

РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ И РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

А.А.Колосов

РЕЗОНАНСНЫЕ
СИСТЕМЫ
и
РЕЗОНАНСНЫЕ
УСИЛИТЕЛИ

СВЯЗЬ ИЗДАТ

1949

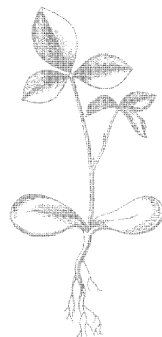
А. А. КОЛОСОВ

РЕЗОНАНСНЫЕ СИСТЕМЫ И РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

*Допущено Министерством высшего образования СССР
в качестве учебного пособия для вузов*



ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ЛИТЕРАТУРЫ
ПО ВОПРОСАМ СВЯЗИ И РАДИО
МОСКВА 1949



Scan AAW

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основой для настоящей работы послужил материал по курсу радиоприёмных устройств, который в разное время, в период с 1934 по 1948 г., читался автором в Московском институте инженеров связи, в Военной Краснознамённой академии связи им. С. М. Будённого и в Ленинградском политехническом институте им. М. И. Калинина. Однако, при подготовке к печати этот материал подвергся коренной переработке и существенным дополнениям.

По резонансным усилителям имеется весьма большое число работ, основные из которых принадлежат советским учёным и инженерам. Систематическое изложение вопросов, относящихся к теории и расчёту усилителей было впервые дано в вышедшей в 1930 г. книге академика А. И. Берга «Основы радиотехнических расчётов (усилители)». В 1934 г. были опубликованы, имевшие большое значение для развития теории и методов проектирования широкополосных усилителей работы лауреата Сталинской премии Г. В. Брауде. В 1932—1934 гг. В. И. Сифоровым были выполнены широко известные работы по резонансным и полосовым усилителям, в которых, в частности, была подробно рассмотрена устойчивость многоступенчатых усилителей. В последние годы как В. И. Сифоровым, так и другими советскими учёными и инженерами вопросы теории и расчёта усилителей были подвергнуты дальнейшей разработке.

Целью настоящей книги является рассмотрение резонансных систем и резонансных усилителей применительно к тем инженерным задачам, какие являются актуальными с точки зрения современной техники радиоприёма. При этом уделено внимание некоторым вопросам, либо не нашедшим достаточного освещения в имеющейся литературе, либо вовсе не рассмотренным.

Книга состоит из 8 частей, из которых первая часть, являясь вводной, даёт общее представление о современных радиоприёмных устройствах и их особенностях. Глава по приёмникам для импульсной связи, входящая в эту часть, написана совместно с Г. В. Длугачем.

Вторая часть посвящена помехам радиоприёму. В ней рассмотрены, как шумы, возникающие в самом приёмнике, так и помехи, воздействующие на приёмник извне. К первым относятся флюктуации в электрических цепях и лампах, которым уделено существенное внимание, ко вторым—индустриальные и атмосферные помехи, помехи со стороны радиостанций, а также помехи, создаваемые радиоизлучением солнца и галактики. В одной из глав этой части рассмотрены также вопросы оценки величины шумов приёмника и условия обеспечения минимума шумов.

В третьей части рассматривается частотная избирательность в приёмном устройстве. Здесь разобраны общие методы анализа электрических цепей и, в частности, метод узловых напряжений. Далее рассмотрен метод построения и анализа амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик одноконтурных и двухконтурных систем, основанный на изучении поведения вектора избирательности на комплексной плоскости (метод изображающих кривых). Последняя глава раздела посвящена отрезкам линий, используемым в качестве избирательных элементов в приёмниках дециметровых волн.

В четвёртой части разбираются вопросы теории и расчёта входных одноконтурных и двухконтурных устройств для длинных и средних волн, а также устройств для коротких, метровых и дециметровых волн. Результаты доведены до расчётных соотношений, дающих возможность спроектировать соответствующие элементы схемы приёмного устройства.

Пятая часть, относящаяся к резонансным усилителям, начинается с вывода основных соотношений для усилительной электронной лампы, причём существенное внимание уделено установлению зависимости электрических параметров лампы от её конструктивных данных. Затем даётся анализ усилительных схем с заземлённым катодом и с заземлённой сеткой для общего случая на основе применения метода активных четырёхполюсников, а также метода узловых напряжений. В двух последующих главах рассматривается вопрос о влиянии обратной связи на работу усилителя.

Наибольшее внимание уделено обоснованию критерия устойчивости для усилителей, обладающих условной и абсолютной устойчивостью. Условия устойчивости выражены с помощью определителей характеристических уравнений системы. Полученные общие условия устойчивости применены в следующей главе к рассмотрению паразитной обратной связи через ёмкость анод — управляющая сетка, а также паразитной обратной связи через общие источники питания. Найденные здесь условия самовозбуждения многоступенчатых резонансных усилителей в той части, которая относится к балансу амплитуд, в случае не очень высоких радиочастот совпадают с известными условиями В. И. Сифо-

рова. Эти условия дополнены условиями баланса фаз, определяющими соотношения между частотами настроек контуров и частотой, на которой наступает самовозбуждение.

Шестой раздел книги посвящён широкополосным резонансным усилителям промежуточной частоты. Показано, что для основных схем усилителей промежуточной частоты при определённом «оптимальном» числе ступеней, усилитель при заданной полосе пропускания обеспечивает наибольшее возможное усиление, причём увеличение числа ступеней по сравнению с оптимальным не увеличивает, а уменьшает величину усиления. Точно так же, если задана величина усиления, то имеется некоторая предельная полоса пропускания, которая не может быть превзойдена ни при каком числе ступеней. Разобран вопрос об устойчивости полосы и других параметров широкополосных усилителей при изменениях ёмкостей контуров в процессе эксплуатации.

Рассматривается вопрос об амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристиках, являющихся в общем случае несимметричными, а также о полосе шумов резонансных усилителей. Выведены расчётные соотношения для полосы шумов одноконтурных и двухконтурных n -ступенных усилителей, как в случае широкополосных, так и в случае узкополосных систем.

В седьмой части даны теория и расчёт усилителей ультравысоких частот с заземлённым катодом и с заземлённой сеткой и подробно рассмотрен вопрос о входном сопротивлении лампы на ультравысоких частотах.

Восьмая часть посвящена проектированию контуров в экране и без экрана с учётом потерь реальной схемы.

Автор считает своим приятным долгом выразить благодарность И. Г. Кляцкину и Н. И. Чистякову, прочитавшим работу в рукописи и сделавшим ряд весьма существенных замечаний. При оформлении рукописи и выполнении рисунков и графиков большую помощь оказал Н. Л. Сороштан, которому автор также выражает свою благодарность.

А. КОЛОСОВ.

ЧАСТЬ I
РАДИОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА

ГЛАВА 1

КРАТКИЙ ОБЗОР ИСТОРИИ РАЗВИТИЯ РАДИОПРИЁМНЫХ УСТРОЙСТВ

1.1. Назначение приёмника

Энергия, излучаемая антенной передатчика даже в случае направленного излучения, рассеивается в огромном пространстве, благодаря чему ко входу приёмника подводятся высокочастотные колебания, мощность которых обычно ничтожно мала.

Мощность сигнала на входе приёмника, поступающая из приёмной антенны, в ряде случаев имеет величину порядка 10^{-12} — 10^{-14} *вт* в то время, как на выходе требуются мощности до 10 — 20 *вт*. Другими словами, приёмник должен обеспечивать усиление по мощности до 10^{15} раз.

Одновременно с сигналами принимаемой станции на вход приёмника воздействуют сигналы огромного количества других станций, а также аperiодические помехи различного характера. Иногда сигналы мешающих станций, работающих на других частотах, в десятки тысяч раз превышают сигналы принимаемой станции. Несмотря на это приёмное устройство должно быть способно отделить сигналы выбранной станции от всех других сигналов, и усилить эти сигналы в необходимое число раз.

Передача сигнала невозможна без модуляции. При любом виде модуляции, если мы захотим представить модулированное колебание сложной формы в виде суммы простых гармонических колебаний, то получим спектр, зависящий от способа модуляции и от характера передачи. Поэтому во всех случаях передача сигналов требует воспроизведения не одной частоты, а более или менее широкой полосы частот.

Таким образом, говоря, что приёмное устройство должно отделять сигналы принимаемой станции от всех других сигналов, т. е. должно быть избирательным, мы вместе с тем требуем от него и способности равномерно усиливать колебания в более или менее широкой полосе частот.

Уже из сказанного видно, что к приёмному устройству предъявляются весьма серьёзные требования, выполнение которых в ряде случаев является делом довольно трудным. В связи с этим отдельные типы приёмных устройств приобретают характер сложных технических сооружений. Достаточно указать, что в некоторых профессиональных приёмных устройствах число используемых электронных ламп достигает нескольких сотен.

Прежде чем переходить к современным приёмным устройствам, целесообразно ознакомиться с основными этапами развития техники радиоприёма.

1.2. Приёмник Попова

Существование электромагнитных колебаний получило экспериментальное подтверждение ещё в восьмидесятих годах прошлого столетия. Однако, долгое время возможность практического использования их для беспроволочной связи на больших расстояниях оставалась неизвестной. Заслуга изобретения и осуществления радиосвязи принадлежит замечательному русскому учёному А. С. Попову.

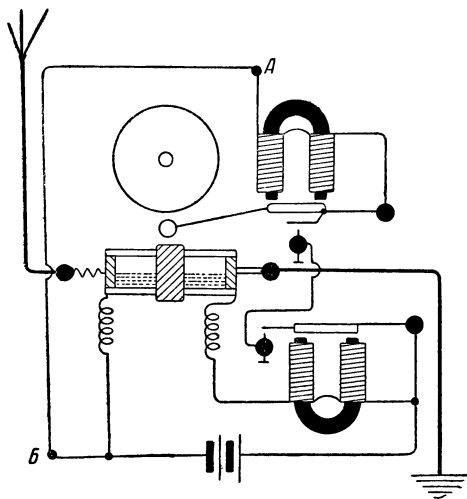


Рис. 1.1. Схема приёмного устройства А. С. Попова

Первый радиоприёмник был создан Александром Степановичем Поповым в 1895 г. (3,57). Пользуясь этим приёмным устройством, схема которого изображена на рис. 1.1, А. С. Попов 24 марта 1896 г. на заседании Русского физико-химического общества продемонстрировал первую в истории передачу и приём телеграфного текста на расстояние в четверть километра по радио. В приёмнике Попова использовался когерер, представляющий собой трубочку с металлическими опилками, сопротивление которых резко изменяется при воздей-

ствии электромагнитных волн. Благодаря этому при подведении сигнала замыкалась цепь реле и телеграфный аппарат (не показанный на схеме рис. 1.1) записывал сигнал на ленту. Одновременно происходило автоматическое встраива-

ние когерера, в результате чего цепь тока размыкалась и когерер мог вновь реагировать на приходящие в антенну высокочастотные колебания.

Уже в первом приёмном устройстве Попова был использован ряд общих принципов, которые в дальнейшем нашли себе широкое применение в технике радиоприёма: использование наружной приёмной антенны, применение релейного принципа управления, дающего возможность с помощью небольшой подводимой мощности управлять значительной мощностью местного источника и, наконец, осуществление автоматической записи сигналов. В течение нескольких первых лет развития радио схема приёмника существенно не изменялась. Опубликованное в 1897 г. описание станции Маркони содержит схему приёмника (рис. 1. 2), которая полностью совпадает со схемой Попова и вне всякого сомнения заимствована у него, так как А. С. Попов не только не делал секрета из своего открытия, но, наоборот, всеми доступными ему средствами его популяризировал.

Проф. А. С. Попов отнюдь не был кабинетным учёным, далёким от реальной жизни, как его иногда пытались представить. Не только пылкий мыслитель, но и талантливый инженер он проделал огромную работу по созданию и конструированию, в значительной степени на свои собственные скудные средства, целой серии непрерывно совершенствовавшихся радиостанций и по внедрению этих станций в Военно-морской флот. Только тупостью и косностью чиновников царского правительства было вызвано то, что в дореволюционной России замечательное изобретение Попова не нашло того применения, которого оно заслуживало.

В 1900 г. А. С. Попов получает патенты в России, Англии и Франции на открытый им совместно с П. Н. Рыбкиным метод приёма на слух с помощью телефона. Этот метод значительно повысил чувствительность приёмника, и позволил в

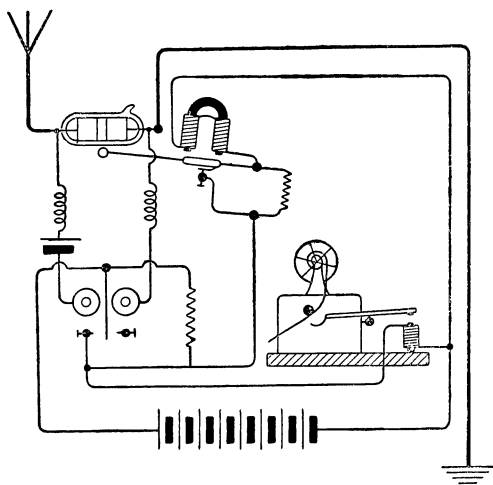


Рис. 1.2. Схема приёмника, описанного Маркони

несколько раз увеличить дальность действия линии радиосвязи. Дальнейшее усовершенствование приёмника Попова было связано с введением настройки в антенный контур (1901 г.) и с заменой малочувствительного когерера детектором. Появился детектор с контактной парой уголь—сталь (1900 г.), магнитный (1902 г.), электролитический (1905 г.) и, наконец, кри-

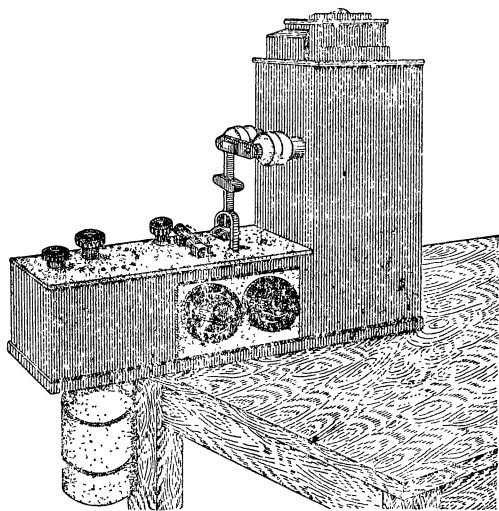


Рис. 1.3. Детекторный приёмник РГС 1914 года

сталлический детектор. Последний к 1906—1908 гг. вытеснил все остальные типы детекторов, причём наибольшее распространение получили карборундовый и галеновый детекторы. Чувствительность радиоприёмников значительно возросла. Соответственно удалось увеличить и дальность радиосвязи. Развитие и совершенствование детекторных приёмников с кристаллическими детекторами продолжалось до мировой войны 1914 г., причём в течение всего этого периода детекторные приёмники являлись основным типом приёмных устройств и использовались даже на линиях наиболее дальних связей. Общий вид детекторного приёмника 1914 г. показан на рис. 1. 3.

1.3. Гетеродинный метод приёма

Принцип гетеродинного приёма в несколько иной форме, чем в настоящее время, применяется в радиотехнике с 1901 г.

Для передачи первоначально использовались две радиостанции, работающие на близких, но отличных друг от друга частотах. Одна из этих станций с частотой f_1 давала непрерывное излучение, в то время, как вторая с частотой f_2 работала сигналами телеграфного кода. При приёме после детектирования получались звуковые колебания разностной частоты $f_1 - f_2$, которые прослушивались в телефон в моменты времени, соответствующие наличию сигналов обеих станций.

В более поздних конструкциях вместо станции, дающей непрерывное излучение, используется уже местный генератор колебаний, который был назван гетеродином (от греческих слов *heteros* — внешний и *dynamis* — сила). Чувствительность первых типов гетеродинных приёмников была очень невелика. Дальнейшее усовершенствование этого метода приёма привело к созданию более совершенных схем. На рис. 1.4 показана схема приёмника, который использовался в 1913 г. для связи береговой радиостанции с кораблём. Применение такого приёмника давало возможность осуществлять связь на расстояниях до нескольких тысяч километров. В тот период ламповые генераторы были ещё неизвестны; поэтому в качестве гетеродина использовалась машина высокой частоты.

Иногда гетеродинный метод приёма называют приёмом „по методу биений“. Такая терминология не является удачной, так как она может создать впечатление, что именно биения, представляющие собой наложение высокочастотных колебаний, мы и слышим в телефоне. Между тем низкочастотный сигнал появляется только в результате детектирования и до детектора невозможно обнаружить существования каких-либо колебаний, имеющих частоту огибающей результирующего сигнала.

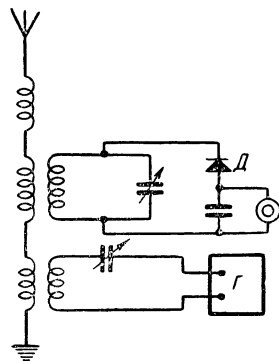


Рис.1.4. Схема гетеродинного приёмника

1.4. Ламповые схемы

Дальнейший прогресс приёмной техники неразрывно связан с использованием электронных ламп и с развитием других отраслей радиотехники. Работа по пустотным лампам накаливания привела к созданию электронных ламп, после того как в баллон лампы накаливания был введён дополнительный электрод, играющий роль анода.

Известно, что первые лампы накаливания были созданы в 1873 г. русским учёным и изобретателем Ладыгиным и нашли практическое применение за несколько лет до работ Эдисона (1883 г.). Исследованием электронного тока, идущего через лампу, начали заниматься с 1882 — 1883 гг. почти одновременно в нескольких странах.

Первые приёмники с двухэлектродной электронной лампой (диодом) в качестве детектора появляются, начиная с 1908 г. Первоначально электронные лампы используются только в качестве

детекторов и усилителей. Усиление с помощью электронных ламп стало возможно после того, как в 1906 г. в лампу был введён третий электрод — управляющая сетка. Однако, низкое качество первых типов ламп, связанное, в первую очередь, с неумением получать высокий вакуум, приводило к тому, что в течение длительного времени не только диод, но и трёхэлектродная лампа не могли вытеснить кристаллического детектора. Только начиная с 1915—1916 гг., приёмники с электронными лампами получили полное признание, причём первые типы электронных ламп называли пустотными реле, или катодными реле.

В России первая трёхэлектродная лампа была сделана в 1914 г. Н. Д. Папалекси, а в 1915 г. М. А. Бонч-Бруевичем на Тверской радиостанции было поставлено производство первой небольшой серии ламп. Детальная теория трёхэлектродной лампы была впервые создана М. А. Бонч-Бруевичем до того, как появились первые зарубежные работы в этом направлении.

Электронные лампы дали возможность вновь вернуться на более высокой технической основе к принципу реле, который был использован ещё Поповым. При этом огромным преимуществом „пустотного реле“ являлась, с одной стороны, безинерционность системы, а с другой — ничтожные потери мощности в цепи управления. Используя ступенчатое включение усилителей, можно было получить довольно значительную чувствительность приёмной установки.

В 1913 г. почти одновременно в нескольких странах было предложено применение принципа обратной связи к генераторам с электронной лампой. Ламповые генераторы начали широко использоваться не только в передатчиках в качестве источников незатухающих колебаний взамен громоздких и сложных машин высокой частоты, но и в гетеродинных приёмниках. В том же 1913 г. были предложены схемы регенераторов. Регенеративные приёмники дали возможность получить очень большую чувствительность и избирательность; в последующие годы в течение известного периода времени этот тип приёмников получил огромную популярность.

В 1914—1918 гг. началась интенсивная разработка приёмных устройств с высокими электрическими параметрами. Основная трудность в области приёмной техники заключалась в том, что вследствие влияния междуэлектродной ёмкости сетка — анод, имеющей в трёхэлектродных лампах большую величину, не оказывалось возможным получить устойчивую работу на волнах короче, примерно, 600 м в случае, когда триоды использовались в качестве усилителей. Благодаря этому не удавалось получить достаточную величину чув-

ствительности. При подобных условиях использование принципа приёма, основанного на преобразовании частоты, представляло особый интерес.

1.5. Супергетеродинные приёмники

Естественным следствием развития гетеродинного метода радиоприёма явился супергетеродинный приём. Первая схема супергетеродина, рассчитанная на приём радиотелеграфа, показана на рис. 1.5. Кон-

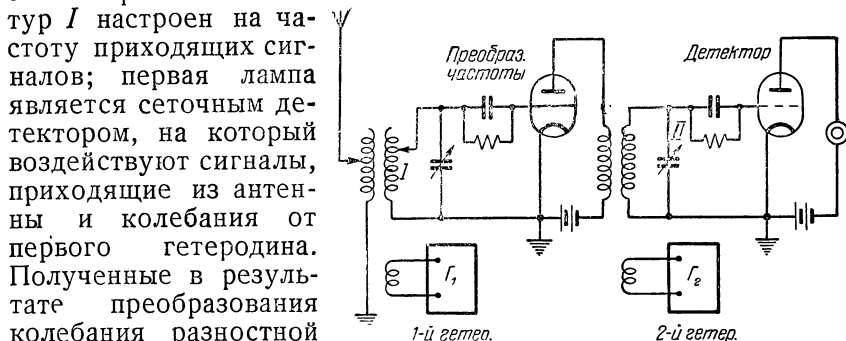


Рис. 1.5. Схема первого супергетеродина

тур *I* настроен на частоту приходящих сигналов; первая лампа является сеточным детектором, на который воздействуют сигналы, приходящие из антенны и колебания от первого гетеродина. Полученные в результате преобразования колебания разностной частоты выделяются на контуре *II*. Вторичные колебания, имеющие звуковую частоту, получаются во второй лампе. Таким образом, в рассмотренной схеме мы имеем все основные элементы супергетеродинного приёмника, за исключением усилителя промежуточной частоты. Применение супергетеродинов в практике приёма началось со времени начала радиовещания. Однако, первые опыты использования новой схемы были связаны с рядом серьёзных технических трудностей, вследствие чего в течение длительного времени она не находила широкого распространения.

Первое ограничение вызывалось высокой стоимостью, связанной с значительным количеством ламп: супергетеродины того времени были сложны, громоздки и дороги. Большое число ламп в приёмнике создавало также значительные осложнения в вопросах питания, так как использовались лампы прямого накала с током накала порядка 0,8 — 1 а. Поэтому эксплуатация приёмников была связана с применением аккумуляторов большой ёмкости.

Следует иметь в виду, что первые типы супергетеродинов были очень несовершенными. Настройка приёмников была сильно осложнена взаимным влиянием контура высокой частоты и контура гетеродина. Отсутствие высокочастотной части

в приёмниках при использовании низкой промежуточной частоты (обычно 40 — 50 кГц) приводило к тому, что несмотря на большую избирательность по соседнему каналу приём часто сопровождался свистами и помехами. Проникновение колебаний гетеродина в антенну создавало мешающее действие окружающим приёмникам. Эти причины приводили к тому, что несмотря на ряд положительных качеств супергетеродинов с ними успешно начали конкурировать нейтродинные приёмники. В них использовались обычные трёхэлектродные лампы, однако, паразитные связи через ёмкость сетка—анод, препятствующие усилению высокочастотных колебаний, здесь устранялись за счёт использования специальных схем нейтрализации. Несмотря на конкуренцию со стороны нейтродинных приёмников область применения супергетеродинов продолжала расширяться, причём усовершенствования, которые первоначально вносились в приёмники профессиональных типов, начали постепенно распространяться и на вещательные приёмники.

Весь этот период основные усилия конструкторов были сосредоточены на разработке схем, в которых было бы устранено взаимное влияние гетеродинного контура и контура входящего сигнала с тем, чтобы обеспечить независимость настройки и стабильность работы гетеродина. Появились всякого рода мостиковые схемы, практиковалось использование второй гармоники гетеродина и т. д. Последующие годы характеризовались увеличением числа передающих станций и ростом их мощностей, в связи с чем требования к избирательности приёмников непрерывно возрастали.

Радиотехника начала быстро развиваться в нашей стране только после Великой Октябрьской революции. Решающую роль в этом сыграло то обстоятельство, что с самых первых шагов Советской власти создатель советского государства Владимир Ильич Ленин уделял делу развития радио очень большое внимание. Исключительно внимательно к развитию радиотехники и её практическому применению относился и относится Иосиф Виссарионович Сталин.

В двадцатых годах началось строительство мощных радиовещательных станций в Советском Союзе. В 1922 г. по заданию В. И. Ленина Нижегородская радиолaborатория, работавшая под руководством М. А. Бонч-Бруевича, построила в Москве 12-киловаттную радиовещательную станцию, которая была в то время самой мощной радиопередающей станцией в мире. В 1924 — 1927 гг. НИИС КА построил длинноволновую радиостанцию им А. С. Попова мощностью в 20 квт. Разработкой и постройкой этой станции руководили: А. Л. Минц, И. Г. Кляцкин, Н. И. Оганов и др.

В 1933 г. А. Л. Минцем была построена крупнейшая 500-киловаттная радиовещательная станция им. Коминтерна. В последующие годы был создан ряд мощных коротковолновых центров. Все эти обстоятельства привели к тому, что начиная с 1921 г., Советский Союз стоит на первом месте по мощным радиовещательным станциям. В этот же период наблюдался интенсивный рост передающей сети и в других странах. В связи с этим супергетеродинные приёмники стали завоёвывать всё большее распространение как приёмники, обладающие высокой избирательностью. Особенно усилились позиции супергетеродинов после того, как появилась двухсеточная лампа, упрощавшая схему и улучшавшая работу преобразователя частоты. Среди советских радиолюбителей чрезвычайной популярностью пользовались схемы, в которых использовалась двухсеточная лампа „Микро ДС“ завода „Светлана“. Однако, уже в 1927 г. в связи с изобретением ламп с экранирующей сеткой произошла временная задержка в распространении супергетеродинной схемы. Экранированные лампы дали возможность получить даже на коротких волнах значительное усиление, не прибегая к нейтродинной схеме, требовавшей тщательного выполнения конструкции и очень точной заводской регулировки приёмника.

Применение экранированной лампы дало возможность получить большую чувствительность в приёмниках, в которых усиление до детектора ведётся на частоте сигнала, без преобразования частоты. Однако, в отношении избирательности, к которой предъявлялись всё более жёсткие требования, приёмники данного типа не выдерживали сравнения с супергетеродинами. После того, как экранированные лампы стали использоваться также и в супергетеродинах, при том не только в ступенях усиления промежуточной частоты, но и в усилителях высокой частоты, предшествующих преобразователю, супергетеродин занял первенствующее положение, которое он сохраняет до настоящего времени.

Раньше всего супергетеродины вытеснили другие типы приёмников в устройствах профессионального типа. Отечественная промышленность создала ряд типов высококачественных супергетеродинов, предназначенных для магистральной радиосвязи. Ещё 1932 г. был разработан А. П. Сиверсом и выпущен коротковолновый приёмник ПЦКУ. В. А. Котельниковым, автором ряда известных работ по помехам радиоприёму, в 1937 г. было разработано совершенно оригинальное приёмное устройство для радиотелефонной линии связи с одной боковой полосой. Эта приёмная установка имела высокие качественные показатели, причём в ней использовалось устройство для автоматической подстройки частоты с чрезвычайно большой

точностью. Был выпущен также ряд супергетеродинных приёмников массового типа, рассчитанных на приём радиовещания. За редкими исключениями все современные приёмные устройства относятся к супергетеродинному типу. Это имеет место как для профессиональных приёмных устройств, так и для радиовещательных приёмников.

В годы Великой Отечественной войны наша промышленность снабдила всю советскую сухопутную армию, авиацию и флот военными радиостанциями самого различного назначения и, таким образом, внесла свою долю в дело разгрома врага. В послевоенный период отечественная радиопромышленность выпустила целый ряд типов радиовещательных приёмников и несколько типов приёмников для высококачественного телевидения, причём во всех этих приёмниках использовалась супергетеродинная схема.

Развитие радиоприёмной техники было бы невозможно, если бы оно велось исключительно опытным путём, без широких, обобщающих накопленный опыт и раскрывающих дальнейшие перспективы, теоретических исследований. Такие исследования проводились на всех этапах совершенствования приёмников, причём наиболее крупные достижения в этой области имели и имеют место на родине радио—в нашей стране.

Ряд вопросов исследован у нас с такой глубиной и вносит такую предельную ясность в перспективы дальнейшего развития радиоприёма в соответствующих областях, как это не достигалось ни в одной из других стран мира. К числу этих работ можно отнести, например, капитальные исследования В. А. Котельникова о влиянии различных помех на радиоприём и о потенциальной помехоустойчивости различных способов радиосвязи; работы В. И. Сифорова по теории усилителей колебаний высокой и ультравысокой частоты, по преобразователям частоты и по приёму импульсных сигналов; работы Е. Г. Момота по повышению избирательности приёма и так называемому избирательному детектированию, которые лишь много позднее, только в самые последние годы, привлекло внимание зарубежных исследователей; исследования Г. С. Горелика по теории сложнейших электрических процессов, происходящих в суперрегенеративных приёмниках, и многие другие.

Современная теория нелинейных радиотехнических систем и методика их исследования создана академиками Л. И. Мандельштамом и Н. Д. Папалекси и учёными их школы. Эта теория позволяет с большой глубиной исследовать и рассчитывать весьма сложные явления, происходящие в таких элементах приёмников, как регенераторы и сверхрегенераторы, реге-

неративные фильтры, многие элементы современной радиолокационной аппаратуры и др.

Распространение радиоволн от передатчика к приёмнику исследовано в классических работах М. В. Шулейкина, М. А. Бонч-Бруевича, Б. А. Введенского и в ряде трудов других советских учёных. Теория и новые системы антенн разработаны И. Г. Клячкиным, В. В. Татариновым, А. А. Пистолькорсом, С. И. Надененко, Г. З. Айзенбергом и другими. Теория детектирования радиосигналов последовательно разрабатывалась А. И. Бергом, Л. Б. Слепяном, В. И. Сифоровым, Г. А. Левиным, М. И. Пономарёвым, Л. Н. Лошаковым и другими.

Теория усилителей высокой частоты разрабатывалась в СССР В. И. Сифоровым, Н. И. Чистяковым, Л. Б. Слепяном и рядом других специалистов.

Процессы преобразования частоты в супергетеродинных приёмниках в общем виде исследованы В. И. Сифоровым и Л. Б. Слепяном.

Процессы, происходящие в резонансных системах приёмников при приёме коротких импульсов с наибольшей полнотой анализируются в капитальных трудах Д. В. Агеева и Ю. Б. Кобзарева, А. Н. Щукина, С. И. Евтянова и других.

Подобное перечисление можно было бы многократно расширить. Трудам отечественных учёных радиотехника обязана и разработкой теории таких вопросов, как помехи радиоприёму, автоматические регулировки в приёмниках, приём частотно-модулированных и импульсно-модулированных колебаний, приём на одной боковой полосе и многие другие. Многие из этих работ, которые по своему содержанию близки к вопросам, затрагиваемым в данной книге, указаны в прилагаемой библиографии.

Совершенствование и усложнение приёмников и методов приёма ставит всё новые и новые задачи, над разрешением которых плодотворно работают советские радиоспециалисты. Так, в частности, в последние годы всё большее значение приобретает использование в радиотехнике сверхвысокочастотных колебаний, которые до войны ещё не были в достаточной степени освоены. Наряду с другими вопросами некоторые вопросы, связанные с созданием приёмников для этих новых диапазонов, в данной книге находят своё отражение.

Литература: 3, 57.

ГЛАВА 2

ФИЗИЧЕСКИЕ ПРИНЦИПЫ РАБОТЫ ОСНОВНЫХ РАДИОПРИЁМНЫХ СХЕМ

2.1. О классификации приёмных устройств

Приёмные устройства можно классифицировать по целому ряду признаков, наиболее существенными из которых являются следующие:

- 1) вид приёмной схемы,
- 2) диапазон частот (или волн), в котором работает приёмник,
- 3) способ модуляции сигналов, для которого предназначен приёмник,
- 4) назначение приёмника с точки зрения рода работы.

По первому признаку приёмные устройства можно разделить на приёмники прямого усиления, регенераторы, сверхрегенераторы, рефлексные приёмники и супергетеродины.

По диапазону различают средневолновые и длинноволновые приёмники, коротковолновые приёмники, приёмники метровых волн, приёмники дециметровых волн и приёмники сантиметровых волн.

По способу модуляции приёмные устройства можно разделить на приёмники для приёма амплитудно-модулированных сигналов, приёмники сигналов, модулированных по частоте или фазе, и приёмники для импульсной модуляции.

По роду работы можно выделить из числа других типов приёмники для связи, радиовещательные приёмники, приёмники неподвижных изображений, телевизионные приёмники, радиолокационные приёмники и приёмники специальных типов.

Выбирая в качестве исходного один из указанных признаков, возможно вести классификацию по каждому из остальных.

Так например, можно классифицировать супергетеродинные приёмники по роду работы, приёмники для частотно-мо-

дулированных сигналов по рабочему диапазону или приёмники сантиметровых волн по способу модуляции. Приёмники, относящиеся к одной и той же категории, выбранной в качестве первичной, но отличающиеся друг от друга по другим признакам, могут существенно различаться по своим данным. Так например, радиолокационные приёмники метрового диапазона по своему конструктивному оформлению и по электрическим параметрам будут существенно отличны от радиолокационных приёмников сантиметровых волн, а коротковолновые приёмники для магистральной связи будут иметь очень мало общего с вещательными приёмниками, работающими в том же диапазоне.

Таким образом, общее количество различных типов приёмников, имеющих резко выраженные отличительные признаки, очень велико. Радиоприёмники относятся к категории наиболее распространённых радиотехнических устройств, и используются в количестве многих миллионов экземпляров. Среди этого огромного количества приёмников имеются сотни различных типов. Не стремясь все их здесь описать, мы рассмотрим под различными углами зрения основные признаки, характерные для различных типов приёмных устройств, что даст возможность получить общее представление о современных приёмниках. Наличие такого общего представления необходимо для того, чтобы было возможно приступить к более детальному изучению работы отдельных элементов каждого приёмного устройства.

При этом в настоящей главе мы ограничимся только случаем амплитудно-модулированных сигналов. Вопрос о других видах модуляции рассмотрен в главах четвёртой и пятой.

2.2. Приёмники прямого усиления

Одной из простейших схем приёмного устройства является схема приёмника прямого усиления. Начнём разбор работы приёмного устройства на примере этой схемы, которая в скелетном виде показана на рис. 2. 1. Как видно из этой схемы, приёмник прямого усиления включает в себя входное устройство, усилитель высокой частоты, детектор и усилитель низкой частоты. Остановимся на назначении каждого из этих элементов.

Входное устройство

Входным устройством называется элемент приёмника, включённый между входными зажимами и первой лампой. Входное устройство состоит из одного или нескольких резо-

нансных контуров, каким-либо образом связанных с приёмной антенной. Основные требования, предъявляемые к входному устройству, заключаются в обеспечении частотной избирательности до первой лампы и максимального отношения сигнала к шуму, а также достаточной величины коэффициента пере-

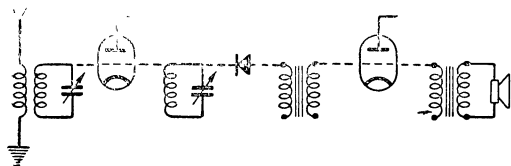


Рис. 2.1. Блок-схема приёмника прямого усиления

дачи. Если на резонансный контур входного устройства одновременно воздействуют сигналы двух станций, имеющих различные несущие частоты, то величина напряжений, развиваемых на зажимах контура в результате действия этих

сигналов, будет зависеть от затухания контура и от соотношения между несущими частотами станций и резонансной частотой контура. Известно, что величина Q , характеризующая качество контура, показывает, во сколько раз напряжение на зажимах контура при резонансе больше величины эдс, вводимой в контур. Если в контур введена электродвижущая сила $u_1 = u_1(t)$, частота которой совпадает с резонансной частотой контура, то на зажимах контура в установившемся режиме мы получим в Q раз большее напряжение. Величина амплитуды этого напряжения установится не мгновенно, а с момента включения $t=0$ будет нарастать по закону

$$U_1 = U_{01}(1 - e^{-\alpha t}), \quad (2,1)$$

где $\alpha = \frac{R}{2L} = \frac{\omega_0}{2Q}$. Точно так же при выключении внешней

эдс $u_1(t)$ напряжение на контуре упадёт не сразу до нуля, а будет убывать по экспоненциальному закону $U_1 = U_{01}e^{-\alpha t}$.

Таким образом, если из приёмной антенны в контур вводится сигнал в течение промежутка времени от $t=t_a$ до $t=t_b$, то на зажимах контура мы получим изменение напряжения со временем в соответствии с зависимостью, показанной на рис. 2.2. За счёт процессов установления в контуре получается некоторое искажение формы сигнала. В случае повышения качества контура Q , например, в два раза, вели-

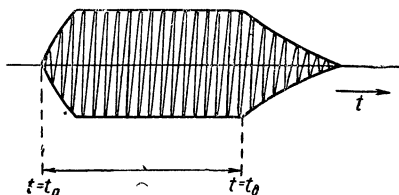


Рис. 2.2. Прохождение телеграфной точки через избирательную систему

чина U увеличится также в два раза, а время установления и спада напряжения возрастёт.

Пусть теперь одновременно с первой электродвижущей силой на контур будет воздействовать вторая эдс $u_2 = u_2(t)$, имеющая такую же амплитуду, но частоту, отличную от резонансной частоты контура. Вследствие того, что нами рассматривается линейная система с постоянными параметрами, мы можем воспользоваться принципом суперпозиции, т. е. считать, что напряжение на зажимах контура при одновременном действии двух сигналов будет равно сумме напряжений, создаваемых каждым сигналом, действующим раздельно. Напряжение U_2 , создаваемое вторым сигналом, имеющим частоту ω_2 , отличную от резонансной $\omega_0 = \omega_1$, будет меньше, чем U_1 , причём разница между напряжениями будет тем больше, чем острее резонансная кривая, т. е. чем больше Q контура (рис. 2.3).

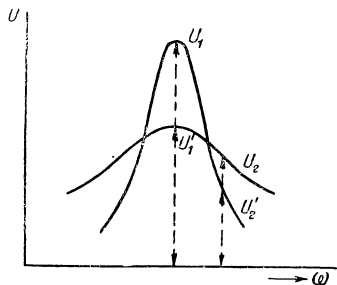


Рис. 2.3. Резонансные кривые контуров с большим и малым затуханием

Это обстоятельство даёт возможность применить резонансные контуры входного устройства для обеспечения частотной избирательности. Если сигналы принимаемой и мешающей станции в приёмной антенне имели равную интенсивность, то в сетке первой лампы усилителя высокой частоты будет иметь место превышение уровня сигналов принимаемой станции над уровнем сигналов мешающей станции. *Таким образом, резонансные системы дают возможность различие в частотах сигналов превратить в различие в амплитудах этих сигналов.*

Пропуская сигналы через ряд последовательно включённых резонансных устройств возможно получить высокую избирательность. Усилитель высокой частоты, первая ступень которого подключается к входному устройству, представляет собой подобного рода систему с избирательными свойствами, назначение которой заключается не только в отделении сигнала принимаемой станции от всех остальных сигналов, но и в усилении принимаемого сигнала.

Подобный усилитель высокой частоты, являющийся вторым элементом рассматриваемого нами приёмника прямого усиления, использует электронные лампы, рассчитанные на работу на высокой частоте, причём в качестве элементов нагрузки усилительных ламп включены резонансные контуры или какие-нибудь другие избирательные системы.

Усилители высокой частоты

Усилительные свойства лампы основываются на её способности управлять значительной мощностью в выходной цепи, при очень небольшой мощности подводимой ко входу. В этом смысле можно сказать, что здесь используется релейный принцип усиления. Рассмотрим схему рис. 2.4. При замыкании

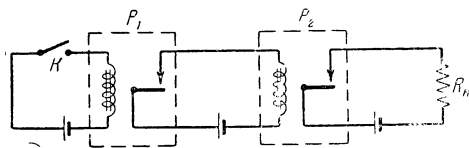


Рис. 2.4. Схема двухступенчатого реле

соответствующем подборе данных схемы, используя весьма малую мощность сигнала, возможно получить большую мощность на выходной нагрузке.

В электронной лампе, работающей в качестве усилителя (рис. 2.5) при небольшом переменном напряжении на сетке ΔU_g получают заметные изменения тока ΔI_a в анодной цепи.

Ток ΔI_a , проходя через большое сопротивление анодной нагрузки, имеющее обычно величину от нескольких десятков до нескольких сотен тысяч ом, даёт падение напряжения, во много раз превосходящее величину напряжения, подводимого к управляющей цепи. При этом усиление по напряжению сопровождается усилением по мощности. Таким образом, достигается возможность с помощью ничтожной мощности в сеточной цепи управлять значительной мощностью источника анодного питания. Отличие усилительной ламповой схемы от рассмотренной схемы с механическим реле, помимо безинерционности, заключается в том, что в то время, как в схеме с реле возможны только два состояния, соответствующие либо отсутствию тока, либо максимальному значению тока, ламповая схема допускает возможность получить любые промежуточные состояния между минимальной и максимальной величинами тока. Это позволяет воспроизвести в анодной цепи лампы тот закон изменения переменного напряжения, который имел место в цепи сетки.

Усиление по мощности в ламповом усилителе достигается за счёт использования энергии постоянного источника, како-

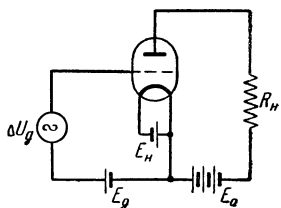


Рис. 2.5. Схема использования усилительной лампы

вым является анодная батарея. Таким образом, ламповый усилитель представляет собой устройство, преобразующее энергию постоянного тока в энергию переменного тока. Хотя внешняя схема может играть существенную роль в процессе преобразования энергии, однако, самый процесс преобразования происходит только в лампе.

Усиление рассматриваемого нами усилителя высокой частоты можно характеризовать как по мощности, так и по напряжению. Обычно в приёмниках прямого усиления величина усиления сигнала по напряжению имеет порядок от нескольких десятков раз до нескольких десятков тысяч раз. Одновременно с этим за счёт использования избирательных систем достигается выделение сигнала принимаемой станции из всех других сигналов.

Усиленный усилителем высокой частоты и „очищенный“ от помех со стороны других станций сигнал подводится к третьему элементу приёмника — детектору.

Детектор

На выходе усилителя действует напряжение высокой частоты. Между тем на выходных зажимах приёмника лишь в исключительных случаях требуется получить высокочастотные колебания. Если, например, в качестве индикатора соответствующего сигнала применяется электроннолучевая трубка, то подобный случай, как один из возможных вариантов, может иметь место.

Здесь можно обойтись без детектора и подавать напряжение на выходную нагрузку непосредственно с усилителя радиочастоты. Обычно же на выходе приёмника мы должны иметь напряжение звуковой частоты, изменяющееся по закону модуляции. Поэтому в приёмник должно быть введено устройство, преобразующее сигналы высокой частоты в низкочастотные колебания. Таким устройством является детектор.

При прохождении сигнала через отдельные элементы радиотехнического тракта могут иметь место два существенно отличных случая. В первом случае сигнал, обычно имеющий сложный электрический спектр, на выходе соответствующего элемента имеет в основных чертах тот же характер, какой он имел на входе этого элемента. Такое положение свойственно системам, которые описываются линейными дифференциальными уравнениями с постоянными коэффициентами. Подобные системы называют линейными системами. Отличие между колебаниями на входе и на выходе здесь будет заключаться в изменении общего уровня за счёт усилительных свойств данного элемента и в изменении амплитудных и фазовых соотношений между отдельными компонентами спектра, вследствие

непрямойности амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик. Существенным является то обстоятельство, что в составе компонент, формирующих спектр, здесь не появляются новых составляющих.

Помимо линейных систем используются также системы другого рода, задача которых заключается в трансформации спектра. К таковым относятся, например, модуляторы, детекторы и преобразователи частоты. Очевидно, что линейные системы с постоянными параметрами, к которым применим принцип суперпозиции, не пригодны для целей трансформации спектра. Для этого требуется использовать нелинейные системы.

Представим себе, что мы имеем диодный детектор, вольт-амперная характеристика которого определяется нелинейной зависимостью

$$i = I_0 + a_1 u + a_2 u^2 + \dots$$

Элементарный анализ показывает, что при воздействии амплитудно-модулированного напряжения, изменяющегося по закону $u = U_m (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t$ (где Ω — частота модуляции, а ω — несущая частота) на нелинейную систему, каковой является детектор, мы получим значительно более сложный спектр, чем тот, какой подводился. Характер трансформации спектра для квадратичного детектора показан на рис. 2.6. Высокочастотные составляющие колебаний отфильтровываются с помощью простейших фильтров, в то время как составляющие звуковой частоты подаются на усилитель низкой частоты, включённый после детектора.

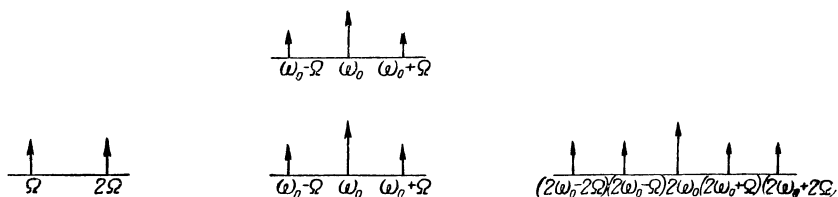


Рис. 2.6. Спектр амплитудно-модулированного колебания после квадратичного детектора

Наряду с диодами в качестве детекторов в приёмниках используются также триоды и пентоды. Здесь детектирование может осуществляться либо в сеточной цепи (сеточный детектор), либо в анодной цепи (анодный детектор). На рис. 2.7 дана графическая иллюстрация работы детектора для последнего случая.

Усилитель низкой частоты

Мощность звуковой частоты, развиваемая детектором, обычно недостаточна для того, чтобы привести в действие электроакустическое или электромеханическое устройство, стоящее на выходе приёмника. Поэтому вводится дополнительное усиление по низкой частоте. Усилители низкой частоты, используе-

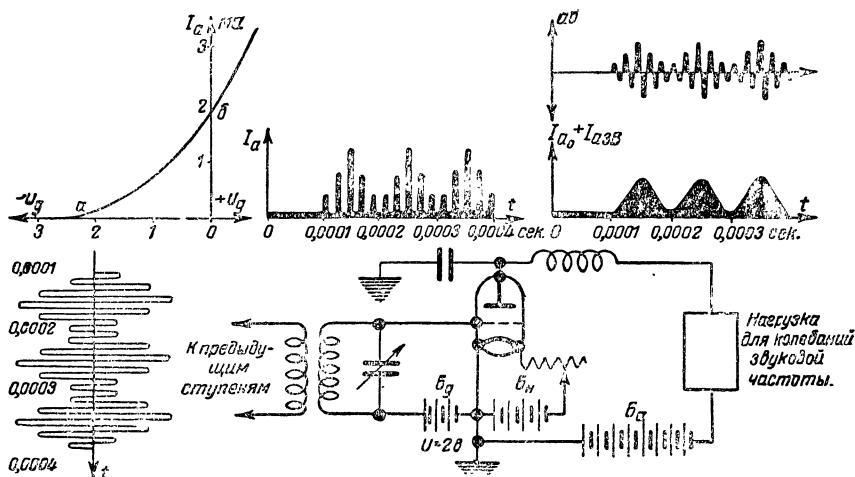


Рис. 2.7. Детектирование модулированных колебаний анодным детектором

мые в приёмнике, разделяют на предварительные усилители, или усилители напряжения, и оконечные усилители, или усилители мощности. Оконечные усилители работают непосредственно на нагрузку, в то время как предварительные усилители должны обеспечить подведение к ним необходимого напряжения. Отличие усилителей низкой частоты от уже рассмотренных нами высокочастотных усилителей заключается в большой выходной мощности, в аperiодическом характере нагрузки и, наконец, в особенностях, связанных с работой на низких частотах. В частности, здесь меньшее значение, чем в усилителях высокой частоты, играют междueleктродные ёмкости и взаимоиנדуктивности вводов лампы. Кроме того, в усилителях низкой частоты легче устранить паразитные связи.

2.3. Регенеративные приёмники

Способность приёмника принимать слабые сигналы значительно возрастает, если использовать принцип обратной связи. В приёмниках с обратной связью, которые носят название

регенеративных приёмников, высокочастотные колебания из анодной цепи лампы подаются в цепь сетки (рис. 2.8). В зависимости от способа включения катушек напряжение обратной связи может вводиться в цепь сетки либо в фазе, либо в противофазе по отношению к напряжению, подводимому извне. В первом случае имеет место положительная обратная связь, во втором — отрицательная обратная связь. При отрицательной

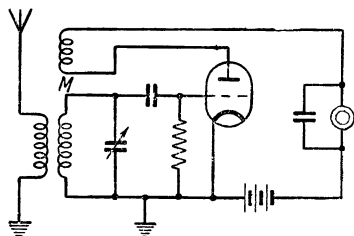


Рис. 2.8. Схема простейшего регенератора

обратной связи энергия, перекачиваемая из анодной цепи, уменьшает энергию, вводимую извне в сеточный контур. Это эквивалентно увеличению затухания контура, вследствие влияния лампы. При положительной обратной связи перекачка энергии из анодной цепи вызывает увеличение энергии в сеточном контуре. Здесь лампа не поглощает энергию из контура, а вводит энергию в контур, что эквивалентно погашению затухания. При определённой величине обратной связи затухание контура будет уменьшено до нуля и в схеме возникнет самовозбуждение.

При приёме радиотелефона обратную связь никогда не доводят до самовозбуждения. Казалось бы, за счёт введения с помощью обратной связи отрицательного затухания потери в контуре можно свести почти до нуля. Однако, в действительности это не так. Чем большее отрицательное затухание введено за счёт обратной связи, тем менее устойчива работа приёмника. При очень сильной обратной связи малейшее изменение режима работы может вызвать самовозбуждение и нарушить нормальный приём. Поэтому на практике не удаётся уменьшить затухание контура больше, чем в 10—40 раз. Чем слабее сигнал, тем большее усиление возможно получить за счёт обратной связи ^[69].

Весьма важным является выбор такого режима регенерации, при котором было бы возможно достаточно близко подойти к точке возникновения собственных колебаний с тем, чтобы максимальным образом использовать усиление, получаемое за счёт обратной связи.

В регенеративных приёмниках обратную связь обычно вводят в ступени сеточного детектора.

Основные преимущества регенеративных приёмников, вследствие которых они в двадцатых годах получили огромное распространение, заключаются в довольно высокой чувствительности, особенно при приёме слабых сигналов, при чрез-

вычайной простоте конструкции. Однако, регенераторы, особенно в их простейшей форме, имеют и ряд существенных недостатков. К ним относятся неустойчивость работы, особенно в режиме, близком к критической обратной связи, значительное собственное излучение и недостаточная величина избирательности.

В настоящее время регенераторы применяются сравнительно редко. Основная область их применения — простые конструкции, использующие от одной до трёх электронных ламп.

2.4. Суперрегенеративные приёмники

Схема суперрегенератора была предложена ещё в 1922 г. Несмотря на то, что с этого времени теории суперрегенератора был посвящён ряд работ [14, 15, 17], из которых особого внимания заслуживают фундаментальные работы проф. Г. С. Горелика, всё же повидимому нельзя считать, что возможности этой схемы выяснены до конца. Это объясняется сложностью физических процессов, имеющих место в сверхрегенераторе, и большим числом режимов, в которых он может работать.

Суперрегенераторы используются, главным образом, на ультравысоких частотах, где их эффективность максимальна. Начиная с сороковых годов, интерес к суперрегенератору снова возрос, причём эта схема получила ряд новых применений. В частности, было предложено использование суперрегенераторов в некоторых типах радиолокационных станций. Представляет интерес применение суперрегенераторов при приёме частотно-модулированных сигналов.

Принципиальная схема сверхрегенератора показана на рис. 2.9. Если отбросить напряжение u_c , создаваемое дополнительным генератором, то мы получим уже рассмотренную раньше регенеративную схему. За счёт действия обратной связи в сеточный контур лампы вносятся энергия из анодной цепи.

При $u_c = 0$ в зависимости от включения концов катушек энергия в сеточную цепь вводится или в фазе, или в противофазе. Это эквивалентно либо увеличению, либо уменьшению потерь в сеточной цепи так же, как и в обычном регенераторе. Под действием вспомогательного напряжения, частота

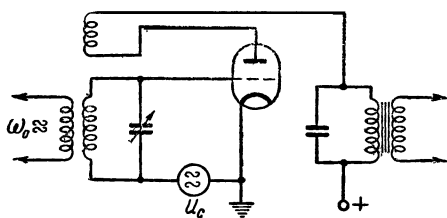


Рис. 2.9. Упрощённая схема сверхрегенератора

которого ω_c значительно ниже ω_0 , рабочая точка на характеристике лампы периодически смещается, в результате чего и достигается суперрегенеративный эффект (рис. 2.10). Периодически изменяющуюся крутизну $S(t)$ можно представить в виде:

$$S(t) = \bar{S} + \tilde{S}(t), \quad (2.2)$$

где \bar{S} — среднее значение крутизны за период. При периодическом изменении крутизны лампы величина обратной связи становится функцией времени. В результате эквивалентное сопротивление потерь контура в сеточной цепи периодически изменяется, оказываясь равным

$$R(t) = \bar{R} + \tilde{R}(t).$$

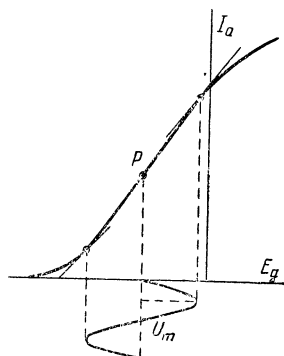


Рис 2.10. Изменение крутизны под действием подводимого напряжения

Таким образом, сверхрегенератор представляет собой автоколебательную систему, находящуюся под воздействием внешней силы, причём параметры этой системы периодически изменяются с частотой ω_c . Генератор u_c может давать напряжение различной формы. Примем для простоты дальнейшего рассмотрения, что вспомогательное напряжение имеет прямоугольную форму. При соответствующем подборе величины об-

обратной связи в течение части отрицательного полупериода этого напряжения действующее активное сопротивление контура может быть сделано отрицательным; в остальную же часть времени оно будет положительным. Когда сопротивление $R(t)$ становится отрицательным, в контуре возникают колебания, которые нарастут до своего максимального значения, определяемого нелинейными свойствами системы. Через часть периода, после того как $R(t)$ станет положительным, колебания начнут убывать. При отсутствии внешнего сигнала начальный толчок будет вызываться электрическими флуктуациями в сеточной цепи. Нарастание колебаний будет происходить по закону $u = u_n e^{at} \sin \omega_0 t$; в связи с этим колебания достигнут своего максимального значения тем быстрее, чем больше величина начального толчка u_n . Момент возникновения колебаний всегда совпадает с появлением отрицательного значения $R(t)$, вследствие чего сдвиг во времени между началом двух соседних групп колебаний будет величиной постоянной, т. е. $\Delta t_1 = \Delta t_2$ (рис. 2.11). Однако, величина Δt для моментов времени, соответствующих установившемуся значе-

нию, будет непостоянна, так как для каждой группы величина начального толчка различна ($\Delta t_1' \neq \Delta t_2'$).

Ввиду того, что спадание колебаний начинается в момент времени, соответствующий переходу сопротивления потерь от отрицательного значения к положительному значению, длительность групп колебаний будет также непостоянной величиной. Чем больше начальный толчок, тем больше длительность группы колебаний.

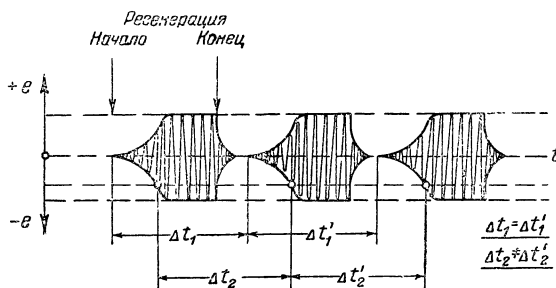


Рис. 2.11. Колебания в сверхрегенераторе

Представим себе теперь, что к суперрегенератору подводится амплитудно-модулированный сигнал высокой частоты. В этом случае начальным толчком для каждой группы колебаний является вводимое извне напряжение. Поскольку это напряжение изменяется по величине, длительность групп будет также изменяться, достигая наибольшего значения при максимуме амплитуды и наименьшего при минимуме. При детектировании величина среднего тока будет пропорциональна интегральному эффекту группы колебаний; в результате мы получим воспроизведение закона модуляции.

Работа суперрегенератора имеет ряд существенных особенностей. При отсутствии внешнего сигнала приёмник даёт на выходе характерный шум, напоминающий шум граммофонной иглы. Этот шум вызван тем, что при детектировании колебаний, длительность которых изменяется хаотически, мы получаем непрерывный спектр, дающий на выходе звуковой эффект в виде шума. В случае воздействия внешнего сигнала процесс возникновения колебаний упорядочивается и теряет характер случайности; шумы при этом исчезают. Полное подавление шума имеет место при напряжении сигнала на сетке лампы уже порядка 5 мв. При столь малом напряжении на входе, если частота ω_c выбрана достаточно низкой, колебания нарастают до своего максимального возможного значения, определяемого нелинейными свойствами лампы. Этим опреде-

ляется огромное усиление суперрегенератора, которое доходит до десятков тысяч. Для получения значительных усилений необходимо, чтобы за период частоты ω_c укладывалось большое число периодов высокой частоты. Если это условие не будет выполнено, то колебания не успеют нарасти до своего максимального возможного значения, определяемого данными лампы, и мы получим проигрыш в усилении. Другими словами, для того, чтобы получить максимальное усиление суперрегенератора при заданной рабочей частоте, нужно выбрать возможно более низкую частоту ω_c . Эта частота должна быть с другой стороны сверхзвуковой, так как в противном случае она будет прослушиваться на выходе приёмника. Поэтому её не следует выбирать ниже, примерно, 20 000 гц. При выбранной частоте ω_c выигрыш в усилении суперрегенератора может быть достигнут за счёт повышения рабочей частоты.

Замечательное свойство сверхрегенератора заключается в том, что внешние помехи импульсного характера здесь оказывают значительно более слабое действие, чем в других типах приёмных устройств. Другой особенностью суперрегенератора является то обстоятельство, что он обладает сильно выраженной естественной автоматической регулировкой усиления.

В системах с переменными параметрами, к каковым относится сверхрегенератор, имеет место явление сложного резонанса, подробно исследованное проф. Г. С. Гореликом^[15], когда система резонирует не только на частоту ω („главный резонанс“), но и на частоты $\omega + \omega_c$, $\omega - \omega_c$, $\omega + 2\omega_c$, $\omega - 2\omega_c$ и т. д.

Резонансные кривые в зависимости от подбора параметров схемы могут иметь одну из форм, приведённых на рис. 2.12. Таким образом, суперрегенератор имеет сравнительно тупую резонансную

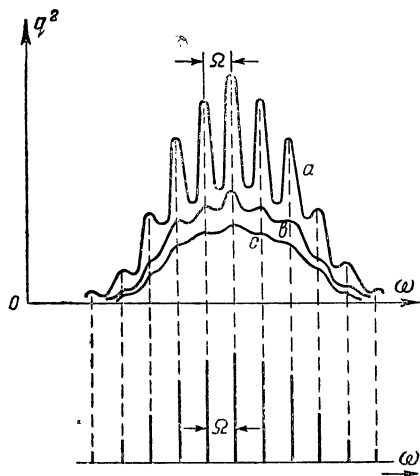


Рис. 2.12. Кривые сложного резонанса в системе с переменными параметрами

кривую, т. е. низкую частотную избирательность, что побуждает его использовать, главным образом, на ультравысоких частотах, где помехи радиоприёму имеют меньшее значение, чем на других диапазонах.

Наряду с указанными положительными свойствами суперрегенератор обладает и рядом серьёзных недостатков. Суперрегенератор в том виде, как он был рассмотрен, даёт очень сильное излучение. При глубокой модуляции приём на суперрегенератор идёт с существенными искажениями. Процесс настройки на станцию сопровождается весьма сильным „суперным“ шумом, раздражающим и утомляющим оператора. Наконец, суперрегенератор имеет сравнительно узкую область использования, ограниченную диапазоном ультравысоких частот. Вследствие всех этих обстоятельств суперрегенератор особенно широкого применения не нашёл.

Наряду со схемой суперрегенератора, в которой вспомогательное напряжение частоты ω_c создаётся дополнительной лампой, используется также одноламповая схема, показанная на рис. 2.13. Здесь режим прерывистой генерации достигается за счёт процесса заряда и разряда цепи RC .

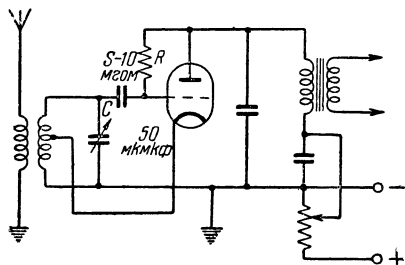


Рис. 2.13. Одна из разновидностей схемы сверхрегенератора

2.5. Рефлексные схемы

И в регенеративных и в сверхрегенеративных схемах мы уже встречались с многократным использованием одной и той же лампы для различных целей. Так например, в схеме рис. 2.13 одна и та же лампа является регенератором, сеточным детектором и генератором вспомогательного напряжения.

Многократное использование лампы имеет место также и в рефлексных схемах, однако, здесь мы сталкиваемся с другим принципом подобного использования. Простейшей является двухламповая рефлексная схема.

В этом случае первая лампа первоначально работает как усилитель высокой частоты, затем колебания детектируются и вторично подаются на первую лампу, которая на этот раз уже используется в качестве усилителя низкой частоты. В соответствии с этим в анодную цепь лампы включают как высокочастотную, так и низкочастотную нагрузку. В более сложных рефлексных схемах несколько ламп работают по рефлексному принципу. Встречаются также супергетеродинные схемы, в которых одна и та же лампа используется первоначально как усилитель высокой частоты, затем как усилитель промежуточной частоты и, наконец, как усилитель

низкой частоты. Однако, все эти схемы применяются сравнительно редко и притом, главным образом, в радиолубительской практике. Казалось бы, что многократное использование одной и той же лампы является существенным достоинством рефлексной схемы. Однако, надо принять во внимание, что экономия на числе деталей получается только за счёт самих ламп и ламповых панелей. Все остальные как высокочастотные, так и низкочастотные детали не только полностью входят в схему, но и их число даже увеличивается, вследствие необходимости вводить дополнительные развязывающие цепи.

В то же время рефлексные схемы обладают рядом весьма серьёзных недостатков. Подача напряжения низкой частоты на вход усилителя высокой частоты вследствие невозможности полностью развязать цепи высокой и низкой частоты приводит к возникновению паразитных обратных связей. Рефлексные приёмники часто работают нестабильно и требуют тщательного подбора параметров схемы. Эта неустойчивость в работе является главным недостатком рефлексной схемы. Использование одной и той же лампы как для высокой, так и для низкой частоты связано с затруднениями в выборе типа ламп, одинаково хорошо работающих в обоих случаях. Наконец, рефлексные приёмники требуют тщательной регулировки и довольно капризны в процессе налаживания. Все эти обстоятельства значительно сужают возможность использования рефлексных схем.

2.6. Приёмники с преобразованием частоты (супергетеродины)

Типичная скелетная схема супергетеродинного приёмника показана на рис. 2.14. Помимо тех элементов, которые уже

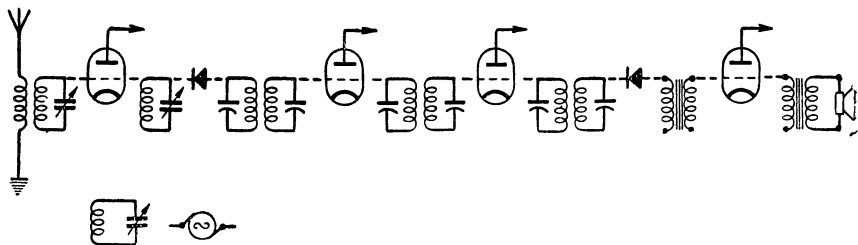


Рис. 2.14. Блок-схема супергетеродинного приёмника

рассматривались в приёмниках прямого усиления, в эту схему входит гетеродин, являющийся источником местных колебаний, преобразователь частоты и усилитель промежуточной частоты. Последний представляет собой радиочастотный уси-

литель, работающий на фиксированной частоте. Характерным элементом для приёмника данного типа является преобразователь частоты, назначение которого заключается в трансформации колебаний с частотой сигнала ω в колебания промежуточной частоты ω_n . В качестве преобразователя частоты может использоваться какое-нибудь нелинейное устройство, например трёхэлектродная лампа, на которую одновременно воздействуют напряжение гетеродина и напряжение сигнала. Режим лампы выбран таким образом, что рабочая точка находится на нелинейной части характеристики. При этих условиях крутизна характеристики лампы под влиянием напряжения гетеродина будет периодически изменяться (рис. 2.15) и можно написать

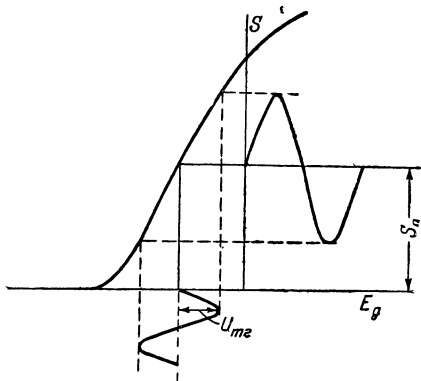


Рис. 2.15. Изменение крутизны преобразователя под воздействием напряжения гетеродина

$$S = S_0 + S_1 \cos \omega_2 t + S_2 \cos 2 \omega_2 t + S_3 \cos 3 \omega_2 t + \dots \quad (2.3)$$

С другой стороны, если сопротивление нагрузки мало по сравнению с внутренним сопротивлением лампы, то

$$i_a = S u_g. \quad (2.4)$$

Для амплитудно-модулированного сигнала, когда

$$u_g = U_{mg}(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t,$$

получим

$$\begin{aligned} i_a = & (S_0 + S_1 \cos \omega_2 t + S_2 \cos 2 \omega_2 t + \dots) U_{mg} (1 + \\ & + m \cos \Omega t) \cos \omega t = S_0 U_{mg} (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega t + \\ & + U_{mg} (1 + m \cos \Omega t) \cdot \sum_{n=1}^{\infty} S_n \cos \omega t \cdot \cos n \omega_2 t. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Величины, стоящие под знаком суммы, соответствуют составляющим, получившимся в результате трансформации спектра в рассматриваемой системе с переменными параметрами. Предположим, что нагрузка преобразователя настроена на ча-

стоту $\omega_n = \omega_2 - \omega$, которую мы будем называть промежуточной частотой. Учитывая, что

$$\cos \omega_2 t \cdot \cos \omega t = \frac{1}{2} \cos (\omega_2 + \omega) t + \frac{1}{2} \cos (\omega_2 - \omega) t,$$

найдем на основании (2.5), что составляющая тока промежуточной частоты будет равна

$$i_{\omega_n} = \frac{S_1 U_{mg}}{2} (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_n t = I_{m1} (1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_n t, \quad (2.6)$$

таким образом, колебания промежуточной частоты модулированы по тому же закону, что и сигнал, но имеют другую несущую частоту. Другими словами, достигнута требуемая трансформация частоты при сохранении формы огибающей.

Весьма важной особенностью супергетеродина является то обстоятельство, что при любой частоте приходящего сигнала всегда возможно так подобрать частоту гетеродина ω_2 , чтобы получить одну и ту же частоту промежуточной частоты ω_n . Для этого достаточно взять $\omega_2 = \omega + \omega_n$. Это позволяет использовать высокоизбирательный усилитель промежуточной частоты с фиксированной настройкой, что является одним из основных преимуществ супергетеродина.

Литература: 14, 15, 17, 69.

ГЛАВА 3

ОСОБЕННОСТИ ПРИЁМНИКОВ РАЗЛИЧНЫХ ДИАПАЗОНОВ

3.1. Спектр электромагнитных колебаний

Разнообразие условий, в которых используются средства связи, привело к необходимости применять в этой области чрезвычайно широкий спектр частот. В настоящее время в различных видах связи, если включить сюда и инфракрасные лучи, находят практическое применение электромагнитные колебания, лежащие в почти непрерывном спектре от десятков тысяч герц до $3 \cdot 10^{14}$ гц, что, примерно, соответствует длине волны от $3 \cdot 10^4$ м до 10^{-4} см. Для каких целей используются различные участки спектра можно уяснить себе из рассмотрения рис. 3.1.

Значительную часть этого спектра занимают радиочастоты, простирающиеся от 10 000 гц до, примерно, 300 000 мггц, что соответствует волнам от 20 000 м до 1 мм. Таким образом, радиочастоты имеют спектр более, чем в 24 октавы. Согласно Все-союзному стандарту (ОСТ 7768) отдельным участкам этого спектра присвоены следующие наименования.

Т а б л и ц а 3.1

Частоты	Волны	Наименование диапазона
100 кгц и менее	3000 м и более	Длинные волны
100 кгц — 1500 кгц	3000 м — 200 м	Средние волны
1500 кгц — 6000 кгц	200 м — 50 м	Промежуточные волны
6000 кгц — 30 мггц	50 м — 10 м	Короткие волны
30 мггц — 300 мггц	10 м — 1 м	Метровые волны
300 мггц — 3000 мггц	1 м — 10 см	Дециметро- вые волны
3000 мггц — 30 000 мггц	10 см — 1 см	Сантиметро- вые волны

Ультра-
короткие
волны

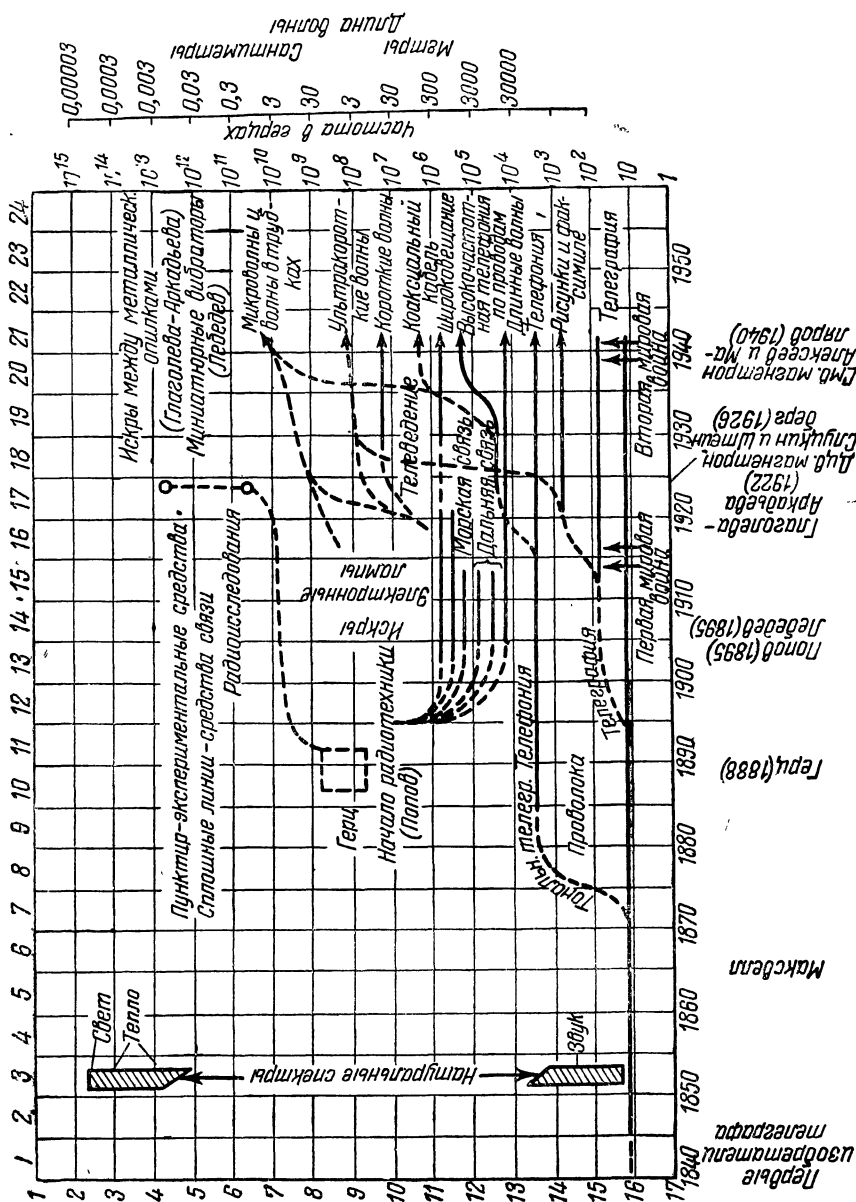


Рис. 3.1. Спектр электромагнитных колебаний

В настоящее время уже возникает необходимость дополнить табл. 3.1 миллиметровыми волнами, включающими волны от 10 до 1 мм, что отвечает частотам от 30 000 мГц до 300 000 мГц.

Передающие станции работают во всех участках приведённого в табл. 31 спектра волн. Благодаря этому возникает необходимость и в приёмных устройствах соответствующего диапазона. Следует заметить, что далеко не во всех случаях приёмные устройства по рабочему диапазону можно разделить в соответствии с той классификацией, какая была дана в приведённой выше таблице. Границы, которые делят приёмные устройства с той точки зрения диапазона на различные категории, часто довольно расплывчаты и условны. В целом ряде случаев один и тот же приёмник охватывает несколько широких диапазонов. Так, довольно часто используются радиовещательные приёмники „всёволнового“ типа, которые могут работать на волнах, например, от 2000 до 5 м.

Эти замечания следует иметь в виду при рассмотрении изложенных в последующих параграфах особенностей приёмников для различных областей спектра.

3.2. Длинноволновые станции

Начиная с 1901 года, когда была осуществлена первая передача через Атлантический океан, длинные волны в течение длительного времени использовались для целей дальних, межконтинентальных радиосвязей. Регулярная радиосвязь между Америкой и Европой установилась с 1905 г. на волнах около 4000 м. Первоначально использовались искровые передатчики и приёмники самого примитивного типа.

В 1906 г. был разработан дуговой генератор, дававший незатухающие колебания. В течение первой мировой войны и вплоть, примерно, до 1924 г. все межконтинентальные телеграфные связи шли на длинных волнах с использованием дуговых генераторов, которые отличались крайней простотой и были доведены до высокой степени технического совершенства. Эти генераторы имели мощность до 3000 квт при КПД в 50—60% и работали на длине волны до 23 000 м. В дуговых генераторах применялась частотная манипуляция; сигнал давался на одной частоте, пауза на другой. Приёмник имел достаточно избирательную резонансную систему, настроенную на частоту сигнала.

Примерно к этому же периоду относится использование передатчиков с машинами высокой частоты. Среди конструкций этого типа следует выделить машины, созданные В. П. Во-

логдиным, которым была разработана серия машин мощностью от 6 до 600 *квт*.

В настоящее время все магистральные радиосвязи работают на коротких волнах, так как использование длинноволновых связей требует снижения скорости телеграфной передачи и увеличения в десятки раз мощности передатчиков по сравнению с короткими волнами. Несмотря на это, часть мощных длинноволновых станций не снята с эксплуатации, а используется в качестве резерва. В течение нескольких дней в году, в период особо интенсивной солнечной активности, нарушающей нормальные условия распространения коротких волн, связь на коротких волнах отсутствует. Тогда длинноволновые старые гиганты на несколько часов снова вступают в строй. Из регулярно работающих служб следует отметить службу времени, которая в течение нескольких минут в день даёт работу на длинных волнах вплоть до волн порядка 20 000 *м*. Длинные волны порядка 3 000 *м* могут найти применение в радионавигации.

Находящиеся в эксплуатации приёмники длинноволнового диапазона обычно представляют собой устаревшие конструкции. В большинстве случаев это приёмники прямого усиления с несколькими ступенями усиления высокой частоты. Иногда, например, для приёма сигналов времени используются регенераторы с 2 ступенями усиления низкой частоты. Длинноволновые приёмники обычно имеют очень узкую полосу и обладают большой избирательностью.

3.3. Приёмники средних волн

Большая часть этого участка диапазона используется для целей радиовещания. Радиовещательные станции, имеющие мощность, достигающую до 1000 *квт*, работают на волнах от 200 до 550 и от 700 до 2000 *м*. В провале радиовещательного диапазона, соответствующем области от 550 до 700 *м*, работают приёмники для связи с судами. Приёмники, специально предназначенные для диапазона средних волн, встречаются довольно редко. Обычным является наличие нескольких диапазонов, один из которых предназначен для средних волн. Подобные приёмники выполняются по супергетеродинной схеме. При этом промежуточную частоту f_n в большинстве случаев берут в провале радиовещательного диапазона порядка 450 *кГц*. Таким образом, здесь только в более коротковолновой части диапазона имеет место понижение частоты при преобразовании, в то время как в длинноволновой части получается повышение частоты.

3.4. Приёмники промежуточных и коротких волн

Диапазон так называемых промежуточных волн, соответствующий волнам от 200 до 50 м, используется довольно широко. В этом диапазоне работают приёмники для местных внутриобластных линий связи малой протяжённости, некоторые типы войсковых приёмников, приёмники, используемые в радионавигационной службе (например, системы Лоран) и другие. В коротковолновом диапазоне (10—50 м) работают все основные линии магистральной радиосвязи, как телефонной, так и телеграфной, а также линии передачи неподвижных изображений. Короткие волны используются также весьма широко для радиовещания. Большая часть мощных радиовещательных коротковолновых станций работает в сравнительно узких участках спектра на волнах, близких к 11, 14, 16, 19, 21, 25, 31, 42 и 49 м. Волны от 16 до 50 м в радиовещательных приёмниках перекрываются с помощью одного, иногда двух поддиапазонов. В приёмниках для связи область спектра соответствующего коротким волнам, разбивается на 2—3 поддиапазона.

По мере повышения частоты трудность получения значительной избирательности и большого по величине устойчивого усиления всё более возрастают. Поэтому на коротких волнах преимущества супергетеродинной схемы проявляют себя более выпукло, вследствие чего она находит самое широкое применение. Приёмники прямого усиления в рассматриваемой части спектра используются сравнительно редко.

3.5. Приёмники метровых волн

Диапазон метровых волн относится к числу наиболее сильно используемых диапазонов. Одна из основных его особенностей заключается в значительной „ёмкости“, т. е. в возможности расположить в нём большое число передающих станций без взаимных помех друг другу. Ослабление взаимных помех объясняется также особенностями распространения УКВ.

Ёмкость различных участков диапазона характеризует табл. 3.2, где приведена ширина этих участков в килогерцах.

Из этой таблицы видно, что диапазон метровых волн в 9 раз шире, чем все более длинноволновые диапазоны вместе взятые. Ещё большей шириной спектра обладают диапазоны дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн, для которых каждый последующий диапазон сверхвысоких частот

в 9 раз шире, чем совокупность всех остальных более длинноволновых диапазонов. Так например, диапазон миллиметровых волн (от 1 до 10 мм) содержит $27 \cdot 10^7$ единичных полос в 1 кгц, в то время как все остальные диапазоны, вместе взятые (соответствующие волнам от 1 см до 30 000 м), содержат, примерно, $3 \cdot 10^7$ единичных полос.

Таблица 3.2

Наименование диапазона	Граничные частоты	Ширина диапазона кгц
Длинные волны	10 кгц — 100 кгц	90
Средние волны	100 кгц — 1500 кгц	$1,4 \cdot 10^3$
Промежуточные волны	1500 кгц — 6000 кгц	$4,5 \cdot 10^3$
Короткие волны	6000 кгц — 30 мгц	$2,4 \cdot 10^4$
Метровые волны	30 мгц — 300 мгц	$2,7 \cdot 10^5$
Дециметровые волны	300 мгц — 3000 мгц	$2,7 \cdot 10^6$
Сантиметровые волны	3000 мгц — 30 000 мгц	$2,7 \cdot 10^7$
Миллиметровые волны	30 000 мгц — 300 000 мгц	$2,7 \cdot 10^8$

Необходимо заметить, однако, что соотношение между шириной различных диапазонов отнюдь не равно соотношению между числом каналов, которые возможно разместить в этих диапазонах. На более коротких волнах нестабильность передатчиков и гетеродинов приёмников приводит к всё большей величине абсолютного отклонения частоты от номинала, благодаря чему ширину канала приходится увеличивать при повышении рабочей частоты. Таким образом, реальные возможности размещения каналов сверхвысоких частот оказываются значительно ниже тех, какие можно вначале предположить из приведённой выше таблицы.

Всё же большая протяжённость диапазона ультравысоких частот даёт возможность использовать эти диапазоны для тех видов работы, какие требуют широкого канала.

В частности, в диапазоне метровых волн работают приёмники, предназначенные для приёма радиовещания и высококачественного телевидения, а также приёмники некоторых видов установок многоканальной ретрансляционной связи. Приёмники метровых волн довольно широко используются в войсковой радиосвязи, в тех случаях, когда требуется связь

между корреспондентами на небольших расстояниях, в самолётных устройствах, как для связи с землёй, так и для междускадрильной связи, в установках, используемых в системах слепой посадки, и т. д. Некоторые типы радиолокационных станций работают на метровых волнах.

В 1945 г. впервые был принят отражённый от луны сигнал, посланный радиолокационной станцией, работавшей на волне порядка 1,5 м. В этой установке использовались остронаправленная антенна, состоящая из комбинаций 64 диполей, и весьма чувствительный приёмник супергетеродинного типа с двумя ступенями усиления высокой частоты на триодах с заземлённой сеткой. Таким образом, был принят сигнал передатчика, прошедший общий путь в 740 000 км.

Приёмники метрового диапазона являются, как правило, приёмниками широкополосными. Приёмники, предназначенные для работы кратковременными импульсами, например, радиолокационные приёмники для высококачественного телевидения, приёмники, используемые при многократной связи на укв с ретрансляцией, — всё это примеры весьма широкополосных систем. На ультракоротких волнах внешние помехи невелики и общая величина шумов определяется собственными шумами приёмного устройства. Поэтому очень важно так подобрать параметры приёмника и особенно входного устройства, а также типы ламп, чтобы получить наибольшее отношение сигнала к собственным шумам приёмника. Вопрос о собственных шумах приёмника имеет на ультравысоких частотах огромное значение, так как эти шумы определяют чувствительность приёмного устройства. Работа ламп на ультравысоких частотах имеет ряд характерных особенностей. На так называемых „низких радиочастотах“ обычно можно рассматривать лампу как безинерционное устройство, которое, потребляя ничтожную мощность в управляющей входной цепи за счёт преобразования энергии постоянного источника в энергию высокой частоты, даёт возможность получить довольно значительную мощность на выходе. На ультравысоких частотах, когда время пролёта электронов через лампу становится соизмеримым с периодом колебаний, каждый электрон проходит свой путь в поле, которое успевает существенно измениться в течение времени пролёта. При этих условиях ток проводимости в различных сечениях промежутка между катодом и анодом для данного момента времени оказывается различным, и за время периода максимум плотности пространственного заряда перемещается от одного сечения к другому. В цепи управляющей сетки появляется значительный по величине индуцированный ток, имеющий активную компоненту, и входная проводимость

лампы резко возрастает. В качестве примера на рис. 3.2 приведены кривые зависимости входной проводимости от частоты для лампы 6АС7.

Таким образом, лампа приобретает совершенно новые свойства, которые существенно влияют на работу приёмного устройства. К этому вопросу мы ещё вернёмся более подробно в гл. 33.

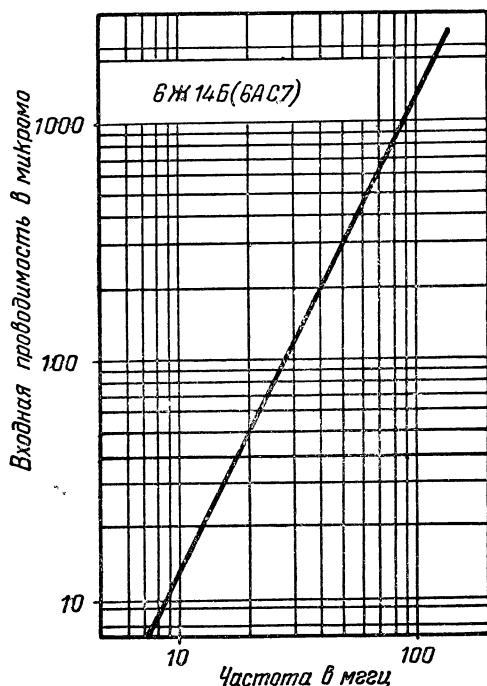


Рис. 3.2. Входная проводимость лампы на ультравысоких частотах

3.6. Приёмники дециметровых волн

Дециметровые волны уже довольно давно используются для связи. Так, ещё в 1931 г. была построена регулярно работавшая линия на волне в 18 см, при расстоянии между корреспондентами в 56 км^[25]. Однако, начало широкого применения дециметровых волн относится к концу тридцатых годов. В настоящее время дециметровый диапазон может считаться полностью освоенным.

Дециметровые приёмники используются, главным образом, в ретрансляционных и радиолокационных станциях. Те

особенности, которые были отмечены для приёмников метровых волн, имеют место и здесь, причём в данном случае они проявляют себя с особой силой.

Дециметровые приёмники имеют также существенные конструктивные отличия. На волнах короче, примерно, 1—2 м применение контуров, имеющих сосредоточенную ёмкость и индуктивность, при сохранении обычных размеров не оказывается возможным. Здесь в качестве резонансных систем приходится использовать либо отрезки замкнутых на конце концентрических линий, либо так называемые контуры типа „бабочка“. Две конструкции подобного контура показаны на рис. 3.3. и 3.4. Характерной особенностью здесь является то

обстоятельство, что при изменении угла поворота ротора относительно статора изменяется не только ёмкость, но и индуктивность системы. Это даёт возможность получить значительное перекрытие по частоте, достигающее до 10 раз^[51].

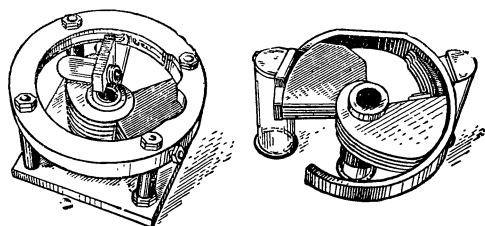


Рис. 3.3. Колебательная система типа „бабочка“ на частоты от 60 до 600 мГц

В дециметровых супергетеродинах, которые представляют собой основной тип приёмников этого диапазона, часто используется усиление по высокой частоте. В длинноволновой части

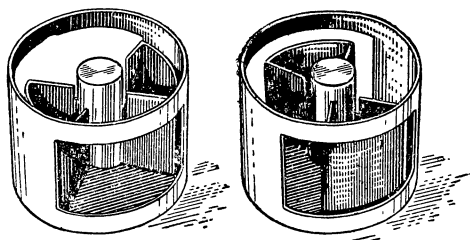


Рис. 3.4. Колебательная система типа „бабочка“ коаксиального типа. Справа положение, соответствующее высшей частоте, слева — низшей частоте

диапазона на волнах, длиннее, примерно, 70 см, возможно применение миниатюрных пентодов типа жолудь. На более коротких волнах, вплоть до волн порядка 15 см, употребляются триоды специальной конструкции, которые носят название маячковых ламп (рис. 3.5).

Ввиду того, что получение усиления на ультравысоких частотах является значительно более трудным, чем на промежуточной частоте, усиление высокочастотной части приёмника

подбирается с таким расчётом, чтобы лишь обеспечить перекрытие шумов преобразователя частоты. Поэтому обычно используется не больше двух ступеней усиления, работающих на частоте сигнала.

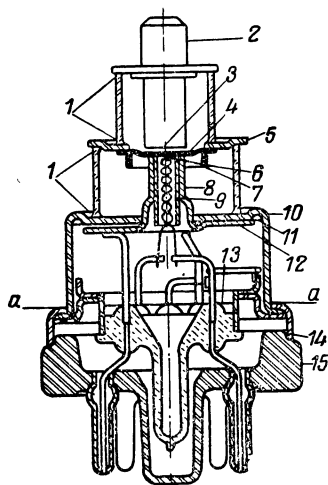


Рис. 3.5. Лампа „маячкового“ типа

1—спай стекла с металлом, 2—выступ анода, 3—анод, 4—сетка, 5—ввод сетки, 6—экран, 7—оксидный катод, 8—фольга „Ферренико“, 9—подогреватель, 10—высокочастотный ввод катода, 11—слюдяной разделитель, 13—экран 15—октальный поколь

3.7. Приёмники сантиметровых волн

На сантиметровых волнах приёмники используются, главным образом, для тех же целей, что и на волнах дециметровых.

В период второй мировой войны десятисантиметровый диапазон является одним из основных для радиолокационных станций. Однако, и на волнах в 3 см и в 1,25 см работал ряд радиолокаторов, например, панорамные радиолокаторы, которые широко применялись для слепого бомбометания. Имеются установки, работающие на волнах в 6—7 см, которые используются для ретрансляционной связи при импульсной модуляции. С антеннами, имеющими большую направленность и расположенными на высоких мачтах, удаётся получить связь при расстояниях в несколько десятков километров между двумя установками при средней мощности передатчика всего в

0,25 вт. Расположив одну за другой целый ряд таких установок, можно получить линию связи значительной протяжённости. Связь на сантиметровых волнах отличается чрезвычайной устойчивостью, незначительностью замираний и малым уровнем помех. Большая ширина спектра позволяет получить многоканальную связь и добиться такого высокого качества воспроизведения, которое значительно превышает качество воспроизведения высококачественных проводочных телефонных связей. Сантиметровые приёмники выполняются по супергетеродинной схеме при промежуточной частоте от 30 до 200 мггц. На волнах короче 15 см известные в настоящее время типы усилителей высокой частоты не столь чувствительны, как кристаллические преобразователи частоты. Поэтому в ка-

честве первого элемента сантиметрового приёмника используется кристаллический преобразователь, к которому подводятся колебания от гетеродина, выполненного на клистроне. В качестве кристалла обычно используется кремний или германий. В этом случае получается наименьший уровень шума и высокий коэффициент преобразователя при устойчивых характеристиках.

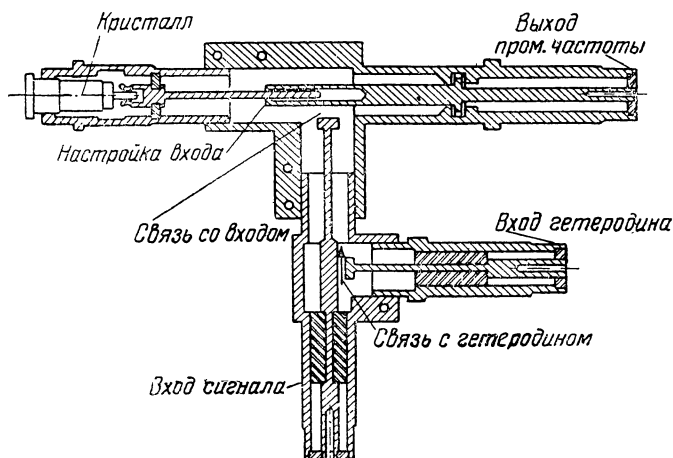


Рис. 3.6. Кристаллический преобразователь частоты на длину волны 10 см

Типичная конструкция кристаллического смесителя для сверхвысоких частот показана на рис. 3.6. Кристалл смонтирован в держателе из высокочастотной керамики (рис. 3.7), причём выполнение контактной пружинки и выбранный способ её крепления обеспечивают достаточное постоянство рабочей точки. В конструкциях высокочастотных головок приёмника с кристаллическими преобразователями элементы конструкции подобраны так, чтобы обеспечить условия согласования. Элементами настройки в ряде случаев являются отрезки линий (рис. 3.6). Связь с цепью клистронного гетеродина берётся довольно слабой, причём имеется возможность регулировки величины ёмкостной связи. На рис. 3.8 показан общий вид преобразователя с кристаллическим детектором на волну в 1,25 см.

На волнах порядка 3 см существенное значение приобретают шумы, создаваемые гетеродином. Для устранения этого

вида шумов используются специальные балансные схемы с двумя кристаллами.

После преобразователя следует 5—7 ступеней широкополосного усиления по промежуточной частоте на лампах с большой крутизной.

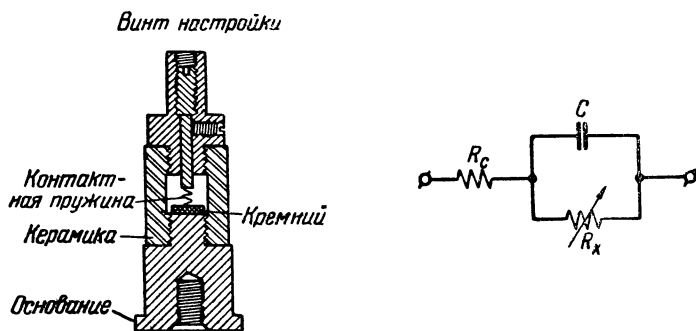


Рис. 3.7. Конструкция кристаллического детектора

Приёмники миллиметровых волн пока не находят себе широкого применения. Электромагнитные колебания миллиметрового диапазона впервые были получены известным русским

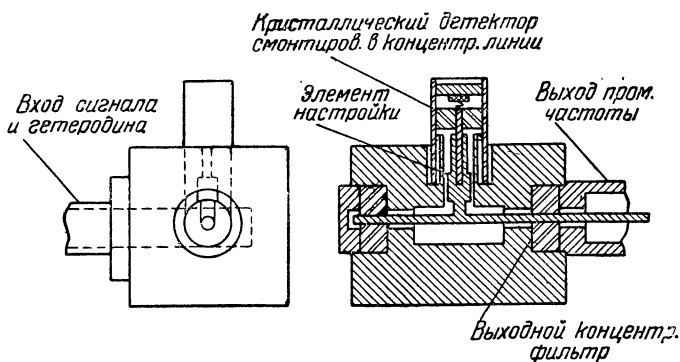


Рис. 3.8. Кристаллический преобразователь на волну 1,25 см

физиком Н. П. Лебедевым, который уже в 1895 г., используя искровой вибратор с очень малыми размерами, осуществил генерирование колебаний с длиной волны в 6 мм и даже в 3 мм. В 1922 г. Глаголевой-Аркадьевой с помощью созданны-

го ею „массового“ излучателя удалось получить затухающие колебания в широком диапазоне от нескольких сантиметров до десятой доли миллиметра ^[12].

Это замечательное открытие нового источника волн дало возможность полностью заполнить провал между короткими электромагнитными волнами и инфракрасными лучами. В настоящее время диапазон миллиметровых волн привлекает всё большее внимание и нет сомнений в том, что интерес к этому диапазону с течением времени будет всё возрастать.

Литература: 7, 12, 25, 51, 54.

ГЛАВА 4

ПРИЁМ ЧАСТОТНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

4.1. Вводные замечания

С каким бы видом радиопередачи мы не имели дела, во всех случаях возникает необходимость в использовании модуляции.

Способы модуляции можно разбить на две группы, каждая из которых объединяет несколько видов модуляции. В первую группу входят те способы, которые относятся к непрерывным гармоническим колебаниям, во вторую группу — способы, относящиеся к импульсным колебаниям. В настоящей главе основное внимание будет уделено вопросам, относящимся к частотной модуляции непрерывных гармонических колебаний.

Принцип частотной модуляции известен давно. Ещё в начале двадцатых годов появились первые работы, посвящённые теории частотной модуляции. Экспериментальные исследования в этом направлении делались ещё раньше. Однако, широкое применение данный метод радиопередачи начал получать только с 1936 г., когда было обнаружено, что „широкополосная“ система частотной модуляции даёт значительный выигрыш в величине отношения сигнала к помехе.

Теоретический анализ действия помех при приёме при широкополосной частотной модуляции впервые был дан В. И. Сифоровым ^[66]. Из последующих работ по частотной модуляции необходимо отметить работы В. Б. Пестрякова ^[55, 56], Н. И. Чистякова ^[82, 83], Г. А. Левина и Ю. М. Гадиева ^[44], В. И. Сифорова ^[67], С. М. Рытова ^[60] и В. Н. Мильштейна ^[48]. Систематическое изложение вопросов частотной модуляции дано в книге С. В. Новаковского „Частотная модуляция“ ^[52] и И. С. Горюновского „Частотная модуляция и её применение“ ^[13].

Перейдём теперь к рассмотрению методов модуляции.

4.2. Амплитудная модуляция непрерывных колебаний

Рассмотрим колебательное движение, характеризующееся выражением

$$a = Ae^{i(\omega t + \psi)}. \quad (4.1)$$

Если $A = A_0$, $\omega = \omega_0$ и $\psi = \psi_0$ представляют собой постоянные, то мы имеем немодулированное гармоническое колебание. Осуществляя каким-либо образом медленное уклонение этого колебания от гармонического закона, мы получим модуляцию. Модуляции можно достигнуть, изменяя A или ω . При этом следует иметь в виду, что изменение частоты всегда сопровождается изменением фазы и наоборот. Предположим, например, что $\omega = \omega_0$, но A не является постоянной величиной, а представляет собой некоторую функцию времени $A = A(t)$.

Тогда

$$a = A(t)e^{i(\omega_0 t + \psi)} \quad (4.2)$$

будет соответствовать амплитудно-модулированному колебанию. Если принять, что $A(t) = A_0(1 + m \cos \Omega t)$ и положить для простоты $\psi_0 = 0$, то вещественная часть (4.2) будет равна

$$\begin{aligned} a &= A_0(1 + m \cos \Omega t) \cos \omega_0 t = A_0 \cos \omega_0 t + \\ &+ A_0 \frac{m}{2} \cos(\omega_0 + \Omega)t + A_0 \frac{m}{2} \cos(\omega_0 - \Omega)t. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Таким образом, при наличии амплитудной модуляции мы получим, помимо колебания с несущей частотой ω_0 , ещё два дополнительных спутника с „боковыми“ частотами $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$.

При модуляции дискретным спектром

$$A(t) = A_0 \left(1 + \sum_i m_i \cos \Omega_i t \right)$$

мы получим соответствующие дискретные спектры боковых частот ¹⁾

$$\begin{aligned} a &= A_0 \cos \omega_0 t + \frac{A_0}{2} \sum_i m_i \cos(\omega_0 + \Omega_i)t + \\ &+ \frac{A_0}{2} \sum_i m_i \cos(\omega_0 - \Omega_i)t. \end{aligned} \quad (4.4)$$

¹⁾ Аналитическое выражение для модулированных колебаний при радиотелефонии впервые в мировой литературе было дано М. В. Шулейкиным в работе, опубликованной в 1916 г. в „Известиях по минному делу“.

Спектр, соответствующий амплитудно-модулированному колебанию, при $m = \text{const}$ показан на рис. 4.1.

Если выражение (4.3) представить с помощью векторной диаграммы, то получим рис. 4.2. Вектор U , характеризующий

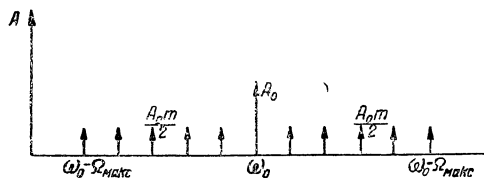


Рис 4.1. Спектр амплитудно-модулированных колебаний

несущую частоту, будет вращаться с частотой ω_0 , в то время, как вектор U' одной из боковых частот $\omega_0 + \Omega$ будет вращаться быстрее, а вектор U'' для $\omega_0 - \Omega$ медленнее, чем ω_0 .

Если теперь мы начнём вращать плоскость чертежа с той же частотой ω_0 , но в противоположную сторону, то вектор несущей частоты будет казаться наблюдателю неподвижным, а два вектора боковых частот будут вращаться со скоростью Ω в противоположные стороны.

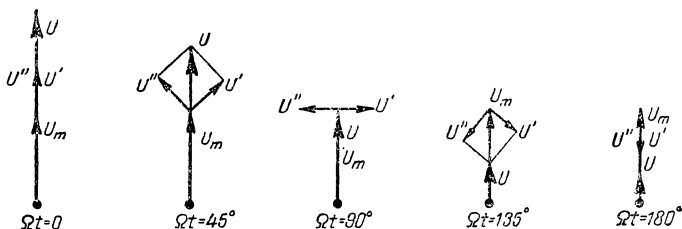


Рис. 4.2. Векторные диаграммы амплитудно-модулированных колебаний

Результирующий вектор U за период частоты модуляции Ω будет совершать полное изменение. Если изменение этого вектора представить с помощью амплитудно-временной диаграммы, то мы получим картину, изображённую на рис. 4.3.

Несмотря на то, что термин „синусоида с переменной амплитудой“, в сущности говоря, является неточным, поскольку само понятие синусоиды предполагает постоянство амплитуды, всё же этим термином в ряде случаев удобно пользоваться. Он подчёркивает то обстоятельство, что вследствие медленности уклонения от синусоидальности можно рассмат-

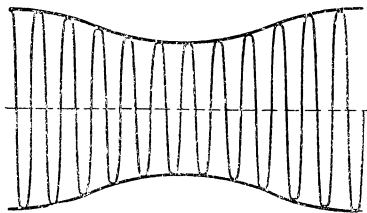


Рис. 4.3. Временная диаграмма амплитудно-модулированных колебаний

ривать модулированные колебания так, как будто бы они были действительно синусоидальными. При этом нужно лишь в конечном результате учесть изменение амплитуды со временем.

4.3. Частотно-модулированные колебания

Рассмотренный в предыдущем параграфе вид модуляции непрерывных колебаний не является единственным возможным. Если в исходном соотношении (4.1) положить $A = A_0 = \text{const}$, но считать, что $\omega = \omega(t)$, то будут получены колебания, имеющие постоянную амплитуду и частоту, изменяющуюся со временем. Такие колебания называются частотно-модулированными.

В случае синусоидальной модуляции одной частотой

$$\omega = \omega(t) = \omega_0(1 + \chi \cos \Omega t). \quad (4.5)$$

Изобразим подобное колебательное движение с помощью векторной диаграммы.

В данном случае вектор ω будет изменять со временем частоту вращения, причём в течение положительной части периода частоты Ω он будет вращаться с частотой, большей ω_0 , а в течение отрицательной части — с частотой, меньшей ω_0 . Если теперь начать вращать плоскость чертежа в противоположную сторону с частотой ω_0 , то при отсутствии модуляции ($\chi = 0$) вектор ω будет казаться неподвижным наблюдателю, смотрящему на чертёж. При наличии же модуляции в положительную часть периода частоты Ω вектор ω будет смещаться вправо, а в отрицательную часть периода — влево. При этом он будет совершать колебания, имеющие характер колебаний маятника (рис. 4.4).

Согласно определению угловой частоты ω мы имеем

$$\omega = \frac{d\psi}{dt}. \quad (4.6)$$

Таким образом, всякому процессу изменения фазы со временем соответствует вполне определённый временный закон изменения частоты и обратно. На вопросе о соотношении между частотной и фазовой модуляцией мы здесь подробно останавливаться не будем, так как этот вопрос рассматривается в следующем параграфе. Заметим лишь, что наличие моду-

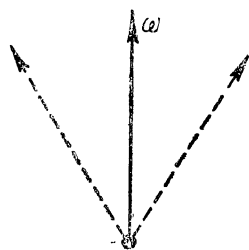


Рис. 4.4. Диаграмма частотно-модулированных колебаний

ляции по частоте означает и наличие модуляции по фазе. В связи с этим соотношение (4.1) можно записать в виде

$$a = A_0 e^{i\varphi(t)}. \quad (4.7)$$

На основании (4.6) и (4.5) при выбранном законе частотной модуляции

$$\begin{aligned} \psi(t) &= \int \omega(t) dt = \int \omega_0 (1 + x \cos \Omega t) dt = \\ &= \omega_0 t + \frac{x\omega_0}{\Omega} \sin \Omega t. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Следовательно, в случае $A = A_0$ выражение (4.7) примет вид

$$a = A_0 e^{i(\omega_0 t + \frac{x\omega_0}{\Omega} \sin \Omega t)} = A_0 \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{i(\frac{x\omega_0}{\Omega}) \sin \Omega t}. \quad (4.9)$$

Если мы воспользуемся известным из теории бесселевых функций соотношением вида

$$e^{i(\frac{x\omega_0}{\Omega}) \sin \Omega t} = \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{x\omega_0}{\Omega}\right) e^{in\Omega t}, \quad (4.10)$$

где J_n — функция Бесселя первого рода n -го порядка, то (4.9) преобразуется к виду

$$a = A_0 e^{i\omega_0 t} \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{x\omega_0}{\Omega}\right) e^{in\Omega t}$$

или

$$a = A_0 \sum_{-\infty}^{+\infty} J_n\left(\frac{x\omega_0}{\Omega}\right) e^{i(\omega_0 + n\Omega) t}. \quad (4.11)$$

Амплитуды боковых спутников зависят от аргумента $\frac{x\omega_0}{\Omega} = m_f$ функции Бесселя, которая имеет осцилляции^[50].

При определённых значениях m_f амплитуда спутников достигает максимума, затем обращается в нуль и т. д. Величина $x\omega_0 = \Delta\omega$ характеризует степень максимального отклонения частоты от среднего значения. Отношение этой величины к частоте модуляции Ω обычно называют индексом модуляции m_f . Итак, индекс модуляции определяется условием

$$m_f = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = \frac{x\omega_0}{\Omega}. \quad (4.12)$$

Таким образом, (4.9) можно записать в виде

$$a = A_0 e^{i(\omega_0 t + m_f \sin \Omega t)}. \quad (4.9')$$

Полученные выше соотношения дают возможность сделать ряд существенных выводов. Из (4.11) видно, что при модуляции одной частотой Ω в модулированном колебании появляются, вообще говоря, не два спутника, а обширное семейство спутников. Спектр модулированного колебания здесь получается значительно более богатый, чем при амплитудной модуляции. На рис. 4.5 даны спектры частотно-модулированных сигналов при различных индексах модуляции.

Только в том случае, когда коэффициент m_f очень мал, будет сильно выражена лишь одна первая пара спутников. В этом легко убедиться, если вернуться к выражению (4.9).

Запишем вещественную часть (4.9) в виде

$$\begin{aligned} a &= A_0 \cos(\omega_0 t + m_f \sin \Omega t) = \\ &= A_0 [\cos \omega_0 t \cdot \cos(m_f \sin \Omega t) - \\ &\quad - \sin \omega_0 t \cdot \sin(m_f \sin \Omega t)]. \end{aligned} \quad (4.13)$$

При малой величине m_f будем иметь $\cos(m_f \sin \Omega t) \approx 1$; $\sin(m_f \sin \Omega t) \approx m_f \sin \Omega t$;

$$a = A_0 \cos \omega_0 t - A_0 m_f \sin \omega_0 t \cdot \sin \Omega t$$

или

$$\begin{aligned} a &= A_0 \cos \omega_0 t + \frac{A_0 m_f}{2} \cos(\omega_0 + \Omega) t - \\ &\quad - \frac{A_0 m_f}{2} \cos(\omega_0 - \Omega) t. \end{aligned} \quad (4.14)$$

Итак, в случае „синусоиды с переменной частотой“, при малой величине индекса модуляции m_f , мы так же, как и в случае „синусоиды с переменной амплитудой“, получаем два боковых спутника с частотами $\omega_0 + \Omega$ и $\omega_0 - \Omega$. Однако, даже и здесь имеется очень существенное отличие от амплитудной модуляции.

При амплитудной модуляции $a = A_0(1 + m \cos \Omega t)$ в случае малого отклонения от постоянства амплитуды, т. е. при малой

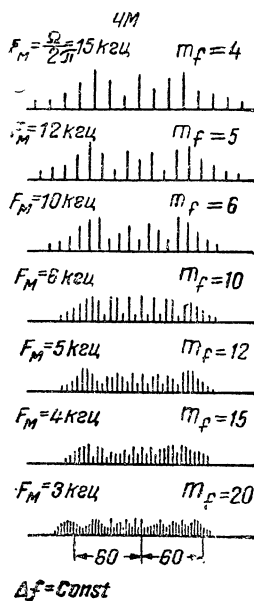


Рис. 4.5. Спектр частотно-модулированных колебаний

величине коэффициента модуляции m_f интенсивность боковых спутников будет также мала. Так например, при $m_f = 0,01$ амплитуда боковых частот будет составлять $0,5\%$ от амплитуды несущей. При частотной модуляции $\omega = \omega_0(1 + x \cos \Omega t)$, как видно из (4.14), амплитуда боковых частот будет равна

$$\frac{A_0 m_f}{2} = \frac{A_0 x \omega_0}{2 \Omega}. \quad (4.15)$$

Следовательно, здесь интенсивность спутников будет зависеть не только от коэффициента x , характеризующего степень непостоянства частоты, но и от отношения $\frac{\omega_0}{\Omega}$. Как и в предыдущем случае примем, что степень уклонения от постоянства составляет 1% , т. е. $x = 0,01$. При этом мы получим частотно-модулированное колебание, очень мало отличающееся от синусоидального. Если нам подобное колебание удалось бы изобразить графически, то было бы в высшей степени затруднительно, даже при весьма внимательном рассмотрении, обнаружить наличие модуляции этой „синусоиды“. В то же время боковые частоты в подобном колебании могут быть выражены весьма сильно. При работе на достаточно высоких частотах, где обычно и используется частотная модуляция, легко может иметь место соотношение $\frac{\omega_0}{\Omega} = 20$.

Тогда в спектре модулированного колебания, при $x = 0,01$, мы получим, что амплитуда боковых частот будет равна 20% от амплитуды несущей.

Наличие интенсивных спутников при форме колебаний, близкой к синусоидальной, всегда говорит о существовании частотной модуляции^[60].

В высшей степени важное отличие частотной модуляции, соответствующей (4.13), от амплитудной заключается также в том, что здесь боковые частоты имеют различные фазы, в то время как при амплитудной модуляции фазы были одинаковыми. Если мы пропустим частотно-модулированное колебание через систему, обладающую способностью „переворачивать“ фазу одного из спутников, то мы получим колебания, модулированные по амплитуде. Это обстоятельство нам надо будет принять во внимание при разборе вопроса о приёме частотно-модулированных сигналов.

4.4. Частотная и фазовая модуляция

Мы рассмотрели в предыдущих параграфах амплитудную и частотную модуляцию. Однако, исходное соотношение

$$a = A e^{i(\omega_0 t + \psi)}, \quad (4.1)$$

помимо амплитуды A и частоты ω , характеризуется ещё третьей величиной — фазой ψ .

Казалось бы, что, изменяя ψ по некоторому временному закону, мы получим третий, самостоятельный вид модуляции — фазовую модуляцию. Однако, сейчас мы убедимся, что это не совсем так. При $\psi = \psi(t)$ модуляция действительно имеет место, но этот случай, в сущности говоря, не может рассматриваться как особый, принципиально отличный от других, вид модуляции.

Пусть

$$\psi = \psi(t) = \psi_0(1 + K \sin \Omega t) = \psi_0 + m_\psi \sin \Omega t, \quad (4.16)$$

где

$$m_\psi = \psi_0 K.$$

Тогда (4.1) при $A = A_0$ примет вид

$$a = A_0 e^{i(\omega_0 t + m_\psi \sin \Omega t + \psi_0)}. \quad (4.17)$$

Это соотношение отличается от (4.9') для частотной модуляции лишь определением величины m_ψ , характеризующей степень модуляции, а также начальной фазой ψ_0 . Таким образом, как уже указывалось, модуляция по фазе всегда сопровождается модуляцией по частоте, а модуляция по частоте всегда сопровождается модуляцией по фазе.

Впрочем это обстоятельство непосредственно очевидно из соотношений (4.6) и (4.7) и притом не только для рассмотренного нами простейшего частного случая синусоидальной модуляции, но и для модуляции, изменяющейся по любому закону. Несмотря на это, довольно часто наряду с термином „частотная модуляция“ пользуются также термином „фазовая модуляция“.

При этом, в сущности говоря, имеют в виду лишь различный характер отклонения частоты при модуляции. Для частного случая синусоидальной модуляции, модуляцию называют частотной, если $\omega = \omega(t) = \omega_0 + \omega_0 x \cos \Omega t$, т. е. если отклонение частоты $\Delta\omega = \omega_0 x$ является линейной функцией амплитуды модулирующего сигнала и не зависит от частоты модуляции Ω , в то время как появляющийся при этом сдвиг по фазе является функцией Ω :

$$\psi(t) = -\frac{x\omega_0}{\Omega} \cdot \sin \Omega t.$$

Модуляцию называют фазовой, если

$$\psi = \omega_0 t + \Phi_m \sin \Omega t = \psi_0' + \Phi_m \sin \Omega t,$$

т. е. если отклонение частоты зависит как от частоты модуляции Ω , так и от амплитуды модуляции. В самом деле, согласно (4.6) здесь

$$\omega = \frac{d\psi}{dt} = \omega_0 + \Phi_m \Omega \cos \Omega t = \omega_0 + \Delta \omega \cos \Omega t,$$

где

$$\Delta \omega = \Phi_m \cdot \Omega.$$

Однако, очевидно, что различия принципиального характера между этими двумя видами модуляции нет.

4.5. Приёмники для частотно-модулированных сигналов

Рассмотренная нами в предыдущих параграфах частотная модуляция находит себе широкое и всё возрастающее применение, особенно в диапазоне ультравысоких частот. Основное преимущество частотной модуляции перед амплитудной заключается в подавлении помех при приёме и в возможности благодаря этому обеспечить значительно большее отношение сигнала к помехе, при той же напряжённости поля.

При амплитудной модуляции наличие апериодических помех на приёме приводит к амплитудному изменению принимаемого сигнала. Здесь использование амплитудных ограничителей, срезающих результирующие колебания, превышающие известный уровень, не может дать существенных результатов, так как заметное ограничение будет сопровождаться искажениями сигнала. Ограничители подобного вида могут здесь улучшить результаты приёма лишь в случае сильных помех импульсного характера.

В приёмнике, предназначенном для частотной модуляции, вредное действие помех на амплитуду сигнала может быть устранено за счёт использования ограничителя, поскольку в данном случае мы используем колебания с постоянной амплитудой. Действие помех будет проявляться лишь в виде частотной модуляции сигнала помехой. Оно может быть значительно ослаблено, если при передаче использовать достаточно глубокую модуляцию.

Применение амплитудного ограничителя, возможность использования очень глубокой модуляции, значительно превышающей 100%, и, наконец, включение на выходе приёмника фильтра, срезающего все частоты, лежащие за пределами высшей частоты модуляции, позволяет значительно снизить уровень помех на выходе приёмника. Рис. 4.6 даёт несколько упрощённое представление о механизме подавления помех при приёме частотно-модулированных сигналов.

При индексе модуляции, равном $m_f = 5$, получается выигрыш в отношении величины сигнала к помехе, примерно, на 25 дБ по сравнению со случаем амплитудной модуляции.

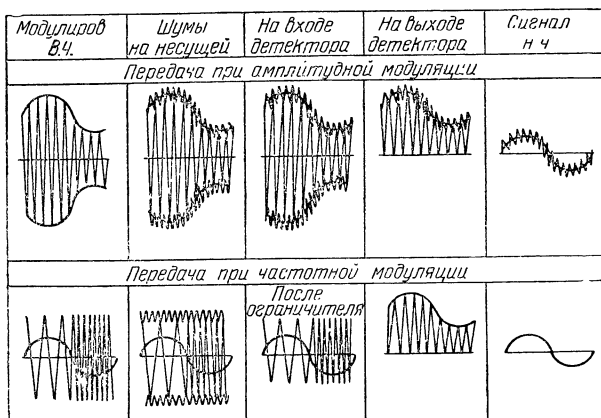


Рис. 4.6. Механизм подавления помехи при приёме частотно-модулированных сигналов

Из всего того, что было сказано в отношении частотной модуляции, очевидно, что приёмники ЧМ, помимо обычных элементов, должны иметь также некоторые дополнительные специфические элементы, обусловленные особенностями их работы. К таким дополнительным элементам относятся амплитудный ограничитель и частотный детектор.

Назначение амплитудного ограничителя заключается в том, чтобы подводимые к нему колебания, которые фактически всегда оказываются модулированными как по частоте, так и по амплитуде превратить в колебания модулированные только по частоте. При

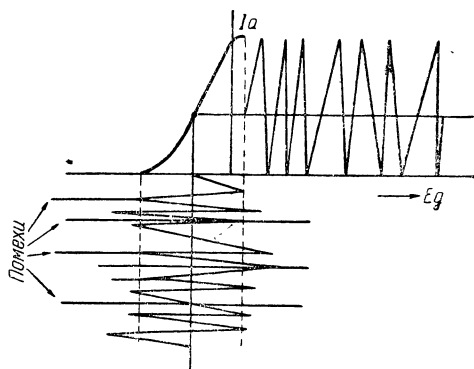


Рис. 4.7. Работа амплитудного ограничителя

отсутствии амплитудного ограничителя мы бы имели не только резкое увеличение уровня помех, но и наличие искажений за счёт того, что процесс частотной модуляции в передатчике часто сопровождается амплитудной мо-

дуляцией. Ограничитель выполняется таким образом, чтобы при подведении к нему колебаний, уровень которых будет не меньше некоторой определённой величины (обычно 3—5 в), на выходе получились колебания постоянного уровня (рис. 4.7).

Для целей ограничения может быть использован диод, триод, или же лампа с большим числом электродов. Наиболее часто применяется схема на пентоде с ограничением в сеточной цепи (рис. 4.8). Здесь

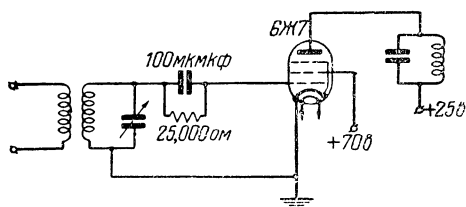


Рис. 4.8. Схема ограничителя, обеспечивающая одновременное ограничение как в цепи сетки, так и в цепи анода

при сильном сигнале за счёт детектирования на сетку лампы с сопротивлением R подаётся отрицательное смещение, величина которого возрастает с амплитудой сигнала, за счёт чего и достигается ограничение.

Если на экранирующую сетку лампы дать

пониженное анодное напряжение, то можно в этой схеме помимо сеточного получить и анодное ограничение. Двухступенная схема ограничителя приведена на рис. 4.9.

Вторым специфическим элементом является частотный детектор. Назначение частотного детектора заключается в преобразовании частотно-модулированных колебаний в колебания, амплитуда которых изменяется по закону модулирующего напряжения.

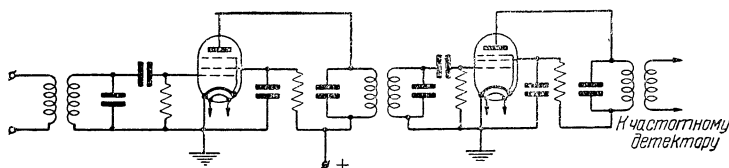


Рис. 4.9. Схема двухступенного ограничителя

Подобное частотное детектирование можно, например, осуществить с помощью расстроенного одиночного контура (рис. 4.10), работая на склоне его резонансной кривой.

Преобразованные колебания подаются на амплитудный детектор, после которого полученные колебания низкой частоты усиливаются низкочастотным усилителем. Одиночный контур является простейшей системой, которая в практических конструкциях используется довольно редко. Обычно применяется одна из схем балансных частотных детекторов, например, схема, изображённая на рис. 4.11. Схема подобного рода даёт

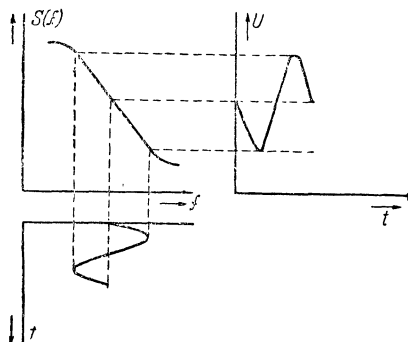


Рис. 4.10. Частотное детектирование с помощью расстроенного контура

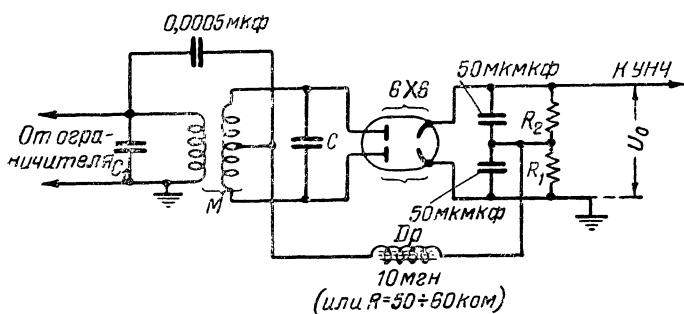


Рис. 4. 11. Схема балансного частотного детектора

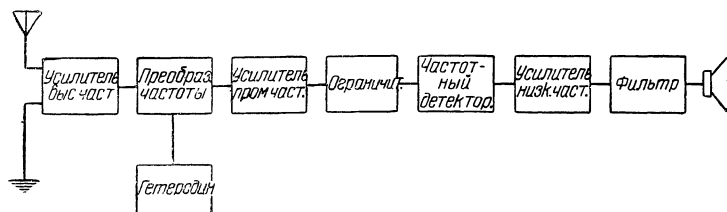


Рис. 4.12. Блок-схема приёмника частотно-модулированных сигналов

возможность обеспечить более высокую степень подавления помех, а также работать при больших значениях индекса модуляции.

Скелетная схема приёмника ЧМ приведена на рис. 4.12. Важно отметить, что усилители высокой и промежуточной частоты должны иметь достаточно широкую полосу для того, чтобы пропустить весь спектр частотно-модулированных колебаний. Чем больше девиация частоты при передаче, т. е. чем больше индекс модуляции, тем большей должна быть ширина полосы приёмника. Обычно приёмники ЧМ имеют ширину полосы радиочастотной части не меньшую 100—150 кГц. После детектора ставится фильтр, срезающий все частоты, выходящие за пределы высшей частоты модуляции, что необходимо для уменьшения уровня помех.

Литература: 13, 44, 48, 50, 52, 55, 56, 60, 66, 67, 82, 83.

ГЛАВА 5

ПРИЁМ ИМПУЛЬСНО-МОДУЛИРОВАННЫХ СИГНАЛОВ

5.1. Виды импульсной модуляции

Развитие техники дециметровых и сантиметровых волн вызвало довольно широкое применение различных видов импульсной модуляции. Первоначально импульсная работа использовалась на коротких волнах в установках для исследования верхних слоёв ионосферы. Принимая короткий импульсный сигнал, отражённый от ионосферы, и регистрируя время, которое требуется для того, чтобы пройти весь путь туда и обратно, можно определить расстояние.

В дальнейшем этот метод измерения расстояний нашёл применение в радиолокационных станциях и именно удобством определения дальности объясняется то исключительное место, которое импульсный метод работы занял в радиолокационной технике. В качестве индикатора здесь используется электроннолучевая трубка, причём отсчёт расстояний в простейшем случае определяется по смещению светового пятна на экране за время, прошедшее между воздействием на приёмник прямого и отражённого импульса.

В радиолокационной технике используются очень короткие импульсы длительностью от нескольких микросекунд до долей микросекунды, причём эти импульсы разделены интервалами, в сотни раз большими длительности импульса.

Если импульсные колебания, имеющие постоянную амплитуду и характеризующиеся частотой повторений f_i („тактовой“ частотой), подвергнуть одному из возможных видов модуляции, то мы сможем осуществить радиотелеграфирование, радиотелефонирование или же какой-либо другой вид передачи.

Импульсная модуляция нашла применение в ряде радиоретрансляционных установок, работающих на дециметровых и сантиметровых волнах, вследствие тех достоинств, которыми она обладает в этом диапазоне по сравнению с методами модуляции, относящимися к непрерывным колебаниям.

Одним из основных преимуществ импульсной модуляции является то обстоятельство, что она даёт возможность сравнительно простыми средствами осуществить многократную работу с большим числом каналов, располагая импульсы одного канала в интервалах между импульсами других каналов. При этом удаётся избежать применения сложных фильтров, которые используются в системах с частотным разделением каналов, т. е. тех элементов, которые, например, в многоканальных установках проводной связи являются наиболее громоздкой и дорогой частью аппаратуры.

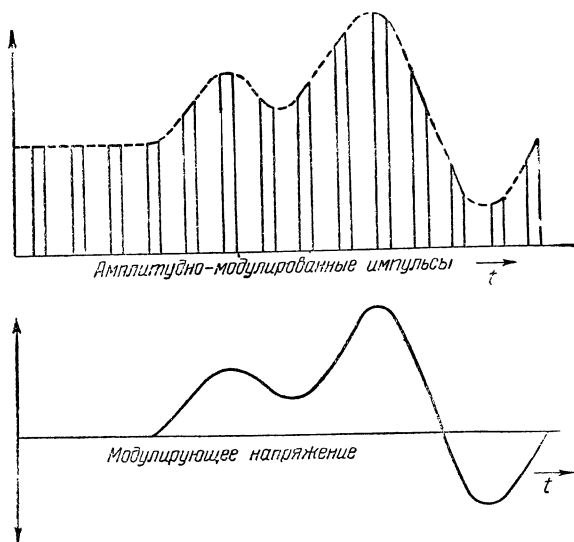


Рис. 5.1. Модуляция импульсов по амплитуде (АИМ)

Применение импульсной работы, помимо преимуществ, относящихся к проблемам многоканальности, имеет ещё существенное преимущество, связанное с возможностью обеспечить отношение сигнала к помехе, значительно большее, чем то, которое можно было бы получить при амплитудной модуляции непрерывных колебаний.

Весьма важным преимуществом импульсного метода модуляции является также то, что он позволяет применять значительно большую полосу пропускания приёмника, чем при частотной модуляции непрерывных колебаний при одинаковом отношении сигнала к помехе и одинаковой средней мощности передатчика. Благодаря этому для импульсных систем проблема бесподстроечной связи значительно облегчается.

Существует довольно большое число видов импульсной модуляции. Возможно модулировать импульсы, либо изменяя их форму, точнее говоря их площадь, либо изменяя порядок их следования во времени. Наиболее естественными и простыми способами изменения формы является изменение высоты импульсов (рис. 5.1) или изменение их ширины (рис. 5.2.). В первом случае мы получим амплитудно-импульсную модуляцию (АИМ), во втором — широтно-импульсную модуляцию (ШИМ).

Возможно также осуществить модуляцию, сохраняя форму импульсов неизменной, но сдвигая импульсы во времени.

Такая модуляция называется импульсно-временной (ИВМ). Очевидно, что модуляция импульсов по времени означает

в то же время и модуляцию по частоте чередования импульсов. Здесь, как и при частотно-фазовой модуляции непрерывных колебаний, могут быть два случая. В одном из них мгновенное значение частоты чередования импульсов пропорционально модулирующему напряжению. В этом случае модуляция является импульсно-частотной (ИЧМ). В другом случае не сама частота чередования импульсов, а её производная по времени пропорциональна модулирующему напряжению. Такая модуляция называется импульсно-фазовой (ИФМ) рис. 5.3.

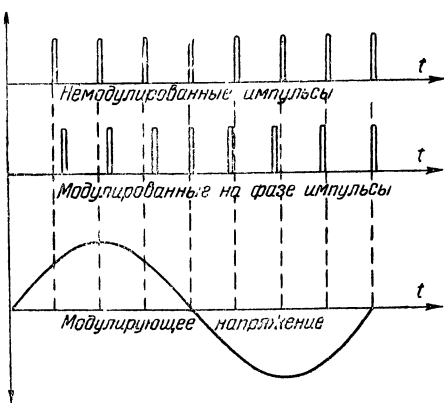


Рис. 5.3. Модуляция импульсов по фазе (ИФМ)

возможна и такая модуляция, когда плотность импульсов т. е. число импульсов в определённом отрезке времени, изменяется пропорционально модулирующему напряжению. Характерной особенностью этого вида модуляции, которую можно назвать импульсно-счётной модуляцией, является то обстоятель-

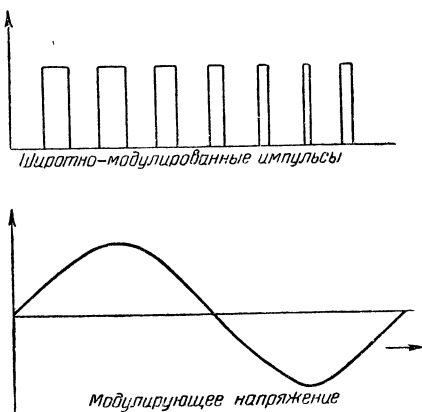


Рис. 5.2. Модуляция импульсов по ширине (ШИМ)

ство, что модулированный сигнал не может принимать любое состояние, соответствующее плавно изменяющемуся значению модулирующего сигнала, как например, амплитуда импульса при амплитудно-импульсной модуляции или фаза импульса при импульсно-фазовой модуляции; здесь число импульсов в промежутке времени может изменяться лишь ступенями, равными целым числам.

Если импульсно-счётную модуляцию видоизменить таким образом, чтобы состояние модуляции сигнала определялось не простым числом импульсов в данном отрезке времени, а определённой комбинацией из числа импульсов и пауз, то можно получить так называемую импульсно-кодovou модуляцию (ИКМ).

В этом случае число импульсов, определяющих мгновенное состояние модуляции, резко возрастает, благодаря чему улучшается качество воспроизведения звука. Так например, если принять максимальное число импульсов, фиксирующих мгновенное состояние модуляции при импульсно-счётной модуляции, равным 7, то при том же числе импульсов в системе импульсно-кодовой модуляции получается число комбинаций, равное $2^7=128$. Таким образом в системе кодовой модуляции число ступеней, характеризующее точность воспроизведения звука, оказывается почти в 20 раз большим, чем в системе импульсно-счётной модуляции.

Для того, чтобы передать последовательность модулированных импульсов через радиочастотный тракт, необходимо промодулировать ими радиочастотные колебания. Таким образом, передача звуковых напряжений с помощью импульсных сигналов требует двойной модуляции. Вторичная модуляция, т. е. модуляция радиочастотных колебаний, может быть либо амплитудной (АМ), либо частотной (ЧМ). Если вторичная модуляция является амплитудной, то высокочастотный сигнал представляет собой последовательность модулированных „пакетов“ высокочастотных колебаний (рис. 5.4). Огибающая амплитуд высокочастотного колебания при этом имеет форму модулированной последовательности импульсов.

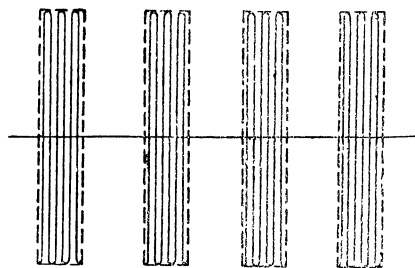


Рис. 5.4. Импульсные пакеты радиочастотного сигнала

Если вторичная модуляция является частотной, то радиочастотный сигнал представляет собой непрерывное колебание. В соответствии с типом первичной модуляции импульсов и

вторичной модуляции радиочастотного колебания могут быть следующие виды передачи: ИШМ—АМ, ИАМ—АМ, ИФМ—АМ, ИШМ—ЧМ, ИАМ—ЧМ, ИФМ—ЧМ и т. д.

Из всех этих типов модуляций наибольшей помехозащищённостью обладают: ИСМ—АМ, ИСМ—ЧМ, ИКМ—АМ и ИКМ—ЧМ. Однако, применение этих методов модуляции связано с очень большим усложнением аппаратуры многоканальной связи, что сильно ограничивает их использование. Из числа менее сложных способов модуляции наилучшей помехозащищённостью обладает ИФМ—АМ. Заметим, что при небольшом числе каналов (не выше шести) этот вид модуляции не уступает в помехозащищённости только что перечисленным видам модуляции.

