

Посвящается светлой памяти моего отца

Ионова Александра Ивановича

ВВЕДЕНИЕ

Развитие современных радиопередающих устройств идет по пути увеличения излучаемой мощности и расширения рабочего диапазона с одновременным сокращением времени перехода с волны на волну. Все это сопровождается повышением качественных показателей передаваемых радиосигналов, увеличением КПД, уменьшением габаритов и массы при всеобъемлющей автоматизации управления. Особенно устойчивым является рост мощности, что обусловлено опережающими развитие радиопередающей техники потребностями экономики и обороны а также особенностями новейших методов научных исследований в ряде направлений фундаментальных наук.

Известно [1,2], что основным видом дальней межконтинентальной связи является радиосвязь на коротких волнах (КВ). Средства КВ-радиосвязи являются важнейшим звеном в системе глобальной связи. Однако передача радиосигналов на большие расстояния требует огромных мощностей, достигающих сотен кВт, генерируемых оконечными каскадами радиопередатчиков. (На повестке дня эксплуатация передатчиков мощностью в несколько МВт в режиме

непрерывного генерирования.) Другой особенностью современных связных КВ-радиопередатчиков является широкий диапазон рабочих частот (коэффициент диапазона порядка 10 и более). На еще большие мощности и диапазон рабочих частот должны проектироваться армейские КВ-радиопередатчики, что необходимо для обеспечения бесперебойной связи в условиях искусственно организуемых радиопомех или при работе в системе радиопротиводействия [3,4].

Подобно КВ-радиопередатчикам большое значение для экономики и обороны имеют мощные ультракоротковолновые (УКВ) радиопередатчики, т. е. радиопередатчики диапазонов метровых и дециметровых волн.

С начала 90-х годов двадцатого столетия начала интенсивно развиваться радиосвязь, основанная на рассеянии ультракоротких волн от неоднородностей тропосферы, ионосферы и ионизированных следов метеоров (ионосферная, тропосферная, метеорная связь). В отличие от традиционной радиосвязи в пределах "прямой видимости" новые виды радиосвязи обеспечивают устойчивую дальнюю и сверхдальнюю связь (до 2500 км), практически свободную от влияния возмущений магнитного поля Земли. Однако, как и на КВ, в этом случае требуются значительные мощности (от 5-10 до 100 кВт). Диапазон рабочих частот таких передатчиков обычно лежит в пределах 30-3000 МГц.

Передатчики ионосферной, тропосферной и метеорной связи, подобно магистральным КВ-передатчикам, требуют

перестройки в диапазоне частот. Перестройка в этом случае обусловлена необходимостью выбора нужного канала связи и волны наименьшего затухания на трассе, зависящих от времени года, суток, случайных причин, сопутствующих процессу образования неоднородностей атмосферы, рассеивающих радиоволны.

В УКВ-передатчиках военного назначения необходимость диапазонной работы с оперативной перестройкой является обязательным условием. Это диктуется требованием обеспечения надежной связи в условиях искусственно организуемых радиопомех или эффективного подавления радиоэлектронных средств (в случае работы в составе системы радиопротиводействия) [3,4].

В качестве генераторных приборов на КВ и УКВ (вплоть до 1000-1500 МГц) в мощных диапазонных радиопередатчиках используются электронные лампы. Это триоды и лучевые тетроды [1, 2 и др.] с единичной мощностью до 700 кВт в КВ-диапазоне и до 100 кВт в УКВ-диапазоне в режиме непрерывного генерирования [1,5]. Только электронные лампы в состоянии обеспечить высокий уровень мощности, сочетающийся с простотой перестройки и высоким КПД.

Последнее десятилетие 20-го века ознаменовалось существенным развитием транзисторных радиопередатчиков, в том числе достаточно мощных широкополосных апериодических усилителей с КПД до 40-50% (см., например, [10,11,12]).

С помощью разработанных специальных схем сложения [13] возможно получение мощности в УКВ-диапазоне до киловатта и более при единичной мощности транзисторного модуля 25-60 Вт. Однако увеличение числа работающих на общую нагрузку модулей имеет предел, обусловленный неизбежной "расфазировкой" сигналов отдельных модулей в общей нагрузке из-за разброса параметров транзисторов и устройств сложения. При этом возможно также возбуждение паразитных модов колебаний (если поперечные размеры цепи сложения мощности оказываются соизмеримыми с длиной рабочей волны). Увеличение числа одновременно работающих на общую нагрузку модулей, кроме того, влечет за собой усложнение согласования их с нагрузкой. По-видимому, можно считать технически оправданным соединение в общей цепи сложения 15-20 модулей. Согласно прогнозу, приведенному в [14], к 2001 году единичная мощность УКВ-транзисторов не превысит 100 Вт (что сейчас подтвердилось). Это позволяет рассчитывать на получение в обозримом будущем мощности от транзисторных широкополосных УКВ-усилителей порядка 2000 Вт. Естественно, что эта мощность не может удовлетворить быстро растущие потребности практики. Кроме того, для широкополосных апериодических транзисторных усилителей остается в силе проблема КПД и, что особенно важно, проблема фильтрации побочного излучения.

Вышесказанное объясняет то обстоятельство, что перестраиваемые резонансные каскады усиления на электрон-

ных лампах стали доминирующим типом оконечных каскадов широкодиапазонных радиопередатчиков средней и большой мощности, работающих в диапазонах КВ и УКВ вплоть до частот 1000 — 1500 МГц.

Следует отметить, что необходимость в автоматизации настройки возникает не только в широкодиапазонных радиопередатчиках, но и в узкодиапазонных, работающих без обслуживающего персонала. К числу таких передатчиков относятся, например, передатчики, расположенные в труднодоступных местах, использующие тропосферное и ионосферное рассеяние радиоволн, некоторые специальные телевизионные передатчики и т. д.

Как уже говорилось, одной из тенденций развития современных радиопередающих устройств является всеобъемлющая автоматизация процессов управления. Помимо повышения качественных показателей передаваемого радиосигнала при этом достигается экономия средств на обслуживающем персонале, возможность дистанционного управления (в том числе с приемного конца) [1], увеличение пропускной способности радиолинии и, наконец, качественно новый подход к организации радиосвязи в составе единой автоматизированной сети связи (ЕАСС).

Одним из центральных вопросов в проблеме автоматизации управления широкодиапазонным КВ- или УКВ-радиопередатчиком является вопрос его перестройки при переходе с одной рабочей волны на другую. В процессе этой перестройки необходимо:

— автоматически установить требуемую частоту возбуждителя, что выполняют системы автоматической подстройки частоты (АПЧ) или специальные коммутирующие схемы — в случае возбуждителей, построенных по принципу дискретного множества частот;

— настроить в резонанс с частотой возбуждения (или ее гармоникой — в случае умножителя) выходной контур всех перестраиваемых усилительных каскадов, что выполняют системы автоматической настройки контуров (АНК);

— обеспечить оптимальное для генераторной лампы каскада вносимое в контур со стороны нагрузки активное сопротивление, что выполняют системы автоматического согласования нагрузки (АСН);

— перестроить согласующее устройство антенно-фидерного тракта (если оно требуется по условиям эксплуатации), что выполняют системы автоматической настройки согласующего устройства (АНСУ).

Системы АПЧ исторически начали развиваться значительно раньше систем АНК, АСН и АНСУ. Первоначально системы АПЧ служили в качестве одного из средств стабилизации частоты задающего генератора передатчиков и гетеродинов приемников. С начала 50-х годов двадцатого столетия, когда во всем мире начали интенсивно разрабатываться радиопередатчики и целые радиоцентры с автоматическим управлением [1], системы АПЧ получили свое дальнейшее развитие и стали выполнять также роль систем автоматического управления частотой возбуждителя. В ос-

новном усилиями советских (российских) ученых в настоящее время создана вполне законченная теория и методика инженерного расчета этих систем [15-18 и др.].

В начале 50-х годов прошлого века появились первые работы, ознаменовавшие собой начало разработки и исследования систем АНК в КВ-диапазоне [19, 20 и др.], что было вызвано потребностью радиосвязи и радиотелевещания в передатчиках с автоматическим управлением. К числу важнейших из них относится разработка фазового дискриминатора — устройства, позволяющего судить о разности фаз напряжений на входе и выходе усилительного каскада. Фазовый дискриминатор был положен в основу наиболее совершенных систем АНК — систем фазовой автоматической настройки контуров (ФАНК) резонансных усилителей [15], являющихся доминирующими в КВ-диапазоне.

Потребности развития автоматизированных радиопередатчиков вызвали к жизни работы, посвященные изучению свойств и процессов, протекающих в фазовом дискриминаторе, как звене системы ФАНК КВ-диапазона [15]. Одновременно интенсивно шли разработки в направлении внедрения систем ФАНК на УКВ. Однако усилия разработчиков наталкивались на практически полную неизученность физических процессов и особенностей работы в УКВ-диапазоне радиочастотных звеньев системы. К таким звеньям относится, прежде всего, сам объект регулирования — настраиваемый каскад, а также, фазовый дискриминатор — нуль-орган системы ФАНК — и другие устройства, про-

цессы в которых протекают на радиочастоте. В связи с этим актуальным стадо систематическое изучение указанных устройств как звеньев системы ФАНК с позиций радиотехники. Потребовалась разработка основ теории и расчета, устанавливающих связь между радиотехническими параметрами звеньев и параметрами их как элементов системы автоматического управления.

Всем этим вопросам посвящена данная монография.

Система ФАНК

Система ФАНК резонансного усилителя относится к классу систем со стабилизацией параметра регулирования, в качестве которого используется разность фаз между входным и выходным напряжениями усилителя. Можно, однако, систему ФАНК рассматривать как следящую систему, использующую в качестве параметра регулирования начальную фазу выходного напряжения настраиваемого усилителя, а в качестве управляющего воздействия — начальную фазу входного напряжения. Оба рассмотрения, естественно, приводят к тождественным результатам. Для определенности будем в дальнейшем рассматривать систему ФАНК как систему стабилизации параметра. Такое рассмотрение удобно, так как связано с часто используемой характеристикой усилителя как четырехполюсника — фазой коэффициента передачи (усиления). Нетрудно увидеть, что в задачу системы ФАНК, как системы стабилизации

параметра, входит стабилизация фазы коэффициента усиления резонансного усилителя.

Основным звеном регулятора системы ФАНК, работающим на несущей частоте передатчика, является фазовый дискриминатор (ФД) — устройство, позволяющее сравнивать фазы двух одинаковых по частоте напряжений [8,15,16,21 и др.], т. е. выполняющее функцию нуля-органа системы ФАНК. В качестве таких напряжений в системе ФАНК используются высокочастотные напряжения на сетке и аноде лампы настраиваемого каскада. При настроенном анодном контуре эти напряжения противофазны (для схемы усилителя с общим катодом). При расстройке контура разность фаз между напряжениями лежит в пределах 90° — 270° .

ФД устроен так, что при противофазности сравниваемых напряжений, напряжение на его выходе (сигнал ошибки системы ФАНК) равно нулю. Если разность фаз сравниваемых напряжений отлична от 180° и лежит в пределах 90° — 270° , то на выходе ФД будет вырабатываться постоянное напряжение, изменяющееся приблизительно по синусоидальному закону в зависимости от разности фаз.

На рис. I показана упрощенная принципиальная схема усилительного каскада передатчика с системой ФАНК. На рис. II приведена схема простого балансного ФД, часто используемого в диапазоне КВ, на рис. III — векторные диаграммы, поясняющие его работу.

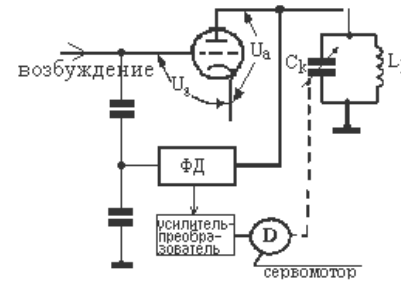


Рис. 1. Упрощенная схема системы ФАНК лампового каскада

При выполнении условия $R_o \ll 1/(\omega C_o)$ напряжение U_o (рис. II) опережает на 90° напряжение $U_{i\dot{a}n}$ на несимметричном входе ФД. При настроенном контуре фазовые соотношения напряжения в схеме ФД соответствуют рис. III, а.

Так как выходное напряжение ($U_{вых}$) ФД является разно-

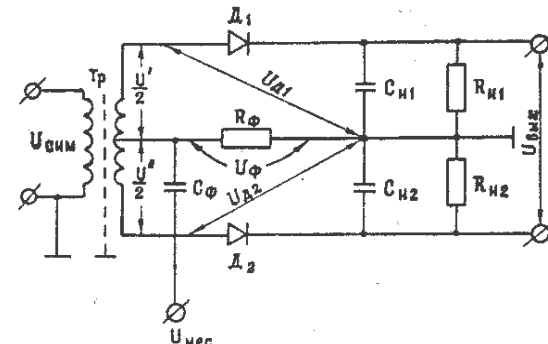


Рис. II. Упрощенная схема балансного ФД.

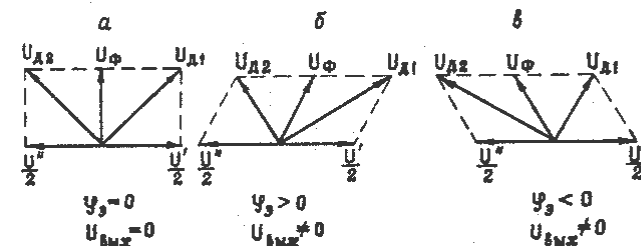


Рис. III. Векторные диаграммы для настроенного (а) и расстроенного каскада (б, в).

стью выпрямленных диодами Д1 и Д2 напряжений $U_{Д1}$ и $U_{Д2}$, то при симметричной схеме $U_{вых} = 0$. При расстройках контура справедливы диаграммы рис. III, б, в, из которых следует, что $U_{вых}$ отлично от нуля и меняет полярность при изменении знака расстройки контура (или его фазового угла $\varphi = -\arctg(2Q \Delta f/f_0)$). При соответствующем согласовании полярности $U_{вых}$ с направлением вращения сервомотора (D на рис. I) и контурного конденсатора (C_k) ошибка в настройке контура будет компенсироваться работой системы ФАНК.

Сделанное рассмотрение работы системы ФАНК является упрощенным, так как не учитывает ряд факторов, влияющих на ее работу и часто приводящих к значительным остаточным ошибкам в настройке контура. К числу этих факторов следует отнести:

— наличие паразитного фазового сдвига напряжения ($U_{сим}$), подаваемого на симметричный вход ФД (рис. II) при передаче его через трансформатор (Tr);

— отличие от 90° сдвига по фазе напряжения U_ϕ относительно напряжения $U_{нес}$ за счет неидеальности работы фазовращателя $R_\phi C_\phi$;

— изменение этого сдвига с изменением рабочей частоты передатчика;

— влияние на фазовые соотношения монтажных емкостей и индуктивностей соединительных проводников как в схеме самого ФД, так и проводников, соединяющих ФД с настраиваемым каскадом;

— влияние сдвига фазы во входной цепи генераторной лампы каскада;

— влияние высших гармонических несущей частоты передатчика;

— неидеальность блокировочных элементов схемы каскада;

— инерция электронов;

— многорезонансность колебательных систем при переходе к УКВ и т. д.

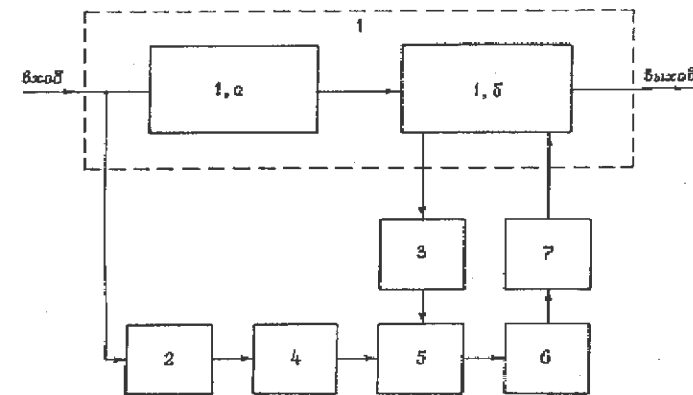


Рис. IV. Обобщенная структурная схема системы ФАНК усилительного каскада.

Приведенный перечень явлений, не учитываемых в цитированной выше литературе, говорит о сложности процессов, влияющих на работу системы ФАНК.

На рис. IV дана обобщенная структурная схема системы ФАНК, инвариантная, как это будет видно из последующего, по отношению к диапазону рабочих частот настраиваемого каскада и типу его схемы. Из семи блоков схемы в пя-

ти основные процессы протекают на радиочастотах (блоки 1-5).

Кроме настраиваемого каскада (блок I) и фазового дискриминатора (блок 5), на обобщенной схеме изображены входной и выходной четырехполюсники связи (блоки 2 и 3), включающие в себя в общем случае элементы связи ФД с каскадом, соединительные провода, фильтры мешающих сигналов, согласующие, развязывающие устройства и т. д.

Амплитудно-фазовый корректор (АФК), изображенный на схеме под номером 4, служит для компенсации фазового сдвига напряжения, возникающего при определенных условиях в настроенном каскаде, и, если необходимо, для улучшения амплитудных соотношений между сравниваемыми напряжениями, поступающими на ФД. В блоке 6 — сервоприводе — электрические процессы протекают либо на низких частотах, либо даже на постоянном токе. Блок 7 — исполнительное устройство, т. е. устройство, воздействующее на параметр регулирования. В мощных КВ- и УКВ-радиопередатчиках, работающих в широком диапазоне частот блок 7, как правило, является механически-управляемым устройством (контурная катушка переменной индуктивности, либо переменный вакуумный конденсатор — в КВ-радиопередатчиках, или короткозамыкающий плунжер — в УКВ-радиопередатчиках).

Обобщенная структурная схема, приведенная на рис. IV, обеспечивает выполнение анализа всех входящих в систему ФАНК звеньев в самом общем виде и позволяет сфор-

мулировать к ним требования. (За исключением объекта регулирования — усилительного каскада, требования к которому вытекают из основного назначения каскада, как части радиопередающего устройства). Эти требования сформулированы в соответствующих главах.

Как правило, в диапазонных радиопередатчиках настройка колебательных систем усилительных каскадов, особенно оконечных, проводится, как минимум, в две стадии. На первой стадии ("грубой" настройки) с помощью самостоятельного кольца автонастройки (системы автоматической перестройки) колебательный контур каскада "вводится" в полосу захвата другого кольца (системы автоматической подстройки), которое настраивает каскад с заданной точностью. Иногда [19] обе стадии настройки по времени могут перекрываться (комбинированные системы).

Описанное построение систем АНК обусловлено трудностью одновременного обеспечения с помощью одной системы достаточно широкой полосы захвата и высокой точности настройки. К этим требованиям, как правило, следует добавить требование "слежения" за "уходами" резонансной частоты настраиваемого контура в процессе работы каскада, что дополнительно усложняет задачу системы АНК.

Близка к идеалу, сочетающему в себе все три перечисленные выше достоинства, система ФАНК.

Как правило, основным критерием точности работы систем АНК и АСН для КВ- и УКВ-передатчиков является

уровень поступающей в АФТ мощности. В идеальном случае мощность, поступающая в АФТ, должна быть максимальной. На величину этой мощности оказывает влияние как работа системы АНК, так и АСН. В представляющем практический интерес случае малых остаточных ошибок можно полагать, что уменьшение мощности в АФТ равно средней квадратичной величине значений уменьшения мощности за счет ошибок в работе систем АСН и АНК, рассчитанных по отдельности.

Часто, особенно в оконечных каскадах ламповых КВ- и УКВ-передатчиков, используется критический или недонапряженный режим. Для этого случая в первом приближении можно полагать, что расстройка контура не приведет к изменению величины тока I_{a1} генераторной лампы, так как при расстройке режим генератора станет более недонапряженным из-за уменьшения модуля полного сопротивления контура Z_3 , нагружающего лампу. В этих условиях мощность в нагрузке генератора может быть вычислена по формуле $P_n = I_{a1}^2 R_3 / 2$, где $R_3 = R_{30} / (1 + \alpha^2)$ — активная часть сопротивления контура (при последовательной схеме его замещения). В свою очередь R_{30} — резонансное сопротивление $\alpha = 2Q \Delta f / f_0$ — обобщенная расстройка контура; Q , Δf , f_0 — добротность, абсолютная расстройка и резонансная частота контура.

При точной настройке контура $\Delta f = 0$, тогда

$$P_n = P_{но} = I_{a1}^2 R_{30} / 2.$$

Изменение мощности относительно величины $P_{но}$ равно

$$\frac{\Delta P_n}{P_{но}} = \frac{I_{a1}^2 R_{30} / 2 - I_{a1}^2 R_3 / 2}{I_{a1}^2 R_{30} / 2} = \frac{\alpha^2}{1 + \alpha^2} = \sin^2 \varphi_3.$$

Так как нас интересует случай малых остаточных расстроек ($\alpha \ll 1$), то приближенно $\Delta P_n / P_{но} = \alpha^2$, откуда величина допустимой обобщенной расстройки контура $\alpha_{дон}$ при заданном допустимом уменьшении выходной мощности генератора $\alpha_{дон} = \pm \sqrt{(\Delta P_n / P_{но})_{дон}}$.

Раздел 1

**УСИЛИТЕЛЬНЫЙ КАСКАД РАДИОПЕРЕДАТЧИКА
КАК ОБЪЕКТ РЕГУЛИРОВАНИЯ
СИСТЕМЫ Ф АНК**

В мощных КВ- и УКВ-радиопередатчиках преимущественное применение в каскадах усиления получила схема с общей сеткой, отличающаяся высокой устойчивостью к паразитной генерации. Однако в некоторых случаях, в основном в КВ-радиопередатчиках и УКВ-радиопередатчиках диапазона метровых волн, используются каскады усиления с общим катодом.

В связи с тем, что каскады с общим катодом используются на частотах, на которых практически не сказывается влияние инерции электронов, анализ протекающих в них процессов существенно проще, чем в случае каскадов с общей сеткой, используемых на частотах, на которых нельзя не считаться с инерцией электронов.

Учитывая это обстоятельство, а также преимущественное распространение в мощных КВ- и УКВ-радиопередатчиках каскадов с общей сеткой, в данном разделе основное внимание уделим усилителям с общей сеткой.

Глава 1

**ОБОБЩЕННАЯ СТРУКТУРНАЯ МОДЕЛЬ
УСИЛИТЕЛЯ С ОБЩЕЙ СЕТКОЙ**

На рис. 1.1 приведена структурная модель усилительного каскада с общей сеткой, справедливая для общего случая — тетродного усилителя.

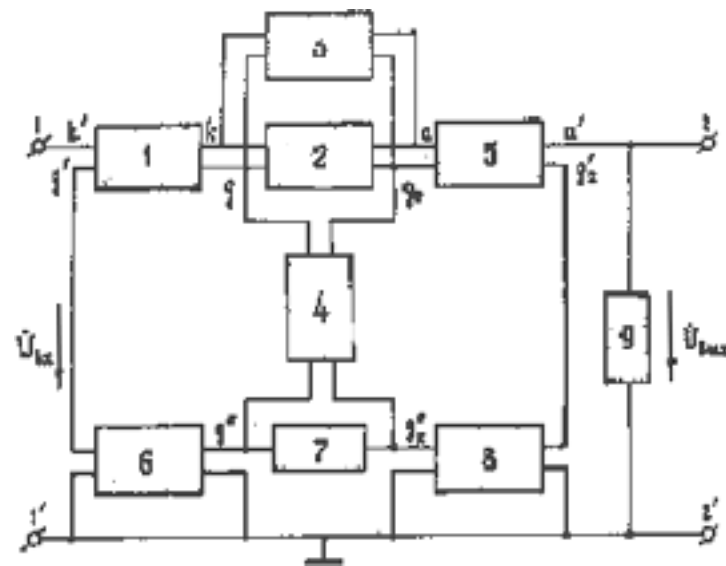


Рис. 1.1. Обобщенная структурная модель усилителя с общей сеткой по переменному току.

Структурная модель, изображенная на рис. 1.1, как будет видно из последующего, инвариантна по отношению к рабочему диапазону частот, конструкции усилителя и позволяет составить и проанализировать соответствующие

символические модели как УКВ-усилителя (с учетом инерции электронов), так и КВ-усилителя [22].

Поясним сущность входящих в рис. 1.1 блоков.

Блок 1 — линейный четырехполюсник, содержащий реактивности электродов и выводов управляющей сетки и катода лампы.

Блок 2 — собственно генераторная лампа, рассматриваемая как активный квазилинейный четырехполюсник без обусловленных конструкцией лампы междуэлектродных емкостей и реактивных сопротивлений электродов и их выводов.

Блок 3 — линейный четырехполюсник, содержащий соединение междуэлектродных емкостей активных промежутков генераторной лампы.

Блоки 4, 5 — линейные четырехполюсники, содержащие реактивности электродов и выводов, соответственно, управляющей и экранной сеток лампы и анода и экранной сетки.

Блоки 6, 7, 8 — линейные цепи, содержащие внешние, присоединяемые к выводам лампы колебательные цепи и блокировочные элементы усилителя, которые в общем случае между собой связаны.

Блок 9 — внешний выходной контур усилителя, включая блокировочные дроссели и конденсаторы цепей питания постоянным током.

Напряжение, действующее на входе усилителя и на его выходном контуре, обозначено на рис. 1.1 символами $\dot{U}_{\dot{a}\dot{o}}$ и $\dot{U}_{\dot{a}\dot{i}\dot{o}}$. Там же отмечены характерные точки схемы:

k, g, g_2, a — катод, управляющая, экранная сетка и анод;

k', g', g'_2, a' — внешние зажимы выводов катода, управляющей, экранной сеток и анода;

1-1' и 2-2' — входные и выходные зажимы усилителя.

Поясним одну особенность структурной модели (рис. 1.1), состоящую во включении выводов управляющей и экранной сеток одновременно в состав двух различных четырехполюсников 1, 4 и 5, 4. Такое построение структурной модели обусловлено особенностями конструкции современных генераторных ламп, предназначенных для работы в схеме с общей сеткой.

На рис. 1.2 и 1.3 показаны эскизы продольных сечений генераторных ламп: 30-киловаттного тетрода КВ-диапазона ГУ-61Б (рис. 1.2) и металлокерамического триода дециметрового диапазона ГИ-12Б (рис. 1.3).

Видно, что в обоих случаях выводы сеток и катода ламп выполнены в виде цилиндров, образующих практически полностью экранированные участки неоднородных коаксиальных линий передачи, нигде не связанные между собой за исключением самих промежутков взаимодействия — электродов, связь между которыми учитывается с помощью блока 3 — блока междуэлектродных емкостей. Таким образом, например, для тетрода блок 1 образуется неодно-

родной коаксиальной линией, наружная "жила" которой соответствует внутренней поверхности цилиндра вывода

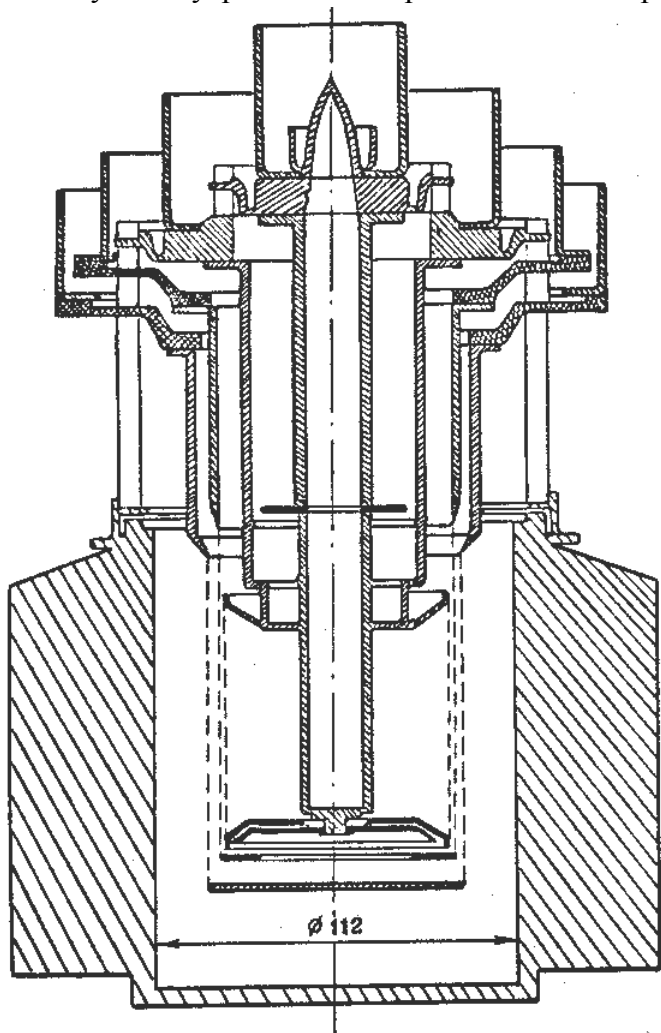


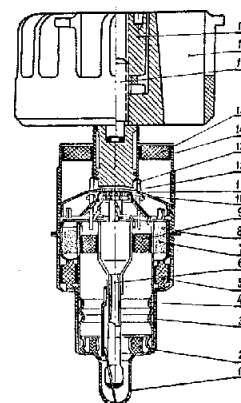
Рис. 1.2. Схема внутреннего устройства лампы ТУ-61В.

управляющей сетки, а внутренняя — наружной поверхности цилиндра катодного вывода. Со стороны лампы к этой

линии присоединены внутренняя поверхность полотна сетки и цилиндр катода вместе с соответствующей арматурой.

Блок 4 при этом образуется другой неоднородной коаксиальной линией, электромагнитно не связанной с первой (если пренебречь "прозрачностью" сеток). Она образуется наружной поверхностью цилиндра вывода управляющей сетки и внутренней поверхностью цилиндра вывода экранной сетки, к которым со стороны лампы присоединены внешняя поверхность полотна управляющей и внутренняя поверхность полотна экранной сеток с соответствующей арматурой.

Так как внутренняя и внешняя поверхности цилиндра вывода управляющей сетки у торца в общем случае могут иметь различный высокочастотный (ВЧ) потенциал, то вы-



- 1 - колпачок вывода накала;
- 2 - керамическая шайба цоколя;
- 3 - внешняя катодная трубка;
- 4 - внутренняя гофрированная катодная трубка;
- 5 - керамический изолятор между катодным и сеточным цилиндрами;
- 6 - итенгель (трубка для откачки);
- 7 - кольцо со слоем газопоглотителя;
- 8 - сеточный цилиндр (вывод сетки);
- 9 - керамический катодный изолятор;
- 10 - подогреватель;
- 11 - катод;
- 12 - сетка;
- 13 - штифты связи;
- 14 - анод;
- 15 - керамический изолятор между анодом и сеточным цилиндром;
- 16 - анодный болт крепления радиатора;
- 17 - радиатор;
- 18 - гайка крепления радиатора.

Рис. 1.3. Разрез металлокерамического триода.

вод управляющей сетки для четырехполюсников 1 и 4 на рис. 1.1 обозначен различными символами: g' и g'' .

Сказанное целиком справедливо и в отношении выводов экранной сетки и анода.

ФУНКЦИОНАЛЬНЫЕ МОДЕЛИ УСИЛИТЕЛЯ С ОБЩЕЙ СЕТКОЙ

§ 2.1. Исходные посылки и обоснование моделей

А. Влияние особенностей схемы, конструкции и режима усилителя на работу системы ФАНК

Как известно, схема с общей сеткой характеризуется значительной активной составляющей входной проводимости генераторной лампы, даже если мгновенное значение напряжения на сетке относительно катода в процессе работы остается отрицательным. Активная входная проводимость лампы, нагружая в точках kg входную линию лампы (четыреполюсник 1 на рис. 1.1), обуславливает сдвиг по фазе между напряжением на внешних зажимах "сетка-катод" лампы (точки kg' на рис. 1.1) и напряжением, непосредственно действующим в промежутке взаимодействия, управляющим суммарным током лампы (точки kg на рис. 1.1). Этот фазовый сдвиг зависит как от рабочей частоты (вследствие реактивности четырехполюсника 1 и зависимости полной входной проводимости лампы от частоты), так и от режима лампы усилителя (вследствие зависимости входной проводимости от режима).

На частотах, на которых начинает сказываться инерция электронов, зависимость входной проводимости от частоты дополнительно усложняется. В эту зависимость вносит свою долю и влияние внутриламповых обратных связей, обусловленных прозрачностью (проницаемостью) сеток для электрической составляющей электромагнитного поля в промежутках взаимодействия лампы. (Влияние этого последнего из названных факторов, как указывалось, учитывается четырехполосником 3 обобщенной структурной модели.) На входную проводимость лампы, естественно, влияют и параметры (как правило, частотно-зависимые) внешних, присоединяемых к лампе цепей, учитываемых в структурной модели четырехполосниками 5, 6, 8 и двухполосником 7.

Все описанные выше явления, связанные с вариациями входной проводимости лампы, обуславливают зависимый от частоты и режима (особенно в УКВ-диапазоне) фазовый сдвиг между входным и выходным напряжениями усилителя с общей сеткой ($U_{вх}$ и $U_{вых}$ на рис. 1.1) даже при настроенном выходном контуре.

Этот фазовый сдвиг — лишь одна из двух составляющих. Второй составляющей является фазовый сдвиг в усилителе, обусловленный пролетными явлениями (инерцией электронов) в лампе, который, в зависимости от конструкции и режима лампы, может быть значительным уже в метровом диапазоне волн.

Вторая составляющая фазового сдвига также зависит от рабочей частоты и режима усилителя, а, следовательно, и от параметров четырехполосников 4, 6, 8 и двухполосника 7 структурной схемы.

В УКВ-усилителях, в которых в качестве колебательных контуров используют отрезки линий передачи, возможно выполнение условия так называемой совмещенной настройки. При совмещенной настройке контур оказывается настроенным в резонанс одновременно на две гармонические составляющие анодного тока лампы: основную и высшую. Напряжение высшей гармонической может быть достаточно большим.

Если явление совмещенной настройки наблюдается в рабочем диапазоне частот каскада-возбудителя, то на входе настраиваемого усилителя с общей сеткой и, в частности, в точках $k'g'$ его обобщенной структурной модели (рис. 1.1) действует напряжение сложной формы. В этом случае (в силу нелинейности входной цепи лампы) сдвиг по фазе напряжения на входном четырехполоснике 1 зависит также и от амплитудных и фазовых соотношений между основной и высшей гармоническими напряжения возбуждения. Если же явление совмещенной настройки наблюдается в выходном контуре самого настраиваемого усилителя, то, вследствие присутствия во входной цепи лампы напряжений высших гармоник, обусловленных нелинейностью промежутка сетка-катод, сигнал ошибки системы ФАНК, вырабатываемый в результате сравнения начальных фаз входного и вы-

ходного напряжений усилителя, может содержать информацию о расстройке выходного контура относительно высшей гармоники, а не основной. Это вызовет либо ложную настройку, либо большую остаточную ошибку системы ФАНК.

Все описанные явления, сами по себе достаточно сложные, находятся в тесном переплетении друг с другом, что делает задачу их анализа в общем случае, если не безнадежной, то очень сложной. В то же время в большинстве практических случаев имеется возможность ввести в задачу ряд допущений, существенно упрощающих анализ без сколько-нибудь заметной для практики потери точности полученных результатов. Задачу анализа можно еще упростить, если на первом этапе ввести некоторые сравнительно грубые допущения, затем, на втором этапе, уточнить полученные выводы, модели и расчетные формулы с помощью поправок, учитывающих влияние факторов, действием которых пренебрегалось на первом этапе. Такой подход соответствует общепринятой методологии в научных исследованиях и, как правило, оказывается более плодотворным, чем подход к решению задачи в самом общем виде.

Б. Основные допущения.

Укороченная структурная модель усилителя

При составлении и анализе моделей усилителя с общей сеткой будем исходить из следующих, общепринятых предположений:

— поперечные геометрические размеры конструкции лампы и внешних, присоединяемых к ней цепей, достаточно малы по сравнению с длиной рабочей волны, что позволяет рассматривать четырехполюсники 1, 3, 4, 5, 6, 8 и двухполюсники 7, 9 (рис. 1.1), либо как цепи с распределенными постоянными, либо даже как цепи с сосредоточенными постоянными и использовать хорошо разработанный аппарат теории цепей;

— влиянием высших типов волн, возникающих при отражении от неоднородностей, в перечисленных выше цепях можно пренебречь;

— зазоры между "активными" поверхностями электродов лампы значительно меньше их протяженности, что позволяет считать электрическое поле в зазорах плоским и не считаться с краевым эффектом;

— величина указанных выше зазоров значительно меньше рабочей длины волны, что позволяет не считаться с запаздыванием сил электромагнитного взаимодействия в зазорах относительно потенциалов на электродах и рассматривать поле в зазорах в квазистатическом приближении;

— скорость движения электронов в зазорах лампы значительно меньше скорости света, что позволяет не вводить релятивистские поправки к движению электронов;

— ток эмиссии лампы при работе не достигает насыщения;

— исходные соотношения для токов и напряжений на электродах лампы базируются на кусочно-линейной ап-

проксимации статических характеристик лампы по методу академика А.И.Берга;

— четырехполюсник 3 (рис. 1.1) представляет собой во всем диапазоне применимости электронных ламп соединение сосредоточенных емкостей, равных по величине измеренным на низких частотах междуэлектродным емкостям зазоров (промежутков взаимодействия) лампы.

Кроме того, на первом этапе составления и анализа моделей дополнительно примем следующее:

— напряжение возбуждения усилителя монохроматично;

— амплитуды высших гармонических на выходном контуре усилителя пренебрежимо малы по сравнению с амплитудой основной гармонической составляющей;

— амплитуды и фазы первых гармоник токов лампы зависят только от амплитуд и фаз действующих на электродах напряжений основной частоты и не зависят от напряжений высших гармоник, действующих на промежутках сетка-катод или сетка-экран, что позволяет рассматривать четырехполюсник 2 (рис. 1.1) в квазилинейном приближении;

— выходное сопротивление четырехполюсников 6 и 8 со стороны точек g' и g''_2 бесконечно, а сопротивление связи равно нулю.

Заметим, что дополнительно принятые упрощающие предположения не являются сколько-нибудь грубым приближением к практике. Они соответствуют случаю тща-

тельно и правильно сконструированного усилительного каскада, когда, например, сопротивлением блокировочных конденсаторов, соединяющих по ВЧ выводы управляющей и экранной сеток с корпусом, можно пренебречь (потенциал точек g' и g''_2 равен потенциалу корпуса), а сеточно-катодный, сеточно-экранный и анодно-экранный объемы хорошо экранированы и, следовательно, не связаны друг с другом (выходное сопротивление четырехполюсников 6 и 8 бесконечно, а сопротивление связи равно нулю).

Случай монохроматического возбуждения также практически наиболее часто встречающийся и соответствует технически грамотно выполненному каскаду-возбудителю. Квазилинейное рассмотрение усилителя, как показано в главе 4, справедливо, даже если входное напряжение ($U_{вх}$ на рис. 1.1) сильно искажено, но на выходном контуре амплитуды напряжений высших гармоник малы по сравнению с основной.

Условия работы усилителя, отвечающие четырем допущениям, дополнительно принятым на первом этапе анализа, тем легче выполнить, чем меньше рабочая частота и мощность усилителя, уже диапазон рабочих частот. Однако в мощных широкодиапазонных УКВ-передатчиках одновременное выполнение всех условий часто требует технически и экономически неоправданного усложнения аппаратуры, на которое разработчики, естественно, не идут. Поэтому в таких случаях работа усилителя с общей сеткой, как объекта регулирования системы ФАНК, требует уточ-

нения, что и будет сделано в последующих главах раздела, составляя содержание второго этапа анализа.

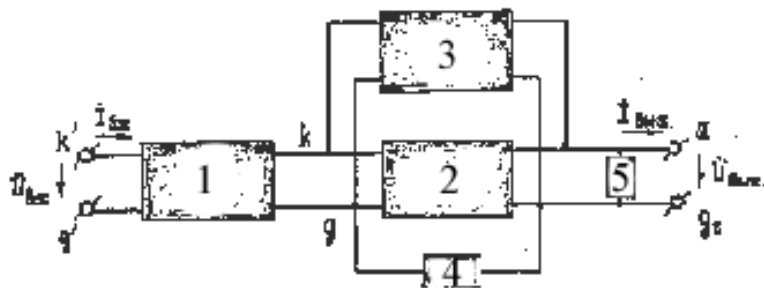


Рис. 2.1. Упрощенная структурная модель усилителя с общей сеткой.

С учетом четырех дополнительных допущений структурная модель, изображенная на рис. 1.1, упрощается. Если при этом входное сопротивление четырехполюсника 6 отнести к внутреннему сопротивлению источника возбуждения, под выходным контуром понимать четырехполюсник 5, нагруженный последовательным соединением двухполюсника 9 и четырехполюсника 8, а проводимость между точками g и g_2 , обусловленную действием четырехполюсника 4, нагруженного двухполюсником 7 ($Y_{g_1g_2}$), изобразить в виде самостоятельного двухполюсника, то в упрощенном (укороченном) виде структурная модель усилителя с общей сеткой иллюстрируется рис. 2.1.

Для составления на основании рис. 2.1 функциональной модели необходимо выяснить одно обстоятельство, недос-

точно освещенное в литературе. Речь идет об уточнении характера и степени влияния на электронные процессы в лампе проницаемости ее сеток, это уточнение сделано ниже.

В. Влияние проницаемости сеток лампы

Существует несколько теорий, объясняющих появление анодного, сеточного и суммарного (катодного) токов электронной лампы при приложении к ее электродам напряжений. Эти теории в настоящее время достаточно подробно разработаны и в своей области применения дают хорошее совпадение результатов с экспериментом. В частности, на длинных волнах получила распространение теория, рассматривающая электронную лампу как безынерционное управляемое сопротивление, величина которого относительно промежутка анод-катод может изменяться под действием приложенного к сетке относительного катода напряжения. Если между анодом и катодом лампы включить источник напряжения e_a , то под действием приложенного к сетке внешнего напряжения e_g в анодной цепи пойдет ток i_a , величина которого зависит от e_a и e_g . При рассмотрении лампы как управляемого сопротивления мы можем не интересоваться внутренними физическими процессами, протекающими в ее вакуумных промежутках (промежутках взаимодействия). В этом случае достаточно иметь набор экспериментально снятых зависимостей токов лампы (i_a , i_g) от приложенных к ней напряжений (e_a , e_g), хорошо извест-

ных под названием статических характеристик лампы и приводимых в справочниках по электронным лампам. Пользуясь статическими характеристиками, можно достаточно точно рассчитать режим работы лампового генератора длинных, средних и коротких волн. Однако в УКВ-диапазоне, начиная с некоторой, характерной для каждой электронной лампы, рабочей частоты, точность расчетов, основанных на использовании статических характеристик, становится недостаточной и тем меньше, чем выше рабочая частота генератора. Объясняется это спецификой электронных процессов в лампе, которая, в частности, состоит в том, что при больших углах пролета токи i_a и i_g лампы зависят не только от величин действующих на ее электродах напряжений, но и от скорости изменения последних.¹ С повышением частоты скорость изменения напряжений становится настолько большой, что за время пролета электронов в лампе, например в промежутке сетка-катод, действующее на них электрическое поле успевает существенно измениться по сравнению с величиной, при которой они начали свое движение от катода. Такое явление практически не наблюдается на более длинных волнах, когда можно полагать, что в течение всего времени пролета на электрон действует постоянное по величине поле. Естественно, что зависимость токов i_a и i_g от e_a и e_g на достаточно высоких и на низких частотах будет различна.

¹ Под углом пролета понимают величину $\varphi = \omega t_{ip}$, где t_{ip} — время движения электрона в промежутке лампы.

Для расчета токов лампы на УКВ при больших углах пролета, когда сказывается инерция электронов, можно исходить из теории наведенных токов, разработанной в значительной мере благодаря работам отечественных ученых [23 - 36 и др]. Согласно этой теории анодный (i_a) и суммарный (i_s) токи лампы являются уравнительными токами, возникающими во внешних цепях лампы вследствие перераспределения между ее электродами положительных зарядов, индуцированных электронами, летящими в междуэлектродных промежутках.

В специальной литературе, посвященной электронике СВЧ-ламп, например в [31], показано, что наведенный ток в цепи, соединяющей тот или иной междуэлектродный промежуток лампы (сетку с катодом, анод с сеткой или управляющую и экранную сетки), в каждый момент времени равен среднему арифметическому значению конвекционных токов данного промежутка в этот же момент времени.¹

Математически этот результат записывается так:

$$i_i = \frac{1}{d} \int_0^d i_k dx, \quad (2.1)$$

¹ Конвекционный ток — ток, образованный движущимися в непроводящей среде зарядами (в рассматриваемом случае — электронами).

где i_n — наведенный ток; i_k — конвекционный ток в сечении x промежутка; d — величина междуэлектродного промежутка; x — координата, ось которой нормальна к поверхности электродов.

При выводе выражения (2.1) предполагалось, что скорости электронов значительно меньше скорости света, электроды плоскопараллельные и бесконечно протяженные, расстояние между электродами значительно меньше длины рабочей волны, проницаемость сетки равна нулю.

Согласно теории наведенных токов сеточный ток триода самостоятельно не существует. Он является разностью между суммарным и анодным наведенными токами ($i_g = i_s - i_a$), соответствующими уравнивающимся токам во внешних цепях, соединяющих сетку с катодом и анод с сеткой.

Существенно для последующего отметить, что величина наведенного тока (i_n), согласно (2.1), прямо не зависит от приложенных к электродам напряжений. Величина i_n полностью определяется величиной промежутка, зарядом электронного облака, распределением его плотности по промежутку, скоростью перемещения отдельных его слоев. При этом совершенно безразлично, чем вызвано то или иное распределение плотности электронного облака в междуэлектродном промежутке или та или иная скорость движения отдельных его слоев. В связи с этим в дальнейшем будем иметь в виду, что электродные напряжения в рамках теории наведенных токов выполняют лишь роль фактора,

определяющего скорость движения электронных слоев в лампе и их плотность.

В работах, посвященных исследованию и расчету наведенных токов в тетрадах и триодах (см., например, [29, 31, 34, 37, 38]), как правило, пренебрегается влиянием проницаемости сеток лампы на наведенные токи. При расчетах энергетического режима генератора это вполне оправдано, так как величины проницаемостей сеток (D и D_2) для специальных ламп УКВ-диапазона составляют ничтожную долю единицы. Однако при исследовании влияния входной проводимости генератора с общей сеткой на работу системы ФАНК возможность пренебрежения проницаемостью сеток неочевидна, так как наличие последней приводит к появлению значительной обратной связи в каскадах с общей сеткой.

