β — с реостатной нагрузкой и базовой цепочкой автосмещения; γ — с трансформатором и эмиттерной цепочкой автосмещения; δ — с трансформатором и базовой цепочкой автосмещения.

чается от рис. 17.6,*а* тем, что цепочка автоматического смещения включена не в цепь эмиттера, а в цепь базы. Это дает возможность увеличить амплитуду прямоугольных колебаний и, следовательно, коэффициент использования напряжения коллекторного источника до 0,6—0,75. Коэффициент использования напряжения источника генератора с эмиттерной цепочкой обычно не больше 0,3—0,4. Однако эмиттерная цепочка смещения R_5C_5 (рис. 17.6,*а*) более эффективно стабилизирует режим работы усилителя

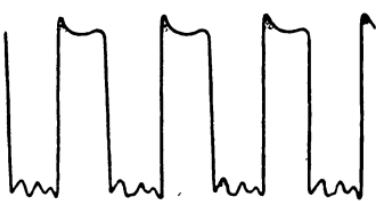


Рис. 17.7. Осциллограмма напряжения прямоугольной формы.

в широком диапазоне температур. С помощью сопротивлений R_1 и R_2 обеспечивается требуемый режим работы усилителя, при котором рабочая точка находится вблизи максимума коэффициента усиления усилителя (рис. 17.4).

Схемы рис. 17.6,*в* и *г* отличаются от рис. 17.6,*а* и *б* тем, что в них с помощью

трансформатора можно лучше согласовать выходное сопротивление генератора с нагрузкой, а в случае рис. 17.6,*г* и с линией задержки и получить таким образом максимум отдаваемой генератором мощности и лучшую форму генерируемых колебаний. Трансформатор при этом должен иметь коллекторную обмотку с достаточно большой индуктивностью с тем, чтобы постоянная времени трансформаторной цепи была много больше периода колебаний генератора. Для ограничения тока коллектора последовательно с первичной обмоткой трансформатора целесообразно включать сопротивление R_k (рис. 17.6,*в*) величиной 50—100 ом. Вторичная обмотка трансформатора (рис. 17.6,*г*) для получения отрицательной обратной связи должна быть включена так, чтобы не изменялась полярность трансформируемого импульса.

Наконец следует отметить, что изменение режима работы усилителя, связанное, например, с изменением температуры транзистора, может привести лишь к незначительному изменению формы и амплитуды колебаний и практически не скажется на периоде колебаний, определяемом двумя временами задержки линии.

На рис. 17.7 приведена осциллограмма импульсов прямоугольной формы с периодом в 1 миксек, полученных с помощью генератора (рис. 17.6, а).

17.6. ГЕНЕРАТОРЫ КОЛЕБАНИЙ ПРЯМОУГОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Наряду с генераторами с отрицательной обратной связью в качестве источников импульсных напряжений прямоугольной формы могут быть использованы генераторы с положительной обратной связью. Ранее было установлено, что в линеаризованной системе с положительной задержанной обратной связью в случае линии задержки, не обладающей дисперсией, выполняется баланс фаз для всех колебаний, частоты которых кратны частоте основного колебания, имеющего период $T = \tau$. Для получения колебаний прямоугольной формы, спектр которых состоит только из нечетных гармонических составляющих, необходимо выбрать такой режим работы, при котором существование четных гармонических составляющих исключено.

Для определения требуемого режима работы усилителя и характера зависимости $K(u_1)$ воспользуемся уравнением генератора с положительной обратной связью (17.43)

$$u_1(t) = K_{oc}K[u_1(t - \tau)]u_1(t - \tau). \quad (17.68)$$

Ранее было установлено, что уравнение (17.68), полученному из уравнения (17.43), справедливо лишь для системы, близкой к линейной, когда колебания с периодом τ имеют почти синусоидальную форму, при которой выполняется равенство

$$u_1(t - \tau) = u_1(t).$$

Однако легко убедиться в том, что предыдущее равенство справедливо при любой форме входного напряжения, если учесть, что период колебаний сколь угодно близок к τ .

Выражая пока зависимость $K(u_1)$ полиномом (17.44) и используя (17.47) и (17.7), из (17.68), получаем

$$u_1(t) = K_0 K_{oc} u_1(t) + K_{oc} \sum_{v=1}^m K_v u_1^{v+1}(t). \quad (17.69)$$

Для того чтобы искомая функция u_1 представляла колебание прямоугольной формы, выражаемое рядом Фурье, состоящим только из нечетных гармонических составляющих, необходимо иметь такой характер зависимости $K(u_1)$, при котором слагаемые правой части уравнения (17.69) обеспечивали бы лишь возможность существования нечетных гармонических составляющих. Такое положение, очевидно, будет иметь место в том случае, если в правой части уравнения (17.69) будут отсутствовать четные степени искомой функции u_1 , т. е. когда $K(u_1)$ выражается зависимостью (17.62). Это соответствует выбору рабочей точки около максимума коэффициента усиления. Уравнение (17.69) при этом примет вид уравнения (17.61). Таким образом, условия существования колебаний прямоугольной формы в генераторе с положительной обратной связью совпадают с таковыми для генератора с отрицательной обратной связью, когда

$$K_1 = K_3 = 0; \quad K_2 > 0, \quad K_4 < 0, \quad K_0 K_{oc} > 1. \quad (17.70)$$

Генератор прямоугольных колебаний с положительной обратной связью в случае пренебрежения дисперсией цепи обратной связи отличается от генератора с отрицательной обратной связью лишь тем, что в первом требуемый режим генерирования имеет место лишь при выборе рабочей точки вблизи максимума коэффициента усиления. Во втором генераторе этот режим осуществим при выборе рабочей точки вблизи максимума коэффициента усиления посередине восходящего и, наконец, посередине падающего участка зависимости $K(u_1)$, представленной на рис. 17.4.

Так обстоит дело в случае линии задержки, не обладающей дисперсией. Поскольку время задержки линии зависит от частоты, периоды возможных в генераторе

с положительной запаздывающей обратной связью колебаний не будут кратными. По этой причине в рассматриваемом генераторе устанавливается лишь одно колебание с наименьшей частотой $f = 1/\tau$ и максимальной амплитудой. Обогащение спектра колебания, как и в случае генератора с отрицательной обратной связью, происходит из-за сильной нелинейности усилителя, работающего в режиме ограничения за счет отсечки и насыщения.

Генераторы колебаний прямоугольной формы с положительной запаздывающей обратной связью могут быть выполнены как на базе однокаскадных трансформаторных усилителей, так и на базе двухкаскадных реостатных усилителей. Генератор с положительной трансформаторной обратной связью отличается от генератора с отрицательной обратной связью (схема рис. 17.6,г) только полярностью включения вторичной обмотки трансформатора. В генераторе с отрицательной обратной связью трансформатор не инвертирует фазы передаваемого им напряжения, а в регенеративном — изменяет на обратную.

Принципиальная схема регенеративного генератора с двухкаскадным реостатным усилителем представлена на рис. 17.8. Эмиттерные цепи $R_{31}C_{31}$ и $R_{32}C_{32}$ усилителей обеспечивают стабилизацию режима их работы в диапазоне температур. С помощью сопротивлений R_1, R_2 и R_3, R_4 обеспечивается выбор требуемого режима работы. Для получения колебаний прямоугольной формы необходимо эти сопротивления рассчитать так, чтобы исходные режимы работы обоих усилителей соответствовали максимальным значениям их коэффициентов усиления. В этом случае общий коэффициент усиления в цепи

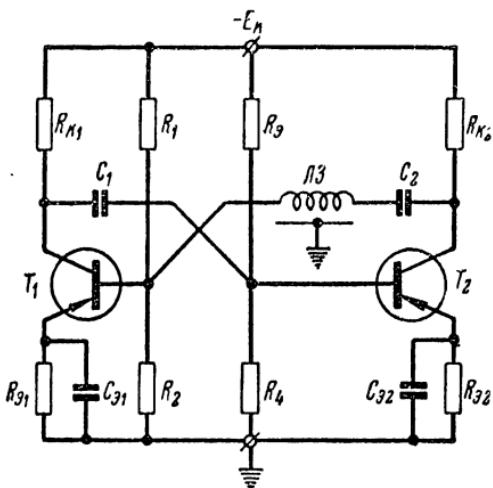


Рис. 17.8. Принципиальная схема двухкаскадного регенеративного генератора с запаздыванием.

обратной связи будет максимальным, а длительность перепадов напряжения в большей мере приблизится к предельно достижимому значению, определяемому согласно (17.67).

17.7. РАСЧЕТ ГЕНЕРАТОРОВ ПРЯМОУГОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Содержанием расчета генератора прямоугольных импульсов с запаздывающей обратной связью является выбор по заданным исходным данным схемы генератора, выбор линии задержки и расчет ее параметров, выбор типа триодов и их режимов работы и, наконец, расчет элементов схемы, обеспечивающих требуемый режим работы генератора. Исходными данными при расчете генератора прямоугольных импульсов со скважностью, равной двум, являются амплитуда, частота следования и длительность фронта и спада импульсов. Напряжение источника питания следует выбирать, исходя из того, что в случае эмиттерных цепочек автоматического смещения коэффициент использования должен быть не больше 0,3—0,4, а в случае базовых — около 0,6—0,75.

Расчет генераторов импульсов прямоугольной формы с запаздывающей обратной связью осуществляется в следующем порядке.

1. Выбирается схема генератора. При выборе схемы генератора прямоугольного напряжения следует иметь в виду, что простейшими и наиболее надежными являются однокаскадные генераторы с отрицательной обратной связью (рис. 17.6,*а* и *б*). Первый из них, имея эмиттерную цепь автоматического смещения, более стабилен в широком диапазоне температур, зато уступает второму (рис. 17.6,*б*) по коэффициенту использования напряжения источника питания.

Достоинство трансформаторных однокаскадных генераторов (рис. 17.6,*в* и *г*) заключается в том, что с помощью трансформатора можно осуществить согласование выходного сопротивления генератора с нагрузкой и получить максимум отдаваемой им мощности. С помощью третьей нагрузочной обмотки трансформатора

можно получить колебания (с амплитудой, большей напряжения источника питания). Однако наличие трансформатора с конечной полосой пропускания приводит к уменьшению крутизны перепадов напряжения.

Сравнение трансформаторных однокаскадных генераторов с положительной и отрицательной задержанной обратной связью показывает, что при использовании их в качестве источников прямоугольных колебаний предпочтение следует отдавать генератору с отрицательной обратной связью. Объясняется это тем, что существенным достоинством генераторов с отрицательной обратной связью является то, что период их колебаний равен не одному времени задержки, как это имеет место в регенеративных генераторах, а двум временам задержки. При одном и том же периоде колебаний линия задержки регенеративного генератора по этой причине имеет в два раза большие габариты, чем линия задержки генератора с отрицательной обратной связью. Наибольшую крутизну перепадов напряжения прямоугольной формы обеспечивает двухкаскадный генератор (рис. 17.8). Объясняется это тем, что в этом генераторе колебания ограничиваются по минимуму и максимуму дважды.

2. Выбирается линия задержки. В качестве линий задержки целесообразно использовать фильтры нижних частот типа «*k*» или «*m*». Частотные характеристики фильтров типа «*m*» лучше характеристик фильтра типа «*k*», и поэтому следует отдавать предпочтение фильтрам типа «*m*». Полоса пропускания линии задержки должна быть больше определяемой согласно (17.67) величины

$$\Delta f \approx \frac{0,35}{t_{\text{уст}}} \quad (17.71)$$

в случае реостатных усилителей (рис. 17.6,*a*, 17.6,*б* и 17.8). С помощью формулы (17.71) можно рассчитывать общую полосу пропускания трансформатора и линии задержки трансформаторных генераторов (рис. 17.6,*в* и *г*).

Что касается волнового сопротивления ρ линий задержки, то оно должно быть согласовано с выходным и входным сопротивлениями усилителя. Выходное сопротивление усилителя можно сделать равным входному, уменьшая величину коллекторного сопротивления до 500—1000 ом . При таких величинах коллекторных со-

противлений, практически равных усредненным входным сопротивлениям транзисторов, с запасом выполняются условия самовозбуждения генераторов. При этом последние работают наиболее устойчиво и обеспечивают получение напряжения требуемой формы. Следует иметь в виду, что рассогласование линии задержки и усилителя может привести лишь к уменьшению коэффициента усиления в цепи обратной связи генератора и к связанныму с этим уменьшению крутизны фронтов прямоугольного напряжения.

Время задержки линии τ должно быть равно $\frac{T}{2}$ в случае генератора с отрицательной обратной связью и T в случае генератора с положительной обратной связью.

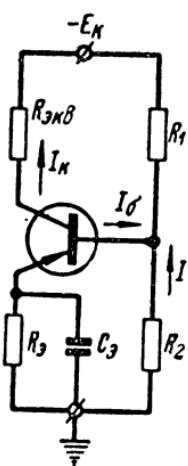


Рис. 17.9. Принципиальная схема усилителя с эмиттерной цепочкой автосмещения.

4. Режим работы транзисторов выбирается таким, чтобы исходная рабочая точка была вблизи максимума коэффициента усиления (рис. 17.4). В этом случае форма генерируемого напряжения получается наиболее близкой к прямоугольной, а коэффициент использования напряжения источника питания — максимальным.

5. Элементы базовой и эмиттерной цепей транзисторов рассчитываются так, чтобы обеспечить требуемый режим их работы. Экспериментально установлено, что величина R_3 эмиттерного сопротивления автоматического смещения (рис. 17.6,а; 17.6,в и 17.8) должна быть около 50—100 ом, а базового R_b (рис. 17.6,б; 17.6,г) — около 3—4 ком. Коэффициент усиления имеет максимальное

значение при токе коллектора, примерно равном $(0,6 \div 0,7) E_k / R_k + R_a$, в случае эмиттерной цепи и $(0,6 \div 0,7) E_k / R_k$ в случае базовой цепи автосмещения. Имея в виду установленные экспериментальным путем значения R_a и R_k , с помощью рис. 17.9 легко рассчитать требуемые значения сопротивлений R_1 и R_2 .

Согласно рис. 17.9 в момент, соответствующий максимальному значению коэффициента усиления, имеем

$$\left. \begin{aligned} R_a(I_{kcp} + I_{bcp}) + R_{bx}I_b &= R_2I; \\ R_1(I_b + I) + R_2I &= E_k; \\ R_iI_k + R_a(I_{kcp} + I_{bcp}) + R_{ekv}I_k &= E_k, \end{aligned} \right\} \quad (17.71')$$

где R_{bx} — входное сопротивление транзистора;

I_k , I_b — токи коллектора и базы, соответствующие максимальному коэффициенту усиления транзисторного усилителя;

I_{kcp} , I_{bcp} — средние значения токов коллектора и базы в силу несимметрии характеристики рис. 17.4 относительно точки максимума составляющие $75 \div 80\%$ от токов I_k и I_b ;

R_i — внутреннее коллекторное сопротивление транзистора при токе I_k ;

R_{ekv} — эквивалентное сопротивление коллекторной нагрузки реостатного усилителя, равное

$$R_{ekv} = \frac{R_k \cdot \rho}{R_k + \rho}$$

в общем случае и

$$R_{ekv} = \frac{\rho \cdot R_i}{2R_i - \rho}$$

при согласованной на входе линии задержки, когда

$$\rho = \frac{R_i \cdot R_k}{R_i + R_k}.$$

Эквивалентным сопротивлением нагрузки трансформаторного усилителя (рис. 17.6, в и г) является приве-

действие к первичной (коллекторной) обмотке волновое сопротивление линии задержки

$$R_{\text{экв}} = \frac{\rho}{q^2},$$

где q — коэффициент трансформации.

При согласовании $R_{\text{экв}} = R_i$.

Решая систему (17.71') совместно, получаем

$$R_1 = \frac{(R_i + R_{\text{экв}}) I_k - R_{\text{вх}} I_b}{I_b + I}.$$

Воспользовавшись тем, что $I_k = \beta I_b$, где β — коэффициент усиления тока базы при токе коллектора I_k , и учитя, что выполняются неравенства $I_k \gg I_b$, $R_{\text{вх}} I_b \ll (R_i + R_{\text{экв}}) I_k$, можно получить

$$R_1 = \frac{\beta (R_i + R_{\text{экв}}) I_b}{I_b + I}. \quad (17.72)$$

Для того чтобы потенциал базы мало зависел от тока базы, необходимо выполнить условие $I = k I_b = \frac{k I_k}{\beta}$, где k — величина, большая единицы. Обычно задаются $k = 5 \div 10$. Тогда (17.72) можно представить в следующем виде:

$$R_1 = \beta \frac{R_i + R_{\text{экв}}}{k + 1}. \quad (17.73)$$

Сопротивление R_2 в случае принятых ранее допущений согласно первому уравнению системы (17.71') при $I_{\text{бсп}} \approx 0,8 I_k$

$$R_2 = \frac{0,8\beta R_i + R_{\text{вх}}}{k} \approx \frac{\beta R_i}{k}. \quad (17.74)$$

Элементы базовой цепи усилителя с базовой цепочкой автоматического смещения удобно рассчитать с помощью рис. 17.10. Согласно принятым на этом рисунке обозначениям и с учетом использованных выше допущений имеем

$$\left. \begin{aligned} R_i I_k + R_{\text{экв}} I_k &= E_k; \\ R_b I_{\text{бсп}} &= R_2 I; \\ R_2 I + R_1 (I + I_b) &= E_k. \end{aligned} \right\} \quad (17.75)$$

Задаваясь $I = kI_b$, из (17.75) с учетом $I_k = \beta I_b$ и $I_{бср} \approx 0,8I_b$ получаем

$$R_1 = \frac{\beta(R_i + R_{экв}) - 0,8R_b}{k + 1}. \quad (17.76)$$

Из второго уравнения системы (17.75) получаем

$$R_2 = \frac{R_b I_{бср}}{k I_b} \approx \frac{R_b}{k}. \quad (17.77)$$

6. Емкости конденсаторов C_3 (рис. 17.6, а) эмиттерной и C_b базовой (рис. 17.6, б) цепочек автоматического смещения рассчитываются так, чтобы напряжение на них в течение периода колебаний оставалось неизменным. Последнее возможно при выполнении условий

$$C_3 R_3 \gg T; C_b R_b \gg T. \quad (17.78)$$

7. Индуктивность L_k коллекторной обмотки трансформатора (рис. 17.6, в и г) во избежание завала вершины импульса должна быть большой, с тем чтобы выполнялось условие

$$\tau_k \gg T, \quad (17.79)$$

где в случае согласования с помощью трансформатора выходного сопротивления усилителя с входным

$$\tau_k = \frac{2L_k}{\rho'};$$

$\rho' = \frac{\rho}{q^2}$ — приведенное волновое сопротивление линии задержки;

q — коэффициент трансформации, обычно равный $0,2 - 0,3$.

8. Для исключения завала вершины импульса, обусловленного конечной емкостью разделительного конденсатора C , необходимо выполнить неравенство

$$\tau_c \gg T, \quad (17.80)$$

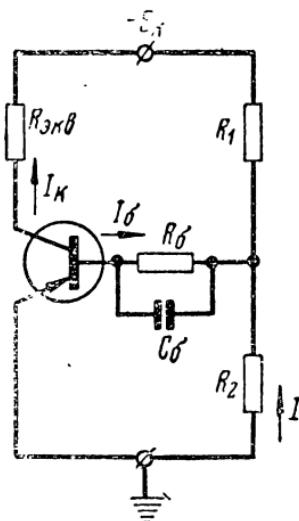


Рис. 17.10. Принципиальная схема усилителя с базовой цепочкой автоматического смещения.

где $\tau_c = \rho C$ для генераторов с трансформаторными усилителями и $\tau_c = C \frac{\rho \cdot R_k}{\rho + R_k}$ в случае реостатных усилителей.

В качестве примера рассчитаем однокаскадный генератор прямоугольных колебаний с эмиттерной цепью автоматического смещения (рис. 17.6,а) при следующих исходных данных:

- амплитуда колебаний $U_m \geq 3 \text{ в}$;
- период колебаний $T = 1 \text{ мксек}$;
- длительность фронта не более $0,1 \text{ мксек}$.

Имея в виду, что коэффициент использования рассчитываемого генератора не более 0,5, выбираем напряжение коллекторного источника $E_k \approx 10 \text{ в}$.

Время задержки линии согласно (17.53) должно быть равно

$$\tau = \frac{T}{2} = 0,5 \text{ мксек.}$$

Волновое сопротивление ρ линии задержки для согласования делаем примерно равным коллекторному сопротивлению R_k , величину которого, как было указано ранее, выбираем равным 1000 ом . Полоса пропускания линии задержки согласно (17.71) должна быть больше

$$\Delta f = \frac{0,35}{0,1} = 3,5 \text{ Мгц.}$$

С запасом принимаем $\Delta f = 5 \text{ Мгц}$.

Для того чтобы транзистор не влиял на крутизну фронта, его граничная частота f_a должна быть на порядок выше полосы пропускания Δf . По этой причине выбираем триод типа П402, имеющий допустимое коллекторное напряжение

$$E_{k\text{доп}} = 10 \text{ в и } \beta \geq 20.$$

После выбора эмиттерного сопротивления $R_3 = 100 \text{ ом}$ и определения $R_i = 3 \text{ ком}$ с помощью (17.73) и (17.74), задавшись $k = 5$, рассчитаем сопротивления

$$R_1 = 20 \frac{3000 + 500}{6} = 11,7 \cdot 10^3 \text{ ом}; \quad R_2 = \frac{20 \cdot 100}{5} = 400 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_1 = 10 \text{ ком}$ и $R_2 = 0,5 \text{ ком}$.

При расчете R_1 в формулу (17.73) необходимо подставлять значение R_i , в 1,5—2 раза меньшее приводимого в паспортных данных (см. гл. 1 и приложение). Объясняется это тем, что в данном случае нас интересует величина сопротивления R_i при токе коллектора I_k , соответствующем максимуму коэффициента усиления и в 1,5—2 раза большем рекомендуемого для обычного режима усиления. Емкость эмиттерного конденсатора C_3 согласно (17.78) должна иметь величину

$$C_3 \gg \frac{10^{-6}}{100} = 10^{-8} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_3 = 0,05 \text{ мкф.}$

Здесь следует обратить внимание на то, что в силу сложности процессов в генераторах рассматриваемого типа точный расчет их связан с большими затруднениями. Поэтому рассчитанные выше величины, за исключением времени задержки, являются ориентировочными и уточняются экспериментальным путем.