Импульсно-частотная модуляция (ИЧМ) из-за низкой помехозащищённости совершенно не заслуживает внимания. Что касается импульсно-амплитудной модуляции (ИАМ) и импульсно-широтной модуляции (ИШМ), то первая применяется исключительно как вспомогательный вид модуляции, например, при импульсно-фазовой модуляции, а вторая, хотя и нашла очень ограниченное самостоятельное применение, представляет интерес тоже лишь как вспомогательный вид модуляции.

Не имея возможности подробно рассмотреть здесь всех перечисленных видов модуляции, мы ограничимся рассмотрением лишь импульсно-фазовой модуляции при амплитудной вторичной модуляции (ИФМ—АМ).

Этот вид модуляции благодаря ряду преимуществ нашёл наиболее широкое применение в системах многоканальной радиосвязи. В дальнейшем всюду при рассмотрении импульсно-фазовой модуляции с амплитудной вторичной модуляцией будем сокращённо называть её просто импульсно-фазовой модуляцией (ИФМ).

5.2. Импульсно-фазовая модуляция

Для рассмотрения процесса импульсно-фазовой модуляции в многоканальной системе обратимся к рис. 5. 5, на котором представлены диаграммы временного разделения каналов и модуляции одного из каналов двенадцатиканальной системы.

На рисунке показан процесс длительностью в 500 мксек за время одного периода модулирующей частоты (2000 гц), причём для большей наглядности длительность процесса выбрана таким образом, чтобы укладывалось целое число периодов чередования импульсов. В каждом периоде чередования импульсов, который равен 100 мксек, помимо импульсов 12 каналов, имеется ещё один так называемый тактовый импульс, который служит для фазовой синхронизации чередования им-

пульсов в демодуляторе с чередованием импульсов в модуляторе. Тактовый импульс отличается от остальных большей шириной.

Подобно импульсу канала № 5 (рис. 5. 5) каждый импульс модулируется своим каналом звуковой частоты. Для избежания взаимного влияния между каналами необходимо, чтобы амплитуда качания канальных импульсов не превышала половины расстояния между импульсами соседних каналов. Учитывая, что при прохождении через радиоприёмное устройство импульсы расширяются и „размываются“, режим модуляции устанавливается обычно таким образом, что амплитуда качания импульсов не превосходит одной трети расстояния между соседними импульсами.

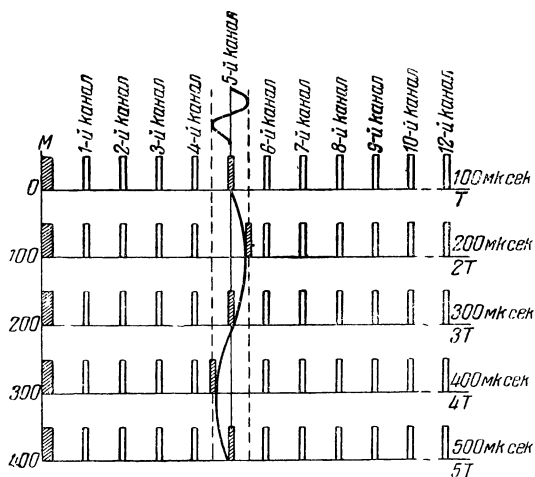


Рис. 5.5. Диаграмма разделения каналов и модуляция для 12-канальной системы ИФМ

Известен целый ряд способов осуществления импульсно-фазовой модуляции и демодуляции. Однако, здесь мы ограничимся рассмотрением одного из способов, который представляется нам наиболее наглядным.

Этот способ основан на использовании специального электронного прибора, так называемого электронного коммутатора.

Обратимся к рис. 5. 6, на котором представлена схема модуляции. Здесь ЭП — электронная пушка, посылающая электронный луч через отклоняющие пластины П-1 и П-2 к аноду А-1. К отклоняющим пластинам П-1 и П-2 подводятся синусоидальные напряжения от генератора тактовой частоты, таким

образом, чтобы одно из них было сдвинуто по фазе по отношению к другому на 90° .

Возникающее при этом вращающееся электрическое поле вращает по окружности электронный луч с угловой скоростью $2\pi f_i$. Частота повторения канальных импульсов (тактовая частота) f_i должна быть выбрана таким образом, чтобы она была больше наивысшей звуковой частоты F_m в 2—3 раза. Обычно для коммерческой телефонной связи частота чередования выбирается в пределах 8—10 кГц.

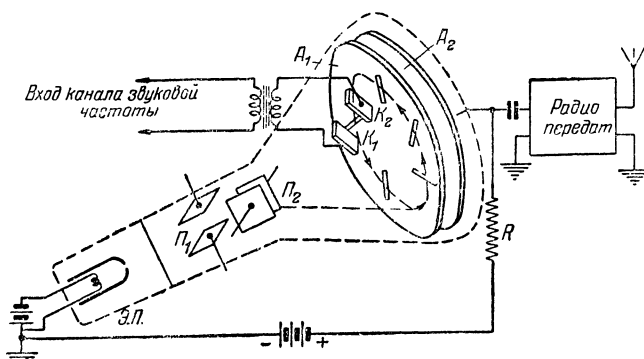


Рис. 5.6. Схема многоканальной импульсно-фазовой модуляции с использованием электронного коммутатора

Напряжения на отклоняющих пластинах подбирают такой величины, чтобы луч вращался по окружности, проходящей через центры щелей анода A_1 . Ширина щели выбирается таким образом, чтобы луч проходил сквозь неё в течение времени порядка 0,5—1 мксек. Одна из щелей, которая служит для образования тактового импульса, делается более широкой. Для того, чтобы не загромождать чертежа, на рис. 5.6 показаны только пять щелей для канальных импульсов, а щель тактового импульса вовсе не показана. В действительности же с помощью электронного коммутатора можно осуществить многоканальную систему на 12 и большее число каналов.

Для осуществления фазовой модуляции канальных импульсов у каждой щели устанавливаются отклоняющие пластины $K-1$ и $K-2$, к которым подводится модулирующее напряжение звуковой частоты.

Благодаря тому, что щели расположены наклонно по отношению к радиусу окружности вращения луча, момент подхода луча к щели зависит от величины модулирующего напряжения, что вызывает фазовую модуляцию канальных импульсов.

При отсутствии модуляции приходящие импульсы отпирают электронный коммутатор в те моменты времени, когда луч расположен относительно щели в положении, показанном на рис. 5.7 (щель 1).

При появлении на сетке C импульса одного из каналов через соответствующую этому каналу щель проходит поток электронов, величина которого зависит от перекрываемой лучом части щели. На рис. 5.7 показаны два крайних положения импульсов (щели 2 и 3), соответствующие 100-процентной модуляции. Поток электронов, прошедший через щель, попадает на анод A_2 и вызывает на сопротивлении R импульс напряжения. Очевидно, что если приходящие с радиоприёмника импульсы модулированы по фазе, то импульсы на сопротивлении окажутся модулированными по амплитуде (рис. 5.1). Огибающая пиковых значений этих импульсов воспроизводит первоначальное звуковое напряжение. Поэтому для выделения звуковой частоты остаётся получить с помощью пикового детектора и фильтра напряжение, воспроизводящее огибающую импульсов.

Можно и непосредственно с помощью фильтров выделить звуковое напряжение, как это показано на рис. 5.7. Но в этом случае выходное напряжение оказывается зависящим не только от высоты, но и от ширины импульсов, которая может колебаться под воздействием помехи. Поэтому такой способ выделения канала обладает пониженной помехозащищённостью.

5. 3. Радиоприём импульсных сигналов, модулированных по фазе

Радиоприём импульсных сигналов, модулированных по фазе, как и при других видах импульсной модуляции, имеет очень много общего с приёмом радиолокационных сигналов.

Это обусловлено тем, что длительность импульсов, а следовательно, и ширина полосы приёмника, при импульсной модуляции имеет тот же порядок величины, что и в радиолокации. Поэтому приёмники для радиосвязи, как и радиолокационные, имеют полосы порядка 0,5—10 *мгц*. Столь широкие полосы радиоприёма могут быть осуществлены, как известно, лишь на ультракоротких волнах. Наибольшее применение импульсные радиолинии связи находят на дециметровых и сантиметровых волнах. На этих волнах практически отсутствуют импульсные помехи, по отношению к которым системы импульсной модуляции более критичны, чем системы частотной модуляции. На метровых волнах импульсная модуляция в большинстве случаев уступает место частотной модуляции.

Специфической особенностью радиоприёмников, предназначенных для приёма импульсных сигналов, модулированных по фазе, является то, что в этих приёмниках для повышения помехозащищённости всегда предусматривается ограничение сигнала как сверху, так и снизу. Чтобы понять роль этих элементов, обратимся к рис. 5.8, на котором показано импульсное напряжение после детектора при наличии помех. Если такой сигнал непосредственно использовать для демодуляции, то процесс демодуляции будет подвержен весьма сильному воздействию помех. Для того, чтобы увеличить помехозащищённость системы, помехи в паузах между импульсами срезаются с помощью ограничителя снизу, а с помощью ограничителя сверху отрезается поражённая помехами верхушка импульсов.

Благодаря такому двойному ограничению выходные импульсы приобретают форму трапеций, весьма близких к прямоугольникам, которые оказываются свободными от явных следов помехи (рис. 5.8). Воздействие помехи сказывается лишь в изменении фазового положения фронта нарастания и спада выходного импульса.

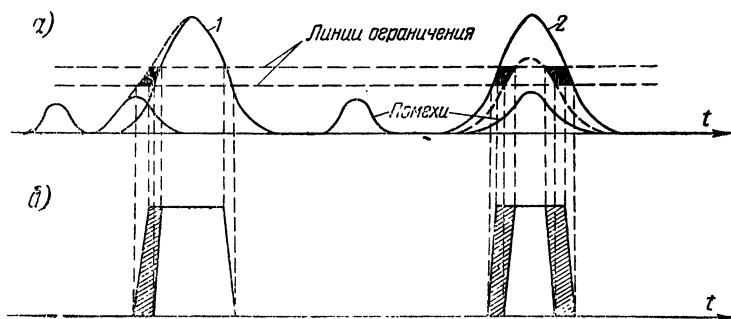


Рис. 5.8. Процесс ограничения: а) импульсное напряжение при наличии помех в видео-тракте радиоприёмника (до ограничения), б) импульсное напряжение на выходе приёмника

Заштрихованная площадь показывает смещение переднего и заднего фронтов импульса при воздействии помех. На рисунке изображены два крайних случая:

- 1 — когда фазы высокочастотных колебаний, заполняющие сигнал и помеху, совпадают.
- 2 — когда фазы высокочастотных колебаний сдвинуты на 180° .

Существует целый ряд схем ограничения. Так например, ограничение снизу можно осуществить одновременно с детектированием, если на диод подать отрицательное смещение. Можно использовать для этой цели специальный диод или

производить ограничение, используя нижнее колено сеточной характеристики триода и пентода (рис. 5. 9а). Ограничение сверху можно осуществить также с помощью диодов или с помощью сеточных токов триода или пентода. На рис. 5. 9б показан процесс ограничения сверху при использовании нижнего колена сеточной характеристики триода или пентода. В анодной цепи получается при этом негативный импульс тока, но после исключения постоянной слагающей получаются односторонние импульсы обычного вида.

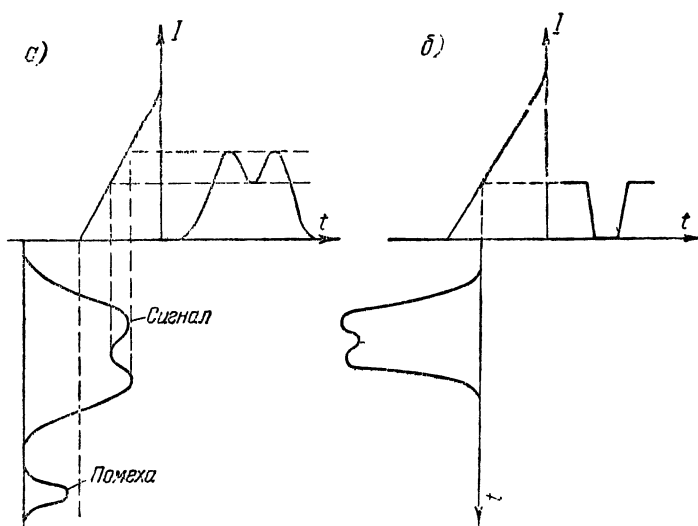


Рис. 5.9. Ограничение сверху и снизу на нижнем загибе ламповой характеристики: а) ограничение снизу, б) ограничение сверху

Примерная блок-схема радиоприёмного устройства импульсных сигналов, модулированных по фазе, представлена на рис. 5. 10.

Как видно из блок-схемы, на входе приёмного устройства имеется входное устройство, назначением которого является подавление зеркальной помехи и помехи от мощных сигналов передатчиков обоих направлений ретрансляционной станции. Входное устройство обычно представляет собой связанную систему из двух или трёх контуров объёмного типа. При промежуточных частотах, не меньших 30 мГц, двухконтурная система может обеспечить затухание для зеркальной помехи выше 40 дБ.

Связные приёмники импульсных сигналов, в отличие от радиолокационных, делаются обычно диапазонными.

Для уменьшения искажений импульсов в соединительном кабеле от радиоприёмника к демодулятору, если они не представляют конструктивное целое, необходимо выход приёмника

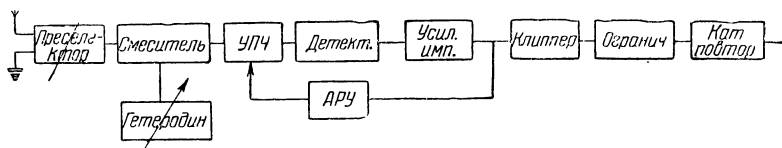


Рис. 5.10. Блок-схема радиоприёмного устройства импульсных сигналов, модулированных по фазе

делать низкоомным. С этой точки зрения оказывается целесообразным применять в качестве выходной ступени приёмника катодный повторитель.

5.4. Пороговое значение входной мощности радиоприёмника при импульсно-фазовой модуляции

Из рассмотрения рис. 5.3 видно, что при импульсно-фазовой модуляции имеет место некоторое пороговое отношение сигнала к шуму. Если отношение сигнала к шуму не превышает порогового значения, то пики шумов в паузах между импульсами проскакивают над уровнем линии ограничения и сам импульс после ограничения может оказаться раздробленным шумом. При уменьшении отношения сигнала к шуму ниже этого порогового значения не только теряется тот выигрыш в отношении сигнала к помехе, который присущ импульсно-фазовой системе, но из-за высокого уровня помех в низкочастотном канале практически нарушается связь. Как и при частотной модуляции непрерывных колебаний этот порог определяет предельную дальность радиосвязи.

Нетрудно видеть, что в самом благоприятном случае, когда ограничение производится в середине импульса, порог наступает при отношении пиковых значений сигнала к шуму на выходе усилителя промежуточной частоты, равном двум.

Отношение сигнала к шуму, приведённое ко входу приёмника, при этом зависит от формы входного импульса и от параметров усилителя промежуточной частоты. Рассмотрим случай, когда входной сигнал представляет собой импульсные посылки с прямоугольной огибающей (рис. 5.4), а усилитель

промежуточной частоты имеет большое число ступеней с одиночными контурами, настроенными на одну частоту.

Можно показать, что искажения формы входного импульса для такого усилителя очень близки к искажениям усилителя с числом ступеней, равным бесконечности, при той же самой полосе пропускания.

На рис. 5.11 представлены огибающие выходного сигнала при разных соотношениях полосы пропускания ΔF при неравномерности в 3 дБ и длительности импульса τ . В этом случае оптимальное отношение сигнала к шуму, как и при радиолокационном приёме, имеет место при ширине полосы, близкой к $\frac{1}{\tau}$.

Как видно из приведённого рисунка, амплитуда импульса достигает при этом значения, очень близкого к предельному, поэтому расширение полосы приводит лишь к ухудшению отношения сигнала к помехе. При сужении полосы также ухудшается отношение сигнала к помехе на выходе приёмника. Кроме того, сужение полосы приводит к расширению и „размыванию“ импульсов, что невыгодно с точки зрения перекрёстной модуляции между соседними каналами, а также и с точки зрения устойчивости радиосвязи.

При полосе $\Delta F = \frac{1}{\tau}$ ширина выходного импульса приблизительно равна ширине входного импульса, если ограничение снизу производится на уровне 0,5 от амплитуды импульса.

В этом случае получим следующее выражение для отношения средней мощности порогового сигнала к мощности помехи при пикфакторе, равном 4

$$\frac{P_c}{P_{\Pi}} = 32 \frac{\tau}{T_i} n, \quad (5.1)$$

где τ — длительность импульса,
 T_i — период чередования канальных импульсов,
 n — число каналов.

Подставляя в (5.1) значение τ при оптимальной полосе и $\frac{1}{T} = f_i = 3F_m$, где F_m — наивысшая частота звукового спектра, получим

$$P_c = P_{\Pi} 96 \frac{F_m}{\Delta F} n. \quad (5.2)$$

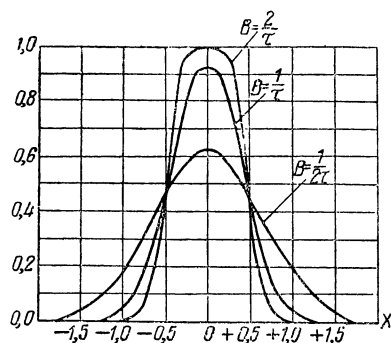


Рис. 5.11. Кривые огибающей выходного напряжения для УПЧ с одиночными контурами при числе ступеней $n = \infty$

С другой стороны, как будет показано в гл. 8, мощность флюктуационных шумов, приведённых ко входу приёмника, можно выразить следующим образом:

$$P_{\Pi} = kTF\Pi F, \quad (5.3)$$

где k — постоянная Больцмана,

T — абсолютная температура,

F — коэффициент шума приёмника,

Π — шумовая полоса приёмника, которая, как показано в гл. 27, при $f_0 \gg \Delta F$ немного отличается от полосы пропускания при ордinate 0,7. В дальнейшем, чтобы не вводить усложнений, будем принимать обе эти полосы равными ($\Delta F = \Pi$).

После подстановки 5.3 и 5.2 получим окончательное выражение для пороговой мощности входного сигнала

$$P_c = 96 \cdot FkTF_m n. \quad (5.4)$$

Полученное выражение показывает, что мощность порогового сигнала не зависит от полосы пропускания приёмника, что обуславливает важнейшее преимущество фазово-импульсной модуляции по отношению к частотной модуляции непрерывных колебаний.

Как будет видно из материала следующего параграфа, увеличивая полосу приёмника, мы имеем возможность повышать помехозащищённость системы и устойчивость бесподстроечной связи. Ввиду того, что пороговая мощность не зависит от ширины полосы, это оказывается возможным осуществить без уменьшения дальности действия радиосвязи.

5.5. Помехозащищённость импульсно-фазовой модуляции по сравнению с амплитудной модуляцией непрерывных колебаний

Если входной сигнал превосходит указанное выше пороговое значение, то благодаря ограничению сверху и снизу импульсная последовательность на выходе приёмного устройства оказывается свободной от явных следов помехи. Однако, не следует считать, что в этом случае вовсе устраняется воздействие помехи на сигнал. Если при значениях сигнала, меньших пороговых, помеха непосредственно воздействует на демодулятор, то при сигналах выше пороговых это воздействие оказывается косвенным. В этом случае помеха изменяет вре-

менное положение переднего и заднего края импульса или, иными словами, вызывает паразитную фазовую модуляцию. Строгое исследование этого вопроса связано со значительными математическими трудностями и весьма громоздкими выкладками. Поэтому для того, чтобы установить основные закономерности и получить хотя бы ориентировочные количественные соотношения, целесообразно пойти на некоторое упрощение задачи. С этой целью аппроксимируем огибающую импульса на выходе усилителя промежуточной частоты в виде треугольника, высота и ширина (на уровне 0,5) которого равны идеализированному выходному импульсу, который воспроизводит без искажений прямоугольный входной импульс. Как видно из рис. 5.12, идеализированный в виде треугольника выходной импульс довольно близко совпадает с реальным импульсом для наиболее важного для нас случая оптимальной полосы пропускания приёмника $\Delta F = \frac{1}{\tau}$.

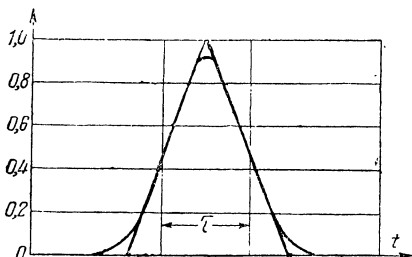


Рис 5.12. Аппроксимация выходного импульса радиоприёмника с помощью треугольника

При этом, как и выше, усилитель промежуточной чистоты предполагается состоящим из одиночных, настроенных на одну частоту, контуров при числе ступеней, равном бесконечности. При числе ступеней, большем пяти, характеристика избирательности уже мало отличается от предельной.

Импульс помехи аппроксимируем также в виде треугольника. Так как форма импульса помехи является недостаточно определённой, то такая аппроксимация может считаться допустимой. Что касается ширины импульса помехи, то она, как и ширина сигнала, в основном определяется полосой приёмника. Поэтому принимаем ширину импульса помехи (на уровне 0,5) равной $\frac{1}{\tau}$.

Смещение фронта огибающей импульса под действием помехи зависит от взаимного положения огибающих помехи и сигнала и от фазового соотношения высокочастотных колебаний сигнала и помехи. На рис. 5.13 представлены два случая наибольшего смещения фронта импульса: а) когда высокочастотное колебание сигнала совпадает по фазе с высокочастотным колебанием помехи.

стотным колебанием помехи и б) когда фазы высокочастотных колебаний сдвинуты на 180° . В обоих случаях фазовая девиация импульса имеет одну и ту же абсолютную величину, меняется лишь её знак.

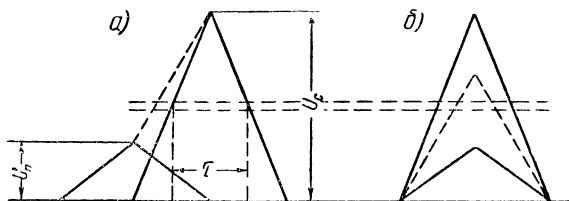


Рис. 5.13. Изменение фазы выходного импульса радиоприёмника под воздействием помехи

Производя анализ для рассматриваемого нами случая при сделанных выше предположениях, приходим к следующему соотношению

$$\frac{\left(\frac{U_c}{U_{\Pi}}\right)_{\text{ФИМ}}}{\left(\frac{U_c}{U_{\Pi}}\right)_{\text{АМ}}} = \frac{2\sqrt{2}}{9} \frac{\Delta F}{n^{3/2} F_m}, \quad (5.5)$$

где

$\left(\frac{U_c}{U_{\Pi}}\right)_{\text{ФИМ}} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\Delta F}{n \sqrt{F_m f_i}} (\gamma - 1)$ — отношение сигнала к помехе по напряжению при фазово-импульсной модуляции;

$\left(\frac{U_c}{U_{\Pi}}\right)_{\text{АМ}} = \gamma' \left(\frac{\Delta F}{2 F_m}\right)^{\frac{1}{2}}$ — соответствующее отношение при амплитудной модуляции непрерывного колебания при той же полосе и той же средней мощности сигнала (при $\gamma' > 1$);

n — число каналов;

ΔF — ширина полосы;

F_m — высшая частота модуляции;

γ' — отношение пиковых значений напряжений сигнала к помехе на выходе усилителя промежуточной частоты при АМ;

γ — то же для ИФМ. (Очевидно, что если $\gamma' > 1$, то $\gamma \gg 1$, и $\gamma - 1 \approx \gamma$).

При выводе выражения (5.5) предполагалось, что частота чередования импульсов каждого канала $f_i = 3F_m$ и что максимальная девиация импульсов равна одной трети промежутка между каналами. Учтено также то обстоятельство, что при ФИМ отношение сигнала к помехе в канале звуковых частот улучшается в $\left(\frac{f_i}{F_m}\right)^{\frac{1}{2}}$ раз по сравнению с соответствующим отношением девиаций импульсов.

Необходимо также заметить, что приведённое выше выражение (5.5) предполагает, что процесс демодуляции осуществляется таким образом, что выходное напряжение зависит от девиации одного из краёв импульса, как это в большинстве случаев и бывает.

Выражение (5.5) показывает, что выигрыш, даваемый импульсно-фазовой модуляцией, как и при частотной модуляции, прямо пропорционален полосе пропускания приёмника. Если при этом учесть, что пороговое значение мощности входного сигнала не зависит от полосы, то станет ясным, что полосу приёмника желательно брать возможно более широкой. Однако, значительное расширение полосы связано с рядом технических трудностей.

Кроме того, следует иметь в виду ещё то обстоятельство, что расширение полосы требует сокращения длительности импульса так, чтобы всегда имело место оптимальное соотношение $\Delta F = \frac{1}{\tau}$ и соответствующее повышение мощности в импульсе. В некоторых случаях импульсную мощность может ограничивать, например, эмиссионная способность катода. Поэтому в современных приёмниках с импульсно-фазовой модуляцией берут полосу не больше 10 мГц.

5.6. Перекрёстные помехи при импульсно-фазовой модуляции

В многоканальных системах, в которых применяется частотный принцип разделения каналов, основной причиной перекрёстных помех является нелинейность характеристик модуляции и демодуляции.

Что касается систем с импульсно-фазовой модуляцией, то для них, благодаря временному принципу разделения каналов, нелинейность процессов модуляции и демодуляции не вызывает появления перекрёстных помех между каналами. Указанное свойство следует считать достоинством импульсных многоканальных систем, значительно облегчающее их проектирование и эксплуатацию. В то же время системам с временным

разделением каналов присущ другой специфический для них источник перекрёстных помех, к которому также нельзя отнестись пренебрежительно. В импульсных системах перекрёстные помехи возникают в том случае, если к моменту срабатывания демодулятора от импульса одного канала импульс соседнего канала не успевает достаточно затухнуть.

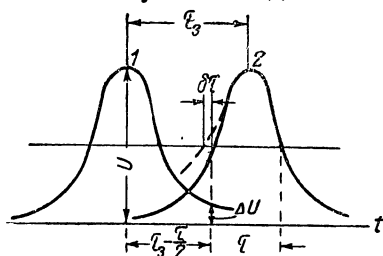


Рис. 5.14. Изменение фазы выходного импульса под воздействием импульса соседнего канала

Этот вид перекрёстных помех оказывается существенным лишь при пиковых значениях девиации в обоих соседних каналах, когда расстояние между соседними импульсами приближается к защитному интервалу τ_3 (рис. 5.14). Относительно малая вероятность совпадения пиковых значений девиаций в каналах, по которым передаются различные разговоры, обуслов-

ливает тот факт, что в рассматриваемом случае перекрёстные помехи не проявляются в виде внятной речи. Последнее обстоятельство позволяет снизить требования на переходное затухание для перекрёстных помех, для импульсных систем по сравнению с требованиями, предъявляемыми к системам с частотным разделением каналов.

Величина перекрёстных помех зависит от значения защитного промежутка времени τ_3 , который разделяет импульсы соседних каналов при одновременных пиковых значениях модуляции в этих каналах (рис. 5.14), от формы первоначального импульса и от искажения формы импульса при прохождении по радио-и видеоканалу.

В правильно спроектированной системе главная часть искажений формы импульса обуславливается усилителем промежуточной частоты радиоприёмного устройства. Эти искажения, зависящие от схемы и параметров усилителя промежуточной частоты, увеличиваются при сужении полосы пропускания приёмника.

Наиболее благоприятной с точки зрения отсутствия перекрёстной модуляции является схема усилителя промежуточной частоты с одиночными, настроенными на одну частоту контурами. Для усилителей со связанными контурами, при связи много меньшей критической, искажения формы импульса имеют те же значения и тот же характер. При сильной связи фронт спада импульса становится более крутым, но зато процесс спада импульса принимает колебательный характер, причём для полного затухания импульса требуется сравнитель-

но большой промежуток времени (рис. 5.15). Поэтому применение для рассматриваемых целей полосовых усилителей с сильной связью является нежелательным.

Для того, чтобы определить допустимую с точки зрения перекрёстных помех полосу пропускания приёмного устройства, рассмотрим случай усиления промежуточной частоты с большим числом ступеней с настроенными на одну частоту контурами.

Для оценки перекрёстных помех необходимо определить девиацию фронта импульса на уровне ограничения $\delta\tau$, обусловленную остаточным напряжением импульса соседнего канала ΔU (рис. 5.14).

Примем, что импульсный сигнал, подводимый ко входу приёмника, имеет прямоугольную форму при $\tau = \frac{1}{\Delta F}$.

При этих предположениях можно показать с помощью кривой рис. 5.11, что минимальная допустимая полоса приёмника, при которой переходное затухание между каналами равно 40 дБ, определится из соотношения

$$\Delta F_{\min} = 18F_m n. \quad (5.6)$$

При этом имеется в виду наиболее неблагоприятный случай, когда фазы высокочастотных колебаний соседних импульсных пакетов совпадают.

Если, например, число каналов $n = 24$, а высшая частота модуляции $F_m = 3000$ гц, то $\Delta F_{\min} = 1,2 \cdot 10^6$ гц. Обычно на практике ширина полосы выбирается значительно больше величины ΔF_{\min} .

Литература: 19, 20, 21, 45, 46.

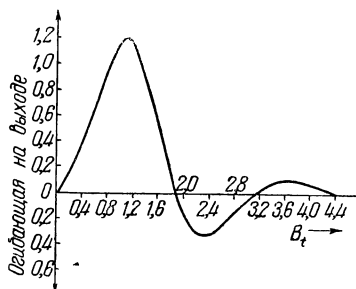


Рис. 5.15. Кривая огибающей выходного напряжения одной ступени УПЧ с сильно связанными контурами при прямоугольной огибающей на входе

ЧАСТЬ II

ПОМЕХИ РАДИОПРИЁМУ

ГЛАВА 6

ФЛЮКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ

6.1. Вводные замечания

Одним из важнейших вопросов в теории и практике радиоприёма является вопрос о помехах. Помехи радиоприёму можно разделить на помехи периодического характера, из которых важнейшими являются помехи со стороны мешающих станций, и на помехи, не имеющие определённого периода, которые часто для краткости называют апериодическими. К последней категории относятся индустриальные, атмосферные и космические помехи, а также внутриприёмные шумы. Апериодические помехи могут быть как импульсные, так и гладкие. К импульсным помехам относятся, например, некоторые виды индустриальных помех, к гладким — внутриприёмные шумы, обусловленные флуктуациями.

Настоящая глава посвящена вопросу о помехах за счёт флуктуаций в электрических цепях, которые определяют собой одну из важнейших составляющих внутриприёмных шумов.

Известно, что внутри проводника имеет место хаотическое тепловое движение электронов с случайным распределением скоростей и направлений движения. Средняя тепловая скорость электронов очень велика и в огромное число раз превышает скорость перемещения зарядов под действием электрического поля, вызывающего ток в проводнике. Хаотическое тепловое движение носителей электричества при малой величине свободного пробега приводит к весьма частому обмену энергиями. Электрические заряды в элементарных объёмах проводника не остаются постоянными, а изменяются как по величине, так и по знаку.

Появляющиеся при этом разности потенциалов создают элементарные выравнивающие токи. Если подобного рода явления возникают в электрической цепи, то среднее значение тока в цепи будет равно нулю. Несмотря на это, наличие элементарных флуктуаций токов и напряжений в толще вещества приведёт к тому, что ток во всей цепи и разность по-

тенциалов на её концах также будут подвержены флуктуациям. Величина тока и напряжения в цепи для данного момента времени определяется весьма большим числом случайных событий, вследствие чего вопрос о тепловых флуктуациях сводится к задачам статистической физики, базирующейся на теории вероятностей.

6.2. Средний квадрат флуктуаций

Предположим, что мы имеем некоторую статистическую величину x . Каждая статистическая величина в различных случаях будет принимать различные значения. Обозначим значения, которые может принимать величина x при тех или иных условиях, через $x_1, x_2, x_3 \dots x_i$. Пусть вероятность того, что x получает значение x_1 будет p_1 , вероятность значения x_2 будет p_2 , вероятность значения x_i будет p_i .

Тогда средним значением статистической величины x называют величину \bar{x} , равную

$$\bar{x} = x_1 p_1 + x_2 p_2 + x_3 p_3 + \dots + x_n p_n = \sum_{i=1}^n x_i p_i. \quad (6.1)$$

Таким образом, для того, чтобы получить среднее значение статистической величины, надо каждое из её возможных значений помножить на соответствующую ему вероятность и сложить все полученные произведения.

Если статистическая величина принимает не отдельные дискретные значения, а непрерывно изменяется в некотором интервале, то значение x_i переменной x обозначают через $\varphi(x)$.

Вероятность того, что статистическая величина лежит в бесконечно малом интервале $(x - \frac{1}{2} \Delta x, x + \frac{1}{2} \Delta x)$ будет равна $\varphi(x) \Delta x$. Величину $\varphi(x)$ в этом случае называют плотностью вероятностей.

Когда переменная x в некотором интервале изменяется в пределах от a до b , для определения среднего значения можно разбить весь этот интервал на элементы Δx и считать значение x_i в пределах каждого элемента постоянным. Поскольку вероятность того, что статистическая величина x принимает значение x_i равна $\varphi(x) \Delta x$, среднее значение будет равно

$$\bar{x} = \sum_{i=1}^n x_i p_i = \sum_{i=1}^n x_i \varphi(x_i) \Delta x \quad (6.2)$$

или, переходя к пределу

$$\bar{x} = \int_a^b x \varphi(x) dx. \quad (6.3)$$

Соответственно для функции $\psi(x)$ среднее значение будет равно

$$\overline{\psi(x)} = \int_a^b \psi(x) p(x) dx, \quad (6.4)$$

где $p(x)$ вероятность состояния для функции $\psi(x)$.

Отклонения статистических величин от их среднего значения называют флуктуациями. Если среднее значение какой-либо величины мы обозначим через \bar{x} , то отклонение x от \bar{x} будет

$$\Delta = x - \bar{x}.$$

В зависимости от соотношения между x и \bar{x} , Δ может иметь как положительные, так и отрицательные значения. Поэтому очевидно, что при большом числе испытаний среднее значение $\bar{\Delta}$ будет равно нулю. Таким образом, $\bar{\Delta}$ сама по себе не может характеризовать величину флуктуаций. Если же каждое отклонение $(x - \bar{x})$ мы возведём в квадрат, то среднее значение квадратов этих величин уже будет давать достаточно чёткое представление о величине флуктуаций.

Итак, средний квадрат отклонения будет

$$\bar{\Delta}^2 = \overline{(x - \bar{x})^2}.$$

В теории электрических флуктуаций пользуются понятием среднего квадрата тока \bar{I}^2 и среднего квадрата напряжения \bar{U}^2 . Величина \bar{U}^2 , например, как раз и представляет собой подобного рода средний квадрат отклонения напряжения с той лишь разницей, что при термических флуктуациях среднее значение напряжения равно нулю ($\bar{U} = 0$). Отметим, что введение средних квадратов \bar{I}^2 и \bar{U}^2 удобно, в частности, в том отношении, что их величина пропорциональна электрической мощности, создаваемой за счёт флуктуаций

$$P = \bar{I}^2 \cdot R = \frac{\bar{U}^2}{R}. \quad (6.5)$$

6. 3. Энергия флуктуаций

Перейдём теперь к выводу основных соотношений, характеризующих флуктуации, причём начнём с вопроса о средней энергии флуктуаций.

Прежде чем переходить к частному случаю флуктуаций в электрических цепях, рассмотрим более общую постановку задачи. Представим себе некоторую физическую систему с одной степенью свободы, способную совершать колебания около своего положения равновесия. Состояние этой системы будем характеризовать значением параметра x , причём пусть в положении равновесия $x=0$.

При небольших отклонениях системы от состояния равновесия можно принять, что процесс является изотермическим, т. е., что $T=\text{const}$.

Тогда совершаемая работа A будет равна изменению свободной энергии системы

$$A = \int_{F_0}^F dF = F - F_0. \quad (6.6)$$

Свободной энергией системы называют разность между полной энергией U и произведением абсолютной температуры T на энтропию системы S

$$F = U - ST. \quad (6.7)$$

При этом под энтропией системы S для некоторого состояния L понимают следующее. Предположим, что система переходит из одного состояния в другое, совершая некоторый обратимый процесс.

Разобьём весь процесс на достаточно малые ступеньки. На каждой из таких ступенек система, имеющая в этот момент температуру T , получает при переходе от одного состояния к другому бесконечно малое количество тепла dQ , которое может быть как положительным, так и отрицательным. Если мы разделим приращение тепла dQ на температуру T , то получим так называемое „приведённое тепло“.

Предположим теперь, что из состояния системы L в состояние M мы можем перейти несколькими обратимыми путями. Тогда интеграл

$$\int_L^M \frac{dQ}{T} = S_M - S_L$$

будет определяться только изменением состояния системы и не будет зависеть от пути перехода.

Выберем теперь некоторое состояние R , с которым можно будет сравнивать все остальные состояния системы. Если L одно из этих состояний, то переход системы от L к R будет соответствовать некоторому вполне определённом значению интеграла $\int \frac{dQ}{T}$, которое не зависит от пути перехода, и при выбранном R характеризуется только состоянием L .

Указанное значение интеграла

$$S = \int \frac{dQ}{T} \quad (6.8)$$

и называется энтропией системы в состоянии L . Понятие энтропии может быть применено также и к необратимым процессам.

Возвращаясь к равенству (6.7), можем написать

$$dF = dU - d(ST).$$

Так как мы рассматриваем систему с заданной энергией, то $dU=0$; кроме того $T=\text{const}$.

Поэтому согласно последнему соотношению

$$A = \int_{F_0}^F dF = -T(S - S_0). \quad (6.9)$$

Переходя теперь к вопросу о флуктуациях, следует отметить, что отклонения от состояния равновесия, которые мы до сих пор рассматривали, могут вовсе и не вызываться какой-либо внешней силой. Согласно общим законам статистической механики всякая система, находящаяся в тепловом равновесии, не будет находиться в состоянии покоя около положения $x=0$, а будет совершать относительно этого положения неправильные отклонения, которые носят название флуктуаций. Механизм подобного явления, для которого можно было бы привести целый ряд примеров из области техники и физики, аналогичен броуновскому движению частицы, находящейся вблизи своего состояния равновесия^[16].

Всякому состоянию системы соответствует, с одной стороны, определённая величина энтропии S , а с другой — вероятность этого состояния p , причём между двумя указанными величинами существует определённая связь.

Известно, что энтропия системы, составленной из двух полностью независимых систем, равна сумме энтропий для каждой системы

$$S_{AB} = S_A + S_B.$$

В то же время вероятность наступления сложного события $p(A, B)$, обусловленного двумя независимыми событиями A и B , равна произведению вероятностей $p(A)$ и $p(B)$

$$p(A, B) = p(A) \cdot p(B). \quad (6.10)$$

Если мы спросим себя, какая функция удовлетворяет условию

$$f(x_A, x_B) = f(x_A) + f(x_B),$$

то, естественно, приходим к заключению, что это будет $k \lg x$.

Таким образом, получим

$$S = k \ln p. \quad (6.11)$$

Это соотношение представляет собой известную формулу Больцмана. Его в некоторых случаях рассматривают как определение энтропии. Постоянная входящая в это соотношение является постоянной Больцмана.

Возвращаясь теперь к ур-нию (6.9) и принимая во внимание (6.11), можно написать

$$p = C e^{-\frac{A}{kT}}. \quad (6.12)$$

Степень отклонений от положения равновесия системы $x=0$ определяет величину совершенной работы; следовательно, $A = \varphi(x)$.

Если мы будем рассматривать лишь небольшие отклонения от положения равновесия, т. е. область малых колебаний, то, как известно из механики, совершенная работа будет пропорциональна квадрату отклонения x .

Поэтому можно считать, что

$$A = \frac{a}{2} x^2, \quad (6.13)$$

где a — коэффициент пропорциональности.

Следовательно,

$$p = Ce^{-\frac{ax^2}{2kT}}. \quad (6.14)$$

Вероятностью того, что при своём отклонении интересующий нас параметр лежит в интервале от x до $(x + dx)$ будет

$$p(x)dx = Ce^{-\frac{ax^2}{2kT}} dx.$$

Постоянная C определяется из того условия, что сумма вероятностей всех отклонений равна единице

$$\int_{-\infty}^{+\infty} p(x)dx = \int_{-\infty}^{+\infty} Ce^{-\frac{ax^2}{2kT}} = C \sqrt{\frac{2\pi kT}{a}} = 1.$$

Следовательно,

$$C = \sqrt{\frac{a}{2\pi kT}},$$

откуда

$$p(x)dx = \sqrt{\frac{a}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{ax^2}{2kT}} dx. \quad (6.15)$$

Найденное соотношение соответствует закону распределения Гаусса.

Определим среднее квадратичное значение отклонения от состояния равновесия \bar{x}^2 .

Согласно приведённому в предыдущем параграфе определению среднего значения произвольной функции $\varphi(x)$

$$\overline{\varphi(x)} = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(x)p(x)dx.$$

Отсюда

$$\bar{x}^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 p(x)dx = \int_{-\infty}^{+\infty} x^2 \sqrt{\frac{a}{2\pi kT}} \cdot e^{-\frac{ax^2}{2kT}} dx$$

или

$$\overline{x^2} = \frac{2kT}{a\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} z^2 e^{-z^2} dz,$$

где

$$z = \sqrt{\frac{a}{2kT}} x.$$

Производя интегрирование, находим

$$\overline{x^2} = \frac{kT}{a}. \quad (6.16)$$

Поскольку отклонения от состояния равновесия вызываются флуктуациями, средняя энергия системы будет представлять собой среднюю энергию флуктуаций на одну степень свободы.

Итак, на основании (6.13) и (6.16)

$$\overline{A} = \frac{1}{2} a \overline{x^2} = \frac{kT}{2}$$

или

$$\overline{A} = \frac{kT}{2}. \quad (6.17)$$

Полученный весьма интересный результат говорит о том, что для любой физической системы независимо от того, каков механизм флуктуаций и внутренняя природа явления, средняя энергия флуктуаций на одну степень свободы равна средней энергии одной газовой молекулы.

Этот результат является вполне естественным. В самом деле, если перейти, например, к электрическим флуктуациям, то мы должны будем учесть, что они вызваны движением свободных электронов и имеют природу, сходную с брауновским движением. Поэтому их энергия должна быть пропорциональна абсолютной температуре T и постоянной Больцмана k , так как последняя характеризует кинетическую энергию движения одной молекулы на градус абсолютной температуры.

6.4. Интеграл сопротивления электрической цепи

С тем, чтобы связать выведенные нами общие соотношения для средней энергии флуктуаций с величиной флуктуаций в электрической цепи, воспользуемся понятием интеграла сопротивления.

Представим себе, что мы имеем цепь, комплексное сопротивление которой $Z = R + iX$ характеризуется тем, что действительная составляющая R является нечётной функцией частоты, а мнимая составляющая X — чётной функцией частоты.

В этом случае выражение для Z может быть записано в виде ряда, расположенного по отрицательным степеням ω

$$Z = R_{\infty} + i \frac{X_{\infty}}{\omega} + \frac{R'}{\omega^2} + i \frac{X'}{\omega^3} + \dots \quad (6.18)$$

Для подобной цепи можно доказать, что имеет место следующее равенство^[5].

$$\int_0^{\infty} (R - R_{\infty}) d\omega = -\frac{\pi}{2} X_{\infty}. \quad (6.19)$$

Здесь R_{∞} и $\frac{X_{\infty}}{\omega}$ — активное и реактивное сопротивления цепи на бесконечно большой частоте.

Рассмотрим в качестве примера цепи, показанные на рис. 6.1. Как следует из ф-лы (6.18) и рис. 6.1 для этих цепей $R_{\infty} = 0$; $X_{\infty} = -\frac{1}{C}$.

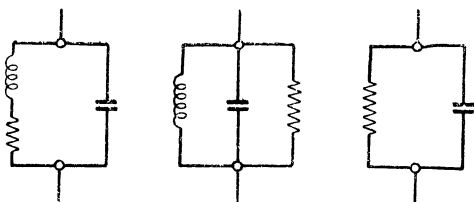


Рис. 6.1. Двухполюсники, зашунтированные ёмкостью

Тогда вместо (6.19) мы получим

$$\int_0^{\infty} R(\omega) d\omega = \frac{\pi}{2C}. \quad (6.20)$$

Полученное равенство имеет весьма существенное значение. Стоящий в левой части интеграл мы будем называть интегралом сопротивления.

6.5. Величина флуктуаций в электрической цепи

Воспользуемся выведенными соотношениями для того, чтобы рассмотреть флуктуации в электрической цепи.

В результате флуктуаций электрических зарядов в толще проводника, на зажимах цепи возникает некоторое напряжение флуктуации. Состояние нашей системы, в данном случае, может быть охарактеризовано параметром U , средний квадрат которого будет \bar{U}^2 . Рассмотрим в качестве примера электрических цепей схемы рис. 6.1 с ёмкостью C . Тогда выражение для средней энергии флуктуаций можно записать следующим образом:

$$\bar{A} = \frac{C \bar{U}^2}{2} = \frac{kT}{2} \quad (6.21)$$

или

$$\bar{U}^2 = kT \frac{1}{C}. \quad (6.22)$$

Но согласно (6.20) для любой из схем рис. 6.1

$$\int_0^{\infty} R(\omega) d\omega = \frac{\pi}{2C}. \quad (6.20)$$

Следовательно,

$$\frac{1}{C} = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} R(\omega) d\omega. \quad (6.23)$$

Таким образом, на основании (6.22) и (6.23)

$$\bar{U}^2 = \frac{2kT}{\pi} \int_0^{\infty} R(\omega) d\omega. \quad (6.24)$$

Мы показали справедливость соотношения (6.24) для цепей, изображённых на рис. 6.1.

Полученное соотношение является важнейшим для теории электрических флюктуаций, причём здесь оно было получено непосредственно из основных уравнений общей теории флюктуаций.

Из него следует, что электрическая цепь $Z(\omega) = R(\omega) + iX(\omega)$ развивает напряжение флюктуаций, средний квадрат которого определяется равенством (6.24).

В ф-лу (6.24) входят следующие величины:

k — постоянная Больцмана, равная $1.37 \cdot 10^{-23}$ вт/сек. на градус, T — абсолютная температура.

В случае, когда пределы частотного интервала каким-то образом ограничены, предыдущее соотношение принимает вид

$$\overline{U^2} = 4kT \int_{f_1}^{f_2} R(f) df. \quad (6.25)$$

В простейшем случае, когда R не зависит от частоты

$$\overline{U^2} = 4kT R \int_{f_1}^{f_2} df = 4kTR\Pi, \quad (6.26)$$

где

$$\Pi = f_2 - f_1.$$

Обычно цепь, создающая электрические флюктуации, бывает подключена к усилительному устройству с усилением $K(f)$. Тогда средний квадрат напряжения флюктуаций на выходе этого устройства будет равен

$$\overline{U^2} = 4kT \int_0^{\infty} R(f) K^2(f) df. \quad (6.27)$$

При расчётах часто бывает удобно производить подсчёт флюктуаций, отнесённых к цепи сетки первой лампы на резонансной частоте. При этом напряжение флюктуаций на выходе делит на коэффициент усиления устройства K_0 при резонансе.

На основании (6.27) флюктуации, отнесённые к цепи сетки первой лампы, будут определяться соотношением

$$\overline{U^2} = 4kT \int_0^{\infty} R(f) \frac{K^2(f)}{K_0^2} df \quad (6.28)$$

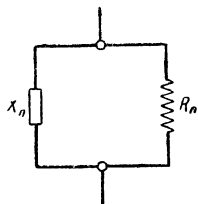
Следует отметить, что неоднократно проводившиеся опыты показали, что прохождение по проводнику постоянного тока

не изменяет величины флуктуаций. Это обстоятельство не должно казаться удивительным. Скорость электронов при случайных перемещениях имеет порядок 10^7 см/сек , в то время, как скорость перемещения, вызванная током в 500 а/см^2 будет порядка 1 мм/сек . Отношение этих скоростей соответствует $10^8:1$, поэтому наличие тока не может быть существенным, если только температура поддерживается неизменной.

За последние сорок лет как в отечественной, так и в иностранной литературе был опубликован ряд работ по флуктуациям. Среди этих работ до настоящего времени выдающееся место занимает монография В. Л. Грановского „Электрические флуктуации“^[16], в которой, наряду с другими вопросами подробно рассмотрен также и вопрос о флуктуациях в электрических цепях.

6.6. Связь между интегралом сопротивления и шириной полосы шумов

Основному соотношению (6.24) предыдущего параграфа можно придать другой вид, если взамен входящего в него интеграла, который мы условились называть интегралом сопротивления, ввести ширину полосы шумов. Изобразим двухполюсник в виде, показанном на рис. 6.2; здесь R_n представляет собой частотно-независимое активное сопротивление, а X_n — включённое ему параллельно реактивное сопротивление.



Полное сопротивление двухполюсника $Z(f)$ будет равно

$$Z(f) = \frac{R_n i X_n}{R_n + i X_n} = \frac{R_n i X_n (R_n - i X_n)}{R_n^2 + X_n^2}$$

Рис. 6.2. Двухполюсник, с параллельным включением активной и реактивной составляющей

$$Z(f) = R(f) + i X(f) = \frac{R_n X_n^2}{R_n^2 + X_n^2} + i \frac{R_n^2 X_n}{R_n^2 + X_n^2}.$$

Таким образом,

$$R(f) = R_n \frac{X_n^2}{R_n^2 + X_n^2}, \quad (6.29)$$

$$\int_0^\infty R(f) df = R_n \int_0^\infty \frac{X_n^2}{R_n^2 + X_n^2} df. \quad (6.30)$$

Легко видеть, что стоящий в правой части последнего равенства интеграл может быть записан в виде

$$\int_0^{\infty} \frac{X_n^2}{R_n^2 + X_n^2} df = \int_0^{\infty} \frac{|Z(f)|^2}{R_n^2} df. \quad (6.31)$$

В самом деле, из приведённого выше выражения для $Z(f)$ имеем

$$|Z(f)| = \frac{R_n X_n}{\sqrt{R_n^2 + X_n^2}}.$$

откуда

$$\int_0^{\infty} \frac{|Z(f)|^2}{R_n^2} df = \int_0^{\infty} \frac{X_n^2}{R_n^2 + X_n^2} df.$$

Будем называть коэффициентом избирательности двухполюсника величину

$$|s(f)| = \frac{Z_0^2}{|Z(f)|}, \quad (6.32)$$

где Z_0 представляет собой максимальное сопротивление двухполюсника. Для резонансной системы $Z_0 = R_n$ соответствует сопротивлению на резонансной частоте.

Тогда

$$\int_0^{\infty} \frac{|Z(f)|^2}{R_n^2} df = \int_0^{\infty} \frac{df}{s_1^2(f)}. \quad (6.33)$$

Поэтому согласно (6.30), (6.31) и (6.33)

$$\int_0^{\infty} R(f) df = R_n \int_0^{\infty} \frac{df}{s_1^2(f)}. \quad (6.34)$$

Величина $\frac{1}{s_1(f)}$ характеризует уравнение амплитудно-частотной кривой двухполюсника, причём максимальная ордината равна 1.

Поэтому $\int_0^{\infty} \frac{df}{s_1^2(f)}$ определяет собою площадь, ограниченную

кривой, каждая ордината которой равна квадрату ординаты амплитудно-частотной характеристики.

Введём теперь понятие полосы шумов. Заменим площадь, характеризующуюся рассматриваемым интегралом, равновеликим прямоугольником с высотой, равной единице, и с шириной Π (рис. 6.3).

Тогда

$$\Pi \cdot 1 = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sigma_{\Sigma}^2(f)} = \int_0^{\infty} \frac{|Z(f)|^2}{R_{\Sigma}^2} df \quad (6.35)$$

или

$$\Pi = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sigma_{\Sigma}^2(f)}. \quad (6.36)$$

Полученная весьма важная ф-ла (6.36) характеризует полосу шумов. Входящее в неё выражение $\frac{1}{\sigma_{\Sigma}^2(f)}$ определяет уравнение амплитудно-частотной кривой, которая для резонансных систем совпадает с резонансной характеристикой. Графический способ определения Π непосредственно следует из рис. 6.3. Вводя полосу шума, равенство (6.24) на основании (6.30) и (6.35) мы можем переписать в следующем виде

$$\bar{U}^2 = 4kTR_{\Sigma}\Pi. \quad (6.37)$$

Сопоставляя (6.24) и (6.37), мы видим, что полоса шумов для рассматриваемого двухполюсника связана с интегралом сопротивления следующим соотношением:

$$\Pi = \frac{1}{R_{\Sigma}} \int_0^{\infty} R(f) df. \quad (6.38)$$

В приведённых выше равенствах величина Π представляла собой эквивалентную ширину полосы шумов самого двухполюсника, являющегося источником флуктуаций. Если этот

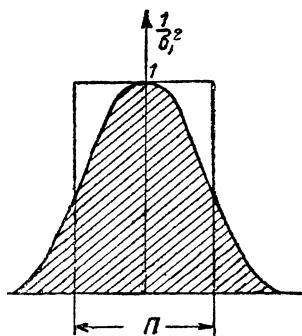


Рис. 6.3. Эквивалентная полоса шумов

двухполюсник включён на входе усилительного устройства, то согласно (6.28)

$$\overline{U}^2 = 4kT \int_0^{\infty} R(f) \left[\frac{K(f)}{K_0} \right]^2 df.$$

Поэтому, если пользоваться и в данном случае соотношением (6.37), получим

$$\Pi = \frac{1}{R_{\Pi}} \int_0^{\infty} R(f) \left[\frac{K(f)}{K_0} \right]^2 df.$$

Но согласно (6.34)

$$\frac{1}{R_{\Pi}} \int_0^{\infty} R(f) df = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sigma_1^2(f)}.$$

Кроме того, очевидно, что

$$\frac{K^2(f)}{K_0^2} = \frac{1}{\sigma_2^2(f)},$$

где $\sigma_2(f)$ — коэффициент избирательности для усилителя.

Таким образом, получим ($\sigma = \sigma_1 \sigma_2$)

$$\Pi = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sigma^2(f)}, \quad (6.39)$$

причём здесь уже величина Π относится к эквивалентной полосе шумов для всей системы, включая и усилитель.

В случае колебательного контура $R_{\Pi} = R_{\kappa}$. Полагая $T = 293^{\circ}$ (20°C) и выражая Π в кгц , а R_{κ} в мгОм , получим взамен (6.37) следующую простую формулу для эффективного значения напряжения флуктуаций, создаваемых колебательным контуром

$$U_{эф} = \sqrt{\overline{U}^2} = 0,13 \sqrt{R_{\kappa} \Pi}. \quad (6.40)$$

Здесь U в мкВ , Π в кгц , а R_{κ} в ком .

Последней формулой обычно и пользуются при практических расчётах.

Заметим, что из всех рассмотренных соотношений следует, что величина флуктуаций зависит только от ширины частотного интервала и не зависит от частоты. Другими словами,

интенсивность флуктуаций оказывается равномерно распределённой в пределах всего спектра.

Для того, чтобы понять последнее обстоятельство, обратим внимание на следующее. Представим себе кратковременный одиночный импульс с длительностью τ , причём для определённости будем считать, что он имеет прямоугольную форму. Пользуясь интегралом Фурье, мы можем разложить этот импульс на гармонические составляющие, причём распределение интенсивностей этих составляющих будет характеризоваться кривой 1 рис. 6.4.

Предположим теперь, что мы сократили длительность импульса в некоторое число раз. Тогда мы получим кривую 2

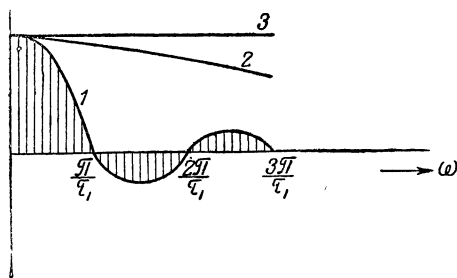


Рис. 6.4. Распределение амплитуд составляющих для импульсов различной длительности

этого же чертежа. Каждый из наших импульсов даёт сплошной спектр, причём из приведённых данных видим, что чем короче импульс, тем меньше изменяется амплитуда отдельных составляющих с частотой. При очень коротком импульсе мы получили бы кривую 3. При этом ясно, что качественный результат не зависит от того, какова формула импульса.

Флуктуации в электрических цепях связаны с тепловым движением электронов и представляют собой суперпозицию большого числа отдельных весьма коротких электрических импульсов. Каждый из этих отдельных импульсов — толчков — даёт сплошной спектр, причём, так как длительность отдельных толчков очень мала, то составляющие этого спектра имеют амплитуды, не зависящие от частоты.

При этих условиях представим себе, что шкала частот разбита на n интервалов Δf . Пусть средний квадрат напряжения флуктуаций, развиваемого в i -м интервале, будет \bar{U}_i^2 . Тогда общее напряжение флуктуаций для всей полосы частот Π будет равно

$$\bar{U}_{\Sigma}^2 = \bar{U}_1^2 + \bar{U}_2^2 + \dots + \bar{U}_i^2 + \dots + \bar{U}_n^2 = \sum_{i=1}^n \bar{U}_i^2.$$

Принимая во внимание сказанное выше, можем считать, что $\bar{U}_1^2 = \bar{U}_2^2 = \dots = \bar{U}_i^2 = \dots = \bar{U}_n^2$. Поэтому если общая полоса частот была разбита на n единичных интервалов, то

$$\bar{U}_\Sigma^2 = n\bar{U}_1^2 = A\Pi.$$

Отсюда мы видим, что средний квадрат флуктуаций пропорционален ширине частотного интервала и не зависит от частоты.

6.7. Полоса шумов одиночного контура

В предыдущем параграфе было показано, каким образом можно определить эквивалентную полосу шумов Π двухполюсника, пользуясь графическими построениями.

Согласно (6.39) величина Π равна

$$\Pi = \int_0^\infty \frac{df}{\sigma^2(f)}.$$

Для некоторых простейших случаев эквивалентная полоса шумов может быть непосредственно вычислена аналитически с помощью равенства (6.39).

Прделаем подобное вычисление для одиночного контура, изображённого на рис. 6.5.

Рассматривая коэффициент избирательности одиночного контура, мы для схемы рис. 6.5. на основании (11.3) гл. 11 будем иметь

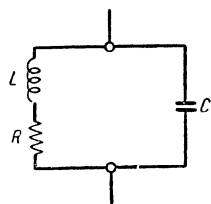


Рис. 6.5. Одиночный контур

$$\sigma_1^2(f) = \left(\frac{f}{f_0}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{y}{d}\right)^2 \right] = \left(\frac{f}{f_0}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}\right)^2 Q^2 \right],$$

откуда

$$\Pi = \int_0^\infty \frac{df}{\sigma_1^2(f)} = \int_0^\infty \frac{df}{\left(\frac{f}{f_0}\right)^2 \left[1 + \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}\right)^2 Q^2 \right]}. \quad (6.41)$$

Производя подстановку $z = \frac{f}{f_0}$, получим

$$\begin{aligned} \Pi &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^2 \left[1 + \left(z + \frac{1}{z} \right)^2 Q^2 \right]} = \\ &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} = I_1. \end{aligned} \quad (6.42)$$

Рассмотрим наряду с (6.42) интеграл I_2 , равный

$$I_2 = f_0 \int_0^{\infty} \frac{z^2 dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2}. \quad (6.43)$$

Непосредственное вычисление как (6, 42), так и (6.43) связано с довольно громоздкими выкладками. Однако, их можно избежать следующим образом. Сложим интегралы, входящие в равенства (6.42) и (6.43)

$$\begin{aligned} f_0 \int_0^{\infty} \frac{dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} + f_0 \int_0^{\infty} \frac{z^2 dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} = \\ = f_0 \int_0^{\infty} \frac{(1 + z^2) dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2}. \end{aligned} \quad (6.44)$$

Но легко убедиться в том, что рассматриваемые интегралы, входящие в левую часть этого соотношения, равны между собой. В самом деле, производя в первом из них подстановку

$$z = \frac{1}{x},$$

мы получим

$$\left(dz = -\frac{dx}{x^2}; \quad z^2 = \frac{1}{x^2} \right)$$

$$\begin{aligned}
 f_0 \int_0^{\infty} \frac{z^2 dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{-\frac{1}{x^2} \frac{dx}{x^2}}{\left(\frac{1}{x^2} - 1\right)^2 Q^2 + \frac{1}{x^2}} = \\
 &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{dx}{(1 - x^2)^2 Q^2 + x^2} = f_0 \int_0^{\infty} \frac{dx}{(x^2 - 1)^2 Q^2 + x^2}.
 \end{aligned}$$

Полученный интеграл отличается от второго интеграла равенства (6.43) лишь тем, что в нём переменная z заменена x .

Принимая во внимание сказанное на основании (6.44), можно написать

$$\begin{aligned}
 \Pi &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} = \\
 &= \frac{1}{2} f_0 \int_0^{\infty} \frac{(1 + z^2) dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2}. \quad (6.45)
 \end{aligned}$$

Для вычисления последнего интеграла воспользуемся подстановкой

$$x = \frac{z^2 - 1}{z} Q; \quad dx = -\frac{x^2 + 1}{x} Q.$$

Следовательно,

$$\frac{f_0}{2} \int_0^{\infty} \frac{(1 + z^2) dz}{(z^2 - 1)^2 Q^2 + z^2} = \frac{f_0}{2Q} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dx}{1 + x^2} = \frac{f_0}{2Q} \pi.$$

Итак, эквивалентная полоса шумов в случае, когда избирательная система представляет собой одиночный контур, будет равна¹⁾

$$\Pi = \frac{\pi f_0}{2Q}. \quad (6.46)$$

¹⁾ Вопрос о полосе шумов многоступенных резонансных усилителей рассмотрен в гл. 27.

Интересно отметить, что формальный вывод соотношения 6.46) для эквивалентной ширины полосы шумов контура можно получить непосредственно из основных формул для величины флуктуаций. Согласно (6.22)

$$\overline{U^2} = kT \frac{1}{C}.$$

Замечая, что резонансное сопротивление контура R_α будет равно $R_\alpha = \frac{Q}{\omega_0 C} = \frac{Q}{2\pi f_0 C}$, напомним выражение для $\overline{U^2}$ в следующем виде

$$\overline{U^2} = kT \left[4 \frac{Q}{2\pi f_0 C} \cdot \frac{\pi f_0}{2Q} \right] = 4kTR_\alpha \left[\frac{\pi f_0}{2Q} \right].$$

Обозначим

$$\Pi = \frac{\pi f_0}{2Q}. \quad (6.47)$$

Тогда

$$\overline{U^2} = 4kTR_\alpha \Pi. \quad (6.48)$$

Сопоставляя (6.47) и (6.48) с (6.46) и (6.37), мы убеждаемся в идентичности соответствующих соотношений, так как для одиночного контура $R_\Pi = R_\alpha$, а $\Pi = \frac{\pi f_0}{2Q}$.

Литература: 5, 16

ГЛАВА 7

ФЛЮКТУАЦИИ В ЭЛЕКТРОННЫХ ЛАМПАХ

7.1. Дробовой эффект

Процессы, связанные с флюктуациями в электронных лампах, отличаются значительной сложностью. Для того, чтобы разобраться в данном вопросе, мы последовательно рассмотрим отдельные, влияющие в этом отношении факторы, начав с дробового эффекта.

Сущность дробового эффекта заключается в следующем. Представим себе такой режим работы лампы, при котором пространственный заряд отсутствует, т. е. все излучаемые катодом электроны достигают анода. Тогда движение электронов от катода к аноду не имеет случайного характера. В то же время вылет электронов из катода носит отчётливо выраженный статистический характер, благодаря чему текущий через лампу ток не представляет собой равномерного по времени потока электронов, а скорее напоминает град дробинок, сыпавшихся на анод. Таким образом, дробовой эффект сводится к флюктуациям эмиссионного тока катода.

Перейдём к выводу соотношения, определяющего средний квадрат тока флюктуаций в диоде для случая отсутствия пространственного заряда.

Рассматривая диод как сопротивление R_i , находящееся при некоторой температуре T_R , мы на основании (6.37) можем написать:

$$\bar{I}^2 = 4kT_R \cdot \frac{1}{R_i} \Pi. \quad (7.1)$$

Пространственный заряд в диоде будет отсутствовать при малой плотности электронного потока, идущего через лампу, т. е. при малой величине анодного тока. В последнем случае вольтамперная характеристика диода будет иметь экспоненциальный характер и определяется равенством

$$I_a = I_0 e^{bU_a} = I_0 e^{\frac{e}{kT_k} U_a}, \quad (7.2)$$

где ε — заряд электрона,
 k — постоянная Больцмана,
 T_κ — температура катода.
 На основании (7.2)

$$\frac{1}{R_i} = \frac{dI_a}{dU_a} = I_0 \frac{\varepsilon}{kT_\kappa} e^{\frac{\varepsilon}{kT_\kappa} U_a} = I_a \frac{\varepsilon}{kT_\kappa}. \quad (7.3)$$

Подставляя (7.3) в (7.1), находим

$$\bar{I}^2 = 4\varepsilon I_a \left(\frac{T_R}{T_\kappa} \right) \Pi = 4\varepsilon I_a \lambda \Pi, \quad (7.4)$$

где

$$\lambda = \frac{T_R}{T_\kappa}.$$

Отношение температуры T_R для сопротивления эквивалентного диода к температуре катода лампы T_κ , вообще говоря, зависит от режима лампы. Анализ, на котором мы здесь не имеем возможности останавливаться, показывает, что для режима отсутствия пространственного заряда это отношение может быть взято равным $\lambda = 0,5$. Для насыщенного пространственного заряда $\lambda \approx 0,64$.

Тогда вместо (7.4) мы получим (полагая $\lambda = 0,5$)

$$\bar{I}^2 = 2\varepsilon I_a \Pi. \quad (7.5)$$

Эта весьма важная формула говорит о том, что при отсутствии пространственного заряда средний квадрат тока флюктуаций в диоде прямо пропорционален постоянной составляющей тока I_a , текущей через лампу. Формула (7.5) неоднократно подвергалась экспериментальной проверке. Проведённые в этом направлении работы показали, что если принять все меры к устранению возможных ошибок и если в лампе обеспечено отсутствие пространственного заряда, то экспериментальные результаты дают превосходное совпадение с ф-лой (7.5). Этот случай, когда флюктуации соответствуют отсутствию пространственного заряда и когда их величина определяется ф-лой (7.5), мы будем в дальнейшем называть непосредственным дробовым эффектом.

Если в лампе имеется заметная величина пространственного заряда, нарушающая режим температурного насыщения, то величина флюктуаций значительно уменьшается. Ввиду важности этого вопроса, мы остановимся на нём более подробно.

7.2. Влияние пространственного заряда на флуктуации электронного тока лампы

Непосредственный дробовой эффект может иметь место только в том случае, когда отдельные электроны двигаются от катода к аноду совершенно независимо друг от друга и когда все электроны, вышедшие из катода, доходят до анода.

Если на своём пути они будут подвергаться действию пространственного заряда, то условия окажутся существенно отличными от тех, которые мы рассматриваем выше. Остановимся на электронных процессах, которые при этом возникнут.

Разберём крайний случай, когда в лампе имеется значительный заряд, дошедший до состояния насыщения. Для случая плоских электродов картина распределения потенциалов в пространстве между катодом и анодом представлена на рис. 7.1.

На некотором расстоянии x_m от катода имеется поверхность наибольшего отрицательного потенциала U_m . Под действием пространственного заряда электронный поток оказывается разделённым на две части. Все электроны, имеющие скорость (выраженную в электроновольтах), меньшую U_m , будут возвращаться на катод. Напротив, все электроны со скоростью, большей U_m , будут достигать анода.

Если общий ток, излучаемый катодом I_s , т. е. эмиссионный ток, разделить на некоторое число частей, то величина флуктуаций каждой части тока I_x будет находиться в соответствии с величиной этой части тока. Таким образом, для каждой составляющей I_x величина флуктуаций будет соответствовать непосредственному дробовому эффекту и потому будет определяться ф-лой (7.5)

$$\bar{I}_x^2 = 2e I_x \Pi. \quad (7.6)$$

Такое же положение вещей имело бы место и при любом другом способе разделения электронного потока лампы (например, разделённые аноды и т. д.).

Из сказанного следует, что если максимальный отрицательный потенциал U_m постоянен, то флуктуации в токе I_x диода при наличии пространственного заряда будут соответ-

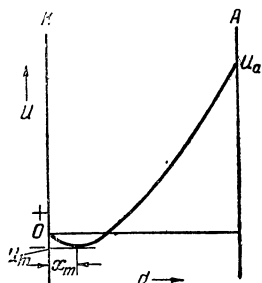


Рис. 7.1. Распределение потенциала между анодом и катодом в случае плоских электродов

ствовать непосредственному дробовому эффекту для тока I_x . Таким образом, изучение влияния пространственного заряда на дробовой эффект сводится к изучению изменений потенциала U_m при колебаниях величины эмиссии.

Величина максимального отрицательного потенциала U_m в данный момент времени определяется мгновенным значением распределения пространственного заряда между катодом и анодом. Если вследствие каких-либо случайных причин число электронов, имеющих скорость, большую наивероятнейшей, возрастёт, то пространственный заряд также возрастает и отрицательный потенциал U_m станет больше. Если же число электронов с большими скоростями станет меньше нормального, то U_m уменьшается. В соответствии со сказанным U_m будет изменяться по своей величине, а благодаря этому будет изменяться и число электронов, поступающих на анод. Колебания величины U_m будут такого характера, что дробовой эффект окажется ослабленным. В самом деле, так как при возрастании числа электронов, излучаемых катодом, максимальный отрицательный потенциал U_m возрастает, то действие первоначальной группы электронов на величину тока окажется отчасти скомпенсированным. Точно так же при уменьшении числа излучаемых электронов отрицательный потенциал U_m уменьшится, что опять сделает величину флюктуаций менее значительной.

Итак, в полном соответствии с данными опыта наличие пространственного заряда должно вызвать уменьшение величины дробового эффекта. Однако, возрастание пространственного заряда вовсе не означает беспредельного уменьшения величины дробового эффекта, как это считалось в течение длительного времени ¹⁾.

При наличии пространственного заряда среднее значение квадрата тока флюктуации определяется следующим соотношением

$$\overline{I^2} = 2e I_a \Pi^2. \quad (7.7)$$

Коэффициент Π^2 характеризует степень ослабления дробового эффекта за счёт действия пространственного заряда. При

¹⁾ Например, согласно теории Левеллина (PIRE, 1930, vol. 18, p. 243), которая в течение ряда лет имела широкое распространение, по мере приближения пространственного заряда к состоянию насыщения величина флюктуаций должна приближаться к нулю. Это положение является неверным и оно совершенно не соответствует результатам опыта. Даже в режиме полного насыщения пространственного заряда величина флюктуаций всегда оказывается отличной от нуля.

отсутствии пространственного заряда $\Gamma^2 = 1$ и мы получаем ф-лу (7.5). Величина $\Gamma^2 = \varphi(x)$ может быть определена с помощью графика рис. 7.2 по значению

$$x = 11,6 \frac{I_a}{S} \cdot \frac{1000}{T_k} \quad (7.8)$$

(I_a — ток диода в ma , S — крутизна в рабочей точке в ma/v , T_k — абсолютная температура катода. Обычно $T_k \approx 900-1000^\circ$). Из этого графика видно, что за счёт пространственного заряда возможно значительное уменьшение дробового эффекта.

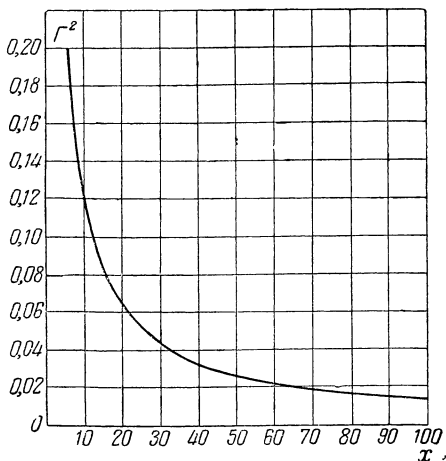


Рис. 7.2. График коэффициента Γ^2

7.3. Флюктуации в триодах с отрицательно заряженной сеткой

В предыдущих разделах мы рассматривали дробовой эффект в диодах. Переходя к триодам, надо будет учесть влияние сетки на величину флюктуаций. Как мы видели, в диодах флюктуации определяются неравномерностью электронной эмиссии катода (непосредственный дробовой эффект) и колебаниями пространственного заряда. Очевидно, что введение сетки не может повлиять на эмиссионные свойства катода. Таким образом, нам остаётся установить влияние сетки на распределение пространственного заряда.

В лампе с достаточно большим μ в первом приближении можно непосредственно не учитывать влияние области, расположенной между сеткой и анодом на пространственный заряд, и рассматривать пространство катод—сетка, как некоторый эквивалентный диод. Анодный потенциал диода должен рассматриваться как управляющий потенциал сетки U_g , т. е. потенциал, который, будучи приложен к сплошному электроду, даёт такой же ток в катоде. Кроме того, $1/S_g$ нужно считать равным внутреннему сопротивлению эквивалентного диода. При таком рассмотрении вопроса мы, в сущности говоря, принимаем во внимание влияние анода лампы на стационарную величину максимального отрицательного потенциала, но не учитываем влияния пространства между сеткой и анодом на величину коэффициента уменьшения дробового эффекта Γ^2 .

Вследствие этого расчётная величина флюктуаций должна быть несколько больше своего действительного значения. Однако, при достаточно большом μ ошибка будет незначительна.

Крутизна эквивалентного диода S_∂ в случае малых углов пролёта будет определяться соотношением

$$S_\partial = \frac{S}{\sigma}. \quad (7.9)$$

Здесь S —крутизна триода $\left(S = \frac{\mu}{R_i}\right)$, а σ —некоторый коэффициент, зависящий от параметров лампы и её конструкции. Для цилиндрического триода величина σ определяется по следующей приближённой формуле:

$$\sigma = 1 + \frac{1}{\mu} \left[1 + \frac{2}{3} \lg \frac{r_a}{r_g} \right]. \quad (7.10)$$

Эта формула относится к случаю, когда отношение радиусов анода и сетки удовлетворяет условию $r_a/r_g > 10$. Заметим, что при достаточно большом μ $\sigma \approx 1$ и $S_\partial = S$.

На основании изложенного величина флюктуаций будет определяться соотношением

$$\bar{I}^2 = 4k T_R S_\partial \Pi = 4k (\lambda T_K) \frac{S}{\sigma} \Pi \quad (7.11)$$

или

$$\bar{I}^2 = 4k (0,64 T_K) \frac{S}{\sigma} \Pi, \quad (7.12)$$

так как в этом соотношении обычно $\lambda = 0,64$.

Что касается температуры катода T_K , то вольфрамовые катоды имеют температуру $2400 \div 2500^\circ \text{K}$, торированные — $1800 \div 1900^\circ \text{K}$, оксидные — $1000 \div 1200^\circ \text{K}$, бариевые — $750 \div 900^\circ \text{K}$.

7.4. Эквивалентное «шумовое» сопротивление ламп

Флюктуации в лампах удобно относить к сеточной цепи. Напряжение флюктуаций в цепи сетки является таким напряжением шумов, которое, будучи подведённым между сеткой и катодом идеальной лампы, даёт тот же эффект на выходе,

что и эффект, создаваемый с реальной лампой. Пересчитанную, таким образом, величину дробового эффекта можно сравнить с величиной термических флюктуаций, вводя эквивалентное шумовое сопротивление $R_{э\kappa}$. Эквивалентным шумовым сопротивлением мы будем называть такое сопротивление, которое при комнатной температуре будет создавать величину электрических флюктуаций, равную пересчитанному в цепь сетки дробовому эффекту. Вводя вместо тока \bar{I}^2 напряжение \bar{U}^2 , действующее в цепи сетки, мы получим

$$\bar{U}^2 = \frac{\bar{I}^2}{S^2} = \frac{\lambda}{\sigma} \cdot \frac{\kappa T_{\kappa}}{S} \Pi. \quad (7.13)$$

С другой стороны, рассматривая термические флюктуации в эквивалентном сопротивлении $R_{э\kappa}$, будем иметь

$$U^2 = 4k T_0 R_{э\kappa} \Pi. \quad (7.14)$$

Откуда

$$R_{э\kappa} = \frac{\lambda}{\sigma} \cdot \frac{T_{\kappa}}{T_0} \cdot \frac{1}{S}. \quad (7.15)$$

Если например, принять для оксидного катода $T_{\kappa} = 1000^\circ \text{ К}$, $T_0 = 293^\circ \text{ К}$ (т. е. 20° Ц), $\lambda = 0,64$ и $\sigma = 0,9$, то получим

$$R_{э\kappa} = \frac{2,5}{S}. \quad (7.16)$$

Этой формулой обычно и пользуются при технических расчётах.

Величина $R_{э\kappa}$ является удобным параметром, хорошо характеризующим лампу в отношении шумов. Применительно к триодам для уменьшения шумов желательно использовать лампы с большой крутизной, с катодом, работающим при сравнительно низкой температуре.

7.5. Осложнённые случаи дробового эффекта

Мы рассматривали вопрос о дробовом эффекте, когда на него оказывает влияние только пространственный заряд. Помимо пространственного заряда дробовой эффект в реальной лампе осложняется влиянием положительных ионов и вторичной эмиссией. Положительные ионы в лампе могут появиться либо за счёт ударной ионизации молекул газа, либо за счёт излучения катода.

В каждой электронной лампе имеются остатки газа, так как не существует ламп, которые обладали бы идеальным вакуумом. В технике понятие „вакуум“ применяется к случаю понижения давления по сравнению с атмосферным, примерно, в 10^6 раз; при понижении давления на величину, близкую к 10^{10} раз, т. е. когда давление составляет $7,6 \cdot 10^{-8}$ мм ртутного столба, вакуум называют высоким.

Обычные типы электронных ламп имеют давление, большее $7,6 \cdot 10^{-8}$ мм ртутного столба. Даже при столь малых давлениях число газовых молекул в единице объёма весьма значительно. Так, при давлении в 10^{10} раз меньшем по сравнению с атмосферным в каждом кубическом сантиметре пространства содержится $2,52 \cdot 10^9$ молекул газа. Естественно, что чем больше давление в лампе, тем больше вероятность столкновения электронов, идущих от катода к аноду с газовыми молекулами. Мы говорим о столкновении электрона с молекулой в том случае, когда электрон столь глубоко проникает в силовое поле молекулы, что либо резко меняет траекторию своего движения, либо производит в молекуле существенные изменения.

При малой скорости электрона столкновение может иметь характер удара упругих шаров. При достаточно же большой скорости электрон в результате столкновения полностью теряет свою кинетическую энергию, которая затрачивается на отрыв одного из электронов внешней орбиты. Молекула потерявшая один из своих электронов, превращается в положительный ион, который, обладая массой значительно большей массы электрона, имеет сравнительно небольшую скорость движения.

Положительный ион, появляясь в области пространственного заряда, нейтрализует действие $\sqrt{\frac{M}{m}}$ электронов (m — масса электрона, M — масса иона), которые, освобождаясь из облака пространственного заряда, направляются к аноду. Таким образом, каждый положительный ион вызывает поступление на анод целой порции электронов. Благодаря этому наличие положительных ионов в лампе весьма резко увеличивает величину флуктуаций.

Помимо остатков газа положительные ионы могут быть также обусловлены эмиссией накаливаемого катода. Особенно сильно это явление имеет место при наличии активированного слоя, хотя, повидимому, небольшое число ионов излучает непосредственно сам металл накаливаемого катода. Резкие аномалии в величине флуктуации наблюдались при работе с лампами, имеющими катоды, покрытые окислами Ba и Sr. При обычных

катодах, которые, как правило, имеют активированный слой, и при наличии неизбежного газа в лампе величина флюктуаций за счёт указанных явлений заметно возрастёт, если пространственный заряд имеет достаточно ярко выраженный характер. Так как флюктуации, вызванные положительными ионами, определяются, главным образом, нарушением равновесия пространственного заряда; то в случае режима температурного насыщения положительные ионы заметно не влияют на величину флюктуаций.

Помимо положительных ионов аномалии величины флюктуаций могут также быть вызваны вторичной эмиссией электронов. Двигающиеся в лампе электроны при поступлении на анод выбивают вторичные электроны. Число выбиваемых каждым электроном вторичных электронов не является постоянным по величине, а статистически колеблется около своего среднего значения. Большая часть вторичных электронов возвращается обратно на анод, но некоторая часть улавливается другими электродами. В результате указанных явлений в анодном токе возникают флюктуации, которые незначительны по своей величине. Даже в тетрадах они не имеют особо существенного значения. В случае же триодов и пентодов с флюктуациями, вызванными вторичной эмиссией, можно совсем не считаться.

7.6. Флюктуации в многоэлектродных лампах

В лампах, имеющих помимо анода электроды, находящиеся под положительным потенциалом, процесс усложняется.

В лампе, имеющей несколько электродов, находящихся под положительным потенциалом, ток катода оказывается разделённым между этими электродами. Случайный толчок тока будет вызывать в этом случае отклонение тока от среднего значения, непропорциональное величине самого среднего значения.

Поступление данного электрона на анод, либо, например, на экранирующую сетку, носит известный элемент случайности. Даже если бы в электронном потоке флюктуации полностью отсутствовали, то самый факт разделения электронного потока между электродами привёл бы к возникновению флюктуаций. Анализ, а также проводившиеся экспериментальные работы показывают, что у ламп с разделённым электронным потоком величина флюктуаций оказывается значительно больше, чем у триода.

Так же, как и в случае триодов, подсчёт величины флюктуаций при использовании тетродов и пентодов, может быть выполнен путём введения эквивалентного шумового сопротивления $R_{\text{эк}}$. В сложных многоэлектродных лампах введение

этой величины является особенно удобным расчётным приёмом, так как позволяет одновременно учесть различные факторы, влияющие на флюктуации. Аналогично предыдущему, здесь также реальную лампу, в анодной цепи которой имеют место флюктуации, вызванные дробовым эффектом, осложнённым пространственным зарядом и другими причинами, заменяют лампой, не создающей шумов, в сеточной цепи которой действует генератор с электродвижущей силой, величина которой определяется условием

$$\bar{U}^2 = 4k T_0 R_{\text{эк}} \Pi. \quad (7.17)$$

Здесь T_0 — комнатная температура ($T_0 \approx 293^\circ \text{K}$), а остальные обозначения те же, что и в предыдущих формулах.

Таким образом, подсчёт U^2 с помощью $R_{\text{эк}}$ даёт возможность учесть все факторы, влияющие на флюктуации, для усилительной лампы, работающей на не очень высоких частотах. На самых высоких частотах, помимо подсчитанной по ф-ле (7.17), будут иметь место дополнительные флюктуации, причины которых рассматриваются в § 7.7 настоящей главы. Можно показать, что для пентода величина $R_{\text{эк}}$ определяется следующим соотношением:

$$R_{\text{эк}} = \frac{I_a}{I_a + I_{(g)}} \left[\frac{2,5}{S} + 20 \frac{I_{(g)}}{S^2} \right]. \quad (7.18)$$

Здесь I_a и $I_{(g)}$ — токи анода и экранирующей сетки, S — крутизна лампы.

Приведённое соотношение относится к лампам с оксидным катодом, работающим при t° порядка 1000°K . Расчёты по (7.16) и (7.18) хорошо совпадают с результатами эксперимента. В этом можно убедиться, сравнивая расчёт с помещёнными в приводимой ниже табл. 7.1 данными для $R_{\text{эк}}$, найденными экспериментальным путём.

Таблица 7.1

Тип лампы	Эквивалент	Крутизна в ма/в	$C_{вх}$ мкмкф	$C_{вых}$ мкмкф	$R_{\text{эк}}$ ом
Т р и о д ы					
6Ж14Б	6АС7	11,25	11,0	—	220
	6АК5	6,67	4,0	—	385
	6J4	12,00	2,8	0,24	210
6С8П	9002	2,20	1,2	1,10	1140

Продолжение табл. 7.1

Тип лампы	Эквивалент	Крутизна в ма/в	$C_{вх}$ мкмкф	$C_{вых}$ мкмкф	$R_{эк}$ ом
П е н т о д ы					
6Ж14Б	6AC7	9,00	11,0	5,0	720
	6AK5	5,00	4,0	2,4	1880
6Ж17Б	6SJ7	1,65	6,0	7,0	5840
6Ж11Б	6SH7	4,90	8,5	7,0	2850
6К17Б	6SK7	2,00	6,0	7,0	10 500
6К19П	9003	1,80	3,4	3,0	13 000

7.7. Флюктуации, вызванные зарядами, индуцированными на сетке лампы

До сих пор мы рассматривали вопрос о флюктуациях в лампах для случая не очень высоких частот, когда время пролёта было мало по сравнению с периодом колебаний. При достаточно высоких частотах, когда время пролёта τ становится соизмеримым с периодом $T = \frac{1}{f}$, возникают дополнительные причины флюктуаций.

Изменяющийся по времени электронный поток наводит электрические заряды в расположенных по близости проводниках, причём эти заряды меняются по времени в соответствии с законом изменения электронного потока. В связи с этим, анодный ток лампы будет вызывать появление на сетке электрических зарядов. Если в анодном токе имеют место, флюктуации, то флюктуации возникнут и в цепи сетки, причём с повышением частоты этот процесс будет проявлять себя в более сильной степени. Поэтому его приходится учитывать лишь на достаточно высоких частотах. Величина индуцированных на сетке флюктуаций может быть определена из следующего соотношения

$$\bar{I}_g^2 = 4k(\beta T_0) \frac{1}{R_{ex\tau}} \Pi, \quad (7.19)$$

здесь $R_{ex\tau}$ — активная составляющая входного сопротивления на ультравысоких частотах, обусловленная инерцией электронов (см гл. 30);

β — коэффициент, зависящий от отношения температуры катода к комнатной температуре.

Величина β может быть принята равной $\beta = 1,43 \frac{T_{\kappa}}{T_0}$. Полагая $T_0 = 293^\circ\text{C}$ и $T_{\kappa} = 1000^\circ\text{C}$, получим $\beta \approx 4,85$. Проведённые измерения показали, что величина β лежит в пределах от 3,5 до 6,5 при среднем значении $\beta \approx 5$.

Таким образом,

$$\bar{I}_g^2 = 4k(5T_0) \frac{1}{R_{\text{схс}}} \text{ П.} \quad (7.20)$$

Строго говоря, флуктуации, вызванные зарядами, индуцированными на сетке, не могут рассматриваться как независимый источник шумов, так как они связаны с флуктуациями анодного тока (см. гл. 8).

Поэтому при точном рассмотрении вопроса, возникают известные затруднения при суммировании эффектов этих флуктуаций с флуктуациями, вызванными другими причинами. В диапазоне метровых волн флуктуации, вызванные индуцированными зарядами, ещё не имеют существенного значения и ими в ряде случаев возможно пренебречь по сравнению с другими видами флуктуаций.

Интересно отметить, что на самых низких частотах (ниже, примерно, 1000 $\mu\text{ц}$) имеет место резкое возрастание флуктуации за счёт так называемого „эффекта мерцания“. На достаточно низких частотах этот эффект определяет собой общую величину флуктуаций. Что же касается радиочастот, то здесь он вовсе не имеет места; поэтому в дальнейшем изложении мы с ним считаться не будем.

Точно так же мы не будем принимать во внимание флуктуации, вызванные плохими контактами, вибрацией электродов, наличием зарядов на стенках лампы и т. д. Эти флуктуации также возникают на низких частотах и могут быть значительно ослаблены за счёт улучшения конструкции лампы и условий эксплуатации.

7.8. Флуктуации, вызванные последующими ступенями приёмника

Если первая ступень приёмника даёт незначительное усиление, то существенное влияние приобретают флуктуации последующих элементов схемы. Учёт этих флуктуаций удобнее всего делать, вводя результирующее эквивалентное сопротивление. Для этого флуктуации, возникающие во второй и последующих ступенях, нужно пересчитать в цепь сетки первой лампы и суммировать с флуктуациями первой ступени. При суммировании флуктуаций, создаваемых несколькими различ-

ными источниками, мы должны исходить из того, что результирующая мощность, выделяющаяся за счёт флуктуаций, равна сумме мощностей этих источников. Так как средний квадрат напряжения представляет собой величину, пропорциональную мощности, то результирующая величина среднего квадрата напряжения будет равна сумме средних квадратов напряжения отдельных источников. Посмотрим теперь, как произвести пересчёт в цепь сетки первой ступени флуктуаций за счёт последующих элементов схемы (рис. 7.3).

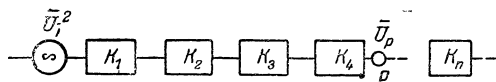


Рис 7.3. Пересчёт напряжения шумов

Напряжение на выходе \bar{U}_1^2 будет создавать в точке p схемы напряжение $\bar{U}_p^2 = \bar{U}_1^2 \cdot K_p^2$, где K_p — усиление от входа до точки p . Поэтому напряжение, пересчитанное на вход, будет

$$\text{равно } \bar{U}_1^2 = \frac{U_p^2}{K_p^2}.$$

Если имеется несколько источников флуктуаций в различных частях схемы, то эквивалентное напряжение, пересчитанное ко входу, будет определяться соотношением

$$\bar{U}_{1\Sigma}^2 = \sum \frac{\bar{U}_p^2}{K_p^2}. \quad (7.21)$$

Назовём R_{Σ} результирующим эквивалентным шумовым сопротивлением.

Тогда

$$R_{\Sigma} = \frac{\bar{U}_{1\Sigma}^2}{4kT\Pi} = R_{\Sigma 1} + R'_{\Sigma 2} + R'_{\Sigma 3} + \dots \quad (7.22)$$

Здесь $R'_{\Sigma 2}$, $R'_{\Sigma 3}$, $R'_{\Sigma 4}$ и т. д. представляют собой пересчитанные в цепь сетки первой лампы эквивалентные шумовые сопротивления последующих ступеней.

Величина R_{Σ} характеризует ширину полосы для всего устройства в целом. Очевидно, что

$$R'_{\Sigma 2} = \frac{R_{\Sigma 2}}{K_1^2}; \quad R'_{\Sigma 3} = \frac{R_{\Sigma 3}}{K_1^2 K_2^2} \quad \text{и т. д.} \quad (7.23)$$

Таким образом, вводя $R_{\text{эк}\Sigma}$, мы даже при наличии ряда источников флуктуаций, находящихся в различных участках схемы, можем вести подсчёты обычными методами.

Если $K_1 \gg 1$, а $K_2, K_3 \dots K_p > 1$, то

$$R_{\text{эк}\Sigma} \approx R_{\text{эк}}.$$

Другими словами, при достаточном коэффициенте усиления первой ступени мы можем не учитывать источников флуктуаций, расположенных после первой лампы.

Литература: 10, 16, 71.

ОЦЕНКА ВЕЛИЧИНЫ ШУМОВ ПРИЁМНОГО УСТРОЙСТВА

8.1. Вводные замечания

Одним из важнейших параметров приёмного устройства является чувствительность, определяющая способность приёмника принимать слабые сигналы. Величина чувствительности зависит от уровня шумов, возникающих как внутри приёмного устройства, так и воздействующих на приёмник извне. Чем ниже уровень шумов, тем более слабые сигналы может принимать приёмник, т. е. тем выше его чувствительность.

На длинных, средних и отчасти на коротких волнах шумы, ограничивающие чувствительность приёмника, создаются, главным образом, индустриальными и атмосферными помехами. С повышением частоты эти виды помех проявляют себя всё в более и более слабой степени. На частотах около 10 мГц с ними уже становятся соизмеримы шумы, возникающие внутри приёмного устройства за счёт флуктуаций в лампах и электрических цепях. При этом особое значение приобретают шумы во входных контурах приёмника и в первой лампе.

На ультравысоких частотах, помимо этих причин, начинают также сказываться шумы, создаваемые радиоизлучением галактики и солнца, шумы, индуцированные на сетке электронным потоком, а также шумы элементов схемы, включённых после первой ступени приёмника, усиление которой на этих частотах обычно невелико.

На сантиметровых волнах элементы схемы предшествующие первой ступени промежуточной частоты дают не усиление, а значительное ослабление.

Уровень шумов, при заданной величине, сигнала определяет и отношение сигнала к шуму. Рассматривая вопрос об отношении сигнала к шуму в приёмнике, необходимо отчётливо представлять себе, что действительная величина этого отношения будет различной в различных точках схемы. Это обстоятельство вызывается рядом причин. В первую очередь

надо учесть, что в то время, как сигнал подводится только ко входным зажимам приёмника, источники шумов действуют не только на входе, но и во всех последующих элементах схемы. Помимо этого, распределение энергии сигнала и шума в зависимости от частоты имеет различный характер. Поэтому действительное отношение сигнала к шуму оказывается зависящим от ширины полосы пропускания приёмника и изменяется от ступени к ступени.

Обычно нас интересует отношение сигнала к шуму на выходе системы, например, на выходе радиочастотной части приёмника. При этом как сигнал, так и шумы пройдут через весь тракт и отношение сигнала к шуму будет относиться к шумовой полосе всего тракта. Если, производя пересчёт сигнала и шумов к какой-либо точке схемы, мы хотим сохранить то отношение сигнала к шуму, какое имеет место на выходе, то под полосой шумов Π мы должны понимать во всех случаях полосу шума для всего усилительного тракта. Таким образом, производя, например, пересчёт к цепи сетки первой лампы, мы под полосой шумов должны понимать ширину полосы всего радиочастотного тракта. Найденное нами „пересчитанное“ отношение сигнала к шуму для линейной системы будет таким же, как и отношение сигнала к шуму на выходе.

Величина чувствительности имеет определённое предельное значение, которое практически не представляется возможным превзойти даже в тех случаях, когда само приёмное устройство является идеальным в отношении шумов.

Представим себе, что мы имеем подобный идеальный приёмник, в котором электрические цепи и лампы не создают шумов. Несмотря на это на выходе приёмника будут иметь место шумы за счёт антенного устройства. Эти шумы в зависимости от диапазона, в котором работает приёмник, могут быть вызваны либо атмосферными и промышленными помехами, либо радиоизлучением солнца и галактики. Однако, даже в том случае, когда воздействие помех подобного рода на антенную систему полностью отсутствует, шумы не будут равны нулю. Причины этого рассматриваются в гл. 9, где разбирается вопрос о флуктуациях, возникающих в антенне за счёт обмена энергией с окружающей средой.

Как видно из приводимого там материала, шумы, возникающие в антенне, для данного случая могут быть приравнены шумам, создаваемым тепловыми флуктуациями в сопротивлении, равном активному сопротивлению антенной цепи R_a . В связи с этим, в тех случаях, когда возможно не принимать во внимание действие внешних помех, шумы в реальной антенной системе полагают равными шумам, возникающим в эквиваленте

антенны с сопротивлением R_a , находящимся при комнатной температуре T_0 .

Таким образом,

$$\bar{I}_a^2 = 4kT_0 g_a \Pi, \quad (8.1)$$

где

$$g_a = \frac{1}{R_a}.$$

При необходимости учёта также и внешних помех, воздействующих извне, на приёмную антенну можно написать

$$\bar{I}_a^2 = 4kT_a g_a \Pi = 4k\Theta T_0 g_a \Pi, \quad (8.2)$$

здесь T_a — эффективная температура антенны, а $\Theta = \frac{T_a}{T_0}$.

Другими словами, величина Θ показывает, во сколько раз мощность шумов, возникающих в реальной антенной системе, больше мощности шумов в эквиваленте антенны.

8.2. Коэффициент шума приёмного устройства

Величину шумов приёмного устройства в целом, а также отдельных элементов приёмного устройства, удобно характеризовать с помощью коэффициента шума F . Рассмотрим схему рис. 8.1. Будем называть коэффициентом шума четырёхполюсника I отношение величины $\left(\frac{C_2}{\Pi_2}\right)$ для генератора к величине $\left(\frac{C}{\Pi}\right)$ на выходе четырёхполюсника.

Таким образом,

$$F = \left(\frac{C_2}{\Pi_2}\right) : \left(\frac{C}{\Pi}\right), \quad (8.3)$$

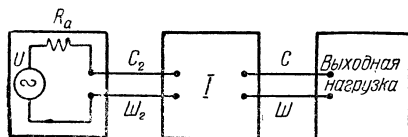


Рис. 8.1. Генератор сигнала подключён к четырёхполюснику I , содержащему источники шумов

здесь C_2 — номинальная мощность сигнала, развиваемая генератором;

C — номинальная мощность сигнала на выходе четырёхполюсника;

Π_2 — номинальная мощность шумов, создаваемых внутренним сопротивлением генератора;

Π — номинальная мощность шумов на выходе четырёхполюсника, создаваемая за счёт тепловых шумов в генераторе, а также за счёт источников флуктуаций, действующих в самом четырёхполюснике.

Из (8.3) видно, что если сам четырёхполюсник не создаёт шумов, то величина F будет равна единице, так как шумы на выходе будут обусловлены только тепловыми флуктуациями во внутреннем сопротивлении генератора. Такое положение вещей может иметь место только в идеальной системе. Всякий реальный четырёхполюсник создаёт шумы и в этом случае величина F будет больше единицы.

В соотношении (8.3) входят номинальные мощности. Номинальная мощность представляет собой ту максимальную мощность, какая может быть выделена на внешней нагрузке генератором с данным внутренним сопротивлением R_a . Если генератор развивает эдс U и сопротивление R_a , то его номинальная мощность будет $P = \frac{U^2}{4R_a}$. Такая мощность может быть отдана нагрузке при выполнении условий согласования (см. гл. 18). Если нагрузка не согласована с генератором, то выделяемая на ней мощность будет отлична от номинальной. Однако, для всякого генератора с заданными значениями U и R_a номинальная мощность будет вполне определённой величиной, независимо от того, на какую нагрузку работает генератор.

Возвращаясь к определению коэффициента шума F , мы должны учесть, что согласно (6.26) цепь с активным сопротивлением R_a , равным сопротивлению источника, даёт средний квадрат напряжения флуктуаций $\bar{U}^2 = 4kT_a R_a \Pi$, где Π — шумовая полоса четырёхполюсника. Следовательно, для номинальной мощности шумов Π_2 будем иметь

$$\Pi_2 = \frac{\bar{U}^2}{4R_a} = kT\Pi. \quad (8.4)$$

Если обозначить номинальное значение усиления по мощности через $M = \frac{C}{C_2}$, то на основании (8.3) и (8.4) мы получим

$$F = \frac{1}{M} \frac{\Pi}{kT\Pi}, \quad (8.5)$$

откуда

$$\Pi = FMkT\Pi. \quad (8.6)$$

Мощность шумов, выделяемых на выходе четырёхполюсника, создаётся как шумами, возникающими в самом четырёхполюснике, так и шумами, возникающими за счёт тепловых флуктуаций во внутреннем сопротивлении генератора. Номинальная мощность последних, отнесённая к выходу четырёхполюсника, будет

$$\Pi'_2 = MkT\Pi.$$

Следовательно, на основании (8.6) номинальная мощность шумов самого четырёхполюсника будет равна

$$(F-1) MkT\Pi. \quad (8.7)$$

Величина Π , входящая во все предыдущие соотношения, представляет собой полосу шумов рассматриваемого четырёхполюсника. Если к нашему шумящему четырёхполюснику подключить четырёхполюсник, не создающий шумов и имеющий усиление или ослабление по мощности, равное M , то величина F останется неизменной. Однако, под полосой шумов Π при этом уже надо будет понимать полосу шумов всей системы. При этом величина Π , развиваемая на выходе шумящего четырёхполюсника, изменится пропорционально Π , так же, как и величина $\Pi_2 = kT\Pi$.

Подобное положение вещей может иметь место, если в качестве шумящего четырёхполюсника используется усиительная ступень с достаточной величиной усиления. При этом шумами, возникающими в последующих элементах схемы, можно пренебречь без существенного влияния на результат.

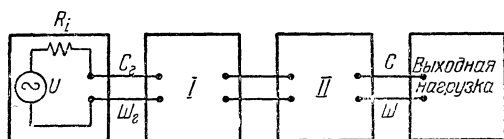


Рис. 8.2. Два четырёхполюсника, содержащих источники шумов, включены последовательно

Однако, часто с шумами, возникающими в последующих элементах схемы, не оказывается возможным не считаться. Рассмотрим вопрос о коэффициенте шумов для этого более общего случая.

Пусть мы имеем устройство, изображённое на черт. 8.2. Тогда мощность шумов, отнесённая к выходным зажимам цепи 2, будет

$$\Pi_{12} = F_{12} M_{12} kT \Pi_{12}, \quad (8.8)$$

где F_{12} — коэффициент шума всей системы, $M_{12} = M_1 M_2$, а Π_{12} — результирующая полоса четырёхполюсников 1 и 2. С другой стороны, результирующая мощность шумов на выходе четырёхполюсника 2 будет равна мощности шумов, пересчитанной с выхода первого четырёхполюсника, т. е. $\Pi_1 M_2$ плюс мощность шумов самого второго четырёхполюсника 2. Согласно (8.6)

$$\Pi_1 = FMkT\Pi,$$

откуда

$$M_2 \Pi_1 = F_1 M_1 M_2 kT \Pi_{12}. \quad (8.9)$$

Мощность шума за счёт самого второго четырёхполюсника согласно (8.7) будет

$$(F_2 - 1) M_2 kT \Pi_2. \quad (8.10)$$

Складывая (8.9) и (8.10), получим результирующую номинальную мощность шумов на выходе четырёхполюсника 2

$$\Pi_{12} = F_1 M_1 M_2 kT \Pi_{12} + (F_2 - 1) M_2 kT \Pi_2. \quad (8.11)$$

Сравнивая (8.8) и (8.11), получим

$$F_{12} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{M_1} \cdot \frac{\Pi_2}{\Pi_{12}}. \quad (8.12)$$

Переходя к случаю трёх шумящих четырёхполюсников, будем иметь

$$\begin{aligned} F_{123} = F_{12} + \frac{F_3 - 1}{M_{12}} \cdot \frac{\Pi_3}{\Pi_{123}} = F_1 + \\ + \frac{F_2 - 1}{M_1} \cdot \frac{\Pi_{23}}{\Pi_{123}} + \frac{F_3 - 1}{M_1 M_2} \cdot \frac{\Pi_3}{\Pi_{123}}. \end{aligned} \quad (8.13)$$

Для n четырёхполюсников

$$\begin{aligned} F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{M_1} \cdot \frac{\Pi_{23 \dots n}}{\Pi_{12 \dots n}} + \frac{F_3 - 1}{M_1 M_2} \cdot \frac{\Pi_{3 \dots n}}{\Pi_{12 \dots n}} + \dots + \\ + \frac{F_n - 1}{M_1 M_2 \dots M_{n-1}} \cdot \frac{\Pi_n}{\Pi_{12 \dots n}} \end{aligned} \quad (8.14)$$

В некоторых случаях это общее соотношение может быть упрощено. Для системы, состоящей из большого числа сту-

пеней, отношение полос, входящее в первые составляющие (8.14), близко к единице. В самом деле $\Pi_{12...n} = \Pi$ представляет собой полосу шумов для всей системы, в то время как $\Pi_{23...n}$ есть полоса системы без первого элемента. Поэтому $\frac{\Pi_{23...n}}{\Pi} \approx 1$. В то же время очевидно, что при большом числе элементов отношение $\frac{\Pi_n}{\Pi}$ для последних составляющих будет, вообще говоря, существенно отлично от единицы. Заметим, что соотношение для коэффициента шумов системы, состоящей из n ступеней, часто приводится в виде

$$F = F_1 + \frac{F_2 - 1}{M_1} + \frac{F_3 - 1}{M_1 M_2} + \dots + \frac{F_n - 1}{M_1 M_2 \dots M_{n-1}}. \quad (8.15)$$

Из сопоставления с (8.14) видно, что оно будет верно лишь в частном случае, когда

$$\frac{\Pi_{23...n}}{\Pi} = \frac{\Pi_{34...n}}{\Pi} = \dots = \frac{\Pi_n}{\Pi} = 1. \quad (8.16)$$

Этот частный случай может, например, иметь место, если все элементы системы имеют одинаковую, строго прямоугольную амплитудно-частотную характеристику.

Соотношение (8.15) будет справедливо также, если усиление элементов по мощности таково, что можно пренебречь всеми составляющими за исключением 2—3 первых, в то время как результирующая полоса шумов формируется рядом ступеней, включённых после шумящих элементов. В общем же случае, когда требуется учитывать все шумящие элементы, следует пользоваться соотношением (8.14).

Во всех приведённых нами выше соотношениях коэффициент шума был выражен в относительных единицах. Если величину F выразить в дБ, то

$$F_{\text{дБ}} = 10 \lg(F).$$

Для идеального приёмника, не содержащего шумящих элементов, $F_{\text{дБ}} = 0$. Значения величины $F_{\text{дБ}}$ для некоторых иностранных ультравысокочастотных радиолокационных приёмников, выпускавшихся в период 1939—1944 гг., приведены в табл. 8.1. Из этой таблицы видно, что коэффициент шума $F_{\text{дБ}}$ для лучших из приведённых образцов имеет значение порядка 7—10 дБ. С повышением частоты, при прочих равных условиях, величина коэффициента шума возрастает и качество приёмника в отношении шума ухудшается.

Таблица 8.1

Тип станции	Несущая частота мггц	Полоса шумов П мггц	τ П	F (в дб)	L_0 — потери в антен. перекл. и соедин. ли- нии (отно- шен.) по мощности
SCR-268	195—215	1,5	12	21(14)	0,95
SCR-270-B	106	0,53	9,54	14,5	0,80
SCR-602 (Т-8)	600	5,75	8,65	10,5	0,80
SCR-615	3000	2,7	2,7	21	0,70
SCR-636 (Т-1)	212	1,5	3	7	0,80
MFW (AN/CPS-1)	2800	2	2	16	0,70
Малый Вюрцбург	560	0,5	1	20,3	0,98
Большой Вюрцбург	560	0,5	1	20,3	0,98
Фрея	120	0,28	1	7	0,80
SCR-545 (поиск)	205	1,25	1,25	7	—
SCR-545 (авт. сложен.)	2700 2900	5	5	15	—
SCR-584/784	2700 2900	1,7	1,36	15	—
H2X (панорамный бом- боприцел)	9375	2—3	$\tau=0,5$ или 2 мксек	15	—

В графе $F_{дб}$ цифра в скобках по данным Electronics (ноябрь 1945) цифры, без скобок — по измерениям лаборатории фирмы „Белл Телефон“ (см. „Максимальная дальность действия радиолокационной станции“, перевод с английского под редакцией Б. Ф. Высоцкого, изд-во „Советское радио“, Москва, 1947 г.).

В четвертой графе таблицы дано значение τ П для станции, где τ — длительность импульса, выраженная в мксек.

8. 3. Соотношения для шумовых составляющих

При подсчёте шумов будем принимать во внимание следующие виды флуктуаций:

а) шумы, возникающие за счёт тепловых флуктуаций во внутреннем сопротивлении генератора;

б) шумы во входной цепи;

в) шумы анодного тока первой лампы, пересчитанные в цепь сетки;

г) шумы в лампах и последующих цепях, включённых после первой лампы;

д) шумы, индуктированные на сетке первой лампы электронным потоком.

Эквивалентная схема цепи, представленная на рис. 8.3, может быть применена как ко входу приёмного устройства,

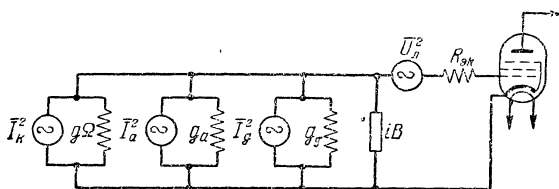


Рис. 8.3. Схема источников шумов

так и к одной из ступеней усиления. В частном случае общая схема рис. 8.3 может соответствовать схеме рис. 8.4. Величину шумов, возникающих за счёт флуктуаций во внутреннем сопротивлении генератора, можно учесть с помощью величины \bar{I}_a^2 , причём

$$\bar{I}_a^2 = 4 k T_0 g_a \Pi, \quad (8.17)$$

здесь g_a — проводимость за счёт внутреннего сопротивления генератора, пересчитанная в эквивалентную схему. Если рассматривать входную ступень приёмника, в первой ступени которого используется усилительная электронная лампа, то генератор \bar{I}_a^2 будет характеризовать шумы, создаваемые в антенной системе. Вводя генератор \bar{I}_a^2 , как уже указывалось, можно учесть как внешние помехи, действующие на антенну, так и флуктуации, возникающие в антенне за счёт обмена энергией с окружающим пространством („флуктуации в приёмной антенне“).

Если потери, вносимые за счёт антенной цепи в контур, будут характеризоваться некоторым пересчитанным шунтом, имеющим проводимость g_a' , то эквивалентный генератор тока, действующий в цепи входного контура, будет давать

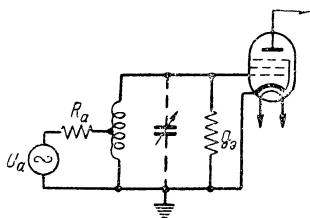


Рис. 8.4. Схема автотрансформаторного включения генераторов

средний квадрат флюктуационного тока, определяемый соотношением (8.2)

$$\bar{I}_a^2 = 4 k T_0 g'_a \cdot \Pi \Theta,$$

где величина $\Theta = \frac{T_a}{T_0}$ даёт отношение мощности шумов, возникающих в антенне в действительных условиях приёма, к мощности, развиваемой за счёт термических флюктуаций в активном сопротивлении, равном $R_a = \frac{1}{g_a}$ при температуре T_0 . Данные, относящиеся к определению величины T_a , приведены в гл. 9.

Средний квадрат флюктуаций входного контура в соответствии с материалом гл. 6 может быть подсчитан по формуле

$$\bar{I}_\kappa^2 = 4 k T_0 g_\Sigma \Pi, \quad (8.18)$$

где $g_\Sigma = \frac{1}{R_\Sigma}$, а Π — ширина полосы шумов для всей системы.

Подсчёт флюктуаций за счёт как первой лампы, так и лампы и контуров последующих ступеней, можно выполнить, пересчитывая флюктуации в цепь сетки и вводя результирующее эквивалентное шумовое сопротивление $R_{\Sigma\kappa}$ (см. гл. 7).

При этом условии согласно (7.22) $R_{\Sigma\kappa}$ будет равно

$$R_{\Sigma\kappa} = R_{\Sigma\kappa 1} + \frac{R_{a_1} + R_{\Sigma\kappa 2}}{k_1^2} + \frac{R_{a_2} + R_{\Sigma\kappa 3}}{k_1^2 \cdot k_2^2} + \dots$$

где $k_1^2 = M_1$, $k_1^2 k_2^2 = M_1 M_2$ и т. д.

Влиянием последующих ступеней почти во всех случаях практики возможно пренебречь.

Используя понятие результирующего эквивалентного шумового сопротивления, мы как бы считаем, что флюктуации в первой лампе и в последующих элементах схемы приёмного устройства отсутствуют, но зато в цепи сетки первой лампы включён генератор шума, дающий средний квадрат напряжения флюктуаций, равный

$$\bar{U}^2 = 4 k T_0 R_{\Sigma\kappa} \Pi. \quad (8.19)$$

Таким образом, напряжение, развиваемое этим генератором шума, имеет такую же величину, какая создавалась бы за

счёт тепловых флуктуаций в включённом в цепь сетки активном сопротивлении R , равном $R_{эк}$, при комнатной температуре T_0 . При подобном определении $R_{эк}$ мы не принимаем во внимание шумов, индуцированных на сетке проходящим электронным потоком; поэтому эти шумы должны быть учтены дополнительно, в тех случаях, когда лампы работают на ультравысоких частотах.

В разделе 7.7 гл. 7 было показано, что шумы, индуцированные на сетке, при ультравысоких частотах, за счёт проходящего электронного потока могут быть определены как шумы в цепи с проводимостью $\frac{1}{R_{ex}}$ при температуре βT_0 . Средний квадрат флуктуационного тока, индуцированного в цепи сетки, определяется соотношением

$$\bar{I}_g^2 = 4 k (\beta T_0) \frac{1}{R_{ex}} \Pi. \quad (8.20)$$

При лампах с оксидным катодом можно принять, что $\beta \approx 5$. Это соотношение относится к случаю, когда управляющая сетка сигнала является ближайшей к катоду, как это обычно бывает. Следует особо отметить, что здесь R_{ex} представляет собой составляющую входного сопротивления, обусловленную только инерцией электронов. Составляющая входного сопротивления на ультравысоких частотах, обусловленная влиянием ввода катода, сюда не входит.

Если рассматривать не средний квадрат тока \bar{I}_g^2 , а величину I_g , то можно будет получить следующее соотношение

$$I_g = (-i) \sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{\beta g_\tau}.$$

Множитель $(-i)$ в этом выражении обусловлен следующим. Ввиду того, что шумовой ток сетки и шумовой ток анода вызваны флуктуациями одного и того же электронного потока, эти шумовые токи в общем случае не могут рассматриваться как вполне статически независимые. Множитель $(-i)$ должен быть принят во внимание в том случае, когда можно считать, что шумовой ток I_g сдвинут на 90° относительно шумового напряжения лампы U_a для известной области частот. К рассмотрению этого вопроса мы ещё вернёмся в § 8.9, где определяется коэффициент шумов в случае триода.

8.4. Величина коэффициента шума для случая когда шумы отдельных источников статистически независимы

Обратимся к схеме рис. 8.3, на которой показаны источники шумов, действующих во входной цепи устройства с усилительной лампой.

Здесь B — реактивная составляющая проводимости входной цепи, g_a — пересчитанная проводимость к цепи сетки генератора сигнала, g_τ — составляющая входной проводимости, вызванная только инерцией электронов, а g_Ω — составляющая проводимости, обусловленная прочими потерями. Согласно данным предыдущего параграфа для генераторов шумов имеем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} I_a &= \sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{\Theta g_a}; \quad \bar{I}_a^2 = 4kT\Pi\Theta g_a, \\ U_a &= \sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{R_{эк}}; \quad \bar{U}_a^2 = 4kT\Pi R_{эк}, \\ I_a &= U_a(g_a + g_\tau + g_\Omega + iB) = \sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{R_{эк}} \cdot Y, \\ \text{где } Y &= g_a + g_\tau + g_\Omega + iB, \end{aligned} \quad (8.21)$$

$$I_g = (-i)\sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{\beta g_\tau}; \quad \bar{I}_g^2 = 4kT\Pi\beta g_\tau,$$

$$I_k = \sqrt{4kT\Pi} \cdot \sqrt{g_\Omega}; \quad \bar{I}_k^2 = 4kT\Pi g_\Omega.$$

В настоящем параграфе мы будем вести рассмотрение, имея в виду случай использования пентода, причём нужно будет принять во внимание, что шумы пентода вызваны не столько неравномерностью вылета электронов из катода, сколько разделением электронных потоков между экранной сеткой и анодом. Между шумами, обусловленными этим разделением, и шумами, индуктированными на сетке проходящим электронным потоком, отсутствует какая-либо связь, вследствие чего при использовании пентода эти шумы могут рассматриваться как статистически независимые.

Имея сейчас в виду именно последний случай, определим результирующую величину шумов в цепи сетки. Здесь средний

квадрат суммарного тока будет равняться сумме средних квадратов отдельных составляющих

$$\begin{aligned} \overline{I}_{\Sigma}^2 = \overline{I}_a^2 + \overline{I}_k^2 + \overline{I}_n^2 + \overline{I}_g^2 = 4kT \Pi \{ R_{\text{эк}} |Y|^2 + \\ + g_a + \beta g_r + \Theta g_n \} \end{aligned} \quad (8.22)$$

$$(Y = g_a + g_r + g_n + iB).$$

Величина коэффициента шума будет представлять собой согласно (8.3)

$$F = \frac{C_2}{C} \cdot \frac{\Pi}{\Pi_2},$$

где величины C_2 и Π_2 — мощность сигнала и мощность шумов, подводимых ко входу четырёхполюсника, а C и Π , соответствующие мощности на выходе четырёхполюсника, причём величина Π обусловлена как шумами генератора, так и шумами, возникающими внутри четырёхполюсника.

Произведём пересчёт величин C_2 и Π_2 к выходу четырёхполюсника, т. е. к цепи сетки лампы. Тогда

$$F = \frac{C_2'}{C} \cdot \frac{\Pi}{\Pi_2'},$$

но очевидно, что $\frac{C_2'}{C} = 1$. В то же время, как мощность результирующих шумов Π , так и мощность шумов Π_2' , создаваемых за счёт тепловых флуктуаций в генераторе сигнала, при отнесении этих мощностей к общей точке схемы будут выделяться на одном и том же сопротивлении нагрузки. Поэтому выражение для F можно написать в виде

$$F = \frac{\Pi}{\Pi_2'} = \frac{\overline{I}_{\Sigma}^2}{\overline{I}_a^2}, \quad (8.23)$$

где \overline{I}_{Σ}^2 определяется соотношением (8.22), а \overline{I}_a^2 — соотношением (8.21). Отметим, что, сравнивая шумы всей системы с $\overline{I}_a^2 = 4kT_0 g_a \Pi$, мы определяем, во сколько раз шумы реальной системы превышают шумы за счёт тепловых флуктуаций в идеальном генераторе, сопротивление R_a которого находится при температуре $T_a = T_0$.

Итак,

$$F = \frac{1}{g_a} \left\{ R_{\text{эк}} |Y|^2 + \beta g_{\tau} + g_{\Omega} + \Theta g_a \right\} = \frac{1}{g_a} \left\{ R_{\text{эк}} (g_a + g_{\tau} + g_{\Omega})^2 + g_{\Omega} + \right. \\ \left. + R_{\text{эк}} B^2 + \beta g_{\tau} + \Theta g_a \right\}.$$

С тем, чтобы уменьшить величину коэффициента шума, следует в первую очередь таким образом подобрать настройку сеточной цепи, чтобы получить

$$B = 0.$$

В этом случае, обозначая $g_{\Omega} = g_{\tau} + g_{\Omega}$ и полагая ($\beta = 5$), получим ¹⁾

$$F = \frac{1}{g_a} \left[R_{\text{эк}} (g_{\Omega} + g_a)^2 + g_a \Theta + g_{\Omega} + 4g_{\tau} \right]$$

или

$$F = \Theta + \frac{1}{g_a} \left[g_{\Omega} + 4g_{\tau} + R_{\text{эк}} (g_{\Omega} + g_a)^2 \right] = \\ = \Theta + \frac{g_{\Omega}}{g_a} + 4 \frac{g_{\tau}}{g_a} + \frac{R_{\text{эк}}}{g_a} \left[g_{\Omega} + g_a \right]^2. \quad (8.24)$$

Входящая в (8. 24) величина g_a представляет собой активную проводимость шунта за счёт внутреннего сопротивления генератора, пересчитанного в цепь сетки первой лампы, причём указанная величина проводимости g_a зависит от степени связи с генератором.

Таким образом, с изменением величины связи будет изменяться g_a , а следовательно, и коэффициент шума F . Рассмотрим в первую очередь вопрос о таком подборе величины связи, при которой коэффициент передачи входного четырёхполосника имеет максимум, что обеспечивает максимальную величину сигнала. Максимум коэффициента передачи соответствует выполнению условий согласования, для чего реактивные компоненты должны быть скомпенсированы, а активные компоненты равны между собой (более подробно этот вопрос рас-

¹⁾ Можно показать, что для усилителя с заземлённой сеткой, при $\mu \gg 1$, коэффициент шума будет определяться теми же соотношениями.

смотрен в гл. 18). Равенство активных компонент означает, что $g_a = g_s$. При этом согласно (8.24)

$$F = (1 + \Theta) + 4R_{\text{эк}} g_s + 4 \frac{g_{\tau}}{g_s}. \quad (8.25)$$

Указанное соотношение для коэффициента шума будет верно при использовании любого входного четырёхполюсника, если только имеет место условие согласования. Однако, наличие согласования, давая максимум сигнала, в общем случае вовсе не обеспечивает наибольшего отношения сигнала к шуму, как это будет видно из материала следующего параграфа.

8.5. Условия получения минимального значения коэффициента шума при статистически независимых источниках шумов

Установим условия, когда отношение сигнала к шуму на сетке первой лампы имеет наибольшую величину. Это будет соответствовать такому значению пересчитанной проводимости g_a , при котором коэффициент шума F минимален.

Имеем на основании (8.24)

$$\frac{dF}{dg_a} = R_{\text{эк}} - \frac{g_s}{g_a^2} \left[1 + R_{\text{эк}} g_s + 4 \frac{g_{\tau}}{g_s^2} \right]$$

Откуда

$$\left(\frac{g_a}{g_s} \right)^2 = \frac{1}{R_{\text{эк}}} \left[\frac{1}{g_s} + R_{\text{эк}} + 4 \frac{g_{\tau}}{g_s^2} \right]$$

или

$$\left(\frac{g_a}{g_s} \right)^2 = 1 + \frac{1}{R_{\text{эк}} g_s} \left[1 + \frac{g_{\tau}}{g_s} \right]. \quad (8.26)$$

Полученное равенство определяет интересующее нас условие, при котором отношение сигнала к шуму имеет максимум.

Если составляющая входной проводимости, обусловленная инерцией электронов, мала, или, точнее, если

$4 \frac{g_{\tau}}{g_s} \gg 1$, то

$$\left(\frac{g_a}{g_s} \right)^2 = 1 + \frac{1}{R_{\text{эк}} g_s}. \quad (8.27)$$

Как уже указывалось, максимум коэффициента передачи входного устройства, т. е. максимальная величина сигнала получается при $g_a = g_3$, т. е. при согласованном входе. Из равенства (8. 27) мы видим, что максимум отношения сигнала к шуму соответствует согласованному входу, если $\frac{1}{R_{эк}g_3} \ll 1$, т. е. если $R_{эк} \gg \frac{1}{g_3}$.

Такой результат является вполне естественным: при $R_{эк} \gg \frac{1}{g_3}$ величина шума на сетке первой лампы не зависит от параметров входного устройства и поэтому наибольшая величина отношения сигнала к шуму будет соответствовать случаю, когда сигнал максимален. Если неравенство $R_{эк} \gg \frac{1}{g_3}$ не имеет места, то помимо шумов, создаваемых первой лампой и последующими элементами схемы, существенное значение приобретают также шумы, зависящие от активных проводимостей в цепи контура первой лампы. В этом случае параметры входного контура влияют не только на величину сигнала, но и на величину шумов и потому условия максимума сигнала и максимума отношения сигнала к шуму оказываются несовпадающими.

Определим величину коэффициента трансформации четырёхполюсника m , характеризующего связь с генератором для максимальной величины отношения сигнала к шумам.

Рассматривая четырёхполюсник как идеальный трансформатор и обозначая $m = \frac{U_1}{U_2}$ для схемы рис. 8. 4, получим

$$g_a = \frac{1}{m^2 R_a}. \quad (8. 28)$$

Учитывая соотношение (8. 28), на основании (8.26) получим

$$m = \frac{U_1}{U_2} = \sqrt{\frac{1}{g_3 R_a}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{1}{R_{эк} g_3} \left(1 + 4 \frac{g_\tau}{g_3}\right)}}. \quad (8. 29)$$

Найдём теперь величину наименьшего значения коэффи-

циента шума. Для этого подставим (8.26) в формулу, определяющую величину коэффициента шума F

$$F_{\min} = \Theta + \frac{1}{g_a} \left[g_a + 4g_\tau + R_{\text{эк}}(g_a + g_a)^2 \right] = \\ = \Theta + 2R_{\text{эк}}g_a + R_{\text{эк}} \sqrt{g_a^2 + \frac{g_a^2}{R_{\text{эк}}} \left[1 + 4\frac{g_\tau}{g_a} + \right.} \\ \left. + \frac{g_a + 4g_\tau + R_{\text{эк}}g_a^2}{\sqrt{g_a^2 + \frac{g_a^2}{R_{\text{эк}}} \left[1 + 4\frac{g_\tau}{g_a} \right]}} \right].$$

Полученному выражению можно придать также следующий вид

$$F_{\min} = \Theta + 2R_{\text{эк}}g_a + 2 \sqrt{R_{\text{эк}}g_a \left[1 + R_{\text{эк}}g_a + 4\frac{g_\tau}{g_a} \right]}. \quad (8.30)$$

Последнее соотношение определяет минимальную величину коэффициента шума для случая, когда источники шумов могут рассматриваться как статистически независимые.

8.6. Сравнение минимального значения коэффициента шума со значением, соответствующим согласованному входу

Интересно сравнить между собой величину F в случае согласованного входа со случаем, когда параметры системы подобраны таким образом, что коэффициент шума имеет минимальное значение F_{\min} . Примем при этом, что $T_a = T_0$, т. е. $\Theta = 1$.

Полагая $\Theta = 1$ и обозначая $x = \frac{F}{F_{\min}}$, получим на основании (8.26) и (8.30)

$$x = \frac{\sqrt{2 + 4R_{\text{эк}}g_a + 4\frac{g_\tau}{g_a}}}{\sqrt{1 + 2R_{\text{эк}}g_a + 2 \sqrt{R_{\text{эк}}g_a \left(1 + R_{\text{эк}}g_a + \frac{4g_\tau}{g_a} \right)}}} \quad (8.31)$$

Величина x характеризует то увеличение отношения сигнала к шуму, которое может быть достигнуто при оптимальных условиях, по сравнению со случаем согласованного входа.

Из полученного выражения видно, что κ зависит от $R_{\text{эк}} g_{\text{э}}$ и от отношения $\frac{g_{\tau}}{g_{\text{э}}} = \frac{g_{\tau}}{g_{\tau} + g_{\text{э}}}$. Последняя величина может лежать между 0 и 1.

Определим пределы, в которых может лежать κ , для случая, соответствующего $\frac{g_{\tau}}{g_{\text{э}}} = 1$, когда проводимость за счёт инерции электронов полностью определяет величину проводимости в цепи сетки. (При использовании цепей с малыми потерями оказывается возможным получить $\frac{g_{\tau}}{g_{\text{э}}} = 0,7 \div 0,8$)

$$\kappa = \frac{\sqrt{6 + 4R_{\text{эк}}g_{\tau}}}{\sqrt{1 + 2R_{\text{эк}}g_{\tau} + 2\sqrt{R_{\text{эк}}g_{\tau}(5 + R_{\text{эк}}g_{\tau})}}} \quad (8.32)$$

Отсюда видно, что при $R_{\text{эк}}g_{\tau} \gg 1$, $\kappa \approx 1$, но $R_{\text{эк}}g_{\text{э}} \approx \frac{R_{\text{эк}}}{R_{\text{вх}}}$.

Итак, если $\frac{R_{\text{эк}}}{R_{\text{вх}}} \gg 1$, то наибольшее отношение сигнала к шуму практически получается при согласованном входе. Если же $R_{\text{эк}}g_{\tau} \ll 1$, то $\kappa > 1$. При $R_{\text{эк}}g_{\tau}$, стремящемся к нулю, κ стремится к величине $\sqrt{6} = 2,45$. Следовательно, отступая при подборе связи с антенной от условий согласованного входа, мы при определённом подборе параметров входного устройства можем увеличить отношение сигнала к шуму не более, чем в 2,45 раза. Увеличение такого порядка возможно только при использовании ламп, имеющих очень большую величину входного сопротивления на ультравысоких частотах при малой величине эквивалентного шумового сопротивления.

При $R_{\text{эк}}g_{\tau} = 5$ и $\frac{g_{\tau}}{g_{\text{э}}} = 1$ получим $\kappa = 1,015$. Другими словами по сравнению со случаем согласованного входа мы имеем увеличение отношения сигнала к шуму всего на 1,5%, т. е. на величину, не имеющую никакого практического значения. В то же время при малой величине $R_{\text{эк}}g_{\tau}$ получаются существенно отличные результаты. Для лучших современных ламп при триодном включении на промежуточной частоте в 60 мГц возможно получить величину $R_{\text{эк}}g_{\tau}$ около 0,02.

Если получить $R_{\text{эк}}g_{\tau} = 0,02$ также и при пентодном включении, величина κ будет равна 1,89, т. е. будет иметь место существенный выигрыш.

До сих пор мы рассматривали случай, когда $\frac{g_{\tau}}{g_{\text{э}}} = 1$.

Перейдём теперь к другому крайнему случаю, когда $\frac{g_z}{g_g} = 0$, т. е. когда проводимость сеточной цепи лампы за счёт инерции электронов не имеет места.

При этом

$$\kappa = \frac{\sqrt{2 + 4R_{\text{эк}}g_g}}{\sqrt{1 + 2R_{\text{эк}}g_g + 2\sqrt{R_{\text{эк}}g_g(1 + R_{\text{эк}}g_g)}}}. \quad (8.33)$$

Крайние значения κ здесь будут следующие: при $R_{\text{эк}}g_g \gg 1$, $\kappa \approx 1$; при $R_{\text{эк}}g_g$, стремящимся к нулю, κ стремится к $\sqrt{2} = 1,41$.

Таким образом, материал настоящего параграфа позволяет сделать следующее заключение: возможно получить отношение сигнала к шуму, большее чем то, которое соответствует согласованному входу. Для получения максимального отношения сигнала к шуму, т. е. минимального коэффициента шума, связь с генератором должна быть выбрана в соответствии с ф-лой (8. 29).

Наибольшее увеличение отношения сигнала к шуму, равное 2,45 по сравнению со случаем согласованного входа, получается при $R_{\text{эк}}g_g \ll 1$ и $\frac{g_z}{g_g} = 1$. При $R_{\text{эк}}g_g > 1$ выбор связи с генератором можно производить из условий максимальной величины коэффициента передачи входного устройства, соответствующих условиям согласованного входа. Если же $R_{\text{эк}}g_g \ll 1$, то следует при выборе связи исходить из соотношения (8. 29), так как при этих условиях можно будет получить ощутимое улучшение отношения сигнала к шуму по сравнению со случаем согласованного входа.

8.7. Случай наличия статистической связи между шумами в цепи анода и в цепи сетки

Выведенные выше соотношения были получены в предположении, что все источники шумов, действующих с системе, являются статистически независимыми. Такое рассмотрение могло иметь место в случае пентода. Для триода шумовой ток, индуктированный на сетке, находится в непосредственной связи с шумовым током в катод лампы, причём, если полоса частот не очень широкая, можно принять, что в пределах полосы сдвиг фазы равен 90° и что

$$I_g = (-i) \sqrt{4kT\Pi} \sqrt{\beta g_z}.$$

Будем считать, что проводимость лампы сетка—анод устранена применением нейтрализации и что индуктивностью вводов лампы можно пренебречь.