Рассмотрим это подробнее применительно к УКВ-диапазону, следуя теории наведенных токов. Предварительно отметим двойственность природы влияния проницаемости сеток на наведенные токи. Она проявляется в том, что с одной стороны, из-за проницаемости сеток, меняются электростатические поля, влияющие на движение электронов в промежутках лампы, а с другой стороны, объемный заряд электронов,двигающийся в одном из промежутков лампы, индуцирует положительные заряды не только на электродах данного промежутка, но и на электродах других промежутков, обуславливая в их цепях дополнительные составляющие наведенных токов.

Изменение электростатических полей в лампе за счет проницаемости сеток, в частности, проявляется в том, что часть силовых линий поля анода проникает сквозь полотно сетки и заканчивается на поверхности катода. Поэтому на электроны, вылетающие из катода, оказывает воздействие не только поле сетки, но и поле анода (анодная реакция). Учет анодной реакции на токи лампы как на длинных, так и на ультракоротких волнах, вплоть до самых высоких частот (пока расстояние между электродами остается много меньше длины рабочей волны), может быть произведен с помощью управляющего сеточного напряжения: $e_{гнр} = e_g + De_a$, где e_g и e_a — мгновенные значения напряжений на сетке и аноде лампы, $D = C_{ak}/C_{gk}$ — проницаемость; C_{ak} , C_{gk} — емкости промежутков взаимодействия (существование емкости C_{ak} также обусловлено проницаемостью сетки). Понятие сеточного управляющего напряжения и процедура его применения при расчетах токов генератора давно уже стали классическими, вошли в учебники по передатчикам (см., например, [39-43]) и пояснений не требуют. Следует лишь подчеркнуть, что действие анодной реакции не зависит от частоты, если поле в лампе можно считать квазистатическим. Это, как уже было отмечено, выполняется при расстояниях в лампе, значительно меньших рабочей длины волны. Если учесть, что расстояние анод-катод в современных, даже очень мощных УКВ-лампах не превышает нескольких миллиметров, то во всем рабочем диапазоне ламп

(т. е. до 2—3 ГГц) можно с большой точностью полагать поле в лампе квазистатическим.

Наряду с анодной реакцией существует и катодная реакция, проявляющаяся в том, что поле катода сквозь сетку оказывает влияние на движение электронов в промежутке анод-сетка лампы. На длинных волнах нет надобности учитывать влияние катодной реакции на анодный ток, так как весь ток, эмиттированный катодом, обязательно замыкается в анодной цепи (если пренебречь небольшим током перехвата сетки). Поэтому для расчета анодного тока лампы на ДВ достаточно с помощью сеточного управляющего напряжения вычислить ток эмиссии катода. Согласно теории наведенных токов это означает, что на ДВ наведенный ток в цепи сетка-катод (i_s) и наведенный ток в цепи анод-сетка (i_a) равны друг другу для всех моментов времени (при отсутствии оседания электронов на сетке).

На УКВ при больших углах пролета вследствие изменения в характере движения электронов наведенные суммарный (i_s) и анодный (i_a) токи в общем случае не равны друг другу. Поэтому для вычисления тока на УКВ надо делать специальный расчет, в котором будет фигурировать в том или ином виде напряженность электрического поля, действующая на электроны в промежутке анод-сетка, а также и ее составляющая, обусловленная катодной реакцией. Однако влияние катодной реакции на ток мало по сравнению с влиянием поля анода и ее можно не учитывать и на УКВ. Объясняется это малостью интенсивности поля катода по

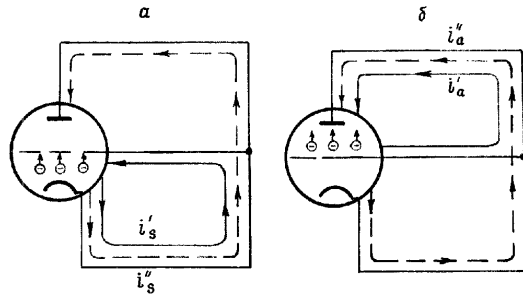


Рис. 2.2. К образованию наведенных токов при $D \neq 0$, $D' \neq 0$.

сравнению с полем анода (из-за того, что $U_{gk} \ll U_{ag}$) и малостью проницаемости поля катода через сетку на анод (обратной проницаемости лампы): $D' = C_{ak}/C_{ag}$, где C_{ak} , C_{ag} — емкости соответствующих промежутков взаимодействия.

Рассмотрим теперь наведенные токи i_s и i_a триода с учетом дополнительных составляющих, обусловленных влиянием проницаемости сеток.

На рис. 2.2, а и б показаны схемы образования наведенных токов i_s и i_a при движении электронов в промежутке сетка-катод (а) и анод-сетка (б).

Используя обозначения этих схем при учете зарядов, движущихся в обоих промежутках триода, полный наведенный ток i_s и i_a можно записать следующим образом:

$$i_s = i_s' + i_s'' + i_a'', \quad i_a = i_a' + i_a'' + i_s''.$$

Оценим относительные величины токов i_s' , i_s'' и i_a' , i_a'' для триода с «идеальной» сеткой [31, 44]. При идеальной сетке сохраняются величины междуэлектродных емкостей реального триода, вместе с тем поле, как вдали, так и вбли-

зи сетки, считается равномерным, а траектории электронов в лампе — прямолинейными. Пусть заряды движутся только в промежутке сетка-катод (рис. 2.2,а). При принятой идеализации можно считать, что отношение части пространственного заряда q'' , наводящей ток i_s'' к части заряда q' , наводящей ток i_s' , равно отношению числа силовых линий поля заряда, оканчивающихся на аноде, к числу силовых линий, оканчивающихся на сетке. Иными словами, это отношение равно отношению площадей поверхности взаимодействия плоских конденсаторов, имеющих емкости C_{ak} и C_{gk} и расстояния между обкладками d_{ak} и d_{gk} соответственно. Исходя из этого, найдем

$$q''/q' = (C_{ak}/C_{gk})(d_{ak}/d_{gk}) = D (d_{ak}/d_{gk}).$$

Для полного заряда между сеткой и катодом справедливо очевидное равенство $q = q' + q''$.

Из двух последних выражений найдем

$$q' = q/(1 + Dd_{ak}/d_{gk}), \quad q'' = (qDd_{ak}/d_{gk})/(1 + Dd_{ak}/d_{gk}). \quad (2.3)$$

Согласно (2.1) величина наведенного тока при прочих равных условиях обратно пропорциональна расстоянию между электродами, на которых индуцируется заряд. Естественно, что увеличение заряда электронов приводит к пропорциональному росту наведенного тока. Учитывая сказанное, можно написать следующие пропорции:

$$i_s'/i_s = q'/q, \quad i_s''/i_s = (q''/q) (d_{gk}/d_{ak}).$$

Входящая в них величина i_s представляет собой суммарный ток при $D = 0$, $D' = 0$.

Теперь, с учетом (2.3), для наведенных токов имеем выражения:

$$i_s' = i_s / (1 + Dd_{ak}/d_{gk}), \quad i_s'' = i_s D / (1 + Dd_{ak}/d_{gk}). \quad (2.4)$$

Обычно для УКВ-ламп величина D составляет сотые или тысячные доли единицы. Отношение d_{ak}/d_{gk} не превышает нескольких единиц. Поэтому с высокой точностью можно написать $i_s' \approx i_s$, $i_s'' \approx Di_s'$. Таким образом, в реальных лампах составляющая тока i_s'' на 2-3 порядка меньше составляющей i_s' , которая в свою очередь очень близка к значению тока, вычисленного в предположении, что проницаемость сеток равна нулю.

Аналогичными рассуждениями для случая движения заряда только в промежутке анод-сетка можно показать, что

$$i_a' = i_a / (1 + D'd_{ak}/d_{ag}), \quad i_a'' = i_a D' / (1 + D'd_{ak}/d_{ag}),$$

где i_a — ток при $D = 0$, $D' = 0$.

С учетом того, что $D'd_{ak}/d_{ag} \ll 1$, полученные выражения принимают вид: $i_a' = i_a$, $i_a'' = D'i_a$.

Величина D' одного порядка с D , поэтому составляющая i_a'' оказывается на 2-3 порядка меньше i_a' . Учитывая, согласно (2.2), все составляющие наведенных токов i_s и i_a на основании сделанных оценок величин i_s'' и i_a'' можно утверждать, что пренебрежение в расчетах токов i_s и i_a составляющими i_s'' и i_a'' не повлечет за собой сколько-нибудь заметной ошибки. Другой важный результат, являющийся следствием предыдущего, состоит в том, что при расчете наведенных токов лампы применительно к исследованию работы системы ФАНК можно полагать $i_s'' = i_a'' = 0$. Ска-

занное нетрудно распространить и на случай тетродных генераторов.

§ 2.2. Модели УКВ-усилителя

А. Схемная модель тетродного усилителя

В УКВ-каскадах усиления перенапряженный режим генераторной лампы применяется редко — в основном в маломощных передатчиках метрового диапазона волн. В мощных передатчиках, особенно на частотах, на которых сказывается инерция электронов, перенапряженный режим практически не применяется, а часто просто невозможен в силу особенностей пролетных явлений в лампе и роста собственных потерь в выходном контуре [31]. Поэтому ограничимся рассмотрением случая недонапряженного и критического режимов работы УКВ-усилителя с общей сеткой.

Для указанного случая в литературе известны эквивалентные схемы УКВ-усилителя [27, 31, 45-52]. Однако большинство их по ряду причин не могут быть использованы для наших целей в качестве схемных моделей. Так, в [27] дана эквивалентная схема лишь относительно выходных зажимов усилителя, в [45 и 50-52] схемы справедливы только для случая "малого" сигнала, т. е. непригодны для радиопередающих устройств. Схемы, приведенные в [47-49], не учитывают различия в форме импульсов анодного и суммарного токов, проявляющегося на УКВ при больших углах пролета. Кроме того, все цитированные выше источ-

ники приводят эквивалентные схемы лишь триодных усилителей, в то время как в современных УКВ-радиопередатчиках тетроды находят все более широкое применение. Другим недостатком схем, приведенных в [45-50], является то, что они описывают усилитель без учета влияния цепей, соответствующих четырехполюснику 1 и двухполюснику 4, изображенных на схеме структурной модели (рис. 2.1) и являющихся неотъемлемой частью усилителя. Остальные известные эквивалентные схемы усилителя с общей сеткой (см., например, [51, 52, 31]) не учитывают (частично или полностью) влияние проницаемости сеток на входную проводимость и коэффициент усиления усилителя, в то время, как это влияние оказывается на самом деле достаточно сильным на параметры усилителя как объекта регулирования системы ФАНК. Справедливость этого будет подтверждена дальнейшим анализом. Схемы, описанные в [31, 46], справедливые в квазилинейном приближении, представляют интерес в отношении методики составления, анализа и теоретического обоснования. Однако в [31] не учитывается влияние проницаемости на входную проводимость и анализ схемы не доведен до окончательных соотношений, а в [46] не учитывается анодная реакция и инерция электронов. Кроме того, обе схемы, как и все другие, описанные в цитированных выше источниках, относятся лишь к триодным усилителям.

Необходимо отметить, что и на КВ импульс тока экранной сетки в общем случае отличается по форме от импуль-

сов анодного и суммарного токов даже в недонапряженном режиме (см., например [2, 56]), хотя в недонапряженном режиме это отличие может быть и небольшим. Особенно же сильно отличаются формы импульсов анодного, экранного и суммарного токов на КВ в перенапряженном режиме.

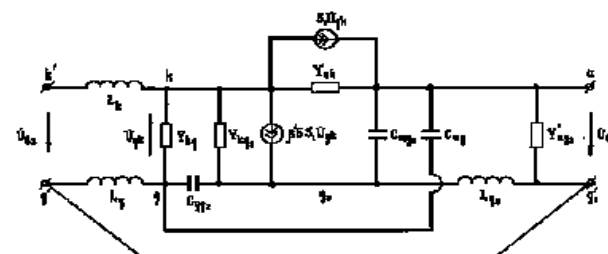


Рис. 2.3. Схемная модель тетродного усилителя с общей сеткой

Исходя из этого была разработана эквивалентная схема (схемная модель) КВ-тетродного усилителя в квазилинейном приближении (рис.2.3), учитывающая различие в форме импульсов токов лампы. Представляется очевидным, что вид эквивалентной схемы в недонапряженном режиме не зависит от причин, приводящих к искажению импульсов токов тетрода. Поэтому приведенная на рис.2.3 схема в своей активной части остается справедливой как на КВ, так и на УКВ, при больших углах пролета и может быть положена в основу схемной модели усилителя с общей сеткой на тетроде. Обозначения на рис.2.3 имеют следующий смысл:

$Y_{gk} = 1/R_g + j\omega C_{gk}$ — проводимость между управляющей сеткой и катодом;

$Y_{g_2k} = \beta' \delta / R_i' + j\omega C_{g_2k}$ — проводимость между экранной сеткой и катодом;

$Y_{ak} = 1/R_i' + j\omega C_{ak}$ — проводимость между анодом и катодом (проходная);

$Y_{ag_2} = 1/R_{ag_2} + j\omega C_{ag_2}$ — проводимость между анодом и экранной сеткой (нагрузка);

R_g — сопротивление потерь в сеточной цепи;

R_{ag_2} — сопротивление настроенного внешнего контура с учетом анодного вывода лампы;

$R_i' = R_i / (1 - \cos \Theta)$ — приведенное внутреннее сопротивление (R_i — внутреннее сопротивление лампы переменному току);

δ — коэффициент токораспределения лампы ($\delta = i_{g_2} / i_a$ при $e_a = e_{g_2}$);

β' — коэффициент, учитывающий искажения импульса тока экранной сетки по сравнению с импульсом анодного тока;

L_k, L_g, L_{g_2} — индуктивности соответствующих выводов и электродов;

$C_{gk}, C_{ag}, C_{ag_2}, C_{gg_2}, C_{g_2k}$ — соответствующие междуэлектродные емкости.

$S_1 = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)$ — средняя (приведенная) крутизна (S — крутизна статических характеристик, α и Θ — коэффициент разложения и угол отсечки анодного тока, соответственно);

На рис.2.3 приведен случай короткого замыкания между внешними выводами сеток, что отображено введением проводника, соединяющего точки g' и g_2' . Это соответствует частному случаю равенства нулю, сопротивления двухполюсника 7 обобщенной структурной модели (рис.1.1). “Активная” часть эквивалентной схемы (соответствующая четырехполюснику 2 укороченной структурной модели, показанной на рис.2.1) после замены по общеизвестным правилам

“электронной” составляющей проводимости Y_{gk} (рис. 2.3) управляемым источником тока i_{g_1} может быть преобразована к виду, показанному на рис.2.4,а.

На рис.2.4,б представлены тождественные преобразования этой схемы, приводящие к схеме, удобной для анализа в рамках теории наведенных токов (рис.2.4,в).

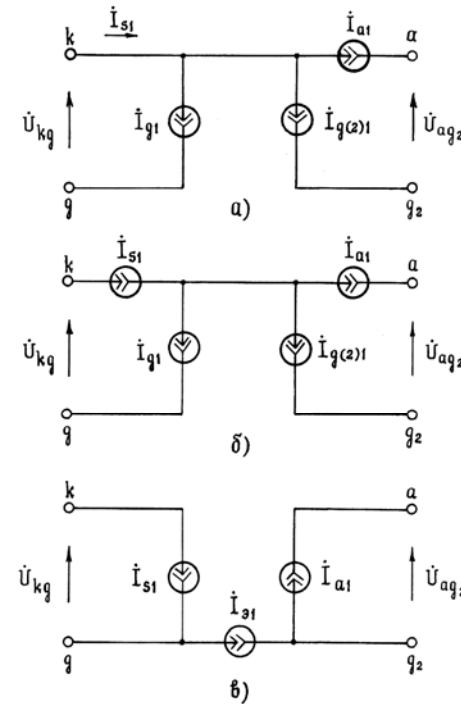


Рис. 2.4. Активная часть эквивалентной схемы тетродного усилителя (а) и ее тождественные преобразования (б, в).

Источники токов на рис.2.4 — управляемые. Тождественность схем "а" и "б" (рис.2.4) очевидна. Тождественность же схем "б" и "в" вытекает из

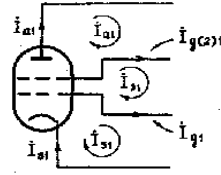


Рис. 2.5. К выбору положительных направлений наведенных токов в тетроде

соотношения между токами лампы $\dot{I}_{s1}, \dot{I}_{a1}, \dot{I}_{g1}, \dot{I}_{g2}$ и наведенными токами $\dot{I}_{s1}, \dot{I}_{a1}, \dot{I}_{g1}$, замыкающимися во внешних цепях (рис.2.5), что позволило на схеме "в", с учетом направлений наведенных токов во внешних цепях лампы, ввести ток \dot{I}_{g1} , замыкающийся между управляющей и экранной сетками, и исключить из схемы токи \dot{I}_{g1} и \dot{I}_{g2} .

Полную схемную модель тетродного усилителя с общей сеткой, справедливую как для КВ, так и для УКВ-диапазона, можно получить на основе укороченной структурной модели, показанной на рис.2.1.

Сделаем ряд предварительных замечаний и введем необходимые обозначения.

В общем случае, при работе усилителя с большими углами пролета, как уже говорилось, возникает искажение импульсов суммарного (i_s) и анодного (i_a) токов по отношению в косинусоидальным, наблюдаемым на длинных волнах при $i_g \ll i_a$. Форма импульсов токов i_s и i_a оказывается различной и асимметричной. В результате коэффициенты пропорциональности между первыми гармониками суммарного и анодного токов (\dot{I}_{s1} и \dot{I}_{a1}) и управляющим на-

пряжением ($\dot{U}_{g\delta i\delta} = \dot{U}_{gk} + D\dot{U}_{ak}$) оказываются комплексными, частотно-зависимыми и, что самое главное, существенно различными даже при $i_g \ll i_a$.

Как известно из теории радиопередающих устройств, коэффициент пропорциональности между током \dot{I}_{s1} (или \dot{I}_{a1}) и \dot{U}_{ynp} на длинных волнах (при $i_g \ll i_a$) веществен, одинаков для токов \dot{I}_{s1} и \dot{I}_{a1} и имеет размерность проводимости. Этот коэффициент называется приведенной (средней) крутизной

$$S_1 = S\alpha_1(1 - \cos \Theta), \text{ где } \cos \Theta = -\frac{E_g - E_{g0} + DE_a}{U_{gk} - DU_{ka}},$$

Θ — угол отсечки анодного тока.¹

С учетом указанных обозначений выражение для токов \dot{I}_{s1} и \dot{I}_{a1} на ДВ при $i_g \ll i_a$ для генератора с общим катодом имеет вид: $\dot{I}_{s1} = \dot{I}_{a1} = S_1 \dot{U}_{ynp}$.

На УКВ каждый из токов $\dot{I}_{s1}, \dot{I}_{a1}, \dot{I}_{g1}$ (для тетрода) можно формально охарактеризовать своей крутизной S_s, S_a, S_g , являющейся коэффициентом пропорциональности между \dot{U}_{ynp} и соответствующим током. Так как для триодного усилителя с общей сеткой $U_{ak} = U_{ag} + U_{gk}$, то управляющее напряжение можно представить в следующем виде:

$$\dot{U}_{g\delta i\delta} = (1 + D)\dot{U}_{gk} + D\dot{U}_{ag}. \tag{2.5}$$

¹ на УКВ, при больших углах пролета, под Θ имеет смысл понимать введенный впервые в теорию Г.А.Зейтленком угол отсечки сеточного напряжения лампы, а не анодного тока.

Для тетродного усилителя:

$$\dot{U}_{g\ ynp} = (1 + D + D_2)\dot{U}_{gk} + D\dot{U}_{ag_2} + (D + D_2)\dot{U}_{g_2g} . \quad (2.6)$$

Полученные выражения написаны в комплексной форме, т. е. учитывают фазовые соотношения между первыми гармониками напряжений и токов как для настроенного, так и для ненастроенного усилителя и справедливы на ДВ и на УКВ.¹

Введя для триода обозначение $\dot{k}_U = \dot{U}_{ag} / \dot{U}_{kg}$, а для тетрода $\dot{k}_U = \dot{U}_{ag_2} / \dot{U}_{kg}$, $\dot{k}_y = \dot{U}_{ag_2} / \dot{U}_{kg}$, перепишем последние выражения:

$$\dot{U}_{g\ ynp} = \dot{U}_{gk} [1 + D(1 - \dot{k}_U)] , \quad (2.7)$$

$$\dot{U}_{g\ ynp} = \dot{U}_{gk} [1 + D(1 - \dot{k}_U - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] . \quad (2.8)$$

Величина \dot{k}_U представляет собой комплексный коэффициент усиления напряжения схемы с общей сеткой. Комплексная величина \dot{k}_y характеризует собой первую гармонику переменного напряжения, действующего между сетками тетрода из-за недостаточной величины включенной между ними проводимости ($Y_{вн}$).

При составлении модели следует учесть конструктивные элементы входной цепи лампы (четыреполюсник 1

¹ Здесь и далее под токами \dot{I}_{s1} и \dot{I}_{a1} понимаются комплексные действительные значения первых гармоник наведенных токов в цепях, соединяющих сетку с катодом и анод с сеткой, соответственно.

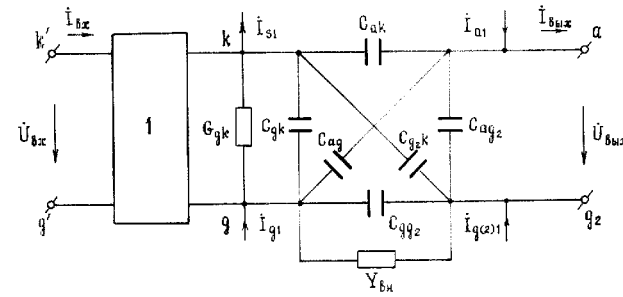


Рис. 2.6. Полная схемная модель тетродного усилителя с общей сеткой. (1 — четырехполюсник входных цепей лампы.)

на рис.2.1), которые, образуя электрическую цепь (в общем случае — с распределенными параметрами), отделяют в "электрическом" отношении сетку и катод от внешних сеточного и катодного зажимов лампы.

На рис.2.6 изображена полная схемная модель тетродного усилителя с общей сеткой, составленная с учетом высказанных выше соображений.

На рис.2.6 обозначения следующие:

$Y_{вн}$ — проводимость, включенная между сетками;

G_{gk} — активная проводимость, обусловленная высокочастотными потерями на сетке.

Активная часть модели отображена на рис.2.6 с помощью введенных в нее сторонних токов, направление которых принято в соответствии с условным положительным

направлением токов лампы, показанным на рис.2.5. Там же показано положительное направление наведенных токов, текущих во внешних цепях лампы. Величины токов могут быть представлены в виде:

$$\dot{I}_{s1} = \dot{S}_s \dot{U}_{g_{yup}}, \dot{I}_{a1} = \dot{S}_a \dot{U}_{g_{yup}}, \dot{I}_{\varepsilon 1} = \dot{S}_\varepsilon \dot{U}_{g_{yup}}.$$

Будем для простоты анализировать схемную модель относительно точек $kg - ag_2$, считая условно входом усилителя непосредственно промежуток сетка-катод лампы. В дальнейшем при необходимости определения сдвига фазы во входной цепи, зная входную проводимость в точках kg , можно рассчитать этот сдвиг по формулам, известным из теории цепей. Сторонние токи модели можно заменить генераторами тока в соответствии с рис.2.4,б и затем — в соответствии с рис.2.4,в.

Пассивная часть схемной модели показана на рис.2.7, а вся модель без входного четырехполюсника — на рис.2.8.

Б. Математическая модель тетродного усилителя

Анализ явлений, протекающих в усилителе, как объекте регулирования системы ФАНК, невозможен без их математического описания — математической модели усилителя, адекватной условиям его работы как звена системы авторегулирования. Математическую модель можно получить, анализируя схемную модель, приведенную на рис.2.8.

Для анализа схемной модели можно применить известные методы расчета нелинейных цепей. Однако они достаточно сложны. Вместе с тем их использование не является

необходимым для наших целей, так как в задачу анализа не входит установление связи между токами и напряжениями модели, а лишь определение некоторых вторичных параметров модели, как четырехполюсника: входной и выходной проводимости, фазы коэффициента усиления. Эти параметры для нашего случая — квазилинейного приближения — при соблюдении условий, о которых речь пойдет ниже, могут быть гораздо проще определены с помощью алгебраических операций с матрицами проводимостей активной (рис.2.4,в) и пассивной (рис.2.7) частей модели. Вышеупомянутые условия состоят в том, что при анализе

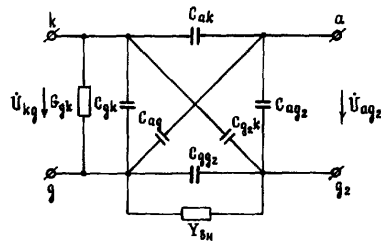


Рис. 2.7. Пассивная часть схемной модели.

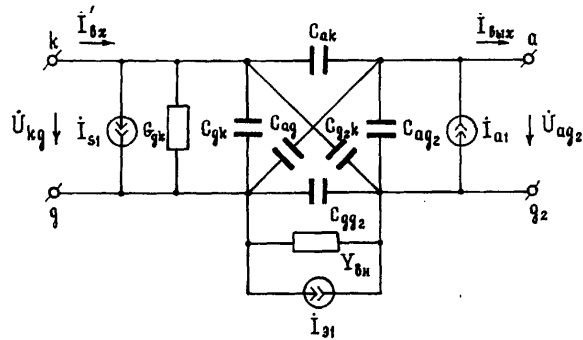


Рис. 2.8. Схемная модель УКВ-усилителя с общей сеткой.

допустимы только те операции, которые не предполагают изменения режима квазилинейных элементов, при котором была определена матрица. Определение элементов самой матрицы также должно основываться на процедурах, при которых режим квазилинейных элементов не меняется и все время остается рабочим. В связи со сказанным для активной части модели недопустимо при нахождении параметров матрицы проводимостей пользоваться классическим методом коротких замыканий, а следует их находить,

исходя из физики процессов в промежутках взаимодействия электронной лампы.

Таким образом, если имеются выражения параметров матрицы проводимостей частей схемной модели, определенные с соблюдением вышеописанных условий, корректными являются операции сложения элементов матриц активной и пассивной частей и любые операции с результирующими параметрами матрицы, не приводящие к изменению режима квазилинейных элементов. К числу подобных операций относятся операции по вычислению входной и выходной проводимостей и коэффициента усиления модели, так как при этом токи и напряжения модели являются заданными, соответствующими рабочему режиму квазилинейных элементов. В то же время для установления соотношения между токами и напряжениями модели такие матрицы использованы быть не могут.

Следует отметить, что приведенные в [54] выражения элементов матрицы проводимостей тетродного УКВ-усилителя неадекватны режиму работы мощных усилителей, что объясняется несоблюдением условия их получения с учетом квазилинейности схемы. Это привело к ряду неправильных выводов в отношении УКВ-усилителя с общей сеткой как объекта регулирования системы ФАНК.

Выше было показано, что полную схемную модель тетродного усилителя, изображенную на рис.2.8, можно представить в виде параллельного соединения двух четырехполюсников: активного с зависимыми источниками тока

(рис.2.4,в) и пассивного (рис.2.7). На рис.2.4,в и рис.2.7 нетрудно увидеть, что это соединение является нерегулярным. Поэтому, в соответствии с [55], матрица соединения может быть получена суммированием обобщенных неавтономных матриц проводимостей соединяемых четырехполюсников. Обобщенная неавтономная матрица проводимостей записывается так [55]:

$$Y = \begin{vmatrix} y_{11} & y_{12} & y_{13} \\ y_{21} & y_{22} & y_{23} \\ y_{31} & y_{32} & y_{33} \end{vmatrix}.$$

Элементы этой матрицы для пассивного четырехполюсника могут быть найдены в соответствии с нижеследующими равенствами:

$$\begin{aligned} y_{11} &= \dot{I}_1 / \dot{U}_1, y_{21} = \dot{I}_2 / \dot{U}_1, y_{31} = \dot{I}_3 / \dot{U}_1, \text{ при } \dot{U}_2 = \dot{U}_3 = 0, \\ y_{12} &= \dot{I}_1 / \dot{U}_2, y_{22} = \dot{I}_2 / \dot{U}_2, y_{32} = \dot{I}_3 / \dot{U}_2, \text{ при } \dot{U}_1 = \dot{U}_3 = 0, \\ y_{13} &= \dot{I}_1 / \dot{U}_3, y_{23} = \dot{I}_2 / \dot{U}_3, y_{33} = \dot{I}_3 / \dot{U}_3, \text{ при } \dot{U}_1 = \dot{U}_2 = 0. \end{aligned}$$

Направления напряжений и токов, входящих в эти равенства, определяются в соответствии с рис.2.9.

Напряжения $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3$ связаны с напряжениями, действующими в схемах рис.2.4,в и рис.2.7 следующим образом:

$$\dot{U}_1 = \dot{U}_{kg}, \quad \dot{U}_2 = \dot{U}_{ag_2}, \quad \dot{U}_3 = \dot{U}_{gg_2}.$$

Пользуясь написанными соотношениями, получим значения для элементов матриц. Для активной части модели (рис.2.4,в) токи, входящие в состав Y-параметров, с учетом (2.8) получим в виде

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= \dot{S}_s \dot{U}_{\delta i \delta g} = \dot{S}_s [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] \dot{U}_1, \\ \dot{I}_2 &= \dot{S}_a \dot{U}_{\delta i \delta g} = \dot{S}_a [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] \dot{U}_1, \\ \dot{I}_3 &= \dot{S}_y \dot{U}_{\delta i \delta g} = \dot{S}_y [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] \dot{U}_1, \end{aligned}$$

где токи $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_3$, указанные на рис. 2.9, по отношению к активной части модели (рис.2.4,в) соответствуют токам $\dot{I}_{s1}, \dot{I}_{a1}, \dot{I}_{y1}$.

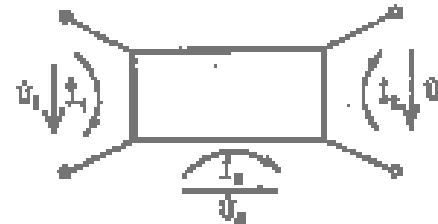


Рис. 2.9. К выбору независимых контрольных токов и независимых четырехполюсников.

В написанных равенствах величины

$$\dot{S}_s, \dot{S}_a, \dot{S}_y, \dot{k}_u, \dot{k}_y, \dot{U}_1$$

выбираются соответствующими рабочему режиму усилителя. При этом

они в скрытом виде зависят от амплитуд всех

трех, действующих в схеме напряжений $\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3$.

Теперь для активной части модели выражения Y-параметров можно формально записать так:

$$\begin{aligned} y_{11a} &= \dot{S}_s [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D(1 - \dot{k}_y)], & y_{12a} &= 0, & y_{13a} &= 0, \\ y_{21a} &= \dot{S}_a [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D(1 - \dot{k}_y)], & y_{22a} &= 0, & y_{23a} &= 0, \\ y_{31a} &= \dot{S}_y [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D(1 - \dot{k}_y)], & y_{32a} &= 0, & y_{33a} &= 0. \end{aligned}$$

Для пассивной части модели (рис.2.7) Y-параметры получим стандартным для линейных цепей методом мысленных опытов короткого замыкания. В результате, имея в ви-

ду, что $C_{g2k}/C_{gk} = D_2$, а $C_{ak}/C_{gk} = D$, получим

$$y_{11\dot{r}} = G_{gk} + j\omega C_{gk}(1 + D + D_2), \quad y_{12\dot{r}} = -j\omega C_{gk}D, \quad y_{13\dot{r}} = j\omega C_{gk}(D + D_2),$$

$$y_{21\dot{r}} = j\omega C_{gk}D, \quad y_{22\dot{r}} = -j\omega(C_{ag} + C_{ag_2} + C_{gk}D),$$

$$y_{23\dot{r}} = -j\omega(C_{ag} + C_{gk}D),$$

$$y_{31\dot{r}} = j\omega C_{gk}(D + D_2), \quad y_{32\dot{r}} = -j\omega(C_{ag} + C_{gk}D),$$

$$y_{33\dot{r}} = -Y_{\dot{a}i} - j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)].$$

Суммируя элементы матриц пассивной и активной частей модели, получим выражения элементов обобщенной неавтономной матрицы проводимостей полной схемной модели тетродного усилителя (рис. 2.8):

$$y_{11} = \dot{S}_s [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] + G_{gk} + j\omega C_{gk}(1 + D + D_2),$$

$$y_{12} = -j\omega C_{gk}D, \quad y_{13} = -j\omega C_{gk}(D + D_2),$$

$$y_{21} = \dot{S}_a [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] + G_{gk} + j\omega C_{gk}D,$$

$$y_{22} = -j\omega(C_{ag} + C_{ag_2} + C_{gk}D), \quad y_{23} = -j\omega(C_{ag} + C_{gk}D),$$

$$y_{31} = \dot{S}_y [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y)] + j\omega C_{gk}(D + D_2),$$

$$y_{32} = -j\omega(C_{ag} + C_{gk}D), \quad y_{33} = -Y_{\dot{a}i} - j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)]. \quad (2.9)$$

Так как сложный результирующий четырехполюсник, соответствующий рис.2.8, относится к типу проходных, то его матрицу проводимости можно упростить и привести к классическому виду:

$$Y = \begin{vmatrix} y_{11\dot{y}} & y_{12\dot{y}} \\ y_{21\dot{y}} & y_{22\dot{y}} \end{vmatrix}.$$

Элементы этой матрицы и обобщенной неавтономной матрицы связаны между собой соотношениями

$$y_{11\dot{y}} = y_{11} - y_{13} \frac{y_{31}}{y_{33}}, \quad y_{21\dot{y}} = y_{21} - y_{23} \frac{y_{31}}{y_{33}},$$

$$y_{12\dot{y}} = y_{12} - y_{13} \frac{y_{32}}{y_{33}}, \quad y_{22\dot{y}} = y_{22} - y_{23} \frac{y_{32}}{y_{33}}.$$

В соответствии с этим получим

$$y_{11\dot{y}} = \dot{S}_s \dot{N} + G_{gk} + j\omega C_{gk}(1 + D + D_2) -$$

$$- j\omega C_{gk}(D + D_2) \frac{\dot{S}_y \dot{N} + j\omega C_{gk}(D + D_2)}{Y_{\dot{a}i} + j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)]},$$

$$y_{12\dot{y}} = -j\omega C_{gk}D - \frac{\omega^2 C_{gk}(C_{ag} + C_{gk}D)(D + D_2)}{Y_{\dot{a}i} + j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)]},$$

$$y_{21\dot{y}} = \dot{S}_a \dot{N} + j\omega C_{gk}D -$$

$$- j\omega(C_{ag} + C_{gk}D) \frac{\dot{S}_y \dot{N} + j\omega C_{gk}(D + D_2)}{Y_{\dot{a}i} + j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)]},$$

$$y_{12\dot{y}} = -j\omega(C_{ag} + C_{ag_2} - C_{gk}D) -$$

$$- \frac{\omega^2 (C_{ag} + C_{gk}D)^2}{Y_{\dot{a}i} + j\omega[C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D + D_2)]},$$

(2.10)

где

$$\dot{N} = 1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y). \quad (2.11)$$

В выражения $y_{11\bar{y}}$ и $y_{21\bar{y}}$ входит вектор \dot{N} , являющийся функцией величин \dot{k}_u и \dot{k}_y , зависящих, в свою очередь, от напряжений \dot{U}_{ag_2} и \dot{U}_{g_2g} .

Указанная зависимость элементов $y_{11\bar{y}}$ и $y_{21\bar{y}}$ от напряжений, действующих в схеме, обусловлена нелинейностью ее активной части.

Анализируемую схемную модель, изображенную на рис. 2.8, можно рассматривать как трехсторонний четырехполюсник. В соответствии с [55] и рис.2.9 уравнения такого четырехполюсника с коэффициентами в виде элементов Y -матрицы имеют следующий вид: $\dot{I}_1 = y_{11}\dot{U}_1 + y_{12}\dot{U}_2 + y_{13}\dot{U}_3$, $\dot{I}_2 = y_{21}\dot{U}_1 + y_{22}\dot{U}_2 + y_{23}\dot{U}_3$, $\dot{I}_3 = y_{31}\dot{U}_1 + y_{32}\dot{U}_2 + y_{33}\dot{U}_3$.

Поделив обе части первого уравнения системы на \dot{U}_1 , получим

$$Y_{\bar{a}\bar{a}} = y_{11} + y_{12}\dot{k}_u + y_{13}\dot{k}_y, \quad (2.12)$$

где $Y_{\bar{a}\bar{a}}$ — входная проводимость схемы.

Величину $Y_{\bar{a}\bar{x}}$ найдем, пользуясь классической системой уравнений проходного четырехполюсника:

$$\dot{I}_1 = y_{11\bar{y}}\dot{U}_1 + y_{12\bar{y}}\dot{U}_2, \quad \dot{I}_2 = y_{21\bar{y}}\dot{U}_1 + y_{22\bar{y}}\dot{U}_2,$$

из которой следует, что

$$Y_{\bar{a}\bar{a}} = y_{11\bar{y}} + y_{12\bar{y}}\dot{k}_u. \quad (2.13)$$

В заключение найдем выражение для \dot{k}_y . Для этого подставим в (2.12) и (2.13) выражения элементов матриц из (2.9) и (2.10) и решим (2.12) и (2.13) совместно. После преобразований получим

$$\dot{k}_y = \frac{\dot{S}_y \dot{N}' + j\omega[C_{gk}(D+D_2) - \dot{k}_u(C_{ag} + C_{gk}D)]}{Y_{\bar{a}\bar{a}} + j\omega C_{\Sigma} - \dot{S}_y(D+D_2)}, \quad (2.14)$$

где

$$\dot{N}' = 1 + D(1 - \dot{k}_u) + D_2 \quad \text{и} \quad C_{\Sigma} = C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk}(D+D_2). \quad (2.15)$$

Значение \dot{k}_y , вычисленное с помощью (2.14), следует подставлять при расчетах в выражение вектора \dot{N} , входя-

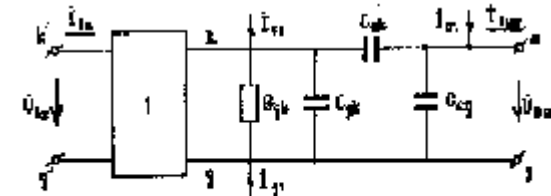


Рис. 2.10. Схемная модель триодного усилителя (1 - входной четырехполюсник)

щего в состав элементов матриц Y и Y_s .

Выражения (2.10), (2.11), (2.14) и (2.15) составляют содержание математической модели, соответствующей схемной модели, приведенной на рис.2.8.

В. Схемная и математическая модель – триод

Аналогично предыдущему получим математическую модель триодного усилителя с общей сеткой.

Для этого в выражениях для тетродного усилителя положим $Y_{вн} = S_3 = D_2 = k_3 = C_{g2k} = C_{gg2} = 0$. (2.16)

В соответствии с (2.16) изменится и выражение \dot{N} :
 $\dot{N}_{\delta\delta} = 1 + D(1 - \dot{k}_u)$ (2.17)

Соответствующие схемные модели приведены на рис. 2.10 — 2.13.

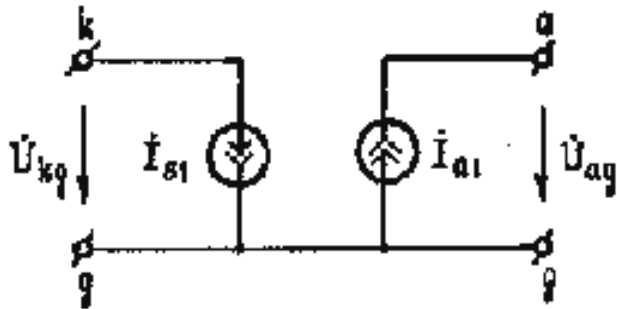


Рис. 2.11. Активная часть модели триодного усилителя с общей сеткой

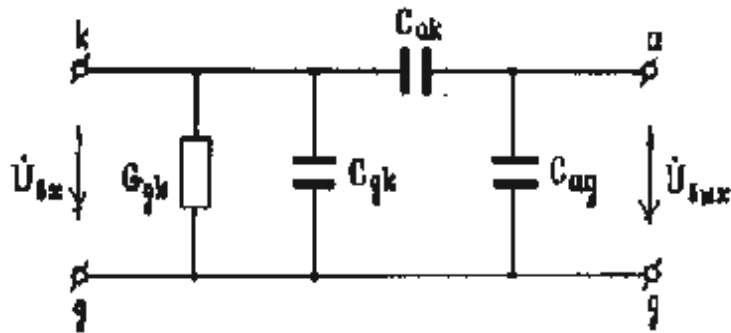


Рис. 2.12. Пассивная часть модели триодного усилителя с общей сеткой.

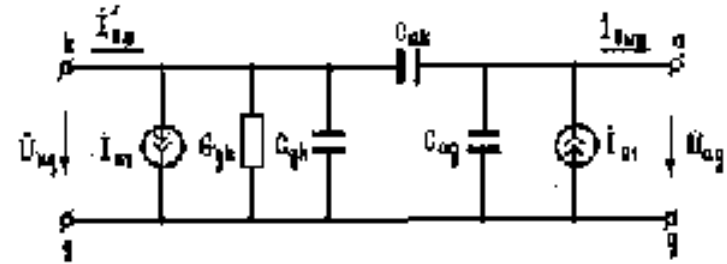


Рис. 2.13. Схемная модель триодного усилителя с общей сеткой.

С учетом (2.16) и (2.17) элементы классической матрицы проводимостей $Y_{тр}$ для случая триодного усилителя получают следующее выражение:

$$y_{11\delta\delta} = \dot{S}_s \dot{N}_{\delta\delta} + G_{gk} + j\omega C_{gk}(1 + D), \quad y_{12\delta\delta} = -j\omega C_{gk}D,$$

$$y_{21\delta\delta} = \dot{S}_a \dot{N}_{\delta\delta} + j\omega C_{gk}D, \quad y_{22\delta\delta} = -j\omega(C_{ag} + C_{gk}D). \quad (2.18)$$

Выражения (2.17) и (2.18) образуют математическую модель УКВ-триодного усилителя с общей сеткой.

§ 2.3. Схемная и математическая модели КВ-усилителя

А. Недонапряженный, критический режимы

Схемную и математическую модели КВ усилителя с общей сеткой не представляет труда получить, пользуясь результатами исследования УКВ-усилителей, приведенного в § 2.2.

С понижением рабочей частоты настроенного усилите-

ля, по мере ослабления влияния на его параметры пролетных явлений соблюдается следующее:

$$\dot{S}_a \rightarrow \dot{S}_s \rightarrow S_1, \arg \dot{k} \dot{y} \rightarrow \arg \dot{k} \dot{u} \rightarrow 0..$$

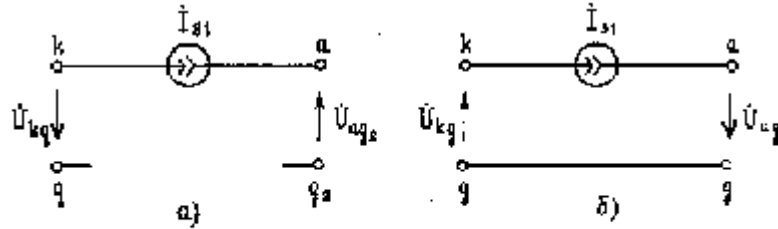


Рис. 2.14. Активная часть модели КВ-усилителя с общей сеткой в недонапряженном режиме (а - тетродного, б - триодного).

В результате, для случая недонапряженного или критического режима $\dot{I}_1 \approx \dot{I}_{s1}, I_{g1} \ll I_{g21} \ll I_{a1}..$

Тогда на основании рис.2.4,а получаем активную часть схемной модели КВ-тетродного усилителя в виде, изображенном на рис.2.14,а, а триодного — на рис.2.14,б.

Пассивные части соответствующих моделей, естественно, полностью совпадают соответственно с 2.7 и 2.12.

Так как на КВ $\arg \dot{S}_s \approx \arg \dot{U}_{\dot{\delta} \dot{\delta} g}$, то в скалярном виде, с учетом выражения для $\dot{U}_{\dot{\delta} \dot{\delta} g}$, получаем:

$$I_{s1} = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)[(1 + D + D_2)U_{gk} - DU_{ag} - (D + D_2)U_{g2g}]$$

— для тетрода и

$$I_{s1} = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)[(1 + D)U_{gk} - DU_{ag}]$$

— для триода.

Полные схемные модели, приведены на рис.2.15, а и б.

Управляемый источник тока \dot{I}_{s1} связан с напряжением моделей следующим образом: $\dot{I}_{s1} = \dot{S}_1 \dot{U}_{\dot{\delta} \dot{\delta} g}$. Изображенная

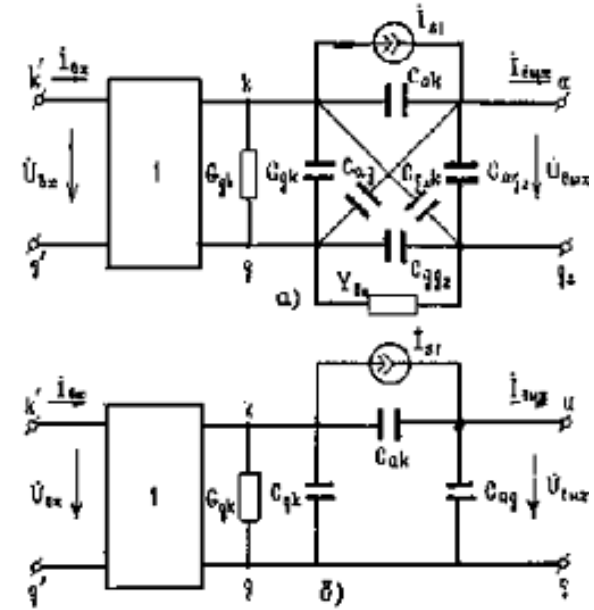


Рис. 2.15. Полная модель КВ-усилителя с общей сеткой в недонапряженном режиме (а - тетрод, б - триод).

на рис.2.15,б схемная модель триодного усилителя относительно точек kg - ag полностью совпадает с ранее опубликованной А.М.Захаровым [47-49] эквивалентной схемой, но при этом получена с помощью предельного перехода (т. е. как частный случай) от более общего случая (рис.2.10). Аналогичным образом получена и схемная модель КВ-тетродного усилителя (рис.2.15,а).