17.8. ГЕНЕРАТОРЫ ИМПУЛЬСОВ КОЛОКОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ПОЛОЖИТЕЛЬНОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Ранее нами было установлено, что при определенных режимах работы усилителя регенеративного генератора возможно генерирование колебаний почти синусоидальной или прямоугольной формы. Большой практический интерес устройства рассматриваемого типа представляют как генераторы импульсов почти колокольной формы с весьма малой длительностью и большой частотой повторения. Так, полупроводниковые генераторы могут генерировать импульсы с длительностью, измеряемой сотнями долями микросекунды, и частотой выше 5 Мгц.

Перейдем к рассмотрению режима генерирования импульсов колокольной формы. Если выполняются условия самовозбуждения, то после включения источника питания генератора в нем будет происходить нарастание колебаний. Когда рабочая точка усилителя выбрана на грани отсечки или насыщения, по мере роста амплитуды колебаний все в большей и большей мере будет происходить ограничение одной из полуволн. В результате

на входе усилителя будет действовать лишь оставшаяся полуволна напряжения. Если коэффициент усиления с изменением входного напряжения резко возрастает, как это следует из рис. 17.4, то при правильно подобранных параметрах цепочки RC автосмещения может произойти обострение (укорочение) усиливаемого напряжения.

Пусть исходная рабочая точка усилителя выбрана вблизи режима отсечки триода (см., например, рис. 17.6,г)

так, чтобы коэффициент усиления в цепи замкнутой обратной связи был больше единицы. Тогда после включения источника питания и самовозбуждения генератора в результате роста напряжения на конденсаторе C_b цепочки автоматического смещения рабочая точка будет приближаться к напряжению отсечки, а коэффициент усиления будет уменьшаться. В установившемся режиме колебаний напряжение автоматического смещения также увеличивается один раз за период, когда при усиении импульса происходит увеличение тока базы триода. В интервале между импульсами ток базы уменьшается, напряжение смещения также уменьшается. Постоянная времени цепочки $R_b C_b$ должна быть выбрана так, чтобы коэффициент усиления был меньше единицы не только в интервале между импульсами, но и в начальной стадии действия импульса, когда его напряжение еще мало. В этом случае (сплошная кривая рис. 17.11) малое напряжение входного импульса u_1 на фронте и спаде будет ослабляться, а напряжение, при котором коэффициент усиления больше единицы, будет усиливаться. В результате нелинейного усиления импульс укорачивается (обостряется). Чем быстрее коэффициент усиления растет с увеличением входного напряжения, тем эффективнее будет происходить обострение импульса.

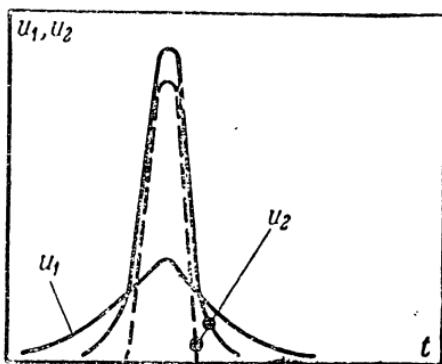


Рис. 17.11. К процессу укорочения импульса регенеративным генератором.

лебаний напряжение автоматического смещения также увеличивается один раз за период, когда при усиении импульса происходит увеличение тока базы триода. В интервале между импульсами ток базы уменьшается, напряжение смещения также уменьшается. Постоянная времени цепочки $R_b C_b$ должна быть выбрана так, чтобы коэффициент усиления был меньше единицы не только в интервале между импульсами, но и в начальной стадии действия импульса, когда его напряжение еще мало. В этом случае (сплошная кривая рис. 17.11) малое напряжение входного импульса u_1 на фронте и спаде будет ослабляться, а напряжение, при котором коэффициент усиления больше единицы, будет усиливаться. В результате нелинейного усиления импульс укорачивается (обостряется). Чем быстрее коэффициент усиления растет с увеличением входного напряжения, тем эффективнее будет происходить обострение импульса.

Выходной импульс u_2 (рис. 17.11) при этом имеет длительность, меньшую длительности входного импульса u_1 . Ввиду того что линия задержки имеет конечную полосу пропускания, импульс при прохождении через нее будет расширяться. В установившемся режиме приращение длительности импульса при передаче его через линию задержки равно приращению длительности импульса при его обострении с помощью нелинейного усилителя — экспандера (расширителя динамического диапазона сигнала). Так происходит укорочение циркулирующих в цепи замкнутой обратной связи импульсов.

Здесь следует обратить внимание на то, что если постоянная времени цепи R_bC_b по сравнению с периодом следования импульсов T будет малой, то коэффициент усиления в цепи обратной связи возрастет до единицы и станет больше ее раньше, чем на вход усилителя поступит очередной импульс. В этом случае выполняется условие возникновения между двумя основными импульсами дополнительных импульсов, число которых тем больше, чем меньше постоянная времени R_bC_b . В цепи обратной связи генератора будут циркулировать импульсы с периодом $T = \tau/n$, где $n = 1, 2, 3\dots$. Наконец, при очень большой величине R_bC_b имеет место режим прерывистой генерации групп импульсов с интервалом τ и периодом повторения групп, зависящим от величины R_bC_b .

Особенность транзисторного регенеративного генератора импульсов с запаздыванием заключается в том, что если в ламповом генераторе при получении колокольных импульсов рабочую точку можно выбрать только на грани отсечки [33], то в случае полупроводникового генератора рабочая точка может быть выбрана на грани отсечки или на грани насыщения триода (рис. 17.4). В зависимости от этого полярность импульсов будет или положительной или отрицательной. Режим работы, соответствующий началу насыщения триода, легко реализуется, и при генерировании импульсов колокольной формы ему следует отдавать предпочтение. Объясняется это тем, что в этом случае резче выражена нелинейность зависимости $u_2 = f(u_1)$ и поэтому длительность импульсов оказывается меньше.

Многочастотность регенеративного генератора импульсов дает возможность осуществить его синхрониза-

цию синусоидальным колебанием с периодом $T_c = \frac{\pi}{n}$,

где $n = 1, 2, 3, \dots$.

Одной из наиболее сложных задач теории рассматриваемого генератора является определение длительности циркулирующего в цепи обратной связи импульса.

Катлером [33] эта задача была решена для не представляющего интереса случая, когда амплитуда импульсов от цикла к циклу неограниченно возрастает, а длительность их отсчитывается на разных по абсолютному значению уровнях. В работе [54] рассмотрены процессы циркуляции групп импульсов в сильно нелинейной системе с запаздывающей обратной связью. Форма импульсов и их длительность были определены в предположении, что нелинейный усилитель имеет Z-характеристику.

Большой интерес представляют исследования регенеративных генераторов импульсов, выполненные Ю. А. Рябининым [60]. Им определена форма напряжения в стационарном режиме работы генератора и получены формулы для определения длительности импульса. Задача определения длительности импульса в работе [60] в отличие от идеализации, принятой в [33], решена с учетом реальной переходной характеристики усилителя. Однако усилитель на лампе со вторичной эмиссией в этой работе рассматривается как идеальный двусторонний ограничитель, имеющий независимый (постоянный) от входного напряжения коэффициент усиления в активном режиме.

Если принятая в работе [60] идеализация приемлема в случае генератора на лампе со вторичной эмиссией, то она не может быть использована при анализе транзисторного генератора. Коэффициент усиления транзисторного усилителя очень сильно зависит от величины входного напряжения (рис. 17.4). Поэтому формирование импульса в транзисторном генераторе в значительной мере определяется большой зависимостью коэффициента усиления от режима работы. По этой причине в настоящей работе длительность импульса определяется с учетом реальной характеристики экспандера, но при идеализированной частотной характеристике цепи обратной связи. В отличие от работы [33] здесь учитывается явление ограничения амплитуды импульсов. Одновременный учет реальной амплитудной характеристики экс-

пандера и частотной характеристики цепей обратной связи приводит к весьма сложной задаче. В настоящей работе длительность импульса определяется при следующих упрощающих допущениях:

- нелинейный усилитель и линия задержки обладают идеальными частотными характеристиками;
- фазово-частотная характеристика четырехполюсника обратной связи идеальна;
- коэффициент передачи четырехполюсника связи описывается колокольной кривой

$$K_{oc}(\omega) = K_{oc} e^{-b\omega^2}, \quad (17.81)$$

где b — параметр, характеризующий полосу пропускания $\Delta\omega$ и имеющий при условии $K_{oc}(\omega) = \frac{\sqrt{2}}{2} K_{oc}$ величину

$$b = \frac{\ln \sqrt{2}}{(\Delta\omega)^2}. \quad (17.82)$$

Форма импульса на входе усилителя для упрощения задачи при этом также принимается колокольной

$$u_1(t) = U_1 e^{-a_1 t^2}. \quad (17.83)$$

Параметром a_1 здесь определяется активная длительность импульса [25]

$$t_{\pi_1}^2 = \frac{4 \ln 2}{a_1}. \quad (17.84)$$

Если рабочая точка усилителя выбрана на грани отсечки или насыщения (рис. 17.4), то зависимость выходного напряжения от входного имеет вид (рис. 17.12)

$$\left. \begin{array}{l} u_2(t) = K_\gamma u_1^\gamma(t) \text{ при } u_1 < U_{m1}; \\ u_2(t) = U_{m2} \quad \text{при } u_1 \geq U_{m1}; \end{array} \right\} \quad (17.85)$$

где $\gamma > 1$; $K_\gamma > 0$ — коэффициент, имеющий размерность $[\beta]^{1-\gamma}$.

Усиленный импульс при отсутствии ограничения из-за горизонтального участка амплитудной характеристи-

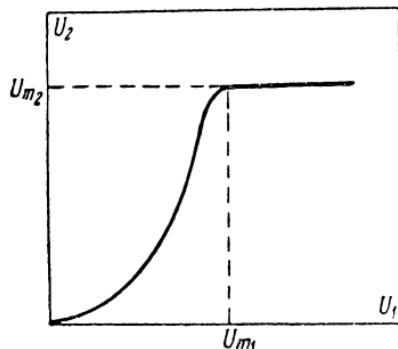


Рис. 17.12. График зависимости $U_2=f(U_1)$.

стки усилителя (рис. 17.12) описывался бы выражением

$$u'_2(t) = K_\gamma U_1^\gamma e^{-a_1 \gamma t^2} \quad (17.86)$$

и имел бы вид кривой 1 рис. 17.13.

В силу ограничения на уровне U_{m2} он будет иметь вид кривой 2 рис. 17.13. Теперь для упрощения анализа этот импульс с уплощенной вершиной заменим колокольным импульсом (кривая 3 рис. 17.13), имеющим амплитуду и длительность исходного импульса

$$u_2(t) = U_{m2} e^{-a_2 t^2}, \quad (17.87)$$

где

$$a_2 = \frac{4 \ln 2}{t_{u2}^2}. \quad (17.88)$$

Длительность импульса t_{u2} , отсчитываемую на уровне $0,5 U_{m2}$, найдем согласно (17.86):

$$0,5 U_{m2} = K_\gamma U_1^\gamma e^{-\frac{a_1 \gamma t_{u2}^2}{4}},$$

откуда

$$t_{u2}^2 = \frac{4}{a_1 \gamma} \ln \frac{2 K_\gamma U_1^\gamma}{U_{m2}}. \quad (17.89)$$

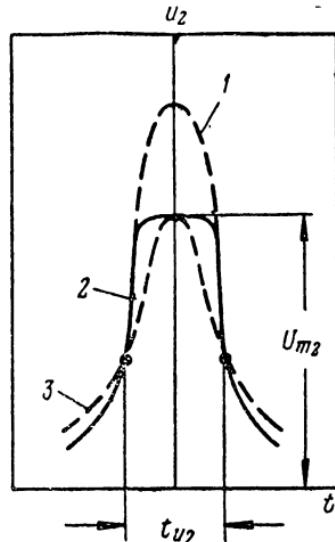


Рис. 17.13. К расчету длительности импульса.

Прямое преобразование Фурье дает следующее выражение для спектральной функции сигнала (17.87):

$$S(\omega) = U_{m_2} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-a_2 t^2} e^{-j\omega t} dt = U_{m_2} \sqrt{\frac{\pi}{a_2}} e^{-\frac{\omega^2}{4a_2}}. \quad (17.90)$$

В результате прохождения сигнала через четырехполюсник связи и линию задержки с коэффициентом передачи (17.81) получим

$$S'(\omega) = K_{oc} U_{m_2} \sqrt{\frac{\pi}{a_2}} e^{-\frac{\omega^2}{4a_2} \left(b + \frac{1}{4a_2} \right)}. \quad (17.91)$$

Сигнал со спектральной функцией (17.91) на выходе линии, определяемый обратным преобразованием Фурье, имеет вид

$$u'(t) = K_{oc} U_{m_2} \frac{1}{\sqrt{4a_2 b + 1}} e^{-\frac{a_2(t-\tau)^2}{4a_2 b + 1}}. \quad (17.92)$$

После прохождения линии задержки сигнал поступает на вход усилителя, имея вид

$$u'_1(t) = u'(t).$$

Поскольку при определении длительности временное положение импульса нас не интересует, согласно (17.92) можем записать

$$u'_1(t) = \frac{K_{oc} U_{m_2}}{\sqrt{4a_2 b + 1}} e^{-\frac{a_2 t^2}{4a_2 b + 1}}. \quad (17.93)$$

В установившемся режиме выполняется равенство $u'_1(t) = u_1(t)$, откуда согласно (17.83) и (17.93) получим

$$U_1 = \frac{K_{oc} U_{m_2}}{\sqrt{4a_2 b + 1}}; \quad a_1 = \frac{a_2}{4a_2 b + 1}. \quad (17.94)$$

Подставив (17.94) в (17.89), получим следующее, трансцендентное относительно длительности импульса, выражение:

$$t_{\text{II2}} = \frac{4}{\Delta\omega} \sqrt{\frac{\frac{\ln 2 \ln \sqrt{2}}{\gamma \ln 2} - 1}{\ln 2A}} \approx \frac{2}{\Delta\omega \sqrt{\frac{\gamma \ln 2}{\ln 2A} - 1}}, \quad (17.95)$$

где

$$A = K_{\gamma} U_{m2}^{\gamma-1} K_{oc}^{\gamma} \frac{t_{\text{II2}}^{\gamma}}{(t_{\text{II2}}^2 + 16b \ln 2)^{\gamma/2}}.$$

В том случае, когда коэффициент γ немногим больше единицы, а величина $A \approx 1$, что соответствует незначительному ограничению амплитуды импульса из-за горизонтального участка характеристики (рис. 17.12), из (17.95) получим аналогичное формуле Катлера [33] выражение

$$t_{\text{II2}} \approx \frac{2}{\Delta\omega \sqrt{\gamma - 1}}. \quad (17.96)$$

При больших γ формула (17.96) дает заниженные значения длительности импульса.

Здесь необходимо обратить внимание на то обстоятельство, что длительность импульса согласно (17.95) и (17.96) не зависит от времени задержки. Объясняется это тем, что при решении задачи нами рассматривалась идеальная линия задержки. Практически линии задержки, выполненные в виде отрезков кабелей или фильтров нижних частот, имеют конечную полосу пропускания. Причем, чем на большее время задержки рассчитана искусственная линия задержки или отрезок кабеля, тем большими будут потери в проводниках и диэлектрике [14] и тем уже будет полоса пропускания элемента задержки.

Влияние конечной полосы пропускания линии задержки на длительность импульса приближенно можно учесть с помощью формулы (17.96), если под величиной $\Delta\omega$ понимать общую полосу пропускания четырехполюсника связи и линии задержки. Что касается несовершенства фазово-частотной характеристики линии задержки, то учесть ее влияние на длительность импульса весьма затруднительно. Следует только иметь в виду, что

фазовая характеристика линии задержки может быть вполне удовлетворительной, с точки зрения воспроизведения формы передаваемого импульса, в довольно широкой полосе частот [19].

Здесь следует обратить внимание на то, что при расчете длительности импульса учитывается лишь ограничение амплитуды импульса на уровне U_{m2} (рис. 17.12) за счет горизонтального участка амплитудной характеристики.

При этом происходит ограничение сверху импульса положительной полярности и снизу — отрицательной полярности. Вместе с этим при формировании импульса в регенеративном генераторе может иметь место ограничение импульса положительной полярности снизу и импульса отрицательной полярности сверху.

Так, если рабочая точка усилителя на транзисторе типа *p-n-p* выбрана на грани отсечки, то при сравнительно большой по сравнению с τ постоянной времени RC -цепи автоматического смещения коэффициент усиления усилителя в момент прихода на его вход импульса отрицательной полярности может быть близким к нулю. В этом случае более широкое основание импульса будет почти полностью ограничиваться. Обострению с помощью экспандера теперь будет подвергаться только более узкая нижняя часть импульса отрицательной полярности. Длительность выходного импульса за счет этого уменьшится (пунктирная кривая рис. 17.11).

В качестве регенеративных генераторов импульсов могут быть использованы генераторы, схемы которых представлены на рис. 17.6,*г* и 17.8. Генератор, изображенный на рис. 17.6,*г* с инвертирующим фазу передаваемого напряжения трансформатором, лучше использовать с эмиттерной цепочкой RC автоматического смещения. Эмиттерная цепочка (рис. 17.6,*в*) обеспечивает более эффективную стабилизацию режима работы усилителя, зато уменьшает коэффициент использования напряжения источника питания. Базовая цепь RC смещения (рис. 17.6,*г*) хуже стабилизирует режим работы усилителя, но не влияет на амплитуду импульсов. Независимо от места включения, цепочки RC автоматического смещения обеспечивают мягкий режим самовозбуждения и требуемый для обострения (укорочения) импульсов характер изменения коэффициента усиления.

Итак, мы ранее рассмотрели роль эмиттерной цепочки R_3C_3 (рис. 17.6,*в*) при выборе рабочей точки на грани отсечки. При выборе исходного режима работы усилителя, близкого к насыщенному, происходит следующее.

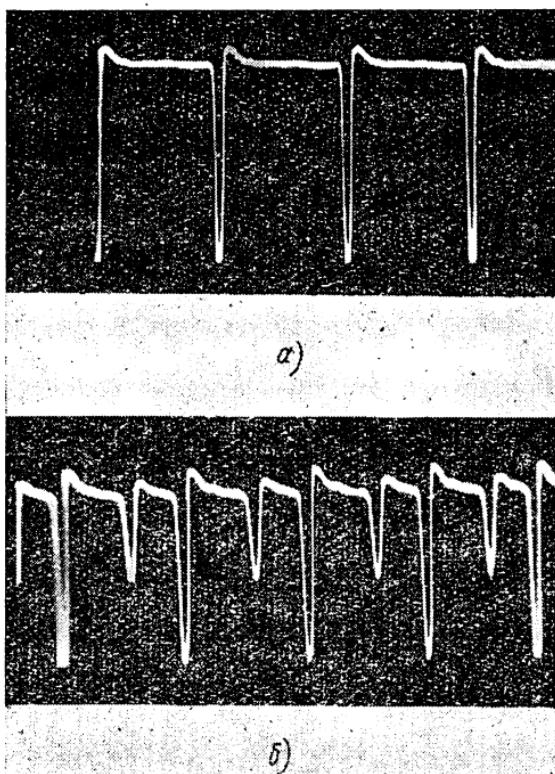


Рис. 17.14. Осциллограммы остроконечных импульсов:

а — при правильно выбранной постоянной времени цепочки автосмещения; *б* — при уменьшенной постоянной времени.

Сразу же после включения источника питания напряжение на эмиттерном конденсаторе мало, транзистор близок к состоянию насыщения и самовозбуждения не происходит. По мере заряда конденсатора C_3 напряжение смещения увеличивается, а коэффициент усиления возрастает, обеспечивая самовозбуждение генератора. При усилении очередного импульса в установившемся режиме напряжение смещения на этом конденсаторе умень-

шается, обеспечивая требуемое уменьшение коэффициента усиления в интервале между импульсами. Аналогичную роль выполняет и базовая цепочка автоматического смещения (рис. 17.6,г).

Импульсы с наименьшей длительностью и наибольшей частотой следования могут быть получены с помощью двухкаскадного генератора (рис. 17.8). Объясняется это тем, что режимы работы усилителей этого генератора можно сделать разными, так как на их входах действуют импульсы противоположной полярности, и использовать обостряющее действие обоих каскадов. Для этого у одного усилителя необходимо установить режим работы, близкий к режиму отсечки, а у другого — близкий к насыщенному. На рис. 17.14,а представлена осциллограмма импульсов на коллекторе транзисторного генератора (рис. 17.6,в) с периодом следования, равным $T=\tau=1$ мксек. При уменьшении постоянной времени $R_a C_a$ появляется дополнительный импульс (рис. 17.14,б).

17.9. ГЕНЕРАТОРЫ ИМПУЛЬСОВ КОЛОКОЛЬНОЙ ФОРМЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Генерирование импульсов колокольной формы в рассматриваемом генераторе осуществляется в том случае, когда исходная рабочая точка усилителя выбирается на грани запирания или на грани насыщения триода. При выполнении условия самовозбуждения после включения источников питания происходит нарастание колебаний с частотой $\omega = \frac{\pi}{\tau}$. Затем в силу выбранного режима работы усилителя происходит отсечка (ограничение) положительной или отрицательной полуволны усиливаемого напряжения. Вместе с отсечкой возможно обострение образующихся при этом импульсов, если коэффициент усиления усилителя возрастает с увеличением его входного напряжения (рис. 17.4).