Так как за исключением I_g все остальные составляющие статистически независимы, то для схемы рис. 8.3 получим

$$\begin{aligned} \overline{I_e^2} = & |I_g + I_a|^2 + \overline{I_a^2} + \overline{I_k^2} = 4kT\Pi [g_a + g_\tau + g_\Omega] \sqrt{R_{\text{эк}}} + \\ & + i[\sqrt{R_{\text{эк}}} \cdot B - \sqrt{\beta g_\tau}]^2 + 4kT\Pi [g_a \Theta + g_\Omega] \end{aligned} \quad (8.34)$$

Или, обозначая

$$g_\Omega = g_\tau + g_\Omega,$$

$$\begin{aligned} \overline{I_e^2} = & 4kT\Pi \{g_a \Theta + g_\Omega + (g_a + g_\Omega)^2 R_{\text{эк}} + \\ & + [\sqrt{R_{\text{эк}}} \cdot B - \sqrt{\beta g_\tau}]^2\}, \end{aligned}$$

тогда

$$F = \frac{\overline{I_e^2}}{4kT\Pi g_a} = \Theta + \frac{g_\Omega}{g_a} + \frac{(g_a + g_\Omega)^2}{g_a} + \frac{1}{g_a} (\sqrt{R_{\text{эк}}} \cdot B - \sqrt{\beta g_\tau})^2.$$

Итак

$$F = \Theta + \frac{g_\Omega}{g_a} + \frac{R_{\text{эк}}}{g_a} (g_a + g_\Omega)^2 + \frac{1}{g_a} \left(\sqrt{R_{\text{эк}}} \cdot B - \sqrt{\beta g_\tau} \right)^2. \quad (8.35)$$

Если положить $B=0$, т. е. настроить входной контур в резонанс, то получим

$$F = \Theta + \frac{g_\Omega}{g_a} + \frac{R_{\text{эк}}}{g_a} (g_a + g_\Omega)^2 + \frac{\beta g_\tau}{g_a} \quad (8.36)$$

Последнее соотношение полностью совпадает с полученным нами ранее соотношением (8.24). Таким образом, если $B=0$, т. е. если реактивность системы скомпенсирована настройкой и подбором параметров, то как в случае триода, так и в случае пентода, коэффициент шума будет определяться одними и теми же соотношениями. Однако, при использовании триода, когда должна быть принята во внимание

взаимозависимость между шумовыми токами в цепи сетки и в цепи катода, величина F в общем случае определяется соотношением (8.35). Из этого соотношения видно, что при определённом подборе реактивности цепи удаётся устранить шумы, индуктированные в сеточной цепи и за счёт этого существенно уменьшить общую величину коэффициента шума. Полная компенсация сеточных шумов может иметь место лишь при определённом подборе данных. В самом деле, сдвинутый по фазе шумовой сеточный ток $I_g = (-i)pI_{\text{вых}}$, где p — некоторая постоянная, а $I_{\text{вых}}$ — анодный ток, проходя через нагрузку в цепи сетки

создаёт на входе лампы шумовое напряжение $U_{\text{шг}} = \frac{I_g}{Y}$, где

$Y = A + iB$ — проводимость сеточной цепи, а B — входящая в предыдущие соотношения реактивная составляющая проводимости. Напряжение $U_{\text{шг}}$ создаёт шумовой ток в анодной цепи, равный

$$I'_{\text{вых}} = S U_{\text{шг}} = \frac{ip}{A + iB} \cdot I_{\text{вых}}.$$

Подбирая соответствующим образом реактивную составляющую проводимости входной цепи B , можно добиться того, чтобы составляющая $I'_{\text{вых}}$, возникающая в анодном токе за счёт индуктированных шумов в цепи сетки, была полностью скомпенсирована противоположным по фазе шумовым током $I_{\text{вых}}$, обусловленным флуктуациями самого анодного тока.

Очевидно, что подобная компенсация возможна только при наличии статистической связи между током I_g и $I_{\text{вых}}$. Из (8.35) видно, что полная компенсация шумов, индуктированных на сетке, будет иметь место при условии

$$\sqrt{R_{\text{эк}}} \cdot B - \sqrt{\beta g_{\tau}} = 0$$

или

$$B = \sqrt{\frac{\beta g_{\tau}}{R_{\text{эк}}}}. \quad (8.37)$$

При этом величина F будет равна

$$F = \Theta + \frac{g_{\Omega}}{g_a} + \frac{R_{\text{эк}}}{g_a} (g_a + g_g)^2. \quad (8.38)$$

Входящие в соотношения (8.38) величины $R_{\text{эк}}$ и $\beta \approx 5$ являются постоянными, в то время как $g_{\tau} \equiv f^2$. Таким образом,

величина B пропорциональна частоте, т. е. является ёмкостной проводимостью ($B = \omega C$). Следовательно, для уменьшения шумов следует расстроить входную цепь относительно частоты сигнала таким образом, чтобы она имела ёмкостной характер. Очевидно, что полная компенсация сеточных шумов будет возможна только на одной частоте f' . На частотах же, не очень сильно отличающихся от f' , хотя полной компенсации и не будет, но всё же сеточные шумы будут резко ослаблены. Выше были рассмотрены условия получения оптимальной расстройки. Разберём теперь вопрос об оптимальном подборе связи с генератором. Из условия

$$\frac{dF}{dg_a} = 0.$$

На основании (8. 38) получим

$$g_a = \sqrt{g_{\vartheta}^2 + \frac{g_{\Omega}}{R_{\varepsilon\kappa}}}. \quad (8. 39)$$

Подставляя величину g_a в (8.38), находим минимальное значение F_{\min} , которое может быть получено в рассматриваемом случае

$$F_{\min} = \Theta + 2R_{\varepsilon\kappa}g_{\vartheta} + 2\sqrt{R_{\varepsilon\kappa}}\sqrt{R_{\varepsilon\kappa}g_{\vartheta}^2 + g_{\Omega}} \quad (8. 40)$$

Полученное соотношение может быть использовано в случае, когда I_g и шумовой ток анода статистически связаны. Если потери контура в цепи сетки малы (т. е. g_{Ω} мало), то можно положить $g_{\vartheta}^2 \gg \frac{g_{\Omega}}{R_{\varepsilon\kappa}}$. В этом случае

$$g_a = g_{\vartheta} \quad (8. 41)$$

$$F_{\min} = \Theta + 4R_{\varepsilon\kappa}g_{\vartheta}$$

8.8. Условия получения минимальной величины шумов

Выведенные нами выше соотношения применимы как ко входным цепям всего приёмного устройства, так и к первой ступени усилителя. Во всех этих соотношениях, рассматривая коэффициент шума, мы определяли превышение шумов реаль-

ной системы над шумами, возникающими за счёт тепловых флюктуаций во внутреннем сопротивлении R_a идеального генератора при комнатной температуре T_0 . Величина Θ , входящая в выражения для F , равна $\Theta = \frac{T_a}{T_0}$, где T_a — температура шумов реального генератора. Для уменьшения коэффициента шумов требуется в тех случаях, когда это возможно, получить $\Theta = 1$. Так например, если мы имеем дело с входной цепью приёмника, то условие $\Theta = 1$ будет соответствовать случаю отсутствию помех, воздействующих на антенну приёмника извне. Если помехи имеют место, то степень их воздействия возможно уменьшить, повышая, например, пространственную избирательность.

Весьма существенно сказывается на коэффициенте шума величина $R_{эк}g_g$. Если усиление первой ступени достаточно велико и потери в самом контуре малы, то величина $R_{эк}g_g = \frac{R_{эк}}{R_{gx}}$ определяется только данными первой лампы. В высшей степени важно выбор лампы производить таким образом, чтобы получить минимальное значение $R_{эк}g_g$. В этом случае можно будет получить наибольшую величину отношения сигнала к шуму.

При отсутствии значительных внешних помех обычно именно величина отношения $R_{эк}g_g$ определяет общие шумы. Так как $g_g \approx \frac{1}{R_{gx}}$ с частотой уменьшается, то по мере повышения частоты удельный вес этого члена становится всё более значительным.

Далее следует тщательно подобрать степень связи с генератором и настройку входной цепи. Выше было показано, что условие максимума сигнала, соответствующее согласованному входу, вообще говоря, не совпадает с минимумом коэффициента шума, т. е. с наибольшим отношением сигнала к шуму. Поэтому важно правильно подобрать степень несогласованности. При практической регулировке приёмника это удобнее делать, пользуясь в качестве источника не стандартгенератором, а генератором шумов, например, шумовым диодом.

Что касается настройки входа, то следует иметь в виду приведённые выше указания о том, что входную цепь в некоторых случаях целесообразно несколько расстраивать относительно частоты сигнала, что, например, можно сделать за счёт подбора катушки входного контура.

Наконец, нужно учитывать, что коэффициент шума, как это видно из рассмотрения соответствующих выражений, возрастает при увеличении составляющей g_g , характеризующей проводимость потерь во входном контуре. Поэтому следует,

насколько это возможно, повышать качество входных контуров. Если при этом, несмотря на наличие других потерь, полоса пропускания окажется более узкой, чем это требуется, то её следует расширить либо путём введения того или иного вида отрицательной обратной связи, либо за счёт применения двухконтурной системы на входе.

В тех случаях, когда источники шумов действуют в первой ступени, введение обратной связи, [вообще говоря, не изменяет отношение сигнала к шуму, как это будет показано далее в гл. 22.

Литература: 6, 33, 70, 71, 73, 76.

ГЛАВА 9

ФЛЮКТУАЦИИ В ПРИЕМНОЙ АНТЕННЕ и ВНЕШНИЕ АПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПОМЕХИ

9.1. Вводные замечания

В гл. 6 и 7 был рассмотрен вопрос об электрических флуктуациях в лампах и контурах, вызывающих шумы на выходе приёмного устройства. Однако, в действительных условиях приёма шумы оказываются обусловленными, помимо указанных выше причин, также флуктуациями в приёмной антенне и внешними помехами. К числу внешних аperiodических помех относятся промышленные помехи, атмосферные помехи, помехи космического происхождения и помехи, вызванные радиоизлучением солнца.

В настоящей главе мы рассмотрим указанные виды помех.

9.2. Тепловые флуктуации в антенне

Проведённые исследования показали, что приёмная антенна, находящаяся в тепловом равновесии, является источником флуктуационных шумов, средний квадрат которых определяется соотношением

$$\bar{U}_a^2 = 4kT_a R_a df, \quad (9.1)$$

где R_a —активное сопротивление антенны,
 T_a —эффективная температура антенны,
 df —полоса шумов.

Этот результат был получен следующим образом. Пусть излучение, воздействующее на антенну, подчиняется законам излучения абсолютно чёрного тела, при абсолютной температуре T . В случае достаточно высокой частоты, принимая $T=300^\circ\text{K}$, плотность излучаемой энергии можно будет определить по формуле Релея-Джинса

$$\rho = \frac{8\pi k T f^2}{c^3} df,$$

где k —постоянная Больцмана, f —частота. Предположим теперь, что это излучение воздействует на весьма короткий диполь длины l , для которой $l \ll \lambda$. Разделяя полную энергию, имеющую случайное направление и поляризацию, на составляющие ϵ_x , ϵ_y и ϵ_z , найдём, что полная плотность энергии будет

$$\rho = \frac{\epsilon_x^2 + \epsilon_y^2 + \epsilon_z^2}{4\pi}.$$

Если все три составляющие равны, то

$$\overline{\epsilon^2} = \frac{4\pi}{3} \cdot \rho = \frac{32\pi^2 f^2 kT}{3c^3} df.$$

Учитывая, что антенна будет реагировать только на составляющую, параллельную её длине l , найдём, что средний квадрат напряжения, индуцированного в очень короткой антенне, будет

$$\begin{aligned}\overline{U^2} &= \overline{\epsilon^2} l^2 = \left[\frac{32\pi^2 f^2 kT}{3c^3} \right] l^2 df = \\ &= 4 \left[\frac{8\pi^2 f^2 l^2}{3c^3} \right] kT df.\end{aligned}$$

Но для очень короткой антенны сопротивление излучения

$$R_a = \frac{8}{3} \frac{\pi^2 l^2 f^2}{c^3},$$

откуда

$$\overline{U^2} = 4 R_a kT df. \quad (9.2)$$

Найденное соотношение аналогично приводившимся ранее соотношениям для определения квадрата флуктуаций в электрической цепи с активным сопротивлением R_a .

9.3. Шумы, создаваемые радиоизлучением галактики

Помимо тепловых шумов, возникающих в приёмной антенне за счёт обмена энергией с окружающей средой, шумы, подводимые из антенной системы ко входу приёмника, зависят также от внешних помех. На низких радиочастотах эти внешние шумы обусловлены промышленными и атмосферными помехами, в то время, как на частотах выше, примерно, 300 мггц начинают преобладать космические шумы.

Первые указания на наличие радиоизлучения из области млечного пути относятся ещё к 1933 г. Это излучение имеет характер флуктуационного шума, т. е. отличается непрерывным спектром с постоянной амплитудой.

Источники излучения концентрируются, главным образом, в определённых областях небесной сферы, причём главный очаг излучения находится в районе Скорпиона—Стрельца, у центра галактики. Поэтому, используя антенны с острой направленностью, мы будем получать различную величину шумов космического происхождения при различных положениях антенны. Измерения показывают, что для данной области небесной сферы величина космических шумов не остаётся постоянной, а изменяется со временем суток. В различные дни величина шумов также оказывается различной. Величина шумов рассматриваемого вида резко изменяется с частотой. Для диапазона частот от 18 мГц до 160 мГц изменение происходит, примерно, обратно пропорционально кубу частоты.

Количественную величину тепловых флуктуаций в антенне, а также космических шумов, можно оценить, вводя коэффициент шума антенной системы Θ (см. гл. 8).

Величина Θ показывает превышение шумов, возникающих в действительной антенной цепи, над шумами в сопротивлении R_a при температуре T_0 , так что

$$\Theta = \frac{T_a}{T_0} = \frac{T_a}{300}. \quad (9.3)$$

Измерения величины космических шумов показали, что эти шумы, усреднённые по всей поверхности неба в диапазоне от 18 до 160 мГц, могут быть оценены следующим соотношением

$$\Theta = \frac{1,8 \cdot 10^6}{f^3 \text{ мГц}}. \quad (9.4)$$

На рис. 9.1 дан график, пользуясь которым можно определить величину Θ и соответствующую эффективную температуру антенны T_a . На этом графике кривая 1 соответствует величине Θ для космических шумов, усреднённых по небесной сфере для случая, когда антенна направлена на млечный путь. Кривая 2 — для тепловых шумов антенны в случае, когда луч антенны направлен таким образом, что если бы эта антенна была передающей, то около 1/10 её энергии поглощалось бы землёй. Заметим, что эффективная температура для тепловых шумов антенны, направленной в от-

крытое небо, равна, примерно, 10° , в то время, как для земли $T_a = 300$. Таким образом, для данного случая

$$T_a = 1/10 \cdot 300 + 9/10 \cdot 10 = 39^\circ \text{K},$$

что соответствует указанному на графике значению

$$\Theta_s = \frac{T_a}{T_0} = 0,13.$$

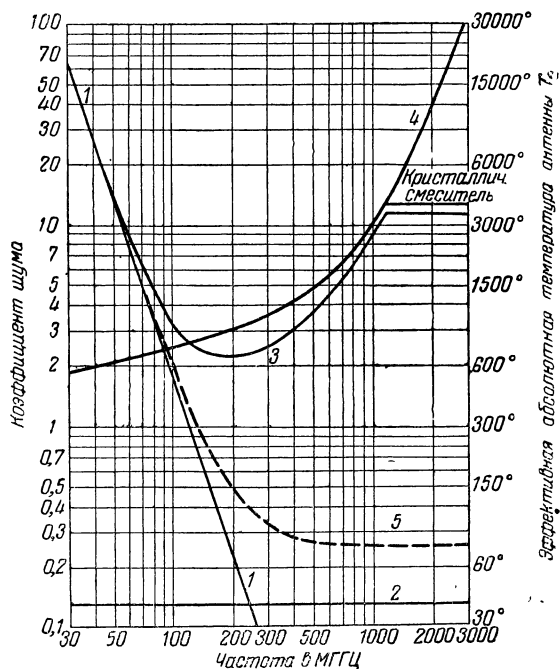


Рис. 9.1. Зависимость коэффициента шума от частоты

Кривая 3 даёт значение коэффициента шумов для приёмников сверхвысоких частот существующих типов, при коэффициенте потерь в фидерной системе $L_a = 0,8$, в то время, как кривая 4 соответствует приёмнику, в первой ступени которого используется маячковая лампа типа GL-446. Наконец, кривая 5 относится к будущим конструкциям приёмников, для которых $F = 1 \text{ дб}$, а $L_a = 0,95$.

Пользуясь приведёнными кривыми, возможно определить действующую величину коэффициента шума приёмного устройства.

9.4. Радиоизлучение солнца

За последние годы было обнаружено, что источником радиоизлучения является не только галактика, но что в известных случаях заметное излучение может быть вызвано также солнцем.

Вопросом радиоизлучения солнца занимался ряд исследователей. Основываясь на данных их работ и, в частности, на данных, полученных бразильской экспедицией Академии наук СССР 1947 г. [40] во время наблюдения за солнечным затмением, можно составить следующее представление о характере данного явления.

Излучение электромагнитной энергии солнцем имеет место в очень широком спектре частот, далеко выходящем за пределы спектра видимого света.

Излучение в диапазоне радиочастот наблюдалось как на волнах от 1 до 10 см, так и на дециметровых и метровых волнах. Излучение на сантиметровых волнах отличается сравнительным постоянством, в то время, как на метровых волнах обнаруживаются значительные колебания величины интенсивности.

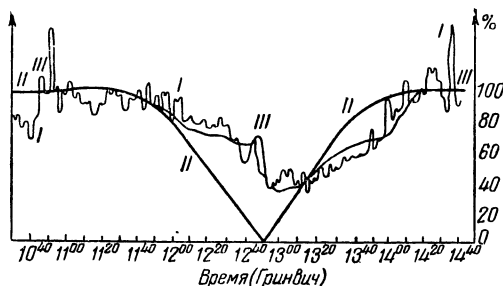


Рис. 9.2. Кривая хода затмения 20 мая 1947 г.

Так же, как и в случае космических шумов, энергия, излучаемая солнцем, имеет непрерывный спектр с постоянной амплитудой в пределах полосы, т. е. соответствует по своему характеру флюктуационным шумам.

До последнего времени оставался неясным вопрос о том, какие части солнечной поверхности создают излучение того или другого диапазона. Для решения этого весьма существенного вопроса академик Н. Д. Папалекси предложил воспользоваться солнечными затмениями. Наблюдая за тем, как изменяется величина шумов по мере того, как поверхность солнца закрывается луной, можно установить, какие элементы поверхности являются источником излучения. Этот метод был применён при наблюдениях за солнечным затмением 20 мая 1947 г. в Бразилии, которые были проведены экспедицией Академии наук СССР.

Видимая глазу поверхность солнца, так называемая фотосфера, излучающая основную массу видимого света, имеет температуру около 6000°K . Над фотосферой располагаются слои с более высокой температурой. Непосредственно над фотосферой лежит тонкий слой хромосферы с температурой около $20\,000^{\circ}\text{K}$. К хромосфере примыкает солнечная корона, внутренние части которой имеют температуру, доходящую до $1\,000\,000$ градусов.

Измерения, выполненные на волне в $1,5\text{ м}$, дали следующие основные результаты:

а) Во время полной фазы затмения, когда луной закрыта вся видимая поверхность солнца, интенсивность радиоизлучения падает не до нуля, а, примерно, до 45% от полной интенсивности. Следовательно, высшие слои солнечной атмосферы играют существенную роль в излучении на этих волнах. Для волны в $1,5\text{ м}$ излучение идёт, главным образом, за счёт слоёв солнечной короны, лежащих на высоте порядка $0,3$ радиусов солнца.

б) Различные части солнечной поверхности дают различную величину излучения. В первой и второй стадиях затмения величина излучения оказалась неодинаковой. Было установлено, что части солнечной сферы, имеющие большее число протуберанцев и волокон, дают и более интенсивное излучение.

Э. И. Могилевским на основании результатов измерений бразильской экспедиции было произведено вычисление эффективной площади, равной произведению площади на яркость, для всех видимых в каждый данный момент протуберанцев и волокон. На основе этих вычислений была построена кривая хода затмения 20 мая 1947 г., изображённая в виде кривой *III* на рис. 9.2. Суммарная эффективная площадь протуберанцев и волокон была принята при этом за единицу. На указанном чертеже кривая *I* даёт изменение интенсивности радиоизлучения во время затмения, а кривая *II* — ход оптического затмения. Рассмотрение чертежа показывает хорошее совпадение хода кривых *I* и *III*, что повидимому говорит о том, что протуберанцы играют заметную роль в радиоизлучении на метровых волнах.

Имеются также данные о том, что интенсивность радиоизлучения солнца на метровых волнах находится в непосредственной связи с числом солнечных пятен. Когда солнечную поверхность пересекает большая группа пятен, величина шумов резко возрастает. Так по наблюдениям, выполненным в период между 31 января и 12 февраля 1946 г. на частоте в $44,9\text{ мгц}$, были получены следующие данные. Измерения велись с приёмником, имеющим полосу в 130 кгц при коэффи-

циенте шумов порядка 10. В качестве антенны использовался полуволновый горизонтальный вибратор.

В обычных условиях, при подключённой антенне, величина шумов, отсечённых ко входу приёмника, была равна, примерно, 1,5 мкв. В указанный период повышенной солнечной активности среднее значение шумов было порядка 4 мкв, достигая максимума, доходящего до 15 мкв. Таким образом, в известных случаях радиоизлучение солнца может в несколько раз увеличить величину шумов на выходе приёмного устройства. Однако, процент времени, в течение которого указанное обстоятельство имеет место, сравнительно невелик. При использовании ненаправленных антенн в обычных условиях приёма солнечное излучение заметным образом не сказывается на величине шумов. Однако, если применить антенну с малым углом раствора диаграммы и направить её непосредственно на солнце, то даже в условиях средней солнечной активности возможно получить довольно значительную величину шумов.

Так на волнах от 1 до 10 см, применяя антенны с большой направленностью, удалось получить величину Θ , равную 20. Это значит, что излучение солнца в диапазоне сантиметровых волн соответствует такой величине, какую можно было бы получить от чёрного тела, имеющего размеры солнца и обладающего температурой $T_a = \Theta T_0 = 20 \cdot 300 = 6000^\circ$.

В рассматриваемом случае угол раствора луча антенны имел величину, соответствующую угловым размерам поперечника солнца. На более длинных волнах получение подобной направленности является делом гораздо более трудным, в связи с чем обычно используется антенна с значительно большей величиной угла раствора луча. Следует указать, что все измерения, выполненные в диапазоне сверхвысоких частот, показывают, что при равной степени направленности интенсивность шумов резко убывает с частотой. Наибольшую интенсивность радиоизлучение солнца имеет в диапазоне метровых волн

9.5. Промышленные помехи

Промышленные помехи возникают в результате действия всякого рода электрических аппаратов, особенно аппаратов с искрящим или рвущимся контактом. Наиболее сильными источниками помех являются: трамваи и троллейбусы, электро-сварочные аппараты, дуговые электропечи, телеграфные аппараты, искровые передатчики, рентгеновские аппараты, ртутные выпрямители, медицинские приборы, световая реклама, бытовые приборы (звонки, пылесосы и т. д.), электрические моторы и динамомашины и т. п.

Что касается интенсивности помех, воздействующих на приёмное устройство, то она определяется следующими факторами:

- а) рабочей длиной волны;
- б) количеством и типом работающих электрических аппаратов, создающих помехи в районе расположения приёмника;
- в) расстоянием между приёмником и основными источниками помех;
- г) состоянием и характером проводки электрической сети в месте приёма, так как помехи в городах обычно распространяются по осветительным сетям;
- д) типом и расположением приёмной антенны.

Таким образом, даже в пределах одного и того же населённого пункта, уровень промышленных помех может колебаться в очень значительных пределах. Более того, в отдельных случаях в двух пунктах города, отстоящих друг от друга на 200 — 300 м, величина уровня помех может отличаться в десятки раз. Наличие промышленных помех приводит к тому, что для получения одного и того же качества приёма напряжённость поля в населённых пунктах должна быть значительно больше, чем во внегородских условиях приёма. В табл. 9.1 приведены ориентировочные величины необходимой напряжённости поля в микровольтах для приёма радиовещания.

Таблица 9.1

Диапазон, кгц	Необходимая напряжённость поля для приёма радиовещания, мкв		
	в крупном городе	в населённой местности (городе)	в сельской местности
150 — 300	10 000	2 000	500
550 — 1500	5 000	1 000	250
5 000 — 30 000	500	200	50

Приведённые цифры соответствуют хорошим условиям приёма, т. е. предполагают превышение сигнала над помехой в 10—30 раз. Для ослабления мешающего действия промышленных помех стремятся там, где это возможно, выносить приёмное устройство за пределы населённых пунктов. Самым на-

дѣжным средством борьбы с промышленными помехами считается устранение помехи в месте её возникновения. Обычно это достигается путѣм включения между сетью и создающим помехи прибором всякого рода фильтров (рис. 9.3).

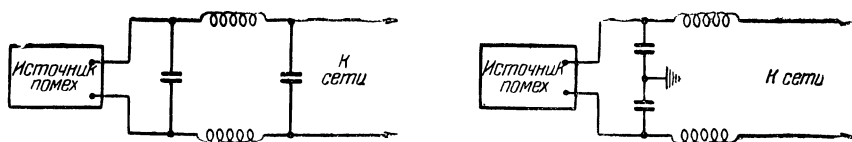


Рис. 9.3. Схемы защиты от индустриальных помех

9.6. Атмосферные помехи

Первым, кто зарегистрировал атмосферные помехи и установил, что разряд молнии действует так же, как и искровой разряд конденсатора, был изобретатель радио Александр Степанович Попов. Используя изобретѣнный им грозоотметчик, он ещё в 1895—1896 гг. установил, что всякий грозовой разряд в атмосфере может быть обнаружен и отмечен на ленте аппарата Морзе. С точки зрения радиосвязи наличие подобных воздействий на приёмное устройство является в высшей степени неприятным обстоятельством.

В районах с особенно резко выраженной грозовой деятельностью (например, в тропических странах) атмосферные помехи сильно ухудшают условия радиосвязи, а иногда делают её и вовсе невозможной, даже при наличии передатчиков большой мощности.

На рис. 9.4 показана карта мира ^[53] с обозначением районов особенно интенсивной грозовой деятельности. Наличие резко выраженных очагов помех приводит к тому, что атмосферные помехи, воздействующие на приёмную антенну в месте приёма, приходят, главным образом, с определённых направлений. Это даёт возможность ослабить их действие, применяя направленные антенны. Уровень атмосферных помех является величиной непостоянной и довольно сильно изменяется в зависимости от целого ряда обстоятельств. Наибольшее значение имеют следующие факторы:

а) Место приёма, в частности, его географическая широта. В южных широтах помехи значительно сильнее, чем в северных.

б) Частота, на которой определяется уровень помех. В первом приближении можно считать, что интенсивность атмосферных помех обратно пропорциональна частоте.

в) Время дня и время года. В разные годы уровень помех не остаётся постоянным, а изменяется в соответствии с одиннадцатилетним циклом солнечных пятен.

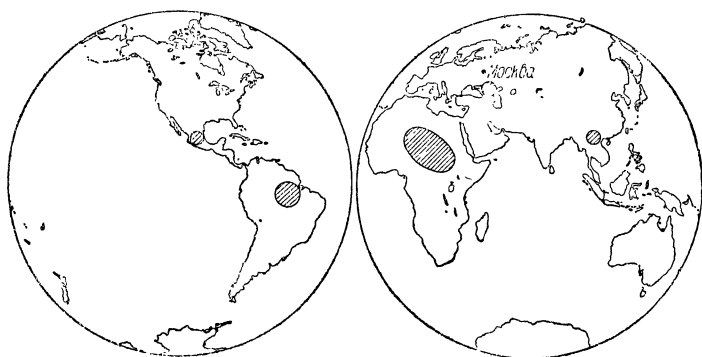


Рис. 9.4. Карта мира с наиболее интенсивными очагами помех

Так как уровень помех колеблется в достаточно широких пределах, то интересно привести результаты этих колебаний к виду, дающему возможность установить процентное распределение помех по времени. Кривые, показывающие, какой процент помех соответствует той или другой величине уровня, представлены на рис. 9.5—9.8. На этих чертежах по оси абсцисс отложено превышение в децибелах над некоторым условным нулём, а по оси ординат процент (по времени) уровней помех, равных величине, отложенной по оси абсцисс, или же превышающих эту величину.

Кривые рис. 9.5 представляют собой средние данные за 1930 г. для линии Лондон — Нью-Йорк, работающей на частоте в 18 *мгц*. Сплошная кривая получена на основании обработки одновременных измерений в Лондоне и Нью-Йорке, пунктирная кривая — только по данным измерений в Нью-Йорке. На рис. 9.6 представлены кривые, аналогичные рассмотренным выше; они также относятся к 1930 г. и построены для четырёх частичных диапазонов в пределах 6,9—18,2 *мгц*. Рис. 9.7 и 9.8, относящиеся к двум различным линиям радиосвязи, дают сравнение процентного распределения помех по времени для 1930, 1932 и 1934 гг.

Из этих чертежей видно, что характер кривых и их наклон во всех случаях один и тот же. Отличие состоит лишь в уровне помех, которые для 1930 г. имеют значительно большую интенсивность.

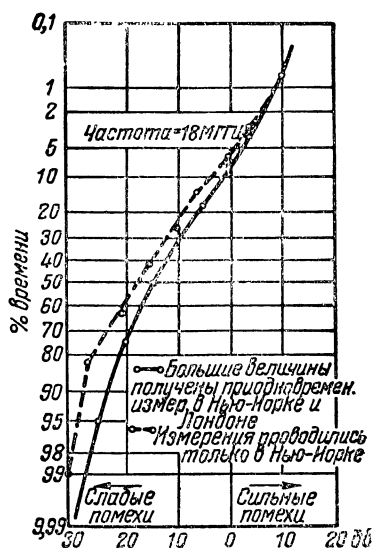


Рис. 9.5. Процентное распределение интенсивности помех для частоты в 18 мегц линия Лондон—Нью-Йорк

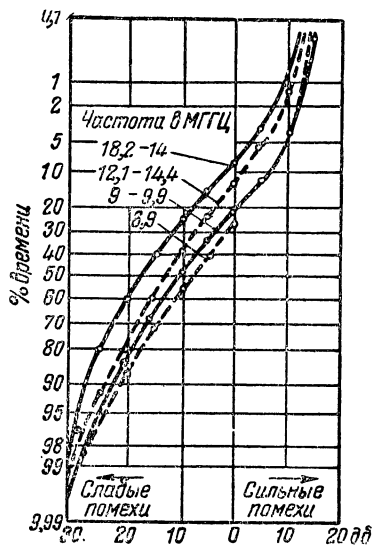


Рис. 9.6. То же, что и рис. 9.5, но для частотных диапазонов 18,2—14, 12,1—14,4; 9—4 и 6,9 мегц

Представление о порядке уровня помех на длинных волнах можно получить из табл. 9.2, заимствованной из книги Н. Д. Папалекси „Радиопомехи и борьба с ними“ [53].

Таблица 9.2

λ м	Уровень помех на длинных волнах, мкв		
	в Нью-Йорке лето 1923 г. (макс. помехи)	в Берлине средн. за август	в Берлине средн. за январь
10 000	450	120	25
2 000	120	30	5,7
800	50	13	2,9
500	15	3,3	1

Приводимые в табл. 9.2 цифры пересчитаны автором к полюсе шумов приёмника в 1 кГц. Как кривые рис. 9.7 и 9.8,

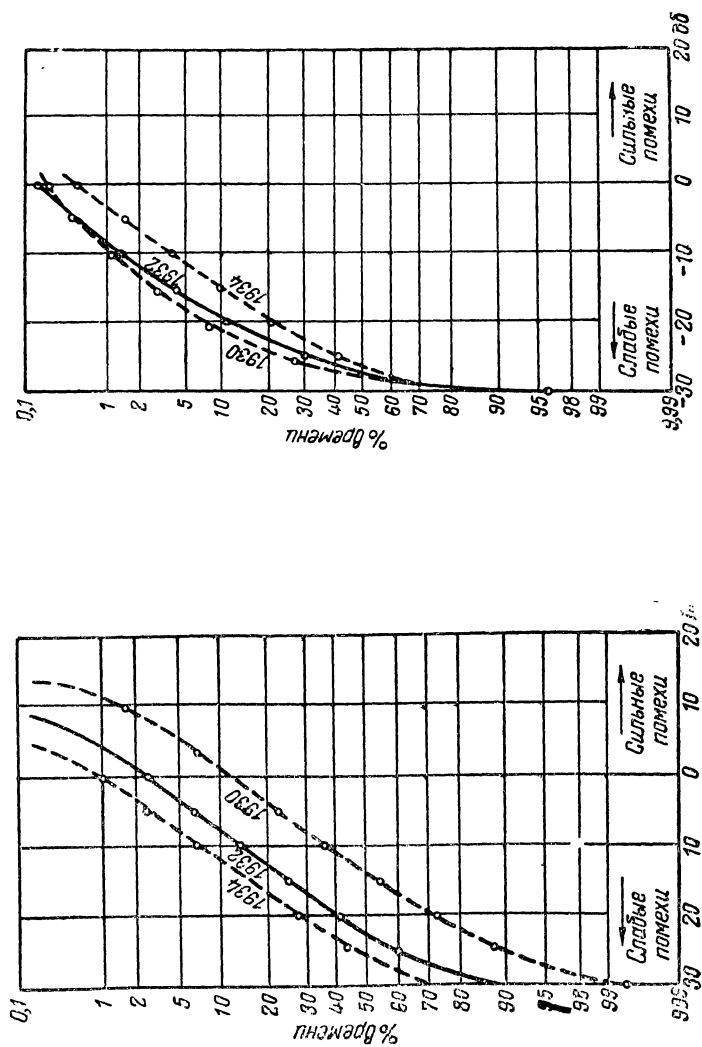


Рис. 9.7. Сравнение процентного распределения помех по времени для 1930, 1932 и 1934 гг.

Рис. 9.8. То же, что и 9.7, но для другой линии связи

так и другие данные говорят о том, что величина уровня атмосферных помех изменяется от года к году, достигая максимума в годы, соответствующие наибольшей солнечной активности, что находится в связи с соответствующими изменениями условий распространения дальних помех. На рис. 9.9 приведена кривая, дающая усреднённое по месяцам число

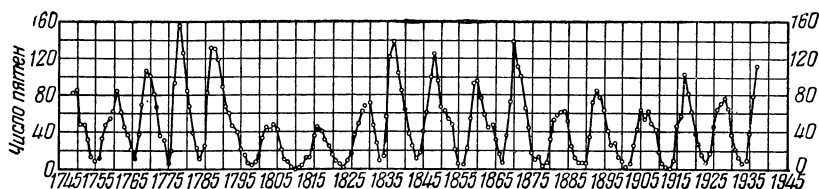


Рис. 9.9. Кривая солнечных пятен с 1750 по 1935 год

солнечных пятен с 1750 г. по 1935 год. Из этой кривой видно, что одиннадцатилетний цикл имеет отчётливо выраженный характер. Многочисленные наблюдения показали, что средняя величина уровня помех изменяется, примерно, в соответствии с изменением кривой солнечной активности. Таким образом, даже средняя годовая интенсивность уровня атмосферных помех, существенно изменяется от года к году.

Обширный материал по уровню атмосферных помех на коротких волнах, основанный на измерениях, выполненных в Советском Союзе, можно найти в работе П. Н. Максимовского^[47].

Литература: 9, 11, 41, 47, 53, 78.

ГЛАВА 10

ПОМЕХИ СО СТОРОНЫ РАДИОСТАНЦИЙ И ДРУГИЕ ВИДЫ ПОМЕХ

10.1. Виды помех, создаваемых радиостанциями

Наличие в настоящее время огромного числа мощных передающих станций, работающих почти во всех диапазонах, приводит к тому, что приём выбранной программы часто сопровождается помехами. Наиболее распространёнными из этих помех являются следующие:

„биения“ между несущими частотами принимаемой станции и мешающими станциями соседних каналов (гетеродинная интерференция);

помехи, возникающие за счёт „биений“ между боковыми частотами;

помехи, возникающие за счёт перекрёстной модуляции в приёмнике;

помехи, возникающие в супергетеродинном приёмнике за счёт дополнительных каналов при наличии определённых частот мешающих станций;

помехи, возникающие за счёт непосредственного воздействия на приёмник колебаний постороннего происхождения;

перекрёстные помехи, возникающие вне приёмника.

Посмотрим, какова природа этих помех, начав с первого типа.

10.2. Помехи за счёт биений между несущими

Данный вид помех является одним из наиболее распространённых при радиотелефонном и радиовещательном приёме и имеет характер интерференционного свиста, высота которого равна разности частот между несущими.

В тех случаях, когда частота биений попадает в пределы полосы пропускания приёмника, получающийся свист высокого тона отчётливо прослушивается даже, когда его частота достигает 9—10 кГц. Подобного рода помехи имеют весьма не-

приятный для слуха характер и оказывают значительно более заметное мешающее действие, чем, например, слабое прослушивание передачи мешающей станции.

Возможность получения акустического эффекта помехи при данном соотношении напряжений на входе приёмника зависит от избирательности приёмного устройства, от его частотной характеристики в области высоких частот и от способности громкоговорителя воспроизводить тона биений. Так как в зависимости от типа приёмника все эти данные могут изменяться в очень широких пределах, то и допустимые отношения напряжений на входе для разных приёмников будут отличаться в десятки раз.

Значительно более определённую величину представляет собой отношение сигнала к помехе на выходе приёмника, так как это отношение зависит только от свойств человеческого слуха и от способности громкоговорителя воспроизводить частоту биений. При частоте биений в 9—10 кГц данный вид помехи должен иметь уровень на 35—37 дБ ниже уровня передачи.

Если частота биений соответствует 1—2 кГц, то требуется значительно большая величина отношения (порядка 50—60 дБ). Так как частоты в 1—2 кГц пропускаются без заметного ослабления всеми типами радиотелефонных приёмников, то здесь устранение помехи может иметь место только при соответствующем отношении полей принимаемой и мешающей станций. В то же время устранить помехи, имеющие высоту тона, превышающую 4—5 кГц, возможно, применяя специальные фильтры нижних частот, срезающие частоту биений. Для радиотелефонных и радиовещательных приёмников помехи типа высоких интерференционных свистов порядка 9—10 кГц представляют собой серьёзный фактор, главным образом, в высококачественных установках с широкой полосой пропускания, так как обычные приёмники воспроизводят эти частоты с ослаблением в 40—45 дБ.

10.3. Помехи за счёт биений между боковыми частотами

Для того, чтобы установить характер этих помех, рассмотрим следующий случай. Предположим, что одновременно работают два передатчика, из которых первый имеет несущую частоту ω_1 и частоту модуляции Ω_1 , а второй—соответственно несущую частоту ω_2 и частоту модуляции Ω_2 .

На основе элементарного анализа, который предлагаем сделать читателю, нетрудно убедиться в том, что при воздей-

ствии на нелинейную систему двух модулированных сигналов мы получим следующие частоты биений, могущие дать составляющие звуковой частоты: $|\omega_1 - \omega_2|$, $|\omega_1 - \omega_2| \pm \Omega_1$,

$$|\omega_1 - \omega_2| \pm \Omega_2, |\omega_1 - \omega_2| \pm (\Omega_1 + \Omega_2), |\omega_1 - \omega_2| \pm |\Omega_1 - \Omega_2|.$$

Частота $|\omega_1 - \omega_2|$ обусловлена биениями между несущими. Остальные восемь тонов биений получены за счёт боковых частот. Например, если разность между несущими составляет 10 кГц, а модуляционные частоты будут равны $\Omega_1 = 4$ кГц и $\Omega_2 = 7$ кГц, то за счёт боковых частот мы получим следующие тона биений: 1, 3, 6, 7, 13, 14, 17 и 21 кГц. Указанные частоты биений будут полностью обнаруживаться в радиоприёмнике только в том случае, если его радиочастотная часть захватывает весь канал мешающей радиостанции, а акустическая частотная характеристика даёт возможность воспроизведения частот вплоть до 21 кГц. Основное мешающее действие будут создавать наиболее низкие тона биений, в нашем случае тона в 1 и 3 кГц.

Рассмотрим те условия, которые должны выполняться для того, чтобы помеха данного типа не возникала. Если как принимаемый, так и мешающий передатчики имеют взаимно неперекрывающиеся спектры модуляции и если приёмник имеет высокую избирательность и пропускает только частоты, лежащие в пределах канала принимаемой станции, то помехи вообще не могут возникнуть. Здесь частоты, которые могут создать помехи, будут отсеяны ещё до детектора. Если же мешающий передатчик модулирован таким образом, что его боковые частоты попадают в пределы канала принимаемой станции, то даже в случае идеальной кривой избирательности при достаточной интенсивности мешающего сигнала избавиться от помех можно будет только за счёт сокращения полосы воспроизводимых частот с соответствующим понижением качества. Здесь лучшие результаты даёт сокращение полосы радиочастотной части схемы с тем, чтобы не допускать образования тона биений при детектировании. В тех случаях, когда передатчики модулированы достаточно высокими частотами, при интенсивном мешающем сигнале избавиться от помех не оказывается возможным.

Нами был рассмотрен случай, когда каждый из передатчиков модулирован одной частотой. Однако, уже в этом случае мы имели восемь тонов биений за счёт боковых частот. Если, как это имеет место в действительности, каждый из передатчиков будет одновременно модулироваться целым комплексом частот, то картина значительно усложнится и в результате

детектирования может получиться огромное число различных тонов биений.

Благоприятным фактором является то обстоятельство, что детектор сам по себе обладает способностью „подавлять“ помехи данного вида. Своеобразные „избирательные“ свойства линейного детектора заключаются в том, что отношение низкочастотного сигнала к помехе на выходе детектора оказывается значительно больше того отношения, которое имеет место для высокочастотных колебаний, подводимых к детектору. Таким образом, как бы возникает кажущаяся демодуляция слабого сигнала сильным [31, 68]. Мы сейчас не будем подробно останавливаться на разборе этого довольно сложного явления.

Произведёнными теоретическими и экспериментальными исследованиями установлено, что для того, чтобы помехи за счёт боковых частот заметно не проявляли себя, необходимо, чтобы отношение сигнала к помехе на выходе было порядка 30 дб.

Следует учесть, что установление количественных требований к ослаблению помех этого рода связано с известными трудностями, так как необходимо принять во внимание соотношение между частотами модуляционных тонов передатчиков, создающих помехи (характер передачи), данные, относящиеся к резонансной кривой приёмника, типу детектора и его акустической частотной характеристике и способность человеческого уха реагировать на различные тона. Наконец, надо учесть степень глубины модуляции передатчика, какая вызывается данной частотой при наиболее типовых музыкальных и речевых программах.

Поэтому приведённую выше цифру в 30 дб следует рассматривать как ориентировочную.

1. Помехи за счёт перекрёстной модуляции

Перекрёстные помехи имеют характер накладки мешающей станции на передачу принимаемой станции. Особенность этой накладки состоит в том, что с прекращением работы принимаемой станции мешающая станция также исчезает, так как общие избирательные свойства приёмника достаточны для отстройки от помехи [47].

Перекрёстные помехи возникают в одной из ламп приёмника, работающих в качестве усилителя высокой частоты или преобразователя частоты в тех случаях, когда к этой лампе одновременно подводятся два или несколько сигналов, имеющих

соответствующую амплитуду. Наиболее вероятно возникновение этих помех в первой лампе, на сетке которой амплитуда мешающего сигнала в ряде случаев может быть больше амплитуды принимаемого сигнала. Для последующих ламп вследствие наличия между ними избирательных элементов соотношение между сигналом и помехой будет значительно более благоприятным. Поэтому в огромном большинстве случаев перекрёстные помехи возникают в первой лампе.

Появление помех зависит от избирательности элементов, включённых перед лампой, от формы её характеристики, от выбранной рабочей точки на этой характеристике и от амплитуды подводимых сигналов. Лампы с переменной крутизной, применяемые сейчас во всех современных приёмниках радиовещательного диапазона и работающие в системах с автоматической регулировкой чувствительности, значительно меньше подвержены перекрёстным помехам по сравнению с лампами обычных типов.

Для каждого режима лампы, в частности, для каждого напряжения смещения на управляющей сетке, имеется некоторая предельная величина подводимого напряжения, при которой перекрёстные помехи ещё не имеют ощутимой величины. Для современных ламп эта величина имеет порядок 1 в. В связи с этим перекрёстные помехи возникают только в том случае, когда требуется принять слабую станцию в непосредственной близости от мощного местного передатчика.

10.5. Помехи, возникающие в супергетеродинных приёмниках за счёт побочных каналов

Помехи этого типа весьма многочисленны и имеют очень важное значение для супергетеродинов^[61].

Интересно отметить, что для всякой выбранной частоты супергетеродина имеется несколько десятков частот, работа передатчиков на которых может создать помехи радиоприёму. В гл. 2 были изложены принципы работы супергетеродинного приёмника. Из самого принципа работы супергетеродина следует, что помехи за счёт дополнительных каналов могут возникнуть, если имеет место условие

$$|nf_z \pm mf_c \pm pf_{M_1} \pm qf_{M_2}| = f_{\Pi} \pm \delta. \quad (10.1)$$

Здесь f_z — частота гетеродина, f_c — частота сигнала, f_{M_1} и f_{M_2} — частоты мешающих станций; f_{Π} — промежуточная частота, δ — звуковая частота, лежащая в пределах полосы пропускания приёмника, а $n, m, p, q = 0, 1, 2, 3 \dots n$.

В самом деле, если $p=q=0$, а $n=m=1$ и $\delta=0$, то мы получим нормальным путём промежуточную частоту по основному каналу.

Однако, и в ряде других комбинаций можно получить частоту, равную промежуточной, или близкую к ней. Пусть, например, $n=m=q=0$, но $p=1$. Тогда $f_{M_1} = f_{\Pi} \pm \delta$. Если сигналы частоты f_{M_1} не будут отфильтрованы до преобразователя, то при одновременном воздействии этих сигналов и сигналов принимаемой станции, мы получим свист за счёт биений между несущими с частотой δ и помехи за счёт боковых частот.

В некоторых случаях, например, когда промежуточная частота выбрана в провале между диапазонами, рассмотренный вид помех, получающихся за счёт станций, работающих на частоте, близкой к промежуточной, может иметь решающее значение. Устранить её можно только за счёт повышения избирательности высокочастотной части приёмника (до преобразователя частоты).

Мешающая станция будет попадать в канал промежуточной частоты и вызовет помеху на выходе также и в том случае, когда разность частот между какой-либо её гармоникой и гармоникой гетеродина даёт частоту, близкую к промежуточной. Наиболее интенсивной помеха будет в том случае, когда используются первые гармоники. Если $n=1$, $p=1$, $q=0$, то $(f_2 > f_c) \mid f_{M_1} - f_2 \mid = f_{\Pi} \pm \delta$.

Помеха подобного рода носит название помехи за счёт зеркального канала (рис. 10.1). Из рис. 10.1 видно, что разность частот между частотой зеркального канала и частотой сигнала равна $2f_{\Pi} \pm \delta$.

Помехи данного типа в супергетеродинных приёмниках старых типов, работавших на низкой промежуточной частоте, имели очень важное значение. Для супергетеродинных приёмников с высокой промежуточной частотой они менее существенны, так как обычно усилители высокой частоты приёмников в сильной степени ослабляют их (рис. 10.2). Если высокочастотная часть приёмника не обладает достаточной избирательностью для того, чтобы отсеять колебания с частотой зеркального канала, то помеха попадает в полосу прозрачности усилителя промежуточной частоты и никакая дальнейшая отстройка от неё не будет возможна.

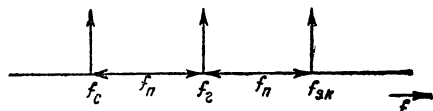


Рис. 10.1. Положение в частотном спектре частоты сигнала, гетеродина и зеркального канала

Помеха может получиться также за счёт того, что (при $p=1$, $q=1$) разность частот между двумя мешающими станциями близка к промежуточной частоте приёмника, т. е. $|f_{M_1} - f_{M_2}| = f_{\Pi} \pm \delta$.

Помехи этого типа проявляют себя в районах, близких к двум мощным вещательным станциям, имеющим соответствующее различие в частотах.

Понятно, что помехи данного типа возникают только в том случае, когда соотношение между интенсивностью сигналов

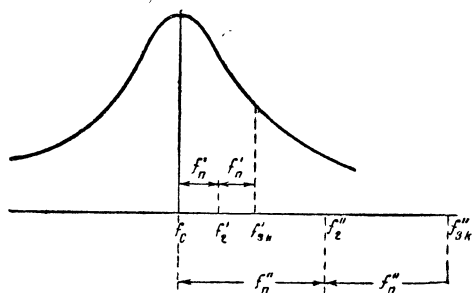


Рис. 10.2. Влияние выбора промежуточной частоты на избирательность по зеркальному каналу

мешающих станций и избирательностью высокочастотной части таково, что к преобразователю частоты подводятся с достаточной амплитудой сигналы обеих станций. В районах, где эти условия имеют место, приём всех станций сопровождается помехами и интерференционным свистом.

Из изучения соотношения (10.1) можно заключить, что для всякой

выбранной промежуточной частоты f_{Π} и частоты гетеродина f_z найдётся целый ряд частот, работа передатчиков на которых может привести к помехам. Существенно принять во внимание, что промежуточная частота за счёт биений между гармониками может получиться и в том случае, когда ни гетеродин, ни станции не дают гармоник сами по себе, но за счёт процесса преобразования получаются колебания кратных частот соответствующей величины.

В частности, весьма своеобразный вид помех возникает в том случае, когда полученная в преобразователе гармоника станции оказывается близкой к промежуточной частоте. Это имеет место, когда станция имеет частоту почти в точности равную дробному значению промежуточной, так что „гармоники“ попадают в канал промежуточной частоты.

Обычно приходится считать только с мешающими станциями, имеющими частоту $f_{\Pi 2}$ или $f_{\Pi 3}$ хотя в отдельных случаях сказываются и более высокие частоты. При достаточной интенсивности помехи со стороны местной станции, имеющей частоту, дробную относительно промежуточной, она хорошо прослушивается даже в том случае, когда приёмник сильно расстроен относительно неё. При настройке громкость приёма

возрастает. Самое интересное заключается в том, что приём будет нормально идти при выключенном гетеродине, причём процесс настройки на станцию будет иметь такой же характер, как и обычно. При включённом же гетеродине и при не вполне точной настройке приём будет сопровождаться свистом, даже в том случае, когда работает одна принимаемая станция. Интерференционный свист и помехи получаются здесь вследствие того, что одна и та же программа принимается двумя путями: нормальным для супергетеродина при приёме станции с частотой f_{Π}/n , а также путём образования в преобразовательном каскаде n -й гармоники, близкой по частоте к промежуточной.

При неточной настройке гетеродина приёмника полученные колебания будут несколько отличаться по несущей частоте, в результате чего после детектирования возникнут биения, имеющие характер свиста.

Из всего изложенного в настоящем параграфе ясно, что возможность устранения помех, вызванных дополнительными каналами супергетеродина, определяется избирательностью высокочастотной части приёмника, а также выбором промежуточной частоты. Если колебания мешающей станции не были отфильтрованы до преобразователя и в результате этого прошли в канал промежуточной частоты, то дальше устранить их уже обычно не удаётся.

Так как за счёт дополнительных каналов в ряде случаев может возникнуть гетеродинная интерференция с частотой в несколько единиц килогерц, то помеха должна быть настолько ослаблена, чтобы отношение сигнала к помехе на выходе было не меньше 50 дБ.

10.6. Непосредственное воздействие на приёмник

В тех случаях, когда приёмник оказывается в сильном поле передающей станции, часть энергии попадает в приёмное устройство помимо антенного входа, за счёт проводов питания, неполной экранировки и т. д.

При достаточно сильном сигнале последний может проникнуть непосредственно на детектор и создать помехи, отстройка от которых будет невозможна. Для того, чтобы помехи непосредственно проникали в приёмник, напряжённость поля должна быть выше 1000 мВ/м. Таким образом, подобная помеха может иметь место только в непосредственной близости от мощного передатчика.

10.7. Перекрёстные помехи, возникающие вне приёмника

В технической литературе имеются указания на два вида помех этой категории:

1) помехи, возникающие за счёт так называемого „люксембург-горьковского“ эффекта;

2) помехи, возникающие вне приёмника, за счёт всякого рода несовершенных электрических соединений.

Явление, названное „люксембург-горьковским“ эффектом, состоит в том, что на передачу принимаемой станции накладывается передача другой станции, сильно отличающейся от неё по частоте, причём приёмник обладает высокой селекцией и заведомо свободен от помех. При отсутствии же модуляции принимаемой станции, когда дана только несущая, прослушивается лишь передача мешающей станции. Подобное явление имеет место в том случае, когда на пути распространения радиоволн поглощающая способность среды периодически изменяется под воздействием поля мощного местного передатчика. В этом случае поле в месте приёма будет также периодически изменяться и сигнал принимаемой станции окажется промодулированным частотой изменения поглощающей способности среды. В результате мы обнаружим наличие помех. Эффект подобного рода наблюдается только на длинных и средних волнах при расстояниях до нескольких сот километров от мешающего передатчика.

Впервые это явление было обнаружено, как результат накладки мощной 120-киловаттной Люксембургской радиовещательной станции на передачу другой станции; почти одновременно подобные же результаты наблюдались и у нас в г. Горьком.

Имеются указания также и на существование перекрёстных помех совсем другого характера. Эти помехи начинают проявлять себя, когда поле имеет напряжённость в 100 *мв/м* или больше и когда в таком поле оказываются предметы, обладающие нелинейной проводимостью. Особенно сильные помехи наблюдаются в том случае, когда подобной нелинейностью обладает антенна приёмника (плохой контакт). Возможны также помехи вследствие плохого устройства заземления, что может иметь место при окислённых поверхностях, ненадёжных контактах и т. д.

Помехи данного типа могут резко сказываться в одном из домов, в то время, как в соседнем доме они будут отсутствовать при использовании того же приёмника. Кроме того, помехи этой категории имеют непостоянный характер—их интенсивность колеблется в довольно больших пределах, причём в

некоторые периоды времени они полностью исчезают. В отдельных случаях помехи внутри дома резко дают себя знать, в то время, как в нескольких шагах от дома они полностью исчезали. В подобных случаях было установлено, что причиной помех является плохой контакт в осветительной сети дома. Использование вблизи приёмника фильтра, состоящего из двух конденсаторов по $0,1 \text{ мкф}$ с заземлённой средней точкой, давало незначительный эффект. В то же время включение одного конденсатора у ввода силовой линии в дом полностью устраняло помехи.

За счёт рассматриваемого явления может также появиться модуляционный фон с частотой в 50 гц, даже в том случае, когда приёмник и передатчик в этом направлении безупречны. Фон подобного рода обнаруживается не только в приёмниках переменного тока, но и в батарейных приёмниках.

Из всего сказанного ясно, что характер помех за счёт внешней перекрёстной модуляции и так называемого люксембург-горьковского эффекта совершенно одинаков.

Поэтому можно полагать, что в некоторых случаях те явления, которые объясняют люксембург-горьковским эффектом, на самом деле имеют значительно более простую природу.

10.8. Замирания

Среди факторов, оказывающих значительное мешающее действие радиоприёму, необходимо отметить также замирания поля.

Напряжённость поля в месте приёма как на коротких, так и на волнах „радиовещательного диапазона“ (200—2000 м) при больших расстояниях от передатчика колеблется в довольно значительных пределах. При этом наряду с суточными, сезонными и годовыми изменениями, имеющими регулярный характер, наблюдаются также глубокие и быстрые колебания силы поля, которые носят название замираний. Продолжительность замираний исчисляется от долей секунды до нескольких минут, причём на коротких волнах они имеют место как днём, так и ночью, а на волнах радиовещательного диапазона, главным образом, ночью. Максимальные и минимальные значения силы поля отличаются друг от друга в сотни раз, иногда и в тысячи раз, так что при минимуме поля в некоторых случаях приём совсем пропадает.

Появление замираний обычно обусловлено интерференцией нескольких пространственных лучей, отражённых от ионосферных слоёв и приходящих в точку приёма при различной

длине пути и, следовательно, со сдвигом по фазе. Возможны также замирания за счёт интерференции между пространственным и поверхностным лучом.

Под влиянием солнечной радиации изменяется состояние ионизированных слоёв, из которых основными являются слой *E*, расположенный в средних широтах на высоте в 110–130 км, и слой *F*, расположенный на высоте в 220–320 км. В результате этого изменяется длина пути и фазовые сдвиги для отдельных пространственных лучей и возникают замирания.

Для борьбы с замираниями проводят следующие мероприятия:

1. Автоматическая регулировка чувствительности в приёмнике. В приёмнике с регулировкой чем слабее сигнал на входе приёмника, тем больше усиление. Поэтому при наличии автоматической регулировки, работающей в широких пределах, изменение силы поля даже в несколько сот раз может не отразиться на громкости приёма. В моменты замираний будут лишь резко возрастать шумы.

2. Сдвоенный или строенный приём на разнесённые антенны, причём каждая антенна работает на свой приёмник, сигналы в которых в дальнейшем складываются. Применение этого метода даёт возможность резко снизить эффект замираний, вследствие чего данный способ повсеместно используется при профессиональном приёме на коротких волнах. Приёмные антенны разносят на несколько длин волн; при этом вероятность одновременного замирания сигнала в двух или тем более в трёх антеннах резко уменьшается по сравнению со случаем одной антенны.

3. Использование специальных передающих антенн с направленной к земле диаграммой излучений¹⁾. Этот метод используется, главным образом, на средних волнах и может дать достаточно эффективные результаты.

10.9. Искусственные помехи

До сих пор мы рассматривали различные виды помех, с которыми приходится сталкиваться в условиях нормальной эксплуатации приёмного устройства.

Однако, в некоторых случаях приходится иметь дело с искусственно созданными помехами. Такого рода помехи, например, широко использовались во второй мировой войне с

¹⁾ Называемых иногда „антифейнговыми“.

целью „ослепления“ радиослужбы противника. Если требуется в известном районе исключить возможность приёма определённого передатчика, то мешающая станция может работать на фиксированной частоте, причём возможен различный характер модуляции. Очень эффективное мешающее действие получается, например, при модуляции шумами.

Однако, обычно требуется создать помеху не на одной частоте, а в целом диапазоне частот. Для этого используется передатчик с частотной модуляцией, частота которого пробегает в пределах всей полосы мешания.

Во время войны особенно широко применялись помехи радиолокационным станциям. Использовались различные виды помех, причём наиболее часто осуществлялась модуляция шумами.

Более подробно на искусственных помехах и на методах борьбы с ними мы здесь останавливаться не будем.

Литература: 29, 31, 61, 68, 74.

ЧАСТЬ III
ЧАСТОТНАЯ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬ
В ПРИЁМНОМ УСТРОЙСТВЕ

МЕТОДЫ АНАЛИЗА ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ

11.1. Вводные замечания

Методы анализа электрических цепей находят широкое применение при рассмотрении систем частотной избирательности в тех случаях, когда в эти системы входит несколько контуров.

Задача настоящей главы заключается не только в создании базы, на которой будет основываться материал последующих глав, но также и в рассмотрении аналитического аппарата, взятого из общей теории цепей и детально там разработанного. Этот аппарат может быть, в частности, применён читателем к анализу таких элементов схемы приёмных устройств, вопрос о которых по тем или иным причинам вовсе не затронут в настоящей книге.

11.2. Метод контурных токов

Рассмотрим систему, изображённую на рис. 11.1, в которую входит ряд связанных между собой электрических контуров. Если составлять уравнения для замкнутых контуров, то число таких замкнутых контуров будет равно

$$n = m - k + 1, \quad (11.1)$$

где n —число независимых замкнутых контуров,
 m —число ветвей,
 k —число узлов.

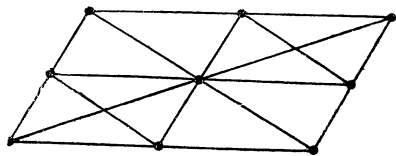


Рис. 11.1. Многоконтурная цепь

Так например, для схемы чертежа 11.1 $m = 22$, $k = 11$, откуда $n = 12$. При составлении замкнутых контуров мы имеем известную свободу выбора, так как можем взять в качестве

независимых токов токи, текущие через различные ветви; однако, во всех случаях соотношение (11.1) останется справедливым. Для выбранной системы контуров могут быть составлены контурные уравнения. Эти уравнения для контурных токов представляют собой уравнения, характеризующие состояние равновесия для каждого из контуров, которые говорят о том, что сумма приложенных к системе внешних сил равна сумме сил реакции системы. Уравнения равновесия составляются для напряжений и, следовательно, показывают, что сумма введённых в контур электродвижущих сил равна сумме падений напряжений за счёт всех токов, протекающих через контур.

Пусть общее число замкнутых контуров равно n , причём ток первого контура будет i_1 , ток второго i_2 и ток n -го контура i_n . Обозначим полное сопротивление первого контура для тока i_1 через z_{11} , полное сопротивление первого контура для тока i_2 через z_{12} и т. д.

Таким образом, величина z_{kj} определяет полное сопротивление элементов k -го контура, которые обтекаются j -м током. Очевидно, также, что $z_{kj} = z_{jk}$, так как обе эти величины характеризуют те сопротивления цепей, какие являются общими для k -го и j -го контуров. Если $k \neq j$, то сопротивление z_{kj} мы будем называть взаимным, если $k = j$, то собственным.

Тогда уравнения контурных токов могут быть записаны в следующей весьма компактной форме:

$$\begin{aligned} z_{11}i_1 + z_{12}i_2 + z_{13}i_3 + \dots + z_{1n}i_n &= u_1 \\ z_{21}i_1 + z_{22}i_2 + z_{23}i_3 + \dots + z_{2n}i_n &= u_2 \\ z_{31}i_1 + z_{32}i_2 + z_{33}i_3 + \dots + z_{3n}i_n &= u_3 \\ \dots & \\ \dots & \\ z_{n1}i_1 + z_{n2}i_2 + z_{n3}i_3 + \dots + z_{nn}i_n &= u_n. \end{aligned} \tag{11.2}$$

Здесь стоящие в правой части величины представляют собой суммы электродвижущих сил, введённых в соответствующие контуры.

Согласно определению:

$$\begin{aligned} z_{jj} &= (L_{jj} \frac{d}{dt} + R_{jj} + \frac{1}{C_{jj}} \int dt) = \\ &= L_{jj} \cdot p + R_{jj} + \frac{1}{C_{jj} \cdot p}, \end{aligned} \quad (11.3)$$

$$\begin{aligned} z_{jk} &= (L_{jk} \frac{d}{dt} + R_{jk} + \frac{1}{C_{jk}} \int dt) = \\ &= L_{jk} \cdot p + R_{jk} + \frac{1}{C_{jk} \cdot p}, \end{aligned} \quad (11.4)$$

где $p = \frac{d}{dt}$.

Через L_{jj} обозначена сумма всех индуктивностей j -го контура, а через R_{jj} и C_{jj} соответственные величины сопротивлений и ёмкостей:

$$\begin{aligned} L_{jj} &= L_j' + L_j'' + L_j''' + \dots \\ R_{jj} &= R_j' + R_j'' + R_j''' + \dots \\ \frac{1}{C_{jj}} &= \frac{1}{C_j'} + \frac{1}{C_j''} + \frac{1}{C_j'''} + \dots \end{aligned}$$

Величины L_{jk} , R_{jk} и C_{jk} — определяют собой полную индуктивность, сопротивление и ёмкость тех ветвей, которые являются общими для j -го и k -го контура. При этом в L_{jk} входят и взаимоиנדукции, взятые с соответствующим знаком.

Решение системы ур-ний (11.2) сводится к отысканию токов i при заданной величине введённых электродвижущих сил и заданных параметрах цепей. Примем, что $u = Ue^{i\omega t}$ и $i = Ie^{i\omega t}$. Тогда от системы ур-ний (11.2), составленных для мгновенных значений, мы сможем перейти к системе уравнений для амплитудных значений токов и напряжений, при условии замены в равенствах (11.3) и (11.4) символа p на $i\omega$, а $\frac{1}{p}$ на $\frac{1}{i\omega}$.

Эта система уравнений будет иметь вид:

$$\begin{aligned} z_{11}I_1 + z_{12}I_2 + z_{13}I_3 + \dots + z_{1n}I_n &= U_1 \\ z_{21}I_1 + z_{22}I_2 + z_{23}I_3 + \dots + z_{2n}I_n &= U_2 \\ z_{31}I_1 + z_{32}I_2 + z_{33}I_3 + \dots + z_{3n}I_n &= U_3 \end{aligned} \quad (11.5)$$

гонали. Поэтому соответствующие миноры будут равны между собой

$$\Delta_{jk} = \Delta_{kj}. \quad (11.8)$$

Пользуясь определителями, мы можем найти любой из токов ур-ний (11.5) следующим образом:

$$I_m = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} Z_{11} \dots Z_{(m-1)} & U_1 & Z_{(m+1)} \dots Z_{1n} \\ Z_{21} \dots Z_{(m-2)} & U_2 & Z_{(m+2)} \dots Z_{2n} \\ Z_{31} \dots Z_{(m-3)} & U_3 & Z_{(m+3)} \dots Z_{3n} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ Z_{n1} \dots Z_{n(m-1)} & U_n & Z_{n(m+1)} \dots Z_{nn} \end{vmatrix} \quad (11.9)$$

В целом ряде наиболее важных практических случаев генераторы оказываются введёнными только в один из контуров. Не уменьшая общности постановки задачи, можно считать их включёнными в первый контур, так как мы можем всегда контур с генераторами назвать первым контуром. Тогда в системе ур-ний (11.5) из всех величин U только U_1 будет отлично от нуля и вместо (11.9) мы можем написать:

$$I_m = \frac{1}{\Delta} \begin{vmatrix} Z_{11} \dots Z_{1(m-1)} & U_1 & Z_{1(m+1)} \dots Z_{1n} \\ Z_{21} \dots Z_{2(m-1)} & 0 & Z_{2(m+1)} \dots Z_{2n} \\ Z_{31} \dots Z_{3(m-1)} & 0 & Z_{3(m+1)} \dots Z_{3n} \\ \dots & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots \\ Z_{n1} \dots Z_{n(m-1)} & 0 & Z_{n(m+1)} \dots Z_{nn} \end{vmatrix} \quad (11.10)$$

Раскрывая определитель по элементам m -го столбца и учитывая, что все элементы этого столбца, кроме U_1 , равны нулю, получим

$$I_m = \frac{\Delta_{1m}}{\Delta} U_1. \quad (11.11)$$

Если U_2, U_3, \dots, U_n не равны нулю, то вместо (11.11) мы можем написать

$$I_m = \frac{\Delta_{1m}}{\Delta} U_1 + \frac{\Delta_{2m}}{\Delta} U_2 + \dots + \frac{\Delta_{nm}}{\Delta} U_n = \sum_{j=1}^n \frac{\Delta_{jm}}{\Delta} U_j. \quad (11.12)$$

Соотношение (11.12) даёт решение поставленной задачи для общего случая, когда во всех цепях действуют генераторы, которые мы считаем работающими на одной и той же частоте.

Достоинство подобной формы представления результата заключается в том, что для самой сложной цепи решение может быть записано сразу. Однако, для того, чтобы получить решение в развёрнутом виде, иногда приходится прибегать к довольно громоздким выкладкам, в случаях, когда определители имеют порядок выше третьего.

Следует заметить, что найденное нами решение представляет собой решение дифференциальных контурных уравнений, относящееся к стационарному режиму, для случая, когда эдс генераторов изменяются по гармоническому закону.

11.3. Входное сопротивление, сопротивление передачи и коэффициент передачи электрической цепи

Возвращаясь к случаю, когда генераторы введены только в один из контуров, напомним, что соотношение (11.11) определяет ток I_m в m -м контуре с помощью напряжения U_1 , действующего в первом контуре.

Если считать, что генераторы введены в p -й контур, то, применяя рассуждения, сходные с теми, какие использовались при выводе (11.11), мы, очевидно, получим

$$I_m = \frac{\Delta_{pm}}{\Delta} U_o. \quad (11.13)$$

Перепишем это соотношение в форме закона Ома

$$I_m = \frac{U_p}{Z_{pm}}, \quad (11.14)$$

где

$$Z_{pm} = \frac{\Delta}{\Delta_{pm}}. \quad (11.15)$$

Если $p = 1$ и $m = 1$, то

$$I_1 = \frac{U_1}{Z_{11}},$$

$$Z_{11} = \frac{\Delta}{\Delta_{11}}. \quad (11.16)$$

Но входное сопротивление системы определяется отношением напряжения U_{11} , действующего по входной цепи, к току I_1 , текущему через эту цепь. Таким образом, соотношение (11.16) определяет собой входное сопротивление Z_{11} . Что касается величины Z_{pm} , то она характеризует отношение напряжения, введённого в p -й контур к току m -го контура.

Эту величину мы будем называть сопротивлением передачи из p -го контура в m -й.

Ввиду того, что согласно (11.8)

$$\Delta_{pm} = \Delta_{mp},$$

получим

$$Z_{pm} = Z_{mp}. \quad (11.17)$$

Отсюда следует важный вывод, заключающийся в том, что если напряжение U , введённое в p -й контур, вызывает ток I в m -м контуре, то напряжение U в m -м контуре вызовет тот же ток I в p -м контуре. Этим положением в ряде случаев приходится пользоваться при анализе цепей. Его иногда формулируют в виде *теоремы взаимности*.

При решении некоторых задач оказывается желательным выразить входное сопротивление и сопротивление передачи в явном виде через один из элементов цепи. Пусть этот элемент будет z , причём он входит в j -ю строку и в k -й столбец определителя Δ , т. е. $z = z_{jk}$.

Очевидно, что определитель Δ можно представить в виде:

$$\Delta = \begin{vmatrix} z_{11} & z_{12} & \dots & z_{1k} & \dots & z_{1n} \\ z_{21} & z_{22} & \dots & z_{2k} & \dots & z_{2n} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ z_{j1} & z_{j2} & \dots & 0 & \dots & z_{jn} \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ z_{n1} & z_{n2} & \dots & z_{nk} & \dots & z_{nn} \end{vmatrix} + z_{jk} \cdot \Delta_{jk}$$

где Δ_{jk} представляет собой минор определителя Δ , полученный в результате вычёркивания j -той строки и k -го столбца.

Обозначая через Δ° значение Δ , при котором рассматриваемый элемент $z = z_{jk}$ равен нулю, мы можем переписать предыдущее соотношение в виде

$$\Delta = \Delta^\circ + z\Delta_{jk}. \quad (11.18)$$

Применяя те же рассуждения к минору Δ_{pm} , мы, очевидно, получим

$$\Delta_{pm} = \Delta^\circ + z\Delta_{pmjk}, \quad (11.19)$$

где минор Δ_{pmjk} получается путём вычёркивания из определителя p -й и j -й строк и m -го и k -го столбца.

Таким образом, на основании (11.15), (11.18) и (11.19) сопротивление передачи можно записать в виде ($z = z_{jk}$)

$$Z_{pm} = \frac{\Delta^\circ + z\Delta_{jk}}{\Delta^\circ_{pm} + z\Delta_{pmjk}}. \quad (11.20)$$

При $p = 1$ и $m = 1$ получим соотношение для входного сопротивления

$$Z_{11} = \frac{\Delta + z\Delta_{j1}}{\Delta^\circ_{11} + z\Delta_{11jk}}. \quad (11.21)$$

Пользуясь определителями системы, можно также из равенства (11.14) получить соотношение для коэффициента передачи.

Будем называть коэффициентом передачи отношение напряжения на выходном сопротивлении последнего контура Z_n к напряжению U_1 , введённому в первый контур.

Считая, что m -й контур является последним и обозначая $U_m = I_m Z_n$, на основании (11.14) и (11.15) получим

$$k = \frac{U_m}{U_1} = \frac{\Delta_{1m}}{\Delta} \cdot Z_n, \quad (11.22)$$

где величина k относится к коэффициенту передачи системы.

11.4. Метод узловых напряжений

Рассмотренный выше метод контурных токов основывается на условиях равновесия напряжения для контуров цепи. Если исходить не из равновесия напряжения в контурах, а из условия равновесия тока в узлах, то мы придём к методу узловых напряжений.

Очевидно, что для каждого узла должно иметь место равенство $\Sigma I = 0$. Будем рассматривать в качестве внешних сил токи, подводимые к узлам под действием генераторов, а в качестве сил реакции системы величины вида $I' = Y_{qp}(U_q - U_p)$.

В последнем выражении Y_{qp} представляет собой проводимость между узлом p , для которого ведётся рассмотрение, и узлом q в то время, как $(U_q - U_p)$ характеризует разность напряжений между соответствующими узлами. Удобно считать, что один из узлов находится под потенциалом земли и что, таким образом, величина U характеризует напряжение в соответствующем узле относительно земли.

Таким образом, узловые уравнения могут быть записаны в виде

$$Y_{11}U_1 + Y_{12}(U_1 - U_2) + Y_{13}(U_1 - U_3) + \dots + Y_{1n}(U_1 - U_n) = I_1$$

или

$$Y_{11}U_1 - Y_{12}U_2 - Y_{13}U_3 - \dots - Y_{1n}U_n = I_1,$$

где

$$Y_{11} = Y_1 + Y_{12} + Y_{13} + \dots + Y_{1n}.$$

Для каждого узла можно написать уравнение подобного рода. Однако, ввиду того, что общая сумма токов, втекающих в цепь, будет равна сумме токов, утекающих из цепи, то в цепи с k -ми узлами, если условия равновесия будут иметь место в $(k-1)$ узлах, — они автоматически будут иметь место и в k -м узле.

Поэтому число узловых уравнений будет на единицу меньше, чем число узлов. Условимся, что уравнения будут составляться для всех узлов, кроме того, который находится под потенциалом земли.

Тогда общая система уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} Y_{11}U_1 - Y_{12}U_2 - Y_{13}U_3 - \dots - Y_{1n} &= I_1 \\ -Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 - Y_{23}U_3 - \dots - Y_{2n} &= I_2 \\ -Y_{31}U_1 - Y_{32}U_2 + Y_{33}U_3 - \dots - Y_{3n} &= I_3 \\ -Y_{n1}U_1 - Y_{n2}U_2 - Y_{n3}U_3 - \dots - Y_{nn} &= I_n \end{aligned} \quad (11.23)$$

В приведённой системе уравнений величины Y_{ji} ($j=k$) представляют собой общую проводимость соответствующего j -го узла относительно всех остальных, соединённых между собой. Величины Y_{jk} ($j \neq k$) определяют взаимную проводимость между узлами j и k . Если ток за счёт внешнего источника будет отличен от нуля только для одного из узлов, то для всех уравнений, соответствующих остальным узлам, в правой части уравнений мы получим нуль.

Решение уравнений (11.23) может быть найдено теми же методами, основанными на теории определителей, на которых мы уже подробно останавливались в предыдущих параграфах настоящей главы.

Эти решения будут иметь вид

$$U_p = \sum_{q=1}^n \frac{\Delta_{qp}^*}{\Delta^*} I_q. \quad (11.24)$$

В частном случае, когда внешний источник введён только в первый контур,

$$U_p = \frac{\Delta_{1p}^*}{\Delta^*} I_1. \quad (11.25)$$

Определитель Δ^* и соответствующие миноры этого определителя относятся к системе узловых уравнений (11.23).

Как в методе контурных, так и в методе узловых уравнений, основные трудности в нахождении решения при сложных цепях связаны с вычислением определителей.

Обычно число узловых уравнений оказывается меньше числа контурных уравнений, особенно, если в схему входят активные элементы, например, электронные лампы. Поэтому здесь определители получаются более низкого порядка, благодаря чему их вычисление значительно упрощается. В таких случаях мы должны отдать предпочтение методу узловых уравнений. Подобное положение вещей имеет, например, место в значительной части усилительных схем, в которых источники внешней силы следует уже рассматривать как генераторы тока, а не как генераторы напряжения.

Однако, там, где в схему входят взаимоиנדукции, более удобно пользоваться методом контурных токов.

Когда электрические цепи имеют вид четырёхполюсников для их анализа оказывается возможным, помимо рассмотренных здесь методов, воспользоваться также общей теорией четырёхполюсников. Примеры применения теории четырёхполюсников к схемам, содержащим электронные лампы, читатель может найти в гл. 23 настоящей книги.

Литература: 5,39.

РЕЗОНАНСНЫЙ КОНТУР КАК ИЗБИРАТЕЛЬНАЯ СИСТЕМА

12.1. Виды избирательности

С самых первых шагов практического развития радиотехники вопрос об отделении в приёмнике сигналов принимаемой станции от всех других сигналов представлял особый интерес. Резкое увеличение числа передающих станций и их мощностей создало такое положение вещей, при котором в настоящее время вопросы избирательности приобрели быть может большую важность, чем когда-либо прежде.

Наличие помех радиоприёму может быть обусловлено не только мешающим действием за счёт передающих станций, но и действием всякого рода аperiodических помех. Работа приёмного устройства возможна только в том случае, когда мешающее действие помех устранено, или же в достаточной степени ослаблено. Поэтому для большей части типов современных приёмных устройств избирательность следует рассматривать, как важнейшее свойство приёмника.

Устранение помех при радиоприёме может быть основано на применении различных видов избирательности: пространственной, вероятностной, временной, амплитудной и частотной.

Пространственная избирательность может дать наиболее эффективные результаты на сверхвысоких частотах при использовании остронаправленных антенн как на приёмной, так и на передающей стороне.

Так например, применяя на сантиметровых волнах антенны с углом раствора диаграммы направленности в доли градусов, мы можем исключить возможность мешающего действия за счёт передатчиков, направление на которые не совпадает с направлением на принимаемую станцию. Если использовать параболическое зеркало, то угол раствора диаграммы направленности α , выраженный в радианах, будет, примерно, равен

$$\alpha = \frac{1,2 \lambda}{D}.$$

При $D = 2$ м и $\lambda = 3$ см, $\alpha \approx 1^\circ$.

При столь острой диаграмме направленности будет обеспечена высокая степень пространственной избирательности.

На более низких радиочастотах получение подобных результатов, естественно, не является возможным даже при применении очень сложных и громоздких антенных устройств. На рис. 12.1 дана расчётная диаграмма направленности (с нанесёнными на ней экспериментальными точками) для приёмной антенны, используемой на магистральной линии связи на частоте в 18 мггц. Антенна состоит из 24 полуволновых диполей. Следует отметить, что наличие боковых лепестков резко снижает данные антенны с точки зрения пространственной избирательности.

В ряде случаев приходится оценивать пространственную избирательность по диаграмме направленности не только в горизонтальной, но и в вертикальной плоскости. Примером диаграммы подобного рода является диаграмма, показанная на рис. 12.2.

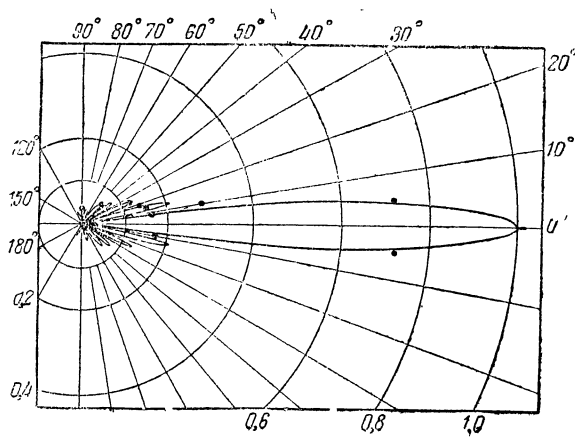


Рис. 12.1. Диаграмма направленности антенны из 24 полуволновых диполей на частоте в 18 мггц

Вероятностная избирательность используется, главным образом, при приёме радиотелеграфа в случае сильных помех и основывается на многократном повторении передаваемого текста. При этом вероятность искажений одних и тех же знаков текста, естественно, уменьшается. Недостаток подобного способа заключается в снижении скорости передачи.

Временная избирательность находит использование в некоторых специальных типах приёмных устройств, например, в некоторых радиолокационных приёмниках. В этом случае

приёмник запирается на большую часть того времени, в течение которого на него не воздействует сигнал принимаемой станции и отпирается на время действия сигнала. За счёт этого исключается мешающее действие помех в течение времени, соответствующего интервалу между сигналами.

Амплитудная избирательность применяется как для отделения друг от друга сигналов, отличающихся по своему уровню, так и для уменьшения действия аperiodических помех.

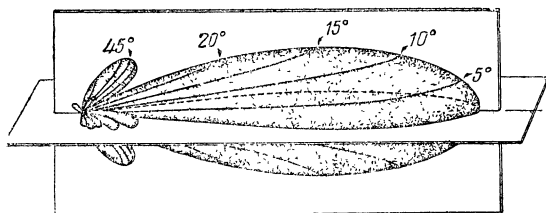


Рис. 12.2. Диаграмма направленности в горизонтальной и вертикальной плоскостях

Амплитудная избирательность используется, например, в радиотелеграфных приёмниках („ограничение по минимуму“), а также в телевизионных приёмниках, причём в последнем случае с помощью амплитудного ограничителя отделяются сигналы синхронизации от сигналов изображения (видеосигналов). Принцип амплитудной избирательности используется также для срезания помех, уровень которых превышает определённую величину. Особенно широкое применение это находит при приёме частотно-модулированных сигналов (см. гл. 4).

Однако, особенно большое значение для приёмных устройств имеет принцип частотной избирательности. Какие бы виды избирательности не использовались в приёмнике, наряду с ними во всех случаях употребляется также и частотная избирательность. Поэтому вопросам, относящимся к частотной избирательности, в дальнейшем будет уделено особое внимание.

12.2. Определения, относящиеся к резонансным системам

В приёмных устройствах для целей частотной избирательности широко используются резонансные системы. Простейшей резонансной системой является одиночный контур. Наряду с одиночными контурами применяются также системы,

состоящие из двух связанных между собой контуров. В отдельных случаях используются системы с тремя или четырьмя контурами.

Основные для радиоприёмных устройств свойства резонансных систем характеризуются: коэффициентом передачи, амплитудно-частотной характеристикой, шириной полосы и фазо-частотной характеристикой. Ввиду того, что в дальнейшем нам постоянно придётся иметь дело с этими понятиями, остановимся на их определении.

Коэффициентом передачи резонансной системы называют отношение напряжения на выходных зажимах системы при резонансе к эдс, введённой извне в первый контур системы.

Амплитудно-частотной характеристикой называют графически выраженную зависимость модуля напряжения на выходных зажимах системы от частоты. Иногда эту характеристику называют также *резонансной*. Различные способы изображения амплитудно-частотных характеристик („резонансных кривых“) показаны на рис. 12.3.

Шириной полосы пропускания называют область спектра частот, в пределах которой изменение с частотой напряжения на выходных зажимах системы не превышает заданной величины. Степень допустимой неравномерности может быть выражена либо в относительных единицах, либо в децибелах (рис. 12.4).

Наконец, *фазо-частотной* характеристикой называют графически выраженную зависимость между фазовым углом φ и частотой f . При этом фазовый угол характеризует сдвиг по фазе между напряжением на выходе системы U_n и напряжением, подводимым ко входу системы U' .

С точки зрения использования резонансных систем в приёмных устройствах нам постоянно приходится сталкиваться с их свойствами, определяемыми амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристиками. Вопросы, относящиеся к амплитудно-частотным и фазо-частотным характеристикам резонансных систем, были подробно разобраны как в общей радиотехнической литературе, так и в литературе по радиоприём-

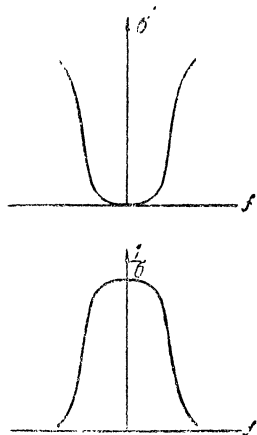


Рис. 12.3. Различные способы представления резонансных кривых

ным устройствам. Однако, широко распространённые методы рассмотрения, дающие в элементарных случаях простые и удобные инженерные результаты, оказываются не всегда удобными для технических расчётов в случаях более сложных.

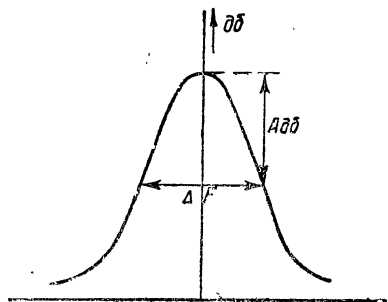


Рис. 12.4. Ширина полосы пропускания избирательной системы

Так, например, представим себе, что пользуясь обычными методами, требуется вычислить амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики двухконтурного усилителя с обратной связью для случая, когда контуры имеют неравные затухания и неодинаково настроены. Даже в том случае, когда мы имеем дело с системой, обладающей заданными параметрами, подобный расчёт может вызвать извест-

ные затруднения. Если же требуется вычислить целую серию кривых, соответствующих различным затуханиям, то даже для того, чтобы получить качественное суждение о результатах, потребуется выполнить ряд весьма громоздких вычислений.

Решение подобного рода задач весьма сильно упрощается, если воспользоваться методом, который дальше будет называться методом изображающих кривых. Идея этого метода заключается в следующем. Рассмотрим поведение вектора избирательности на комплексной плоскости, полагая, что $\sigma = \sigma(\alpha)$, где $\alpha = y \cdot Q$ обобщённая расстройка (см. ниже). При изменении α (частоты) конец радиус-вектора σ будет вычерчивать на комплексной плоскости некоторую линию, причём для любого α длина радиус-вектора определяет модуль коэффициента избирательности, а угол φ относительно оси абсцисс — фазовый угол системы. Таким образом, если известно уравнение линии, по которой перемещается подвижной конец радиус-вектора („изображающая кривая“), и положение полюса, в котором закреплён неподвижный его конец, то этим самым определены амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики системы. При подобном рассмотрении, например, в случае двухконтурных систем имеет место следующее замечательное положение, которое будет доказано в следующей главе: изменение настроек и величины связи между контурами, а также соотношений затуханий контуров, сказывается только на положении полюса, в то время, как изображаю-

шая кривая обладает свойством инвариантности. Так как вычислить смещение полюса оказывается достаточно просто, то задача в целом благодаря указанному обстоятельству весьма сильно упрощается. В гл. 22 будет показано, что в усилителях, использующих резонансные системы, введение обратной связи, не изменяя вида изображающей кривой, влияет лишь на положение полюса. Это даёт возможность применить метод изображающих кривых не только к резонансным системам, но также и к усилителям с обратной связью.

Методы анализа, основанные на изучении „поведения“ некоторого вектора на комплексной плоскости, широко распространены во многих отраслях техники, например, в электротехнике (см. К. А. Круг „Основы электротехники“, т. 2, Госэнергоиздат, 1946, стр. 141 и дальше). Однако, в теории радиоприёмных устройств этим методам до сих пор не уделялось должного внимания.

В настоящей главе мы начнём с применения метода изображающих кривых к простейшему случаю одиночного контура с тем, чтобы в следующей главе перейти к более сложным системам.

12.3. Одиночный колебательный контур

Пусть в контур (рис. 12.5) введена извне непрерывно действующая эдс

$$U' = Ue^{i\omega t}.$$

Тогда значение тока в контуре $i = Ie^{i\omega t}$ будет равно

$$i = \frac{Ue^{i\omega t}}{R + i\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)} = \frac{U'}{R + i\omega_0 L \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}\right)} = \frac{U'}{R[1 + iy/d]}.$$

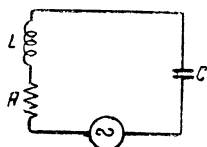
В последнем выражении y представляет собой „относительную расстройку“ ($y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega}$), а $d = \frac{1}{Q}$ — затухание контура ($d = \frac{R}{\omega_0 L}$).

Обычно, мы имеем дело с небольшими расстройками, так что $\omega_0 \gg \Delta\omega = \omega - \omega_0$. В этом случае выражение для y может быть упрощено.

Рассматривая $\Delta\omega$ как приращение ω_0 , разложим $y(\omega)$ в степенной ряд

$$y(\omega) = y(\omega_0 + \Delta\omega) = y(\omega_0) + \frac{1}{1!} y'(\omega_0) \Delta\omega + \frac{1}{2!} y''(\omega_0) \Delta\omega^2 + \dots$$

Если $\Delta\omega$ малая расстройка, то, отбрасывая члены со степенями $\Delta\omega$ выше первой, мы можем написать



Но

$$y(\omega) = y(\omega_0) + y'(\omega_0) \Delta\omega.$$

$$y(\omega_0) = \left| \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = 0,$$

$$y'(\omega_0) = \left| \frac{dy}{d\omega} \right|_{\omega=\omega_0} = 2 \cdot \frac{1}{\omega_0}.$$

Рис. 12.5. Одиночный контур

Таким образом, при $\omega_0 \gg \Delta\omega$ мы получаем следующее выражение для

$$y = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2\Delta f}{f_0}.$$

Назовём величину $\alpha = y/d = yQ$ обобщённой расстройкой. Тогда, учитывая, что $U = i \frac{1}{\omega C}$, получим

$$\frac{U'}{U} = i\omega CR [1 + i\alpha].$$

При резонансе, когда $\omega = \omega_0$, $\alpha = 0$ и мы имеем

$$\frac{U'}{U_0} = i\omega_0 CR.$$

Модуль обратного отношения будет представлять собой множитель напряжения контура

$$Q = \frac{1}{\omega_0 CR} = \frac{\omega_0 L}{R}. \quad (12.1)$$

Введём понятие коэффициента избирательности σ , характе-

ризирующего собой отношение напряжений на зажимах контура (для $U' = \text{const}$) при резонансе и при расстройке,

$$\sigma = \frac{U_0}{U} = \frac{U'}{U} : \frac{U'}{U_0} = \frac{\omega}{\omega_0} [1 + i\alpha]. \quad (12.2)$$

Для небольших абсолютных расстроек $\frac{\omega}{\omega_0} \approx 1$.

Тогда

$$\sigma = 1 + i\alpha. \quad (12.3)$$

Величину σ можно также представить в виде

$$\sigma = \sigma e^{i\varphi}, \quad \text{где } \sigma = \sqrt{1 + \alpha^2} \text{ и } \varphi = \text{arctg } \alpha. \quad (12.4)$$

Изменению комплексной величины σ по амплитуде и фазе в зависимости от обобщённой расстройки α можно дать наглядную геометрическую интерпретацию (рис. 12.6).

Если мы закрепим конец вектора σ в некоторой точке P_0 , которую мы будем называть полюсом и примем её за начало координат, то при изменении α второй конец вектора будет чертить на комплексной плоскости некоторую линию. Эту линию мы будем называть изображающей кривой. Далее мы и для других видов резонансных систем будем пользоваться изображающими кривыми, так как они дают наглядную геометрическую интерпретацию всех основных соотношений и упрощают расчёты.

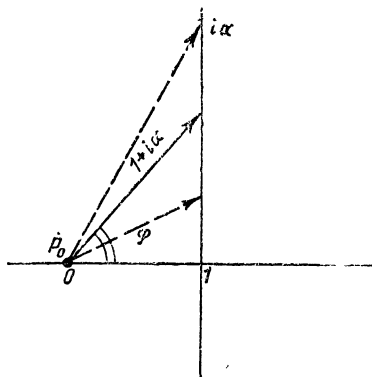


Рис. 12.6. Изображающая кривая одиночного контура

Выберем некоторый масштаб чертежа с тем, чтобы характеризовать абсолютную величину вектора.

В данном случае конец вектора σ скользит по прямой, параллельной мнимой оси, причём его длина $\sigma = \sqrt{1 + \alpha^2}$ определяет абсолютную величину коэффициента избирательности при данной обобщённой расстройке α , а угол φ — величину фазового угла, причём $\varphi = \text{arctg } \alpha = \text{arctg } (yQ)$.

Пользуясь рис. 12.7 или же непосредственно выражениями для σ и φ , нетрудно построить обобщённую резонансную и обобщённую фазовую характеристики (рис. 12.7 и 12.8).

Нельзя не отметить следующего существенного обстоятельства. Для рассматриваемого нами случая графическое построение рис. 12.7 и 12.8 или соотношение (12.3) дают симметричные амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики при сколь угодно больших расстройках, если наши характеристики построены при $\omega_0 \gg \Delta\omega$.

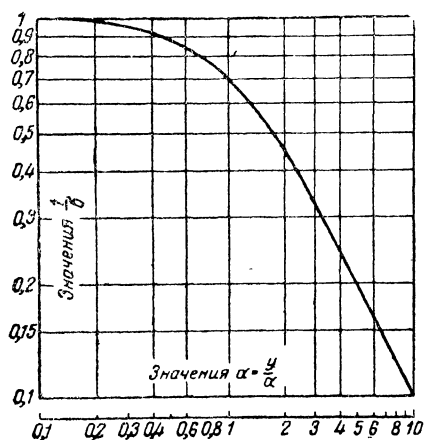


Рис. 12.7. Обобщённая амплитудно-частотная характеристика одиночного контура

Если строить характеристики в зависимости от частоты ω , а не от $\alpha = \frac{2\Delta\omega}{\omega} \cdot Q$,

то характеристики при больших расстройках, соответствующих широкополосным системам, будут, вообще говоря, асимметричны. Эти характеристики $\sigma = \sigma(\omega)$ и $\varphi = \varphi(\omega)$ сохранят симметрию лишь в области, где $\omega_0 \gg \Delta\omega$. Удобство обобщённых характеристик

заключается в том, что ими можно пользоваться при любых параметрах контура и при настройке на произвольную частоту.

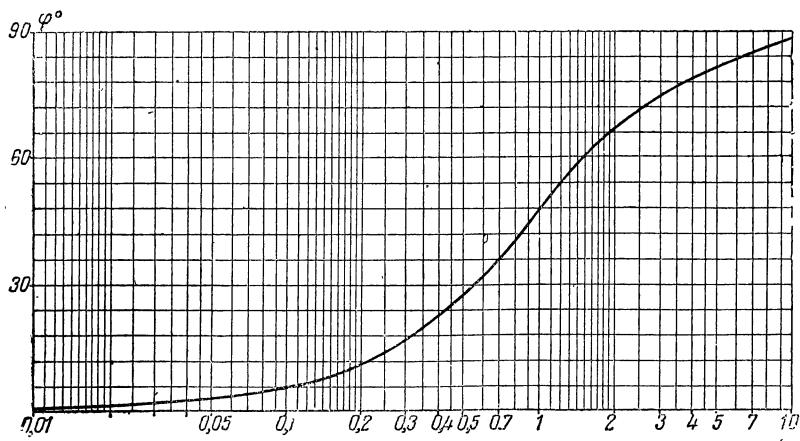


Рис. 12.8. Обобщённая фазо-частотная характеристика одиночного контура

Для того, чтобы произвести по ним отсчёт количественных значений, достаточно выполнить пересчёт масштаба по

оси абсцисс, перейдя от значений α к значениям $y = \alpha d$, или при $\omega_0 \gg \Delta\omega$ к абсолютной расстройке $\Delta f = \frac{f_0 \cdot d}{2} \alpha$ [53].

Из рассмотрения приведённых выше чертежей видно, что при изменении Δf абсолютная величина и фаза вектора σ будут изменяться тем сильнее, чем меньше f_0 и d . Следовательно, в частности, чем ниже частота и меньше затухание контура, тем выше избирательность.

Для иллюстрации этого положения на рис. 12.9 приведены резонансные кривые контуров, имеющих $d=2\%$, для частоты в 1000 кГц и для частоты в 10 000 кГц.

Если обозначить ширину полосы пропускания через ΔF , то на основании выражения (12.7) для σ

$$\Delta F = f_0 d \sqrt{\sigma^2 - 1}. \quad (12.5)$$

Величина σ здесь показывает, во сколько раз меняется напряжение на зажимах контура в пределах полосы пропускания.

Литература: 22, 26, 64, 81.

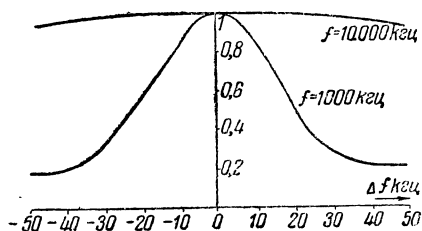


Рис. 12.9. Резонансные характеристики на частотах 1 мГц и 10 мГц

ГЛАВА 13

ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ДВУХКОНТУРНЫХ ФИЛЬТРОВ

13.1. Вводные замечания

Наилучшие результаты с точки зрения частотной избирательности могут быть получены с помощью системы, имеющей амплитудно-частотную характеристику, показанную на рис. 13.1.

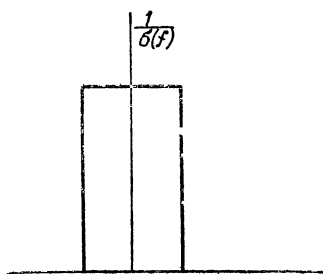


Рис. 13.1. П-образная резонансная кривая

Такая система, давая неискажённое воспроизведение всех частот, лежащих в пределах полосы пропускания, в то же время полностью отфильтровывает те частоты, которые лежат за пределами этой полосы.

Одиночный контур, свойства которого мы рассматривали в предыдущей главе, имеет характеристики, весьма далёкие от идеальной системы. Значительно лучшие результаты в этом отношении могут быть получены с помощью двухконтурных полосовых фильтров^[22,64,81].

Основная область применения в приёмном устройстве двухконтурных фильтров — это полосовые усилители промежуточной частоты. Однако, двухконтурные фильтры используются и в некоторых других случаях, например, во входных цепях приёмника. Настоящая глава будет посвящена общему рассмотрению избирательных свойств двухконтурных фильтров, что даёт нам возможность основываться на полученном здесь материале в последующих разделах книги.

13.2. Схемы двухконтурных полосовых фильтров

Двухконтурные полосовые фильтры представляют собой резонансные системы, состоящие из двух взаимно связанных контуров. Связь между контурами может быть внешняя (рис. 13.2),

внутренняя (рис. 13.3), или комбинированная (рис. 13.4). Сопротивление связи между контурами обычно имеет реактивный характер. Наиболее распространённые на практике схемы фильтров даны на рис. 13.5.

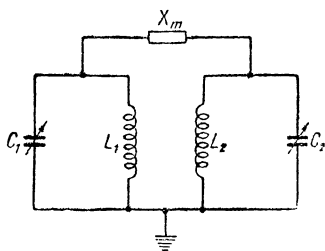


Рис. 13.2. Двухконтурный фильтр с внешней связью

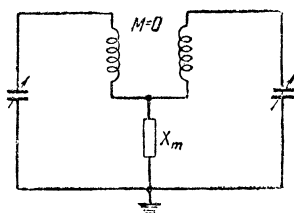


Рис. 13.3. Двухконтурный фильтр с внутренней связью

Если воспользоваться известным из электротехники переходом от треугольника к звезде (рис. 13.6), то от схемы с

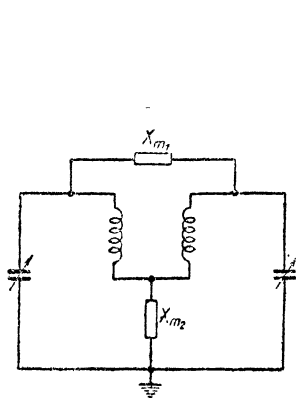


Рис. 13.4. Двухконтурный фильтр с комбинированной связью

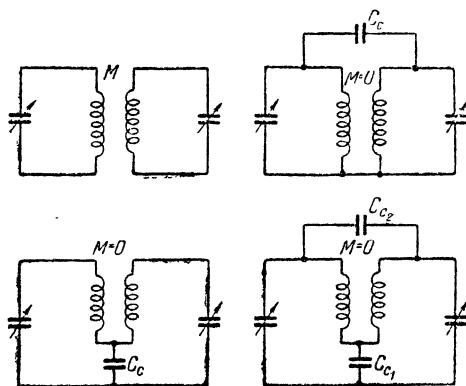


Рис. 13.5. Наиболее распространённые схемы двухконтурных фильтров

внешней связью легко перейти к схеме с внутренней связью. Формулы перехода для общего случая будут следующие¹⁾

$$Z_1 = \frac{Z_a \cdot Z_b}{Z^*}; \quad Z_2 = \frac{Z_b \cdot Z_c}{Z^*}; \quad Z_3 = \frac{Z_a \cdot Z_c}{Z^*} \quad (13.1)$$

¹⁾ См. Круг К. А. Основы электротехники, т. I.

где

$$Z^* = Z_a + Z_b + Z_c.$$

Пользуясь этими же формулами, можно перейти от схемы с комбинированной связью к схеме с внутренней связью.

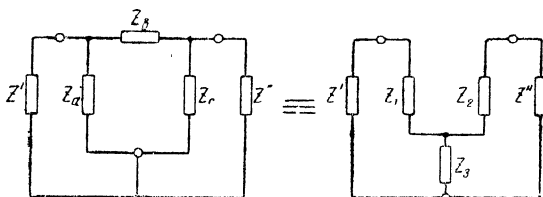


Рис. 13.6. Эквивалентность схем с внешней и внутренней связью

Основываясь на этом, мы можем схему рис. 13.3 рассматривать как общую эквивалентную схему двухконтурного фильтра при любом виде связи между контурами.

13.3. Изображающая кривая для двухконтурного фильтра

Выведем основные соотношения для общей эквивалентной схемы фильтра (рис.13.3). Уравнения контурных токов для первого и второго контура будут иметь вид

$$z_{11}I_1 + z_{12}I_2 = U'$$

$$z_{21}I_1 + z_{22}I_2 = 0. \quad (13.2)$$

Здесь через z_{11} обозначено полное сопротивление первого контура для тока I_1 с учётом сопротивления элементов связи, через z_{22} —сопротивление второго контура для тока I_2 , а через $z_{12} = z_{21} = iX_m$ —сопротивление элементов связи.

$$z_{11} = R_1 + i\left(\omega L_1' - \frac{1}{\omega C_1'}\right) = R_1 \left[1 + i \frac{y_1}{d_1}\right] = R_1 [1 + i \alpha_1]$$

$$z_{22} = R_2 + i\left(\omega L_2' - \frac{1}{\omega C_2'}\right) = R_2 \left[1 + i \frac{y_2}{d_2}\right] = R_2 [1 + i \alpha_2] \quad (13.3)$$

Величина L_1' , C_1' , L_2' и C_2' представляют собой полную индуктивность и ёмкость соответственно первого и второго контура с учётом параметров элемента связи.

Ток во втором контуре I_2 согласно (11.11) равен

$$I_2 = \frac{\Delta_{12}}{\Delta} U',$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{vmatrix} = Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2 \quad (13.4)$$

$$\Delta_{12} = (-1)^{1+2}(-Z_{21}) = Z_{21} = Z_{12},$$

откуда

$$I_2 = U' \frac{Z_{12}}{Z_{11}Z_{22} - Z_{12}^2} = U' \frac{X_m}{R_1 R_2 [1 + i\alpha_1] [1 + i\alpha_2] + X_m^2}. \quad (13.5)$$

Так как напряжение на выходных зажимах второго контура $U_2 = I_2 \frac{1}{i\omega C_2}$, то

$$\frac{U_2}{U'} = \frac{1}{\omega C_2} \cdot \frac{X_m}{R_1 R_2 [1 + i\alpha_1] [1 + i\alpha_2] + X_m^2}. \quad (13.6)$$

Назовём фактором связи β отношение $\beta = \frac{X_m}{\sqrt{R_1 R_2}}$,

тогда

$$\frac{U_2}{U'} = \frac{1}{\omega C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{[1 + i\alpha_1] [1 + i\alpha_2] + \beta^2}. \quad (13.7)$$

Если оба контура настроены одинаково и $\omega = \omega_0$, то $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$

$$\frac{U_{20}}{U'} = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2}.$$

Назовём эту величину коэффициентом передачи фильтра Q_ϕ

$$Q_\phi = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2}. \quad (13.8)$$

Коэффициент избирательности $\sigma = \frac{U_{20}}{U_2}$ на основании (13.7) и (13.8) будет равен

$$\sigma = \frac{1}{1 + \beta^2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} \{ [1 + i\alpha_1] [1 + i\alpha_2] + \beta^2 \}. \quad (13.9)$$

При не очень больших расстройках $\frac{\omega}{\omega_0} = \frac{\omega_0 + \Delta\omega}{\omega_0} =$
 $= 1 + \frac{\Delta\omega}{\omega_0} \approx 1.$

В этом случае

$$\sigma = \frac{1}{1 + \beta^2} \{ [1 + i\alpha_1] [1 + i\alpha_2] + \beta^2 \}. \quad (13.9')$$

Вопросы, связанные с резонансной и фазовой характеристикой двухконтурных систем, заслуживают более детального рассмотрения, и дальше мы остановимся на них достаточно подробно.

13.4. Одинаково настроенные контуры с равными параметрами при слабой связи

При построении изображающей кривой начнём с простейшего случая, когда оба контура имеют одинаковые затухания, одинаково настроены и когда между ними взята весьма слабая связь. Тогда согласно (13.9) при $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$ и $1 \gg \beta^2$

$$\sigma = (1 + i\alpha)^2 = 1 - \alpha^2 + i2\alpha = \sigma e^{i2\varphi} = \sigma_1^2 e^{i2\varphi}.$$

Возведение вектора в квадрат означает, что его модуль умножается на самого себя, а угол φ удваивается. Так например, если для одиночного контура при $\alpha = 1$, $\sigma = \sqrt{2}$ и $\varphi = 45^\circ$, то для двухконтурной системы при $\alpha = 1$, $\sigma = 2$ и $\varphi = 90^\circ$.

В данном случае вектор σ на комплексной плоскости будет скользить по кривой второго порядка, удовлетворяющей уравнению $1 - \alpha^2 + i2\alpha$. Это уравнение соответствует параболе (рис. 13.7). Так же, как и в случае одиночного колебательного контура, длина вектора σ будет характеризовать модуль коэффициента избирательности, а угол между вектором и действительной осью будет представлять собой фазовый угол φ .

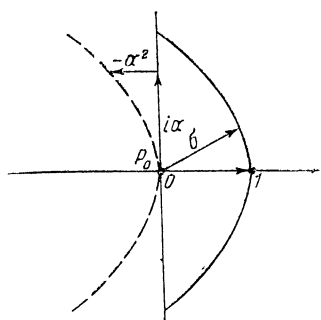


Рис. 13.7. Изображающая кривая двухконтурного фильтра

Очевидно, что уравнения обобщённых амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик в данном случае будут соответственно:

$$\sigma = 1 + \alpha^2, \quad (13.10)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \left(\frac{2\alpha}{1 - \alpha^2} \right). \quad (13.11)$$

13.5. Фильтры с неравными затуханиями и различными настройками контуров в случае слабой связи

Рассмотрим теперь более общий случай, когда контуры фильтра, имеющие между собой слабую связь ($\beta^2 \ll 1$) обладают неравными затуханиями и настроены на разные частоты.

Тогда

$$\alpha_1 = \frac{y_1}{d_1} \text{ и } \alpha_2 = \frac{y_2}{d_2}.$$

Условимся под y_1 понимать расстройку относительно резонансной частоты первого контура и соответственно под y_2 расстройку относительно резонансной частоты второго контура. Что касается величины y , то она будет представлять собой расстройку относительно средней частоты фильтра, так что $y_1 = y - \Delta y$; $y_2 = y + \Delta y$, где Δy — разность между резонансными частотами контуров.

Тогда

$$\sigma = (1 + i\alpha_1)(1 + i\alpha_2) \quad (13.12)$$

или

$$\sigma = \frac{d^2}{d_1 d_2} \left[a + i \frac{y_1}{d} \right] \left[b + i \frac{y_2}{d} \right], \quad (13.13)$$

где

$$a = \frac{d_1}{d}; \quad b = \frac{d_2}{d}.$$

Это уравнение можно привести к виду

$$\sigma = \frac{d^2}{d_1 d_2} \left\{ \varepsilon + (1 + i\alpha)^2 \right\}, \text{ где } \varepsilon = \varepsilon_x + i\varepsilon_y,$$

$$\varepsilon_x = ab - 1 + \frac{\Delta y^2}{d^2}; \quad \varepsilon_y = \frac{\Delta y}{d} (a - b) + \frac{y}{d} (a + b - 2). \quad (13.14)$$

Выберем d таким образом, что $a + b - 2 = 0$. Другими словами, обозначим через d величину $d = \frac{d_1 + d_2}{2}$.

Тогда

$$\varepsilon_y = -\frac{\Delta y}{d} (a - b). \quad (13.15)$$

Умножение вектора на число $\frac{d^2}{d_1 d_2}$ приведёт лишь к некоторому изменению масштаба чертежа. Так как при построении резонансной и фазовой характеристик для нас важны лишь относительные величины, то достаточно будет рассмотреть выражение ($\sigma' = \frac{d_1 d_2}{d^2} \sigma$)

$$\sigma' = \varepsilon_x + i \varepsilon_y + (1 + i\alpha)^2. \quad (13.16)$$

Из этого соотношения следует, что к нашему вектору $(1 + i\alpha)^2$, скользящему по изображающей кривой при изменении α , прибавляется вектор $\varepsilon = \varepsilon_x + i \varepsilon_y$, имеющий постоянную величину для заданных значений d_1 и d_2 при определённой

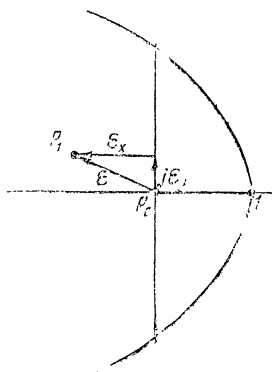


Рис. 13.8. Смещение полюса за счёт неравного затухания контуров и взаимной расстройки

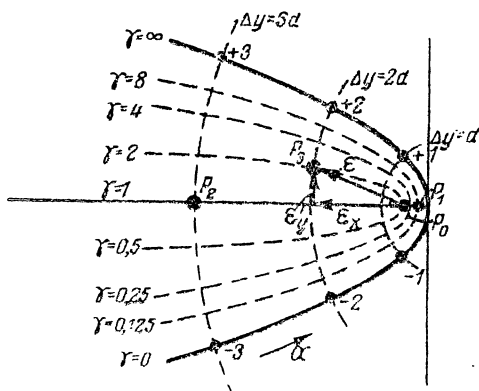


Рис. 13.9. Координатная сетка положений полюса

расстройке контуров друг относительно друга. Таким образом, добавление этого вектора означает смещение полюса на величину $\varepsilon_x + i \varepsilon_y$ (рис. 13.8).

Величина смещения полюса зависит от отношения затуханий контуров $\gamma = \frac{d_2}{d_1}$ и от степени взаимной расстройки Δy .

Для определения значений указанных величин возможно построить координатную сетку положений полюса (рис. 13.9).

Так например, для $d_2 = 2d_1$ и $\Delta y = 2d$ получим точку P_3 .

13.6. Некоторые частные случаи

Для уяснения полученных результатов рассмотрим некоторые возможные случаи смещения полюса для рис. 13.9.

а) $d_1 = d_2 = d$ и $\Delta y = 0$. Другими словами, контуры фильтра имеют одинаковые затухания и одинаково настроены. В этом случае $\varepsilon = 0$ и полюс оказывается в положении P_0 . Обобщенная резонансная характеристика фильтра при одинаковых параметрах и равных настройках

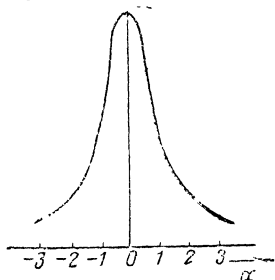


Рис. 13.10. Обобщенная резонансная характеристика фильтра при одинаковых параметрах и равных настройках

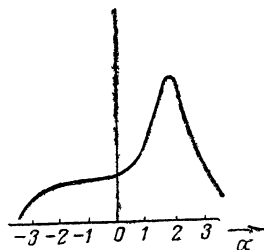


Рис. 13.11. Резонансная характеристика при неравных затуханиях и неодинаковых настройках контуров ($d_2 = 2d_1$; $\Delta y = 2d$)

щённая резонансная и фазовая характеристики имеют симметричный характер. Резонансная характеристика для этого случая дана на рис. 13.10.

б) $d_1 \neq d_2$; $\Delta y = 0$. Тогда $\varepsilon_y = 0$

$$\varepsilon_x = ab - 1 = \frac{d_1 d_2}{d^2} - 1.$$

Полюс P_1 смещён на величину ε_x относительно исходного положения P_0 . Так как полюс остаётся на оси симметрии, то резонансная и фазовая характеристики сохраняют симметричный характер.

с) $d_1 = d_2 = d$; $\Delta y \neq 0$. Здесь $\varepsilon_y = 0$; $\varepsilon_x = \frac{\Delta y^2}{d^2}$.

Например, при $\Delta y = 3d$ получаем полюс P_2 .

И в этом случае благодаря симметричному положению полюса характеристики остаются симметричными.

д) Наконец, в наиболее общем случае $d_1 \neq d_2$ и $\Delta y \neq 0$. Здесь уже $\varepsilon_x \neq 0$; $\varepsilon_y \neq 0$ и полюс расположен не на оси симметрии. Например, для $d_2 = 2d_1$ и $\Delta y = 2d$ полюс будет соответствовать положению P_3 . В связи с этим, естественно, что и характеристики станут асимметричными. Резонансная характеристика для этого случая изображена на рис. 13.11.

13.7. Случай сильной связи

До сих пор мы считали связь между контурами весьма слабой. Предположим теперь, что между контурами фильтра взята достаточно сильная связь, так что величина $\beta^2 = \frac{X^2}{R_1 R_2} = \frac{k^2}{d_1 d_2}$ имеет заметное значение.

В этом случае

$$\sigma = \frac{1}{1+\beta^2} \left\{ [1 + i\alpha_1][1 + i\alpha_2] + \beta^2 \right\} = \frac{1}{1+\beta^2} \left\{ [\varepsilon + (1 + i\alpha)] \frac{d^2}{d_1 d_2} + \beta^2 \right\}$$

или

$$\sigma = \frac{1}{1+\beta^2} \cdot \frac{d^2}{d_1 d_2} \left[\varepsilon + \frac{k^2}{d^2} + (1 + i\alpha)^2 \right]. \quad (13.17)$$

Выбирая так же, как и прежде, определённый масштаб для вектора σ , мы сможем характеризовать избирательность значением $(\sigma = \frac{1}{1+\beta^2} \cdot \frac{d^2}{d_1 d_2} \cdot \sigma'')$

$$\sigma'' = \varepsilon_x + \frac{k^2}{d^2} + i\varepsilon_y + (1 + i\alpha)^2. \quad (13.18)$$

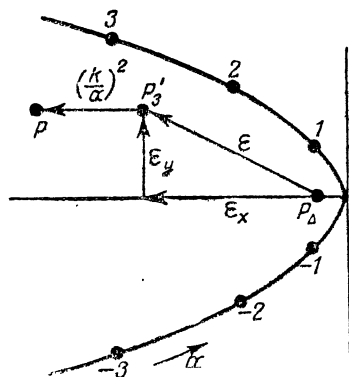


Рис. 13.12. Смещение полюса за счёт связи между контурами

Таким образом, наличие сильной связи между контурами в данном случае приводит к дополнительному смещению полюса P_3 на величину $\frac{k^2}{d^2}$ в то время, как конец вектора σ попрежнему будет скользить по той же изображающей параболе (рис. 13.12). Рассмотренный нами случай, соответствующий рис. 13.12, является наиболее общим, так как он предполагает наличие сильной связи между контурами, имеющими неодинаковое затухание и неодинаково настроенными. Любой из рассмотренных ранее более частных случаев может быть получен из рассмотрения рис. 13.12 за счёт соответствующего смещения полюса.

13.8. Обобщённые характеристики для случая равных параметров

В практических конструкциях приёмных устройств широко используются двухконтурные фильтры с равными или же, примерно, равными параметрами.

Если взаимная расстройка контуров отсутствует и $d_1 = d_2 = d$, то на основании (13.3) выражение для коэффициента избирательности примет вид

$$\sigma = \frac{1}{1 + \beta^2} \left\{ [1 + i\alpha]^2 + \beta^2 \right\}, \quad (13.19)$$

откуда

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}}{1 + \beta^2}. \quad (13.20)$$

Здесь σ представляет собой отношение напряжения на выходе системы при резонансе U_{20} к напряжению U_2 , соответствующем данной обобщённой расстройке $\alpha = \frac{y}{d} = \frac{1}{d} \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right)$.

Приведённым соотношением удобно пользоваться, когда резонансные кривые одnogорбые. В случае двугорбых кривых под величиной σ удобнее понимать отношение напряжения, соответствующего горбу резонансной кривой. При таком определении коэффициента избирательности мы в сущности в обоих случаях рассматриваем отношение максимального напряжения к напряжению при данной расстройке. Только в одном случае максимум напряжения имеет место на средней частоте полосы, а в другом „на горбе“ (рис. 13.13). Вернёмся к соотношению (13.7)

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{\omega C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{[1 + i\alpha_1][1 + i\alpha_2] + \beta^2}.$$

Для случая равных параметров ($R_1 = R_2 = R$; $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$) найдём модуль этого выражения в виде

$$\frac{U_2}{U_1} = \frac{1}{\omega C_2 R} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}}. \quad (13.21)$$

Выясним, какому значению обобщённой расстройки α соответствует максимум величины $\frac{U_2}{U_1}$.

Обозначая $\varphi(\alpha) = (1 - \alpha^2 + \beta^2)^2 + 4\alpha^2$, находим из условия $\frac{d\varphi}{d\alpha} = 0$ следующие значения α , соответствующие экстремуму функции:

$$\alpha_1 = 0; \alpha_{2,3} = \pm \sqrt{\beta^2 - 1}.$$

Значение $\alpha = 0$ соответствует тривиальному решению. Два других решения дают то значение расстройки, при которых получается наибольшее напряжение на выходе фильтра. Знаки $+$ и $-$ указывают на то, что резонансная кривая имеет два горба, из которых один расположен выше, а другой ниже средней частоты полосы пропускания.

Разность частот между горбами $2\Delta'f$ будет равна $(\alpha' = \frac{y}{d} = \frac{2\Delta'f}{f_0 d})$

$$2\Delta'f = f_0 d \sqrt{\beta^2 - 1}. \quad (13.22)$$

Из (13.22) видно, что при $\beta > 1$ мы имеем двугорбые кривые. Если β , уменьшаясь, приближается к единице, то горбы сближаются между собой. При $\beta = 1$ все три экстремальные точки сливаются между собой. Если взять $\beta < 1$, то кривые получаются одногорбыми (рис. 13.14). Случай $\beta = 1$ мы будем называть случаем критической связи.



Рис. 13.13. Максимальная ордината при одногорбой и двугорбой кривых



Рис. 13.14. Зависимость формы кривой от параметра β

Подставляя значения $\alpha^2 = \beta^2 - 1$ в (13.21), найдём выражение для $\frac{U_2}{U'}$ на горбе

$$\frac{U_2}{U'} = \frac{1}{2} \frac{1}{\omega C_2 R}. \quad (13.23)$$

В соответствии с данным выше определением для коэф-

фициента избирательности в случае двугорбых кривых, когда $\beta > 1$, найдём выражение для σ , деля (12.23) на (13.21)

$$\sigma_2 = \frac{\sqrt{(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}}{2\beta}. \quad (13.24)$$

Легко видеть, что $(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2 = (1 + \alpha^2 - \beta^2)^2 + 4\beta^2$. Поэтому (13.20) и (13.24) можно также записать в виде

$$\sigma_p = \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2}}{1 + \beta^2}, \quad (13.20')$$

$$\sigma_2 = \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2}}{2\beta}. \quad (13.24')$$

Соотношения (13.20') и (13.24') дают возможность построить семейство обобщённых резонансных кривых для двухконтур-

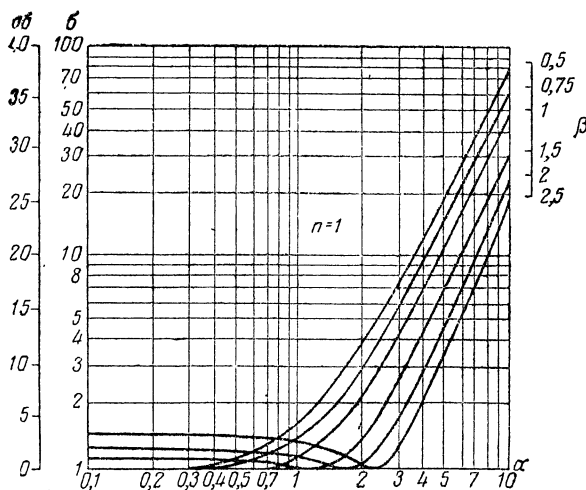


Рис. 13.15. Обобщённая резонансная кривая двухконтурного фильтра

ного фильтра с равными параметрами. Подобные кривые приведены на рис. 13.15, причём при $\beta < 1$ они вычислены на основании (13.20'), а при $\beta > 1$ — на основании (13.24'). Для $\beta = 1$ обе формулы дают

$$\sigma = \frac{\sqrt{\alpha^4 + 4}}{2}. \quad (13.25)$$

Для того, чтобы от этих обобщённых кривых перейти к кривым, соответствующим выбранным значениям f_0 и d , достаточно произвести пересчёт масштаба так же, как и в случае одиночного контура.

13.9. Взаимно расстроенные контуры с одинаковыми затуханиями

Остановимся более подробно на случае, когда $d_1 = d_2 = d$ и $\Delta y \neq 0$ при $\beta^2 \ll 1$.

Здесь

$$\sigma = \frac{\Delta y^2}{d^2} + (1 + i\alpha)^2.$$

Рассмотрение этого выражения показывает, что для контуров одинакового затухания наличие связи между контурами приводит к такому же смещению полюса, как и расстройка каждого из контуров на величину Δy относительно средней частоты фильтра. Таким образом, резонансные и фазовые характеристики фильтра для взаимно расстроенных контуров на величину $2\Delta y$ будут иметь такой же вид, что и характеристики для случая коэффициента связи

$$k' = \Delta y.$$

Для случая, когда при $d_1 = d_2 = d$ имеет место коэффициент связи k и одновременная расстройка Δy , мы имеем картину, аналогичную наличию только чистой связи с значением $k' = \sqrt{k^2 + \Delta y^2}$.

Таким образом, при построении резонансных и фазовых характеристик мы придём к уже известным нам результатам. В частности, мы можем воспользоваться приведёнными выше обобщёнными кривыми.

13.10. Некоторые общие выводы и заключения по поводу метода изображающих кривых

В предыдущих параграфах мы воспользовались методом изображающих кривых для того, чтобы рассмотреть вопросы, относящиеся к амплитудно-частотным и фазо-частотным характеристикам резонансных систем. Применение этого метода к двухконтурным полосовым фильтрам с произвольным видом связи между контурами дало возможность установить все основные зависимости для наиболее общего случая, когда

связь достаточно сильна, а контуры имеют неравное затухание и неодинаково настроены.

Оказалось, что во всех случаях двухконтурных фильтров изображающая кривая, по которой на комплексной плоскости скользит подвижный конец вектора избирательности, представляет собой одну и ту же параболу, а изменение степени взаимной расстройки, величины связи между контурами и соотношения между затуханиями приводит лишь к смещению полюса.

Вычисление величины смещения полюса производится весьма просто, что даёт возможность легко построить амплитудно-частотную и фазо-частотную характеристику фильтра при любой величине связи, любых взаимных расстройках и любом соотношении затуханий контуров фильтров.

Ввиду того, что резонансные системы используются и во входных устройствах и в усилителях высокой и промежуточной частоты, мы в соответствующих разделах уже не будем возвращаться к рассмотрению вопросов, относящихся к частотным и фазовым характеристикам, а ограничимся сведением принципиальных схем к эквивалентным схемам, рассмотренным в настоящей главе. Дальше мы убедимся в том, что метод изображающих кривых может быть применён также и к системам с обратной связью.

Литература: 22, 26, 64, 81.

ОТРЕЗКИ ЛИНИЙ КАК ИЗБИРАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

14.1. Вводные замечания

До сих пор мы рассматривали резонансные системы, выполненные в виде контуров, в которые входили элементы с сосредоточенными параметрами—конденсатор и катушка индуктивности. Однако, по мере повышения частоты катушку контура приходится выполнять с всё меньшим числом витков и на волнах порядка 1 м мы приходим к одновитковым катушкам. Если этой одновитковой катушке придать вытянутую прямоугольную форму, то мы получим отрезок линии, замкнутой на конце. Что касается ёмкости, то на наиболее высоких частотах обычно стремятся не вводить дополнительных конденсаторов в схему, а ограничиваются лишь междуэлектродными ёмкостями ламп.

Таким образом, на волнах короче 1 м мы вполне естественным путём приходим к использованию линий. Попытка применять на этих волнах катушки обычного типа приводит к тому, что фактически мы всё равно получаем систему с распространёнными параметрами с той лишь разницей, что электрические данные такой системы будут значительно хуже, чем у линии.

Отрезки двухпроводных и концентрических линий могут быть с успехом использованы во входном устройстве приёмников дециметрового диапазона, а также в усилителях высокой частоты, причём эти линии обладают резко выраженными избирательными свойствами.

Системы подобного рода обычно используются на фиксированной частоте, хотя, изменяя длину линии, возможно осуществлять настройку. Настройку можно также вести и подключённым к линии переменным конденсатором (рис. 14.1).

Использование концентрических линий в высокочастотных элементах приёмников дециметровых волн даёт возможность получить систему с весьма хорошими электрическими параметрами. Концентрические линии имеют и ряд серьёзных конструктивных преимуществ, которые проявляют себя тем бо-

лее резко, чем выше частота. Они отличаются простотой конструкции и совершенной экранировкой. Имеется возможность использовать внешний проводник линии для крепления

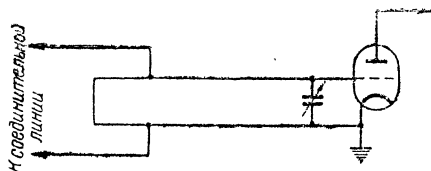


Рис. 14.1. Входное устройство с отрезком линии

лами, деталей и т. д. Вследствие всех этих обстоятельств концентрические линии нашли довольно широкое применение в радиотехнических схемах, работающих на ультравысоких частотах.

14.2. Основные соотношения для концентрических линий

Установим основные свойства, характеризующие концентрические линии при использовании их в приёмниках.

Из теории длинных линий известно, что распределение тока и напряжения вдоль линий соответствует кривым рис. 14.2 и 14.3. Кривые рис. 14.2 относятся к линии, разомкнутой на конце, в то время как кривые рис. 14.3—к линии, которая на конце замкнута накоротко. Таким образом, в линии устанавливаются стоячие волны, связанные с наличием отражения от конца. Не вдаваясь здесь в детали этого вопроса, который подробно разбирается во всех курсах радиотехники, мы отметим лишь следующее обстоятельство, имеющее фундаментальное значение.

В случае разомкнутой линии в точках, отстоящих на нечётное число четвертей волн $\lambda/4$ от конца, напряжение мало, а в точках, где число $\lambda/4$ чётное, оно велико.

При короткозамкнутой линии, напротив, в точках, где $\lambda/4$ укладывается нечётное число раз, мы получаем большое напряжение, а в точках, где $\lambda/4$ чётное, — малое. Распределение тока в разомкнутой линии такое же, как распределение напряжения в линии короткозамкнутой и наоборот.

В связи с этим для линии с замкнутым концом входное сопротивление велико в точках, отстоящих на нечётное число

четвертей волн от конца, и мало в точках, где число четвертей волн чётное. Для линии без потерь входное сопротивление бесконечно велико в первом случае и равно нулю во втором. Для линии с открытым концом наблюдается обратная картина.

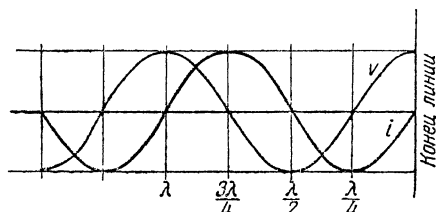


Рис. 14.2. Распределение тока и напряжения вдоль линии, разомкнутой на конце

В аналитической форме сказанное характеризуется следующими известными соотношениями^[1]

Для линии, разомкнутой на конце:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_2 \operatorname{ch} \gamma l = U_2 \operatorname{ch} (\beta + i\alpha) l \\ I_1 &= \frac{U_2}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma l = \frac{U_2}{Z_c} \operatorname{sh} (\beta + i\alpha) l \end{aligned} \right\} \quad (14.1)$$

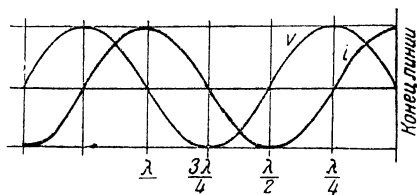


Рис. 14.3. Распределение тока и напряжения вдоль линии, замкнутой на конце

Для линии, которая на конце замкнута:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= I_2 Z_c \operatorname{sh} \gamma l = I_2 Z_c \operatorname{sh} (\beta + i\alpha) l \\ I_1 &= I_2 \operatorname{ch} \gamma l = I_2 \operatorname{ch} (\beta + i\alpha) l \end{aligned} \right\} \quad (14.2)$$

Здесь I_1 и U_1 — значения тока и напряжения в начале линий, а I_2 и U_2 — в конце линии, имеющей длину l ;

$$Z_c = \sqrt{\frac{R_1 + i\omega L_1}{g_1 + i\omega C_1}},$$

где Z_c — характеристическое сопротивление, имеющее для линии без потерь чисто активную величину.

Величины α и β определяют свойства линии.

Коэффициент β характеризует потери в линии

$$\beta = \frac{R_1}{2\sqrt{L_1/C_1}}. \quad (14.3)$$

Коэффициент α равен

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (14.4)$$

Величины C_1 , L_1 и R_1 представляют собой ёмкость, индуктивность и сопротивление на единицу длины линии.

Для всякой линии L_1 и C_1 связаны следующим соотношением

$$c_0^2 = \frac{1}{L_{12} C_{1\phi}}, \quad (14.5)$$

где $c_0 = 3 \cdot 10^8$ м/сек — скорость распространения электромагнитной энергии (для вакуума), L_{12} — в генри, а $C_{1\phi}$ — в фарадах.

Величины C_1 , L_1 и R_1 на 1 см длины концентрической линии определяются формулами:

$$C_1 = \frac{0,24}{\lg\left(\frac{D}{d}\right)} \text{ мкмкф}, \quad (14.6)$$

$$L_1 = 4,6 \lg\left(\frac{D}{d}\right) \text{ см}, \quad (14.7)$$

$$R_1 = 41,6 \sqrt{f} \left(\frac{2}{D} + \frac{2}{d} \right) \cdot 10^{-9} \text{ ом}.$$

Здесь d — наружный диаметр внутреннего проводника линии, а D — внутренний диаметр наружного проводника.

Формула (14.6) получается из известной формулы для цилиндрического конденсатора, (14.7) — вытекает из (14.6) и

(14.5), а соотношение для R_1 может быть легко выведено из обычной формулы для сопротивления поверхностного эффекта. В случае малых потерь $Z_c = \rho$, где

$$\rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = \frac{1}{c_0 C_{1\phi}} = \frac{1}{3 \cdot 10^{10} \text{ С мкмкф} \cdot 10^{-12}} = \frac{33}{C_1 \text{ мкмкф}}.$$

Итак,

$$\rho = \frac{33}{C_1 \text{ мкмкф}}. \quad (14.8)$$

Здесь волновое сопротивление ρ в омах, а C_1 в микромикрофарадах на 1 см длины.

Таким образом, для линии с малыми потерями, измерив ёмкость на единицу длины, мы легко можем определить волновое сопротивление концентрической линии.