Матрицы проводимостей схемной модели КВ-усилителей относительно точек $kg - ag_2$ или $kg - ag$ (рис .2.13) могут быть получены из выражений (2.10) — для тетродного усилителя и (2.18) — для триодного.

В соответствии с полученным для тетродного усилителя имеем:

$$\begin{aligned}
 y_{11} &= S_1 \dot{N} + G_{gk} + j\omega C_{gk} (1 + D + D_2) - \\
 &- j\omega C_{gk} (D + D_2) \frac{S_y \dot{N} + j\omega C_{gk} (D + D_2)}{Y_{\dot{a}\dot{o}} + j\omega [C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk} (D + D_2)]}, \\
 y_{12} &= -j\omega C_{gk} D - \frac{\omega^2 C_{gk} (C_{ag} + C_{gk} D)(D + D_2)}{Y_{\dot{a}\dot{i}} + j\omega [C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk} (D + D_2)]}, \\
 y_{21} &= S_1 \dot{N} + G_{gk} + j\omega C_{gk} D - \\
 &- j\omega (C_{ag} + C_{gk} D) \frac{S_y \dot{N} + j\omega C_{gk} (D + D_2)}{Y_{\dot{a}\dot{o}} + j\omega [C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk} (D + D_2)]}, \\
 y_{22} &= -j\omega (C_{ag} + C_{ag_2} - C_{gk} D) - \\
 &- \frac{\omega^2 C_{gk} (C_{ag} + C_{gk} D)^2}{Y_{\dot{a}\dot{i}} + j\omega [C_{ag} + C_{gg_2} + C_{gk} (D + D_2)]}, \quad (2.10a)
 \end{aligned}$$

$$\text{где } \dot{N} = 1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_y) + D_2(1 - \dot{k}_y). \quad (2.11)$$

Для триодного усилителя:

$$y_{11\dot{o}\dot{o}} = S_1 \dot{N}_{\dot{o}\dot{o}} + G_{gk} + j\omega C_{gk} (1 + D), \quad y_{12\dot{o}\dot{o}} = -j\omega C_{gk} D,$$

$$y_{21\dot{o}\dot{o}} = S_1 \dot{N}_{\dot{o}\dot{o}} + j\omega C_{gk} D, \quad y_{22\dot{o}\dot{o}} = -j\omega (C_{ag} + C_{gk} D), \quad (2.18a)$$

$$\text{где } \dot{N}_{\dot{o}\dot{o}} = 1 + D(1 - \dot{k}_u). \quad (2.17)$$

Выражения (2.10,a) и (2.11) — математическая модель тетродного, а выражения (2.18,a) и (2.17) — триодного КВ-усилителей с общей сеткой.

Б. Перенапряженный режим

В перенапряженном режиме пассивная часть схемных моделей усилителей, естественно, не изменится по сравнению с рис.2.7 — для тетродного и с рис.2.12 — для триодного усилителя. Поэтому займемся структурой активной части и отысканием ее параметров.

Согласно общей теории радиопередатчиков, на частотах, на которых не сказывается инерция электронов, при отсутствии насыщения тока эмиссии лампы для суммарного тока справедливо соотношение: $\dot{I}_{s1} = S_1 \dot{U}_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}g}$. Как известно, ток, нагружающий источник возбуждения усилителя с общей сеткой (если пренебречь потерями во входном резонаторе), $\dot{I}_{\dot{a}\dot{o}} = \dot{I}_{s1}$. При этом фаза \dot{I}_{s1} совпадает с фазой $\dot{U}_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}g}$, так как крутизна S_1 вещественна. Вследствие этого можно написать $\dot{I}_{\dot{a}\dot{o}} = S_1 \dot{U}_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}g}$.

Полученное соотношение полностью определяет реак-

цию активной части модели в перенапряженном режиме со стороны входа (точнее, со стороны промежутка катод-сетка). Выходные параметры активной части модели, а также связь между ее входом и выходом могут быть определены на основании работ [56, 57]. В них приводится эквивалентная схема [56] и выражение выходного тока (I_{a1}) [56, 57] усилителя с общим катодом в перенапряженном режиме. В работе [57] рассмотрен случай комплексной нагрузки усилителя.

В цитированных работах показано, что в перенапряженном режиме ток I_{a1} усилителя с общим катодом практически не зависит от напряжения возбуждения, а целиком определяется напряжением анодного питания и положением исходной рабочей точки лампы. Рассмотрение в [56] сделано для случая $U_{g2k} = 0$ в тетродном усилителе. В [57] рассмотрен триодный усилитель. Однако, основываясь на выводах работы [56] и положениях теории, можно распространить соотношения, полученные в [57], на случай тетрода с $U_{g2k} = 0$. Экранная сетка по ВЧ соединяется с общим электродом лампы (управляющей сеткой — в схеме с общей сеткой, катодом — в схеме с общим катодом). Поэтому, исходя из физики работы электронной лампы, изложенной в многочисленной литературе, можно распространить выводы, полученные в [56, 57] для усилителя с общим катодом ($U_{g2k} = 0$), на усилитель с общей сеткой ($U_{g2g} = 0$),

учтя особенности, связанные с включением его выходного контура между анодом и сеткой.

Согласно [57] для практически наблюдаемых режимов ($\Theta = 60 - 120^\circ$, $\Theta_g < 40^\circ$) погрешность расчета тока I_{a1} не превосходит 10%, если ток I_{a1} вычислять по формуле:

$$I_{a1} = \frac{1,06E_a + 0,18E''}{|Z + R_i''|}, \text{ где } \Theta_g - \text{ угол отсечки сеточного}$$

тока; $E'' = \frac{E_g - E'_{g0} + DE_a}{D + \mu_g}$, $R_i'' = 2/S_{\dot{\epsilon}\delta}$, E_{g0} — напряжение

приведения характеристик суммарного тока; E_a — напряжение анодного питания; E_g — напряжение смещения управляющей сетки; μ_g — коэффициент напряженности режима по управляющей сетке; $S_{кр}$ — крутизна линии критического режима; Z — комплексное сопротивление между анодом и катодом лампы.

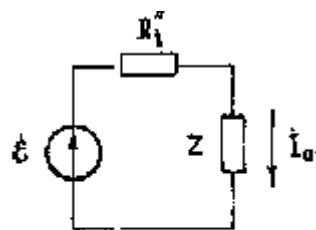


Рис. 2.16. Выходная цепь КВ-усилителя в перенапряженном режиме.

В работе [56] для случая тетродного усилителя получено приближенное выражение (в ранее введенных обозначениях):

$$I_{a1} = 1,1E_a / (R_i'' + R_{\dot{\epsilon}\delta}), \text{ где}$$

R_{oe} — резонансное сопротивление контура, включенного между анодом и катодом. Если положить $E'' = (0,1 -$

0,15)E_a, что обычно выполняется на практике, то формулы для I_{a1}, полученные в [57] и [56], при φ_z = 0 совпадут. С учетом этого для тетродного и триодного усилителей можно пользоваться формулой, выведенной в [57]. Таким образом, со стороны выходных зажимов усилитель с общим катодом может быть представлен эквивалентной схемой, подобной приведенной в [56], т. е. в виде последовательного соединения источника переменной ЭДС (ε̇) с амплитудой, равной 1,06E_a + 0,18E_a”, внутренним сопротивлением, равным R_i”, и комплексной нагрузки Z, включаемой между анодом и катодом лампы (рис.2.16).

Так как в усилителе с общей сеткой между анодом и катодом включены (для случая U_{g2g} = 0) источник возбуждения U_{kg}, выходной контур и цепи, содержащие междуэлектродные емкости, то все это соединение следует рассматривать как нагрузку Z, соответствующую схеме, показанной на рис.2.16. Учет физики работы лампового усилителя позволяет утверждать, что ε̇ синфазна с U̇_{упг}.

В усилителе с общей сеткой, в отличие от усилителя с общим катодом, значительно сильнее проявляется влияние напряжения U_{kg} на ток I_{a1}.

С учетом сказанного на рис.2.17 приведены схемные модели усилителей с общей сеткой в перенапряженном режиме.

Для тетродного усилителя модель приведена для случая

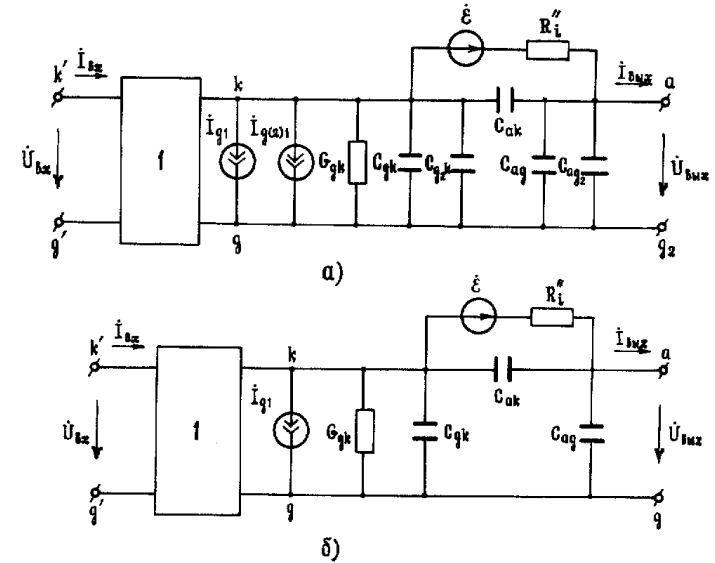


Рис. 2.17. Схемные модели КВ-усилителей с общей сеткой в перенапряженном режиме (а - тетродного, б - триодного).

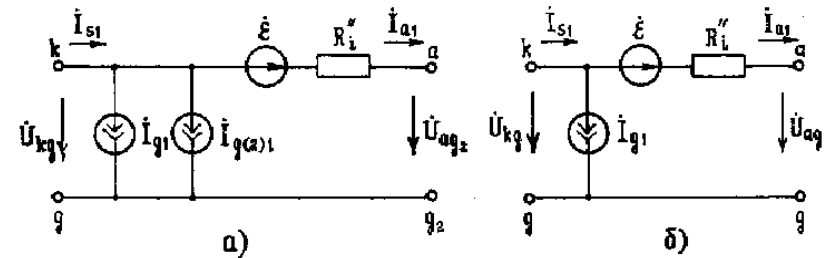


Рис. 2.18. Активные части схемных моделей усилителей с общей сеткой в перенапряженном режиме (а-тетрод, б-триод)

U_{g2g} = 0, наиболее часто встречающегося на практике.

Как следует из рис.2.17, для уменьшения тока I_{a1} до нуля (например, в процессе анодной модуляции) необходимо

обеспечить равенство $\dot{U}_{kg} = -\dot{\varepsilon}$, что выполнимо при отрицательном входном напряжении и согласуется с выводами [56]. Модели, приведенные на рис.2.17, справедливы при малых, по сравнению с первой гармоникой, амплитудах напряжений высших гармоник между анодом и катодом, так как лежащее в их основе соотношение для I_{a1} справедливо именно в этом случае [57]. В резонансном усилителе с общей сеткой это условие хорошо выполняется даже при значительных величинах амплитуд напряжения высших гармоник на его входе.

Найдем выражения матриц проводимостей схемных моделей, придерживаясь, как и прежде, принципа разбиения полной модели на активную и пассивную части. На рис.2.18 представлены активные части моделей тетродного и триодного усилителей (пассивные части, как указывалось, совпадают, соответственно, с рис.2.7 при $Y_{\text{en}} = \infty$ и рис.2.12). Так как для тетрода при $Y_{\text{en}} = \infty$ оба четырехполюсника — активный и пассивный — имеют общую сверхпроводящую сторону, то их параллельное соединение регулярно, и можно пользоваться обычными "четырёхполюсными" матрицами проводимостей. В соответствии с § 2.2, матрицу проводимостей для рис.2.18,а можно получить, исходя из равенств, справедливых в перенапряженном режиме для схемы с общей сеткой. С учетом сказанного вы-

ше и [56, 57] эти равенства имеют вид: $\dot{I}_{s1} = S_1 \dot{N}' \dot{U}_{kg}$,

$$\dot{I}_{a1} = \frac{\dot{U}_{kg}}{R_i''} + \frac{\dot{U}_{ag}(\dot{k}_u - 1)}{R_i''}, \text{ где } \dot{k}_u = \dot{\varepsilon}/\dot{U}_{ag2} \text{ — коэффициент, характеризующий напряженность режима усилителя,}$$

$$\dot{N}' = 1 + D(1 - \dot{k}_u) + D_2. \quad (2.15)$$

Так как по отношению к активному четырехполюснику (рис.2.18,а) $\dot{I}_{s1} = \dot{I}_1$, $\dot{I}_{a1} = \dot{I}_2$, $\dot{U}_{kg} = \dot{U}_1$, $\dot{U}_{ag2} = \dot{U}_2$, то параметры его матрицы проводимостей имеют следующее выражение:

$$y_{11a} = S \dot{N}', \quad y_{12a} = 0, \quad y_{21a} = \frac{1}{R_i''}, \quad y_{22a} = \frac{\dot{k}_u - 1}{R_i''}.$$

Параметры матрицы проводимостей пассивной части модели на основании рис. 2.7, при $Y_{\text{en}} = \infty$, имеют выражение: $y_{11\bar{i}} = G_{gk} + j\omega(C_{ak} + C_{g2k} + C_{gk})$, $y_{12\bar{i}} = -j\omega C_{ak}$,

$$y_{21\bar{i}} = j\omega C_{ak}, \quad y_{22\bar{i}} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag} + C_{ag2}).$$

Параметры матрицы проводимостей всей схемной модели тетродного усилителя найдем суммированием соответствующих параметров активной и пассивной частей:

$$y_{11} = S_1 \dot{N}' + G_{gk} + j\omega(C_{ak} + C_{g2k} + C_{gk}), \quad y_{12} = -j\omega C_{ak},$$

$$y_{21} = \frac{1}{R_i''} + j\omega C_{ak}, \quad y_{22} = \frac{\dot{k}_u - 1}{R_i''} - j\omega(C_{ak} + C_{ag} + C_{ag2}). \quad (2.10a)$$

Для триодного усилителя ($D_2 = 0$; $C_{g2k} = C_{ag2} = 0$) имеем для активной части схемы:

$$y_{11a} = S \dot{N}_{\delta\delta}, \quad y_{12a} = 0, \quad y_{21a} = \frac{1}{R_i''}, \quad y_{22a} = \frac{\dot{k}_{u\delta\delta} - 1}{R_i''}, \quad (2.17)$$

где $\dot{N}_{\delta\delta} = 1 + D(1 - \dot{k}_u)$, $\dot{k}_{u\delta\delta} = \dot{\varepsilon} / \dot{U}_{ag}$.

Для пассивной части схемы

$$y_{11i} = G_{gk} + j\omega(C_{ak} + C_{gk}), \quad y_{12i} = -j\omega C_{ak},$$

$$y_{21i} = j\omega C_{ak}, \quad y_{22i} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag}).$$

Соответственно параметры для всей схемной модели триодного усилителя имеют следующее выражение:

$$y_{11} = S_1 \dot{N}_{\delta\delta} + G_{gk} + j\omega(C_{ak} + C_{gk}), \quad y_{12} = -j\omega C_{ak},$$

$$y_{21} = \frac{1}{R_i''} + j\omega C_{ak}, \quad y_{22} = \frac{\dot{k}_{u\delta\delta} - 1}{R_i''} - j\omega(C_{ak} + C_{ag}). \quad (2.18,в)$$

Полученные выше выражения (2.15) и (2.10,в) — математическая модель тетродного, а выражения (2.17,б) и (2.18,в) — триодного усилителей с общей сеткой в перенапряженном режиме.

§ 2.4. Статическая характеристика управления усилителя

А. Предварительные соображения

Свойства усилителя как объекта регулирования системы ФАНК полностью описываются его статической характе-

ристической управления (СХУ) и динамическими характеристиками исполнительного устройства (рис. IV).

Влиянием динамических характеристик других элементов усилителя на работу системы можно пренебречь, так как формирование сигнала ошибки в них идет на радиочастоте, т. е. практически безынерционно.

В нашем случае под статической характеристикой управления (СХУ) следует понимать зависимость от частоты разности фаз между выходным и входным напряжениями усилителя, или, иначе говоря, фаза коэффициента усиления напряжения усилителя. Как уже говорилось, эта разность фаз может не совпадать с фазовым углом выходного контура, если рабочая частота усилителя достаточно велика. При этом на фазовый угол усилителя оказывают влияние фазовые сдвиги во входных его цепях, монтажных элементах, блокировочных конденсаторах. Наконец, на высоких частотах вносится сдвиг по фазе за счет пролетных явлений в генераторной лампе (инерции электронов). Перечисленные факторы, как правило, связаны между собой и сложно зависят от величины рабочей частоты усилителя.

Для упрощения анализа на первой стадии исследуем составляющую фазового угла, вносимую генераторной лампой за счет особенностей ее электроники. Для этого исследуем фазовый сдвиг между жазимами gk и ag_2 для тетрода и между жазимами gk и ag — для триода (см. рис.2.1, 2.8, 2.13, 2.15, 2.17). Для этого потребуется вывести выражение комплексного коэффициента усиления \dot{k}_u усилителя отно-

сительно указанных зажимов и выделить из его состава зависимость фазы от расстройки выходного контура. Кроме того, необходимо получить выражение входной проводимости усилителя относительно зажимов kg , что даст возможность в дальнейшем учесть влияние всех других факторов, воздействующих на СХУ.

В первом приближении будем полагать, что входная проводимость не зависит от коэффициента усиления усилителя (т. е. от режима его работы). В последующем оценим вносимую этим допущением погрешность, и, если потребуется, скорректируем ее с помощью поправочных коэффициентов. Все исследование выполним для УКВ- и КВ-усилителей с общей сеткой в недонапряженном или критическом режимах работы.

Б. Входная проводимость

УКВ-усилителя с общей сеткой

Рассмотрим входную проводимость модели УКВ-усилителя относительно точек gk (рис.2.8, 2.13). Влияние входного четырехполюсника (рис.2.6, 2.10) на входную проводимость учтем позже, рассмотрев этот вопрос в главе 3.

Для получения выражения входной проводимости Y_{ax} для общего случая — тетродного усилителя — подставим в (2.13) значения $y_{11э}$ и $y_{12э}$ из (2.10). После несложных преобразований получим

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + \dot{S}_s \dot{N}' + j\omega C_{gk} N' - \frac{\omega(C_{ag} - C_{gk} D) + j\dot{S}_y \dot{N}}{\frac{Y_{\dot{a}i}}{\omega C_{gk}(D+D_2)} + j[1 + \frac{C_{ag} + C_{gg_2}}{C_{gk}(D+D_2)}]}. \quad (2.19)$$

Из (2.19) следует, что величина Y_{en} влияет на Y_{ax} лишь за счет проницаемости сеток (при $D+D_2 > 0$). Обычно стремятся обеспечить $Y_{en} = \infty$. В этом наиболее важном и часто встречающемся случае

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + \dot{N}'(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}), \quad (2.20)$$

где \dot{N}' выражается согласно (2.15).

Из (2.19) можно получить выражение дня входной проводимости триодного усилителя. Если положить

$$D_2 = 0, \quad k_{y\dot{e}\dot{a}} = 0, \quad S_{y\dot{e}\dot{a}} = 0, \quad Y_{\dot{a}i} = 0, \quad \text{то}$$

$$Y_{\dot{a}\dot{o}\dot{o}\dot{o}} = G_{gk} + \dot{N}_{\dot{o}\dot{o}}(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}), \quad (2.21)$$

где $\dot{N}_{\dot{o}\dot{o}}$ выражается согласно (2.17).

Сравнение (2.20) и (2.21) показывает их почти полную идентичность. Отличаются эти выражения лишь тем, что в составе величины \dot{N}' , входящей во второе слагаемое правой части (2.20), содержится член D_2 , отсутствующий в составе величины $\dot{N}_{\dot{o}\dot{o}}$, входящей в (2.21). Прежде, чем перейти к анализу выражений (2.20) и (2.21), рассмотрим случай разрыва по ВЧ цепи между сетками ($Y_{en} = 0$). При этом

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + \dot{N}(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}) - \frac{\dot{S}_y \dot{N} - j\omega C_{ag} - C_{gk} D}{1 + \frac{C_{ag} + C_{gg_2}}{C_{gk}(D + D_2)}}.$$

В весьма неблагоприятном случае, когда $(C_{ag} + C_{gg_2})/(D + D_2)C_{gk} \ll 1$, возможном при больших D_2 и большом отношении $C_{gk}/(C_{ag} + C_{gg_2})$, что может наблюдаться в лампах с высокой крутизной, выражение Y_{ax} запишется: $Y_{\dot{a}\dot{o}} \cong G_{gk} + j\omega C_{gk}(1 + D + D_2) - j\omega C_{gk} D \dot{k}_u$.

Нетрудно заметить, что входная проводимость сильно уменьшилась, особенно ее вещественная часть, по сравнению со случаем $Y_{\dot{a}\dot{i}} = \infty$. При этом третье слагаемое правой части выражения $-j\omega C_{gk} D \dot{k}_u$, может оказаться комплексным с отрицательной вещественной частью из-за расстройки выходного контура или вследствие появления фазового сдвига между током \dot{I}_{a1} и входным напряжением \dot{U}_{gk} при больших углах пролета. На УКВ это почти неизбежно приведет к паразитному самовозбуждению усилительного каскада. При этом самовозбуждение, в соответствии с написанными выражениями, может возникнуть не только при индуктивной реакции выходного контура, но и при емкостной, что согласуется с выводами, полученными для больших углов пролета в [31] и [46].

Сделанные выкладки и рассуждения лишней раз подтверждают хорошо известный вывод о необходимости надежного соединения (по ВЧ) сеток усилителя.

Перейдем к анализу выражений (2.20) и (2.21) тетродного усилителя (для случая $Y_{\dot{a}\dot{i}} = 0$) и триодного усилителя с общей сеткой. Перепишем указанные выражения, подставив в них значения \dot{N}' и $\dot{N}_{\dot{o}\dot{o}}$ из (2.15) и (2.17) и приведя к более удобному виду:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + (1 + D + D_2)(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}) - D \dot{k}_u (\dot{S}_s + j\omega C_{gk}) \quad (Y_{\dot{a}\dot{i}} = \infty) \quad (2.22)$$

$$Y_{\dot{a}\dot{o}\dot{o}\dot{o}} = G_{gk} + (1 + D)(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}) - D \dot{k}_u (\dot{S}_s + j\omega C_{gk}). \quad (2.23)$$

Каждое из последних двух выражений содержит в правой части три слагаемых, два из которых не зависят от \dot{k}_u . Одно слагаемое ($D \dot{k}_u (\dot{S}_s + j\omega C_{gk})$) зависит от \dot{k}_u . По аналогии со статическим и динамическим режимами генераторной лампы назовем первые два слагаемые входной проводимости статической, а последнее — динамической входной проводимостями.¹

Соответственно каждое из выражений (2.22) и (2.23) можно представить в виде суммы двух проводимостей: статической и динамической:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = Y_{\dot{n}\dot{o}} + Y_{\dot{a}\dot{i}\dot{i}}, \quad (2.24)$$

где для тетрода при $Y_{\dot{a}\dot{i}} = \infty$

¹ Не путать с зависящими от времени частями входной проводимости, имеющими аналогичное название в некоторых трудах, посвященных приему импульсных сигналов.

$$Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D + D_2)(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}),$$

$$Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}} = -D\dot{k}_u(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}).$$

Для триода, соответственно,

$$Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D)(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}),$$

$$Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}} = -D\dot{k}_u(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}).$$

Как следует из написанных соотношений, выражение $Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}}$ совершенно одинаково для триодов и тетродов.

Так как обычно для УКВ-ламп хорошо выполняются неравенства $D \ll 1$, $D_2 \ll 1$, то выражение $Y_{\bar{n}\bar{o}}$ можно упростить и также привести к одинаковому как для триодов, так и для тетродов виду: $Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + j\omega C_{gk} + \dot{S}_s$.

В результате, как для триодных, так и для тетродных усилителей с общей сеткой (при $Y_{\bar{a}\bar{i}} = \infty$) выражение для входной проводимости оказывается абсолютно одинаковым и приобретает следующий вид:

$$Y_{\bar{a}\bar{o}} = G_{gk} + \dot{S}_s + j\omega C_{gk} - D\dot{k}_u(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}). \quad (2.25)$$

Первые три слагаемые правой части (2.25) образуют статическую Y_{cm} , а четвертое — динамическую Y_{din} входную проводимость:

$$Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + \dot{S}_s + j\omega C_{gk}, \quad (2.26)$$

$$Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}} = -D\dot{k}_u(\dot{S}_s + j\omega C_{gk}). \quad (2.27)$$

Как видно из выражений (2.26) и (2.27), проводимость Y_{cm} — входная проводимость усилителя без учета влияния проницаемостей сеток и проходной емкости C_{ak} . Напротив,

проводимость Y_{din} учитывает влияние указанных факторов на входную проводимость усилителя.

При этом величина Y_{din} существенно зависит от коэффициента усиления усилителя \dot{k}_u .

В. Входная проводимость на КВ

Выражения входной проводимости КВ-усилителя в недонапряженном и критическом режимах можно получить из выражений (2.22) и (2.23), если положить в них $\dot{S}_s = S_1$. Тогда для тетродного усилителя при $Y_{\bar{a}\bar{i}} = \infty$ получим

$$Y_{\bar{a}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D + D_2)(S_1 + j\omega C_{gk}) - D\dot{k}_u(S_1 + j\omega C_{gk}). \quad (2.22a)$$

Для триодного усилителя, соответственно,

$$Y_{\bar{a}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D)(S_1 + j\omega C_{gk}) - D\dot{k}_u(S_1 + j\omega C_{gk}). \quad (2.23a)$$

Выражения статической и динамической составляющих входной проводимости на КВ для тетродного усилителя имеют вид:

$$Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D + D_2)(S_1 + j\omega C_{gk}),$$

$$Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}} = -D\dot{k}_u(S_1 + j\omega C_{gk}).$$

Для триодного усилителя:

$$Y_{\bar{n}\bar{o}} = G_{gk} + (1 + D)(S_1 + j\omega C_{gk}),$$

$$Y_{\bar{a}\bar{e}\bar{i}} = -D\dot{k}_u(S_1 + j\omega C_{gk}).$$

Если пренебречь величинами D и D_2 по сравнению с единицей, то выражения составляющих входной проводимости

мости для триодного и тетродного (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$) усилителей с общей сеткой станут одинаковыми:

$$Y_{\dot{n}\dot{o}} = G_{gk} + S_1 + j\omega C_{gk}, \quad (2.26\dot{a})$$

$$Y_{\dot{a}\dot{e}i} = -D \dot{k}_u (S_1 + j\omega C_{gk}). \quad (2.27a)$$

Выражения $Y_{\dot{g}x}$ для КВ-усилителей с общей сеткой в перенапряженном режиме найдем, подставив в (2.13) выражение (2.10в) — для тетродного усилителя — и (2.18в) — для триодного.

После несложных преобразований для тетродного усилителя (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$) получим

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + S_1(1 + D + D_2) + j\omega(C_{ak} + C_{g_2k} + C_{gk}) - D \dot{k}_u (\dot{S}_1 + j\omega C_{gk}),$$

откуда, в соответствии с ранее принятыми обозначениями,

$$Y_{\dot{n}\dot{o}} = G_{gk} + S_1(1 + D) + j\omega(C_{ak} + C_{g_2k} + C_{gk}),$$

$$Y_{\dot{a}\dot{e}i} = -D \dot{k}_u (S_1 + j\omega C_{gk}).$$

Аналогично, для триодного усилителя получим

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + S_1(1 + D) + j\omega(C_{ak} + C_{gk}) - D \dot{k}_u (\dot{S}_1 + j\omega C_{gk}),$$

$$Y_{\dot{n}\dot{o}} = G_{gk} + S_1(1 + D) + j\omega(C_{ak} + C_{gk}),$$

$$Y_{\dot{a}\dot{e}i} = -D \dot{k}_u (S_1 + j\omega C_{gk}).$$

Теперь, пренебрегая величинами D и D_2 по сравнению с единицей и величиной C_{ak} по сравнению с C_{gk} , получим единые для тетрода (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$) и триода выражения составляющих входной проводимости в перенапряженном режиме:

$$Y_{\dot{n}\dot{o}} = G_{gk} + S_1 + j\omega C_{gk}, \quad (2.26\dot{a})$$

$$Y_{\dot{a}\dot{e}i} = -D \dot{k}_u (S_1 + j\omega C_{gk}). \quad (2.27\dot{a})$$

Полученные выражения совпадают с аналогичными выражениями для недонапряженного и критического режимов (см. (2.26a) и (2.27a)).

Г. Вывод выражения

статической характеристики управления (СХУ)

Поскольку выражения Y_{ct} и $Y_{\dot{o}in}$ как для тетродного, так и для триодного УКВ- и КВ-усилителей и в недонапряженном и в перенапряженном режимах оказались совершенно идентичными (см. (2.26), (2.26a), (2.266), (2.27), (2.27a), (2.276)), то задачу анализа целесообразно решить для наиболее общего случая — УКВ-усилителя, когда сказываются явления, связанные с инерцией электронов (пролетные явления). Полученные выводы и выражения затем легко применить к случаю КВ-усилителей, как к частному случаю УКВ-усилителей.

В выражения для составляющих $Y_{\dot{g}x}$ входят комплексные величины \dot{k}_u и \dot{S}_s . Коэффициент усиления \dot{k}_u меняется как при изменениях режима и рабочей частоты, так и в процессе настройки выходного контура усилителя. В связи с этим представляет интерес подробно проанализировать поведение $Y_{\dot{o}in}$ при изменении указанных факторов. Прежде чем перейти к анализу $Y_{\dot{o}in}$ выясним вопрос о величине фазового угла вектора \dot{k}_u , входящего в выражение $Y_{\dot{o}in}$.

Комплексные величины \dot{k}_u и \dot{S}_s можно представить в показательной форме: $\dot{k}_u = k_u e^{j\varphi_k}$, $\dot{S}_s = S_s e^{j\varphi_s}$.

Следует отметить, что коэффициент усиления усилителя может быть комплексным даже на длинных волнах (ДВ) вследствие расстройки его выходного контура. В этом случае фазовый угол коэффициента усиления будет равен фазовому углу выходного контура $\varphi_{k.AA} = -\text{arctg}(2Q\Delta\omega/\omega_0)$, где Q , $\Delta\omega$, ω_0 — эквивалентные добротность, расстройка и резонансная частота выходного контура ($\Delta\omega = \omega - \omega_0$).¹

На УКВ угол φ_k приобретает дополнительную составляющую за счет явлений, протекающих в лампе усилителя, связанных с «инерцией» электронов, в частности, за счет запаздывания по фазе тока \dot{I}_{a1} относительно сеточного управляющего напряжения $\dot{U}_{\text{oi}\delta g}$. На ДВ эта составляющая фазового угла коэффициента усиления равна нулю. На УКВ же ее величина может быть значительной.

В трудах, посвященных теории ламповых генераторов, работающих при больших углах пролета, получено выражение для угла сдвига по фазе (φ_k) сеточного управляющего напряжения $\dot{U}_{\text{oi}\delta g}$ относительно тока \dot{I}_{a1} [33 – 38, 58, 59].

¹ Под выходным контуром усилителя будем понимать внешние цепи, присоединенные к его выходным зажимам (Y_{ag_2} или Y_{ag}) вместе с выходной проводимостью генераторной лампы, обусловленной междуэлектродными емкостями и, так называемой, электронной нагрузкой.

Чтобы воспользоваться полученными в указанных работах результатами, будем искать дополнительную составляющую угла φ_k , появляющуюся на УКВ, в виде суммы:

$\Delta\varphi_k = \varphi_a + \varphi_{\text{oi}\delta}$, где $\varphi_a = (\dot{I}_{a1}, \hat{U}_{\text{oi}\delta g})$ — фазовый угол крутизны \dot{S}_a , $\varphi_{\text{oi}\delta} = (\dot{U}_{\text{oi}\delta g}, \hat{U}_{gk})$ — угол сдвига по фазе между сеточным управляющим и входным напряжениями усилителя.

Вычислим угол $\varphi_{\text{oi}\delta}$ тетродного усилителя для случая $Y_{ai} = \infty$, когда $U_{gg_2} = 0$. Для этого поделим обе части выражения (2.6) на \dot{U}_{gk} :

$$\dot{U}_{\text{oi}\delta g} / \dot{U}_{gk} = 1 + D + D_2 + D \dot{U}_{ag_2} / \dot{U}_{gk}.$$

Так как $\dot{U}_{ag_2} / \dot{U}_{gk} = -\dot{k}_u$, то последнее выражение мож-

но переписать в следующем виде:

$$\dot{U}_{\text{oi}\delta g} / \dot{U}_{gk} = 1 + D + D_2 - D \dot{k}_u.$$

Заменим вектор \dot{k}_u на произведение $k_u e^{j\varphi_k}$. Теперь

$$\dot{U}_{\text{oi}\delta g} / \dot{U}_{gk} = 1 + D + D_2 - D k_u e^{j\varphi_k} = 1 + D + D_2 - D k_u (\cos \varphi_k + j \sin \varphi_k).$$

теперь с учетом того, что $\dot{U}_{\text{oi}\delta g} / \dot{U}_{gk} = \text{tg} \varphi_{\text{oi}\delta}$,

$\varphi_k = \varphi_{\text{ai}\delta} + \varphi_a + \varphi_{\text{oi}\delta}$, получим

$$\text{tg} \varphi_{\text{oi}\delta} = - \frac{D k_u \sin(\varphi_{\text{ai}\delta} + \varphi_a + \varphi_{\text{oi}\delta})}{1 + D + D_2 - D k_u \cos(\varphi_{\text{ai}\delta} + \varphi_a + \varphi_{\text{oi}\delta})},$$

откуда после ряда тригонометрических преобразований приходим к искомому выражению:

$$\sin \varphi_{\dot{o}i\dot{o}} = -\frac{Dk_u}{1+D+D_2} \sin(\varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a) \quad (2.28)$$

Для генераторных ламп в используемых режимах всегда выполняется неравенство $Dk_u / (1+D+D_2) < (0,1-0,2)$.

На этом основании в (2.28) без существенной ошибки функцию $\sin \varphi_{\dot{o}i\dot{o}}$ можно заменить ее аргументом и оконча-

тельно получить

$$\varphi_{\dot{o}i\dot{o}} = -\frac{Dk_u}{1+D+D_2} \sin(\varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a) \quad (2.29)$$

Теперь, с учетом (2.29), полное выражение для аргумента коэффициента усиления \dot{k}_u имеет вид:

$$\varphi_k = \varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a - \frac{Dk_u}{1+D+D_2} \sin(\varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a). \quad (2.30)$$

Обозначим $\varphi_2 = \varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a$. После этого

$$\varphi_k = \varphi_2 - \frac{Dk_u}{1+D+D_2} \sin \varphi_2.$$

Аналогичные выражения для триодного усилителя получаются при $D_2=0$:

$$\begin{aligned} \varphi_{k\dot{o}\dot{o}} &= \varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a - \frac{Dk_u}{1+D} \sin(\varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a), \\ \varphi_{k\dot{o}\dot{o}} &= \varphi_2 - \frac{Dk_u}{1+D} \sin \varphi_2. \end{aligned} \quad (2.31)$$

Продифференцируем (2.30) по $\varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$:

$$\frac{\partial \varphi_k}{\partial \varphi_{\dot{a}i\dot{o}}} = 1 - \frac{Dk_u}{1+D+D_2} \cos(\varphi_{\dot{a}i\dot{o}} + \varphi_a).$$

В силу ранее сказанного о величине $Dk_u(1+D+D_2)$ второе слагаемое правой части по абсолютной величине не

превышает 0,1 – 0,2 при любых соотношениях между $\varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$ и φ_a , т. е. при любых $\varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$ и ω . Поэтому знак производной $\partial \varphi_k / \partial \varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$ всегда положителен, что свидетельствует о монотонности изменения φ_k в зависимости от $\varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$ и ω . Отметим также, что во всех практических режимах работы усилителей величина $\partial \varphi_k / \partial \varphi_{\dot{a}i\dot{o}}$ превышает 0,8.

Эти выводы имеют принципиально важное значение для оценки характера динамических процессов в системе ФНК. Они свидетельствуют о том, что никакие начальные рассогласования системы ФАНК, достаточные для ее движения, не могут привести к «уводу» исполнительного элемента от положения настройки усилителя или вызвать ложную настройку.

Вернемся теперь к выражению $Y_{\dot{a}i\dot{o}}$. В нем выразим векторы \dot{S}_s и \dot{k}_u с помощью тригонометрических функций. В итоге получим

$$\begin{aligned} Y_{\dot{a}i\dot{o}} &= -Dk_u S_s [\cos(\varphi_k + \varphi_s) + j \sin(\varphi_k + \varphi_s)] - \\ &- \omega C_{ak} k_u [\cos(\varphi_k + \pi/2) + j \sin(\varphi_k + \pi/2)]. \end{aligned}$$

Разделяя мнимую и вещественную части, после преобразований получим $Y_{\dot{a}i\dot{o}} = G_{\dot{a}i\dot{o}} - jB_{\dot{a}i\dot{o}}$, где

$$\begin{aligned} G_{\dot{a}i\dot{o}} &= k_u [\omega C_{ak} \sin \varphi_k - DS_s \cos(\varphi_k + \varphi_s)], \\ B_{\dot{a}i\dot{o}} &= k_u [\omega C_{ak} \cos \varphi_k + DS_s \sin(\varphi_k + \varphi_s)]. \end{aligned} \quad (2.32)$$

Как следует из (2.30), (2.31), (2.32), проводимости $G_{\dot{a}i\dot{o}}$ и $B_{\dot{a}i\dot{o}}$ являются сложными функциями модуля коэффициента усиления (k_u) и рабочей частоты. Зависимость от частоты обусловлена влиянием частоты на величины φ_a и φ_s , входящие в выражения φ_k (см. (2.30) или (2.31)). Так как

зависимости (2.32) сложны и неудобны для анализа в аналитическом выражении, представим их графически. Для этого введем обозначения: $g_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} = G_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} / S_s$, $b_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} = B_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} / S_s$, $a = \omega C_{ak} / (DS_s)$. С учетом этих обозначений (2.32) преобразуются к виду

$$\begin{aligned} g_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} &= Dk_u [a \sin \varphi_k - \cos(\varphi_k + \varphi_s)], \\ b_{\dot{a}\dot{e}\dot{i}} &= Dk_u [a \cos \varphi_k + \sin(\varphi_k + \varphi_s)]. \end{aligned} \quad (2.33)$$

Покажем, что коэффициент a однозначно связан с величиной угла φ_s и зависит от угла отсечки Θ .

Параметр пролетного режима промежутка сетка-катод лампы Ψ_g согласно [36] выражается следующим образом:

$\Psi_g = 2k_c \Psi_c \frac{\pi}{\Theta}$, где k_c — коэффициент, зависящий от Ψ_c (при $\Psi_c < 3\pi/2$ величина $k_c = 0,36 - 0,4$). В свою очередь

$$\Psi_c = \frac{\omega d_{gk}}{3 \cdot 10^5 \sqrt{U_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}} (1 - \cos \Theta)}} \quad (2.35)$$

— пролетный параметр промежутка сетка-катод, а d_{gk} — расстояние сетка-катод. Кроме того, $U_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}} = |\dot{U}_{gk} - D\dot{U}_{ka}|$ — модуль управляющего напряжения.

Увеличение амплитуды тока I_{s1} с ростом Ψ_c учтем с помощью множителя $\beta(\Psi_c, \Theta)$, выполняющего роль поправочного коэффициента к величине S — крутизне идеализированных статических характеристик суммарного тока лампы (выражение для β получено ниже).

В связи с изложенным, для УКВ-усилителей с общей сеткой можно написать

$$S_s = \beta S \alpha_1 (1 - \cos \Theta). \quad (2.36)$$

Известно выражение, связывающее реальную крутизну лампы S_o с ее геометрическими размерами и электродными напряжениями. Для случая плоского триода это выражение следующее (см. [60] и др.):

$$S_o = 3,51 \cdot 10^{-6} \frac{F \sqrt{u_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}}}}{d_{gk}^2 (1 + D)},$$

где F — площадь поверхности промежутка взаимодействия сетка-катод; u_{vnp} — мгновенное значение управляющего напряжения.¹ Если условиться идеализировать статические характеристики ламп так, чтобы крутизна идеализированных характеристик была равна крутизне реальных при максимальном значении u_{vnp} , то в формулу для S_o необходимо вместо u_{vnp} подставить величину

$$U_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}} = \frac{1 - \cos \Theta}{1 + D} |\dot{U}_{gk} - D\dot{U}_{ka}|.$$

Для оксидных или активированных катодов, которые в большинстве случаев используются в УКВ-лампах, такая идеализация практически совпадает с известной идеализацией по методу Берга [61]. С учетом этого выражение для крутизны идеализированных статических характеристик суммарного тока триода будет иметь вид:

$$S = 3,51 \cdot 10^{-6} \frac{F \sqrt{1 - \cos \Theta}}{d_{gk}^2 (1 + D)^{3/2}} \sqrt{|\dot{U}_{gk} - D\dot{U}_{ka}|}. \quad (2.37)$$

¹ Для плоского триода, согласно [60], $u_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}} = (u_{gk} + Du_{ak}) / (1 + D)$.

Аналогично этому можно показать, что для тетрода при соединении по ВЧ сеток между собой выражение крутизны статических характеристик

$$S = 3,51 \cdot 10^{-6} \frac{F \sqrt{1 - \cos \Theta}}{d_{gk}^2 (1 + D + D_2)^{3/2}} \sqrt{|\dot{U}_{gk} - D \dot{U}_{ka}|}. \quad (2.38)$$

Теперь, с учетом (2.36) – (2.38) и следующих очевидных соотношений: $C_{ak} = DC_{gk}$, $C_{gk} = \varepsilon_0 F / d_{gk}$, $D + D_2 \ll 1$, где $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$ — электрическая постоянная вакуума, выражение коэффициента a , входящего в соотношения (2.33), приобретает вид:

$$a = \frac{\omega C_{ak}}{DS_s} = \frac{2,52 \cdot 10^{-6}}{\beta \alpha_1 (1 - \cos \Theta)} \frac{\omega d_{gk}}{\sqrt{|\dot{U}_{gk} - D \dot{U}_{ka}| (1 - \cos \Theta)}}.$$

С учетом (2.35) это выражение упрощается:

$$a = 0,756 \Psi_c / [\beta \alpha_1 (1 - \cos \Theta)]. \quad (2.39)$$

Таким образом, доказано, что коэффициент a , входящий в выражения составляющих динамической входной проводимости (2.33), является однозначной функцией пролетного параметра промежутка сетка-катод Ψ_c и угла отсечки Θ (рис. 2.19).

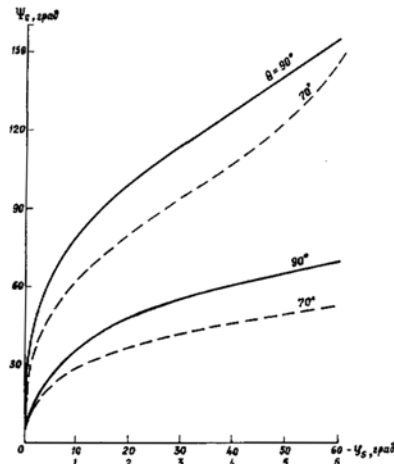


Рис. 2.19. Связь пролетного параметра сеточной цепи с фазовым углом крутизны суммарного тока

Можно показать, что угол φ_s , входящий в (2.33), также является функцией величин Ψ_c и Θ . Установление этой функциональной связи выполним на основании работ Г. А. Зейтленка и Б. Д. Свердлова [30, 36, 38 и др.].

Согласно работам Г. А. Зейтленка входная активная проводимость, обусловленная инерцией электронов, и полная входная емкость генераторной лампы на УКВ без учета внутриламповых обратных связей могут быть выражены следующим образом:

$$g_{\dot{a}\dot{o}} = S \alpha_1 (1 - \cos \Theta) \left(\frac{1}{50} \frac{(1 + \cos \Theta)^2}{1 - \cos \Theta} \Psi_g \left[1 + \Psi_g^2 \frac{\cos \Theta (1 + \cos \Theta)}{7} \right] + \frac{\sin \frac{\Psi_g}{2}}{\frac{\Psi_g}{2}} \right). \quad (2.40)$$

$$C_{\dot{a}\dot{o}} = C_{gk} \left(0,77 + 0,56 \frac{\sin \frac{\Psi_g}{2}}{\frac{\Psi_g}{2}} \sin \frac{\Theta}{2} \right). \quad (2.41)$$

Проводимость g_{ex} соответствует активной части проводимости Y_{cm} (см. (2.25) и (2.26)) при $G_{gk} = 0$ и $D = D_2 = 0$.

При $\Psi_g \rightarrow 0$ выражение (2.41) дает значение входной емкости лампы на длинных волнах ($C_{ex \text{ ДВ}}$) с учетом влияния виртуального катода:

$$C_{\dot{a}\dot{o} \bar{A}\bar{A}} = C_{gk} \left(0,77 + 0,56 \sin \frac{\Theta}{2} \right). \quad (2.42)$$

Дополнительная емкость на УКВ ($C_{ax \text{ УКВ}}$), обусловленная инерционными явлениями в лампе, может быть найдена из (2.41) и (2.42) следующим образом:

$$C_{\dot{a}\dot{o}\dot{e}\dot{e}\dot{a}} = C_{\dot{a}\dot{o}} - C_{\dot{a}\dot{o}AA} = -C_{gk} 0,56 \left(1 - \frac{\sin \frac{\Psi_g}{2}}{\frac{\Psi_g}{2}}\right) \sin \frac{\Theta}{2}. \quad (2.43)$$

Теперь на основании (2.43) можно записать

$$b_{\dot{a}\dot{o}} = -\omega C_{gk} 0,56 \left(1 - \frac{\sin \frac{\Psi_g}{2}}{\frac{\Psi_g}{2}}\right) \sin \frac{\Theta}{2}, \quad (2.42)$$

где $b_{\dot{a}\dot{o}}$ — составляющая реактивной части входной проводимости, обусловленная инерционными явлениями в лампе.