Процесс генерирования импульсов, по форме близких к колокольным, в стационарном режиме удобно рассмотреть с помощью рис. 17.15, на котором представлены выходные и входные импульсы полупроводникового генератора, выполненного на триоде типа *p-n-p* (рис. 17.6,а), исходная рабочая точка которого выбрана

на грани насыщения. Выходной импульс, максимум которого совпадает с моментом t_1 , после прохождения через линию задержки на входе усилителя действует в момент $t'_1 = t_1 + \tau$. Выходной импульс с максимумом при $t = t_2$ на вход усилителя поступит в момент $t'_2 = t_2 + \tau$. Поскольку в моменты времени t'_1 и t'_2 усилитель находится в состоянии насыщения и поэтому входным

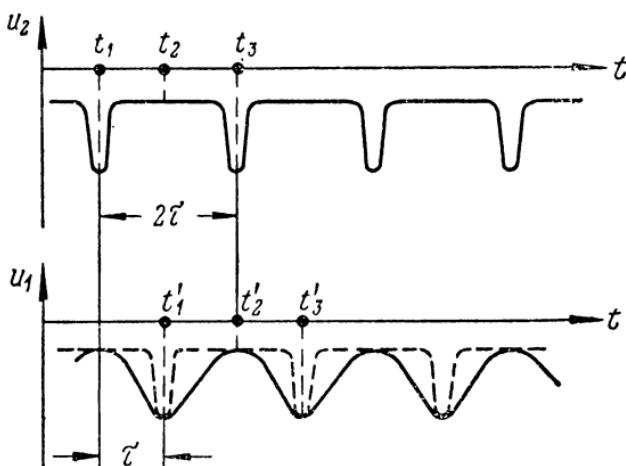


Рис. 17.15. К процессу формирования импульсов генератором с отрицательной запаздывающей обратной связью.

напряжением не управляетя, напряжение на выходе его почти не изменяется. Формирование импульса на выходе усилителя, очевидно, происходит при переходе триода из режима насыщения в режим, близкий к отсечке, и при дальнейшем его возвращении в режим насыщения. Так, выходной импульс с максимумом при $t = t_2$ своим происхождением обязан деформации (обострению) действующего в интервале $t'_1 - t'_2$ входного напряжения, обусловленной резкой зависимостью коэффициента усиления от входного напряжения (рис. 17.4). Период следования импульсов получается равным 2τ .

Из рис. 17.15 видно также, что при сравнительно большой скважности генерируемых импульсов широкая по сравнению с величиной $1/2\tau$ полоса пропускания линии задержки не способствует укорочению импульсов.

В самом деле, чем точнее воспроизводится на входе усилителя форма выходного напряжения в интервале $t_1 - t_2$ (пунктирная кривая u_1 , рис. 17.15), тем труднее из него получить на выходе импульс малой длительности. При полосе пропускания линии задержки, близкой к $1/2\pi$, напряжение на входе усилителя (сплошная кривая u_1 , рис. 17.15) приобретает почти синусоидальную форму. В этом случае происходит обострение импульсов с помощью нелинейного усилителя.

Формулу для достаточно точного определения длительности импульсов в случае, когда входное напряжение в силу конечной полосы пропускания линии задержки имеет почти синусоидальную форму (сплошная кривая u_1 , рис. 17.15) можно получить следующим образом. Входное напряжение u_1 в интервале $t'_1 - t'_3$, являясь отрезком синусоиды, имеет форму колоколообразного импульса с амплитудой U_1 . Известно [25], что спектральная функция колоколообразного импульса незначительно отличается от спектра импульса колокольной формы, удобства оперирования с которым при анализе несомненны. Входное напряжение в интервале $t'_1 - t'_3$ поэтому запишем как

$$u_1(t) = U_1 e^{-at^2}, \quad (17.97)$$

где параметр a характеризует активную длительность импульса и для рассматриваемого случая равен

$$a = \frac{4 \ln 2}{\left(\frac{T}{2}\right)^2}; \quad (17.98)$$

T — период следования импульсов.

Зависимость выходного напряжения усилителя от входного при указанном выше режиме работы (рис. 17.12) приближенно можно представить выражением (17.85) при $K_t < 0$.

Тогда согласно (17.97) и (17.85) выходной импульс без ограничения на уровне U_{m2} (рис. 17.11) описывался бы зависимостью

$$u_2(t) = K_t U_1^r e^{-at^2}. \quad (17.99)$$

Его активную длительность, отсчитываемую на уровне $0,5U_{m_2}$, согласно (17.99) можно определить из формулы

$$-0,5U_{m_2} = K_\gamma U_1^\gamma e^{-\alpha\gamma \frac{t_u^2}{4}}, \quad (17.100)$$

откуда

$$t_u^2 = \frac{T^2}{4\gamma \ln 2} \ln \frac{|K_\gamma| U_1^\gamma}{0,5U_{m_2}}. \quad (17.101)$$

Имея в виду, что $U_1 = K_{oc} U_{m_2}$, где K_{oc} — коэффициент передачи цепи обратной связи генератора, из (17.101) получим

$$t_u = \frac{T}{2} \sqrt{\frac{\ln(2 \cdot K_{oc}^\gamma \cdot U_{m_2}^{\gamma-1} \cdot |K_\gamma|)}{\gamma \ln 2}}. \quad (17.102)$$

При сравнительно небольшом коэффициенте K_{oc} и не сильно отличающемся от единицы коэффициенте γ , когда $|K_\gamma| U_1^\gamma \approx U_{m_2}$, из (17.102) имеем

$$t_u \approx \frac{T}{2\sqrt{\gamma}}. \quad (17.103)$$

Что касается периода колебаний, то он приближенно определяется временем задержки сигнала в цепи обратной связи. Цепочка смещения RC , включенная в цепь базы или эмиттера транзистора (рис. 17.6,*a*; 17.6,*b*; 17.6,*v*; 17.6,*g*), осуществляет регулировку усиления с тем, чтобы между двумя основными импульсами, следующими с периодом 2τ , как и в случае регенеративного генератора импульсов, не образовывалось дополнительных импульсов.

Во время усиления очередного импульса напряжение смещения на цепи RC изменяется так, чтобы в интервале между двумя основными импульсами и при малых значениях напряжения в начальной части импульса коэффициент $K_0 K_{oc}$ в цепи обратной связи был меньше единицы. Тогда дополнительных импульсов не будет. При малой постоянной времени RC величина $K_0 K_{oc}$ достигнет единицы раньше, чем придет очередной основной импульс. В этом случае появятся дополнительные импульсы. Частота следования импульсов теперь станет больше $1/2\tau$ и приближенно будет определяться со-

гласно формуле (17.54). Описываемую этой формулой зависимость частоты от времени задержки можно наглядно показать с помощью рис. 17.16.

Из этого рисунка видно, что ввиду того, что выходной импульс получается лишь в результате обострения

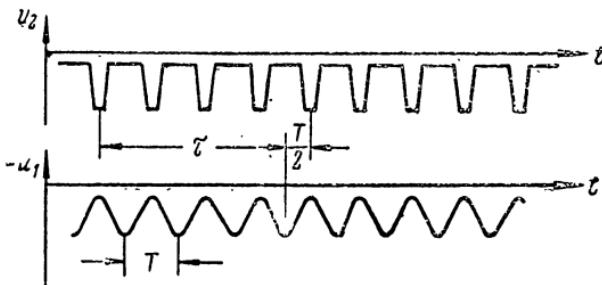


Рис. 17.16. К определению периода следования импульсов генератора с отрицательной обратной связью.

входного напряжения, действующего в интервале между двумя выходными импульсами, период следования, при малой по сравнению с ним постоянной времени RC жестко связан с временем задержки и без учета отсечки приближенно определяется согласно (17.54) по формуле

$$T = \frac{2\tau}{2n+1}, \quad (17.104)$$

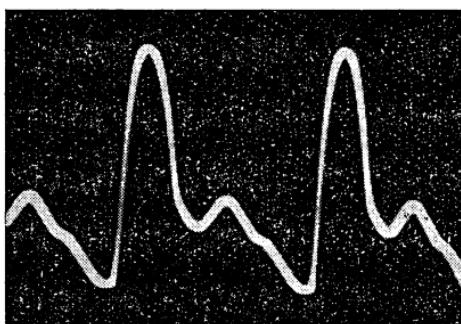
где $n=0, 1, 2, \dots$

При постоянной времени RC , много большей величины 2τ , имеет место режим генерирования групп импульсов с интервалом между импульсами в группе 2τ и периодом групп, зависящим от постоянной времени RC .

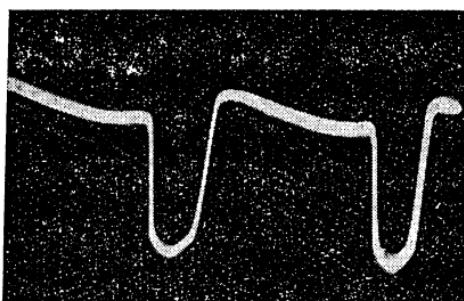
Таким образом, при постоянном времени задержки путем изменения постоянной времени RC можно получить различные дискретные значения частот следования импульсов.

Указанное свойство может быть использовано с целью синхронизации генератора колебанием синусоидальной формы, имеющим частоту, совпадающую с одной из частот, определяемых согласно выражению (17.104).

На рис. 17.17 приведены осциллограммы импульсов положительной и отрицательной полярности с периодом следования 1 мксек, полученные с помощью генератора, выполненного по схеме 17.6, а.



а)



б)

Рис. 17.17. Осциллограммы импульсов генератора с отрицательной обратной связью.

17.10. ГЕНЕРАТОР СЧЕТНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

При решении многих задач автоматики и вычислительной техники возникает необходимость в преобразовании непрерывных величин в дискретные. Непрерывная величина задается, как правило, в виде постоянного или сравнительно медленно меняющегося во времени напряжения (тока). Преобразование непрерывной величины в дискретную обычно производится с помощью устройств, состоящих из преобразователя напряжения

во время и преобразователя времени в число. Первый преобразователь вырабатывает импульсы, как правило, прямоугольной формы, длительность которых прямо пропорциональна величине исходного преобразуемого напряжения. Задача второго преобразователя заключается в том, чтобы полученный импульс большой длительности «заполнить» импульсами малой длительности с малым периодом повторения.

В качестве первого преобразователя используются различного рода сравнивающие устройства, на вход которых подаются преобразуемое напряжение и напряжение пилообразной формы с малым (до сотых долей процента) коэффициентом нелинейности.

Для повышения точности преобразования в качестве генераторов счетных импульсов необходимо использовать генераторы импульсов с большой частотой повторения и высокой ее стабильностью. Кроме того, желательно, чтобы первый импульс генератора был жестко связан с фронтом заполняемого импульса.

Указанным выше требованиям отвечают генераторы импульсов с запаздывающей обратной связью, управляемые заполнямыми импульсами. На рис. 17.18 приведена схема одного из генераторов импульсов с задержанной обратной связью, управляемого измеряемым импульсом.

При отсутствии заполняемого (измеряемого) импульса транзистор генератора находится в закрытом состоянии. При подаче импульса положительной полярности на сопротивление R_3 , включенное в цепь эмиттера, происходит отпирание транзистора и перевод его в режим, близкий к режиму насыщения. Генератор при этом переходит в режим генерирования импульсов колокольной формы отрицательной полярности.

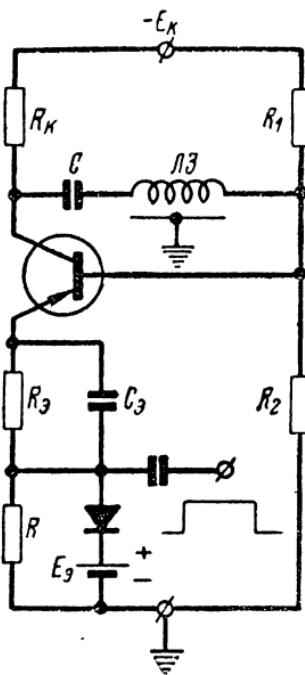
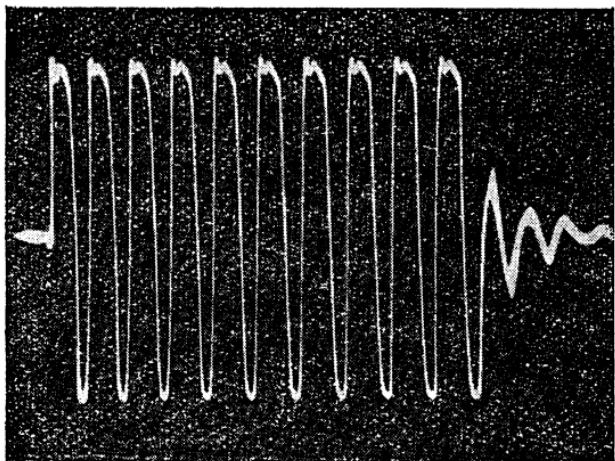
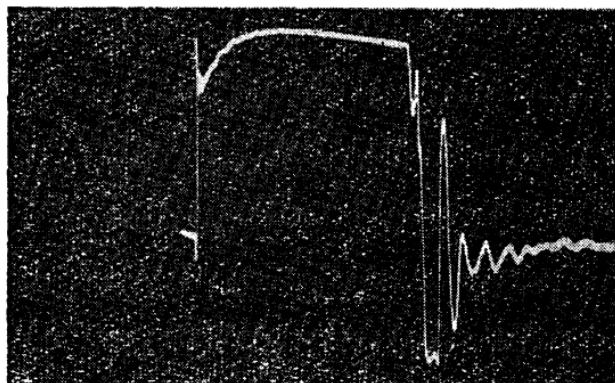


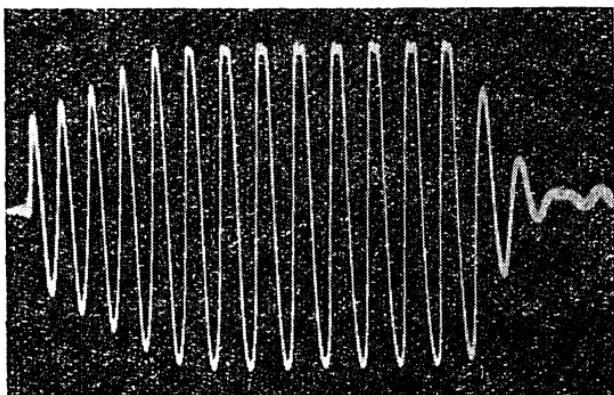
Рис. 17.18. Принципиальная схема генератора счетных импульсов с запаздыванием.



а)



б)



в)

Рис. 17.19. Осциллограммы импульсов генератора счетных импульсов:

а — при правильно выбранной амплитуде измеряемого импульса; б — при большой амплитуде; в — при малой амплитуде.

Существенно то, что начало первого заполняющего импульса жестко связано с фронтом управляющего (заполняемого) импульса. В момент окончания последнего импульса автоколебания генератора срываются (рис. 17.19,*a*). Амплитуда управляющего импульса должна составлять величину около одного вольта. При увеличении амплитуды свыше требуемой транзистор глубоко насыщается и работает в ключевом режиме: напряжение на его коллекторе близко к нулю и почти постоянно в течение времени действия управляющего импульса и близко к E_k и постоянно в интервале между импульсами (рис. 17.19,*b*). При малой амплитуде управляющего импульса нарастание амплитуды заполняющих импульсов происходит недопустимо медленно (17.19,*c*).

Аналогично можно осуществить запуск и других вариантов генераторов с запаздывающей обратной связью (рис. 17.6,*b*; 17.6,*c*; 17.6,*g* и 17.8). Для того чтобы осуществлять надежный запуск импульсами с нестабильной амплитудой и не плоской вершиной параллельно эмиттерному сопротивлению в 100—300 ом, необходимо включить диод, фиксирующий напряжение на сопротивлении R_a на требуемом уровне E_a . Напряжение E_a имеет величину около 1 в и подбирается экспериментально. Фиксирующий диод должен иметь сопротивление прямому току, меньшее сопротивления R .

17.11. РАСЧЕТ ГЕНЕРАТОРОВ КОЛОКОЛЬНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Расчет генераторов с запаздывающей обратной связью, предназначенных для получения импульсов колокольной формы малой длительности, осуществляется в следующем порядке.

1. Выбираются схемы генератора. При этом следует иметь в виду следующие основные достоинства и недостатки различных вариантов схем генераторов. Наиболее простым и надежным в работе является однокаскадный генератор с отрицательной обратной связью (рис. 17.6,*a* и *б*), выполненный на базе реостатного усилителя. Однако он позволяет получить импульсы со сравнительно небольшой скважностью, имеющей согласно формуле (17.103) величину, примерно равную $2V\gamma$,

Где γ для полупроводниковых усилителей не более 3—4. Вариант генератора с эмиттерной цепью автоматического смещения (рис. 17.6,*а*) отличается более стабильным режимом работы транзистора в диапазоне температур, что обеспечивает более стабильные, чем в случае базовой цепи автоматического смещения (рис. 17.6,*б*), амплитуду, длительность и форму импульса.

По этой причине, несмотря на то, что генераторы с базовой цепью автоматического смещения имеют более высокий (до 0,6) коэффициент использования напряжения источника смещения, предпочтение, как правило, следует отдавать генераторам с эмиттерной цепью автоматического смещения.

Достоинством трансформаторных однокаскадных генераторов (рис. 17.6,*в* и *г*) является возможность их согласования с нагрузкой и получения максимума отдаваемой генератором мощности, а также возможность получения с помощью третьей (нагрузочной) обмотки трансформатора импульсов с большей, чем напряжение источника коллекторного питания, амплитудой. Трансформаторный генератор с отрицательной обратной связью, как и однокаскадный генератор с усилителем на сопротивлении (рис. 17.6,*а* и *б*), позволяет получить лишь импульсы с небольшой (не больше 3—4) скважностью. Импульсы со скважностью около 7—10 можно получить с помощью трансформаторного регенеративного генератора, в котором результаты укорачивающего (обостряющего) действия нелинейного усилителя в отличие от генератора с отрицательной обратной связью от цикла к циклу накапливаются.

Наибольшую (до 15—20) скважность и наименьшую длительность импульсов можно получить с помощью двухкаскадного регенеративного генератора (рис. 17.8). Объясняется это тем, что в этом генераторе используется обостряющее действие обоих каскадов усилителей, тогда как в трансформаторном регенеративном генераторе используется укорачивающее действие только одного усилителя. Полоса пропускания всей системы в целом при наличии трансформатора к тому же сужается, вызывая расширение циркулирующего в цепи обратной связи генератора импульса. Однако с точки зрения надежности и простоты, предпочтение следует отдавать трансформаторному регенеративному генератору.

Общим достоинством генераторов коротких импульсов с отрицательной запаздывающей обратной связью является то, что при периоде следования импульсов T время задержки линии должно быть равно $T/2$, а не T , как это имеет место в регенеративных генераторах. Габариты линий задержки, как известно, тем меньше, чем на меньшее время задержки при прочих равных условиях они рассчитаны.

2. Транзисторы для генераторов рассматриваемого типа выбираются с учетом перечисленных при расчете генераторов прямоугольных импульсов соображений. При этом следует также иметь в виду, что коэффициент усилителя, величина которого существенно влияет на длительность импульса, тем больше, чем более высокими усилительными свойствами обладает триод.

3. Режимы работы триодов однокаскадных генераторов выбираются, исходя из требуемой полярности выходного импульса. Так, применительно к триодам типа $p-n-p$ импульс положительной полярности получается в том случае, когда исходная рабочая точка выбирается на грани отсечки триода. Импульс отрицательной полярности получается при слишком к насыщенному исходном режиме.

Когда полярность импульсов не задана, или в случае трансформаторного генератора с третьей (нагрузочной) обмоткой предпочтение следует отдавать исходному режиму, близкому к насыщенному. Объясняется это тем, что кривая рис. 17.4 при переходе к этому режиму имеет более резкий излом, чем вблизи режима отсечки. Это дает возможность более четко отсекать основание импульса, где его длительность максимальна. Последующему усилению и укорочению (обострению) подвергается лишь оставшаяся часть импульса с меньшей длительностью (пунктирные кривые рис. 17.11). Кроме того, при слишком к насыщенному исходном режиме послеимпульсные выбросы отсутствуют (рис. 17.17, а), тогда как при слишком к режиму отсечки исходном режиме в силу нечеткого ограничения появляются послеимпульсные выбросы (рис. 17.17, б).

При выборе режима работы транзисторов двухкаскадного генератора (рис. 17.8) следует иметь в виду, что импульс с меньшей длительностью получается на коллекторе триода T_2 , непосредственно связанном с линией

задержки. Объясняется это тем, что импульс на коллекторе триода T_2 получается в результате двукратного укорочения (обострения) после прохождения через линию задержки с конечной полосой пропускания и связанного с этим расширения (удлинения). Импульс же на коллекторе триода T_1 получается в результате обострения лишь усилителем, выполненным на триоде T_1 . Имея в виду отмеченные выше особенности возможных исходных режимов, близкий к насыщенному исходный режим следует рекомендовать для выходного триода T_2 , а близкий к режиму отсечки — для триода T_1 .

4. По заданным длительности t_i и периоду T следования импульсов рассчитываются параметры линии задержки. Особенностью генераторов импульсов с отрицательной обратной связью является жесткая связь между периодом повторения и длительностью импульсов. Согласно формуле (17.103) изменение длительности импульса при заданном периоде следования в небольших пределах можно изменять, варьируя путем изменения коллекторного сопротивления величину коэффициента γ . Увеличение в некоторых пределах (500—1 500 ом) коллекторного сопротивления приводит к изменению γ от 2 до 3—4. Дальнейшее увеличение сопротивления R_k нежелательно ввиду сужения полосы пропускания усилителя. Полоса пропускания линии задержки генератора коротких импульсов с отрицательной обратной связью должна лишь незначительно (не более чем на 50%) превышать частоту следования импульсов. При более широкой полосе процесс формирования коротких импульсов, как было отмечено выше, затрудняется. Время задержки линии τ должно быть равно $\frac{T}{2}$

в случае генераторов с отрицательной обратной связью и T для регенеративных генераторов. Волновое сопротивление линии ρ должно быть согласовано с выходным сопротивлением

$$R_{\text{вых}} = \frac{R_i R_k}{R_i + R_k}$$

для реостатного усилителя и с $R_i/2$ для трансформаторного усилителя.

Полоса пропускания линии задержки регенеративного генератора при заданной длительности импульса определяется приближенно по формуле (17.96).

5. Определяются параметры элементов эмиттерных и базовых цепей генератора, обеспечивающих требуемый режим работы усилителей

Оптимальное значение коллекторного сопротивления, как было указано выше, равно 500—1 000 ом.