Выразим теперь ρ через конструктивные параметры. Заменив C_1 его выражением (14.6), получим

$$\rho = 138 \lg \left(\frac{D}{d} \right). \quad (14.9)$$

Переходим теперь к параметрам, характеризующим свойства линии, как избирательной системы.

14.3. Избирательные свойства концентрической линии

В качестве настроенной колебательной системы во входных устройствах, а также в усилителях ультравысоких частот обычно используется замкнутая на конце концентрическая линия. Входное сопротивление и входная проводимость такой линии зависят от частоты, т. е. концентрическая линия ведёт себя как избирательная система.

Входное сопротивление замкнутой на конце линии, измеренное с противоположного конца, будет на основании (14.1) равно

$$Z = \frac{U_1}{I_1} = Z_c \frac{\text{sh } \gamma l}{\text{ch } \gamma l} = Z_c \text{th } \gamma l, \quad (14.10)$$

где $\gamma = \beta \pm i\alpha$.

Рассмотрим более подробно выражение для входного сопротивления

$$\begin{aligned} Z &= Z_c \text{th} (\beta l + i\alpha) = Z_c \frac{\text{sh} (\beta l + i\alpha l)}{\text{ch} (\beta l + i\alpha l)} = \\ &= Z_c \frac{\text{sh } \beta l \cdot \cos \alpha l + i \text{ch } \beta l \cdot \sin \alpha l}{\text{ch } \beta l \cdot \cos \alpha l + i \text{sh } \beta l \cdot \sin \alpha l} \end{aligned}$$

или

$$Z = Z_c \frac{\operatorname{sh} \beta l \cdot \operatorname{ch} \beta l + i \sin \alpha l \cdot \cos \alpha l}{\operatorname{sh}^2 \beta l + \cos \alpha l}. \quad (14.11)$$

Если длина рассматриваемой нами линии, закороченной на конце, будет $l = \lambda_0/4$, то

$$\alpha l = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \frac{\lambda_0}{4} = \frac{\pi}{2}.$$

Таким образом, на резонансной частоте $f_0 = \frac{c_0}{\lambda_0}$, $\alpha l = \frac{\pi}{2}$.

На частоте $f = f_0 + \Delta f$ будем иметь

$$\alpha l = \frac{\pi}{2} + \delta,$$

где δ — некоторая малая величина.

В случае, когда потери в линии малы, как это обычно бывает, мы получим:

$$\operatorname{sh} \beta l \approx \beta l; \quad \sin \alpha l = \sin \left(\frac{\pi}{2} + \delta \right) \approx 1. \quad (14.12)$$

$$\operatorname{ch} \beta l \approx 1; \quad \cos \alpha l = \cos \left(\frac{\pi}{2} + \delta \right) \approx -\delta.$$

$$Z_c = \rho = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Подставляя эти значения в (14.11), находим

$$Z = \rho \frac{\beta l - i\delta}{(\beta l)^2 + \delta^2}.$$

Абсолютная величина этого выражения будет

$$|Z| = \frac{\rho}{\sqrt{(\beta l)^2 + \delta^2}}. \quad (14.13)$$

Для частоты $f = f_0$, $\delta = 0$, тогда

$$Z_0 = \frac{\rho}{\beta l}. \quad (14.14)$$

Обозначим через σ_s отношение $\frac{Z_0}{|Z|}$, тогда

$$\sigma_s = \sqrt{1 + \left(\frac{\delta}{\beta l} \right)^2}. \quad (14.15)$$

Полученное соотношение для величины σ_d характеризует изменение входного сопротивления концентрической линии при отклонении частоты от резонанса. Сравним его с выражением для избирательности σ одиночного колебательного контура.

Для одиночного контура при не очень больших расстройках ($f_0 \gg \Delta f$) коэффициент избирательности равен

$$\sigma = \frac{Z_0}{|Z|} = \sqrt{1 + \left(Q \frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2}. \quad (14.16)$$

Здесь Z_0 и $|Z|$ — сопротивление контура для проходящего через него тока при частотах f_0 и при частоте f .

Исходя из соотношений (14.15) и (14.16), мы можем ввести понятие коэффициента качества концентрической линии.

Согласно определению

$$\delta = \alpha l - \frac{\pi}{2} = \frac{2\pi l}{\lambda} - \frac{\pi}{2} = \frac{2\pi(f_0 + \Delta f)}{c_0} l - \frac{\pi}{2} = \frac{2\Delta f \pi l}{c_0}.$$

Таким образом, $\frac{\delta}{\beta l} = \frac{2\Delta f \pi}{\beta c_0}.$

Сравнивая (14.15) и (14.16), получим

$$Q_d = \frac{\delta}{\beta l} \cdot \frac{f_0}{2\Delta f} = \frac{\pi f_0}{\beta c_0} = \frac{2\pi f_0 \rho}{R_1 c_0} = \frac{2\pi \rho}{R_1 \lambda}. \quad (14.17)$$

Подставляя сюда значения для R_1 и ρ

$$R_1 = 41,5 \left[\frac{2}{d} + \frac{2}{D} \right] \sqrt{f} \cdot 10^{-9} \text{ ом/см},$$

$$\rho = 138 \lg(D/d),$$

получим

$$Q_d = 6 \cdot 10^4 \frac{D}{\sqrt{\lambda_0}} \cdot \frac{\lg(D/d)}{1 + D/d}. \quad (14.18)$$

График функции

$$\varphi\left(\frac{D}{d}\right) = \frac{\lg\left(\frac{D}{d}\right)}{1 + D/d}$$

изображён на рис. 14.4.

Из (14.18) находим, что функция $\varphi(D/d)$ имеет максимум при

$$\frac{D}{d} = 3,6. \quad (14.19)$$

Таким образом, для того, чтобы получить систему с наиболее резко выраженными избирательными свойствами, отношение диаметров внешней и внутренней трубки концентрической линии надо выбирать в соответствии с соотношением (14.19).

Для максимального значения $Q_{\text{макс}}$ получим

$$Q_{\text{макс}} = 7,3 \cdot 10^3 \frac{D}{\sqrt{\lambda_0}}. \quad (14.20)$$

Здесь внутренний диаметр наружного проводника концентрической линии и рабочая длина волны взята в сантиметрах.

При использовании концентрической линии в качестве резонансной системы возможно получение величины $Q_{\text{макс}}$ по-

рядка нескольких тысяч. Если $\frac{D}{d} = 3,6$, то, подставляя это значение в выражение для ρ , найдём $\rho = 76,7$. С целью уменьшения потерь величину $\frac{D}{d}$ в концентрических линиях обычно берут равной 3,6, в связи с чем ρ типовых линий оказывается порядка 75 ом.

Литература: 1, 10, 34, 71.

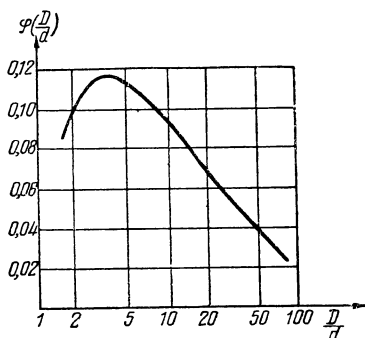


Рис. 14.4. График функции $\varphi\left(\frac{D}{d}\right)$

ЧАСТЬ IV
ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ПРИЁМНИКОВ

ВХОДНОЕ УСТРОЙСТВО С ЕМКОСТНОЙ СВЯЗЬЮ С АНТЕННОЙ

15.1. Требования, предъявляемые к входному устройству

Входным устройством приёмника называют систему электрических цепей, предшествующих первой лампе и связывающих её с приёмной антенной.

К входным устройствам предъявляются следующие основные требования:

1) Входное устройство должно обеспечить достаточную величину коэффициента передачи.

Под коэффициентом передачи понимают отношение напряжения U_g на сетке первой лампы к эдс, действующей в антенной цепи U_a

$$K_{ex} = \frac{U_g}{U_a}.$$

Чем больше K_{ex} , тем больше напряжение сигнала на сетке первой лампы при тех же условиях приёма и; следовательно, тем больше отношение сигнала к собственным шумам. Таким образом, увеличение K_{ex} приводит к повышению реальной чувствительности приёмника.

2) Входное устройство должно обеспечивать достаточно высокую избирательность. Высокая избирательность входного устройства увеличивает общую избирательность приёмника и уменьшает возможность всякого рода накладок и перекрёстных помех за счёт нелинейности характеристики первой лампы приёмника.

3) Приёмная антенна не должна оказывать заметного влияния на настройку входных контуров.

4) Электрические параметры входного устройства должны быть по возможности постоянны в пределах рабочего диапазона.

Требования избирательности вызывают необходимость применения резонансных контуров во входных цепях. Во входных устройствах обычно используются одиночные контуры и в сравнительно редких случаях — двухконтурные полосовые фильтры.

Схемы входных устройств можно классифицировать по способу связи с антенной.

Для приёмников длинных и средних волн основными схемами являются:

- а) схема ёмкостной связи с антенной, когда антенна подключается к контуру через небольшую ёмкость,
 - б) схема индуктивной связи,
 - в) схема комбинированной индуктивно-ёмкостной связи.
- Перейдём к анализу этих схем.

15.2. Применение теоремы об эквивалентном генераторе

В гл. 11 мы довольно подробно рассмотрели свойства резонансных контуров и двухконтурных полосовых фильтров.

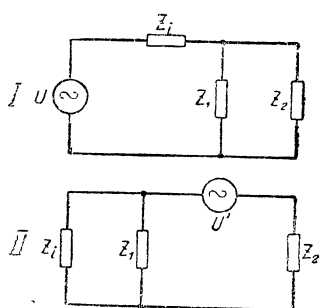


Рис. 15.1. Пересчёт эдс во внутреннюю часть цепи

Поэтому полное решение вопросов, относящихся к системам с резонансными контурами, может быть получено путём сведения данной системы к уже рассмотренным нами случаям. При решении задач подобного рода весьма удобно воспользоваться теоремой об эквивалентном генераторе, которую, как широко известную, мы здесь в общем виде не формулируем. В данном случае эта теорема потребуется нам для преобразования схем вида *I* на рис. 15.1.

Согласно теореме об эквивалентном генераторе эта схема может быть сведена к эквивалентной схеме вида *II* при условии, что^[53]

$$U' = U \frac{Z_1}{Z_i + Z_1}. \quad (15.1)$$

15.3. Коэффициент передачи входного устройства с ёмкостной связью

Рассмотрение входных устройств начнём с схемы ёмкостной связи с антенной (рис. 15.2). Эквивалентная схема для этого случая представлена на рис. 15.3. Учитывая, что ёмкость C_c всегда достаточно мала и что благодаря этому общее

сопротивление антенной цепи имеет резко выраженный ёмкостный характер, можно эквивалентную схему заменить упрощённой схемой рис. 15.4.

Применим к этой схеме теорему об эквивалентном генераторе, полагая $Z_i = \frac{1}{i\omega C'_A}$, где $C'_A = \frac{C_A C_c}{C_A + C_c}$.

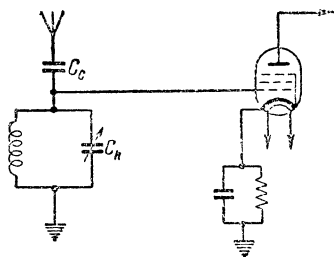


Рис. 15.2. Входное устройство с ёмкостной связью

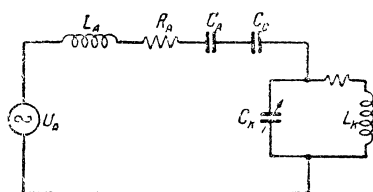


Рис. 15.3. Эквивалентная схема рис. 15.2

Тогда мы приходим к схеме рис. 15.5, в которой

$$U' = U_A \frac{Z_1}{Z_i + Z_1} = U_A \frac{\frac{1}{i\omega C_k}}{\frac{1}{i\omega C_k} + \frac{1}{i\omega C'_A}}$$

или

$$U' = U_A \frac{C'_A}{C_k + C'_A}.$$

Коэффициент передачи входного устройства будет равен

$$K_{gx} = \frac{U_g}{U_a} = \frac{U_g}{U'} \cdot \frac{U'}{U_A} = Q \frac{C'_A}{C_k + C'_A}.$$

Итак

$$K_{gx} = Q \frac{C'_A}{C_k + C'_A}. \quad (15.2)$$

Так как

$$C'_A = \frac{C_A C_c}{C_A + C_c} \approx C_c,$$

то

$$C_k \gg C'_A \approx C_c$$

и можно написать

$$K_{вх} = Q \frac{C_c}{C_k} \quad (15.2')$$

или

$$K_{вх} = Q \omega_0^2 L_k C_c. \quad (15.3)$$

Из последнего выражения можно сделать следующий существенный вывод.

В пределах каждого поддиапазона ($L_k = \text{const}$) коэффициент передачи входного устройства резко возрастает при повышении частоты. Если по диапазону $Q = \text{const}$, то

$$K_{вх} = A f^2.$$

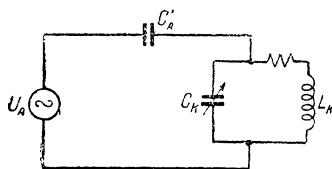


Рис. 15.4. Упрощённая эквивалентная схема

В то же время при переходе с одного поддиапазона на другой, при $Q = \text{const}$, в одних и тех же точках шкалы, т. е. для $C_k = \text{const}$, величина коэффициента передачи будет оставаться неизменной.

15.4. Избирательность входного устройства с ёмкостной связью

Рассматривая вопрос об избирательности входного устройства, имеющего ёмкостную связь с антенной, мы должны исходить из эквивалентной схемы рис. 15.5, соответствующей одиночному колебательному контуру. Основываясь на соотношении (12.4), характеризующем избирательность подобного контура, получим следующее выражение для коэффициента избирательности

$$\sigma = \sqrt{1 + \alpha^2}$$

или

$$\sigma = \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{f_0} Q \right)^2}.$$

Здесь Q представляет собой множитель напряжения резонансного контура, используемого во входном устройстве.

15.5. Выбор ёмкости связи с антенной

Остановимся теперь на выборе величины ёмкости связи с антенной C_c . При определённом значении параметров приёмной антенны, как это видно из схемы рис. 15.5, наличие связи с антенной приводит к изменению ёмкости контура на величину C'_A . Для того, чтобы сохранить нормальные условия одноручечного управления, нужно будет лишь уменьшить начальную ёмкость контура на величину C'_A . Поэтому, если бы приёмник всегда присоединялся к антенне с определёнными параметрами, то было бы возможно допустить достаточно сильную «связь» с антенной. Однако, ввиду того, что в действительных условиях приём может производиться на антенны различных типов, входное устройство должно быть выполнено таким образом, чтобы во всех случаях расстройка входного контура за счёт антенной цепи не была значительной. Другими словами, связь с антенной должна быть выбрана так, чтобы даже при наибольшем отклонении параметров антенны от своего среднего значения расстройка входного контура не превышала допустимого значения.

Будем считать, что при среднем значении параметров антенны условия точной настройки контура при одноручечном управлении в точности выполнены и определим величину расстройки, которая появляется при максимальном отклонении параметров антенны от среднего значения. Определим величину изменения ёмкости контура δC , которая появляется при переходе от антенны с средними параметрами к антенне, электрические данные которой отличаются в q раз от средних параметров.

Ёмкость, входящая в контур входного устройства (рис. 15.5), при средних параметрах антенны равна

$$C' = C_k + \frac{C_c C_A}{C_A + C_c}.$$

В случае, когда ёмкость антенны будет $q C_A$

$$C'' = C_k + \frac{C_c q C_A}{C_c + q C_A}.$$

Величина δC , характеризующая расстройку, будет равна

$$\delta C = C'' - C' = \frac{q C_A C_c}{C_c + q C_A} - \frac{C_A C_c}{C_A + C_c}$$

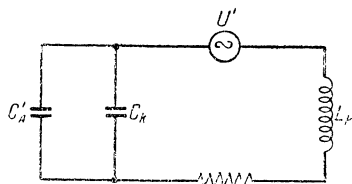


Рис. 15.5. Приведение эквивалентной схемы к одиночному контуру

или

$$\delta C = \frac{C_c^2(q-1)}{qC_A + C_c(q+1)}$$

При малой величине C_c

$$qC_A \gg C_c(1+q),$$

тогда

$$\delta C = \frac{C_c^2}{C_A} \cdot \frac{q-1}{q}.$$

Относительное изменение ёмкости контуров

$$\delta = \frac{\delta C}{C} = \frac{C_c^2}{C_A C} \cdot \frac{q-1}{q}.$$

Следовательно,

$$C_c = \sqrt{C_A C \delta \frac{q}{q-1}}.$$

Полученное соотношение является расчётной формулой для выбора конденсатора связи. Вопрос о величине допустимой расстройки δ подробно рассматривается в гл. 28. Приведённые там данные показывают, что для того, чтобы расстройка контура не имела заметного значения, величину $\delta = \frac{\delta C}{C}$ нужно выбирать от 0,3 d до 1,0 d , где d — коэффициент затухания контура.

Полагая $\delta = ad = \frac{a}{Q}$, где $a = 0,3 - 1,0$, получим

$$C_c = \sqrt{\frac{C_A C}{Q} a \frac{q}{q-1}}. \quad (15.4)$$

Полученный результат можно также представить в следующем виде

$$C_c = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{C_A \delta}{L_k} \cdot \frac{q}{q-1}}. \quad (15.5)$$

Из этих выражений видно, что наибольшая допускаемая величина C_0 будет тем меньше, чем выше частота. Другими

словами, для того, чтобы в пределах всего диапазона величина расстройки контура не превышала допустимую, выбор величины связи мы должны производить по высшей частоте поддиапазона.

15.6. Пример расчёта

Рассмотрим пример расчёта.

Пусть требуется найти величину конденсатора связи и определить значение коэффициента передачи по диапазону для входного устройства, имеющего ёмкостную связь с антенной.

Будем считать, что

$$f_{\max} = 10^4 \text{ кГц}; \quad f_{\min} = 5 \cdot 10^3 \text{ кГц}; \quad B = \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = 2;$$

$$Q = 150 \text{ (в пределах диапазона примем } Q = \text{const)};$$

$$C_A = 80 \text{ мкмкф}; \quad q = \frac{C_{A \max}}{C_A} = 2.$$

Переходим к расчёту:

1. Выбираем переменный конденсатор с минимальной ёмкостью $C'_{\min} = 15 \text{ мкмкф}$ и максимальной ёмкостью $C'_{\max} = 275 \text{ мкмкф}$.

2. Определяем начальную ёмкость схемы по формуле

$$C_0 = \frac{C'_{\max} - B^2 C'_{\min}}{B^2 - 1} = \frac{275 - 2^2 \cdot 15}{2^2 - 1} = 71,5 \text{ мкмкф}.$$

3. Находим ёмкость конденсатора связи C_c , полагая $\delta = \frac{1}{Q}$.

$$C_c = \sqrt{C_A C_{\min} \delta \frac{q}{q-1}} = \sqrt{\frac{80(71,5+15)}{150} \cdot \frac{2}{2-1}} = 9,5 \text{ мкмкф}.$$

4. Определяем $K_{\text{вх}}$ для частот f_{\max} , f_{\min} и

$$f_{\text{ср}} = \frac{f_{\max} + f_{\min}}{2}.$$

Для частоты $f_{\max} = 10 \cdot 10^3 \text{ кГц}$

$$K_{\text{вх}} = Q \frac{C'_A}{C'_A + C_{\min}}, \quad \text{где} \quad C'_A = \frac{C_A C_c}{C_A + C_c} = \frac{80 \cdot 9 \cdot 5}{80 + 9 \cdot 5} = 8,5 \text{ мкмкф}.$$

Таким образом,

$$K_{вх} = Q \frac{C'_A}{C'_A + C_{мин}} = 150 \frac{8,5}{86 + 8,5} = 13,5 \text{ мкмкф.}$$

Для частоты $f_{ср} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ кГц}$

$$K_{вх} = 8,4.$$

Для частоты $f_{мин} = 5 \cdot 10^3 \text{ кГц}$

$$K_{вх} = 4,25.$$

Литература: 71, 81.

ГЛАВА 16

ВХОДНОЕ УСТРОЙСТВО С ИНДУКТИВНОЙ СВЯЗЬЮ С АНТЕННОЙ

16.1. Основные соотношения

Переходим к рассмотрению индуктивной связи с антенной (рис. 16.1). Эквивалентная схема для этого случая изображена на рис. 16.2. С целью упрощения условий одноручечного управления и уменьшения числа переменных конденсаторов антенная цепь не имеет элементов настройки и остаётся расстроенной относительно частоты приходящего сигнала. Таким образом, рассматриваемая нами схема соответствует случаю

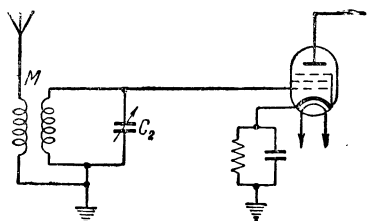


Рис. 16.1. Входное устройство с индуктивной связью

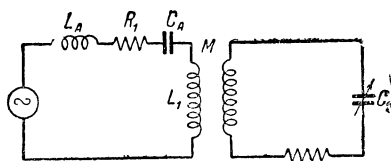


Рис. 16.2. Эквивалентная схема входного устройства

двухконтурного фильтра, первый контур которого не настроен. Воспользуемся для величины Q_ϕ фильтра общим выражением (13.7)

$$Q_\phi = \frac{U_2}{U'} = \frac{1}{\omega C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{[1 + i\alpha_1][1 + i\alpha_2] + \beta^2}.$$

Полагая, что второй контур настроен на частоту сигнала, т. е. что $\omega_{02} = \omega_0$ и $\alpha_2 = 0$, получим

$$\frac{U_2}{U_a} = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2 + i\alpha_1},$$

где

$$\beta = \frac{\omega M}{\sqrt{R_1 R_2}} \text{ и } \alpha_1 = \frac{y_1}{d_1} = \frac{\omega_{01} L_1}{R_1} \left[\frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right].$$

Следовательно, если учесть, что здесь $K_{ex} = -\frac{U_2}{U_a}$ и $U' = U_a$, будем иметь

$$K_{ex} = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{\sqrt{(1 + \beta^2)^2 + \alpha_1^2}}. \quad (16.1)$$

Так как антенная цепь обычно сильно расстроена относительно частоты настройки второго контура, то

$$\alpha_1^2 \gg (1 + \beta^2)^2,$$

тогда

$$K_{ex} = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\omega_0 M}{\frac{\omega_0 L_1}{R_1} \left[\frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right]},$$

или

$$K_{ex} = Q \frac{M}{L_1} \frac{\frac{\omega_0}{\omega_a}}{\left| \frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right|}. \quad (16.2)$$

В последнем выражении в зависимости от соотношения частот, знаменатель дроби может иметь различный знак. Чтобы K_{ex} оставалось положительным, следует брать абсолютную величину разности.

16.2. Соотношения, соответствующие случаю «укороченной» антенны

Рассмотрим первоначально случай, когда резонансная частота антенной цепи выше частоты ω_0 и обозначим через $b = \frac{\omega_a}{\omega_0}$. Имеем, учитывая, что $M = k \sqrt{L_1 L_2}$

$$K_{ex} = Qk \sqrt{\frac{L}{L_1}} \cdot \frac{1}{|b^2 - 1|}. \quad (16.3)$$

Заметим, что это соотношение согласно исходным условиям остаётся верным лишь для случаев, когда b^2 достаточно отлично от 1, т. е. для случаев сильно расстроенного первого контура (например $b > 1,2$).

Соотношение (16.3) показывает, что чем ближе резонансная частота антенной цепи к частотам рабочего диапазона, тем больше коэффициент передачи входного устройства.

Таким образом, в данном случае имеет место увеличение K_{ax} в сторону более высоких частот.

16.3. Случай «удлинённой антенны» ($\omega_a < \omega_0$)

Определим теперь величину K_{ax} для случая, когда резонансная частота расстроенной антенной цепи лежит ниже частот рабочего диапазона.

Возвращаясь к соотношению (16.2) и учитывая, что здесь $b = \frac{\omega_a}{\omega_0} < 1$, получим

$$K_{ax} = Q \frac{M}{L_1} \cdot \frac{1}{1-b^2}, \quad (16.4)$$

или

$$K_{ax} = Qk \sqrt{\frac{L}{L_1}} \cdot \frac{1}{1-b^2}. \quad (16.5)$$

Последнее выражение показывает, что при $Q = \text{const}$ величина коэффициента передачи увеличивается в сторону более низких частот диапазона, так как в этом случае мы приближаемся к резонансной частоте антенной цепи.

Если антенная цепь сильно расстроена, так что $\omega_0 \gg \omega_a$

$$K_{ax} = Qk \sqrt{\frac{L}{L_1}}. \quad (16.5')$$

В этом случае постоянство коэффициента передачи по диапазону зависит лишь от характера изменения $Q = \varphi(f)$.

Для $Q = \text{const}$ коэффициент передачи в пределах всего диапазона будет оставаться постоянным.

16.4. Влияние антенной цепи на параметры входного контура

Наличие антенной цепи приводит к изменению параметров настроенного контура, используемого во входном устройстве. Как во всяких связанных цепях это влияние сводится к изменению активного сопротивления на величину ΔX и реактивного на величину ΔR .

Для того, чтобы оценить величины ΔX и ΔR , вернёмся к соотношению (13.7).

$$\begin{aligned}\frac{U_2}{U'} &= \frac{1}{\omega C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{[1 + i\alpha_1][1 + i\alpha_2] + \beta^2} = \\ &= \frac{1}{\omega C_2} \cdot \frac{X_m}{R_1 R_2 [1 + i\alpha_1][1 + i\alpha_2] + X_m^2}.\end{aligned}$$

Представим это выражение в виде

$$\frac{U_2}{U'} = \frac{1}{\omega C_2} \cdot \frac{1}{R_1 [1 + i\alpha_1]} \cdot \frac{X_m}{R_2 [1 + i\alpha_2] + \frac{X_m^2}{R_1 [1 + i\alpha_1]}}.$$

Знаменатель последней дроби представляет собой полное сопротивление входного контура с учётом влияния антенной цепи

$$Z'_2 = R_2 [1 + i\alpha_2] + \frac{X_m^2}{R_1 [1 + i\alpha_1]}$$

или

$$\begin{aligned}Z'_2 &= R_2 [1 + i\alpha_2] + \frac{1 - i\alpha_1}{R_1 [1 + \alpha_1^2]} \cdot X_m^2 = \\ &= \left[R_2 + \frac{X_m^2}{R_1 [1 + \alpha_1^2]} \right] + i \left[R_2 \alpha_2 - \frac{\alpha_1 X_m^2}{R_1 [1 + \alpha_1^2]} \right].\end{aligned}$$

Итак,

$$\Delta R = \frac{X_m^2}{R_1 (1 + \alpha_1^2)}; \quad \Delta X = - \frac{\alpha_1 X_m^2}{R_1 (1 + \alpha_1^2)}. \quad (16.6)$$

Если антенная цепь достаточно сильно расстроена, то $\alpha_1^2 \gg 1$. Тогда

$$\Delta R = \frac{X_m^2}{R_1 \alpha_1^2} \quad (16.7)$$

$$\Delta X = - \frac{X_m^2}{R_1 \alpha_1}. \quad (16.8)$$

Здесь

$$\alpha_1 = \frac{y_1}{d_1} = \frac{\omega_a L_1}{R_1} \left| \frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right|.$$

Положим, что $\omega_0 > \omega_a$ и обозначим попрежнему $b = \frac{\omega_a}{\omega_0}$.

Принимая во внимание, что $X_m = \omega M$ и $R = R_a$, будем иметь

$$\Delta R = \frac{\omega_0^2 M^2}{\omega_a^2 L_a^2} \cdot \frac{1}{1 - b^2} \cdot R_a = k^2 \frac{L}{L_a} \left[\frac{1}{1 - b^2} \right] R_a$$

или

$$\Delta R = \frac{k^2 L}{L_a} R_a \frac{1}{1 - b^2}. \quad (16.9)$$

Здесь

$$b = \frac{\omega_a}{\omega_0} = \frac{f_a}{f_0}.$$

Если резонансная частота антенной цепи выше частот рабочего диапазона ($\omega_0 < \omega_a$), то мы будем иметь

$$\Delta R = \frac{k^2 L}{L_a} \cdot R_a \frac{1}{b^2 - 1}. \quad (16.10)$$

Переходим к выражениям для ΔX .

Полагая в соотношении (18.8) $X_m = \omega M$, после очевидных преобразований получим для случая, когда $\omega_0 > \omega_a$

$$\Delta X = -k^2 \omega_0 L \cdot \frac{1}{1 - b^2},$$

но $\Delta X = \omega_0 \Delta L$; следовательно $\left(\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta C}{C} = \delta \right)$,

$$-\delta = k^2 \frac{1}{1 - b^2}. \quad (16.11)$$

Если $\omega_0 < \omega_a$, то

$$\delta = \frac{k^2}{b^2 - 1}. \quad (16.12)$$

Итак, мы видим, что величина ΔR , характеризующая увеличение потерь за счёт влияния антенной цепи, возрастает при увеличении сопротивления потерь в цепи антенны R_a , а также при сближении резонансной частоты антенной цепи с частотой настройки контура. При увеличении коэффициента связи с антенной величина ΔR возрастает прямо пропорционально k^2 . В такой же зависимости изменяется и величина $\delta = \frac{\Delta L}{L}$, характеризующая изменение действующей индуктивности контура.

Поэтому для того, чтобы антенная цепь не вызывала заметной расстройки входного контура, что особенно важно для

приёмников с одноручечным управлением, величину связи с антенной приходится брать достаточно слабой.

Заметим, что ф-лы (16.6), а также (16.11) и (16.12), выведенные для общего случая, могут быть использованы при любом виде связи для подсчёта влияния антенны на параметры входного контура.

16.5. Избирательность входного устройства при индуктивной связи с антенной

Полагая антенную цепь достаточно сильно расстроенной, мы можем считать, что избирательность входного устройства определяется избирательностью резонансного контура.

При этом можно принять, что изменение реактивной составляющей за счёт влияния антенной цепи скомпенсировано настройкой и что воздействие антенной цепи сводится, таким образом, лишь к изменению сопротивления потерь на величину ΔR .

Тогда избирательность входного устройства определится соотношением

$$\sigma = \sqrt{1 + \alpha^2} = \sqrt{1 + (yQ')^2}. \quad (16.13)$$

Здесь

$$Q' = \frac{\omega_0 L}{R + \Delta R}.$$

При слабой связи с антенной $R \gg \Delta R$ и $Q' \approx Q$.

16.6. Выбор индуктивности антенной катушки

Резонансная частота антенной цепи определяется параметрами антенны и индуктивностью катушки связи. При определённых параметрах антенны установление требуемой величины ω_a возможно только за счёт выбора катушки связи L_c . Поскольку в антенной цепи отсутствуют элементы настройки, нужно, чтобы имело место условие $\omega_a > \omega_{\text{макс}}$, т. е. $\lambda_a < \lambda_{\text{мин}}$, либо условие $\omega_a < \omega_{\text{мин}}$, т. е. $\lambda_a > \lambda_{\text{макс}}$. Другими словами, резонансная частота антенной цепи должна быть выбрана вне пределов диапазона рабочих частот. Если бы на какой-то частоте, ω_a совпала с частотой настройки входного контура, то в области, близкой к этой частоте, мы бы имели резкое изменение коэффициента передачи входного устройства, формы резонансной кривой и т. д., что нежелательно.

В тех случаях, когда требуется, чтобы коэффициент передачи входного устройства возрастал с повышением частоты, применяют „укороченную“ антенну, т. е. берут $\lambda_a < \lambda_{\text{мин}}$, а именно $\lambda_a = \frac{\lambda_{\text{мин}}}{n_1}$.

Здесь κ_1 на длинных и средних волнах обычно берут равным $1,3 \div 1,5$, а на коротких волнах $2 \div 4$. Заметим, что чем меньше коэффициент κ_1 , тем выше общий уровень коэффициента передачи $k_{вх}$, но тем больше и степень его неравномерности в пределах диапазона.

При укороченной антенне имеем следующее условие для выбора индуктивности катушки антенной связи L_c

$$L_c = \frac{280\lambda_{мин}^2}{\kappa_1^2 C_a} - L_a. \quad (16.14)$$

Здесь L_a и C_a — индуктивность и ёмкость антенны. На практике более часто используется схема удлинённой антенны, когда $\lambda_a > \lambda_{макс}$. Это объясняется тем, что в приёмном устройстве в целом обычно усиление возрастает в сторону более высоких частот поддиапазона, и поэтому желательно во входном устройстве хотя бы частично скомпенсировать подобный характер изменения усиления.

В этом случае $\lambda_a = \kappa_2 \lambda_{макс}$ и индуктивность катушки связи определяется условием

$$L_c = \frac{280\kappa_2^2 \lambda_{макс}^2}{C_a} - L_a. \quad (16.15)$$

Здесь κ_2 имеет указанные выше значения, а ёмкость C_a в *мккф*. В тех случаях, когда входное устройство может работать с использованием нескольких антенн, имеющих различные параметры, следует так выбирать катушку связи, чтобы даже при наибольшем сближении частот величина κ была не меньше указанных выше величин.

Следовательно, если отклонение параметров антенн от средних значений L_a и C_a возможно в q раз, то при $\lambda_a < \lambda_{макс}$

$$L_c = \frac{280\lambda_{мин}^2}{\kappa_1^2 q C_a} - q L_a. \quad (16.16)$$

Тогда при удлинённой антенне ($\lambda_a > \lambda_{макс}$)

$$L_c = \frac{280\kappa_2^2 q \lambda_{макс}^2}{C_a} - \frac{L_a}{q}. \quad (16.17)$$

Обычно $q \leq 1,5 \div 2$.

16.7. Выбор коэффициента связи с антенной при антенне определённых параметров

Благодаря тому, что наличие антенной цепи приводит к расстройке входного контура, и нарушает, таким образом, условия одноручечного управления, выбор сильной связи с антенной не является возможным.

В приёмниках с одноручечным управлением во всех случаях величина связи с антенной определяется допустимой степенью расстройки входного контура за счёт влияния антенной цепи. Установим условия для выбора величины связи с антенной для случая, когда приёмное устройство рассчитано на использование антенны, имеющей вполне определённые параметры. Предположим вначале, что резонансная частота антенной цепи выбрана выше высшей частоты диапазона $\omega_a > \omega_{\max}$. Мы уже видели в § 16.4, что величина $\frac{\Delta L}{L}$ будет равна по абсолютной величине $\frac{\Delta L}{L} = \frac{k^2}{b^2 - 1}$, где $b = \frac{f_a}{f_0} > 1$.

Чем выше частота ω_0 , тем больше величина $\frac{\Delta L}{L}$. Обозначим $b_1 = \frac{f_a}{f_{\min}}$, где f_{\min} самая низкая частота рабочего диапазона.

Тогда для частоты f_{\min} будем иметь

$$\delta_1 = \frac{\Delta' L}{L} = \frac{k^2}{b_1^2 - 1}.$$

На другом краю рабочего диапазона, на частоте f_{\max}

$$\delta_2 = \frac{\Delta'' L}{L} = \frac{k^2}{\left(\frac{b_1}{p}\right)^2 - 1} = \frac{p^2 k^2}{b_1^2 - p^2},$$

где $p = \frac{f_{\max}}{f_{\min}}$ представляет собой коэффициент перекрытия диапазона по частоте.

Изменение расстройки в пределах диапазона будет равно ($\delta_2 > \delta_1$)

$$\delta' = \delta_2 - \delta_1 = \frac{k^2 b_1^2 (p^2 - 1)}{(b_1^2 - p^2)(b_1^2 - 1)}. \quad (16.18)$$

Соответствующим выбором параметров входного контура мы можем добиться того, чтобы на средней частоте диапазона была обеспечена точная настройка контура в резонанс при одноручечном управлении и, таким образом, получить $\delta' = 0$

Очевидно, что для этого надо взять индуктивность контура равной

$$L_{\kappa} = L + \frac{\Delta L_{\max} - \Delta L_{\min}}{2} L = L \left[1 + \frac{\delta_2 - \delta_1}{2} \right]$$

или

$$L_{\kappa} = L \left[1 + \frac{\delta'}{2} \right].$$

Здесь L —значение индуктивности контура, которое имело бы место при отсутствии влияния антенной цепи.

При $\delta' = 0$ в средней части диапазона, на краях диапазона $\frac{\Delta L}{L}$ будет иметь значение $\frac{\delta'}{2}$.

Обозначим через δ наибольшее значение $\frac{\Delta L}{L}$, определяемое из условий допустимой расстройки входного контура.

Полагая, что в пределах всего диапазона $\frac{\Delta L}{L} \leq \delta$, мы можем считать, что для худшего случая, т. е. на крайних частотах диапазона $\frac{\delta'}{2} = \delta$ или

$$\delta = \frac{k^2}{2} \frac{b_1^2 (p^2 - 1)}{(b_1^2 - p^2) (b_1^2 - 1)}.$$

Обозначим $x_1 = \frac{f_a}{f_{\max}} = \frac{f_a}{pf_{\min}} = \frac{\lambda_{\min}}{\lambda_a}$. Тогда $b_1 = x_1 p$ и мы получим

$$\delta = \frac{k^2}{2} \frac{x_1^2 (p^2 - 1)}{(x_1^2 p^2 - 1)(x_1^2 - 1)}. \quad (16.19)$$

Отсюда находим условие для определения наибольшего значения коэффициента связи с антенной, который допускается из условий расстройки входного контура.

Для рассматриваемого нами случая, когда $f_a > f_{\max}$, на основании предыдущего соотношения получим:

$$k = \frac{1}{x_1} \sqrt{2\delta \frac{(p^2 x_1^2 - 1)(x_1^2 - 1)}{p^2 - 1}}, \quad (16.20)$$

где $x_1 = f_a / pf_{\min}$, а $p = f_{\max} / f_{\min}$.

Что касается величины δ , то, как показано в гл. 28, она выбирается порядка величины затухания: $\delta = ad$, где $a = 0,3 \div 2,0$.

Если мы имеем случай „удлиненной“ антенны, когда $f_a < f_{\min}$, то наибольшая расстройка здесь будет иметь место на частоте f_{\min} . Будем считать здесь, что $x_2 = \frac{f_{\min}}{f_a} = \frac{1}{b_1}$.

Обозначая, как и прежде, $b_1 = \frac{f_a}{f_{\min}}$, получим (здесь $b_1 < 1$)

$$\begin{aligned} \delta' &= \delta_1 - \delta_2 = \frac{k^2}{1-b_1^2} - \frac{k^2 p^2}{p^2-b_1^2} = \\ &= b_1^2 k^2 \frac{p^2-1}{(p^2-b_1^2)(1-b_1^2)} = \frac{k^2(p^2-1)}{(p^2 x_2^2-1)(x_2^2-1)}. \end{aligned}$$

Считая, что и здесь в средней части диапазона $\delta' = 0$, а на краю диапазона $\frac{\delta}{2} = \frac{1}{2}(\delta_1 - \delta_2)$ и полагая $\frac{\delta'}{2} = \delta$, находим соотношение для определения коэффициента связи с антенной в виде

$$k = \sqrt{2\delta \frac{(p^2 x_2^2-1)(x_2^2-1)}{p^2-1}}. \quad (16.21)$$

Полученные ф-лы (16.20) и (16.21) используются для определения коэффициента связи с антенной, в случае, когда приёмное устройство предназначено для работы с антенной одного типа, параметры которой имеют вполне определённое значение.

16.8. Условия выбора величины коэффициента связи с антенной при работе с антеннами разных типов

При работе с приёмными устройствами наиболее обычным является случай, когда приёмник должен быть рассчитан на использование антенн различного типа, при различных параметрах этих антенн.

Для рассматриваемых нами входных устройств приёмников с одноручечным управлением и в этом случае выбор связи с антенной должен быть выполнен так, чтобы даже при наиболее неблагоприятных условиях изменение параметров входного контура не превышало допустимого значения. Здесь расстройка входного контура будет изменяться при переходе от одного типа антенн к другому и, кроме того, величина этой

расстройки будет различной в различных участках рабочего диапазона.

Будем считать, что разброс по параметрам антенны возможен в q раз, т. е. что наибольшее отклонение параметров от средних наивероятнейших значений C_a , L_a и R_a может быть в q раз. Таким образом, наименьшее значение параметров будет соответствовать $\frac{C_a}{q}$, $\frac{L_a}{q}$ и $\frac{R_a}{q}$, а наибольшее будет qC_a , qL_a и qR_a . Обычно $q \leq 2$.

Пусть указанное изменение параметров будет соответствовать изменению резонансной частоты антенной цепи в n раз относительно среднего значения f_a . Тогда очевидно, что наибольшая величина расстройки будет получаться на частоте f_{\max} при частоте антенной цепи $\frac{f_a}{n}$, в случае, когда $f_a > f_{\max}$ и на частоте f_{\min} при частоте антенной цепи nf_a , если $f_a < f_{\min}$. Если даже при этих условиях расстройка не будет превышать заданного значения, то можно утверждать, что и во всех остальных случаях она будет не больше допустимой. Выведем соотношения для выбора k для случая, когда $f_a > f_{\max}$. Обозначая $b_1 = \frac{f_a}{f_{\min}}$ при средних значениях параметров антенны, соответствующих частоте антенной цепи f_a , получим на частоте f_{\max} следующее значение расстройки

$$\delta_1 = \frac{p^2 k^2}{b_1^2 - p^2}.$$

При частоте антенной цепи $\frac{f_a}{n}$, соответствующей крайнему значению разброса по параметрам, для той же частоты f_{\max} настройки входного контура получим

$$\delta_2 = \frac{n^2 p^2 k^2}{b_1^2 - n^2 p^2}.$$

Так как $n > 1$, то $\delta_2 > \delta_1$.

Изменение расстройки $\delta' = \delta_2 - \delta_1$ будем считать равным допустимой степени расстройки $\delta = \delta'$. Поэтому

$$\begin{aligned} \delta = \delta_2 - \delta_1 &= k^2 \left[\frac{n^2 p^2}{b_1^2 - n^2 p^2} - \frac{p^2}{b_1^2 - p^2} \right] = \\ &= k^2 b_1^2 p^2 \frac{n^2 - 1}{(b_1^2 - n^2 p^2)(b_1^2 - p^2)}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$k = \frac{1}{b_1 p} \sqrt{\delta \frac{(b_1^2 - n^2 p^2)(b_1^2 - p^2)}{n^2 - 1}}. \quad (16.22)$$

При расчёте по этой формуле нужно считать, что $b_1 = \frac{f_a}{f_{\min}}$, причём $f_a = 1,3 \div 1,5 f_{\max} = 1,3 \div 1,5 p f_{\min}$ на средних и длинных волнах и $f_a = 2 \div 4 p f_{\min}$ на коротких волнах. Здесь f_a соответствует среднему значению параметров. Величина δ для того, чтобы расстройка контура оставалась в допускаемых пределах, выбирается от $0,3d$ до $2d$ (см. гл. 28). Что касается величины n , то она вычисляется из условий разброса по параметрам антенн, как это видно из приводимого ниже примера расчёта.

Перейдём теперь к случаю удлинённой антенны, когда $f_a < f_{\min}$. При средних параметрах антенны на частоте f_{\min}

$$\delta_1 = \frac{k^2}{1 - b_1^2}.$$

На той же частоте f_{\min} , в случае, когда параметры антенны примут значение $\frac{C_a}{q}$ и $\frac{L_a}{q}$, а соответственно частота антенной цепи станет равной $n f_a$, получим

$$\begin{aligned} \delta' = \delta_2 - \delta_1 &= k^2 \left[\frac{1}{1 - n^2 b_1^2} - \frac{1}{1 - b_1^2} \right] = \\ &= k^2 b_1^2 \frac{n^2 - 1}{(1 - n^2 b_1^2)(1 - b_1^2)}. \end{aligned}$$

Таким образом, при $f_a < f_{\min}$

$$k = \frac{1}{b_1} \sqrt{\delta \frac{(1 - n^2 b_1^2)(1 - b_1^2)}{n^2 - 1}}. \quad (16.23)$$

16.9. Пример расчёта входного устройства с индуктивной связью с антенной

Применим выведенные соотношения для расчёта входного устройства для того же случая, какой был рассмотрен в параграфе 16.8.

Имеем: $f_{\max} = 10 \cdot 10^3$ кГц; $f_{\min} = 5 \cdot 10^3$ кГц; $p = 2$; $Q = 150$; $C_a = 80$ мкмкф; $L_a \ll L_c$; $q = 2$; $C_0 = 71,5$ мкмкф; $C'_{\max} = 275$ мкмкф; $C'_{\min} = 15$ мкмкф.

С целью получения большего постоянства величины $K_{вх}$ по диапазону берём $f_a < f_{мин}$.

Расчёт ведём в следующей последовательности:

1. Определяем индуктивность катушки связи, пользуясь соотношением (16.15) ($L_c \gg L_a$)

$$L_c = \frac{280 \kappa^2 q \lambda_{макс}^2}{C_a}.$$

$$\text{Примем } \kappa = \frac{\lambda_a}{\lambda_{макс}} = 2; \quad \lambda_{макс} = \frac{3 \cdot 10^5}{5 \cdot 10^3} = 60 \text{ м};$$

$$L_c = \frac{280 \cdot 2^2 \cdot 2 \cdot (60)^2}{80} = 102 \text{ мкгн.}$$

2. Находим величину коэффициента связи с антенной по формуле

$$k = \frac{1}{b_1} \sqrt{\delta \frac{(1 - n^2 b_1^2)(1 - b_1^2)}{n^2 - 1}}.$$

Принимаем

$$\delta = \frac{1}{Q} = d = \frac{1}{150}; \quad b_1 = \frac{f_a}{f_{мин}} = 0,5.$$

Так как $L_c \gg L_a$, то изменение резонансной частоты антенной цепи будет обусловлено только ёмкостью C_a , следовательно,

$$n = \sqrt{q} = \sqrt{2} = 1,41.$$

Поэтому

$$k = \frac{1}{0,5} \sqrt{\frac{1}{150} \frac{(1 - 2 \cdot 0,25)(1 - 0,25)}{2 - 1}} = 10\%.$$

3. Находим коэффициент передачи на низшей, средней и высшей частотах диапазона по формуле:

$$K_{вх} = Qk \sqrt{\frac{L_c}{L_a}} \cdot \frac{1}{1 - b^2},$$

где $b = \frac{f_a}{f_0}$.

Определяем сначала не зависящий от частоты множитель

$$Qk \sqrt{\frac{L_k}{L_c}} = 150 \cdot 0,1 \sqrt{\frac{2,9}{102}} = 2,53.$$

Для частоты

$$f_{\min} = 5 \cdot 10^3 \text{ кГц}, \quad b = b_1 = 0,5,$$

для частоты

$$f_{cp} = 7,5 \cdot 10^3 \text{ кГц}, \quad b = \frac{b_1}{1,5} = 0,33,$$

для частоты

$$f_{\max} = 10 \cdot 10^3 \text{ кГц}, \quad b = \frac{b}{2} = 0,25.$$

Следовательно, для частоты f_{\min}

$$K_{ax} = 2,53 \frac{1}{1 - (0,5)^2} = 3,37,$$

для частоты f_{cp}

$$K_{ax} = 2,53 \frac{1}{1 - (0,33)^2} = 2,77,$$

для частоты f_{\max}

$$K_{ax} = 2,53 \frac{1}{1 - (0,25)^2} = 2,68.$$

Литература: 26, 69, 81.

ВХОДНОЕ УСТРОЙСТВО С ПОЛОСОВЫМ ФИЛЬТРОМ

17.1. Схемы с полосовым фильтром

Входное устройство с полосовым фильтром используют в тех случаях, когда требуется получить высокую избирательность до первой лампы. Схемы входных устройств с полосовым фильтром можно классифицировать в зависимости от схемы фильтра и от способа связи первого контура фильтра с антенной. Так же, как и в случае одноконтурных входных устройств, здесь возможна ёмкостная, индуктивная и индук-

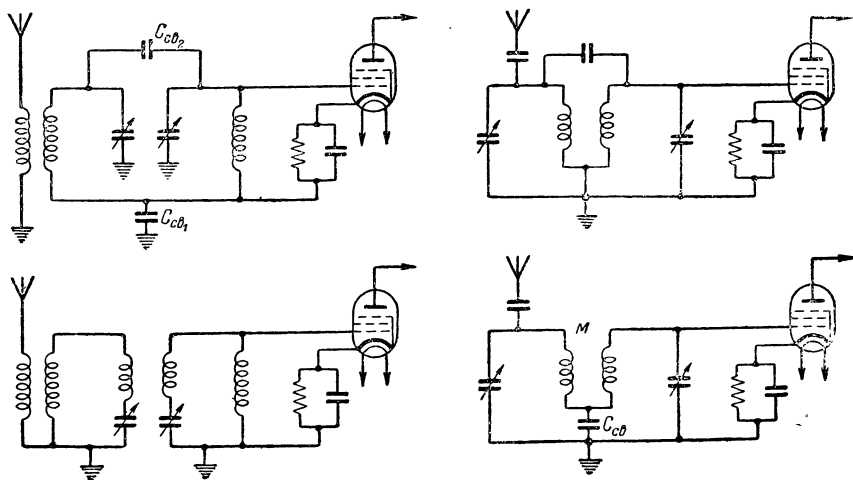


Рис. 17.1. Схемы с двухконтурным фильтром

тивно-ёмкостная связь с антенной. Что касается схем фильтров, используемых во входном устройстве, то обычно используются схемы с комбинированной связью, обеспечивающие от-

носительное постоянство формы резонансной кривой и ширины полосы пропускания в пределах рабочего диапазона. Наиболее распространённые схемы входных устройств с полосовым фильтром изображены на рис. 17.1.

17.2. Коэффициент передачи входного устройства с полосовым фильтром, имеющим ёмкостную связь с антенной

Эквивалентная схема для рассматриваемого случая показана на рис. 17.2. Определим величину $K_{ex} = \frac{U_g}{U_a}$ для общего

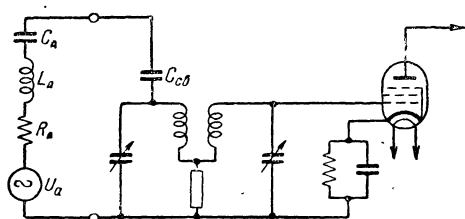


Рис. 17.2. Эквивалентная схема входного устройства

случая, когда фильтр имеет различные параметры контуров и произвольную величину связи между контурами. Так же, как и в случае одноконтурной системы, от изображённой выше эквивалентной схемы переходим к упрощённой эквивалентной схеме рис. 17.3, применя

няя к которой теорему об эквивалентном генераторе, получаем схему рис. 17.4.

Коэффициент передачи входного устройства K_{ex} будет равен

$$K_{ex} = \frac{U_g}{U_a} = \frac{U_g}{U'} \cdot \frac{U'}{U_a}.$$

Полагая

$$Z_i = \frac{1}{i\omega C'_a}, \quad \text{где} \quad C'_a = \frac{C_{cs}C_a}{C_{cs} + C_a};$$

имеем

$$U' = U_a \frac{Z_i}{Z_i + Z_1} = \frac{1}{\frac{1}{i\omega C} + \frac{1}{i\omega C'_a}} U_a = \frac{C'_a}{C + C'_a} U_a.$$

Итак,

$$\frac{U'}{U_a} = \frac{C_a}{C + C'_a}.$$

Что касается величины $\frac{U_g}{U'}$, то она представляет собой коэффициент передачи полосового фильтра Q_ϕ , который на основании гл. 13 будет равен

$$Q_\phi = \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2}. \quad (17.1)$$

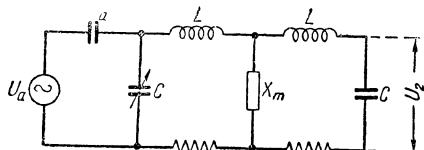


Рис. 17.3. Упрощённая эквивалентная схема

Здесь Q_1 и Q_2 множители напряжения первого и второго контура, а

$$\beta = \frac{X_m}{\sqrt{R_1 R_2}} = \frac{k}{\sqrt{L_1 L_2}}.$$

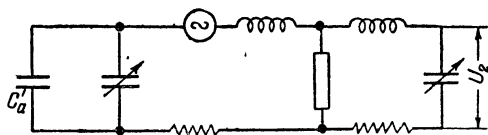


Рис. 17.4. Пересчёт эдс в первый контур фильтра

Итак,

$$K_{ex} = \frac{C'_A}{C_K + C'_A} \cdot \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2}. \quad (17.2)$$

При достаточно слабой связи $C_k \gg C'_A \approx C_{cв}$. Тогда

$$K_{ex} = \frac{C_{cв}}{C_K} \cdot \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \quad (17.3)$$

или

$$K_{ex} = \omega_0^2 L_k C_{cs} \cdot \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2}. \quad (17.4)$$

При подсчёте коэффициента передачи по выведенным формулам необходимо учитывать изменение фактора связи по диапазону. Это замечание относится и к другим схемам входных устройств с полосовым фильтром.

17.3. Коэффициент передачи при индуктивной связи полосового фильтра с антенной

Эквивалентная схема для этого случая дана на рис. 17.5. Как и в предыдущем случае

$$K_{ex} = \frac{U_g}{U_a} = \frac{U_g}{U'} \cdot \frac{U'}{U_a} = Q_\phi \cdot \frac{U'}{U_a}. \quad (17.5)$$

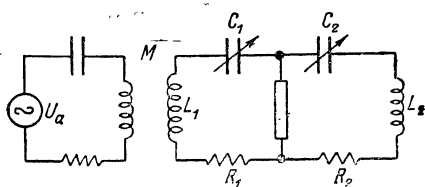


Рис. 17.5. Эквивалентная схема фильтра с индуктивной связью с антенной

Для определения величины $\frac{U'}{U_a}$ вернёмся к выражению (16.2) § 16.1, в котором рассматривалась индуктивная связь с антенной в случае одиночного контура. Обозначая коэффициент передачи входного устройства через K_{ex} на основании (16.2), имеем

$$K_{ex} = \frac{U_{g_1}}{U_a} = \frac{U_{g_1}}{U'} \cdot \frac{U'}{U_a} = Q \frac{M}{L_c + L_a} \cdot \frac{\frac{\omega_0}{\omega_a}}{\left| \frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right|}. \quad (17.6)$$

Так как

$$Q = \frac{U_{g_1}}{U'}, \text{ то } \frac{U'}{U_a} = \frac{M}{L_c + L_a} \cdot \frac{\frac{\omega_0}{\omega_a}}{\left| \frac{\omega_0}{\omega_a} - \frac{\omega_a}{\omega_0} \right|}.$$

Здесь U' эдс, вносимая в контур из антенной цепи. В случае входного устройства с полосовым фильтром величина $\frac{U'}{U_a}$ сохранит то же значение.

Поэтому, обозначая через $b = \frac{\omega_a}{\omega_0}$ и полагая $\omega_a > \omega_{\max}$, будем иметь на основании соотношений (17.5) и (17.6)

$$K_{ex} = \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot \frac{M}{L_c + L_a} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \cdot \frac{1}{b^2 - 1}. \quad (17.7)$$

Обычно $L_c \gg L_a$.
Тогда

$$K_{ex} = \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot k \sqrt{\frac{L_k}{L_c}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \cdot \frac{1}{b^2 - 1}. \quad (17.8)$$

В случае удлинённой антенны, когда $\omega_a < \omega_{\min}$, выражение для K_{ex} примет вид (если $L_c \gg L_a$)

$$K_{ex} = \sqrt{Q_1 Q_2} \cdot k \sqrt{\frac{L_k}{L_c}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \cdot \frac{1}{1 - b^2}. \quad (17.9)$$

В этих соотношениях Q_1 и Q_2 множители напряжения первого и второго контура фильтра, а $\beta = \frac{X_m}{\sqrt{R_1 R_2}}$, где X_m — сопротивление связи между контурами фильтра.

17.4. Избирательность и ширина полосы пропускания входного устройства с полосовым фильтром

В входных устройствах приёмников с одноручечным управлением, благодаря слабой связи с антенной, влияние антенной цепи на параметры фильтра настолько незначительно, что им вполне возможно пренебречь.

Поэтому избирательность входного устройства определяется избирательностью полосового фильтра. На основании соотношения (11.20) коэффициент избирательности будет равен ($d_1 = d_2 = d$)

$$\sigma = \frac{\sqrt{(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}}{1 + \beta^2}. \quad (17.10)$$

Обычно величину β стремятся брать, примерно, равной 1. При таком значении β , как это было показано в гл. 13, коэффициент передачи на резонансной частоте будет наибольшим

и резонансная кривая будет иметь достаточно удовлетворительную форму.

При $\beta = 1$ выражение для σ примет вид

$$\sigma = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^4 + 4}. \quad (17.11)$$

При определении избирательности по приведённым в настоящем параграфе соотношениям необходимо иметь в виду, что величина фактора связи β будет изменять своё значение в пределах диапазона. Найдём ширину полосы пропускания входного устройства, для величины ослабления усиления на краях полосы σ_1 . Имеем

$$\sigma_1 = \frac{\sqrt{(1 + \beta^2 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}}{1 + \beta^2} = \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2}}{1 + \beta^2}.$$

Решая это уравнение относительно α , после преобразований находим

$$\alpha = \sqrt{\sqrt{\sigma_1^2(1 + \beta^2)^2 - 4\beta^2} + \beta^2 - 1}$$

или, так как $\alpha = \frac{\Delta F}{f_0} \cdot Q$, то

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sqrt{\sigma_1^2(1 + \beta^2)^2 - 4\beta^2} + \beta^2 - 1}.$$

Напишем выражение для ΔF в виде

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \cdot B, \quad (17.12)$$

где

$$B = \sqrt{\sqrt{\sigma_1^2(1 + \beta^2)^2 - 4\beta^2} + \beta^2 - 1}.$$

Зависимость B от σ_1 и β приведена на графике рис. 17.6¹⁾.

¹⁾Выражение (17.12) соответствует одnogорбым кривым, когда $\beta < 1$.

При двугорбых кривых, когда $\beta > 1$, выражение для B , как легко убедиться, примет вид

$$B = \sqrt{2\beta \sqrt{\sigma_1^2 - 1} + \beta^2 - 1}.$$

Это обстоятельство учтено при построении графика 17.6, и этим графиком можно пользоваться как при $\beta < 1$, так и при $\beta > 1$.

Из соотношения (17.12) мы видим, что при заданной степени неравномерности в пределах полосы σ_1 и выбранной форме резонансной кривой, определяемой величиной β_1 , ширина полосы полосового фильтра пропорциональна $\frac{f_0}{Q}$.

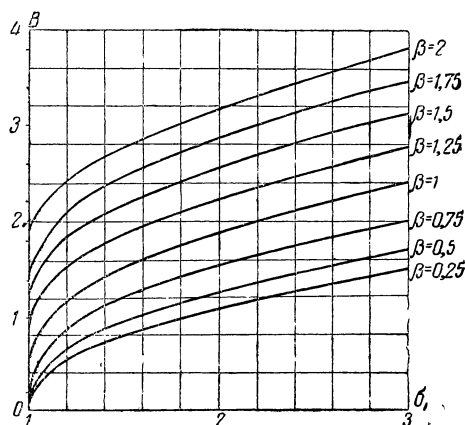


Рис. 17.6. График коэффициента B

Если требуется найти величину Q , соответствующую выбранной полосе, то для этого надо воспользоваться соотношением

$$Q = \frac{f_0}{\Delta F} \cdot B. \quad (17.13)$$

Таким образом, величину Q приходится брать тем больше, чем выше рабочая частота и чем меньше ширина полосы пропускания.

17.5. Выбор элементов полосового фильтра с двойной ёмкостной связью

Полосовой фильтр входного устройства работает не на одной фиксированной частоте, а в целом диапазоне частот от f_{\max} до f_{\min} .

Для получения хороших результатов в этом случае приходится применять схемы фильтров с комбинированной связью. Выбор элементов этих фильтров может производиться различ-

ным образом в зависимости от того, какие задачи стремятся при этом разрешить. Особый интерес представляет случай, когда элементы фильтра выбираются с таким расчётом, чтобы ширина полосы в пределах всего рабочего диапазона оставалась, примерно, постоянной. На рассмотрении этого случая мы и остановимся, предполагая, что используется одна из наиболее распространённых схем входного устройства с полосовым фильтром — схема с двойной ёмкостной связью (первая на рис. 17.1). Фактор связи для этой схемы β будет равен (при $Q_1=Q_2$)

$$\beta = Q \left[\frac{C_{св2}}{C} + \frac{C}{C_{св1}} \right]. \quad (17.14)$$

Таким образом, при повышении частоты, когда ёмкость контура C уменьшается, связь за счёт внешней ёмкости $C_{св2}$ возрастает, а за счёт внутренней ёмкости $C_{св1}$ уменьшается. Это обстоятельство можно использовать для получения, примерно, постоянной ширины полосы пропускания фильтра в пределах всего рабочего диапазона, если соответствующим образом подобрать ёмкости конденсаторов связи $C_{св1}$ и $C_{св2}$.

При постоянстве фактора связи β с повышением частоты ширина полосы пропускания фильтра растёт, как это следует из соотношения (17.12). Поэтому для того, чтобы получить $\Delta F = \text{const}$, необходимо, чтобы величина фактора связи β уменьшалась с повышением частоты.

Выведем условия для выбора $C_{св1}$ и $C_{св2}$. Будем стремиться к тому, чтобы ширина полосы в начале и в конце поддиапазона была одинакова.

Имеем:

$$\Delta F_1 = \frac{f_{\min}}{Q''} B'' \quad \text{и} \quad \Delta F_2 = \frac{f_{\max}}{Q'} B'.$$

Выбрав величину σ_1 и β'' на самой низшей частоте диапазона f_{\min} , мы этим самым определим B' .

Полагая $\Delta F_1 = \Delta F_2$, будем иметь

$$B' = \frac{Q'}{Q''} \cdot \frac{1}{p} \cdot B''. \quad (17.15)$$

Здесь Q' и Q'' множители напряжения контуров фильтра соответственно на низшей и высшей частотах диапазона, а p — коэффициент перекрытия $\left(p = \frac{f_{\max}}{f_{\min}} = \frac{\omega_{\max}}{\omega_{\min}} \right)$.

Величина B'' при выбранной величине σ_1 однозначным образом определит значение фактора связи на высшей частоте диапазона. Найти значение β'' по известной величине B'' можно с помощью графика рис. 17.6.

Итак, мы имеем следующие два уравнения для определения величины $C_{св1}$ и $C_{св2}$.

$$Q' \left[-\frac{C_{св2}}{C_{мин}} + \frac{C_{мин}}{C_{св1}} \right] = \beta',$$

$$Q'' \left[\frac{C_{св2}}{p^2 C_{мин}} + \frac{p^2 C_{мин}}{C_{св1}} \right] = \beta''. \quad (17.16)$$

Здесь $C_{мин}$ — минимальная ёмкость контура, соответствующая частоте $f_{макс}$.

В полученных уравнениях все величины, за исключением $C_{св1}$ и $C_{св2}$, являются известными.

Решая уравнения (17.16) относительно $C_{св1}$ и $C_{св2}$, получим:

$$C_{св1} = \frac{Q'Q''(p^4-1)}{p^2\beta''Q' - \beta'Q''} \cdot C_{мин}. \quad (17.17)$$

$$C_{св2} = \frac{p^2}{p^4-1} \cdot \frac{p^2\beta'Q'' - \beta''Q'}{Q'Q''} \cdot C_{мин}. \quad (17.18)$$

Выбирая ёмкости связи с помощью приведённых выше соотношений, мы обеспечим равенство ширины полосы пропускания на краях рабочего диапазона и приблизительное постоянство величины ΔF в пределах всего диапазона.

17.6. Пример расчёта фильтра с двойной ёмкостной связью

Применим выведенные нами формулы для расчёта фильтра входного устройства, изображённого на рис. 17.8.

Дано:

$$f_{макс} = 400 \text{ кГц}; \quad f_{мин} = 150 \text{ кГц}; \quad p = 2,66;$$

$$C'_{макс} = 360 \text{ мкмкф}; \quad C'_{мин} = 15 \text{ мкмкф}; \quad C_0 = 41,5 \text{ мкмкф};$$

$$C_{мин} = C'_{мин} + C_0 = 56,5 \text{ мкмкф}; \quad \sigma_1 = 1,41.$$

Требуется выбрать величины $C_{св1}$ и $C_{св2}$ таким образом, чтобы на частотах f_{\max} и f_{\min} получить $\Delta F = 6$ кГц.

Расчёт ведём в следующей последовательности:

1. Выберем величину фактора связи β'' на частоте f_{\min} , равной 1,5. Такой выбор β'' обеспечит достаточную величину множителя напряжения фильтра в пределах всего диапазона и хорошую форму резонансной кривой при отсутствии значительной двугорбости.

2. По величине $\beta'' = 1,5$ и $\sigma_1 = 1,41$ с помощью графика (рис. 17.6) находим $B'' = 2,06$. Можно найти величину B'' также по ф-ле ($\beta > 1$)

$$B'' = \sqrt{2\beta'' \sqrt{\sigma_1^2 - 1} + \beta''^2 - 1}.$$

Если $\sigma_1^2 = 2$, то

$$B'' = \sqrt{\beta''^2 + 2\beta'' - 1}.$$

3. Определяем множитель напряжения контуров Q'' на частоте f_{\min}

$$Q'' = \frac{f_{\min}}{\Delta F} \cdot B'' = \frac{150}{6} \cdot 2,06 = 51,5.$$

Будем считать, что для используемого контура Q растёт с частотой, причём на частоте f_{\max} , $Q = 70$.

4. Находим величину B' для частоты f_{\max}

$$B' = \frac{Q'}{Q''} \cdot \frac{B''}{p} = \frac{70}{51,5} \cdot \frac{2,06}{2,66} = 1,05.$$

5. По $B' = 1,05$ и $\sigma = \sqrt{2}$, находим β' для частоты f_{\max} по графику рис. 17.6

$$\beta' = 0,74.$$

6. Находим ёмкость внутренней связи $C_{св1}$

$$C_{св1} = \frac{Q'Q''(p^4 - 1)}{Q'p^2 \cdot \beta'' - \beta'Q''} \cdot C_{\min} = \frac{70 \cdot 51,5 (2,66^4 - 1)}{70 \cdot 2,66^2 \cdot 1,5 - 0,74 \cdot 51,5} \cdot 56,5 = 13\,585 \text{ мкмкф}.$$

7. Находим ёмкость внешней связи $C_{св2}$

$$C_{св2} = \frac{p^2}{p^4 - 1} \cdot \frac{p^2 \beta' Q'' - \beta'' Q'}{Q' Q''} \cdot C_{мин} =$$

$$= \frac{2,66^2}{2,66^4 - 1} \cdot \frac{2,66^2 \cdot 0,74 - 1,5 \cdot 70}{70 \cdot 51,5} \cdot 56,5 = 0,4 \text{ мкмкф.}$$

Несмотря на то, что ёмкость внешней связи $C_{св2}$ очень мала, она существенно сказывается на ширине полосы пропускания приёмного устройства. Расчёты показывают, что если положить $C_{св2} = 0$, а для $C_{св1}$ оставить прежнее значение, то на частоте $f_{макс}$ ширина полосы сократится до 4,23 кГц, в то время как на частоте $f_{мин}$ она почти не изменит своей величины.

Литература: 26, 81.

ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ПРИЁМНИКОВ МЕТРОВЫХ И ДЕЦИМЕТРОВЫХ ВОЛН

18.1. Вводные замечания

Различие между входными цепями приёмников длинных волн и приёмников ультравысоких частот заключается не только в конструктивных и схемных решениях, но и в тех принципах, которые положены в основу выполнения всей системы в целом.

На длинных, средних и, отчасти, на коротких волнах подбор элементов входного устройства производится с таким расчётом, чтобы антенная цепь существенно не влияла на настройку первого контура. Невыполнение этого условия приводит к нарушению одноручечного управления, которое обычно применяется на этих волнах.

Для того, чтобы антенная цепь не расстраивала первый контур, связь с антенной берёт достаточно слабой. Последнее обстоятельство не сказывается на величине отношения сигнала к шуму, так как в данном случае общая величина шумов определяется внешними помехами.

Учитывая, что приёмное устройство может работать с различными антеннами, максимальное допустимое значение коэффициента связи здесь приходится определять, исходя из расстройки контура, которая может иметь место при отклонении параметров антенн от их наивероятнейшего значения. Подобный подход к методу расчёта входных устройств на длинных волнах, насколько нам известно, впервые был предложен автором ^[53] и впоследствии получил довольно широкое распространение в технике расчёта приёмных устройств. Применение этого метода к различным схемам длинноволновых входных устройств было дано в главах 15—17.

Однако, на ультравысоких частотах нам приходится иметь дело с существенно другим случаем. Здесь приём обычно ведётся с использованием настроенных антенн, связанных с приёмным устройством при помощи соединительной линии.

В случае двухпроводных линий входные устройства выполняются по симметричным схемам (рис. 18.1 и 18.2). Подобные схемы находят себе применение, главным образом, в приёмниках метровых волн, а также в коротковолновых приёмных устройствах для коммерческой связи. В диапазоне более высоких частот энергия от приёмной антенны подводится с помощью концентрической линии (рис. 18.3).

Основное требование, предъявляемое к входным устройствам для ультравысоких частот, заключается в обеспечении условий, соответствующих максимальному отношению сигнала

к шуму. В большинстве случаев эти условия имеют место при согласованном входе, либо при входе, близком к согласованному (см. гл. 8). Таким образом, за исключением некоторых специальных случаев, которые должны быть рассмотрены

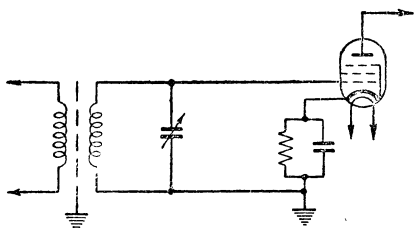


Рис. 18.1. Входное устройство с фидерным входом

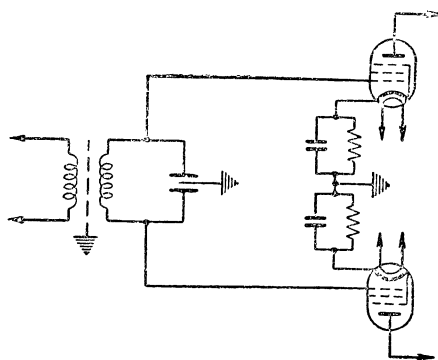


Рис. 18.2. Эквивалентная схема входного устройства с двухтактным усилителем высокой частоты

особо, выбор параметров входного устройства следует производить таким образом, чтобы обеспечить условия согласования. В зависимости от диапазона, эта задача может решаться различным образом. В длинноволновой части метрового диапазона используется колебательный контур, имеющий индуктивную связь с линией (рис. 18.1). В коротковолновой части метрового диапазона обычным является применение колебательного кон-

тура с автотрансформаторной связью с антенной цепью (рис. 18.3). Наконец, на дециметровых и сантиметровых волнах согласование достигается с помощью концентрических линий (рис. 18.4) четвертьволновых трансформаторов, шлейфов и других устройств. На сантиметровых волнах широко применяются волноводы и полые резонансные системы. Прежде чем переходить к разбору отдельных схем входных устройств, рассмотрим некоторые общие вопросы согласования.

18.2. Условия согласования

Генератор с сопротивлением Z_i , работающий на нагрузку Z_n (рис. 18.5), при определённых условиях отдаёт нагрузке наибольшую мощность. Установим эти условия. Согласно схеме рис. 18.5 мощность, выделяемая на нагрузке Z_n , будет равна

$$P_z = I^2 R_n = \frac{U^2}{(R_i + R_n)^2 + (X_i + X_n)^2} \cdot R_n. \quad (18.1)$$

Если мы можем изменять величину $(X_i + X_n)$, то очевидно, что наибольшая мощность будет получена, когда $X_i + X_n = 0$.

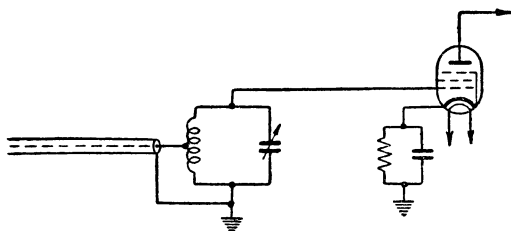


Рис. 18.3. Автотрансформаторная схема входа

Итак, первое условие получения максимальной мощности на нагрузке имеет вид

$$X_i = -X_n. \quad (18.2)$$

Когда соотношение (18.2) имеет место,

$$P = \frac{U^2 R_n}{(R_i + R_n)^2}. \quad (18.3)$$

Условие максимума величины P , определяемой ур-нием (18.3), даёт

$$\frac{\partial P}{\partial R_n} = \frac{(R_i + R_n)^2 - 2(R_i + R_n) R_n}{(R_i + R_n)^4} U^2 = 0,$$

откуда мы находим второе интересующее нас условие

$$R_i = R_n. \quad (18.4)$$

Итак, для того, чтобы получить на нагрузке максимальную мощность, нужно, чтобы комплексное внутреннее сопротивление генератора и сопротивление нагрузки были взаимно сопряжёнными величинами.

Таким образом, если

$$Z_i = R_i + iX_i = R + iX,$$

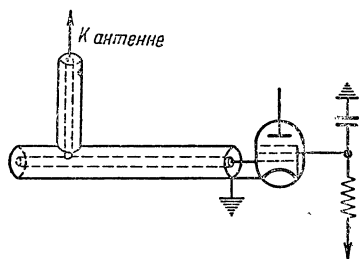


Рис. 18.4. Входное устройство с концентрической линией

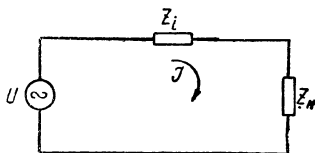


Рис. 18.5. Работа генератора на нагрузку

то

$$Z_n = R_n - iX_n = R - iX. \quad (18.5)$$

Когда условия (18.3) и (18.4) выполнены, или когда выполнено эквивалентное им условие (18.5), то можно считать, что нагрузка согласована с внутренним сопротивлением генератора.

18.3. Трансформация сопротивлений

В большинстве случаев сопротивление нагрузки и внутреннее сопротивление генератора имеют фиксированную величину и сами по себе не могут быть изменены. Однако, и здесь задачу согласования можно решить, если между генератором и нагрузкой ввести четырёхполюсник, содержащий соответствующим образом подобранные реактивные сопротивления. Если четырёхполюсник, создающий трансформацию сопротивлений и используемый таким образом для достижения согласования, составлен из чисто реактивных элементов, то потери в нём отсутствуют и мощность, подводимая от генератора, будет полностью выделяться на нагрузке.

При наличии потерь в согласующем элементе часть энергии будет поглощаться в четырёхполюснике. Очевидно, что нужно стремиться к тому, чтобы эти потери энергии были минимальными.

Обычно систему, в которой требуется обеспечить согласование, возможно свести к такой системе, в которой как со-

противление нагрузки, так и сопротивление генератора имеют активный характер. Если имеются реактивные сопротивления, то их возможно отнести к согласующему четырёхполюснику.

Так например, в качестве элемента согласования во входных цепях приёмника обычно используется колебательный контур с трансформаторным или автотрансформаторным включением, в то время, как комплексным сопротивлением нагрузки является входное сопротивление усилительной лампы. Это входное сопротивление можно представить в виде параллельно включённых ёмкости и сопротивления и отнести ёмкость к колебательному контуру. Поэтому нагрузку оказывается возможным рассматривать как чисто активное сопротивление. Что касается приёмной антенны, то она подключается ко входу с помощью согласованной с ней соединительной линии, в связи с чем и генератор в эквивалентной схеме будет иметь активное сопротивление.

Исходя из сказанного, представим себе, что мы добиваемся согласования активного внутреннего сопротивления генератора R_i с активным сопротивлением нагрузки R_n с помощью не потребляющего энергии согласующего четырёхполюсника.

Рассмотрим вопрос о коэффициенте передачи такой системы, понимая под коэффициентом передачи отношение напряжения на нагрузке U_2 к эдс генератора U .

Если генератор R_i непосредственно работает на нагрузку R_n , причём имеет место условие согласования ($R_i = R_n$), то $U_2 = \frac{U}{2}$, а мощность, выделяемая на нагрузке, будет в четыре раза меньше той мощности, которая выделялась бы на внутреннем сопротивлении генератора при замкнутых коротко его входных зажимах

$$P_2 = \frac{U_2^2}{4R_i}. \quad (18.6)$$

Величина P_2 характеризует наибольшую мощность, какую генератор R_i может отдать во внешнюю цепь. Если согласование достигается с помощью трансформатора без потерь, то очевидно, что на нагрузке будет выделяться та же мощность, что и в предыдущем случае.

Следовательно,

$$\frac{U_2^2}{R_n} = \frac{U^2}{4R_i},$$

откуда коэффициент передачи

$$\frac{U_2}{U} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_n}{R_i}}. \quad (18.7)$$

Следует обратить внимание на следующее существенное обстоятельство. В том случае, когда мы добиваемся согласования при заданном сопротивлении нагрузки за счёт изменения величины внутреннего сопротивления генератора, или при заданном сопротивлении генератора за счёт изменения сопротивления нагрузки, условия максимума мощности на нагрузке естественно не совпадают с условиями максимума напряжения.

Если же согласование достигается с помощью трансформатора сопротивлений при фиксированных величинах R_i и R_n , то максимум мощности на заданном сопротивлении нагрузки получается в том случае, когда напряжение максимально. Таким образом, условия согласования соответствуют максимальному значению напряжения на нагрузке, а следовательно, соотношение (18.7) определяет максимальную величину коэффициента передачи по напряжению системы с трансформатором без потерь.

18.4. Коэффициент передачи при рассогласованной нагрузке

Посмотрим теперь, каким образом нарушение условий согласования повлияет на коэффициент передачи системы. Рассмотрим схему рис. 18.6.

Пересчитаем сопротивление из вторичной цепи в первичную. Из условия $\frac{U_1^2}{R_i} = \frac{U_2^2}{R_2}$ находим

$$R_1 = \frac{R_2}{m^2}, \quad (18.8)$$

где $m = \frac{U_1}{U_2}$ — коэффициент трансформации. При наличии согласования $R_1 = R_i$ и

$$m_{onm} = \sqrt{\frac{R_2}{R_i}}. \quad (18.9)$$

Предположим, что система рассогласована, так что $m \neq m_{onm}$. Тогда на основании (18.8) и (18.9)

$$R_1 = R_i \left(\frac{m_{onm}}{m} \right)^2 = R_i x^2; \quad \left(x = \frac{m_{onm}}{m} \right).$$

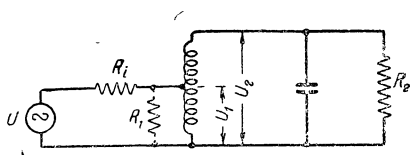


Рис. 18.6. Эквивалентная схема авто-трансформаторного входа

При $X_i = 0$ и $X_n = 0$ согласно (18.1)

$$P_2 = \frac{U_2^2}{R_2} = \frac{U^2 R_1}{(R_i + R_1)^2}, \quad (18.10)$$

откуда

$$K = \frac{U_2}{U} = \sqrt{\frac{R_1 R_2}{(R_i + R_1)^2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_1}} \cdot \frac{2}{\sqrt{\frac{R_i}{R_1}} + \sqrt{\frac{R_1}{R_i}}},$$

но

$$\kappa = \frac{m_{опт}}{m} = \sqrt{\frac{R_1}{R_i}}, \text{ а } K_{\max} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_2}{R_i}}.$$

Таким образом,

$$K = K_{\max} \frac{2\kappa}{1 + \kappa^2}. \quad (18.11)$$

Соотношение (18.11) даёт возможность выразить коэффициент передачи рассогласованной системы через максимальный возможный коэффициент передачи K_{\max} и через коэффициент κ , характеризующий степень несогласованности. Для согласованной нагрузки $\kappa = 1$. При небольших отклонениях от условий согласования коэффициент передачи заметно не изменяется. Так, если $\kappa = 1,2$, то $K = 0,97 K_{\max}$. Таким образом, условия согласования не являются особенно критичными.

18.5. Общая эквивалентная схема антенной цепи

Применим рассмотренные нами выше общие соображения к задаче о достижении согласования во входном устройстве приёмника для ультравысоких частот. Полная схема антенной цепи приведена на рис. 18.7. В этой схеме антенна представляет собой генератор с эдс U_a , имеющий активное сопротивление R_a , равное сопротивлению излучения, и реактивное сопротивление X_a .

Если антенна согласована с соединительной линией, то мы приходим к эквивалентной схеме рис. 18.8, в которой

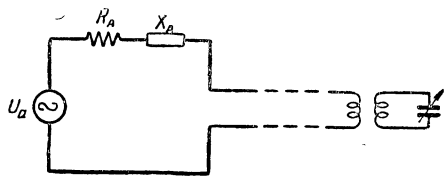


Рис. 18.7. Схема антенной цепи

$$U_a = E h_0, \quad (18.12)$$

где E — напряжённость поля в месте приёма, а h_d — действующая высота антенны. Для полуволнового диполя с длиной $l = \lambda/2$

$$h_d \approx \frac{\lambda}{\pi}. \quad (18.13)$$

В эквивалентной схеме рис. 18.8 ρ представляет собой волновое сопротивление приёмного фидера. Таким образом, в данном случае нам требуется согласовать входное сопротив-

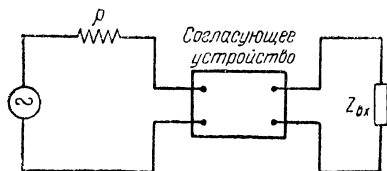


Рис. 18.8. Согласование генератора с нагрузкой

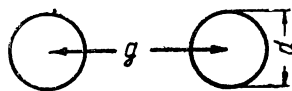


Рис. 18.9. Воздушная линия

ление лампы усилителя высокой частоты, или входное сопротивление диодного, или же кристаллического преобразователя частоты с волновым сопротивлением фидера. Для подведения энергии от приёмной антенны к приёмнику обычно используются следующие типы соединительных линий: воздушная двухпроводная линия, симметричная экранированная двухпроводная линия и коаксиальная линия.

Для линий с малыми потерями величина волнового сопротивления определяется следующими соотношениями. Для воздушной линии, при $g \gg d$ (рис. 18.9)

$$\rho = 276 \lg \frac{2g}{d}, \quad (18.14)$$

где d — диаметр провода, а g — расстояние между проводами. Для симметричной экранированной линии (рис. 18.10)

$$\rho = 276 \lg \frac{2g(D^2 - d^2)}{d(D^2 + d^2)}. \quad (18.15)$$

На более высоких частотах применяются коаксиальные линии (рис. 18.11), так как они имеют меньшую величину по-

терь и позволяют избежать излучения. Волновое сопротивление концентрической линии равно (см. гл. 14)

$$\rho = 138 \lg \frac{D}{d}. \quad (18.16)$$

Здесь D — внутренний диаметр наружного провода, а d — наружный диаметр внутреннего провода. Для всякой линии при определённых соотношениях между конструктивными размерами потери имеют минимальную величину. Таким образом, имеется некоторая оптимальная величина ρ_{opt} . Значение ρ_{opt} , при котором получается минимум потерь, зависит от типа линии, от материала проводов, а также от соотношения

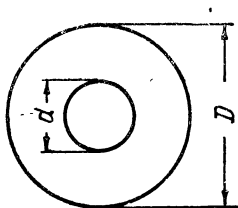


Рис. 18.10. Экранированная линия

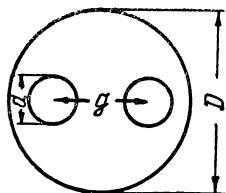


Рис. 18.11. Концентрическая линия

между потерями в диэлектриках и потерями в проводах. При малой величине диэлектрических потерь, в случае концентрической линии $\rho_{opt} = 77 \text{ ом}$ (см. гл. 14).

За счёт диэлектрических потерь минимум сдвигается в сторону меньших значений ρ . При этом следует заметить, что зависимость величины потерь в линии от величины ρ не является резкой.

Типовая величина волнового сопротивления для приёмных концентрических линий соответствует $\rho \approx 75 \text{ ом}$. Для симметрического экранированного кабеля $\rho = 75 \div 100 \text{ ом}$. Обычное значение волнового сопротивления для двухпроводных воздушных линий лежит в пределах от 250 до 600 ом.

18.6. Входное устройство с симметричным входом

На волнах метрового диапазона так же, как и в случае коротких волн, в качестве соединительной линии в ряде случаев используется двухпроводная линия.

Схема входного устройства, имеющая симметричный вход, рассчитанный на включение двухпроводной линии, изображе-

на на рис. 18.12, а эквивалентная схема на рис. 18.13. Входное сопротивление лампы, представляющее собой нагрузку контура, является комплексным и состоит из активного сопротивления $R_{вх}$ и ёмкости $C_{вх}$.

Однако, ёмкость $C_{вх}$ может быть включена в контур. Для того, чтобы подключение полной комплексной нагрузки не изменяло настройки контура, ёмкость его переменного конденсатора должна быть уменьшена на величину $C_{вх}$.

Схема рис. 18.13 может быть заменена схемой рис. 18.14, в которой генератор с сопротивлением R_a нагружен на реактивное сопротивление X_n и активное сопротивление R_n . Поскольку сопро-

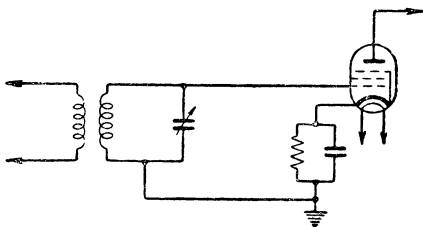


Рис. 18.12. Входное устройство метровых и коротких волн

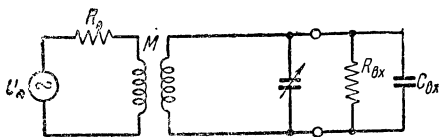


Рис. 18.13. Эквивалентная схема

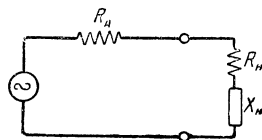


Рис. 18.14. Упрощённая эквивалентная схема

тивление линии является чисто активным и равно R_a , то условия согласования будут определяться следующими соотношениями:

$$R_n = R_a; \quad X_n = 0,$$

но

$$X_n = \omega L_\phi - \Delta X = \omega L_\phi - \frac{\omega^2 M^2}{Z_k^2} X_k = 0,$$

$$R_n \approx \Delta R = \frac{\omega^2 M^2}{Z_k^2} R_k = R_a,$$

где

$$Z_k^2 = R_k^2 + X_k^2.$$

Из выражения для R_k и X_k имеем

$$M = \frac{Z_k}{\omega} \sqrt{\frac{R_a}{R_k}}, \quad (18.17)$$

$$\omega L_\phi = \frac{R_a}{R_k} X_k.$$

Преобразуем выражение для M

$$\begin{aligned} M &= \frac{Z_k}{\omega} \sqrt{\frac{R_a}{R_k}} = \frac{R_k \sqrt{1 + \frac{X_k^2}{R_k^2}}}{\omega} \sqrt{\frac{R_a}{R_k}} = \\ &= \frac{\sqrt{R_a R_k}}{\omega} \sqrt{1 + \left(\frac{\omega L_\phi}{\rho}\right)^2}. \end{aligned}$$

Ввиду того, что $M = k \sqrt{L_k L_\phi}$ и $Q = \frac{\omega L_k}{R_k}$, находим

$$k = \sqrt{\frac{R_k}{\omega L_k}} \sqrt{\frac{R_a}{\omega L_\phi} + \frac{\omega L_\phi}{R_a}} = \frac{1}{\sqrt{Q}} \sqrt{\frac{R_a}{\omega L_\phi} + \frac{\omega L_\phi}{R_a}}. \quad (18.18)$$

Полученное выражение для k показывает, что для заданных Q и R_a при произвольно выбранном значении ωL_ϕ , вообще говоря, возможно так подобрать коэффициент связи между катушкой связи и катушкой контура входного устройства, чтобы обеспечить согласование. В зависимости от выбора L_ϕ значения k будут получаться разными, причём в некоторых случаях коэффициент связи будет необходим такой величины, что практическое обеспечение требуемой связи может оказаться затруднительным, или даже невозможным. Поэтому целесообразно так выбирать L_ϕ , чтобы k имело минимальную величину.

Определим условия, соответствующие минимальному k ,

$$\frac{dk}{dL_\phi} = 0,$$

откуда

$$\omega L_\phi = R_a.$$

Итак

$$L_\phi = \frac{R_a}{\omega} \quad (18.19)$$

при

$$\omega L_{\phi} = R_a$$

получим

$$k = \sqrt{\frac{2}{Q}} = \sqrt{2d}. \quad (18.20)$$

Соотношения (18.19) и (18.20) определяют условия выбора индуктивности катушки связи и величины коэффициента связи k . Преобразуем выражение для k , для чего выразим Q через ширину полосы ΔF .

Как известно, коэффициент избирательности одиночного контура σ_1 определяется соотношением

$$\sigma_1 = \sqrt{1 + (y/d)^2}. \quad (18.21)$$

Если $f_0 \gg \Delta f$, то $y = \frac{2\Delta f}{f_0}$. Обозначим $2\Delta f = \Delta F_1$ и примем во внимание, что σ представляет собой коэффициент частотных искажений на краю полосы ΔF (рис. 18.15).

Тогда на основании (18.21)

$$Q' = \frac{Q}{2} = \frac{f_0}{\Delta F} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (18.22)$$

Подставляя (18.22) в (18.20), получим

$$k = \frac{\sqrt{\Delta F}}{\sqrt{f_0} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (18.23)$$

Итак, коэффициент связи пропорционален $\sqrt{\frac{\Delta F}{f_0}}$, где ΔF ширина полосы входного устройства. Если $\sigma = 1,41$ (что соответствует неравномерности в пределах полосы в 3 дБ), то

$$k = \sqrt{\frac{\Delta F}{f_0}} \quad (\sigma = \sqrt{2}). \quad (18.24)$$

Величина взаимной индукции M при $\omega L_{\phi} = R_a$ будет определяться условием:

$$M = \frac{1}{\omega_0} \sqrt{2R_k R_a}. \quad (18.25)$$

Переходим к коэффициенту передачи входного устройства $K_{ex} = \frac{U_2}{U_a}$. Составляя на основании схемы рис. 18.13 схему рис. 18.16, получим

$$U_2 = Q' U' = \frac{\omega L_k}{R_k + \frac{\omega^2 M^2}{Z_{\phi}} R_a} \cdot \frac{U_a}{Z_{\phi}} \omega M. \quad (18.26)$$

Принимая во внимание, что

$$\omega L_{\phi} = R_a; \quad Z_{\phi}^2 = \omega^2 L_{\phi}^2 + R_a^2 = 2 R_a^2 \quad \text{и} \quad \omega M = \sqrt{2 R_k R_a}$$

будем иметь на основании (18.26)

$$K_{ex} = \frac{U_2}{U_a} = \frac{\omega Z_k}{R_k + \frac{2 R_k R_a}{2 R_a}} \cdot \frac{\sqrt{2 R_k R_a}}{\sqrt{2} R_a} = \frac{Q}{2} \sqrt{\frac{R_k}{R_a}}.$$

Итак

$$K_{ex} = \frac{Q}{2} \sqrt{\frac{R_k}{R_a}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_n}{R_a}}, \quad (18.27)$$

где $R_n = Q^2 R_k$ — резонансное сопротивление параллельного контура.

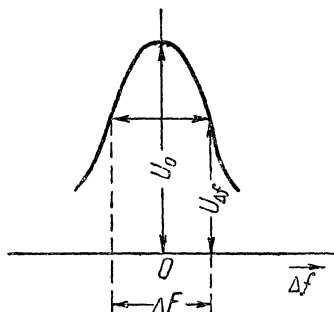


Рис. 18.15. Графическое изображение ширины полосы пропускания

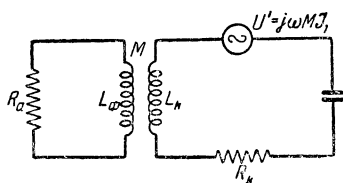


Рис. 18.16. Эквивалентная схема с пересчетом эдс в контур

Заметим, что полученное выражение для K_{ex} соответствует максимальному возможному значению коэффициента передачи, как это следует из § 18.3. В этом можно также убедиться непосредственно. При сделанных нами предположениях вносимое в контур из первичной цепи сопротивление равно собст-

венному сопротивлению потерь контура R_k , что для схемы рассматриваемого вида, как известно, соответствует условию оптимальной связи.

В самом деле

$$\frac{\omega^2 M^2}{Z_\phi^2} R_a = \frac{\omega^2 M^2}{R_a^2 + \omega^2 L_\phi^2} R_a = \frac{2 R_k \cdot R_a}{2 R_a} R_a = R_k.$$

Таким образом, выбор k и L_ϕ на основании (18.19) и (18.20) обеспечивает максимум коэффициента передачи. В этом также легко убедиться, исследуя на максимум выражение (18.26).

Преобразуем выражение для K_{ex} , учитывая, что

$$R_k = \frac{1}{\omega_0 C Q} \quad \text{и} \quad Q = \frac{f_0}{\Delta F} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}.$$

Тогда на основании (18.27), получим

$$K_{ex} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi \Delta F C R_a} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (18.28)$$

Полученное важное соотношение показывает, что при заданной величине неравномерности усиления в пределах полосы пропускания σ_1 коэффициент передачи входного устройства возрастает при уменьшении ёмкости входного контура, если только при этом за счёт подбора затухания мы можем обеспечить прежнюю ширину полосы, т. е. если $\Delta F = \text{const}$.

При этих условиях желательно уменьшать ёмкость C до тех пор, пока это допускается условиями взаимной расстройки между контурами при смене ламп. Вопрос о величине допустимой расстройки по ёмкости рассмотрен в гл. 28. Однако, следует иметь в виду, что часто не удаётся так подобрать величину затухания контура, чтобы при данной ёмкости получить требуемую ширину полосы пропускания. Рассмотрим, например, случай, характерный для наиболее высоких частот, когда потери эквивалентного контура определяются только шунтирующим сопротивлением, например входным сопротивлением лампы R_{ex} . Тогда $R_{ex} = R_n = \frac{Q'}{\omega_0 C}$ и на основании (18.27) мы получим

$$K_{ex} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_{ex}}{R_a}}. \quad (18.29)$$

Итак, если резонансное сопротивление эквивалентного контура определяется только шунтом R_{n1} , то уменьшение ёмкости не будет влиять на коэффициент передачи. В то же время при данной величине R_n уменьшение C приводит к расширению полосы пропускания. В самом деле, так как $Q = R_n \omega C$, то принимая во внимание (18.22), получим

$$\Delta F = \frac{V \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}{\pi C R_n} \quad (18.30)$$

Отсюда видно, что ширина полосы пропускания входного устройства для рассматриваемого случая не зависит от частоты и обратно пропорциональна сопротивлению шунта и ёмкости контура. Таким образом, здесь уменьшение ёмкости входного контура не даёт никакого выигрыша в величине сигнала на сетке первой лампы и приводит к расширению полосы высокочастотной части приёмника, особенно если такой же подбор ёмкостей имеет место и в усилителе высокой частоты. При известных условиях это может привести к заметному ухудшению отношения сигнала к шуму на выходе приёмника. Кроме того, при очень малых ёмкостях контура смена ламп вызовет взаимную расстройку контуров, что приведёт к ещё большему ухудшению результатов приёма.

Помимо увеличения ёмкости контура уменьшение полосы можно также получить за счёт увеличения эквивалентного сопротивления, шунтирующего контур. Этого можно, например, достигнуть, используя схему с неполным включением со стороны сетки.

18.7. Схема входного устройства с неполным включением со стороны сетки лампы

Для того, чтобы установить основные соотношения для рассматриваемой системы, выясним, как влияет на параметры контура включение C_{ex} и R_{ex} в соответствии со схемами рис. 18.17.

Определим величину $R_{ш}$, представляющую собой эквивалентное сопротивление шунта, подключённого ко всему контуру и вызывающему тот же эффект, что и сопротивление R_{ex} , подключённое к части контура. Назовём коэффициентом включения m отношение $\frac{U_1}{U} \approx \frac{N_1}{N}$, где N_1 число витков между средней и нижней точкой, а N —полное число витков катушки. Условие эквивалентности сопротивлений R_{ex} и $R_{ш}$ будет заключаться в одинаковых потерях мощности в системе для обоих случаев.

Поэтому

$$\frac{U^2}{R_{\text{ш}}} = \frac{U_1^2}{R_{\text{ex}}}$$

или

$$R_{\text{ш}} = R_{\text{ex}} \left(\frac{U}{U_1} \right)^2 = R_{\text{ex}} \left(\frac{N}{N_1} \right)^2 = \frac{R_{\text{ex}}}{m^2}.$$

Итак,

$$R_{\text{ш}} = \frac{R_{\text{ex}}}{m^2}. \quad (18.31)$$

Так, например, если сетка подключена в середине витков, ($m = 0,5$), то эквивалентное сопротивление шунта равно $4R_{\text{ex}}$. Что касается величины вносимого затухания за счёт неполнотой включённой лампы, то

$$\Delta d = \frac{\omega_0 Z_k}{R_{\text{ш}}} = m^2 \frac{\omega_0 L_k}{R_{\text{ex}}}. \quad (18.32)$$

Рассмотрим теперь влияние неполнотой включённой ёмкости. Здесь условие эквивалентности будет заключаться в том, что электрическая энергия, накопленная в ёмкостях C' и C_{ex} , одна и та же.

Следовательно,

$$\frac{C_{\text{ex}} U_1^2}{2} = \frac{C' U^2}{2}.$$

или

$$C' = \left(\frac{U_1}{U} \right)^2 C_{\text{ex}} = m^2 C_{\text{ex}}.$$

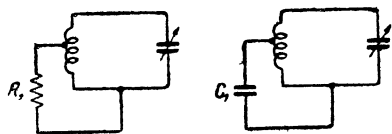


Рис. 18.17. Схемы с неполным подключением ёмкости и сопротивления

Итак

$$C' = m^2 C_{\text{ex}}. \quad (18.33)$$

Заметим, что ф-лы (18.31) и (18.32) могут быть использованы во всех случаях, когда требуется установить влияние на параметры контура сопротивлений или ёмкостей, подключённых к части контура.

Переходя теперь к коэффициенту передачи входного устройства, будем иметь в виду, что схемы с неполным вклю-

чением со стороны сетки (рис. 18.18) используются, главным образом, на наиболее высоких частотах. Если коэффициент включения со стороны сетки будет m_1 , а сопротивление эквивалентного шунта, пересчитанного параллельно контуру, — $R_{ш}$, то на основании предыдущего

$$K_{ex} = \frac{m_1}{2} \sqrt{\frac{R_{ш}}{R_a}}. \quad (18.34)$$

В случае, когда входное сопротивление достаточно мало, $R_{ш} = \frac{R_{ex}}{m_1^2}$ и мы получим

$$K_{ex} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_{ex}}{R_a}}. \quad (18.35)$$

Следовательно, коэффициент передачи при любом включении со стороны сетки будет один и тот же, если только выполнены условия согласования. Такой результат является вполне естественным. При сделанных нами предположениях входное устройство представляет собой идеальный трансформатор сопротивлений и мощность, отдаваемая генератором, полностью выделяется на нагрузке с заданным сопротивлением R_{ex} . Только при очень малых значениях m_1 величина K_{ex} будет зависеть от включения со стороны сетки, так как потери в самом контуре приобретут существенное значение.

Что касается ширины полосы пропускания, то здесь

$$\Delta F = \frac{\sqrt{\sigma_1^2 - 1}}{\pi C R_{ш}} = \frac{m_1^2 \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}{\pi C R_{ex}}, \quad (18.36)$$

где

$$C = C_k + m_1^2 C_{ex}.$$

Выбирая соответствующим образом величину включения со стороны сетки, мы получим требуемую ширину полосы пропускания. Таким образом, достоинство схемы с неполным включением заключается в том, что при той же величине

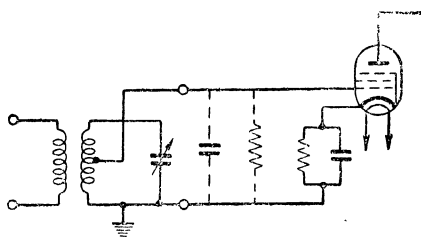


Рис. 18.18. Входное устройство с неполным включением со стороны сетки

коэффициента передачи, что и в случае схемы с полным включением, она даёт возможность получить более узкую полосу пропускания и меньшее влияние смены ламп на настройку.

18.8. Схема автотрансформаторного включения антенны

Наряду с рассмотренными нами схемами во входных устройствах приёмников метровых волн в ряде случаев используется схема автотрансформаторного включения антенны рис. 18.19. Выведем соотношения для коэффициента передачи

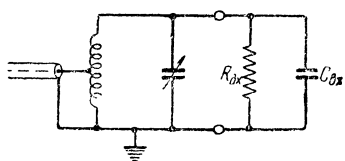


Рис. 18.19. Схема автотрансформаторного входа

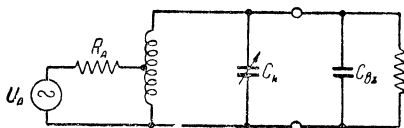


Рис. 18.20. Эквивалентная схема рис. 18.19

этой системы и рассмотрим вопрос об оптимальных условиях включения антенны. Назовём коэффициентом включения антенны величину

$$m_a = \frac{U_1}{U} = \frac{N_1}{N}.$$

Наша принципиальная схема соответствует эквивалентной схеме рис. 18.20. Заменяя в этой схеме эквивалентный гене-

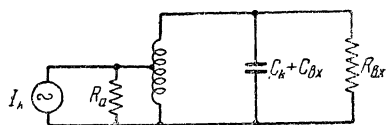


Рис. 18.21. Замена генератора на-пряжения генератором тока

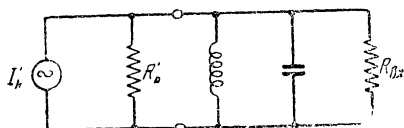


Рис. 18.22. Пересчёт генератора ко всему контуру

ратор холостого хода с эдс U_a , эквивалентным генератором, развивающим ток короткого замыкания $I_a = \frac{U_a}{R_a}$, мы приходим

к схеме рис. 18.21. Наконец, пересчитывая эквивалентный генератор короткого замыкания параллельно всему контуру и принимая во внимание, что $g'_a = \frac{m^2}{R_a}$, мы получаем схему рис. 18.22, которую удобно использовать для получения интересующих нас соотношений.

На основании последней схемы имеем

$$U = \frac{U_a m}{R_a} \cdot \frac{\frac{R_a}{m^2} R_n}{R_n + \frac{R_a}{m^2}}.$$

Здесь R_{Π} резонансное сопротивление входного контура

$$K_{sx} = \frac{U_2}{U_a} = \frac{m R_n}{R_a + m^2 R_n}. \quad (18.37)$$

Полученное выражение для K_{sx} определяет коэффициент передачи входного устройства при произвольной связи с соединительной линией.

Наибольшее значение K_{sx} соответствует условию

$$\frac{d K_{sx}}{d m} = 0.$$

Отсюда находим

$$R_a = m^2 R_n,$$

что соответствует условию согласованного входа.

Таким образом, оптимальный коэффициент включения будет равен

$$m_{opt} = \sqrt{\frac{R_a}{R_n}}. \quad (18.38)$$

Максимальная величина коэффициента передачи будет иметь место при оптимальном коэффициенте включения

$$K_{sx} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_n}{R_a}}. \quad (18.39)$$

Этот результат мы также могли получить непосредственно на основании § 18.3.

Таким образом, максимальная возможная величина коэффициента передачи здесь получается такой же, как и в случае обычной симметричной схемы входного устройства. Поэтому другие формы выражения для величины $K_{вх \text{ макс}}$, которые были выведены нами в § 18.6, могут быть распространены и на случай автотрансформаторной схемы включения антенны.

18.9. Использование концентрической линии в схеме входного устройства на дециметровых волнах

Схема входного устройства с концентрической линией приведена на рис. 18.4. В этой схеме отрезок концентрической линии используется в качестве трансформатора сопротивлений, согласующего волновое сопротивление соединительной линии, с входным сопротивлением лампы. Учитывая то, что было сказано в предыдущем параграфе относительно избирательных свойств линии, мы можем заменить её эквивалентным контуром. В этом случае мы приходим к схеме, изображённой на рис. 18.23.

Очевидно, что длина линии l должна быть выбрана таким образом, чтобы имел место резонанс колебательной системы, включающей помимо линии также и входную ёмкость $C_{вх}$.

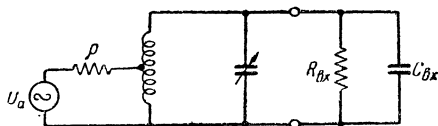


Рис. 18.23. Схема, эквивалентная входному устройству с концентрической линией

Входное сопротивление замкнутой на конце линии, имеет индуктивный характер и, как было показано выше, по своей величине равно

$$Z_{вх} = i X_2 = Z_c \operatorname{th} \gamma l = Z_c \operatorname{th} (\beta + i \alpha) l.$$

Учитывая, что потери в линии малы и принимая во внимание свойства гиперболических функций, получим

$$Z_{вх} = Z_c \operatorname{th} (\beta + i \alpha l) \approx \rho \operatorname{th} i \alpha l = i \rho \operatorname{tg} \alpha l = i \rho \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}$$

Условие резонанса будет

$$X_L - X = 0$$

или

$$\rho \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda} = \frac{1}{\omega C_{gx}}. \quad (18.40)$$

Отсюда находим длину концентрической линии, которая должна быть взята для того, чтобы получить резонанс входной системы при длине волны λ_0

$$l = \frac{\lambda_0}{2\pi} \operatorname{arctg} \left(\frac{1}{\omega C_{gx} \rho} \right). \quad (18.41)$$

Наличие малой входной проводимости R_{gx} приводит к тому, что Q_g входного устройства оказывается значительно меньше Q_d . Пренебрегая потерями в линии по сравнению с потерями за счёт параллельного шунта R_{gx} , будем иметь

$$Q_g = \omega C_g R_{gx}, \quad (18.42)$$

где C_g — эквивалентная ёмкость системы, отнесённая к входным зажимам.

Величина C_g для рассматриваемого случая равна

$$\begin{aligned} C_g &= \frac{1}{2} [C_{gx} + C_1 l (1 + \omega^2 C_{gx}^2 \rho^2)] = \\ &= \frac{1}{2} \left[C_{gx} + C_1 l \left\{ 1 + \left(\frac{6 \cdot 2}{\lambda_0} \cdot \frac{C_{gx}}{C_1} \right)^2 \right\} \right]. \end{aligned} \quad (18.43)$$

Таким образом, для нашей схемы

$$Q_g = \frac{\omega R_{gx}}{2} \left[C_{gx} + C_1 l \left\{ 1 + \left(\frac{6 \cdot 2}{\lambda_0} \cdot \frac{C_{gx}}{C_1} \right)^2 \right\} \right]. \quad (18.44)$$

Нам остаётся рассмотреть вопрос о согласовании входного контура с соединительной линией.

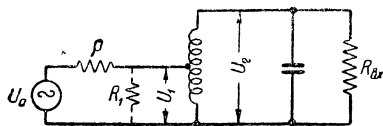


Рис. 18.24. Схема, в которой входная ёмкость лампы отнесена к эквивалентному контуру

Учитывая, что можно пользоваться эквивалентной схемой рис. 18.24, условию выбора связи (18.38) придадим следующий вид:

$$m = \frac{\sin \alpha l_1}{\sin \alpha l} = \sqrt{\frac{\rho_1}{R_{gx}}}, \quad (18.45)$$

откуда

$$\sin \alpha l_1 = \sin \alpha l \sqrt{\frac{P_1}{R_{ex}}}. \quad (18.46)$$

Коэффициент передачи входного устройства с концентрической линией при согласованном входе (при $R_n = R_{ex}$) будет определяться формулой

$$K_{ex} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{R_{ex}}{R_n}}. \quad (18.47)$$

Выведенные в настоящем параграфе соотношения дают возможность провести полный расчёт входного устройства рассматриваемого типа.

Литература: 10, 34, 70, 81.

ЧАСТЬ V

**РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ БЕЗ ОБРАТНОЙ
СВЯЗИ И С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ**

УСИЛИТЕЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЛАМПА

19.1. Вводные замечания

Электронная лампа является основным элементом, входящим в приёмное устройство. Сочетание электронных ламп с колебательными контурами, сопротивлениями, ёмкостями и индуктивностями даёт возможность получить любую ступень радиоприёмного устройства. В каждой из этих ступеней электронной лампе принадлежит решающая роль. Одно из важнейших применений электронной лампы относится к области усиления. Поэтому мы начинаем настоящую, пятую часть книги, посвящённую усилительным устройствам, с рассмотрения некоторых основных положений, относящихся к электронным лампам. Это является необходимым также и потому, что, рассматривая работу ламп на ультравысоких частотах (гл. 30), нам придётся опираться на материал настоящей главы.

В настоящей главе будут выведены некоторые основные соотношения, характеризующие работу лампы, причём, в частности, будет уделено внимание установлению зависимостей между конструктивными данными лампы и её электрическими параметрами. Это позволит более обоснованно подойти к вопросу о требованиях к усилительным лампам. Мы начнём с диода, как с простейшей лампы, а затем перейдём к лампам более сложной конфигурации.

19.2. Вывод исходных соотношений

Весь последующий анализ, относящийся к плоскостараллельной конструкции лампы, будет основываться на проводимых ниже, известных из общих курсов соотношениях:

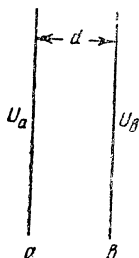
$$\mathbf{i} = \rho \frac{dx}{dt} + \varepsilon \frac{dE}{dt} \quad (19.1)$$

$$\mathbf{F} = e \mathbf{E} = km \frac{d^2x}{dt^2} \quad (19.2)$$

$$\operatorname{div} \epsilon \mathbf{E} = \rho. \quad (19.3)$$

Здесь, как и в дальнейшем в этой главе, мы для сокращения записи будем пользоваться практической системой единиц.

Первое уравнение определяет плотность полного тока i через конвекционный ток $\rho \frac{dx}{dt}$ и ток смещения $\epsilon \frac{dE}{dt}$. Второе уравнение, соответствующее закону Ньютона, даёт связь между ускорением $\frac{d^2x}{dt^2}$ и механической силой F , действующей на



электрон с массой m . Наконец, третье уравнение, представляет собой уравнение Пуассона.

Эти соотношения мы применим к системе из двух плоскостей a и b с расстоянием между плоскостями, равным d , причём будем считать, что электрическое поле E направлено перпендикулярно плоскостям (рис. 19.1).

В этом случае взамен (19.3) получим

$$\epsilon \frac{\partial E}{\partial x} = \rho. \quad (19.3')$$

Рис. 19.1. Напряжения, действующие в плоском диоде

Подставляя (19.3') в (19.1) найдём выражение для полного тока в виде

$$i = \epsilon \left[\frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t} \right] = \epsilon \frac{dE}{dt}. \quad (19.4)$$

Здесь

$$\frac{dE}{dt} = \frac{\partial E}{\partial x} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{\partial E}{\partial t}$$

представляет собой полную производную по напряжённости поля E , так как напряжённость поля является функцией как времени t , так и расстояния x .

На основании (19.4) и (19.1) можно написать^[55, 58]

$$\frac{e}{km\epsilon} i = \frac{d^3x}{dt^3}. \quad (19.5)$$

Здесь все величины выражены в практической системе единиц:

i — плотность полного тока в амперах на $см^2$;

e/m — отношение заряда электрона к массе, равное $1,77 \cdot 10^8$ кулонов на грамм;

$k = 10^{-7}$ — коэффициент пропорциональности, равный отношению дин на сантиметр к джоулям;

ε — диэлектрическая постоянная вакуума, равная в практической системе единиц $\frac{1}{36 \pi \cdot 10^{11}} = 8,85 \cdot 10^{-14}$.

Полученное весьма существенное соотношение показывает, что полный ток полностью определяется приращением ускорения, сообщаемым электроном. Следует отметить, что согласно определению полного тока в любой момент времени, величина i плотности тока в плоскости a будет точно такой же, как и величина полного тока, проходящего в этот же момент времени через плоскость b , поскольку полный ток складывается из тока смещения и тока проводимости.

19.3. Ускорение, скорость и положение электрона

Воспользуемся ур-нием (19.5) с тем, чтобы найти основные величины, характеризующие движение электронов в пространстве между рассматриваемыми нами плоскостями.

Будем считать, что пропорциональная току величина $\frac{e}{km\varepsilon} i$ складывается из постоянной и переменной составляющих

$$\frac{e}{km\varepsilon} i = I_0 + I_1 e^{i\omega t},$$

тогда

$$\frac{d^3 x}{dt^3} = \frac{e}{km\varepsilon} i = I_0 + I_1 e^{i\omega t}. \quad (19.6)$$

Интегрируя это уравнение в пределах от t_0 до t_1 , найдём величину ускорения электрона на расстоянии x от эмитирующей плоскости a для момента времени, отстоящего на $\tau = (t - t_0)$ секунд от времени вылета электрона с эмитирующей плоскости

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = I_0(t - t_0) + \frac{I_1}{i\omega} (e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0}) + \ddot{x}_0. \quad (19.7)$$

Здесь \ddot{x}_0 — ускорение электрона в момент времени t_0 . Интегрируя далее (19.7), определим скорость движения электрона в момент времени t

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} = & \frac{I_0}{2} (t - t_0)^2 + \frac{I_1}{(i\omega)^2} \left\{ e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega(t - t_0)e^{i\omega t_0} \right\} + \\ & + \ddot{x}_0(t - t_0) + \dot{x}_0 = \frac{I_0}{2} \tau^2 + \frac{I_1}{(i\omega)^2} \left\{ e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} \right\} + \\ & + \ddot{x}_0 \tau + \dot{x}_0. \end{aligned} \quad (19.8)$$

Наконец, интегрируя ещё раз, найдём положение электрона, покинувшего плоскость a в момент времени t_0 при начальной скорости \dot{x}_0

$$\begin{aligned} x = & \frac{I_0}{6} \tau^3 + \frac{I_1}{(i\omega)^3} \left\{ e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} - \right. \\ & \left. - \frac{(i\omega)^2}{2} \tau^2 e^{i\omega t_0} \right\} + \frac{\ddot{x}_0}{2} \tau^2 + \dot{x}_0 \tau. \end{aligned} \quad (19.9)$$

Полученные выражения определяют ускорение, скорость и положение электрона как функции времени пролёта τ , а также начальной скорости \dot{x}_0 и начального ускорения \ddot{x}_0 . Говоря о скоростях и ускорениях электронов, мы должны иметь в виду, что если рассматривать плоскость a , как плоскость катоды, то надо помнить, что скорости и ускорения не у всех электронов будут одинаковыми. Распределение скоростей электронов соответствует закону, близкому к закону распределения Максвелла. Преобладающая часть электронов будет обладать скоростями, мало отличающимися от некоторой средней скорости, однако, наряду с ними имеются как электроны с очень большими, так и электроны с очень малыми скоростями.

Учёт действительными распределения скоростей весьма сильно осложнил бы постановку задачи. Поэтому в дальнейшем, говоря о скоростях и ускорениях электронов, мы, специально каждый раз не оговаривая этого, будем иметь в виду средние значения скорости. Однако, полезно будет помнить о характере тех допущений, которые были нами приняты. К соотношениям, выведенным нами в этом параграфе, мы ещё вернёмся в гл. 30.

19.4. Уравнения, соответствующие случаю постоянного поля

Рассмотрим в первую очередь простейший случай, когда переменное напряжение отсутствует и в лампе действует только постоянное поле.

На основании ур-ний (19.7), (19.8) и (19.9) мы можем написать

$$\left| \frac{d^2 x}{dt^2} \right|_0 = I_0 \tau_0 + \ddot{x}_0; \quad (19.10)$$

$$\left| \frac{dx}{dt} \right|_0 = \frac{I_0}{2} \tau_0^2 + \ddot{x}_0 \tau_0 + \dot{x}_0; \quad (19.11)$$

$$|x|_0 = \frac{I_0}{6} \tau_0^3 + \frac{\ddot{x}_0}{2} \tau_0^2 + \dot{x}_0 \tau_0. \quad (19.12)$$

К этим уравнениям, определяющим ускорение, скорость и положение электрона, в случае наличия только постоянного поля, мы можем добавить уравнение для разности потенциалов.

Если обозначить потенциал в точке a через U_a , а потенциал в точке b через U_b , то мы можем выразить разность потенциалов через напряжённость поля E , действующего между плоскостями, следующим образом

$$U_b - U_a = \int_a^b E dx, \quad (19.13)$$

но согласно (19.2) и (19.10)

$$E = \frac{km}{e} \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{km}{e} (I_0 \tau_0 + \ddot{x}_0). \quad (19.14)$$

На основании (19.11) дифференциал dx будет

$$dx = \left[\frac{I_0 \tau_0^2}{2} + \ddot{x}_0 \tau_0 + \dot{x}_0 \right] dt_0. \quad (19.15)$$

Принимая во внимание два последние уравнения, мы можем переписать соотношение для разности потенциалов в следующем виде

$$\begin{aligned} \frac{e}{km} (U_b - U_a) &= \int_0^{\tau_0} (I_0 \tau_0 + \ddot{x}_0) \left(\frac{I_0 \tau_0^2}{2} + \ddot{x}_0 \tau_0 + \dot{x}_0 \right) d\tau_0 = \\ &= \frac{I_0^2}{8} \tau_0^4 + \frac{I_0 \ddot{x}_0}{2} \tau_0^3 + \left(\frac{I_0}{2} \dot{x}_0 + \frac{\dot{x}_0^2}{2} \right) \tau_0^2 + \ddot{x}_0 \dot{x}_0 \tau_0. \end{aligned} \quad (19.16)$$

19.5. Время пролёта электронов в диоде

Полученные уравнения дают возможность определить время пролёта электрона τ_0 для случая, когда на него действует только постоянное поле, а также величину постоянной составляющей тока I_0 . Не останавливаясь здесь на общем решении, которое даже в приближённом виде имеет весьма громоздкий характер, мы ограничимся только весьма важным частным случаем, соответствующим насыщенному пространственному заряду. Если в лампе имеет место пространственный заряд, то потенциал вблизи катода настолько понижается, что большая часть электронов, излучаемых катодом, либо возвращается на катод, либо остаётся в облаке пространственного заряда. На некотором расстоянии от катода, которое очень мало, появляется область минимального потенциала. В этих условиях электроны поступают на анод из облака пространственного заряда, начиная своё движение со скоростью и ускорением, очень мало отличными от нуля. Поэтому плоскость минимального потенциала можно рассматривать как плоскость, эмитирующую электроны с очень малой начальной скоростью и малым начальным ускорением. На основании сказанного мы можем в уравнениях (19.10), (19.11) и (19.16) пренебречь всеми членами, содержащими \dot{x}_0 и \ddot{x}_0 . При этом уравнения существенно упрощаются.

Так же, как и прежде, имея в виду плоскую задачу, на основании (19.10), (19.11), (19.12) и (19.16) получим

$$\left| \frac{d^2 x}{dt^2} \right|_0 = I_0 \tau_0; \quad \left| \frac{dx}{dt} \right|_0 = \frac{I_0}{2} \tau_0^2; \quad |x|_0 = \frac{I_0}{6} \tau_0^3; \quad (19.17)$$

$$U_b - U_a = \frac{km}{e} \cdot \frac{I_0^2}{8} \tau_0^4. \quad (19.18)$$

Подставляя в выражение для разности потенциалов выражение для тока I_0 из (19.17), будем иметь

$$\tau_0 = x \sqrt{\frac{9}{2} \frac{km}{e}} \cdot \frac{1}{(U_b - U_a)^{1/2}}$$

или, принимая во внимание, что $k = 10^{-7}$, а $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^8$ кулонов на грамм, находим

$$\tau_0 = 5 \cdot 10^{-8} \frac{d_{ak}}{(U_b - U_a)^{1/2}}, \quad (19.19)$$

Полученное соотношение является известным выражением для времени пролёта электронов в плоском диоде при наличии пространственного заряда. Здесь $d_{ak} = x$ представляет собой расстояние между катодом и анодом диода, выраженное в сантиметрах.

Перейдём теперь к другому, прямо противоположному случаю полного отсутствия пространственного заряда. Отсутствие пространственного заряда может иметь место при очень малом токе I_0 . Можно найти время пролёта для этого случая, если в ур-ниях (19.10) (19.12) и в ур-нии (19.16) положить $I_0 = 0$ и $\dot{x}_0 = 0$.

Разрешая уравнение относительно τ_0 , получим

$$\tau_0 = \frac{2}{3} \cdot 5 \cdot 10^{-8} \frac{d_{ak}}{(U_b - U_a)^{1/2}}. \quad (19.20)$$

Таким образом, когда в пространстве между катодом и анодом число электронов мало, время пролёта будет в полтора раза меньше, чем в случае насыщенного пространственного заряда.

19.6. Анодный ток и крутизна характеристики диода

Перейдём теперь к установлению соотношений для постоянной составляющей тока, в случае наличия пространственного заряда, используя ур-ния (19.17) и (19.18)

$$I_0 = \frac{8e}{mk} \cdot \frac{1}{6x} \cdot \frac{1}{\tau_0} (U_b - U_a).$$

Подставляя вместо τ_0 его выражение (19.19), находим

$$I_0 = \frac{8e \cdot 10^8}{30km} \frac{(U_b - U_a)^{3/2}}{x^2}.$$

Величина I_0 не равна постоянной составляющей тока i_0 , а лишь пропорциональна ей, как это следует из ур-ния (19.6)

$$i_0 = I_0 \frac{km\varepsilon}{e} = \frac{8\varepsilon}{30} \cdot 10^8 \frac{(U_b - U_a)^{3/2}}{x^2}. \quad (19.21)$$

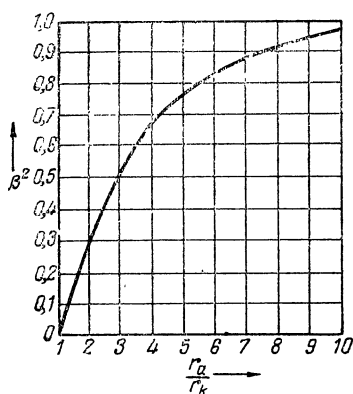


Рис. 19.2. График коэффициента β_a^2

Итак, на основании (19.21), обозначая $U = U_b - U_a$ и учитывая значение ε в практической системе единиц, получаем

$$i_0 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{U^{3/2}}{d_{ak}^2}. \quad (19.22)$$

В полученном выражении U выражено в вольтах, расстояние между катодом и анодом d_{ak} в см, а i_0 представляет собой ток в а на см^2 поверхности.

Заметим, что мы могли бы воспользоваться нашими исходными уравнениями для того, чтобы рассмотреть значительно

более общий случай, чем тот, который соответствует полученному уравнению. Однако, здесь мы делать этого не будем, но ещё вернёмся в дальнейшем к нашим исходным соотношениям, определяющим уравнения движения электронов.

Можно показать, что при цилиндрической форме электродов выражение для тока примет следующий вид

$$i_0 = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta_a^2} U^{3/2}. \quad (19.23)$$

Здесь r_a — радиус и $Q_a = 2\pi r_a l_a$ — площадь анода, а $\beta_a = \varphi\left(\frac{r_a}{r_k}\right)$ — параметр, зависящий от отношения радиуса анода к радиусу катода. График для β_a^2 приведён на рис. 19.2. При $\frac{r_a}{r_k} > 10$ $\beta_a^2 \cong 1$.

Крутизной диода в рабочей точке называют первую производную тока по напряжению $S = \frac{di_a}{dU}$, где $U = U_b - U_a$.

На основании (19.23) получим

$$S = 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_a}{r_a^2 \beta_a^2} U^{1/2} \quad (19.24)$$

или

$$S = 2,2 \cdot 10^{-5} \frac{l_a}{r_a \beta_a^2} U^{1/2}. \quad (19.25)$$

Таким образом, крутизна цилиндрического диода возрастает при увеличении длины анода l_a , при уменьшении радиуса анода r_a и при уменьшении расстояния между анодом и катодом (см. график рис. 19.2). Заметим, что l_a представляет собой действующую длину анода. При увеличении накала „действующая длина“ может возрасти, так как при слабом накале излучение концов нити невелико.

Что касается времени пролёта электронов, то в случае цилиндрического диода оно будет определяться соотношением:

$$\tau_0 = 17,3 \cdot 10^{-9} \gamma \frac{r_a}{U_a^{1/2}}. \quad (19.26)$$

Величина $\gamma = \varphi(r_a/r_k)$, входящая в это выражение, может быть определена с помощью графика.

19.7. Зависимость электрических параметров триода от его конструктивных данных

Использование результатов, полученных для диода, становится возможным, если заменить триод эквивалентным диодом.

Начнём с установления условий эквивалентности. При одновременном воздействии сеточного напряжения u_g и анодного напряжения u_a управляющее напряжение будет равно u_z . Из определения коэффициента проницаемости D следует, что напряжение u_a на аноде будет создавать такую же напряжённость электростатического поля вблизи катода, какая была бы создана напряжением на сетке, равным Du_a . Таким образом,

управляющее напряжение должно быть пропорционально $u_g + Du_a$

$$u_\Sigma = \kappa (u_g + Du_a) = \kappa \left(u_g + \frac{u_a}{\mu} \right). \quad (19.27)$$

Вводя u_Σ , мы считаем, что эта величина определяет такое же значение тока эквивалентного диода, как и одновременное воздействие напряжений u_g и u_a в случае триода. Введение коэффициента пропорциональности κ оказывается необходимым вследствие того, что в качестве анода эквивалентного диода, мы рассматриваем сетку трёхэлектродной лампы, оперируя в то же время с выражениями для эквивалентного диода, относящимися к случаю сплошного анода. При очень густой сетке мы будем иметь $\kappa = 1$. Величину κ в общем случае найдём из следующих соображений. Эмиссионный ток катода будет определяться электростатическим полем, действующим у его поверхности. Это поле, в свою очередь, будет прямо пропорционально величине заряда, наводимого на катоде.

Если потенциал катода равен нулю, а потенциалы сетки и анода триода соответственно равны u_g и u_a , то при наличии междуэлектродных ёмкостей C_{gk} и C_{ak} , индуцированный на катоде заряд определится из условия

$$q = C_{gk}u_g + C_{ak}u_a. \quad (19.28)$$

С другой стороны, если потенциал на аноде равен нулю (анод соединён с катодом), а на сетке действует напряжение $\left(u_g + \frac{u_a}{\mu} \right)$, то

$$q = C_{gk} \left(u_g + \frac{1}{\mu} u_a \right). \quad (19.29)$$

Приравнявая эти два соотношения, получим

$$\mu = \frac{C_{gk}}{C_{ak}}. \quad (19.30)$$

Представим себе теперь эквивалентный диод с сплошным анодом, имеющим потенциал μu_g . Тогда

$$q = C_\partial u_\Sigma, \quad (19.31)$$

где C_∂ — ёмкость диода.

Возвращаясь к соотношению (19.28) для триода, заметим, что если $u_a = u_g$, то поле между сеткой и катодом не будет

заметно отличаться от поля, которое получилось бы при замене сетки сплошным электродом. В этом случае мы можем приравнять (19.28) и (19.31), причём $u_{\Sigma} = u_g$. Итак, ёмкость эквивалентного диода

$$C_{\partial} = C_{gk} + C_{ak}. \quad (19.32)$$

Из (19.31) и (19.29) имеем:

$$C_{\partial} u_{\Sigma} = C_{\partial} x \left(u_g + \frac{u_a}{\mu} \right) = C_{gk} \left(u_g + \frac{u_a}{\mu} \right),$$

$$x = \frac{C_{gk}}{C_{\partial}} = \frac{C_{gk}}{C_{gk} + C_{ak}} = \frac{\mu}{\mu + 1}.$$

Таким образом,

$$x = \frac{\mu}{\mu + 1}. \quad (19.33)$$

При достаточно большом μ , $x = 1$.

Уравнение (19.27) на основании (19.33) можем написать в виде

$$u_{\Sigma} = \frac{\mu}{\mu + 1} \left[u_g + \frac{u_a}{\mu} \right] = \frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1}. \quad (19.34)$$

Учитывая изложенное для тока в цепи катода $i_k = i_a + i_g$ в случае цилиндрических электродов, можно написать на основании (19.23)

$$i_k = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a\partial}}{r_g^2 \beta^2} \left[\frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1} \right]^{3/2}. \quad (19.35)$$

Здесь $Q_{a\partial} = 2\pi r_g l_g$ поверхность анода эквивалентного диода, т. е. фактическая боковая поверхность сетки, а

$$\beta = \varphi \left(\frac{r_g}{r_k} \right).$$

Величина β , как и прежде, определяется графиком (рис. 19.2).

При малой величине тока сетки, что обычно для высокочастотных ступеней $i_k = i_a$. Тогда

$$i_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a\partial}}{r_g^2 \beta^2} \left[\frac{\mu u_g + u_a}{\mu + 1} \right]^{3/2}. \quad (19.36)$$

Переходим теперь к параметрам триода, начиная с крутизны S

$$S = \frac{di_a}{du_g} = {}^{3/2} \cdot 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a\alpha} \cdot \mu}{r_g^2 \beta^2} \frac{(\mu u_g + u_a)^{1/2}}{(\mu + 1)^{3/2}} \quad (19.37)$$

или

$$S = 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a\alpha} \cdot \mu}{r_g^2 \beta^2} \frac{(\mu u_g + u_a)^{1/2}}{(\mu + 1)^{3/2}}. \quad (19.38)$$

В случае, когда $\mu \gg 1$ и нагрузка, стоящая в анодной цепи лампы имеет сопротивление, малое по сравнению с R_p , для S получаем следующее упрощённое выражение

$$S \approx 3,5 \cdot 10^{-6} \frac{Q_{a\alpha}}{r_g^2 \beta^2} u_g^{1/2}, \quad (19.39)$$

т. е. при выбранном режиме

$$S \equiv \frac{Q_{a\alpha}}{r_g^2 \beta^2}. \quad (19.40)$$

Таким образом, в случае триодов зависимость крутизны характеристики от конструктивных данных лампы имеет тот же характер, что и в случае диода, с той лишь разницей, что здесь определяющими являются конструктивные размеры сетки. Учитывая, что $Q_{a\alpha} = 2\pi r_g l_g$, получаем, что S растёт прямо пропорционально отношению длины сетки l_g к её радиусу r_g и, кроме того, возрастает при уменьшении расстояния между сеткой и катодом

$$S \equiv \frac{l_g}{r_g} \frac{1}{\left[\beta \left(\frac{r_g}{r_k} \right) \right]}. \quad (19.41)$$

Более сложной зависимостью от конструктивных данных характеризуется усилительная постоянная лампы μ . Вычисление величины μ может быть выполнено на основе подсчёта изменения анодного ΔU_a и сеточного ΔU_g потенциалов, которые будут создавать одинаковые изменения электростатического поля вблизи поверхности катода. Из самого определения усилительной постоянной следует, что μ будет равно отношению ΔU_a к ΔU_g . Решение этой электростатической задачи может быть выполнено без учёта влияния пространственного заряда, так как при больших U_a пространственный заряд, расположенный в непосредственной близости к катоду, исказит, примерно,

в одинаковой степени как поле, вызванное зарядом сетки, так и поле, вызванное зарядом анода. При этих условиях величину μ можно определить, исследуя характер электростатического поля при ненакалённом катоде. Задачи подобного рода часто решают, пользуясь методом конформного отображения.