Угол φ_s , входящий в (2.33), можно найти с помощью следующего очевидного соотношения:

$$\varphi_s = (\dot{I}_{s1}, \hat{U}_{\dot{o}\dot{i}\dot{o}g}). \quad (2.45)$$

Влиянием проницаемости сеток на величину φ_s до значения $\Psi_c \approx \pi/2$ можно пренебречь, так как абсолютное значение φ_s даже при $\Psi_c \approx \pi/2$ не превышает 15^0 (при $D=D_2=0$ и $\Theta \leq 90^0$).¹

¹ Значение $\Psi_c \approx \pi/2$ для типового 1,5-киловаттного металлокерамического тетрода типа ГС-3Б соответствует рабочей частоте примерно 1000 МГц, т. е. максимальной паспортной рабочей частоте. Таким образом, значение $\Psi_c \approx \pi/2$ — достаточно большая для УКВ-усилителей величина (см. рис. 2.19).

Учет величин D и D_2 в этом случае дает незначительную по абсолютной величине поправку к значению угла φ_s . Величиной еще меньшего порядка малости будут вариации φ_s под влиянием изменения режима усилителя и рабочей частоты. Поэтому максимально возможная остаточная ошибка системы ФАНК, вызванная указанными причинами, не превышает $1-3^0$, что вполне допустимо.

С учетом вышесказанного величину φ_s будем искать с помощью следующего соотношения: $\varphi_s = \text{arc tg}(b_{\dot{a}\dot{o}}/g_{\dot{a}\dot{o}})$, где составляющие входной проводимости под знаком арктангенса находятся с помощью (2.40) и (2.44).

После преобразований с учетом (2.34), (2.39) при $k_c = 0,38$ для отношения $b_{\dot{a}\dot{o}}/g_{\dot{a}\dot{o}}$ получим

$$\frac{b_{\dot{a}\dot{o}}}{g_{\dot{a}\dot{o}}} = \frac{-0,423 \Psi_c}{\alpha_1(1 - \cos \Theta)} \frac{\left(1 - \frac{\sin(1,19 \Psi_c / \Theta)}{1,19 \Psi_c / \Theta}\right) \sin \frac{\Theta}{2}}{4,76 \cdot 10^{-2} \frac{\Psi_c}{\Theta} \frac{(1 + \cos \Theta)^2}{1 - \cos \Theta} \left(1 + 0,81 \frac{\Psi_c^2}{\Theta^2} (1 + \cos \Theta) \cos \Theta\right) + \frac{\sin(1,19 \frac{\Psi_c}{\Theta})}{1,19 \frac{\Psi_c}{\Theta}}}. \quad (2.46)$$

Для вычисления угла φ_a можно воспользоваться соотношением, полученным Б. Д. Свердловым на основе формул Г. А. Зейтленка:

$$\varphi_a = -\Psi_g / 2 - 2\Psi_y / 3 - \varepsilon, \quad (2.47)$$

$$\text{где } \Psi_y = \frac{\omega d_{gg_2}}{310^5 \sqrt{E_{gg_2}}} \quad (2.48)$$

угол пролета (пролетный параметр) промежутка управляющая сетка-экранная сетка тетрода (в случае триода $\Psi_y = 0$); d_{gg_2} — расстояние между сетками; E_{gg_2} — постоянное напряжение между сетками;

$$\varepsilon = (2 - \sqrt{n}/(1 - \sqrt{n}))\Psi_a/3 \quad (\text{для } \Psi_a \leq 2\pi/3). \quad (2.49)$$

В свою очередь $n = E_{gg_2}/E_{ag_2}$ (для триода $n=0$);

$$\Psi_a = \omega d_{ag_2} / (3 \cdot 10^5 (1 + \sqrt{n}) \sqrt{E_{ag_2}}) — \quad (2.50)$$

пролетный параметр промежутка анод-экранная сетка; d_{ag_2} — расстояние между анодом и экранной сеткой (для триода $d_{ag_2} = d_{ag}$); E_{ag_2} — постоянное напряжение между анодом и экранной сеткой.

Найдем теперь выражение ранее введенного поправочного коэффициента β . По определению $\beta = S_s/S_1$, где S_s, S_1 — модули средней крутизны суммарного тока на УКВ и ДВ соответственно. Величина S_1 выражается с помощью известного равенства: $S_1 = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)$, величину S_s можно найти из соотношения:

$$S_s = I_{s1}/U_{\dot{\delta}i\delta g} = |Y_{\dot{a}\dot{\delta}y}| \cdot |\dot{U}_{gk}/\dot{U}_{\dot{\delta}i\delta g}|,$$

где $|Y_{\dot{a}\dot{\delta}y}| = b_{\dot{a}\dot{\delta}}/\sin(\text{arctg}(b_{\dot{a}\dot{\delta}}/g_{\dot{a}\dot{\delta}}))$ — модуль составляющей входной проводимости, обусловленной электронными процессами в лампе.

Для случая $Y_{\dot{a}\dot{i}} = \infty$ с помощью (2.6) и (2.30) отношение $|\dot{U}_{gk}/\dot{U}_{\dot{\delta}i\delta g}|$ можно записать в следующем виде:

$$|\dot{U}_{gk}/\dot{U}_{\dot{\delta}i\delta g}| = 1/\sqrt{(\text{Re } \dot{N})^2 + (\text{Im } \dot{N})^2}, \quad (2.51)$$

где $\text{Re } \dot{N} = 1 + D + D_2 + Dk_u[\cos \varphi_2 + \sin \varphi_2/(1 + D + D_2)]$,

$$\text{Im } \dot{N} = Dk_u \sin[\varphi_2 - Dk_u \sin \varphi_2/(1 + D + D_2)].$$

В свою очередь, $\varphi_2 = \varphi_{\dot{a}\dot{i}\dot{\delta}} + \varphi_a$.

Теперь, с учетом (2.34), (2.35), (2.39) и (2.44) для случая $k_c = 0,38$ получим

$$\beta = \frac{-0,423\Psi_c}{\alpha_1(1 - \cos \Theta)} \cdot \frac{\sin(1,19 \frac{\Psi_c}{\Theta}) \sin \frac{\Theta}{2}}{1,19 \frac{\Psi_c}{\Theta} \sin(\text{arctg} \frac{b_{\dot{a}\dot{\delta}}}{g_{\dot{a}\dot{\delta}}})} \cdot \left| \frac{\dot{U}_{gk}}{\dot{U}_{\dot{\delta}i\delta g}} \right|, \quad (2.52)$$

где отношения $b_{\dot{a}\dot{\delta}}/g_{\dot{a}\dot{\delta}}$ и $|\dot{U}_{gk}/\dot{U}_{\dot{\delta}i\delta g}|$ берутся в соответствии с (2.46) и (2.52).

Выражения (2.39), (2.45) – (2.47) позволяют вычислить все величины, входящие в правую часть зависимостей (2.33), и графически их построить в обобщенном виде, пригодном для любого усилителя с общей сеткой.

На рис 2.20 эти зависимости построены для $\Theta = 70 - 90^\circ$ как функции произведения Dk_u . Параметрами кривых на рис. 2.20 служат величины φ_s и $\varphi_2 = \varphi_a + \varphi_{\dot{a}\dot{i}\dot{\delta}}$. Задаваясь значениями φ_s и φ_2 , оказалось возможным с помощью (2.45), (2.46), (2.29), и (2.52) вычислить на основании (2.39) и (2.30) коэффициенты a и φ_k , входящие в (2.33), и, таким образом, обойтись только двумя параметрами.

Графики (рис. 2.20) позволяют наглядно проследить влияние на входную проводимость усилителя внутриламповых обратных связей, возникающих за счет проницаемости сеток и проходной емкости C_{ak} .

Пользуясь графиками и формулами для расчета φ_s и φ_a , можно найти составляющие динамической входной проводимости для конкретной лампы на любой рабочей частоте УКВ-диапазона. Значение параметра φ_s меняется на графиках через 30° в пределах от 0° до -60° . Угол φ_a

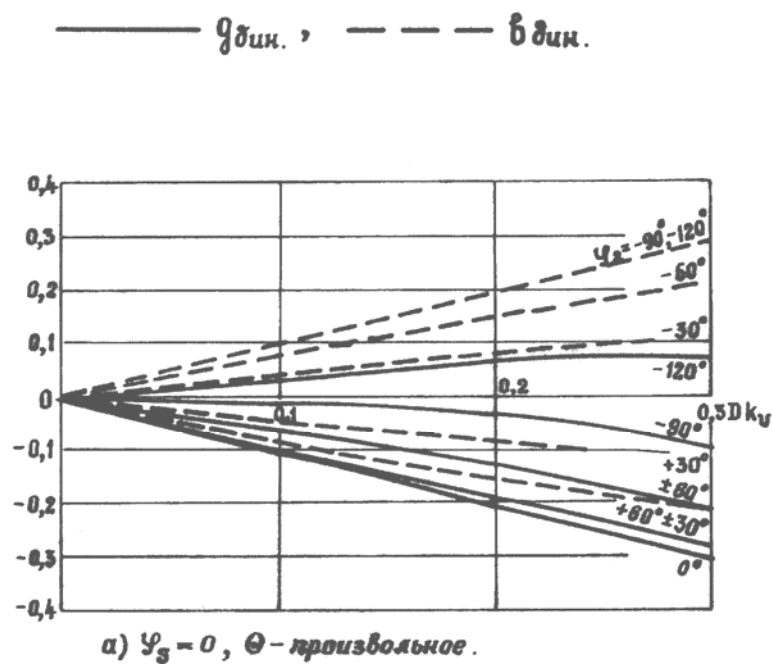


Рис. 2.20. Зависимость от Dk_U нормированных составляющих ($g_{дин.}$, $b_{дин.}$) входной динамической проводимости усилителя с общей сеткой.

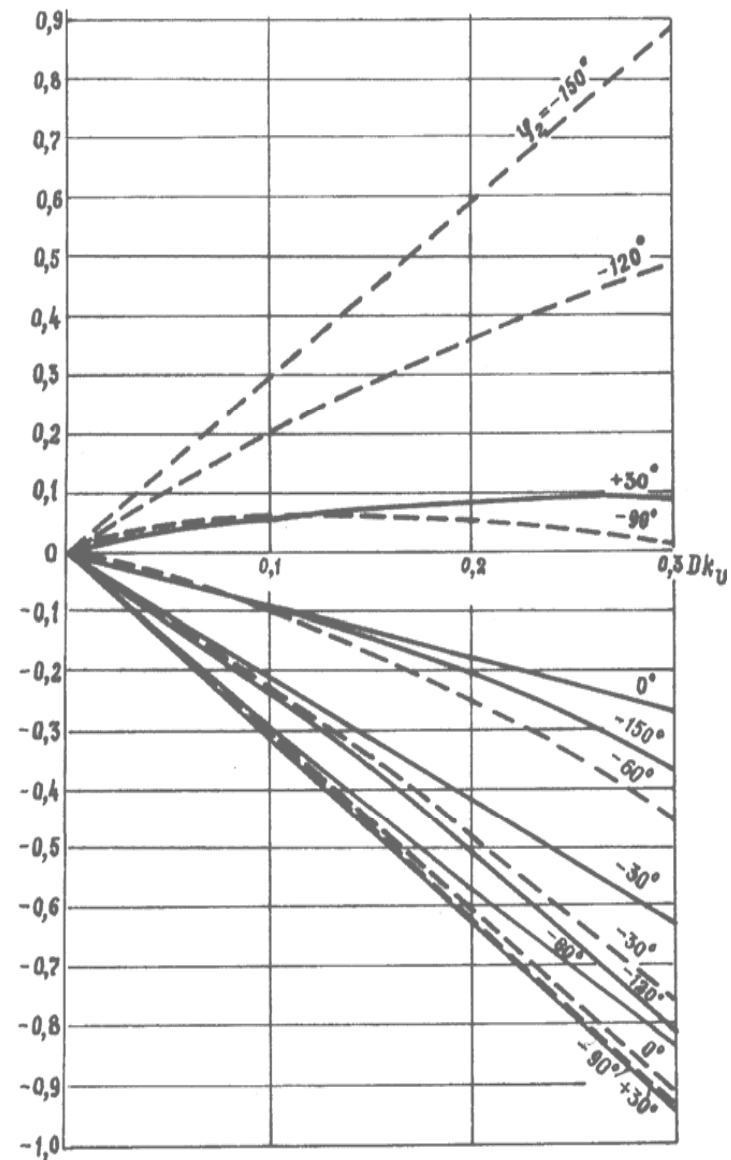
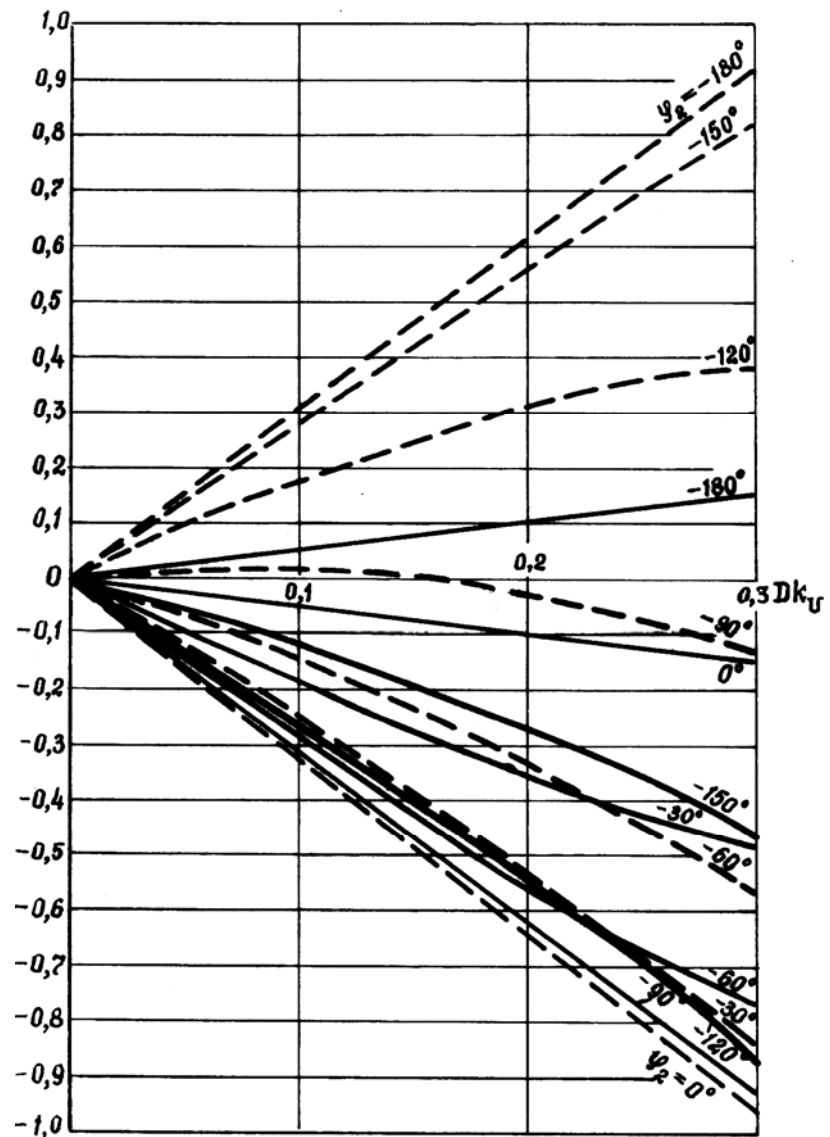
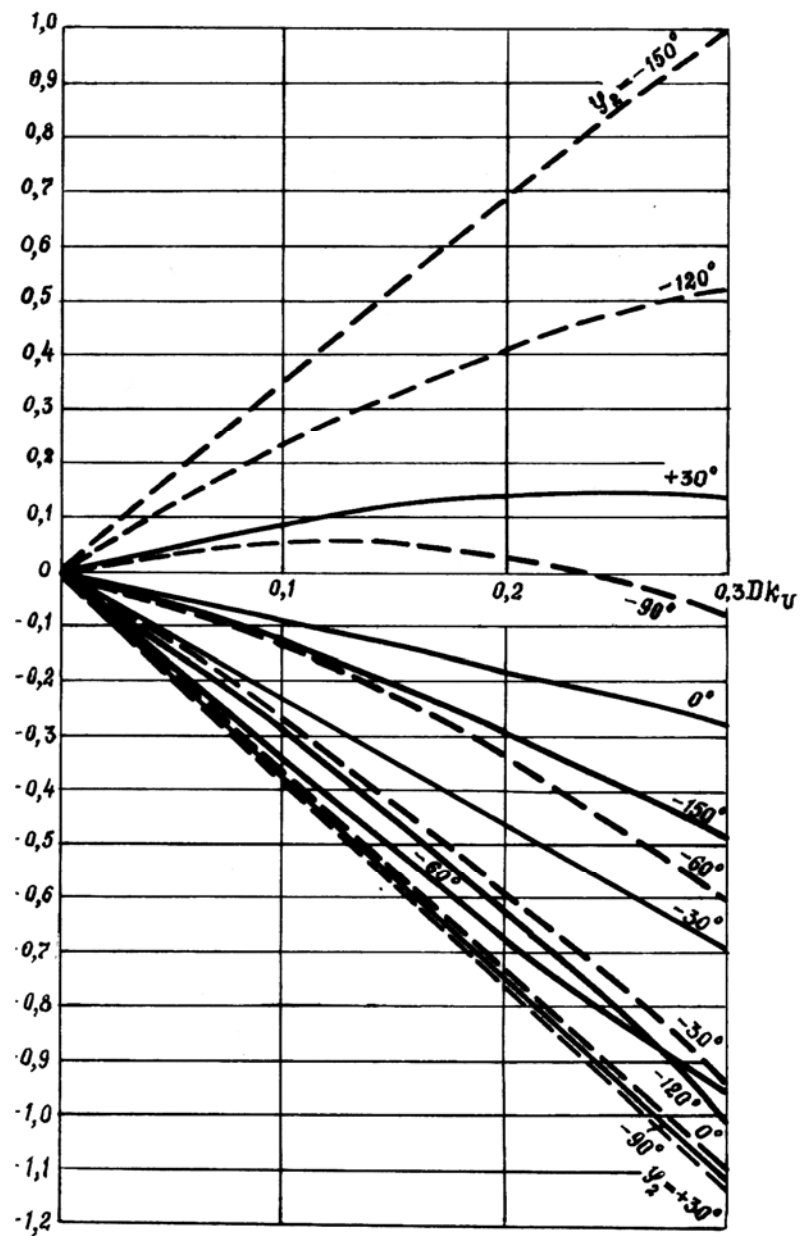


Рис. 2.20.б $\varphi_s = -30^\circ$, $\theta = 90^\circ$.



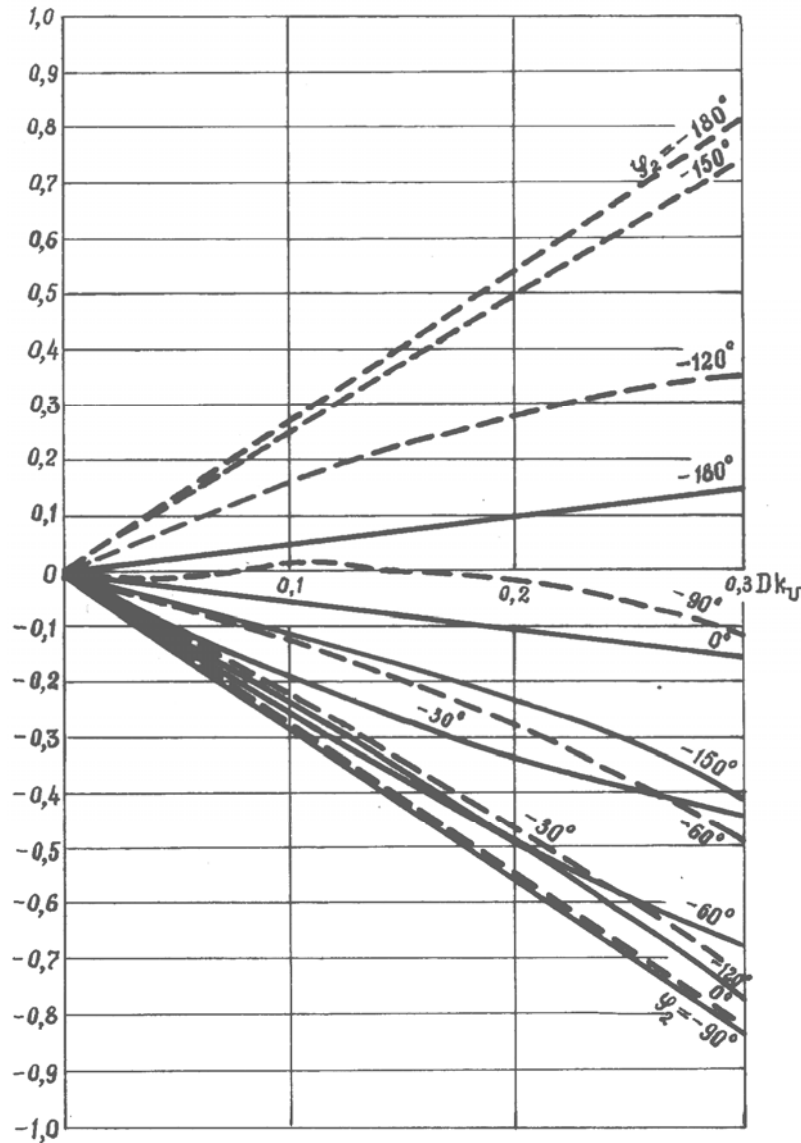
$\psi_s = -60^\circ, \theta = 90^\circ.$

Рис. 2.20, Б



$\psi_s = -30^\circ, \theta = 70^\circ.$

Рис. 2.20, Г



$\psi_s = -60^\circ, \theta = 70^\circ$.

Рис. 2.20 д

всегда больше по модулю угла φ_s за счет влияния пролетных промежутков управляющая сетка — экранная сетка и экранная сетка — анод (для триода — сетка — анод). Знак угла φ_a , также как и угла φ_s , отрицателен, что означает отставание по фазе тока I_{a1} от управляющего напряжения при настроенном выходном контуре ($\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} = 0$).

Пределы изменения параметра ($\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} + \varphi_a$) ограничены значениями $\varphi_s + 60^\circ \geq (\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} + \varphi_a) \geq \varphi_s - 120^\circ$. Изменение ($\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} + \varphi_a$) в указанных пределах позволяет исследовать динамическую составляющую входной проводимости $Y_{дин}$ при $60^\circ \geq \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} \geq -60^\circ$ и одновременном изменении угла φ_a в пределах $\varphi_s \geq \varphi_a \geq \varphi_s - 60^\circ$.

На рис. 2.21 и 2.19 построены зависимости $\beta(\Psi_c)$ и $\Psi_c(\varphi_s)$ для различных Θ . При понижении рабочей частоты усилителя $\varphi_s, \varphi_a \rightarrow 0, \varphi_k \rightarrow \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}}, \dot{S}_a \rightarrow \dot{S}_s \rightarrow S\alpha_1(1 - \cos \Theta)$. В результате выражения (2.33) переходят в

$$\begin{aligned} g_{\dot{a}\dot{e}\dot{i} \dot{A}\dot{A}} &= Dk_u (a' \sin \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} - \cos \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}}), \\ b_{\dot{a}\dot{e}\dot{i} \dot{A}\dot{A}} &= -Dk_u (a' \cos \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} + \sin \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}}), \end{aligned} \quad (2.53)$$

где $a' = \omega C_{ak} / (DS_1)$.

Выражения (2.53) могут использоваться для расчета $Y_{дин}$ на КВ.

Для наиболее важного случая — настроенного выходного контура ($\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}} = 0$) —

$$\begin{aligned} g_{\dot{a}\dot{e}\dot{i} \dot{A}\dot{A}}|_{\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}}=0} &= -Dk_u, \\ b_{\dot{a}\dot{e}\dot{i} \dot{A}\dot{A}}|_{\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}}=0} &= -k_u \omega C_{ak} / S_1. \end{aligned} \quad (2.54)$$

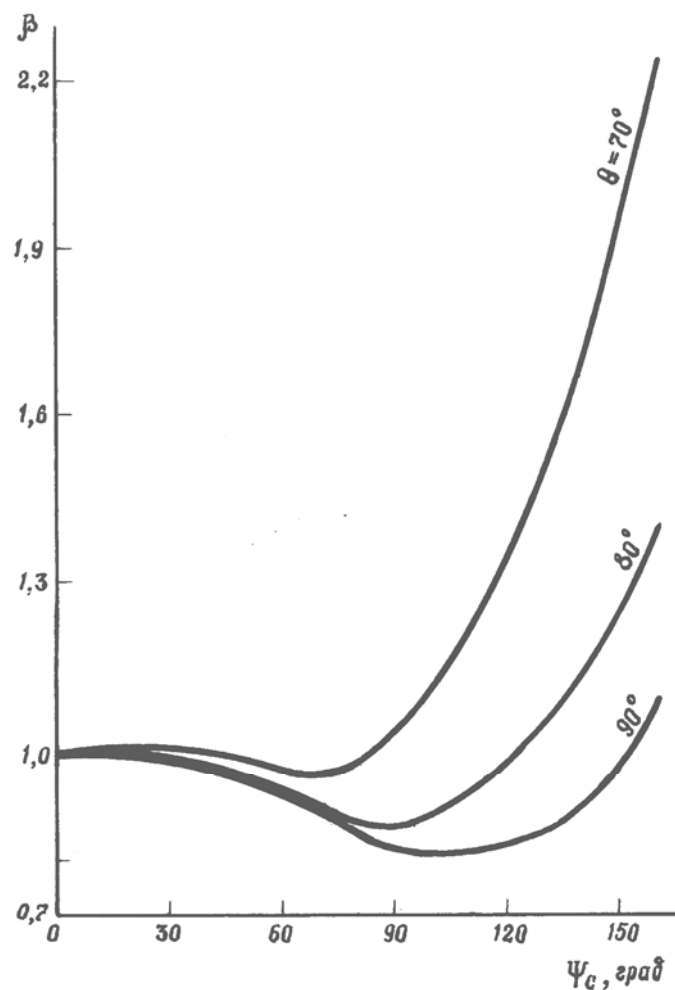


Рис. 2.21. Зависимость коэффициента крутизны от пролетного параметра сеточной цепи ($\psi_{\text{вых}} = 0$, $Dk_U \ll 1$, $D + D_2 \ll 1$).

Д. Комплексный коэффициент усиления

Согласно [62 и др.] комплексный коэффициент усиления усилителя с общей сеткой в квазилинейном приближении можно найти по формуле

$$\dot{k}_u = -y_{21} \frac{1}{y_{22} + Y_2}, \quad (2.55)$$

где y_{21} и y_{22} — элементы матрицы проводимостей усилителя; $Y_2 = Y_{ag_2}$ (для триодного усилителя $Y_2 = Y_{ag}$) — проводимость внешней нагрузки на выходе усилителя (блок 9 на рис. 1.1).

Найдем \dot{k}_u сначала для тетродного УКВ-усилителя с общей сеткой в недонапряженном или критическом режиме.

Ранее было получено выражение аргумента \dot{k}_u (см. (2.30) и (2.31)). Вычисление модуля \dot{k}_u с помощью (2.55) достаточно сложно. Вместе с тем, ввиду малости проводимости междуэлектродной емкости C_{ak} по сравнению с проводимостью ωC_{ag_2} (для триода ωC_{ag}), при расчетах \dot{k}_u можно пренебрегать частью тока I_{a1} , ответвляющейся через емкость C_{ak} . В этом случае выражение для \dot{k}_u упрощается. Для тетродного усилителя при $Y_{ai} = \infty$ оно имеет вид:

$$\dot{k}_u = \frac{\dot{S}_a(1 + D + D_2)}{D\dot{S}_a + Y_{ag_2} + j\omega C_{ag_2}}$$

Для триодного усилителя

$$\dot{k}_{u\dot{\omega}\dot{\delta}} = \frac{\dot{S}_a(1+D)}{D\dot{S}_a + Y_{ag} + j\omega C_{ag}}.$$

Если учесть, что $(D+D_2) \ll 1$, то выражение для тетродного и триодного усилителей станет единым и весьма простым:

$$\dot{k}_u = \dot{S}_a / (D\dot{S}_a + Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}) \quad (2.56).$$

Соответственно, для модуля \dot{k}_u получим

$$k_u = S_a / |D\dot{S}_a + Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}|, \quad (2.57)$$

где $Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}} = Y_{ag_2} + j\omega C_{ag_2}$ (для триода $Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}} = Y_{ag} + j\omega C_{ag}$).

С понижением рабочей частоты усилителя при переходе в КВ-диапазон, как уже указывалось, $\dot{S}_a \rightarrow S_1$, $\varphi_a \rightarrow 0$. В этом случае на основании (2.30), (2.31), (2.56), (2.57) получаем выражения для фазы и модуля коэффициента усиления КВ-усилителя с общей сеткой. Для тетродного усилителя:

$$\varphi_k = \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}} - \frac{Dk_u}{1+D+D_2} \sin \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}, \quad (2.30a)$$

$$k_u = S_1 / |DS_1 + Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}|. \quad (2.57a)$$

Для триодного усилителя:

$$\varphi_{k\dot{\omega}\dot{\delta}} = \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}} - \frac{Dk_u}{1+D} \sin \varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}, \quad (2.31б)$$

$$k_{u\dot{\omega}\dot{\delta}} = S_1 / |DS_1 + Y_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}}|, \quad (2.57б)$$

где $\varphi_{\dot{a}\dot{u}\dot{\delta}} = -\arctg 2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$, а Q , $\Delta\omega$, ω_0 — соответственно

добротность, абсолютная расстройка, резонансная частота

выходного контура усилителя. При этом под выходным контуром понимаются все внешние цепи, присоединенные к его выходу, вместе с выходной проводимостью усилителя.

Для КВ-усилителей в перенапряженном режиме соответствующие выражения проще получить не с помощью (2.54), а непосредственно из рис. 2.17. Если учесть, что $C_{ak} \ll (C_{ag} + C_{ag_2})$, то на основании рис. 2.17 после преобразований можно получить $\dot{k}_{u|Y_{\dot{a}\dot{\delta}}=\infty} = \frac{1+A}{1+R_i'' Y_2}$,

где $A = \varepsilon / U_{kg}$ — вещественный коэффициент, зависящий от режима усилителя; Y_2 — результирующая проводимость, присоединенная к выходным зажимам усилителя, включая проводимости междуэлектродных емкостей C_{ag} и C_{ag_2} (см. рис. 2.17).

Соответственно со сказанным, для тетродного усилителя

$$\dot{k}_{u|Y_{\dot{a}\dot{\delta}}=\infty} = \frac{1+A}{1+R_i'' [Y_{ag_2} + j\omega(C_{ag} + C_{ag_2})]}, \quad (2.58a)$$

откуда

$$\varphi_k = -\arg\{1 + R_i'' [Y_{ag_2} + j\omega(C_{ag} + C_{ag_2})]\}, \quad (2.30б)$$

$$k_{u|Y_{\dot{a}\dot{\delta}}=\infty} = \frac{1+A}{|1 + R_i'' [Y_{ag_2} + j\omega(C_{ag} + C_{ag_2})]|}. \quad (2.58б)$$

Для триодного усилителя

$$\varphi_{k\dot{\omega}\dot{\delta}} = -\arg[1 + R_i'' (Y_{ag} + j\omega C_{ag})], \quad (2.31в)$$

$$k_{u\dot{\omega}\dot{\delta}} = \frac{1+A}{|1 + R_i'' (Y_{ag} + j\omega C_{ag})|}. \quad (2.58в)$$

Из (2.30б), (2.31в) следует, что и в перенапряженном режиме $\varphi_k = 0$ при резонансе выходного контура (с учетом выходной емкости лампы), а знак φ_k и его величина при расстройке выходного контура изменяется по тому же закону, что и в недонапряженном режиме. Периодическое изменение коэффициента A , входящего в (2.58а), (2.58б), возникающее при амплитудной модуляции сигнала усилителя, не приводит к вариации φ_k . Поэтому, как в случае усилителей, работающих в недонапряженном режиме, в перенапряженном режиме система ФАНК усилителя полностью сохраняет работоспособность.

Глава 3

ВЛИЯНИЕ КОНСТРУКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ВХОДНОЙ ЦЕПИ ГЕНЕРАТОРНОЙ ЛАМПЫ

§ 3.1. Существующее положение. Постановка задачи

Как указывалось в § 2.1, входной четырехполюсник усилителя с общей сеткой (см.рис.2.1, 2.6 и 2.10), образованный конструктивными элементами лампы, соединяющими внешние зажимы катода и управляющей сетки с пространством взаимодействия, вследствие значительной входной активной проводимости усилителя может существенно влиять на модуль и, главное, фазу коэффициента усиления усилителя. В связи с этим необходимо уметь рассчитывать АЧХ и ФЧХ входного четырехполюсника, чтобы учесть его влияние и соответствующим образом сконструировать амплитудно-фазовый корректор системы ФАНК (блок 4 на рис. IV). Желательно располагать при этом соответствующими аналитическими соотношениями, так как только с их помощью возможна наглядная и исчерпывающая качественная оценка получаемых результатов и учет влияния отдельных параметров входного четырехполюсника. В силу технологических особенностей конструкция входной цепи

современных генераторных ламп оказывается сложной, практически не поддающейся непосредственному "схемному" описанию (см., например, эскизы разрезов ламп, показанные на рас.1.2 и 1.3). В связи с этим предпринимались попытки представить входную цепь в виде эквивалентной схемы (схемной модели), заменяющей по своему влиянию на работу усилителя конструктивные элементы лампы. К числу первых таких попыток следует отнести работы [63, 64].

Однако в указанных работах входные цепи лампы были определены как двухполюсники, эквивалентные по входной проводимости входным цепям ламп.

В [65] получены четырехполюсные схемные модели. В [65] на основе измерений методом холостого хода и короткого замыкания в широком УКВ-диапазоне были рассчитаны элементы каскадной матрицы входных цепей большинства отечественных УКВ-триодов средней и большой мощности. При этом из входной цепи лампы исключался промежуток взаимодействия сетка-катод.

На основании численного анализа параметров каскадной матрицы оказалось возможным в достаточно широком УКВ-диапазоне заменить входную цепь измеренных ламп простым отрезком однородной линии с длиной и волновым сопротивлением, определяемым для каждой лампы отдельно (рис.3.1). Полученные простые по структуре модели в

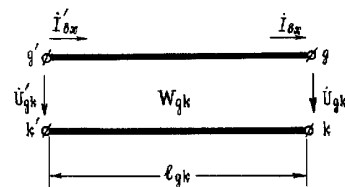


Рис. 3.1. Модель входного четырехполюсника на УКВ

виде отрезков однородной длинной линии позволяют аналитически решить все вопросы, связанные с влиянием входного четырехполюсника усилителя на работу системы ФАНК в УКВ-диапазоне. Что касается КВ-ламп, то их входные четырехполюсники, как показывают измерения, могут быть представлены во всем рабочем диапазоне в виде последовательной сосредоточенной индуктивности (рис.3.2), величина которой равна сумме индуктивностей выводов управляющей сетки L_g и катода L_k , а также собственной индуктивности полотна сетки L'_g . Величины этих индуктивностей определяются непосредственными измерениями

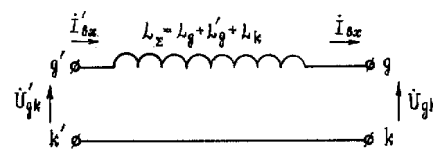


Рис. 3.2. Модель входного четырехполюсника на КВ

с помощью стандартных методик и измерительных приборов. В связи с изложенным в задачу данной главы входит: — обоснование и ограничение области применения схемных моделей входных четырехполюсников УКВ-ламп;

— вывод необходимых расчетных соотношений, позволяющих учесть сдвиг фазы напряжения во входном четы-

рехполюснике как УКВ-, так и КВ-усилителей с общей сеткой, полагая вначале, что влиянием нелинейности входной цепи лампы усилителя можно пренебречь.

§ 3.2. Разработка и обоснование схемных моделей входных четырехполюсников УКВ-усилителей с общей сеткой

Как уже говорилось, внешние выводы сетки и катода существующих УКВ-металлокерамических и металlostеклянных триодов и тетродов отделены от активных поверхностей электродов конструктивными элементами ламп. На частотах УКВ-диапазона это эквивалентно включению между выводами и активными поверхностями электродов некоторой электрической цепи типа проходного реактивного четырехполюсника. Многочисленные измерения параметров входной цепи отечественных генераторных УКВ-ламп показали, что практически во всем рабочем диапазоне их входная цепь эквивалентна четырехполюснику в виде отрезка регулярной линии. Входные зажимы такого четырехполюсника совпадают с внешними выводами сетка-катод лампы в сечении, лежащем в плоскости наружного торца шайбового изолятора, установленного между сеткой и катодом (рис.1.3,б). Выходные зажимы совпадают с активными поверхностями электродов. В состав четырехполюсника не входит междуэлектродная емкость а также входная

проводимость генератора, обусловленная электронными процессами в лампе и внутриламповыми обратными связями. Эти элементы являются нагрузкой четырехполюсника эквивалентного входной цепи лампы. Такое построение схемной модели обусловило простоту и независимость от особенностей работы усилителя и его конструкции. Следует особо подчеркнуть, что эквивалентность схемной модели и входной цепи лампы означает полную их идентичность относительно внешних зажимов как в частотной, так и во временной области. Иначе говоря, они эквивалентны и в установившемся и в переходном режимах. Так как накопление электромагнитной энергии цепью происходит в переходном режиме, то последнее обстоятельство позволяет, пользуясь схемной моделью входной цепи лампы в виде отрезка длинной линии, рассчитывать изменение фазы напряжения во входной цепи, входную проводимость относительно выводов лампы, трансформацию напряжения возбуждения входной цепью, а также такие важные параметры как характеристическое сопротивление, добротность, полоса пропускания, эквивалентное резонансное сопротивление входного контура усилителя с учетом влияния входной цепи лампы. Указанные возможности отсутствуют при использовании эквивалентных схем, полученных в [63, 64], так как они определены как двухполюсники.

Проанализируем теперь ограничения при использовании четырехполюсных схемных моделей.

Как уже указывалось, схемные модели входной цепи ламп справедливы в широком, но все же ограниченном диапазоне частот. Это обстоятельство нельзя рассматривать как недостаток, присущий данному типу моделей, так как любые модели всегда справедливы лишь в ограниченном диапазоне частот. Объясняется это хотя бы тем, что понятие "электрическая схема" идеализирует применяемые на практике цепи, предполагая их в виде соединения элементов, сосредоточивающих в бесконечно малых объемах либо магнитную (индуктивности), либо электрическую (емкости) энергию, либо рассеивающих в бесконечно малых объемах энергию в виде тепла (резисторы). Такие соединения, как известно, относятся к классу соединений элементов с сосредоточенными параметрами. На самом же деле любая реальная цепь является соединением элементов с распределенными параметрами, что проявляется уже, как правило, в диапазоне метровых волн. На достаточно высоких частотах, например, на высокочастотном участке диапазона дециметровых волн, реальные электромагнитные системы уже имеют свойства волновых систем, к которым применимы методы теории цепей лишь с приближением, при выполнении ряда условий. Такие удобные понятия теории цепей как индуктивность, емкость в этом случае

становятся малопригодными, так как они, не отражая реальных физических процессов, преобладающих в волновых системах, имеют сложное выражение и сложным образом зависят от частоты. Проще и физически нагляднее в этом случае оперировать понятиями "магнитная, электрическая компонента поля" и т. п., вычисляемыми на основе решения уравнений электромагнитного поля при учете конкретных граничных условий, определяемых геометрией и свойствами волновой системы.¹

В связи с неизбежным ограничением по частоте необходимо помнить, что расчет переходных режимов электромагнитных систем (а, следовательно, эквивалентных параметров, связанных с запасом электромагнитной энергии) с помощью схемных моделей обеспечивает хорошую точность лишь в том случае, если текущий спектр [66] переходных процессов системы в основном сосредоточен в области частот, лежащих внутри частотного диапазона применимости моделей. В системах с высокой добротностью можно пренебречь расширением спектра при переходных процессах и полагать, что высшая частота спектра равна частоте установившихся периодических колебаний.

¹Чтобы у читателя не сложилось ложное представление о простоте этой задачи, необходимо заметить, что точное решение уравнений электромагнитного поля возможно лишь в считанных случаях, когда поверхности раздела сред волновой системы совпадают с поверхностями одной из известных систем координат.

При этом одновременно можно пренебрегать и влиянием напряжения высших гармоник (при наличии нелинейности системы), т. е. вести рассмотрение в квазилинейном приближении. Именно в этом случае вообще имеет смысл заниматься подсчетом запаса электромагнитной энергии и связанных с ним величин добротности, полосы пропускания и т. д.

Таким образом, при допустимости квазилинейного приближения точность расчетов запасаемой энергии будет высокой, если частота установившихся колебаний системы будет лежать в пределах частотного диапазона применимости схемных моделей.¹

При использовании схемных моделей входной цепи следует помнить, что входная междуэлектродная емкость "холодной" лампы, являющаяся вместе с входной проводимостью усилителя нагрузкой схемы должна быть уменьшена против паспортной на величину емкости между нерабочими (пассивными) частями сетки и катода и соединенными с ними другими конструктивными элементами лампы. Вычисленная указанным способом емкость C_{gk} затем должна быть увеличена в $(0,77 + 0,56 \sin \Theta / 2)$ раз в соответствии с выражением (2.42), учитывающим влияние "виртуально-

¹ При этом предполагается, что нижняя частота диапазона применимости схемных моделей равна нулю.

го" катода лампы. В табл.3.1 приведены величины волнового сопротивления W_{gk} и длины l_{gk} линий, эквивалентных входной цепи большинства отечественных УКВ-генераторных триодов и тетродов. Там же даны значения емкости C'_{gk} между активными поверхностями сетки и катода и область частот, в которой справедливы схемные модели (рис.3.1). Приведенные в табл.3.1 параметры эквивалентных схем были получены путем многократных измерений с помощью специально изготовленной измерительной линии, волновое сопротивление которой совпадало с волновым сопротивлением системы цилиндрических выводов измеряемой лампы.¹ При измерениях методом холостого хода и короткого замыкания в диапазоне частот определялись в соответствии с известными правилами параметры ABCD эквивалентного четырехполюсника, на основании которых вычислялись величины W_{gk} и l_{gk} эквивалентных линий и выяснялся диапазон применимости, внутри которого эти величины отклонялись не более чем на 2-5% от их среднего значения, которое принималось за истинную величину. Были приняты меры по полному исключению нерегулярностей в измерительном тракте. Режим холостого хода для исключения краевого эффекта обеспечивался присоединением к "нагрузочному" концу измеряемой лам-

¹ Измерения и их обработка для тетродов, вошедших в табл.3.1, были выполнены В. Г. Варухиным [67].

пы предварительно откалиброванного короткозамкнутого четвертьволнового шлейфа, диаметры цилиндров которого в точности совпадали с диаметрами выводов лампы в месте их стыка со шлейфом.

Для обеспечения измерений с двух сторон входной цепи измеряемая лампа разрезалась в сечении сетка-анод так, чтобы можно было удалить анодную или анодно-экранную

Таблица 3.1

Параметры входной цепи УКВ-триодов и тетродов

Тип лампы	C'_{gk} , пФ	W_{gk} , Ом	l_{gk} , см	Диапазон применимости модели, МГц
Триоды				
ГС-9Б, ГС-90Б	2,8	30,0	5,0	0 - 850
ГИ-7Б, ГИ-7БТ, ГИ-70Б	5,1	29,0	5,2	0 - 1050
ГС-1Б, ГС-2Б, ГС-7А, ГС-7Б	9,5	15,0	5,2	0 - 1000
Тетроды				
ГС-15Б	3,1	19,0	2,8	0 - 800
Г7-33А, ГУ-33Б	35,3	36,0	5,1	0 - 1000
ГС-23Б	22,1	15,0	4,9	0 - 700
ГС-3А, ГС-3Б	10,7	12,6	7,3	0 - 500
ГС-17Б	25,7	13,0	9,5	0 - 450

ее часть. Полотно сетки также удалялось. Вместо него к сеткодержателю припаивался цилиндр, внутренний диаметр которого был равен внутреннему диаметру сеткодержателя. Подобный же цилиндр припаивался и к торцу катода. Вместе эти цилиндры использовались для присоединения к измерительным цепям. Принятые меры обеспечили высокую точность расчетов по схемным моделям, что проверялось экспериментом. Так, измеренные значения входного сопротивления "холодных" ламп отличались не более чем на 5% от рассчитанных во всем диапазоне их применимости.

§ 3.3. Математическая модель входного четырехполюсника лампы. Учет влияния элементов конструкции входной цепи

Отрезок длиной линии, эквивалентной входной цепи лампы (без емкости C'_{gk}), на УКВ может иметь значительный электрический угол ($\Theta_{gk} = 2\pi l_{gk} / \lambda$). Поэтому напряжения, действующие на ее входе (входных зажимах лампы) и выходе (промежутке сетка-катод), могут сильно отличаться и по амплитуде и, что самое главное, по фазе.

Так как устройство связи ФД с входом усилителя можно включить лишь в точках $g'k'$ (см.рис.2.6 или 2.10), то ста-

новится понятной необходимость учета влияния входной линии на работу системы ФАНК. Учет этот, очевидно, должен состоять в вычислении комплексного коэффициента трансформации (передачи) напряжения (\dot{k}_{gk}) от сечения $g'k'$ к сечению gk .

Определим величину \dot{k}_{gk} из следующего соотношения:

$\dot{k}_{gk} = \dot{U}_{gk} / \dot{U}'_{gk}$, где \dot{U}_{gk} , \dot{U}'_{gk} — комплексные амплитуды напряжений, действующих в сечении gk и $g'k'$, соответственно. Аргумент коэффициента передачи (φ_{gk}) равен величине сдвига фазы во входной цепи лампы, а модуль (k_{gk}) характеризует изменение амплитуды напряжения возбуждения.

С учетом обозначений на рис.3.1 система уравнений входной линии имеет вид:

$$\dot{I}'_{\dot{a}\dot{o}} = y_{11} \dot{U}'_{gk} + y_{12} \dot{U}_{gk},$$

$$\dot{I}_{\dot{a}\dot{o}} = y_{21} \dot{U}'_{gk} + y_{22} \dot{U}_{gk}.$$

Поделив обе части второго равенства системы на \dot{U}_{gk} , получим $Y_{\dot{a}\dot{o}} = y_{21} / \dot{k}_{gk} + y_{22}$, откуда $\dot{k}_{gk} = y_{21} / (Y_{\dot{a}\dot{o}} - y_{22})$. (3.1)

Входящая в (3.1) величина Y_{ex} — входная проводимость усилителя — в соответствии с принятым в теории цепей

правилом может быть представлена суммой:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{\dot{a}\dot{o}} - jB_{\dot{a}\dot{o}}.$$

Y_{ex} должна быть рассчитана с учетом всех факторов в соответствии: с соотношениями (2.25) - (2.27). Величины y_{21} и y_{22} — элементы матрицы проводимостей входной линии.