Остальные параметры схемы (рис. 17.6,в) в случае близкого к насыщенному исходному режима приближенно можно рассчитать, исходя из следующих соображений. В интервале между двумя соседними импульсами транзистор должен быть в состоянии насыщения, с тем чтобы между двумя основными импульсами не появились импульсы дополнительные. Только в конце этого интервала в результате заряда конденсатора C_3 триод должен выйти из насыщения. Сопротивлениями переходов насыщенного транзистора по сравнению с внешними в этом случае можно пренебречь, а схему усилителя (рис. 17.9) представить в виде рис. 17.20. Для того чтобы процесс заряда конденсатора C_3 до максимального напряжения (при $R_1 \gg R_k; R_2 \gg R_3$)

$$U_3 = \frac{E_k R_3}{R_k + R_3} \quad (17.105)$$

в интервале $T - t_{ii}$ между импульсами закончился, необходимо выполнить условие

$$(3 \div 4) \tau_{зар} = (3 \div 4) C_3 / g_{эkv} \approx T - t_{ii},$$

откуда

$$C_3 = \frac{g_{эkv} (T - t_{ii})}{3 \div 4}, \quad (17.106)$$

где $g_{эkv} = \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_k} + \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \approx \frac{1}{R_3} + \frac{1}{R_k}$.

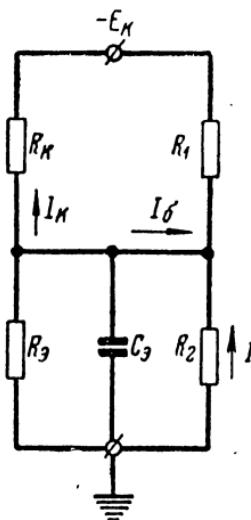


Рис. 17.20. Эквивалентная схема усилителя.

Триод в конце этого интервала будет находиться на грани насыщения, если выполняется условие

$$I_K = \beta I_B, \quad (17.107)$$

где величина коэффициента β в рассматриваемом режиме на 30—40% меньше приводимого в справочнике значения. Ток коллектора на грани насыщения при $R_1 \gg R_K$ равен

$$I_K = \frac{E_K - U_\phi}{R_K}. \quad (17.108)$$

Базовый ток при этом имеет величину

$$I_B = \frac{E_{\text{ЭКВ}} - U_\phi}{R_{\text{ЭКВ}}}, \quad (17.109)$$

где

$$E_{\text{ЭКВ}} = \frac{E_K \cdot R_2}{R_1 + R_2}; \quad R_{\text{ЭКВ}} = \frac{R_1 \cdot R_2}{R_1 + R_2}.$$

Решая (17.105), (17.107), (17.108) и (17.109) совместно, с учетом неравенства $R_2 \gg R_\phi$ получаем

$$R_1 = \beta R_K \frac{R_K R_2 + R_2 R_\phi - R_2^2 \frac{R_\phi}{R_K} + R_K R_\phi}{R_2 R_K + R_\phi R_K + \beta R_2 R_\phi}. \quad (17.110)$$

Для того чтобы потенциал базы мало зависел от тока базы i_B , соответствующего активному режиму работы транзистора, при котором происходит усиление импульса, ток I делителя $R_1 R_2$ должен быть равен

$$I = \frac{E_K}{R_1 + R_2} = k i_B, \quad (17.111)$$

где $k = 3 \div 5$.

Условие (17.111) должно выполняться и в начале процесса усиления импульса, когда ток базы i_B велик и лишь незначительно меньше тока I_B , определяемого формулой (17.109).

После подстановки (17.109) в (17.111) с учетом практически выполняющихся неравенств $R_2 \gg R_\phi$, $R_1 \gg R_K$, $R_1 \gg R_2$ получим

$$R_1 = \frac{(k-1)(R_K + R_\phi)}{k R_\phi} R_2. \quad (17.112)$$

Разрешив (17.110) и (17.112) относительно R_2 при $\beta R_2 R_a \gg R_2 R_k$, имеем

$$R_2 = k R_k \frac{R_k + R_a}{(k-1) R_k + (2k-1) R_a}. \quad (17.113)$$

Величина эмиттерного сопротивления должна быть около 50—100 ом. Уменьшение его ведет к ослаблению стабилизирующего действия отрицательной обратной связи, а увеличение — к уменьшению амплитуды импульсов.

Таким образом, при необходимости обеспечить близкий к насыщенному исходный режим работы реостатного усилителя сначала по формуле (17.106) рассчитывают емкость конденсатора C_a . Затем, выбрав сопротивления $R_k = (500 \div 1000)$ ом, $R_a = (50 \div 100)$ ом и задавшись $k = 3 \div 5$, с помощью формулы (17.113) рассчитывают сопротивление R_2 , а с помощью (17.112) — R_1 .

6. Формулы для расчета параметров элементов схемы, обеспечивающих близкий к отсечке исходный режим работы усилителя, получим следующим образом.

К моменту окончания интервала между импульсами, когда напряжение на эмиттерном конденсаторе почти равно нулю, напряжение u_b на базе транзистора по абсолютной величине должно быть близким к напряжению U_{b0} отсечки триода, с тем чтобы последний находился на грани отсечки. Поскольку ток базы триода при этом пренебрежимо мал, можно считать, что (рис. 17.9)

$$|u_b| = E_k \frac{R_2}{R_1 + R_2} \approx |U_{b0}|,$$

откуда при $R_1 \gg R_2$ имеем

$$R_2 = R_1 \frac{|U_{b0}|}{E_k}. \quad (17.114)$$

Напряжение отсечки германиевых триодов имеет величину около 0,1—0,12 в, а кремниевых 0,12—0,15 в.

Постоянная времени $\tau_{зар}$ цепи заряда, происходящего во время усиления импульса, должна быть равна

$$\tau_{зар} \approx C_a \frac{R_a \cdot R_{bx}}{R_a + R_{bx}} \approx C_a R_{bx} \approx \frac{t_u}{2 \div 3}, \quad (17.115)$$

где $R_{вх}$ — входное сопротивление триода с общей базой, практически равное выходному сопротивлению эмиттерного повторителя, имеющему в случае маломощных триодов (диффузионных и дрейфовых) величину 20—50 ом.

В этом случае конденсатор за время t_i успеет зарядиться до близкого к максимальному напряжения.

Процесс разряда конденсатора в интервале между импульсами, когда транзистор находится в режиме отсечки, практически должен закончиться.

Для этого необходимо выполнить условие

$$\tau_{раз} = C_3 R_3 = \frac{T - t_i}{3 \div 4}. \quad (17.116)$$

Сопротивления делителя $R_1 R_2$ должны быть такими, чтобы во время усиления, потенциал базы от тока базы почти не зависел. Для этого необходимо выполнить условие (17.111). Это условие должно выполняться и при максимальном токе

$$I_{б\max} = \frac{I_{к\max}}{\beta}, \quad (17.117)$$

где $I_{к\max}$ — максимальный ток коллектора, почти достигающий величину

$$I_{к\max} \approx \frac{E_k}{R_k + R_3}. \quad (17.118)$$

Решая (17.111), (17.114), (17.117) и (17.118) совместно, получаем

$$R_2 = \beta \frac{R_k + R_3}{k} \cdot \frac{|U_{б0}|}{E_k}; \quad (17.119)$$

$$R_1 = \frac{\beta (R_k + R_3) - k R_2}{k}. \quad (17.120)$$

Формулы (17.115), (17.116), (17.119) и (17.120) позволяют по заданным величинам t_i и T определить такие параметры схемы, как C_3 , R_3 , R_1 и R_2 .

Аналогично рассчитываются и параметры схемы трансформаторных усилителей с ограничительными коллекторными сопротивлениями R_k .

7. Индуктивность первичной обмотки трансформатора, предназначенного для генератора импульсов малой длительности (меньше 0,1 мксек) рассчитывать, как правило, нецелесообразно. Число витков первичной и

вторичной обмоток, помещаемых на ферритовом кольце, определяется требуемым коэффициентом трансформации и необходимостью получить жесткую связь между обмотками, при которой обеспечивается широкая полоса пропускания. Поскольку входное сопротивление транзисторов в режиме усиления имеет величину около 500—1 000 ом, линия задержки также должна иметь такое же волновое сопротивление. Для согласования внутреннего (коллекторного) сопротивления транзистора в режиме усиления (3—5 ком) с линией задержки коэффициент трансформации должен иметь величину $q = 0,25 \div 0,5$. Достаточно жесткая связь между обмотками получается при числе витков вторичной обмотки 15—20, первичной 40—50. Диаметр ферритового кольца при этом может иметь величину, не большую 8—10 мм.

Особенность расчета заторможенного генератора импульсов (рис. 17.18) заключается в том, что величина R_e эмиттерного сопротивления выбирается так же, как и в случае усилителя в близком к насыщенному исходном режиме работы транзистора, а емкость C_e эмиттерного конденсатора рассчитывается по формуле (17.106).

Что касается сопротивлений базового делителя $R_1 R_2$, то они для надежного запирания триода в исходном состоянии генератора рассчитываются по формулам (17.119) и (17.120). После расчета по формуле (17.120) сопротивление R_1 необходимо увеличить по сравнению с расчетным в 1,5—2 раза. Этим гарантируется требуемый исходный режим отсечки полупроводникового триода.

В качестве примера приведем расчет однокаскадного (рис. 17.6,а) реостатного усилителя при близком к насыщенному исходном режиме и при следующих исходных данных:

- длительность импульса $t_i = 0,1 \text{ мксек}$;
- период следования импульсов $T = 1 \text{ мксек}$.

Сначала по формуле (17.106) при $R_k = 500 \text{ ом}$ и $R_e = 100 \text{ ом}$ рассчитываем емкость эмиттерного конденсатора

$$C_e = \frac{(500 + 100)(10^{-6} - 0,1 \cdot 10^{-6})}{4 \cdot 500 \cdot 100} = 27 \cdot 10^{-10} \text{ ф.}$$

Принимаем $C_e = 3000 \text{ нф}$.

Задавшись $k=3$, с помощью формул (17.113) и (17.112) определим сопротивление

$$R_2 = 3 \cdot 500 \frac{500 + 100}{(3 - 1) 500 + (2 \cdot 3 - 1) 100} = 600 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_2 = 680 \text{ ом.}$

Затем рассчитаем

$$R_1 = \frac{(3 - 1)(500 + 100)}{3 \cdot 100} \cdot 680 = 5440 \text{ ом.}$$

Принимаем $R_1 = 5 \text{ ком.}$

Пример расчёта параметров линии задержки ввиду простоты здесь не приводится.

В заключение еще раз следует обратить внимание на то, что в силу сложности процессов, протекаемых в генераторах рассматриваемого типа, расчетные формулы дают возможность определить параметры схем лишь ориентировочно.

ГЛАВА 18

ИЗМЕРЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ ТРАНЗИСТОРОВ

18.1. ИЗМЕРЕНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Низкочастотные y -параметры транзисторов могут быть измерены любым способом, применяющимся для измерения параметров четырехполюсников. Эти параметры обычно измеряются на переменном токе, причем частота колебаний должна быть выбрана такой, при которой еще не проявляются частотные свойства триодов. На практике используется частота 200 или 1 000 гц.

В простейшем случае низкочастотные параметры g , $g_{обр}$, S_0 и R_i могут быть определены по семействам статических характеристик. Однако этот метод достаточно трудоемок и дает крайне низкую точность. Кроме того, для использования его необходимо иметь статические характеристики.

Измерения с помощью универсальных или специализированных мостов на переменном токе имеют наиболее высокую точность, однако они требуют довольно больших затрат времени на выполнение балансировки моста и малопригодны для массовых измерений.

В инженерной практике методы непосредственных измерений параметров с отсчетом их величин прямо по шкале измерительного прибора наиболее удобны. Хотя они и уступают по точности методам измерений при помощи мостов, но зато требуют минимальных трудовых затрат и пригодны при массовых измерениях.

Для большинства практических случаев инженерных расчетов вполне удовлетворительной точностью измерений является точность порядка $\pm 10\%$.

Учитывая, что линейная теория справедлива только при достаточно слабых сигналах, измерения необходи-

мо производить на малых переменных напряжениях и токах. Области линейного и нелинейного режимов удобнее всего различать по характеру зависимости коллекторного тока от напряжений на электродах. Условия измерения параметров целесообразно выбирать таким образом, чтобы использовались области, в пределах которых эта зависимость линейна. Подробное рассмотрение формы статических характеристик и зависимости параметров от режима показывает, что условие работы с малыми сигналами выполняется с достаточно высокой точностью тогда, когда амплитуда переменной составляющей коллекторного тока не превышает 10—20% от исходной величины постоянного тока, при которой производятся измерения. Для большинства маломощных триодов на базу необходимо подавать колебания с амплитудой около 3—5 мв. Аналогично обстоит дело и с величиной переменного напряжения на коллекторе. Его амплитуда должна быть значительно меньше исходного постоянного напряжения, и рабочая точка не должна заходить в область критического режима. На коллектор можно подавать напряжение с амплитудой порядка 1 в, при этом линейность режима не нарушится.

Кроме сказанного, при измерении параметров на входе и выходе триода должны соблюдаться условия, соответствующие выбранной системе параметров. Так для системы u -параметров необходимо обеспечить режим короткого замыкания с обеих сторон. Последний можно считать выполненным с достаточной точностью, если сопротивления во внешних цепях по крайней мере на два порядка меньше входного и выходного сопротивлений триода соответственно. Практически это означает, что в цепи базы сопротивление не должно превышать 1—3 ом, а в цепи коллектора 100 ом. Описанным условиям и должны удовлетворять схемы для измерения параметров. Кроме того, они должны позволять устанавливать необходимый режим работы триода по постоянному току.

Типовые генераторы синусоидальных колебаний обычно имеют выходное сопротивление порядка десятков и сотен ом. Это не позволяет непосредственно подключать их к базе измеряемого триода без специального переходного устройства. Простейшим и наиболее удоб-

ным переходным устройством является делитель, схема которого показана на рис. 18.1, составленный из активных сопротивлений и имеющий малое выходное сопротивление. Сопротивление R_2 этого делителя можно взять любой достаточно малой величины (в частности 1 ом) чем и достигается получение режима короткого замыкания на входе триода. Одновременно малая величина R_2 делает выходное напряжение делителя практически независимым от подключаемой нагрузки. Это

обстоятельство является весьма ценным, так как избавляет от необходимости измерять малые напряжения на входных зажимах полупроводникового триода. Выполнив делитель с известным и удобным для отсчетов ослаблением (например, 1 : 1000), можно ограничиться измерением напряжения только на его входе с помощью обычного лампового вольтметра.

Способ измерения крутизны характеристики может быть основан на определении коэффициента усиления в усилителе на сопротивлениях. Обращаясь к выражению (2.1), легко установить, что при выполнении условия $|Y_H| \gg |Y_i|$ выражение коэффициента усиления обращается в

$$K = \frac{\dot{S}}{\dot{Y}_H} = \dot{S} \dot{Z}_H.$$

Выбрав сопротивление $\dot{Z}_H = R_H$ малой величины и произведя измерение на достаточно низкой частоте, на которой $\dot{S} \approx S_0$, получим

$$S_0 = \frac{\dot{U}_{\text{вых}}}{\dot{U}_{\text{вх}} R_H}.$$

Принципиальная схема установки для измерения крутизны показана на рис. 18.2. Сопротивления R_3 , R_4 и R_5 служат для установки исходного режима, при котором производятся измерения. Его контроль осуществляется с помощью миллиамперметра и вольтметра в коллекторной цепи. Так как измеряется напряжение

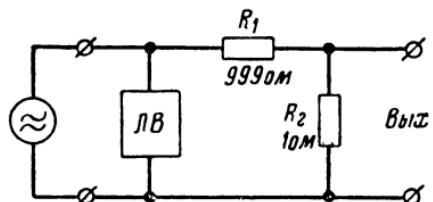


Рис. 18.1. Схема низкоомного делителя.

не на базе триода, а на входе низкоомного делителя R_1, R_2 , то выражение для крутизны принимает вид

$$S_0 = \frac{U_{\text{вых}}}{U_1 \cdot \frac{R_2 R_n}{R_1 + R_2}}. \quad (18.1)$$

Если величины элементов схемы и подаваемое от генератора напряжение подобрать такими, чтобы выполнялось условие

$$U_1 \cdot \frac{R_2 R_n}{R_1 + R_2} = 1,$$

то показания вольтметра ЛВ_2 на выходе будут численно равны крутизне характеристики

$$S_0 = U_{\text{вых}}, \quad (18.2)$$

и последнюю можно непосредственно отсчитывать по шкале вольтметра. Например, при $R_1=1 \text{ к}\Omega$, $R_2=3 \text{ ом}$,

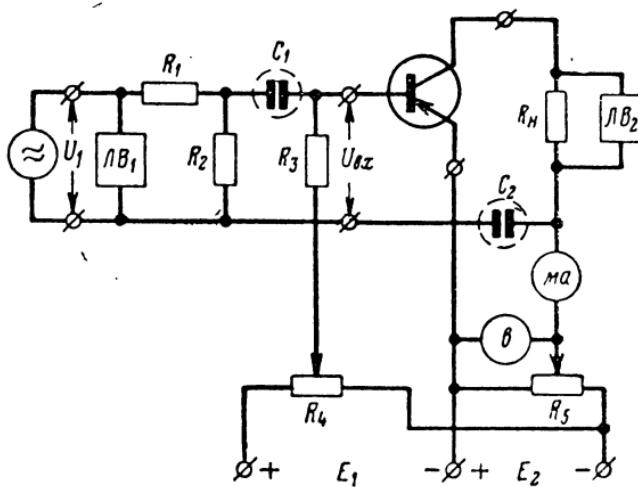


Рис. 18.2. Принципиальная схема установки для измерения крутизны характеристики.

$R_n=330 \text{ ом}$ и поддержании напряжения генератора $U_1=1 \text{ в}$ представляется возможность непосредственного отсчета крутизны по показаниям вольтметра. Для обеспечения нормальной работы измерительной схемы емкостное сопротивление конденсатора C_1 должно быть

во много раз меньше входного сопротивления триода (практически раз в 100). Соответственно малым также должно быть и сопротивление конденсатора C_2 .

Анализ возможных методических погрешностей при измерении крутизны с помощью схемы (рис. 18.2) показывает, что их относительная величина составляет

$$\frac{\Delta S_0}{S_0} \approx -\left(\frac{R_n}{R_i} + gR_2\right). \quad (18.3)$$

Последнее соотношение позволяет правильно осуществить выбор элементов измерительной схемы.

Входную проводимость, или обратную ей величину

$$\frac{1}{g} = h_{11},$$

можно определить любыми способами измерения активных сопротивлений на переменном токе. Наиболее удобным для этой цели является метод двух вольтметров, схема измерения которым показана на рис. 18.3. Взяв сопротивление R_1 во много раз большим входного сопротивления триода, можно считать, что ток в цепи определяется только этим сопротивлением

$$I = \frac{U_1}{R_1}.$$

Тогда, измеряя напряжение на входных зажимах триода, легко найти

$$\frac{1}{g} = \frac{R_1}{U_1} U_{bx}. \quad (18.4)$$

Недостатком описываемого метода является необходимость измерять малые напряжения, которые по условиям работы в режиме слабых сигналов не должны превышать 3—5 мв. Поскольку прибор предназначается для измерения различных величин входной проводимости, то входное напряжение часто может быть еще значительно меньшим. Так как типовые ламповые милли-

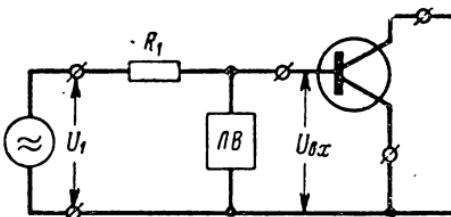


Рис. 18.3. Упрощенная схема установки для измерения входной проводимости методом двух вольтметров.

вольтметры могут измерять напряжения только свыше 1 мв, то в схему потребуется включать дополнительный усилитель. При использовании дополнительного усилителя

$$\frac{1}{g} = \frac{U_2 R_1}{U_1 K_{\text{доп}}} , \quad (18.5)$$

где $K_{\text{доп}}$ — его коэффициент усиления и U_2 — напряжение на выходе усилителя. Подбирая входящие в (18.5) величины так, чтобы выполнилось условие

$$\frac{R_1}{U_1 K_{\text{доп}}} = 1 ,$$

получаем отсчеты напряжения U_2 по вольтметру численно равные $\frac{1}{g}$. Так, например, при $R_1 = 2 \cdot 10^5$ ом, $U_1 = 0,1$ в и $K_{\text{доп}} = 200$, умножая показания вольтметра на 10, получаем значения $\frac{1}{g}$ в килоомах

$$\frac{1}{g} (\text{коМ}) = U_2 (\text{в}) \times 10 . \quad (18.6)$$

Можно обойтись и без дополнительного усилителя. Если в цепь коллектора включить известное сопротивление R_h и измерять напряжение $U_{\text{вых}}$ на нем, то несложно определить коэффициент усиления по току

$$h_{21} = \frac{I_k}{I_6} = \frac{U_{\text{вых}}}{U_1} \cdot \frac{R_1}{R_h} , \quad (18.7)$$

а затем, зная крутизну, вычислить входную проводимость

$$g = \frac{S_0}{h_{21}} . \quad (18.8)$$

Однако такой метод не позволяет производить непосредственных отсчетов и неудобен при массовых измерениях.

Удобным может оказаться метод добавочного сопротивления, аналогичный используемому в омметрах. Принципиальная схема установки показана на рис. 18.4. Сделав два замера выходного напряжения при закороне

ченном и включенном добавочном сопротивлении R_d , величину входной проводимости можно вычислить по формуле

$$g = \frac{1}{R_d} \left(\frac{U_1}{U_2} - 1 \right) \quad (18.9)$$

или определить с помощью номограммы. В выражении (18.9) U_1 — показания вольтметра на выходе при закороченном добавочном сопротивлении и U_2 — показания при включенном R_d .

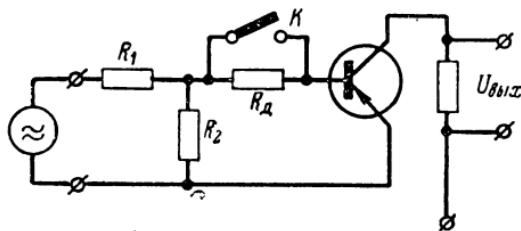


Рис. 18.4. Упрощенная схема установки для измерения входной проводимости методом добавочного сопротивления.

Для получения непосредственных отсчетов измеряемых величин вольтметров, включенный в цепь коллектора, можно проградуировать подобно обычному омметру. Тогда процесс измерения входной проводимости будет заключаться в предварительной установке стрелки прибора на нулевую отметку при закореченном добавочном сопротивлении и выполнении отсчета при включенном R_d . Предварительную установку стрелки на нуль можно производить, либо путем изменения подаваемого от генератора напряжения, либо путем изменения сопротивления нагрузки в цепи коллектора.