Действительная картина поля при наличии отрицательно заряженной сетки имеет достаточно сложный характер. Рассмотрение траекторий электронов показывает, что поток электронов, проходя между витками сетки, сжимается и электроны попадают не на всю поверхность анода, а лишь на определённые его участки.

Учёт всех этих обстоятельств в полной форме является слишком сложным для расчёта, и потому различными авторами, исследовавшими этот вопрос, были сделаны различные упрощения. В связи с этим и полученные расчётные формулы для μ дают различную степень точности.

Простейшими формулами для определения μ являются формулы, выведенные для случая, когда радиус провода сетки ρ мал по сравнению с расстоянием между проводами.

Для плоских электродов будет иметь место следующее соотношение:

$$\mu = \frac{2 \pi n d_{ga}}{\ln \left(\frac{1}{2 \pi n \rho} \right)}. \quad (19.42)$$

Для цилиндрических электродов

$$\mu = \frac{2 \pi n d_{ga} \cdot \frac{r_g}{r_a}}{\ln \left(\frac{1}{2 \pi n \rho} \right)}. \quad (19.43)$$

В этих соотношениях d_{ga} — расстояние между сеткой и катодом, а n — число проводов сетки на единицу длины.

Приведём также более точные формулы, свободные от указанного выше ограничения. Эти формулы имеют следующий вид:

$$\mu = \frac{2 \pi n d_{ga} - \ln \operatorname{ch} (2 \pi n \rho)}{\ln \operatorname{cth} (2 \pi n \rho)}, \quad (19.44)$$

$$\mu = \frac{2 \pi n r_g \ln \left(\frac{r_a}{r_g} \right) - \ln \operatorname{ch} (2 \pi n \rho)}{\ln \operatorname{cth} 2 \pi n \rho}. \quad (19.45)$$

Первая из этих формул относится к плоским электродам, вторая — к цилиндрическим электродам.

Второй член числителя обычно не имеет существенного значения. Отбрасывая его и переходя от натуральных логарифмов к десятичным, получим:

$$\mu = 2,7 \frac{nd_{ga}}{\lg[\operatorname{cth}(2\pi n\rho)]}. \quad (19.46)$$

$$\mu = 2\pi nr_g \frac{\lg\left(\frac{r_a}{r_g}\right)}{\lg[\operatorname{cth}(2\pi n\rho)]}. \quad (19.47)$$

Рассмотрение соотношения (19.46), относящегося к плоским электродам, показывает, что усилительная постоянная лампы μ возрастает при увеличении d_{ga} , ρ и n , причём наиболее резко влияет величина n , характеризующая густоту сетки. Для рассмотренного случая плоских электродов, расстояние между катодом и сеткой не влияет на величину μ .

В случае лампы с цилиндрическими электродами μ также возрастает при увеличении n и ρ и, кроме того, зависит от отношения r_a/r_g . При $r_a/r_g = e$ величина μ имеет максимальное значение. Таким образом, чтобы μ было наибольшим, должно иметь место условие

$$r_g = \frac{r_a}{e} \approx 0,37 r_a. \quad (19.48)$$

Влияние конструктивных данных на внутреннее сопротивление триода $R_i = \frac{\mu}{S}$ можно установить, основываясь на данных, относящихся к рассмотренным выше параметрам S и μ . Таким образом, материал настоящего параграфа даёт возможность установить, как зависят электрические параметры лампы от её конструктивных данных.

19.8. Многоэлектродные лампы

Рассмотрение работы многоэлектродных ламп удобно производить, заменяя их эквивалентными лампами более простого типа, аналогично тому, как это было сделано при переходе от триода к эквивалентному диоду.

Пусть лампа имеет p сеток. Тогда

$$i_a = \varphi(u_a, u_{g1}, u_{g2}, \dots, u_{gp}). \quad (19.49)$$

Приращение анодного тока будет равно

$$di_a = \frac{\partial i_a}{\partial u_a} \cdot dU_a + \frac{\partial i_a}{\partial u_{g1}} dU_{g1} + \frac{\partial i_a}{\partial u_{g2}} dU_{g2} + \dots$$

Здесь

$$\frac{\partial i_a}{\partial u_a} = \frac{1}{R_i}; \quad \frac{\partial i_a}{\partial u_{g1}} = S_{g1}; \quad \frac{\partial i_a}{\partial u_{g2}} = S_{g2} \dots \text{и т. п.}$$

При $i_a = \text{const}$ и постоянстве всех напряжений, кроме u_a и u_{g1}

$$\frac{du_a}{du_{g1}} = S_{g1} \cdot R_i.$$

Назовём эту величину усилительной постоянной лампы по первой сетке и обозначим её через μ_{g1} .

Таким образом,

$$\mu_{g1} = S_{g1} \cdot R_i.$$

Аналогично:

$$\mu_{g2} = S_{g2} \cdot R_i,$$

$$\mu_{g3} = S_{g3} \cdot R_i$$

...

...

$$\mu_{gp} = S_{gp} \cdot R_i.$$

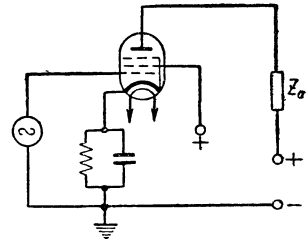


Рис. 19.3. Схема включения пентода

Подобным же образом можно определить параметры и по всем сеткам.

При использовании многоэлектродных ламп удобно рассматривать их работу, вводя эквивалентный триод. В качестве примера такого перехода рассмотрим пентод, включённый в соответствии со схемой рис. 19.3.

Так как здесь $u_{g3} = \text{const}$ и $u_{g2} = \text{const}$,
то

$$di_a = R_i du_a + S_{g1} du_{g1}. \quad (19.50)$$

Вводя теперь эквивалентный триод, мы получим, что внутреннее сопротивление будет равно R_i , а крутизна характеристики S и усилительная постоянная μ будут соответственно равны

$$S = S_{g1} \text{ и } \mu = \mu_{g1} = S \cdot R_i.$$

19.9. Теорема подобия для ламп

Рассмотренный в предыдущих параграфах материал даёт возможность установить зависимость между геометрическими размерами электродов лампы и её электрическими параметрами.

Представим себе, что все геометрические размеры лампы уменьшены одинаковым образом в m раз. Из соотношений (19.43) и (19.45) мы имеем, что величина μ не изменяет свою величину при одинаковом изменении всех геометрических размеров лампы. В самом деле, так как n есть число проводов сетки на единицу длины (например, на сантиметр), то при уменьшении всех размеров в m раз

$$nd_{ga} = \text{const}; \quad nr_g = \text{const}; \quad np = \text{const}.$$

Таким образом, величина усилительной постоянной лампы μ останется неизменной. Из соотношений (19.37), (19.35) и (19.36) следует, что и крутизна характеристики S , а также величина токов электродов, при сделанных предположениях не меняются по величине. Учитывая, что $R_i = \frac{\mu}{S}$, мы можем заключить, что и внутреннее сопротивление лампы при одинаковом уменьшении всех размеров остаётся неизменным.

Время пролёта электронов сокращается в m раз вследствие уменьшения длины пути.

Так как мощность, рассеиваемая на аноде $P_{a\text{ макс}}$, пропорциональна площади анода, то $P_{a\text{ макс}}$ уменьшается в m^2 раз. Наконец, вес лампы уменьшается в m^3 раз.

Таким образом, мы можем считать доказанной следующую, весьма важную, теорему подобия.

Если все линейные размеры элементов лампы будут уменьшены в некоторое число раз, равное m , то токи всех электродов, усилительная постоянная лампы μ , крутизна характеристики лампы S и внутреннее сопротивление R_i не изменяются по своей величине. В то же время индуктивности и ёмкости вводов электродов, междueleктродные ёмкости лампы и время пролёта электронов уменьшаются в m раз. Сопротивление вводов для постоянного тока возрастает в m раз, однако, активное их сопротивление для переменного тока обычно возрастает на меньшую величину. Допустимое рассеяние на аноде и допустимый эмиссионный ток уменьшаются в m^2 раз, в то время, как плотность тока, идущего через вводы, возрастает в m^2 раз. В отношении своих физических данных лампа по всем своим размерам уменьшается в m раз, а по весу в m^3 раз.

Из сказанного вполне очевидна целесообразность применения ламп малых габаритов на высоких радиочастотах. Одним из типов таких ламп являются лампы-жёлуди.

19.10. Требования, предъявляемые к усилительным лампам

Имеющийся технический опыт показывает, что по мере повышения рабочей частоты возникает необходимость в установлении всё более жёстких требований к качеству ламп.

При оценке общих качеств усилительных ламп приходится принимать во внимание перечисленные ниже обстоятельства.

а) Параметры, определяющие основные рабочие качества ламп. Для ламп, предназначенных для усиления электрических колебаний на радиочастотах, такими параметрами будут

$\frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}$ и $\frac{S}{C_{ag}}$. Как будет видно из дальнейшего, величина

$\frac{S}{C_{вх} + C_{вых}}$ в ряде случаев определяет собой усилительные

свойства лампы; что касается отношения $\frac{S}{C_{ag}}$, то оно характеризует стабильность работы усилителя в отношении паразитных связей через ёмкость C_{ag} .

б) Величина разброса по параметрам. Если для всякой системы важна не только величина параметров, характеризующих систему, но и степень постоянства этих параметров, то для усилительных ламп это обстоятельство должно быть подчеркнуто с особой силой. При большом числе усилительных ступеней даже сравнительно небольшое отклонение от среднего значения параметра для каждой из ламп может привести к весьма существенным общим изменениям в работе приёмника. Поэтому может оказаться, что при значительном разбросе по параметрам лампы не смогут быть практически использованы в схеме несмотря на то, что их данные сами по себе очень хороши. Для усилительных ламп, применяемых в высокочастотных усилителях, наиболее важна величина разброса по крутизне и по междуэлектродным ёмкостям. Для хороших ламп разброс по суммарной ёмкости $C_{вх} + C_{вых}$ составляет всего величину порядка 3%/о.

в) Малый уровень собственных шумов. Это очень важное обстоятельство имеет наибольшее значение для ламп, используемых в первых ступенях приёмника (см. гл. 8). Уровень шумов может характеризоваться эквивалентным шумовым сопротивлением $R_{шк}$.

г) Экономичность, что особо существенно для ламп, питаемых от батарей. Экономичность ламп по накалу может быть охарактеризована величиной $\frac{S}{P_f}$, где P_f — мощность, потребляемая на накал. Экономичность по анодной цепи в значительной степени зависит от режима лампы.

д) Длительный срок службы (> 1000—1500 часов).

е) Отсутствие микрофонного эффекта.

ж) Механическая прочность и надёжность конструкции, небольшие габариты, удобство цоколёвки.

Лампы, работающие на ультравысоких частотах, будут характеризоваться следующими дополнительными факторами:

з) Минимальная величина времени пролёта электронов и связанная с этим малая величина входной проводимости.

и) Малая величина междуэлектродных ёмкостей и индуктивностей вводов.

Уже из того материала, который был изложен в настоящей главе, видно, что одновременное выполнение требований в отношении достижения высокого качества по всем перечисленным выше пунктам является весьма затруднительным. Так например, трудно совместить большую крутизну ламп с малой величиной разброса по параметрам. Однако, в пределах возможного к этому следует стремиться, так как степень выполнения этих требований существенно влияет на работу всего приёмного устройства в целом. Мы ограничимся приведёнными общими замечаниями в этом направлении, так как рассмотрение конкретных конструкций ламп не входит в задачи настоящей книги.

Литература: 8, 34, 43.

ОБЩИЕ МЕТОДЫ АНАЛИЗА УСИЛИТЕЛЬНЫХ СХЕМ

20.1. Вводные замечания

При анализе схем на низких радиочастотах усилительная лампа обычно заменяется либо генератором тока, либо генератором напряжения, работающими на анодную нагрузку. При таком рассмотрении вопроса мы, однако, не учитываем ни влияния входной проводимости на работу усилителя, ни влияния проводимости между анодом и управляющей сеткой, что, очевидно, можно делать только в случаях, когда не используются достаточно высокие частоты. Применение в настоящее время усилителей на частотах сигнала вплоть до 3000 мГц,

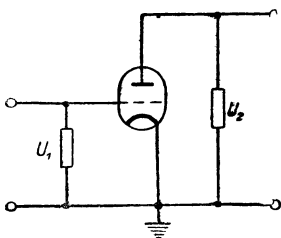


Рис. 20.1. Схема с заземлённым катодом

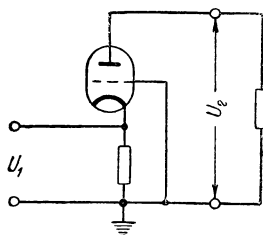


Рис. 20.2. Схема с заземлённой сеткой

а на промежуточной частоте вплоть до 200 мГц вызывает необходимость исходить при анализе из полной эквивалентной схемы усилительной ступени, в которой указанные выше факторы будут учтены.

Усилительную лампу можно представить в виде четырёх-полюсника, в котором входная и выходная цепи имеют общую точку. В зависимости от того, какой из электродов выбирается в качестве этой общей точки мы получим следующие три основных вида схем усилительной ступени: схему с заземлённым катодом (рис. 20.1), схему с заземлённой сеткой (рис. 20.2)

или, наконец, схему с заземлённым анодом (рис. 20.3), которую чаще называют схемой с катодной нагрузкой.

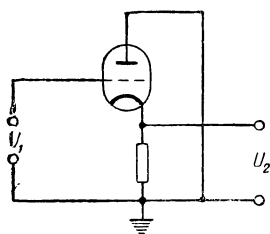


Рис. 20.3. Схема с заземлённым анодом

В настоящей главе мы разберём только вопросы, относящиеся к первым двум схемам, так как схемы с заземлённым анодом не находят себе широкого применения в усилителях высокой и промежуточной частоты.

20.2. Эквивалентный генератор эдс и эквивалентный генератор тока

Анализ усилительных ступеней значительно упрощается, если представить схему в таком виде, чтобы лампа была заменена в ней эквивалентным генератором. Заменяя принципиальную схему эквивалентной, можно воспользоваться либо генератором эдс, либо генератором тока. Мы начнём с рассмотрения первого из этих случаев, который является более

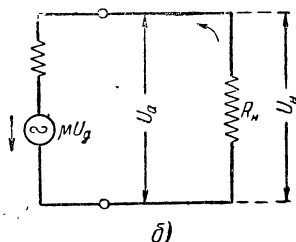
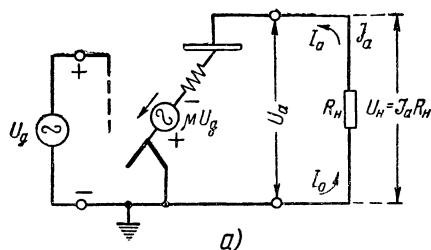


Рис. 20.4. Генератор μU_g . Положительное направление совпадает с направлением постоянного тока

привычным. При этом во всём настоящем параграфе мы ограничимся упрощённой эквивалентной схемой, относящейся только к анодной цепи лампы, имея пока в виду случай низких радиочастот.

Наряду с широко распространённой эквивалентной схемой рис. 20.4 находит применение также и схема рис. 20.5.

Если для принципиальной схемы рис. 20.6 воспользоваться первой из указанных эквивалентных схем, то электродвижущая сила μU_g будет действовать от катода к аноду, а векторная диаграмма примет вид, показанный на рис. 20.7. В то же время, если для той же принципиальной схемы вос-

пользоваться эквивалентной схемой рис. 20.5, то мы должны будем считать, что электродвижущая сила $-\mu U_g$ действует от анода к катоду, а векторная диаграмма соответствует рис. 20.8. Ввиду того, что для усилителей вопрос об эквивалентной схеме имеет фундаментальное значение, следует уста-

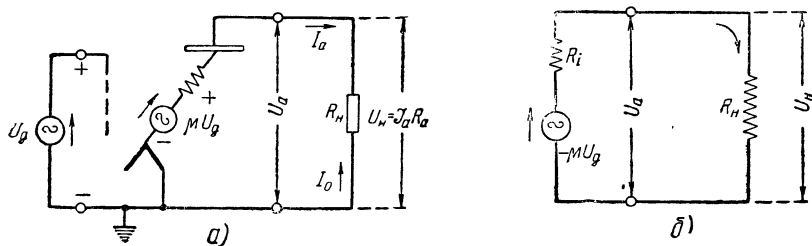


Рис. 20.5. Генератор $-\mu U_g$. Положительное направление } противоположно
направлению постоянного тока! }

новить, при каких предположениях верны эти схемы, и решить вопрос о том, какой из этих схем мы будем пользоваться в дальнейшем.

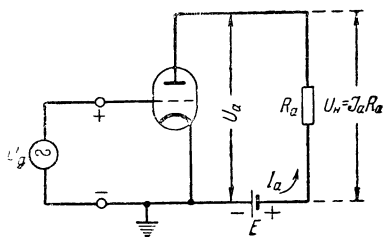


Рис. 20.6. Схема включения лампы

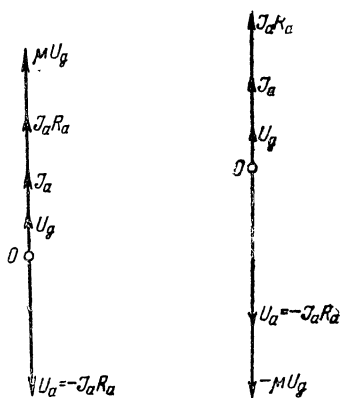


Рис. 20.7. Векторная диаграмма для рис. 20.4



Рис. 20.8. Векторная диаграмма для схемы рис. 20.5

Для схемы рис. 20.5 положительное направление анодного тока I_a соответствует направлению, противоположному постоянному току. При этом мы должны писать

$$I_a = \frac{-\mu U_g}{R_i + R_a}; \quad U_a = -U_n. \quad (20.1)$$

Но так как напряжение на нагрузке $U_n = I_a R_a$, то мы приходим к тому, что $U_a = -I_a R_a$. Соотношение $U_a = -I_a R_a$ показывает, что напряжение на аноде и анодный ток сдвинуты по фазе на 180° . А так как анодный ток и напряжение на сетке находятся в фазе, то напряжение на аноде сдвинуто на 180° относительно напряжения на управляющей сетке. Таким образом, в эквивалентной схеме рис. 20.5 за положительное направление тока выбрано такое, которое обеспечивает те же фазовые соотношения, какие имеют место и в действительной схеме. Поэтому в этом отношении всё обстоит благополучно. Однако, здесь мы сталкиваемся с другим затруднением. Соотношение $U_a = -I_a R_a$, вполне естественное для принципиальной схемы, в которой источником напряжения служит батарея, становится неестественным применительно к эквивалентной схеме рис. 20.5, в которой эта батарея отброшена. В самом деле, U_a и U_n представляют собой одно и то же напряжение, и знак минус, который здесь появляется, представляется непонятным.

Если помнить о том, что эквивалентная схема, которая составляется для анодной цепи лампы, относится только к переменным составляющим, то мы сможем заменить лампу эквивалентным генератором с эдс $+ \mu U_g$ и с внутренним сопротивлением R_i , как это показано на рис. 20.4. Здесь положительное направление для переменной составляющей анодного тока будет противоположно направлению для предыдущей схемы, и мы должны будем писать $U_n = I_a R_a$ без знака минус перед правой частью. При этом удастся избежать затруднений, которые возникали в случае предыдущей схемы. Надо только иметь в виду, что величина $U_a = U_n$ в схеме рис. 20.4 представляет собой напряжение, действующее на нагрузке или на выходных зажимах эквивалентного генератора.

Что же касается напряжения между анодом и катодом, которое иногда для краткости называют просто напряжением на аноде, то оно будет равно разности между напряжением батареи и напряжением на нагрузке и, следовательно, будет в противофазе с последним. Таким образом, фазовые соотношения оказываются такими же, как и в предыдущей схеме.

Соображения, которые были изложены применительно к схеме с генератором эдс, могут быть распространены и на схемы, в которых используются генераторы тока (рис. 20.9). В подобных схемах лампа заменяется источником, создающим независимо от величины нагрузки, один и тот же переменный ток, равный току короткого замыкания. При этом внутреннее сопротивление генератора оказывается включённым параллельно выходным зажимам. Легко убедиться в том, что схема

рис. 20.9 эквивалентна схеме рис. 20.4. В самом деле, в первой из них напряжение на внешней нагрузке будет равно

$$U_n = \mu U_g \frac{Z_n}{R_i + Z_n}. \quad (20,2)$$

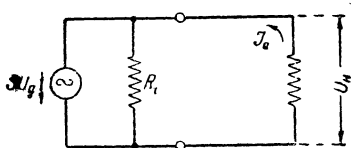


Рис. 20.9. Генератор тока $+SU_g$

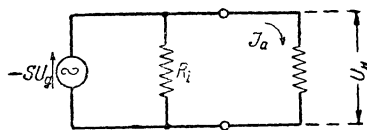


Рис. 20.10. Генератор тока $-SU_g$

Во второй

$$U_n = I_a \frac{Z_n R_i}{R_i + Z_n} = SU_g \frac{R_i Z_n}{R_i + Z_n}$$

или, так как $\mu = SR_i$

$$U_n = \mu U_g \frac{Z_n}{R_i + Z_n}. \quad (20,3)$$

В некоторых работах пользуются также схемой генератора тока, показанной на рис. 20.10, которая с точки зрения распределения знаков аналогична схеме рис. 20.5. В дальнейшем мы всюду будем пользоваться теми схемами, которые показаны на рис. 20.4 и 20.9, т. е. будем считать лампу эквивалентной генератору эдс $+\mu U_g$ и генератору тока $+SU_g$.

20.3. Применение метода узловых напряжений к выводу характеристических уравнений

Решение всех задач, относящихся к усилителям сверхвысоких частот, легко может быть получено, если известны характеристические уравнения системы, т. е. уравнения, связывающие входной и выходной ток с входным и выходным напряжением через параметры системы. Таким образом, вопрос об анализе усилительной системы в значительной степени сводится к разработке простого и эффективного метода сос-

тавления характеристических уравнений, так как из этих уравнений почти автоматически получаются все результаты, необходимые для технического расчёта.

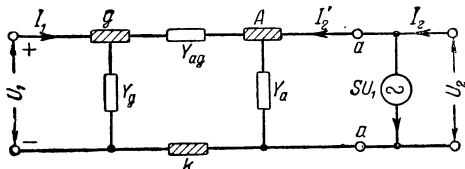


Рис. 20.11. Полная эквивалентная схема лампы с заземлённым катодом

Тогда для лампы с заземлённым катодом эквивалентная схема может быть представлена в виде рис. 20.11. Обозначая проводимость внешней цепи, включённой в цепь сетки, через Y_1 и проводимость включённой в цепь анода через Y_n , мы можем перейти к схеме рис. 20.12.

Изобразим схему с заземлённым катодом в виде рис. 20.11.

Тогда в соответствии с изложенным в параграфе 10.5 для этой схемы

$$\begin{aligned} Y_{11}U_1 - Y_{12}U_2 &= I, \\ -Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 &= -SU_1. \end{aligned} \quad (20,4)$$

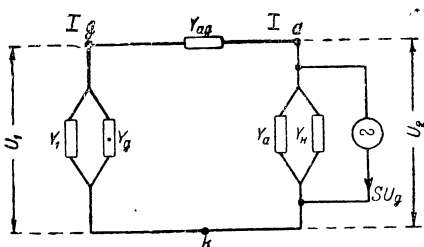


Рис. 20.12. Узлы и ветви эквивалентной схемы для лампы с заземлённым катодом

Здесь I — суммарный ток, „втекающий“ извне в узел g

$$Y_{11} = Y_1 + Y_g + Y_{ga}; \quad Y_{12} = Y_{21} = Y_{ga}; \quad Y_{22} = Y_n + Y_a + Y_{ga}.$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} (Y_1 + Y_g + Y_{ga})U_1 - Y_{ga}U_2 &= I, \\ (S - Y_{ga})U_1 + (Y_n + Y_a + Y_{ga})U_2 &= 0. \end{aligned} \quad (20,5)$$

Возвратимся теперь к исходной схеме рис. 20.11.

Напряжение U_2 , действующее в схеме четырёхполюсника, представляет собой напряжение источника, которое, будучи приложено извне между выходными зажимами, даст выходной ток I_2 .

Падение напряжения на нагрузке U_n , включённой между выходными зажимами, при том же направлении тока будет иметь противоположный знак, т. е. $U_n = -U_2$.

Следовательно,

$$I_2 = U_n Y_n = -U_2 Y_n. \quad (20,6)$$

Кроме того, как это видно из сопоставления схем рис. 20.11 и 20.12, $I_1 = I - Y_1 U_1$. Подставляя эти значения I_1 и I_2 в (20.5), получим:

$$(Y_g + Y_{ga})U_1 - Y_{ga}U_2 = I_1,$$

$$(S - Y_{ga})U_1 + (Y_a + Y_{ga})U_2 = I_2. \quad (20,7)$$

Найденные уравнения, являющиеся характеристическими уравнениями, дают возможность получить все необходимые соотношения для схемы усилителя с заземлённым катодом. Они позволяют, в частности, решить вопрос о входном и выходном сопротивлении лампы и о её усилительных данных. Эти соотношения, имеющие достаточно общий характер, остаются справедливыми в широком диапазоне частот, включая сюда и ультравысокие частоты. В некоторых частных случаях полученные соотношения могут быть упрощены. Не останавливаясь здесь на всех вопросах, которые вытекают из изучения характеристических уравнений, перейдём к уравнениям для входной проводимости лампы с заземлённым катодом.

20.4. Входная проводимость и входное сопротивление усилителя с заземлённым катодом

Согласно определению входная проводимость представляет собой отношение входного тока к входному напряжению. Поэтому согласно (20.7)

$$Y_{ex} = \frac{I_1}{U_1} = Y_g + Y_{ga} \left(1 - \frac{U_2}{U_1} \right). \quad (20,8)$$

Если мы назовём коэффициентом усиления усилителя K

отношение $\frac{U_n}{U_1}$, то, учитывая, что $U_n = -U_2$, получим

$$K = -\frac{U_2}{U_1}. \quad (20.9)$$

Поэтому (23.8) примет вид

$$Y_{ax} = Y_g + Y_{ga}(1 + K). \quad (20.10)$$

Можно считать, что проводимость Y_{ga} представляет собой проводимость через ёмкость C_{ag} , т. е. $Y_{ga} = i\omega C_{ga}$. Что касается проводимости Y_g , то она в общем случае представляет собой сумму проводимостей следующего вида

$$Y_g = Y_{C_{gk}} + Y_{\Omega} + Y_{ig} + Y_L + Y_{\tau}. \quad (20.11)$$

Здесь: $Y_{C_{gk}}$ —проводимость ёмкости сетка—катод;

Y_{Ω} —проводимость вследствие несовершенства изоляции цоколя лампы, ламповой панели и т. д.;

Y_{ig} —проводимость за счёт токов сетки;

Y_L —проводимость, вызванная обратными связями за счёт индуктивностей и взаимоиндукций вводов;

Y_{τ} —проводимость, обусловленная инерцией электронов.

Величина Y_{ig} обусловлена наличием ионных и электронных сеточных токов. Для усилителей радиочастоты, работающих в нормальном режиме, этой составляющей можно пренебречь. Величина Y_{Ω} для современных ламп, использующих материалы высокого качества, также достаточно мала.

Что касается последних двух составляющих, то они имеют существенное значение только на ультравысоких частотах и к их рассмотрению мы ещё вернёмся в гл. 30, которая посвящена вопросу о входной проводимости ламп на увч. Ограничиваясь в настоящей главе вопросом о входной проводимости на низких радиочастотах рассмотрим значение Y_{ax} для этого случая.

Имеем

$$Y_g = Y_{C_{gk}} = i\omega C_{gk}; \quad Y_{ga} = i\omega C_{ga}.$$

Таким образом, на основании (20.11)

$$Y_{ax} = Y_g + Y_{ga}(1 + K) = i\omega [C_{gk} + C_{ga}(1 + K)]. \quad (20.12)$$

Согласно соотношению (20.19) следующего параграфа

$$K = \frac{\mu}{1 + R_i Y_n} = \frac{\mu}{1 + \frac{R_i}{Z_n}}.$$

Следовательно,

$$Y_{sx} = i\omega \left[C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \frac{\mu}{1 + R_i Y_n} \right) \right]. \quad (20.13)$$

Рассмотрим полученное соотношение.

Комплексная проводимость анодной нагрузки Y_n равна (20.14)

$$Y_n = G_a + i X_a,$$

поэтому

$$Y_{sx} = i\omega \left[C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \frac{\mu}{1 + R_i G_a + i R_i X_a} \right) \right] = i\omega \left[C_{gk} + C_{ga} \left(1 + \mu \frac{1 + R_i G_a}{(1 + R_i G_a)^2 + R_i^2 X_a^2} \right) \right] + \omega C_{ga} \frac{\mu R_i X_a}{(1 + R_i G_a)^2 + R_i^2 X_a^2}. \quad (20.14)$$

Из вида этого соотношения можно заключить, что входная проводимость имеет ёмкостную и активную компоненты

$$Y_{sx} = i\omega C_{sx} + G_{sx}, \quad (20.15)$$

где

$$C_{sx} = G_{gk} + C_{ga} \left(1 + \mu \frac{1 + G_a R_i}{(1 + R_i G_a)^2 + R_i^2 X_a^2} \right), \quad (20.16)$$

$$G_{sx} = \omega C_{ga} \mu R_i \frac{X_a}{(1 + R_i G_a)^2 + R_i^2 X_a^2}. \quad (20.17)$$

Таким образом, соотношения для активной и реактивной составляющей входной проводимости при использовании данного метода анализа получаются достаточно простым путём.

Увеличение входной ёмкости лампы в „горячем состоянии“ объясняется тем, что при работающей лампе на ёмкости C_{ga} действует большое переменное напряжение, несколько превышающее напряжение на аноде ($U_{ga} = U_a + U_g$). При этом через

ёмкость C_{ga} идёт ток $I_{ga} = U_{ga} i \omega C_{ga}$ значительно увеличивающий общий ток во входной цепи ($I_{gx} = I_{gk} + I_{ga}$). В рассматриваемом случае активной анодной нагрузки ток имеет чисто ёмкостный характер. Таким образом, сдвиг по фазе между током I_{gx} и напряжением U_g во входной цепи получается такой же, как если бы вместо работающей лампы стояла эквивалентная ёмкость C_{gx} . Величина тока I_{gx} может быть значительно больше тока I_{gk} через ёмкость сетка — катод, что говорит о том, что эта эквивалентная ёмкость превышает ёмкость C_{gk} .

Рассмотрение соотношений (20.16) и (20.17) показывает, что при изменении сопротивления анодной нагрузки как входная ёмкость C_{gx} , так и входная активная проводимость G_{gx} изменяются. Для работы усилителя особое значение может иметь изменение величины G_{gx} . При ёмкостной нагрузке в анодной цепи реактивная проводимость X_a будет по знаку положительна.

В самом деле, здесь $Y_n = G_a + iX_a = G_a + i \omega C_g$, т. е. $X_a > 0$. Поэтому и активная составляющая входной проводимости согласно (20.17) будет положительна. При индуктивной же нагрузке $X_a < 0$ и величина G_{gx} — отрицательна. При определённых условиях это обстоятельство может привести к самовозбуждению усилителя.

20.5. Усиление лампы с заземлённым катодом

Остановимся теперь на вопросе об усилительных способностях схемы рассматриваемого вида.

Вернёмся ко второму соотношению (20.7)

$$I_2 = (S - Y_{ga})U_1 + (Y_a + Y_{ga})U_2.$$

Коэффициент усиления системы в соответствии с (20.9) равен $K = -\frac{U_2}{U_1}$. Но если через Y_n обозначить проводимость нагрузки, подключённой к выходным зажимам, $Y_n = \frac{I_2}{U_n}$, то $I_2 = -U_2 Y_n$. Поэтому на основании (20.7)

$$K = \frac{S - Y_{ga}}{Y_n + Y_a + Y_{ga}}. \quad (20.18)$$

В схемах с заземлённым катодом в качестве усилительной лампы обычно используется пентод вч, для которого Y_{ga} очень мало. Если учесть это, то можно принять

$$K = \frac{S}{Y_n + Y_a} = \frac{\mu}{1 + R_i Y_n} \quad (20.19)$$

Величина Y_n будет зависеть от вида используемой нагрузки.

20.6. Анализ усилителя с заземлённым катодом на основе метода активного четырёхполюсника

Для того, чтобы сравнить ход анализа на основе метода активного четырёхполюсника с рассмотренным выше методом узловых напряжений, мы вернёмся ещё раз к вопросам вывода характеристических уравнений системы и рассмотрим снова схему рис. 20.11. Из этой схемы видно, что лампа может рассматриваться как четырёхполюсник, входная и выходная цепь которого в качестве общей точки имеют катод. Поскольку в анодной цепи лампы действует эквивалентный генератор эдс или тока, лампа должна рассматриваться как четырёхполюсник, содержащий источники энергии, т. е. активный четырёхполюсник. Как видно из рис. 20.11, мы будем пользоваться схемой с эквивалентным генератором тока. Переходя к анализу нашей схемы, рассмотрим в первую очередь пассивный четырёхполюсник, включённый между точками aa и bb . Этот четырёхполюсник изображён отдельно на рис. 20.13.

Как видно из чертежа, I_1' и U_1 представляют собой входной ток и входное напряжение, а I_2' и U_2 — выходной ток и выходное напряжение.

Из сопоставления рис. 20.11 и 20.13 следует, что $I_1 = I_1'$ и $I_2 = I_2' + S U_1$.

Из теории четырёхполюсников известно, что входной и выходной ток для схемы рис. 20.13 могут быть выражены через входное и выходное напряжение с помощью следующих соотношений:

$$\left. \begin{aligned} I_1' &= Y_{11} U_1 + Y_{12} U_2 \\ I_2' &= Y_{21} U_1 + Y_{22} U_2 \end{aligned} \right\} \quad (20.20)$$

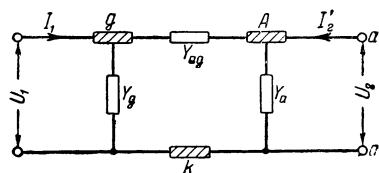


Рис. 20.13. Пассивный четырёхполюсник схемы рис. 20.11

где величины Y_{11} , Y_{12} , Y_{21} и Y_{22} имеют размерность проводимостей. Выясним, что представляют собой указанные величины. Замыкая выходные зажимы, мы на основании рис. 20.13 получим:

$$I_1' = (Y_g + Y_{ga}) U_1,$$

$$I_2' = -Y_{ga} U_1.$$

В последнем равенстве знак „—“ обусловлен тем, что ток, вызванный входным напряжением U_1 , будет иметь знак, противоположный току, вызываемому выходным напряжением U_2 . Но, с другой стороны, согласно (20.20) при замкнутом выходе, когда $U_2 = 0$, имеем:

$$I_1' = Y_{11} U_1; I_2' = Y_{21} U_1.$$

Отсюда

$$Y_{11} = Y_g + Y_{ga}. \quad (20.21)$$

$$Y_{21} = -Y_{ga}. \quad (20.22)$$

Аналогично, замыкая входные зажимы и прикладывая напряжение U_2 со стороны выхода, получим:

$$I_1' = -Y_{ag} U_2; I_2' = (Y_{ga} + Y_a) U_2,$$

откуда:

$$Y_{12} = -Y_{ag}, \quad (20.23)$$

$$Y_{22} = Y_{ag} + Y_a. \quad (20.24)$$

Таким образом, соотношения (20.20) можно переписать в виде:

$$I_1' = (Y_g + Y_{ga}) U_1 - Y_{ga} U_2.$$

$$I_2' = -Y_{ga} U_1 + (Y_a + Y_{ga}) U_2. \quad (20.25)$$

Переходя теперь к полной схеме рис. 20.11 и замечая, что

$I_1 = I_1'$ и $I_2 = S U_1 + I_2'$, находим:

$$\begin{aligned} I_1 &= (Y_g + Y_a) U_1 - Y_{ga} U_2, \\ I_2 &= (S - Y_{ga}) U_1 + (Y_a + Y_{ga}) U_2. \end{aligned} \quad (20.26)$$

Полученные соотношения полностью совпадают с характеристическими уравнениями (20.7), полученными методом узловых напряжений.

20.7. Анализ для активного четырёхполюсника в случае лампы с заземлённой сеткой

Для схемы данного типа общей точкой для входной и выходной цепи четырёхполюсника является заземлённая сетка лампы (рис 20.2).

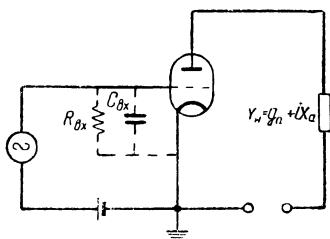


Рис. 20.14. Входное сопротивление и входная ёмкость лампы

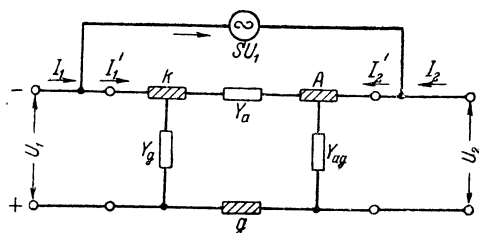


Рис. 20.15. Лампа с заземлённой сеткой, как активный четырёхполюсник

Эквивалентная схема для данного случая представлена на рис. 20.15. Рассматривая первоначально, аналогично предыдущему, пассивный четырёхполюсник $aa-bb$, находим: при замкнутом выходе ($U_2 = 0$):

$$\begin{aligned} I_1' &= (Y_g + Y_a) U_1; & I_1' &= Y_{11} U_1; & Y_{11} &= Y_g + Y_a; \\ I_2' &= -Y_a U_2; & I_2' &= Y_{21} U_2; & Y_{21} &= -Y_a; \end{aligned}$$

при замкнутом выходе:

$$\begin{aligned} I_1' &= -Y_a U_2; & I_1' &= Y_{12} U_2; & Y_{12} &= -Y_a; \\ I_2' &= (Y_a + Y_g) U_2; & I_2' &= Y_{22} U_2; & Y_{22} &= Y_a + Y_g; \end{aligned}$$

откуда:

$$\left. \begin{aligned} I_1' &= (Y_g + Y_a) U_1 - Y_a U_2 \\ I_2' &= -Y_a U_1 + (Y_g + Y_a) U_2 \end{aligned} \right\} \quad (20.27)$$

Переходя теперь к рассмотрению полной схемы рис. 20.15, заметим, что так как для рассматриваемого момента времени на сетке лампы „минус“, то ток эквивалентного генератора SU_1 идёт в сторону, противоположную предыдущему случаю, т. е. от катода к аноду. Поэтому

$$I_1 = I_1' + SU_1; \quad I_2 = I_2' - SU_1.$$

Следовательно, согласно (20.27)

$$\left. \begin{aligned} I_1 &= (S + Y_g + Y_a) U_1 - Y_a U_2 \\ I_2 &= -(Y + Y_a) U_1 + (Y_a + Y_{ga}) U_2 \end{aligned} \right\} \quad (20.28)$$

Анализом этих соотношений мы займёмся в гл. 32, посвящённой работе усилителей ультравысоких частот на триодах с заземлённой сеткой.

Литература: 36, 71, 80.

ОДНОКОНТУРНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

21.1. Вводные замечания

Резонансные усилители находят себе применение в приёмных устройствах как в ступенях высокой, так и в ступенях промежуточной частоты.

В усилителях высокой частоты, работающих в диапазоне частот, обычно используются одноконтурные усилители ввиду того, что двухконтурные полосовые усилители потребовали бы применения чрезмерно большого числа переменных конденсаторов. В усилителях промежуточной частоты, работающих на фиксированной частоте, по большей части используют двухконтурные фильтры, которые дают более высокую избирательность и лучшую форму резонансной кривой. Мы начнём с рассмотрения вопросов, относящихся к одноконтурным усилителям высокой частоты, работающим на низких радиочастотах.

С точки зрения своей схемы, одноконтурные усилители классифицируются по способу включения колебательного контура в анодную цепь лампы.

Различают следующие виды схем одноконтурных усилителей:

- а) усилители с непосредственным включением контура в анодную цепь,
- б) усилители с параллельным питанием,
- в) автотрансформаторные усилители,
- г) трансформаторные усилители.

Свойства резонансного усилителя характеризуются диапазоном частот, в котором он работает, коэффициентом усиления, избирательностью, полосой пропускания, величиной обратных связей, а также процессами, связанными с нелинейными свойствами усилителя. В настоящей главе мы не будем касаться последних двух вопросов.

Реальный усилитель является, вообще говоря, нелинейной системой. Однако, при обычных условиях работы, когда напряжение на сетках усилительных ламп резонансного усилите-

ля не превышает десятых или даже сотых долей вольта нелинейные свойства усилителя не проявляют себя заметным образом. В связи с этим здесь мы будем рассматривать усилитель как линейную систему.

21.2. Усилитель с непосредственным включением контура в анодную цепь лампы

Схема данного усилителя изображена на рис. 21.1. Нагрузкой лампы является колебательный контур, параллельно которому подключена цепь сетки следующей лампы. Если анодная цепь настроена в резонанс на частоту подводимого к лампе сигнала, то сопротивление анодной нагрузки для тока с частотой $\omega = \omega_0$ является чисто активным.

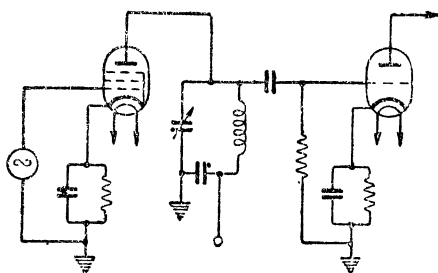


Рис. 21.1. Схема усилителя с непосредственным включением контура

Анодная нагрузка может быть представлена в виде эквивалентного параллельного контура без потерь, настроенного в резонанс, и некоторого активного сопротивления R_{II} . Если бы потери были обусловлены только самим контуром, R_{II} представлял бы собой резонансное сопротивление контура $R_{\pi} = \frac{L}{Cr}$. При

наличии других потерь, в частности потерь, обусловленных цепью сетки следующей лампы, это сопротивление равно

$$R_{II} = \frac{R_{\pi} R_{ш}}{R_{\pi} + R_{ш}},$$

где $R_{ш}$ — сопротивление шунта, характеризующего все потери, вносимые схемой.

Определим коэффициент усиления каскада, для чего вернёмся к общему соотношению для схемы с заземлённым катодом

$$K = \frac{S - Y_{ga}}{Y_{\kappa} + Y_a + Y_{ga}},$$

где $Y_{\kappa} = \frac{1}{R_{II}}$.

Полагая, что $Y_a = \frac{1}{R_i}$ и $Y_{ga} = 0$, получим

$$K = SR_{\Pi} \frac{R_i}{R_i + R_{\Pi}}$$

или

$$K = SR_{\Pi}',$$

где

$$R_{\Pi}' = \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}}. \quad (21.1)$$

Как уже указывалось выше, в случае пентода ($Y_{ga} \approx 0$) и при условии, что $Y_a = \frac{1}{R_i}$ мы от общей эквивалентной схемы, в которой лампа представлена в виде активного четырёх-полюсника, можем перейти к упрощённой эквивалентной схеме рис. 20.4 или рис. 20.9, относящимся к анодной цепи. Одной из этих схем обычно и пользуются при анализе схем.

Воспользуемся схемой рис. 20.9, которая изображена также на рис. 21.2, для того, чтобы рассмотреть вопрос об усилении ступени. Заметим, что если $Y_a = \frac{1}{R_i} + i\omega C_a$, то можно пользоваться этой же схемой, относя ёмкость к элементам нагрузки.

На основании рассматриваемой эквивалентной схемы имеем

$$U_n = I \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}} = SU \cdot \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}},$$

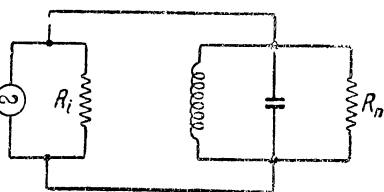
откуда

$$K = S \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}} = SR'_{\Pi},$$

Рис. 21.2. Эквивалентная схема рис. 21.1

где $R_{\Pi}' = \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}}$. Таким образом, мы снова пришли к соотношению (21.1).

В резонансных усилителях обычно используют высокочастотные пентоды, имеющие весьма малую ёмкость C_{ga} (ёмкость анод—управляющая сетка), равную 0,01—0,001 мкмкф, и большое внутреннее сопротивление, имеющее порядок 1—3 мгом.



При таких параметрах лампы

$$Y_{ga} \approx 0, R_i \ll \quad \text{и (21.1) даёт}$$

$$K = SR_{\Pi}. \quad (21.2)$$

Полученное выражение является основным соотношением, определяющим коэффициент усиления усилителя с непосредственным включением контура в анодную цепь.

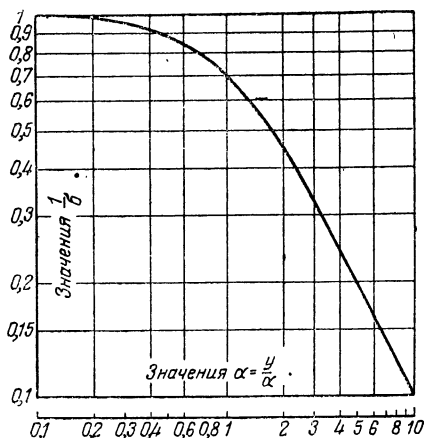


Рис. 21.3. Обобщённая резонансная характеристика усилительной ступени

Переходим к рассмотрению избирательных свойств усилителя и его полосы пропускания.

Из эквивалентной схемы рис. 21.2 видно, что усилитель представлен в виде контура, питаемого током SU_g , параллельно которому подключены сопротивления R_i и R_{Π} .

Таким образом, избирательные свойства усилителя будут соответствовать избирательным свойствам эквивалентного контура, потери которого характеризуются резонансным сопротивлением $R'_{\Pi} = \frac{R_i R_{\Pi}}{R_i + R_{\Pi}}$. Коэффициент качества Q' подобного контура будет равен

$$Q' = \frac{R'_{\Pi}}{\omega_0 L} = R'_{\Pi} \omega_0 C.$$

Основываясь на материалах гл. 12, мы можем воспользоваться обобщённой резонансной и фазовой характеристиками для эквивалентной схемы рис. 21.2, соответствующей нашему усилителю. Эти характеристики изображены на рис. 21.3 и рис. 21.4. Свойства обобщённых характеристик были нами

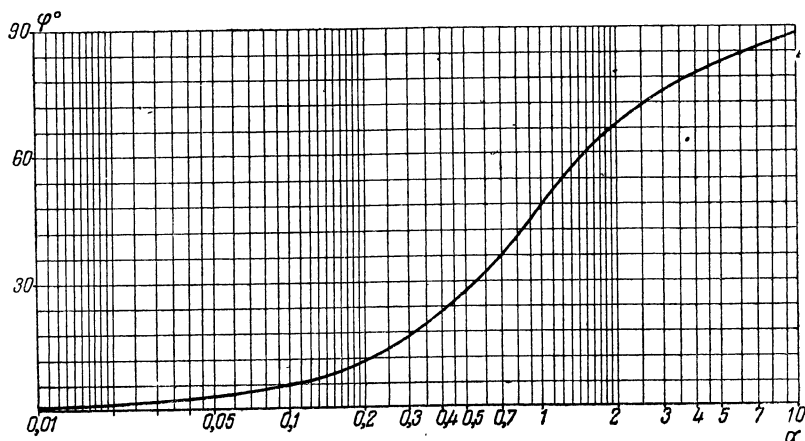


Рис. 21.4. Обобщённая фазовая характеристика усилительной ступени

подробно рассмотрены в гл. 12 и возвращаться здесь к этому вопросу мы не будем.

Коэффициент избирательности так же, как и в случае одноконтурного контура, будет равен

$$\sigma = \sqrt{1 + \alpha^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{f_0} Q\right)^2}. \quad (21.3)$$

Ширина полосы пропускания

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sigma^2 - 1}. \quad (21.4)$$

21.3. Усилитель по схеме параллельного питания

Переходим к рассмотрению усилителя по схеме параллельного питания (рис. 21.5), эквивалентная схема которого приведена на рис. 21.6. Из этого чертежа видно, что эквивалентная схема совпадает со схемой усилителя с непосредственным

включением анодного контура с той лишь разницей, что параллельно контуру здесь ещё включён дроссель с индуктивностью $L_{\partial p}$, сопротивлением потерь $R_{\partial p}$ и собственной распределённой ёмкостью дросселя $C_{\partial p}$. Производя пересчёт последовательного соединения индуктивностей и активных сопроти-

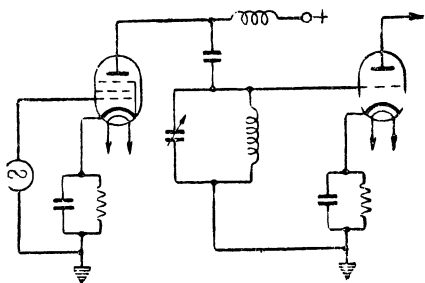


Рис. 21.5. Схема параллельного питания

влений на параллельное соединение и полагая $\omega L_{\partial p} \gg R_{\partial p}$ и $\omega L_{\kappa} \gg R$, мы придём к схеме рис. 21.7, в которой

$$L'_{\partial p} = L_{\partial p}, \quad R'_{\partial p} = \frac{\omega^2 L_{\partial p}^2}{R_{\partial p}},$$

$$L'_{\kappa} = L_{\kappa}, \quad R'_{\kappa} = \frac{\omega^2 L_{\kappa}^2}{R_{\kappa}}.$$

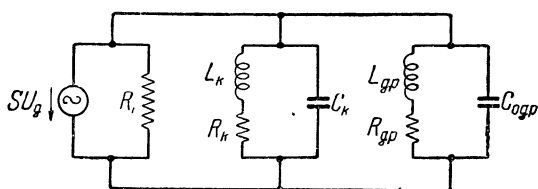


Рис. 21.6. Эквивалентная схема рис. 21.5

Но последняя схема равноценна схеме рис. 21.8 со следующими параметрами:

$$L = \frac{L_{\partial p} L_{\kappa}}{L_{\partial p} + L_{\kappa}}; \quad R_{\Pi} = \frac{R'_{\partial p} R'_{\kappa}}{R'_{\partial p} + R'_{\kappa}}. \quad (21.5)$$

Производя обратный пересчёт, мы окончательно приходим к схеме, которая полностью совпадает со схемой рис. 21.4, относящейся к усилителю с непосредственным включением контура в анодную цепь.

На основании сказанного мы можем утверждать, что усилитель по схеме параллельного питания обладает теми же электрическими параметрами, что усилитель по схеме непосредственного включения при равных параметрах эквивалентных контуров.

Поэтому для схемы параллельного питания коэффициент усиления

$$K = SR_{\Pi} = SQ'\omega_0 L.$$

Параметры эквивалентного контура для схемы параллельного питания будут следующие:

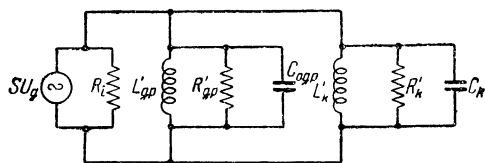


Рис. 21.7. Пересчёт сопротивления и индуктивности в параллельное соединение

$$\left. \begin{aligned} L &= \frac{L_k L_{dp}}{L_k + L_{dp}} = L_k \frac{a}{1+a}; & C &= C_k + C_{огр} \\ R &= R_k + \frac{R_{dp}}{a^2} + \frac{\omega^2 L^2}{R'}; & R' &= \frac{R_i R_g}{R_i + R_g} \end{aligned} \right\} \quad (21.6)$$

Следовательно, для того, чтобы дроссель возможно меньше сказывался на электрических данных усилителя, надо, чтобы $L_{dp} \gg L_k$, $C_{огр} \ll C_k$, а R_{dp} было возможно меньше. Кроме того, надо следить за тем, чтобы резонансные частоты отдельных секций дросселя не попадали в пределы рабочего диапазона усилителя, так как это может резко ухудшить его работу.

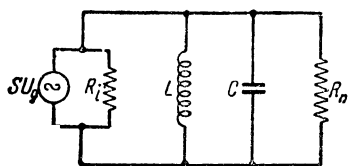


Рис. 21.8. Приведённая эквивалентная схема рис. 21.5

21.4. Автотрансформаторные схемы

Автотрансформаторная схема может быть выполнена в трёх вариантах (рис. 21.9а, 21.9б и 21.9в). Начнём со схемы рис. 21.9а, в которой сетка лампы подключена к средней точке. Эта схема сходна с рассмотренной нами схемой непосредствен-

ного включения с той лишь разницей, что здесь напряжение на следующую ступень усиления снимается с части контура. Обозначая напряжение на зажимах всего контура через U , а напряжение для части витков N_1 , между средней и нижней точками через U_1 , назовём коэффициентом включения m отношение напряжения U_1 и U

$$m = \frac{U_1}{U} \quad (21.7)$$

Очевидно, что для рассматриваемой схемы при тех же параметрах контура коэффициент усиления будет в m раз меньше коэффициента усиления при непосредственном включении.

Следовательно, здесь

$$K = SR_{\Pi} m. \quad (21.8)$$

Полагая, что напряжение равномерно распределено вдоль витков катушки, что верно в первом приближении, найдём, что

$$m = \frac{N_1}{N}.$$

Что касается величины $R_{\Sigma} = \frac{L}{CR}$, то в данном случае:

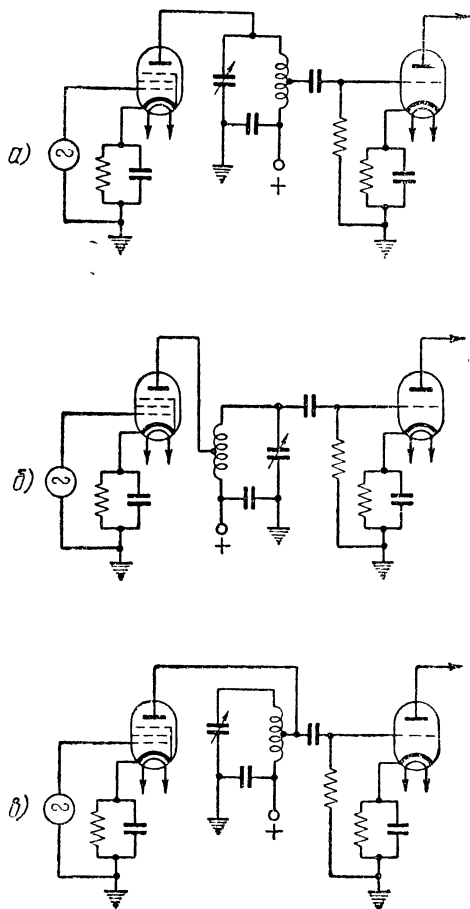
$$C = C_{\kappa} + C' + C_{\text{м}},$$

$$R = R_{\kappa} + R',$$

где C' и R' — ёмкость и сопротивление, внесённые в контур за счёт

Рис. 21.9. Различные варианты автотрансформаторного включения

ёмкостной ($C_{\text{вх}}$) и активной ($R'_{\text{ш}}$) составляющих сопротивления цепи сетки следующей ступени C_{κ} и $C_{\text{м}}$ ёмкость контура и ёмкость монтажа, а R_{κ} — сопротивление потерь контура с учётом потерь, вносимых из анодной цепи. Из параграфа



18.7 видно, что величины R' и C' определяются следующими соотношениями:

$$C' = m^2 C_{\text{вх}}, \quad (21.9)$$

$$R' = m^2 \frac{\omega^2 L^2}{R_{\text{н}}}. \quad (21.10)$$

Следовательно,

$$Q_{\text{э}} = \frac{\omega_0 L}{R_{\text{к}} + R'}. \quad (21.11)$$

Так же, как и прежде, и в этом случае можно пользоваться обобщёнными резонансными и фазовыми характеристиками, изображёнными на рис. 21.3 и 21.4. Зная параметры эквивалентного контура, нетрудно обычными способами произвести пересчёт масштаба по оси абсцисс с тем, чтобы найти непосредственную зависимость σ и φ от расстройки α .

21.5. Схема автотрансформаторного включения со стороны анода

Рассмотрим теперь схему рис. 21.9б, в которой напряжение на следующую лампу снимается со всего контура, в то

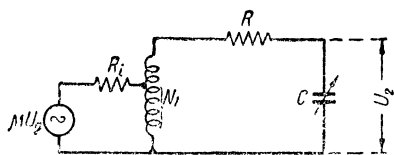


Рис. 21.10. Эквивалентная схема авто- трансформаторного усилителя с неполным включением со стороны анода

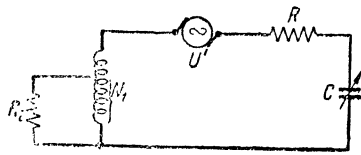


Рис. 21.11. Пересчёт эдс в контур

время, как анодная цепь подключена к части контура. Эквивалентная схема для этого случая представлена на рис. 21.10. Обозначая через Z_1 сопротивление части витков N_1 , на основании теоремы об эквивалентном генераторе мы приходим к схеме рис. 21.11, в которой

$$U' = \mu U_g \frac{Z_1}{R_i + Z_1}. \quad (21.12)$$

Так как $R_i \gg Z_1$, то

$$U' = S U_g Z_1 = S U_g i \omega (L_1 + M).$$

Коэффициент усиления K

$$K = \frac{U_2}{U_g} = \frac{U_2}{U'} \frac{U'}{U_g} = Q S i \omega (L_1 + M). \quad (21.13)$$

Следовательно,

$$K = S Q \omega_0 (L_1 + M) = S Q \omega_0 \frac{L_1 + M}{L} L = S Q \omega_0 L m_a.$$

Итак,

$$K = S R_a m_a,$$

где

$$m_a = \frac{L_1 + M}{L}. \quad (21.14)$$

Таким образом, коэффициент усиления выражается таким же соотношением, как и в предыдущем случае.

Уравнения резонансной и фазовой характеристик также определяются прежними соотношениями. При этой схеме надо лишь учесть, что C' и R' определяется следующим образом:

$$C' = m^2 C_{\text{бл.г}}, \quad (21.15)$$

$$R' = m_a^2 \frac{\omega^2 L^2}{R_i} \quad (21.16)$$

21.6. Схема автотрансформаторного включения со стороны анода и со стороны сетки

Схема рис. 21.9в отличается от только-что рассмотренной лишь тем, что напряжение, подаваемое на сетку следующей лампы, будет в m раз меньше, чем в предыдущем случае.

Таким образом, мы можем написать

$$K = S R_a m m_a. \quad (21.17)$$

При подсчёте R_a мы должны помнить, что здесь:

$$C = m^2 C_{\text{бл.г}} + m_a^2 C_{\text{бл.х}},$$

$$R' = m^2 \frac{\omega^2 L^2}{R'_g}.$$

Помимо этого, следует учесть, что в эквивалентный контур вносится дополнительное сопротивление

$$R'' = m_a^2 \frac{\omega^2 L^2}{R_i}.$$

В подавляющем большинстве случаев $R_k \gg R''$ и с величиной R'' можно не считаться.

21.7. Трансформаторный усилитель

Переходим теперь к рассмотрению работы трансформаторного усилителя по схеме рис. 21.12, эквивалентная схема для которого изображена на рис. 21.13. Воспользовавшись теоремой об эквивалентном генераторе, мы получаем схему рис. 21.14, для которой $U' = \mu U_g \frac{Z_i}{R_i + Z_i}$. Последняя схема, как видно из сопоставления с рис. 16.1, сходна со схемой индуктивной связи с антенной, для которой на основании соотношения (16.3) мы имеем

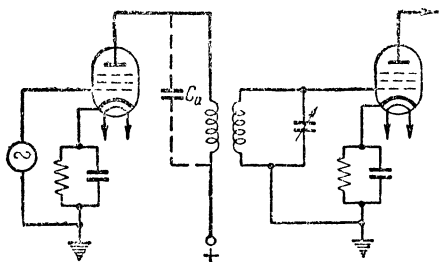


Рис. 21.12. Схема трансформаторного усилителя

$$\frac{U_2}{U'} = Q \cdot \frac{M}{L_1} \cdot \frac{1}{b^2 - 1}$$

при $b = \frac{\omega A}{\omega_0} > 1$.

Коэффициент усиления для рассматриваемой схемы трансформаторного усилителя равен

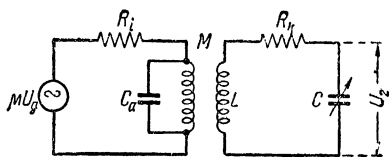


Рис. 21.13. Эквивалентная схема рис. 21.12

$$K = \frac{U_2}{U_g} = \frac{U_2}{U'} \cdot \frac{U'}{U_g}.$$

Имеем

$$\frac{U'}{U_g} = \mu \frac{Z_1}{R_i + Z_1}.$$

Выбирая $Z_1 = \frac{1}{i \omega_0 C_a}$ и учитывая, что $R_i \gg Z_1$, получим

$$\frac{U'}{U_g} = \frac{\mu}{R_i} \cdot \frac{1}{i \omega_0 C_a}$$

или

$$\frac{U'}{U_g} = S \frac{1}{\omega_0 C_a}.$$

Так же, как и в случае индуктивной связи с антенной, резонансную частоту первичного, в данном случае анодного, контура приходится выбирать вне пределов рабочего диапазона, так как в противном случае будет иметь место значительное непостоянство параметров по диапазону. Таким образом, резонансная частота анодного контура ω_a может быть или больше ω_{\max} , или меньше ω_{\min} .

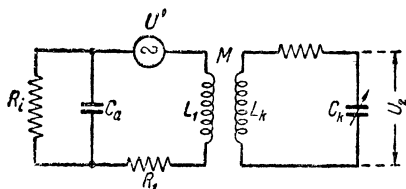


Рис. 21.14. Пересчёт эдс в контур

Начнём со случая, когда $\omega_a > \omega_{\max}$.
Тогда ($L_1 = L_a$)

$$K_0 = \frac{U_a}{U'} \cdot \frac{U'}{U_g} = Q \frac{M}{L_a} \cdot \frac{1}{b^2 - 1} \cdot S \frac{1}{\omega_0 C_a} \quad \left(\frac{1}{L_a C_a} = \omega_a^2 \right).$$

Поэтому

$$K_0 = S R_{II} \cdot \frac{M}{L_a} \cdot \left(\frac{\omega_a}{\omega_0} \right)^2 \cdot \frac{1}{b^2 - 1} = S R_{II} \frac{M}{L_k} \cdot \frac{b^2}{b^2 - 1}.$$

Итак, при $\omega_a > \omega_{\max}$

$$K_0 = S R_{II} k \sqrt{\frac{L_a}{L_k}} \cdot \frac{b^2}{b^2 - 1}. \quad (21.18)$$

Если $\omega_a \gg \omega_0$, что, например, может иметь место при малой ёмкости анодной цепи, то $b^2 \gg 1$ и мы будем иметь

$$K_0 = S R_{II} k \sqrt{\frac{L_a}{L_k}}. \quad (21.19)$$

В ёмкость C_a входит выходная ёмкость лампы, распределённая ёмкость катушки связи и ёмкость монтажа, причём величина C_a обычно бывает не меньше 20—25 мкмкф. Поэтому для получения достаточной точности расчёта обычно приходится пользоваться соотношением (21.18).

Очевидно, что если $\omega_a < \omega_{мин}$, то мы будем иметь следующее выражение для коэффициента усиления усилителя с трансформаторной связью

$$K_0 = SR_{II} k \sqrt{\frac{L_a}{L_k}} \cdot \frac{b^2}{1-b^2}. \quad (21.20)$$

Последнее соотношение показывает, что усиление в пределах поддиапазона растёт с понижением частоты, в то время, как при $\omega_a > \omega_{макс}$ наблюдается обратная зависимость. Это объясняется тем, что в обоих случаях мы приближаемся на соответствующем краю диапазона к резонансной частоте анодного контура.

Ввиду того, что анодная цепь достаточно сильно расстроена и потери, вносимые в контур из анодной цепи, невелики, избирательность усилителя определяется избирательностью контура. Таким образом, коэффициент избирательности будет определяться обычным соотношением вида

$$\sigma = \sqrt{1 + \alpha^2}. \quad (21.21)$$

21.8. Выбор величины связи в трансформаторном усилителе

При выборе связи между катушкой сеточного контура и анодной катушкой L_a приходится учитывать два основных обстоятельства. С одной стороны, увеличение коэффициента связи с анодной цепью вызывает увеличение коэффициента усиления. С другой стороны, с увеличением связи возрастает расстройка контура за счёт влияния анодной цепи. Последнее обстоятельство определяет наибольшую допустимую величину связи, которая может быть выбрана. При выборе связи приходится основываться на тех же соображениях, какие были изложены применительно к случаю индуктивной связи с антенной.

Общая ёмкость анодной цепи при хорошо выполненном монтаже имеет порядок 20—25 *мкмкф*. Изменение этой ёмкости возможно только при смене ламп и не будет превышать 5—10%. Поэтому более существенным будет являться изменение величины расстройки в пределах диапазона. Таким образом, при выборе связи в трансформаторной схеме мы можем основываться на тех же соотношениях, которые относятся к случаю входного устройства с определёнными параметрами (см. гл. 16).

Мы уже указывали, что как и в случае индуктивной связи с антенной, резонансную частоту анодного контура следует

выбирать либо выше самой высокой частоты ($\omega_a > \omega_{\text{макс}}$), либо ниже самой низкой частоты ($\omega_a < \omega_{\text{мин}}$).

Если $\omega_a > \omega_{\text{макс}}$, то на основании соотношения (16.20) имеем следующую формулу для определения максимального допустимого значения коэффициента связи

$$k = \frac{1}{\kappa_1} \sqrt{2 \delta \frac{(\kappa_1^2 p^2 - 1)(\kappa_1^2 - 1)}{p^2 - 1}}. \quad (21.22)$$

Здесь $\delta = \frac{\Delta C}{C}$ — наибольшая допустимая величина расстройки в пределах всего диапазона, p — коэффициент перекрытия по частоте, а $\kappa_1 = \frac{\omega_a}{\omega_{\text{макс}}}$. В случае, когда $\omega_a < \omega_{\text{мин}}$, на основании (16.21) имеем следующее соотношение для определения k :

$$k = \sqrt{2 \delta \frac{(\kappa_2^2 p^2 - 1)(\kappa_2^2 - 1)}{p^2 - 1}}. \quad (21.23)$$

В этой формуле $\kappa_2 = \frac{\omega_{\text{мин}}}{\omega_a}$.

Для того, чтобы покончить с вопросом о выборе параметров схемы трансформаторного усилителя, нам остаётся остановиться на расчёте индуктивности катушки связи L_a . Учитывая, что выбор определяет резонансную частоту анодной цепи ω_a , мы приходим к тем же соотношениям, что и в случае индуктивной связи с антенной.

Именно на основании (16.14) в случае, когда $\omega_a > \omega_{\text{макс}}$ ($\omega_a = \kappa_1 \omega_{\text{макс}}$), будем иметь

$$L_a = \frac{280 \lambda_{\text{мин}}^2}{\kappa_1^2 C_a}. \quad (21.24)$$

Если $\omega_a < \omega_{\text{мин}}$ ($\omega_a = \frac{\omega_{\text{мин}}}{\kappa_2}$), то на основании (18.15)

$$L_a = \frac{280 \kappa_2^2 \lambda_{\text{макс}}^2}{C_a}. \quad (21.24')$$

Полученные соотношения дают возможность выбрать параметры анодной цепи, а также величину связи с анодом.

Литература: 2, 26, 27, 71, 80, 81.

ГЛАВА 22

СИСТЕМЫ С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

22.1. Вводные замечания

В радиотехнических устройствах широкое применение имеют системы с дополнительной подачей энергии с выхода на вход. К таким системам относятся системы с автоматической регулировкой чувствительности, с автоподстройкой частоты гетеродина, регенеративные ступени, усилители с отрицательной обратной связью и т. д.

Все эти системы характеризуются тем, что часть выходной энергии используется часто в преобразованном виде, для подачи обратно на вход системы, с целью управления процессами регулируемой цепи. Особое место между подобными системами занимают системы, в которых подача энергии с выхода осуществляется на частоте входного сигнала. Такие системы называются системами с обратной связью.

Наличие обратных связей в большей или меньшей степени имеется во всяком усилителе. В некоторых случаях обратная связь искусственно вводится в усилитель; в других случаях такая дополнительно введённая обратная связь отсутствует. Однако, в обоих случаях в усилителях имеет место паразитная обратная связь за счёт междуэлектродных ёмкостей, связей через общие источники питания и т. д.

Если эта паразитная обратная связь выражена в сильной степени, то условия нормальной работы усилителя нарушаются, и в усилителе могут возникнуть паразитные колебания. Однако, даже если усилитель далёк от состояния самовозбуждения, то наличие обратной связи всё же сказывается на некоторых существенных свойствах усилителя.

Правильно осуществлённая и должным образом отрегулированная обратная связь может значительно улучшить работу усилителя. В то же время наличие нерегулируемых, паразитных обратных связей во всех случаях является нежелательным. Паразитные обратные связи влияют на электрические параметры усилителя и притом в различных условиях различным образом. Кроме того, они понижают устойчивость его работы.

Поэтому приходится принимать тщательные меры к устранению или, во всяком случае, к существенному ослаблению паразитных связей.

В настоящей главе мы рассмотрим вопрос о влиянии обратной связи на работу усилителя. Общая теория систем с обратной связью была дана в работах Найквиста^[64], Михайлова^[65], Цыпкина^[66], Теодорчика^[67] и Боде^[30].

22.2. Усиление усилителя с обратной связью

Усилитель с обратной связью представляет собой систему, состоящую из канала прямой подачи K , и канала обратной подачи β (рис. 22.1). Если создаваемое каналом β напряжение обратной связи будет в фазе с подводимым извне напряжением, то обратная связь называется положительной; если напряжение обратной связи вводится в противофазе, то обратная связь называется отрицательной.

Обозначим:

$$\beta(p) = \frac{U_\beta}{U_2}; K(p) = \frac{U_2}{U_g}; K'(p) = \frac{U_2}{U_1}. \quad (22.1)$$

Здесь величина $K(p)$ представляет собой значение коэффициента усиления при разомкнутой цепи обратной связи, величина $K'(p)$ — усиление при замкнутой цепи обратной связи, а $\beta(p)$ показывает, какую часть напряжения мы подаём обратно с выхода усилителя на его вход через канал обратной подачи. Будем считать, что $K(p)$, $K'(p)$ и $\beta(p)$ являются функциями оператора $p = i\omega$.

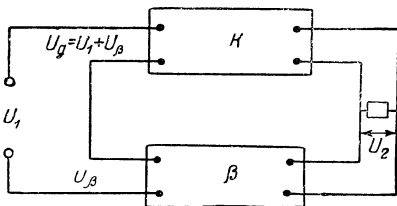


Рис. 22.1. Скелетная схема системы с обратной связью

Имеем:

$$U_2 = K(p) (U_1 + U_\beta) = K(p) (U_1 + \beta(p) U_2) \quad (22.2)$$

или

$$U_2 = K(p) U_1 + K(p) \beta(p) U_2. \quad (22.3)$$

Замечая, что $K'(p) = \frac{U_2}{U_1}$, находим

$$K'(p) = K(p) \frac{1}{1 - K(p) \beta(p)}. \quad (22.4)$$

Полученное соотношение является основным соотношением для усилителей с обратной связью. Из него следует, что введение обратной связи изменяет усиление усилителя в $\frac{1}{1-K(p)\beta(p)}$ раз. Величину $K(p)\beta(p)$ часто называют коэффициентом обратной связи. Вопрос о том, какой знак следует брать перед величиной $K(p)\beta(p)$ зависит от способа учёта фазового сдвига. Лампа каждой ступени усилителя даёт сдвиг по фазе, равный π , помимо того сдвига, который обусловлен промежуточными цепями. В резонансном одноступенном усилителе, или в усилителе с нечётным числом ступеней сдвиг по фазе на резонансной частоте между напряжением на входе и напряжением на выходе будет равен π . Если мы учитываем это обстоятельство выбором знака перед $K(p)\beta(p)$, то следует писать соотношение (22.4) в приведённой выше форме. В том же случае, когда фазовый сдвиг учитывается дополнительно, следует писать перед $K(p)\beta(p)$ знак плюс.

22.3. Влияние обратной связи на колебания коэффициента усиления

В усилителе без обратной связи при изменении за счёт каких-либо причин величины усиления (например, вследствие изменения режима питания) напряжение на выходе усилителя изменяется в процентном отношении настолько же, насколько изменяется величина коэффициента усиления. Выясним, как будет обстоять дело в этом отношении в усилителе с обратной связью. Возвращаясь к равенству (22.4) и полагая $\beta = \beta(p) = \text{const}$ продифференцируем величину U_2 по $K = K(p)$

$$\frac{dU_2}{dK} = \frac{1 - K\beta + K\beta}{(1 - K\beta)^2} U_1 = \frac{U_1}{(1 - K\beta)^2},$$

откуда, принимая во внимание (25.4)

$$\frac{dU_2}{U_2} = \frac{1}{1 - K\beta} \cdot \frac{dK}{K}. \quad (22.5)$$

Это второе важное соотношение для усилителя с обратной связью показывает, что при изменении усиления по прямому каналу на A процентов напряжение на выходе изменяется по модулю в процентном отношении на величину $\frac{A}{|1 - K\beta|}$.

Если обратная связь положительна, то изменение напряжения на выходе будет проявляться сильнее, чем изменение коэффициента усиления прямого канала. Если обратная связь отрицательная, то картина будет носить противоположный

характер, т. е. обратная связь будет стабилизировать напряжение на выходе. При этом, при отрицательной обратной связи стабилизация величины выходного напряжения будет иметь место как при изменении усиления прямого канала вследствие изменения крутизны характеристики за счёт колебаний режима питания, так и при изменении частотно-зависимой нагрузки с частотой.

Пусть в тракт прямого канала, охваченного обратной связью, включено некоторое звено, добавляющее к коэффициенту усиления множитель W . Величина W может, в частности, представлять собой крутизну характеристики усиленной лампы или сопротивление промежуточной цепи. Для многоступенного усилителя под W можно понимать при рассмотрении соответствующих задач произведение крутиз характеристик ламп или произведение сопротивлений нагрузок ламп.

Тогда

$$\frac{dK}{K} = \frac{dW}{W},$$

откуда на основании (22.5)

$$\frac{dU_2}{U_2} = \frac{1}{1 - K\beta} \cdot \frac{dW}{W}. \quad (22.6)$$

Соотношение (22.6) даёт возможность установить влияние обратной связи как на изменение выходного напряжения за счёт колебаний режима, так и на форму амплитудно-частотной характеристики усилителя, которую в случае резонансных систем обычно называют резонансной характеристикой. Очевидно, что за счёт действия обратной связи в том случае, когда она положительна, избирательность резонансного усилителя возрастает. Напротив, наличие отрицательной обратной связи приводит к уменьшению избирательности. Ввиду важности данного вопроса мы остановимся на нём более подробно, причём, не ограничиваясь приведёнными соотношениями, рассмотрим его под несколько иным углом зрения. Для этого воспользуемся изображающими кривыми резонансной системы, к которым мы уже обращались в 11 и 12 главах настоящей книги.

22.4. Влияние обратной связи на избирательность резонансного усилителя

Рассмотрим одноступенный усилитель, охваченный обратной связью. Как было показано в гл. 12, при отсутствии обратной связи изображающая кривая одноступенного усили-

теля будет представлять собой прямую, параллельную вертикальной оси, в то время, как полюс P расположен влево от оси на расстоянии, равном 1.

Коэффициент избирательности $\sigma = 1 + i\alpha = \frac{U_\alpha}{U_0}$ представляет соотношение напряжений на входе усилителя при $U_2 = U_{\text{вых}} = \text{const}$, причём U_0 соответствует напряжению при резонансе, а U_α — напряжению при некоторой обобщённой расстройке $\alpha = yQ$.

Если мы выбираем масштаб графика $\sigma = \varphi(\alpha)$ в соответствии с рис. 22.2, то $U_0 = 1$ и $\sigma = U_\alpha$.

Представим себе теперь, что в усилитель введена обратная связь, причём напряжение обратной связи U_β сдвинуто по фазе на некоторый угол φ по отношению к напряжению при резонансе U_0 .

Тогда ту же величину напряжению $U_{\text{вых}} = U_2$, что и при отсутствии обратной связи мы сможем получить при напряжении U_1 , подаваемом от внешнего источника.

Имеем

$$U_\alpha = U_1 + U_\beta. \quad (22.7)$$

Если обратная связь не будет зависеть от частоты ($\varphi = \text{const}$), то при любом значении расстройки α конец вектора U_β будет находиться в одной и той же точке P' (рис. 22.2).

В усилителе с обратной связью при подведении извне напряжения U_1 мы получим тот же результат, какой получился бы при подведении напряжения U_α в усилителе без обратной связи.

Поскольку при наличии обратной связи нас интересует изменение напряжения внешнего сигнала U_1 , мы можем считать, что введение обратной связи эквивалентно смещению полюса из точки P в точку P' . В частном, но весьма важном случае, когда подача обратной связи производится в фазе ($\varphi = 0$), полюс смещается в точку P_1 (рис. 22.3). Обозначая величину коэффициента избирательности при наличии обратной связи через σ' , получим, что

$$\sigma' = \frac{U'_\alpha}{U'_0}.$$

Здесь U'_0 — входное напряжение при резонансе при наличии обратной связи, а U'_α — напряжение, соответствующее расстройке $\alpha' = yQ'$, где Q' — множитель напряжения контура усилителя при наличии обратной связи. В результате мы приходим к

построению, приведённому на рис. 22.4. Пересчёт масштаба по вертикальной оси должен быть сделан таким образом, чтобы

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{K'_0}{K_0} = \frac{1}{1 - K_0 \beta_0}.$$

Но

$$\frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{yQ'}{yQ} = \frac{Q'}{Q}.$$

Следовательно,

$$Q' = \frac{Q}{1 - K_0 \beta_0}. \quad (22.8)$$

При $\varphi = 0$ полюс остаётся на оси симметрии. Таким образом, при подаче обратной связи в фазе резонансная и фазовая характеристики сохраняют симметричный характер относительно резонансной частоты. Поскольку обобщённые резонансная и фазовая характеристики $\sigma = \sigma(\alpha)$ и $\varphi = \varphi(\alpha)$ не зависят от затухания контуров, естественно, что в отношении этих характеристик обратная связь не вносит никаких изменений.

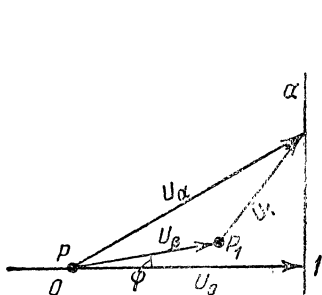


Рис. 22.2. Смещение полюса за счёт обратной связи

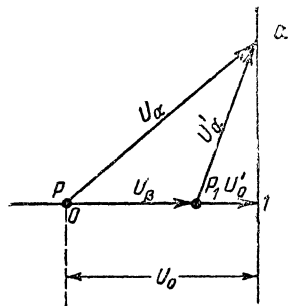


Рис. 22.3. Смещение полюса при обратной связи, поданной в фазе

Что касается характеристик $\sigma = \sigma(\Delta f)$ и $\varphi = \varphi(\Delta f)$, относящихся к абсолютным расстройкам, то они имеют в точности такой же вид, что и при отсутствии обратной связи, но для контура, имеющего величину Q' , соответствующую соотношению (22.6); здесь избирательность возрастает.

Если обратную связь подать в противофазе ($\varphi = 180^\circ$), то резонансная и фазовая характеристики также сохраняют симметрию, но избирательность уменьшится. Наконец, в общем случае (рис. 22.2), когда при некотором фазовом угле обратной

связи φ полюс сдвигается в точку P_1 , обратная связь не только изменяет затухание резонансного контура, но и приводит к асимметрии резонансной и фазовой характеристик.

Если обратная связь зависит от частоты, то картина существенно усложняется. Здесь уже полюс не остаётся неподвижным, а сам смещается при изменении частоты. Однако, и в этом случае, если известен закон, по которому величина и фаза обратной связи изменяются с частотой, то решение вопроса о резонансной и фазовой характеристике может быть доведено во всех случаях до числовых значений.

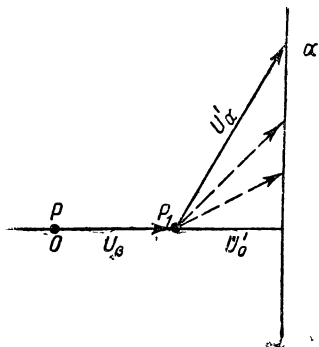


Рис. 22.4. При наличии положительной обратной связи фаза и модуль вектора избирательности изменяются значительно более резко

22. 5. Отношение сигнала к помехе в усилителе с обратной связью

Вопрос об отношении сигнала к помехе является сравнительно сложным. Возможность улучшения этого отношения будет зависеть от того, в какие точки усилительного тракта введены сигнал и помеха, а также от того, какие изменения были сделаны в тракте прямого канала после введения обратной связи в усилитель. В дальнейшем будет показано, что в известных случаях наличие отрицательной обратной связи улучшает отношение сигнала к помехе, в то время, как в других случаях это отношение остаётся неизменным.

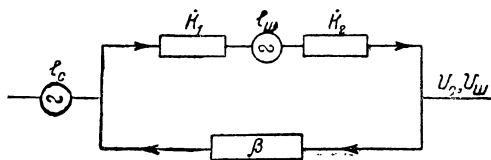


Рис. 22.5. Генератор помехи введён в промежуточном звене прямого канала

Рассмотрим вопрос о том, каким образом наличие обратной связи влияет на величину шумов, фон переменного тока, вторичную модуляцию и нелинейные искажения, возникающие в одной из ступеней усилителя, а также на отношение сиг-

нала к помехе. Появление на выходе, помимо напряжения сигнала, также и напряжения, вызванного указанными выше причинами, можно представить с помощью некоторого эквивалентного генератора помех $e_{ш}$, действующего в соответствующей ступени и развивающего синусоидальное напряжение. Будем считать, что перед генератором помех действует усиление K_1 (рис. 22.5), а после него усиление K_2 , так что общее усиление прямого канала равно $K = K_1 \cdot K_2$. Тогда напряжение помех $U_{ш}$, появляющееся на выходе, будет равно

$$U_{ш} = K_2(e_{ш} + \Delta e_{ш}),$$

где $\Delta e_{ш}$ — дополнительное напряжение шумов, передаваемое с выхода усилителя при действии генератора $e_{ш}$.

Величина $\Delta e_{ш}$ равна

$$\Delta e_{ш} = K_1 \beta U_{ш}.$$

Следовательно, $U_{ш} = K_2 e_{ш} + K_1 K_2 \beta U_{ш}$, откуда

$$\frac{U_{ш}}{e_{ш}} = \frac{K_2}{1 - K\beta}. \quad (22.9)$$

Если использовать усилитель без обратной связи, то величина $\frac{U_{ш}}{e_{ш}}$ будет равна K_2 . Таким образом, за счёт действия обратной связи нелинейные искажения, фон, вторичная модуляция или шумы при обратной связи уменьшаются в $(1 - K\beta)$ раз. Для того, чтобы выяснить, как будет обстоять дело с отношением сигнала к помехе в усилителе с обратной связью, рассмотрим несколько характерных случаев.

Предположим, что генератор помех включён перед первой лампой приёмника.

Пусть в усилителе без обратной связи с коэффициентом усиления K на входе действуют напряжение сигнала и помехи соответственно равные e_c и $e_{ш}$, а на выходе U_c и $U_{ш}$.

Обозначая для усилителя без обратной связи $\eta = \frac{U_c}{U_{ш}}$, получим

$$\eta = \frac{e_c}{e_{ш}}.$$

Если, сохраняя прежнее усиление прямого канала K , ввести обратную связь, то получим

$$U_c = \frac{K}{1 - K\beta} e_c; \quad U_{ш} = \frac{K}{1 - K\beta} e_{ш}.$$

Следовательно, и здесь $\eta' = \frac{e_c}{e_{ш}}$. Таким образом, если шумы, нелинейные искажения и т. д. возникают в первой ступени, то введение обратной связи не изменяет величины отношения сигнала к шуму. Очевидно, что если мы будем вводить дополнительные ступени усиления после генератора помех, с тем, чтобы скомпенсировать уменьшение усиления за счёт отрицательной обратной связи, то это не изменит отношения сигнала к шуму.

Предположим теперь, что помехи возникают в одной из промежуточных ступеней, так что генератору помех предшествует усиление K_1 , а за ним следует усиление K_2 (рис. 22.5).

При отсутствии обратной связи $\frac{U_c}{e_c} = K_1$ и $\frac{U_{ш}}{e_{ш}} = K_2$, так что

$$\eta = \frac{K}{K_2} \frac{e_c}{e_{ш}} = K_1 \frac{e_c}{e_{ш}}.$$

Введём обратную связь, не изменяя пока усиление прямого канала. Согласно (22.4) и (22.9)

$$U_c = \frac{K}{1 - K\beta} e_c; \quad U_{ш} = \frac{K_2}{1 - K\beta} e_{ш}.$$

Поэтому

$$\eta' = K_1 \frac{e_c}{e_{ш}}.$$

Следовательно, и в этом случае введение обратной связи не изменяет величины η . Однако, здесь возможно получить выигрыш в величине отношения сигнала к шуму в случае отрицательной обратной связи, если ввести дополнительное усиление до генератора помех. Введём перед генератором помех такое дополнительное усиление, чтобы в усилителе с обратной связью получить на выходе такое же напряжение, при данном сигнале на аноде e_c , какое получилось бы и в усилителе без обратной связи. Для этого дополнительное усиление x может быть найдено из условия

$$K = \frac{xK_1K_2}{1 - xK_1K_2\beta} = \frac{xK}{1 - xK\beta},$$

откуда

$$x = \frac{1}{1 + K\beta}.$$

Другими словами, мы вводим такое дополнительное усиление в прямой канал, какое нужно для того, чтобы усилитель с обратной связью давал усиление, равное усилению усилителя без обратной связи (рис. 22.6).

Тогда

$$U_c = K e_c,$$

$$U_{ш} = K_2(e_{ш} + \Delta e_{ш}) = K_2 e_{ш} + K_2 \frac{1}{1 + K\beta} \cdot K_1 \beta U_{ш},$$

откуда

$$U_{ш} = K_2 (1 + K\beta) e_{ш}.$$

Итак, здесь отношение сигнала к шуму на выходе усилителя найдём в виде

$$\eta' = \frac{U_c}{U_{ш}} = \frac{K}{K_2(1 + K\beta)} \cdot \frac{e_c}{e_{ш}} = \frac{K_1}{1 + K\beta} \cdot \frac{e_c}{e_{ш}}. \quad (22.10)$$

Выигрыш в величине η по модулю будет равен

$$\xi = \left| \frac{\eta'}{\eta} \right| = \frac{1}{|1 + K\beta|}. \quad (22.11)$$

Если, например, в одной из последних ступеней усилителя возникают нелинейные искажения или фон переменного тока,

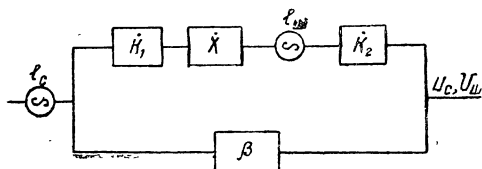


Рис. 22.6. Введение дополнительного усиления в прямой канал

то, вводя отрицательную обратную связь и подбирая соответствующим образом усиление прямого канала, мы получим при прежнем напряжении сигнала на входе e_c прежнее напряжение на выходе U_c в то время, как мешающее напряжение уменьшится в $\frac{1}{|1 + K\beta|}$ раз. При этом следует помнить, что при отрицательной обратной связи $|K\beta|$ является отрицательной величиной.

22.6. Возвратная разность

Материал, рассмотренный в параграфе 22.2, показывает, что введение обратной связи уменьшает коэффициент усиления в $(1 - K\beta)$ раз, где K — коэффициент передачи по прямому каналу, а β по обратному каналу. Однако, в усилителях с обратной связью далеко не всегда оказывается возможным ввести чёткое разделение цепей на цепи прямого канала и цепи канала обратной подачи. Очень часто одна и та же цепь одновременно входит как в K -канал, так и в β -канал, причём раздельное определение в этих случаях значений K и β становится весьма затруднительным. Особенно часто это имеет место в усилителях, в которых обратная связь подаётся с выхода на вход по нескольким цепям, т. е. в усилителях, которые можно назвать усилителями с многопетлевой обратной связью. Поэтому весьма желательно выразить соотношения для усилителя с обратной связью в такой форме, которая позволит решать вопрос, не проводя разделения цепей усилителя на K -канал и β -канал. Это возможно сделать, если воспользоваться общими методами анализа цепей, которые рассматривались в гл. 11.

Рассмотрим схему, изображённую на рис. 22.7 и представляющую собой усилитель с однопетлевой обратной связью. Разорвём замкнутую цепь обратной связи и приложим к сетке лампы единичное напряжение; тогда на зажимах 33 мы получим „возвратное напряжение,“ равное $K\beta$.

Если усилитель имеет многопетлевую обратную связь, то возвратное напряжение будет получаться за счёт результирующего эффекта передачи по всем петлям обратной связи. Будем называть «возвратной разностью» величину F , характеризующую степень обратной подачи. В усилителях с однопетлевой обратной связью примем, что

$$F = 1 - K\beta. \quad (22.12)$$

Вернёмся к рассмотрению схемы рис. 22.7.

Рассматривая анод лампы как второй узел, а выходную цепь β -канала как третий, на основании (11.43) мы можем написать

$$\frac{I_2}{U_3} = \frac{\Delta}{\Delta_{23}},$$

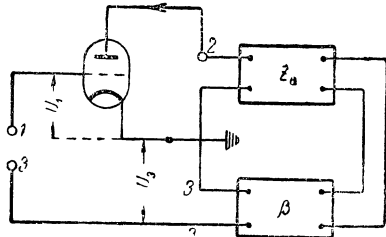


Рис. 22.7. Усилитель с обратной связью

где Δ — определитель системы, относящийся к узловым уравнениям.

Если к сетке лампы подвести напряжение U_1 , то $I_2 = S U_1$. Поэтому возвратное напряжение $K\beta = U_3$ будет равно (при единичном напряжении U_1)

$$K\beta = S \frac{\Delta_{23}}{\Delta}.$$

Будем теперь считать, что мы замкнули накоротко точки 3 и 1, и таким образом ввели возвратное напряжение на вход системы, но вместе с тем обеспечили разрыв кольца обратной связи путём выключения лампы. Тогда крутизну S мы можем рассматривать как взаимную проводимость $Y_{23} = Y_{32}$.

Обозначая определитель системы при $S=0$ через Δ° , получим

$$F = 1 - S \frac{\Delta_{23}}{\Delta^\circ} = \frac{\Delta^\circ - S \Delta_{23}}{\Delta^\circ}.$$

Но согласно (11.36) определитель системы Δ равен $\Delta^\circ + Z \Delta_{jk}$, где Δ° соответствует значению Δ при $Z=0$ при условии, что $Z = Z_{jk}$ представляет собой взаимное сопротивление между цепями j и k .

Соотношение (11.36) было получено для определителя Δ , элементами которого являлись сопротивления Z , причём сам определитель относился к системе контурных уравнений. Совершенно очевидно, что если рассматривать определитель Δ , относящийся к системе узловых уравнений, элементами которого будут проводимости, то мы получим аналогичное соотношение

$$\Delta = \Delta^\circ + Y \Delta_{jk}, \quad (22.13)$$

где $Y = Y_{jk}$ представляет собой взаимную проводимость между узлами j и k . Полагая $Y = -S$ (вопрос о знаке перед S будет определяться знаком $K\beta$, т. е. фазой обратной связи) и принимая во внимание, что крутизна является взаимной проводимостью между цепями 2 и 3, получим

$$\Delta = \Delta^\circ - S \Delta_{23}.$$

Таким образом,

$$F = \frac{\Delta}{\Delta^\circ}. \quad (22.14)$$

Полученное соотношение определяет величину $F = 1 - K\beta$ с помощью определителей, относящихся к системе узловых

уравнений. Если бы мы исходили из контурных уравнений, то пришли бы к аналогичному соотношению^[5]

$$F = \frac{\Delta}{\Delta^0} . \quad (22.15)$$

Таким образом, мы приходим к следующему определению возвратной разности.

Возвратная разность для любого элемента системы равна отношению значения определителя системы при нормальной величине указанного элемента, к значению определителя, соответствующего равенству нулю этого элемента. Соотношение (22.15) не только даёт возможность сразу записать в компактной форме выражение для возвратной разности, но и позволяет указать регулярный метод для вычисления этой величины. Мы воспользуемся им, в частности, при рассмотрении вопросов устойчивости усилителей.

22.7. Устойчивость и корни характеристического уравнения

Среди вопросов, рассматриваемых в настоящей главе, одним из важнейших является вопрос об устойчивости. Система является устойчивой, если, будучи выведенной из равновесия, она после устранения отклоняющей силы возвращается в исходное состояние. Напротив, система неустойчива, если при наличии внешнего толчка она в последующие моменты времени будет уходить от положения равновесия.

Другими словами, если в начальный момент $t=0$ вследствие какого-либо толчка, система получила малое отклонение от состояния равновесия $|x(0)| < \delta$ и при любом направлении этого отклонения в любой последующий момент времени $t (0 < t < \infty)$ окажется достаточно близко от состояния равновесия $|x(t)| < \varepsilon$, то такое состояние равновесия является устойчивым. Если это обстоятельство не имеет места, то система неустойчива. Заметим, что было бы неправильно считать, что через достаточно большой промежуток времени устойчивая система обязательно вернётся в точности в состояние равновесия, так как вследствие флуктуаций всегда имеют место малые колебания вблизи этого состояния. Установим теперь, какая существует связь между устойчивостью и корнями характеристического уравнения, определяющего движение системы.

Пусть характеристическое уравнение системы будет степени m и имеет неравные корни $-p_1, p_2, \dots, p_m$. Каждый из корней является либо действительным, либо комплексно-сопряжённым числом. Тогда решения дифференциальных уравнений системы будут вида $Ae^{pt} = Ae^{\alpha t} (\cos \beta t + i \sin \beta t)$.

Из приведённого выше определения устойчивости следует, что если система устойчива, то при наличии толчка колебания будут затухать, возвращаясь к состоянию равновесия. Для этого надо, чтобы в экспоненциальном множителе α было отрицательной величиной. Если же α будет положительной величиной, то возникшие в системе колебания будут нарастать, уходя от состояния равновесия, и, следовательно, система будет неустойчивой.

Итак, условия устойчивости системы заключаются в том, что все без исключения корни характеристического уравнения системы, т. е. все корни определителя Δ , должны иметь отрицательную вещественную часть. Если хотя бы один из корней характеристического уравнения имеет положительную вещественную часть, то система будет неустойчивой.

22.8. Критерий Гурвица

Необходимые и достаточные условия для того, чтобы все корни характеристического уравнения

$$a_0 x^m + a_1 x^{m-1} + \dots + a_{m-1} x + a_m = 0$$

при $a_0 > 0$ имели отрицательную вещественную часть даётся критерием Гурвица, который требует, чтобы для этого все определители числом m

$$\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3 \dots \Delta_m,$$

составленные по показанной ниже схеме, были положительны¹⁾ [58].

Определители составляются по следующей схеме:

$$\Delta_1 = a_1; \quad \Delta_2 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 \\ a_0 & a_2 \end{vmatrix}; \quad \Delta_3 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 \\ a_0 & a_2 & a_4 \\ 0 & a_1 & a_3 \end{vmatrix}$$

$$\Delta_4 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 & a_7 \\ a_0 & a_2 & a_4 & a_6 \\ 0 & a_1 & a_3 & a_5 \\ 0 & a_0 & a_2 & a_4 \end{vmatrix}; \quad \Delta_k = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & a_5 \dots a_{2k-1} \\ a_0 & a_2 & a_4 \dots a_{2k-2} \\ 0 & a_1 & a_3 \dots a_{2k-3} \\ 0 & a_0 & a_2 \dots a_{2k-4} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots & a_k \end{vmatrix} \quad (22.16)$$

¹⁾ А. Н. Крылов. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики. Ленинград. 1932.

Далее в каждом из этих определителей все коэффициенты, имеющие индекс, больший, чем m , заменяются нулями. Полученные таким путём определители должны быть больше нуля.

Так например, при $m = 4$ получим:

$$a_1 > 0; \Delta_2 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 \\ a_0 & a_4 \end{vmatrix} > 0; \Delta_3 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & 0 \\ a_0 & a_2 & a_4 \\ 0 & a_1 & a_3 \end{vmatrix} > 0$$

$$\Delta_4 = \begin{vmatrix} a_1 & a_3 & 0 & 0 \\ a_0 & a_2 & a_4 & 0 \\ 0 & a_1 & a_3 & 0 \\ 0 & a_0 & a_2 & a_4 \end{vmatrix} > 0 \quad (22.17)$$

Если указанные неравенства выполняются, то все корни характеристического уравнения имеют отрицательную вещественную часть. Следовательно, система удовлетворяет условиям устойчивости.

22.9. Некоторые сведения из теории функций комплексного переменного

Приведённые условия Гурвица решают вопрос об устойчивости системы. Однако, для большинства случаев более удобным является получение результата в другой форме, основанной на так называемом критерии Найквиста. Для того, чтобы пояснить смысл этого критерия и сделать последующее изложение более связным, нам придётся напомнить некоторые положения, известные из теории функций комплексного переменного [58].

Пусть имеется функция комплексного переменного $f(z)$ голоморфная в некоторой точке a , т. е. функция, которая в окрестности этой точки может быть разложена в степенной ряд относительно $(z-a)$. Согласно теореме Коши интеграл по замкнутому контуру C , содержащему внутри себя точку a будет равен нулю

$$\int_C f(z) dz = 0,$$

если функция является голоморфной¹⁾ всюду внутри этого контура, включая и точки самого контура.

¹⁾ Всякая функция комплексного переменного голоморфная в данной области является аналитической в этой же области, т.е. представляет собой однозначную функцию, имеющую в каждой точке области конечную производную.

Если же точка a будет полюсом функции $f(z)$, и замкнутый контур целиком лежит в окрестности этой точки, то, вообще говоря, $\int_C f(z) dz \neq 0$. Значение этого интеграла не зависит от формы контура и может быть вычислено следующим путём.

Разложим $f(z)$ в окрестности точки a в ряд

$$f(z) = c_0 + c_1(z-a) + \dots + c_n(z-a)^n + \dots + \frac{c_{-1}}{z-a} + \dots \frac{c_{-n}}{(z-a)^n} + \dots \quad (22.18)$$

Интегрируя этот ряд почленно вдоль контура интегрирования и учитывая, что

$$\int_C (z-a)^m dz = 0 \quad (m=0,1,2,\dots); \quad \int_C \frac{dz}{(z-a)^n} = 0 \quad (n=2,3,\dots),$$

получим

$$\int_C f(z) dz = c_{-1} 2\pi i. \quad (22.19)$$

Величину $\frac{1}{2\pi i} \int_C f(z) dz$ называют вычетом функции $f(z)$ относительно особой точки a ; она равна коэффициенту при первой отрицательной степени разложения в ряд Лорана.

Пусть теперь функция $f(z)$ имеет внутри выбранного контура не одну особую точку, а N нулей и P полюсов. Нулём функции $f(z)$ в области G будет являться всякая точка z_0 , для которой $f(z_0)=0$, а полюсом такая точка, в бесконечно малой окрестности которой функция $f(z)$ становится бесконечно большой.

Положим $\Theta = \ln[f(z)]$ и составим выражение

$$\int_C d\Theta = \int_C d[\ln f(z)] = \int_C \frac{d[f(z)]}{f(z)} = \int_C \frac{f'(z)}{f(z)} dz.$$

Если $\frac{1}{2\pi i} \int_C \frac{f'(z)}{f(z)} dz$ назвать логарифмическим вычетом функции $f(z)$, то можно доказать следующее положение^[58]:

Логарифмический вычет функций $f(z)$ относительно замкнутого контура C равен числу нулей N , минус число полюсов этой функции P , лежащих внутри C , причём каждый нуль и каждый полюс считается столько раз, какова его кратность.

Следовательно,

$$\int_C \frac{f'(z)}{f(z)} dz = 2\pi i (N - P). \quad (22.20)$$

Рассмотрим теперь стоящий в левой части (22.20) интеграл, взятый по некоторой кривой L , являющейся частью контура C

$$\int_L \frac{f_1(z)}{f(z)} dz = \int_L \frac{d|f(z)|}{f(z)} = \int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{d\xi}{\xi},$$

где

$$\xi = f(z).$$

Представим комплексное число ξ в виде $\xi = Re^{i\varphi}$, где R — радиус-вектор, а φ — угол (рис. 22.8) и примем, что $R = \text{const}$.

Тогда $d\xi = iRe^{i\varphi}d\varphi$ и можно написать

$$\int_{\xi_1}^{\xi_2} \frac{d\xi}{\xi} = \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{iRe^{i\varphi}}{Re^{i\varphi}} d\varphi = i \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = i(\varphi_2 - \varphi_1),$$

где φ_1 и φ_2 соответствуют значениям углов для точек ξ_1 и ξ_2 . Когда $(\varphi_2 - \varphi_1) = 2\pi$, т. е. когда радиус-вектор совершает полный оборот вокруг начала координат, то

$$\int_C \frac{d\xi}{\xi} = 2\pi i.$$

При этом обход точки ξ по замкнутому контуру производится в таком направлении, что фазовый угол возрастает, т. е. против часовой стрелки. Если мы будем обходить контур по часовой стрелке, то, естественно, что интеграл будет равен $-2\pi i$.

Представим теперь, что точка z , перемещающаяся по замкнутому контуру интегрирования плоскости z , соответствует движущейся точке ξ на плоскости ξ , характеризующей значение функции $\xi = f(z)$.

Величина $2\pi i$ соответствует одному полному обходу точки ξ в положительном направлении; таким образом, $2\pi i(N - P)$ показывает, каково число таких полных обходов.

Если точка начала координат 0 на плоскости ξ обходится несколько раз как по часовой, так и против часовой стрелки, то очевидно, что $2\pi i(N - P)$ будет определять разность между числом обходов в положительном и отрицательном направлениях. Другими словами, левая часть (22.20) показывает

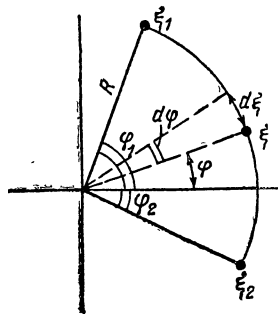


Рис. 22.3. Фазовый угол и радиус-вектор комплексного числа ξ

число M раз, которое точка ξ обходит начало координат плоскости ξ , когда точка z обходит свой контур на плоскости z . При этом M равно разности между числом обходов начала координат по часовой стрелке и против часовой стрелки.

Сказанное выше даёт возможность сформулировать условия устойчивости системы с обратной связью.

22.10. Устойчивость систем с обратной связью

Введём теперь вместо z переменную p , а вместо $f(z)$ величину $F = \frac{\Delta}{\Delta^0}$. Нули и полюсы функции $F = F(p)$ будут определяться корнями определителей Δ и Δ^0 . Так, корни Δ будут нулями функции F , а корни Δ^0 — полюсами. Но определитель Δ представляет собой характеристическое уравнение рассматриваемой системы, а Δ^0 — характеристическое уравнение системы, находящейся в разомкнутом состоянии. Согласно изложенному в параграфе 22.7 для того, чтобы система была устойчива, все корни её характеристического уравнения должны иметь отрицательную вещественную часть. Отсюда следует, что если система в замкнутом состоянии устойчива, то её нули находятся в левой полуплоскости (рис. 22.9). Вы-

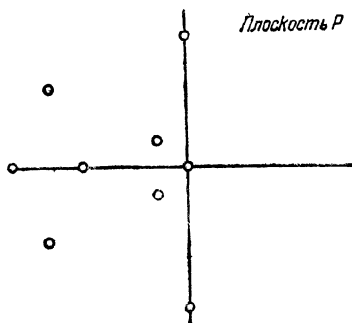


Рис. 22.9. Для устойчивой системы ни один из нулей не лежит в правой полуплоскости

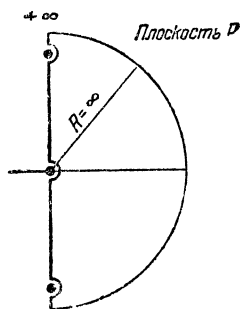


Рис. 22.10. Контур интегрирования в пределе охватывает всю правую полуплоскость

берем в качестве контура интегрирования на плоскости p полуокружность радиуса R , при $R \rightarrow \infty$ и мнимую ось (рис. 22.10). При этом контур интегрирования охватывает все полюсы функции F , расположенные в правой полуплоскости. Что касается нулей этой функции, то согласно сказанному выше для системы, устойчивой в замкнутом состоянии, в правой полуплоскости они отсутствуют.

Таким образом, внутри контура интегрирования $N=0$. При $N=0$ на основании (22.20) получим

$$\int_C \frac{F'(p)}{F(p)} dp = 2\pi i P. \quad (22.21)$$

Это соотношение говорит о том, что если при изменении $p=i\omega$ от $-\infty$ до $+\infty$ диаграмма, построенная для возвратной разности F , охватывает в положительном направлении начало координат P раз, то система устойчива.

Если $P \neq 0$, то это значит, что P корней определителя Δ° лежат в правой полуплоскости. Следовательно, приведённое выше соотношение относится к случаю, когда в замкнутом состоянии система является устойчивой, в то время как в разомкнутом состоянии она неустойчива. Изложенные соображения дают возможность сформулировать условия устойчивости более общие, чем условия Найквиста, причём эти более общие условия будут относиться к системам, обладающим устойчивостью в замкнутом состоянии, несмотря на то, что в состоянии разомкнутом рассматриваемые системы не являются устойчивыми. Однако, использование подобного критерия будет осложняться тем обстоятельством, что помимо построения диаграммы устойчивости окажется необходимым определение того, сколько корней определителя Δ° входит в общее число корней. Имея в виду те задачи, какие нам придётся рассматривать в дальнейших главах этой книги, мы можем ограничиться более простым, хотя и менее общим, случаем систем, обладающих устойчивостью не только в замкнутом, но и в разомкнутом состоянии, тем более, что именно этот случай имеет наибольшее практическое значение.

Итак примем, что в разомкнутом состоянии, т. е. при отсутствии подачи обратного напряжения, система устойчива, как это обычно имеет место в действительности. Тогда $P=0$ и как частный случай предыдущего условия мы находим

$$\int_C \frac{F'(p)}{F(p)} dp = 0. \quad (22.22)$$

Этот результат, соответствующий известному критерию устойчивости, впервые предложенному Найквистом, может быть сформулирован следующим образом.

Для того, чтобы система с обратной связью, устойчивая в разомкнутом состоянии, была устойчива и при замкнутом кольце обратной связи, необходимо и достаточно, чтобы разность между числом обходов по диаграмме F начала коор-

динат в положительном и отрицательном направлениях была равна нулю.

В частности (рис. 22.11), система будет устойчивой, если диаграмма, построенная для возвратной разности, не охватывает ни разу точку начала координат плоскости $F = F(p)$.

Всё приведённое выше рассмотрение относилось к возвратной разности F . Если вести рассмотрение для коэффициента передачи по кольцу обратной связи $K\beta = 1 - F$, то диаграмму устойчивости нужно будет, естественно, строить для $K\beta$, а критической точкой будет $(1,0)$, как это показано на рис. 22.12.

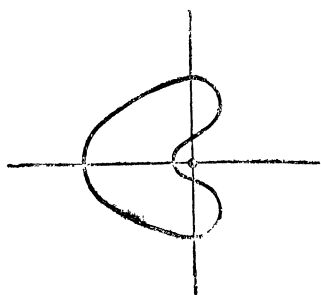


Рис. 22.11. Диаграмма устойчивой системы, построенная для возвратной разности

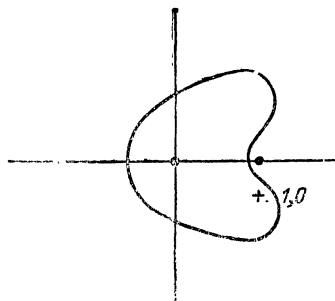


Рис. 22.12. Диаграмма $K\beta$ для устойчивой системы

Построение диаграммы устойчивости даже в самых сложных случаях не только полностью решает вопрос о том, устойчива или неустойчива система с обратной связью, но даёт и известное представление о степени её устойчивости. Однако, построение такой диаграммы обычно бывает связано с довольно кропотливыми и длительными вычислениями. Их можно несколько облегчить, если принять во внимание следующие обстоятельства.

Во-первых, в усилителях с электронными лампами сеточная и анодная цепь лампы всегда зашунтированы ёмкостями. Если даже в самой схеме такие ёмкости отсутствуют, то всегда имеются ёмкости сетка—катод и анод—катод. Благодаря этому на бесконечно большой частоте коэффициент передачи по замкнутому кольцу $K\beta$ приближается к нулю, а возвратная разность $F = 1 - K\beta$ к 1. Если в схеме используются переходные конденсаторы, то и на нулевой частоте $K\beta = 0$ и $F = 1$.

Во-вторых, по мере увеличения радиуса полуокружности R контура интегрирования на плоскости P и приближении к бесконечности перемещение точки $P = i\omega$ по этому контуру будет всё меньше сказываться на перемещение точки, изображающей

изменение F на плоскости F . При достаточно большом R точка, характеризующая F , будет оставаться неподвижной. При этих условиях изменение F будет определяться лишь перемещением P по вертикальной оси в пределах от $-\infty$ до $+\infty$.

Однако, даже при учёте этих обстоятельств построение диаграммы устойчивости является в некоторых случаях довольно сложным, тем более, что диаграмма может охватывать критическую точку не один, а несколько раз. Подобный пример изображён на рис. 22.13. При построении диаграммы по точкам в подобных случаях приходится рассчитывать довольно большое число точек с тем, чтобы не получить заметной ошибки при построении.

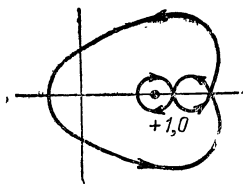


Рис. 22.13. Диаграмма системы, обладающей условной устойчивостью

С первого взгляда может показаться, что система, соответствующая рис. 22.13, является неустойчивой. Однако, следует учесть, что здесь диаграмма охватывает критическую точку два раза, причём один обход происходит в положительном направлении, а второй в отрицательном направлении. При наличии нескольких обходов нужно, как уже указывалось, учитывать направление обхода. Если число охватывающих критическую точку обходов в положительном и отрицательном направлении равно между собой, то система устойчива. В частности, система рис. 22.13 является устойчивой.

Рассмотрение вопроса в сложных случаях может быть облегчено, если взамен критерия Найквиста воспользоваться критерием, предложенным Я. З. Цыпкиным^[63]. При исследовании устойчивости с помощью критерия Цыпкина нет необходимости производить полное построение диаграммы устойчивости. Достаточно установить число точек пересечения диаграммой действительной оси и исследовать, в каком направлении — положительном или отрицательном — осуществляется перемена знака. Другими словами, для суждения об устойчивости здесь достаточно установить точки пересечения и знак этих точек пересечения.

22.11. Абсолютная и условная устойчивость

Как мы видели, система с обратной связью является устойчивой как в случае рис. 22.12, так и в случае рис. 22.13. Однако, между этими двумя случаями имеется существенное различие. Представим себе, что вследствие каких-либо причин величина усиления на всех частотах уменьшилась в n раз. Такое уменьшение усиления будет соответствовать сокраще-

нию^а диаграммы в n раз, или при неизменной диаграмме расширению масштабов по осям тоже в n раз. Очевидно, что система рис. 22.12 при любых уменьшениях усиления сохраняет свою устойчивость в то время, как система рис. 22.13 в некоторой области может перейти в неустойчивое состояние. Подобный случай показан на рис. 22.14.

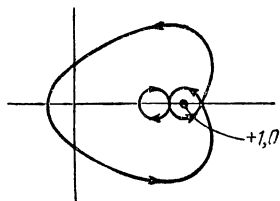


Рис. 22.14. При уменьшении усиления система, обладающая условной устойчивостью, может перейти в неустойчивое состояние

Системы, которые при любых уменьшениях усиления по сравнению с нормальным значением сохраняют свою устойчивость, мы будем называть абсолютно устойчивыми системами. Системы, которые в случае уменьшения усиления могут перейти в неустойчивое состояние, мы будем называть системами с условной устойчивостью.

Система рис. 22.13 соответствует условной устойчивости. В условиях эксплуатации уменьшение усиления может быть вызвано рядом причин:

понижением напряжения источников питания, ухудшением параметров ламп вследствие старения и т. д. В усилителях иногда наблюдается возникновение паразитных колебаний при включении усилителя. Когда лампы разогреются, достаточно на мгновение выключить и затем снова включить усилитель с тем, чтобы сорвать колебания и перевести усилитель в нормальный режим работы. Это можно объяснить именно тем, что усилители подобного типа обладают условной устойчивостью.

Очевидно, что усилители с условной устойчивостью не удовлетворяют условиям эксплуатации. Проектирование усилителей следует вести так, чтобы была обеспечена абсолютная устойчивость.

22.12. Критерий абсолютной устойчивости

В тех случаях, когда требуется исследовать систему, имеющую заданные параметры, приходится прибегать к использованию одного из указанных в предыдущих параграфах критериев устойчивости.

Однако, если мы имеем дело не с поверочным расчётом, а с проектированием усилителей, и поставленная задача заключается в выборе его параметров таким образом, чтобы обеспечить условия устойчивой работы, то следует исходить из условий обеспечения абсолютной устойчивости.

Для этого случая можно установить более простой критерий устойчивости, чем приведённые выше критерии Найквиста и Цыпкина. В первую очередь заметим, что величина $K\beta$ представляет собой комплексное число вида

$$K\beta = a + ib, \quad (22.23)$$

где a и b представляют собой дробно-рациональные функции частоты.

В точках пересечения вектором $K\beta$ действительной оси должно иметь место условие

$$b = 0.$$

Из этого условия находим значения частот, определяющих точки пересечения с осью. Обозначим значение $K\beta$ при $b=0$ через $K_0\beta_0 = \operatorname{Re}[K\beta]$. Очевидно, что для выполнения условий абсолютной устойчивости для всех точек пересечения, в том числе и для точки, наиболее близкой к критической, должно иметь место неравенство (см. рис. 22.15)

$$K_0\beta_0 < 1, \quad (22.24)$$

Здесь величина $K_0\beta_0 = a$ является функцией частоты ω . Если условие (22.24) выполняется, то усилитель абсолютно устойчив.

Итак, для того, чтобы усилитель обладал абсолютной устойчивостью нужно, чтобы вещественная часть коэффициента передачи по кольцу обратной связи $K\beta$ была меньше единицы на всех частотах, для которых мнимая часть $K\beta$ равна нулю.

Мы ещё вернёмся к этому критерию устойчивости в следующей главе при рассмотрении вопросов устойчивости резонансных усилителей.

Литература: 5, 18, 40, 49, 50, 58, 77, 79.

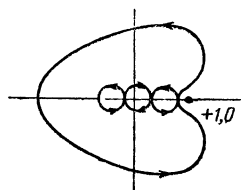


Рис. 22.15. Система, для которой диаграмма пересекает действительную ось в нескольких точках

ГЛАВА 23

ПАЗАРИТНЫЕ ОБРАТНЫЕ СВЯЗИ В МНОГОСТУПЕННЫХ РЕЗОНАНСНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ

23.1. Вводные замечания

Получение достаточной величины усиления и избирательности обычно приводит к необходимости использовать несколько включённых последовательно усилителей. Если в многоступенном усилителе отсутствуют заметно выраженные обратные связи, то параметры каждой из его ступеней не зависят от данных остальной части схемы. В этом случае, зная данные отдельных ступеней, легко установить, каковы будут свойства усилителя в целом. В случае, когда в усилителе действуют сильные паразитные обратные связи, каждая из ступеней существенно влияет на другие ступени и картина значительно усложняется. Мы начнём с рассмотрения усилителя, в котором действием паразитных связей возможно пренебречь.

23.2. Усиление, избирательность и полоса пропускания многоступенного усилителя без учёта действия обратной связи

Предположим, что мы имеем многоступенный усилитель изображённый на рис. 23.1. Согласно определению коэффициенты усиления ступеней будут равны

$$K_1(f) = \frac{U_2}{U_1}; \quad K_2(f) = \frac{U_3}{U_2};$$

$$K_3(f) = \frac{U_4}{U_3}; \quad K_n(f) = \frac{U_{n+1}}{U_n}.$$

Следовательно, если мы обозначим через $K_{\Sigma} = \frac{U_{n+1}}{U_1}$ коэф-

коэффициент усиления всего усилителя, то получим следующее очевидное соотношение

$$K_{\Sigma}(f) = K_1(f) \cdot K_2(f) \cdot K_3(f) \cdot \dots \cdot K_n(f) \quad (23.1)$$

Коэффициент избирательности, соответствующий данной частоте f , представляет собой отношение коэффициента уси-

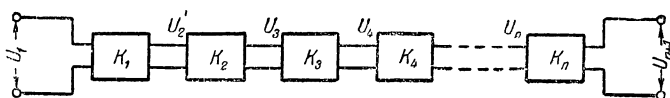


Рис. 23.1. Блок-схема многоступенного усилителя

ления при резонансе к коэффициенту усиления на данной частоте. Таким образом, коэффициенты избирательности отдельных ступеней будут

$$\sigma_1(f) = \frac{K_1(f_0)}{K_1(f)}; \quad \sigma_2(f) = \frac{K_2(f_0)}{K_2(f)}; \quad \dots \sigma_n(f) = \frac{K_n(f_0)}{K_n(f)}.$$

Поэтому, коэффициент избирательности для всего усилите-

ля в целом $\sigma_{\Sigma}(f) = \frac{K_{\Sigma}(f_0)}{K_{\Sigma}(f)}$ будет равен

$$\sigma_{\Sigma}(f) = \sigma_1(f) \cdot \sigma_2(f) \cdot \sigma_3(f) \cdot \dots \cdot \sigma_n(f). \quad (23.2)$$

Запись в форме $K(f)$ и $\sigma(f)$ подчёркивает зависимость от частоты. Рассматривая абсолютные значения соответствующих комплексных величин K и σ , в которых значок (f) мы опустим для краткости письма, на основании (23.1) и (23.2) найдём:

$$K_{\Sigma} = K_1 K_2 K_3 \dots K_n \quad (23.3)$$

$$\sigma_{\Sigma} = \sigma_1 \sigma_2 \sigma_3 \dots \sigma_n. \quad (23.4)$$

Из соотношения (23.4), в частности, следует, что для того, чтобы построить резонансную характеристику многоступенной системы, достаточно перемножить между собой резонансные кривые отдельных ступеней.

В развёрнутом виде (23.4) в случае одноконтурных усилителей запишется так:

$$\sigma_{\Sigma} = [1 + (yQ_1)^2]^{1/2} \cdot [1 + (yQ_2)^2]^{1/2} \dots [1 + (yQ_n)^2]^{1/2}. \quad (23.5)$$

Для n -ступенного усилителя с равными параметрами, когда $Q_1 = Q_2 = Q_3 = \dots Q_n$, будем иметь

$$\sigma_{\Sigma} = [1 + (yQ)^2]^{n/2}. \quad (23.6)$$

Перейдём теперь к вопросу о ширине полосы пропускания, причём ограничимся случаем усилителя с равными параметрами. Величина y , входящая в (23.6), при не очень больших расстройках равна $y = \frac{2\Delta f}{f_0} \cdot Q$ ($f_0 \gg \Delta f$). Обозначая

$$2\Delta f = \Delta F \text{ и } \sigma_{\Sigma} = \sigma_1^n,$$

$$\sigma_{\Sigma} = \left[1 + \left(\frac{\Delta F}{f_0}\right)^2 \cdot Q^2\right]^{n/2}. \quad (23.7)$$

Здесь σ_{Σ} — коэффициент частотных искажений для всего усилителя на краю полосы пропускания ΔF .

На основании (23.7) получим

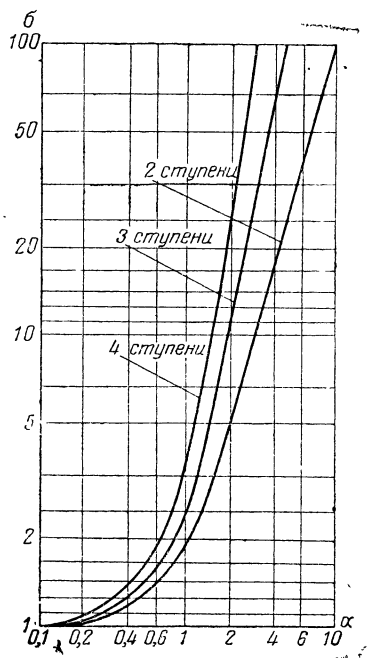
$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sigma_{\Sigma}^{2/n} - 1} \quad (23.8)$$

Приведённые соотношения дают возможность определить коэффициент усиления, коэффициент избирательности и ширину полосы многоступенного усилителя. Можно также пользоваться обобщёнными резонансными и фазовыми характеристиками, построив их с помощью соответствующей характеристики для одной ступени усилителя. Подобные обобщённые

Рис. 23.2. Обобщённые резонансные кривые для нескольких ступеней

резонансные характеристики для нескольких ступеней приведены на рис. 23.2.

Для многоступенных усилителей весьма большое значение имеют паразитные обратные связи. При наличии обратных связей соотношения (23.1) — (23.5) остаются справедливыми. Однако, при пользовании ими следует иметь в виду, что коэффициент усиления и коэффициент избирательности каждой



из ступеней, действующей в общей системе усилителя, будет отличаться от соответствующих величин для отдельной, изолированно взятой ступени.

Одна из главных задач, возникающих при проектировании и конструировании приёмников, заключается в обеспечении устойчивости усилителей. Это требует либо полного устранения паразитных обратных связей, либо ослабления их до такой величины, при которой они не будут заметным образом влиять на работу усилителя.

23.3. Виды паразитных обратных связей

В предыдущей главе нами были рассмотрены некоторые общие вопросы, относящиеся к системам с обратной связью. В настоящей главе мы разберём круг вопросов, относящихся к паразитным обратным связям в многоступенных усилителях.

В радиочастотных усилителях могут иметь место следующие виды паразитных обратных связей:

а) Связь между выходом и входом всего усилителя. Этот вид паразитной обратной связи обычно имеет ёмкостный характер и может быть ослаблен или даже полностью устранён за счёт экранировки, рационального расположения деталей и грамотно выполненного монтажа.

б) Связь между анодными и сеточными цепями отдельных ступеней усилителя. Меры борьбы с этим видом паразитной связи те же, что и в предыдущем случае, однако, устранение действия паразитных связей здесь достигается легче, так как система, охваченная обратной связью, обладает меньшим усилением.

в) Связь через ёмкости ламп C_{ag} .

г) Связь через общие источники питания.

Последние два вида паразитной связи имеют особо важное значение и заслуживают специального рассмотрения.

Вопрос об устойчивости и об условиях самовозбуждения многоступенных резонансных усилителей с непосредственным включением контура, а также усилителей с трансформаторным включением со стороны анода при наличии паразитной ёмкости сетки — анод был впервые поставлен и решён ещё в 1931—1932гг. в широко известных работах проф. В. И. Сифорова.

Эти работы В. И. Сифорова не только сыграли выдающуюся роль в развитии теории радиоприёмных устройств, но и служили в течение целого ряда лет, основой на которой строились методы технического проектирования систем, содержащих многоступенные резонансные усилители.

Однако, в настоящее время, в связи с широким применением широкополосных усилителей и усилителей ультравысоких частот представляет интерес вновь рассмотреть вопрос об устойчивости резонансных усилителей под несколько другим углом зрения.

В предыдущих работах по анализу устойчивости резонансных усилителей (В. И. Сифоров, Л. Б. Слепян, Нельсон, Битти) авторы исходили не из общей теории систем с обратной связью, а опирались на рассмотрение вопроса о входном сопротивлении лампы, обусловленном влиянием проводимости сетка — анод.

Подобное рассмотрение вопроса, как нам кажется, имеет следующие недостатки:

1. Обратная связь через ёмкость анод—сетка представляет собой частный случай паразитной обратной связи. Очевидно, что с точки зрения построения общей теории желательно иметь единый метод рассмотрения устойчивости систем с обратной связью, который может быть применён к любому случаю. Между тем рассмотрение вопроса, основанное на изучении входного сопротивления усилительной лампы, представляет собой лишь некоторый частный приём, не применимый к ряду других случаев.

2. Анализ, выполненный в отмеченных выше работах, был сделан для случая низких радиочастот. Поэтому вопрос о возможности использования этих соотношений на ультравысоких частотах остаётся открытым. Более того, не вполне ясно, какова область применения полученных результатов.

3. В анализе, основанном на рассмотрении входного сопротивления лампы, оказывается нераскрытым важный вопрос о фазовых соотношениях, которые имеют место при самовозбуждении многоступенных усилителей. Остаётся неизвестным, каковы соотношения между частотой возникающих колебаний и резонансной частотной контуров в сеточной и анодной цепях.

Во всём последующем изложении мы будем исходить из общей теории устойчивости усилителей с обратной связью, рассмотренной нами в предыдущей главе, и будем стремиться выбирать параметры усилителя так, чтобы обеспечить абсолютную устойчивость усилителя. Материал, изложенный в параграфе 22.12 предыдущей главы, даёт возможность предложить изложенную ниже методику определения условий абсолютно устойчивой работы для схем усилителей с обратной связью.

1. Составляем систему характеристических уравнений для усилителя, пользуясь, например, методом узловых напряжений.

2. Составляем в комплексной форме выражение для коэффициента передачи по кольцу обратной связи, учитывая что

$1 - K\beta = \frac{\Delta}{\Delta^0}$, где Δ , — определитель системы, а Δ^0 — значение Δ при $S=0$.

3. Отделяя действительную часть от мнимой, представляем результат в форме $K\beta = a + ib$.

4. Из условия $b=0$ находим частоты, при которых мнимая часть комплексного выражения $K\beta$ обращается в нуль.

5. Подставляя в выражение для $a = K_0\beta_0$ значения частот, соответствующих условию $b=0$, находим значения, при которых система наиболее близка к самовозбуждению.

6. Имея найдённое из предыдущего пункта выражение для $K_0\beta_0$, составляем условие отсутствия самовозбуждения в форме

$$K_0\beta_0 < 1.$$

Если $K_0\beta_0$ окажется больше 1, то система не удовлетворяет условиям абсолютной устойчивости.

Приложение изложенной методики к конкретным схемам резонансных усилителей с обратной связью будет дано ниже.

23.4. Связь через ёмкость C_{ag} Условия устойчивости для одноступенного усилителя

Современные пентоды высокой частоты, которые используются в резонансных усилителях, имеют междуэлектродную ёмкость C_{ag} от 0,01 мкмкф до 0,001 мкмкф. Несмотря на столь малую величину эта ёмкость не только оказывает существенное влияние на работу резонансного усилителя, но даже в отдельных случаях может явиться причиной паразитной генерации.

Начнём рассмотрение вопроса о влиянии ёмкости C_{ga} на работу усилителя с установления условий устойчивости работы для одной ступени усиления, показанной на рис. 23.3. Выбранная схема, соответствующая неполному включению как со стороны анода, так и со стороны сетки является наиболее общей.

Анализ системы будем вести на основе исследования характеристических уравнений. Составим выражение для

$$F = 1 - K\beta = \frac{\Delta}{\Delta^0}.$$

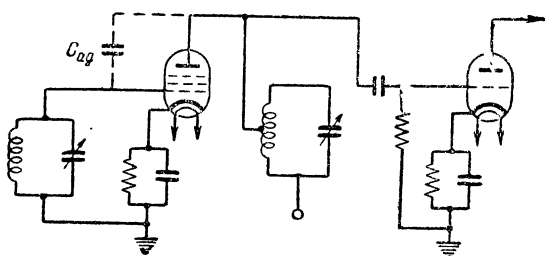


Рис. 23.3. Схема усилителя с учётом паразитной ёмкости сетка—анод

На основании (10.5) параграфа 10.5 узловые уравнения для схемы рис. 23.3 могут быть записаны в виде:

$$\begin{aligned} (Y_1 + Y_g + Y_{ga}) U_1 - Y_{ga} U_2 &= I, \\ (S - Y_{ga}) U_1 + (Y_n + Y_a + Y_{ga}) U_2 &= 0. \end{aligned} \quad (23.9)$$

Обозначим общую проводимость в сеточной цепи ($Y_1 + Y_g$) через Y' , а общую проводимость в анодной цепи ($Y_n + Y_a$) через Y'' . Положим, что в анодной и сеточной цепях используются одинаковые контуры, настроенные в точности на одну частоту, так что $Y' = Y'' = Y$. Тогда определитель Δ системы будет равен

$$\Delta_2 = \begin{vmatrix} Y + Y_{ga} & -Y_{ga} \\ S - Y_{ga} & Y + Y_{ga} \end{vmatrix} = (Y + Y_{ga})^2 + (S - Y_{ga})Y_{ga}. \quad (23.10)$$

Определитель Δ^0 получается из определителя Δ при $S=0$.

Следовательно,

$$\Delta_2^0 = (Y + Y_{ga})^2 - Y_{ga}^2. \quad (23.11)$$

Таким образом,

$$1 - K\beta = \frac{\Delta_2}{\Delta_2^0} = \frac{(Y + Y_{ga})^2 + (S - Y_{ga})Y_{ga}}{(Y + Y_{ga})^2 - Y_{ga}^2} = 1 + \frac{SY_{ga}}{Y^2 + 2YY_{ga}}, \quad (23.12)$$

откуда

$$K\beta = -S \frac{Y_{ga}}{Y^2 + 2YY_{ga}}. \quad (23.13)$$

Если резонансное сопротивление контуров будет R_α , то для рассматриваемой нами схемы

$$Y = \frac{1 + i\alpha}{R_\alpha m^2},$$

где $\alpha = \left(\frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) Q$ — обобщённая расстройка. При дальнейшем рассмотрении мы вместо переменной ω будем пользоваться переменной α .

Так как $Y_{ga} = i\omega C_{ga}$, то вместо (26.13) мы можем написать

$$K\beta = -\frac{iS\omega C_{ga}}{\frac{(1+i\alpha)^2}{m^4 R_\alpha^2} + 2\frac{1+i\alpha}{m^2 R_\alpha} \cdot i\omega C_{ga}} = -\frac{iS q R_\alpha \cdot m^2}{(1+i\alpha)^2 + 2iq(1+i\alpha)}, \quad (23.14)$$

где мы обозначили $q = \omega C_{ga} R_\alpha m^2$.