В соответствии с рис.3.1

$$y_{11} = -j \frac{1}{W_{gk}} \operatorname{ctg} \Theta_{gk}, \quad y_{21} = j \frac{1}{W_{gk} \sin \Theta_{gk}},$$

$$y_{12} = j \frac{1}{W_{gk} \sin \Theta_{gk}}, \quad y_{22} = -j \frac{1}{W_{gk}} \operatorname{ctg} \Theta_{gk}. \quad (3.2)$$

Выражения (3.2) являются математической моделью входного четырехполюсника УКВ лампы.

Подставив в (3.1) величины y_{21} и y_{22} из (3.2), получим

$$\dot{k}_{gk} = -j / (W_{gk} \sin \Theta_{gk}) / (Y_{\dot{a}\dot{o}} - j \operatorname{ctg} \Theta_{gk} / W_{gk}).$$

После простых преобразований окончательно получим

$$\operatorname{tg} \varphi_{gk} = G_{gk} W_{gk} \sin \Theta_{gk} / (\cos^2 \Theta_{gk} - B_{\dot{a}\dot{o}} W_{gk} \sin \Theta_{gk}),$$

$$k_{gk} = 1 / \sqrt{\cos^2 \Theta_{gk} + W_{gk}^2 (B_{\dot{a}\dot{o}}^2 + G_{\dot{a}\dot{o}}^2) - W_{gk} B_{\dot{a}\dot{o}} \sin 2\Theta_{gk}} \quad (3.3)$$

С помощью выражений (3.3) можно учесть влияние входных конструктивных элементов генераторной лампы на величину фазового сдвига напряжения усилительным каскадом и коэффициент усиления напряжения. Очевидно,

что полный фазовый сдвиг напряжения на выходе усилителя относительно его входа ($\varphi_{\Sigma} = \varphi_{gk} + \varphi_k$), где величина φ_k , являющаяся аргументом коэффициента усиления напряжения (\dot{k}_u) усилителя, вычисляется в соответствии с (2.30)

для тетродного усилителя или в соответствии с (2.31) — для триодного.

Модуль полного коэффициента усиления напряжения усилителя

$k_2 = k_{gk} \cdot k_u$, где k_u — модуль коэффициента усиления напряжения усилителя без учета входной линии, т. е. при по-

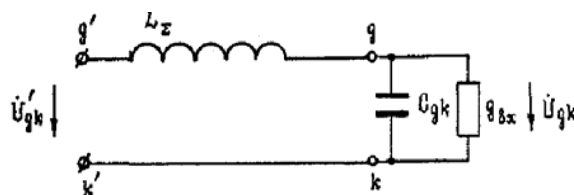


Рис. 3.3. Модель входной цепи КВ-усилителя с общей сеткой

даче входного напряжения непосредственно в точки gk (см. рис. 2.6 и 2.10). Величина k_u зависит от про-

водимости нагрузки усилителя (Y_{ag2} — для тетрода, или Y_{ag} — для триода), параметров лампы и режима и может быть найдена из соотношений (2.56), (2.57).

Для КВ-усилителя с общей сеткой схемные модели входного четырехполюсника и входной цепи имеют вид, представленный на рис. 3.2 и 3.3, где $L_{\Sigma} = L_g + L'_g + L_k$, C_{gk} , G_{bx} — входная емкость и активная проводимость усилителя, вычисленные согласно § 2.4.

Нетрудно показать, что фазовый угол φ_{gk} коэффициента передачи напряжения схемы, изображенной на рис.3.3, связан с ее параметрами следующим соотношением:

$$\operatorname{tg} \varphi_{gk} = -\frac{\omega L \cdot G_{gk}}{1 - \omega^2 L_{\Sigma} C_{gk}}.$$

Вычислим в качестве примера угол φ_{gk} для лампы ГУ-61Б на частотах 30 и 60 МГц. Согласно паспортным данным для этой лампы емкость $C_{gk} = 150$ пФ. Однако паспортная емкость включает в себя распределенную емкость между цилиндрами выводов лампы, которая составляет около 50 - 60 пФ. Фактически емкость промежутка сетка - катод лампы равна приблизительно 90 пФ. Сумма индуктивностей для этой лампы составляет $\sim 4 \cdot 10^{-8}$ Гн.¹

Таким образом, угол φ_{gk} можно рассчитать, если принять $L_{\Sigma} = 4 \cdot 10^{-8}$ Гн; $C_{gk} = 90$ пФ, $G_{bx} = 3,85 \cdot 10^{-2}$ См. На частоте 30 МГц имеем

$$\operatorname{tg} \varphi_{gk} = -\frac{2\pi \cdot 30 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot 3,85 \cdot 10^{-2}}{1 - (2\pi \cdot 30 \cdot 10^6)^2 \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot 90 \cdot 10^{-12}} \approx -0,3,$$

¹ Данные по величинам емкости между выводами и индуктивностей получены путем измерений на куметре типа УК-1.

откуда $\varphi_{gk} = -17,2^\circ$.

На частоте 60 МГц

$$\operatorname{tg} \varphi_{gk} = -\frac{2\pi \cdot 60 \cdot 10^6 \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot 3,85 \cdot 10^{-2}}{1 - (2\pi \cdot 60 \cdot 10^6)^2 \cdot 4 \cdot 10^{-8} \cdot 90 \cdot 10^{-12}} \approx -1,19.$$

Соответственно $\varphi_{gk} = -48,2^\circ$

Как видно из проделанных вычислений, “набег” фазы во входной цепи лампы ГУ-61В уже на 30 МГц становится недопустимо большим и быстро увеличивается с частотой. При этом ошибка в работе системы ФАНК на частотах 30 МГц и 60 МГц приводит к остаточным расстройкам выходного контура усилителя, соответствующим фазовым углам $-17,2^\circ$ и $-48,2^\circ$, что уменьшает мощность на выходе каскада усиления на 9% и 55% соответственно.

Вследствие значительной величины активной составляющей входной проводимости усилителя с общей сеткой даже очень небольшие индуктивности выводов (порядка сотых долей микрогенри) приводят к подобному эффекту. Надо сказать, что большую роль в создании набегов фазы во входной цепи лампы играют не столько индуктивности самих выводов, сколько собственные индуктивности полотно сетки и катода, которые оказываются в коротковолновых лампах в 3-4 раза большими, чем индуктивности выводов. С увеличением мощности усилителя наблюдается увеличение набега фазы во входной цепи лампы. Это объ-

ясняется тем, что с увеличением номинальной мощности лампы, как правило, растет крутизна ее характеристик. Последнее приводит к увеличению G_{ex} . Кроме того, вследствие особенностей конструкции и технологии производства генераторных ламп, одновременно с увеличением мощности растут емкость C_{gk} , индуктивности полотно сетки и катода и индуктивности их выводов. Эти факторы, как нетрудно увидеть из выражения (3.4), приводят к росту φ_{gk} .

Все сказанное полностью относится и к современным металлокерамическим и металlostеклянным триодам и тетрадам КВ-диапазона, имеющим цилиндрические выводы с пониженной индуктивностью и цилиндрическую конструкцию сетки типа “беличья клетка”. Типичным представителем ламп этого типа является металлокерамический 30-киловаттный тетрод ГУ-61Б (см.рис.1.2), работающий до частоты ~ 80 МГц, на примере которого производились расчеты φ_{gk} .

Еще в большей степени все выше сказанное об угле φ_{gk} относится к лампам, у которых не приняты специальные меры по снижению индуктивностей выводов.

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОСТИ ВХОДНОЙ ЦЕПИ ГЕНЕРАТОРНОЙ ЛАМПЫ

§ 4.1. Постановка вопроса. Существующее положение, допущения

Как указывалось в § 2.1, явление совмещенной настройки выходного контура каскада-возбудителя может привести к появлению на внешних зажимах сетка-катод настроиваемого усилителя возбуждения, являющегося суммой двух гармонических составляющих: основной частоты и одной из высших гармоник. Как показано в [68], совмещенная настройка в КВ-диапазоне возможна лишь с высшей гармоникой достаточно высокого номера (не ниже 4-го), уровень которой в типовых режимах передатчиков не превышает 10% от основной составляющей. Это позволяет в КВ-диапазоне не считаться с влиянием совмещенной настройки на изменение сдвига по фазе между напряжениями основной частоты, действующими непосредственно в промежутке сетка-катод и на внешних зажимах лампы. Дополнительным основанием для пренебрежения влиянием совмещенной настройки на КВ служит то обстоятельство, что абсолютная величина указанного выше фазового сдвига в

КВ-диапазоне значительно меньше, чем в УКВ-диапазоне. В связи с этим ограничимся исследованием влияния совмещенной настройки в УКВ-диапазоне.

Согласно [68], на УКВ при рациональной конструкции колебательной системы усилительного каскада можно избежать совмещенной настройки для 2 гармоник. Следовательно можно ограничиться рассмотрением совмещенной настройки для 3 и 4 гармоник. При этом надо иметь в виду, что при угле отсечки суммарного тока лампы $\Theta = 90^\circ$ все нечетные гармоники, кроме первой (основной), сильно подавлены (теоретически равны нулю). В пределах изменения $\Theta = 60^\circ — 180^\circ$ по Бергу 3 гармоника суммарного тока лампы оказывается максимальной для $\Theta = 60^\circ$ и достигает 36% от основной. При тех же пределах изменения Θ максимальное значение тока 4 гармоник не превышает 2,8% от основной, и с ней можно не считаться. Тем более это справедливо в отношении более высоких номеров гармоник. Пределы изменения $\Theta = 60^\circ — 180^\circ$ охватывают все основные применяемые на практике режимы работы резонансного усилителя, в том числе, режимы модуляции. Поэтому исследование ограничим рассмотрением случая совмещенной настройки для 3 гармоник при $\Theta = 60^\circ$, т. е. худшего случая, когда 3 гармоника достигает по отношению к основной своего максимального значения. Так как на входных зажимах усилителя соотношение начальных

фаз 1 и 3 гармоник зависит от конструкции цепей связи с каскадом-возбудителем и может оказаться отличным от соотношения на выходе каскада-возбудителя, то необходимо исследовать зависимость фазового сдвига напряжения 1 гармоника во входном четырехполюснике лампы с учетом цепи (четырёхполюсника) связи. Исследование можно проводить, не учитывая пролетных явлений в лампе усилителя, так как их влияние лишь "линеаризует" входную цепь генераторной лампы, "переводя" в пределе, при очень больших углах пролета, промежутков сетка-катод лампы в параллельное соединение линейных активного и реактивного сопротивления (случай, когда электроны в промежутке сетка-катод за положительный полупериод не достигают сетки и совершают между сеткой и катодом колебательные движения). Кроме того, учет пролетных явлений делает поставленную задачу практически неразрешимой.

Так как режим, при котором $\Theta = 90^\circ$ и пролетные явления не сказываются на работе лампы, соответствует наиболее неблагоприятному для системы ФАНК случаю, то именно для него проведем исследование, применительно к усилителю с общей сеткой.

Поставим задачу оценки степени влияния высших гармоник возбуждения на фазовый сдвиг напряжения в входном четырехполюснике лампы. Так как это влияние априори предполагается сравнительно слабым, (что подтвержда-

ется экспериментом), то для упрощения ее решения будем пренебрегать паразитными обратными связями между входом и выходом усилителя, дающими эффекты более высокого порядка малости. Кроме того, условимся входную емкость лампы относить к схеме ее входного четырехполюсника.

При принятых допущениях задача сводится к анализу модели, схема которой изображена на рис. 4.1.

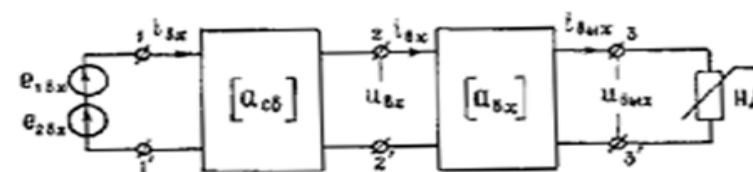


Рис. 4.1. Эквивалентная схема для исследования близкой нелинейности входа усилителя.

На рис. 4.1 линейный четырехполюсник связи, характеризуемый каскадной матрицей $[a]_{св}$, и линейный входной четырехполюсник лампы усилителя, характеризуемый матрицей $[a]_{вх}$, соединены каскадно. На входе модели действует сумма ЭДС: $e_{1\dot{a}\dot{a}}(t) + e_{3\dot{a}\dot{a}}(t) = \text{Im}(\dot{\epsilon}_{1\dot{a}\dot{a}} \cdot e^{j\omega t} + \dot{\epsilon}_{3\dot{a}\dot{a}} \cdot \dot{a}^{j3\omega t})$, где $\dot{\epsilon}_{1\dot{a}\dot{a}}$ и $\dot{\epsilon}_{3\dot{a}\dot{a}}$ — комплексные амплитуды 1 и 3 гармоник выходного напряжения каскада-возбудителя. Выход всей схемы нагружен резистивным нелинейным двухполюсником (НД), вольтамперная характеристика которого является результатом сложения зависимости $i_s = f_1(u_{gk})$ генераторной лампы и вольтамперной характеристики источника пост-

янного смещения, который также может рассматриваться как нелинейный элемент. Примерный вид результирующей вольтамперной характеристики (ВАХ) нелинейного двухполюсника показан на рис. 4.2. Величины $E_{отс}$ и $E_{см}$ —

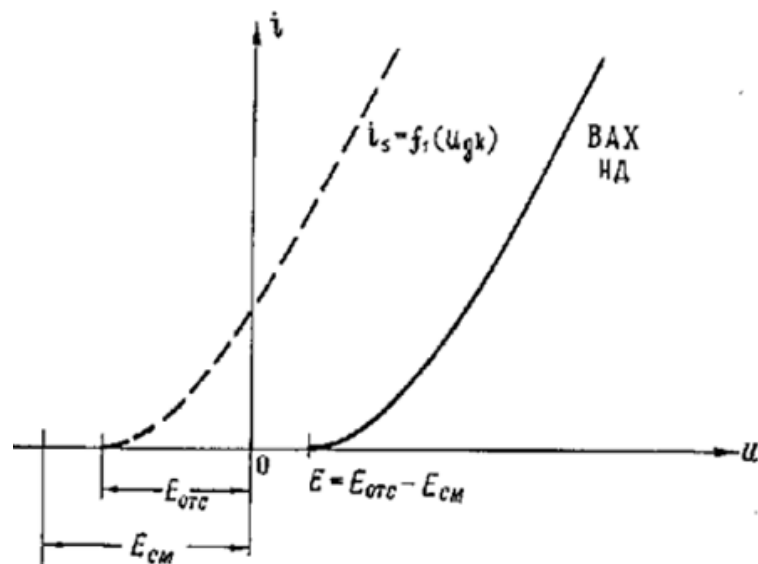


Рис. 4.2. Вольтамперная характеристика (ВАХ) нелинейного двухполюсника (НД).

соответственно, напряжение отсечки суммарного тока лампы и напряжение смещения ее управляющей сетки.

Так как в целом цепь, схема которой изображена на рис. 4.1, нелинейная, то, в общем случае, токи и напряжения $i_{a\delta}, i_{a\delta}^l, i_{a\delta}^n, u_{a\delta}, u_{a\delta}^l, u_{a\delta}^n$ могут содержать в своем составе бесчисленное множество гармоник. Вместе с тем, цепь с резистивным нелинейным элементом, вольтамперная характери-

стика которого (рис. 4.2) имеет строго монотонно-возрастающую зависимость i от u , согласно работам [69-72], обладает свойством конвергентности. Т. е., при кратности частот ЭДС e_{1ex} и e_{3ex} , установившийся режим цепи будет периодическим с периодом, равным периоду ЭДС e_{1ex} (Т-периодический режим).¹ Точный расчет цепи, показанной на рис. 4.1, аналитическими методами невозможен. Численные же методы расчета, обеспечивающие высокую точность (см., например, [73]), предполагают заданными параметры всех схемных элементов и структуру цепи. В нашем же случае параметры четырехполюсника связи являются неизвестными. Поэтому разрешить поставленную задачу можно лишь, применяя приближенные аналитические методы анализа.

Для облегчения задачи необходимо ограничить спектр напряжений u_{ex} и $u_{вых}$ (рис. 4.1) наименьшим возможным числом составляющих, присутствие которых еще достаточно точно отображает закономерности электрических процессов в цепи. В противном случае задача становится либо весьма сложной, либо практически неразрешимой. Кроме того, необходимо аппроксимировать ВАХ нелинейного двухполюсника аналитической функцией. При этом следует помнить, что от вида аппроксимирующей функций и

¹ Цепь называется конвергентной, если при периодическом возмущении в ней устанавливается периодический режим с тем же периодом.

способа аппроксимации сильно зависит степень сложности анализа и конечных выражений.

Классическая схема анализа цепи, подобной представленной на рис. 4.1, содержит следующие этапы:

— на основании законов Кирхгофа для мгновенных значений тока и напряжения по известной структуре цепи составляются уравнения, связывающие между собой токи и напряжения цепи с параметрами элементов схемы, которые на этом этапе рассматриваются как линейные;

— в полученные уравнения цепи подставляются уравнения ее нелинейных элементов, выраженные с помощью ВАХ, аппроксимированных аналитическими функциями;

— получившиеся нелинейные дифференциальные (алгебраические или трансцендентные — в случае резистивного НД) уравнения разрешаются относительно нужных составляющих токов и напряжений.

Как правило, последний этап анализа является определяющим степень трудности решения задачи, так как даже в самых простых схемах, при возмущении лишь одной синусоидальной ЭДС, учет высших гармоник напряжения на НД приводит к практически неразрешимым аналитическими методами нелинейным дифференциальным (в общем случае) или функциональным (в случае резистивных НД) уравнениям.

Для решения поставленной в § 4.1 задачи не существенно, каким методом будут решены полученные на последнем этапе анализа уравнения: аналитическим, численным — с помощью ЭВМ — или графическим. Вместе с тем принципиально важно, чтобы составление уравнений цепи при сложном (в нашем случае — бигармоническом) возмущении проводилось без конкретизации схемы соединения и типа элементов, составляющих "начинку" линейных пассивных четырехполюсников цепи, изображенной на рис. 4.1, а лишь на основе сведений о их "внешних" параметрах, например, по известной каскадной матрице. Единственный известный простой приближенный аналитический метод анализа нелинейных цепей, разработанный в [71], — метод аппроксимации линейных операторов — пригоден только в случае моногармонического (синусоидального) воздействия. Поэтому для решения поставленной выше задачи требуется заново разработать аналитический метод расчета, пригодный при полигармоническом (сложном) возмущении и обеспечивающий необходимую простоту решения при требуемой точности.

Как правило, серьезное упрощение задачи расчета цепей достигается, если можно применить преобразование согласно теоремам Тевенена-Нортонa (теоремам об активном двухполюснике). Однако эти теоремы теоретически доказаны только в случае линейных цепей и нелинейных цепей

постоянного тока. Обобщение этих теорем на нелинейные цепи переменного тока требует строгого доказательства с одновременным выяснением пределов и условий их применимости.

Как уже говорилось, весьма ответственным этапом анализа является аппроксимация ВАХ нелинейного двухполюсника.

Перечисленным вопросам посвящены следующие параграфы, в которых, на основе ранее опубликованных работ [74, 75], доказываются теоремы, названные теоремами о переносе источников энергии в нелинейных цепях, и разработан метод аппроксимации ВАХ о помощью элементарных модуль-функций [74].

§ 4.2. Теоремы о переносе источников энергии в нелинейных цепях

Докажем прежде лемму для цепи, схема которой изображена на рис. 4.3, где показано соединение линейного активного и нелинейного пассивного двухполюсников.

Лемма. Если цепь, показанная на рис.4.3, диссипативна и в ней установился периодический режим, то, чтобы высшие спектральные составляющие тока и напряжения нелинейного двухполюсника (НД) являлись однозначными функциями основных составляющих тока (напряжения) НД и сопротивления линейного двухполюсника высшим спек-

тральным составляющим, достаточно выполнение условий Дирихле для зависимостей $u = \varphi(i)$ и $i = f(u)$ НД.

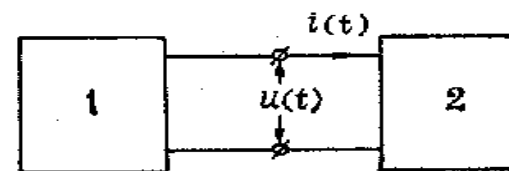


Рис. 4.3. *Схема цепи к лемме. (1 — активный линейный двухполюсник; 2 — нелинейный пассивный.)*

Доказательство. Пусть для рассматриваемой цепи (рис.4.3) выполняются условия диссипативности и периодичности установившегося режима.¹ В этом случае в цепи установится периодический режим, период которого обозначим T , с конечными значениями тока $i(t)$ и напряжения $u(t)$.

Если, кроме того, зависимости $u = \varphi(i)$ и $i = f(u)$ удовлетворяют условиям Дирихле, то условиям Дирихле удовлетворяют и временные зависимости $u(t)$ и $i(t)$, в совокупности представляющие собой параметрическую запись функций $u = \varphi(i)$ или $i = f(u)$. Поэтому $u(t)$ и $i(t)$ могут быть представлены сходящимися рядами Фурье, содержащими одинаковые по частоте спектральные составляющие.

¹ Диссипативная цепь — это цепь, в которой при конечных по величине начальных условиях устанавливается вынужденный режим, характеризуемый конечными токами (напряжениями).

Тогда на основании второго закона Кирхгофа для установленного режима цепи можно записать систему линейных уравнений в комплексной форме

$$\dot{I}_k \cdot Z_k - \dot{U}_k = 0, \quad (4.1)$$

где $k = 0, 1, 2, \dots$ — номер члена ряда Фурье; \dot{I}_k, \dot{U}_k — комплексные амплитуды тока и напряжения на НД; Z_k — сопротивление линейного двухполюсника k -й составляющей тока.

Функции $u = \varphi(i)$ и $i = f(u)$ можно записать в следующем виде: $u(t) = \varphi[i(t)]$ и $i(t) = f[u(t)]$. В правой части последних выражений заменим $u(t)$ и $i(t)$ рядами Фурье и, после вычисления коэффициентов Фурье, выразим каждую спектральную составляющую $u(t)$ как функцию всех составляющих $i(t)$ и наоборот. Подставив эти функции в (4.1), получим

$$F_k (\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dots, \dot{U}_r, \dot{U}_{r+1}, \dots) Z_k - \dot{U}_k = 0, \quad (4.2)$$

$$\dot{I}_k Z_k - \hat{O}_{\bar{e}} (\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots, \dot{I}_r, \dot{I}_{r+1}, \dots) = 0, \quad (4.3)$$

где F_k, Φ_k — комплексные амплитуды тока и напряжения НД, выраженные как функции спектральных составляющих напряжения и тока в соответствии со вышесказанным. Отметим, что, в силу единственности разложения в ряд Фурье, F_k и Φ_k однозначны.

Для упрощения записи последующих выражений положим, что спектральные составляющие с номерами $(0 - r)$ являются основными, а остальные, номер которых $(r + 1)$ или больше — высшие. Ясно, что при других сочетаниях номеров основных и высших составляющих справедливость полученных выводов не нарушится.

Отбросив в (4.2) и (4.3) уравнения для основных составляющих, решим оставшиеся системы относительно высших составляющих, выразив их, таким образом, через основные составляющие и величины сопротивления Z_k для высших составляющих.¹

В результате получим

$$\dot{U}_k = \alpha_k (\dot{U}_1, \dot{U}_2, \dots, \dot{U}_r, Z_{r+1}, Z_{r+2}, \dots), \quad (4.4)$$

$$\dot{I}_k = \beta_k (\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dots, \dot{I}_r, Z_{r+1}, Z_{r+2}, \dots), \quad (4.5)$$

где $k = r+1, r+2, r+3, \dots$.

Таким образом, (4.4) и (4.5) позволяют однозначно выразить высшие составляющие напряжения и тока НД через основные и сопротивление линейного двухполюсника высшим составляющим. Чтобы выразить высшие составляющие напряжения через основные составляющие тока, а

¹ Высшими спектральными составляющими будем называть составляющие, обязанные своим возникновением НД. Основными — все остальные, т. е. совпадающие по частоте с составляющими спектра источников линейного активного двухполюсника.

высшие составляющие тока через основные составляющие напряжения, достаточно поочередно подставить (4.4) и (4.5) в (4.1). В силу единственности разложения в ряд Фурье выражения (4.4) и (4.5) комплексных амплитуд высших составляющих через основные — однозначны.

Теперь лемма доказана.

Следствие. Совокупности спектральных составляющих напряжения и тока нелинейной цепи, удовлетворяющей условию леммы, связаны между собой взаимно-однозначной зависимостью. Т. е. в такой цепи спектр тока однозначно определяет спектр напряжения и наоборот. Справедливость следствия непосредственно следует из однозначности выражений (4.4) и (4.5).

Теорема 4.1. Цепь, содержащая в последовательном соединении активный линейный и резистивный нелинейный двухполюсники при условии, что независимые источники активного двухполюсника T -периодические, а ВАХ нелинейного двухполюсника $u = \varphi(i)$ строго монотонно-возрастающая, может быть заменена эквивалентной относительно зажимов нелинейного двухполюсника цепью, содержащей последовательное соединение ЭДС, равной напряжению холостого хода исходного активного линейного двухполюсника, того же линейного двухполюсника с обесточенными независимыми источниками и того же нелинейного двухполюсника.

Доказательство. Как следует из условия теоремы, схема исходной цепи по своему характеру совпадает со схемой, показанной на рис.4.3. Вместе с тем, согласно [71,72] в цепи под действием T -периодических источников установится единственный T -периодический режим, так как исходная цепь относится к конвергентным.

Так как ВАХ НД $u = \varphi(i)$ строго монотонно-возрастающая, то и обратная функция $i = f(u)$ также строго монотонно-возрастающая. То есть, обе функции $u = \varphi(i)$ и $i = f(u)$ отвечают условиям Дирихле и, следовательно, наша цепь отвечает условию доказанной леммы. Учтя это, проведем сначала доказательство теоремы для установившегося режима.

Для доказательства составим вспомогательную последовательную цепь из обесточенного линейного, нелинейного двухполюсников исходной цепи и некоторой T -периодической ЭДС такой, чтобы основные спектральные составляющие тока НД были одинаковы для вспомогательной и исходной цепей (рис. 4.4), что всегда возможно в силу причинно-следственной связи между током и напряжением на диссипативном элементе цепи — резистивном нелинейном двухполюснике. Тогда, во вспомогательной цепи установится, согласно [71,72], единственный T -периодический ре-

жим, высшие спектральные составляющие тока которого, в соответствии с доказанной леммой, будут такие же,

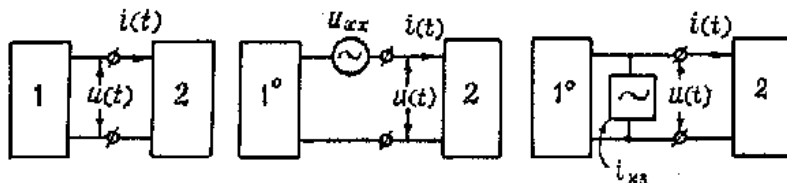


Рис. 4.4. Эквивалентные преобразования нелинейной цепи согласно теоремам о переносе источников энергии. (1 — активный, 1° — пассивный — «обесточенный» линейные двухполюсники; 2 — резистивный нелинейный двухполюсник.)

как и основные составляющие тока НД и сопротивление линейного двухполюсника высшим составляющим одинаковы в обеих цепях. Аналогичное заключение можно сделать в отношении составляющих напряжения НД, что вытекает из следствия к лемме. Но отсюда следует полная эквивалентность исходной и вспомогательной цепей относительно зажимов НД.

Найдем ЭДС, обеспечивающую эту эквивалентность. Для этого воспользуемся тем, что токи основных составляющих, отдаваемые линейным двухполюсником исходной цепи в нагрузку (НД), и напряжения этих составляющих на нагрузке связаны линейными соотношениями через сопротивление линейного двухполюсника. Высшими составляющими можно не интересоваться, так как в силу доказанной

леммы режим НД в нашем случае определяется основными составляющими. На основании сказанного для основных составляющих имеем систему уравнений равновесия напряжений в цепи.

$$\dot{\varepsilon}_i = \dot{I}_i Z_i + \dot{U}_i,$$

где $i = 0, 1, 2, \dots$ — номер основной спектральной составляющей ЭДС напряжения или тока.

Каждое уравнение этой системы, как нетрудно заметить, соответствует схеме замещения, содержащей в последовательном соединении соответствующую спектральную составляющую ЭДС, сопротивление линейного двухполюсника и НД.

Величина ЭДС $\dot{\varepsilon}_i$ обусловлена действием независимых источников линейного двухполюсника и, в соответствии с написанной системой уравнений равновесия напряжений, совпадает с комплексной амплитудой напряжения холостого хода той же составляющей на зажимах линейного двухполюсника. Таким образом,

$$\dot{\varepsilon}_i = \dot{U}_{i\text{дд}}, \quad (4.6)$$

где $\dot{U}_{i\text{дд}}$ — комплексная амплитуда i -й (основной) составляющей напряжения холостого хода на зажимах линейного двухполюсника.

Так как система (4.6) исчерпывает весь спектральный состав источников активного линейного двухполюсника, то для установившегося режима теорема доказана.

Докажем теперь теорему 4.1 для переходного режима. Так как рассматриваемая цепь относится к конвергентной, то после включения источников T -периодических колебаний через некоторый интервал времени Δt_1 , в ней установится единственный, однозначно соответствующий параметрам источников T -периодический режим. Если по прошествии интервала Δt_1 источники выключить, то, в общем случае, через другой интервал времени Δt_2 в цепи прекратятся электрические процессы. Будем периодически с периодом $T_1 = \Delta t_1 + \Delta t_2$ включать и выключать источники, выбрав Δt_1 и Δt_2 (путем увеличения) так, чтобы T и T_1 были соизмеримыми. Такой режим соответствует действию в цепи некоторых других T_1 -периодических источников. Но теперь режим цепи отвечает условиям ранее доказанной леммы. Следовательно, на цепь в этом случае распространяется преобразование в соответствии с теоремой. Если неограниченно увеличивать Δt_1 , сохраняя соизмеримость T и T_1 , то в пределе, при $\Delta t_1 \rightarrow \infty$ получим случай, соответствующий включению T -периодических источников. Так как при этом соблюдено условие T_1 -периодичности источников цепи, то доказанная выше теорема справедлива и для

переходного режима при включении T -периодических источников.

Очевидно, что справедливость теоремы не нарушается, если в цепи до включения T -периодических источников уже действовал T -периодический процесс, вызванный другой группой источников. Путем простых рассуждений, подобных вышеприведенным, можно показать, что и в этом случае выполняется необходимое условие применения теорем — периодичность источников (T -периодичность).

Аналогичные рассуждения позволяют распространить теорему и на переходный процесс при выключении источников, если рассматривать его как наложение на действующие в цепи T -периодические источники других T -периодических источников той же амплитуды, но противоположной фазы, включающихся в момент выключения реальных источников.

Остается выяснить, возможно ли преобразование цепи по теореме в случае переходного процесса при включении T -периодических источников до окончания переходного процесса, вызванного действием тех же или других T -периодических источников.

Как следует из предыдущего, и в этом случае теорема сохраняет силу, так как источники можно представить как сумму включенных в момент t_2 источников и источников, выключенных в момент $t_1 < t_2$. При этом, как и в предыду-

щих случаях, обеспечивается условие периодичности источников, что и доказывает возможность применения теоремы для данного переходного процесса.

Итак, для всех возможных случаев действия Т-периодических источников, как в установившемся, так и в переходном режимах, доказана справедливость теоремы 4.1 о переносе источников в цепях с нелинейным R-двухполюсником.

Заменяв ЭДС в преобразованной схеме эквивалентным источником тока, можно без доказательства сформулировать еще одну теорему.

Теорема 4.2. Цепь, соответствующая условию теоремы 4.1, относительно зажимов НД может быть заменена эквивалентной, содержащей в параллельном соединении исходные "обесточенный" линейный и нелинейный двухполюсники и генератор тока, равного току закороченных зажимов активного линейного двухполюсника.

Сравнивая уравнения равновесия напряжений и соответствующие уравнения баланса токов в комплексных амплитудах для преобразованных согласно теоремам 4.1 и 4.2 схем (рис. 4.4), нетрудно убедиться в их дуальности по отношению к каждой составляющей тока и напряжения.

В отличие от обычно понимаемой дуальности, в данном случае дуальность обеспечивается при масштабном коэффициенте, различном для каждой составляющей, равном

выходному сопротивлению обесточенного линейного двухполюсника (Z_k) для соответствующей составляющей.

Такую дуальность можно назвать гармонической, а соответствующие цепи — гармонически-дуальными.

С учетом особенности проявления гармонической дуальности резистивный нелинейный двухполюсник со строго монотонно-возрастающей ВАХ можно назвать гармонически самодуальным.

Представленную на рис. 4.1 цепь можно рассматривать как активный линейный и нелинейный двухполюсники, соединенные в точках 3-3. Поэтому на цепь подобного типа распространяются доказанные выше теоремы. Соответственно сказанному на рис. 4.5 и рис. 4.6 приведены два дуальных варианта цепи и их преобразования, эквивалентные относительно зажимов НД, согласно теоремам 4.1 и 4.2.

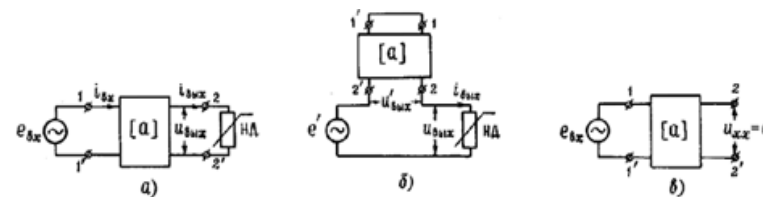


Рис. 4.5. Преобразование нелинейной цепи с переносом источника ЭДС.

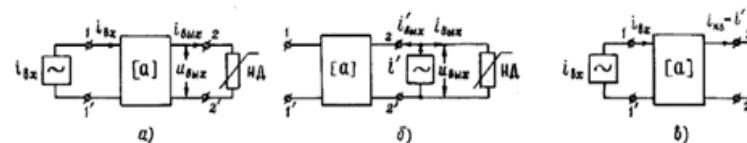


Рис. 4.6. Преобразование нелинейной цепи с переносом источника тока.

§ 4.3. Представление вольтамперных характеристик в аналитической форме с помощью элементарных модуль-функций

Попытки использования модуль-Функций, т. е. функций типа $\text{mod } f(x)$ для анализа процессов в электрических цепях известны сравнительно давно [76, 77]. На принципиальную возможность аппроксимации вольтамперных характеристик с помощью модуль-функций указывается в ряде учебных пособий [78, 79]. Делались также попытки разработать аналитическую теорию модуль-функций [76,77,80], которые, однако, не увенчались полным успехом ввиду отсутствия вычислительной процедуры, позволяющей доводить операции с модуль-функциями до логического завершения — численных результатов. Однако, если довольствоваться приближенными решениями, обеспечивающими необходимую точность численных расчетов, использование модуль-функций оказывается весьма эффективным при кусочно-линейной аппроксимации вольтамперных характеристик. При использовании модуль-функций в этом случае, как будет показано ниже, отпадает необходимость в "припасовывании" решений на "изломах" вольтамперной характеристики, так как припасовывание автоматически обеспечивается самим способом представ-

ления кусочно-линейной характеристики с помощью модуль-функций.

Кусочно-линейная аппроксимация получила широкое распространение, так как позволяет аппроксимировать функции практически любой формы. В этом смысле кусочно-линейная аппроксимация является универсальной. Другим важным достоинством ее является возможность рассматривать электрическую цепь как линейную в пределах одного участка ломаной линии, которой при этом методе заменяется реальная функция цепи, например, ВАХ нелинейного двухполюсника.

К недостаткам метода кусочно-линейной аппроксимации относится необходимость "припасовывания" на изломах аппроксимирующей функции решений, полученных для соседних участков ломаной линии. Этот недостаток, однако, не слишком серьезен при использовании ЭВМ. Значительно более серьезной является невозможность применения метода кусочно-линейной аппроксимации в его "классическом" виде для анализа режима цепей при сложном внешнем возмущении.

Разработанный в настоящем параграфе метод аппроксимации свободен от недостатков метода кусочно-линей-

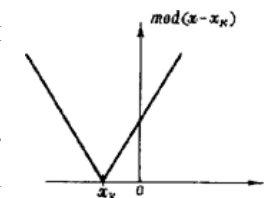


Рис. 4.7. Элементарная модуль-функция.

ной аппроксимации. Вместе с тем он сохраняет все его преимущества.

Введем понятие элементарной модуль-функции. Под такой функцией будем понимать функцию вида

$$f(x) = |x - x_k| = \text{mod}(x - x_k), \text{ где } x \text{ — переменная, } x_k \text{ —}$$

частное значение переменной (x_k может быть равно нулю). На рис.

4.7 показан график $\text{mod}(x - x_k)$.

Покажем, как с помощью элементарных модуль-функций можно аналитически представить любую безгистерезисную кусочно-линей-

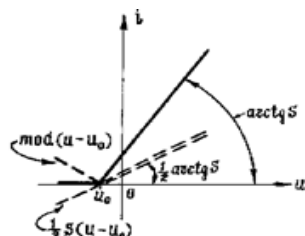


Рис. 4.8. Кусочно-линейная ВАХ.

ную вольтамперную характеристику. Первоначально сделаем это в отношении простейшей кусочно-линейной характеристики, изображенной на рис. 4.8 сплошной линией. Штриховыми линиями на рис.4.8 показаны модуль-функция

$\text{mod}[S(u - u_0)/2] = S |u - u_0|/2$ и прямая $i = S(u - u_0)/2$, пересекающая ось абсцисс в точке u_0 под углом $\alpha = \text{arctg}(S/2)$, где u_0 — напряжение отсечки тока нелинейного сопротивления, S — крутизна наклонной части его вольтамперной характеристики. Согласно рис. 4.8 графическая сумма функций $\text{mod}[(u - u_0)/2]$ и $S(u - u_0)/2$ дает исходную кусочно-линейную характеристику. Поэтому та-

кую вольтамперную характеристику можно записать аналитически в виде выражения, справедливого для любых u [78]:

$$i_+ = \frac{1}{2} S(u - u_0 + |u - u_0|). \tag{4.8}$$

Таким образом, с помощью выражения типа (4.8) можно представить положительную "полупрямую", т. е. отрезок прямой, начинающийся от оси абсцисс в точке $u = u_0$ и уходящий в сторону верхней полуплоскости в бесконечность под углом $\alpha = \text{arctg} S$. Аналогично этому разность функций $S(u - u_0)/2$ и $\text{mod}[(u - u_0)/2]$ дает аналитическое выражение отрицательной полупрямой:

$$i_- = \frac{1}{2} S(u - u_0 - |u - u_0|). \tag{4.9}$$

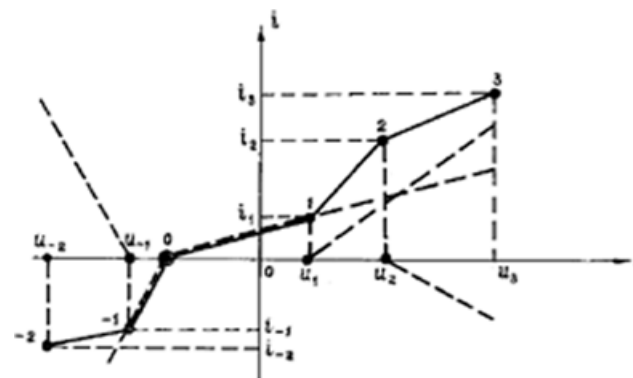


Рис. 4.9. Представление кусочно-линейной ВАХ полупрямыми (штриховые наклонные линии).

На рис. 4.9 показана произвольная кусочно-линейная вольтамперная характеристика (сплошная линия) и способ графического представления ее о помощью положительных и отрицательных полупрямых (штриховые линии).

Выражения (4.8) и (4.9) лишь формально представляют собой аналитическую запись полупрямых, так как входящие в них члены $|u-u_0|$ не могут быть выражены о помощью элементарных функций. Действительно, аналитическое представление кусочно-линейных ВАХ с помощью элементарных модуль-функций возможно осуществить лишь приближенно, либо аппроксимируя модуль-функции элементарными, либо раскладывая их в сходящийся ряд, ограничив его при расчетах частной суммой, удовлетворяющей заданной точности расчета.

Аппроксимация модуль-функции (4.7) с помощью элементарных функций — задача не менее, а скорее более сложная, чем аппроксимация всей исходной ВАХ (до ее кусочно-линейной аппроксимации). Получившиеся при этом аналитические выражения будут наверняка настолько сложными, что снова потребуют применения численных методов расчета. Поэтому ниже будет развит метод аналитического представления кусочно-линейной ВАХ с помощью разложения элементарных модуль-функций в тригонометрический ряд Фурье. Вольтамперная характеристика (рис. 4.9) при этом условно разбивается на 2 ветви: "поло-

жительную", представляющую собой часть вольтамперной характеристики, отходящую в верхнюю полуплоскость от оси абсцисс при значении напряжения u_0 из рабочей области напряжений, и "отрицательную", отходящую от оси абсцисс при том же напряжении в нижнюю полуплоскость. Номера точек "излома" отсчитываются от u_0 (нулевая точка) в обе стороны. Вправо от u_0 номера точек обозначаются положительными цифрами, а слева — отрицательными. Соответственно положительные и отрицательные индексы присвоены напряжениям и токам в точках излома ВАХ (рис. 4.9). На рис. 4.9 положительная и отрицательная ветви соответствуют положительным и отрицательным токам. Однако все последующие рассуждения и формулы остаются в силе, если "положительная" ветвь характеристики при некотором $u > u_0$ снова пересечет ось абсцисс и перейдет в область отрицательных токов. То же самое справедливо в отношении "отрицательной" ветви при $u < u_0$. Таким образом, для последующих рассуждений и формул важно лишь, чтобы вся характеристика определенным, заранее обусловленным способом (как это сделано выше) была разбита на две ветви, каждая из которых исходит из одной и той же точки на оси абсцисс, соответствующей примерно середине области рабочего режима нелинейного двухполюсника. Такой способ разбиения характеристики дает простые конечные соотношения.

Из рис. 4.9 следует, что при замене вольтамперной характеристики полупрямыми (штриховые линии), крутизны соответствующих полупрямых для положительной ветви характеристики выражаются следующим образом:

$$S_r = \frac{i_{r+1} - [S_{+0}(u_{n+1} - u_0) + S_1(u_{n+1} - u_1) + \dots + S_{n-1}(u_{n+1} - u_{n-1})]}{u_{n+1} - u_n}, \quad (4.10)$$

где $n = 1, 2, 3, \dots$ — номер точки излома, под которой начинается полупрямая, отсчитываемый вправо от u_0 .

Для отрицательной ветви

$$S_r = \frac{i_{r-1} - [S_{-0}(u_{r-1} - u_0) + S_{-1}(u_{r-1} - u_{-1}) + \dots + S_{r-1}(u_{r-1} - u_{r+1})]}{u_{r-1} - u_r}, \quad (4.11)$$

где $r = -1, -2, -3, \dots$ — номер точки излома, под которой начинается полупрямая, отсчитываемый влево от u_0 .

В формулах (4.10), (4.11) значения токов i_n, i_r , напряжений u_n, u_r соответствуют значениям тока и напряжения в n -й (r -й) точке излома и являются, следовательно, при составлении выражений (4.10) и (4.11) заданными.

Так как структура (4.10) и (4.11) одинакова, то их можно объединить в одно соотношение

$$S_k = \frac{i_{k+\frac{k}{|k|}} - \sum_{n=0}^{k-\frac{k}{|k|}} S_n (u_{k+\frac{k}{|k|}} - u_n)}{u_{k+\frac{k}{|k|}} - u_k}, \quad (4.12)$$

где $k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ — номер точки излома, отсчитываемый в сторону возрастания абсолютного значения по мере

удаления (в обе стороны) от точки, принятой за нулевую. Причем, для положительной ветви ВАХ $k > 0$, для отрицательной $k < 0$.

В результате вычислений S_k с помощью (4.12) получаются численные значения с учетом знака. При этом крутизны полупрямых, исходящих из точки оси абсцисс $u = u_0$ ($k = 0$) выражаются:

$$\begin{aligned} S_{+0} &= i_1 / (u_1 - u_0) \quad \text{— для положительной ветви ВАХ,} \\ S_{-0} &= i_{-1} / (u_{-1} - u_0) \quad \text{— для отрицательной ветви ВАХ.} \end{aligned} \quad (4.13)$$

Для определения типа выражения ((4.8) или (4.9)), которое необходимо использовать для каждой конкретной полупрямой, можно воспользоваться следующим из рис. 4.9 очевидным правилом.

Если полупрямая входит в состав положительной ветви ВАХ, то следует пользоваться выражением (4.8). В противоположном случае — выражением (4.9). Объединяя их, можно составить одно общее выражение для полупрямых:

$$i_k = \frac{1}{2} S_k (u - u_k + \frac{k}{|k|} \cdot |u - u_k|), \quad (4.14)$$

где $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ — номер полупрямой, соответствующий номеру точки излома, под которой она начинается; S_k — крутизна k -й полупрямой, вычисляемая в соответствии с (4.12) для $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$; u_k — напряжение, соответствующее k -й точке излома. В (4.14) полагаем для положи-

тельной ветви ВАХ $S_{-l,0} = 0$, а для отрицательной — $S_{0,l} = 0$. S_{+0} , S_{-0} вычисляются в соответствии с (4.13). Пользуясь возможностью замены ломаной линии отрезками полупрямых, можно кусочно-линейную вольтамперную характеристику записать в следующем виде:

$$i = \sum_{k=q}^m i_k, \quad (4.15)$$

где m — номер последней точки излома "справа" от $u = u_0$ (рис. 4.9, $m > 0$), q — номер аналогичной точки "слева" от $u = u_0$, i_k — k -я полупрямая, образующая положительную или отрицательную ветви вольтамперной характеристики, соответственно (в зависимости от знака k), выражение которых получается из (4.14) при подстановке соответствующих значений u_k и S_k из (4.12) и (4.13), k — номер точки излома.