Оценка методических погрешностей при измерении входной проводимости методом добавочного сопротивления

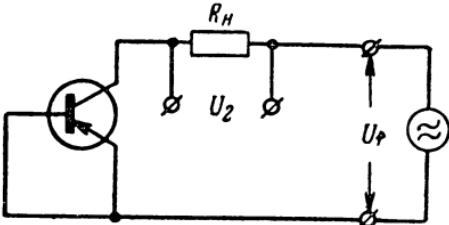


Рис. 18.5. Упрощенная схема установки для измерения внутреннего сопротивления.

ления показывает, что относительная ошибка составляет

$$\frac{\Delta g}{g} = \frac{1}{R_s g} - g R_2. \quad (18.10)$$

При этом предполагается, что питание триода осуществляется аналогично показанному на схеме (рис. 18.2).

Измерение внутреннего сопротивления удобнее всего производить методом двух вольтметров. Соответствующая упрощенная схема установки показана на рис. 18.5. Измерение производится путем отсчета напряжения U_1 , подаваемого от генератора, и напряжения U_2 на сопротивлении R_h . В общем случае внутреннее сопротивление определяется по формуле

$$R_i = R_h \left(\frac{U_1}{U_2} - 1 \right). \quad (18.11)$$

Если же взять $R_h \ll R_f$ и выполнить условие

$$R U_1 = 1,$$

то обратная внутреннему сопротивлению величина будет численно равна напряжению U_2

$$\frac{1}{R_i} = U_2 \quad (18.12)$$

и ее можно непосредственно отсчитывать по прибору. Методическая погрешность определения R_i составит

$$\frac{\Delta R_i}{R_i} = \frac{R_h + R_f}{R_i} - S_0 g_{обp} R_2 R_i, \quad (18.13)$$

где R_f — внутреннее сопротивление генератора и R_2 — остаточное сопротивление в цепи базы, обусловленное несовершенством выполнения режима короткого замыкания.

Непосредственное измерение проводимости обратной связи вследствие ее малости сопряжено с большими трудностями. Поэтому целесообразно использовать косвенный метод, основанный на определении параметра h_{12} . Схема его измерения показана на рис. 18.6. Измерение h_{12} должно производиться в режиме холостого хода по входным зажимам. Подавая в коллекторную цепь пе-

ременное напряжение от генератора, отсчитывают величину напряжения U_2 на разомкнутых зажимах база — эмиттер. Параметр h_{12} определяется как

$$|h_{12}| = \frac{U_2}{U_1}. \quad (18.14)$$

Если же взять $U_1 = 1$ в, то показания вольтметра будут численно равны параметру h_{12} . Зная h_{12} , проводимость обратной связи можно вычислить с помощью простого соотношения

$$g_{\text{обр}} = |h_{12}| g. \quad (18.15)$$

Методическая погрешность определения h_{12} составляет

$$\frac{\Delta h_{12}}{h_{12}} = \frac{1}{gR_3}. \quad (18.16)$$

Изложенные методы измерения низкочастотных параметров полупроводниковых триодов позволяют легко, быстро и с достаточной для инженерной практики точностью определять нужные величины. Весь комплекс схемы измерений может быть сосредоточен в одном приборе, где путем несложной коммутации можно переходить от измерения одного параметра к измерению другого. Естественно, что все измерения должны производиться в определенном режиме работы триода, который может задаваться и контролироваться с помощью схемы, показанной на рис. 18.2. Для выполнения измерений можно использовать типовые генератор синусоидальных колебаний, ламповые вольтметр и милливольтметр. При желании эти приборы могут быть вмонтированными в измерительную установку.

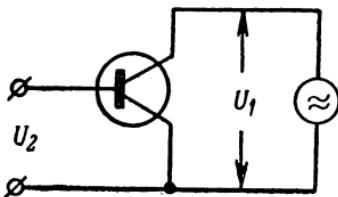


Рис. 18.6. Упрощенная схема установки для измерения параметра h_{12} .

18.2. ИЗМЕРЕНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ ПАРАМЕТРОВ

Измерение высокочастотных параметров должно производиться с соблюдением условия работы со слабыми сигналами. Для определения постоянной времени триода τ удобнее всего воспользоваться частотной зависи-

симостью крутизны характеристики (1.74). Определив ее модуль

$$S = \frac{S_0}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}}, \quad (18.17)$$

нетрудно получить соотношение для вычисления постоянной времени

$$\tau = \frac{1}{\omega} \sqrt{\left(\frac{S_0}{S}\right)^2 - 1}, \quad (18.18)$$

где S — значение крутизны при измерении на высокой частоте и S_0 — ее низкочастотное значение. Таким образом, для определения τ необходимо произвести измерение крутизны на некоторой достаточно высокой частоте и воспользоваться выражением (18.18). Для упрощения выполняемых операций и расчетов описанный метод может быть осуществлен в нескольких вариантах.

1. Измерение крутизны (или пропорционального ей напряжения) производится на частоте 1 000 гц и на фиксированной высокой частоте. Если последняя взята настолько большой, что выполняется неравенство

$$\frac{S_0}{S} \geq 5,$$

то формулу (18.18) можно упростить, заменив приближенной

$$\tau = \frac{1}{\omega} \cdot \frac{S}{S_0}. \quad (18.19)$$

Осуществляя измерения на одной из частот $\omega = 10^6$; 10^7 или 10^8 (что соответствует $f = 159; 1590; 15900$ кгц и т. д.), можно существенно упростить расчеты.

2. Измерение сводится к отысканию частоты, на которой модуль крутизны уменьшается в $\sqrt{2}$ раз. Тогда в соответствии с (18.18) получим

$$\tau = \frac{1}{2\pi f_{0.7}}. \quad (18.20)$$

Поддерживая амплитуду напряжения на входе постоянной, частоту генератора от первоначального значения 1 000 гц изменяют до тех пор, пока напряжение

на выходе не снизится до 0,7 от величины, получившейся на частоте 1 000 гц.

Описанные измерения можно производить на установке, аналогичной показанной на рис. 18.2, но приспособленной для работы на высоких частотах.

Точность определения постоянной времени получается достаточно высокой. Однако процесс измерений требует значительных затрат времени.

Гораздо быстрее, хотя и с меньшей точностью, можно найти постоянную времени по переходной характеристике в режиме короткого замыкания на входе и выходе триода. Так как при этом частотная зависимость тока коллектора согласно (1.65) и (1.74) принимает вид

$$I_k = \frac{S_0 U_\sigma}{1 + j\omega\tau},$$

то ей соответствует переходная характеристика

$$i_k = I_{k\max} \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right). \quad (18.21)$$

Воспользовавшись измерителем переходных характеристик или осциллографом с калиброванной временной разверткой и подав на базу перепад напряжения величиной в несколько милливольт, можно отсчитать время установления (2.40), а затем вычислить постоянную времени

$$\tau = \frac{t_y}{2,2}. \quad (18.22)$$

При нанесении на экран трубы специальной масштабной сетки можно производить непосредственный отсчет величины τ .

Методика измерения сопротивления базы может быть разработана на основании анализа выражения входной проводимости \dot{Y} (1.72). Как уже указывалось, при неограниченном возрастании частоты входная проводимость стремится к пределу

$$\dot{Y}|_{\omega \rightarrow \infty} = \frac{1}{r_\sigma}. \quad (18.23)$$

Практически величина \dot{U} становится весьма близкой к $\frac{1}{r_b}$ уже на частотах, для которых $\omega t > 3$. Выполнив измерение входного сопротивления на таких частотах, фактически получим значение сопротивления r_b . Для указанной цели пригодны любые методы высокочастотных измерений активного сопротивления.

В частности, измерения можно осуществлять с помощью схемы (рис. 18.4), но более удобным оказывается применение метода вольтметра. Соответствующая ему упрощенная схема показана на рис. 18.7.

Напряжение высокой частоты подается через большое сопротивление R_1 , величина которого должна во много раз пре- восходить измеряемое сопротивление r_b . Это обеспечивает практическую независимость протекаю- щего в цепи тока от величины подключаемого переключателем k сопротивления. Подключая поочередно известное эталонное сопротивление R_3 и участок базы — эмиттер триода, по двум показаниям прибора найдем

$$r_b = R_3 \frac{U_2}{U_1} . \quad (18.24)$$

При надлежащем выборе эталонного сопротивления R_3 и напряжения U_1 показания вольтметра во втором положении переключателя k будут численно равны сопротивлению базы. Так, всего удобнее взять $R_3 = 100 \text{ ом}$ и, поставив переключатель в положение 1, изменением напряжения генератора устанавливать стрелку милливольтметра на отметку «100». Тогда после установки переключателя в положение 2 показания прибора будут соответствовать сопротивлению базы в омах.

В дополнение к сказанному необходимо отметить, что на высокой частоте лишь небольшая часть подводимого извне напряжения оказывается приложенной непосредственно к эмиттерному переходу. Поэтому при-

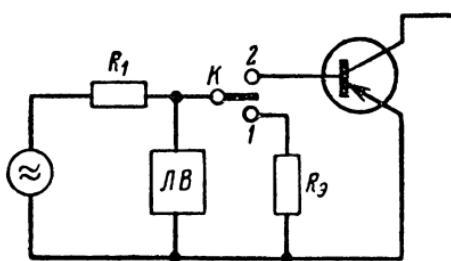


Рис. 18.7. Упрощенная схема установки для измерения сопротивления базы.

кладываемое к зажимам база — эмиттер напряжение может быть взято значительно большим, чем следует из условия работы со слабыми сигналами на низких частотах. Последнее обстоятельство существенно облегчает выполнение измерений.

К числу косвенных способов определения сопротивления базы относится способ, использующий частотные характеристики в режимах холостого хода и короткого замыкания на входе. Если в режиме короткого замыкания частотная характеристика описывается выражением (18.17), то при холостом ходе, когда внутреннее сопротивление источника сигналов велико, она может быть представлена в виде

$$\frac{I_k}{I_{k\max}} = \frac{S}{Y} \cdot \frac{g}{S_0} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega \tau}{gr_0}\right)^2}}. \quad (18.25)$$

Определив частоты, соответствующие завалу частотных характеристик до уровня 0,7 в режимах короткого замыкания $f_{0,7\text{кз}}$ и холостого хода $f_{0,7\text{хх}}$, из выражений (18.17) и (18.25) получим

$$\frac{f_{0,7\text{хх}}}{f_{0,7\text{кз}}} = gr_0,$$

откуда

$$r_0 = \frac{1}{g} \cdot \frac{f_{0,7\text{хх}}}{f_{0,7\text{кз}}} = \frac{1}{g} 2\pi f_{0,7\text{хх}} \tau. \quad (18.26)$$

Зная из предыдущих измерений значения g и τ , после определения в режиме холостого хода частоты $f_{0,7\text{хх}}$ легко рассчитать r_0 с помощью (18.26). Недостатком данного метода является трудоемкость определения частоты $f_{0,7\text{хх}}$.

Наиболее простым, но дающим невысокую точность, является способ определения r_0 по переходной характеристике напряжения на базе при подаче на вход перехода тока. Взяв выражение входной проводимости (1.72) и воспользовавшись предельными соотношениями между частотной и переходной характеристиками, нетрудно убедиться, что при подаче в цепь базы перехода тока напряжение на ней в первый момент будет пропорционально r_0 . Установившееся же значение на-

пряжения будет стремиться к величине, пропорциональной $\frac{1}{g}$. Графики перепада тока базы и переходной характеристики напряжения на ней показаны на рис. 18.8. Масштаб отсчета сопротивлений на экране осциллографа может быть предварительно откалиброван по эталонному сопротивлению.

Большим достоинством описываемого метода является исключительная простота выполнения измерений и возможность непосредственного отсчета величин. Кроме r_b , он позволяет одновременно измерить низкочастотное входное сопротивление $\frac{1}{g}$ и время установления в режиме холостого хода $t_{y_{xx}}$. С помощью последнего легко затем рассчитать постоянную времени триода, которая равна

$$\tau = \frac{gr_b t_{y_{xx}}}{2,2} . \quad (18.27)$$

К недостаткам следует отнести невысокую точность и необходимость использовать широкополосный осциллограф с большим усилением. Собственное время установления осциллографа должно быть значительно меньше величины

$$t_{yo} \ll t_{y_{xx}} = \frac{2,2\pi}{gr_b} ,$$

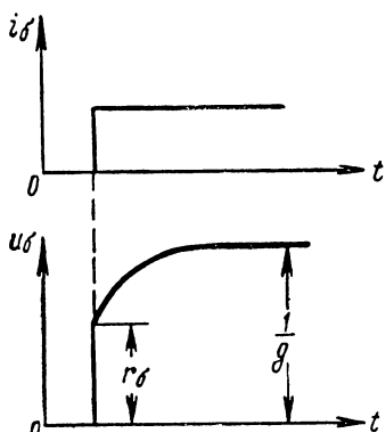
подвергаемых измерению триодов.

Для измерения сопротивления базы в генераторном режиме (при работе с отсечкой) может быть использован следующий метод: пусть имеется генератор с внешним возбуждением по схеме с общим эмиттером или с

Рис. 18.8. Графики, поясняющие определение сопротивления базы по переходной характеристике напряжения на базе.

общей базой. Напряжения возбуждения, смещения и коллекторного источника обеспечивают заданный режим.

В дальнейшем анализе будем полагать, что переменное напряжение между эмиттером и коллектором



равно нулю. Можно показать, что в схеме с общей базой это условие легко выполнить, если сопротивление коллекторной нагрузки не равно нулю и выполняется условие

$$\dot{U}_{\text{б}} + U_{\text{бк}} = U_{\text{б}} + \dot{Z}_{\text{k}} I_{\text{k}} = 0, \quad (18.28)$$

где $\dot{U}_{\text{б}}$ — напряжение между базой и эмиттером;

$U_{\text{бк}}$ — напряжение между коллектором и базой;

I_{k} — ток коллектора;

Z_{k} — сопротивление коллекторной нагрузки.

В схеме с общим эмиттером переменное напряжение между эмиттером и коллектором равно нулю при условии, если $\dot{Z}_{\text{k}} = 0$ (при $\dot{Z}_{\text{k}} \neq 0$ необходимо использовать схему с компенсацией напряжения).

Если напряжение источников питания и температура базы остаются постоянными, т. е. $E_{\text{б}}, E_{\text{k}}, t_{\text{б}}^0 = \text{const}$, то при указанных условиях

$$i_{\text{в}} = \varphi(u_{\text{вб}}, f), \quad (18.29)$$

где $u_{\text{вб}}$ — напряжение на эмиттерном переходе;

f — частота.

Тогда

$$di_{\text{в}} = \frac{\partial i_{\text{в}}}{\partial u_{\text{вб}}} du_{\text{вб}} + \frac{\partial i_{\text{в}}}{\partial f} df, \quad (18.30)$$

а поскольку

$$du_{\text{вб}} = du_{\text{б}} - r_{\text{б}} di_{\text{б}}, \quad (18.31)$$

то

$$di_{\text{в}} = S_{\text{вб}} \left(du_{\text{б}} - r_{\text{б}} di_{\text{б}} + \frac{S_{\text{вf}}}{S_{\text{в}}} df \right), \quad (18.32)$$

$$S_{\text{вб}} = \frac{\partial i_{\text{в}}}{\partial u_{\text{вб}}} \Big| u_{\text{k}} = \text{const};$$

где

$$S_{\text{вf}} = \frac{\partial i_{\text{в}}}{\partial f} \Big| u_{\text{вб}} = \text{const};$$

$i_{\text{б}}$ — ток базы,

$u_{\text{б}}$ — напряжение на зажимах база — эмиттер.

Пусть при изменении частоты приращение тока эмиттера равно нулю, т. е. $di_9 = 0$. Тогда, поскольку $S_{9\beta} \neq 0$, должно выполняться условие

$$du_9 - r_9 di_9 + \frac{S_{9f}}{S_{9\beta}} df = 0, \quad (18.33)$$

а отсюда после интегрирования

$$r_9 = \frac{\Delta u_9 + \int_{f_1}^{f_2} \frac{S_{9f}}{S_{9\beta}} df}{\Delta i_9}, \quad (18.34)$$

где $\Delta u_9 = u_{9f_2} - u_{9f_1}$ — изменение напряжения на зажимах база — эмиттер на частотах f_2 и f_1 при условии $di_9 = 0$;

$\Delta i_9 = i_{9f_2} - i_{9f_1}$ — изменение тока базы на частотах f_2 и f_1 при условии $di_9 = 0$.

Можно показать, что второе слагаемое в числителе выражения (18.34) намного меньше первого.

В самом деле ток эмиттера практически не зависит от частоты, если напряжение на эмиттерном переходе остается неизменным. Поэтому с хорошим приближением можно считать, что

$$r_9 \cong \frac{u_{9f_2} - u_{9f_1}}{i_{9f_2} - i_{9f_1}}. \quad (18.35)$$

В это выражение необходимо подставлять мгновенные значения напряжения и тока базы. При этом необходимо удовлетворить следующим требованиям:

а) амплитудное значение тока эмиттера должно быть одинаковым на обеих частотах;

б) замер мгновенных значений напряжения и тока базы должен осуществляться при одной и той же фазе тока эмиттера.

При выполнении этих требований удовлетворяется условие постоянства мгновенного значения тока эмиттера в данной фазе с изменением частоты.

Принципиальная схема установки для измерения сопротивления базы по данной методике приведена на рис. 18.9.

Использование двухлучевого электронного скоростного осциллографа (ДЭСО) позволяет получить изображение осцилограмм тока эмиттера и напряжения базы с совмещенными (синфазными) развертками. Замена тока эмиттера током базы в одном из каналов осциллографа позволяет получить синфазные осцилограммы напряжения и тока базы.

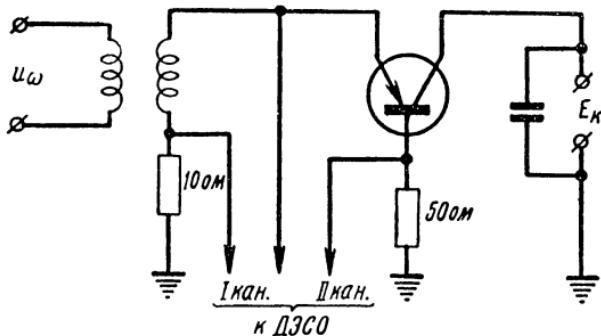


Рис. 18.9. Схема для осциллографирования импульсов токов эмиттера и базы.

Для синхронизации развертки по обоим каналам целесообразно использовать источник возбуждающих колебаний. Частоты f_1 и f_2 необходимо выбирать так, чтобы разность токов базы составляла значительную часть от величины самих токов.

Целесообразно работать на средних частотах для транзистора данного типа. Для удобства обработки результатов измерений осциллограммы желательно сфотографировать. Примеры осцилограмм приведены на рис. 18.10 и 18.11.

В данном случае — это импульсы тока эмиттера и базы триода П-14, а также синусоидальная кривая напряжения на базе.

На рис. 18.10 осциллографирование выполнено на частоте 200 кГц, а на рис. 18.11 — на частоте 400 кГц.

Вспомогательные прямые линии позволяют уточнить замеры мгновенных значений обоих токов и напряжения на базе.

Основной вертикальной линией является та, которая проходит через верхушку импульса тока эмиттера. Ее расположение определяет начальную (нулевую) фазу. Отсчет мгновенных значений напряжения и тока

базы осуществляется по фазе, одинаковой на обеих частотах. Поскольку нижние рисунки на каждой из частот не имеют осциллограмм тока эмиттера, необходимо из них нанести положение начальной фазы. Выполнить это нетрудно, так как на верхних рисунках можно определить

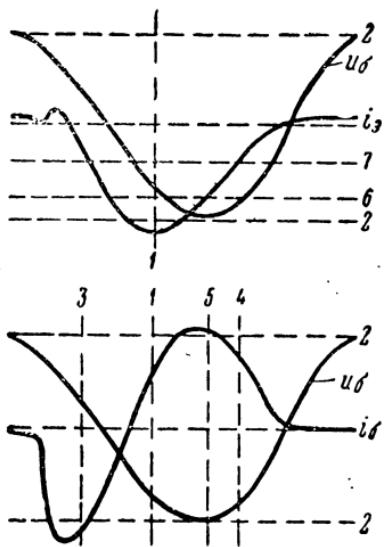


Рис. 18.10. Осциллограммы импульсов токов эмиттера и базы с нанесенной разметкой для определения значения этих токов в заданной фазе ($f=200 \text{ кГц}$).

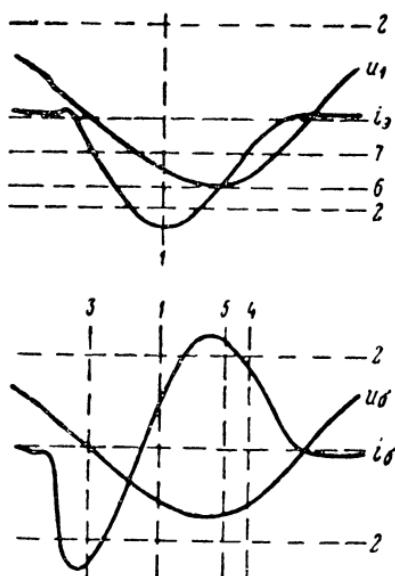


Рис. 18.11. Осциллограммы импульсов токов эмиттера и базы ($f=400 \text{ кГц}$).

лиять сдвиг фаз между верхушками кривых тока эмиттера и напряжения на базе.

Положение верхушки рекомендуется определять точкой, проходящей через середину отрезка, ограниченного ветвями кривой (см. рис. 18.10). На рис. 18.10 и 18.11 обозначены: 1 — линия нулевой фазы; 2 — масштабные линии; 3 и 4 — линии фазы, при которых $i_e=6 \text{ мА}$; 5 — линия фазы, при которой $i_e=13 \text{ мА}$; 6 — уровень $i_e=13 \text{ мА}$; 7 — уровень $i_e=6 \text{ мА}$. Масштабы осциллограмм обоих каналов ДЭСО градуируются общезвестным способом. При градуировке строго учитываются величины сопротивлений щунтов в цепях эмиттера и базы (рис. 18.9). Щунты должны быть безындукционными и безземкостными. Предложенным методом измерено со-

противление базы сплавных триодов П13, П14 и П15. Часть результатов, относящаяся к измерению сопротивления базы одного экземпляра триода П14, приведена в таблице.