Представляя результат в виде

$$K\beta = a + ib,$$

найдем:

$$\begin{aligned} a &= \frac{-2(\alpha + q) \cdot S q R_\alpha \cdot m^2}{[1 - 2\alpha q - \alpha^2]^2 + 4(\alpha + q)^2}, \\ b &= \frac{[1 - 2\alpha q - \alpha^2] \cdot S q R_\alpha \cdot m^2}{[1 - 2\alpha q - \alpha^2]^2 + 4(\alpha + q)^2}. \end{aligned} \quad (23.15)$$

В соответствии с предложенной выше методикой исследования находим значение обобщённой расстройки, при которой наступает самовозбуждение из условия $b=0$,

откуда

$$\alpha^2 + 2q\alpha - 1 = 0,$$

$$\alpha = -q \pm \sqrt{1 + q^2} \approx -q \pm 1.$$

Легко убедиться в том, что отрицательный знак перед корнем соответствует точке пересечения диаграммы, более близкой к критической точке, чем знак положительный. Поэтому полагаем

$$\alpha = -1 - q. \quad (23.16)$$

Условия абсолютной устойчивости будут выполнены, если в выражении для α положить $\alpha = -1 - q$ и потребовать, чтобы при этом $R_e[K\beta] = K_0\beta_0 < 1$.

На основании (22.24) и (23.15) получим

$$q R_{\alpha} m^2 \frac{1}{2\sqrt{1+q^2}} < 1 \quad (q = \omega C_{ga} R_{\alpha} m^2)$$

или

$$S \omega C_{ga} R_{\alpha}^2 m^4 < 2 \sqrt{1 + (\omega C_{ga} R_{\alpha} m^2)^2}. \quad (23.17)$$

На частотах ниже, примерно, 100 мГц обычно имеет место неравенство $1 \gg (\omega C_{ga} R_{\alpha} m^2)^2$. При этом для рассматриваемой схемы с неполным включением как со стороны сетки, так и со стороны анода

$$S \omega C_{ga} R_{\alpha}^2 m^4 < 2. \quad (23.18)$$

В частном случае, когда автотрансформаторное включение имеет место только со стороны анода (или только со стороны сетки) мы получим

$$S \omega C_{ga} R_{\alpha}^2 m^2 < 2, \quad (23.19)$$

что совпадает с известными результатами, полученными ранее.

Заметим, что согласно сказанному выше усилитель обладает наибольшей склонностью к самовозбуждению, когда

$$\alpha = \frac{2\Delta f}{f_0} Q = -(1 + q) \approx -1. \quad (23.20)$$

Если f_0 — частота, на которую настроены контуры в сетке и в аноде лампы, то условие $\alpha = -1$ равноценно условию

$$\Delta f = -\frac{f_0}{2Q}. \quad (23.21)$$

Таким образом, самовозбуждение усилителя будет наступать на частоте f^* , отличной от резонансной частоты f_0

$$f^* = f_0 - \Delta f = f_0 \left(1 - \frac{1}{2Q}\right). \quad (23.22)$$

Мы полагали с самого начала, что сеточный и анодный контуры настроены одинаковым образом и что какая-либо расстройка между ними отсутствует. Из (23.22) видно, что так как контуры настроены на частоту f_0 , то для тока с частотой f^* , на которой система может самовозбуждаться, они оба представляют индуктивные сопротивления.

23.5. Определитель системы характеристических уравнений для n -ступенного усилителя

Перейдём теперь к рассмотрению усилителей с несколькими ступенями. Если представить многоступенчатый усилитель в виде ряда активных четырёхполюсников, включённых последовательно, то мы придём к схеме рис. 23.4.

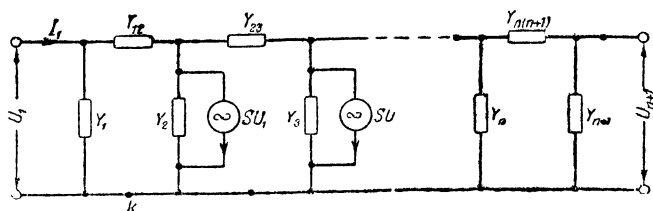


Рис. 23.4. Многоступенчатый усилитель, представленный в виде многоконтурной схемы

Применяя к нашему усилителю метод узловых напряжений, которым мы уже пользовались в случае одной ступени, получим следующую систему характеристических уравнений:

$$\begin{aligned}
& Y_{11}U_1 - Y_{12}U_2 - Y_{13}U_3 - \dots = I_1 \\
& -Y_{21}U_1 + Y_{22}U_2 - Y_{23}U_3 - \dots = -SU_1 \\
& -Y_{31}U_1 - Y_{32}U_2 + Y_{33}U_3 - \dots = -SU_2 \\
& \vdots \\
& -Y_{n1}U_1 - Y_{n2}U_2 - Y_{n3}U_3 - \dots = -SU_{n-1} \\
& -Y_{(n+1)1}U_1 - Y_{(n+1)2}U_2 - Y_{(n+1)3}U_3 - \dots = -SU_n
\end{aligned} \quad (23.23)$$

Полученная система уравнений, записанная в общем виде, выглядит достаточно громоздко. Однако, она чрезвычайно упрощается, если принять во внимание следующее. В рассматриваемой нами цепи среди взаимных приводимостей Y_{ik} отличны от нуля только приводимости между двумя соседними узлами $Y_{k(k-1)} = Y_{(k-1)k}$. При этом все отличные от нуля взаимные проводимости равны Y_{ga} , все же остальные взаимные проводимости равны нулю. Что касается собственных проводимостей Y_{kk} , то ввиду того, что в системе используются одинаково настроенные контуры с равными параметрами, аналогично предыдущему мы получим

$$Y_{11} = Y_{22} = Y_{33} = \dots = Y_{nn} = Y + Y_{ga}. \quad (23.24)$$

С учётом сказанного определитель системы характеристических уравнений можно написать в виде:

$$\Delta = \begin{vmatrix}
Y + Y_{ga} & -Y_{ga} & 0 & \dots & 0 & 0 \\
S - Y_{ga} & Y + Y_{ga} & -Y_{ga} & \dots & 0 & 0 \\
0 & S - Y_{ga} & Y + Y_{ga} & \dots & 0 & 0 \\
\vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\
0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\
0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0
\end{vmatrix} \quad (23.25)$$

Здесь Δ обозначает определитель, относящийся к системе из $(n+1)$ уравнений для усилителя с n ступенями. В ряде случаев можно считать, что $Y \gg Y_{ga}$ и $S \gg Y_{ga}$. Тогда определитель приобретает следующий вид:

$$\Delta_{n+1} = \begin{vmatrix} Y & -Y_{ga} & 0 & \dots & 0 & 0 \\ S & Y & -Y_{ga} & \dots & 0 & 0 \\ 0 & S & Y & \dots & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & Y & -Y_{ga} \\ 0 & 0 & 0 & \dots & S & Y \end{vmatrix} \quad (23.26)$$

Хотя полученный определитель является определителем $(n+1)$ порядка, однако в нём отличны от нуля лишь элементы, расположенные в 3 диагоналях: в левой главной диагонали и в двух соседних с нею, причём, что очень существенно, все элементы соответствующей диагонали равны между собой.

Легко убедиться в том, что для подобного определителя будет верно следующее соотношение

$$\Delta_{n+1} = Y\Delta_n + \Delta SY_{gan-1}. \quad (23.27)$$

Равенство (23.27) даёт возможность сразу получить выражения для определителей при различном числе ступеней.

Имеем

$$\begin{aligned} n=1; \Delta_2 &= Y^2 + SY_{ga}, \\ n=2; \Delta_3 &= Y \cdot \Delta_2 + SY_{ga} \cdot Y = Y^3 + 2SY_{ga}Y, \\ n=3; \Delta_4 &= Y\Delta_3 + SY_{ga} \cdot \Delta_2 = Y^4 + 3SY_{ga}Y^2 + S^2Y_{ga}^2, \\ n=4; \Delta_5 &= Y\Delta_4 + SY_{ga}\Delta_3 = Y^5 + 4SY_{ga}Y^3 + 3S^2Y_{ga}^2Y \end{aligned} \quad (23.28)$$

$$n = 5; \Delta_5 = Y\Delta_3 + SY_{ga}\Delta_4 = Y^6 + 5SY^4Y_{ga} + 6S^2Y^2Y_{ga}^2 + S^3Y^3Y_{ga}^3$$

$$n = 6; \Delta_7 = Y\Delta_5 + SY_{ga}\Delta_6 = Y\Delta_7 + 6SY^5Y_{ga} + 7S^2Y^3Y_{ga}^2 + 4S^3Y^2Y_{ga}^3$$

$$\vdots$$

$$n = \kappa; \Delta_{\kappa+1} = Y\Delta_{\kappa} + SY_{ga}\Delta_{\kappa-1}.$$

Вычисление возвратной разности F требует знания помимо определителя системы Δ также знания определителя Δ° , который получается из предыдущего при $S=0$. Из (23.28) видно, что

$$\Delta_{\kappa}^\circ = Y^{\kappa}. \quad (23.29)$$

Соотношения (23.28) и (23.29) дают возможность записать выражения для возвратной разности для n -ступенного усилителя в виде

$$F = 1 - K\beta = \frac{\Delta_{n+1}}{\Delta^\circ_{n+1}} = \frac{Y\Delta_n + SY_{ga}\Delta_{n-1}}{Y^n}. \quad (23.30)$$

К этому соотношению мы ещё вернёмся при рассмотрении условий устойчивости многоступенных усилителей.

23.6. Условия абсолютной устойчивости для многоступенных усилителей

Применим разработанную выше методику анализа (см. § 23.3) к установлению условий, обеспечивающих абсолютную устойчивость многоступенных усилителей.

Начнём с двух ступеней, попрежнему полагая, что мы имеем дело с настроенными в точности на одну и ту же частоту контурами с равными параметрами, причём используется схема неполного включения, как со стороны анода, так и со стороны сетки.

На основании (23.28) и (23.30)

$$1 - K\beta = \frac{\Delta_3}{\Delta^\circ_3} = \frac{Y^3 + 2SY_{ga}Y}{Y^3} = 1 - \frac{2SY_{ga}}{Y^2}.$$

Таким образом

$$K\beta = -\frac{2SY_{ga}}{Y^2} = -\frac{i2S\omega C_{ga}}{(1+i\alpha)^2} = a + ib.$$

Отделяя действительную часть от мнимой, получим

$$a = \frac{-4S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4 \alpha}{(1 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2};$$

$$b = \frac{-2S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4 (1 - \alpha^2)}{(1 - \alpha^2)^2 + 4\alpha^2}.$$

Из условия $b=0$ находим условие баланса фаз

$$\alpha = -1.$$

Итак, в случае двухступенного усилителя так же, как и при одной ступени, система при нарушении условий устойчивости будет самовозбуждаться на частоте f^* , отличной от частот контуров f_0 и определяемой прежним соотношением (23.20).

Подставляя значение $\alpha = -1$ в выражение для a , находим

$$Re(K\beta) = K_0\beta_0 = S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4.$$

Следовательно, условие отсутствия самовозбуждения при двух ступенях усиления здесь будет иметь вид

$$S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4 < 1. \quad (23.31)$$

Для трёхступенного усилителя, для которого попрежнему контуры всех ступеней считаем настроенными на одну и ту же частоту f_0 , на основании (23.27) и (23.28), получим

$$K\beta = - \left(\frac{3SY_{ga}}{Y^2} + \frac{S^2Y_{ga}^2}{Y^4} \right). \quad (23.32)$$

Выполняя вычисления аналогично предыдущему, находим, что и здесь критическое значение соответствует значению

$$\alpha = -1.$$

При этом условие самовозбуждения системы примет вид

$$(S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4)^2 - 6(S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4) + 4 = 0.$$

Откуда находим, что для того, чтобы была обеспечена устойчивость усилителя должно выполняться условие

$$S\omega C_{ga}R_{\alpha}^2 m^4 < 3 - \sqrt{5} = 0,764. \quad (23.33)$$

Выполняя аналогичные вычисления в случае четырёх ступеней, получим

$$K\beta = - \left(\frac{4SY_{ga}}{Y^2} + \frac{3S^2Y_{ga}^2}{Y^4} \right) = a + ib. \quad (23.34)$$

Полагая $b=0$, находим прежнее условие баланса фаз

$$\alpha = -1.$$

В данном случае получаем следующее уравнение для определения условий самовозбуждения

$$3(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4)^2 - 8(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4) + 4 = 0.$$

Отсюда условие отсутствия самовозбуждения будет

$$n = 4 \quad S\omega C_{ga}R_x^2 m^4 < 2/3 = 0,667. \quad (23.35)$$

Для пятиступенного усилителя получим: условие баланса фаз

$$\alpha = -1,$$

условие баланса амплитуд

$$(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4)^3 - 12(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4)^2 + 20(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4) - 8 = 0.$$

Здесь, условие отсутствия самовозбуждения примет вид

$$n = 5 \quad S\omega C_{ga}R_x^2 m^4 < 0,616. \quad (23.36)$$

Наконец, для шестиступенного усилителя условие баланса фаз

$$\alpha = -1,$$

условие баланса амплитуд

$$(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4)^3 - 5(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4)^2 + 6(S\omega C_{ga}R_x^2 m^4) - 2 = 0.$$

Отсюда находим, что при шести ступенях усиления условие отсутствия самовозбуждения примет вид

$$n = 6 \quad S\omega C_{ga}R_x^2 m^4 < 0,586; \quad (23.37)$$

При бесконечно большом числе ступеней, как это показал Сифоров, условие отсутствия самовозбуждения для схемы с неполным включением со стороны анода будет

$$(n = \infty) \quad S\omega C_{ga} R_a^2 m^2 < 0,5 \dots \quad (23.38)$$

Из сопоставления приведённых данных видно, что с возрастанием числа ступеней устойчивость работы усилителя понижается. При этом переход от одной ступени к двум соответствует резкому понижению устойчивости, в то время как при значительном числе ступеней добавление ещё одной лишней ступени усиления уже мало влияет на работу усилителя.

Выше были даны неравенства, определяющие условия отсутствия самовозбуждения, причём во всех случаях имелась в виду наиболее общая схема включения контуров, когда как контур в цепи сетки, так и контур в цепи анода имеют неполное включение. В этом случае в левой части всех неравенств стояла величина $S\omega C_{ga} R_a^2 m^4$. В частном случае, когда неполное включение имеет место только со стороны анода (или только со стороны сетки) вместо предыдущей величины мы, естественно, получим в левой части неравенств $S\omega C_{ga} R_a^2 m^2$.

Легко видеть, что для данного случая полученные выше результаты в этой части совпадают с результатами, полученными Сифоровым.

Из проведённого анализа видно, что они остаются верными даже на высоких частотах, если только

$$Y \gg Y_{ga} \text{ и } S \gg Y_{ga}.$$

Однако, весьма существенно отметить, что результаты эти соответствуют не „наиболее невыгодной расстройке“ сеточного контура относительно анодного, как обычно считают, а абсолютно точной настройке контуров на одну и ту же частоту f_0 . Частота, на которой возникает паразитная генерация в системе, отлична от резонансной частоты контуров, причём её значение определяется соотношением (23.16). Если полученные выше данные в отношении условий самовозбуждения свести вместе, то мы получим приводимую ниже табл. 23.1.

23.7. Предельное устойчивое усиление

Выведенные в предыдущем параграфе неравенства позволяют установить условия отсутствия паразитных колебаний в усилителе. Однако, отсутствие самовозбуждения само по

Таблица 23.1

Число ступеней n	$K\beta$	Фазовые условия самовозбуждения	Амплитудные условия самовозбуждения (при $Y \gg Y_{ga} S \gg Y_{ga}$)		
			автотрансформаторное включение со стороны сетки и анода	автотрансформаторное включение со стороны анода (или сетки)	непосредственное включение кон- тура
1	$-\frac{S Y_{ga}}{Y^2}$	$f^* = j_0 \left(1 - \frac{1}{2Q} \right)$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 2$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 2$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 2$
2	$-\frac{2S Y_{ga}}{Y^2}$	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 1$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 1$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 1$
3	$-\left(\frac{3S Y_{ga}}{Y^2} + \frac{S^2 Y_{ga}}{Y^4} \right)$	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 0,764$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 0,764$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 0,764$
4	$-\left(\frac{4S Y_{ga}}{Y^2} + \frac{3S^2 Y_{ga}^2}{Y^4} \right)$	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 0,667$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 0,667$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 0,667$
5	$-\left(\frac{5S Y_{ga}}{Y^2} + \frac{6S^2 Y_{ga}^2}{Y^4} + \frac{S^3 Y_{ga}^3}{Y^6} \right)$	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 0,616$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 0,616$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 0,616$
6	$-\left(\frac{6S Y_{ga}}{Y^2} + \frac{7S^2 Y_{ga}^2}{Y^4} + \frac{4S^3 Y_{ga}^3}{Y^6} \right)$	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 0,584$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 0,584$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 0,584$
$n \rightarrow \infty$	—	"	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^4 = 0,500$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 m^2 = 0,500$	$S \omega C_{ga} R_{ca}^2 = 0,500$

себе ещё не гарантирует достаточной степени устойчивости усилителя. Если паразитная генерация отсутствует, но усилитель находится в режиме, близком к самовозбуждению, то его работа будет весьма неустойчива. Колебания напряжения источников будет резко влиять на усиление, полосу пропускания и избирательности усилителя, что недопустимо с точки зрения нормальных условий эксплуатации.

Для того, чтобы охарактеризовать степень устойчивости работы усилителя введём коэффициент устойчивости. Назовём коэффициентом устойчивости величину

$$G = \frac{K_0}{K'_0} = \frac{R_\alpha}{R'_\alpha} = \frac{d'}{d}. \quad (23.39)$$

Здесь K_0 — коэффициент усиления при отсутствии обратных связей, а K'_0 — коэффициент усиления при наличии обратных связей.

Значения коэффициента устойчивости могут лежать между 0 и 1. Только при полном отсутствии обратных связей $G=1$. Если коэффициент G близок к нулю, то усилитель находится в состоянии, близком к самовозбуждению ($\frac{d'}{d} \approx 0$).

На практике допускают колебание величины усиления за счёт обратных связей на 10—20%, т. е. выбирают $G=0,8—0,9$. На основании (22.4) мы имеем (при $K\beta=K_0\beta_0$)

$$\frac{K_0}{K'_0} = 1 - K_0\beta_0.$$

Таким образом

$$G = 1 - K_0\beta_0. \quad (23.40)$$

В случае одноступенного усилителя, согласно (23.18)

$$K_0\beta_0 = 0,5\omega C_{ag}SR_x^2 m^2 = \frac{\omega C_{ag}}{2 \cdot S} K_0^2.$$

Отсюда

$$G = 1 - \frac{\omega C_{ag}}{2 \cdot S} K_0^2. \quad (23.41)$$

Назовём предельным устойчивым усилением то наибольшее усиление, при котором коэффициент устойчивости G имеет величину, не меньшую заданной.

Тогда предельное устойчивое усиление для одноступенного усилителя будет определяться соотношением

$$K_0 \leq \sqrt{2(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} . \quad (23.42)$$

Для двухступенного усилителя

$$K_0^2 \beta_0 = \omega C_{ag} S R_a^2 m^4 = \frac{\omega C_{ag}}{S} \cdot K_{01}^2 .$$

Отсюда находим величину предельного устойчивого усиления на одну ступень, в случае двухступенного усилителя

$$K_0 \leq \sqrt{(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} . \quad (23.43)$$

Для усилителей с числом ступеней больше двух получим следующую величину предельного устойчивого усиления на ступень

$$\begin{aligned} n=3 \quad K_0 &\leq \sqrt{0,76(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} \\ n=4 \quad K_0 &\leq \sqrt{0,67(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} \\ n=5 \quad K_0 &\leq \sqrt{0,63(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} \\ n=6 \quad K_0 &\leq \sqrt{0,58(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} \\ n=\infty \quad K_0 &\leq \sqrt{0,5(1-G) \frac{S}{\omega C_{ag}}} \end{aligned} \quad (23.44)$$

Если коэффициент усиления на ступень удовлетворяет приведенным выше неравенствам, относящимся к любой из рассмотренных нами схем усилителей, то коэффициент устойчивости при каких угодно настройках контуров будет не меньше заданного значения G .

23.8. Паразитная связь через общие источники питания. Трёхступенный усилитель

В усилителях с большим усилением в некоторых случаях существенное значение может иметь паразитная связь через общие источники питания. При достаточной величине этой связи возможно даже возникновение паразитной генерации в усилителе. В рассмотренном случае внутреннее сопротивление источника питания является элементом связи, приводящей

к неустойчивости работы усилителя. Обычно наиболее сильно влияет на работу усилителя связь через анодный источник питания.

Установим условия устойчивой работы усилителя для случая, когда связь подобного рода имеет место в трёхступенном усилителе (рис. 23.5), причём будем считать, что коэффициент включения со стороны анодной цепи равен m_a .

Определим величину β :

$$\beta = \frac{U_\beta}{U_{вых}} = \frac{I_3 R_B}{I_3 \cdot Z_a} = \frac{R_B}{m_a R_a} (1 + i\alpha).$$

Обратная связь, как легко видеть из схемы, действует с выхода третьей ступени на вход второй ступени. Поэтому

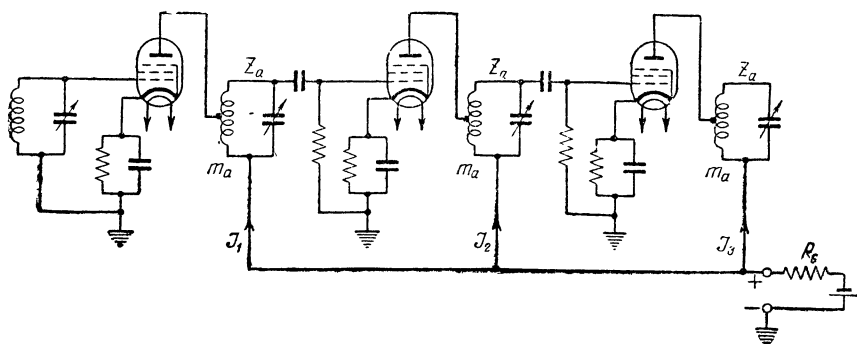


Рис. 23.5. Схема трёхступенного усилителя

коэффициент усиления для той части схемы, которая охвачена обратной связью, будет равен

$$K = K_1^2 = \frac{K_1^2}{(1 + i\alpha)^2}.$$

Здесь K_1 — коэффициент усиления одной ступени на резонансной частоте.

Поэтому

$$K\beta = \frac{K_1^2}{(1 + i\alpha)} \cdot \frac{R_B}{m_a R_a} = \frac{K_1^2}{1 - \alpha^2} \cdot \frac{R_B}{m_a R_a} - i\alpha \frac{K_1^2 R_B}{(1 - \alpha^2) m_a R_a}.$$

Так же, как и в предыдущих случаях, система будет наиболее близка к самовозбуждению при $\varphi = 0$, что соответствует равенству нулю мнимой части ($b = 0$).

Полагая мнимую часть предыдущего уравнения равной нулю, находим что это будет иметь место при значении $\alpha = 0$. Таким образом, при данном виде паразитной связи трёхступенный усилитель будет обладать наименьшей устойчивостью на резонансной частоте. К этому же условию мы могли бы придти и из физических соображений.

Итак

$$K_0\beta_0 = \frac{K_1^2}{1 - \alpha^2} \cdot \frac{R_B}{m_a R_\alpha}.$$

При $\alpha = 0$

$$K_0\beta_0 = K_1^2 \frac{R_B}{m_a R_\alpha}.$$

Условие отсутствия самовозбуждения имеет вид $K_0\beta_0 < 1$ или

$$R_B < \frac{m_a R_\alpha}{K_1^2}. \quad (23.45)$$

Найденное соотношение позволяет определить, какова должна быть величина внутреннего сопротивления анодной батареи для того, чтобы в случае трёхступенного усилителя самовозбуждение отсутствовало.

Так же, как это делалось и в предыдущем случае, установим условия устойчивого усиления. Коэффициент устойчивости G будет равен

$$G = \frac{K_0'}{K_0} = 1 - K_0\beta_0 = 1 - K_1^2 \frac{R_B}{m_a R_\alpha}.$$

Следовательно, для того, чтобы коэффициент устойчивости был не меньше выбранного значения G , мы должны иметь

$$R_0 \leq \frac{m_a R_\alpha}{K_1^2} (1 - G). \quad (23.46)$$

Если, например, $G \geq 0,8$, то

$$R_B \leq \frac{0,2 m_a R_\alpha}{K_1^2}. \quad (23.47)$$

Если сопротивление анодной батареи R_B достаточно велико, то не только последнее неравенство не будет удовлетворяться, но даже условие отсутствия самовозбуждения может не иметь места.

В этом случае приходится ослаблять действие паразитных связей ввода, развязывающих фильтры, как это показано на схеме рис. 23.6.

Вясним, насколько уменьшается величина β при наличии развязывающих фильтров. Рассматривая цепи подачи обратной связи на рис. 23.6, получаем

$$\frac{I_\delta}{I_N} = \frac{1}{R_\phi} : \left(\frac{1}{R_\phi} + i\omega C_\phi \right) = \frac{1}{1 + i\omega\tau} \quad (R_\phi \gg R_B).$$

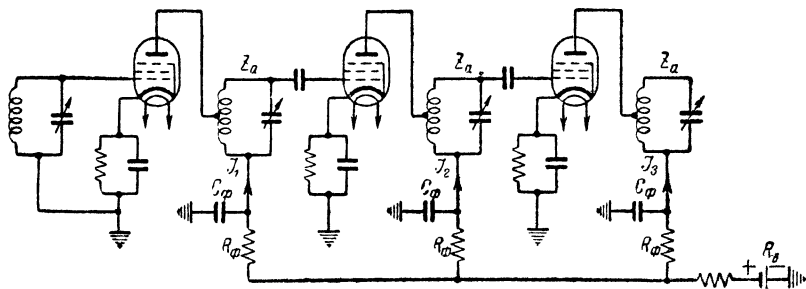


Рис. 23.6. Схема трёхступенного усилителя с развязывающими цепями

Напряжение, выделяемое на сопротивлении батареи за счёт тока I_δ , будет равно

$$U_\delta = I_\delta R_B = I_N \frac{R_B}{1 + i\omega\tau}.$$

Кроме того,

$$\frac{U_\beta}{U_B} = \frac{\frac{1}{i\omega C_\phi}}{R_\phi + \frac{1}{i\omega C_\phi}} = \frac{1}{1 + i\omega\tau}.$$

Следовательно,

$$U_\beta = I_3 R_B \frac{1}{(1 + i\omega\tau)^2}.$$

Отсюда находим

$$\beta = \frac{U_\beta}{U_{вых}} = \frac{I_3 R_B}{I_3 m_a R_\alpha} \cdot \frac{1}{(1 + i\omega\tau)} = \frac{R_B}{m_a^2 R_\alpha} \cdot \frac{1}{(1 + i\omega\tau)^2}.$$

Для того, чтобы развязывающие фильтры действовали достаточно эффективно необходимо, чтобы имело место условие $i\omega\tau \gg 1$.

Принимая это во внимание, получим

$$\beta_0 = \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \cdot \frac{R_B}{m_a^2 R_\alpha}.$$

Следовательно, при наличии развязывающих фильтров коэффициент устойчивости будет равен

$$G = 1 - K_0 \beta_0 = 1 - \frac{K_1^2}{\omega^2 \tau^2} \cdot \frac{R_B}{m_a^2 R_\alpha}.$$

Отсюда, находим следующее условие для выбора величины τ

$$\tau \geq \frac{K_1}{\omega_0} \sqrt{\frac{R_B}{m_a^2 R_\alpha} \cdot \frac{1}{1 - G}}. \quad (23.48)$$

Если, например $G = 0,9$, то

$$\tau \geq \frac{K_1}{\omega_0} \sqrt{\frac{10 R_B}{m_a^2 R_\alpha}}. \quad (23.49)$$

Выведенные соотношения имеют общий характер и могут быть использованы для расчёта любой из рассмотренных выше схем усилителей. В случае схемы непосредственного включения схемы параллельного питания и схемы автотрансформаторного включения со стороны сетки в выведенных в настоящем параграфе соотношениях величину m_a нужно положить равной единице. В схемах с автотрансформаторным включением анода величина m_a зависит от степени анодной связи.

Пример расчёта

Пусть требуется выбрать данные элементов развязывающих цепей для трёхступенного усилителя, выполненной по схеме непосредственного включения, если дано

$$\omega_{\max} = 2 \cdot 10^6; \omega_{\min} = 10^6; R_B = 100 \text{ ом}; K_1 = 50; G = 0,95$$

$$I_a = 1,5 \text{ ма}; R_\alpha = 5 \cdot 10^4 \text{ ом}; m_a = 1.$$

Находим

$$\tau \geq \frac{K_1}{\omega_{\min}} \left[\sqrt{\frac{R_B}{R_x} \cdot \frac{1}{1-G}} = \frac{50}{10^6} \cdot \right] \sqrt{\frac{1}{1-0,95} \cdot \frac{10^3}{5,10^4}} = 10 \cdot 10^{-6}$$

Считаем, что на сопротивлении R_ϕ возможно без существенного изменения режима допустить падение напряжения порядка 5 в.

Тогда

$$R_\phi = \frac{U}{I_a} = \frac{5}{1,5} \cdot 10^3 = 3,35 \cdot 10^3 \text{ ом.}$$

Ближайшее по величине стандартное сопротивление имеет 3 ком. Выбираем в качестве R_ϕ сопротивление в 3000 ом.

$$C_\phi \geq \frac{\tau}{R_\phi} = \frac{10 \cdot 10^{-6}}{3 \cdot 10^3} = 3,33 \cdot 10^{-9} \text{ ф} = 3330 \text{ мкмкф.}$$

Выбираем в качестве C_ϕ слюдяной конденсатор в 3500 мкмкф. При выбранных нами C_ϕ и R_ϕ величина $G > 0,95$.

23.9. Паразитная связь через общие источники питания в усилителе с n ступенями

Ввиду того, что каждая ступень усилителя изменяет фазу на 180° , наиболее благоприятные условия для самовозбуждения усилителя через общие источники питания имеют место в том случае, когда обратной связью охвачено чётное число ступеней. Так например, в пятиступенном усилителе наиболее опасной, с точки зрения возможности самовозбуждения, является связь между выходом пятой ступени и входом второй, в семиступенном усилителе связь между выходом седьмой ступени и входом второй и т. д. При этом система близка к самовозбуждению на резонансной частоте контуров, когда $\varphi = 0$.

Установим условия отсутствия самовозбуждения для n -ступенного усилителя. Полагая, что обратной связью охвачено чётное число ступеней ($n = 2m$), составим выражение для $K_0\beta_0$. Очевидно, что при n -ступенном усилителе величина β_0 будет иметь то же значение, что и в случае трёхступенного усилителя.

Итак

$$\beta_0 = \frac{R_B}{m_0 R_x}.$$

Поэтому

$$K_0\beta_0 = K_1^{2m} \frac{R_0}{m_a R_{\alpha}}.$$

Условие отсутствия самовозбуждения ($K_0\beta_0 < 1$) примет вид

$$K_1^{2m} \frac{R_B}{m_a R_{\alpha}} < 1 \quad (23.50)$$

или

$$R_B < \frac{m_a R_{\alpha}}{K_1^{2m}}.$$

Выведем теперь условия для выбора параметров развязывающих фильтров. Так же, как и в трёхступенном усилителе, величина β_0 при наличии развязывающих фильтров будет равна

$$\beta_0 = \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \cdot \frac{R_B}{m_a R_{\alpha}}.$$

Поэтому выражение для $K_0\beta_0$ можно будет написать в следующей форме:

$$K_0\beta_0 = K_1^{2m} \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \cdot \frac{R_B}{m_a R_{\alpha}}.$$

Коэффициент устойчивости будет равен

$$G = 1 - \beta_0 K_0 = 1 - K_1^{2m} \frac{1}{\omega^2 \tau^2} \cdot \frac{R_B}{m_a R_{\alpha}}.$$

Отсюда находим следующее условие для выбора постоянной времени развязывающих фильтров:

$$\tau \geq \frac{K_1^m}{\omega} \sqrt{\frac{R_B}{m_a R_{\alpha}} \cdot \frac{1}{1-G}}. \quad (23.51)$$

Полученное соотношение позволяет выбрать величину $\tau = C_{\phi} \cdot R_{\phi}$ для усилителя, имеющего $n = 2m + 1$ ступеней, из которых $2m$ ступеней охвачены обратной связью за счёт сопротивления R_B общего источника анодного питания.

Пользуясь соотношением (23.51), произведём расчёт величин R_ϕ и C_ϕ для усилителя с теми же данными, что и в предыдущем примере, но для случая, когда число ступеней равно $2m+1=5$, т. е. $m=2$.

Находим

$$\tau \geq \frac{K_1^m}{\omega_{\min}} \sqrt{\frac{R_B}{R_{\alpha}} \cdot \frac{1}{1-G}} = \frac{50^2}{10^6} \cdot \sqrt{\frac{1}{1-0,95} \frac{R_B}{R_{\alpha}}} = 5 \cdot 10^{-4}.$$

Если, руководствуясь теми же соображениями, что и в предыдущем расчёте, выбрать $R_\phi = 3000 \text{ ом}$, то

$$C_\phi \geq \frac{\tau}{R_\phi} = \frac{5 \cdot 10^{-4}}{3 \cdot 10^3} = 16,6 \cdot 10^{-8} \text{ ф} = 0,166 \text{ мкф}.$$

В этом случае придётся выбрать конденсатор ёмкостью в $0,2 \text{ мкф}$. Если допустить вдвое большее падение напряжения на R_ϕ и выбрать $R_\phi = 6000 \text{ ом}$, то $C_\phi = 0,1 \text{ мкф}$.

Заметим, что указанные значения C_ϕ и R_ϕ должны быть использованы в тех цепях, которые обеспечивают ослабление связи между входом и выходом всей системы, охваченной обратной связью. Другими словами, такие развязки должны быть поставлены в нашем случае в анодных цепях первой и пятой ламп. В остальных ступенях величины C_ϕ и R_ϕ могут быть взяты значительно меньше. Выведенные нами в настоящем параграфе соотношения, так же, как и в случае трёхступенного усилителя, имеют общий характер и могут быть применены для расчёта любой из рассмотренных нами выше схем усилителей.

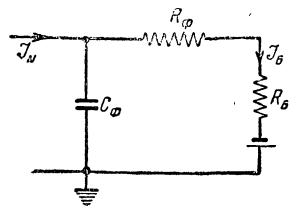


Рис. 23.7. Развязывающая ячейка

Литература: 62.

ГЛАВА 24

ДВУХКОНТУРНЫЕ ПОЛОСОВЫЕ УСИЛИТЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

24.1. Вводные замечания

Двухконтурные усилители обладают формой резонансной кривой, более близкой к прямоугольной, чем одноконтурные усилители, и потому могут обеспечить более высокую степень избирательности при той же ширине полосы пропускания. Двухконтурные усилители используются, главным образом; на промежуточной частоте и потому имеют фиксированную настройку. Использование их в высокочастотных ступенях, работающих в диапазоне частот, требует большого числа переменных конденсаторов, что привело бы к чересчур сложной и громоздкой конструкции.

24.2. Схемы двухконтурных усилителей

На практике используется значительное число различных схем двухконтурных усилителей. Некоторые, наиболее часто используемые схемы изображены на рис. 24.1. Схемы усилителей с двухконтурным фильтром можно классифицировать по следующим признакам:

- а) по способу связи между контурами фильтра;
- б) по способу включения двухконтурного фильтра в анодную цепь усилительной лампы.

Различные виды схем двухконтурных фильтров были рассмотрены в гл. 13. Там было показано, что любая схема двухконтурного фильтра может быть сведена к схеме рис. 13.3. Двухконтурные фильтры либо непосредственно включают в анодную цепь лампы, либо применяют автотрансформаторное включение. Трансформаторная схема с отдельной катушкой связи (рис. 24.2а), а также схема параллельного питания (рис. 24.2б) на практике не находят применения.

Мы будем рассматривать схему рис. 24.3 как общую эквивалентную схему двухконтурного усилителя. Все схемы с пол-

ным включением фильтра в анодную цепь лампы могут рассматриваться как частный случай этой схемы, при коэффи-

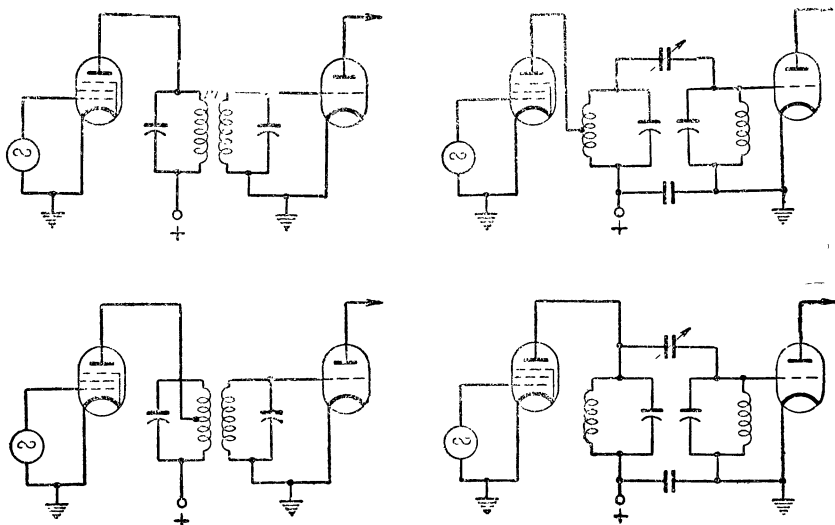


Рис. 24.1. Схемы двухконтурных усилителей

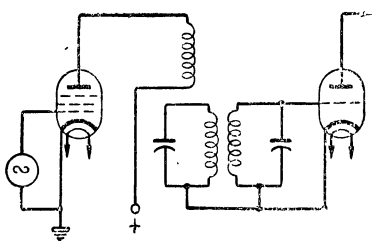


Рис. 24.2a. Усилитель с трансформаторным включением фильтра

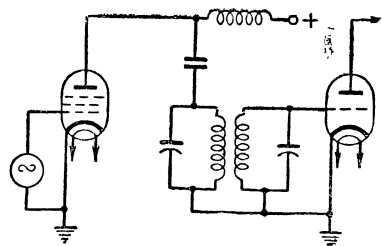


Рис. 24.2б. Усилитель с параллельным питанием

циенте включения со стороны анода $m = \frac{N_1}{N}$, равном единице. Таким образом, любая из схем рис. 24.1 может быть сведена к эквивалентной схеме рис. 24.3.

24.3. Основные соотношения для двухконтурного усилителя

В гл. 13 мы провели подробный анализ для схемы рис. 12.3, которая представлена здесь на рис. 24.4. Основываясь на теореме об эквивалентном генераторе, мы можем перейти от схемы рис. 24.3 к схеме рис. 24.4 при условии, что

$$U' = \mu U_g \frac{Z_1}{R_i + Z_1}, \quad \text{где } Z_1 = i\omega(M + L')$$

или

$$U' = \mu U_g \frac{i\omega(M + L')}{R_i + i\omega(M + L')} \approx S U_g i\omega(M + L'), \quad (24.1)$$

так как

$$R_i \gg i\omega(M + L'),$$

откуда

$$U' = S U_g \omega(M + L') = S U_g \omega m L, \quad (24.1')$$

где

$$m = \frac{M + L'}{L} = \frac{N_1}{N}.$$

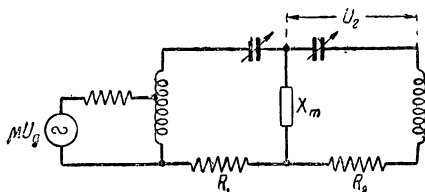


Рис. 24.3. Эквивалентная схема двухконтурного усилителя

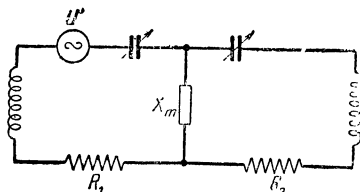


Рис. 24.4. Пересчёт эдс в первый контур фильтра

Согласно (11.7) для случая резонанса модуль коэффициента передачи фильтра будет равен

$$\frac{U_{20}}{U'} = \frac{1}{\omega_0 C_2 \sqrt{R_1 R_2}} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \quad (24.2)$$

Сопоставляя (24.1' и 24.2), найдём соотношение для коэффициента усиления двухконтурного усилителя

$$K = \frac{U_{20}}{U_g} = \frac{U_{20}}{U'} \cdot \frac{U'}{U_g},$$

для $\omega = \omega_0$

$$K = \frac{SmL_1}{C_2\sqrt{R_1R_2}} \cdot \frac{\beta}{1+\beta^2}. \quad (24.3)$$

В случае усилителя с равными параметрами получим

$$\left(R_\alpha = \frac{L}{CR} = \frac{\omega_0^2 L^2}{R}\right)$$

$$K = SR_\alpha m \frac{\beta}{1+\beta^2}. \quad (24.4)$$

Наконец, для схемы с непосредственным включением, когда $m = 1$ соотношение (24.4) даёт

$$K = SR_\alpha \frac{\beta}{1+\beta^2}. \quad (24.5)$$

При изменении фактора связи β коэффициент усиления на резонансной частоте K будет изменяться. Наибольшая величина K находится из условия

$$\frac{dK}{d\beta} = 0.$$

Произведя дифференцирование, получим

$$\beta = 1. \quad (24.6)$$

В этом случае получаем наибольшее усиление

$$K_{\max} = \frac{SR_\alpha}{2}. \quad (24.7)$$

Поскольку эквивалентная схема усилителя сводится к изображённой на рис. (24.4) схеме фильтра, избирательные свойства усилителя определяются свойствами фильтра. Поэтому всё то, что было сказано в гл. 12 относительно формы резонансной кривой, величины избирательности и ширины полосы пропускания двухконтурного фильтра полностью применимо также и к двухконтурному усилителю. В частности, в случае фильтра с равными параметрами остаётся справедливым всё то, что было сказано относительно обобщённых резонансных характеристик. Подобные характеристики для одноступенного усилителя показаны на рис. 24.5.

24.4. Обратная связь в двухконтурных усилителях

Влияние обратной связи на свойства двухконтурного усилителя можем проследить теми же методами, какие применялись в гл. 22 к одноконтурным усилителям. Рассмотрим двух

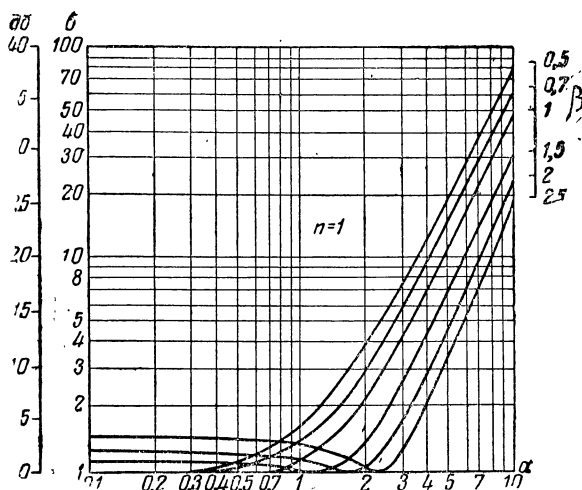


Рис. 24.5. Обобщенные резонансные кривые одной степени усиления

контурный усилитель, охваченный обратной связью (рис. 24.6). Усиление такого усилителя на резонансной частоте будет определяться общим соотношением 22.4. Более сложным является вопрос о избирательных свойствах усилителя с обратной связью. При отсутствии обратной связи резонансная кривая и фазовая характеристика усилителя будут определяться фильтром и мы можем воспользоваться изображающей кривой, показанной на рис. 24.7, которая совпадает с кривой рис. 13.9 гл. 13. Здесь полюс будет находиться в точке P_1 для случая, когда связь между контурами фильтра будет определяться величиной $\beta = \frac{\kappa}{a}$. В случае, когда $\beta \ll 1$, полюс будет находиться в точке P_0 .

Если на сетку лампы помимо подводимого извне сигнала U_1 подвести также напряжение обратной связи U_β , то общее напряжение U_g будет равно

$$U_g = U_1 + U_\beta.$$

Следовательно, внешний сигнал U_1 будет вызывать тот же эффект, что и сигнал $U_g = U_1 + U_\beta$ в усилителе без обратной связи. Другими словами, мы получаем смещение полюса из точки P_1 в точку P_2 (рис. 24.8). Это даёт возможность решить вопрос о избирательных свойствах системы теми методами, которые были изложены в гл. 13, а также в § 22.3 гл. 22.

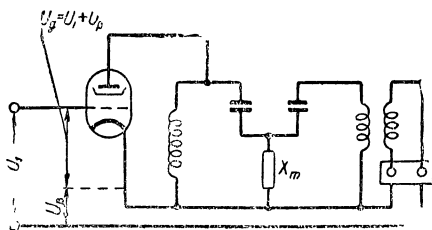


Рис. 24.6. Двухконтурный усилитель с обратной связью

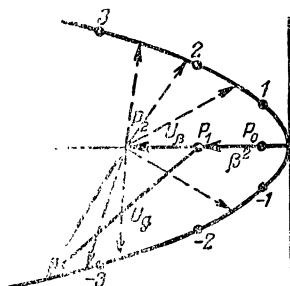


Рис. 24.7. Смещение полюса за счёт действия отрицательной обратной связи в двухконтурном усилителе

Рассмотренное нами построение относилось к случаю, когда вся система была охвачена обратной связью. В изображённом на чертеже случае обратная связь была подана точно в противофазе, причём предполагалось, что обратная связь не зависит от частоты, т. е. величина и фазовый угол вектора U_β будут постоянны. Смещение полюса из P_0 в P_1 было вызвано наличием связи между контурами фильтра, а смещение из P_1 в P_2 —действием обратной связи. Так как полюс остаётся на оси симметрии, то резонансная и фазовая характеристики сохраняют симметрию.

Резонансная кривая здесь является менее острой, чем в случае, когда в системе отсутствует отрицательная обратная связь. В самом деле, при отсутствии обратной связи полюс находится в точке P_1 и при заданных изменениях величины α радиус-вектор будет изменять свою длину более резко, чем при положении полюса в точке P_2 .

Если обратная связь подана на один из контуров фильтра, то изменяется соотношение между затуханиями контуров и появляется взаимная расстройка. В этом случае построения имеют более сложный характер, особенно, если обратная связь зависит от частоты и сам полюс с изменением частоты перемещается по некоторой кривой. На рассмотрении этого случая мы сейчас останавливаться не будем.

24.5. Многоступенные двухконтурные усилители

В гл. 23 мы уже рассматривали вопросы, относящиеся к многоступенным усилителям. Естественно, что соотношения (24.1)—(24.5), которые были приведены там, будут иметь силу и в случае двухконтурных усилителей. Обобщённые резо-

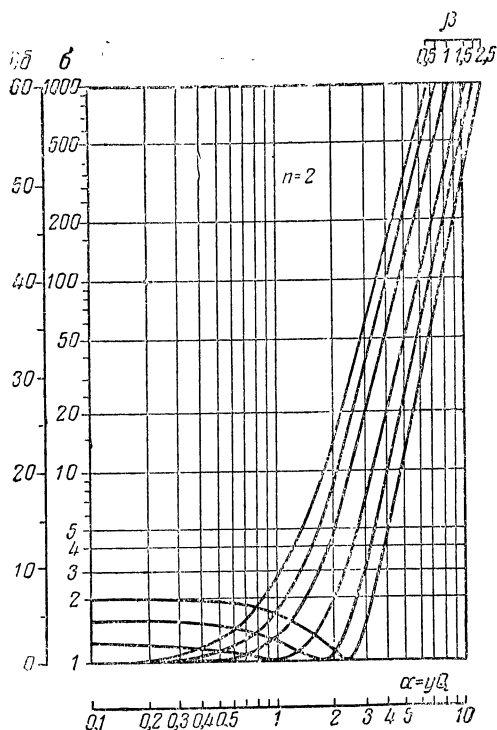


Рис. 24.8. Обобщённые кривые для двух ступеней

нансные характеристики для многоступенных усилителей, использующих двухконтурные полосовые фильтры, приведены на рис. 24.8—24.10. Рис. 24.8 относится к двухступенным усилителям, рис. 24.9—к трёхступенным и, наконец, рис. 24.10—к усилителям с четырьмя ступенями.

Литература: 22, 26, 64, 69.

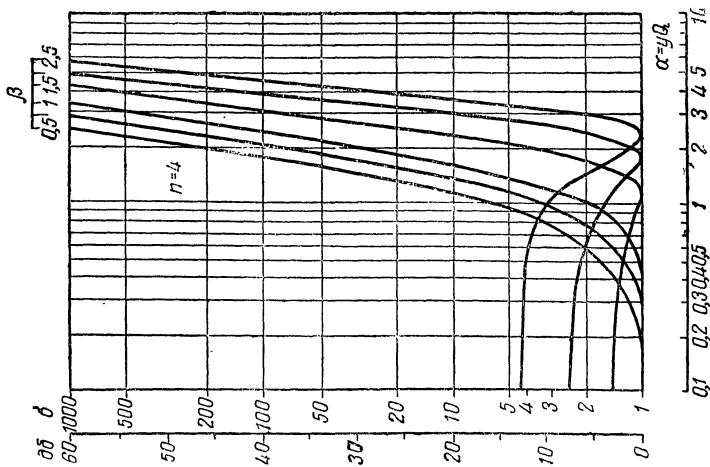


Рис. 24.10. Обобщённые кривые для четырёх ступеней

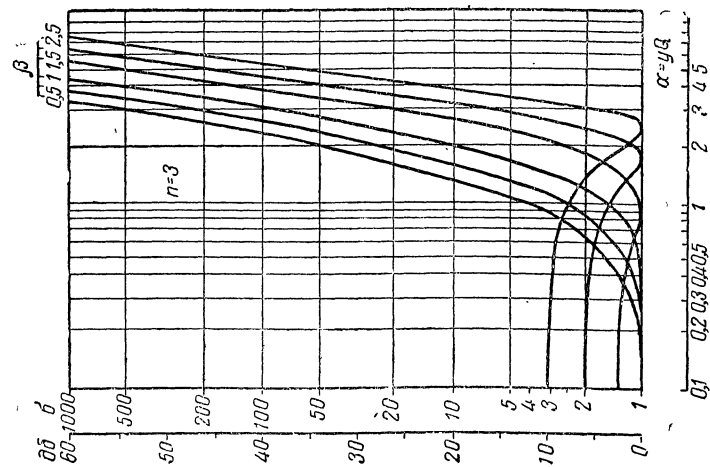


Рис. 24.9. Обобщённые кривые для трёх ступеней

ЧАСТЬ VI
ШИРОКОПОЛОСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

25.1. Вводные замечания

Усилители с широкой полосой пропускания находят всё большее применение в современных радиоприёмных устройствах. В приёмниках для высококачественного телевидения, в приёмниках радиорелейных линий, работающих на сантиметровых и дециметровых волнах, в приёмниках для импульсной работы сверхкороткими импульсами длительностью в единицы и доли микросекунд, а также в других устройствах, приходится использовать усилители с шириной полосы в несколько мегагерц, а иногда даже в десять и более мегагерц. При такой широкой полосе пропускания усиление на ступень получается весьма незначительным и в одном только тракте промежуточной частоты оказывается необходимым применять до десяти усилительных ступеней. При подобном положении вещей вопросы рационального выбора вида усилительной схемы, а также подбора элементов усилителя, приобретают весьма существенное значение.

Вопросам анализа и, особенно, расчёта и проектирования широкополосных усилителей было посвящено большое число работ. Среди последних в первую очередь должны быть выделены работы советского учёного, лауреата Сталинской премии Г. В. Брауде, который ещё в 1932 г., задолго до появления аналогичных зарубежных работ, дал строго обоснованный метод проектирования широкополосных усилителей низких частот при произвольном числе элементов коррекции.

В широкополосных усилителях основным параметром, характеризующим качество данной схемы, является произведение усиления на ширину полосы $K \Delta F$, которую можно назвать „площадью усиления“. Этот параметр для данного вида схемы и данного типа лампы является величиной постоянной и не зависит от частоты. Для усилителей низких частот было показано, что введение элементов коррекции амплитудно-частотной характеристики даёт возможность увеличить площадь уси-

ления. Если рассматривать схемы с элементами нагрузки в виде двухполюсников, то наименьшую величину усиления даёт простейшая схема резистивного усилителя. Введение последовательно с нагрузочным сопротивлением дросселя в качестве первого элемента коррекции увеличивает площадь усиления, примерно, на 60%, а введение параллельно к корректирующему дросселю ещё небольшой ёмкости, являющейся вторым элементом коррекции, даёт дополнительное увеличение площади усиления. Однако, дальнейшее усложнение схемы путём добавления новых элементов коррекции становится всё менее и менее эффективным. Можно показать, что наибольшее возможное усиление, которое может быть получено с идеальным двухполюсником, лишь на 6 дБ превышает усиление простейшего резистивного усилителя. Использование в качестве нагрузки четырёхполюсников вместо двухполюсников даёт возможность заметно увеличить площадь усиления, т. е. поднять усиление на ступень при той же полосе пропускания. Идеальный четырёхполюсник при той же суммарной ёмкости схемы даёт возможность получить усиление на 8 дБ больше, чем идеальный двухполюсник [5].

Изложенные выше соображения относились к усилителям низких частот, т. е. к усилителям, полоса пропускания которых лежит в пределах от нуля до некоторой фиксированной частоты. Однако, они остаются полностью справедливыми также и для усилителей, обеспечивающих пропускание частот от некоторой частоты f_1 до частоты f_2 . Усилители промежуточной частоты относятся к подобным усилителям полосового типа. Для усилителей полосового типа, так же, как и для усилителей низких частот, наибольшее возможное усиление получается при использовании при двухполюсных междуступенных цепях некоторого идеального двухполюсника, а при четырёхполюсных междуступенных цепях — идеального четырёхполюсника. Простейшим двухполюсником полосового типа является одиночный антирезонансный контур, который служит эквивалентом активного сопротивления в устройствах низких частот. Усилитель с идеальным двухполюсником, при той же ёмкости обеспечивает усиление на 6 дБ большее, чем усилитель с одиночным контуром. Аналогично тому, как это имеет место в системах низких частот, усилитель с идеальным четырёхполюсником даёт усиление на 8 дБ, превышающее усиление усилителя с идеальным двухполюсником.

Если уже в усилителях низких частот выполнение элементов междуступенной связи, приближающихся по своим электрическим параметрам к идеальным двухполюсникам или четырёхполюсникам, требует использования достаточно сложных схем с большим числом элементов, то разрешение подобной

задачи для случая усилителей полосового типа оказывается ещё значительно более трудным, так как здесь требуется обеспечение должного хода характеристики, как в области, лежащей за пределами высшей частоты полосы пропускания, так и в области, лежащей за пределами низшей частоты полосы пропускания. Вследствие этого междуступенные цепи, приближающиеся по своим параметрам к идеальным цепям в системах полосового типа, оказываются слишком сложными для того, чтобы они в настоящее время могли быть использованы в массовых устройствах. Трудности использования подобных схем обусловлены не столько необходимостью применять большое число деталей, сколько чрезвычайной сложностью процесса подбора элементов, усложнением настройки и регулировки и повышением требований к допускам на детали.

Имеющийся технический опыт показывает, что усилители, выполненные по простым схемам, несмотря на получающееся при этом большее число ступеней, дают возможность получить более надёжные в работе устройства, более пригодные для заводского производства и имеющие меньшую стоимость по сравнению с усилителями, выполненными по сложным схемам.

При усилении на промежуточной частоте наиболее естественно использовать ступени с одиночными резонансными контурами, в случае двухполюсных междуступенных цепей, и ступени с двухконтурными фильтрами, в случае цепей четырёхполюсных. Если контуры этих ступеней несколько расстроить друг относительно друга, то при соответствующем подборе параметров ступеней, а также величины расстройки, принципиально возможно получить форму результирующей резонансной кривой, весьма близкую к идеальной. С этой точки зрения известная взаимная расстройка может быть полезна как для одноконтурных, так и для двухконтурных усилителей. Очень хорошие результаты в отношении резонансной кривой могут быть также получены при комбинировании одноконтурных ступеней с двухконтурными.

Однако, все эти системы требуют весьма точного подбора параметров и, несмотря на относительную простоту схемы, сложны в настройке и регулировке. Поэтому на практике, в тех случаях, когда ширина полосы не превышает 10—15 мГц, находят применение почти исключительно три типа широкополосных усилителей:

- 1) одноконтурные резонансные усилители промежуточной частоты с контурами, настроенными в резонанс на частоту сигнала,

- 2) одноконтурные усилители с симметрично расстроенными контурами,

3) двухконтурные усилители с контурами, настроенными в резонанс.

В настоящей главе, а также в последующих главах, будут рассмотрены основные вопросы, относящиеся к широкополосным усилителям указанных типов. При этом наибольшее внимание будет уделено усилительным свойствам различных схем, вопросу о максимально возможной полосе пропускания при заданном усилении, вопросу об оптимальном числе ступеней, дающем наибольшее возможное усиление при данной полосе и, наконец, вопросу об устойчивости полосы пропускания и других параметров усилителя в процессе эксплуатации.

25.2. Широкополосный усилитель с непосредственным включением контура в анодную цепь

Схема усилителя изображена на рис. 25.1.

Если сопротивление анодной нагрузки мало по сравнению с внутренним сопротивлением лампы, то коэффициент усиления для рассматриваемой нами схемы определится следующим соотношением:

$$K(f_0) = SR_\alpha = \frac{SQ}{2\pi f_0 C}, \quad (25.1)$$

где C — общая ёмкость схемы, а

Q — качество эквивалентного контура.

С другой стороны, для одноконтурных усилителей на основании (24,4) мы имеем

$$\sigma_1 = \sqrt{1 + \left(\frac{\Delta F}{f_0}\right)^2 Q^2}. \quad (25.2)$$

Здесь величина σ_1 определяет коэффициент, характеризующий величину неравномерности усиления в пределах полосы ΔF .

Следует заметить, что $y = \frac{2\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta F}{f_0}$ лишь если $f_0 \gg \Delta f$.

Таким образом

$$Q = \frac{f_0}{\Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (25.3)$$

Подставляя (25.3) в (25.1), находим

$$K(f_0) = \frac{1}{2\pi C} \frac{S}{\Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (25.4)$$

Полученное соотношение показывает, что коэффициент усиления прямо пропорционален крутизне характеристики усилительной лампы и обратно пропорционален ширине полосы ΔF и ёмкости C . В то же время при выбранной лампе и ёмкости C (последняя часто определяется, главным образом, внутриламповыми ёмкостями), и при определённой полосе ΔF коэффициент усиления не зависит от частоты. Как будет видно из дальнейшего, аналогичные по форме результаты могут быть получены также и для других как одноконтурных, так и двухконтурных схем.

При узкой полосе могут возникнуть трудности в выполнении контура, имеющего такую величину затухания, которая обеспечивала бы требуемую полосу пропускания. Кроме того, при узкой полосе в случае использования хорошей лампы усиление может оказаться больше предельного устойчивого усиления. Чем выше рабочая частота, тем меньшее устойчивое усиление может быть снято с усилителя (см. гл. 23).

Таким образом, при узкой полосе пропускания усиление, которое может быть получено от усилителя, будет зависеть от частоты, причём с понижением частоты усиление будет возрастать. При достаточно же широкой полосе в усилителях промежуточной частоты никаких затруднений в осуществлении контуров требуемого качества не возникает и усиление на ступень будет получаться меньше предельного устойчивого усиления. В этом случае в соответствии с соотношением (25.4) коэффициент усиления не будет зависеть от частоты, если только на всех частотах будет возможно обеспечить одинаковую ширину полосы. Больше того, при этих условиях равное число ступеней на высокой и промежуточной частоте дадут равное усиление.

Из соотношения (25.4) видно, что при заданной ширине полосы пропускания коэффициент усиления возрастает при уменьшении ёмкости C . Однако, следует иметь в виду, что ширина полосы пропускания сама зависит от ёмкости. Поэтому необходимо установить связь между этими величинами. Рассмотрим схемы рис. 25.1 и 25.2, которые наиболее часто используются в одноконтурных усилителях промежуточной частоты. Согласно ур-нию (25.3) мы имеем:

$$Q = \frac{f_0}{\Delta F} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}.$$

В случае, когда потери в контуре определяются шунтирующим сопротивлением $R_{ш}$

$$Q = 2\pi f_0 C R_{ш},$$

следовательно,

$$\Delta F = \frac{1}{2\pi} \cdot \frac{V \overline{\epsilon_1^2 - 1}}{C R_{ш}}.$$

Таким образом, ширина полосы пропускания определяется произведением ёмкости контура на сопротивление шунта и при данной величине произведения остаётся постоянной, независимо от соотношения между сомножителями. Чем меньше

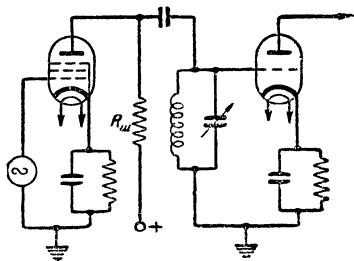


Рис. 25.1. Широкополосный усилитель с непосредственным включением контура

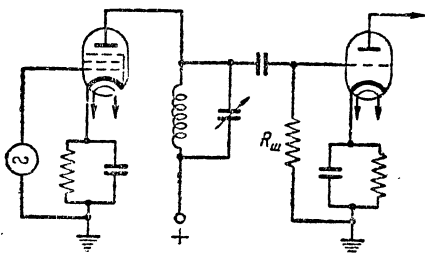


Рис. 25.2. В данной схеме подбор ширины полосы пропускания осуществляется за счёт шунта в цепи сетки

ёмкость контура, тем больше должно быть взято сопротивление шунта для того, чтобы получить требуемую ширину полосы. А так как $K(f_0) = S R_{ш}$, то соответственно увеличивается коэффициент усиления. Это следует также и из соотношения (28.4) ввиду того, что при $S = \text{const}$ и $\Delta F = \text{const}$, $K(f_0) = \frac{1}{C}$.

Вследствие указанных обстоятельств в усилителях промежуточной частоты стремятся брать возможно меньшую величину ёмкости, в ряде случаев ограничиваясь только междуэлектродными ёмкостями ламп. Однако, следует иметь в виду, что при очень малых ёмкостях понижается устойчивость формы резонансной кривой, так как при смене ламп может получиться заметная расстройка ступеней.

Получение достаточного усиления ступени требует прямо правильного выбора ёмкости также и использования лампы с

достаточной крутизной характеристики. В усилителях промежуточной частоты широкополосных приёмников обычно используются такие лампы, как 6АС7, для которой $S = 8 \text{ ма/в}$, в то время, как $C_{gr} + C_{вых} \approx 20 \text{ мкмкф}$.

25.3. Автотрансформаторные схемы

Основные соотношения для автотрансформаторных схем были выведены в гл.21. Там было показано, что для схем с неполным включением имеют место следующие соотношения для величин коэффициента усиления.

Для схемы с неполным включением со стороны сетки

$$K(f_0) = SR_{\Pi} m_g.$$

Для схемы с неполным включением со стороны анода

$$K(f_0) = SR_{\Pi} m_a.$$

Для схемы с неполным включением как со стороны анода, так и со стороны сетки

$$K(f_0) = SR_{\Pi} m_a m_g.$$

Если в этих соотношениях выразить величину R_{Π} через ширину полосы, то для приведённых трёх схем мы получим соответственно следующие равенства:

для схемы с неполным включением со стороны сетки (рис. 25.3)

$$K(f_0) = \frac{m_g S}{2\pi C \Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}, \quad (25.5)$$

для схемы с неполным включением со стороны анода (рис. 25.4)

$$K(f_0) = \frac{m_a S}{2\pi C \Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}, \quad (25.6)$$

для схемы с неполным включением как со стороны сетки, так и со стороны анода (рис. 25.5)

$$K(f_0) = \frac{m_g m_a S}{2\pi C \Delta F} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (25.7)$$

К этим соотношениям мы ещё вернёмся в дальнейшем.

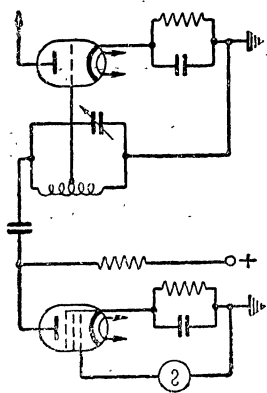


Рис. 25.3. Схема с неполным включением со стороны сетки

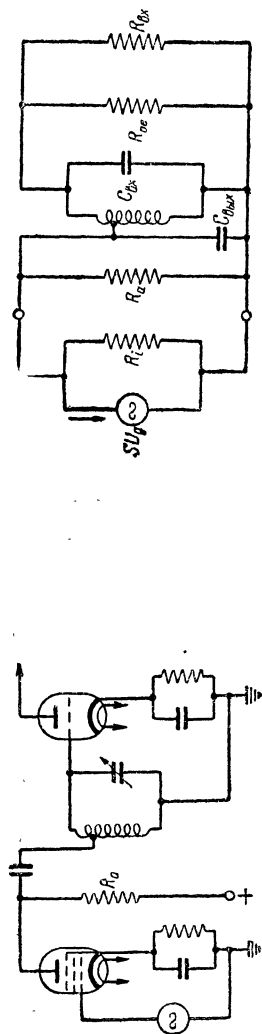


Рис. 25.4. Схема с неполным включением со стороны анода

25.4. Многоступенные усилители

До сих пор мы рассмотрели вопросы, относящиеся к одной ступени широкополосного усилителя. Между тем в реальных конструкциях обычно используется весьма большое количество ступеней усиления промежуточной частоты, число которых в некоторых случаях превышает 8—10. Из конструктивных и производственных соображений обычно элементы этих ступеней выбирают одинаковыми, в результате чего и их электрические данные оказываются, примерно, равными.

Покажем в первую очередь, что для усилителей с одинаковыми контурами, все ступени которых настроены в резонанс, случай равных параметров ступеней является оптимальным, так как именно этот случай при заданном числе ступеней и заданной общей ширине полосы ΔF даёт возможность получить наибольшую возможную величину усиления. Другими словами, данная величина усиления и данная ширина полосы пропускания в усилителях с одинаковыми ступенями может быть получена при меньшем числе ступеней, чем во всяком другом варианте.

Пусть имеется двухступенный усилитель, ёмкости обоих ступеней которого равны между собой, в то время как затухания контуров различны. Во всех случаях мы можем относить наше рассмотрение к одной и той же ширине полосы пропускания, считая лишь, что коэффициенты искажения на краю полосы неодинаковы для обеих ступеней и соответственно равны σ_1 и σ_2 . Так как все рассмотренные схемы представляют собой частный случай схемы рис. 25.5, то будем иметь в виду именно последнюю схему.

На основании (25.7) имеем для первой ступени

$$K(f_0)_1 = \frac{S m_g m_a}{2\pi C \Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}, \quad (25.8)$$

для второй ступени

$$K(f_0)_2 = \frac{S m_g m_a}{2\pi C \Delta F} \cdot \sqrt{\sigma_2^2 - 1}, \quad (25.9)$$

общее усиление усилителя будет равно

$$K(f_0) = K(f_0)_1 \cdot K(f_0)_2 = \left(\frac{S m_g m_a}{2\pi C \Delta F} \right)^2 \sqrt{(\sigma_1^2 - 1)(\sigma_2^2 - 1)} \quad (25.10)$$

Выясним, каково должно быть распределение коэффициентов неравномерности усиления по ступеням, для того, чтобы

при заданных искажениях в пределах полосы σ для всего усилителя, получить наибольшую величину общего усиления. Итак,

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \sigma_2 = \text{const.}$$

Обозначим

$$\varphi(\sigma_1) = (\sigma_1^2 - 1)(\sigma_2^2 - 1) = \sigma^2 - \sigma_1^2 - \frac{\sigma^2}{\sigma_1^2} + 1.$$

Из условия

$$\frac{d\varphi}{d\sigma_1} = 0$$

находим

$$\sigma_1^4 = \sigma^2,$$

откуда

$$\sigma_1 = \sigma_2.$$

Итак, условия максимума усиления для двухступенного усилителя соответствуют случаю усилителя с одинаковыми параметрами ступеней.

Для трёхступенного усилителя первые две его ступени будут давать наибольшее усиление при данной полосе про-

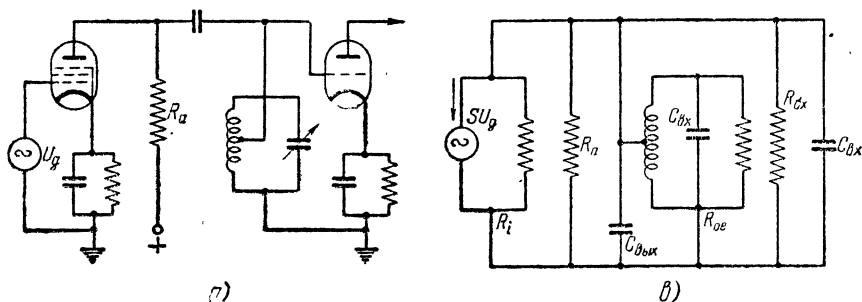


Рис. 25.5. Схемы с неполным включением как со стороны анода, так и со стороны сетки.

пускания в том случае, когда их параметры равны между собой. Но то же самое мы можем сказать в отношении второй и третьей ступеней. Отсюда следует, что все три ступени должны иметь одинаковые параметры. Легко видеть, что и вообще при любом числе ступеней случай равных затуханий

контуров является оптимальным с точки зрения величины усиления. Можно также показать, что и случай равных ёмкостей всех ступеней является оптимальным, так как от соответствует наибольшей устойчивости параметров усилителя в условиях эксплуатации. Таким образом, не только с конструктивной точки зрения, но и с точки зрения наибольшей величины усиления для рассматриваемой схемы целесообразно использовать ступени с одинаковыми параметрами.

25.5. Оптимальное число ступеней, обеспечивающее максимум усиления широкополосного усилителя с ступенями, настроенными в резонанс

Из основного соотношения (25.4), которое мы уже рассматривали, следует, что коэффициент усиления $K(f_0)$ не только прямо пропорционален $\frac{S}{C\Delta F}$, но ещё зависит от величины σ , представляющей собой коэффициент неравномерности усиления в пределах полосы пропускания.

Для всего усилителя в целом результирующая величина σ будет равна

$$\sigma = \sigma_1 \cdot \sigma_2 \dots \sigma_n.$$

Полагая, что мы имеем дело с усилителем, имеющим одинаковые ступени, получим $\sigma = \sigma_1^n$. Таким образом, для усилителя с n ступенями, коэффициент усиления одной ступени будет равен согласно (25.4)

$$K(f_0) = \frac{S}{2\pi C\Delta F} \cdot \sqrt{\sigma^{2/n} - 1}.$$

Если положить, что результирующая неравномерность усиления в пределах всей полосы пропускания не должна превышать 3 дБ ($\sigma = \sqrt{2}$), то

$$K(f_0) = \frac{P}{\Delta F} \sqrt{2^{1/n} - 1} = \frac{P}{\Delta F} \cdot v, \quad (25.11)$$

где $P = \frac{S}{2\pi C}$, а $v = \sqrt{2^{1/n} - 1}$.

Из последнего соотношения видно, что с увеличением числа ступеней коэффициент усиления ступени существенно

уменьшается, если мы хотим получить во всех случаях одну и ту же ширину полосы усилителя, при заданном значении σ . Это наглядно видно, из приводимой табл. 25.1, в которой даны значения для величины $\nu = (2^{1/n} - 1)^{1/2}$ при различном числе ступеней.

Таблица 25.1

n	1	2	4	6	8	12
$2^{1/n}$	2	1,414	1,189	1,122	1,090	1,059
$(2^{1/n} - 1)^{1/2}$	1	0,643	0,434	0,349	0,300	0,243

При большом числе ступеней для вычисления величины $\sigma^{2/n}$ ф-лы (28.4) можно воспользоваться первыми членами следующего ряда

$$\sigma^{2/n} = 1 + \frac{\frac{2}{n} \ln \sigma}{1!} + \frac{\left(\frac{2}{n} \ln \sigma\right)^2}{2!} + \frac{\left(\frac{2}{n} \ln \sigma\right)^3}{3!} + \dots, \quad (25.12)$$

откуда

$$(\sigma^{2/n} - 1)^{1/2} \approx \left[\frac{2}{n} \ln \sigma\right]^{1/2}. \quad (25.13)$$

Если $\sigma = \sqrt{2}$, то

$$\nu = (2^{1/n} - 1)^{1/2} = \left(\frac{2}{n} \ln \sqrt{2}\right)^{1/2} = \frac{0,84}{\sqrt{n}}. \quad (25.14)$$

Таким образом, при достаточно большом n коэффициент усиления ступени резко уменьшается, стремясь к нулю при бесконечно большом числе ступеней.

Составим выражение для коэффициента усиления всего усилителя, имеющего одинаковые ступени,

$$K(f_0) = [K_1(f_0)]^n = \left(\frac{P}{\Delta F} \cdot \nu\right)^n = \left(\frac{P}{\Delta F}\right)^n \cdot \left(\frac{0,84}{n^{1/2}}\right)^n,$$

т. е.

$$K(f_0) = \left(\frac{P}{\Delta F}\right)^n \cdot \left(\frac{0,84}{n^{1/2}}\right)^n. \quad (25.15)$$

Если теперь обозначить через $K_{\text{дб}}$ усиление рассматриваемого усилителя, выраженное в децибелах, то получим

$$K_{\text{дб}} = 20 \lg \left[\frac{0,84 P}{\Delta F \cdot n^{1/2}} \right]^n. \quad (25.16)$$

При $\frac{P}{\Delta F} = \text{const}$, т. е. при выбранном типе лампы и заданной полосе пропускания ΔF , величина $K(f_0)$ при определённом числе ступени $n_{\text{опт}}$ имеет максимум. Переходя к натуральным логарифмам и исследуя (28.16) на максимум, найдём оптимальное число ступеней, при котором получается наибольшее усиление

$$n_{\text{опт}} = 0,26 \left(\frac{P}{\Delta F} \right)^2. \quad (25.17)$$

Если усилитель имеет число ступеней, равное $n_{\text{опт}}$, то максимальное усиление, которое может быть получено при данной полосе на основании (28.16) и (28.17), можно записать в виде

$$K_{\text{дб, макс}} = 1,11 \left(\frac{P}{\Delta F} \right)^2, \quad (25.18)$$

где $P = \frac{S}{2\pi C}$.

Полученное весьма интересное соотношение заслуживает более подробного рассмотрения.

25.6. Максимальная возможная полоса пропускания усилителя

Приведённый выше материал показывает, что если требуется получить заданную полосу пропускания, то увеличение числа ступеней по сравнению с некоторым оптимальным значением $n_{\text{опт}}$, определяемым соотношением (28.17), не увеличивает, а уменьшает общее усиление. Это объясняется тем, что с увеличением числа ступеней допустимая неравномерность усиления в пределах полосы пропускания оказывается столь малой, что коэффициент усиления каскада стремится к

нулю. Можно представить полученный выше результат и в несколько другом виде. На основании (25.18) напишем

$$\Delta F_{\max} = \frac{S}{2\pi C} \cdot \sqrt{\frac{1,11}{K_{\text{дб}}}}. \quad (25.19)$$

Соотношение (25.19) позволяет установить, какая максимальная полоса может быть получена, если используется усилитель с одиночными, одинаково настроенными контурами¹⁾.

При каком угодно выборе числа ступеней и затуханий контуров не является возможным получить полосу усилителя, превышающую значение ΔF_{\max} , если только требуемое усиление в дБ будет не меньше $K_{\text{дб}}$ и если выбран определённый тип лампы, т. е. задано отношение $\frac{S}{C}$.

В табл. 25.2, составленной для некоторых типов усилительных ламп приведены данные в отношении предельной полосы пропускания и вычислено оптимальное число ступеней, обеспечивающее максимум усиления. Расчёт сделан для случая, когда требуемое усиление равно 120 дБ. Последняя графа таблицы соответствует идеальному случаю, при котором ёмкость ступени усилителя полностью определяется только суммой входной и выходной ёмкости лампы. В предпоследней графе результаты даны для случая, когда принята во внимание также ёмкость деталей и монтажа. При этом полная ёмкость для лампы 6АС7 принята равной 25 мкмкф, для ламп 6СК7 и 6СЖ7 — 22 мкмкф, а для малогабаритной лампы 6АК5 — 13 мкмкф. Величина $P = \frac{S}{2\pi C}$ выражена в мегагерцах.

Сопоставление соотношений (25.17) и (25.18) показывает, что оптимальное число ступеней зависит только от усиления, если в усилителе используется предельная полоса пропускания

$$n_{\text{опт}} = 0,235 K_{\text{дб}}. \quad (25.20)$$

Таким образом, получим табл. 25.3 для оптимального числа ступеней в зависимости от величины усиления.

¹⁾ Рассмотрение вопроса об оптимальном числе ступеней различных схем широкополосных усилителей низких частот и усилителей односторонних импульсов было впервые дано Л. А. Мееровичем в его курсе лекций, прочитанном во ВКАС в 1947 году.

Таблица 25.2

Тип лампы	S $\frac{мв}{в}$	C_{ex} мкФ	$C_{авт}$ мкФ	При ёмкости монтажа, равной нулю		С учётом ёмкости монтажа	
				$P = \frac{S}{2\pi(C_{ax} + C_{ам.в})}$	ΔF_{max} МГц	$P = \frac{S}{2\pi(C_{ax} + C_{ам.в})}$	ΔF_{max} МГц
6SJ7	1,65	6,0	7,0	20,2	1,94	12,0	1,15
6SK7	2,00	6,0	7,0	24,5	2,35	14,5	1,39
6AC7	9,00	11,0	5,0	90,0	8,65	57,5	5,5
6AK5	5,00	4,0	2,4	12,5	12,0	61,5	5,9

Таблица 25.3

Усиление $K(f_0)$	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^8
Усиление в децибелах $K_{дб}$	40	60	80	100	120	140
$n_{опт}$	10	14	19	24	29	33

Из этой таблицы видно, что даже при малых усилениях число ступеней, дающее возможность получить предельную полосу пропускания, оказывается весьма значительным.

Отсюда можно сделать весьма важный практический вывод, заключающийся в том, что выполнение усилителей с полосой, равной предельной или близкой к предельной, совершенно нецелесообразно. В тех случаях, когда является необходимым получение полосы, приближающейся к предельной, следует перейти либо на лампы с большим $\dot{P} = \frac{S}{2\pi C}$, либо использовать другие схемы усилителей, которые, как это будет видно из дальнейшего, могут обеспечить более широкую полосу.

В импульсных усилителях обычно ширина полосы берётся $\frac{1 \div 3}{\tau}$, где τ — длительность импульса. Из приведённых выше данных, в частности из данных, приведённых в табл. 1, видно, что при использовании даже лучших из существующих ламп в схеме с одиночными контурами, настроенными в резонанс, оказывается невозможным получить усиление импульсов короче $0,15 \div 0,2$ мкс. Уже в тех случаях, когда длительность импульсов оказывается меньше, например $0,3 - 0,5$ мкс, применение данной схемы становится мало эффективным.

Литература: 32, 36.

АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ И ФАЗО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ШИРОКОПОЛОСНЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ

26.1. Вводные замечания

До сих пор мы не затрагивали вопроса об особенностях амплитудно-частотных и фазо-частотных характеристик широкополосных усилителей. Между тем этот вопрос заслуживает серьёзного внимания. В широкополосных усилителях ширина полосы часто оказывается соизмеримой с резонансной частотой. в этом случае соотношения, которые нами рассматривались до сих пор в предположении, что $f_0 \gg \Delta f$, уже не будут справедливы и вопрос об амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристике потребует дополнительного рассмотрения.

26.2. Амплитудно-частотные характеристики широкополосного одноконтурного усилителя

Рассмотрим, в первую очередь, вопрос об амплитудно-частотной характеристике одноконтурного резонансного усилителя, для которого эквивалентная схема может быть представлена в виде, изображённом на рис. 26.1.

Из (12.2) следует, что коэффициент избирательности такого усилителя будет определяться соотношением

$$\sigma = \frac{K(f_0)}{K(f)} = \frac{f}{f_0} \sqrt{1 + (y/d)^2}, \quad (26.1)$$

где

$$d = \frac{R}{\omega_0 L}, \quad \text{а } y = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \quad (f = f_0 + \Delta f).$$

Если $f_0 \gg \Delta f$, что всегда имеет место в узкополосных усили-

телях, то предыдущее выражение для σ примет вид ($y \approx \frac{2\Delta f}{f_0}$)

$$\sigma = \sqrt{1 + \left(\frac{2\Delta f}{f_0} \cdot Q\right)^2}. \quad (26.2)$$

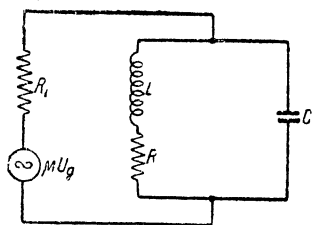


Рис. 26.1. Эквивалентная схема усилителя

Последним выражением обычно и пользуются при расчётах.

В усилителях с очень широкой полосой условие $f_0 \gg \Delta f$ в пределах резонансной кривой при больших расстройках не имеет места.

В этом случае полагать $y = \frac{2\Delta f}{f_0}$ уже не оказывается возможным, и следует дать более точное выражение для коэффициента избирательности σ . Рассмотрим выражение для y , учитывая, что $f = f_0 + \Delta f$

$$y = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} = \frac{f^2 - f_0^2}{f_0 f} = \frac{f_0}{f_0 + \Delta f} \left[2 \frac{\Delta f}{f_0} + \left(\frac{\Delta f}{f_0} \right)^2 \right].$$

Обозначим через a отношение $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{f - f_0}{f_0}$, тогда

$$y = \frac{2a + a^2}{1 + a}. \quad (26.3)$$

Подставляя значение y в (26.1), получаем искомое соотношение для σ

$$\sigma = (1 + a) \sqrt{1 + Q^2 a^2 \left[\frac{2 + a}{1 + a} \right]^2} \quad (26.4)$$

или

$$\sigma = \sqrt{(1 + a)^2 + Q^2 a^2 (2 + a)^2}. \quad (26.5)$$

При $f_0 \gg \Delta f$, т. е. при $1 \gg a$, это соотношение переходит в (26.2). Существенное его отличие от последнего заключается в том, что в рассматриваемом случае зависимость $\sigma = \varphi(a)$ даёт несимметричную кривую, так как при замене a на $-a$ значение σ изменяется. Степень этой несимметрии оказывается тем большей, чем ближе a к единице.

26.3. Амплитудно-частотные характеристики усилителя, потери в котором определяются шунтом

В узкополосных усилителях ступень, соответствующая эквивалентной схеме рис. 26.2, будет иметь резонансную характеристику, определяемую теми же соотношениями, что и в случае усилителей, рассмотренных в предыдущем параграфе. В широкополосных же усилителях, как это будет видно из дальнейшего, имеет место существенно другое положение вещей и уравнение резонансной кривой будет определяться

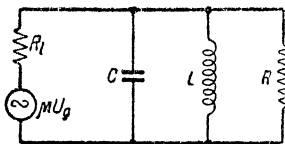


Рис. 26.2. Схема усилителя с шунтом

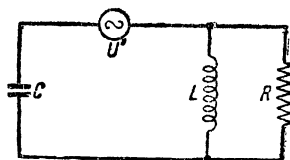


Рис. 26.3. Пересчёт эдс в контур

другими соотношениями, к выводу которых мы сейчас и перейдём. Заменяя на основании теоремы об эквивалентном генераторе схему рис. 26.2 схемой рис. 26.3, получим

$$U' = \mu U_g \frac{Z_1}{R_i + Z_1} \approx S U_g \frac{1}{i\omega C}, \text{ так как } R_i \gg Z_1 = \frac{1}{i\omega C}.$$

С другой стороны,

$$U' = I \left[\frac{1}{i\omega C} + \frac{i\omega LR}{R + i\omega L} \right]$$

или

$$I = S U_g \frac{1}{1 + \frac{i\omega CR}{1 - i\frac{R}{\omega L}}} = S U_g \frac{1 - iQ\frac{f_0}{f}}{1 + iQy}.$$

Так как

$$R = Q\omega_0 L = \frac{Q}{\omega_0 C}, \text{ а } y = \frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f}.$$

Отсюда

$$U_2 = I \frac{1}{i\omega C} = S U_g \frac{1 - iQ\frac{f_0}{f}}{1 + iQy} \cdot \frac{1}{i\omega C}.$$

При $f = f_0$, $y = 0$

$$U_{20} = S U_g \frac{1 - iQ}{i \omega_0 C}.$$

Коэффициент избирательности

$$\sigma = \frac{U_{20}}{U_2} = \frac{f}{f_0} \frac{(1 - iQ)(1 + iQy)}{1 - iQ \frac{f}{f_0}} = \frac{f}{f_0} \frac{(1 + Q^2y) + i(Qy - Q)}{1 - iQ \frac{f}{f_0}}.$$

Модуль этого коэффициента будет равен

$$\sigma = \frac{f}{f_0} \sqrt{\frac{(1 + Q^2)(1 + Q^2y^2)}{1 + Q^2 \frac{f_0^2}{f^2}}}. \quad (26.6)$$

Пусть, как и прежде, $f = f_0 + \Delta f$ и $a = \frac{\Delta f}{f_0}$.

Тогда получим, заменяя y его значением:

$$\sigma = \sqrt{\frac{(1 + Q^2)(1 + a)^2}{(1 + a)^2 + Q^2}} \cdot \sqrt{(1 + a)^2 + Q^2 a^2 (2 + a)^2}. \quad (26.7)$$

Если $a \ll 1$, то полученное соотношение значительно упрощается. При $a \ll 1$ получим

$$\sigma = \sqrt{1 + 4a^2 Q^2} = \sqrt{1 + \left(\frac{2 \Delta f}{f_0} Q\right)^2}.$$

Таким образом, когда резонансная частота значительно больше ширины полосы пропускания, уравнение резонансной кривой для рассматриваемого случая полностью совпадает с уравнением резонансной кривой усилителей, схема которых может быть приведена в эквивалентной схеме рис. 26.1. В случае же усилителей с очень широкой полосой пропускания уравнения резонансных кривых для рассмотренных схем имеют существенные отличия.

26.4. Амплитудно-частотные характеристики ступени, потери в которой определяются шунтом, зависящим от частоты

При работе на достаточно высоких частотах потери в усилителе могут, главным образом, определяться входным сопротивлением лампы следующей ступени. Так как на ультравысоких частотах входное сопротивление лампы, обусловленное инерцией электронов и индуктивностью вводов, изменяется обратно пропорционально квадрату частоты, то это обстоятельство существенно влияет на форму резонансной характеристики усилителя и, в частности, на симметрию этой характеристики. Эквивалентная схема усилительной ступени имеет тот же вид, что и в предыдущем случае, с той лишь разницей, что здесь сопротивление шунта, определяющего величину потерь в схеме, зависит от частоты.

Вернёмся к выражению (26.6) для коэффициента избирательности ступени усиления

$$\sigma = \frac{f}{f_0} \sqrt{\frac{(1 + Q^2)(1 + Q^2 y^2)}{1 + Q^2 \frac{f_0^2}{f^2}}}.$$

Согласно принятым обозначениям здесь $Q = R_{ax} \cdot \omega_0 C$. В рассматриваемом случае величина R_{ax} равна (см. гл. 30):

$$R_{ax} = \frac{K}{f^2} = \frac{1}{\omega^2} \frac{\pi^2 K}{\omega^2}.$$

Обозначим через R_{ax0} значение входного сопротивления, соответствующего резонансной частоте, а через Q_0 величину

$$Q_0 = R_{ax0} \cdot \omega_0 C = \frac{4 \pi^2 K}{\omega_0^2} \cdot \omega_0 C = \frac{4 \pi^2 K C}{\omega_0},$$

отсюда $Q = Q_0 \left(\frac{f_0}{f} \right)^2$.

Подставляя значение Q в выражение для коэффициента избирательности, получим

$$\sigma = \frac{f}{f_0} \sqrt{\frac{\left(1 + Q_0^2 \frac{\omega_0^4}{\omega^4}\right) \left(1 + Q_0^2 y^2 \frac{\omega_0^4}{\omega^4}\right)}{1 + Q_0^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^6}}.$$

Вводя величину $a = \frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta \omega}{\omega_0}$, получим после преобразований

$$\sigma = \sqrt{\frac{(1+a)^2 + \frac{Q_0^2}{(1+a)^2} \left[(1+a)^6 + Q_0^2 a^2 (2+a)^2 \right]}{(a+1)^6 + Q_0^2}}. \quad (26.8)$$

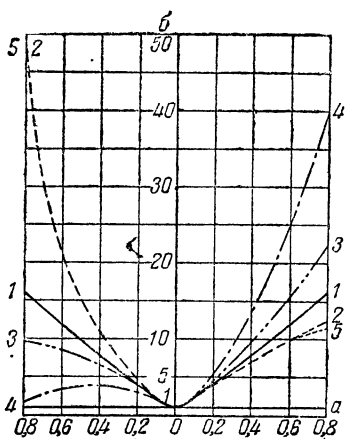


Рис. 26.4. Резонансные кривые, подсчитанные для одного и того же контура по различным формулам. Сплошная симметричная кривая соответствует упрощенной ф-ле (29.2)

Так как в этом соотношении величина $(1+a)$ входит в более высокой степени, чем в предыдущих соотношениях, то это означает, что степень асимметрии резонансной кривой здесь больше, чем в других случаях. При достаточной величине a отклонение формы резонансной кривой от кривой, подсчитанной по простейшей ф-ле (29.2), является весьма существенным. Это, например, отчетливо видно из рис. 26.4, построенного для $Q=10$, на котором даны кривые зависимости $\sigma=\varphi(a)$. Сплошная кривая, помеченная цифрой 1, построена по ф-ле (29.2), кривая 3 — по ф-ле (26.4), кривая 2 по формуле

$$\sigma = \sqrt{1 + Q^2 y^2} = \sqrt{1 + Q^2 a^2 \left[\frac{2+a}{1+a} \right]^2}.$$

Таким образом, все эти три кривые относятся к схеме рис. 26.1. Кривая 4 вычислена по ф-ле (26.7), а кривая 5 — по ф-ле (26.8). Из приведенных кривых можно заключить, что если при малых расстройках все кривые почти совпадают, то при $a > 0,1 \div 0,2$ начинается резкое расхождение между ними.

Из материала, рассмотренного как в этом, так и в предыдущих параграфах, можно сделать тот существенный вывод, что если максимальная расстройка в пределах интересующей нас области резонансной кривой соизмерима с частотой, то уравнение резонансной кривой для различных схем характеризуется различными соотношениями, причём во всех случаях

резонансные кривые оказываются асимметричными. В частном случае, когда $f_0 \gg \Delta f$, уравнения резонансных кривых для различных схем совпадают, причём резонансные кривые переходят в симметричные.

Все приведённые выше соотношения были даны для одноступенчатых усилителей с одиночными контурами. Вычисления для случая многоступенчатых усилителей можно выполнить, учитывая то обстоятельство, что результирующая резонансная кривая системы будет определяться произведением резонансных кривых всех ступеней. Понятно, что степень асимметрии будет при этом возрастать.

26.5. Ширина полосы пропускания

Рассмотрев вопрос о форме резонансной кривой, перейдём к ширине полосы пропускания. Шириной полосы пропускания мы будем называть, как и ранее, ту область спектра частот, в пределах которой неравномерность усиления не превышает некоторой заданной величины. Значение неравномерности усиления, которое мы будем обозначать через σ , может быть выражено или в относительных единицах, или в децибелах. Для всего усилителя в целом неравномерность усиления обычно принимается $\sigma = \sqrt{2}$, что, примерно, соответствует 3 дб. Неравномерность на одну ступень в усилителе с n одинаковыми ступенями будет равна $\sigma_1 = \sigma^{1/n}$ или в децибелах $\sigma_{1\text{ дб}} = \frac{\sigma \text{ дб}}{n}$.

Выразим ширину полосы пропускания для простейшего случая, когда $f_0 \gg \Delta f$, т. е. когда $a \ll 1$. Согласно (23.8) величина ΔF будет равна

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (26.9)$$

Принимая во внимание изложенные выше соображения относительно уравнений резонансных кривых, мы можем считать, что полученное соотношение, справедливое при $f_0 \gg \Delta f$, относится ко всем рассмотренным нами схемам.

Если ширина полосы пропускания соизмерима с частотой f_0 , то аналитический расчёт ширины полосы связан со значительными трудностями. Даже в простейшем случае схемы рис. 26. 1, как это видно из рассмотрения соотношения (26.5), мы придём к полному уравнению четвёртой степени относительно a . Что касается остальных случаев, для которых нами были выведены уравнения резонансных кривых, то здесь

соотношения получаются со степенью выше четвертой и поэтому решения для них могут быть даны только на основе методов приближенных вычислений. Поэтому, если условие $f_0 \gg \frac{\Delta F}{2}$ не имеет места, определение ширины полосы следует производить, отсчитывая по резонансной кривой заданную величину неравномерности. При приближенных подсчетах допустимо пользоваться простым соотношением (26.9).

26.6. Фазо-частотные характеристики

Нам осталось ещё рассмотреть вопрос о фазо-частотных, или, как их кратко называют, фазовых характеристиках широкополосных усилителей.

Начнем с усилителей, имеющих эквивалентную схему, соответствующую рис. 26.1. Выражение для коэффициента избирательности σ в комплексной форме, как известно из предыдущего, имеет вид

$$\sigma = \frac{f}{f_0} [1 + i Q y]. \quad (26.10)$$

Отсюда тангенс угла сдвига фаз φ будет равен

$$\operatorname{tg} \varphi = Q y.$$

Подставляя сюда значение y , соответствующее соотношению 26.3, получим

$$\operatorname{tg} \varphi = Q \frac{a(2+a)}{1+a}. \quad (26.11)$$

Здесь $a = \frac{\Delta f}{f_0}$. Угол фазового сдвига φ будет равен

$$\varphi = \arctg \left[Q \frac{a(2+a)}{1+a} \right]. \quad (26.12)$$

Из этого соотношения видно, что фазовая характеристика усилителя не только непрямолинейна (что говорит о наличии фазовых искажений), но и несимметрична. Последнее обстоятельство следует из того положения, что при изменении знака величины a абсолютное значение фазового угла φ изменяется. Несимметрия фазовой характеристики приводит к дополнительным искажениям и потому является в высшей степени

неприятным обстоятельством. Как видно из последнего соотношения, несимметрия фазовой характеристики не будет иметь места, если $a \ll 1$, т. е. если $f_0 \gg \Delta f$. Это неравенство обычно выполняется даже в усилителях высокой частоты метрового диапазона; тем более оно имеет место в дециметровом диапазоне. Поэтому трудности в получении симметричных фазовых характеристик обычно возникают в широкополосных усилителях промежуточной частоты. Для того, чтобы уменьшить несимметрию, следует при заданной ширине полосы пропускания по возможности выбирать более высокую промежуточную частоту. При $f_0 \gg \Delta f$

$$\varphi = \arctg(Q2a) = \arctg\left(2 \frac{\Delta f}{f_0} Q\right). \quad (26.13)$$

26.7. Фазо-частотная характеристика усилителя, потери в котором определяются шунтирующим сопротивлением

Вернёмся к рассмотрению эквивалентной схемы рис. 26.3. Комплексное выражение для σ в этом случае имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma &= \frac{f}{f_0} \frac{(1 + Q^2 y) + i Q (y - 1)}{1 - i Q \frac{\omega_0}{\omega}} = \\ &= \frac{[(1 + Q^2 y) + i Q (y - 1)] \left(1 + i Q \frac{\omega_0}{\omega}\right)}{1 + Q^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2}} \end{aligned}$$

или

$$\sigma = \frac{f}{f_0} \frac{\left[1 + Q^2 y + Q^2 \frac{f_0}{f} (1 - y)\right] + i \left[(1 + Q^2 y) Q \frac{f_0}{f} - Q(1 - y)\right]}{1 + Q^2 \frac{f_0^2}{f^2}}.$$

Тангенс угла сдвига фаз будет определяться отношением мнимой части этого выражения к его действительной части. Таким образом,

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{(1 + Q^2 y) Q \frac{f_0}{f} - Q(1 - y)}{1 + Q^2 y + Q^2 \frac{f_0}{f} (1 - y)}, \quad (26.14)$$

здесь $Q = R_{\Pi} \omega_0 C$ и $y_1 = a \frac{2+a}{1+a}$.

Отсюда

$$\varphi = \arctg \left\{ \frac{(1 + Q^2 y) Q \frac{f_0}{f} - Q(1 - y)}{1 + R^2 y + Q^2 \frac{f_0}{f} (1 - y)} \right\}. \quad (26.15)$$

Если $a \ll 1$, то $\frac{f_0}{f} = \frac{1}{1+a} \approx 1$ и предыдущее выражение упрощается. Так, для фазового угла φ получим

$$\varphi = \arctg(yQ) = \arctg\left(Q \frac{2\Delta f}{f_0}\right). \quad (26.16)$$

Следовательно, при $a \ll 1$ уравнение фазовой характеристики для разбираемого случая совпадает с уравнением фазовой характеристики для схемы, рассмотренной в предыдущем параграфе, так же, как это имело место для уравнений, определяющих амплитудно-частотные характеристики.

26.8. Фазо-частотные характеристики ступени усилителя, потери в которой определяются шунтирующим сопротивлением, зависящим от частоты

Эквивалентная схема здесь такая же, как и схема, рассмотренная в предыдущем параграфе, однако, здесь

$$R_{\Pi} = R_{sx} = \frac{4\pi^2 K}{\omega_0^2} \cdot \frac{\omega_0^2}{\omega^2}.$$

Обозначим

$$R_{sx0} = \frac{4\pi^2 K}{\omega_0^2}; \quad Q_0 = R_{sx0} \cdot \omega_0 C,$$

тогда

$$Q = Q_0 \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2 = Q_0 \left(\frac{f_0}{f}\right)^2.$$

Подставляя это значение Q в полученное в предыдущем параграфе выражение для угла фазового сдвига, получим

$$\varphi = \arctg \left[\frac{\left(1 + Q^2 y \frac{f_0^4}{f^4}\right) Q_0 \frac{f_0^3}{f^3} - (1 - y) Q_0 \frac{f_0^2}{f^2}}{1 + Q_0^2 \frac{f_0^4}{f^4} y + (1 - y) Q^2 \frac{f_0^5}{f^4}} \right]. \quad (26.17)$$

Здесь, как и прежде, $y = a \frac{2+a}{1+a}$. При $a \ll 1$, когда $\frac{f_0}{f} = 1$ выражение для φ упрощается и мы приходим к ф-ле (26.13)

$$\varphi = \arctg \left(\frac{2\Delta f}{f_0} \cdot Q \right). \quad (26.13)$$

Таким образом, если частота f_0 значительно больше максимальной возможной расстройки Δf , то для всех рассмотренных нами схем уравнение фазо-частотной характеристики соответствует последнему соотношению.

Если мы хотим избежать ассиметрии амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик, и связанных с этим дополнительных искажений, то необходимо так выбирать промежуточную частоту, чтобы $f_0 \gg \Delta F$. Можно считать достаточным соотношение $f_0 \geq 5 \div 10 \Delta F$.

Литература: 36.

ПОЛОСА ШУМОВ МНОГООРУПЕННЫХ ИЗБИРАТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

27.1. Вводные замечания

При рассмотрении вопросов, относящихся к резонансным усилителям, постоянно приходится сталкиваться с понятием полосы шумов. Согласно определению, приведённом в гл. 6, полоса шумов характеризуется основанием прямоугольника, равновеликого площади, ограниченной квадратом резонансной кривой и осью абсцисс, т. е.

$$\Pi = \int_0^{\infty} \frac{df}{\bar{\sigma}^2(f)} . \quad (27.1)$$

Ввиду того, что интегрирование ведётся в пределах от 0 до ∞ , в выражениях для коэффициента избирательности $\sigma(f)$ нельзя ограничиться приближёнными формулами, справедливыми при малых расстройках, а следует применять точные формулы. В связи с этим, даже в случае одной ступени усиления, вычисление интеграла (27.1) оказывается связанным с довольно громоздкими выкладками. В случае же многоступенных усилителей эти выкладки чрезвычайно сильно усложняются. Именно сложностью вычисления результатов следует повидимому объяснить то обстоятельство, что вопрос о полосе шумов, с которым постоянно приходится иметь дело при технических расчётах усилителей, вовсе не был рассмотрен в литературе¹⁾.

¹⁾ В вышедшей в 1948 г. книге „Microwave receivers“ из серии книг, изданной лабораторией излучения Массачузетского технологического института (том 23), были приведены результаты вычисления для простейших случаев одной и двух ступеней усилителя с одиночными контурами. Полученные там результаты относятся к узкополосным системам в то время, как авторы книги рассматривают широкополосные усилители, и, следовательно, приводя свои данные, ошибочно полагают, что ими получены результаты для случая усилителей с широкой полосой.

Поэтому обычно вычисление полосы шумов на практике производится графическими методами. Подобный метод вычисления является неудобным и неточным. Помимо этого, отсутствие расчётных соотношений в ряде случаев не даёт возможности производить анализ величин, связанных с шумами. В связи со сказанным нам представляется, что получение аналитических соотношений для полосы шумов, пригодных для инженерных расчётов, представляет интерес.

В настоящей главе изложены результаты решения задачи в общем виде для полосы шумов многоступенных резонансных усилителей. Эти результаты относятся к n -ступенным усилителям как с одиночными колебательными контурами, так и с двухконтурными полосовыми фильтрами.

27.2. Полоса шумов для n -ступенного широкополосного усилителя с одиночными контурами

Будем считать, что n -ступенный резонансный усилитель имеет одиночные, настроенные в резонанс контуры с равными параметрами.

Тогда в соответствии со сказанным выше полоса шумов подобного усилителя определится из соотношения

$$\Pi = \int_0^{\infty} \frac{df}{\sigma_1^{2n}(f)}, \quad (27.2)$$

где n — число ступеней, а $\sigma_1(f)$ — коэффициент избирательности одной ступени. Подставляя вместо $\sigma_1(f)$ его известное выражение, соответствующее случаю больших расстроек, получим

$$\begin{aligned} \Pi &= \int_0^{\infty} \frac{df}{\left\{ \left(\frac{f}{f_0} \right)^2 \left[1 + \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f_1} \right)^2 Q^2 \right] \right\}^n} = \\ &= f_0 \int_0^{\infty} \frac{dz}{[z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2]^n} = f_0 I_n, \end{aligned} \quad (27.3)$$

где

$$I_n = \int_0^{\infty} \frac{dz}{[z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2]^n} \quad \left(z = \frac{f}{f_0} \right).$$

Вычисляя интеграл I_n , можно определить полосу шумов n -ступенного усилителя¹⁾. Для значений n от 1 до 6 при этом получаются следующие данные

$$n = 1; \Pi_1 = \frac{f_0 \pi}{2Q}$$

$$n = 2; \Pi_2 = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^2} \left[\frac{1}{2} + \frac{1}{2} Q^2 \right]$$

$$n = 3; \Pi_3 = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^4} \left[\frac{3}{8} + \frac{3}{8} Q^2 + \frac{3}{8} Q^4 \right]$$

$$n = 4; \Pi_4 = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^6} \left[\frac{5}{16} + \frac{5}{16} Q^2 + \frac{3}{8} Q^4 + \frac{5}{16} Q^6 \right] \quad (27.4)$$

$$n = 5; \Pi_5 = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^8} \left[\frac{35}{128} + \frac{35}{128} Q^2 + \frac{45}{128} Q^4 + \right. \\ \left. + \frac{25}{64} Q^6 + \frac{35}{128} Q^8 \right]$$

$$n = 6; \Pi_6 = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^{10}} \left[\frac{63}{256} + \frac{63}{256} Q^2 + \frac{21}{64} Q^4 + \right. \\ \left. + \frac{105}{256} Q^6 + \frac{105}{256} Q^8 + \frac{63}{256} Q^{10} \right].$$

Соотношения для полосы шумов при $n > 6$, вычисленные на основании (27.28), здесь не приведены, так как с увеличением числа ступеней эти соотношения становятся всё более громоздкими.

¹⁾ Вывод соотношений для полосы шумов дан в последнем параграфе настоящей главы. Приводимое там равенство (27.28) определяет полосу шумов для n -ступенного широкополосного усилителя.

27.3. Полоса шумов узкополосного усилителя с одиночными контурами

Формулы (27.4) для полосы шумов относятся к широкополосным усилителям, в которых используются контуры с малым Q . В случае узкополосных усилителей, при больших Q , результаты существенно упрощаются. Можно показать, что здесь полоса шумов для n -ступенного усилителя будет определяться следующим образом

$$\Pi_n = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{(2m)!}{(2^m \cdot m!)} = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 7 \dots (2m-1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 \dots 2m}, \quad (27.5)$$

где

$$m = n - 1.$$

Последней формулой можно пользоваться при $Q > 10$ с погрешностью, не превышающей 1%.

Произведём сравнение полосы шумов с „полосой пропускания“ ΔF . Из приведённых ранее соотношений для коэффициента избирательности легко получить следующую формулу для полосы пропускания усилителя с n -ступенями:

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sigma_\Sigma^{2/n} - 1}. \quad (27.6)$$

где $\sigma_\Sigma = \frac{K}{K_{\Delta f}}$ — неравномерность усиления в пределах полосы пропускания для всей системы. Примем, что в пределах полосы пропускания всей системы неравномерность усиления не должна превышать $\sqrt{2} = 1,41$. Тогда

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{2^{1/n} - 1}. \quad (27.7)$$

Обозначим через x отношение полосы шумов Π к полосе пропускания ΔF при $\sigma_\Sigma = \sqrt{2}$. Тогда, сводя результаты расчёта в таблицу, мы получим следующие данные.

В приведённой табл. 27.1 помимо коэффициента x_n приведены также значения γ_n , где γ_n для узкополосной системы определяется из условия

$$\Pi = \gamma_n \frac{\pi f_0}{2Q}. \quad (27.8)$$

Таблица 27.1

[$Q > 10$]

n	γ_n	z_n	n	γ_n	z_n	n	γ_n	z_n
1	1,000 000 00	1,570 79	11	0,176 197 05	1,085 24	21	0,125 370 68	—
2	0,500 000 00	1,220 33	12	0,168 188 09	1,083 41	22	0,122 385 66	1,074 53
3	0,375 000 00	1,155 39	13	0,161 180 25	1,081 87	23	0,119 604 17	—
4	0,312 500 00	1,128 50	14	0,154 981 01	—	24	0,117 004 08	—
5	0,273 437 50	1,113 85	15	0,149 445 97	—	25	0,114 566 49	1,073 29
6	0,246 083 75	1,104 64	16	0,144 464 44	1,078 47	26	0,112 275 16	—
7	0,225 585 94	1,098 32	17	0,139 949 93	—	27	0,110 116 02	—
8	0,209 472 66	1,093 72	19	0,135 833 75	—	28	0,108 076 83	1,072 32
9	0,196 380 62	1,090 21	19	0,132 060 59	1,076 18			
10	0,185 470 58	1,087 46	20	0,128 585 37	—		—	1,064 467

Из таблицы видно, что полоса шумов многоступенного узкополосного усилителя с одиночными контурами не очень сильно отличается от полосы пропускания, если для края полосы принять величину неравномерности усиления равной $\sqrt{2}$. При $n > 6$ это различие не превышает $10^0/0$.

Необходимо иметь в виду, что примерное равенство полосы шумов и полосы пропускания при $\sigma = \sqrt{2}$, имеет место лишь при достаточно больших Q . Для $Q = 2 \div 3$ это будет уже неверным и здесь определение полосы шумов следует вести по полным формулам во избежание существенной погрешности.

27.4. Предельный случай бесконечного числа ступеней

Переходя к бесконечно большому числу ступеней усиления, рассмотрим $\lim_{n \rightarrow \infty} x_n$.

Имеем ($m = n - 1$)

$$\lim_{n \rightarrow \infty} x = \lim_{m \rightarrow \infty} \left[\frac{\pi}{2} \frac{(2m)!}{(2^m \cdot m!) \sqrt{\frac{1}{2^{m+1}} - 1}} \right]. \quad (27.9)$$

Учитывая, что

$$m! = \left(\frac{m}{e} \right)^m \sqrt{2\pi m} \cdot \left(1 + \frac{1}{12m} + \dots \right),$$

можем написать

$$x = \frac{\pi}{2} \frac{\left(\frac{2m}{e} \right)^m \sqrt{4\pi m} \left(1 + \frac{1}{24m} + \dots \right)}{2^{2m} \left(\frac{m}{e} \right)^{2m} \cdot 2\pi m \left(1 + \frac{1}{6m} + \dots \right) \sqrt{\frac{1}{2^{m+1}} - 1}}$$

откуда

$$\lim_{n \rightarrow \infty} x = \sqrt{\frac{\pi}{\ln 16}} = 1,064\,467. \quad (27.10)$$

Сопоставление найденной величины x при бесконечно большом числе ступеней усиления с данными таблицы показывает, что для узкополосных усилителей при увеличении числа ступеней от $n = 6$ до $n = \infty$, x изменяется только, примерно, на $4^0/0$.

27.5. Исходные соотношения для полосы шумов двухконтурных резонансных усилителей

Перейдём теперь к усилителям с двухконтурными полосовыми фильтрами. На основании (27.1) и подставляя взамен коэффициента избирательности известные соотношения для двухконтурных усилителей для случая больших расстроек (см. гл. 26) получим

$$\Pi = \int_0^{\infty} \frac{(1 + \beta^2)^{2n}}{\left\{ \left(\frac{f}{f_0} \right)^n \left[(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2 \right]^{n/2} \right\}^2} df, \quad (27.11)$$

где

$$\beta = kQ = \frac{k}{d}, \quad \alpha = \left(\frac{f}{f_0} - \frac{f_0}{f} \right) Q.$$

Здесь k — коэффициент связи между контурами фильтра, Q — коэффициент добротности, а n — число ступеней.

Обозначая $z = \frac{f}{f_0}$, мы можем написать

$$\Pi = f_0 (1 + \beta^2)^{2n} \int_0^{\infty} \frac{dz}{z^{2n} \left\{ \left(z - \frac{1}{z} \right)^2 Q^2 + 1 - \beta^2 \right\}^2 + 4\beta^2} \right\}^n. \quad (27.12)$$

Ограничимся пока случаем, представляющим наибольший практический интерес, а именно случаем, когда между контурами фильтров взята оптимальная связь ($k = d$ и $\beta = 1$). В этом случае

$$\Pi_n = 2^{2n} \int_0^{\infty} \frac{dz}{\left[z^2 \left(z - \frac{1}{z} \right)^4 Q^4 + 4z^2 \right]^n}. \quad (27.13)$$

Полученный интеграл, хотя и является более простым, чем предыдущий, однако, всё же его вычисление связано с весьма значительными трудностями.

27.6. Результаты вычисления полосы шумов для случая двухконтурных широкополосных усилителей при оптимальной связи

Не останавливаясь на промежуточных достаточно сложных выкладках, ограничимся тем, что непосредственно выпишем результаты вычисления интеграла (27.13) при отсутствии

каких-либо пренебрежений. Это вычисление можно выполнить, применяя методы, сходные с теми, которые были использованы при вычислении полосы шумов многоступенного усилителя с одиночными контурами. В результате вычислений получим:

$$\begin{aligned}
 \Pi_n = & \frac{f_0 \pi}{2Q} \left\{ \frac{3 \cdot 7 \cdot 11 \dots (4n-9)(4n-5)}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} + \right. \\
 & + \frac{2}{Q^2} \binom{n}{2} \frac{1 \cdot 5 \cdot 9 \dots (4n-11)(4n-7)}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} \\
 & + \left(\frac{2}{Q^2} \right)^2 \binom{n+1}{4} \frac{3 \cdot 7 \cdot 11 \dots (4-9) 1}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} \\
 & + \left(\frac{2}{Q^2} \right)^3 \binom{n+2}{6} \frac{1 \cdot 5 \cdot 9 \dots (4n-11) 3}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8) \cdot (4n-4)} \\
 & + \left(\frac{2}{Q^2} \right)^4 \binom{n+3}{8} \frac{3 \cdot 7 \cdot 11 \dots (4n-13) 1 \cdot 5}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} \\
 & \left. + \left(\frac{2}{Q^2} \right)^5 \binom{n+4}{10} \frac{1 \cdot 5 \cdot 9 \dots (4n-14) 3 \cdot 7}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} + \dots \right\}. \quad (27.14)
 \end{aligned}$$

Приведённым довольно громоздким соотношением имеет смысл пользоваться только в случае малых Q , т. е. в случае широкополосных систем. При больших Q все члены, стоящие в фигурных скобках, за исключением первого, выпадают и соотношение (27.14) существенно упрощается. Полученное нами равенство (27.14) позволяет вычислить полосу шумов n -ступенного двухконтурного усилителя для случая оптимальной связи между контурами фильтров. Если связь между контурами отлична от оптимальной, то для вычисления полосы шумов надлежит вернуться к исходному интегралу (27.12)

27.7. Полоса шумов широкополосных двухконтурных усилителей при связи выше критической

Вычисление интеграла (27.12) для случая произвольного n является весьма затруднительным. Поэтому мы ограничимся здесь изложением результатов вычисления для некоторых частных случаев, соответствующих значениям n от 1 до 4. Имеем:

$$n=1; \quad \Pi_1 = \frac{(1+\beta^2)^2}{4} \cdot \frac{f_0 \pi}{(\beta^2+1)Q},$$

$$\begin{aligned}
 n=2; \Pi_2 &= \frac{(1+\beta^2)^4}{32} \cdot \frac{f_0 \pi}{(\beta^2+1)Q} \left\{ \frac{\beta^2+5}{(\beta^2+1)^2} + \frac{1}{Q^2} \right\}. \quad (27.15) \\
 n=3; \Pi_3 &= \frac{(1+\beta^2)^6}{8^3} \cdot \frac{f_0 \pi}{(\beta^2+1)Q} \left\{ \frac{3\beta^4+18\beta^2+63}{(\beta^2+1)^4} + \right. \\
 &+ \left. \frac{9\beta^2+21}{(\beta^2+1)^2} \cdot \frac{1}{Q^2} + \frac{3}{Q^4} \right\} \\
 n=4; \Pi_4 &= \frac{(1+\beta^2)^8}{8^4} \cdot \frac{f_0 \pi}{(\beta^2+1)Q} \times \\
 &\times \left\{ \frac{5\beta^6+39\beta^4+143\beta^2+429}{(\beta^2+1)^6} + \frac{30\beta^4+132\beta^2+198}{(\beta^2+1)^4} \cdot \frac{1}{Q^2} + \right. \\
 &+ \left. \frac{52\beta^2+45}{(\beta^2+1)^2} \cdot \frac{1}{Q^4} + \frac{5}{Q^6} \right\}.
 \end{aligned}$$

Легко убедиться в том, что в случае оптимальной связи ($\beta=1$) вычисление полосы шумов как по ф-лам (27.15), так и по ф-ле (27.14) даёт одни и те же результаты.

27.8. Полоса шумов узкополосных двухконтурных усилителей при оптимальной связи

В случае узкополосных усилителей, имеющих достаточно большое Q , соотношение (27.14) весьма существенно упрощается и мы получаем:

$$\Pi_n = \frac{f_0 \pi}{2Q} \cdot \frac{3 \cdot 7 \cdot 11 \dots (4n-9)(4n-5)}{4 \cdot 8 \cdot 12 \dots (4n-8)(4n-4)} \quad (27.16)$$

или

$$\Pi_n = \frac{f_0 \pi}{2Q} \gamma_n. \quad (27.17)$$

Значения γ_n для числа ступеней от 1 до 10 приведены в табл. 27.2. Весьма любопытно, что для одной ступени полоса шумов при одиночном контуре и при полосовом фильтре с оптимальной связью оказываются в точности равны между собой.

Коэффициент x_n , приведённый в таблице, представляет собой отношение полосы шумов Π к полосе пропускания ΔF , причём значения x_n были вычислены по следующей формуле:

$$x_n = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\gamma_n}{\sqrt{2} \sqrt{2^{1/n} - 1}}.$$

Таким образом, неравномерность усиления в пределах полосы была принята равной $\sqrt{2}$, что, примерно, соответствует 3 дб. Приведённые в настоящей главе расчётные соотношения

Таблица 27,2

n	γ_n	z_n	n	γ_n	z_n
1	1 000 00	1,110 72	6	0,536 17	1,006 76
2	0,750 00	1,038 68	7	0,513 83	1,004 71
3	0,656 75	1,022 13	8	0,495 66	1,003 57
4	0,602 02	1,014 64	9	0,490 17	1,002 70
5	0,564 39	1,009 50	10	0,466 83	1,001 83

дают возможность произвести вычисление полосы шумов многоступенных усилителей как в случае схем с одиночными контурами, так и в случае схем с двухконтурными полосовыми фильтрами. Весьма важный полученный здесь практический результат заключается в том, что в обоих рассмотренных нами случаях, относящихся к узкополосным системам, при большом числе ступеней полоса шумов оказывается весьма близкой к полосе пропускания при условии, что неравномерность усиления в пределах полосы принята равной 3 дб. Таким образом, при приближённых подсчётах, относящихся к узкополосным системам, можно полагать, что полоса шумов равна полосе пропускания.

В случае широкополосных усилителей соотношения имеют более сложный характер и здесь рекомендуется пользоваться формулами, выведенными в настоящей главе.

27.9. Вывод соотношений для полосы шумов в случае n -ступенного резонансного усилителя с одиночными контурами

Как было показано в § 27.2, задача определения полосы шумов сводится к вычислению интеграла (27,3)

$$I_n(Q) = \int_0^{\infty} \frac{dz}{[z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2]^n} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{[z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2]^n}.$$

С тем, чтобы упростить подынтегральное выражение, введём новую функцию

$$F(x, Q) = \sum_{n=1}^{\infty} I_n(Q) [Q^2 x]^{n-1}. \quad (27.18)$$

На основании выражения для $I_n(Q)$ имеем

$$\begin{aligned} F(x, Q) &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2} \sum_{n=1}^{\infty} \left[\frac{Q^2 x}{z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2} \right]^{n-1} \right\} dz = \\ &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \frac{1}{z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2} \cdot \frac{1}{1 - \frac{Q^2 x}{z^2 + (z^2 - 1)^2 Q^2}} \right\} dz. \end{aligned}$$

или

$$F(x, Q) = \frac{1}{2Q^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{(z^2 - 1)^2 + \frac{1}{Q^2} z^2 - x}. \quad (27.19)$$

Рассмотрим вопрос о корнях подынтегрального многочлена. Из равенства

$$f(z) = z^4 - 2z^2 \left(1 - \frac{1}{2Q^2} \right) + 1 - x = 0 \quad (27.20)$$

имеем

$$\begin{aligned} z^2 &= 1 - \frac{1}{2Q^2} \pm \sqrt{\left(1 - \frac{1}{2Q^2} \right)^2 - (1 - x)} = 1 - \frac{1}{2Q^2} \pm \\ &\pm \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2} + \sqrt{1 - x}}, \quad \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2} - \sqrt{1 - x}} = \\ &= \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2} + \sqrt{1 - x}} \pm \sqrt{1 - \frac{1}{2Q^2} - \sqrt{1 - x}} \right]^2. \end{aligned}$$

Обозначим

$$\begin{aligned} \xi' &= + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1}{Q^2} - 2 + 2\sqrt{1 - x}}; \\ \xi'' &= + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1}{Q^2} - 2 - 2\sqrt{1 - x}}. \end{aligned} \quad (27.21)$$

Тогда корни ур-ния (27.20) будут

$$\begin{aligned} z_1 &= \xi' + \xi''; & z_2 &= \xi' - \xi''; \\ z_3 &= -\xi' + \xi''; & z_4 &= -\xi' - \xi''. \end{aligned} \quad (27.22)$$

Перепишем равенство (27.19) в виде

$$F(x, Q) = \frac{1}{2Q^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dz}{(z-z_1)(z-z_2)(z-z_3)(z-z_4)}.$$

Подынтегральная функция является голоморфной во всех точках плоскости за исключением своих полюсов, соответствующих корням ур-ния (27.20). Это даёт возможность воспользоваться при вычислении $F(x, Q)$ теорией вычетов.

Известно, что

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(z) dz = 2\pi i \sum \text{Res}(a_1, a_2 \dots a_n),$$

где $a_1, a_2 \dots a_n$ — особые точки функции $f(z)$. Если $f(z) = \frac{\varphi(z)}{\psi(z)}$, то вычет функции $f(z)$ относительно особой точки a определяется соотношением¹⁾

$$\text{Res}(a) = c_{-1} = \frac{\varphi(a)}{\psi'(a)} = \frac{\varphi(z)_{z=a}}{\psi'(z)_{z=a}}.$$

Легко видеть, что в рассмотренном случае вычет относительно полюса z_1 будет равен

$$c'_{-1} = \frac{1}{\psi'(z)_{z=z_1}} = \frac{1}{(z_1-z_2)(z_1-z_3)(z_1-z_4)}.$$

Аналогично вычет относительно полюса z_2

$$c''_{-1} = \frac{1}{\psi'(z)_{z=z_2}} = \frac{1}{(z_2-z_1)(z_2-z_3)(z_2-z_4)}.$$

Для функции $\frac{1}{\psi(z)}$ только полюсы z_1 и z_2 имеют положительную мнимую составляющую, т. е. лежат в полуплоскости, охватываемой контуром интегрирования. Поэтому

$$\begin{aligned} F(x, Q) &= \frac{2\pi i}{2Q^2} \left[\frac{1}{(z_1-z_2)(z_1-z_3)(z_1-z_4)} + \right. \\ &\quad \left. + \frac{1}{(z_2-z_1)(z_2-z_3)(z_2-z_4)} \right]; \end{aligned} \quad (27.23)$$

¹⁾ См. например, И. И. Привалов. Введение в теорию функций комплексного переменного, ОНТИ, 1935, гл. VIII.

Отсюда, подставляя (27.22),

$$F(x, Q) = \frac{\pi i}{Q^2} \left[\frac{1}{8\xi'\xi''(\xi' + \xi'')} - \frac{1}{8\xi'\xi''(\xi' - \xi'')} \right] =$$

$$= -\frac{\pi i}{Q^2} \frac{1}{4\xi'(\xi'^2 - \xi''^2)},$$

или на основании (27.21),

$$F(x, Q) = \frac{\pi}{2Q^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{Q^2} - 2 + 2\sqrt{1-x}}\sqrt{1-x}}.$$

Обозначим

$$\eta = 1 - \sqrt{1-x}. \quad (27.24)$$

Тогда

$$F(x, Q) = \frac{\pi}{2Q} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-2Q^2\eta}} \cdot \frac{1}{1-\eta} =$$

$$= \frac{\pi}{2Q} \cdot \sum_{v=0}^{\infty} (-1)^v \binom{-\frac{1}{2}}{v} 2^v \cdot Q^{2v} \frac{\eta^v}{1-\eta}. \quad (27.25)$$

Заметим, что

$$\frac{\eta^v}{1-\eta} = \frac{(1-\sqrt{1-x})^v}{\sqrt{1-x}} = \frac{2}{v+1} \frac{d}{dx} [\eta^{v+1}].$$

Поэтому

$$F(Q, x) = \frac{\pi}{2Q} \sum_{v=0}^{\infty} \frac{(-1)^v}{v+1} \binom{-\frac{1}{2}}{v} Q^{2v} \cdot \frac{d}{dx} (2\eta)^{v+1}.$$

Разлагая (27.24) в ряд, получим

$$2\eta = x + \frac{1}{4}x^2 + \frac{1}{8}x^3 + \frac{5}{64}x^4 + \frac{7}{128}x^5 + \frac{21}{512}x^6 + \dots \quad (27.26)$$

Положим

$$\frac{d}{dx} (2\eta)^{\nu+1} = \sum_{n=\nu}^{\infty} a_{\nu,n} x^n. \quad (27.27)$$

Тогда

$$\begin{aligned} F(x, Q) &= \frac{\pi}{2Q} \sum_{\nu=0}^{\infty} \frac{(-1)^{\nu}}{\nu+1} \left(-\frac{1}{2} \right) Q^{2\nu} \left[\sum_{n=\nu}^{\infty} a_{\nu,n} \cdot x^n \right] = \\ &= \frac{\pi}{2Q} \sum_{n=0}^{\infty} \left[\sum_{\nu=0}^n a_{\nu,n} \frac{(-1)^{\nu}}{\nu+1} \left(-\frac{1}{2} \right) Q^{2\nu} \right]. \end{aligned}$$

Подставляя полученный результат, находим окончательное соотношение для вычисления исходного интеграла

$$I_{n+1}(Q) = \frac{\pi}{2Q} \cdot \frac{1}{Q^{2n}} \sum_{\nu=0}^n a_{\nu,n} \frac{(-1)^{\nu}}{\nu+1} \left(-\frac{1}{2} \right) Q^{2\nu}. \quad (27.28)$$

При вычислении значений, соответствующих определённому числу ступеней, на основании (27.26) получим

$$2\eta = x + \frac{1}{4} x^2 + \frac{1}{8} x^3 + \frac{5}{64} x^4 + \frac{7}{128} x^5 + \frac{21}{512} x^6 + \dots$$

$$(2\eta)^2 = x^2 + \frac{1}{2} x^3 + \frac{5}{16} x^4 + \frac{7}{32} x^5 + \frac{21}{128} x^6 + \dots$$

$$(2\eta)^3 = x^3 + \frac{3}{4} x^4 + \frac{9}{16} x^5 + \frac{7}{16} x^6 + \dots$$

$$(2\eta)^4 = x^4 + x^5 + \frac{7}{8} x^6 + \dots$$

$$(2\eta)^5 = x^5 + \frac{5}{4} x^6 + \dots$$

$$(2\eta)^6 = x^6 + \dots$$

Произведя вычисления значений $a_{\nu,n}$, получим данные, сведённые в табл. 27.3.

Т а б л и ц а 27.3

$\nu \backslash n$	$a_{\nu,n}$						$\left(-\frac{1}{2}\right)^\nu \cdot \frac{(-1)^\nu}{\nu+1}$
	0	1	2	3	4	5	
0	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{8}$	$\frac{5}{16}$	$\frac{35}{128}$	$\frac{63}{256}$	1
1		2	$\frac{3}{2}$	$\frac{5}{4}$	$\frac{35}{32}$	$\frac{63}{64}$	$\frac{1}{4}$
2			3	3	$\frac{45}{16}$	$\frac{21}{8}$	$\frac{1}{8}$
3				4	5	$\frac{21}{4}$	$\frac{5}{64}$
4					5	$\frac{15}{2}$	$\frac{7}{128}$
5						6	$\frac{21}{512}$

Подставляя в (27.28) значения, приведённые в таблице для значений ν от 0 до 5, получим соотношения (27.4) § 27.2.

Литература: 37.

УСТОЙЧИВОСТЬ ШИРИНЫ ПОЛОСЫ ПРОПУСКАНИЯ И ДРУГИХ ПАРАМЕТРОВ В УСЛОВИЯХ ЭКСПЛУАТАЦИИ И ВЫБОР ЁМКОСТЕЙ КОНТУРОВ

28.1. Вводные замечания

Среди вопросов, относящихся к широкополосным усилителям промежуточной частоты, одним из наиболее существенных является вопрос об устойчивости в процессе работы формы резонансной кривой, ширины полосы пропускания и величины усиления. Из опыта эксплуатации широкополосных усилителей хорошо известно, что даже в усилителях, в которых паразитные обратные связи не проявляются сколько-нибудь заметным образом, довольно часто наблюдается существенная неустойчивость основных рабочих параметров усилителя. Эта неустойчивость, во-первых, проявляет себя в том, что при смене ламп все основные свойства усилителя резко изменяются, в первую очередь за счёт изменения настроек контуров. Однако, очень часто, даже на лампах одного и того же комплекта, ширина полосы пропускания, величина усиления, форма амплитудно-частотной и фазо-частотной характеристик существенно изменяются в процессе работы. Такие изменения имеют, например, место при работе автоматической регулировки чувствительности, а также и в приёмниках без неё, если режим питания не вполне стабилен. Причиной неустойчивости параметров приёмника во всех указанных случаях является изменение входных и выходных динамических ёмкостей ламп. Для широкополосных усилителей, в которых обычно единственными ёмкостями схемы являются междуэлектродные ёмкости, эти изменения могут быть весьма значительными. Поэтому изучение данного вопроса представляет существенный интерес, тем более, что практика показывает, что различные схемы широкополосных усилителей ведут себя в этом смысле различным образом.

К сожалению настоящий, весьма важный для практики вопрос до последнего времени не подвергся достаточно подробному изучению. На важность данного вопроса впервые

обратил внимание проф. В. И. Сифоров, который, исходя из устойчивости ширины полосы при смене ламп, установил условия для выбора ёмкостей контуров двух контурных систем, имеющих идеальную форму резонансной кривой^[69]. Вопрос о неустойчивости параметров системы за счёт изменения ёмкостей в процессе эксплуатации для одноконтурных и двухконтурных усилителей с реальной формой резонансной кривой был рассмотрен в двух предыдущих работах автора^[26,36]. В настоящей главе рассмотрен вопрос о влиянии изменения ёмкостей на устойчивость усиления на частоте начальной настройки, а также на устойчивость полосы пропускания для многоступенчатых усилителей с одиночными контурами.

28.2. Влияние разброса по крутизне характеристик ламп на работу усилителя

Правильно спроектированное приёмное устройство должно допускать возможность использования любой стандартной лампы, соответствующего типа, без резкого изменения своих рабочих свойств. Лампы обладают известным разбросом по параметрам как в отношении крутизны характеристики S , внутреннего сопротивления R_i и усижительной постоянной μ , так и в отношении междуэлектродных ёмкостей.

Поэтому важно, с одной стороны, установить, каким образом разброс по параметрам ламп сказывается на электрических характеристиках приёмника, а с другой — выработать критерии, дающие возможность так подобрать элементы соответствующих ступеней, чтобы обеспечить отсутствие резкого влияния смены ламп на работу приёмного устройства.

Лампы различных типов обладают различной величиной разброса по параметрам. Для лучших ламп максимальное возможное отклонение от среднего значения не превышает немногих единиц процентов, для худших — максимальные отклонения от среднего доходят до нескольких десятков процентов. В первом случае при любом подборе элементов приёмника смена ламп не может существенно повлиять на его работу. Во втором — при известных условиях работа приёмника может оказаться полностью нарушенной. Приёмник, хорошо работающий с одним комплектом ламп, с которым он был отрегулирован, может либо вовсе отказать в работе с другим, случайно выбранным комплектом ламп, либо резко ухудшить все свои основные качественные показатели. Оставляя пока в стороне вопрос о влиянии междуэлектродных ёмкостей, ограничимся выяснением того, как разброс по остальным параметрам ламп сказывается на работе усилителя. В настоящее

время в усилителях радиочастоты почти исключительное применение находят высококачественные пентоды с весьма большим внутренним сопротивлением. Ввиду того, что при таких условиях не только в широкополосных, но и в узкополосных усилителях, сопротивление нагрузки будет значительно меньше внутреннего сопротивления, разброс по величине μ и R_i не скажется заметным образом на работе усилителя. Более важным будет отклонение крутизны характеристики от своего стандартного значения. При этом следует различать два различных друг от друга случая. Первый случай имеет место в усилителе с резко выраженными паразитными обратными связями. Второй — в усилителе весьма далёком от состояния паразитной генерации. Представим себе, что мы имеем два комплекта усилительных ламп, причём для первого и второго комплекта произведения крутизны характеристик, примерно, равны между собой. Тогда очевидно, что во втором случае замена одного комплекта другим заметно не повлияет на работу усилителя. В то же время в первом случае, смена ламп может привести к тому, что в одной из ступеней возникнет самовозбуждение и усилитель полностью выйдет из строя. Это обстоятельство всегда следует иметь в виду и при расчётах устойчивости усилителя нужно исходить не из стандартных данных ламп, а из наибольшей возможной для данного типа ламп крутизны характеристики и наибольшей ёмкости C_{ag} .