Таким образом, выражение (4.15) с учетом (4.14), (4.12) и (4.13) позволяет осуществить аналитическую запись кусочно-линейной вольтамперной характеристики в виде единого выражения, пригодного для любых значений переменной u и, тем самым, исключить процедуру припасовывания решений в точках излома ВАХ. Однако, как уже говорилось в начале параграфа, непосредственное использование входящих в (4.14) модуль-функций $\text{mod}(u - u_k)$ для расчетов не件годно. Для преодоления этой трудности предлагается входящие в (4.14) элементарные модуль-

функции представлять в виде ряда Фурье по переменной u . При этом в качестве периода разложения для модуль-функций необходимо принять такой интервал значений u , за пределы которого величина u заведомо не выходит в процессе работы нелинейного сопротивления. Для уменьшения числа слагаемых ряда Фурье целесообразно модуль-функции доопределять до периодических, например, в виде симметричных, четных функций относительно $u = u_k$ [81-84 и др.]. В связи с этим различные модуль-функции, входящие в (4.14), могут иметь различный период, равный удвоенному значению величины $(u_{\text{макс}} - u_k)$, либо величины $(u_k - u_{\text{мин}})$ — в зависимости от того, какая из них больше, что неудобно. ($u_{\text{макс}}$, $u_{\text{мин}}$ — максимальное и минимальное значения мгновенного напряжения на нелинейном сопротивлении.) Поэтому в целях полной унификации процедуры разложения модуль-функций целесообразно для всех модуль-функций принять один общий период разложения (и соответственно их доопределять), равный наибольшему из всех периодов. Очевидно, что такой период равен $2(u_{\text{макс}} - u_q)$ или $2(u_m - u_{\text{мин}})$ — в зависимости от того, какая из этих величин оказывается для конкретной вольтамперной характеристики больше (m, q — номера наиболее удаленных от $u = u_0$ точек излома, соответственно, "положительной" и "отрицательной" ветви вольтамперной характеристики). Обозначим величину этого периода $2u_T$. Тогда

не сложно показать, что ряд Фурье элементарных модуль-функций, входящих в (4.14) имеет вид:

$$\text{mod}(u - u_k) = \frac{1}{2}u_T - \frac{4 \cdot u_T}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u - u_k)(2n-1)\pi}{u_T}\right)}{(2n-1)^2}. \quad (4.16)$$

Подставляя (4.16) в (4.14), а затем, получившийся результат, в (4.15), получим

$$i = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} & (S_{+0} + S_{-0})(u - u_0) + (S_{+0} - S_{-0}) \left[\frac{u_T}{2} - \right. \\ & \left. - \frac{4u_T}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u - u_0)(2n-1)\pi}{u_T}\right)}{(2n-1)^2} \right] \end{aligned} \right\} + \quad (4.17)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\substack{k=q \\ k \neq 0}}^m S_k \left\{ \begin{aligned} & u - u_k + \frac{k}{|k|} \left[\frac{u_T}{2} - \right. \\ & \left. - \frac{4u_T}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u - u_k)(2n-1)\pi}{u_T}\right)}{(2n-1)^2} \right] \end{aligned} \right\},$$

где: m, q — номера последних точек излома ВАХ, отсчитываемых от нулевой, соответственно, для положительной и отрицательной ветвей ВАХ ($m > 0, q < 0$); k — номер k -й точки излома ($k \neq 0$), S_k — крутизна полупрямой, начинающейся на оси абсцисс (рис.4.9) под k -й точкой излома ВАХ, рассчитываемая (с учетом знака) по формуле (4.12), S_{+0}, S_{-0} — крутизны начальных полупрямых, вычисляемые согласно (4.13), u_T — половина наибольшего из всех пе-

риодов разложения в ряд Фурье элементарных модуль-функций, образующих кусочно-линейную ВАХ, u_k — напряжение, соответствующее k -й точке излома ВАХ.

Для ускорения сходимости рядов, входящих в правую часть (4.17) можно, выполнив некоторые тождественные преобразования, привести их к виду:

$$\sum_1^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u - u_0)(2n-1)\pi}{u_T}\right)}{(2n-1)^2} = 2 \sum_1^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u - u_0)4n\pi}{u_T}\right)}{(4n)^2} - \frac{(u - u_0)^2}{2u_T^2} + \frac{5\pi^2}{48}.$$

Полученное соотношение справедливо при

$$-\pi/2 \leq \pi(u - u_0)/u_T \leq \pi/2.$$

Ряд, входящий в его правую часть, сходится значительно быстрее исходного, что позволяет при весьма малой погрешности ограничиться двумя-тремя слагаемыми. Расчеты показывают, что даже в точке $u = u_0$, где модуль-функция терпит излом, относительная погрешность аппроксимации с помощью приведенного соотношения не превышает 2,27%, если удерживать 5 членов ряда. При других значениях u относительная погрешность составляет сотые и тысячные доли процента. Сказанное справедливо, если выполняется неравенство $-1/2 \leq (u - u_0)/u_T \leq 1/2$. Для его выполнения величину u_T следует выбирать вдвое большей,

чем в соответствии со сказанным выше, т.е. равной $2(u_{\text{макс}} - u_q)$ или $2(u_m - u_{\text{мин}})$. С учетом сказанного выражение для кусочно-линейной ВАХ приобретает вид:

$$i = \frac{1}{2} \left\{ \begin{aligned} & (S_{+0} + S_{-0})(u - u_0) + (S_{+0} - S_{-0}) \frac{u_T}{2} \left[\frac{1}{6} + \right. \\ & \left. + \frac{4(u - u_0)^2}{u_T^2} - \frac{16}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{4n\pi(u - u_0)}{u_T}\right)}{(4n)^2} \right] \end{aligned} \right\} + \quad (4.17a)$$

$$+ \frac{1}{2} \sum_{\substack{k=q \\ k \neq 0}} S_k \left\{ \begin{aligned} & u - u_k + \frac{k}{|k|} \cdot \frac{u_T}{2} \left[\frac{1}{6} + \frac{4(u - u_k)^2}{u_T^2} - \right. \\ & \left. - \frac{16}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{4n\pi(u - u_0)}{u_T}\right)}{(4n)^2} \right] \end{aligned} \right\}.$$

Величины, входящие в (4.17a), те же, что в (4.17). Таким образом, выражения (4.17) и (4.17a) фактически представляют собой аналитическое выражение аппроксимирующей функции для кусочно-линейной ВАХ типа $i=f(u)$, не имеющих гистерезиса. Результирующая погрешность аппроксимации согласно (4.17a) зависит от числа и расположения точек излома положительной и отрицательной ветвей ВАХ и растет с ростом числа точек. Здесь имеется в виду ошибка, связанная с ограничением числа слагаемых рядов Фурье в правой части (4.17a), а не с заменой реальной ВАХ ломаной линией при кусочно-линейной аппроксимации.

Последний вопрос детально рассмотрен в соответствующей литературе и не нуждается в комментариях (см., например, [85]). Ограничение рядов Фурье в (4.17a) вносит дополнительную погрешность.

Если ВАХ нелинейного сопротивления не задана, то положение ее точек излома вдоль оси абсцисс при кусочно-линейной аппроксимации следует рассматривать как случайную величину. Соответственно результирующую дополнительную погрешность следует рассматривать как сумму случайных величин погрешностей, вызванных укорочением отдельных рядов Фурье, входящих в (4.17a). При одинаковом числе удерживаемых в рядах слагаемых относительная погрешность для всех рядов Фурье (δ) также будет одинакова. Поэтому результирующая дополнительная погрешность, вызванная ограничением числа членов рядов Фурье в (4.17a) может быть вычислена по формуле

$$\Delta i / i = \frac{\delta}{4} \sqrt{(S_{+0} - S_{-0})^2 + \frac{1}{4} \sum_{\substack{k=q \\ k \neq 0}}^m S_k^2} \quad (4.18)$$

В (4.18) коэффициенты S (крутизны полупрямых) учитывают степень влияния — вес погрешностей, вызванных ошибкой аппроксимации отдельных полупрямых.

Дополнительная относительная погрешность $\Delta i / i$ случайным образом суммируется с методической (обусловленной самим методом кусочно-линейной аппроксимации).

Поэтому полная относительная погрешность аппроксимации

$$(\Delta i / i)_{\Sigma} = \sqrt{(\Delta i / i)_{мет}^2 + (\Delta i / i)^2}, \quad (4.19)$$

где $(\Delta i / i)_{мет}$ — относительная методическая погрешность.

Не трудно понять, что способ задания выражениями (4.17) и (4.17а) кусочно-линейных ВАХ типа $i=f(u)$ точно также справедлив для ВАХ типа $u=\varphi(i)$. Для ВАХ типа $u=\varphi(i)$ в (4.17), (4.17а) и связанных с ними выражениях достаточно поменять ролями u и i , а под соответствующими крутизнами S понимать крутизны полупрямых напряжения.

Вообще, разработанный метод пригоден для аналитического представления любой безгистерезисной кусочно-линейной функции.

Полученные аналитические выражения (4.17) и (4.17а) для кусочно-линейных ВАХ хотя и имеют незамкнутую форму, но при практических расчетах всегда могут быть ограничены конечным и сравнительно небольшим числом слагаемых, исходя из требуемой точности аппроксимации. Вместе с тем, слагаемые, входящие в (4.17), (4.17а) и связанные с ними выражения, просты и однотипны, что создает хорошие предпосылки для машинного расчета нелинейных цепей с минимальным объемом памяти и временем

счета. Проста и однотипна сама процедура составления (4.17) и (4.17а), что дает возможность разработки простой машинной программы, обеспечивающей и процедуру аппроксимации ВАХ и необходимые расчеты нелинейной цепи.

При периодическом внешнем возмущении, в том числе сколь угодно сложном, операции гармонического анализа с использованием разработанного метода аппроксимации, легко реализуются с помощью хорошо табулированных функций Бесселя первого рода от вещественного аргумента.

В заключение необходимо отметить, что в литературе [61, 78, 86 и др.] ранее был описан метод аппроксимации ВАХ с помощью ряда Фурье. Однако в этих и других известных работах в ряд Фурье раскладывалась непосредственно исходная ВАХ, доопределяемая до периодической функции. При этом каждая ВАХ, естественно, требовала индивидуального подхода к способу доопределения, величине периода разложения, определению минимально-необходимого числа слагаемых ряда, обеспечивающих нужную точность аппроксимации и т. д. В связи с этим описанный в литературе метод с применением рядов Фурье сложен в практическом использовании, трудоемок и неудобен, особенно при машинном расчете нелинейных цепей, являющимся в настоящее время основным методом их расчета.

§ 4.4. Оценка влияния нелинейности входной цепи усилителя с общей сеткой на работу системы ФАНК при би-гармоническом возмущении

Зависимость суммарного тока от сеточного напряжения (динамическая характеристика суммарного тока) для современных генераторных ламп такова, что отвечает условию конвергентности [72], так как соответствует неограниченному монотонному росту напряжения при росте тока (в пределах рабочего режима). Поэтому установившийся режим в исследуемой цепи (рис. 4.1) будет единственным и независимым от начальных условий. Кроме того, так как внешние ЭДС ($e_{1вх}$ и $e_{3вх}$ — на рис.4.1) имеют кратные частоты, установившийся режим в нашем случае — случае резистивного НД — будет периодическим с периодом, равным периоду внешней ЭДС, имеющей наименьшую частоту [70-72]. Вследствие того, что время установления процессов на радиочастотах пренебрежимо мало по сравнению с временем отработки сервопривода системы ФАНК, для анализа влияния высших гармоник достаточно ограничиться исследованием установившегося режима нелинейных процессов во входной цепи лампы настраиваемого усилителя.

Опыт свидетельствует о слабом влиянии высших гармоник возбуждения на точность системы ФАНК. Поэтому ограничимся приближенной оценкой величины изменения фазового сдвига во входном четырехполюснике лампы при возмущении высшей гармоники возбуждения. В этом случае допустимо упрощение, состоящее в пренебрежении различием влияния анодной реакции на ток высшей гармоники по сравнению с током основной частоты, на которую настроен выходной контур резонансного усилителя. Т. е. будем полагать, что вольтамперная характеристика промежутка сетка-катод лампы резонансного усилителя, собранного по схеме с общей сеткой, одинакова для всех гармонических тока и напряжения.

Цепь, изображенная на рис. 4.1, удовлетворяет условиям доказанной в § 4.2 теоремы 4.1 о переносе внешнего источника ЭДС в нелинейной цепи, что позволяет анализ этой цепи свести к анализу цепи, схема которой приведена на рис. 4.5. При этом $Z(\omega)$ — выходное сопротивление цепочки из четырехполюсника связи и входного четырехполюсника при короткозамкнутых зажимах 1-1', а ЭДС e' — напряжение холостого хода цепи относительно зажимов 3-3' (рис 4.1). Таким образом, может быть решена задача составления уравнений нелинейной цепи относительно зажимов 3-3' (рис. 4.1) с использованием лишь внешних, обобщенных параметров четырехполюсников, так как сопро-

тивление цепи (рис. 4.5) можно выразить применительно к схеме, изображенной на рис. 4.1 в виде

$$Z(\omega) = a_{12\Xi}(\omega) / a_{11\Xi}(\omega), \quad (4.20)$$

а ЭДС — в виде

$$e' = e_{1gx} / a_{11\Xi}(\omega) + e_{3gx} / a_{11\Xi}(\omega), \quad (4.21)$$

где $a_{11\Xi}(\omega)$, $a_{12\Xi}(\omega)$ — элементы каскадной матрицы соединения четырехполюсника связи и входного четырехполюсника лампы (включая входную емкость C_{gk}). Для составления и решения уравнений цепи необходимо аппроксимировать ВАХ нелинейного двухполюсника (промежутка gk лампы) подходящей аналитической функцией. Существует большое число различных аппроксимирующих функций, применяемых в соответствующих случаях. Однако для случая "большого" сигнала, т. е. работы генераторной лампы с отсечкой суммарного тока, подходящими являются только те функции, которые удовлетворительно аппроксимируют ее ВАХ как при больших отрицательных, так и при больших положительных напряжениях на сетке и являются достаточно простыми. Этим требованиям удовлетворяют только кусочно-линейные функции, не выражаемые в замкнутой форме аналитически в виде единой зависимости для всех значений переменного. Вследствие этого, как уже указывалось, при анализе цепи на изломах отрезков прямых приходится осуществлять припасовку решений, справедли-

вых в пределах соседних отрезков. На практике даже в простейшем случае кусочно-линейной аппроксимации — случае двух отрезков прямой линии (рис. 4.8) — при полигармоническом внешнем напряжении на нелинейном сопротивлении это приводит к необходимости решать аналитически нерешаемую задачу вычисления моментов времени, соответствующих изменению напряжения на нелинейном сопротивлении в пределах каждого участка характеристики. Даже при бигармоническом напряжении на нелинейном сопротивлении такая задача сопряжена с необходимостью решения трансцендентного уравнения, неразрешимого аналитическим путем. Это обстоятельство, по-видимому, предопределило отрицательное отношение исследователей и инженеров к кусочно-линейной аппроксимации при полигармоническом возмущении. В [78] авторы даже посчитали необходимым специально указать на то, что при полигармоническом (в том числе и бигармоническом) возмущении кусочно-линейная аппроксимация, как правило, не используется, так как при этом, по совершенно справедливому мнению авторов [78], трудно реализовать операции спектрального анализа (см. примечание к стр. 67 в работе [78]). Проведенные в § 4.3 исследования по разработке способа аналитического представления кусочно-линейной ВАХ показывают, что кусочно-линейная аппроксимация может быть успешно использована при полигармоническом или

другом сколь угодно сложном периодическом внешнем возмущении. При этом операции спектрального анализа легко реализуются с помощью функций Бесселя первого рода от вещественного аргумента. Так как кусочно-линейную аппроксимацию можно применять для любых негистерезисных ВАХ и процедура ее применения весьма проста, то обобщение метода анализа с использованием кусочно-линейной аппроксимации на случай сложного периодического внешнего воздействия с помощью методики, разработанной в § 4.3, дает в руки научных работников и инженеров эффективное средство исследования и расчета нелинейных цепей при сложных периодических воздействиях.

При анализе схемы, изображенной на рис. 4.1, в конкретном случае известными величинами являются параметры четырехполюсников, заданные, например, их каскадными матрицами $[a]_{\text{св}}$ и $[a]_{\text{вх}}$, величина входной емкости C_{gk} лампы усилителя, генераторы ЭДС $e_{1\text{вх}}$ и $e_{3\text{вх}}$, вольтамперная характеристика $i_S = f(u_{gk})$. Определению подлежат разность аргументов коэффициентов передачи по 1 гармонике напряжения входного четырехполюсника лампы (включая емкость C_{gk}) при $e_{3\text{вх}} = 0$ и $e_{3\text{вх}} \neq 0$. Для решения поставленной задачи достаточно при исходных данных вычислить первые гармоники \dot{I}_1, \dot{U}_1 на выходе цепи (зажимах 3-3') для случаев $e_{3\text{вх}} = 0$ и $e_{3\text{вх}} \neq 0$. Затем, пользуясь уравнения-

ми входного четырехполюсника, рассматривая его нагрузку по 1 гармонике как отношение вычисленных \dot{I}_1, \dot{U}_1 , можно найти аргументы его коэффициентов передачи по 1 гармонике и их разность. Величина разности аргументов будет равна возможной статической ошибке системы ФА.НК, обусловленной влиянием напряжения 3-ей гармоники на входе генераторной лампы усилителя. Алгоритм решения задачи можно представить в виде последовательности следующих операций.

1. По правилам перемножения матриц вычисляются элементы каскадной матрицы $[a]_{\Xi}$ каскадно соединенных четырехполюсника связи и входного четырехполюсника лампы (рис. 4.1), включающего в себя входную емкость лампы C_{gk} .

2. Так как цепь, изображенная на рис. 4.1, подчиняется условиям теоремы 4.1, доказанной в § 4.2, то она может быть преобразована относительно зажимов 3-3' в цепь, показанную на рис. 4.5б.

При этом комплексные амплитуды ЭДС находятся по известным формулам:

$$\dot{\varepsilon}'_1 = \dot{\varepsilon}_{1\text{вх}} / a_{11\Xi}(\omega), \quad \dot{\varepsilon}'_3 = \dot{\varepsilon}_{3\text{вх}} / a_{11\Xi}(\omega), \quad (4.22)$$

а сопротивление k -й гармонике тока цепи четырехполюсника, изображенного на рис. 4.5б, относительно зажимов 2-2' — по формуле (4.20):

$$Z_{\text{вых}}(k\omega) = a_{12\varepsilon}(k\omega) / a_{11\varepsilon}(k\omega), \quad (4.20)$$

где $\omega = 2\pi/T$ — циклическая (круговая) частота ЭДС $e_{1\varepsilon}$.

3. Ограничиваем спектр действующего на промежутке gk лампы напряжения. При этом исходим из того, чтобы с одной стороны, количество учитываемых составляющих спектра было минимальным, что упростит расчет, а, с другой стороны — из того, чтобы ограничение спектра не привело к недопустимо большой ошибке в расчетах. Так как в нашем случае требуется лишь оценка влияния напряжения $e_{3\varepsilon}$, то ограничимся случаем действия на промежутке gk лампы только 1 и 3 гармоник напряжения, пренебрегая всеми остальными.

4. Для установившегося (периодического) режима преобразованной цепи (рис. 4.5б) на основании 2 закона Кирхгофа составим уравнение равновесия комплексных амплитуд ЭДС и напряжений при $e_{3\varepsilon} \neq 0$:

$$\dot{\varepsilon}'_1 = \dot{I}'_1 Z(\omega) + \dot{U}'_1, \quad \dot{\varepsilon}'_3 = \dot{I}'_3 Z(3\omega) + \dot{U}'_3, \quad (4.23)$$

где \dot{I}'_1, \dot{I}'_3 — комплексные амплитуды токов 1 и 3 гармоник промежутка gk (функции напряжения u_{gk}). Аналогично этому для случая $e_{3\varepsilon}=0$ получим

$$\dot{\varepsilon}'_1 = \dot{I}'_1 Z(\omega) + \dot{U}'_1, \quad 0 = \dot{I}'_3 Z(3\omega) + \dot{U}'_3,$$

где штрихи у символов U и I означают их принадлежность к случаю $e_{3\varepsilon}=0$.

5. Для аналитического определения $\dot{U}'_1, \dot{I}'_1, \dot{U}'_3, \dot{I}'_3$ из (4.23) и (4.24) необходимо аппроксимировать ВАХ промежутка gk аналитической функцией. Как уже говорилось, подходящей в нашем случае — случае "большого" сигнала — аппроксимирующей функцией является кусочно-линейная функция, выражаемая аналитически с помощью разработанного в § 4.3 метода. Как известно, для ламповых усилителей, работающих с отсечкой тока, достаточную точность обеспечивает простейшая кусочно-линейная аппроксимация типа, изображенного на рис. 4.8, где S — крутизна динамической характеристики суммарного тока лампы усилителя: $i_S|_{\substack{E_{ak}=\text{const} \\ U_{ak}=\text{const}}} f(u_{gk})$, а $u_0 = E_{omc} - E_{cm}$.

При этом напряжение отсечки E_{omc} ищется в соответствии с правилами аппроксимации по методу академика А. И. Берга, а E_{cm} — напряжение смещения управляющей сетки усилителя. Для этого простейшего случая второе слагае-

мое правой части (4.17) (в фигурных скобках) обращается в нуль, $S_{+0}=S$, $S_{-0}=0$, и аналитическое выражение зависимости $i_S=f(u_{gk})$ принимает вид:

$$i_S = \frac{1}{2} S [u_{gk} - U_0 + \frac{u_T}{2} - \frac{4u_T}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cos\left(\frac{(u_{gk} - u_0)(2n-1)\pi}{u_T}\right)}{(2n-1)^2}], \quad (4.25)$$

где u_T выбирается так, чтобы при работе лампы напряжение u_{gk} заведомо не выходило за пределы четно-симметричной относительно u_0 модуль-функции: $\text{mod}(u_{gk}-u_0)/2$ (подробнее об этом см. § 4.3).

Для оценочного расчета можно ограничиться двумя слагаемыми в ряде, входящем в правую часть (4.25). В этом случае

$$i_S = \frac{1}{2} S [u_{gk} - u_0 + \frac{u_T}{2} - \frac{4u_T}{\pi^2} \cos(\pi \frac{u_{gk} - u_0}{u_T}) - \frac{4u_T}{9\pi^2} \cos(3\pi \frac{u_{gk} - u_0}{u_T})]. \quad (4.25a)$$

6. Зададимся в нулевом приближении для случая $e_{3ex} \neq 0$ величинами u_1 и u_3 , которыми нами ограничен спектр напряжения u_{gk} . Подставляя нулевое приближение $u_{gk}^0 = U_1 \sin \omega t + U_3 \sin(3\omega t + \phi)$ в (4.25a) и выполняя необходимые операции спектрального анализа, выразим с помощью функций Бесселя 1 рода нулевое приближение токов

\dot{I}_1, \dot{I}_3 .¹ Подставив затем полученные токи в (4.23), найдем уточненное значение (первое приближение) величин напряжений \dot{U}_1, \dot{U}_3 , которые снова используем для получения уточненного значения (первого приближения) токов. Продолжая описанный процесс до момента, когда очередное уточнение будет отличаться на ничтожно малую величину от предыдущего. В результате получим \dot{U}_1 и \dot{I}_1 для случая $e_{3ex} \neq 0$.

То же самое необходимо проделать для случая $e_{3ex} = 0$ и найти \dot{U}'_1, \dot{I}'_1 .

Естественно, что описанный итерационный процесс уточнения решений нелинейных уравнений (4.23) и (4.24) целесообразно проводить с помощью ЭВМ. "Вручную" он практически нереализуем.

6. Варьируя начальную фазу ϕ_{3ex} напряжения

$$e_{3ex} = \varepsilon_{3ex} \sin(3\omega t + \phi_{3ex}), \text{ найдем, согласно изложенному}$$

в п.5, ряд величин \dot{U}_1, \dot{I}_1 .

7. С помощью уравнений входного четырехполюсника лампы (с учетом емкости C_{gk}) вычислим значения аргумента коэффициента передачи напряжения от зажимов 2-2' к

¹ $\text{tg} \phi = \arg(\dot{U}_3 / \dot{U}_1)$

зажимам 3-3' (рис. 4.1) для всех рассчитанных пар значений \dot{U}_1, \dot{I}_1 и значений \dot{U}'_1, \dot{I}'_1 . Сравнивая величины аргументов при $e_{3ex} \neq 0$ с значением аргумента при $e_{3ex} = 0$, найдем их максимальную по абсолютной величине разность, которая и будет искомой вероятной ошибкой системы ФАНК, обусловленной влиянием e_{3ex} .

Приведенный алгоритм расчета справедлив для случая каскада-возбудителя близкого по свойствам к генератору ЭДС (перенапряженный режим лампового или транзисторного усилителя). Если же каскад-возбудитель близок по свойствам генератору тока (недонапряженный режим лампового или транзисторного усилителя), то в алгоритме расчета следует использовать преобразование рассчитываемой цепи в соответствии с теоремой 4.2.

Описанный алгоритм можно использовать, когда известны параметры четырехполюсника связи (включая выходное сопротивление каскада-возбудителя) и входного четырехполюсника при известной лампе усилителя. В общем же случае можно полагать, что параметры четырехполюсника связи неизвестны и могут быть произвольными, это в свою очередь заставляет предположить, что и соотношение между комплексными амплитудами 1 и 3 гармоник напряжения на внешних зажимах сетка-катод лампы (клеммах 2-2' - на рис. 4.1) может быть произвольным. В связи с этим в об-

щей постановке задача о влиянии e_{3ex} на точность системы ФАНК совершенно неопределенна. Поэтому при отсутствии сведений о конкретных параметрах четырехполюсника связи, допустимо задаться вероятными значениями комплексных амплитуд \dot{U}_1, \dot{U}_3 и, исходя из них, как известных величин, с помощью (4.25а) вычислить \dot{I}_1 при различных начальных фазах напряжения 3 гармоники. Далее, если положить $\dot{U}_3 = 0$, можно найти ток \dot{I}'_1 , совпадающий по фазе с \dot{U}_1 , так как рассматриваемый нелинейный двухполюсник — промежуток сетка-катод усилителя с общей сеткой — практически безынерционен, т. е. относится к резистивным нелинейным двухполюсникам.

Фазу коэффициента передачи напряжения входного четырехполюсника (с учетом емкости C_{gk}) можно выразить с помощью соотношения (3.3), записав следующее:

$$ctg \varphi_{gk} = tg \varphi_{ex} - ctg \Theta_{gk} / (W_{gk} G_{ex}),$$

где $tg \varphi_{ex} = -\omega C_{ex} U_{m1} / I_{S1}$, C_{ex} — полная емкость промежутка сетка-катод с учетом виртуального катода и влияния 3 гармоники возбуждения, I_{S1}, U_{m1} — амплитуды суммарного тока и напряжения 1 гармоники на промежутке сетка-катод,

$G_{ex}=I_{S1}/U_{m1}$, $\Theta_{gk} = \omega l_{gk} / 3 \cdot 10^8$, l_{gk} , W_{gk} — параметры входного четырехполюсника лампы (выбираются из таблицы 3.1 главы 3).

Вычислив I_{S1} при $e_{3ex} \neq 0$ и различных аргументах \dot{U}_3 , можно найти величины $Y_{gk} = \dot{I}_{S1} / \dot{U}_{m1}$, при которых φ_{gk} в наибольшей степени отличается от значения при $e_{3ex} = 0$.

Итак, задаваясь вероятным значением величины U_3 и располагая сведениями о параметрах входного четырехполюсника лампы, можно оценить приращение фазы его коэффициента передачи, а, следовательно, вероятную статическую ошибку системы ФАНК.

Оценим влияние e_{3ex} на конкретном примере УКВ-усилителя с общей сеткой на металлокерамическом 1,5-киловаттном тетраде ГС-3Б.

Паспортные параметры лампы:

$S=(40 \pm 10)$ мА/В; $D=0,03$; $D_2=0,1$; $E_{g0}=58$ В;
 $C_{gk}=(30 \pm 4)$ пФ; $C_{ag2}=(18 \pm 3)$ пФ; $C_{ak}=0,07$ пФ; $C_{ag}=0,3$ пФ; $C_{gg2}=60$ пФ; $P_{a\text{ доп}}=2$ кВт; $P_{g2\text{ доп}}=60$ Вт; $P_{g\text{ доп}}=45$ Вт;
 $I_{a0}=1,6$ А; $I_{g0}=0,2$ А; $E_{a0\text{ доп}}=2,1$ кВ; $E_{g2\text{ доп}}=500$ В; $f_{\text{макс}}=1000$ МГц.

Данные рабочего режима:

$P_n=1,33$ кВт; $U_{mag2}=1440$ В; $U_{mgk}=240$ В; $E_{g0}=-100$ В;
 $E_a=2,1$ кВ; $E_{g2}=450$ В; $I_{a0}=1,3$ А; $I_{g0}=0,03$ А; $I_{g20}=0$.

Для входной цепи лампы, согласно таблице 3.1 главы 3, имеем:

$C'_{gk}=10,7$ пФ; $W_{gk}=12,6$ Ом; $l_{gk}=7,3$ см.

При аппроксимации характеристик лампы по методу академика Берга, т. е. при кусочно-линейной аппроксимации, в соответствии с рис. 4.8, имеем расчетные величины: — крутизна динамической характеристики тока i_S для схемы с общей сеткой

$$S_o = S(1 + D + D_2 - DU_{mag} / U_{mgk}) \approx 38 \cdot 10^{-3} \text{ A/B};$$

— напряжние отсечки суммарного тока

$$E_{omc} = -\frac{D[U_{mgk}(E_a - E_g) + U_{mag}E_g] - U_{mgk}E'_{g0}}{(1 + D)U_{mgk} - DU_{mag}} \approx -41,2 \text{ В};$$

— угол отсечки суммарного тока (при моногармоническом возбуждении):

$$\Theta = \arccos \left[-\frac{E_g + DE_a - E'_{g0}}{(1 + D)U_{mgk} - DU_{mag}} \right] \approx 76^\circ;$$

— входная емкость промежутка сетка-катод с учетом виртуального катода (см. гл.2, формулу (2.42)) при пренебрежении влиянием 3 гармоники возбуждающего напряжения и пролетных явлений $C_{вх}=11,9$ пФ.

Пусть напряжение возбуждения на зазоре сетка-катод лампы выражается следующим образом:

$$u_{gk} = 240[\sin \omega t + 0,36 \sin(3\omega t + \phi)].$$

Зададимся половиной периода разложения модуль-функции в ряд Фурье (u_T) так, чтобы величина $u_{gk}(t)$ заведомо не выходила за пределы одного периода. Очевидно, это будет выполнено, если взять $u_T = U_{m1} + U_{m3} + u_0$, где u_0 — величина, входящая в (4.25а), ($u_0 = E_{омс} - E_g = 58,8$ В). Нетрудно убедиться из графических построений, что значения $\phi = 0, \pi, \pm \pi/2$ соответствуют наибольшим отличиям в искажениях результирующей кривой $u_{gk}(t)$. Поэтому для указанных значений ϕ следует ожидать максимальных различий в токе первой гармоники для случаев наличия и отсутствия в напряжении возбуждения 3 гармоники. Для простоты ограничимся в наших расчетах этими тремя значениями ϕ (при $\phi = \pi/2$ и $\phi = -\pi/2$ форма тока одинакова), так как при более подробных расчетах без помощи ЭВМ потребуется весьма трудоемкая вычислительная работа. Входящие в выражение (4.25а) функции $\cos \pi(u_{gk} - u_0)/u_T$ и $\cos 3\pi(u_{gk} - u_0)/u_T$ могут быть по известным формулам представлены в виде рядов Фурье, коэффициентами которых являются функции Бесселя первого рода от вещественного аргумента. Опуская промежуточные выкладки и ограничиваясь комбинационными составляющими 1-го порядка, с помощью (4.25а) получим следующие выражения для 1 гармоники суммарного тока:

$$\phi = 0, \pi$$

$$i_{S1} = \frac{1}{2} S_0 \{ U_{m1} + 0,12 \frac{4u_T}{\pi^2} - \frac{8u_T}{\pi^2} \sin(\pi \frac{u_0}{u_T}) [J_0(\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_1(\pi \frac{U_{m1}}{u_T}) \pm J_1(\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_2(\pi \frac{U_{m1}}{u_T})] - \frac{8u_T}{9\pi^2} \sin(3\pi \frac{u_0}{u_T}) [J_0(3\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_1(3\pi \frac{U_{m1}}{u_T}) \pm J_1(3\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_2(3\pi \frac{U_{m1}}{u_T})] \} \sin \omega t.$$

$$\phi = \pm \pi/2$$

$$i_{S1} = \frac{1}{2} S_0 [U_{m1} + 0,12 \frac{4u_T}{\pi^2} - \frac{8u_T}{\pi^2} \sin(\pi \frac{u_0}{u_T}) J_0(\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_1(\pi \frac{U_{m1}}{u_T}) - \frac{8u_T}{9\pi^2} \sin(3\pi \frac{u_0}{u_T}) J_0(3\pi \frac{U_{m3}}{u_T}) \cdot J_1(3\pi \frac{U_{m1}}{u_T})] \sin \omega t.$$

После подстановки численных значений в написанные выражения получим:

$$\phi = 0, i_{S1} \approx 3,12 \sin \omega t, \text{ откуда } I_{S1} = 3,12 \text{ А.}$$

$$\phi = \pi, i_{S1} \approx 3,61 \sin \omega t, \text{ откуда } I_{S1} = 3,61 \text{ А.}$$

$$\phi = \pm \pi/2, i_{S1} \approx 3,37 \sin \omega t, \text{ откуда } I_{S1} = 3,37 \text{ А.}$$

При $U_{m3} = 0$ и неизменных остальных параметрах режима лампы расчеты по методике академика А. И. Берга для схемы усилителя с общей сеткой (см. § 2.4) дают

$$I_{S1} = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)U_{ynp g} = \\ = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)[(1 + D + D_2)U_{mgk} - DU_{mag2}] = \\ = 40 \cdot 10^{-3} \cdot 0,459(1 - \cos 76^\circ)[(1 + 0,03 + 0,1) \cdot 240 - 0,03 \cdot 1440] = 3,17 \text{ А.}$$

Те же вычисления, выполненные по формуле (4.25а) в случае $U_{m3}=0$ дают:

$$i_{S1} \approx \frac{1}{2} S_{\phi} \left[U_{m1} - \frac{8u_T}{\pi^2} \sin\left(\pi \frac{u_0}{u_T}\right) J_1\left(\pi \frac{U_{m1}}{u_T}\right) - \frac{8u_T}{9\pi^2} \sin\left(3\pi \frac{u_0}{u_T}\right) J_1\left(3\pi \frac{U_{m1}}{u_T}\right) \right] \sin \omega t =$$

$$0,538 \cdot 10^{-3} \cdot 166,1 \sin \omega t = 3,15 \text{ А, откуда } I_{S1} = 3,15 \text{ А.}$$

Как следует из проделанных вычислений, относительная погрешность вычисления в этом случае по сравнению с вычислениями по методике А. И. Берга не превышает $\approx 0,6\%$.

Кроме того, выполненные расчеты показывают, что даже значительная относительная амплитуда напряжения возбуждения 3 гармоники (36% от 1 гармоники) не приводит к существенному изменению суммарного тока первой гармоники. Это свидетельствует о слабом изменении входной проводимости промежутка сетка-катод лампы для токов 1 гармоники под действием значительных амплитуд напряжения возбуждения третьей гармоники. В свою очередь это указывает на слабое влияние нелинейности входной цепи лампы на точность работы системы ФАНК. Действительно, вычисления фазового угла коэффициента передачи напряжения входного четырехполюсника лампы с помощью (3.3) для нашего примера показывают, что указанный фазовый угол на частоте 500 МГц при $\phi = 0, \pi, \pm \pi/2$

при действии 3 гармоники отличается для этих значений ϕ не более, чем на 1° , что соответствует такой остаточной ошибке системы ФАНК, при которой мощность в нагрузке усилителя уменьшается против номинальной на 0.03%, т.е. пренебрежимо мало.

Необходимо, однако, отметить, что для лампы ГС-ЗБ на $f=500$ МГц абсолютное значение фазового угла коэффициента передачи входного четырехполюсника невелико. Для более мощных ламп, на более высоких частотах, когда абсолютное значение фазового угла может составлять десятки градусов, возрастет и влияние нелинейности на работу системы ФАНК. Но даже при $\phi_{gk} = 90^\circ$ под влиянием меняющегося по амплитуде и фазе напряжения 3 гармоники на промежутке сетка-катод его изменение для лампы, подобной ГС-ЗБ, не превысит 12° , что соответствует уменьшению выходной мощности против номинала примерно на 4%. Это можно считать вполне допустимым, особенно если учесть малую величину вероятности совмещенной настройки при большой амплитуде высшей гармоники из-за значительного затухания для нее в цепях УКВ-передатчика

Глава 5
РЕЗОНАНСНЫЙ УСИЛИТЕЛЬ С ОБЩИМ
КАТОДОМ — КАК ОБЪЕКТ РЕГУЛИРОВАНИЯ
СИСТЕМЫ ФАНК

§ 5.1. Вводные замечания

В радиопередатчиках УКВ-диапазона наряду с усилителями с общей сеткой используются усилители с общим катодом. Для УКВ-диапазона специально разработана целая серия лучевых тетродов (так называемая "телевизионная" серия), способных устойчиво работать в схеме с общим катодом до 200-250 МГц. Правда, в метровом диапазоне волн усилители с общим катодом, как правило, рассчитаны либо на работу на нескольких фиксированных волнах, либо в диапазоне частот, но с применением нейтрализации.

Так как в типовых режимах работы усилителей инерцией электронов на частотах до 200-250 МГц можно пренебречь, то основным источником ошибок в работе системы ФАНК может быть лишь фазовый сдвиг напряжения во входном четырехполюснике лампы, если ее входная проводимость будет содержать значительную активную составляющую. Вопрос о входной проводимости усилителей с общим катодом без учета инерции электронов подробно

исследован в [46]. Для случая недонапряженного режима, согласно [46], активной составляющей входной проводимости усилителя по сравнению с реактивной для настроенного выходного контура можно пренебречь. Это позволяет не считаться с особенностями работы усилителя при рассмотрении вопроса о точности работы системы ФАНК.

Некоторые генераторные лампы УКВ-диапазона имеют коаксиальные выводы, причем вывод катода расположен между выводом управляющей сетки и выводом экранной сетки (экрана). (Примером могут служить 1,5-киловаттный тетрод ГУ-40Б и 3-киловаттный тетрод ГУ-35Б).

Для краткости будем в последующем именовать такие лампы "обращенными".¹ Обращенные лампы позволяют в усилителе с общим катодом выполнять как входной, так и выходной контур на коаксиальных линиях. Особенности конструкции обращенных ламп приводят к отличию моделей усилителей с общим катодом от моделей на обычных лампах. Поэтому ниже будут исследованы эти модели и проанализировано выражение входной проводимости усилителя на обращенных лампах с позиций требований к работе системы ФАНК. Кроме этого, будет более подробно, чем это выполнено в [46], рассмотрен вопрос о входной

¹ Не путать с лампами, у которых наружным электродом является катод, а сетки и анод располагаются внутри катода.

проводимости усилителя при его работе в перенапряженном режиме.

§ 5.2. Модели усилителя на обращенных лампах в недо- напряженном режиме. Входная проводимость

Применение самоэкранированных колебательных систем, к которым относятся коаксиальные колебательные системы, обеспечивает устойчивую работу диапазонного усилителя с общим катодом даже на метровых волнах без применения нейтрализации. Размещение конструктивных элементов цилиндра катодного вывода лампы между цилиндрами выводов управляющей и экранной сеток существенно уменьшает проходную емкость C_{ag} лампы за счет исключения из ее состава емкости между цилиндрами выводов анода и управляющей сетки, так как разделяющий их цилиндр катодного вывода — общий для входного и выходного контура усилителя — служит электростатическим экраном. Обеспечение устойчивой работы мощных КВ- и, тем более, УКВ-диапазонных усилителей с общим катодом без применения нейтрализации с помощью ламп обычной конструкции затруднительно. Для случая обращенных ламп обобщенная структурная модель усилителя с общим катодом полностью совпадает с обобщенной структурной моделью усилителя с общей сеткой (рис. 1.1) при условии

замены обозначений управляющей сетки на обозначения катода. Упрощенная структурная модель усилителя с общим катодом на обращенной лампе также совпадает с соответствующей моделью для усилителя с общей сеткой (рис. 2.1) при аналогичной замене. Как и в случае усилителя с общей сеткой предполагается, что при использовании обращенных ламп в усилителе с общим катодом объемы, образованные выводами управляющей сетки и катода, катода и экранной сетки (экрана), анода и экрана, полностью изолированы друг от друга по электромагнитному полю, за исключением связей в области пространств взаимодействия, которые учитываются действием четырехполюсника междуэлектродных емкостей (блок 3 - на рис. 1.1 и 2.1).

В диапазоне частот, в котором используются усилители с общим катодом, можно пренебречь пролетными явлениями, обусловленными инерцией электронов, что существенно упрощает анализ схемы усилителя, позволяя рассматривать его, не прибегая к теории наведенных токов, а на основе представлений о лампе как о безынерционном управляемом сопротивлении, полностью заданным статическими характеристиками сеточного и суммарного токов $i_g=f_1(e_g, e_a)$, $i_s=f_2(e_g, e_a)$ (при заданном постоянном экранном напряжении). С учетом сказанного на рис. 5.1 — 5.8 приведены схемные модели по переменному току тетродного и триодного усилителей с общим катодом на обращенных

лампах. Модели справедливы в недонапряженном (критическом) режиме при квазилинейном приближении.

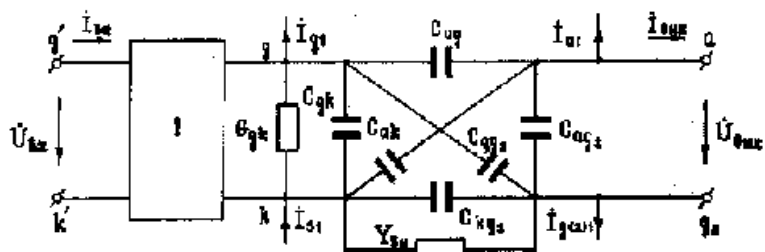


Рис. 5.1. Полная модель усилителя с общим катодом на обращенных лампах в недонапряженном режиме.

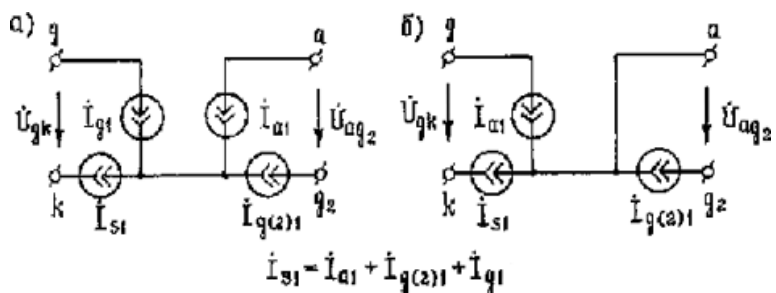


Рис.5.2. Активная часть модели тетродного усилителя (а) и ее преобразование (б).

Как следует из рис. 5.3, 5.7, пассивная часть схемных моделей по структуре идентична рис. 2.7, 2.12 соответственно. Нетрудно заметить, что неавтономные матрицы проводимостей моделей, изображенных на рис. 5.3, 5.7, мо-

гут быть получены из выражений пассивных частей матриц для усилителей с общей сеткой, приведенных в § 2.2.

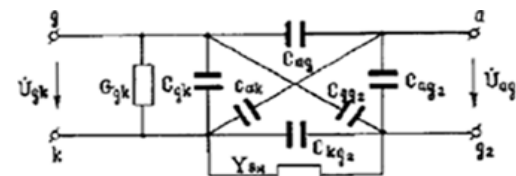


Рис. 5.3. Пассивная часть модели тетродного усилителя.

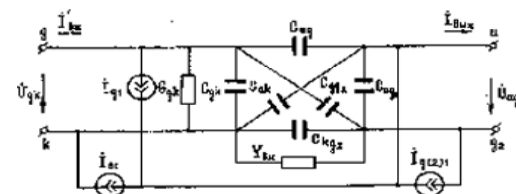


Рис. 5.4 Модель тетродного усилителя с общим катодом на обращенной лампе.

Для этого в них надо заменить емкости C_{ak} на C_{ag} , C_{ag} на C_{ak} , C_{g2k} на C_{g2g} , C_{g2g} на C_{g2k} .

В результате для пассивной части модели (рис. 5.3) получим выражения элементов матрицы проводимостей в следующем виде:

$$y_{11i} = G_{gk} + j(C_{gk} + C_{g2g} + C_{ag}), \quad y_{12i} = -j\omega C_{ag},$$

$$y_{13i} = -j\omega(C_{g2g} + C_{ag}), \quad y_{21i} = j\omega C_{ag},$$

$$y_{22i} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag_2} + C_{ag}), \quad y_{23i} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag}),$$

$$y_{31i} = j\omega(C_{g_2g} + C_{ag}), \quad y_{32i} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag}),$$

$$y_{33i} = -Y_{ai} - j\omega(C_{ak} + C_{g_2k} + C_{g_2g} + C_{ag}).$$

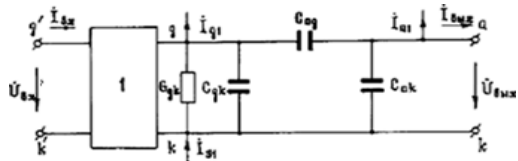


Рис. 5.5. Полная модель триодного усилителя с общим катодом на обращенной лампе в недонапряженном режиме.

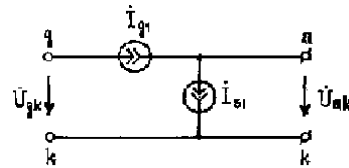


Рис. 5.6. Активная часть модели триодного усилителя.

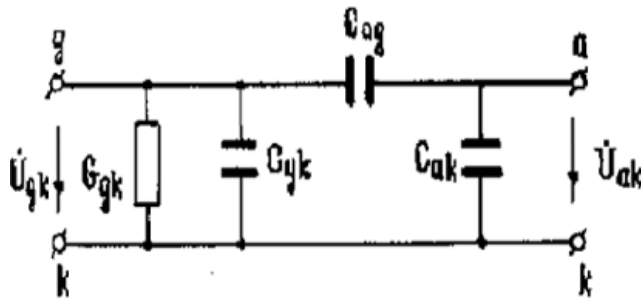


Рис. 5.7. Пассивная часть модели триодного усилителя с общим катодом.