N ^o п. ^п	f_1 , кГц	f_2 , кГц	i_3 , мА	r_b , ом	r_b среднее, ом	$\frac{\Delta r_b}{r_{b \text{ср}}}$, %	Примечание
1	50	200	13	55	55	0	Сопротивление базы определено при фазе, соответствующей прямому импульсу тока базы
2	50	400		58	55	+5,4	
3	50	600		56	55	+1,8	
4	50	800		53	55	-3,6	
5	200	400		61	55	+10,9	
6	400	600		52	55	-5,4	
7	600	800		53	55	-3,6	
8	100	400		47	48	-2	
9	100	600		44	48	-8,3	
10	100	800		47	48	-2	
11	400	600		36	48	-25	
12	600	800		67	48	+39	
13	100	200		6	72	62	+12,5
14	200	400		63	62	-1,5	
15	100	600		61	62	+4,6	
16	100	800		61	62	+4,6	

Как следует из данных, приведенных в таблице, измерения сопротивления базы можно осуществлять на различных парах частот f_1 и f_2 без существенного влияния на результат.

Результаты измерений, помещенные в строках 5 и 14 таблицы, получены из осцилограмм, приведенных на рис. 18.10 и 18.11.

Результаты измерений сопротивления базы у триодов П-13 и П-15 аналогичны указанным в таблице. Измерения можно осуществлять без фотографирования осцилограмм. Все необходимые отсчеты токов и напряжений при этом можно выполнить с помощью трафарета, накладываемого на экран осциллографа. Наконец, следует заметить, что применение двухлучевого осциллографа не является обязательным, если применить электронный коммутатор.

Переходя к описанию методики измерения коллекторной емкости, следует особо отметить необходимость учета влияния побочных факторов и исключения вызываемых ими ошибок. Сюда относятся шунтирование ее

другими проводимостями и воздействие внутренней обратной связи, приводящее к кажущемуся изменению измеряемых величин. Наиболее удобной для измерения $C_{бк}$ оказывается схема включения триода с общей базой, в которой устранение внутренней обратной связи достигается путем создания в цепи эмиттера режима холостого хода по переменному току.

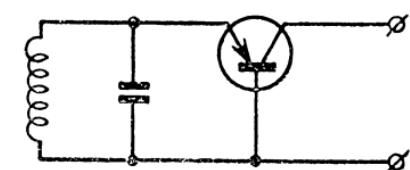


Рис. 18.12. Схема включения триода для измерения коллекторной емкости.

омического сопротивления. Однако при этом не удается избежать некоторого влияния шунтирующей его паразитной емкости. Лучшие результаты дает включение в цепь эмиттера параллельного колебательного контура, настроенного на частоту, на которой производится измерение. В этом случае цепь эмиттера по переменному току находится в режиме холостого хода в то время как по постоянному току — в режиме короткого замыкания (рис. 18.13). В результате между зажимами коллектора остаются включенными только емкость и проводимость база — коллектор, сопротивление базы и внешняя паразитная емкость $C_{из}$ (рис. 18.13). Если производить измерение емкости на высокой частоте, на которой

$$\omega r_b C_{бк} \ll 1,$$

то в результате будет определена суммарная емкость $C_{бк} + C_{из}$. Так как паразитная емкость $C_{из}$ самого триода обычно мала, а емкость измерительной схемы может быть учтена и скомпенсирована, результат измерений можно считать емкостью коллекторного перехода $C_{бк}$.

Из многочисленных методов измерения для определения коллекторной емкости наиболее подходит метод замещения с индикацией по резонансу. Схема предна-

Режим холостого хода по цепи эмиттера может быть получен путем включения в цепь последнего большого

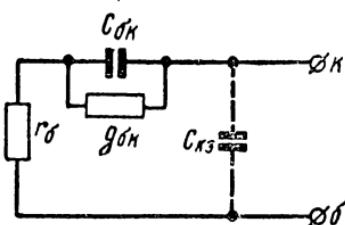


Рис. 18.13. Эквивалентная схема триода для измерения коллекторной емкости.

значенной для этого установки показана на рис. 18.14. В коллекторную цепь испытываемого триода включается колебательный контур, состоящий из индуктивности L_1 , эталонного и корректирующего конденсаторов C_3 и C_k . Напряжение фиксированной частоты подводится к нему от генератора стандартных сигналов. Предварительно, при разомкнутом ключе производится настройка контура в резонанс и фиксируется значение эталонной емкости. После замыкания ключа изменением эталонной

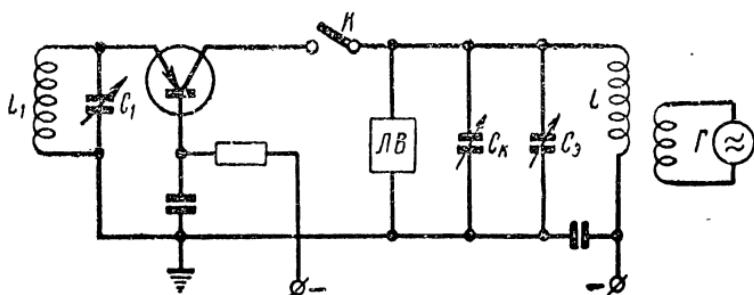


Рис. 18.14. Схема установки для измерения коллекторной емкости.

емкости снова добиваются резонанса, и по разности отсчетов по шкале конденсатора C_3 определяют коллекторную емкость. Индикация резонанса осуществляется с помощью лампового вольтметра. Во время выполнения измерений контур в цепи эмиттера должен быть точно настроен на установленную частоту.

Если на шкалу эталонного конденсатора градуировку нанести в обратном направлении (так, чтобы она показывала, на сколько пикофарад уменьшена его емкость), то можно осуществить непосредственный отсчет измеряемой емкости. Для этого необходимо предварительно установить эталонный конденсатор на отметку «0» и с помощью корректирующей емкости C_k добиться резонанса. После замыкания ключа k эталонным конденсатором C_3 снова добиваются резонанса и по его шкале отсчитывают измеряемую емкость.

При измерении коллекторной емкости амплитуда колебаний на контуре должна удовлетворять условию работы со слабыми сигналами.

18.3. ИЗМЕРЕНИЕ УСРЕДНЕННОГО ВРЕМЕНИ ПЕРЕХОДА НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ИЗ ЭМИТТЕРА В КОЛЛЕКТОР

Методика измерения усредненного времени перехода неосновных носителей из эмиттера в коллектор зависит от величины $\tau_{\text{п}}$. Если $\tau_{\text{п}} \geq 0,05 \text{ мксек}$, то этот интервал времени можно измерять с помощью осциллографом.

При этом необходимо использовать прецизионный осциллограф, например, типа ДЭСО.

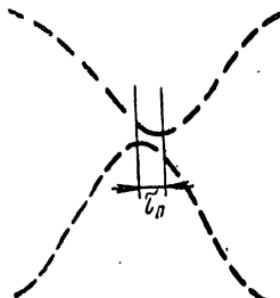


Рис. 18.15. К определению времени перехода $\tau_{\text{п}}$ по осциллограммам.

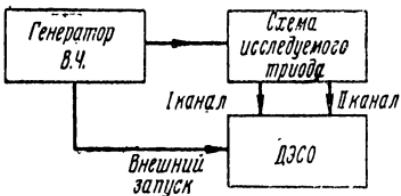


Рис. 18.16. Блок-схема установки для определения времени перехода $\tau_{\text{п}}$.

Если $\tau_{\text{п}} \leq 0,05 \text{ мксек}$, то лучшие результаты дает метод измерения с применением измерительной калиброванной линии.

В первом случае можно измерять $\tau_{\text{п}}$ в режиме работы с отсечкой тока, тогда как во втором — только в режиме класса «А».

Для измерения $\tau_{\text{п}}$ в первом случае необходимо получить две осциллограммы (рис. 18.15) — токов эмиттера и коллектора с совмещенными началами разверток. Блок-схема измерительной установки изображена на рис. 18.16. В нее входят генератор колебаний высокой частоты, исследуемый триод с цепями питания и возбуждения и двухлучевой электронный скоростной осциллограф. На входы каналов I и II осциллографа подаются импульсы напряжения с небольших сопротивлений (порядка 10 ом), включенных в цепи эмиттера и коллектора (рис. 18.17). Режим работы триода (угол отсечки θ_0) подбирается по усмотрению экспериментатора. Целесообразно необходимый угол отсечки тока получать путем возбуждения испытуемого триода косинусоидальными импульсами. Для этого между генератором высокой частоты и триодом можно включить

электронную лампу, работающую в режиме ограничения, с отсечкой тока (см. рис. 18.17).

Осциллограф работает в режиме ждущей развертки, внешним запуском и калибровочными метками.

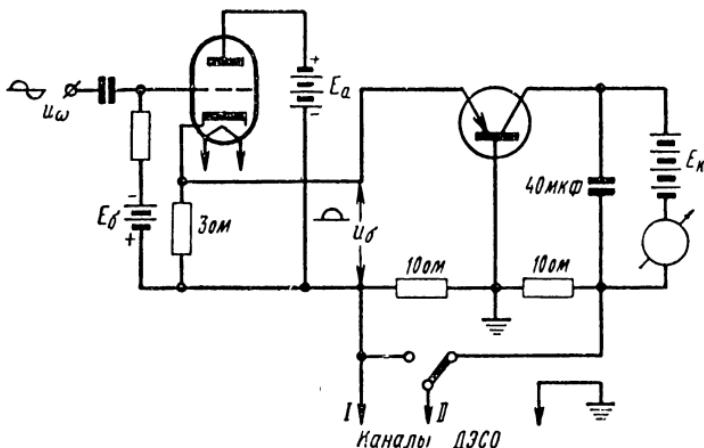


Рис. 18.17. Схема устройства для определения времени перехода $\tau_{\text{п}}$.

Перед фотографированием начала разверток в обоих каналах совмещаются, для чего на их входы подаются импульсы напряжения с эмиттерного сопротивления.

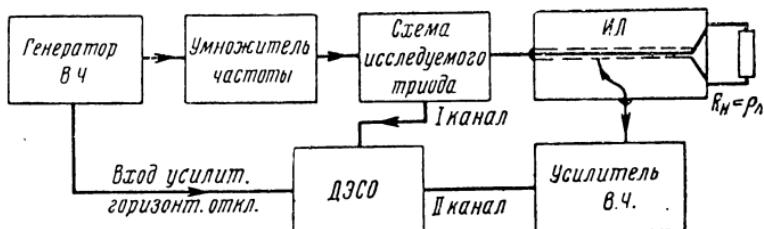


Рис. 18.18. Блок-схема установки для определения $\tau_{\text{п}}$ с помощью измерительной линии.

Принцип отсчета $\tau_{\text{п}}$ на осцилограммах показан на рис. 18.15.

Для измерения малых величин $\tau_{\text{п}}$ (меньше 0,05 мксек) следует воспользоваться измерительной установкой, блок-схема которой приведена на рис. 18.18. В нее входят: генератор высокой частоты, умножитель частоты, измерительная линия ИЛ, широкополосный усилитель УВЧ,

двухлучевой электронный скоростной осциллограф, схема исследуемого триода.

Установка требует тщательной экранировки и должна быть расположена на сплошном латунном листе.

Каждый элемент установки должен быть присоединен (припаян) латунной полосой к листу.

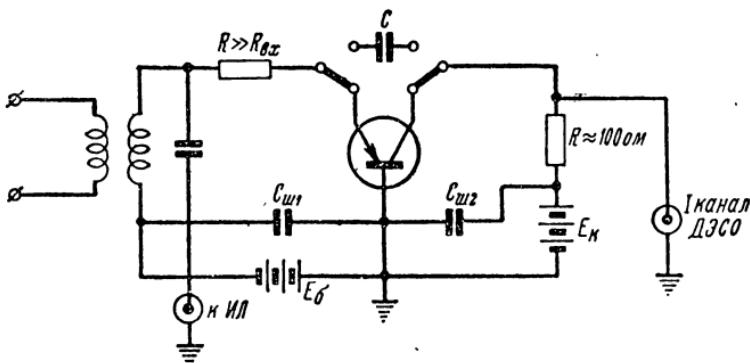


Рис. 18.19. Схема установки для определения $\tau_{\text{пп}}$ с помощью измерительной линии.

Принципиальная схема исследуемого триода изображена на рис. 18.19.

В этом случае метод измерения $\tau_{\text{пп}}$ состоит в определении времени пробега прямой волны в измерительной линии, если с помощью линии компенсируется сдвиг фаз между переменными составляющими токов эмиттера и коллектора. Для определения сдвига фаз используется замена триода малым емкостным сопротивлением (конденсатор C рис. 18.19).

Синфазность изображений определяется путем наложения фигур Лиссажу. Для правильного определения времени пробега прямой волны необходимо добиться к. в. не менее 0,95—0,97, а также предварительно определить фазовую скорость (длину волны в линии).

При измерении $\tau_{\text{пп}}$ влияние фазовых характеристик аппаратуры по каналам I и II исключается, поскольку используется метод сравнения.

ПРИЛОЖЕНИЯ

1. Формулы для пересчета параметров других систем в y -параметры

Используя общие правила теории четырехполюсников, легко получить формулы, позволяющие произвести пересчет параметров других систем в y -параметры.

При переходе от параметров Т-образной эквивалентной схемы (рис. 1.6) к y -параметрам получим:

$$S_0 = \frac{\alpha_0}{(1 - \alpha_0)r_B + r_0} ,$$

$$\mu = \frac{\alpha_0 r_K}{r_B + r_0} ,$$

$$R_i = \frac{\mu}{S_0} ,$$

$$g = S_0 \frac{1 - \alpha_0}{\alpha_0} ,$$

$$g_{06p} = \frac{S_0 r_0 r_B}{r_K (r_0 + r_B)} ,$$

$$r_6 = r_B + r_0 ,$$

$$\tau = \frac{S_0 r_0}{2\pi f_a} .$$

В этих формулах:

α — коэффициент усиления тока эмиттера;

r_a — сопротивление эмиттера;

r_b — сопротивление базы;

r_c — сопротивление коллектора;

f_α — критическая частота по α .

При переходе от h -параметров, измеренных в схеме с общим эмиттером, к y -параметрам получим:

$$g = \frac{1}{h'_{11}},$$

$$S_0 = \frac{h'_{21}}{h'_{11}},$$

$$g_{\text{обр}} = \frac{h'_{12}}{h'_{11}},$$

$$\frac{1}{R_i} = h'_{22} - \frac{h'_{12}}{h'_{11}} h'_{21}.$$

При переходе от h -параметров, измеренных в схеме с общей базой, к y -параметрам получим:

$$g = \frac{1 - h_{21}}{h_{11}},$$

$$S_0 = \frac{h_{21}}{h_{11}},$$

$$g_{\text{обр}} = h_{22} - \frac{h_{12}}{h_{11}} (1 - h_{21}) \approx h_{22},$$

$$\frac{1}{R_i} = h_{22} + \frac{h_{12}}{h_{11}} h_{21}.$$

В эти формулы следует подставлять абсолютные значения параметров h'_{12} и h_{21} .

**2. Низкочастотные параметры плоскостных
полупроводниковых триодов типа *p-n-p*
(при $t^\circ = 18 \div 22^\circ \text{ С}$)**

Тип триодов	S_0 , $\text{ма}/\text{в}$	$10^{-3} g_{\text{т}}$, 1/ом	$g_{\text{об}}$, мкмо	$\frac{1}{R_i}$, мкмо	S_K , $\text{ма}/\text{в}$	$\alpha = \frac{S_0}{S_0 + g}$	E_C , в
П12	120	4	2	—	—	0,95	—
	160	6	—	—	—	0,975	—
П13	140	1	0,5	30	25	0,92	—
	160	3	2	100	—	0,97	-0,17
П13А	140	0,5	1	50	25	0,97	—
	160	1	2	100	—	0,995	-0,17
П14	130	1,2	0,5	70	25	0,95	—
	150	2	1,5	100	—	0,99	-0,17
П15	130	1	0,5	70	25	0,95	—
	140	2	2	100	—	0,99	-0,17
П16Б	120	1	0,5	50	25	0,97	—
	150	1,5	1	100	—	0,995	-0,17
П19	130	2	0,5	—	—	0,95	—
	170	6	2	—	—	0,985	—
П401	70	2	≤ 5	30	20	0,94	—
	120	3	—	100	—	0,99	-0,3
П402	120	2	≤ 5	30	20	0,94	—
	150	3	—	100	—	0,99	-0,3
П403	120	1	≤ 5	30	20	0,94	—
	150	2	—	100	—	0,97	-0,3
П403А	120	0,5	≤ 5	30	20	0,97	—
	150	1	—	100	—	0,995	-0,3
П406	120	4	≤ 2	—	—	0,95	—
	160	6	—	—	—	0,98	—
П407	120	4	≤ 2	—	—	0,95	—
	160	6	—	—	—	0,98	—
П408	130	1	0,5	—	—	0,95	—
	170	8	2	—	—	0,992	—
П409	130	1	0,5	—	—	0,95	—
	170	6	2	—	—	0,999	—
П410	120	1	< 10	28	20	0,965	—
	150	4	—	200	—	0,99	-0,3
П410А	120	0,5	< 10	28	20	0,99	—
	150	1	—	200	—	0,996	-0,3
П411	120	1	< 10	28	20	0,965	—
	150	4	—	200	—	0,99	-0,3
П411А	120	0,5	< 10	28	20	0,99	—
	150	1	—	200	—	0,996	-0,3

При $i_K = 5 \text{ ма}$, $n_K = -10 \text{ в}$.

3. Высокочастотные параметры плоскостных полупроводниковых триодов типа *p-n-p*

Тип триодов	τ , мксек	r_0 , ом	$C_{\text{бк}}$, пФ	$f_\alpha = \frac{S_0 r_0}{2\pi\tau}$, Мгц	$f_\beta = \frac{gr_0}{2\pi\tau}$, кгц	τ_π , мксек
П12	0,65	125	20	5	120	
П13	1,2 2	50 150	30 40	0,465	25	
П13А	1,2 2	50 100	30 35	0,465	7	0,08
П14	1,0 1,5	50 200	28 36	1	25	0,08
П15	0,6 1,1	70 160	30 40	1,6	35	0,06
П16Б	1,0 1,5	70 150	30 35	1	20	0,06
П19	0,25	50 150	10 20	7	170	
П401	0,07	50 200	≤ 15	45	700	0,004
П402	0,025	50 150	≤ 10	30	1300	0,002
П403	0,011	50	≤ 10	110	1 000	0,0015
П403А	0,011	50	≤ 10	110	600	
П406	0,3	125	≤ 20	10	250	
П407	0,16	125	20	20	500	
П408	0,2	150	10	12	160	
П409	0,13	50 150	20	25	300	
П410	0,007	50 100	2 4	280	4 600	0,0007
П410А	0,007	50 100	2 4	280	1 600	
П411	0,0018	50 100	2 4	900	14 000	
П411А	0,0018	50 100	2 4	900	5 000	

При $i_k = 5$ мА, $u_k = -10$ в.

4. Параметры полупроводниковых триодов повышенной мощности

Тип триодов	S_0 , мА/в	r_b , ом	$C_{б_к}$, пФ	S_k , мА/в	α	E_c , в	τ_p , мксек
П201А	1 500	—	—	1 400	0,96	-0,3	0,65
П601	4 500	3	200	400	0,96	-0,2	0,025
П602	4 500	3	200	400	0,98	-0,2	0,025

5. Предельно допустимые режимы

Тип триодов	$u_{кэ}$, в	i_k , мА	$I_{кт}$, мка	$P_{кмакс}$, вт	$T_{кмакс}$, °С
П12	6	5	6	0,03	+85
П13	—	50	15	0,15	+100
П13А	—	50	15	0,15	+100
П14	—	50	10	0,15	+100
П15	—	50	10	0,15	+100
П16Б	—	50	10	0,15	+100
П19	6	30	4	0,03	+90
П401	10	10	10	0,1	+85
П402	10	10	5	0,1	+85
П403	10	10	5	0,1	+85
П403А	10	10	5	0,1	+85
П406	6	5	6	0,03	+85
П407	6	5	6	0,03	+85
П408	—	—	—	—	—
П409	—	—	—	—	—
П410	6	20	2	0,1	+85
П410А	6	20	2	0,1	+85
П411	6	20	2	0,1	+85
П411А	6	20	2	0,1	+85
П201А	22	1 500	5 000	10	+100
П601	12	1 000	2 000	5	+85
П602	15	1 000	1 500	5	+85

6. Коэффициенты гармонического разложения косинусоидальных импульсов

θ_1°	$\cos \theta$	$\alpha_0(\theta)$	$\alpha_1(\theta)$	$\alpha_2(\theta)$	$\alpha_3(\theta)$	$\gamma(\theta) = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$
0°	1,000	0,000	0,000	0,000	0,000	2,00
5	0,993	0,018	0,037	0,037	0,037	2,00
10	0,985	0,036	0,073	0,073	0,071	2,00
15	0,966	0,055	0,110	0,108	0,104	2,00
20	0,940	0,074	0,146	0,141	0,132	1,97
25	0,906	0,093	0,181	0,171	0,155	1,95

Продолжение

θ_1°	$\cos \theta$	$\alpha_0(\theta)$	$\alpha_1(\theta)$	$\alpha_2(\theta)$	$\alpha_3(\theta)$	$\gamma(\theta) = \frac{\alpha_1}{\alpha_0}$
30	0,866	0,111	0,215	0,198	0,172	1,94
35	0,819	0,129	0,248	0,221	0,181	1,92
40	0,766	0,147	0,280	0,241	0,185	1,90
45	0,707	0,165	0,311	0,256	0,181	1,88
50	0,643	0,183	0,339	0,267	0,171	1,85
55	0,574	0,201	0,366	0,273	0,157	1,82
60	0,500	0,218	0,391	0,276	0,138	1,80
65	0,423	0,236	0,414	0,274	0,116	1,76
70	0,342	0,253	0,436	0,267	0,091	1,73
75	0,259	0,269	0,455	0,258	0,067	1,69
80	0,174	0,286	0,472	0,245	0,043	1,65
85	0,087	0,302	0,487	0,230	0,020	1,61
90	0,000	0,319	0,500	0,212	0,000	1,57
100	-0,174	0,350	0,520	0,172	-0,030	1,49
110	-0,342	0,379	0,531	0,131	-0,045	1,40
120	-0,500	0,406	0,536	0,092	-0,046	1,32
140	-0,766	0,453	0,528	0,032	-0,024	1,17
160	-0,940	0,487	0,510	0,004	-0,004	1,05
180	-1,000	0,500	0,000	0,000	0,000	1,00

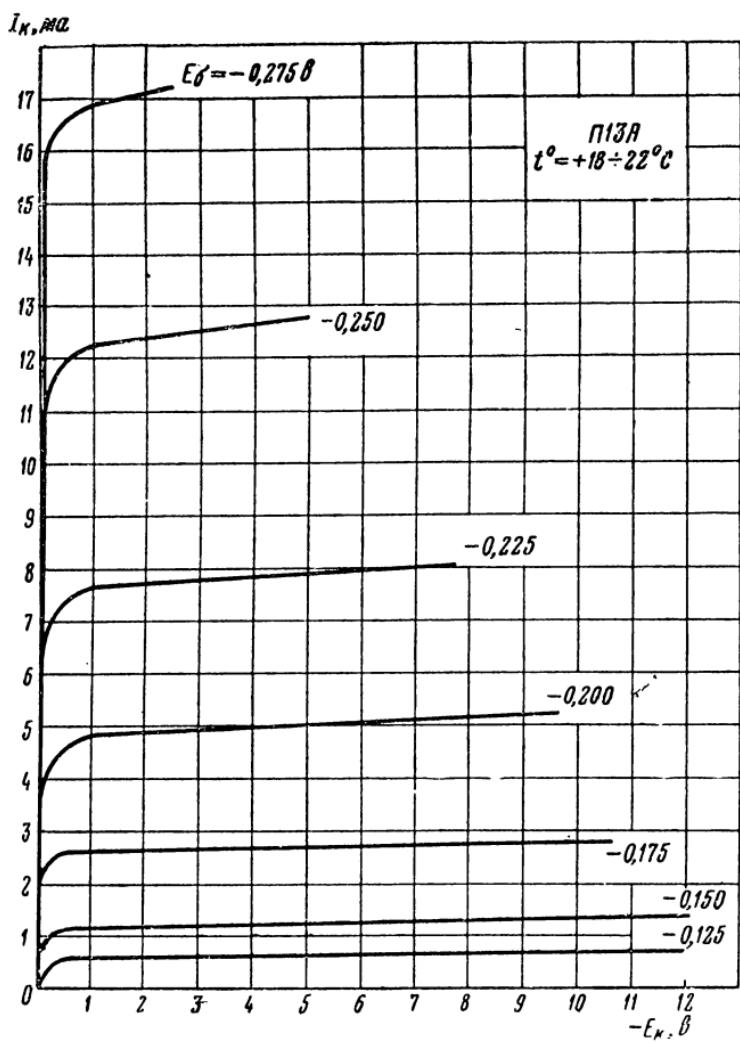


Рис. П.1. Статические характеристики триода П13А.