Нормально выполненный усилитель должен обладать достаточной стабильностью с точки зрения действия обратных связей. В этом случае, хотя разброс по крутизнам характеристик ламп вызовет заметное изменение в усилении каждой ступени, однако, в многоступенном усилителе величина усиления всей системы резко не изменится, так как произведение крутизны останется, примерно, прежним.

28.3. Влияние смены ламп на величину усиления многоступенного усилителя

Из сказанного выше ясно, что с увеличением числа ступеней разброс по крутизнам характеристик ламп будет сказываться всё слабее и что в правильно спроектированном многоступенном усилителе он не будет играть существенного значения.

Иначе обстоит дело с влиянием разброса по входной и выходной ёмкостям усилительных ламп. Как будет видно из дальнейшего, здесь, напротив, с увеличением числа ступеней влияние смены ламп будет становиться более заметным.

Из материала гл. 21 видно, что, исходя из соображений усиления, желательно использовать малую величину ёмкостей в усилительных ступенях. Однако, особенно далеко идти в этом направлении не представляется возможным, так как при слишком малых ёмкостях контуров смена ламп вызовет значительную взаимную расстройку ступеней, что существенным образом изменит все параметры усилителя. Выбор ёмкостей контуров следует производить таким образом, чтобы смена ламп существенно не влияла на форму резонансной кривой усилителя и на величину коэффициента усиления. Следует учесть, что смена ламп заметно влияет на все параметры усилителя, даже в том случае, если лампы отличаются только по величине ёмкостей. При смене ламп происходит изменение формы резонансной кривой, ширины полосы пропускания, коэффициента усиления и т. д. Если учесть, что отклонение ёмкостей от среднего значения может быть различным, не только по величине, но и по знаку, то в случае n -ступенного усилителя мы получим весьма сложную картину возможного изменения параметров усилителя при смене ламп. Изменение ёмкостей контуров может возникнуть не только за счёт смены ламп, но и вследствие других причин.

Наибольшее значение из них имеет изменение входной ёмкости лампы при изменении режима. Особенно это сказывается в ступенях с автоматической регулировкой чувствительности, где при изменении в широких пределах смещения на управляющей сетке меняется величина пространственного заряда в лампе, а благодаря этому и величина входной ёмкости. В дальнейшем под величиной ΔC мы будем понимать максимальное возможное в условиях эксплуатации изменение ёмкости контура, включая сюда и изменение ёмкости, вызванное сменой ламп. Выясним, каким образом расстройка по ёмкости на величину ΔC сказывается на параметрах усилителя, причём начнём с рассмотрения вопроса об изменении усиления на частоте начальной настройки. Остановимся в первую очередь на случае двухступенного усилителя.

Пусть за счёт смены ламп или каких-либо других причин наибольшее отклонение ёмкостей от своего среднего значения будет ΔC , а наибольшее относительное отклонение $\delta = \frac{\Delta C}{C}$. Тогда наибольшая возможная расстройка контуров относительно средней частоты f_0 будет иметь место на величину Δf , причём при малых расстройках $\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\delta}{2}$. Если в обеих ступенях имело место наибольшее отклонение ёмкости от своего среднего значения, то возможен один из трёх случаев: отклонение

обеих ёмкостей в сторону меньших значений, отклонение в сторону больших значений и взаимное расхождение ёмкостей.

Введём коэффициент γ , характеризующий наибольшее возможное изменение коэффициента усиления. Коэффициент γ будет представлять собой отношение коэффициента усиления всего усилителя на частоте начальной настройки при максимальном отклонении ёмкостей от их среднего значения к коэффициенту усиления усилителя при среднем значении ёмкостей (рис. 28.1). Существенно отметить, что для любого из возможных случаев наибольшего отклонения ёмкостей, коэффициент γ будет один и тот же. Для двухступенного усилителя

$$\gamma = \left[\frac{K(f)}{K(f_0)} \right]^2. \quad (28.1)$$

Здесь $K(f)$ — коэффициент усиления одной ступени для расстройки $\Delta f = f - f_0$.

Подставляя взамен $K(f)$ и $K(f_0)$ их выражения и учитывая, что $\frac{2\Delta f}{f_0} = \delta$, получим

$$\gamma = \frac{1}{1 + \left(\frac{\delta}{d} \right)^2}, \quad (28.2)$$

откуда

$$\delta_2 = d \sqrt{\frac{1}{\gamma} - 1}. \quad (28.3)$$

Полученное соотношение даёт возможность найти величину допустимой расстройки по ёмкости для двухступенного усилителя. Выбирая эту величину на основании соотношения (28.3), мы можем быть уверены, что при любой возможной в условиях эксплуатации величине отклонения ёмкостей от их среднего значения изменение общего усиления на частоте начальной настройки за счёт изменения ёмкостей ламп будет не больше, чем в γ раз. Только в том случае, когда имеет место наибольшее возможное отклонение ёмкостей от их среднего значения, изменение усиления будет в точности равно γ . Для n -ступенного усилителя величина γ будет равна

$$\gamma = \left[\frac{K(f)}{K(f_0)} \right]^n. \quad (28.4)$$

После соответствующих преобразований получим на основании (28.4)

$$\delta_n = d \sqrt{\frac{1}{\gamma^{2/n}} - 1}. \quad (28.5)$$

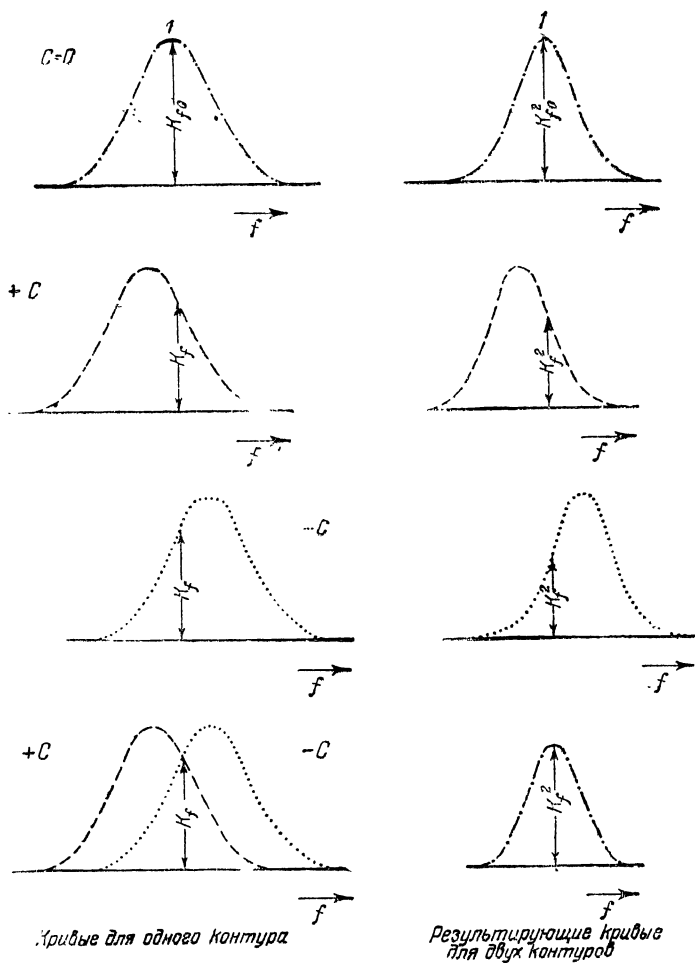


Рис. 28.1. Изменение формы резонансной кривой за счёт изменения ёмкостей

В помещённой ниже таблице вычислены значения $\delta = \frac{\Delta C}{C}$ с помощью соотношения (28.5).

Таблица 28.1

Число ступеней	$\gamma = 0,1$	$\gamma = 0,3$	$\gamma = 0,5$	$\gamma = 0,7$	$\gamma = 0,9$
2	$3d$	$1,5 d$	$1,0 d$	$0,66d$	$0,33d$
3	$1,92d$	$1,11d$	$0,77d$	$0,53d$	$0,26d$
5	$1,22d$	$0,86d$	$0,56d$	$0,31d$	$0,20d$
10	$0,78d$	$0,51d$	$0,39d$	$0,21d$	$0,14d$

Из таблицы видно, что, например, в случае двухступенного усилителя, если за счёт смены ламп допускается изменение усиления не более, чем в два раза ($\frac{1}{\gamma} = 2$), то $\delta = \frac{\Delta C}{C} = d$.

Если же в пятиступенном усилителе допустить изменение усиления не более, чем на 10%, то следует брать $\delta = 0,2 d$.

График для величины δ_n дан на рис. 28.2.

С тем, чтобы представить интересующие нас результаты в ещё более определённой и наглядной форме, выразим величину допустимого отклонения настройки не через коэффициент затухания контуров, как мы это делали до сих пор, а через ширину полосы пропускания. Для усилителей, настроенных в резонанс, подставляя в (28.5) выражение для затухания $d = \frac{1}{Q}$ из (28.3), найдём

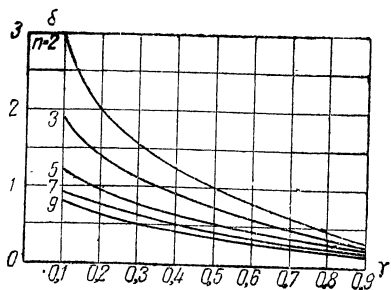


Рис. 28.2. График коэффициента δ

выражение для затухания

$$\delta_n = \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta F \sqrt{\frac{1}{\gamma^{2/n}} - 1}}{f_0 \sqrt{\varepsilon^{2/n} - 1}}. \quad (28.6)$$

В этом выражении $\sigma = \sigma_1^n$, где σ_1 — коэффициент частотных искажений одного каскада на краю полосы. На основании (28.6) мы получим следующее выражение для наибольшей допустимой полной ёмкости контура

$$C = \frac{\Delta C}{\Delta F} f_0 \frac{\sqrt{\sigma^{2/n} - 1}}{\sqrt{\frac{1}{\gamma^{2/n}} - 1}}. \quad (28.7)$$

Из этого важного соотношения следует, что при выбранной промежуточной частоте $f_{\Pi} = f_0$ и величинах коэффициентов σ и γ ёмкость должна быть тем больше, чем больше величина разброса по ёмкостям ΔC и чем уже полоса ΔF .

Если можно положить $\sigma = \frac{1}{\gamma}$ (например, в соответствии с обычными предположениями $\sigma = \sqrt{2}$, $\gamma = 0,7$), то предыдущее соотношение принимает следующий простой вид

$$C = \Delta C \frac{f_0}{\Delta F}. \quad (28.8)$$

Так, например, при $f_{\Pi} = 30$ мггц и $\Delta F = 1$ мггц для лампы 6АС7 получим $[\Delta C = 0,06(C_{вх} + C_{вых}) = 0,06 \cdot 20 = 0,6 \text{ мкмкф}]$

$$C = 0,6 \frac{30}{1} = 18 \text{ мкмкф}.$$

Но для этой лампы $C_{вх} + C_{вых} \approx 20 \text{ мкмкф}$. Принимая во внимание, что „ёмкость монтажа“ будет не меньше 8—10 мкмкф, мы приходим к заключению, что в данном случае, при отсутствии дополнительных конденсаторов в контурах, т. е. при работе только на междуэлектродных ёмкостях (рис. 28.3) смена ламп не может заметно изменить параметры усилителя. Посмотрим, каково для схемы рис. 28.3 и выбранной лампы наибольшее допустимое изменение ёмкости за счёт изменения режима пространственного заряда (например, в связи с работой автоматической регулировки чувствительности).

Полагая

$$C = C_{вх} + C_{вых} + C_M = 30 \text{ мкмкф},$$

на основании (28.8) получим

$$\Delta C_{\max} = \Delta C_1 + \Delta C_2 = C \frac{\Delta F}{f_0} = 30 \cdot \frac{1}{30} = 1 \text{ мкмкф},$$

где ΔC_1 — изменение ёмкости за счёт смены ламп, а

ΔC_2 — изменение ёмкости, связанное с режимом пространственного заряда. Учитывая, что согласно предыдущему $\Delta C_1 = 0,6 \text{ мкмкф}$, находим

$$\Delta C_2 \leq 0,4 \text{ мкмкф}.$$

Если режим работы выбран так, что в условиях эксплуатации ёмкость не может изменяться больше, чем на $0,4 \text{ мкмкф}$, то использование схемы рис. 28.3 без дополнительных ёмкостей является допустимым.

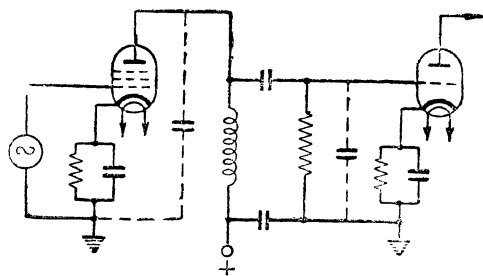


Рис. 28.3. Схема усилителя, работающего без добавочных ёмкостей

Рассмотрим теперь другой пример, когда $\Delta F = 9 \text{ кГц}$, $f_{\Pi} = 450 \text{ кГц}$, а лампа взята типа 6К7, для которой можно принять

$$\Delta C = 0,15 (C_{\text{вх}} + C_{\text{вых}}) = 0,15 (7 + 12) = 2,85 \text{ мкмкф}.$$

Будем считать, что $\sigma = \sqrt{2}$, $\gamma = 0,7$, т. е. $\gamma = \frac{1}{\sigma}$, тогда

$$C = \Delta C \frac{f_{\Pi}}{\Delta F} = 2,85 \cdot \frac{500}{10} = 142 \text{ мкмкф}.$$

Таким образом, в данном случае необходимо использование в схеме дополнительных конденсаторов значительной ёмкости. Полученные в настоящем параграфе результаты дают возможность, зная величину разброса по ёмкостям ламп, выбрать ёмкости ступеней таким образом, чтобы изменение настройки не сказывалось существенным образом на величине усиления. Заметим, что эти условия относятся только к одноконтурным усилителям, для которых начальная настройка соответствовала настройке в резонанс.

28.4. Влияние смены ламп на ширину полосы пропускания многоступенного усилителя

Изменение формы резонансной кривой, вызванное сменой ламп, приводит не только к изменению усиления на частоте начальной настройки, но сказывается и на других параметрах усилителя.

В ряде случаев приходится обратить особое внимание на изменение ширины полосы пропускания, особенно когда ширина полосы рассматриваемого усилителя существенно влияет на результирующую полосу всего приёмного устройства.

Рассмотрим в первую очередь, как влияет смена ламп на ширину полосы двухступенного усилителя. Согласно соотношению (21.4) гл. 21 ширина полосы пропускания усилителя с контурами, настроенными в резонанс, в случае одной ступени будет равна

$$\Delta F = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\sigma_1^2 - 1}, \quad (28.9)$$

где σ_1 — коэффициент неравномерности усиления на краю полосы.

Легко видеть, что наибольшее изменение ширины полосы пропускания при смене ламп может иметь место в том случае, когда в одном из контуров ёмкость увеличилась на $+\Delta C$, а во втором уменьшилась на $-\Delta C$. Тогда мы получим систему с симметрично расстроенными контурами. Вопрос о ширине полосы пропускания такой системы рассмотрен в гл. 29. Согласно равенству (29.8) следующей главы ширина полосы пропускания равна

$$\Delta F_0 = \frac{f_0}{Q} \sqrt{\xi^2 - 1 + \sqrt{(\xi^2 + 1)^2 \sigma^2 - 4\xi^2}}, \quad (28.10)$$

где $\sigma = \sigma_1^2$ — коэффициент частотных искажений на краю поло-

сы для двух ступеней усиления, $\xi = \frac{\varepsilon}{d}$, $\varepsilon = \frac{2(f_1 - f_0)}{f_0}$, f_0 — средняя частота полосы, f_1 — частота расстроенного контура.

Обозначим $x = f_1 - f_0$. Очевидно, что если расстройка x возникла за счёт изменения ёмкости на величину ΔC , то при малых расстройках $\frac{x}{f_0} = \frac{\Delta C}{2C}$. Следовательно $\varepsilon = \frac{2x}{f_0} = \frac{\Delta C}{C} = \delta$

$$\text{и } \xi = \frac{\delta}{d}.$$

Обозначим через η величину, характеризующую изменение ширины полосы пропускания при смене ламп.

Согласно (28.10) и (28.9) получим

$$\eta = \frac{\Delta F_p}{\Delta F_K} = \frac{\sqrt{\xi^2 - 1 + \sqrt{(\xi^2 + 1)^2 \sigma^2 - 4\xi^2}}}{\sqrt{\sigma^2 - 1}}, \quad (28.11)$$

где

$$\sigma = \sigma_1^2.$$

Перейдём теперь к случаю усилителей, имеющих более, чем две ступени усиления. На основании равенства (29.7) гл. 29 мы можем написать следующее выражение для коэффициента частотных искажений двухступенного усилителя

$$\sigma = \left[\frac{K^*(f_0)}{K^*(f)} \right]^2 = \frac{\sqrt{16a^4 Q^4 + 8a^2 Q^2 (1 - \xi^2)^2 + (1 + \xi^2)^2}}{1 + \xi^2}. \quad (28.12)$$

Здесь $a = \frac{\Delta F}{2f_0}$, а $K^*(f) = \sqrt{K_1(f) \cdot K_2(f)}$, где $K_1(f)$ и $K_2(f)$ — коэффициенты усиления первой и второй ступени.

Аналогично, $K^*(f_0) = \sqrt{K_1(f_0) \cdot K_2(f_0)}$.

Будем считать, что усилитель имеет чётное число ступеней $n = 2m$. Тогда мы можем написать

$$\sigma = \left[\frac{K^*(f_0)}{K^*(f)} \right]^{2m} = \frac{[16a^4 Q^4 + 8a^2 Q^2 (1 - \xi^2)^2 + (1 + \xi^2)^2]^{n/2}}{[1 + \xi^2]^n}. \quad (28.13)$$

Но если коэффициент искажений на краю полосы для двух ступеней будет σ_1^2 , а σ есть коэффициент искажений для всего усилителя, то $\sigma = \sigma_1^{2m} = \sigma_1^n$ и $\sigma_1^2 = \sigma^{1/m} = \sigma^{2/n}$ (n — число ступеней).

На основании (28.13) и учитывая, что $a = \frac{\Delta F}{2f_0}$, получим после преобразований

$$\eta = \frac{\Delta F_p}{\Delta F_k} = \frac{\sqrt{\xi^2 - 1 + \sqrt{(\xi^2 + 1)^2 \sigma^{4/n} - 4\xi^2}}}{\sqrt{\sigma^{2/n} - 1}} \quad (28.14)$$

Соотношение (28.14) следует считать одним из важнейших для многоступенных усилителей. Оно даёт возможность решить вопрос о том, как должна быть выбрана величина $\xi = \frac{\delta}{d}$ для того, чтобы смена ламп заметно не влияла на параметры усилителя.

Степень изменения ёмкости при смене ламп будем оценивать той величиной, какую составляет δ от d , т. е. величиной $\xi = \frac{\delta}{d}$. Соотношение (28.14) даёт возможность определить, какое наибольшее расширение полосы пропускания может иметь место за счёт изменения ёмкостей контуров. Результаты расчёта по этой формуле приведены на рис. 28.4. Данные этих кривых соответствуют значению $\sigma = 2$ для коэффициента частотных искажений результирующей характеристики. Из кривой для $n=2$ видно, что если $\delta = \frac{\Delta C}{C}$ равно d , то полоса расширяется в 1,87 раза. Даже при $\delta = 0,5 d$ имеет место расширение полосы в 1,24 раза.

Для того, чтобы смена ламп в двухступенном усилителе не изменяла полосу пропускания больше, чем на 10%, должно иметь место условие $\delta \leq 0,33 d$.

С увеличением числа ступеней усиления смена ламп будет более сильно влиять на ширину полосы пропускания.

Так при $n=8$, для $\delta=d$ максимальное возможное расширение полосы пропускания составит 2,6 раза. Для того, чтобы расширение полосы не превышало 10%, здесь должно иметь место условие $\delta < 0,24 d$.

Из сопоставления этих результатов с данными, относящимися к влиянию смены ламп на величину усиления видно, что в обоих случаях для $\xi = \frac{\delta}{d}$ получаются результаты одного порядка. Определив по приведённым выше формулам, таб-

лицам или кривым допустимую величину ξ и зная d контуров, находим, какую ёмкость контура $C = \frac{\Delta C}{\xi d}$ следует взять, чтобы обеспечить постоянство параметров усилителя при смене ламп.

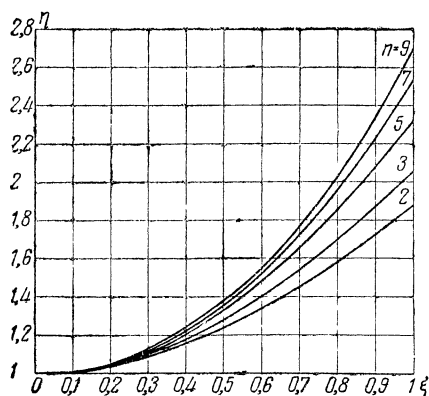


Рис. 28.4. График коэффициента η

Если усилитель работает не на фиксированной частоте, а в целом диапазоне частот, с настройкой ёмкостью, то найденное значение C относится к минимальной ёмкости контура.

Литература: 26, 32, 64, 81.

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ С ВЗАИМНО- РАССТРОЕННЫМИ СТУПЕНЯМИ И УСИЛИТЕЛИ С ДВУХКОНТУРНЫМИ ФИЛЬТРАМИ

29.1. Усилители с взаимно расстроенными одиночными контурами

В широкополосных приёмниках, наряду с усилителями, в которых все ступени настроены на одну и ту же частоту, в некоторых случаях применяются также усилители промежуточной частоты с взаимно расстроенными контурами. Такая система даёт возможность для получения той же полосы пропускания, что и в случае контуров, настроенных в резонанс, использовать контуры с меньшим затуханием, и при равной величине ёмкостей добиться большего усиления. При правильном подборе затухания контуров и величины взаимной расстройки удаётся получить форму резонансной кривой, близкую к прямоугольной. Однако, подобная система имеет и существенные недостатки, вопрос о которых будет рассмотрен ниже.

В усилителях с чётным числом ступеней контуры каждой пары ступеней симметрично расстраивают относительно средней частоты, в случае же нечётного числа ступеней один из контуров настраивают в резонанс на промежуточную частоту. Поскольку в усилителях с взаимно расстроенными контурами основным элементом, входящим во всякую систему, является пара симметрично расстроенных контуров, мы рассмотрим основные соотношения для этого случая. Для первой ступени, если $R_i \gg Z_a$ можно написать следующее выражение для абсолютной величины коэффициента усиления $K_1(f)$ на частоте f

$$K_1(f) = S |Z_{a1}|$$

или, принимая во внимание известное соотношение

$$|Z_{a1}| = \frac{R_{a1}}{\sqrt{1 + (y_1 Q_1)^2}},$$

получим

$$K_1(f) = \frac{SR\alpha_1}{\sqrt{1 + (y_1 Q_1)^2}}. \quad (29.1)$$

Здесь y_1 представляет собой величину относительной расстройки

$$y_1 = \frac{f}{f_1} - \frac{f_1}{f},$$

где f_1 — резонансная частота первого контура.

Обозначим через f_{Π} промежуточную частоту, а через ε_1 и a соответственно

$$\varepsilon_1 = \frac{2(f_1 - f_{\Pi})}{f_{\Pi}}; \quad a = \frac{f - f_{\Pi}}{f_{\Pi}} = \frac{\Delta f}{f_{\Pi}}.$$

Тогда для абсолютной расстройки, малой по сравнению с промежуточной частотой, мы можем написать ($f_{\Pi} \gg \Delta f; f_{\Pi} \gg \varepsilon_1$)

$$y_1 \approx 2 \left[\frac{f - f_{\Pi}}{f_{\Pi}} - \frac{f_1 - f_{\Pi}}{f_{\Pi}} \right] = 2 \left[a - \frac{\varepsilon_1}{2} \right].$$

Подставляя выражение для y_1 в (29.1), мы получим

$$K_1(f) = \frac{SR\alpha_1}{\sqrt{1 + 4Q_1^2 \left(a - \frac{\varepsilon_1}{2} \right)^2}} = \frac{SQ_1}{2\pi f_{\Pi} C_1 \sqrt{1 + 4Q_1^2 \left(a - \frac{\varepsilon_1}{2} \right)^2}}. \quad (29.2)$$

Аналогичным образом для второй ступени

$$K_2(f) = \frac{SQ_2}{2\pi C_2} \frac{1}{\sqrt{1 + 4Q_2^2 \left(a - \frac{\varepsilon_2}{2} \right)^2}}, \quad (29.3)$$

где

$$\varepsilon_2 = \frac{2(f_{\Pi} - f_2)}{f_{\Pi}}.$$

С тем, чтобы было удобно сравнивать усиление для усилителей рассматриваемого типа с усилением для усилителей, имеющих контуры, настроенные в резонанс на промежуточную

частоту, введём среднюю геометрическую величину коэффициента усиления

$$K^*(f) = \sqrt{K_1(f) K_2(f)}.$$

Таким образом,

$$K^*(f) = \frac{S}{2\pi f_{II}} \cdot \sqrt{\frac{Q_1 Q_2}{C_1 C_2}} \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{\left[1 + 4Q_1^2 \left(a - \frac{\varepsilon_1}{2}\right)^2\right] \left[1 + 4Q_2^2 \left(a - \frac{\varepsilon_2}{2}\right)^2\right]}} \quad (29.4)$$

Полученное выражение характеризует усиление ступени на некоторой частоте f для усилителей с взаимно расстроенными контурами для случая, когда каждый из контуров произвольным образом расстроен относительно промежуточной частоты f_{II} . Естественно, что при произвольной настройке контуров амплитудно-частотная и фазо-частотная характеристики будут, вообще говоря, асимметричны. При симметричных характеристиках подстановка в соотношение (29.4) взамен величины a , характеризующей расстройку по промежуточной частоте, величины $-a$ значение коэффициента усиления не должно изменяться.

Для этого необходимо, чтобы в подкоренном выражении члены с нечётными степенями a отсутствовали. Итак, мы можем найти условия, соответствующие симметричным характеристикам, полагая в (29.4) члены с 1 и 3-й степенями, равными нулю. Легко видеть, что для этого должно быть

$$Q_1 = Q_2 = Q; \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_0.$$

Тогда (29.4) принимает вид

$$K^*(f) = \frac{SQ}{2\pi f_{II}} \cdot \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}} \cdot \sqrt[4]{\frac{1}{16a^4 Q^4 + 8a^2 Q^2 (1 - \xi^2) + (1 + \xi^2)^2}}. \quad (29.5)$$

Здесь обозначено $\xi = Q\varepsilon_0$. На частоте f_{II} , когда $a = 0$, мы будем иметь

$$K^*(f_0) = \frac{SQ}{2\pi f_{II}} \cdot \frac{1}{\sqrt{C_1 C_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 + \xi^2}}. \quad (29.6)$$

Определим величину коэффициента избирательности для усилителя с взаимно расстроенными контурами.

На основании (29.5) и (29.6) мы можем написать

$$\sigma_1^2 = \left[\frac{K^*(f_0)}{K^*(f_0)} \right]^2 = \frac{V \overline{16a^4 Q^4 + 8a^2 Q^2 (1 - \xi^2) + (1 + \xi^2)^2}}{1 + \xi^2}, \quad (29.7)$$

откуда

$$\sigma_1^4 (1 + \xi^2)^2 = 16a^4 Q^4 + 8a^2 Q^2 (1 - \xi^2) + (1 - \xi^2)^2. \quad (29.7')$$

Заметим, что величина σ_1 равна

$$\sigma_1 = \frac{K^*(f_0)}{K^*(f)} = \frac{V \overline{K_1(f_0) K_2(f_0)}}{V \overline{K_1(f) K_2(f)}}.$$

Другими словами σ_1 характеризует собой коэффициент избирательности для расстройки Δf для некоторой воображаемой ступени, имеющей симметричную резонансную кривую, и коэффициент усиления $K^*(f)$. Величина $\sigma' = \sigma_1^2$ характеризует коэффициент избирательности для двух взаимно расстроенных ступеней. Таким образом, возводя в квадрат резонансную кривую воображаемой ступени, мы получим резонансную кривую для двух ступеней. Принимая во внимание сказанное и учитывая, что $a = \frac{\Delta f}{f_{II}}$, воспользуемся ф-лой (29.7) для того, чтобы определить ширину полосы $\Delta F = 2\Delta f$ одной ступени. При этом, как и до сих пор, будем под шириной полосы пропускания понимать ту область спектра частот, в пределах которой неравномерность усиления не превышает некоторой величины σ_1 . После преобразований на основании (29.7) получим

$$\Delta F = \frac{f_{II}}{Q} \sqrt{\xi^2 - 1 + \sqrt{(\xi^2 + 1)^2 \sigma_1^4 - 4\xi^2}}. \quad (29.8)$$

Теперь мы можем в выражение для коэффициента усиления ступени ввести ширину полосы пропускания. Для этого в соотношение (29.5) взамен $\frac{Q}{f_{II}}$ подставим соответствующее выражение. В этом случае получим

$$K^*(f_0) = \frac{S}{2\pi \Delta F \sqrt{C_1 C_2}} \psi(\xi),$$

$$\psi(\xi) = \sqrt{\frac{\xi^2 - 1 \pm \sqrt{(\xi^2 + 1)^2 \sigma_1^4 - 4\xi^2}}{\xi^2 + 1}}.$$

Форма резонансной кривой, ширина полосы пропускания и коэффициент усиления будут зависеть от величины взаимной расстройки контуров, определяемой значением $\xi = Q\varepsilon$. В зависимости от величины ξ возможно получить либо одnogорбье, либо двугорбые резонансные кривые.

Установим условия двугорбости для резонансных усилителей с одиночными, взаимно расстроенными контурами. Вернёмся для этого к ур-нию (29.5), характеризующему величину усиления при произвольной величине a . При наличии двугорбости максимальная величина коэффициента усиления имеет место на горбе. Найдём значение a , соответствующее экстремальному значению коэффициента усиления, из условия

$$\frac{d[K^*(f)]}{da} = 0.$$

Учитывая, что от a зависит только подкоренное выражение, стоящее в знаменателе, получим

$$64a^3Q^4 + 16aQ^2(1 - \xi^2) = 0,$$

откуда

$$a_{1,2} = \pm \frac{1}{2Q} \sqrt{\xi^2 - 1}; \quad a_3 = 0.$$

Решение $a_3 = 0$ является тривиальным. Что же касается выражения для $a_{1,2}$, то из него следует, что для того, чтобы двугорбость имела место, должно существовать условие $\xi > 1$, или, другими словами, $\varepsilon > \frac{1}{Q}$. При этом разность частот между горбами будет определяться из выражения

$$\Delta F^* = \frac{f_{II}}{Q} \sqrt{\xi^2 - 1}. \quad (29.9)$$

Если $\xi = 1$ (рис. 29.1), то двугорбые кривые переходят в одnogорбые. Остановимся на этом случае несколько более подробно. При $\xi = 1$ ширина полосы при неравномерности усиления на краю полосы, равной σ_1 , на основании (29.8) будет равна

$$\Delta F = \frac{\sqrt{2} f_{II}}{Q} \sqrt{\sigma_1^4 - 1}. \quad (29.10)$$

Величина $\psi(\xi)$ при $\xi = 1$ приобретает вид

$$\psi(\xi) = \sqrt[4]{\sigma_1^4 - 1}. \quad (29.11)$$

Таким образом, коэффициент усиления на частоте f_0 будет определяться соотношением

$$K^*(f_0) = \frac{S}{2\pi\Delta F \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \sqrt[4]{\sigma_1^4 - 1}. \quad (29.12)$$

Если мы обозначим через κ отношение коэффициента усиления ступени при взаимно расстроенных контурах для $\xi=1$, к коэффициенту усиления усилителя, у которого все ступени настроены в резонанс, то, исходя из соотношения (29.12) и (29.4), будем иметь (при $C_1 = C_2 = C$)



Рис. 29.1. Изменение формы кривой с расстройкой

$$\kappa = \psi_1(\sigma_1) = \sqrt{\frac{\sqrt{\sigma_1^4 - 1}}{\sigma_1^2 - 1}} = \sqrt{\frac{\sqrt{\sigma^{4/n} - 1}}{\sigma^{2/n} - 1}}. \quad (29.13)$$

Если положить $\sigma = \sqrt{2}$, что соответствует неравномерности усиления в пределах полосы в 3 дБ , то получим

$$\kappa = \left(\frac{\sqrt{2^{2/n} - 1}}{2^{1/n} - 1} \right)^{1/2}. \quad (29.14)$$

Вычисляя значения κ (выигрыш в усилении одной ступени) для различного числа ступеней, мы приходим к результатам, сведённым в табл. 29.1.

Таблица 29.1

n	2	4	6	8	12
κ	1,56	1,84	2,03	2,17	2,42

Таким образом, например, в 12-ступенном усилителе мы получаем выигрыш в усилении одной ступени в 2,42 раза по сравнению со случаем использования усилителя со ступенями, настроенными в резонанс. Однако, из дальнейшего будет видно, что применение системы усиления с взаимно расстроенными контурами возможно только в случаях, когда в процессе эксплуатации обеспечено малое изменение ёмкостей контуров.

29.2. Оптимальное число ступеней и максимальная возможная ширина полосы пропускания усилителей с симметрично-расстроенными контурами

Аналогично тому, как это имело место для ступеней, настроенных в резонанс, здесь также определённое число ступеней обеспечивает максимум усиления. Обозначая, как и прежде через $K^*(f_0)$ среднегеометрическое значение коэффициентов усиления двух ступеней и полагая, что в усилителе используется всего $n=2m$ ступеней, на основании (29.6) получим

$$K = [K^*(f_0)]^n = \left[\frac{S}{2\pi\Delta F \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \sqrt[4]{\sigma^{4/n} - 1} \right]^n \quad (29.15)$$

где $\sigma = \sigma_1^n$ — результирующая величина неравномерности в пределах полосы. Будем считать, что $\sigma = \sqrt[4]{2}$.

Тогда

$$K = \left[\frac{P \sqrt[4]{2^{2/n} - 1}}{\Delta F} \right]^n \quad (29.16)$$

На основании (21.19) при большом n можем написать

$$\sqrt[4]{2^{2/n} - 1} = \left(\frac{2}{n} \ln 2 \right)^{1/4} = \frac{1,08}{\sqrt[4]{n}}, \quad (29.17)$$

поэтому

$$K = \left[\frac{1,08 \cdot P}{\Delta F \cdot \sqrt[4]{n}} \right]^n \quad (29.18)$$

Определяя максимум K в зависимости от n , находим следующее условие для оптимального числа ступеней n_{opt} :

$$\ln \left(\frac{1,08 P}{\Delta F} \right) - \frac{\ln n}{4} = \frac{1}{4},$$

откуда

$$\left(\frac{1,08 P}{\Delta F} \right)^4 = n \cdot e,$$

где e — основание натуральных логарифмов

или

$$n_{opt} = 0,51 \left(\frac{P}{\Delta F} \right)^4 = 0,51 \left[\frac{S}{2\pi \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \frac{1}{\Delta F} \right]^4. \quad (29.19)$$

Используя оптимальное число ступеней, получим максимальное возможное усиление при выбранной полосе пропускания и заданном отношении $\frac{S}{\sqrt{C_1 C_2}}$. Если это усиление выразить в дб, то будем иметь

$$K_{\text{дб}} = 1,11 \left(\frac{S}{2\pi \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \frac{1}{\Delta F} \right)^4. \quad (29.20)$$

Таким образом, максимальная полоса пропускания, которая может быть получена при данном типе усилителя, будет

$$\Delta F_{\text{макс}} = 1,027 \frac{P}{\sqrt[4]{K_{\text{дб}}}} \approx \frac{P}{\sqrt[4]{K_{\text{дб}}}},$$

где

$$P = \frac{S}{2\pi \sqrt{C_1 C_2}}.$$

Итак

$$\Delta F_{\text{макс}} = \frac{S}{2\pi \sqrt{C_1 C_2}} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{K_{\text{дб}}}}. \quad (29.21)$$

Сопоставляя (29.19) и (29.20), находим следующую простую зависимость между оптимальным числом ступеней и усилением усилителя, выраженным в дб:

$$n_{opt} = 0,46 K_{\text{дб}}.$$

Таким образом, для усилителя с предельной полосой пропускания оптимальное число ступеней определяется только величиной усиления. Этот результат в более наглядной форме можно представить в виде табл. 29.2.

Из сопоставления настоящей таблицы, относящейся к усилителям с расстроенными контурами с соответствующей табл. гл. 25, для усилителей с контурами, настроенными в ре-

Таблица 29.2

K	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7
$K_{[0\sigma]}$	40	60	80	100	120	140
n_{opt}	20	28	38	46	56	66

зонанс, видим, что для усилителей с расстроенными контурами максимум усиления наступает при большем числе ступеней, чем в предыдущем случае.

29.3. Допустимое отклонение настройки за счёт смены ламп в усилителях с взаимно расстроенными контурами

Установим теперь условия допустимого отклонения настройки для рассматриваемого случая аналогично тому, как это было сделано в гл. 28 для усилителя, все ступени которого настроены в резонанс на частоту сигнала. В соответствии с предыдущим введём коэффициент γ , характеризующий наибольшее возможное изменение усиления на средней частоте усиливаемой полосы, при изменении ёмкостей за счёт смены ламп. При этом для двухступенного усилителя мы будем иметь

$$\gamma = \left[\frac{K^*(f_0)}{K^*(f)} \right]^2 = \frac{1 + (\epsilon_0 Q)^2}{1 + (\epsilon Q)^2}. \quad (29.22)$$

Здесь ϵ_0 определяет степень расстройки контуров при нормальной величине ёмкостей ступеней, а ϵ — степень расстройки в том случае, когда ёмкость контура изменилась за счёт смены ламп, или каких-либо других причин на максимальную возможную величину ΔC . Из определения ϵ следует, что

$$\epsilon = \epsilon_0 + \frac{2\Delta f}{f} = \epsilon_0 + \delta, \quad (29.23)$$

так как при малых расстройках $\frac{2\Delta f}{f} = \frac{\Delta C}{C} = \delta$.

Поэтому соотношение (29.22) можно переписать так

$$\gamma = \frac{1 + (\varepsilon_0 Q)^2}{1 + (\varepsilon_0 + \delta)^2 Q^2}. \quad (29.24)$$

На основании (29.24) мы приходим к следующему квадратному уравнению

$$\delta^2 + 2\varepsilon_0\delta + (1 + \xi^2) \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right) d^2 = 0, \quad (29.25)$$

где $\xi = \varepsilon_0 Q$.

Решение этого уравнения определяет величину допустимого отклонения настройки в зависимости от затухания контуров d , начальной расстройки ε_0 и коэффициента γ , характеризующего изменение усиления на средней частоте полосы для случая двух ступеней:

$$\delta_{n=2} = \sqrt{\varepsilon_0^2 - d^2(1 + \xi^2) \left(1 - \frac{1}{\gamma}\right)} - \varepsilon_0. \quad (29.26)$$

Остановимся на случае, когда $\varepsilon_0 = d$, т. е. $\xi = 1$.
Здесь

$$\delta_{n=2} = d \left[\sqrt{\frac{2}{\gamma} - 1} - 1 \right]. \quad (29.27)$$

Переходя теперь к n -ступенному усилителю, заметим, что коэффициент γ в данном случае будет равен

$$\gamma = \left[\frac{K^*(f_0)}{K^*(f)} \right]^n, \quad (29.28)$$

откуда получим

$$\delta_n = \sqrt{\varepsilon_0^2 - d^2(1 + \xi^2) \left(1 - \frac{1}{\gamma^{2/n}}\right)} - \varepsilon_0. \quad (29.29)$$

Сравним результаты со случаем, когда все ступени настроены в резонанс. При этом будем считать, что начальная настройка выбрана таким образом, что резонансная кривая имеет плоскую вершину ($\xi = \varepsilon_0 Q = 1$). Для $\varepsilon_0 = d$ найдём величину δ_n на основании (29.29)

$$\delta_n = d \left[\sqrt{\frac{2}{\gamma^{2/n}} - 1} - 1 \right]. \quad (29.30)$$

Пользуясь полученным соотношением, вычислим величины допустимого отклонения настройки и сведём результаты вычислений в табл. 29.3.

Таблица 29,3

Число ступеней	$\gamma = 0,1$	$\gamma = 0,3$	$\gamma = 0,5$	$\gamma = 0,7$	$\gamma = 1$
2	3,35	1,38	0,73	0,36	0
3	1,90	0,86	0,45	0,24	0
4	1,34	0,63	0,36	0,18	0
5	1,02	0,51	0,28	0,14	0
10	0,47	0,23	0,11	0,07	0

Прежде чем анализировать полученные результаты, рассмотрим другую сторону вопроса, а именно выясним, как влияет изменение ёмкостей взаимно расстроенных ступеней на ширину полосы пропускания усилителя. Будем считать, что параметры усилителя были первоначально подобраны таким образом, что обеспечивалась плоская вершина резонансной кривой ($\varepsilon_0 = d$). Тогда согласно (29.8) полоса пропускания усилителя будет равна

$$\Delta F = \frac{V\sqrt{2}f_{\Pi}}{Q} \cdot \sqrt[n]{\sigma^4/n - 1}. \quad (29.31)$$

Пусть теперь за счёт тех или иных причин динамические ёмкости изменились на величину ΔC по сравнению с своим первоначальным значением. При этом будем исходить из наиболее неблагоприятного с точки зрения изменения полосы случая, а именно положим, что если ёмкость в одной из ступеней взаимно расстроенной пары изменилась на величину $+\Delta C$, то в другой ступени она изменится на $-\Delta C$. При этом величина взаимной расстройки ступеней станет отличной от критической и будет определяться общим соотношением (29.29). Величина ξ будет уже не $\varepsilon_0 Q$, а εQ . Будем поэтому обоз-

начать её через ξ' . Изменение полосы пропускания получим, деля (29.8) на (29.10). Тогда

$$\eta = \frac{\Delta F_p}{\Delta F_n} = \frac{\sqrt{\xi'^2 - 1 + \sqrt{(\xi'^2 + 1) \sigma^{4/n} - 4\xi'^2}}}{\sqrt{2} \sqrt{\sigma^{4/n} - 1}}, \quad (29.32)$$

где $\xi' = \varepsilon Q = \frac{\varepsilon}{d}$. Но согласно (29.23) величина ε , характеризующая степень взаимной расстройки ступеней

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \frac{\Delta C}{C} = \varepsilon_0 + \delta,$$

где ε_0 — степень взаимной расстройки контуров при нормальной величине ёмкостей ступеней, а ΔC — изменение ёмкости, вызванное изменением параметров схемы. При этом ($\varepsilon_0 = d$)

$$\xi' = \frac{\varepsilon_0}{d} + \frac{\delta}{d} = 1 + \mu, \quad (29.33)$$

где $\mu = \frac{\delta}{d} = \frac{\Delta C}{Cd}$.

Подставляя это значение ξ' в (29.32), получим

$$\eta = \frac{\{\mu(\mu + 2) + \sqrt{[(\mu + 1)^2 + 1]^2 \cdot \sigma^{4/n} - 4(\mu + 1)^2}\}^{1/2}}{\sqrt{2} \sqrt{\sigma^{4/n} - 1}}. \quad (29.34)$$

Если положить, что неравномерность усиления в пределах полосы пропускания равна 3 дБ , т. е. $\sigma = \sqrt{2}$, то предыдущее соотношение примет вид

$$\eta = \frac{\{\mu(\mu + 2) + \sqrt{[(\mu + 1)^2 + 1]^2 2^{2/n} - 4(\mu + 1)^2}\}^{1/2}}{\sqrt{2} \sqrt{2^{2/n} - 1}}. \quad (29.35)$$

1) Заметим, что здесь и в дальнейшем величина $\mu = \frac{\delta}{d} = \frac{\Delta C}{Cd}$ относится только к той расстройке, которая возникает за счёт отклонения ёмкостей от их начальных значений.

Что касается величины $\xi = \frac{\varepsilon_0}{d} + \mu$, то последняя теперь уже определяет результирующую степень расстройки как за счёт взаимной расстройки контуров при первоначальном подборе параметров, так и за счёт расстройки, вызванной разбросом по ёмкостям. Если начальная расстройка отсутствует, то $\xi = \mu$.

Найденные соотношения позволяют определить, насколько расширяется полоса пропускания усилителя с взаимно расстроенными ступенями, если рассматривать наиболее неблагоприятный случай, когда при изменении ёмкостей настройки ступеней дополнительно расходятся в разные стороны. В помещаемой ниже табл. 29.4 приведены результаты, показывающие, как изменяется ширина полосы пропускания при изменении ёмкостей для этого случая.

Таблица 29.4

$\mu = \frac{\Delta C}{C\bar{d}}$	η при				
	$n=2$	$n=4$	$n=6$	$n=8$	$n=12$
0,10	1,10	1,13	1,15	1,16	1,18
0,25	1,26	1,33	1,39	1,43	1,44
0,50	1,53	1,71	1,80	1,90	2,05
1,00	2,10	2,38	2,61	2,76	3,02

Как видно из данных этой таблицы, влияние изменения настроек на ширину полосы пропускания для рассматриваемой схемы оказывается значительно более заметным, чем для схемы со ступенями, настроенными в резонанс (см., например, график рис. 29.4).

Полученные результаты дают возможность сделать весьма существенные выводы. В первую очередь следует заметить, что усилители с взаимно расстроенными контурами при отклонении ёмкостей от среднего значения обладают значительно меньшей устойчивостью формы резонансной кривой, ширины полосы пропускания и величины усиления, по сравнению с усилителями, в которых все контуры настроены в резонанс, на частоту сигнала.

При той же величине изменения усиления или ширины полосы пропускания за счёт изменения ёмкостей ламп допустимое значение δ будет значительно меньше при усилителях с взаимно расстроенными контурами, чем при усилителях с контурами, настроенными в резонанс. Другими словами, если мы в обоих случаях хотим получить одинаковую степень устойчивости настройки, а также формы резонансной кривой, то при заданной величине разброса по ёмкостям ламп мы в усилителе с взаимно расстроенными контурами должны взять значительно большую величину ёмкостей.

Увеличение же ёмкостей ламп будет связано с существенным снижением усиления ступеней. Таким образом, выигрыш в усилении по сравнению с усилителями, настроенными в резонанс, который бы имел место при равной величине ёмкостей, в действительности не может быть осуществлён, если разброс по ёмкостям ламп имеет заметную величину. При этих условиях мы будем иметь не выигрыш, а проигрыш в усилении. Ввиду важности этого вопроса мы остановимся на нём более подробно в следующем параграфе.

29.4. Сравнение усилительных свойств усилителей с взаимно расстроенными контурами и усилителей, имеющих контуры, настроенные в резонанс на частоту сигнала

Воспользуемся соотношениями (29.10) и (29.30) для ширины полосы пропускания и величины δ_n для того, чтобы сравнить между собой усилительные свойства различных видов усилителей. На основании (29.10) и (29.30) имеем:

$$\delta_n = \frac{\Delta C}{C} = \frac{\Delta F}{V^{2f_{\Pi}}} \cdot \frac{\sqrt{\frac{2}{\gamma^{2/n}} - 1} - 1}{\sqrt{\sigma^{4/n} - 1}}, \quad (29.36)$$

$$C^* = \frac{\Delta C}{\Delta F} \cdot V^{\sqrt{2}} \cdot f_{\Pi} \frac{\sqrt[4]{\sigma^{4/n} - 1}}{\sqrt{\frac{2}{\gamma^{2/n}} - 1} - 1}. \quad (29.37)$$

Здесь, через C^* обозначена ёмкость контуров для усилителя с взаимно расстроенными ступенями для случая, когда $C_1 = C_2 = C^*$, а начальная расстройка соответствует условию $\varepsilon_0 = d$.

Теперь можно установить соотношение между ёмкостями контуров для усилителей рассматриваемых типов. Для этого разделим соотношение (29.37) на (28.7) гл. 28

$$\frac{C^*}{C} = V^{\sqrt{2}} \cdot \psi_1(\sigma) \cdot \psi_2(\gamma), \quad (29.38)$$

где

$$\psi_1(\sigma) = \frac{\sqrt[4]{\frac{\sigma^{4/n} - 1}{\sigma^{2/n} - 1}}}{\sqrt[4]{\frac{\sigma^{4/n} - 1}{\sigma^{2/n} - 1}}}, \quad (29.39)$$

$$\psi_2(\gamma) = \frac{\sqrt[4]{\frac{1}{\gamma^{2/n}} - 1}}{\sqrt[4]{\frac{2}{\gamma^{2/n}} - 1 - 1}} \quad (29.40)$$

Как видно из ур-ния (29.29), величина $\psi_1(\sigma)$ характеризует отношение коэффициента усиления ступени при взаимно расстроенных контурах для $\varepsilon_0 = d$, к коэффициенту усиления усилителя, у которого все ступени настроены в резонанс. При этом предполагается, что ёмкости контуров в обоих случаях равны. Если ёмкости выбраны таким образом, чтобы для обеих схем получить одинаковую величину устойчивости настройки, то в соответствии с предыдущим отношение коэффициентов усиления определится из соотношения

$$x = \frac{K^*(f_0)}{K(f_0)} = \frac{C}{C^*} \cdot \frac{\sqrt[4]{\frac{\sigma^{4/n} - 1}{\sigma^{2/n} - 1}}}{\sqrt[4]{\frac{\sigma^{4/n} - 1}{\sigma^{2/n} - 1}}} = \frac{1}{\sqrt[4]{2}} \cdot \frac{1}{\psi_2(\gamma)}. \quad (29.41)$$

Принимая во внимание значение функций $\psi_2(\gamma)$, получим, что здесь усиление ступени для усилителя с взаимно расстроенными контурами будет меньше, чем для усилителя, у которого контуры настроены в резонанс. Проигрыш в усилении для усилителя с расстроенными контурами может быть в несколько раз в каждой ступени.

Можно произвести сравнение рассматриваемых схем и с несколько другой точки зрения. Предположим, что в восьми-ступенном усилителе отношение промежуточной частоты f_{Π} к исходной полосе пропускания ΔF равно 10 ($\frac{f_{\Pi}}{\Delta F} = 10$), а $\delta = \frac{\Delta C}{C} = 0,1$, причём будем считать, что в обеих схемах используется одна и та же величина ёмкости C , а следовательно, для обеих схем δ имеет равные значения. Расчёт по ф-лам (25.3) и (29.31) при $\sigma = \sqrt[4]{2}$ даёт, что Q в схеме с настроенными контурами при этом должно быть равно 3, а в схеме с симметрично расстроенными контурами—9. Таким образом,

значения μ будут соответственно равны $\mu = 0,3$ для первой схемы и $\mu = 0,9$ для второй. При таких значениях μ наибольшее возможное расширение полосы в схеме с настроенными контурами будет соответствовать 16 %, что ещё является допустимым. В то же время в схеме с симметрично расстроенными контурами соответствующее расширение полосы пропускания будет иметь место в 2,6 раза, что говорит о нецелесообразности использования данной схемы для рассматриваемого случая.

Из всего сказанного можно сделать следующий вывод. Если в усилителе используются лампы с настолько малой величиной разброса по ёмкостям ($2-3\%$), что смена ламп не может вызвать заметного изменения настройки даже в том случае, когда ёмкость контура обусловлена, главным образом, междуэлектродными ёмкостями ламп и если выбранный режим обеспечивает отсутствие изменений входной ёмкости за счёт изменений пространственного заряда, то усилитель с взаимно расстроенными контурами будет давать большее усиление, чем усилитель с контурами, настроенными в резонанс на частоту сигнала. В рассмотренном случае ёмкость контуров для обеих схем следует брать насколько возможно меньшей, стремясь ограничиться одними ёмкостями ламп.

Если же лампы имеют значительную величину разброса по ёмкостям (она иногда доходит до $20-30\%$), то оказывается невозможным ограничиваться междуэлектродными ёмкостями, так как при этой смене ламп резко изменила бы форму резонансной кривой, величину усиления и ширину полосы пропускания усилителя. Здесь ёмкость контуров выбирается с таким расчётом, чтобы обеспечить устойчивость настройки. При равной устойчивости настройки в усилителе с расстроенными контурами приходится брать значительно большую величину ёмкостей, чем в усилителе с контурами, настроенными в резонанс, благодаря чему имеет место существенный проигрыш в усилении. Соотношение между коэффициентами усиления в общем случае может быть здесь найдено с помощью ф-лы (29.41).

29.5. Широкополосные двухконтурные усилители

До сих пор мы рассматривали только одноконтурные резонансные усилители. Перейдём теперь к усилителям двухконтурным.

Из теории двухконтурных полосовых усилителей, которая рассматривалась в гл. 24, известно, что коэффициент усиле-

ния ступени с двухконтурным фильтром, имеющим равные параметры, в случае резонанса определяется следующим соотношением:

$$K(f_0) = SR_{\alpha} \frac{\beta}{1 + \beta^2}, \quad (29.42)$$

где $R_{\alpha} = \frac{L}{CR} = \frac{Q}{\omega_0 C}$, а $\beta = \frac{k}{d}$ (k — коэффициент связи между контурами, d — коэффициент затухания контуров).

Что касается коэффициента избирательности σ_1 , то, понимая под σ_1 отношение коэффициента усиления ступени при резонансной частоте фильтра к усилению при некоторой расстройке Δf , мы можем представить выражение для σ_1 в виде (см. гл. 13)

$$\sigma_1 = \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2}}{1 + \beta^2}. \quad (29.43)$$

Здесь

$$\alpha = y/d, \text{ а } y = \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} = \frac{2\Delta\omega}{\omega_0} = \frac{2\Delta f}{f_0}.$$

Приведённым соотношением удобно пользоваться в том случае, когда связь между контурами ниже критической, т. е. когда $\beta < 1$. Если же связь между контурами выше критической, что соответствует двугорбым кривым, то удобнее под величиной σ_1 понимать отношение усиления на горбе к усилению при данной расстройке. В этом случае

$$\sigma_1 = \frac{\sqrt{(1 - \beta^2 + \alpha^2)^2 + 4\beta^2}}{1 + \beta^2}. \quad (29.44)$$

Как видно из определения коэффициента избирательности, в обоих случаях рассматривается отношение максимального усиления к усилению при расстройке, только в одном случае максимум усиления имеет место на средней частоте полосы, а в другом на „горбе“.

Установим зависимость качества контура от ширины полосы, пользуясь соотношениями (29.43) и (29.44). Начнём со случая, когда $\beta < 1$, причём будем рассматривать σ_1 , как коэффициент неравномерности усиления в пределах полосы пропускания. Так как в пределах полосы пропускания мы имеем

дело с небольшими расстройками, то $\alpha = \frac{2\Delta f}{f_{\Pi}} Q = \frac{\Delta F}{f_{\Pi}} Q$.

Поэтому на основании (29.43) получим

$$Q = \frac{f_0}{\Delta F} \cdot \sqrt{\beta^2 - 1 + \sqrt{\sigma_1^2 (\beta^2 + 1)^2 - 4\beta^2}}. \quad (29.45)$$

Подставляя выражение для Q в ф-лу (29.42), найдём

$$K(f_0) = \frac{S}{2\pi C' \Delta F} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \cdot \sqrt{\beta^2 - 1 + \sqrt{\sigma_1^2 (\beta^2 + 1)^2 - 4\beta^2}} \quad (29.46)$$

Перейдём теперь к случаю, когда связь между контурами выше критической и $\beta > 1$. Здесь на основании (29.31) выражение для Q примет следующий вид

$$Q = \frac{f_0}{\Delta F} \sqrt{\beta^2 - 1 + 2\beta \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (29.47)$$

Таким образом, при $\beta > 1$ выражение коэффициента усиления через ширину полосы пропускания, пользуясь (29.47) и (29.42), найдём в виде

$$K(f_0) = \frac{S}{2\pi C' \Delta F} \cdot \frac{\beta}{1 + \beta^2} \cdot \sqrt{\beta^2 - 1 + 2\beta \sqrt{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (29.48)$$

В случае критической связи, когда $\beta = 1$ ($k = d$), любое из приведённых выше выражений для коэффициента усиления даёт

$$K(f_0) = \frac{S}{2\pi C' \Delta F} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt[4]{\sigma_1^2 - 1}, \quad (29.49)$$

где C' — ёмкость каждого из контуров фильтра

$$C' \approx \frac{C_{вх} + C_{вых}}{2}.$$

Приведённые выше формулы можно рассматривать как основные расчётные соотношения для широкополосных усилителей. Из них следует, что так же, как и в случае усилителей одноконтурных, коэффициент усиления ступени прямо пропорционален $\frac{S}{C'}$ и обратно пропорционален ширине полосы пропускания. Кроме того, он зависит от величины связи между контурами. Весьма важно отметить, что при заданной ширине полосы пропускания и ёмкости контуров коэффициент

усиления ступени не зависит от частоты. Таким образом, при $\Delta F = \text{const}$ и $C' = \text{const}$ выбор промежуточной частоты не будет сказываться на величине усиления, так же, как это имело место и в усилителях одноконтурных.

29.6. Оптимальное число ступеней усиления, максимальное возможное усиление и максимальная полоса пропускания широкополосных двухконтурных усилителей

Аналогично тому, как это было сделано для рассмотренных ранее типов усилителей, для усилителей с двухконтурными полосовыми фильтрами могут быть выведены следующие соотношения, которые следует отнести к числу важнейших соотношений для двухконтурных усилителей.

Оптимальное число ступеней, при котором получается максимальное возможное при данном типе лампы и данной полосе пропускания усиление, для рассматриваемого случая равно

$$n_{\text{опт}} = 0,066 \left[\frac{S}{2\pi C' \cdot \Delta F} \right]^4. \quad (29.50)$$

Максимальное усиление, соответствующее оптимальному числу ступеней, если его выразить в дб , будет

$$K_{\text{дб.макс}} = 0,143 \left[\frac{S}{2\pi C' \cdot \Delta F} \right]^4. \quad (29.51)$$

Отсюда максимальная полоса пропускания, которая может быть получена в усилителе, имеющем усиление в $K_{\text{дб.макс}}$, будет определяться соотношением

$$\Delta F_{\text{макс}} = 0,74 \frac{S}{2\pi C'} \cdot \frac{1}{\sqrt[4]{K_{\text{дб.макс}}}}. \quad (29.52)$$

Из сопоставления (29.50) и (29.51) получим

$$n_{\text{опт}} = 0,46 K_{\text{дб.макс}}. \quad (29.53)$$

При сопоставлении соотношений настоящего параграфа с соотношениями для других усилительных схем следует иметь в виду, что в двухконтурной схеме общая ёмкость контура оказывается разделённой между первичной и вторичной цепями, вследствие чего ёмкость каждого из контуров будет, примерно, в два раза меньше, чем при использовании одноконтурной схемы. Принимая это обстоятельство во внимание и

сравнивая соотношение (29.52) с соотношением (29.21), мы видим, что усилители с двухконтурными фильтрами дают возможность получить предельную полосу пропускания приблизительно на 20% большую, чем усилители с одиночными, симметрично расстроенными контурами.

29.7. Влияние отклонения ёмкостей на изменение ширины полосы пропускания двухконтурных усилителей

В двухконтурных усилителях отклонение ёмкостей влияет на изменение параметров усилителя более сложным образом, так как здесь эти изменения могут быть, вообще говоря, обусловлены как внутрисклупенной, так и междуступенной расстройкой. При значительных отклонениях ёмкостей, когда δ близко к d , внутрисклупенная расстройка сказывается более резко, чем междуступенная. Поэтому здесь мы ограничимся рассмотрением влияния внутрисклупенной расстройки на изменение величины усиления и ширины полосы пропускания двухконтурных усилителей.

Выясним, как влияет изменение ёмкости на устойчивость полосы пропускания резонансной кривой двухконтурных усилителей. Согласно (32.45) при одинаковой настройке контуров

$$\Delta F = \frac{f_{\Pi}}{Q} \sqrt{\beta^2 - 1 + 2\beta \sqrt{\sigma^{2/n} - 1}}. \quad (29.54)$$

Будем считать, что при первоначальном подборе ёмкостей выбрана оптимальная связь, т. е. $\beta_0 = \frac{k_0}{d} = 1$, и оба контура фильтров настроены на одну и ту же частоту. Тогда

$$\Delta F = \frac{f_{\Pi}}{Q} \cdot \sqrt{2} \cdot \sqrt{\sigma^{2/n} - 1}. \quad (29.55)$$

Пусть теперь, за счёт изменения ёмкостей, контуры фильтра оказались расстроенными друг относительно друга. В гл. 13 на основании рассмотрения смещения полюса относительно изображающей кривой было показано, что наличие взаимной расстройки контуров на $2\Delta y$ равноценно изменению связи от значения k_0 до значения k' , где

$$(k')^2 = k_0^2 + \Delta y^2,$$

а Δy — относительная расстройка контуров в одну сторону. Таким образом, при изменении ёмкости одного из контуров

фильтра на $+\Delta C$, а второго на $-\Delta C$, действующее значение величины $\beta' = \frac{k'}{\alpha}$ определится соотношением

$$(\beta')^2 = \frac{k_0^2}{d^2} + \frac{\Delta y^2}{d^2}, \quad (29.56)$$

но $\frac{k_0}{d} = 1$, а $\frac{\Delta y}{d} = \frac{2\Delta f}{f_0 d} = \frac{\Delta C}{Cd} = \mu$, следовательно,

$$(\beta')^2 = 1 + \mu^2.$$

Подставляя это значение в (29.45), находим значение полосы пропускания после изменения ёмкостей

$$\Delta F_p = \frac{f_H}{Q} \sqrt{\mu^2 + 2 \sqrt{(1 + \mu^2)(\sigma^{2/n} - 1)}} \quad (29.57)$$

Величину η , характеризующую изменение полосы пропускания находим, деля (29.57) на (29.55)

$$\eta = \frac{\{\mu^2 + 2 \sqrt{(1 + \mu^2)(\sigma^{2/n} - 1)}\}^{1/2}}{\sqrt{2} \sqrt{\sigma^{2/n} - 1}}. \quad (29.58)$$

При $\sigma = \sqrt{2}$

$$\eta = \frac{\{\mu^2 + 2 \sqrt{(1 + \mu^2)(2^{1/n} - 1)}\}^{1/2}}{\sqrt{2} \sqrt{2^{1/n} - 1}}. \quad (29.59)$$

Если величина μ^2 достаточно мала, то можно положить

$$\mu^2 \ll 2 \sqrt{(1 + \mu^2)(2^{1/n} - 1)},$$

тогда для любого числа ступеней

$$\eta = (1 + \mu^2)^{1/4} \approx 1 + \frac{\mu^2}{4}.$$

Соотношением

$$\eta = 1 + \frac{\mu^2}{4} \quad (29.60)$$

можно пользоваться с достаточной точностью при $\mu \leq 0,10$. Из этого соотношения видно, что при малых значениях $\mu = \delta \cdot Q$ изменения полосы пропускания за счёт внутреступенной расстройки оказываются весьма незначительными.

Если $\delta = \frac{\Delta C}{C} = 0,1 \cdot d$, то изменение полосы пропускания составляет всего 0,15% относительно первоначального значения. Однако, при увеличении $\frac{\Delta C}{C}$ величина η , характеризующая изменение полосы пропускания, растёт довольно быстро; так при восьмиступенном усилителе, если $\frac{\Delta C}{C} = 0,5 \cdot d$, то расширение полосы пропускания составляет 24%, а при $\frac{\Delta C}{C} = d$ получается расширение полосы пропускания на 76%.

Результаты вычислений по ф-ле (29.58) величины η при различных значениях $\mu = \frac{\Delta C}{C \cdot d}$ сведены в табл. 29.5.

Таблица 29.5

μ	η при				
	$n = 2$	$n = 4$	$n = 6$	$n = 8$	$n = 12$
0,1	1,015	1,015	1,015	1,015	1,015
0,25	1,030	1,045	1,052	1,065	1,075
0,5	1,15	1,19	1,22	1,24	1,28
1,0	1,48	1,60	1,69	1,76	1,86

Рассмотренная нами внутреступенная расстройка в некоторых случаях может сопровождаться расстройкой междуступенной. Однако, следует иметь в виду, что вероятность возникновения заметной междуступенной расстройки меньше, чем внутреступенной. Это объясняется тем, что в большинстве случаев отклонение входной и выходной ёмкостей для лампы, отличающейся от номинала, происходит в одну и ту же сторону, в то время как для появления существенной междуступенной расстройки отклонение должно было бы происходить в разные стороны. Кроме того, величина изменения полосы пропускания за счёт междуступенной расстройки, если таковая возникает, оказывается заметно меньше, чем в случае расстройки внутреступенной. Так например, для двухступенного двухконтурного усилителя при критической связи между контурами при $\mu = 1$ согласно данным таблицы для величины η внутреступенная расстройка даёт расширение полосы пропускания на 48%, в то время как расчёт, произведённый для междуступенной расстройки при том же значении μ , показывает, что здесь будет иметь место сужение полосы на 22%. Соотношение величин такого же порядка будет

получаться и при другом числе ступеней. Поскольку нами всюду рассматривается изменение параметров, какое имеет место при наиболее неблагоприятных условиях, то является достаточным рассмотреть случай только внутрискрупуной расстройки. Там, где внутрискрупуная расстройка будет сопровождаться также и междуступенной, фактическое изменение полосы пропускания будет меньше, чем то, которое подсчитано с помощью выведенных выше соотношений.

29.8. Сравнение усилительных способностей одноконтурных и двухконтурных широкополосных усилителей

Произведём сравнение одноконтурных и двухконтурных усилителей, считая первоначально, что суммарные ёмкости ступеней в обоих случаях равны. Ввиду того, что в двухконтурной схеме общая ёмкость каскада оказывается разделённой между первым и вторым контуром, здесь ёмкости контуров можно считать в два раза меньшими, чем в одноконтурной схеме. Полагая в двухконтурном усилителе $\beta > 1$, и принимая во внимание соотношение ёмкостей на основании (25.4) и (29.48), получим

$$x = \frac{K(f_0)_2}{K(f_0)_1} = \frac{2\beta}{1+\beta^2} \sqrt{\frac{\beta^2 - 1 + 2\beta\sqrt{\sigma^2 - 1}}{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (29.61)$$

Здесь σ_1 определяет отношение коэффициента усиления на горбе к коэффициенту усиления на краю полосы ΔF_1 , $\beta = \frac{k}{d}$, а $K(f_0)_2$ и $K(f_0)_1$, соответствуют коэффициентам усиления двухконтурного и одноконтурного усилителей. При этом в одноконтурном усилителе все контуры настроены в резонанс на частоту сигнала.

Мы видим, что соотношение между коэффициентами усиления каскадов зависит от выбранной величины частотных искажений в пределах полосы и от степени связи между контурами двухконтурного фильтра. Обычно связь берётся близкой к критической. Если принять, что $\beta = 1$, то выражение для x примет вид

$$x = \frac{\sqrt{2}}{4\sqrt{\sigma_1^2 - 1}}. \quad (29.62)$$

Обозначая коэффициент частотных искажений для всего n -каскадного усилителя через σ , при одинаковых ступенях мы

будем иметь, что $\sigma = \sigma_1^n$. Поэтому, предыдущее соотношение можно переписать в следующем виде:

$$\kappa = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\sigma_1^{2/n} - 1}}. \quad (29.63)$$

Итак, в случае, когда в полосовых усилителях применяется критическая связь, соотношение между коэффициентами усиления одноконтурных и двухконтурных усилителей зависит только от величины допустимых искажений в ступени, т. е., другими словами, от результирующей величины искажений всего усилителя и от числа ступеней.

Указанное обстоятельство объясняется тем, что форма резонансной кривой одноконтурных и двухконтурных усилителей различна. В связи с этим, приводя результат к одной и той же полосе пропускания, как это мы делали, мы должны различным образом изменять затухание контуров сравниваемых ступеней. Если мы хотим добиться небольшой величины неравномерности усиления в пределах полосы пропускания, то это гораздо легче сделать при использовании двухконтурных усилителей. Для одноконтурных усилителей малая неравномерность может быть получена только при очень больших затуханиях контуров, а при этом получится значительный проигрыш в усилении.

Если принять, что величина частотных искажений в ступени усиления соответствует $\sigma_1 = 1,12$, т. е., примерно, 1 дБ, то двухконтурная схема будет давать усиление в два раза большее, чем одноконтурная.

При $\sigma_1 < 1,12$, $\kappa > 2$. По мере того, как σ_1 приближается к единице, преимущества двухконтурных усилителей оказываются всё более значительными. Это обстоятельство является вполне естественным, так как при жёстких требованиях в отношении величины искажений становится целесообразнее применять систему, имеющую форму амплитудно-частотной характеристики, более близкую к прямоугольной.

Произведём также сравнение усилительных возможностей двухконтурных усилителей с усилителями, имеющими симметрично расстроенные контуры при равной суммарной ёмкости контура. Обозначая попрежнему через κ отношение коэффициента усиления двухконтурного усилителя к коэффициенту усиления усилителя с симметрично расстроенными контурами, на основании (29.48) и (29.12) получим

$$\kappa = \frac{K(f_0)_2}{K^*(f_0)} = \sqrt[4]{\frac{\sigma_1^2 - 1}{\sigma_1^4 - 1}} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{C^*}{C'}, \quad (29.64)$$

где C' — ёмкости контуров двухконтурного усилителя ($C_1 = C_2 = C'$), а C^* — ёмкость усилителя с взаимно расстроенными ступенями.

Подсчёт по этой формуле показывает, при $n=8$ и $\sigma=\sigma_1^8=\sqrt{2}$, что усиление ступени двухконтурного усилителя в 1,2 раза больше, чем усиление одноконтурного усилителя с взаимно расстроенными контурами. При настоящем расчёте было принято во внимание, что в одноконтурную схему входят как C_{ex} , так и $C_{вых}$, в то время как при двухконтурной в каждый из контуров входит только одна из этих ёмкостей. Поэтому можно положить $C=0,5C^*$. Указанное выше соотношение между коэффициентами усиления предполагает как раз такое значение ёмкостей. Двухконтурные усилители будут давать не только большее усиление ступени, но обеспечат и большее постоянство полосы пропускания при изменениях ёмкостей. Сопоставление соответствующих соотношений для общего случая приведёт к весьма громоздким и мало удобным для рассмотрения формулам. Поэтому мы ограничимся лишь частным примером. Если обратиться к тому же случаю, который рассматривался в § 29.4, т. е. случаю восьмиступенного усилителя при $\frac{I_{II}}{\Delta F}=10$; $\frac{\Delta C}{C}=0,1$ и $\sigma=\sigma_1^n=\sqrt{2}$, то получим для двухконтурного усилителя необходимое для обеспечения полосы пропускания качество контуров, равное 7,8, и значение $\mu=0,78$. При этих условиях максимальное возможное расширение полосы пропускания будет в 1,5 раза, в то время как для усилителя с расстроенными контурами получалось значение в 2,6 раза. Если в обеих схемах мы захотим получить равную устойчивость полосы пропускания, то для этого в усилителе с расстроенными контурами нам придётся резко увеличить величину ёмкостей, что приведёт к дальнейшему проигрышу в величине усиления.

Материал, который был приведён в настоящей и в предыдущих главах, даёт возможность сделать следующие общие выводы. Для всех рассмотренных схем широкополосных усилителей промежуточной частоты коэффициент усиления ступени прямо пропорционален величине $\frac{S}{C\Delta F}$. Значение коэффициента пропорциональности зависит от вида схемы.

Производя оценку усилительных свойств различных схем, следует различать два существенно отличных случая. Первый случай соответствует использованию ламп с значительным разбросом по ёмкостям. Здесь для того, чтобы обеспечить устойчивость настройки и формы резонансной кривой приходится существенно увеличивать ёмкости ступеней, по сравнению с

междуэлектродными ёмкостями. Для этого случая наибольшее усиление обеспечивают двухконтурные усилители, которые обладают наиболее устойчивой формой резонансной кривой, благодаря чему оказывается возможным для данной схемы использовать наименьшую величину ёмкостей. На втором месте, с точки зрения усилительных свойств, стоят усилители с одиночными контурами, настроенными в резонанс на частоту сигнала. Наименьшее усиление при равной устойчивости настройки будут давать усилители с одиночными взаимно расстроенными контурами, ввиду того, что для них должна быть взята наибольшая величина ёмкостей.

Второй характерный случай будет иметь место при использовании ламп, у которых возможное изменение ёмкостей в процессе эксплуатации настолько мало (например, 2—3%), что даже при ёмкостях контуров, соответствующих только междуэлектродным ёмкостям, смена ламп не будет заметно влиять на настройку усилителя. Здесь двухконтурные усилители и усилители с одиночными, взаимно расстроенными контурами будут давать, примерно, равные результаты, с некоторым преимуществом в пользу двухконтурных усилителей. Что же касается усилителей с одиночными контурами, настроенными в резонанс, то в данном случае они будут давать заметно меньшую величину усиления, чем отмеченные выше схемы.

Литература: 26, 36, 64, 81.

ЧАСТЬ VII
УСИЛИТЕЛИ НА УЛЬТРАВЫСОКИХ
ЧАСТОТАХ

ВХОДНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ УСИЛИТЕЛЬНЫХ ЛАМП НА УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

30.1. Вводные замечания

Процессы, происходящие в лампах, работающих на ультра-высоких частотах, являются в высшей степени существенными для понимания работы приёмного устройства в целом. Эти процессы связаны с явлением инерции электронов и отличаются значительной сложностью. Подробное их рассмотрение выходит далеко за рамки настоящей книги. Здесь мы коснёмся лишь некоторых основных вопросов, относящихся к этой области.

В современных приёмниках удаётся получить значительное усиление даже в диапазоне дециметровых волн. В качестве усилительных ламп на частотах до 400 — 450 мГц применяют пентоды вч специального типа (например, пентоды-желуди). На ещё более высоких частотах стремление увеличить отношение сигнала к шуму привело в последнее время к использованию триодов с большой крутизной характеристики, работающих в схемах с заземлённой сеткой. Такие триоды удовлетворительно работают на частотах до 3000 мГц и даже выше. На самых высоких частотах усиление получить не удаётся и в качестве первого элемента приёмника используется кристаллический преобразователь частоты.

30.2. Влияние инерции электронов на входную проводимость лампы на ультравысоких частотах

Особенности работы ламп на ультравысоких частотах особенно резко проявляют себя в вопросе о входной проводимости. В гл. 19 мы рассматривали вопрос о составляющих входной проводимости лампы и указывали, что эта величина определяется соотношением (19.51):

$$Y_{вх} = Y_{гк} + Y_{га}(1 + K) + Y_g + Y_{\Sigma} + Y_L + Y_c \quad (19.51)$$

Вопрос о первых четырёх составляющих соотношения (19.51) мы сейчас разбирать не будем, так как он уже рассматривался в гл. 19.

Изучение входной проводимости Y_L , обусловленной индуктивностью вводов, составляет содержание одного из последних параграфов. Здесь же мы сосредоточим своё внимание на составляющей проводимости Y_c , которая вызывается инерцией электронов. Именно эта величина, наряду с проводимостью за счёт индуктивностей вводов, полностью определяет активную составляющую входной проводимости лампы на ультравысоких частотах.

Остановимся в первую очередь на физической картине процесса. С тем, чтобы сделать рассмотрение более ясным, начнём со случая постоянного тока, причём примем во внимание, что для того, чтобы говорить о токе, текущем во внешней цепи данного коллектора лампы, вовсе не нужно считать, что этот ток вызывается электронами, попадающими на коллектор.

Представим себе некоторый заряд Q , помещённый в точку P_1 на середине расстояния между двумя металлическими пластинками 1 и 2. Тогда в соответствии с законами электростатики заряд Q будет индуцировать на пластинах заряды Q_1 и Q_2 знака, противоположного знаку заряда Q , причём $|Q| = |Q_1 + Q_2| = 2|Q_1|$. Сместим теперь заряд в некоторую точку P_2 . Тогда, хотя суммарный индуцированный заряд $Q_1 + Q_2$ останется неизменным, однако, заряды Q_1 и Q_2 уже не будут равны между собой. Если заряд будет перемещаться из точки P_1 в точку P_2 , то заряды Q_1 и Q_2 будут изменяться по величине. Переходя теперь к случаю электронной лампы, мы можем сказать, что каждый летящий в междуэлектродном пространстве электрон индуцирует на аноде лампы заряд, величина которого изменяется по мере приближения электронов к аноду. Эти изменяющиеся по времени заряды вызывают ток в анодной цепи. Однако, электроны индуцируют заряды не только на аноде, но также и на сетке. Если сетка заряжена отрицательно, то электроны не достигают сетки, а проскакивают между её ветками и попадают на анод, или в том случае, если их скорость была недостаточной, возвращаются обратно на катод. При приближении электрона к сетке индуцированный на сетке заряд возрастает, в то время как при удалении от сетки имеет место уменьшение индуцированного заряда. В каждый данный момент времени, в случае, когда электроны проходят свой путь при неизменяющемся поле, можно считать, что заряды, индуцированные на сетке приближающимися электронами, будут равны зарядам, индуцированным электронами,

удаляющимися от сетки, если отвлечься от флуктуации в лампе. Возрастающие по величине индуцированные заряды будут, таким образом, полностью скомпенсированы зарядами, убывающими по величине, и в статическом режиме во внешней цепи сетки ток будет равен нулю, что соответствует и нашим обычным представлениям о работе лампы.

При подведении к сетке переменного напряжения $u_g = u_{mg} \sin \omega t$ электронный поток в плоскости катода будет колебаться по величине в такт с изменением напряжения на сетке. До тех пор, пока время пролёта остаётся малым по сравнению с периодом колебаний, можно считать, что каждый из электронов проходит весь свой путь от катода до анода при неизменяющейся величине поля в междуэлектродном пространстве. Вследствие этого, так же как и при постоянном токе, заряд, индуцированный электронами, приближающимися к сетке в данный момент времени, всегда равен заряду, индуцированному электронами, удаляющимися от сетки, и, следовательно, результирующий индуцированный на сетке заряд равен нулю.

Существенно другое положение вещей создаётся на ультра-высоких частотах, когда время пролёта становится соизмеримым с периодом колебаний. Здесь уже за то время, пока электрон проходит свой путь от катода до анода, величина поля успевает сильно измениться. Поэтому заряды индуцированные электронами, приближающимися к сетке, и заряды, индуцированные электронами, удаляющимися от сетки, не будут равны. Так например, в течение положительного полупериода число электронов в пространстве между сеткой и катодом будет значительно больше числа электронов в пространстве между сеткой и анодом. Благодаря этому в цепи сетки появится изменяющийся со временем индуцированный заряд, т. е. возникает индуцированный ток. В течение отрицательного полупериода, напротив, число электронов между сеткой и анодом будет преобладать над числом электронов между сеткой и катодом. Таким образом, опять появится индуцированный ток, но на этот раз уже другого направления.

Можно считать, что в пределах междуэлектродного пространства лампы электрическое поле распространяется мгновенно. Тогда конвекционный ток в плоскости катода будет в фазе с напряжением на сетке лампы. Для того, чтобы электроны из плоскости катода перемещались до какой-то другой плоскости, потребуется некоторое конечное время. За это время поле, действующее в плоскости катода, успеет измениться и, следовательно, плотности конвекционного тока в плоскости катода и в рассматриваемой плоскости не будут равны между собой. Таким образом, мы получим интересный результат, заключающийся в том, что для одного и того же момента времени

значения конвекционного тока в различных сечениях лампы будут различны. Вследствие конечности времени пробега ток в данном сечении лампы будет отставать по фазе от напряжения на сетке, причём по мере удаления от катода это отставание по фазе будет возрастать. Индуцированный на сетке заряд будет определяться совокупностью всех электронов, перемещающихся в междуэлектродном пространстве. Наличие указанного сдвига по фазе приведёт к тому, что и суммарный индуцированный ток сетки тоже окажется сдвинутым по фазе, так же, как если бы во входной цепи появилась активная проводимость. Благодаря этому эквивалентная схема входной цепи лампы на ультравысоких частотах может быть представлена в виде активного сопротивления R_{ex} , включённого параллельно ёмкости C_{ex} . С увеличением частоты величина „активной составляющей“ индуцированного тока будет расти, что говорит о том, что величина R_{ex} уменьшается. Как показывают расчёты и измерения, величина R_{ex} может уменьшаться до нескольких сотен омов, и, начиная с определённой частоты, лампа ведёт себя как система с „короткозамкнутым“ входом и теряет способность к усилению.

30.3. Величина индуцированного тока в цепи сетки

Для того, чтобы более детально разобрать процессы, определяющие входное сопротивление лампы на ультравысоких частотах, необходимо перейти к количественным соотношениям. Рассмотрим механизм наведения зарядов за счёт электронов, летящих в плоском диоде от катода к аноду. Когда электрон с зарядом $-e$ покидает катод, на катоде появляется индуцированный заряд $q_1 = +e$. Этот заряд уменьшается по мере того, как электрон удаляется. Одновременно с этим индуцированный на аноде заряд возрастает, так что для всякого момента времени (рис. 30.1)

$$q_1 + q_2 = +e.$$

В момент, когда электрон достигает анода q_1 , становится равным $+e$ и нейтрализуется электроном, а заряд q_2 , индуцированный на катоде, уменьшается до нуля. Изменяющийся по времени индуцированный заряд вызывает ток во внешней цепи, который течёт в течение того времени, пока электрон летит в междуэлектродном пространстве (рис. 30.2).

Для рис. 30.1 имеем следующие соотношения:

$$q_1 + q_2 = +e, \quad (30.1)$$

$$\frac{q_1}{q_2} = \frac{x}{d-x}, \quad (30.2)$$

откуда

$$q_1 = e \frac{d-x}{d}, \quad (30.3)$$

$$q_2 = e \frac{x}{d}. \quad (30.4)$$

Ток, возникающий в анодной цепи диода, будет

$$\frac{dq_1}{dt} = \frac{e}{d} \frac{dx}{dt} = \frac{ex}{d}. \quad (30.5)$$

Если перейти теперь к случаю лампы с управляющей сеткой, то здесь также ток во внешней цепи сетки будет вызываться изменяющимся по времени индуктированными зарядами.

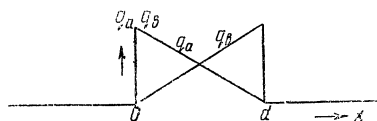


Рис. 30.1. Изменение со временем индуктированного заряда

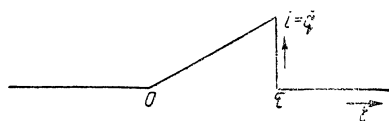


Рис. 30.2. Индуктированный ток за счёт электронов, летящих в междуэлектродном пространстве

Когда заряд переносится группой электронов при плотности заряда ρ в элементарной единице объёма, то

$$di = \frac{\rho}{d} \frac{dx}{dt}. \quad (30.6)$$

Совокупность всех зарядов, движущихся между плоскостями от $x=0$ до $x=d$, будет создавать индуктированный ток на единицу площади

$$I_e = \int_0^d \frac{\rho}{d} \frac{dx}{dt} dx. \quad (30.7)$$

Но $\rho \frac{dx}{dt}$ представляет собой конвекционный ток $I_c(x_1 t)$, проходящий через сечение x в момент времени t . Итак,

только за счёт зарядов, приближающихся к сетке, величина индуцированного тока будет равна

$$I_{e1} = \frac{1}{d} \int_0^d I_c(x, t) dx. \quad (30.8)$$

Таким образом, индуцированный ток за счёт зарядов, приближающихся к сетке, может быть определён, если известна величина конвекционного тока. Результирующий индуцированный ток I_e будет равен

$$I_e = I_{e1} - I_{e2}.$$

Здесь I_{e2} величина тока, индуцированного зарядами, удаляющимися от сетки, которая может также быть выражена через ток проводимости $I_c(x_1 t)$.

30.4. Конвекционный ток

Определим теперь величину конвекционного тока $I_c(x_1 t)$, проходящего в плоскости x в момент времени t , если известна величина конвекционного тока в плоскости катода в момент времени t_0 .

Вернёмся к равенству (19.4) гл. 19

$$I = \epsilon \frac{dE}{dt}. \quad (19.4)$$

Интегрируя это уравнение в пределах от t_0 до t и обозначая $q = \int I dt$, получим

$$\epsilon(E - E_0) = q(t) - q(t_0)$$

или

$$q(t) - \epsilon E = q(t_0) - \epsilon E_0. \quad (30.9)$$

Величина напряжённости поля E является функцией x и t . Возьмём частную производную по t , при $x = \text{const}$, т. е. рассмотрим изменение напряжённости поля со временем в некоторой выбранной точке на расстоянии x от катода.

Тогда

$$I(t) - \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \left[I(t_0) - \epsilon \frac{\partial E_0}{\partial t_0} \right] \frac{\partial t_0}{\partial t} \Big|_{x = \text{const}}. \quad (30.10)$$

В соответствии с равенством (22.1) величина

$$I(t) - \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \rho \frac{dx}{dt} = I_c(x_1 t)$$

представляет собой ток проводимости в точке x для момента времени t , а величина

$$I(t_0) - \varepsilon \frac{\partial E_0}{\partial t_0} = I_c(0, t_0)$$

ток в плоскости $x=0$ в момент времени t_0 .

Итак, на основании (30.10)

$$I_c(x, t) = I_c(0, t_0) \cdot \left. \frac{\partial t_0}{\partial t} \right|_{x=\text{const}}. \quad (30.11)$$

Полученное очень важное соотношение даёт возможность выразить конвекционный ток в плоскости x в момент времени t через ток, который проходил через плоскость $x=0$ в более ранний момент времени t_0 . Множитель $\left. \frac{\partial t_0}{\partial t} \right|_{x=\text{const}}$ показывает изменение тока проводимости при переходе от одной плоскости к другой. Если в качестве плоскости $x=0$ мы будем рассматривать плоскость катода, то ток $I_c(0, t_0)$ будет представлять собой эмиссионный ток катода. В лампе, в которой имеет место насыщенный пространственный заряд, переменное поле на поверхности катода равно нулю и, следовательно, ток смещения отсутствует. Поэтому здесь полный ток лампы равен конвекционному току $I_c(0, t_0)$, который в данном случае может быть определён по ф-ле (19.22).

Остановимся теперь на вычислении производной $\left. \frac{\partial t_0}{\partial t} \right|_x$. Величина x , определяемая ур-нием (19.9) гл. 19, является функцией t_0 и t . Поэтому полный дифференциал этой функции будет

$$dx = \left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{t_0=\text{const}} dt + \left. \frac{\partial x}{\partial t_0} \right|_{t=\text{const}} dt_0. \quad (30.12)$$

Если, в соответствии со сказанным выше, вести рассмотрение для фиксированной точки $x=\text{const}$, то $dx=0$ и на основании (30.12) мы получим

$$\left. \frac{\partial t_0}{\partial t} \right|_{x=\text{const}} = - \frac{\left. \frac{\partial x}{\partial t} \right|_{t_0}}{\left. \frac{\partial x}{\partial t_0} \right|_t}. \quad (30.13)$$

На основании (19.9)

$$\begin{aligned} \frac{\partial x}{\partial t} \Big|_{t_0} &= \frac{I_0 \tau^2}{2} + \frac{I_1}{(i\omega)^2} \left\{ e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} \right\} + \ddot{x}_0 \tau + \dot{x}_0 \\ \frac{\partial x}{\partial t_0} \Big|_t &= -\frac{I_0 \tau^2}{2} + \frac{I_1}{(i\omega)^2} \left\{ -e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} + e^{i\omega t_0} + i\omega \tau e^{i\omega t_0} - \right. \\ &\quad \left. - \frac{(i\omega)^2}{2} \cdot \tau^2 e^{i\omega t_0} \right\} - \ddot{x}_0 \tau + \frac{\tau^2}{2} \cdot \frac{\partial \ddot{x}_0}{\partial t_0} - \dot{x}_0 + \tau \frac{\partial \dot{x}_0}{\partial t_0} \end{aligned}$$

или

$$\frac{\partial x}{\partial t_0} \Big|_t = - \left[\frac{\tau^2}{2} \left(I_0 + I_1 e^{i\omega t_0} - \frac{\partial \ddot{x}_0}{\partial t_0} \right) + \tau \left(\ddot{x}_0 - \frac{\partial \ddot{x}_0}{\partial t_0} \right) + \dot{x}_0 \right],$$

откуда

$$\frac{\partial t_0}{\partial t} \Big|_x = \frac{\frac{I_0 \tau^2}{2} + \frac{I_1}{(i\omega)^2} \left\{ e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} \right\} + \ddot{x}_0 \tau + \dot{x}_0}{\frac{\tau^2}{2} \left(I_0 + I_1 e^{i\omega t_0} - \frac{\partial \ddot{x}_0}{\partial t_0} \right) + \tau \left(\ddot{x}_0 - \frac{\partial \ddot{x}_0}{\partial t_0} \right) + \dot{x}_0} \quad (30.14)$$

Рассмотрим случай, соответствующий насыщенному пространственному заряду. Здесь можно считать, что переменное поле в пространстве между катодом и областью минимального потенциала отсутствует и поэтому полный ток в плоскости катода $I_0 + I_1 e^{i\omega t_0}$ для момента времени t_0 будет соответствовать конвекционному току $I_c(0, t_0)$.

Кроме того, по причинам, которые уже рассматривались, можно принять, что начальная скорость \dot{x}_0 и начальное ускорение \ddot{x}_0 достаточно малы.

Тогда на основании (30.14)

$$\frac{\partial t_0}{\partial t} \Big|_x = \frac{I_0 + \frac{2I_1}{(i\omega\tau)^2} \left[e^{i\omega t} - e^{i\omega t_0} - i\omega \tau e^{i\omega t_0} \right]}{I_c(0, t_0)}. \quad (30.15)$$

Принимая во внимание (30.11), получим

$$I_c(x, t) = I_0 + I_1 \psi_1(\beta) e^{i\omega t}, \quad (30.16)$$

где

$$\psi_1(\beta) = \frac{2}{\beta^2} (1 - e^{-\beta} - \beta e^{-\beta}), \quad \text{а } \beta = i\omega\tau = i\omega(t - t_0).$$

Разлагая $e^{-\beta}$ в ряд, выражение для $\psi_1(\beta)$ можно представить в виде

$$\begin{aligned} \psi_1(\beta) = \frac{2}{\beta^2} (1 - e^{-\beta} - \beta e^{-\beta}) = 1 - \frac{2}{3}\beta + \frac{\beta^2}{4} - \frac{\beta^3}{15} + \\ + \frac{\beta^4}{72} - \frac{\beta^5}{490} + \dots = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2(m+1)(-\beta)^m}{(m+2)!}. \end{aligned} \quad (30.17)$$

Соотношения (30.16) и (30.17) дают возможность определить ток проводимости в момент времени t с помощью величины $\beta = i\omega\tau = i\Theta$, где $\Theta = 2\pi \frac{\tau}{T}$ представляет собой угол пролёта.

Следует иметь в виду, что здесь так же, как и во всех предыдущих выражениях, время пролёта электрона τ между плоскостями $x=0$ и $x=x$ будет, вообще говоря, отличаться от времени пролёта τ_0 , соответствующего случаю, когда между этими плоскостями действует только постоянное поле. Когда переменное поле между плоскостями также имеет место, время которое требуется различным электронам для того, чтобы пройти расстояние x не будет одним и тем же. При больших переменных напряжениях даже среднее значение τ не будет совпадать с τ_0 . Только в том случае, когда переменное напряжение мало, можно считать, что $\tau = \tau_0$ и $\Theta = \Theta_0$.

Вернёмся теперь к вопросу о индуктированном токе I_e , вызываемом током проводимости $I_c(x, t)$.

На основании (30.8) и (30.16) получим

$$I_e = \frac{1}{d} \int_0^d I_c(x_1 t) dx = \frac{1}{d} \int_0^d [I_0 + I_1 \psi_1(\beta) e^{i\omega t}] dx$$

или

$$I_e = I_0 + I_1 \psi_2(\beta) e^{i\omega t}. \quad (30.18)$$

Если постоянная составляющая тока равна нулю, то

$$I_e = I_1 \psi_2(\beta) e^{i\omega t}, \quad (30.19)$$

где

$$\begin{aligned} \psi_2(\beta) = \frac{6}{\beta^3} \left[\beta - 2 + (\beta + 2) e^{-\beta} \right] = 1 - \frac{\beta}{2} + \frac{3\beta^2}{20} - \\ - \frac{\beta^3}{30} + \frac{\beta^4}{168} - \dots = \sum \frac{6(m+1)(-\beta)^m}{(m+3)!}. \end{aligned} \quad (30.20)$$

Соотношения (30.19) и (30.20) дают решение поставленного вопроса.

30.5. Величина входной проводимости лампы, обусловленная инерцией электронов

Мы теперь располагаем необходимыми данными для того, чтобы перейти к определению входной проводимости лампы, обусловленной инерцией электронов. Эта величина является в высшей степени важным параметром, который в значительной степени определяет усилительные свойства лампы на ультравысоких частотах.

Рассмотрим составляющие тока, текущего через лампу, причём начнём с наиболее простого случая плоского диода. Как во внешней цепи, так и между электродами будет проходить полный ток. При отсутствии переменного поля, ток смещения равен нулю и полный ток в междуэлектродном пространстве равен конвекционному току, а во внешней цепи — индуктированному току. На высоких частотах величина полного тока между электродами лампы равна сумме конвекционного тока I_c и тока смещения I_d . Во внешней цепи полный ток можно представить в виде суммы тока смещения через „холодную“ междуэлектродную ёмкость C и индуктированного тока I_e .

Амплитуда полного тока диода I_1 , если её выразить через индуктированный ток, будет равна

$$I_1 = i\omega CU_1 + I_1 \frac{I_e}{I_1}.$$

Здесь C — „холодная“ междуэлектродная ёмкость лампы, а U_1 — амплитуда приложенного напряжения.

Иначе

$$I_1 = U_1 \frac{i\omega C}{1 - \frac{I_e}{I_1}}.$$

Согласно (33.19) отношение амплитуды индуктированного тока I_e к амплитуде I_1 будет равно

$$\frac{I_e}{I_1} = \psi_2(\beta).$$

Следовательно,

$$I = U_1 \frac{i\omega C}{1 - \psi_2(\beta)} = U_1 \frac{2i\omega C}{\beta \psi_3(\beta)} = \frac{2CU_1}{\tau \psi_3(\beta)}, \quad (30\ 21)$$

где

$$\begin{aligned} \psi_3(\beta) &= \frac{2}{\beta} \left\{ 1 - \psi_2(\beta) \right\} = \frac{12}{\beta^4} \left[\frac{\beta^3}{6} - \beta + 2 - (\beta + 2)e^{-\beta} \right] = \\ &= 1 - \frac{3\beta}{10} + \frac{\beta^2}{15} - \frac{\beta^3}{84} + \frac{\beta^4}{560} - \dots \end{aligned} \quad (30\ 22)$$

Перейдём теперь от диода к лампе с управляющей сеткой. Здесь мы получаем весьма интересный результат, заключающийся в том, что полный ток разделяется на составляющие. Конвекционный ток проходит между витками, в то время, как ток смещения замыкается на сетку и проходит через её внешнюю цепь. Определив величину этого тока, мы сможем найти входную проводимость лампы.

Итак, ток, текущий в цепи сетки,

$$i_g = i - i_c(x, t),$$

где i — полный ток, проходящий между катодом и сеткой, а $i_c(x, t)$ — конвекционный ток в плоскости сетки $x = d$ в момент времени t . Как уже указывалось, величина конвекционного тока в различных плоскостях является различной, поэтому существенным является указание на то, каким величинам x и t соответствует значение тока. Рассматривая предыдущее соотношение для переменных составляющих и принимая во внимание ур-ния (19.6) и (30.16), можно написать

$$\begin{aligned} i_g &= i_{mg} e^{i\omega t} = i_1 e^{i\omega t} - i_1 \psi_1(\beta) e^{i\omega t} = \\ &= i_1 \{1 - \psi_1(\beta)\} e^{i\omega t}. \end{aligned} \quad (30.23)$$

На основании (30.21) и (30.23) получим

$$i_g = i_1 [1 - \psi_1(\beta)] e^{i\omega t} = \frac{2C}{\tau} \cdot \frac{1 - \psi_1(\beta)}{\psi_3(\beta)} \cdot U_1. \quad (30.24)$$

Входная проводимость между сеткой и катодом будет равна

$$Y_{gx} = \frac{2C}{\tau} \cdot \frac{1 - \psi_1(\beta)}{\psi_3(\beta)}. \quad (30.25)$$

Для $\beta < 1$ согласно (30.17) и (30.22)

$$1 - \psi_1(\beta) = \frac{2}{3}\beta - \frac{\beta^3}{4} + \frac{\beta^5}{15} - \dots \quad (30.17)$$

$$\psi_3(\beta) = 1 - \frac{3}{10}\beta + \frac{1}{15}\beta^2 + \dots \quad (30.22)$$

$$\frac{1}{\psi_3(\beta)} = 1 + 0,30\beta + 0,02\beta^2 + \dots \quad (30.26)$$

Откуда

$$Y_{ex} = \frac{2C}{\tau_1} \left[\frac{2}{3} \beta - \frac{1}{20} \beta^2 + \dots \right] = \frac{2C}{\tau_1} \left[\frac{2}{3} i\omega\tau + \right. \\ \left. + \frac{1}{20} \omega^2 \tau_1^2 + \dots \right] = g_\tau + i\omega C_{ex}. \quad (30.27)$$

Из этого уравнения мы получаем следующие соотношения для активной составляющей входной проводимости, обусловленной инерцией электронной g_τ и выходной ёмкости C_{ex} ,

$$C_{ex} = \frac{4}{3} C_0, \quad (30.28)$$

$$g_\tau = \frac{2C_0}{\tau_1} \frac{1}{20} \omega^2 \tau_1^2. \quad (30.29)$$

Соотношение (30.28) говорит о том, что входная ёмкость лампы в динамическом режиме в $\frac{4}{3}$ раза больше ёмкости C_0 , соответствующей входной ёмкости для невключённой лампы. Это обстоятельство можно понимать в том смысле, что наличие в междуэлектродном пространстве электронного потока изменяет диэлектрическую постоянную среды.

Переходя к выражению для входной проводимости g_τ , преобразуем множитель $\frac{2C_0}{\tau}$ с тем, чтобы получить более удобный для дальнейшего результат. Заметим, что во всех наших соотношениях мы оперируем с величинами, относящимися к единице площади плоских поверхностей. Таким образом, C_0 представляет собой ёмкость на единицу площади и, следовательно, равна $\frac{\varepsilon}{x}$, где x — расстояние между плоскостями. Что касается времени пролёта τ_1 между плоскостями, то согласно соотношению (19.19) гл. 19 оно равно

$$\tau_1 = 5 \cdot 10^{-8} \frac{x}{(U_b - U_a)^{1/2}}.$$

Таким образом,

$$\frac{2C_0}{\tau_1} = 2 \frac{\varepsilon}{x} \cdot \frac{1}{5} \cdot 10^8 \frac{(U_b - U_a)^{1/2}}{x}.$$

Но согласно (19.21) величина тока эквивалентного диода равна

$$i_0 = \frac{8}{30} \cdot 10^8 \cdot \frac{\varepsilon}{x} \cdot \frac{(U_b - U_a)^{3/2}}{x}. \quad (19.21)$$

Дифференцируя выражение для i_0 , находим, что крутизна характеристики эквивалентного диода равна

$$S = \frac{di}{du} = \frac{2C_0}{\tau}.$$

Таким образом,

$$g_{\tau} = \frac{1}{20} S \omega^2 \tau_1^2 = \kappa_1 S \omega^2 \tau_1^2 = \kappa' f^2, \quad (30.30)$$

где $\kappa' = \kappa_1 4\pi^2 S \tau_1^2$.

Здесь κ_1 — постоянный коэффициент, зависящий от конструкции, который для случая плоской конструкции равен 1/20. Заметим, что в приведённом выше анализе^[62] мы не учитывали влияния области, расположенной за управляющей сеткой. Его можно учесть теми же методами, какие были изложены выше, однако, результаты в этом случае получаются значительно более громоздкими. Не останавливаясь на промежуточных выкладках, дадим для этого случая окончательные выражения для g_{τ} и C_{ex} в той форме, как это было сделано Норсом.

При малых углах пролёта для плоской конструкции

$$g_{\tau} = \frac{1}{R_{ex\tau}} = \frac{S'}{180} \left[(9\Theta_1^2 + 44\Theta_1\Theta_2 + 45\Theta_2^2) - \right. \\ \left. - \frac{2}{k+1} (17\Theta_1 + 35\Theta_2) + 20 \frac{\Theta_2^2}{(k+1)^2} \right]. \quad (30.31)$$

Здесь

$$\Theta_1 = \omega \tau_1 = 2\pi \frac{\tau_1}{T}; \quad \Theta_2 = \omega \tau_2 = 2\pi \frac{\tau_2}{T}; \quad k = b\sqrt{\mu},$$

где τ_1 — время пролёта между катодом и управляющей сеткой g_1 ,

τ_2 — время пролёта между g_1 и g_2 ,

μ — усилительная постоянная лампы, а b представляет собой коэффициент пропорциональности. Что касается S' , то эта величина для лампы с экранирующей сеткой равна $S' = \frac{I_a + I_{g2}}{I_a} S$, где S — табличная крутизна.

Следует иметь в виду, что (30.31) относится к случаю, когда $\Theta_1 < 1$ и $\Theta_2 < 1$. При значительных углах пролёта приходится пользоваться более сложными выражениями.

Если лампа имеет достаточно большую усилительную постоянную μ , то в ур-нии (30.31) членами, содержащими коэффициент k , оказывается возможным пренебречь.

Тогда можно написать

$$g_\tau = \frac{S' \omega^2 \tau^2}{180} \left\{ 9 + 44 \frac{\tau_2}{\tau_1} + 45 \left(\frac{\tau_2}{\tau_1} \right)^2 \right\} \quad (30.32)$$

или

$$g_\tau = \kappa_1 S' \omega^2 \tau_1^2. \quad (30.33)$$

Здесь коэффициент κ_1 для ламп плоской конструкции, которые мы сейчас рассматриваем, будет равен

$$\kappa_1 = \frac{1}{180} \left[9 + 44 \frac{\tau_2}{\tau_1} + 45 \left(\frac{\tau_2}{\tau_1} \right)^2 \right].$$

Если $\tau_2 \ll \tau_1$, то величина κ_1 равна $1/20$, что соответствует значению, полученному нами раньше (см. 30.30).

Выражение для входной проводимости, обусловленной инерцией электронов, записанное в виде соотношения (30.33), будет верно и для цилиндрических электродов, однако, здесь для коэффициента κ_1 уравнение будет другим.

Важно отметить, что, как видно из (30.32) влияние времени пролёта τ_2 в ряде случаев является весьма существенным и им нельзя пренебречь.

Если $\tau_1 = \tau_2$, что на практике не имеет места, то область между управляющей и экранирующей сетками влияет на входную проводимость в 10 раз сильнее, чем область между управляющей сеткой и катодом. Обычно $\tau_1 = 5 \div 10 \tau_2$ и в этом случае влияния обеих областей на входную проводимость оказываются одного порядка. Во всех наших рассуждениях мы не принимали во внимание время пролёта между экранной сеткой и анодом, равное τ_3 . Это время достаточно мало, так как здесь на электрон действуют сильные поля и при нормальном режиме лампы величиной τ_3 оказывается возможным пренебречь по сравнению с общим временем пролёта от катода до анода.

30.6. Влияние индуктивности ввода катода на величину входной проводимости лампы

Помимо времени пролёта на величину входной проводимости на ультравысоких частотах существенно влияет и наличие индуктивности ввода катода. В усилительных лампах обычного типа индуктивность ввода имеет порядок $L_k = 4 \cdot 10^{-8}$ гн. Чем толще и короче вводы, тем меньше величина их индуктивности. В лампах, специально предназначенных для работы на ультравысоких частотах, L_k заметно меньше. Наличие индуктивности в цепи катода L_k вызывает своеобразную обратную связь по току и создаёт дополнительный сдвиг фаз между i_g и u_k .

В этом случае напряжение, действующее на внешних зажимах лампы, u_{gx} будет создаваться напряжением, подводимым к сетке, $u_g = U_{mg} e^{i\omega t}$ и напряжением обратной связи $u_g = i\omega L_k i_a = i\omega L_k S U_{mg} e^{i\omega t}$.

Итак,

$$u_{gx} = u_g + u_g = U_{mg} (1 + i\omega L_k S) e^{i\omega t}.$$

С другой стороны, мы можем написать, если обозначим через i_{gx} величину тока, текущего во входной цепи лампы,

$$u_g = i_{gx} \frac{1}{i\omega C_{gk}}$$

или

$$i_{gx} = I_{mg} e^{i\omega t} = U_{mg} i\omega C_{gk} e^{i\omega t}.$$

Входная проводимость лампы будет равна

$$Y_L = \frac{i_{gx}}{u_{gx}} = \frac{i\omega C_{gk}}{1 + i\omega L_k S} = \frac{i\omega C_{gk} (1 - i\omega L_k S)}{1 + \omega^2 L_k^2 S^2}.$$

Здесь всюду S представляет собой крутизну по току в катоде. Перепишем полученный результат в следующем виде

$$Y_L = \frac{\omega^2 L_k S C_{gk}}{1 + \omega^2 L_k^2 S^2} + i \frac{\omega C_{gk}}{1 + \omega^2 L_k^2 S^2},$$

откуда

$$g_L = \frac{\omega^2 L_k S C_{gk}}{1 + \omega^2 L_k^2 S^2},$$

$$C_{gx} = \frac{C_{gk}}{1 + \omega^2 L_k^2 S^2}.$$

Так как L_k очень мало, обычно $\omega^2 L_k^2 S^2 \ll 1$. Тогда дополнительная активная проводимость, появляющаяся за счёт обратной связи, вызванной наличием индуктивности ввода катода, определится соотношением

$$g_L = \omega^2 L_k S C_{gk} = x'' f^2. \quad (30.34)$$

Если $\omega^2 L_k^2 S^2 \ll 1$, то индуктивность ввода катода не влияет на входную ёмкость лампы и $C_{ex} = C_{gk}$. Следует заметить, что мы рассматривали отдельно влияние инерции электронов и индуктивности вводов на входную проводимость лампы. В реальной лампе оба эти фактора на ультравысоких частотах действуют одновременно, что значительно осложняет рассмотрение вопроса. Однако, без большой погрешности можно принять, что суммарная проводимость лампы будет равна сумме проводимостей Y_r и Y_L . Этим обстоятельством обычно и пользуются при расчётах.

30.7. Расчёт величины входной проводимости лампы

Приведённые выше соотношения очень важны для понимания факторов, определяющих величину входного сопротивления лампы на увч. Однако, непосредственное их использование при технических расчётах связано с затруднениями вследствие известной сложности вычислений, а главное вследствие необходимости знать конструктивные размеры электродов, которые не всегда бывают известны лицу, ведущему расчёт. Поэтому желательно придать приведённым соотношениям более удобную для технических расчётов форму.

Суммарная входная проводимость лампы может быть записана в виде

$$g_{ex} = \frac{1}{R_{ex}} = g_r + g_L + g_k.$$

Здесь последний член соответствует проводимости сеточной цепи, обусловленной теми же причинами, которые действуют на низких радиочастотах. Эта проводимость в диапазоне ультравысоких частот мала по сравнению с другими составляющими и ей оказывается возможным пренебречь.

Поэтому

$$\frac{1}{R_{ex}} = (x' + x'') f^2 \quad (30.35)$$

или, обозначая $K = \frac{1}{x' + x''}$, получим

$$R_{ex} = \frac{K}{f^2}. \quad (30.36)$$

В помещённой ниже таблице приведены значения коэффициента K для некоторых типов наших ламп. Значения K в табл. 30.1 даны *мгом мггц*³.

Таблица 30.1

Тип лампы	K
6K7, 6SK7	20
6Л7	6,6
954 (пентод-жёлудь)	200
1851, 1852, 6AC7	7,7
1853	15,6
2K2M (малогабарит- ный пентод двух- вольтовой серии)	65
6AK5	70

Расчёт по ф-ле (30.36) неоднократно сравнивался с данными измерений, причём во всех случаях совпадение результатов было достаточно удовлетворительным.

Литература: 34, 43, 70.

ГЛАВА 31

УСИЛЕНИЕ НА УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

31.1. Вводные замечания

По мере повышения частоты приходится сталкиваться с всё большими трудностями при получении достаточного усиления на частоте сигнала. Лампы обычных типов вследствие уменьшения величины входного сопротивления теряют свои усилительные свойства на частотах порядка 150—200 *мггц*. Начиная от этих частот и до 400—450 *мггц*, в качестве усилительных ламп обычно используют пентоды миниатюрного типа, обладающие малым временем пролёта и незначительной индуктивностью вводов. На более высоких частотах стремление увеличить отношение сигнала к шуму привело к использованию триодов специальной конструкции, работающих в схемах с заземлённой сеткой. Такие триоды так называемого „маячкового“ типа вполне удовлетворительно работают на частотах до 3000 *мггц*^[76].

Наконец, на ещё более высоких частотах усиление непосредственно на частоте сигнала не удаётся обеспечить: здесь уже в качестве первого элемента приёмника включают не усилительную ступень, а кристаллический преобразователь частоты. В этой главе мы рассмотрим в первую очередь усилители на пентодах, а затем перейдём к разбору работы усилителей на триодах с заземлённой сеткой.

31.2. Предельные частоты усилителя

Известно, что начиная с коротковолновой части диапазона метровых волн не так легко добиться того, чтобы усилительная ступень действительно давала усиление.

Не следует думать, что это обстоятельство связано с ухудшением контуров на этих частотах.

При использовании материалов хорошего качества, например, высокочастотной керамики, можно получить преобладающие потери в катушке над другими видами потерь в контуре. Так как затухание за счёт потерь в катушке, на ультравысоких частотах обратно пропорционально корню квадратному из ча-

стоты (см, гл. 33), то, как показывает опыт, на метровых волнах удаётся получить Q порядка 500. При $C=30$ мкмкф и $\lambda=3$ м ($f=100$ мГц), это соответствует резонансному сопротивлению контура R_a , равному 25 000 ом. При таком значении Q , даже при посредственной лампе, можно было бы получить усиление, значительно превышающее величину устойчивого усиления на этой частоте, если бы не существовали другие причины, ограничивающие величину усиления.

Из этих причин следует в первую очередь назвать шунтирующее влияние входного сопротивления лампы, которое на ультравысоких частотах определяется инерцией электронов и индуктивностью вводов, и величина которого оказывается обратно пропорциональной квадрату частоты, как это было показано в предыдущей главе. Уже на метровых волнах величи-

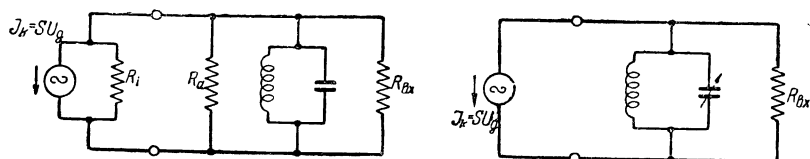


Рис. 31.1. Эквивалентная схема с генератором тока

на R_{ax} может быть очень мала. Так например, для пентода вч 6АС7 при $\lambda=1$ м $R_{ax}=85$ ом. Таким образом, на ультравысоких частотах входное сопротивление лампы обычно значительно меньше резонансного сопротивления нагрузки. Тогда при приключении сеточной цепи лампы ко всему контуру коэффициент усиления ступени будет равен (рис. 31.1)

$$K(f_0) = SR_{ax}. \quad (31.1)$$

При достаточно малом R_{ax} коэффициент усиления становится меньше единицы. Как было показано в гл. 30,

$$R_{ax} = \frac{K}{f^2}.$$

Поэтому существует некоторая предельная частота, при превышении которой усилитель начинает давать ослабление. Эта предельная частота определяется из условия

$$f = \sqrt{SK \cdot 10^3}. \quad (31.2)$$

Здесь частота выражена в мегагерцах, коэффициент K в мгом/мГц², крутизна характеристики в ма/в. В табл. 31.1

приведены предельные частоты для некоторых типов ламп, подсчитанные по ф-ле (31.2).

Таблица 31.1

Тип лампы	K	S	f мггц	$\lambda_{см}$
6К7	20	1,45	170	177
1851, 1852, 6АС7	7,7	8,0	248	121
1853	15,6	4,0	250	120
954	200	1,4	525	57

Из этой таблицы видно, что на волнах короче, примерно, 2 м применение обычных типов ламп уже не является эффективным, в то время, как лампы-жёлуди могут быть использованы даже в длинноволновой части дециметрового диапазона.

31.3. Применение резонансного контура как элемента согласования в усилителе увч

Вместо того, чтобы производить полное включение сетки лампы последующей ступени относительно резонансного контура, можно воспользоваться этим контуром в качестве

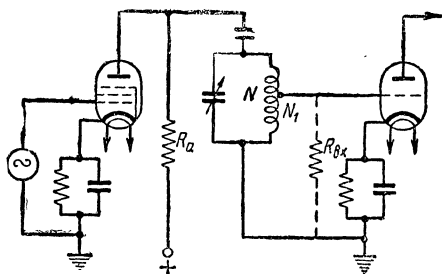


Рис. 31.2. Схема с неполным включением со стороны сетки

трансформатора с тем, чтобы осуществить согласование между анодной цепью предыдущей ступени и входным сопротивлением лампы R_{ex} . При этом удастся заметно увеличить величину усиления. Согласования можно добиться, используя, например, схему рис. 31.2.

Тогда

$$K(f_0) = SR_{\Pi} m = S \frac{m R_a \frac{R_{ex}}{m^2}}{R_a + \frac{R_{ex}}{m^2}} = \frac{S R_a R_{ex} m}{m^2 R_a + R_{ex}}. \quad (31.3)$$

Определим величину коэффициента включения m , соответствующую максимуму усиления $\left(m = \frac{N_1}{N}\right)$.

Из условия

$$\frac{dK}{dm} = 0.$$

Находим

$$m^2 R_a = R_{ex}.$$

Таким образом, оптимальный коэффициент включения будет

$$m_{opt} = \sqrt{\frac{R_{ex}}{R_a}}. \quad (31.4)$$

Максимальный коэффициент усиления оказывается при этом равным^[36]

$$K(f_0)_{max} = \frac{m}{2} S R_a = \frac{S \sqrt{R_a R_{ex}}}{2}. \quad (31.5)$$

Увеличение коэффициента усиления при подборе оптимальной точки включения может быть довольно заметным по сравнению со случаем полного подключения лампы ко всему контуру, как это видно из приводимого ниже примера расчёта. Это обстоятельство является вполне естественным, так как при полном включении лампы следующей ступени мы имеем дело с резко рассогласованной нагрузкой.

31.4. Пример расчёта

Определим коэффициент усиления для схемы рис. 31.2 для случаев, когда со стороны следующей ступени имеет место полное включение, а также, когда выбрана оптимальная точка включения. В ступени используется лампа 6АС7, для которой $S = 8 \text{ ма/в}$; $K = 7,7$; $C_{ex} + C_{вых} = 20 \text{ мкмкф}$.

Пусть $R_a = 5000 \text{ ом}$, $f = 150 \text{ мггц}$.

Входное сопротивление лампы на ультравысоких частотах будет

$$R_{ex} = \frac{K}{f^2} = \frac{7,7}{(150)^2} = 0,34 \cdot 10^{-3} \text{ мгом} = 340 \text{ ом}.$$

Найдём коэффициент усиления ступени при полном включении $\left(R_{II} = \frac{R_a R_{sx}}{R_a + R_{sx}} = 318\right)$

$$K(f_0) = 8 \cdot 10^{-3} \cdot 318 = 2,55.$$

Определим теперь результат при оптимальной точке включения.

Здесь

$$K(f_0) = \frac{S \sqrt{R_a R_{sx}}}{2} = \frac{8 \cdot 10^{-3} \sqrt{5 \cdot 10^{-3} \cdot 340}}{2} = 5,2.$$

Таким образом, для рассматриваемого случая одна ступень при неполном включении даёт почти такое же усиление, как и две ступени, в которых всё напряжение с нагрузки снимается на следующую лампу. В самом деле для двухступенного усилителя с полным включением мы получили бы

$$K^2(f_0) = (2,55)^2 = 6,5.$$

Полученный с первого взгляда несколько парадоксальный результат обуславливается особенностями диапазона. На длинноволновом, и даже на коротковолновом диапазоне, входное сопротивление усилителя обычно настолько велико, что оно существенным образом не влияет на сопротивление нагрузки предыдущей лампы. Здесь при неполном включении мы снимаем часть напряжения с выходной нагрузки, в то время как общее сопротивление нагрузки усилителя не зависит от точки включения. На ультравысоких частотах, когда входное сопротивление очень мало, дело обстоит существенно иным образом. В зависимости от величины коэффициента включения сопротивление нагрузки лампы резко меняется, причём при коэффициенте включения, близком к единице, общее сопротивление нагрузки определяется входным сопротивлением. При подобных условиях, как было показано выше, максимум усиления соответствует согласованной нагрузке.

Следует иметь в виду, что здесь в зависимости от коэффициента включения существенно изменяется и ширина полосы пропускания.

В гл. 21 было показано, что для ширины полосы пропускания может быть дано следующее выражение

$$\Delta F = \frac{1}{2\pi C R_{II}} \cdot \sqrt{\sigma_1^2 - 1}. \quad (31.6)$$

Здесь: R_{II} — шунтирующее сопротивление, определяющее потери в системе, а σ_1 — коэффициент частотных искажений.

Воспользуемся этой формулой для определения ширины полосы пропускания применительно к данным нашего расчёта, полагая $\sigma_1 = \sqrt{2}$.

Для схемы полного включения

$$R_{II} = \frac{R_a R_{вых}}{R_a + R_{вых}} = 318 \text{ ом}; \Delta F = \frac{1}{2\pi C R_{II}} = \frac{1}{2\pi \cdot 3 \cdot 10^{-11} \cdot 318} = \\ = 16,6 \cdot 10^6 \text{ гц},$$

где $C = C_{вх} + C_{вых} + C_m = 7 + 13 + 10 = 30 \text{ мкмкф}$.

Итак,

$$\Delta F = 16,6 \text{ мггц}.$$

Для схемы неполного включения

$$R_{II} = \frac{R_a}{2} = 2500 \text{ ом}; \quad m = \sqrt{\frac{R_{вх}}{R_a}} = \sqrt{\frac{340}{5 \cdot 10^3}} = 0,26,$$

$$C = C_{вых} + m^2 C_{вх} = 18 + (0,26)^2 \cdot 12 = 18,8 \text{ мкмкф},$$

$$\Delta F = \frac{1}{2\pi C R_{II}} = \frac{1}{2\pi \cdot 18,8 \cdot 10^{-12} \cdot 2,5 \cdot 10^3} = 3,4 \cdot 10^6 \text{ гц}$$

или

$$\Delta F = 3,4 \text{ мггц}.$$

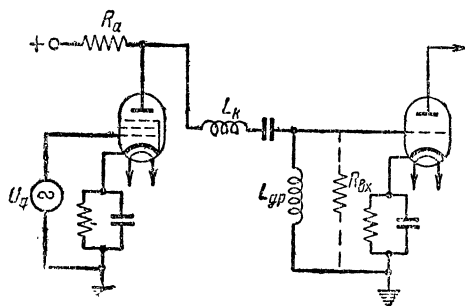
Итак, для рассматриваемого случая только за счёт использования схемы неполного включения мы имеем при той же неравномерности усиления, сокращение полосы пропускания приблизительно в 5 раз.

31.5. Схема усилителя с последовательным включением индуктивности

В усилителях высокой частоты, работающих, главным образом, в диапазоне от 0,8 до 3 м, в некоторых случаях используется схема, представленная на рис. 31.3, особенностью которой является включение индуктивности контура между анодом предыдущей и сеткой последующей ступеней.

Эта схема представляет собой разновидность схемы с неполным включением как со стороны сетки, так и со стороны анода, причём величина коэффициентов включения определяется ёмкостями анодной цепи $C_a = C_{вых} + C_{ма}$ и сеточной

цепей $C_g = C_{\text{вн}} + C_{\text{мг}} + C_{\text{др}}$. Здесь $C_{\text{др}}$ — собственная ёмкость дросселя, а $C_{\text{ма}}$ и $C_{\text{мг}}$ — ёмкости монтажа соответствующих цепей. Очевидно, что коэффициенты включения со стороны



анода и со стороны сетки будут определяться приводимыми ниже соотношениями (рис. 31.4)

$$m_g = \frac{C}{C_g}, \text{ где } C = \frac{C_g C_a}{C_a + C_g}$$

или

$$m_g = \frac{C_a}{C_a + C_g}. \quad (31.7)$$

Аналогичным образом

$$m_a = \frac{C_g}{C_a + C_g}. \quad (31.8)$$

Рис. 31.3. Схема с последовательным включением индуктивности

Так как в данной схеме общее сопротивление нагрузки обуславливается пересчитанными сопротивлениями R_a и R_{ax} , то коэффициент усиления ступени будет равен

$$K(f_0) = S R_{\Pi} m_a m_g = S \frac{R_a R_{\text{ax}} m_a m_g}{R_a m_g^2 + R_{\text{ax}} m_a^2}$$

или

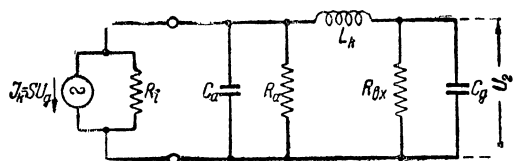


Рис. 31.4. Эквивалентная схема для рис. 31.3.

$$K(f_0) = S R_a R_{\text{ax}} \frac{x}{R_{\text{ax}} x^2 + R_a}, \quad (31.9)$$

где

$$x = \frac{m_a}{m_g} = \frac{C_g}{C_a}.$$

Наибольший коэффициент усиления соответствует условию

$$R_{\text{ax}} x^2 = R_a.$$

Это условие можно написать также в следующем виде

$$\frac{C_g}{C_a} = \sqrt{\frac{R_a}{R_{ax}}}. \quad (31.10)$$

Эта формула определяет наивыгоднейшее соотношение между ёмкостями при заданных величинах R_a и R_{ax} . Для того, чтобы получить максимальное усиление ступени, в некоторых случаях приходится помимо междуэлектродных ёмкостей вводить также дополнительные ёмкости. Ввиду того, что на достаточно высоких частотах $R_a > R_{ax}$, следует добиваться такого подбора параметров, чтобы получить $C_g > C_a$. Другими словами, надо увеличивать ёмкость в цепи сетки. Величина дополнительного конденсатора определится из условия

$$C_1 = C_a \sqrt{\frac{R_a}{R_{ax}}} - (C_{ax} + C_{mg}). \quad (31.11)$$

Общая ёмкость, входящая в контур, будет равна

$$C = \frac{C_g C_a}{C_a + C_g} = C_a \frac{x}{1+x},$$

где

$$x = \frac{C_g}{C_a}.$$

При работе на достаточно высоких частотах не всегда удаётся обеспечить оптимальное соотношение ёмкостей, так как для получения нужной частоты приходится использовать столь малую индуктивность, что индуктивности подводящих проводников начинают определять параметры контура. Если нельзя выбрать оптимального соотношения ёмкостей, то следует взять ту минимальную индуктивность, при которой паразитные параметры ещё не слишком сильно сказываются, и затем так подобрать ёмкость C_1 , чтобы обеспечить работу на требуемых частотах.

Вернёмся теперь к выражению для коэффициента усиления ступени. При $R_{ax} x^2 = R_a$, получим

$$K(f_0) = \frac{S}{2} \sqrt{R_a R_{ax}}. \quad (31.12)$$

Это соотношение определяет наибольшее усиление ступени, которое может быть получено при заданных величинах S , R_{ax} и R_a .

Оно полностью совпадает с соотношением (31,5).

31.6. Двухтактная схема усиления высокой частоты

В тех случаях, когда требуется обеспечить симметрию входа, а также свести до минимума влияние входных сопротив-

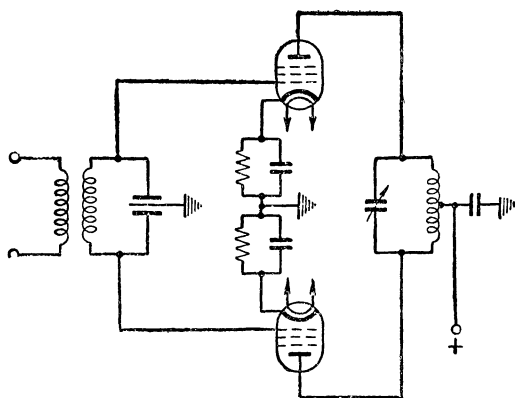


Рис. 31.5. Двухтактная схема усиления

лений ламп на параметры входного контура, иногда применяют двухтактную схему усиления высокой частоты (рис. 31.5). Рассмотрим вопрос о коэффициенте усиления двухтактного усилителя, эквивалентная схема которого представлена на рис. 31.6.

На основании эквивалентной схемы имеем

$$I_a = \frac{2\mu U_g}{2R_i + R_{II}} = S U_g \quad (2R_i \gg R_{II}).$$

Здесь U_g напряжение, подводимое к зажимам сетка—катод каждой из ламп двухтактной схемы. Напряжение на анодной нагрузке будет равно

$$U_2 = I_a R_{II} = S U_g R_{II}.$$

Под коэффициентом усиления здесь следует понимать отношение напряжения на анодной нагрузке к напряжению $2U_g$ на зажимах входного контура или, другими словами, отношение напряжения между анодами к напряжению между сетками. Таким образом,

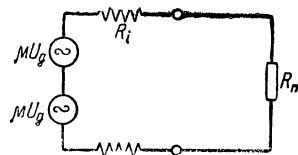


Рис. 31.6. Эквивалентная схема для рис. 31.5

$$K(f_0) = \frac{U_2}{2U_g} = \frac{SR_{II}}{2}.$$

Итак, коэффициент усиления двухтактного усилителя равен

$$K(f_0) = \frac{SR_{II}}{2}. \quad (31.13)$$

Как уже было отмечено, одним из основных преимуществ двухтактной схемы является то, что влияние ламп на контур в пепи сетки здесь будет меньше, чем в однотактной схеме. В самом деле, учитывая, что коэффициент включения со стороны сетки для каждой из ламп здесь равен $m=0,5$, получаем, что эквивалентная ёмкость и эквивалентное шунтирующее сопротивление, вносимое за счёт каждой из ламп, будут равны:

$$C' = m^2 C_{sx} = 0,25 C_{sx}; \quad R'_{ш} = \frac{R_{sx}}{m^2} = 4R_{sx}.$$

Результирующий эффект за счёт обеих ламп, которые предполагаются одинаковыми, будет

$$C_s = 0,5 C_{sx}; \quad R_{ш} = 2R_{sx}.$$

Таким образом, ёмкость, вносимая за счёт входных ёмкостей ламп, будет в два раза меньше, а входное сопротивление в два раза больше, чем в однотактной схеме. Если результирующие потери будут определяться только входным сопротивлением ламп, то

$$K(f_0) = \frac{SR_{II}}{2} = \frac{SR_{ш}}{2} = SR_{sx}.$$

Следовательно, усиление двухтактного усилителя будет такое же, как и для однотактной схемы с полным включением лампы относительно контура. В то же время, в связи с тем, что коэффициент передачи входного устройства прямо пропорционален квадратному корню из сопротивления эквивалентного шунта, здесь мы можем получить увеличение коэффициента передачи в 1,41 раза и благодаря этому выиграть в величине отношения сигнала к шуму.

Подача напряжения на двухтактный усилитель высокой частоты осуществляется либо с контура входного устройства, как на рис. 31.5, либо с предыдущего, также двухтактного усилителя. Переход с двухтактной схемы на однотактную удобнее всего сделать, используя между ступенями двухконтурный фильтр.

Литература: 36, 70, 72.

ГЛАВА 32

УСИЛИТЕЛИ НА ТРИОДАХ С ЗАЗЕМЛЕННОЙ СЕТКОЙ

32.1. Вводные замечания

В предыдущих главах мы занимались анализом различных вариантов схем с заземлённым катодом. Однако, ещё в гл. 23 было обращено внимание на то, что возможны и другие способы включения усилительной лампы, в частности, такие включения, когда в качестве общей точки для входной и выходной цепи усилительной лампы взята управляющая сетка. Усилители этого типа имеют сейчас широкое применение на ультравысоких частотах вплоть до волн 15—20 см. В настоящей главе мы рассмотрим основные свойства усилителей с заземлённой сеткой.

32.2. Эквивалентные схемы усилителя с заземлённой сеткой

Схема усилителя высокой частоты с заземлённой сеткой приведена на рис. 32.1. Ёмкость C_{ag} , которая является причиной паразитной обратной связи в усилителях с заземлённым

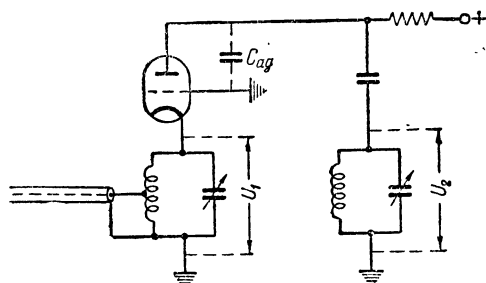


Рис. 32.1. Схема усилителя с заземлённой сеткой

катодом, здесь входит в выходной контур, который включается между анодом и управляющей сеткой. В схеме с заземлённой сеткой, паразитной ёмкостью связи является ёмкость

между анодом и катодом, которая благодаря заземлению управляющей сетки оказывается резко уменьшенной.

Принципиальная схема рис. 32.1 эквивалентна схеме рис. 32.2, которую, в свою очередь, можно заменить схемой, изображенной на рис. 32.3. С этой схемой мы уже встречались в гл. 20. В ней Y_a , Y_g и Y_{ag} представляют собой комплексные

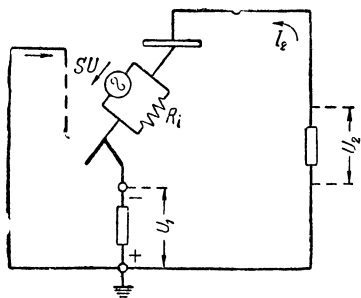


Рис. 32.2. Эквивалентная схема рис. 32.1

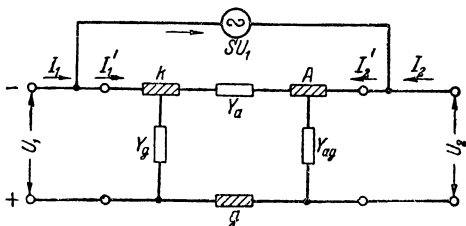


Рис. 32.3. Усилитель с заземленной сеткой как активный четырехполюсник

проводимости между соответствующими электродами, а SU_1 соответствует величине тока, развиваемого эквивалентным генератором, действующим между анодом и катодом (S — крутизна характеристики лампы).

Анализ этой схемы, выполненный в гл. 20, приводит к уравнениям (20.27) и (20.28), которые мы здесь выпишем ещё раз [62]

$$I_1 = (S + Y_g + Y_a)U_1 - Y_a U_2, \quad (20.27)$$

$$I_2 = -(S + Y_a)U_1 + (Y_a + Y_{ga})U_2. \quad (20.28)$$

Эти соотношения являются основными соотношениями для усилителей с заземленной сеткой. Они дают возможность определить все параметры усилителя.