Элементы матрицы проводимостей активной части модели (рис. 5.2) можно определить, исходя из соотношений, справедливых в недонапряженном режиме:

$$\dot{I}_1 = \dot{I}_{g1} = \delta_g S_1 \dot{U}_{\text{oid}k} = \delta_g S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y) \dot{U}_1,$$

$$\dot{I}_2 = -\dot{I}_{g2} = \delta_y S_1 \dot{U}_{\text{oid}k} = -\delta_y S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y) \dot{U}_1,$$

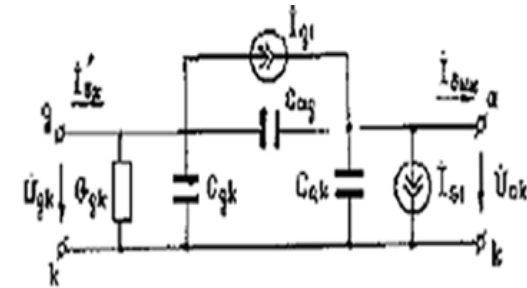


Рис. 5.8. Модель триодного усилителя с общим катодом в недонапряженном режиме.

$$\dot{I}_3 = -\dot{I}_{a1} = S_1 \dot{U}_{\text{oid}k} = -S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y) \dot{U}_1,$$

где $\dot{I}_1, \dot{I}_2, \dot{I}_3, \dot{U}_1, \dot{U}_2, \dot{U}_3$ соответствуют рис. 2.9, δ_g и δ_y — величины, обратные коэффициентам токораспределения лампы для недонапряженного или критического режима (δ_g и δ_y много меньше единицы), $\dot{k}_u = \dot{U}_{ak} / \dot{U}_{gk}$ — коэффициент усиления напряжения усилителя с общим катодом, $\dot{k}_y = \dot{U}_{g2k} / \dot{U}_{gk}$, $S_1 = S\alpha_1(1 - \cos \Theta)$ — приведенная крутизна.¹

¹ \dot{U}_{g2k} — переменное напряжение между экранной сеткой и катодом при $Y_{ai} \neq 0$.

В соответствии с последними тремя равенствами для активной части модели можно написать

$$\begin{aligned}
 y_{11a} &= \delta_g S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \quad y_{12a} = 0, \quad y_{13a} = 0, \\
 y_{21a} &= -\delta_y S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \quad y_{22a} = 0, \quad y_{23a} = 0, \\
 y_{31a} &= -S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \quad y_{32a} = 0, \quad y_{33a} = 0.
 \end{aligned}$$

Складывая соответствующие элементы матриц пассивной и активной частей схемной модели, получим элементы результирующей неавтономной матрицы проводимостей для модели, изображенной на рис. 5.4:

$$\begin{aligned}
 y_{11\Sigma} &= G_{gk} + j\omega(C_{gk} + C_{g_2g} + C_{ag}) + \delta_g S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \\
 y_{12\Sigma} &= -j\omega C_{ag}, \quad y_{13\Sigma} = -j\omega(C_{g_2g} + C_{ag}), \\
 y_{21\Sigma} &= j\omega C_{ag} - \delta_y S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \\
 y_{22\Sigma} &= -j\omega(C_{ak} + C_{ag_2} + C_{ag}), \quad y_{23\Sigma} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag}), \\
 y_{31\Sigma} &= j\omega(C_{g_2g} + C_{ag}) - S_1 (1 + D \dot{k}_u + D_2 \dot{k}_y), \\
 y_{32\Sigma} &= -j\omega(C_{ak} + C_{ag}), \quad y_{33\Sigma} = -Y_{ai} - j\omega(C_{ak} + C_{g_2k} + C_{g_2g} + C_{ag}).
 \end{aligned}
 \tag{5.1}$$

Классическая, четырехэлементная матрица проводимостей для полной модели (рис. 5.4) выражается с помощью следующих соотношений:

$$y_{11} = y_{11\Sigma} - y_{13\Sigma} \frac{y_{31\Sigma}}{y_{33\Sigma}}, \quad y_{21} = y_{21\Sigma} - y_{23\Sigma} \frac{y_{31\Sigma}}{y_{33\Sigma}},$$

$$y_{12} = y_{12\Sigma} - y_{13\Sigma} \frac{y_{32\Sigma}}{y_{33\Sigma}}, \quad y_{22} = y_{22\Sigma} - y_{23\Sigma} \frac{y_{32\Sigma}}{y_{33\Sigma}}. \tag{5.2}$$

Выражения (5.1), (5.2) образуют математическую модель тетродного усилителя на обращенной лампе с общим катодом в недонапряженном режиме.

Входная проводимость схемной модели, согласно (2.13), (5.1), (5.2), имеет вид:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = y_{11\Sigma} + y_{12\Sigma} \dot{k}_u - \frac{y_{31\Sigma}}{y_{33\Sigma}} (y_{11\Sigma} + y_{13\Sigma} \dot{k}_u). \tag{5.3}$$

Для наиболее интересного случая $Y_{\dot{a}i} = \infty$, $k_y = 0$ (экранная сетка соединена по ВЧ с катодом накоротко)

$$Y_{\dot{a}\dot{o}|Y_{\dot{a}i}=\infty} = y_{11\Sigma} + y_{12\Sigma} \dot{k}_u \quad \text{или}$$

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + \delta_g S_1 + (\delta_g S_1 D - j\omega C_{ag}) \dot{k}_u + j\omega(C_{gk} + C_{g_2g} + C_{ag}).$$

Так как обычно на КВ и, тем более, на УКВ $\delta_g S_1 D \ll \omega C_{ag}$ и, кроме того, $k_u \gg 1$, то

$$Y_{\dot{a}\dot{o}|Y_{\dot{a}i}=\infty} = G_{gk} + \delta_g S_1 + j\omega(C_{gk} + C_{g_2g}) - j\omega C_{ag} \dot{k}_u. \tag{5.4}$$

Выражение (5.4) легко приводится к выражению, полученному в [46] при $L_{g2} = 0$, где L_{g2} — индуктивность вывода экранной сетки. При настроенном выходном контуре ($\varphi_y = 0$) коэффициент усиления напряжения веществен $k_u = -U_{ak}/U_{gk}$. Поэтому

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} \Big|_{\substack{Y_{\dot{a}i} = \infty \\ \varphi_{\dot{v}} = 0}} = G_{gk} + \delta_g S_1 + j\omega(C_{gk} + C_{g_2g} + \frac{U_{ak}}{U_{gk}} C_{ag})$$

Так как $\delta_g \ll 1$, а ВЧ-потери в полотне сетки сравнительно невелики, то при настроенном выходном контуре усилителя с общим катодом с обращенной (и обычной, как это следует из [46],) лампой входная проводимость практически реактивна. Это свидетельствует об отсутствии сколько-нибудь существенного фазового сдвига напряжения во входном четырехполоснике лампы и, следовательно, о независимости точности работы системы ФАНК от свойств тетродного усилителя, работающего в недонапряженном режиме. Аналогичный вывод нетрудно сделать и в отношении триодного усилителя.

§ 5.3. Схемные и математические модели. Входная проводимость усилителя с общим катодом в перенапряженном режиме

В § 2.3 при исследовании вопроса о схемной модели КВ-усилителя с общей сеткой на основе работ [56, 57] обсуждался вопрос о эквивалентной схеме КВ-усилителя с общим катодом в перенапряженном режиме. В соответствии с этим на рис. 5.9, рис. 5.10 изображены полные схемные модели тетродного (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$) и триодного усилителей с

общим катодом и их активная часть. Пассивные части схемных моделей остаются неизменными и соответствуют рис. 5.3 и рис. 5.7 (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$).

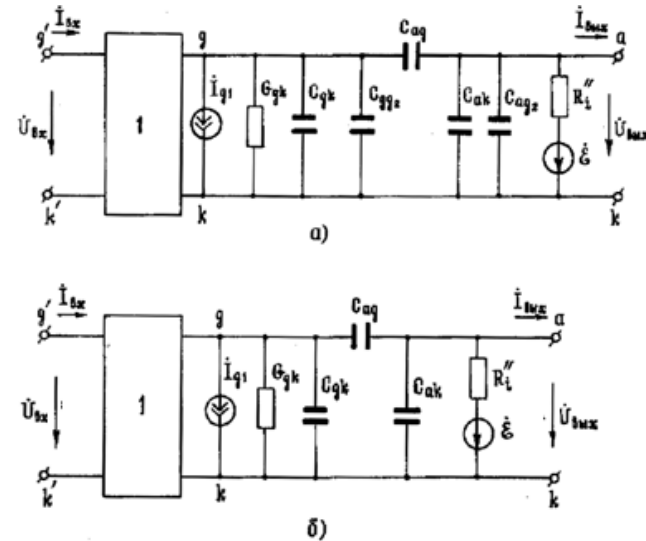


Рис. 5.9. Полная модель тетродного (а) и триодного (б) усилителя в перенапряженном режиме.

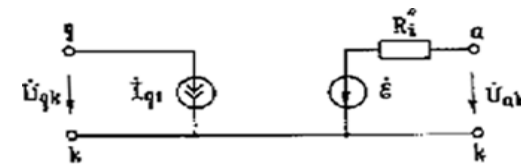


Рис. 5.10. Активная часть модели тетродного (при $Y_{\dot{a}i} = \infty$) или триодного усилителя в перенапряженном режиме.

Входящие в рис. 5.9 и рис. 5.10 величины ϵ и R_i'' выражаются согласно [56, 57] и § 2.3 следующим образом:

$$\dot{\varepsilon} = \frac{\dot{U}_{gk}}{|\dot{U}_{gk}|} (1,06E_a + 0,18E''), \quad R_i'' = 2/S_{\dot{\varepsilon}\dot{\delta}}, \quad (5.5)$$

где $E'' = (E_g + DE_a - E_{g0}')/(D + \mu_g)$.

Согласно общепринятой методике, первая гармоника полного сеточного тока ($\dot{I}_{g\Sigma 1} = \dot{I}_{g1} + \dot{I}_{g21}$) определяется в перенапряженном режиме 1 вида (слабоперенапряженном) следующим образом:

$$\dot{I}_{g\Sigma 1} = S\alpha_{1g}(1 - \cos \Theta_g)(1 - \mu_g \dot{k}_u) \dot{U}_{gk}, \quad (5.6)$$

где α_{1g} и Θ_g коэффициент Берга и угол отсечки сеточного тока

$$\cos \Theta_g = -\frac{E_g - \mu_g E_a - E_{g0}''}{U_{gk} + \eta_g U_{ak}},$$

$\dot{k}_u = \dot{U}_{ak}/\dot{U}_{gk}$ — комплексный коэффициент усиления напряжения усилителя с общим катодом.

Для перенапряженного режима 2 вида (сильноперенапряженного)

$$\dot{I}_{g\Sigma 1} = \{(1 - \mu_g \dot{k}_u)(\cos \Theta_g' - \cos \Theta_g)[\alpha_{1g}(\Theta_g, \Theta_g')] + (1 + D\dot{k}_u)(1 - \cos \Theta_s)\alpha_{1s}(\Theta_g')\} \cdot S\dot{U}_{gk}, \quad (5.7)$$

где Θ_g, Θ_g' — нижний и верхний угол отсечки сеточного тока, $\alpha_{1s}(\Theta_g')$ — коэффициент Берга для суммарного то-

ка от угла отсечки $\Theta_g', \alpha_{1g}(\Theta_g, \Theta_g')$ — коэффициент разложения в ряд Фурье для 1 гармоники плоского импульса сеточного тока при нижнем Θ_g и верхнем Θ_g' углах отсечки, $\cos \Theta_g' = E_a/U_{ak}$ (для триодов и лучевых тетродов).

В соответствии с рис. 5.9 и выражениями (5.4) — (5.7) элементы матрицы проводимостей активной части схемной модели триодного усилителя можно записать в следующем виде.

Для слабоперенапряженного режима:

$$y_{11a} = S\alpha_{1g}(1 - \cos \Theta_g)(1 - \mu_g \dot{k}_u), \quad y_{12a} = 0, \\ y_{21a} = -\frac{1,06E_a + 0,18E''}{2U_{gk}} S_{\dot{\varepsilon}\dot{\delta}}, \quad y_{22a} = 0. \quad (5.8)$$

Для сильноперенапряженного режима:

$$y_{11a} = S\{(1 - \mu_g \dot{k}_u)(\cos \Theta_g' - \cos \Theta_g)[\alpha_{1g}(\Theta_g, \Theta_g') - \alpha_{1s}(\Theta_g')] + (1 + D\dot{k}_u)(1 - \cos \Theta_s) \cdot \alpha_{1s}(\Theta_g')\}, \quad y_{12a} = 0, \\ y_{21a} = -\frac{1,06E_a + 0,18E''}{2U_{gk}} S_{\dot{\varepsilon}\dot{\delta}}, \quad y_{22a} = 0. \quad (5.9)$$

Элементы матрицы проводимостей пассивной части схемных моделей при $Y_{ai} = \infty$ имеют следующее выражение.

Для тетрода:

$$y_{11\bar{i}} = G_{gk} + j\omega(C_{gk} + C_{g_2g} + C_{ag}), \quad y_{12\bar{i}} = -j\omega C_{ag},$$

$$y_{21\bar{i}} = j\omega C_{ag}, \quad y_{22\bar{i}} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag_2} + C_{ag}). \quad (5.10)$$

(5.10) Для триода:

$$y_{11\bar{i}} = G_{gk} + j\omega(C_{gk} + C_{ag}), \quad y_{12\bar{i}} = -j\omega C_{ag},$$

$$y_{21\bar{i}} = j\omega C_{ag}, \quad y_{22\bar{i}} = -j\omega(C_{ak} + C_{ag}). \quad (5.11)$$

Итак, соотношения (5.8) — (5.11) — математическая модель тетродного и триодного усилителя с общим катодом в перенапряженном режиме.

Входная проводимость триодного усилителя с общим катодом, согласно известной формуле: $Y_{\dot{a}\dot{o}} = y_{11\Sigma} + y_{12\Sigma} \dot{k}_u$, где $y_{11\Sigma} = y_{11a} + y_{11\bar{i}}$, $y_{12\Sigma} = y_{12a} + y_{12\bar{i}}$, приобретает следующие выражения.

Для слабоперенапряженного режима:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + S_{1g} - j\omega(C_{gk} + C_{ag}) - (S_{1g}\mu_g + j\omega C_{ag}) \cdot \dot{k}_u, \quad (5.12)$$

Для сильноперенапряженного режима:

$$Y_{\dot{a}\dot{o}} = G_{gk} + S \cdot \{(1 - \cos \Theta_S) \cdot \alpha_{1S}(\Theta'_g) + (\cos \Theta'_g - \cos \Theta_g) \cdot$$

$$\cdot [\alpha_{1g}(\Theta_g, \Theta'_g) - \alpha_{1S}(\Theta'_g)]\} + j\omega(C_{gk} + C_{ag}) + \{D \cdot (1 - \cos \Theta_S) \cdot$$

$$\alpha_{1S}(\Theta'_g) - \mu_g (\cos \Theta'_g - \cos \Theta_g) [\alpha_{1g}(\Theta_g, \Theta'_g) - \alpha_{1S}(\Theta'_g)]\} -$$

$$- j\omega C_{ag} \dot{k}_u. \quad (5.13)$$

Из (5.12), (5.13) видно, что в перенапряженном режиме существенно зависит от \dot{k}_u как активная, так и реактивная составляющие входной проводимости триодного усилителя. При этом составляющая активной проводимости может быть соизмеримой с реактивной составляющей.

Если перенапряженный режим является рабочим режимом АМ-усилителя, то обе составляющие Y_{ex} приблизительно синхронно изменяются с изменением модулирующего (анодного) напряжения. Однако, при настроенном выходном контуре переменной частью реактивной составляющей по сравнению с неизменной можно пренебречь, так как обычно $C_{ag} \ll C_{gk}$ в лампах, предназначенных для работы в схеме с общим катодом. Периодическое же изменение (при АМ) активной составляющей Y_{ex} не вызовет заметной остаточной ошибки в работе системы ФАНК до тех пор, пока сдвиг фазы напряжения во входном четырехполюснике лампы (см. выражение (3.4)) не превысит 30° — 45° , т. е. до тех пор, пока приращение угла φ_{gk} при модуляции "вверх" не будет отличаться от приращения φ_{gk} при модуляции "вниз" на величину, равную заданной допустимой остаточной ошибке системы ФАНК по углу (5° — 10°). Обычно это хорошо выполняется для КВ-триодов средней и большой мощности (до 100 кВт и более) на частотах, где они обеспечивают устойчивую диапазонную работу без

применения нейтрализации. Электромеханическая постоянная времени сервопривода системы ФАНК мощных радиопередатчиков значительно больше периода модулирующего напряжения. Поэтому быстрое симметричное периодическое изменение сдвига фазы во входной цепи лампы будет "интегрировано" сервоприводом и не вызовет изменения положения органа настройки. В то же время сравнительно медленные "уходы" резонансной частоты выходного контура системой ФАНК будут нормально компенсироваться. Таким образом, и в перенапряженном режиме при АМ триодного усилителя система ФАНК практически не теряет точности и работоспособности.

В тетрадах ток управляющей сетки, нагружающий входной четырехполюсник лампы, во много раз меньше тока рассчитанного в соответствии с (5.6), (5.7). По данным работы [87] ток управляющей сетки тетрода меньше тока, рассчитанного по (5.6), (5.7), примерно в 10 раз. Это позволяет распространить вывод о слабом влиянии напряженности режима усилителя на точность системы ФАНК на тетродные КВ- и УКВ-усилители с общим катодом на всех частотах, где они обеспечивают устойчивую диапазонную работу.

Глава 6

Влияние на систему ФАНК блокировочных, конструктивных элементов усилителя и свойств его выходного контура

§ 6.1. Вводные замечания

Как известно, правильное сочетание конструктивного решения колебательной системы усилителя и схем питания постоянным током электродов лампы на КВ и, особенно, на УКВ в значительной мере определяет устойчивую и надежную работу усилителя в диапазоне частот. Разработчики мощных усилителей КВ- и УКВ-диапазона отводят этому вопросу первостепенную роль. В то же время в литературе по теории, расчету и проектированию радиопередающих устройств, особенно учебной, вопросу правильного выбора схем питания электродов лампы и оптимального их сочетания с конструктивным решением колебательной системы уделяется незаслуженно мало внимания.

При разработке схем питания постоянным током в КВ- и УКВ-диапазонах приходится считаться с паразитными параметрами блокировочных конденсаторов и дросселей, а также с монтажными емкостями и индуктивностями, неизбежными при компоновке усилителя.

Как известно, влияние паразитных реактивностей выражается в нарушении устойчивости работы усилителя, приводящем к паразитным колебаниям. Это влияние выражается также в ограничении против расчетного значения перекрытия диапазона частот, снижении КПД, появлении в спектре напряжения нагрузки усилителя (антенне) высших гармонических, повышении потребляемой от возбуждателя и источников питания мощности, утяжелении режима работы лампы и т. д.

При разработке колебательной системы усилителя стремятся его схему и конструкцию построить таким образом, чтобы свести к минимуму монтажные реактивности, а, если это невозможно, то "включить" их в состав рабочих элементов, определяемых основной схемой усилителя.

Для борьбы с побочным излучением на высших гармонических между окончательным каскадом радиопередатчика и антенным фидером включают специальные фильтры гармоник (так называемые телевизионные фильтры). Подавление паразитной генерации достигается тщательным экранированием входных и выходных цепей усилителя, фильтрацией по ВЧ вводов питания постоянным током, искусственным внесением затухания в неизбежно образующиеся паразитные контуры, сводящие схему усилителя на некоторых частотах (в том числе — частотах рабочего диапазона) к схеме автогенератора и т. д.

Комплекс указанных выше мер, обеспечивая нормальную работу усилителя, не всегда гарантирует нормальную работу системы ФАНК. Так, например, телевизионные фильтры, защищая нагрузку усилителя от высших гармоник, совершенно не препятствуют их прохождению в цепи фазового дискриминатора системы ФАНК. Фазовый дискриминатор под воздействием высших гармоник может выработать сигнал, настраивающий усилитель в резонанс с высшей гармоникой, а не с основной частотой (ложная настройка) [88, 89]. Особенно сильно это влияние проявляется в УКВ-диапазоне, где совмещенная настройка выходного контура возможна для 1 и 3 гармоник, т. е. при относительно большом уровне высшей гармоники [68]. Входная же цепь мощного усилителя, работающего с отсечкой анодного тока, всегда богата высшими гармониками. Действие высшей гармоники на обоих входах фазового дискриминатора неизбежно приведет к выработке им сигнала, настраивающего усилитель на эту гармонику. При этом положение органа настройки, соответствующее резонансу на высшей гармонике, может отличаться от положения, соответствующего резонансу на рабочей частоте. В этом случае одновременное действие сигналов, соответствующих резонансу на высшей гармонике и на рабочей частоте, "заставит" орган настройки занять промежуточное состояние

между настройкой на высшую гармонику и настройкой на рабочую частоту усилителя (неточная настройка).

Другие источники ошибок в работе системы ФАНК — несовершенство блокировочных элементов, соединяющих по ВЧ экранную сетку с общим электродом схемы, и влияние выводов экранной сетки и катода.

Вследствие наличия у блокировочных конденсаторов собственной последовательной индуктивности, а также из-за наличия индуктивностей выводов экранной сетки и катода соединение последних по ВЧ оказывается несовершенным, обладающим конечным сопротивлением ($Y_{\text{вн}} \neq \infty$). На некоторых рабочих частотах (в УКВ-диапазоне) реактивности, включенные между экранной сеткой и катодом, могут образовать настроенный параллельный LC -контур. При внесении достаточного затухания в такой контур, его влияние может практически не сказаться на энергетических показателях усилителя. Вместе с тем, фазовая характеристика коэффициента усиления усилителя в области паразитного резонанса будет претерпевать немонотонное изменение в виде кривой, подобной фазовой характеристике параллельного резонансного контура. Если указанное изменение фазовой характеристики усилителя не учесть при проектировании амплитудно-фазового корректора регулятора системы ФАНК (рис. IV), то возможны зна-

чительные остаточные ошибки в ее работе в области паразитного резонанса [89].

Существенное влияние на работу системы ФАНК в УКВ-диапазоне оказывает конструкция колебательных систем в виде отрезков коаксиальных линий, обладающая свойством многорезонансности. Явление многорезонансности приводит к сужению полосы захвата системы ФАНК по сравнению со случаем применения колебательных систем на элементах с сосредоточенными параметрами [90].

На работу системы ФАНК оказывают влияние и конструктивные элементы входной цепи УКВ-усилителя, неизбежно оказывающиеся включенными между выводами сетка-катод лампы и элементом связи усилителя с фазовым дискриминатором.

В КВ-диапазоне в связи с необходимостью выполнения норм по уровню побочного излучения, выходные колебательные системы оконечных усилителей радиопередатчиков часто строятся в виде двух связанных параллельных LC -контуров, нагруженных антенно-фидерным трактом, что привносит свою специфику в построение и работу системы ФАНК усилителя.

Все эти вопросы подробно рассмотрены в последующих параграфах данной главы.

§ 6.2. Влияние паразитных резонансов выходного контура усилителя

Как следует из описания принципа работы системы ФАНК, фазовый дискриминатор системы представляет собой широкодиапазонное устройство, способное нормально работать более чем в 20-кратном диапазоне частот. Свойства и особенности работы фазовых дискриминаторов системы ФАНК различного типа и диапазона частот частично описаны в литературе и будут подробно рассмотрены в разделе 2. Сейчас важно отметить, что фазовые дискриминаторы, используемые в системах ФАНК, не обладают селективными свойствами и поэтому способны вырабатывать выходное напряжение как под влиянием полезного колебания, на которое настраивается резонансный усилитель, так и под влиянием побочных, паразитных колебаний. К числу паразитных колебаний, в частности, относятся колебаний высших гармоник, напряжение которых может выделяться в выходном контуре при явлении совмещенной настройки.

Явление совмещенной настройки может возникать не только в контурах на отрезках длинных линий в УКВ-диапазоне [68], но и в обычных "катушечных" LC-контурах, используемых в КВ-усилителях [91, 92]. Последнее объясняется тем, что на высших гармониках в КВ-диапазоне эле-

менты контурной системы усилителя: контурная катушка, контурный конденсатор, монтажные проводники и т. д., ведут себя не как элементы с сосредоточенными параметрами, а как элементы с распределенными параметрами и, иногда, как волновые системы [91 — 96].

Табл. 6.1.

Относительное содержание высших гармоник в фазовом дискриминаторе

Номер гармоник (n)	Коэффициент Берга (α_n)	$\frac{\alpha_n}{\alpha_1}$	Относительное содержание гармоник в контуре $\frac{\alpha_n R_{энхх}}{\alpha_1 R_{э1н}}$	Относительное содержание гармоники в ФД $\frac{\alpha_n R_{энхх}}{\alpha_1 R_{э1н}} n$
1	0,5000	1,000	1,000	1,000
4	0,0220	0,0440	0,0990	0,396
10	0,0064	0,0130	0,0674	0,674
20	0,0016	0,0032	0,0125	0,250

Следует отметить, что в КВ-диапазоне совмещенная настройка наблюдается на достаточно высоких номерах гармоник (на 5 — 20 гармонике). Однако, как показано в [90], при неблагоприятных условиях амплитуда высшей

гармоники, даже в КВ-диапазоне, в схеме фазового дискриминатора может составлять значительную величину.

Для примера в таблице 6.1. приведены рассчитанные значения возможных относительных амплитуд 4, 10 и 20 гармоник, действующих в схеме фазового дискриминатора. Фазовый дискриминатор, выполненный по простой балансной схеме, своим RC-фазовращателем включен в цепь, связанную с выходным контуром усилителя. При расчетах предполагалось, что на высшей гармонике контур усилителя разгружен, а на основной частоте — нагружен полезной нагрузкой.

В качестве примера был взят колебательный контур 3-киловаттного передатчика на двух лампах ГУ-43Б, работающего в диапазоне частот 3 — 30 МГц.

Отношение эквивалентного резонансного сопротивления ($R_{эп.хх}$) контура, разгруженного на гармонике, к сопротивлению ($R_{э,н}$) контура, нагруженного номинальной нагрузкой на основной частоте, было рассчитано на основании соответствующих измерений.¹ Кроме этого, предполагалось также, что коэффициент передачи фазовращателя дискриминатора пропорционален номеру гармоники, а угол отсечки анодного тока лампы $\Theta = 90^0$. Как следует из табл. 6.1, даже 20-я гармоника способна при неблагоприят-

ных условиях вызвать ложное срабатывание системы ФАНК. При этом остаточная ошибка системы, обусловленная действием высшей гармоники, может оказаться недопустимо большой.

В еще большей мере сказанное справедливо для случая колебательных контуров на отрезках длинных линий, когда, как уже говорилось, совмещенная настройка возможна уже на 3 гармонике. Так как фазовый дискриминатор в силу своей широкополосности "беззащитен" против вредного действия высших гармоник, то для нормальной работы системы ФАНК как в КВ- так и в УКВ-диапазонах необходимо включение защитных фильтров нижних частот в цепи, связывающие входы фазового дискриминатора с настраиваемым усилителем (четырёхполосники связи, показанные на схеме обобщенной структурной модели системы ФАНК, изображенной на рис. IV). Возможны и другие варианты включения защитных фильтров нижних частот (ФНЧ), о чем речь пойдет в последующих главах [86].

Коэффициент диапазона настраиваемого усилителя может быть весьма значительным, особенно на КВ, поэтому может потребоваться введение в конструкцию системы ФАНК двух или более комплектов ФНЧ, переключаемых по мере перехода усилителя с волны на волну. Количество комплектов ФНЧ, их частоты среза зависят от частот, мешающих работе системы ФАНК высших гармоник, напря-

¹ Измерения выполнены автором совместно с О. К. Хоменко.

жение которых выделяется на выходном контуре усилителя.

Таким образом, вопрос выбора числа комплектов и частот среза ФНЧ может быть обоснованно решен лишь при наличии информации о явлении совмещенной настройки на любой рабочей частоте усилителя. Указанную информацию можно получить экспериментально с помощью анализатора спектра, подключенного к выходному контуру усилителя, плавно перестраиваемому во всем рабочем диапазоне. Другой способ получения такой информации — составление графиков, таблиц частот и интенсивности высших гармоник, на которых имеется совмещенная настройка контура, в зависимости от рабочей частоты усилителя. Этот способ предпочтительней по сравнению с первым (экспериментальным), так как при наличии в распоряжении разработчика соответствующих расчетных соотношений можно не только получить полную информацию о совмещенной настройке уже готовой конструкции усилителя, но и использовать эти соотношения при проектировании колебательной системы усилителя с целью создания конструкции, обеспечивающей совмещенную настройку на возможно более высоких номерах высших гармоник с возможно меньшей интенсивностью.

Заметим, что решение последней задачи полностью отвечает требованиям к работе усилителя и без системы

ФАНК. Лишним подтверждением этого служат работы [68, 91, 92, 95 и др.]. Однако расчетные методы, в силу неизбежно принимаемых при выводе формул допущений, имеют погрешность, усугубляемую тем, что, в случае оконечного усилителя радиопередатчика, на параметры совмещенной настройки существенное влияние оказывает нестабильное, часто носящее случайный характер изменения, сопротивление, вносимое в выходной контур со стороны нагрузки (антенны). В связи с этим при решении задачи целесообразным представляется следующий путь: использование качественных рекомендаций теории при проектировании колебательных систем усилителей с минимумом мешающих работе передатчика и системы ФАНК совмещенных настроек, теоретический расчет их частот и интенсивности и, наконец, экспериментальное уточнение расчетных данных на натурном макете.

Решение первых двух (теоретических) этапов указанного пути связано с основательным исследованием мало изученного и трудно поддающегося анализу явления высших резонансов в колебательных системах КВ- и УКВ-радиопередатчиков.¹

Проведенные исследования, позволяют правильно выбрать схему и сконструировать колебательную систему

¹ Отдельным вопросам этого исследования применительно к КВ-диапазону посвящены работы [91—105 и др.].

усилителя и с приемлемой точностью рассчитать на любой рабочей частоте усилителя параметры резонансов на высших гармониках.

Для УКВ-диапазона аналогичные исследования выполнены в [68]. Однако, в отличие от исследований, проведенных для КВ-диапазона, в [68] не учитывается влияние блокировочных элементов контура и влияние "заплунжерного" объема в коаксиальных контурах, что затрудняет их использование в расчетах частоты и интенсивности высших резонансов. Вместе с тем, так как коэффициент диапазона УКВ-усилителей, как правило, не превышает 3-4, то и особой нужды в таких расчетах не возникает. В худшем случае может понадобиться два комплекта переключаемых ФНЧ, что не слишком усложнит систему ФАНК ввиду малости ВЧ-энергии, передаваемой через указанные ФНЧ.

§ 6.3. Ограничение полосы захвата системы ФАНК

в усилителях с контурами на отрезках длинных линий

Применение колебательных систем с распределенными параметрами, к числу которых относятся контуры на отрезках длинных линий, приводит к принципиальному ограничению полосы захвата системы ФАНК, которое невозможно устранить никаким усложнением схемы или конструкции регулятора системы.

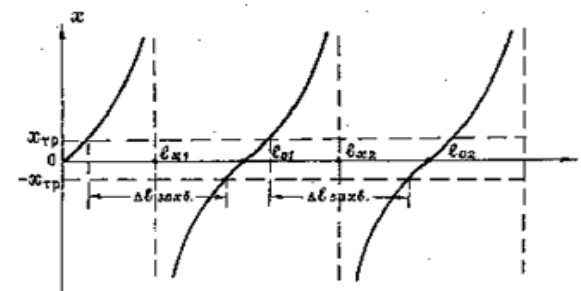


Рис. 6.1. Ограничение полосы захвата системы ФАНК в случае контура на отрезке линии.

Сказанное поясняется рис. 6.1, на котором показана зависимость реактивного сопротивления отрезка короткозамкнутой с одного конца линии в зависимости от ее длины. Из рис. 6.1 следует, что при работе контура в режиме основного тона (на 1 узле напряжения) полоса захвата $2 \Delta l_{захв}$ системы ФАНК, которой соответствуют значения реактивного сопротивления контура $\pm x_{гр}$ (при значительных расстройках активной составляющей входного сопротивления линии по сравнению с реактивной можно пренебречь), не может быть расширена в сторону удлинения линии больше, чем до значения l_{01} . При $l > l_{01}$ знак реактивности меняется на противоположный и, следовательно, изменяется скачком фаза напряжения на контуре, что приводит к рассогласованию полярности выходного напряжения ФД и направления движения сервопривода и, как следствие, к полному нарушению работы системы ФАНК. При работе на 1 обертоном линии (3 узле напряжения) подобное

явление наблюдается при изменении длины линии за пределы отрезка $[l_{01}, l_{02}]$. То же самое будет происходить при работе на более высоких номерах обертонов.

В состав схемы реальных колебательных систем входит выходная емкость лампы усилителя, конструктивные элементы выводов ее анода и сетки (экрана — в случае тетрода), а также неоднородные участки внешней, присоединяемой к лампе, линии и вносимое сопротивление нагрузки. В этом случае зависимость реактивного сопротивления контура относительно промежутка анод-сетка (анод-экран) лампы носит более сложный характер, что меняет количественные соотношения, не изменяя принципиальной стороны вопроса.

Выведем расчетное соотношение для полосы захвата системы ФАНК усилителя, контур которого выполнен в виде отрезка короткозамкнутой длинной линии и перестраивается изменением ее длины. Перестраиваемая часть контура в силу конструктивных соображений выполняется в виде однородного отрезка линии. Остальная часть контура зависит от типа схемы: односторонней или двухсторонней.

На рис.6.2 приведены упрощенные конструктивные схемы выходного контура одностороннего и двухстороннего варианта построения усилителя на коаксиальных линиях и генераторной лампе с плоскими электродами [106]. При

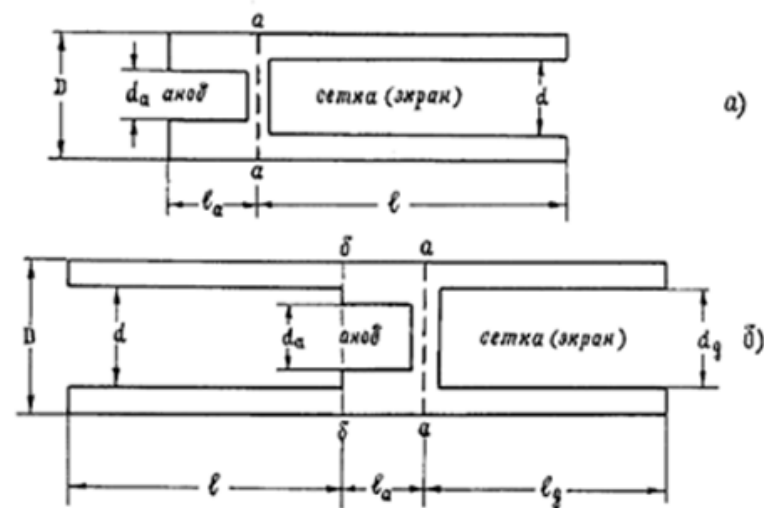


Рис. 6.2. Конструктивные схемы одностороннего [а] и двухстороннего [б] контуров.

расчете резонансной длины внешней анодно-сеточной линии (l — на рис. 6.2) можно пользоваться широко известной формулой, справедливой для однородного отрезка короткозамкнутой линии, нагруженной входной (для линии) емкостью $C_{вх}$, если вместо междуэлектродной емкости C_{ag} лампы подставлять в формулу эквивалентную емкость, сопротивление которой на заданной частоте равно сумме сопротивлений участка контура влево от сечения "aa" для односторонней конструкции (рис. 6.2,а) или сопротивлению участков контура вправо от сечения "bb" для двухсторон-

ней конструкции (рис. 6.2,б) и сопротивления междуэлектродной емкости C_{ag} .

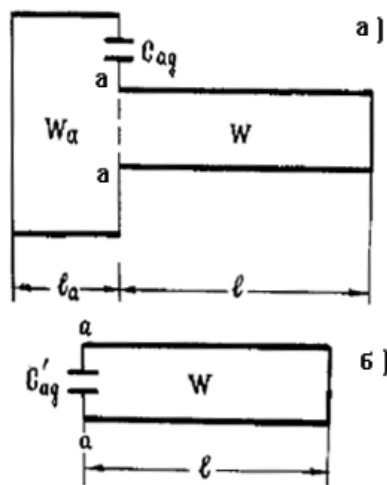


Рис. 6.3. Схемная модель контура односторонней конструкции.

противление участка контура влево от сечения "aa" (рис. 6.2,а) с учетом емкости C_{ag}

$$x_{aa} = -\frac{1}{\omega C_{ag}'} = \frac{1}{\omega C_{ag}} (1 - \omega C_{ag} W_a \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_a)),$$

где
$$C_{ag}' = C_{ag} \frac{1}{1 - \omega C_{ag} W_a \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_a)} \quad (6.1)$$

— искомая эквивалентная емкость (зависит от рабочей частоты), W_a — волновое сопротивление линии в сечении анодного штыря лампы.

На рис. 6.3,б показана упрощенная схемная модель контура односторонней конструкции. Схемная модель контура двухстороннего усилителя (рис. 6.2,б) приведена на рис. 6.4,а. Емкость $C_{кр}$, изображенная на рис. 6.4,б обусловлена искажением поля (краевая емкость) контура в сечении "бб", где имеется скачок диаметра коаксиальной линии. Величину $C_{кр}$ можно найти по следующей формуле [107]:

$$C_{кр} = \pi D_{(см)} C'_{(нФ)}, \quad (6.2)$$

где $C' = 0,1 \cdot (1 - a)^2 [1 + 0,8 \cdot (1 - a)^6] \text{ нФ/см}$,

$$a = (D - d) \cdot (D - d_a).$$

Диаметры D, d, d_a находятся в соответствии с рис. 6.2.

После простых, но громоздких преобразований выражение эквивалентной емкости (C_{ag}'') имеет вид:

$$C_{ag}'' = C_{ag} \frac{1 + \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_a) \cdot [1 - \omega C_{ag} W_g \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_a)] / (\omega C_{ag} W_a)}{1 - \omega C_{ag} W_a \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_a) / [C_{ag} \omega W_g \operatorname{tg}(\frac{\omega}{v} \cdot l_g)]}, \quad (6.3)$$

где W_g — волновое сопротивление, определяемое отношением D/d_g (рис.6.2,б).

Теперь, в соответствии с рис. 6.4,в, полная эквивалентная емкость, нагружающая контур ($C_{ag \text{ экв}}$), может быть найдена как сумма

$$C_{ag \text{ экв}} = C_{ag}'' + C_{кр}. \quad (6.4)$$

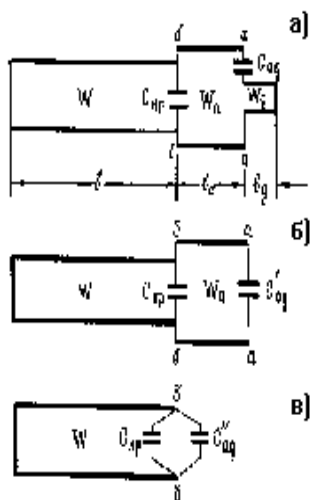


Рис. 6.4. Модель двух-
стороннего контура.

понятий C_{ag}' и C_{ag}'' допустимо лишь при расчетах длин линий и недопустимо при расчетах параметров контура, связанных с запасом ВЧ-энергии, добротности, полосы пропускания, затухания и т. д.

Вернемся к выводу формул для полосы захвата системы ФАНК. Для упрощения примем следующие допущения:

— 1 гармоника анодного тока I_{a1} , лампы усилителя не меняется при расстройке контура;

— активной составляющей входного сопротивления перестраиваемой части линии по сравнению с реактивной при расстройке на полосу захвата системы ФАНК можно пренебречь.

Если в результате вычислений C_{ag}' или C_{ag}'' окажутся отрицательными, то их следует в расчетах употреблять со знаком "минус". Фактически в этом случае часть контура, прилегающая к перестраиваемой части (рис. 6.2), имеет не емкостное, а индуктивное сопротивление. Не следует забывать при расчетах, что величины C_{ag}' и C_{ag}'' частотно зависимы. Кроме того, использование

Рассмотрим общий случай, когда контур в рабочем диапазоне настраивается на обертона с номером n . Тогда, чтобы система ФАНК не потеряла работоспособности, во всяком случае должны выполняться граничные условия:

$$l_{\min} \geq n \frac{\lambda_0}{2}, \quad l_{\max} \leq (n+1) \cdot \frac{\lambda_0}{2}, \quad (6.5)$$

где l_{\min} и l_{\max} — минимальная и максимальная длина настраиваемой части линии, при которой контур работает в режиме одного и того же обертона, λ_0 — резонансная длина волны, соответствующая условию резонанса на основном тоне.

Обозначим амплитуды напряжений на контуре (безразлично в каком сечении контурной линии) при резонансе и расстройке, соответствующей полосе захвата системы ФАНК, через U_0 и U_{mp} , соответственно. Тогда

$$\frac{U_{mp}}{U_0} = \frac{1}{R_{эн} \cdot b_{зах}}, \quad \text{где } R_{эн} \text{ — резонансное сопротивление}$$

нагруженного контура в выбранном сечении (например, в стыке перестраиваемой и неперестраиваемой частей линии), $b_{зах} = \omega_0 C - 1/(W \cdot tg\Theta)$ — реактивная проводимость контура, расстроенного относительно частоты возбуждения ω_0 в том же сечении. В свою очередь C — эквивалентная емкость, нагружающая перестраиваемую часть линии,

W и $\Theta = \frac{\omega_0}{v}l = \frac{\omega}{v}(l_0 + n\frac{\lambda_0}{2} + \Delta l_{\text{захв}})$ — волновое сопротивление этой части линии и ее электрический угол. В свою очередь $\Delta l_{\text{захв}} = l - l_0$ — изменение длины линии от резонансной на величину, соответствующую полосе захвата системы ФАНК ($l_0 = \frac{\lambda_0}{2\pi} \text{arc tg}[1/(W\omega_0 C)]$) — резонансная длина контурной линии); n — целое число, равное номеру рабочего обертона.

Подставив выражение $b_{\text{захв}}$ и Θ в предыдущую формулу, получим:

$$\text{tg}\Theta = \frac{\text{tg}(\frac{\omega_0}{v}l_0) + \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}{1 - \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}l_0) \cdot \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}.$$

Так как $\text{tg}(\frac{\omega_0}{v}l_0) = \frac{1}{W\omega_0 C}$, то

$$\text{tg}\Theta = \frac{\frac{1}{W\omega_0 C} + \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}{1 - \frac{1}{W\omega_0 C} \cdot \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}.$$

В результате имеем

$$\frac{U_{mp}}{U_0} = \frac{1/R_{\text{эп}}}{\omega_0 C - \frac{1}{W} \cdot \frac{1 - \frac{\text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}{W\omega_0 C}}{\frac{1}{W\omega_0 C} + \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}}$$

После ряда преобразований и упрощений получим

$$\frac{U_{mp}}{U_0} = \frac{\frac{W}{R_{\text{эп}}}}{1 + W^2\omega_0^2 C^2} \cdot \frac{1 + W\omega_0 C \cdot \text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}{\text{tg}(\frac{\omega_0}{v}\Delta l_{\text{захв}})}.$$

Из полученного уравнения выразим $\Delta l_{\text{захв}}$:

$$\Delta l_{\text{захв}} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \text{arc tg}[\frac{U_{mp}}{U_0} \cdot \frac{R_{\text{эп}}}{W} (1 + W_2\omega_0^2 C^2) - W\omega_0 C] + k \frac{\lambda}{2}, \quad (6.6)$$

где $k = 1$, если $U_{mp}/U_0 > 0$ и

$$\frac{U_{mp}}{U_0} \cdot \frac{R_{\text{эп}}}{W} (1 + W_2\omega_0^2 C^2) - W\omega_0 C < 0.$$

В остальных случаях $k = 0$, так как иначе не будут выполнены граничные условия (6.5). Величина U_{mp} , входящая в (6.6), меняет знак при изменении знака расстройки контура относительно ω_0 . Поэтому для получения значений $\Delta l_{\text{захв}}$, соответствующих удлинению линий против резонансного значения, необходимо отношение U_{mp}/U_0 брать со

знаком "плюс", а для получения $\Delta l_{зах}$, соответствующих укорочению линии, — со знаком "минус".

Пример. Дано: $U_{mp}/U_0 = 0,1$, $R_{эц}/W=20$, $W=50$ Ом,

$$\omega_0 = 2\pi \cdot 2 \cdot 10^8 \text{ рад./с}, C=10^{-11} \text{ пФ.}$$

Расчет:

$$\Delta l_{зах+} = \frac{1,5}{6,28} \text{arc ctg} \{2 \cdot [1 + 2,5 \cdot 10_3 \cdot 6,28^2 \cdot 4 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-22}] - 50 \cdot 6,28 \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 10^{-11}\} \cong 0,104 \text{ м.}$$

$$\Delta l_{зах-} = \frac{1,5}{6,28} \text{arc ctg} \{-2 \cdot [1 + 2,5 \cdot 10^3 \cdot 6,28^2 \cdot 4 \cdot 10^{16} \cdot 10^{-22}] - 50 \cdot 6,28 \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 10^{-11}\} \cong -0,068 \text{ м.}$$

$$l_0 = \frac{1,5}{6,28} \text{arc tg} \frac{1}{50 \cdot 6,28 \cdot 2 \cdot 10^8 \cdot 10^{-11}} \cong 0,239 \text{ м.}$$

Теперь $l_{мин} = 0,239 - 0,068 = 0,171$ м, $l_{макс} = 0,239 + 0,104 = 0,343$ м.

Для случая $U_{mp}/U_0 = 0,01$ и тех же остальных параметрах вычисления по формуле (6.6) дают:

$$\Delta l_{зах+} = 0,442 \text{ м}, \Delta l_{зах-} = -0,195 \text{ м}, l_{мин} = 0,044 \text{ м}, l_{макс} = 0,681 \text{ м}, l_{макс} - l_{мин} = 0,637 \text{ м (!)}.$$

Из (6.6) и приведенных примеров расчета следует, что границы полосы захвата располагаются относительно положения резонанса контура несимметрично (расширение полосы захвата в сторону удлинения линии) и что при достаточном усилении в регуляторе системы можно обеспе-

чить весьма значительные полосы захвата (см. последний пример расчета).