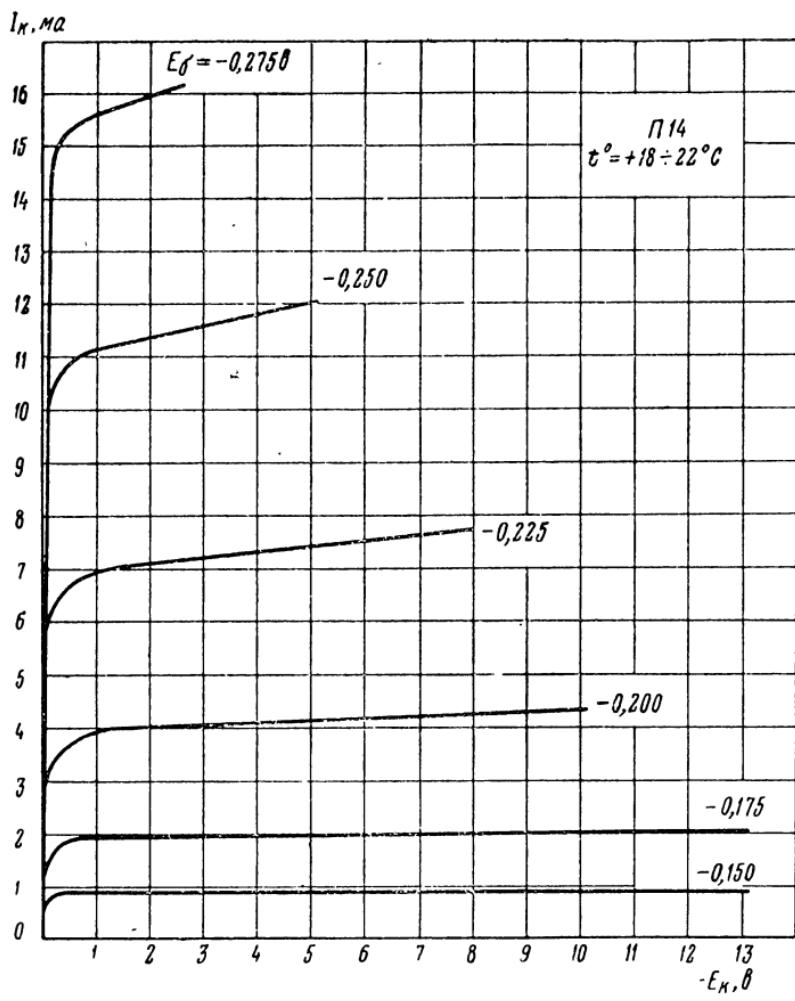


Рис. П.2. Статические характеристики триода П14.

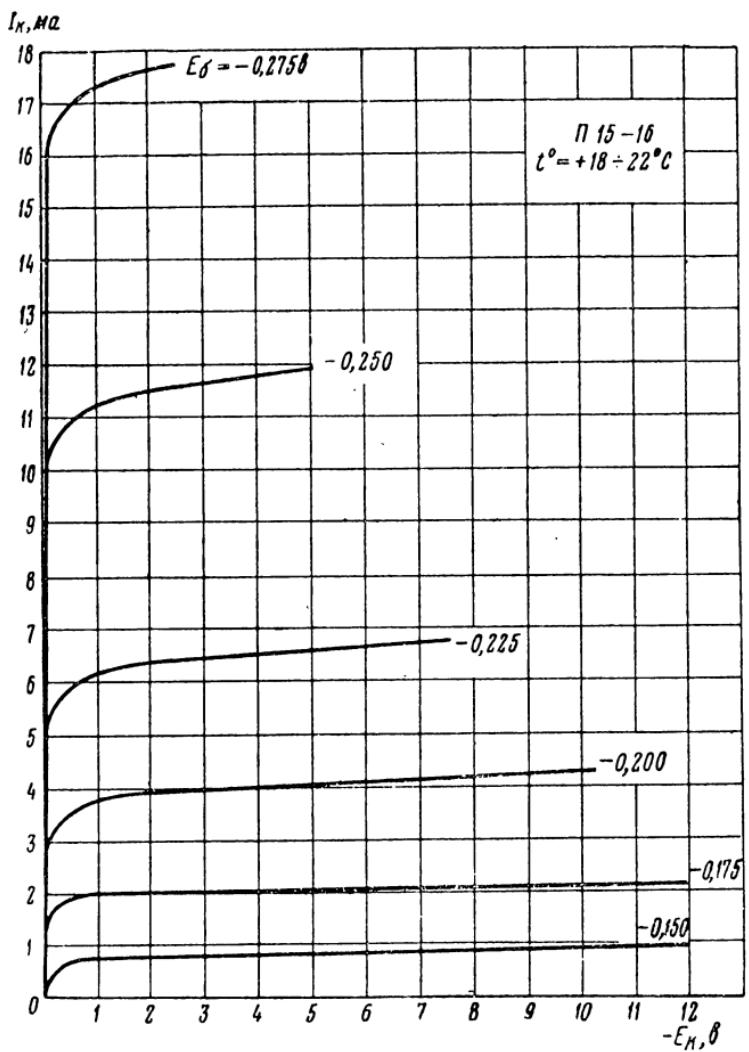


Рис. П3. Статические характеристики триода П15—16.

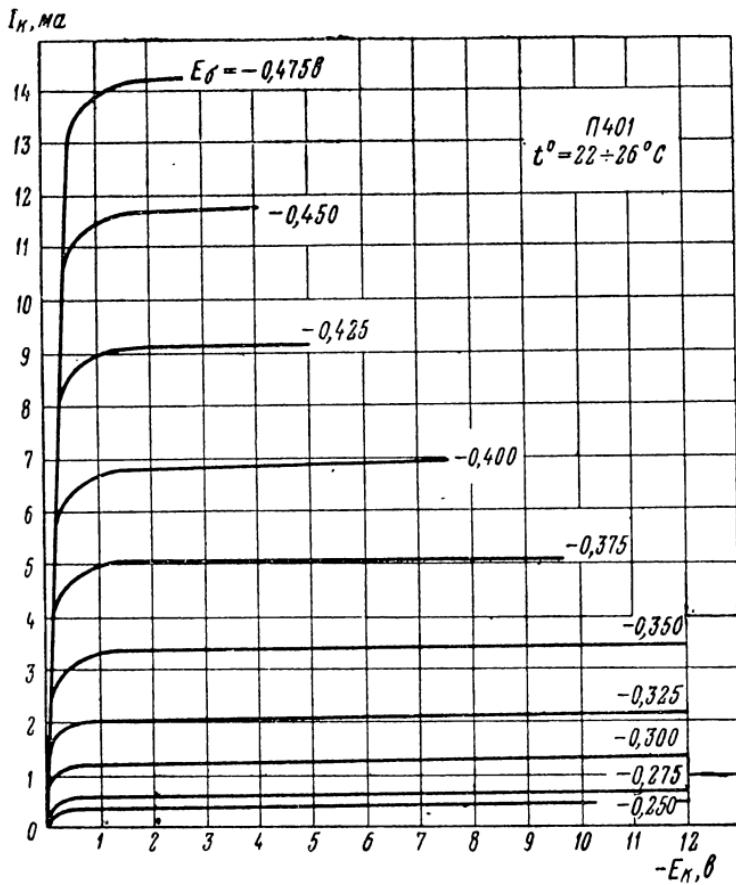


Рис. П.4. Статические характеристики триода П401.

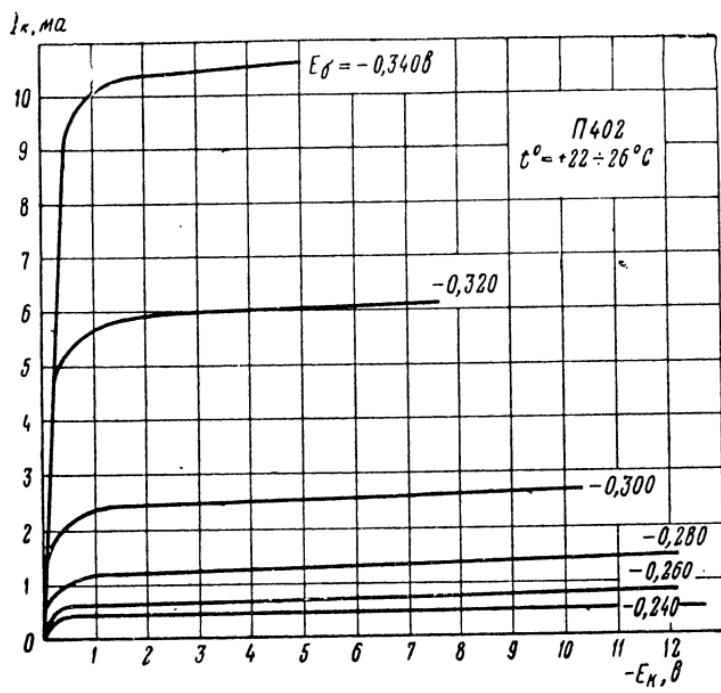


Рис. П.5. Статические характеристики триода П402

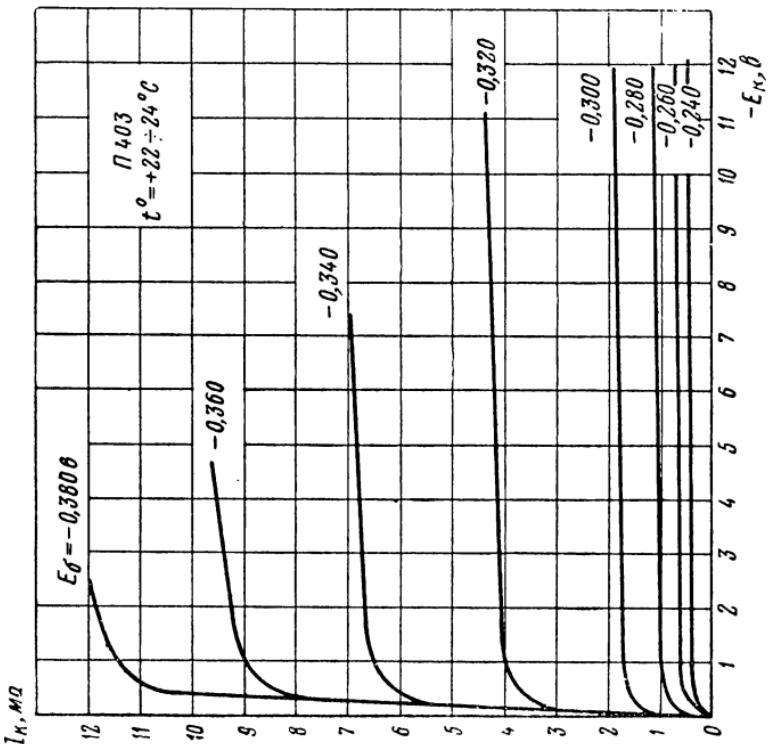
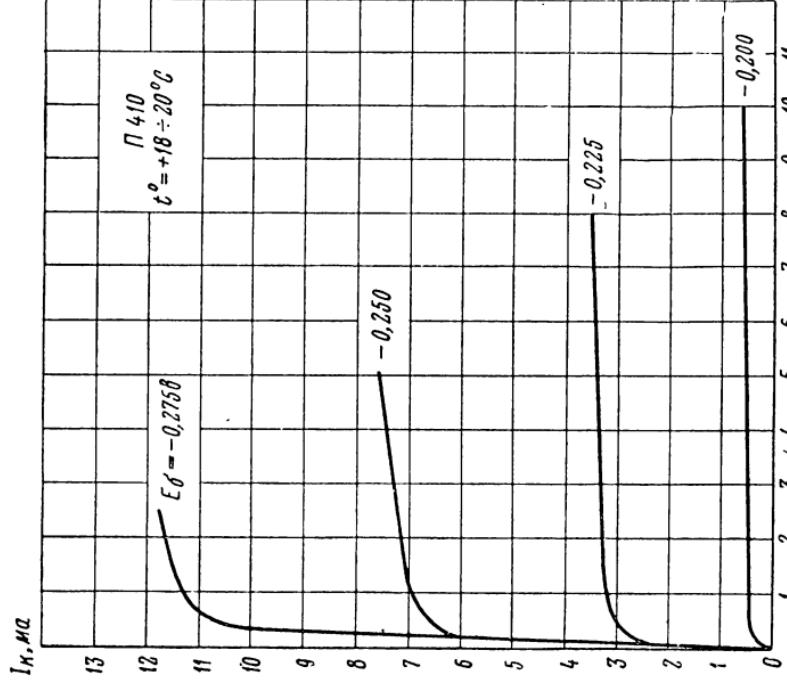


Рис. П.6. Статические характеристики триода П403.

Рис. П.7. Статические характеристики триода П410.

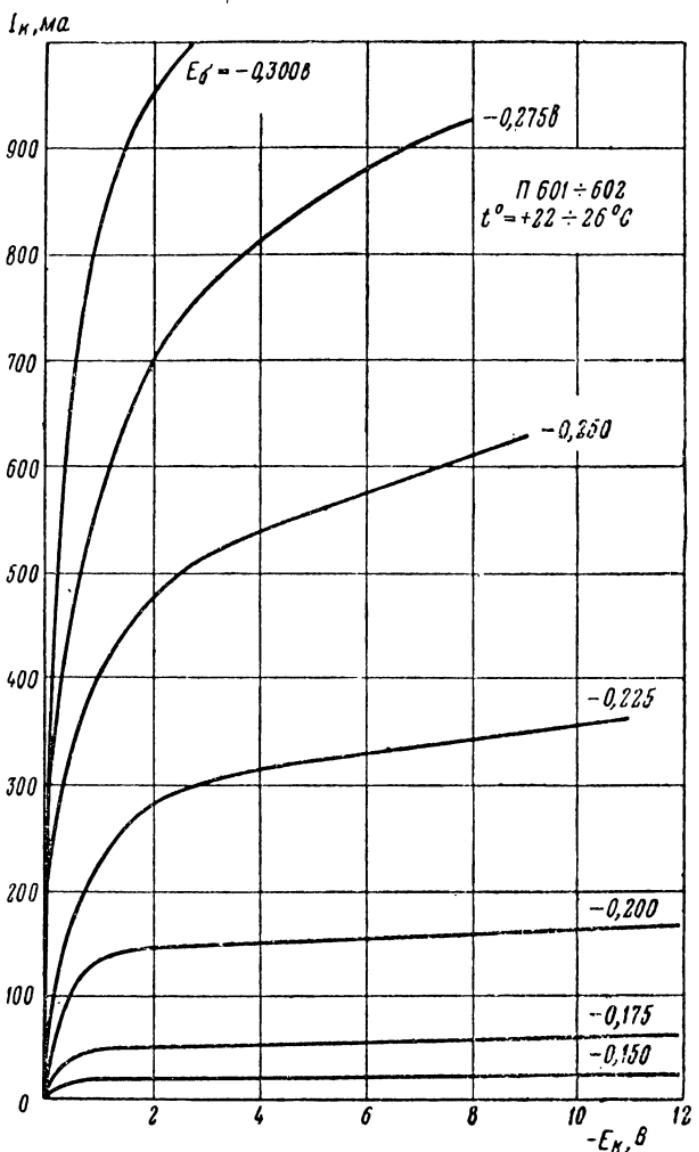


Рис. П.8. Статические характеристики триода П601—602.

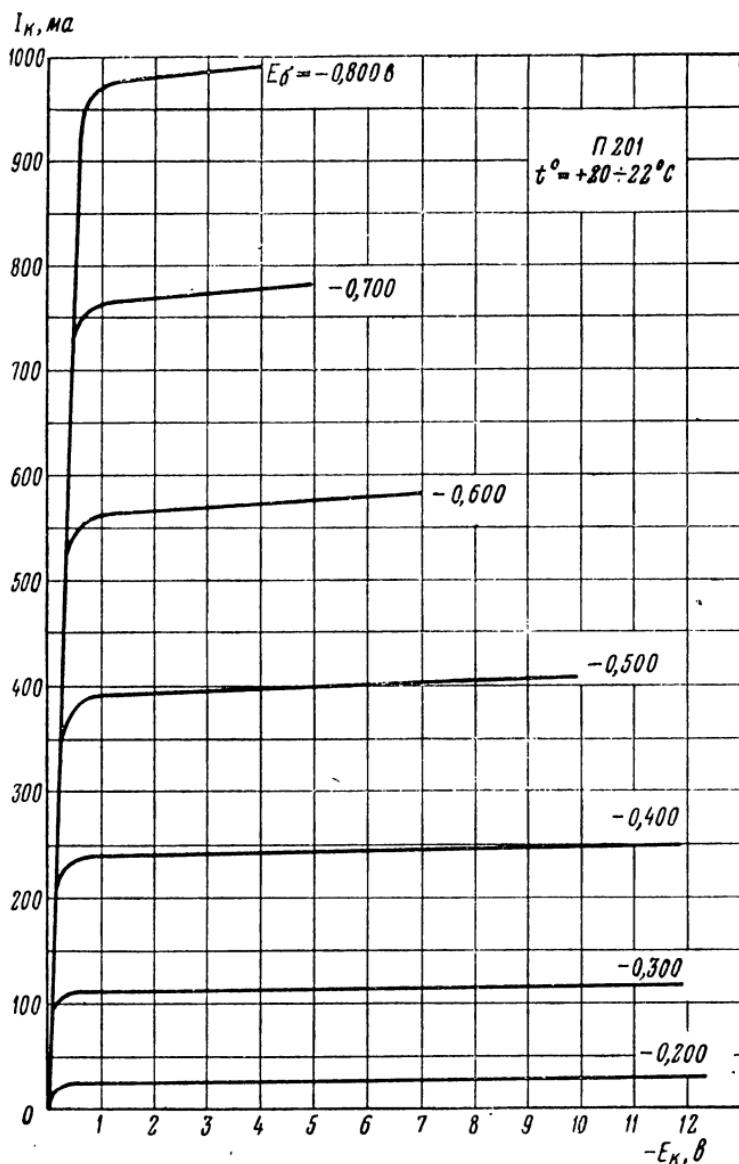


Рис. П.9. Статические характеристики триода П201.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ 1—5

1. Азъян Ю. М., Ржевкин К. С., Сенаторов К. Я. Переходные характеристики плоскостных полупроводниковых триодов. «Радиотехника и электроника», 1957, т. 2, № 9.
2. Азъян Ю. М., Берестовский Г. Н., Капцов Л. Н., Ржевкин К. С., Сенаторов К. Я. Полупроводниковые триоды в регенеративных схемах. Госэнергоиздат, 1959.
3. Куликовский А. А. Сравнение теорий ламповых и полупроводниковых усилителей и возможности их обобщения. «Радиотехника», 1955, № 11.
4. Куликовский А. А., Болошин И. А., Потрясай В. Ф. Основы учебного проектирования радиоприемников. Госэнергоиздат, 1956.
5. Лоу, Эндрес, Зевелс, Вельдхазер, Ченг. Основы полупроводниковой электроники. «Советское радио», 1958.
6. Мигулин И. Н. Эквивалентные схемы и параметры плоскостных полупроводниковых триодов. «Электросвязь», 1956, т. 10, № 9.
7. Мигулин И. Н. К расчету многокаскадных усилителей на плоскостных полупроводниковых триодах. «Электросвязь», 1957, т. 11, № 6.
8. Мигулин И. Н. Полупроводниковый усилитель с высоким входным сопротивлением в широком диапазоне частот. Труды секции полупроводниковых приборов Украинского республиканского отделения НТОР и Э им. А. С. Попова, вып. 1, 1958.
9. Райт Д. Полупроводники. Изд-во иностранной литературы, 1957.
10. Ризкин А. А. Основы теории усилительных схем. «Советское радио», 1954.
11. Сифоров В. И. Радиоприемные устройства. Воениздат, 1954.
12. Цыкин Г. С. Выбор режима, расчет нагрузки и определение нелинейных искажений в каскадах усиления с полупроводниковыми триодами плоскостного типа. «Радиотехника», 1955, т. 10, № 8.
13. Ши Р. Ф. Полупроводниковые триоды и их применение. Госэнергоиздат, 1957.
14. Ши Р. Ф. Усилители звуковой частоты. Изд-во иностранной литературы, 1957.
15. Шокли В. Теория электронных полупроводников. Изд-во иностранной литературы, 1953.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ 6—11

- Пикус Г. Е. Полупроводники в науке и технике, т. I, гл. 6. Изд-во АН СССР, 1958.
- Берман Л. С. Полупроводники в науке и технике, т. II, гл. 14. Изд-во АН СССР, 1958.
- Берман Л. С. Расчет переходных процессов в транзисторах при больших сигналах. Изд-во Общества по распространению политических и научных знаний, Л., 1959.
- Rittner E. S. Обобщение теории плоскостных транзисторов. Phys. Rev., 1954, 94, № 5, р. 1161—1172.
- Федотов А. Я., Шмарцев Ю. В. Транзисторы. «Советское радио», 1960.
- Герасимов С. М. Энергетические показатели полупроводникового генератора с неизависимым возбуждением в диапазоне сверхкритических частот. «Электросвязь», 1956, № 9.
- Герасимов С. М. Исследование режима автоколебаний в генераторе на плоскостном полупроводниковом триоде. «Электросвязь», 1957, № 3.
- Евтиянов С. И., Мищенко А. В. Автогенераторы с фазированием на полупроводниковых триодах. Научные доклады Высшей школы. «Радиотехника и электроника», 1958, № 4.
- Справочник «Полупроводниковые триоды и диоды». Связьиздат, 1960.
- Герасимов С. М. Влияние температуры на показатели генератора на полупроводниковом триоде. «Радиотехника», 1959, № 7.
- Левин Я. М. Расчет элементов цепи стабилизации выходного каскада УНЧ на полупроводниковых триодах. «Электросвязь», 1959, № 9.
- Аршинов С. С. Температурная стабильность частоты ламповых генераторов. Госэнергоиздат, 1952.