32.3. Входная проводимость

Воспользуемся соотношением (20.27) для того, чтобы определить входную проводимость усилителя с заземленной сеткой. Для лампы, работающей в режиме короткого замыкания, т. е. когда $U_2 = 0$, входная проводимость будет равна

$$Y_{вх} = \frac{I_1}{U_1} = S + Y_g + Y_a. \quad (32.1)$$

Принимая во внимание, что $S + Y_g \gg Y_a$, мы получим

$$Y_{ax} = S + Y_g. \quad (32.2)$$

К этому же соотношению можно было бы прийти и из простых соображений физического характера.

Если иметь в виду случай высоких частот, который нас сейчас интересует, то можно считать, что полный ток, текущий через лампу, состоит из тока проводимости, или, как иначе говорят, конвекционного тока, и из индуктированного тока I_e . Для лампы с заземлённым катодом при достаточном μ лампы и при условии, что на сетке имеет место отрицательный потенциал, полный ток разделяется следующим образом: ток проводимости проходит между витками сетки, направляясь на анод, в то время как индуктированный ток замыкается на сетку и проходит через её внешнюю цепь (см. гл. 32). Входная проводимость в цепи сетки равна отношению этого тока к напряжению U_1

$$Y_g = \frac{I_e}{U_1},$$

а входной ток

$$I_{ax} = I_e = Y_g U_1.$$

В схеме с заземлённой сеткой во внешней цепи между сеткой и катодом проходит полный ток лампы, т. е.

$$I_1 = I_a + I_e = I_x. \quad (32.3)$$

Если учесть, что

$$S = \frac{I_a}{U_1}; \quad Y_g = \frac{I_e}{U_1},$$

то мы приходим к тому же соотношению (32.2). При этом мы принимаем, что лампа является линейным устройством, для которого крутизна характеристики всюду постоянна.

То обстоятельство, что входной ток усилителя с заземлённой сеткой $I_1 = I_x$ равен сумме входного тока усилителя с заземлённым катодом I_e и конвекционного тока I_a , казалось бы, позволяет заключить, что активная составляющая входной проводимости здесь больше, чем в усилителе с заземлённым катодом. Однако, такое заключение применительно к общему случаю не является верным.

Соотношение между вещественными составляющими токов существенным образом зависит от времени пролёта электронов. Это соотношение может быть охарактеризовано с помощью графика рис. 32.4. Из этого чертежа видно, что при малых величинах угла пролёта $\omega\tau$, т. е. при низких радиочастотах, составляющая тока I_e очень мала. Таким образом, величина Y_g , соответствующая входной проводимости лампы с заземлённым катодом, также очень мала, в то время, как величина $Y_{ex} \approx S$, соответствующая входной проводимости лампы с заземлённой сеткой, значительна. Следовательно, на низких радиочастотах, входное сопротивление лампы с заземлённой сеткой $R_{ex} = \frac{1}{S}$, имеющее величину порядка несколь-

ких сотен ом, оказывается значительно меньше входного сопротивления лампы с заземлённым катодом.

Следует отметить, что в предыдущих рассуждениях мы не учитывали в усилителе с заземлённым катодом составляющей проводимости, обусловленной током, текущим через ёмкость сетка — анод. Другими словами, мы сравнивали усилитель на триоде с заземлённой сеткой с имеющим равную крутизну пентодом, работающим в схеме с заземлённым катодом.

Перейдём теперь к случаю, когда угол пролёта достаточно велик. Здесь, как видно из рис. 32.4, при значениях $\omega\tau$, лежащих в пределах, примерно, от 4 до 8, ток I_x будет меньше, чем индуктированный ток I_e . Таким образом, при углах пролёта, соответствующих достаточно высоким частотам, входная проводимость лампы с заземлённой сеткой будет меньше, чем для лампы с заземлённым катодом.

Так как на ультравысоких частотах используются лампы, для которых время пролёта имеет порядок $\tau = 5 \cdot 10^{-10}$ секунд, то на волнах короче, примерно, 25 см схема с заземлённой сеткой имеет преимущества в отношении величины входной проводимости.

Следует иметь в виду, что до сих пор мы рассматривали случай, когда в цепи анода лампы течёт ток короткого замыкания. Учитывая характер нагрузки, которая может использоваться в усилителях, работающих на ультравысоких частотах,

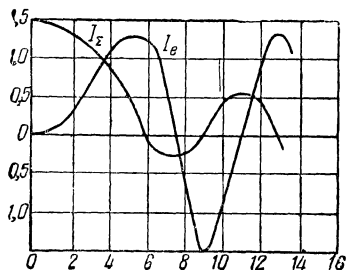


Рис. 32.4. Зависимость суммарного и конвекционного тока от угла пролёта

можно утверждать, что применительно к пентоду, работающему в схеме с заземлённым катодом, мы будем иметь в анодной цепи ток короткого замыкания как при отсутствии нагрузки, так и при её наличии. Здесь величина входного сопротивления не будет зависеть от нагрузки. Что же касается триода с заземлённой сеткой, то для него наличие нагрузки существенно повлияет на величину входной проводимости, а следовательно, и на величину входного сопротивления. При наличии нагрузки величина переменной составляющей тока во входной цепи уменьшается и, следовательно, входное сопротивление лампы растёт.

Таким образом, преимущества триодов с заземлённой сеткой по сравнению с пентодами, работающими в схемах с заземлённым катодом, при наличии нагрузки становятся в отношении величины входного сопротивления ещё более заметными.

32.4. Усилительные свойства ступени с заземлённой сеткой

Вернёмся к ур-нию (20.28) для того, чтобы определить величину коэффициента усиления ступени с заземлённой сеткой. Обозначая через Y_n проводимость выходной нагрузки усилителя, на основании (20.25) и (20.12)

$$Y_n = \frac{1}{Z_n}; \quad I_2 = -Y_n U_2;$$

$$K(f) = \frac{S + Y_a}{Y_n + Y_a + Y_{ag}}. \quad (32.4)$$

Величина Y_{ag} представляет проводимость ёмкости C_{ag} , которая входит в настроенный контур выходной нагрузки. Поэтому мы можем считать, что Y_{ag} отнесена к проводимости выходной нагрузки Y_n .

Что касается Y_a , то эта проводимость обусловлена ёмкостью C_{ak} с параллельно включённым сопротивлением лампы R_i . Учитывая малую величину ёмкости, можно принять $Y_a = \frac{1}{R_i}$. Тогда

$$K(f) = \frac{S + \frac{1}{R_i}}{Y_n + \frac{1}{R_i}} = \frac{\mu + 1}{1 + \frac{R_i}{Z_n}}. \quad (32.5)$$

Таким образом, при принятых нами предположениях выражение для коэффициента усиления оказывается весьма близким

к известному выражению для коэффициента усиления ступени с заземлённым катодом. Разница заключается только в том, что взамен μ стоит множитель $(\mu + 1)$. Небольшое увеличение коэффициента усиления, по сравнению с обычной схемой объясняется тем, что здесь заземлён не катод, а сетка, благодаря чему, помимо пересчитанного напряжения μU_1 , в анодной цепи действует также напряжение U_1 , введённое между сеткой и катодом. При сопротивлении нагрузки очень большом по сравнению с R_i коэффициент усиления ступени с заземлённой сеткой будет равен

$$K(f) = \mu + 1. \quad (32.6)$$

Однако, для широкополосных усилителей скорее может иметь место случай, соответствующий неравенству $R_i \gg Z_n$. Если к тому же принять во внимание, что для ламп, работающих в качестве усилителей с заземлённой сеткой $\mu = 50-100$, то мы получим

$$K(f) = SZ_n. \quad (32.7)$$

Таким образом, при одинаковой величине нагрузки широкополосный усилитель с заземлённой сеткой обладает такими же усилительными данными, что и усилитель с заземлённым катодом. Что касается коэффициента шума F , то можно показать, что для триода с заземлённой сеткой величина F будет определяться тем же соотношением (8.38), которое было выведено в гл. 8 для усилителя с заземлённым катодом. Однако, ввиду того, что эквивалентное шумовое сопротивление $R_{шк}$ для триода гораздо меньше, чем для пентода, то в отношении сигнала к шуму мы получаем существенный выигрыш.

32.5. Последовательное включение усилителей

Использование усилительных возможностей ступеней с заземлённой сеткой осложняется в связи с малой величиной входного сопротивления. Это обстоятельство, правда, является общим для всех усилителей, работающих в диапазоне ультра-высоких частот. Несмотря на то, что в этом отношении усилителя рассматриваемого типа, как было показано выше, имеются даже известные преимущества при работе на самых высоких частотах, всё же его входное сопротивление обычно имеет величину от нескольких сотен до нескольких десятков ом. Рассмотрим двухступенный усилитель, изображённый на рис. 32.5. В этой схеме входное сопротивление второй лампы

непосредственно приключено к выходной нагрузке первой ступени.

При этих условиях

$$K(f) = S R_{вх}. \quad (32.8)$$

Вернёмся к выражению для величины входной проводимости лампы (32.2). При использовании специальных ламп с малым временем пролёта величина входного сопротивления будет равна $R_{вх} = \frac{1}{S}$. Таким образом, при полном включении в соответствии с (32.8) коэффициент усиления ступени будет равен единице. При неполном же включении, как мы сейчас убедимся, возможно получить усиление ступени заметно большее единицы.

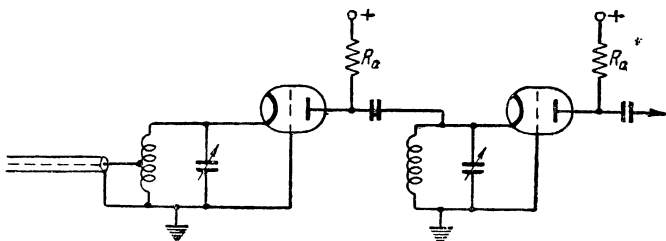


Рис. 32.5. Последовательное включение триодов с заземлёнными сетками

Обратимся к рассмотрению первой ступени усилителя, схема которого дана на рис. 32.5, полагая для большей общности результатов, что сетка второй ступени имеет коэффициент включения равный m .

Изобразим его эквивалентную схему в виде, приведённом на рис. 35.6. Будем считать, что $R_{вых}$ представляет собой выходное сопротивление лампы, обусловленное влиянием потерь в выходной цепи. Согласно рис. 32.5 и ф-ле (32.4), полагая $Y_a = \frac{1}{R_i}$ и $Y_{ag} \ll Y_n + Y_a$, получим

$$K(f) = \frac{S + \frac{1}{R_i}}{Y_n + \frac{1}{R_i}}.$$

Здесь $Y_n = \frac{1}{R_{вх}} + \frac{1}{R'_a}$, а $R'_a = \frac{R_a}{m^2}$, где m — коэффициент

Максимальный коэффициент усиления ступени будет равен

$$K(f)_{\text{макс}} = \frac{\mu m}{2\rho m^2} = \frac{1}{2m}$$

или

$$K(f)_{\text{макс}} = \frac{\sqrt{\mu}}{2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1+\rho}} = \frac{\sqrt{S}}{2} \sqrt{\frac{R_i}{1+\rho}}. \quad (32.12)$$

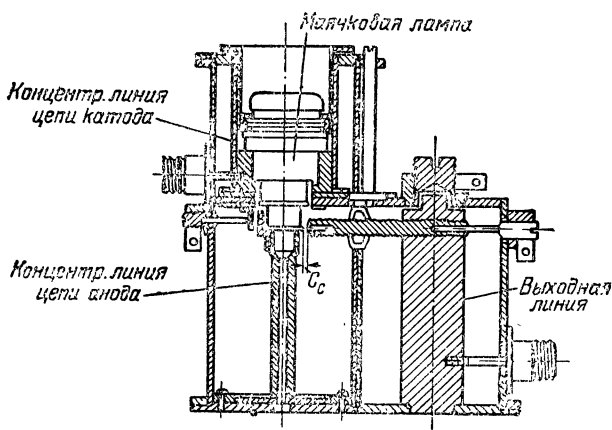


Рис. 32.7. Усилитель с маячковой лампой

Выше было показано, что для $R_{\text{вх}} = \frac{1}{S}$, в случае полного

включения сеточной цепи лампы относительно контура коэффициент усиления ступени равен единице и совершенно не зависит от крутизны характеристики усилительной лампы. При оптимальном же включении коэффициент усиления пропорционален квадратному корню из крутизны характеристики и может быть сделан для лампы с большой крутизной заметно больше единицы.

В диапазоне дециметровых волн применение квазистационарных контуров уже не оказывается возможным, и в усилителях с заземлённой сеткой обычно используют отрезки концентрических линий в качестве элементов согласования между ступенями. Вопросы применения отрезков концентрических линий в качестве элементов согласования были рассмотрены сравнительно подробно в гл. 16.

Линии имеют весьма малые потери, что даёт возможность получить на нагрузке полную мощность, отдаваемую генератором. Таким образом, при согласовании они ведут себя как идеальный трансформатор. Кроме того, они обладают резко выраженными избирательными свойствами.

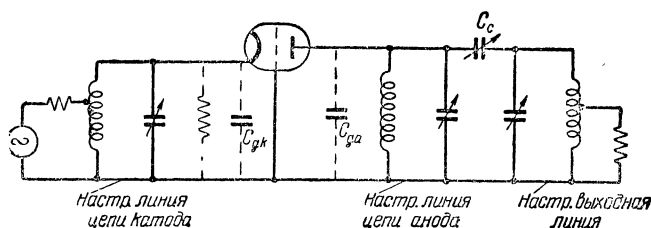


Рис. 32.8. Эквивалентная схема рис. 32.7

Конструкция усилительной ступени на маячковой лампе с использованием концентрических линий показана на рис. 32.7, а на рис. 32.8 дана эквивалентная схема этого усилителя.

Литература: 36, 70, 72.

ЧАСТЬ VIII
ПРОЕКТИРОВАНИЕ КАТУШЕК КОНТУРОВ

ГЛАВА 33

КАТУШКИ КОНТУРОВ ПРИЁМНИКА

33.1. Вводные замечания

При проектировании радиотехнических устройств и, в частности, при проектировании приёмников, постоянно приходится сталкиваться с необходимостью выполнения контуров, имеющих заданные параметры. Технический расчёт не может считаться доведённым до конца, если наряду с определением электрических величин элементов устройства не будут найдены и конструктивные данные этих элементов.

В радиоприёмных устройствах вопросы правильного выбора конструкции резонансных контуров, или на более коротких волнах каких-либо других резонансных систем, имеют особое важное значение, так как резонансные системы в значительной степени определяют все основные качественные показатели приёмника. Для того, чтобы построить приёмное устройство с определёнными параметрами, во всех случаях оказывается необходимым сконструировать контуры, имеющие заданную величину затухания. Обычно конденсаторы контуров выбираются из числа стандартных конструкций. Поэтому задача здесь сводится к конструированию катушки с заданной величиной индуктивности, которая в реальной схеме с учётом потерь в лампах, ёмкостях и других деталях обеспечит получение контура требуемого затухания. Помимо сказанного, при этом обычно желательно выбирать минимальные габариты контура и обеспечить достаточную устойчивость в отношении внешних воздействий (температура, влажность).

Решение указанной задачи возможно двумя путями. Первый путь, основанный на чисто экспериментальном подборе данных, может привести к тому, что здесь придётся идти ощупью, наудачу выполняя целую серию конструкций и измеряя параметры этих конструкций. Второй путь требует наличия прямого метода проектирования, позволяющего сконструировать контур минимальных габаритов таким образом, чтобы в данной реальной схеме он обеспечивал требуемую

Таблица 33.1

$\frac{D}{b}$	k	$\frac{D}{b}$	k	$\frac{D}{b}$	k	$\frac{D}{b}$	k
0,00	1,000	0,34	0,870	1,8	0,551	10	0,203
0,01	0,996	0,36	0,863	1,9	0,538	11	0,190
0,02	0,992	0,38	0,856	2,0	0,526	12	0,179
0,03	0,987	0,40	0,850	2,2	0,503	13	0,169
0,04	0,983	0,42	0,843	2,4	0,482	14	0,160
0,05	0,979	0,44	0,837	2,6	0,463	15	0,153
0,06	0,975	0,46	0,831	2,8	0,445	16	0,146
0,07	0,971	0,48	0,824	3,0	0,429	17	0,139
0,08	0,967	0,50	0,818	3,2	0,415	18	0,134
0,09	0,963	0,55	0,803	3,4	0,401	19	0,128
0,10	0,959	0,60	0,789	3,6	0,388	20	0,124
0,11	0,955	0,65	0,775	3,8	0,376	22	0,115
0,12	0,951	0,70	0,761	4,0	0,365	24	0,108
0,13	0,947	0,75	0,748	4,2	0,355	26	0,102
0,14	0,943	0,80	0,735	4,4	0,346	28	0,096
0,15	0,939	0,85	0,723	4,6	0,336	30	0,091
0,16	0,935	0,90	0,711	4,8	0,328	32	0,087
0,17	0,931	0,95	0,700	5,0	0,320	34	0,083
0,18	0,928	1,00	0,688	5,5	0,302	36	0,079
0,19	0,924	1,1	0,667	6,0	0,285	38	0,076
0,20	0,920	1,2	0,648	6,5	0,271	40	0,073
0,22	0,913	1,3	0,629	7,0	0,258	44	0,068
0,24	0,905	1,4	0,612	7,5	0,247	48	0,063
0,26	0,898	1,5	0,595	8,0	0,237	50	0,061
0,28	0,891	1,6	0,580	8,5	0,227	75	0,044
0,30	0,884	1,7	0,565	9,0	0,218	100	0,035
0,32	0,877			9,5	0,211		

величину затухания. Экспериментальная проверка полученных результатов делается при этом лишь после того, как оптимальная конструкция будет построена на основании данных, полученных расчётным путём.

В настоящей главе наряду с другими вопросами рассматривается также вопрос о методах проектирования, дающий возможность сконструировать контур с однослойной катушкой заданного затухания при минимальных габаритах катушки.

Катушки индуктивности с точки зрения своих электрических свойств определяются следующими данными: индуктивностью L , величиной собственной ёмкости C_0 , затуханием d и стабильностью электрических параметров при изменениях внешних условий. С точки зрения конструкции они характеризуются: типом намотки, геометрическими размерами и формой катушки, типом и материалом каркаса, сечением и изоляцией провода и т. д. Катушки сравнительно небольшой индуктивности обычно делают однослойными. При значительной величине индуктивности переходят на многослойную намотку. В современных приёмниках катушки контуров в большинстве случаев имеют однослойную намотку. Поэтому однослойным катушкам мы уделим наибольшее внимание.

33.2. Индуктивность

Формула для индуктивности однослойных катушек может быть представлена в виде

$$L = L_0 N^2 D, \quad (33.1)$$

где N —число витков, $L_0 = \varphi(b/D)$ —коэффициент формы, b —длина намотки, D —диаметр намотки. Размеры выражены в сантиметрах.

Соотношение (33.1) легко может быть выведено. В самом деле, как известно, эдс индуктивности можно выразить следующим образом:

$$e_L = -L \frac{dI}{dt} \quad \text{или} \quad e_L = -N \frac{d\Phi}{dt},$$

$$\text{откуда} \quad L \frac{dI}{dt} = N \frac{d\Phi}{dt}. \quad (a)$$

Но при $\mu = 1$ для длинного соленоида

$$\Phi = HS = \frac{0,4 \pi N I S}{b} \cdot 10^{-8} = \frac{\pi^2 N D^2}{b} 10^{-9} \cdot I. \quad (в)$$

На основании (а) и (б) мы имеем

$$L_{2н} = \left(\pi^2 \frac{D}{b} \right) N^2 D 10^{-9}.$$

При выводе мы полагали поле однородным, что верно при достаточно длинном соленоиде. Если ввести поправку на форму катушки и определять L в см, то получим

$$L_{см} = \left(\pi^2 \frac{D}{b} k \right) N^2 D = L_0 N^2 D, \text{ где } k = \psi(b/D).$$

Для коэффициента формы L_0 было предложено несколько выражений. В формуле Нагаока

$$L_0 = \pi^2 \frac{D}{b} k, \quad (33.2)$$

где $k = \psi(b/D) = \psi(q)$ может быть определён либо по известным таблицам (33.1 и 33.2), либо из следующего соотношения^[78]

$$k = 1 - \frac{4}{3\pi} \cdot \frac{1}{q} + \frac{1}{8} \cdot \frac{1}{q^2} - \frac{1}{64} \cdot \frac{1}{q^4}.$$

График для соотношения (33.2) дан на рис. 33.1.

Был предложен также ряд эмпирических формул для определения L_0 . Так например, если $q = b/D < 1,5$, то Беттерворс предлагает следующее выражение для L_0

$$L_0 = \frac{100}{4 + 11 q}. \quad (33.3)$$

Более точной следует считать формулу, для которой значение коэффициента L_0 имеет следующий вид

$$L_0 = \frac{1000}{101,7q + 45,6}. \quad (33.4)$$

Для значений $q = b/D$ от 0,2 до 3,0 эта формула даёт точность в 10%.

Таким образом,

$$L = \frac{1000}{101,7 d + 45,6} N^2 D. \quad (33.5)$$

Здесь, а также и во всех дальнейших формулах, L и D в сантиметрах.

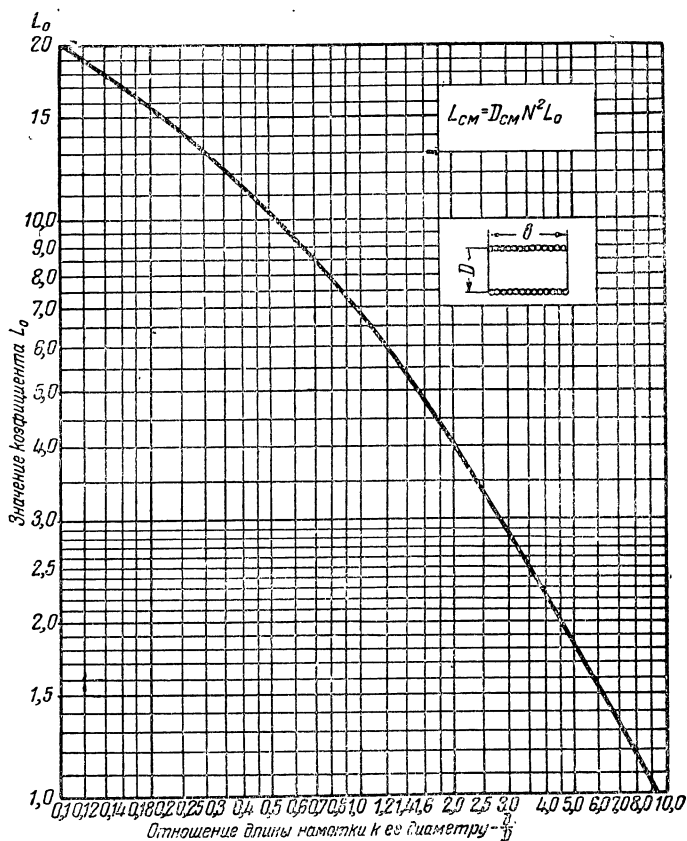
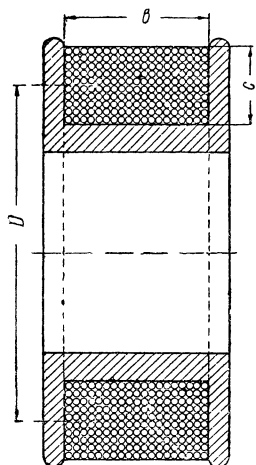


Рис. 33.1. График коэффициента L_0

Для очень коротких катушек можно пользоваться следующим соотношением для L_0 , которое даёт ошибку порядка 2%

$$L_0 = \frac{1000}{101,7 q + 45,6 - \frac{1}{q}}. \quad (33.6)$$

В случае многослойных катушек (рис. 33.2) хорошие результаты получаются, если взять выражение для L_0 в виде



$$L_0 = \frac{1000}{45,6 + 101,7 q + 85,3 p + 65 p q}, \quad (33.7)$$

где $p = c/D$, $q = b/D$. Когда p достаточно мало, то настоящая формула переходит в (33.4).



Рис. 33.2. Многослойная катушка

Рис. 33.3. Плоская катушка

Соотношение (33.7) даёт следующие точности:

1% при $0 < p < 0,025$ и $0 < \frac{1}{q} < 3,0$; - 4% при $\frac{1}{q} = 5,0$

1% „ $p = 0,1$ и $0 < \frac{1}{q} < 5,0$; - 1,9% „ $\frac{1}{q} = 10,0$

1% „ $p = 0,25$ и $0 < \frac{1}{q} < 2,0$; + 2,8% „ $\frac{1}{q} = 5,0$

1% „ $p = 0,5$ и $0 < \frac{1}{q} < 1,5$; + 4,7% „ $\frac{1}{q} = 5,0$

Плоские спиральные катушки (рис. 33.3) можно также рассчитывать по формуле

$$L = L_0 N^2 D,$$

где

$$L_0 = \frac{1000}{40,6 + 111,7 p}. \quad (33.8)$$

Эта формула даёт ошибку на более 5%, для $p > 0,5$.

33.3. Взаимоиндуктивность катушек

Разнесённые коаксиальные катушки

Взаимоиндуктивность коаксиальных катушек (рис.33.5) может быть выражена через взаимную индуктивность центральных витков этих катушек. Для определения взаимной индуктивности двух коаксиальных витков (рис. 14.4) применяют формулу

$$M_x = M_0 \sqrt{R_1 R_2} \cdot 10^{-3} \text{ мкГн}, \quad (33.9)$$

где M_x — взаимная индуктивность витков, имеющих радиусы, соответственно равные R_1 и R_2 (в см),

M_0 — коэффициент, зависящий от расстояний l_1 и l_2 между витками.

Значение M_0 можно найти по графикам рис. 33.6—33.8.

В случае витков равных радиусов $R_1 = R_2 = R$ предыдущая формула приобретает вид

$$M_x = M_0 R \cdot 10^{-3} \text{ мкГн}.$$

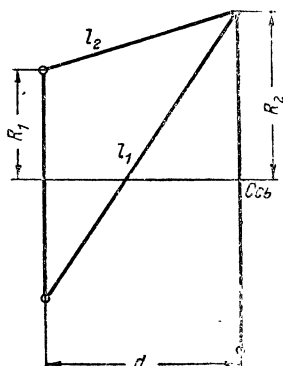


Рис. 33.4. Обозначение расстояний между элементами двух коаксиальных кругов

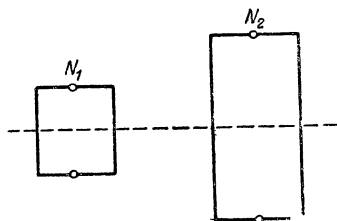


Рис. 33.5. Разнесённые коаксиальные катушки

Взаимоиндуктивность коаксиальных катушек для случая, когда расстояние между катушками больше диаметра, может быть приближённо определена по формуле

$$M_{12} = N_1 N_2 M_x. \quad (33.11)$$

Здесь M_x — взаимная индуктивность между центральными витками катушек.

К более сложным методам расчёта приходится прибегать в тех случаях, когда катушки расположены сравнительно близко друг от друга или когда требуется повышенная точность расчёта. В этих случаях катушки разбивают на 2 — 4

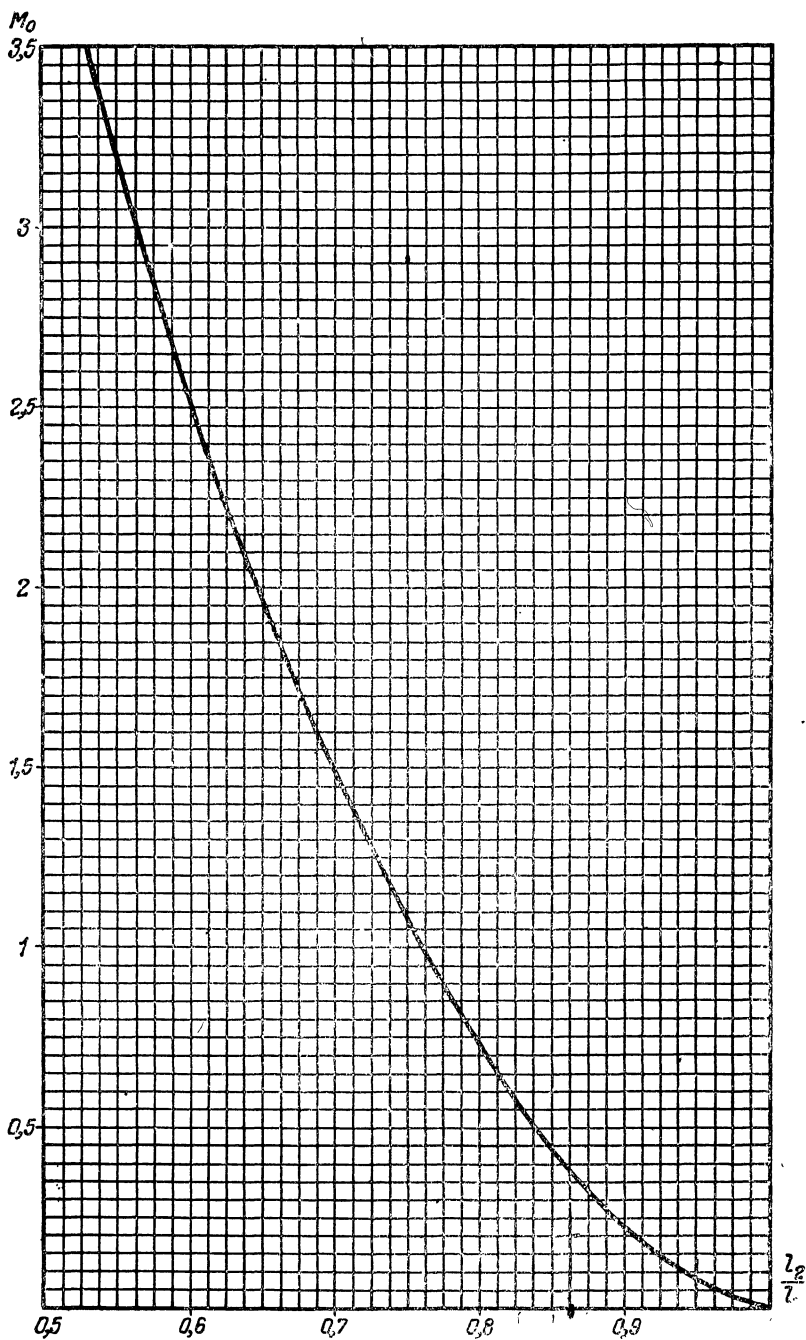


Рис. 33.6. График коэффициента M_0 для l_2/l_1 в пределах 0,5—1

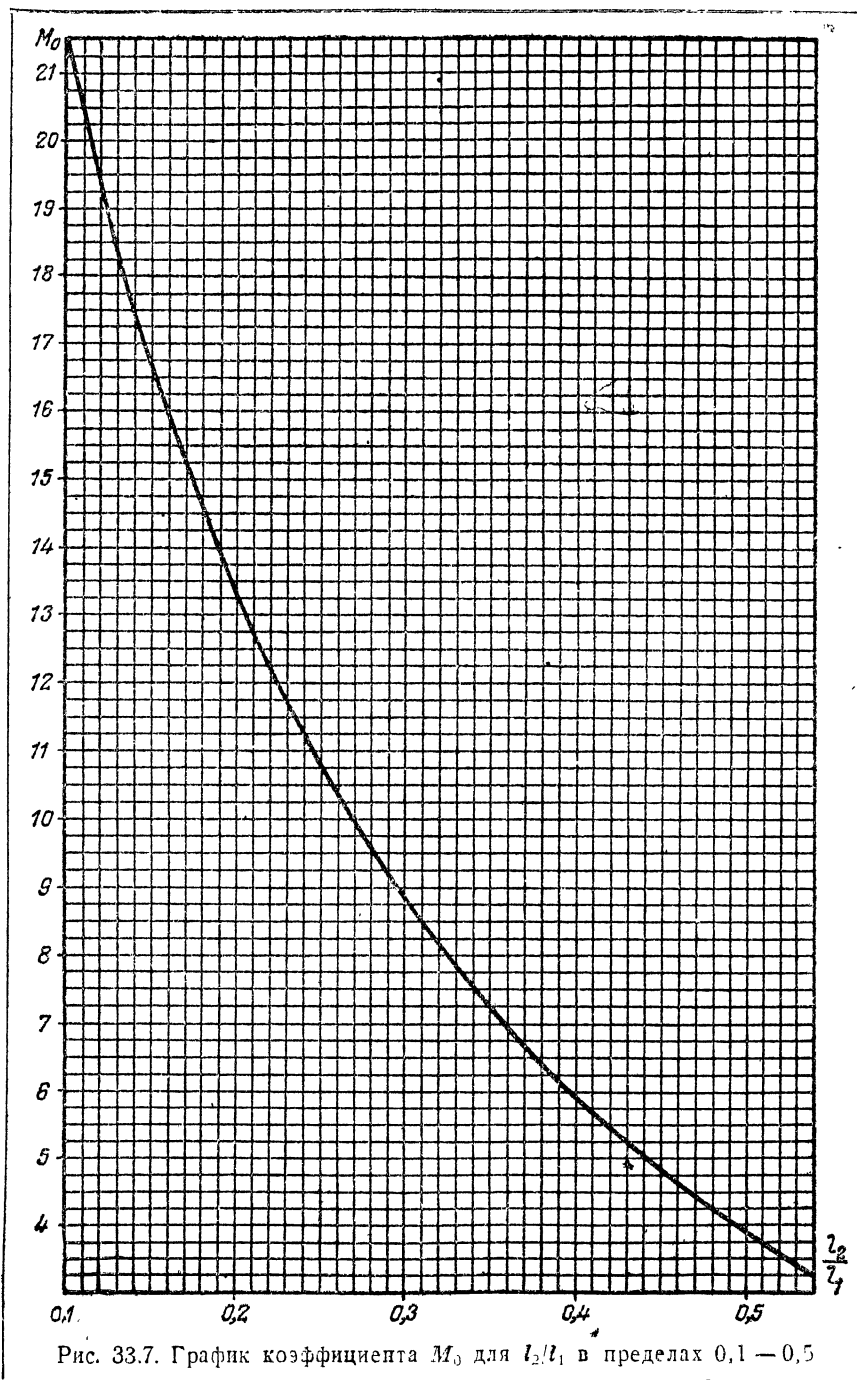


Рис. 33.7. График коэффициента M_0 для l_2/l_1 в пределах 0,1 — 0,5

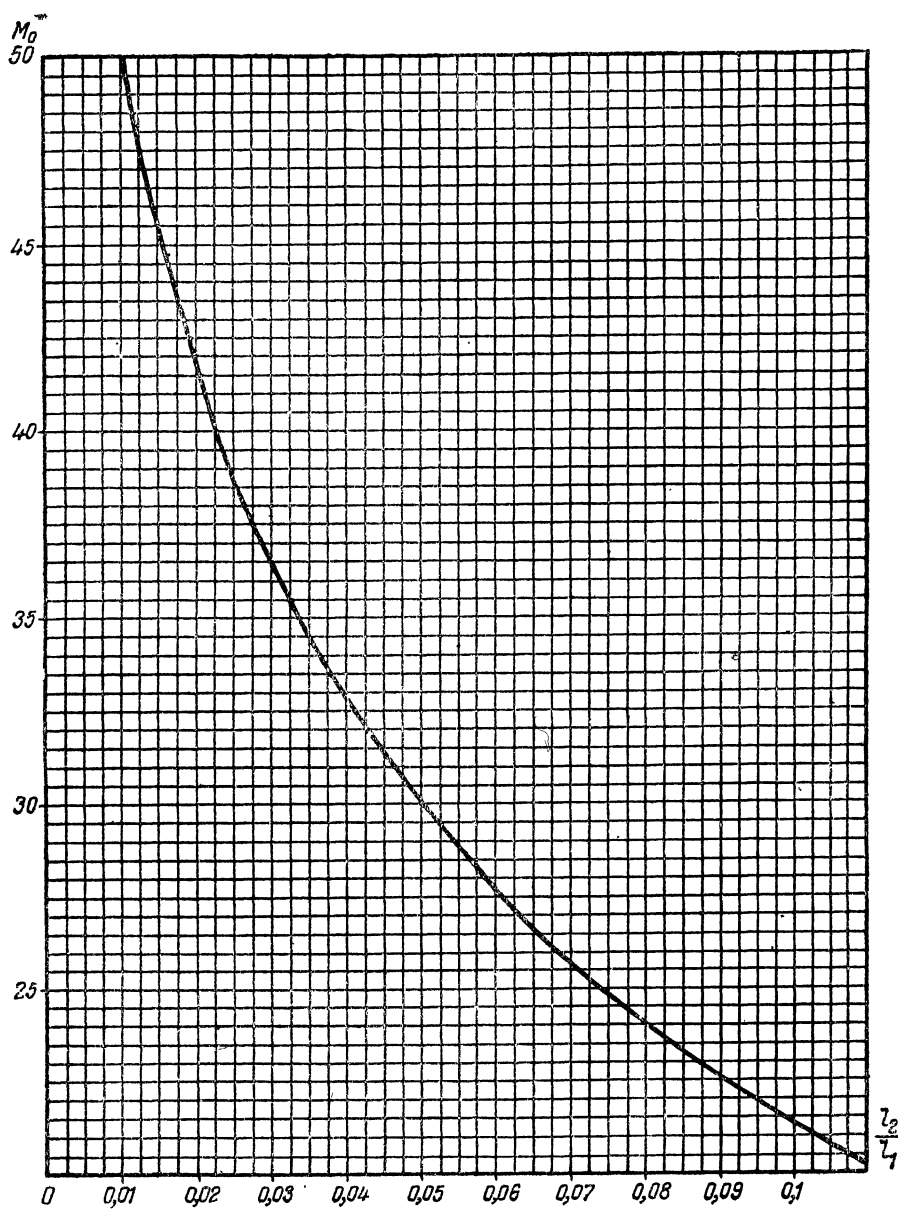


Рис. 33.8. График коэффициента M_0 для l_2/l_1 в пределах 0 — 0,1

равных между собой части (рис. 33.9) и определяют отношение l_2/l_1 для каждой пары центральных витков отдельных частей катушки.

По отношениям l_2/l_1 находим для каждой пары витков величину M_0 по графикам рис. 33.6—33.8.

Взаимная индуктивность между катушками будет равна

$$M_{12} = N_1 N_2 \sqrt{R_1 R_2} M_{\Sigma}, \quad (33.12)$$

где M_{Σ} среднеарифметическое всех значений M_0 .

$$M_{\Sigma} = \frac{M_{01} + M_{02} + \dots + M_{0n}}{n}. \quad (33.13)$$

Разбивку катушки на части нужно производить так, чтобы ширина каждого слоя была невелика по сравнению с радиусом. Чем больше требуется точность расчёта, тем, естественно, на большее число частей следует разбивать катушки.

Катушки равного диаметра,
расположенные рядом^[26] (рис. 33.10).

Выражение для взаимной индуктивности M_{12} между двумя катушками, расположенными вплотную, может быть выведено из соотношения

$$2M_{12} = L - (L_1 + L_2),$$

где L_1 и L_2 — индуктивности первой и второй катушек, а $L = L_0'(N_1 + N_2)^2 D$ — индуктивность суммарной катушки, состоящей из последовательно включённых катушек L_1 и L_2 .

Не останавливаясь на выводе, дадим окончательную расчётную формулу для случая катушек с одинаковым шагом витка

$$M_{12} = N_1 N_2 \frac{[L_0' - a^2 L_{01} - (1-a)^2 L_{02}] R}{a(1-a)}. \quad (33.14)$$

Здесь: N_1 и N_2 — число витков первой и второй катушки,

L_0' — коэффициент формы суммарной воображаемой катушки,

L_{01} и L_{02} — соответствующие коэффициенты формы для L_1 и L_2 ,

$a = \frac{b_1}{b_1 + b_2}$ (b_1 и b_2 — длина намотки соответственно первой и второй катушек),
 R — радиус катушек (в случае многослойных катушек следует брать средний радиус).

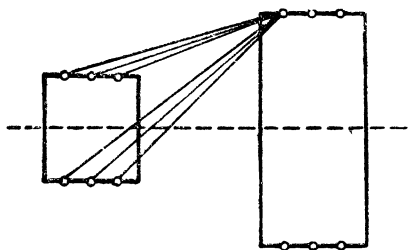


Рис. 33.9. Определение взаимной индукции коаксиальных катушек

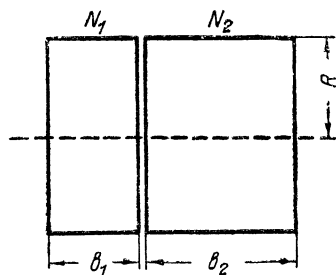


Рис. 33.10. Две рядом расположенные коаксиальные катушки

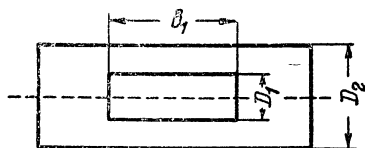


Рис. 33.11. Катушки, расположенные одна внутри другой

Для катушек, имеющих одинаковую форму ($L_{01} = L_{02}$), предыдущая формула значительно упрощается, так как $a = 0,5$

$$M_{12} = N_1 N_2 [2L'_0 - L_{01}] D, \quad (33.15)$$

где $D = 2R$ — диаметр катушек.

Катушки, расположенные одна внутри другой

В этом случае взаимная индуктивность может быть определена по формуле

$$M_{12} = N_1 N_2 \frac{10 D_2}{\sqrt{1 + \left(\frac{b_1}{D_1}\right)^2}} \cdot \frac{D_2}{D_1}. \quad (33.16)$$

Соответствующие обозначения указаны на рис. 33.11.

33.4. Коэффициент связи между катушками

Разнесённые коаксиальные катушки

Для случая, когда катушки далеко разнесены друг от друга (расстояние между катушками больше диаметра), для определения коэффициента связи k можно пользоваться формулой^[78]

$$k = \frac{M_0}{2\sqrt{L_{01}L_{02}}}. \quad (33.17)$$

Обозначения те же, что и в предыдущем параграфе. Эта формула удобнее, чем обычно используемая формула $k = \frac{M_{12}}{\sqrt{L_1L_2}}$, так как согласно (33.17) коэффициент связи выражается через чисто геометрические параметры и не связан с намоточными данными. Для катушек, имеющих одинаковую форму ($L_{01} = L_{02}$), предыдущее соотношение ещё более упрощается:

$$k = \frac{M_0}{2L_{01}}. \quad (33.18)$$

Если катушки расположены сравнительно близко друг от друга или если требуется повышенная точность расчёта, то коэффициент связи может быть найден из формулы

$$k = \frac{M_\Sigma}{2\sqrt{L_{01}L_{02}}}, \quad (33.19)$$

где M_Σ представляет собой среднеарифметическую величину значений M_0 и определяется методом, указанным в предыдущем параграфе.

Для катушек одинаковой формы ($L_{01} = L_{02}$)

$$k = \frac{M_\Sigma}{2L_{01}}. \quad (33.20)$$

Катушки равного диаметра, расположенные рядом (рис. 33.10)

В данном случае коэффициент связи определяется по формуле⁽⁵³⁾

$$k = \frac{1}{2} \frac{L_0' - a^2L_{01} - (1-a)^2L_{02}}{a(1-a)\sqrt{L_{01}L_{02}}}. \quad (33.21)$$

При $L_{01} = L_{02}$

$$k = 2 \frac{L'_0}{L_{01}} - 1. \quad (33.22)$$

Для однослойных катушек одинаковой формы

$$\left(L_{01} = L_{02} = \frac{100}{4 + 11b/D} \right)$$

получим

$$k = \frac{2}{2 + 11b_1/D}, \quad (33.23)$$

где b_1 — отношение длины намотки к диаметру каждой из катушек ($b_1/D = b_2/D$).

Катушки, расположенные одна внутри другой (рис. 33.11)

Здесь коэффициент связи k равен

$$k = \frac{10}{\sqrt{L_{01}L_{02}}} \frac{1}{\sqrt{1 + (b_1/D)^2}} \left[\frac{D_2}{D_1} \right]^{3/2}, \quad (33.24)$$

где индекс 1 (L_{01}, D_1) относится к наружной катушке, а индекс 2 — к внутренней.

Из всех приводимых в настоящем параграфе формул видно, что коэффициент связи k является чисто геометрическим фактором, так как он зависит лишь от взаимного расположения катушек и их формы и не зависит от величины их индуктивности, числа витков и т. д.

33.5. Собственная распределённая ёмкость катушек

Вопросу о собственных ёмкостях катушек было посвящено значительное число исследований, большинство из которых относится к однослойным катушкам.

Из этих работ следует, что собственная ёмкость однослойных катушек прямо пропорциональна радиусу катушки, а также зависит от расстояния между проводами, точнее от отношения g/a . Здесь g — шаг намотки, т. е. расстояние между центрами соседних проводов, а a — диаметр провода.

Можно вывести формулу для расчёта C_0 , исходя из следующих соображений. Собственная ёмкость катушки рас-

считается как сосредоточенная ёмкость C_0 , подключённая к концам катушки. Если напряжение на концах катушки будет U_0 , то полный заряд Q_0 , сосредоточенный в ёмкости C_0 будет равен

$$Q_0 = C_0 U_0.$$

Определим C_0 как сумму элементарных ёмкостей, причём пренебрежём кривизной провода, намотанного на катушку и учтём лишь ёмкость между двумя соседними витками. Ёмкость на сантиметр длины двух рядом расположенных проводов, выраженная в микромикрофарадах, как известно из теории длинных линий, может быть выражена следующим образом

$$C_1 = \frac{1}{3,6 \operatorname{Arch}(g/a)}.$$

Здесь g — шаг витка, a — диаметр провода. На элемент длины dx ёмкость будет равна

$$\frac{dx}{3,6 \operatorname{Arch}(g/a)}.$$

Если число витков катушки N , то среднее напряжение на витке будет U_0/N . Обозначая через D диаметр намотки катушки, находим

$$\begin{aligned} C_0 &= \frac{Q_0}{U_0} = \frac{1}{U_0} \int_0^{\pi ND} \frac{U_0}{N} \frac{dx}{3,6 \operatorname{Arch}(g/a)} = \\ &= \frac{\pi D}{3,6 \operatorname{Arch}(g/a)}. \end{aligned} \quad (33.25)$$

Итак,

$$C_0 = \frac{\pi D}{3,6 \operatorname{Arch}(g/a)},$$

где C_0 — собственная ёмкость катушки в *мкмкф*,
 D — диаметр намотки в *см*.

Эта же формула может быть переписана в следующем, более удобном для практического расчёта, виде^[79]

$$C_0 = \frac{\pi D}{8,3 \lg[g/a + \sqrt{(g/a)^2 - 1}]}. \quad (33.26)$$

Экспериментальные результаты дают хорошее совпадение с ф-лой (33.26). Из этих результатов, между прочим, следует, что собственная ёмкость однослойных катушек не зависит от числа витков. Помимо перечисленных факторов, на собственную ёмкость влияют также некоторые дополнительные обстоятельства.

Как показывают результаты измерения, собственная ёмкость однослойной катушки C_0 зависит^[28]:

- а) от диаметра катушки D ,
- б) от отношения шага витка к диаметру провода g/a ,
- в) от длины намотки b ,
- г) от материала каркаса,
- д) от материала изоляции провода.

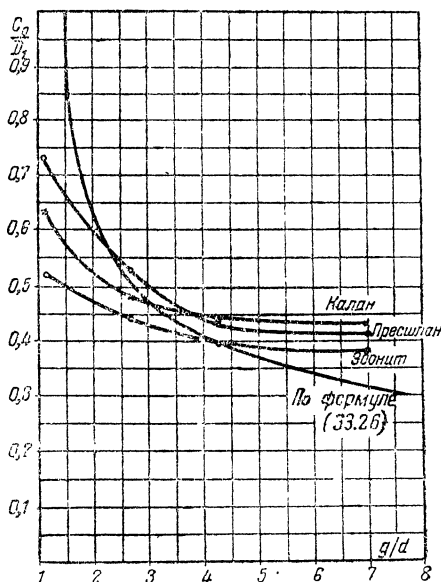
Наиболее сильно на C_0 влияет диаметр катушки; собственная ёмкость прямо пропорциональна диаметру катушки D .

Заметно влияет на собственную ёмкость катушки величина отношения шага витка g к диаметру провода a , причём при уменьшении g/a , начиная с определённой величины, ёмкость C_0 начинает заметно возрастать.

Общий характер зависимости $C_0 = \varphi(g/a)$, примерно, соответствует ф-ле (33.26).

Длина намотки b (или, что то же, при $D = \text{const}$ — отношение b к D , т. е. q) сравнительно мало сказывается на ёмкости катушки. При практических расчётах с этим явлением можно не считаться и не учитывать в расчётных формулах величину q .

Рис. 33.12. Кривые зависимости $C_0 = \varphi(g/a)$ для каркасов из разных материалов



Наличие каркаса само по себе заметно увеличивает ёмкость катушки. Однако, надо иметь в виду, что для наиболее типовых каркасов диэлектрические постоянные материалов имеют величины одного и того же порядка. Вследствие этого, ёмкости катушек, намотанных на каркасах из разных материалов, не очень сильно отличаются друг от друга (рис. 33.12).

В зависимости от марки провода (ПЭ, ПШО, ПШД и т. д.) собственная ёмкость может изменяться не более, как на единицы процентов. Как правило, наибольшую ёмкость имеют катушки из проводов с толстой изоляцией (ПБД).

Помимо ф-лы (33.26) можно также предложить^[28] для катушек на каркасе следующую простую эмпирическую формулу для подсчёта C_0

$$C_0 = \psi D, \quad (33.27)$$

где D — диаметр катушки,

ψ — эмпирический коэффициент, приближённо учитывающий влияние каркаса (рис. 33.13).

Коэффициент ψ имеет следующие значения при различных величинах (g/a) .

Таблица 33.2

g/a	1,25	1,5	2	2,5	3	4	5	>5
ψ	0,65	0,61	0,55	0,51	0,48	0,445	0,435	0,43

В случае многослойных катушек основное значение приобретает вопрос о форме намотки. Одним из наиболее рациональных типов многослойной намотки является намотка „Универсаль“. В этом случае удастся выполнить катушки контуров, для которых величина C_0 имеет порядок 3—6 *мкмкф*. Наибольшей ёмкостью обладают двухслойные катушки.

В случае многослойных катушек расчёт величины C_0 не даёт удовлетворительных результатов и поэтому здесь приходится исходить из опытных данных.

33.6. Потери в материале провода катушки

Вопрос о потерях в проводниках на высоких частотах изучен довольно подробно.

Известно, что если провод свернуть в катушку, то потери возрастают за счёт токов взаимодействия между витками. Это обстоятельство было учтено в работах Беттерворса^[4], который вычислил дополнительные потери, получающиеся за счёт токов взаимодействия между витками, причём это было сделано для катушек с разной формой намотки и для широкого диапазона частот.

В случае наличия взаимодействия между общим полем катушки и собственным полем витка распределение тока по поверхности провода искажается, причём происходит вытеснение тока к той части витков, какая прилегает к каркасу. При определённом соотношении между частотой и диаметром провода возможно даже полное вытеснение тока в эту область, в то время, как наружная часть витков вовсе не будет загружена током (рис. 33.14).

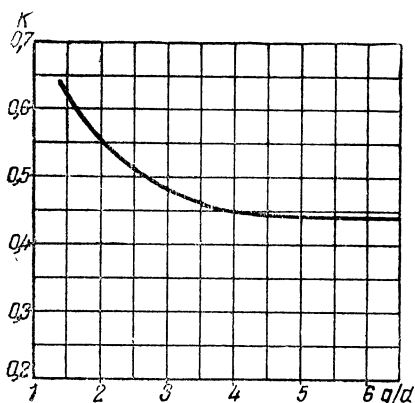


Рис. 33.13. График коэффициента k

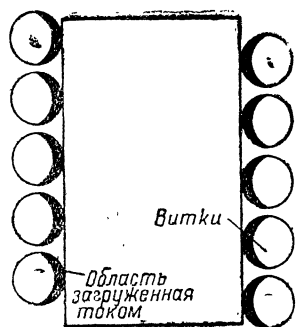


Рис. 33.14. Вытеснение тока к внутренней части поверхности катушки

Формулы Беттерворса часто используются при расчёте потерь в катушках. Однако, с точки зрения технического проектирования они имеют два существенных недостатка. Первый из них заключается в том, что эти формулы не дают явно выраженной зависимости между конструктивными данными катушки и её электрическими параметрами. Поэтому проектирование катушки, имеющей заданную индуктивность и заданную величину потерь, по этим формулам представляет весьма сложную операцию, связанную с целым рядом перерасчётов.

Второй недостаток обусловлен необходимостью при расчёте пользоваться рядом вспомогательных графиков и таблиц, что создаёт дополнительное усложнение расчёта.

При проектировании катушек весьма часто приходится иметь дело со случаем, когда требуется выполнение катушки, имеющей минимальную величину потерь. Это имеет место не только в узкополосных системах, но в известных случаях и в системах широкополосных. Так например, в гл. 8 было показано, что для получения максимального отношения сигнала

к шуму нужно контур входной цепи усилителя выполнять с минимальными потерями, расширяя полосу, где это необходимо, путём введения отрицательной обратной связи.

На потери в катушке существенно влияет выбор провода. При определённом, оптимальном, диаметре провода потери катушки будут минимальны. Известно ^[4,31], что для катушки заданного объёма в случае оптимального провода на данной частоте сопротивление потерь катушки R_{Cu} будет превышать в два раза сопротивление R_s провода катушки, вытянутого в прямую линию. Итак, здесь $R_{Cu} = 2R_s$.

Таким образом, для рассматриваемого случая катушки с минимальными потерями удаётся избежать весьма сложных вычислений, связанных с учётом токов взаимодействия и задача в сущности сводится к тому, чтобы, исходя из одного из известных выражений для сопротивления потерь на поверхностный эффект, получить удобные для технического проектирования выражения.

33.7. Сопротивление потерь на поверхностный эффект

При достаточно высоких частотах потери на поверхностный эффект определяются следующим простым выражением ^[59]

$$R_s = R \sqrt{\pi f \frac{l}{R}} = R \frac{\pi a}{2} \sqrt{\frac{f}{\rho}}, \quad (33.28)$$

где f —частота в $гц$, а a —диаметр провода в $см$. В этой формуле удельное сопротивление ρ взято в CGSM (для меди $\rho = 1750$).

Выражению для R_s можно также придать следующую форму (для медного провода)

$$R_s = R \frac{\pi a}{2} \sqrt{\frac{f}{1750}} = 3,76 \cdot 10^{-2} R a \sqrt{f}. \quad (33.29)$$

Здесь a —диаметр провода в $см$,

Формула (33.29) даёт хорошую точность, если $a \sqrt{f}$ достаточно велико. При медных проводах ей можно пользоваться в случае, когда

$$z = 0,1 a \sqrt{f} > 5$$

(f частота в $гц$).

33.8. Сопротивление потерь в меди при однослойной катушке

Выше указывалось, что при оптимальном проводе сопротивление потерь в меди оказывается равным

$$R_{Cu} = 2R_s.$$

Подставляя значения R_s в формулу для R_{Cu} , получим, полагая в практической системе единиц $\rho = 1,75 \cdot 10^{-6} \frac{\text{ОМ см}^2}{\text{см}}$

$$R_{Cu} = \frac{4\pi l}{\pi a^2} 3,76 \cdot 10^{-2} a \sqrt{f} = 4 \cdot 1,75 \cdot 3,76 \cdot 10^{-8} \frac{\pi D N}{\pi a} \cdot \sqrt{f} \quad (33.30)$$

или

$$R_{Cu} = 5,25 \frac{DN}{a} \sqrt{f} 10^{-7},$$

где N — число витков катушки, а a и D — выраженные в см соответственно диаметр провода и диаметр намотки, которая предполагается однослойной; f — в гц.

Согласно условию a представляет собой наивыгоднейший диаметр провода. Для коротковолновых однослойных катушек наивыгоднейший диаметр провода с достаточной степенью точности определяется как $a_0 = g/\sqrt{2}$, где $g = b/N$ — шаг витка. Эксперимент показывает, что при изменении величины D в довольно широких пределах наивыгоднейшая величина диаметра провода почти не меняется. Учитывая всё сказанное, будем в дальнейшем исходить из этого соотношения. Важно отметить, что оптимальный провод для рассматриваемого случая ($z > 5$) не зависит от частоты. Поэтому можно считать, что провод будет оставаться наивыгоднейшим в пределах всего рабочего диапазона катушки.

Подставляя значение a_0 в ф-лу (33.30), получим

$$R_{Cu} = 7,4 \frac{D}{b} N^2 \sqrt{f} 10^{-7}. \quad (33.31)$$

Полученное соотношение может быть использовано для расчёта.

Преобразуем выражение (33.31), перейдя от R_{Cu} к d_{Cu} .

$$d_{Cu} = \frac{R_{Cu}}{\omega L_N} = \frac{R_{Cu}}{\omega L_{cm}} 10^9 = \frac{R_{Cu}}{\omega L_0 N^2 D} 10^9.$$

После преобразований получим [16]

$$d_{Cu} = \frac{118}{q L_0} \frac{1}{D} \frac{1}{\sqrt{f}}. \quad (33.32)$$

Величина L_0 определяется одним из указанных выше соотношений; $q = b/D$. Диаметр D взят в сантиметрах.

Заменяя L_0 согласно (33.4) его выражением, мы получим

$$d_{Cu} = \left[12 + 5,38 \frac{D}{b} \right] \frac{1}{D} \cdot \frac{1}{\sqrt{f}}. \quad (33.32')$$

Соотношение (33.32) значительно более удобное для расчёта, чем обычно используемая формула Бетторворса (33.33), было выведено автором в 1940 г. ^[46]. Аналогичное расчётное соотношение позднее было получено Медхарстом¹⁾ в виде

$$Q = 0,15 \frac{D}{2} \sqrt{V \overline{f}},$$

где $\varphi = \varphi(b/D)$ определяется из таблицы. Приведённые в статье данные по экспериментальной проверке последней формулы показывают, что она даёт несколько преувеличенное значение потерь по сравнению с измеренным.

Если на основе табличных данных для φ подобрать эмпирическую зависимость, как это было сделано в одной из последующих работ, и вместо Q ввести d_{cu} , то получим

$$d_{cu} = \left[13,8 + 5,1 \frac{D}{b} \right] \frac{1}{D \sqrt{V \overline{f}}},$$

Сравнение с (33.32) показывает, что отличие заключается только в численном значении коэффициентов, при чём по формуле автора (33.32) величина d_{cu} получается несколько меньшей.

Полученные результаты говорят о том, что на высоких радиочастотах затухание уменьшается обратно пропорционально квадратному корню из частоты. Для выбранной частоты, если увеличивать размеры катушки, сохраняя её подобие, то затухание будет изменяться обратно пропорционально изменению линейных размеров катушки. Нетрудно вскрыть физический смысл, который здесь содержится. При применении оптимального провода ток течёт только по внутреннему полукольцу сечения провода ^[46]. При увеличении линейных размеров с сохранением её подобия и при соответствующем увеличении вместе с тем и сечения провода действующая поверхность металла возрастает и потери для токов высокой частоты уменьшаются.

Экспериментальная проверка ф-лы (33.32) дала хорошие результаты. Указанной формулой можно пользоваться, если используются однослойные катушки, работающие на достаточно высоких частотах и намотанные оптимальным проводом. В остальных случаях приходится прибегать к формуле Беттер-

¹⁾ R. G. Medhurst, R. F. Resistance and Self-capactance of singlelayer solenoids, *Wtr. Eng.*, March 1947.

ворса, которая для однослойных катушек имеет следующий вид

$$R_{\text{сн}} = R \left\{ (1 + F) + \left(\frac{KNa}{2D} \right)^2 G \right\} \quad (33.33)$$

Здесь R —сопротивление провода катушки постоянному току,

D —диаметр катушки,

N —число витков,

a —диаметр провода,

K —коэффициент, зависящий от формы катушки и определяемый по таблице $(1 + F)$ и G —коэффициенты, зависящие от частоты и диаметра провода и определяемые по таблице.

В случае многослойных катушек расчёт потерь производится по той же формуле, но значения коэффициента формы катушки K' находятся с помощью таблицы.

Таблица 33.3

Число слоёв	Коэффициент K' при			
	$\frac{b}{D} = 0,125$	$\frac{b}{D} = 0,250$	$\frac{b}{D} = 0,375$	$\frac{b}{D} = 0,500$
1	30,1	15,6	10,7	8,3
2	39,2	20,0	13,6	10,4
3	40,6	20,7	14,0	10,7
4	41,7	21,2	14,4	11,0

Таблица 33.4

z	$1 + F$	G	z	$1 + F$	G
0,1	1,000	} $z^4/64$	5,0	2,043	0,7550
0,2	1,000		5,2	2,114	0,7902
0,3	1,000		5,4	2,184	0,8255
0,4	1,000		5,6	2,254	0,8609

Продолжение таблицы

z	$1 + F$	G	z	$1 + F$	G
0,5	1,000	0,000 97	5,8	2,324	0,8962
0,6	1,001	0,002 02	6,0	2,394	0,9316
0,7	1,001	0,003 73	6,2	2,463	0,9671
0,8	1,002	0,006 32	6,4	2,533	1,003
0,9	1,003	0,010 06	6,6	2,603	1,038
1,0	1,005	0,015 19	6,8	2,673	1,073
1,1	1,008	0,0220	7,0	2,743	1,109
1,2	1,011	0,0306	7,2	2,813	1,144
1,3	1,015	0,0413	7,4	2,884	1,180
1,4	1,020	0,0541	7,6	2,954	1,216
1,5	1,026	0,0691	7,8	3,024	1,251
1,6	1,033	0,0863	8,0	3,094	1,287
1,7	1,042	0,1055	8,2	3,165	1,322
1,8	1,052	0,1265	8,4	3,235	1,357
1,9	1,064	0,1489	8,6	3,306	1,393
2,0	1,078	0,1724	8,8	3,376	1,428
2,1	1,094	0,1967	9,0	3,446	1,464
2,2	1,111	0,2214	9,2	3,517	1,499
2,3	1,131	0,2462	9,4	3,587	1,534
2,4	1,152	0,2708	9,6	3,658	1,570
2,5	1,175	0,2949	9,8	3,728	1,605
2,6	1,201	0,3184	10,0	3,799	1,641
2,7	1,228	0,3412	11,0	4,151	1,818
2,8	1,256	0,3632	12,0	4,504	1,995
2,9	1,286	0,3844	13,0	4,856	2,171

Продолжение таблицы

z	$1 + F$	G	z	$1 + F$	G
3,0	1,318	0,4049	14,0	5,209	2,348
3,1	1,351	0,4247	15,0	5,562	2,525
3,2	1,385	0,4439	16,0	5,915	2,702
3,3	1,420	0,4626	17,0	6,268	2,879
3,4	1,456	0,4807	18,0	6,621	3,056
3,5	1,492	0,4987	19,0	6,974	3,232
3,6	1,529	0,5160	20,0	7,328	3,409
3,7	1,566	0,5333	21,0	7,681	3,586
3,8	1,603	0,5503	22,0	8,034	3,763
3,9	1,640	0,5673	23,0	8,388	3,940
4,0	1,678	0,5842	24,0	8,741	4,117
4,1	1,715	0,6010	25,0	9,094	4,294
4,2	1,752	0,6179	30,0	10,86	5,177
4,3	1,789	0,6348	40,0	14,40	6,946
4,4	1,826	0,6517	50,0	17,93	8,173
4,5	1,863	0,6687	60,0	21,46	10,48
4,6	1,899	0,6858	70,0	25,00	12,25
4,7	1,935	0,7030	80,0	28,54	14,02
4,8	1,971	0,7203	90,0	32,07	15,78
4,9	2,007	0,7376	100,0	35,61	17,55

Сопротивление потерь в проводе катушки в общем случае изменяется с частотой по довольно сложному закону. В зависимости от того, больше или меньше оптимального диаметр провода, которым выполнена намотка, коэффициент качества катушки может либо возрастать, либо уменьшаться с частотой. Типичные кривые для Q , построенные только для потерь в проводе, приведены на рис. 33.15. Из них видно, что если провод тоньше оптимального, то качество контура **возрастает** с частотой; если же провод толще оптимального, то качество контура с частотой **понижается**.

Соотношения, определяющие диаметр оптимального провода для катушек, работающих на достаточно высоких частотах, уже приводились выше. В общем случае следует пользоваться диаграммой, приведённой на рис. 33.16. На диаграмме дана зависимость произведения pa от величины $\frac{f}{p^2}$, где

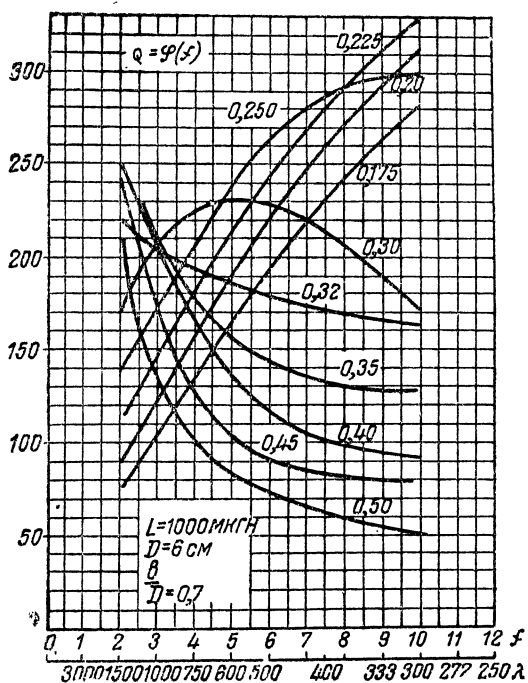


Рис. 33.15. Зависимость коэффициента качества катушки от частоты для разных проводов

f — частота в герцах, на которой будет работать катушка, a — диаметр наивыгоднейшего провода в миллиметрах, а p некоторый коэффициент, зависящий от геометрических размеров катушки. Величина этого коэффициента может быть определена по проводимым ниже формулам. По оси абсцисс отложены значения $\frac{f}{p^2}$ в логарифмическом масштабе с тем, чтобы на одной небольшой диаграмме уместить весь график. Кривая разбита на две части, причём значения $\frac{f}{p^2}$ кривой А нужно умножить на 10^{-4} , а соответствующие значения кривой В на 10^{-6} .

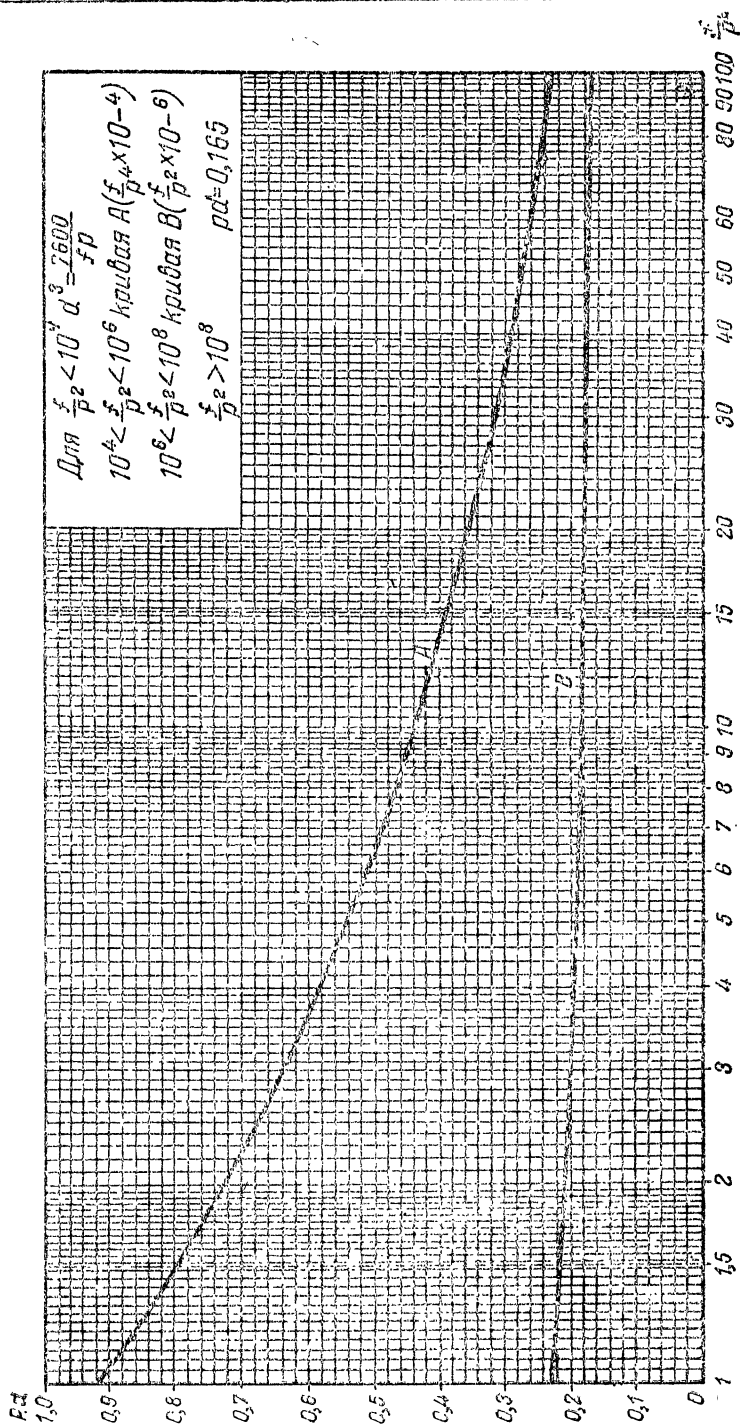


Рис. 33.16. График для определения диаметра наименьшего провода

Нужно заметить, что для величин

$$\frac{f}{p^2} > 10^8; \quad a = \frac{0,165}{p},$$

а для величин

(33.34)

$$\frac{f}{p^2} < 10^4; \quad a^3 = \frac{7600}{fp}.$$

Итак, для того, чтобы выполнить графический расчёт катушки, необходимо знать величину коэффициента p .

Значение p в случае как однослойных, так и многослойных катушек, намотанных из простой проволоки, может быть определено из формулы

$$p^2 = \frac{LS^2}{D^3}. \quad (33.35)$$

Здесь L — индуктивность катушки в $мкгн$, D — диаметр катушки в $см$, S — коэффициент размера катушки. Для однослойных катушек, для которых отношение b/D лежит в пределах от 0,125 до 1, коэффициент S может быть определён по формуле

$$S = 0,2 + 0,14 \frac{D}{b}. \quad (33.36)$$

Для многослойных катушек коэффициент S определяют с помощью табл. 33.5.

Таблица 33.5

c/D	Коэффициент S при				
	$\frac{b}{D} = 0,000$	$\frac{b}{D} = 0,125$	$\frac{b}{D} = 0,250$	$\frac{b}{D} = 0,375$	$\frac{b}{D} = 0,500$
0	—	1,80	1,03	0,77	0,63
0,1	2,32	1,20	0,88	0,72	0,63
0,2	1,48	1,00	0,83	0,72	0,64
0,3	1,30	1,01	0,86	0,76	0,70
0,4	1,29	1,07	0,92	0,85	0,78
0,5	1,37	1,15	1,01	0,91	0,83

Под D следует понимать наружный диаметр катушки, b — длина намотки, C — глубина намотки.

Таблица содержит значения S , для которых b/D или c/D равны нулю; эти значения приведены как предельные и относятся только к многослойным, а отнюдь не к однослойным катушкам.

Для однослойных плоских катушек ($b/D \approx 0$) можно принять следующие значения коэффициента S :

$$\begin{array}{cccccc} c/D=0,1 & 0,2 & 0,3 & 0,4 & 0,5 \\ S=1,67 & 1,12 & 1,02 & 1,06 & 1,16 \end{array}$$

Всё сказанное выше относилось к простому проводу. Для катушек, намотанных из многожильного провода (с изолированными жилками), рекомендуют определение наивыгоднейшего провода проводить так же, как и для простого провода, с той лишь разницей, что формула для коэффициента p будет иметь следующий вид

$$p^2 = \sigma + \frac{n^2 S^2 L}{D^3}, \quad (33.37)$$

где n — количество жилок в кабеле, а σ — величина, зависящая от числа жилок; величину σ можно найти из табл. 33.6.

Таблица 33.6

Число жилок	1	3	9	27	больше 27
σ	0	0,9	3,3	10,4	0,4 n

Коэффициент размера S остаётся тот же самый, что и для катушки из простой проволоки, так что, кроме другого способа вычисления коэффициента p , весь метод расчёта остаётся без изменений. Полученный наивыгоднейший диаметр будет представлять собой диаметр одной жилки кабеля. Полный диаметр многожильного кабеля (с изоляцией) можно определить из помещаемой ниже табл. 33.7, которая составлена для многожильного провода.

Таблица составлена для провода, в котором каждая жила имеет одинарную шёлковую изоляцию, а весь кабель в целом — двойную шёлковую.

Т а б л и ц а 33.7

Диаметр жилки, мм	Полный диаметр (мм) при числе жил		
	9	27	81
0,07	0,41	0,73	1,41
0,08	0,45	0,77	1,49
0,1	0,52	0,91	1,69
0,12	0,61	1,06	1,96
0,15	0,73	1,27	2,54
0,19	0,88	1,49	2,82

33.9. Диэлектрические потери в катушке

В параграфе 33.5 был рассмотрен вопрос о собственной ёмкости катушки. Если величина C_0 известна, то подсчёт диэлектрических потерь в катушке может быть удовлетворительно выполнен. При этом приходится воспользоваться эквивалентной схемой, изображая собственную ёмкость в виде подключённого параллельно катушке некоторого конденсатора C_0 , последовательно с которым включено омическое сопротивление r . Возможно также конденсатор с потерями представить в виде параллельно включённых ёмкости C_0 и сопротивления R .

Подсчёт затухания, вносимого за счёт потерь ёмкости $C_{0\partial}$, может быть выполнен по формуле

$$d_{\partial} = \operatorname{tg} \delta \frac{C_{0\partial}}{C} = \operatorname{tg} \delta \omega_0^2 LC_{0\partial}. \quad (33.38)$$

Здесь $C_{0\partial}$ та часть составляющей собственной ёмкости, которая создаёт потери. Для однослойных катушек на гладком каркасе $C_{0\partial} = 0,3 \div 0,4 C_0$; для каркасов с бороздкой $C_{0\partial} = 0,6 \div 0,8 C_0$. Величина $\operatorname{tg} \delta$ соответствует тангенсу угла потерь материала каркаса.

Для многослойных катушек можно принять $C_{0\partial} = 0,8 - 1,0 C_0$, причём в данном случае величина $\operatorname{tg} \delta$ относится уже к материалу изоляции провода. Имеющиеся экспериментальные данные показывают, что величиной диэлектрических потерь при хорошем качестве материала каркаса вполне возможно пренебречь. При каркасах низкого качества (пресшпан, бакелит

и т. д.) диэлектрические потери в катушке на частотах до 20 мГц приобретают заметную величину [$d_0 = (0,1 \div 0,3) d$] лишь в некоторых случаях (большие катушки, расположение провода в бороздке и т. д.).

В случае использования современных изоляционных материалов при выборе каркаса следует в большей степени руководствоваться соображениями постоянства индуктивности при изменении внешних условий (в первую очередь температуры и влажности), чем требованиями к диэлектрическим потерям.

33.10. Теорема подобия для однослойных катушек

Рассмотренный выше материал даёт возможность сформулировать следующую теорему подобия для однослойных катушек^[46].

Если увеличить все линейные размеры однослойной катушки в n раз, сохраняя число витков неизменным, то индуктивность, собственная распределённая ёмкость и диаметр наивыгоднейшего провода возрастут в n раз; затухание за счёт диэлектрических потерь возрастёт в n^2 раз; сопротивление катушки постоянному току, а также затухание за счёт потерь в меди уменьшится в n раз.

Справедливость этой теоремы непосредственно вытекает из результатов, приведённых в предыдущих параграфах.

33.11. Результирующие потери контура

До сих пор мы занимались вопросом о катушках контура и, в частности, установили, каким образом следует производить расчёт потерь для катушек. Между тем, при использовании реального контура, помимо конденсатора настройки и катушки контура, имеются также и другие элементы схемы, которые вносят потери.

В ряде случаев результирующее затухание контура в несколько раз превышает затухание, обусловленное конденсатором и катушкой. Это увеличение затухания в реальной схеме обусловлено потерями, вносимыми входным сопротивлением последующей лампы, а также всякого рода ёмкостями и шунтирующими сопротивлениями, подключёнными параллельно контуру.

Результирующее затухание контура будет определяться суммой затуханий, вносимых всеми элементами, входящими в контур.

На рис. 33.17 представлена эквивалентная схема контура для случая усилителя высокой частоты, выполненного по схеме непосредственного включения контура в анодную цепь.

Из рассмотрения этой схемы, а также основываясь на полученных нами выше результатах, мы можем записать выражение для результирующего затухания в виде

$$d_{\Sigma} = d_{cu} + \sum_p d_{cp} + \sum_q d_{uq} + d_{bx} + d_{вых}, \quad (33.39)$$

где d_{Σ} — коэффициент затухания всего контура,

d_{cu} — коэффициент затухания за счёт потерь в проводе катушек,

$\sum d_{cp}$ — сумма коэффициентов затуханий за счёт ёмкостей,

$\sum_q d_{uq}$ — сумма коэффициентов затуханий, за счёт шунтирую-

щих сопротивлений,

d_{bx} — коэффициент затухания за счёт входного сопротивления лампы последующей ступени усилителя,

$d_{вых}$ — коэффициент затухания за счёт выходного сопротивления лампы предыдущей ступени усилителя.

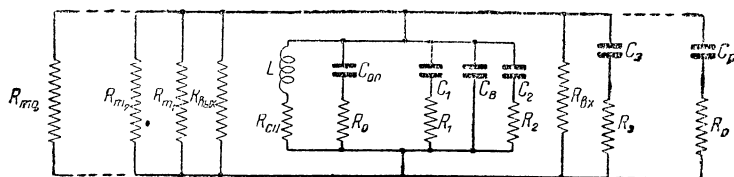


Рис. 33.17. Эквивалентная схема контура

Среди потерь, вносимых ёмкостями, помимо составляющих, вносимых конденсаторами контура, и собственной ёмкостью катушки, в ряде случаев следует принять во внимание потери за счёт цоколя лампы, ламповой панельки и переключателя диапазона. Каждая из этих составляющих затухания может быть вычислена по ф-ле (33.39)

$$d_{C_p} = \frac{C_1}{C} \operatorname{tg} \sigma_p = \omega^2 L C_1 \operatorname{tg} \delta_p. \quad (33.40)$$

Для цоколя лампы при обычных типах ламп $C_1 = 1 \div 1,5$ мкмкф (здесь имеется в виду только составляющая ёмкости в ди-

электрике). Угол потерь в материале бакелитового цоколя сравнительно велик ($\operatorname{tg} \delta = 2 \cdot 10^{-2} - 3 \cdot 10^{-2}$).

Ламповая панелька имеет „диэлектрическую“ составляющую ёмкости в 1—3 мкмкф. Величина угла потерь зависит от используемого материала и может быть определена по таблицам.

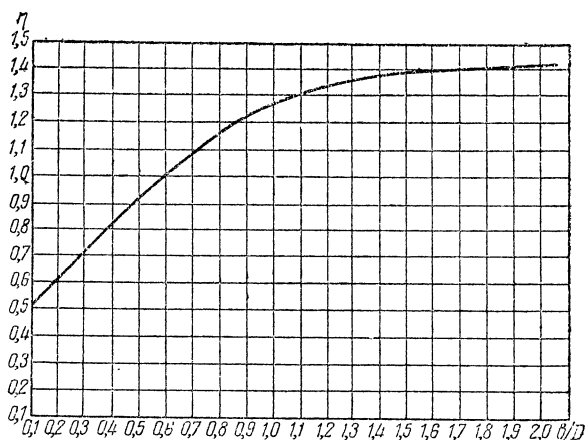


Рис. 33.18. График коэффициента η

Дополнительные потери, имеющие характер потерь в ёмкости, могут вноситься в схему за счёт таких деталей, как переключатель диапазона. При этом имеют место ёмкости порядка 2—4 мкмкф, а иногда даже 6—8 мкмкф. Если переключатель смонтирован, например, на пертиаксе, то при хорошем контуре такой переключатель резко ухудшит его качество. Аналогичное действие будут оказывать всякого рода дополнительные ёмкости. Для того, чтобы уменьшить эти потери, следует во всех деталях высокочастотной части использовать высококачественные диэлектрики (высокочастотную керамику). Это весьма важно также с точки зрения устойчивости настройки приёмника.

Подсчёт затухания за счёт шунтирующих сопротивлений $d_{шq} = \frac{\omega L}{R_{шq}}$ для заданной частоты производится так же, как подсчёт затухания, вносимого входным сопротивлением лампы R_{ex} .

Соотношение (33.39) в развёрнутой форме имеет вид

$$d\Sigma = d_{Cu} + \omega^2 L \sum C_p \operatorname{tg} \delta_p + \omega L \sum_q \frac{1}{R_{wq}} + \frac{\omega L}{R_{ex}} + \frac{\omega L}{R_{ex}} \quad (33.41)$$

или

$$d\Sigma = d_{Cu} + \omega^2 L [C_1 \operatorname{tg} \delta_1 + C_2 \operatorname{tg} \delta_2 + \dots + C_p \operatorname{tg} \delta_p] + \\ + \omega L \left[\frac{1}{R_{w1}} + \frac{1}{R_{w2}} + \dots + \frac{1}{R_{wq}} \right] + \frac{\omega L}{R_{ex}} + \frac{\omega L}{R_{ex}}. \quad (33.42)$$

Для выбранных конкретных условий отдельные составляющие, входящие в приведённые соотношения, могут оказаться достаточно малыми для того, чтобы ими было возможно пренебречь при расчёте.

Литература: 23, 26, 31.

ЭКРАНИРОВАНИЕ КОНТУРОВ

34.1. Вводные замечания

В современных радиотехнических устройствах широко применяется экранирование контуров. Экранирование даёт возможность избежать воздействия внешних полей и устранить паразитные обратные связи. Для этой цели на контур обычно надевают замкнутые металлические футляры из немагнитных материалов. Наличие экрана изменяет внешнее поле катушки, её индуктивность, а также величину потерь. Несмотря на то, что назначение экрана заключается как раз в устранении внешнего поля катушки, проверка расчётным путём этого важнейшего обстоятельства, т. е. определение необходимой степени экранирующего действия, не производится даже при наиболее детальных расчётах радиотехнических устройств. Это вызвано двумя моментами: с одной стороны, для проведения соответствующего расчёта необходимо знать характер и количественную величину всех паразитных связей, которые имеют место. Так как определить эти паразитные связи для данной конкретной конструкции чрезвычайно трудно или даже невозможно, то нельзя сколько-нибудь обоснованно указать, какая степень экранировки требуется. Во-вторых, что ещё важнее, в случае радиочастот при самых обычных экранах степень экранировки оказывается более чем достаточной. Если при этом полное устранение внешних воздействий и паразитных связей и не достигается, то это почти всегда бывает вызвано не недостаточностью экранирующего действия, а лишь неполной экранировкой всех цепей или же недостаточно тщательным осуществлением этой экранировки. В частности, практически весьма трудно заэкранировать все монтажные проводники, по которым текут высокочастотные токи, что часто и приводит к возникновению паразитных связей.

Значительно больший технический интерес представляет учёт влияния экрана на индуктивность и затухание катушки.

Одна из возможностей рассмотрения этого вопроса основывается на применении к данному случаю основных законов электродинамики. Трудности, стоящие на этом пути, таковы, что решение задачи оказалось возможным довести до конца лишь при сферической форме экрана [38]. Значительное упрощение задачи может быть достигнуто, если рассматривать экран как замкнутую вторичную цепь.

34.2. Постановка задачи

Во всём дальнейшем изложении мы будем рассматривать катушку в экране как электрическую колебательную систему с двумя степенями свободы. Возможность замены экрана эквивалентной катушкой основывается на том, что эта короткозамкнутая катушка, имеющая форму экрана, будет создавать такое же вторичное поле, как и экран, и вследствие этого окажет такое же воздействие на катушку контура [83].

Рассматривая экран, как эквивалентную катушку, на основании известных соотношений для связанных цепей находим:

$$R' = R + \frac{\omega^2 M^2}{R_g^2 + \omega^2 L_g^2} R_g,$$

$$L' = L - \frac{\omega^2 M^2}{R_g^2 + \omega^2 L_g^2} L_g,$$

Здесь L' и R' — индуктивность и сопротивление потерь катушки с учётом влияния экрана, имеющего эквивалентные параметры L_g и R_g .

При достаточно высоких частотах можем положить

$$\omega^2 L_g^2 \gg R_g^2,$$

тогда получаем:

$$R' = R + \frac{M^2}{L_g^2} R_g,$$

$$L' = L - \frac{M^2}{L_g}. \quad (34.1)$$

Рассмотрим более детально эти соотношения, начав с индуктивности.

34.3. Влияние экрана на индуктивность

Определим индуктивность катушки в экране. На основании (34.1) можем написать

$$L' = L - k^2 L = L (1 - k^2). \quad (34.2)$$

Здесь k — коэффициент связи между катушкой и экраном

$$\left(k = \frac{M}{\sqrt{L L_0}} \right).$$

Из (34.2) видно, что индуктивность катушки в экране не зависит от индуктивности эквивалентной катушки, а лишь от величины k . Коэффициент связи между катушками есть чисто геометрический фактор, зависящий только от диаметров катушки и экрана и от их формы. Величина k^2 согласно (33.24) будет равна

$$k^2 = \frac{100}{L_0 L_{0g} [1 + (b_g/D_g)^2]} \left(\frac{D}{D_g} \right)^3. \quad (34.3)$$

Здесь L_0 и L_{0g} — коэффициенты формы катушки и экрана, определяемые с помощью соотношений гл. 33. Произведённые лабораторные измерения ряда катушек в экране дали вполне удовлетворительное совпадение с расчётом по ф-лам (34.2) — (34.3). Точно так же хорошие результаты получились при сравнении расчёта с измерениями других авторов [83].

34.4. Расчётная формула для индуктивности катушки в экране

Для целей практического расчёта приведённые выше формулы могут быть ещё более упрощены. В тех случаях, когда мы имеем достаточно длинные экраны, как это обычно бывает, мы можем положить $b_g/D_g = b/D$. При этом мы пренебрегаем удалёнными от катушки частями экрана, что допустимо, так как вихревые токи в этих частях слабы.

Тогда можно написать

$$L' = L \left[1 - \eta \left(\frac{D}{D_g} \right)^3 \right]. \quad (34.4)$$

Здесь

$$\eta = \eta(q), \text{ где } q = b/D$$

определяется по графику рис. 34.1 [83, 46].

34.5. Расчёт индуктивности многослойных катушек в экране

Формулы (34.2) и (34.4) были непосредственно выведены для случая однослойных цилиндрических катушек. Однако,

как показывает экспериментальная проверка, ими можно с успехом пользоваться и в случае катушек многослойных.

При подсчёте индуктивности многослойных катушек в экране можно воспользоваться в зависимости от типа катушки либо ф-лой (34.2), либо ф-лой (14.4).

Формула (34.2) может быть применена только в тех случаях, когда, во-первых, выполнено условие $b_s/D_s > b/D$, а во-вторых, когда катушка имеет небольшую глубину намотки t по сравнению с диаметром катушки.

Для многослойных катушек со значительной глубиной намотки расчёт ведётся по ф-ле (34.2)

$$L' = L (1 - k^2).$$

Здесь

$$k^2 = \frac{100}{L_0 L_{03}} \frac{D'^3}{[1 + (b_s/D_s)^2] D_s^3}. \quad (34.5)$$

Величина D' представляет собой „приведённый“ диаметр катушки

$$D'^3 = \frac{D_s^3 + D_n^3}{2}, \quad (34.6)$$

D_s — внутренний диаметр катушки,
 D_n — наружный диаметр.

34.6. Непосредственное влияние экрана на сопротивление потерь в катушке

Рассмотрим вопрос о том, какое дополнительное сопротивление $\Delta_s R$ вносит экран, действующий согласно нашим представлениям, как вторичная закороченная обмотка трансформатора.

Мы подчёркиваем, что речь идёт об определении только значения $\Delta_s R$, а не той величины, на которую изменяется общее сопротивление потерь катушки в том случае, когда на неё надет экран, так как нет никаких прямых оснований полагать, что сопротивление потерь, непосредственно вносимое экраном $\Delta_s R$, как раз будет равно общему изменению сопротивления потерь.

На основании 34.1 имеем

$$\Delta_s R = \frac{M^2}{L_s^2} R_s,$$

где $\Delta_s R$ — сопротивление, вносимое в катушку контура за счёт экрана,

R_9 и L_9 — активное сопротивление и индуктивность катушки, эквивалентной экрану.

Заменяя $M^2 = k^2 L L_9$, получим после преобразований

$$\Delta_9 k = k^2 \omega L d_9, \quad (34.7)$$

где

$$d_9 = \frac{R_9}{\omega L_9}.$$

Величина R_9 будет равна $R_9 = R_0 \gamma$, где R_0 — сопротивление постоянному току, а γ — коэффициент поверхностного эффекта, зависящий от глубины погружения тока.

Действующая толщина экрана δ , т. е. та часть, которая загружена током, будет в γ раз меньше толщины экрана t_9 . Другими словами

$$\delta = \frac{t_9}{\gamma}.$$

Учтя по известным формулам поверхностный эффект в экране и выразив величину d_9 через параметры экрана, получим значение $\Delta_9 R$ в виде

$$\Delta_9 R = \frac{2\pi\eta}{q} \left(\frac{D}{D_9} \right)^4 N^2 10^{-6} \sqrt{\rho f}, \quad (34.8)$$

где $q = b/D$,

ρ — удельное сопротивление материала экрана,

а f — частота в Гц .

34.7. Влияние экрана на суммарные потери в проводе катушки

В предыдущем разделе был рассмотрен вопрос о потерях, которые вносятся в контур экраном, действующим как замкнутая вторичная цепь. Однако, влияние экрана на суммарные потери в контуре этим не ограничивается. Экран не только вносит дополнительное затухание, но также изменяет основные составляющие потерь¹⁾.

Рассмотрим в первую очередь более простой случай, когда суммарные потери определяются только потерями в меди $R_{\text{сш}}$.

¹⁾ Это важное обстоятельство обычно не учитывается при подсчёте влияния экрана на величину потерь. В связи с этим, для того чтобы получить согласование своих расчётных формул с результатами эксперимента, например, Кадену приходилось экспериментировать с марганцевыми (!) экранами (см. [81]).

Тогда сопротивление потерь на высокой частоте R_{Cu} будет равно

$$R_{\text{Cu}} = R_s + R_F,$$

где R_s — сопротивление поверхностного эффекта, равное сопротивлению для высокой частоты провода катушки, вытянутого в прямую линию, а R_F — сопротивление потерь на индукционные токи, обусловленное тем, что витки катушки находятся в быстропеременном магнитном поле. Покажем, что сопротивление потерь на индукционные токи R_F будет зависеть от напряжённости магнитного поля H . Если это так, то при надевании экрана, когда меняется величина H , должны изменяться и потери на индукционные токи.

В самом деле, как известно из общего курса электротехники, потери мощности на индукционные токи P_F , пропорциональные квадрату индукции магнитного поля $P_F = aB^2$, где a некоторый коэффициент пропорциональности. Так как в рассматриваемом нами случае $\mu = 1$, то $P_F = aH^2$. В то же время $P_F = I^2 R_F$, где R_F — сопротивление потерь на вихревые токи. Если мы наденем экран на катушку, то величина изменит своё значение и станет равной H' . Благодаря этому потери мощности на индукционные токи также изменятся и станут равными $P'_F = aH'^2$.

Изменение потерь мощности обусловлено изменением сопротивления потерь на индукционные токи. Следовательно,

$$\frac{R'_F}{R_F} = \frac{P'_F}{P_F}.$$

Учитывая, что

$$P'_F = a(H')^2 \text{ и } P_F = aH^2,$$

найдем

$$R'_F = R_F \left(\frac{H'}{H} \right)^2,$$

Так как напряжённость магнитного поля внутри катушки при надевании экрана уменьшается ($H' < H$), то $R'_F < R_F$. Другими словами, при наличии экрана потери в меди уменьшаются. Можно показать, что для однослойных соленоидов $\frac{H'}{H} \approx \frac{L'}{L}$.

Следовательно,

$$R'_F = R_F \left(\frac{L'}{L} \right)^2$$

или

$$R'_F = R_F (1 - k^2). \quad (34.9)$$

Если $k=1$, что может быть в том случае, когда катушка вплотную придвинута к экрану ($D=D_s$) и

$$L'=0, \text{ то } R'_F=0.$$

Такой результат является вполне естественным, так как, если $L'=0$, то магнитное поле должно отсутствовать, а вследствие этого не должно быть и потерь на индукционные токи.

Рассмотрим более подробно ф-лу (34.9). Сопротивление потерь на индукционные токи R_F для катушки без экрана выражается с помощью второго члена ф-лы (33.33), который имеет вид:

$$R_F = R \left(\frac{KNa}{2D} \right)^2 G,$$

В этой формуле R — сопротивление катушки постоянному току, N — число витков, a — диаметр провода, D — диаметр катушки, $K = \varphi(b/D, t/D)$ и $G = \psi(a, f)$ — коэффициенты, определяемые с помощью таблиц.

Подставляя это выражение в (34.9), получим

$$R'_F = R \left(\frac{KNa}{2D} \right)^2 G \left(\frac{L'}{L} \right)^2, \quad (34.10)$$

где L' — индуктивность катушки в экране, определяемая по одной из формул, приведённых в предыдущих разделах.

Суммарное сопротивление потерь катушки в экране (для случая малых диэлектрических потерь) будет, таким образом, равно

$$R' = R'_{Cu} + \Delta_s R. \quad (34.11)$$

В этой формуле $\Delta_s R$ определяется по ф-ле (34.8), а сопротивление потерь в меди для катушки в экране R'_{Cu} равно

$$R'_{Cu} = R \left[1 + F + \left(\frac{KNa}{2D} \right)^2 G (1 - k^2) \right]. \quad (34.12)$$

Здесь k — коэффициент связи между катушкой и экраном, определяемый по ф-ле (34.3) в случае однослойных катушек.

Для однослойных катушек, для которых $b_s/D_s > b/D$, ф-ла (15.12) может быть написана в виде

$$R'_{Cu} = R \left[1 + F + \left(\frac{KNa}{2D} \right)^2 G (1 - \eta) \left(\frac{D}{D_s} \right)^3 \right]. \quad (34.13)$$

При расчётах потерь в меди для катушки в экране, в случае достаточно высоких частот (вернее, когда $z=0,1 \sqrt{f}$ достаточно велико) и при использовании оптимального провода

(определённого без влияния экрана), можно также воспользоваться следующими, весьма простыми и удобными для технических расчётов соотношениями [31].

Имеем

$$R'_{Cu} = R_s \left[1 + \left(\frac{L'}{L} \right)^2 \right]$$

или

$$d'_{Cu} = \frac{R'_{Cu}}{\omega L'} = d_{Cu} \frac{1}{2} \left[\frac{L^2 + L'^2}{LL'} \right]. \quad (34.14)$$

Если уменьшение индуктивности за счёт экрана незначительно, то $d'_{Cu} \approx d_{Cu}$. Так например, если принять $L = 1,1L'$ (обычное соотношение при нормальном экране), получим

$$d'_{Cu} = 1,005 d_{Cu} \approx d_{Cu}.$$

Если же диаметр экрана мало отличается от диаметра катушки, то $d'_{Cu} \gg d_{Cu}$. В самом деле, при $D \rightarrow D_s$, $L' \rightarrow 0$, а

$$R_{Cu} \rightarrow R_s = \frac{R_{Cu}}{2}.$$

При этом $d'_{Cu} \rightarrow \infty$.

При нормальном расположении катушки относительно экрана увеличение затухания обусловлено только добавочным членом $\frac{\Delta_s R}{\omega L'} = d_{\Delta_s}$.

Поэтому обычно можно считать, что затухание катушки в экране d'_s

$$d'_s = d_{Cu} + d_{\Delta_s}. \quad (34.15)$$

34.8. Наивыгоднейшее соотношение между диаметром экрана и диаметром катушки

Вопрос правильного выбора соотношения между размерами катушки и размерами экрана является довольно существенным. Если при этом выборе заданы были размеры катушки, то очевидно, что наилучшим с точки зрения потерь экраном для такой катушки был бы экран с бесконечно большим диаметром. Однако, при проектировании заданной величиной обычно является не размер катушки, а размер экрана, который выбирают из общих конструктивных соображений. Поэтому вопрос сводится к подбору катушки, которая в экране заданных размеров имела бы наилучшие электрические параметры.

Исходя из самых общих соображений, нетрудно придти к заключению, что для каждого диаметра экрана всегда имеется некоторый вполне определённый диаметр катушки, который является наиболее выгодным. В самом деле, если мы возьмём катушку чересчур большого диаметра, то она будет располагаться в непосредственной близости от стенок экрана, вследствие чего индуктивность её резко упадёт, в то время, как сопротивление потерь на поверхностный эффект останется неизменным и уменьшатся лишь потери на индукционные токи (если диэлектрические потери малы).

Кроме того, при малом расстоянии между катушкой и экраном последний может начать вносить заметные потери. Как уже указывалось, при определённом диаметре экрана эти потери прямо пропорциональны четвёртой степени диаметра катушки. Вследствие этого качество катушки в этом случае должно сильно ухудшиться и, очевидно, что катушка, очень близко расположенная относительно экрана, не может быть наиболее выгодной.

В то же время, если мы возьмём слишком маленькую катушку, то хотя в этом случае экран будет вносить очень незначительное ухудшение, зато сама катушка даже без экрана будет иметь слишком большое затухание. Таким образом, очевидно, что ни слишком большая, ни слишком малая катушка в экране не дают возможности получить контур с наибольшей возможной добротностью. Наиболее выгодный диаметр катушки должен иметь какое-то среднее значение. Анализ^[30, 31], а также эксперименты показывают, что наиболее выгодное соотношение D_3/D лежит в пределах $1,5 \div 2,1$. На более коротких волнах надо брать меньшую величину D_3/D .

34.9. Проектирование контуров в экране, имеющих заданные величины индуктивности и затухания

Предположим, что нам требуется спроектировать контур, имеющий индуктивность L' и при использовании его в схеме затухание d_z для некоторой частоты f .

Если, как это обычно бывает, контур должен работать в целом диапазоне частот, то под частотой f обычно следует понимать высшую частоту рабочего диапазона, так как на этой частоте наиболее трудно выполнить требования к избирательности.

Расчёт будем вести для контура в экране; поэтому под величиной L' будем понимать индуктивность контура в экране. Перейдём к последовательности расчёта.

В первую очередь следует выбрать тип ламп и деталей, используемых в данной ступени приёмника.

Это даёт возможность вычислить значение потерь, вносимых за счёт ёмкостей схемы и присоединённых шунтирующих сопротивлений,

$$d_1 = \omega L \sum_p C_p \operatorname{tg} \delta_p + \omega L \sum_q \frac{1}{R_{шq}}. \quad (34.16)$$

Здесь C_p — ёмкости, создающие потери, а $R_{шq}$ — сопротивления шунтов. Из потерь, вносимых шунтами, обычно наибольшее значение имеют потери за счёт ламп.

Суммарное затухание

$$d_{\Sigma} = d_{Cu} + d_1 + d'_s. \quad (34.17)$$

Затухание, вносимое экраном, как это было показано выше, может быть определено следующим образом

$$d'_s = d_{Cu} \frac{(L - L')^2}{2LL'} + d_{\Delta_s} \quad (34.18)$$

(L — индуктивность катушки без экрана).

Здесь

$$\begin{aligned} d_{\Delta_s} &= \frac{\Delta_s R}{\omega L'} = \frac{1}{\omega L'} \left[\frac{2\pi \eta}{q} \left(\frac{D}{D_s} \right)^4 N^2 10^{-6} \sqrt{\rho} \sqrt{f} \right] = \\ &= \frac{L}{\omega L'} \left[\frac{2\pi}{L_0 q} S^4 \sqrt{\rho} \sqrt{f} 10^{-6} \right] \frac{1}{D} = \frac{\beta}{D}. \end{aligned} \quad (34.19)$$

В этом выражении $S = \frac{D}{D_s}$ представляет собой отношение диаметра катушки к диаметру экрана, а $\eta = \eta(q)$ определяется по графику рис. 34.1.

Выбрав форму катушки, т. е. $q = b/D$ и отношение S (например, взяв оптимальное отношение), мы с помощью ф-лы (34.4) находим индуктивность катушки без экрана

$$L = \frac{L'}{1 - \eta S^3}. \quad (34.20)$$

Это даёт нам возможность представить значение d'_s в виде

$$d'_s = \frac{\alpha + \beta}{D}. \quad (34.21)$$

Здесь

$$\alpha = \frac{(L - L')^2}{2LL'} \gamma; \quad \gamma = \frac{118}{qL_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{f}}. \quad (34.22)$$

Но в то же время можем написать

$$d_{cu} = \frac{\gamma}{D}.$$

Таким образом, мы приходим к заключению, что для того, чтобы получить контур с заданным затуханием, диаметр намотки катушки должен быть взят равным

$$D = \frac{\alpha + \beta + \gamma}{d_z - d_1}. \quad (34.23)$$

Затухание, вносимое экраном, не превышает 5—8% от затухания за счёт потерь в меди. Если им пренебречь, что в большинстве случаев допустимо, то можно положить $\gamma \gg \alpha + \beta$,

$$D = \frac{\gamma}{d_z - d_1} = \frac{118}{q L_0 \sqrt{f}} \cdot \frac{1}{d_z - d_1}. \quad (34.24)$$

Мы выбрали конструкцию контура, обеспечивающую необходимое затухание; остаётся удовлетворить требования к индуктивности. Поскольку D и $L_0 = \varphi(q)$ нам известны, непосредственно находим число витков катушки по формуле

$$N = \sqrt{\frac{L}{L_0 D}}.$$

Далее, зная число витков, берём диаметр провода катушки, равный оптимальному

$$a_0 = \frac{qD}{\sqrt{2N}}. \quad (34.25)$$

Величина диаметра экрана определяется выбранным нами соотношением

$$D_s = \frac{D}{S}. \quad (34.26)$$

Итак, нам удалось путём прямого расчёта однозначным образом определить все данные катушки, одновременно удовлетворив требования как по индуктивности, так и по величине затухания. Выбранный метод проектирования обеспечивает получение наилучших электрических показателей контура при данных габаритах.

Литература: 24, 30, 31, 38.

Литература

1. Б. П. Асеев. Основы радиотехники. Связьиздат, 1947.
2. А. И. Берг. Основы радиотехнических расчётов (усилители), изд. 2-е. Госиздат, 1930.
3. «Изобретение радио А. С. Поповым», сборник документов под редакцией А. И. Берга. Изд-во АН СССР, 1945.
4. С. Беттерворс. «Действующее сопротивление катушек индуктивности при радиочастотах», Wireless Engineer and Experimental Wireless, стр. 203, 302, 417, 1926.
5. Г. Боде. Теория цепей и проектирование усилителей с обратной связью. Гостиниздат, 1948.
6. Бунимович. «Преобразование флуктуаций нелинейной системы», ЖТФ; т. XVI, вып. 6, 1946.
7. Б. А. Введенский и А. Г. Аренберг. Распространение ультракоротких волн, Связьрадиоиздат. 1938.
8. В. Ф. Власов. Электровакуумные приборы. Связьиздат, 1943.
9. «Максимальная дальность действия радиолокационной станции», под ред. В. Ф. Высоцкого. Советское радио, Москва, 1947.
10. Е. В. Герольди Л. О. Молтер. О приёме на ультравысоких частотах, Госэнергоиздат, 1945.
11. В. Л. Гинзбург. «Новые данные о радиоизлучении солнца и галактики», УФН, т. XXXIV, вып. 1, январь 1948 г.
12. А. А. Глаголева-Аркадьва. Собрание трудов. Изд-во АН СССР, 1948.
13. И. С. Гоноровский. Частотная модуляция и её применение. Связьиздат, 1948.
14. Г. Горелик. «К теории суперрегенеративного приёмника», ЖТФ, т. III, вып. 1, 1933.
15. Г. Горелик. «Линейные резонансные явления в суперрегенеративном приёмнике», Электросвязь № 6, 1939.
16. В. Л. Грановский. Электрические флуктуации. ОНТИ. 1936.
17. Л. С. Гуткин. «Действие помех на сверхрегенератор», Радиотехника № 9, 1946 г.
18. А. Гурвиц. Теория аналитических и эллиптических функций, ГТТИ, 1933.
19. С. И. Евтянов. Переходные процессы в приёмно-усилительных схемах. Связьиздат, 1948.
20. Н. М. Изюмов. «Об импульсных системах радиосвязи». Труды ВЭТКАС № 2, 1945.
21. Н. М. Изюмов. Импульсные системы многоканальной связи, Воениздат, 1947.
22. И. Г. Кляцкин. Основы радиотехники. Связьтехиздат, 1933.
23. А. А. Колосов. Катушки радиоприёмника. Связьиздат, 1934.
24. А. А. Колосов. «Влияние экрана на самоиндукцию, величину потерь и внешнее поле катушек». Сборник «Новости заграничной радиотехники» № 9, «Вопросы теории радиоприёма». Связьтехиздат, 1935.
25. А. А. Колосов. «Связь на дециметровых волнах», сборник «Ультракороткие волны». Связьиздат, 1936.
26. А. А. Колосов. Основы расчёта радиоприёмников. Связьиздат, 1937.
27. А. А. Колосов. «Расчёт усилителей высокой частоты с трансформаторной связью и усилителей

на полосовых фильтрах», Радиотехника № 3, 1937.

28. А. А. Колосов и Е. И. Розенфельд. «Собственная ёмкость однослойных катушек», Радиотехника № 5, 1937.

29. А. А. Колосов. Качественные показатели радиозещательных приёмников. Связьиздат, 1938.

30. А. А. Колосов и Е. И. Розенфельд. «Экранирование катушек колебательных контуров». Электросвязь № 5, 1938.

31. А. А. Колосов. «Вопросы частотной селекции» (Диссертация автора). Военфак при МИИС, Москва, 1941.

32. А. А. Колосов. «Некоторые особенности широкополосных приёмников метровых волн». Труды ВЭТКАС № 9, 1945 г.

33. А. А. Колосов. «Об отношении сигнала к шуму в приёмниках ультравысоких частот». Труды ВЭТКАС № 13, 1946.

34. А. А. Колосов. Приём ультравысоких частот, ч. II. Изд. ВКАС, 1946.

35. А. А. Колосов. Входные устройства приёмников метровых волн», Труды ВЭТКАС, № 13, 1946.

36. А. А. Колосов. Приём ультравысоких частот, ч. III (Широкополосные усилители и усилители ультравысоких частот). Изд. ВКАС, 1947.

37. А. А. Колосов. «Полоса шумов многокаскадных резонансных усилителей», Доклады Академии Наук СССР, т. XII, № 4, 1948.

38. Н. С. Кошляков, А. В. Светлов и В. Г. Строганов. Теория сферического экрана для переменного магнитного поля. Изд-во АН СССР, 1936.

39. К. А. Круг. Основы электротехники, изд. 6-е. Госэнергоиздат, 1933.

40. А. Н. Крылов. О некоторых дифференциальных уравнениях математической физики, Ленинград, 1932.

41. Н. Н. Крылов. «Теория и расчёт радиоприёмных устройств», КУБУЧ, 1934.

42. Р. О. Кузьмин. Функция Бесселя. ГТТИ, 1933.

43. Ф. Л. Левеллин. Инерция электронов. Гостехиздат, 1946.

44. Г. А. Левин и Ю. М. Гадиев. «Амплитудный ограничитель в схемах частотной модуляции». Электросвязь № 5, 1939.

45. Р. Д. Лейтес. «Процессы установления в многокаскадном усилителе», Радиотехника № 3, 1947.

46. Ф. П. Липсман. «Методы модуляции в многоканальных ретрансляционных линиях», Радиотехнический сборник. Госэнергоиздат, 1947.

47. П. М. Максимовский. «Измерения уровня атмосферных помех в диапазоне коротких волн». Электросвязь № 5, 1939 г.

48. В. Н. Мильштейн. «Детектирование частотно-модулированных колебаний», ЖТФ, т. IX, вып. 13, 1939.

49. А. В. Михайлов. «Теория устойчивости линейных цепей обратной связи с сосредоточенными постоянными», ЖТФ, т. IX, вып. 1, 1939.

50. Г. Найквист. «Теория регенерации». Bell Syst. Tech. Journ. № 1, 1930.

51. М. С. Нейман. «Маячковые радиолампы и колебательные системы «Баттерфлай», Американская техника и промышленность № 1, 1946.

52. С. В. Новаковский. Частотная модуляция. Связьиздат, 1946.

53. Н. Д. Папалекси. Радиопомехи и борьба с ними. Гостехиздат, 1944.

54. Н. Д. Папалекси. «Об измерениях расстояния от земли до луны с помощью электромагнитных волн». Успехи физических наук, т. 29, № 3—4, 1946.

55. В. Б. Пестряков. «Детектирование колебаний, модулированных по частоте», Электросвязь № 2, 1938.

56. В. Б. Пестряков. «О действии аperiodических помех в приёмнике частотно-модулированных колебаний с ограничителем при большом отношении помехи к сигналу», ИЭСТ № 7, 1938.

57. А. С. Попов. «Прибор для обнаружения и регистрации электрических колебаний», журнал Русского физико-химического общества, т. 28, часть физическая, отд. 1, вып. 1895.

58. И. И. Привалов. Введение в теорию функций комплексного переменного. ОНТИ, 1935.

59. Д. Рэлей. «Теория звука», т. 1, § 235, ГИГТЛ, 1940.

60. С. М. Рытов. «Модулированные колебания и волны» Труды физического института АН СССР, т. II, вып. 1, 1940. (Диссертация на степень доктора физико-математических наук.)

61. Г. К. Серапин. Супергетеродины. Связьтехиздат, 1937.

62. В. И. Сифоров. «Об устойчивости резонансных усилителей», ВЭТ № 10, 1931.

63. В. И. Сифоров. Резонансные усилители. Изд. Кубуч, Ленинград, 1932.

64. В. И. Сифоров. Полосовые усилители. ОНТИ, 1936.

65. В. И. Сифоров. «Теория и расчёт полосовых усилителей», ИТС № 2—3, 1933 и № 14, 1936.

66. В. И. Сифоров. «О действии помех при приёме по методу Армстронга», ИЭСТ № 7, 1936.

67. В. И. Сифоров. Новые методы радиоприёма. Гостехиздат, 1937.

68. В. И. Сифоров. «Одновременное детектирование двух сигналов», Электросвязь № 3, 1937.

69. В. И. Сифоров. Радиоприёмные устройства. Связьиздат, 1939.

70. В. И. Сифоров. Ультракоротковолновые приёмники импульсных сигналов. Связьиздат, 1947.

71. В. И. Сифоров. Радиоприёмные устройства, изд. 3-е, гл. VII, ЛК ВВИА, 1947.

72. В. И. Сифоров. «К теории усилителей ультравысокой частоты». Радиотехника т. 2, № 6, 1947.

73. В. И. Сифоров. «Исследование шумовых свойств усилительных

ламп в диапазоне ультравысоких частот», Радиотехника, т. 3, № 3, 1948.

74. Л. Б. Слепян. «Искажения в радиоприёмниках при усилении высокой частоты», ТРСТ № 4, 1932.

75. Л. Б. Слепян. Основы теории и расчёта радиоприёмников. Оборонгиз, 1939.

76. Л. Б. Слепян. «Оценка и измерение чувствительности в единицах КТ», Радиотехника, т. 3, № 2, 1948.

77. К. Ф. Теодорчик. Автоколебательные системы. Гостехиздат, 1948.

78. С. Э. Хайкин и Б. М. Чихарев. «Исследование радиоизлучения солнца бразильской экспедицией АН СССР по наблюдению солнечного затмения 20 мая 1947 г.». Дан, 58, № 9, 1947.

79. Я. З. Цыпкин. «Устойчивость систем с обратной связью», Радиотехника № 5, 1946.

80. Э. Л. Чеффи. Теория электронных ламп. Связьтехиздат, 1937.

81. Н. И. Чистяков. Резонансные усилители и предварительные селекторы. Связьиздат, 1939.

82. Н. И. Чистяков. «К расчёту одной схемы дискриминатора», ИЭСТ № 2, 1938.

83. Н. И. Чистяков. «К теории дискриминатора», ИЭСТ № 2, 1940.

84. Г. Т. Шитиков. «Влияние климатических условий на нестабильность основных элементов колебательного контура лампового генератора и методы уменьшения нестабильности». Труды НИИИС СВ № 4, 1947.

85. Г. Т. Шитиков. «Влияние характеристики контура на стабильность и допустимый коэффициент усиления», ВЭСТ № 12, 1940.

86. Я. Д. Ширман. «Частотные спектры при временной (фазовой) и частотной импульсной модуляции», Радиотехника № 7—8, 1946.

87. А. Н. Шуккин. Распространение радиоволн (гл. 23). Связьиздат 1940.

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Предисловие	3
-----------------------	---

Часть I

РАДИОПРИЁМНЫЕ УСТРОЙСТВА

Глава 1. История развития радиоприёмных устройств

1.1. Назначение приёмника	9
1.2. Приёмник Попова	10
1.3. Гетеродинный метод приёма	12
1.4. Ламповые схемы	13
1.5. Супергетеродинные приёмники	15

Глава 2. Физические принципы работы основных радиоприёмных схем

2.1. О классификации приёмных устройств	20
2.2. Приёмники прямого усиления	21
2.3. Регенеративные приёмники	27
2.4. Суперрегенеративные приёмники	29
2.5. Рефлексные схемы	33
2.6. Приёмники с преобразованием частоты (супергетеродины)	34

Глава 3. Особенности приёмников различных диапазонов

3.1. Спектр электромагнитных колебаний	37
3.2. Длинноволновые станции	39
3.3. Приёмники средних волн	40
3.4. Приёмники промежуточных и коротких волн	41
3.5. Приёмники метровых волн	41
3.6. Приёмники дециметровых волн	44
3.7. Приёмники сантиметровых волн	46

Глава 4. Приём частотно-модулированных сигналов

4.1. Вводные замечания	50
4.2. Амплитудная модуляция непрерывных колебаний	51
4.3. Частотно-модулированные колебания	53
4.4. Частотная и фазовая модуляция	56
4.5. Приёмники для частотно-модулированных сигналов	58

Глава 5. Приём импульсно-модулированных сигналов

5.1. Виды импульсной модуляции	63
5.2. Импульсно-фазовая модуляция	67
5.3. Радиоприём импульсных сигналов, модулированных по фазе	71

5.4. Пороговое значение входной мощности радиоприёмника при импульсно-фазовой модуляции	74
5.5. Помехозащищённость импульсно-фазовой модуляции по сравнению с амплитудной модуляцией непрерывных колебаний	76
5.6. Перекрёстные помехи при импульсно-фазовой модуляции	79

Часть II

ПОМЕХИ РАДИОПРИЁМУ

Глава 6. Флюктуации в электрических цепях

6.1. Вводные замечания	85
6.2. Средний квадрат флюктуаций	86
6.3. Энергия флюктуаций	88
6.4. Интеграл сопротивления электрической цепи	93
6.5. Величина флюктуаций в электрической цепи	94
6.6. Связь между интегралом сопротивления и шириной полосы шумов	96
6.7. Полоса шумов одиночного контура	101

Глава 7. Флюктуации в электронных лампах

7.1. Дробовой эффект	105
7.2. Влияние пространственного заряда на флюктуации электронного тока лампы	107
7.3. Флюктуации в триодах с отрицательно заряженной сеткой	109
7.4. Эквивалентное „шумовое“ сопротивление ламп	110
7.5. Осложнённые случаи дробового эффекта	111
7.6. Флюктуации в многоэлектродных лампах	113
7.7. Флюктуации, вызванные зарядами, индуктированными на сетке лампы	115
7.8. Флюктуации, вызванные последующими ступенями приёмника	116

Глава 8. Оценка величины шумов приёмного устройства

8.1. Вводные замечания	119
8.2. Коэффициент шума приёмного устройства	121
8.3. Соотношения для шумовых составляющих	126
8.4. Величина коэффициента шума для случая, когда шумы отдельных источников статистически независимы	130
8.5. Условия получения минимального значения коэффициента шума при статистически независимых источниках шумов	133
8.6. Сравнение минимального значения коэффициента шума с значением, соответствующим согласованному входу	135
8.7. Случай наличия статистической связи между шумами в цепи анода и в цепи сетки	137
8.8. Условия получения минимальной величины шумов	140

Глава 9. Флюктуации в приёмной антенне и внешние аperiодические помехи

9.1. Вводные замечания	143
9.2. Тепловые флюктуации в антенне	143
9.3. Шумы, создаваемые радиоизлучением галактики	144
9.4. Радиоизлучение солнца	147
9.5. Промышленные помехи	149
9.6. Атмосферные помехи	151

Глава 10. Помехи со стороны радиостанций и другие виды помех

10.1. Виды помех, создаваемые радиостанциями	156
10.2. Помехи за счёт биений между несущими	156
10.3. Помехи за счёт биений между боковыми частотами	157
10.4. Помехи за счёт перекрёстной модуляции	159
10.5. Помехи, возникающие в супергетеродинных приёмниках за счёт побочных каналов	160
10.6. Непосредственное воздействие на приёмник	163
10.7. Перекрёстные помехи, возникающие вне приёмника	164
10.8. Замирания	165
10.9. Искусственные помехи	166

Часть III

ЧАСТОТНАЯ ИЗБИРАТЕЛЬНОСТЬ В ПРИЁМНОМ УСТРОЙСТВЕ

Глава 11. Методы анализа электрических цепей

11.1. Вводные замечания	171
11.2. Метод контурных токов	171
11.3. Входное сопротивление, сопротивление передачи и коэффициент передачи электрической цепи	176
11.4. Метод узловых напряжений	179

Глава 12. Резонансный контур как избирательная система

12.1. Виды избирательности	182
12.2. Определения, относящиеся к резонансным системам	184
12.3. Одиночный колебательный контур	184

Глава 13. Избирательные свойства двухконтурных фильтров

13.1. Вводные замечания	192
13.2. Схемы двухконтурных полосовых фильтров	192
13.3. Изображающая кривая для двухконтурного фильтра	194
13.4. Одинаково настроенные контуры с равными параметрами при слабой связи	196
13.5. Фильтры с неравными затуханиями и различными настройками контуров в случае слабой связи	197
13.6. Некоторые частные случаи	199
13.7. Случай сильной связи	200
13.8. Обобщённые характеристики для случая равных параметров	201
13.9. Взаимно расстроенные контуры с одинаковыми затуханиями	204
13.10. Некоторые общие выводы и заключения по поводу метода изображающих кривых	204

Глава 14. Отрезки линий как избирательные системы

14.1. Вводные замечания	206
14.2. Основные соотношения для концентрических линий	207
14.3. Избирательные свойства концентрической линии	210

Часть IV

ВХОДНЫЕ УСТРОЙСТВА ПРИЁМНИКОВ

Глава 15. Входное устройство с ёмкостной связью с антенной

15.1. Требования, предъявляемые к входному устройству	217
15.2. Применение теоремы об эквивалентном генераторе	218

15.3. Коэффициент передачи входного устройства с ёмкостной связью	218
15.4. Избирательность входного устройства с ёмкостной связью	220
15.5. Выбор ёмкости связи с антенной	221
15.6. Пример расчёта	223

Глава 16. Входное устройство с индуктивной связью с антенной

16.1. Основные соотношения	225
16.2. Соотношения, соответствующие случаю „укороченной“ антенны	226
16.3. Случай „удлиненной“ антенны ($\omega_a < \omega_0$)	227
16.4. Влияние антенной цепи на параметры входного контура	227
16.5. Избирательность входного устройства при индуктивной связи с антенной	230
16.6. Выбор индуктивности антенной катушки	230
16.7. Выбор коэффициента связи с антенной при антенне определённых параметров	232
16.8. Условия выбора величины коэффициента связи с антенной при работе с антеннами разных типов	234
16.9. Пример расчёта входного устройства с индуктивной связью с антенной	236

Глава 17. Входное устройство с полосовым фильтром

17.1. Схемы с полосовым фильтром	239
17.2. Коэффициент передачи входного устройства с полосовым фильтром, имеющим ёмкостную связь с антенной	240
17.3. Коэффициент передачи при индуктивной связи полосового фильтра с антенной	242
17.4. Избирательность и ширина полосы пропускания входного устройства с полосовым фильтром	243
17.5. Выбор элементов полосового фильтра с двойной ёмкостной связью	245
17.6. Пример расчёта фильтра с двойной ёмкостной связью	247

Глава 18. Входные устройства приёмников метровых и дециметровых волн

18.1. Вводные замечания	250
18.2. Условия согласования	252
18.3. Трансформация сопротивлений	253
18.4. Коэффициент передачи при рассогласованной нагрузке	255
18.5. Общая эквивалентная схема антенной цепи	256
18.6. Входное устройство с симметричным входом	258
18.7. Схема входного устройства с неполным включением со стороны сетки	264
18.8. Схема автотрансформаторного включения антенны	267
18.9. Использование концентрической линии в схеме входного устройства на дециметровых волнах	269

Часть V

РЕЗОНАНСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ БЕЗ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ И С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Глава 19. Усилительная электронная лампа

19.1. Вводные замечания	275
19.2. Вывод исходных соотношений	276

19.3. Ускорение, скорость и положение электрона	277
19.4. Уравнения, соответствующие случаю постоянного поля	279
19.5. Время пролёта электронов в диоде	280
19.6. Анодный ток и крутизна характеристики диода	281
19.7. Зависимость электрических параметров триода от его конструктивных данных	283
19.8. Многоэлектродные лампы	288
19.9. Теорема подобия для ламп	289
19.10. Требования, предъявляемые к усилительным лампам	291

Глава 20. Общие методы анализа усилительных схем

20.1. Вводные замечания	293
20.2. Эквивалентный генератор эдс и эквивалентный генератор тока	294
20.3. Применение метода узловых напряжений к выводу характеристических уравнений	297
20.4. Входная проводимость и входное сопротивление усилителя с заземлённым катодом	299
20.5. Усиление лампы с заземлённым катодом	302
20.6. Анализ усилителя с заземлённым катодом на основе метода активного четырёхполюсника	303
20.7. Анализ для активного четырёхполюсника в случае схемы с заземлённой сеткой	305

Глава 21. Одноконтурные резонансные усилители

21.1. Вводные замечания	307
21.2. Усилитель с непосредственным включением контура в анодную цепь лампы	308
21.3. Усилитель по схеме параллельного питания	311
21.4. Автотрансформаторные схемы	313
21.5. Схема автотрансформаторного включения со стороны анода	315
21.6. Схема автотрансформаторного включения со стороны анода и со стороны сетки	316
21.7. Трансформаторный усилитель	317
21.8. Выбор величины связи в трансформаторном усилителе	319

Глава 22. Системы с обратной связью

22.1. Вводные замечания	321
22.2. Усиление усилителя с обратной связью	322
22.3. Влияние обратной связи на колебания коэффициента усиления	323
22.4. Влияние обратной связи на избирательность резонансного усилителя	324
22.5. Отношение сигнала к помехе в усилителе с обратной связью	327
22.6. Возвратная разность	331
22.7. Устойчивость и корни характеристического уравнения	333
22.8. Критерий Гурвица	334
22.9. Некоторые сведения из теории функций комплексного переменного	335
22.10. Устойчивость систем с обратной связью	338
22.11. Абсолютная и условная устойчивость	341
22.12. Критерий абсолютной устойчивости	342

Глава 23. Паразитные обратные связи в многоступенных резонансных усилителях

23.1. Вводные замечания	344
23.2. Усиление, избирательность и полоса пропускания многоступенного усилителя, без учёта действия обратной связи	344
23.3. Виды паразитных обратных связей	347
23.4. Связь через ёмкость C_{ag} . Условия устойчивости для одноступенного усилителя	349
23.5. Определитель системы характеристических уравнений для n -ступенного усилителя	353
23.6. Условия абсолютной устойчивости для многоступенных усилителей	356
23.7. Предельное устойчивое усиление	359
23.8. Паразитная связь через общие источники питания. Трёхступенный усилитель	362
23.9. Паразитная связь через общие источники питания в усилителе с n -ступенями	367

Глава 24. Двухконтурные полосовые усилители промежуточной частоты

24.1. Вводные замечания	370
24.2. Схемы двухконтурных усилителей	370
24.3. Основные соотношения для двухконтурного усилителя	372
24.4. Обратная связь в двухконтурных усилителях	374
24.5. Многоступенные двухконтурные усилители	376

Часть VI

ШИРОКОПОЛОСНЫЕ УСИЛИТЕЛИ

Глава 25. Широкополосные резонансные усилители промежуточной частоты

25.1. Вводные замечания	381
25.2. Широкополосный усилитель с непосредственным включением контура в анодную цепь	384
25.3. Автотрансформаторные схемы	387
25.4. Многоступенные усилители	389
25.5. Оптимальное число ступеней, обеспечивающее максимум усиления широкополосного усилителя с ступенями, настроенными в резонанс	391
25.6. Максимальная возможная полоса пропускания усилителя	393

Глава 26. Амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики широкополосных усилителей

26.1. Вводные замечания	397
26.2. Амплитудно-частотные характеристики широкополосного одноконтурного усилителя	397
26.3. Амплитудно-частотные характеристики усилителя, потери в котором определяются шунтом	399
26.4. Амплитудно-частотные характеристики ступени, потери в которой определяются шунтом, зависящим от частоты	401
26.5. Ширина полосы пропускания	403

26.6. Фазо-частотные характеристики	404
26.7. Фазо-частотная характеристика усилителя, потери в котором определяются шунтирующим сопротивлением	405
26.8. Фазо-частотные характеристики ступени усилителя, потери в которой определяются шунтирующим сопротивлением, зависящим от частоты	406

Глава 27. Полоса шумов многоступенных избирательных систем

27.1. Вводные замечания	408
27.2. Полоса шумов для n -ступенного широкополосного усилителя с одиночными контурами	409
27.3. Полоса шумов узкополосного усилителя с одиночными контурами	411
27.4. Предельный случай бесконечного числа ступеней	413
27.5. Исходные соотношения для полосы шумов двухконтурных резонансных усилителей	414
27.6. Результаты вычисления полосы шумов для случая двухконтурных широкополосных усилителей при оптимальной связи	414
27.7. Полоса шумов широкополосных двухконтурных усилителей при связи выше критической	415
27.8. Полоса шумов узкополосных двухконтурных усилителей при оптимальной связи	416
27.9. Вывод соотношений для полосы шумов в случае n -ступенного резонансного усилителя с одиночными контурами	417

Глава 28. Устойчивость ширины полосы пропускания и других параметров в условиях эксплуатации и выбор ёмкостей контуров

28.1. Вводные замечания	423
28.2. Влияние разброса по крутизне характеристик ламп на работу усилителя	424
28.3. Влияние смены ламп на величину усиления многоступенного усилителя	425
28.4. Влияние смены лампы на ширину полосы пропускания многоступенного усилителя	432

Глава 29. Широкополосные усилители с взаимно расстроенными ступенями и усилители с двухконтурными фильтрами

29.1. Усилители с взаимно расстроенными одиночными контурами	436
29.2. Оптимальное число ступеней и максимально возможная ширина полосы пропускания усилителей с симметрично расстроенными контурами	442
29.3. Допустимое отклонение настройки за счёт смены ламп в усилителях с взаимно расстроенными контурами	444
29.4. Сравнение усилительных свойств усилителей с взаимно расстроенными контурами, с усилителями, имеющими контуры, настроенные в резонанс на частоту сигнала	449
29.5. Широкополосные двухконтурные усилители	451
29.6. Оптимальное число ступеней усиления, максимальное возможное усиление и максимальная полоса пропускания широкополосных двухконтурных усилителей	454

29.7. Влияние отклонения ёмкостей на изменение ширины полосы пропускания двухконтурных усилителей	455
29.8. Сравнение усилительных способностей одноконтурных и двухконтурных широкополосных усилителей	458

Часть VII

УСИЛИТЕЛИ НА УЛЬТРАВЫСОКИХ ЧАСТОТАХ

Глава 30. Входная проводимость усилительных ламп на ультравысоких частотах

30.1. Вводные замечания	465
30.2. Влияние инерции электронов на входную проводимость лампы на ультравысоких частотах	465
30.3. Величина индуктированного тока в цепи сетки	468
30.4. Конвекционный ток	470
30.5. Величина входной проводимости лампы, обусловленная инерцией электронов	474
30.6. Влияние индуктивности ввода катода на величину входной проводимости лампы	479
30.7. Расчёт величины входной проводимости лампы	480

Глава 31. Усиление на ультравысоких частотах

31.1. Вводные замечания	482
31.2. Предельные частоты усилителя	482
31.3. Применение резонансного контура как элемента согласования в усилителе увч	484
31.4. Пример расчёта	485
31.5. Схема усилителя с последовательным включением индуктивности	487
31.6. Двухтактная схема усиления высокой частоты	490

Глава 32. Усилители на триодах с заземлённой сеткой

32.1. Вводные замечания	492
32.2. Эквивалентные схемы усилителя с заземлённой сеткой	492
32.3. Входная проводимость	493
32.4. Усилительные свойства ступени с заземлённой сеткой	496
32.5. Последовательное включение усилителей	497

Часть VIII

ПРОЕКТИРОВАНИЕ КАТУШЕК КОНТУРОВ

Глава 33. Катушки контуров приёмника

33.1. Вводные замечания	505
33.2. Индуктивность	507
33.3. Взаимоиндуктивность катушек	511
33.4. Коэффициент связи между катушками	517
33.5. Собственная распределённая ёмкость катушек	518
33.6. Потери в материале провода катушки	521
33.7. Сопротивление потерь на поверхностный эффект	523
33.8. Сопротивление потерь в меди при однослойной катушке	523
33.9. Диэлектрические потери в катушке	533
33.10. Теорема подобия для однослойных катушек	534
33.11. Результирующие потери контура	534

Глава 34. Экранирование контуров

34.1. Вводные замечания	538
34.2. Постановка задачи	539
34.3. Влияние экрана на индуктивность	539
34.4. Расчётная формула для индуктивности катушки в экране	540
34.5. Расчёт индуктивности многослойных катушек в экране	540
34.6. Непосредственное влияние экрана на сопротивление потерь в катушке	541
34.7. Влияние экрана на суммарные потери в проводе катушки	542
34.8. Наивыгоднейшее соотношение между диаметром экрана и диаметром катушки	545
34.9. Проектирование контуров в экране, имеющих заданные величины индуктивности и затухания	546
Литература	549

Редактор Н. И. Чистяков

Техн редактор Т. М. Морозова

Л 156145. Сдано в набор 1/IV 1949 г. Подписано к печати 19/VIII 1949 г.
 Тираж 8000. Объём п. л. 35. Авт. л. 26,57, уч.-изд л. 29,23. Форм. бум. 60×92,
 доля $\frac{1}{16}$. Зак. изд. 3049. Цена 16 руб в переплёте. Зак. тип. 235.

Типография Связьиздата, Москва, ул. Кирова, 40,