ЛИТЕРАТУРА К ГЛАВАМ 12—17

- Абдуханов М. А., Берестовский Г. Н., Кузьмин В. А. О расчете процессов в полупроводниковых триодах методом заряда. «Радиотехника и электроника», 1960, № 3.
- Абзианидзе К. М. Спусковые и динамические характеристики триггера на плоскостных триодах. Полупроводниковые приборы и их применение. Сб. статей под ред. Я. А. Федотова. «Советское радио», 1958.
- Азъян Ю. М., Берестовский Г. Н., Капцов Л. Н., Ржевкин К. С., Сенаторов К. Я. Полупроводниковые триоды в регенеративных схемах. Госэнергоиздат, 1959.
- Азъян Ю. М. и Мигулин В. В. Об автоколебаниях в системе с запаздывающей обратной связью. «Радиотехника и электроника», 1956, т. I, № 4.
- Андронов А. А., Витт А. А. и Хайкин С. Э. Теория колебаний. Физматгиз, 1959.
- Бовшеверов В. М. О некоторых колебательных задачах, приводящих к функциональным уравнениям. ЖТФ, 1936, № 9.
- Боголюбов Н. Н. и Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, 1959.
- Воскресенский В. В. Генератор развертки на полупроводниковых триодах. Труды секции полупроводниковых приборов

- Украинского отделения ВНТОР и Э им. А. С. Попова, вып. I, 1958.
9. Воскресенский В. В. Исследование полупроводникового генератора фантастронного типа. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1960, № 2.
 10. Гальперин Е. И., Сулицкий Ю. Н. Полупроводниковые логические переключающие схемы. «Советское радио», 1960.
 11. Hamilton D. H., Transistor univibrator with stabilised Pulse Duration, IRE Transactions on circuits Theory, 1958, № 1.
 12. Герасимов С. М., Мигулин И. Н., Яковлев В. Н. Расчет полупроводниковых усилителей и генераторов. Гостехиздат Украины, 1961.
 13. Глебович Г. В., Моругин Л. А. Формирование импульсов напоскундной длительности. «Советское радио», 1958.
 14. Глебович Г. В. Переходные характеристики коаксиальных кабелей с учетом потерь в проводниках и диэлектрике. «Электросвязь», 1961, № 5.
 15. Гоноровский И. С. К теории высокочастотных автогенераторов с запаздывающей обратной связью. «Радиотехника», 1958, т. 13, № 5.
 16. Гоноровский И. С. К вопросу об установлении автоколебаний в высокочастотном генераторе с запаздывающей обратной связью. «Радиотехника», 1959, т. 14, № 1.
 17. Мамонкин И. Г. Импульсные усилители. Госэнергоиздат, 1958.
 18. Григорин-Рябов В. В. Анализ запуска заторможенных генераторов разрывных колебаний. «Радиотехника», 1960, № 2.
 19. Детали и элементы радиолокационных станций, ч. II. Пер. с англ. «Советское радио», 1949.
 20. Доронкин Е. Ф. Режимы самовозбуждения симметричного полупроводникового мультивибратора. «Радиотехника и электроника», 1960, № 7.
 21. Доронкин Е. Ф. Температурная стабилизация полупроводниковых мультивибраторов с помощью термозависимых сопротивлений и кремниевых диодов. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1959, № 6.
 22. Доронкин Е. Ф. Мультивибраторы на транзисторах. Гостехиздат УССР, 1963.
 23. Ebers J. J. and Moll J. L. Large-signal-Behavior of Junction Transistors. PIRE, 1954, № 12.
 24. Железцов Н. А., Фейгин М. И. О режимах работы симметричного мультивибратора. «Радиотехника и электроника», 1957, № 6.
 25. Ицхоки Я. С. Импульсные устройства. «Советское радио», 1959.
 26. Jackets A. E. Multivibrator circuits using junction transistors. Electronic Engineering, 1956, № 339.
 27. Капчинский И. М. Методы теории колебаний в радиотехнике. Госэнергоиздат, 1954.
 28. Карол Дж. Электрические схемы на полупроводниковых триодах. Изд-во иностранной литературы, 1959.

29. Кисляков В. С. Обоснование применения метода гармонической линеаризации для исследования периодических колебаний систем с запаздыванием. «Автоматика и телемеханика», 1960, № 11.
30. Кисляков В. С. Применение метода построения асимптотических приближений Крылова и Боголюбова для исследования систем с запаздыванием. «Автоматика и телемеханика», 1960, № 4.
31. Козловский К. Н., Пешехонов С. П. Автогенератор с запаздыванием, ИДВШ. «Радиотехника и электроника», 1959, № 2.
32. Козловский К. Н., Пешехонов С. П. Автогенератор с запаздыванием П. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1960, № 4.
33. Cutler C. S. Regenerative pulse generator. PIRE, 1955, № 2.
34. Конопов Б. Н. Симметричные триггеры на плоскостных полупроводниковых триодах. Госэнергоиздат, 1960.
35. Конопов Б. Н. Спусковые и релаксационные схемы на плоскостных триодах. Госэнергоиздат, 1959.
36. Котельников В. А., Николаев А. М. Основы радиотехники, ч. II. Связьиздат, 1954.
37. Красовский Н. Н. О периодических решениях дифференциальных уравнений с запаздыванием времени. ДАН СССР, CXIV, 1957, № 2.
38. Крылов Н. М. и Боголюбов Н. Н. Введение в нелинейную механику. Изд-во АН УССР, 1937.
39. Кузьмин В. А., Швейкин В. И. О работе полупроводникового триода в области насыщения. «Радиотехника и электроника», 1958, № 10.
40. Кузьмин В. А., Виноградов Б. Н. О влиянии режима насыщения в полупроводниковых триодах на работу мультивибратора. «Радиотехника и электроника», 1960, № 3.
41. Кузьмин В. А. К расчету длительности импульса в блокинг-генераторе на полупроводниковом триоде. «Радиотехника и электроника», 1960, № 3.
42. Linvill I. G., Mattson R. H. Junction transistor blocking oscillators. PIRE, 1955, № 11.
43. Linvill J. G. Nonsaturating pulse circuits using two junction transistors. PIRE, 1955, № 7.
44. Литвинов И. И. О влиянии параметров схемы на полупроводникового триода на длительность фронтов в импульсном автогенераторе с одной реактивностью. «Радиотехника» 1959, № 1.
45. Лоу, Эпдерс и др. Основы полупроводниковой электроники. «Советское радио», 1958.
46. Льюис И. и Уэлс Ф. Миллимикросекундная импульсная техника. Пер. с англ. Изд-во иностранной литературы, 1956.
47. Месорович Л. А., Зелинченко Л. Г. Импульсная техника. «Советское радио», 1953.
48. Мельников Б. С. Формирование вершины импульса в блокинг-генераторе на плоскостном триоде. «Радиотехника и электроника», 1960, № 2.
49. Мельников Б. С. Электронная регулировка длительности импульса в L-генераторе. «Радиотехника и электроника», 1961, № 6.

50. Met V. On the regenerative pulse generator. PIRE, 1960, № 3.
51. Met V. On multimode Oscillators with Constant Time Delay. PIRE, 1957, № 8.
52. Minogorsky N. Self-Excited Mechanical Oscillations, Journal Appl. Phys., 1948, v. 19.
53. Мышикис А. Д. Линейные дифференциальные уравнения с запаздывающим аргументом. ГТТИ, 1951.
54. Неймарк Ю. И., Маклаков Ю. К., Елкина Л. П. Циркуляция импульсов в сильно нелинейной системе с запаздывающей обратной связью, обладающей дисперсией. «Радиотехника и электроника», 1958, № 11.
55. Norman R., Smith E. I. E. The design of transistor blocking Oscillators, PIEE, 1959, № 18.
56. Носов Ю. Р. Переходные характеристики полупроводниковых диодов. Полупроводниковые приборы и их применение. Сб. статей под ред. Я. А. Федотова. «Советское радио», вып. 4, 1960.
57. Отряженков Ю. М. Некоторые вопросы качественной теории нелинейных систем с запаздывающим звеном в цепи обратной связи. Диссертация, 1954.
58. Попов Е. П., Пальтов И. П. Приближенные методы исследования нелинейных автоматических систем. Физматгиз, 1960.
59. Rozner F. Transistor Multivibrator Circuits (Letters to the editor). Electronic Engineering, 1957, № 9.
60. Рябинин Ю. А. Определение формы колебаний в импульсном генераторе с задержанной обратной связью. «Вопросы радиоэлектроники», 1960, сер. VI, вып. 2, 3, 4.
61. Самойлов В. Ф., Лисицкий А. И. Одноламповый генератор пилообразного тока. «Радиотехника», 1952, № 4.
62. Сенаторов К. Я., Берестовский Г. Н. Анализ процессов в блокинг-генераторе на полупроводниковом триоде. «Радиотехника и электроника», 1956, № 5.
63. Степаненко И. П. Основы транзисторной электроники, ч. III. Изд. МИФИ. 1959.
64. Степаненко И. П. О температурной зависимости напряжения на $p-n$ переходе. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1960, № 6.
65. Степаненко И. П. Использование опорного диода вместо ускоряющей емкости. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1961, № 1.
66. Файзулаев Б. Н., Янушкевич В. И. Выбор оптимальных статических параметров триггерной схемы, «Радиотехника», 1960, № 7.
67. Червецов В. В., Константиновский А. Г. О стабилизации мультивибраторов на полупроводниковых триодах. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1958, № 5.
68. Швейкин В. И. Импульсный метод определения параметров дрейфовых триодов. «Радиотехника и электроника», 1961, т. IV, № 6.
69. Эльсгольц Л. Я. Обыкновенные дифференциальные уравнения. ГТТИ, 1950.
70. Ястребцева Т. Н. Анализ спусковой схемы на плоскостных полупроводниковых триодах. «Радиотехника и электроника», 1957, № 6.

71. Яковлев В. Н. Релаксационные генераторы на точечных полупроводниковых триодах, «Радиотехника и электроника», 1958, № 1.
72. Яковлев В. Н. К вопросу об условиях возникновения скачков в релаксационных генераторах на точечных триодах. «Радиотехника и электроника», 1958, № 6.
73. Яковлев В. Н. К расчету длительности импульсов блокинг-генератора на плоскостном триоде. «Радиотехника и электроника», 1958, № 9.
74. Яковлев В. Н. Генераторы линейно изменяющегося напряжения с нулевым коэффициентом нелинейности. Научные доклады Высшей школы по разделу «Радиотехника и электроника», 1958, № 2.
75. Яковлев В. Н. Анализ полупроводниковых генераторов линейно изменяющегося напряжения с емкостной обратной связью. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1958, № 6.
76. Яковлев В. Н. Полупроводниковый генератор линейно изменяющегося напряжения с комбинированной обратной связью. Научные доклады высшей школы по разделу «Радиотехника и электроника», 1959, № 1.
77. Яковлев В. Н. Полупроводниковый генератор линейно изменяющегося напряжения. Труды секции полупроводниковых приборов Украинского отделения ВНТОР и Э им. А. С. Попова, вып. 1, 1958.
78. Яковлев В. Н. Полупроводниковые генераторы линейно изменяющегося тока. «Радиотехника и электроника», 1959, № 10.
79. Яковлев В. Н. Анализ процессов в блокинг-генераторе на плоскостном полупроводниковом триоде. Полупроводниковые приборы и их применение. Сб. статей под ред. Я. А. Федотова, вып. 4. «Советское радио», 1959.
80. Яковлев В. Н. Исследование вариантов полупроводниковых блокинг-генераторов. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1959, № 6.
81. Яковлев В. Н. Полупроводниковый автогенератор линейно изменяющегося напряжения. Известия вузов по разделу «Радиотехника», 1960, № 5.
82. Яковлев В. Н. Применение метода медленно изменяющихся амплитуд для анализа нелинейных автоколебательных систем с запаздыванием. «Радиотехника и электроника», 1961, № 6.
83. Яковлев В. Н. Исследование полупроводниковых генераторов с положительной запаздывающей обратной связью. «Радиотехника и электроника», 1961, № 5.

О ГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие	3
Глава 1. Свойства плоскостных транзисторов	5
1.1. Типы транзисторов	5
1.2. Транзистор как элемент схемы	7
1.3. Применение теории четырехполюсников к анализу схем на транзисторах	9
1.4. Принцип действия плоскостных транзисторов	19
1.5. Определение частотных зависимостей токов триода . .	26
1.6. Эквивалентная электрическая схема и уравнения токов плоскостного транзистора	40
1.7. Система усилительных параметров	45
1.8. Зависимость параметров от режима работы	53
Глава 2. Основы теории усилителей на плоскостных транзисторах	61
2.1. Три схемы включения транзистора	61
2.2. Транзисторные усилители с высокоомной нагрузкой .	63
2.3. Каскады предварительного усиления на сопротивлениях	68
2.4. Каскады предварительного усиления с компенсацией .	75
2.5. Каскады предварительного усиления с согласованием	85
2.6. Выбор режима работы и его стабилизация	93
2.7. Транзисторные усилители с обратной связью	105
Глава 3. Усилители звуковых частот	129
3.1. Усилители мощности звуковых частот	129
3.2. Предварительные усилители низкой частоты	148
3.3. Расчет усилителей низких частот	150
3.4. Пример расчета усилителя низких частот	156
Глава 4. Видеоусилители	168
4.1. Переходные процессы в видеоусилителях	168
4.2. Выходные каскады видеоусилителей	177
4.3. Расчет видеоусилителей	184
4.4. Пример расчёта видеоусилителя	193
Глава 5. Усилители высокой и промежуточной частоты	202
5.1. Усилители промежуточной частоты	202
5.2. Усилители высокой частоты	215
5.3. Расчёт усилителей высокой и промежуточной частоты	224
5.4. Примеры расчета усилителей высокой и промежуточной частоты	227
Глава 6. Характеристики и параметры транзистора в генераторном режиме	234
6.1. Общие замечания	234
6.2. Предпосылки к анализу работы транзистора в генераторном режиме	235
6.3. Определение гармонических составляющих токов транзистора в генераторном режиме	252
	661

6.4. Определение коэффициента передачи напряжения от входа транзистора к эмиттерному переходу	266
6.5. Средняя крутизна коллекторного тока транзистора в генераторном режиме	277
Глава 7. Основы расчета транзисторных генераторов с внешним возбуждением	282
7.1. Общие замечания	282
7.2. Схемы генераторов с внешним возбуждением	283
7.3. Входная и выходная проводимости. Эквивалентные схемы транзистора в генераторном режиме	287
7.4. Расчет энергетических показателей генератора с внешним возбуждением	295
7.5. Расчет коллекторного контура и других элементов схемы генератора	302
7.6. Влияние сопротивления нагрузки на энергетические показатели генератора	311
7.7. Пример расчета генератора с внешним возбуждением	315
Глава 8. Основы расчета транзисторных автогенераторов	320
8.1. Общие замечания	320
8.2. Анализ установившегося режима работы автогенератора	321
8.3. Схемы автогенераторов	325
8.4. Расчет автогенератора	333
8.5. Пример расчета автогенератора	338
Глава 9. Зависимость энергетических показателей генератора от частоты и температуры	342
9.1. Общие замечания	342
9.2. Зависимость генерируемой мощности от частоты . . .	343
9.3. Частотная зависимость подводимой мощности и к. п. д	350
9.4. Частотная зависимость коэффициента усиления по мощности	352
9.5. Коэффициент передачи напряжения с учетом влияния коллекторного напряжения	353
9.6. Влияние температуры на энергетические показатели генератора	354
Глава 10. Стабилизация частоты колебаний транзисторного автогенератора	363
10.1. Общие замечания	363
10.2. Стабилизация частоты бескварцевого автогенератора	364
10.3. Стабилизация частоты с помощью кварца	372
10.4. О расчете автогенераторов с кварцем	376

Глава 11. Управление колебаниями в транзисторных генераторах	377
11.1. Общие замечания	377
11.2. Амплитудная модуляция в генераторах с внешним возбуждением	377
11.3. Амплитудная модуляция в автогенераторах	383
11.4. Расчет генераторов, модулируемых по амплитуде	385
11.5. Импульсная амплитудная модуляция	388
11.6. Частотная модуляция	392
Глава 12. Особенности полупроводниковых релаксационных генераторов и импульсные свойства полупроводниковых триодов и диодов	397
12.1. Особенности полупроводниковых релаксационных генераторов	397
12.2. Особенности работы транзисторов в импульсных устройствах	399
12.3. Краткая характеристика рабочих состояний транзисторного ключа	400
12.4. Переходные процессы в транзисторном ключе	407
12.5. Особенности работы полупроводниковых диодов в режиме переключения	411
Глава 13. Мультивибраторы	414
13.1. Общие сведения	414
13.2. Мультивибратор с емкостными коллекторно-базовыми связями	415
13.3. Мультивибратор с эмиттерной связью	425
13.4. Мультивибратор с эмиттерной емкостью	429
13.5. Методы температурной стабилизации мультивибраторов	433
13.6. Расчет мультивибраторов	435
Глава 14. Триггеры	445
14.1. Общие положения	445
14.2. Симметричный триггер с внешним смещением	446
14.3. Симметричный триггер с автоматическим смещением	452
14.4. Симметричный триггер с нелинейной обратной связью	455
14.5. Симметричный триггер со встроенными эмиттерными повторителями	456
14.6. Методы запуска симметричных триггеров	459
14.7. Несимметричный триггер с эмиттерной связью	463
14.8. Расчет триггеров	468
Глава 15. Блокинг-генераторы	474
15.1. Краткая характеристика блокинг-генераторов	474
15.2. Блокинг-генератор на триоде с общим эмиттером	475
15.3. Блокинг-генератор с эмиттерным конденсатором	483
15.4. Блокинг-генератор на триоде с общей базой	488
15.5. Блокинг-генератор с линией задержки	492
15.6. Особенности блокинг-генераторов на дрейфовых триодах	495
15.7. Расчет блокинг-генераторов	497
	663

Глава 16. Генераторы пилообразного напряжения и тока	503
16.1. Общие замечания	503
16.2. Общая схема генератора пилообразного напряжения с емкостной обратной связью	503
16.3. Управляемые генераторы линейно нарастающего напряжения с емкостной обратной связью	503
16.4. Управляемый генератор с компенсирующей э. д. с.	516
16.5. Автогенератор пилообразного напряжения мультивибраторного типа	518
16.6. Автогенераторы пилообразного напряжения фантастронного типа	523
16.7. Генераторы пилообразного тока с емкостной обратной связью	531
16.8. Термостабилизация генераторов пилообразного напряжения	535
16.9. Расчет генераторов пилообразного напряжения и тока	538
Глава 17. Генераторы с запаздывающей обратной связью	550
17.1. Общая характеристика генераторов с запаздывающей обратной связью	550
17.2. Методы исследования генераторов с запаздывающей обратной связью	554
17.3. Высокочастотный автогенератор с запаздывающей обратной связью	563
17.4. Генераторы почти гармонических колебаний с запаздывающей обратной связью	567
17.5. Генераторы прямоугольных колебаний с отрицательной запаздывающей обратной связью	571
17.6. Генераторы колебаний прямоугольной формы с положительной запаздывающей обратной связью	579
17.7. Расчет генераторов прямоугольных импульсов с запаздывающей обратной связью	582
17.8. Генераторы импульсов колокольной формы с положительной запаздывающей обратной связью	593
17.9. Генераторы импульсов колокольной формы с отрицательной запаздывающей обратной связью	599
17.10. Генератор счетных импульсов с запаздывающей обратной связью	604
17.11. Расчет генераторов колокольных импульсов с запаздывающей обратной связью	607
Глава 18. Измерение параметров транзисторов	617
18.1. Измерение низкочастотных параметров	617
18.2. Измерение высокочастотных параметров	625
18.3. Измерение усредненного времени перехода неосновных носителей из эмиттера в коллектор	638
Приложения	641
Литература	655

Цена 1 р. 83 к.