§ 6.4. Влияние проводимости, включенной между экранной сеткой и общим электродом усилителя

А. Усилитель с общей сеткой

Первоначально рассмотрим случай, когда пролетными явлениями на работу лампы усилителя можно пренебречь. При этом, для недонапряженного режима, как известно, справедливо соотношение для 1 гармоники анодного тока:

$\dot{I}_{a1} = S_1 \dot{U}_{yng}$, где $S_1 = S \cdot \alpha_1 (1 - \cos \Theta)$, а \dot{U}_{yng} находится в соответствии с (2.8) с учетом того, что для усилителя с

общей сеткой знак перед \dot{U}_{yng} надо изменить на противоположный. Соответственно имеем:

$\dot{U}_{ag} = \dot{I}_{a1} R_{ag} = S_1 \dot{U}_{yng} R_{ag}$, где R_{ag} — резонансное параллельное сопротивление выходного контура усилителя.

Подставив в последнее выражение значение \dot{U}_{yng} , из (2,8) и выполнив необходимые преобразования, получим

$$\dot{k}_u = -\frac{\dot{U}_{ag}}{\dot{U}_{gk}} = S_1 R_{ag} \cdot [1 + D(1 - \dot{k}_u - \dot{k}_э) + D_2(1 - \dot{k}_э)],$$

откуда

$$\begin{aligned} \dot{k}_u &= \frac{S_1 R_{ag} \cdot [1 - \dot{k}_s (D + D_2) + D + D_2]}{1 + DS_1 R_{ag}} \approx \frac{S_1 R_{ag} \cdot (1 - D_2 \dot{k}_s)}{1 + DS_1 R_{ag}} = \\ &= \frac{S_1 R_{ag}}{1 + DS_1 R_{ag}} \cdot (1 - D_2 \cdot \frac{\dot{I}_{\varepsilon 1}}{U_{gk}} \cdot \frac{1}{Y_{\varepsilon n}}), \end{aligned} \quad (6.7)$$

где \dot{k}_u — комплексный коэффициент усиления усилителя.

В (6.7) предполагается, что 1 гармоника наведенного тока $I_{\varepsilon 1}$ (рис. 2.5) и напряжение U_{gk} при настроенном усилителе находятся в фазе (пролетными явлениями пренебрегаем).

При $Y_{\varepsilon n} = \infty$ для \dot{k}_u справедливо ранее полученное выражение (2.56), в котором надо положить $\dot{S}_a = \dot{S}_1$, а $Y_{\varepsilon n} = 1/R_{ag}$. Аргумент отношения $\dot{k}_u / \dot{k}_{u|Y_{\varepsilon n} = \infty}$ ($\dot{k}_s = 0$) будет равен приращению фазы, приобретаемому ВЧ-сигналом в усилителе вследствие влияния конечной величины $Y_{\varepsilon n}$ (случай $\dot{k}_s \neq 0$).

Найдем аргумент отношения $\dot{k}_u / \dot{k}_{u|Y_{\varepsilon n} = \infty}$. Из (6.7) получим

$$\begin{aligned} \arg(\dot{k}_u / \dot{k}_{u|Y_{\varepsilon n} = \infty}) &= -\arctg \frac{x_{\varepsilon n} \cdot D_2 \frac{I_{\varepsilon 1}}{U_{gk}}}{1 - r_{\varepsilon n} \cdot D_2 \frac{I_{\varepsilon 1}}{U_{gk}}} \approx \\ &\approx -\arctg(x_{\varepsilon n} \cdot D_2 \frac{I_{\varepsilon 1}}{U_{gk}}), \end{aligned} \quad (6.8)$$

где $1/Y_{\varepsilon n} = r_{\varepsilon n} + jx_{\varepsilon n}$. Причем $r_{\varepsilon n} \ll |x_{\varepsilon n}|$.

В области небольших расстроек паразитного параллельного контура, образованного выводами g и g_2 и внешними блокировочными элементами, реактивная составляющая сопротивления $x_{\varepsilon n}$ описывается известной формулой:

$$x_{\varepsilon n} = -\rho Q \frac{2Q\Delta\omega / \omega_p}{1 + (2Q\Delta\omega / \omega_p)^2},$$

где ω_p — циклическая частота паразитного параллельного межсеточного резонанса, ρ , Q , $\Delta\omega$ — характеристическое сопротивление, добротность и абсолютная расстройка межсеточного контура. Так как экстремальные значения вносимого реактивного сопротивления $x_{\varepsilon n opt} = \pm \rho \cdot Q / 2$, то экстремумы приращения фазы сигнала усилителя вследствие влияния несовершенства соединения по ВЧ сеток соответственно равны:

$$\varphi_{opt} = \arg(\dot{k}_u / \dot{k}_{u|Y_{\varepsilon n} = \infty})_{opt} = \pm \arctg(\frac{1}{2} D_2 \rho Q \frac{I_{\varepsilon 1}}{U_{gk}}) \quad (6.9)$$

Исходя из предположения о малости $|\varphi_{opt}|$, которое выполняется при внесении в паразитный межсеточный контур соответствующего затухания, уменьшающего его добротность, получим условие, при выполнении которого можно пренебречь влиянием межсеточного резонанса на работу системы ФАНК:

$$\frac{1}{2}D_2\rho Q\frac{I_{\varepsilon 1}}{U_{gk}} \leq \alpha_{oon},$$

где α_{oon} — допустимое значение ошибки системы ФАНК по фазовому углу настраиваемого контура усилителя. Формула получена для недонапряженного режима, в котором (при пренебрежении инерцией электронов) $I_{\varepsilon 1} \cong I_{a1}$. Поэтому для недонапряженного режима предыдущее условие можно записать так:

$$\frac{1}{2}SD_2\alpha_1(1 - \cos \Theta)\rho Q \leq \alpha_{oon}. \quad (6.10)$$

В перенапряженном режиме $I_{\varepsilon 1}$ уменьшается по сравнению с недонапряженным за счет дополнительного оседания части электронов на сетках. Следовательно, условие (6.10) тем более справедливо в перенапряженном режиме.

Как известно, влияние инерции электронов проявляется, в частности, в "размывании" импульсов наведенного тока лампы. Поэтому влияние инерции электронов приводит к уменьшению отношения $I_{\varepsilon 1}/U_{gk}$ при прочих равных величинах

по сравнению со случаем низких радиочастот. Последнее позволяет рассматривать условие (6.10) как предельное и в случае влияния инерции электронов. Расчет требуемого вносимого затухания в паразитный контур согласно (6.10) в этом случае создает некоторый "производственный" запас по точности работы системы ФАНК.

Б) Усилитель с общим катодом

Выкладками, аналогичными проделанным для случая усилителя с общей сеткой, в недонапряженном режиме на низких радиочастотах, можно показать, что

$$\dot{k}_{uk} = \frac{S_1 R_{ak}(1 + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k})}{1 - S_1 D R_{ak}} \approx S_1 R_{ak}(1 + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k}), \quad (6.11)$$

где $\dot{k}_{uk} = \dot{U}_{ak}/\dot{U}_{gk}$ — коэффициент усиления усилителя с общим катодом; $\dot{k}_{\varepsilon k} = \dot{U}_{g_2k}/\dot{U}_{gk}$, R_{ak} — резонансное сопротивление выходного контура усилителя. Отношение

$$\dot{k}_{uk}/\dot{k}_{uk}|_{\dot{k}_{\varepsilon k}=0} = 1 + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k} = 1 + D_2 Z_{g_2} \frac{\dot{I}_{g_2 1}}{\dot{U}_{gk}}.$$

где $Z_{g_2} = r_g + jx_g$ — комплексное сопротивление между экранной сеткой (экраном) и катодом усилителя.

Приращение фазы сигнала усилителя за счет несовершенства соединения по ВЧ экрана с катодом

$$\Delta\varphi = \arg(\dot{k}_{uk} / \dot{k}_{uk}|_{\dot{k}_{\varepsilon k}=0}) = \arctg(D_2 \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}} x_g) \approx D_2 x_g \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}},$$

$$\text{откуда экстремальные значения } \Delta\varphi_{opt} = \pm \frac{1}{2} D_2 \rho Q \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}},$$

а условие пренебрежения влиянием паразитного параллельного контура между экраном и катодом имеет вид

$$\frac{1}{2} D_2 \rho Q \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}} \leq \alpha_{don}. \quad (6.12)$$

Так как в недонапряженном режиме отношение $\frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}$ мало, то условие (6.12) легко выполняется. Для слабопере-

$$\begin{aligned} \text{напряженного режима } \dot{I}_{a1} &= \dot{I}_{S1} - \dot{I}_{g1} = S_{1S} \dot{U}_{ynpS} = \\ &= S_{1S} \dot{U}_{gk} (1 + D \dot{k}_{uk} + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k}) - S_{1g} \dot{U}_{gk} (1 - \mu_g \dot{k}_{uk} + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k}) = \\ &= \dot{U}_{gk} [(S_{1S} - S_{1g})(1 + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k}) + (S_{1S} D + S_{1g} \mu_g) \dot{k}_{uk}]. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Так как } \dot{I}_{a1} R_{ak} &= \dot{U}_{ak}, \text{ то } \dot{k}_u = \frac{R_{ak} (S_{1S} - S_{1g})(1 + D_2 \dot{k}_{\varepsilon k})}{1 - R_{ak} (DS_{1S} + \mu_g S_{1g})} = \\ &= \frac{R_{ak} (S_{1S} - S_{1g})}{1 - R_{ak} (DS_{1S} + \mu_g S_{1g})} (1 + D_2 Z_g \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}), \end{aligned}$$

где $Z_g = r_g + jx_g$ комплексное сопротивление между экраном и катодом.

Теперь, аналогично предыдущему, получим для слабоперенапряженного режима

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \arg(\dot{k}_{uk} / \dot{k}_{uk}|_{\dot{k}_{\varepsilon k}=0}) = \arctg\left(\frac{D_2 x_g \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}}{1 + D_2 r_g \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}}\right) \approx \\ &\approx \arctg(D_2 x_g \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}). \end{aligned}$$

Из последнего выражения имеем

$$\Delta\varphi_{opt} = \pm \arctg\left(\frac{1}{2} D_2 \rho Q \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}}\right), \text{ откуда, для малых } \alpha_{don},$$

условие пренебрежения влиянием несовершенства соединения по ВЧ экрана с катодом:

$$\frac{1}{2} D_2 \rho Q \frac{I_{g_2^1}}{U_{gk}} \leq \alpha_{don}. \quad (6.13)$$

В сильноперенапряженном режиме можно полагать, что $I_{g_2^1} = I_{1g}$, где I_{1g} — 1 гармоника наведенного тока, протекающего по цепям, соединяющим экранную и управляющую сетки. В связи с этим для сильноперенапряженного режима справедливо условие (6.10), полученное ранее для усилителя с общей сеткой.

Полученные выражения (6.10), (6.12), (6.13) позволяют рассчитать затухание паразитного параллельного контура, образованного между экраном и общим электродом усили-

тельной лампы, при котором обеспечивается допустимая погрешность в работе системы ФАНК. Выполнение этих условий не препятствует выполнению условий, определяющих режим лампы, как усилительного прибора, и согласуется с ними, уменьшая вероятность паразитной генерации.

§ 6.5. Влияние блокировочного конденсатора сетки усилителя с общей сеткой и элементов конструкции его входных цепей

Как уже говорилось, блокировочные элементы настраиваемого усилителя и, в частности, блокировочные конденсаторы могут оказывать существенное влияние на работу системы ФАНК. В некоторых случаях работа системы ФАНК может полностью нарушиться. При этом блокировочные конденсаторы продолжают успешно выполнять свои функции в схеме усилителя. И в случае "ручной" настройки никаких видимых отклонений от нормы в работе передатчиков не наблюдается.

Рассмотрим механизм влияния блокировочных элементов на работу ФД усилителя с общей сеткой КВ-диапазона. На рис. 6.5 показана схемная модель входной цепи лампы с сеточным блокировочным конденсатором. Символами C_{δ} , L_{δ} обозначены емкость и паразитная индуктивность (с учетом подводящих проводников) конденсатора.

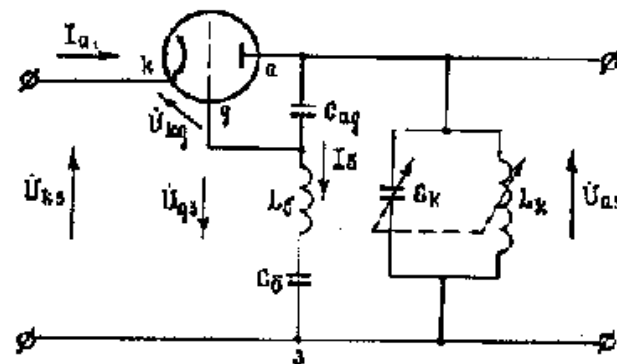


Рис. 6.5. Модель усилителя с сеточным блокировочным конденсатором.

На рис. 6.5 видно, что часть контурного тока усилителя проходит через блокировочный конденсатор и междуэлектродную емкость лампы C_{ag} . Если собственный резонанс блокировочного конденсатора будет располагаться в рабочем диапазоне частот генератора, то это может вызвать на резонансной частоте конденсатора ($\omega_0 = 1/\sqrt{L_{\delta}C_{\delta}}$) изменение полярности выходного напряжения ФД. Если при этом вход ФД подключается одним полюсом к катоду лампы (непосредственно или через делитель), а вторым — к корпусу усилителя, то вблизи от резонансной частоты блокировочного конденсатора будет наблюдаться асимметрия выходной характеристики ФД, что приведет к остаточной ошибке системы ФАНК.

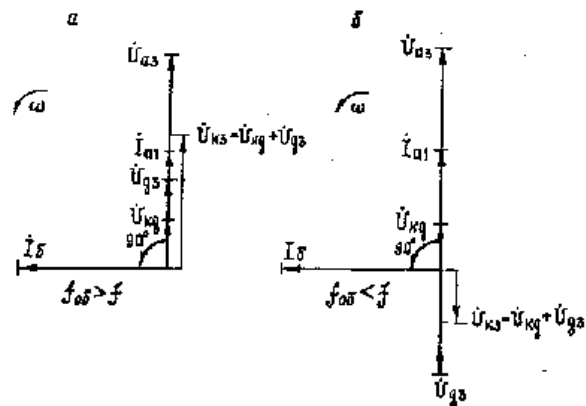


Рис. 6.6. Векторные диаграммы, поясняющие влияние блокировочного конденсатора на работу ФД.

На рис. 6.6 изображены две векторные диаграммы напряжений, действующих во входной цепи лампы. Обозначения напряжений и токов соответствуют рис. 6.5. Контур усилителя предполагается настроенным в резонанс с учетом всех реактивных элементов. Из векторных диаграмм следует, что, в зависимости от соотношения между рабочей частотой усилителя и резонансной частотой конденсатора, напряжение, действующее в промежутке сетка-катод лампы, определяющее фазу анодного тока или фазу контурного напряжения при настройке контура в резонанс, и напряжение возбуждения могут быть либо в фазе, либо в противофазе. Поэтому напряжение, снимаемое с входной цепи на ФД, будет менять фазу на противоположную при переходе рабочей частоты усилителя через резонанс блокиро-

вочного конденсатора, несмотря на то, что фаза входного напряжения усилителя будет оставаться без изменения.

Очевидно, данное явление возможно лишь при достаточно большой части контурного тока, ответвляющейся через блокировочный конденсатор» Это, как правило, выполняется на верхних частотах рабочего диапазона КВ-передатчика.

Влияние сеточного блокировочного конденсатора можно исключить, присоединяя ФД непосредственно к промежутку сетка-катод лампы, минуя конденсатор. Аналогичные явления наблюдаются в отношении блокировочного конденсатора экранной сетки тетродного усилителя с общей сеткой.

В УКВ-усилителях с общей сеткой часто по конструктивным соображениям невозможно осуществить связь ФД непосредственно с выводом сетки лампы. Кроме того, элементы конструкции входной цепи усилителя, неизбежно "включающиеся" между ФД и выводами сетка-катод лампы, вносят дополнительный частотно-зависимый сдвиг фазы в напряжение, снимаемое с входа усилителя на ФД. Во всех случаях целесообразно включать ФД возможно ближе в "электрическом" отношении к выводам сетка-катод лампы. Однако, все равно, при расчете амплитудно-фазового корректора системы ФАНК сдвиг фазы напряжения во входных конструктивных элементах усилителя необходимо

учитывать наравне со сдвигом в входных цепях самой лампы. При известных эквивалентных параметрах входной цепи лампы (см. гл. 3) указанный фазовый сдвиг несложно определить путем измерения на натурном макете входной цепи усилителя или рассчитать.

§ 6.6. Фазовая автоматическая настройка усилителя с двухконтурной колебательной системой

Как уже говорилось, в КВ-диапазоне нередко используются сложные колебательные системы в виде двух связанных контуров. Для обеспечения высокого КПД колебательной системы собственная добротность анодного контура усилителя берется значительно большей нагруженной добротности промежуточного ($Q_1 \gg Q_2$). Передача ВЧ-энергии в нагрузку в таких усилителях часто регулируется изменением связи между контурами.

В результате работы системы настройки усилителя с двухконтурной колебательной системой должно быть достигнуто состояние, когда анодный и промежуточный контуры по-отдельности настроены в резонанс на возбуждающее колебание. Связь между контурами, обеспечивающая требуемый режим генераторной лампы в условиях, когда $Q_1 \gg Q_2$, а Q_1 ограничена, по конструктивным соображениям, не достигает критической. Поэтому фазочастотная

характеристика тока анодного контура сохраняет монотонность и мало отличается от характеристики одиночного контура. В то же время, ввиду сравнительно низкой добротности промежуточного контура (с учетом вносимого со стороны нагрузки сопротивления), его настройка мало критична. Все это позволяет, как показано в работе [108], при автоматической настройке двухконтурной колебательной системы промежуточный контур настраивать достаточно грубо (например, с помощью программированной системы АНК), а точную настройку всей системы осуществлять путем подстройки только анодного контура.

В связи со сказанным, в двухконтурных мощных усилителях систему ФАНК обычно применяют лишь для настройки анодного контура. В этом случае работа системы и ее технические характеристики практически не отличаются от настройки усилителя с одиночным колебательным контуром.

Раздел II
РАДИОЧАСТОТНЫЕ ЗВЕНЬЯ
РЕГУЛЯТОРА СИСТЕМЫ ФАНК
Глава 7
ФАЗОВЫЙ ДИСКРИМИНАТОР

§ 7.1. Обобщенная структурная модель фазового дискриминатора системы ФАНК

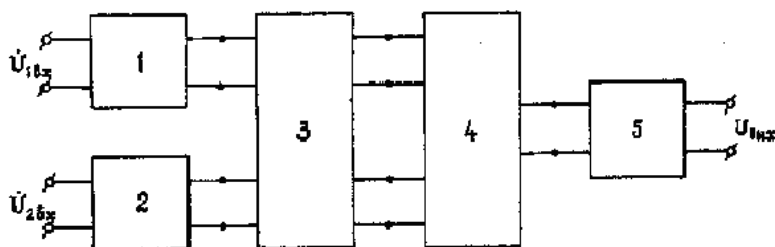


Рис. 7.1. Обобщенная структурная модель фазового дискриминатора

Анализ структуры и функции фазовых дискриминаторов, применяемых в технике фазометрии и системах автоматической стабилизации фазы типа системы ФАНК [15-18, 90, 109-132 и др.], показывает, что все они применительно к задачам системы ФАНК могут быть описаны с помощью обобщенной структурной модели, схема которой

приведена на рис.7.1.

В ряде конкретных случаев некоторые блоки, показанные на рис.7.1, могут отсутствовать. В других случаях функции двух или более блоков могут быть совмещены в одном блоке.

Рассмотрим кратко назначение блоков обобщенной структурной модели.

Блоки 1, 2 — фазовращатели — в некоторых схемах ФД обеспечивают начальную разность фаз между напряжениями, поступающими с входов ФД на последующие его цепи (блоки 3-5), при которой достигаются наилучшие технические и эксплуатационные параметры. Так, в простом балансном ФД, принцип работы которого рассмотрен во введении, для получения "нуль-индикации" состояния настройки контура усилителя необходим дополнительный сдвиг по фазе одного из сравниваемых напряжений на 90° . В других случаях, может потребоваться дополнительный сдвиг по фазе на 45° . В ряде случаев фазовращатели 1 и 2 должны иметь частотнозависимый сдвиг по фазе входных напряжений, такой, чтобы он компенсировал паразитные фазовые сдвиги в последующих цепях ФД или цепях настраиваемого каскада, обеспечивая нормальную работу системы ФАНК.

Блок 3 — преобразующий восьмиполюсник — является основой ФД. В нем амплитудно-фазовые соотношения ме-

жду входными сигналами $U_{1вх}$ и $U_{2вх}$ преобразуются по тому или иному закону в амплитудные соотношения, что позволяет затем с помощью простых амплитудных различителей типа схемы сравнения вырабатывать низкочастотный сигнал, параметры которого зависят от разности фаз сравниваемых радиочастотных напряжений. Блок 4 — схема сравнения — осуществляет функции амплитудного различителя, о котором говорилось выше. В силу того, что в блоке 4 происходит преобразование спектра подводимых от блока 3 сигналов (радиочастотный сигнал преобразуется в низкочастотный), блок 4 должен быть нелинейным устройством.

Блок 5 — интегрирующая цепь — обеспечивает фильтрацию радиочастотных и импульсных или амплитудно-модулированных сигналов, поступающих на выход схемы сравнения в результате преобразования спектра или при работе настраиваемого усилителя с импульсной или синусоидальной амплитудной модуляцией сигнала. Блок 5 увеличивает помехоустойчивость ФД при воздействии на его входе импульсных помех.

Как следует из вышеизложенного, все блоки ФД, кроме блока 4 являются линейными устройствами.

Рассмотренная обобщенная структурная модель позволяет с общих позиций проводить анализ, расчет и проектирование фазовых дискриминаторов, установить общие ка-

чественные критерии к отдельным их элементам и всей конструкции в целом, исходя из их функционального назначения. Как будет видно из последующего, приведенная на рис.7.1 структурная модель инвариантна по отношению к диапазону рабочих частот, типу и назначению настраиваемого усилительного каскада, режиму его работы.

§ 7.2. Обобщенная математическая модель фазового дискриминатора и ее частные случаи

Как известно, измерение разности фаз двух синусоидальных напряжений одинаковой частоты в фазовом дискриминаторе осуществляется путем измерения и сравнения между собой напряжений, являющихся геометрической суммой U_{Σ} и разностью U_{Δ} напряжений, возникающих на выходах преобразующего 8-полюсника и зависящих от обоих входных (сравниваемых) напряжений. Наиболее простым, надежным и распространенным методом измерения геометрической суммы и геометрической разности на выходах 8-полюсника является измерение их после выпрямления с помощью детекторов, т. е. фактически — измерение модулей U_{Σ} и U_{Δ} . В связи с этим схема сравнения (блок 4 на рис.7.1) для обеспечения нулевой индикации требуемой разности фаз входных напряжений ФД, как пра-

вило, может быть выполнена в виде простейшей вычитающей схемы на резисторах. В некоторых случаях схема сравнения может усложняться введением цепей, позволяющих осуществить непосредственное соединение с корпусом прибора одного из выходных зажимов ФД.

В основе работы ФД лежит процесс преобразования амплитудно-фазовых соотношений между входными ВЧ-напряжениями в амплитудные (напряжения U_{Σ} и U_{Δ}) на выходе преобразующего 8-полюсника. Поэтому все особенности статической характеристики управления (СХУ) ФД будут определяться особенностями его преобразующего 8-полюсника. В связи с этим установим математические соотношения, определяющие работу преобразующего 8-полюсника, которые можно рассматривать как математическую модель ФД в статическом режиме [133]. Рассмотрение проведем с помощью уравнений рассеяния и соответствующих им матриц рассеяния ([S] - матриц) 8-полюсников, элементы которых имеют простой физический смысл [134].

На рис.7.2 показана схема преобразующего 8-полюсника с обозначениями положительных направлений падающих и отраженных волн, которых мы будем придерживаться ниже.

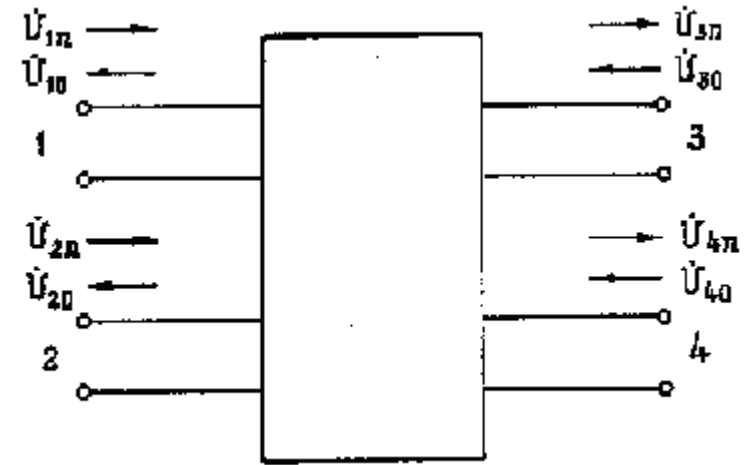


Рис. 7.2. Направления падающих и отраженных волн

В соответствии с рис.7.2 уравнения рассеяния будут иметь вид

$$\begin{aligned} \dot{U}_{1o} &= \dot{S}_{11} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{12} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{13} \dot{U}_{3o} + \dot{S}_{14} \dot{U}_{4o}, \\ \dot{U}_{2o} &= \dot{S}_{21} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{22} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{23} \dot{U}_{3o} + \dot{S}_{24} \dot{U}_{4o}, \\ \dot{U}_{3n} &= \dot{S}_{31} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{32} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{33} \dot{U}_{3o} + \dot{S}_{34} \dot{U}_{4o}, \\ \dot{U}_{4n} &= \dot{S}_{41} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{42} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{43} \dot{U}_{3o} + \dot{S}_{44} \dot{U}_{4o}, \end{aligned} \quad (7.1)$$

где \dot{S}_{ij} — элементы нормированной [S] - матрицы.

Будем для определенности пару зажимов 1 и 2 считать входами, а пару 3 и 4 — выходами 8-полюсника (рис.7.2). Так как ФД не должен создавать дополнительной связи ме-

жду выходом и входом настраиваемого усилителя, то потребуем, чтобы

$$S_{12} = S_{21} = 0. \quad (7.2)$$

Условие (7.2) соответствует случаю направленности 1 типа [133]. Ввиду обратимости преобразующего 8-полюсника как линейного устройства справедливы соотношения

$$\begin{aligned} \dot{S}_{12} &= \dot{S}_{21}, \quad \dot{S}_{13} = \dot{S}_{31}, \quad \dot{S}_{14} = \dot{S}_{41}, \\ \dot{S}_{23} &= \dot{S}_{32}, \quad \dot{S}_{24} = \dot{S}_{42}, \quad \dot{S}_{34} = \dot{S}_{43}. \end{aligned} \quad (7.3)$$

Учтем, что для нормальной работы ФД его входы (1, 2 на рис.7.2) должны быть согласованы с подводщими линиями передачи. Поэтому необходимо, чтобы

$$S_{11} = S_{22} = 0, \quad (7.4)$$

для чего выходы ФД (3 и 4 на рис.7.2) необходимо нагружать согласованными нагрузками. При этом

$$U_{3o} = U_{4o} = 0. \quad (7.4,a)$$

С учетом (7.2) — (7.4,a) нормированная матрица рассеяния преобразующего 8-полюсника примет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dot{S}_{13} & \dot{S}_{14} \\ 0 & 0 & \dot{S}_{23} & \dot{S}_{24} \\ \dot{S}_{13} & \dot{S}_{23} & 0 & \dot{S}_{34} \\ \dot{S}_{14} & \dot{S}_{24} & \dot{S}_{34} & 0 \end{bmatrix}. \quad (7.5)$$

С учетом (7.4) и (7.4,a) имеем: $U_{1o} = U_{2o} = U_{3o} = U_{4o} = 0$.

Поэтому вместо (7.1) можно записать

$$\dot{U}_3 = \dot{U}_1 \cdot \dot{S}_{13} \cdot (1 + \dot{n}_3), \quad \dot{U}_4 = \dot{U}_1 \cdot \dot{S}_{14} \cdot (1 + \dot{n}_4), \quad (7.6)$$

где $\dot{n}_3 = m S_{23} e^{j(\alpha_3 + \varphi)} / S_{13}$, $\dot{n}_4 = m S_{24} e^{j(\alpha_4 + \varphi)} / S_{14}$, (7.7)

$$\begin{aligned} m &= U_2 / U_1, \quad \varphi = (\dot{U}_2, \dot{U}_1), \\ \alpha_3 &= (\dot{S}_{23}, \dot{S}_{13}), \quad \alpha_4 = (\dot{S}_{24}, \dot{S}_{14}). \end{aligned} \quad (7.8)$$

Теперь, полагая, что выходное напряжение ФД

$$U_{\Phi Д} = k_{\partial} (U_4 - U_3), \quad (7.9)$$

где k_{∂} — коэффициент передачи цепей схемы сравнения, с учетом (7.6) получим

$$U_{\partial \bar{A}} = k_{\partial} U_1 (S_{14} \cdot |1 + \dot{n}_4| - S_{13} \cdot |1 + \dot{n}_3|). \quad (7.10)$$

Из (7.10) для нормированного значения выходного напряжения:

$$\dot{U}_{\partial \bar{A}} = U_{\Phi Д} / (k_{\partial} \cdot U_1) \quad (7.11)$$

$$\text{имеем: } \dot{U}_{\partial \bar{A}} = S_{14} \cdot |1 + \dot{n}_4| - S_{13} \cdot |1 + \dot{n}_3|. \quad (7.12)$$

Или в развернутом виде:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{\partial \bar{A}} &= S_{14} \sqrt{1 + n_4^2 + 2n_4 \cos(\alpha_4 + \varphi)} - \\ &- S_{13} \sqrt{1 + n_3^2 + 2n_3 \cos(\alpha_3 + \varphi)}. \end{aligned} \quad (7.13)$$

Стандартное требование нечетной симметрии статической характеристики управления (СХУ) ФД приводит, как это следует из (7.13), к равенствам

$$S_{13} = S_{14}, S_{23} = S_{24}. \quad (7.14)$$

В результате этого $n_3 = n_4$ и

$$U_{\dot{\alpha}} = S_{13} (\sqrt{1 + n_3^2 + 2n_3 \cos(\alpha_4 + \varphi)} - \sqrt{1 + n_3^2 + 2n_3 \cos(\alpha_3 + \varphi)}) \quad (7.13,а)$$

В свою очередь, с учетом (7.14) [S] - матрица преобразующего 8-полюсника имеет вид:

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dot{S}_{13} & \dot{S}_{13} \\ 0 & 0 & \dot{S}_{23} & \dot{S}_{23} \\ \dot{S}_{13} & \dot{S}_{23} & 0 & \dot{S}_{34} \\ \dot{S}_{13} & \dot{S}_{23} & \dot{S}_{34} & 0 \end{bmatrix} \quad (7.5,а)$$

Входящая в (7.5,а) величина \dot{S}_{34} , характеризующая связь между выходными зажимами 8-полюсника, в частном случае может быть равна нулю. Это соответствует схеме 8-полюсника, содержащего только реактивные элементы (без потерь). Однако выполнение условия $\dot{S}_{34} = 0$ для ФД не обязательно. Более того, многие схемы ФД, применяемые на практике и хорошо себя зарекомендовавшие (в частности, простой балансный ФД, описанный во введении), имеют $\dot{S}_{34} \neq 0$.

Присутствие в (7.5,а) элемента $\dot{S}_{34} \neq 0$ является отличительной особенностью преобразующих 8-полюсников ФД

от направленных ответвителей, матрица которых во всем подобна (7.5,а), кроме элемента \dot{S}_{34} , который в случае направленных ответвителей всегда равен нулю.

Незначительное на первый взгляд отличие [S] - матрицы преобразующего 8-полюсника от [S] - матрицы направленного ответвителя при реализации ФД может приводить к существенно различным схемно-конструктивным вариантам построения, создает дополнительные широкие возможности реализации ФД.

Зададимся условием "нуль-индикации" при некотором заданном сдвиге фаз (φ_0) между входными напряжениями ФД, для чего потребуем выполнения равенства $U_{\dot{\alpha}} = 0$ при $\varphi = \varphi_0$. В результате из (7.13,а) получим

$$\sqrt{1 + n_3^2 + 2n_3 \cos(\alpha_4 + \varphi_0)} = \sqrt{1 + n_3^2 + 2n_3 \cos(\alpha_3 + \varphi_0)}.$$

Последнее равенство, как легко заметить, выполняется в двух случаях:

$$\alpha_4 + \varphi_0 = \alpha_3 + \varphi_0 + 2\pi r \quad \text{и} \quad \alpha_4 + \varphi_0 = -(\alpha_3 + \varphi_0) + 2\pi r, \quad \text{где} \\ r = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

В первом случае $U_{\dot{\alpha}} = 0$ независимо от величины φ_0 , т. е. ФД в этом случае нереализуем. Во втором случае обеспечивается нуль-индикация при $\varphi = \varphi_0$ и нечетно-симметричная СХУ (при $\dot{S}_{13} = \dot{S}_{14}$, $\dot{S}_{23} = \dot{S}_{24}$) т. е. обеспечивается нормальный рабочий режим ФД.

Таким образом, элементы [S] - матрицы преобразующего 8-полюсника ФД, кроме (7.13,а), должны удовлетворять условиям:

$$\begin{aligned} \alpha_3 + \alpha_4 &= -2\varphi_0 + 2\pi r, \\ \alpha_4 - \alpha_3 &\neq 2\pi r, \end{aligned} \quad (7.13,б)$$

которые совместно с (7.13,а) составляют обобщенную математическую модель ФД.

Равенства (7.13,б) могут быть положены в основу классификации ФД и, вместе с (7.13,а), позволяют установить связь между их СХУ и параметрами преобразующего 8-полюсника.

Для иллюстрации сказанную рассмотрим некоторые частные случаи.

$$1. \alpha_3 + \alpha_4 = 0.$$

Согласно (7.13,б) в этом случае $\varphi_0 = 0$. На основании (7.13,а) имеем

$$\begin{aligned} U_{\dot{\alpha}} = S_{13}(\sqrt{1+n_3^2+2n_3(\cos\alpha_3\cos\varphi+\sin\alpha_3\sin\varphi)} - \\ - \sqrt{1+n_3^2+2n_3(\cos\alpha_3\cos\varphi-\sin\alpha_3\sin\varphi)}) \end{aligned} \quad (7.15)$$

Конкретизируем величину α_3 .

$$а) \alpha_3 = \pm\pi/4.$$

В этом случае

$$\begin{aligned} U_{\dot{\alpha}} = S_{13}(\sqrt{1+n_3^2+\sqrt{2}n_3(\cos\varphi\pm\sin\varphi)} - \\ - \sqrt{1+n_3^2+\sqrt{2}(\cos\varphi\mp\sin\varphi)}). \end{aligned} \quad (7.15,б)$$

$$б) \alpha_3 = \pm\pi/2.$$

Теперь

$$U_{\dot{\alpha}} = S_{13}(\sqrt{1+n_3^2\pm 2n_3\sin\varphi} - \sqrt{1+n_3^2\mp 2n_3\sin\varphi}). \quad (7.15,а)$$

Последнее выражение отображает свойства ФД, известного в литературе [125] под названием квадратурного ФД.

в) При $\alpha_3 = 0, \pm\pi$ $U_{\dot{\alpha}} = 0$ при любых φ , т. е. ФД не работоспособен. Объясняется это невыполнением неравенства (7.13,б).

$$2. \alpha_3 + \alpha_4 = \pm\pi.$$

В этом случае $\varphi_0 = \mp\pi/2$, и на основании (7.13,а)

$$\begin{aligned} U_{\dot{\alpha}} = S_{13}(\sqrt{1+n_3^2-2n_3(\cos\alpha_3\cos\varphi+\sin\alpha_3\sin\varphi)} - \\ - \sqrt{1+n_3^2+2n_3(\cos\alpha_3\cos\varphi-\sin\alpha_3\sin\varphi)}) \end{aligned} \quad (7.16)$$

Пусть дополнительно:

$$а) \alpha = 0, \pi. \text{ Тогда}$$

$$U_{\dot{\alpha}} = S_{13}(\sqrt{1+n_3^2-2n_3\cos\varphi} - \sqrt{1+n_3^2\mp 2n_3\cos\varphi}). \quad (7.16,а)$$

Полученное выражение отображает СХУ, известного в литературе [125] ФД синфазно-противофазного типа.

$$б) \alpha_3 = \pm\pi/4.$$

$$U_{\dot{\alpha}_3} = S_{13} (\sqrt{1+n_3^2 - \sqrt{2}n_3(\cos\varphi \pm \sin\varphi)} - \sqrt{1+n_3^2 + \sqrt{2}(\cos\varphi \mp \sin\varphi)}) \quad (7.16,6)$$

в) $\alpha_3 = \pm\pi/2$. В этом случае не удовлетворяется неравенство (7.13,6) и ФД нереализуем.

$$3. \quad \alpha_3 + \alpha_4 = \pm\pi/2.$$

Согласно (7.13,а) в этом случае $\varphi_0 = \mp\pi/4$, что соответствует пока неизвестному в технике преобразующему 8-полюснику. Из (7.13,а) имеем

$$U_{\dot{\alpha}_3} = S_{13} (\sqrt{1+n_3^2 \mp 2n_3(\cos\alpha_3 \sin\varphi - \sin\alpha_3 \cos\varphi)} - \sqrt{1+n_3^2 + 2n_3(\cos\alpha_3 \cos\varphi - \sin\alpha_3 \sin\varphi)}) \quad (7.17)$$

Придадим частные значения α_3 :

$$а) \quad \alpha_3 = \pm\pi/2.$$

$$U_{\dot{\alpha}_3} = S_{13} (\sqrt{1+n_3^2 + 2n_3 \cos\varphi} - \sqrt{1+n_3^2 \mp 2n_3 \sin\varphi}). \quad (7.17,а)$$

$$б) \quad \alpha_3 = 0.$$

$$U_{\dot{\alpha}_3} = S_{13} (\sqrt{1+n_3^2 \mp 2n_3 \sin\varphi} - \sqrt{1+n_3^2 + 2n_3 \cos\varphi}). \quad (7.17,б)$$

Т. е. при $\alpha_3 = 0$ и $\alpha_3 = \pm\pi/2$ $U_{\dot{\alpha}_3}$ отличается только знаком.

$$в) \quad \alpha_3 = \pi.$$

$$U_{\dot{\alpha}_3} = S_{13} (\sqrt{1+n_3^2 \pm 2n_3 \sin\varphi} - \sqrt{1+n_3^2 - 2n_3 \cos\varphi}).$$

Рассмотренные частные случаи включают в себя свойства, как это будет видно из дальнейшего, всех известных в технике ФД и ряда новых, пока не описанных в литературе. По-видимому, эти случаи исчерпывают все достаточно просто реализуемые ФД. Вместе с тем, обобщенная математическая модель (7.13) - (7.13,б) позволяет поставить и решить задачу синтеза ФД с заданной СХУ, а затем — задачу оптимизации схемы ФД с синтезированной СХУ по наперед заданному критерию качества.

§ 7.3. Общие требования к фазовому дискриминатору

Общие требования к ФД вытекают из его функций, выполняемых в системе ФАНК как системе автоматического регулирования. В основном эти функции сводятся к функциям измерителя и нуля-органа.

В обобщенной структурной модели ФД (рис.7.1) можно указать на блоки, выполняющие упомянутые функции.

Роль измерителя главным образом выполняет блок 3 — преобразующий 8-полюсник. К измерителю же относятся и блоки 1, 2, которые, однако, носят вспомогательный характер и в составе ФД могут отсутствовать. Роль нуля-органа выполняет обычно блок 4 — схема сравнения. Блок 5, как самостоятельный блок, подобно блокам 1, 2 может отсутствовать в составе ФД, хотя также относится к нуля-органу.

Применительно к ФД, как радиочастотному звену регулятора системы ФАНК, справедливы следующие общие требования:

- широкий рабочий частотный диапазон;
- широкая полоса захвата;
- высокий уровень выходного напряжений;
- широкий динамический диапазон входных сигналов;
- нечетно-симметричный характер статической характеристики управления, слабая зависимость ее формы от рабочей частоты;
- стабильность "нуля" статической характеристики управления (при синфазных входных сигналах);
- большая крутизна статической характеристики управления в области ее "нуля";
- малая длительность переходных процессов;
- нечувствительность к высшим гармоникам входных сигналов, виду их модуляции;
- высокая степень согласования входов с линиями связи, подводящими входные сигналы;
- слабое влияние на основные показатели настраиваемого резонансного усилителя.

Сформулированные требования не могут быть одновременно удовлетворены "по максимуму", так как многие из них находятся в противоречии с другими. Например, требование широкого частотного диапазона находится в про-

тиворечии с требованием слабой зависимости формы статической характеристики управления от рабочей частоты и требованием стабильности ее нуля. Требование малости длительности переходных процессов противоречит требованию нечувствительности к виду модуляции входных сигналов. Требование высокого уровня выходного напряжения — требованию слабого влияния ФД на настраиваемый усилитель и т. д. Поэтому при конкретном проектировании следует стремиться к оптимальному компромиссу между перечисленными выше требованиями.

Из перечисленных общих требований вытекают основные требования к ФД, как элементу радиосистемы. Так, требование слабого влияния ФД на технические характеристики настраиваемого усилителя сводится к условию малости или полного отсутствия связи между входами преобразующего 8-полюсника (7.2) и сохранения его работоспособности при незначительном потреблении энергии радиочастотных колебаний, действующих на входе и выходе настраиваемого усилителя.

Широкий рабочий диапазон частот в соответствии с выше сформулированным требованием к ФД как звену системы авторегулирования может быть достигнут при использовании в качестве преобразующего 8-полюсника цепей с постоянными по модулю в диапазоне частот коэффициентами передачи \dot{S}_{13} , \dot{S}_{14} , \dot{S}_{23} , \dot{S}_{24} и слабой частотной зави-

симостью соотношений между их аргументами. Кроме того, необходимо обеспечить постоянные и, желательно, активные входные сопротивления (последнее возможно при соблюдении равенства $\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = 0$). При наличии в составе ФД фазовращателей (блоки 1,2 на рис.7.1) возникают дополнительные требования к постоянству их модуля коэффициента передачи и входного сопротивления, обеспечению ими заданной ФЧХ в рабочем диапазоне частот. При выполнении описанных выше требований одновременно обеспечивается стабильность формы и нуля статической характеристики управления ФД в диапазоне частот.

Ширина динамического диапазона входных сигналов ФД зависит от динамического диапазона схемы сравнения (блок 4 на рис.7.1), в состав которой входят нелинейные элементы — детекторы. Как правило, удается обеспечить динамический диапазон в пределах до 30-40 db, что удовлетворяет требованиям практики.

Разработанная в § 7.2 обобщенная математическая модель ФД и ее частные случаи, как следует из вышеизложенного, полностью отвечают всем требованиям, предъявляемым к ФД как элементу радиотехнической системы и основным требованиям как звену системы автоматического регулирования. В связи с этим, вместе с обобщенной структурной моделью (рис.7.1), она может служить основой для оценки качества используемых на практике ФД, оптимизации их характеристик и синтеза новых типов ФД.

§ 7.4. фазовые дискриминаторы на элементах с сосредоточенными параметрами

ФД на элементах с сосредоточенными параметрами находят широкое применение в КВ-диапазоне. Однако в ряде случаев при соблюдении определенных требований к конструкции, они с успехом могут применяться и на УКВ, вплоть до 500 - 600 МГц.

Ниже проведен анализ особенностей работы наиболее распространенных типов ФД с учетом специфики схемы настраиваемого усилителя, влияния конструктивных элементов генераторной лампы, паразитных реактивностей соединительных проводников, схемы ФД и способа его включения в настраиваемый усилитель.

Полученное в § 7.2 выражение (7.13) обобщенной математической модели ФД, записанное в терминах нормированной матрицы рассеяния 8-полюсника, справедливо и для ФД на элементах с сосредоточенными параметрами, хотя наибольшую наглядность оно приобретает применительно к преобразующим 8-полюсникам с распределенными параметрами.

Для определения элементов нормированной матрицы рассеяния 8-полюсника с сосредоточенными параметрами необходимо его предварительно нормировать [134] путем

присоединения извне к каждой паре зажимов идеальных трансформаторов с коэффициентами трансформации

$1:\sqrt{R_i}$, где R_i — сопротивление нагрузки i -й пары зажимов.

Желательно R_i выбирать таким образом, чтобы нагруженный ими 8-полюсник со стороны любой пары зажимов был согласован, т. е. чтобы входное сопротивление его на i -й паре зажимов при нагружении других зажимов выбранной комбинацией активных сопротивлений было активно и равно R_i . В этом случае, как нетрудно показать [134 и др.], диагональные элементы матрицы рассеяния $S_{ii}=0$. Очевидно, для нормированного 8-полюсника (рис.7.3,б) согласованные входные сопротивления на всех зажимах равны 1 Ом.

В качестве примера на рис.7.3 показана упрощенная схема преобразующего 8-полюсника балансного ФД. (рис.П введения), нагруженного на согласованные резисторы, и его нормированная схема.

Входящие в рис.7.3,а согласующие резисторы имеют, как это нетрудно понять из схемы, следующие величины: $R_1 = R_3 / (2N^2)$, $R_2 = R_3 / 2$, $R_3 = R_4$, где N — коэффициент трансформации каждой половины вторичной обмотки трансформатора относительно первичной.

Для рассмотренного согласованного 8-полюсника на основании рис.7.3,а и системы (7.1) определим элементы матрицы рассеяния:

$$\dot{S}_{13}, \dot{S}_{14}, \dot{S}_{23}, \dot{S}_{24}, \dot{S}_{12} = \dot{S}_{21}.$$

При определении \dot{S}_{13} положим (см. рис.7.3,а):

$$U_{30} = U_{40} = U_{10} = U_{2n} = 0 \text{ (ввиду согласованности нагрузок)}$$

и из 3 уравнения системы (7.1) найдем

$$\dot{S}_{13} = \dot{S}_{31} = \dot{U}_{3n}^N / \dot{U}_{1n}^N = \dot{U}_3^N / \dot{U}_1^N.$$

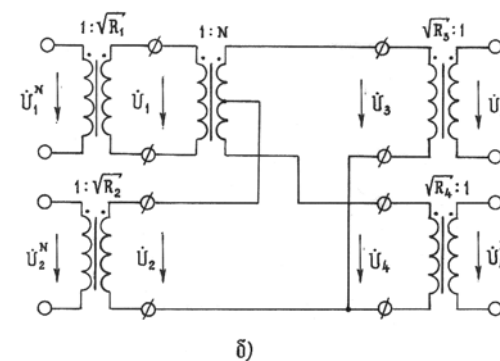
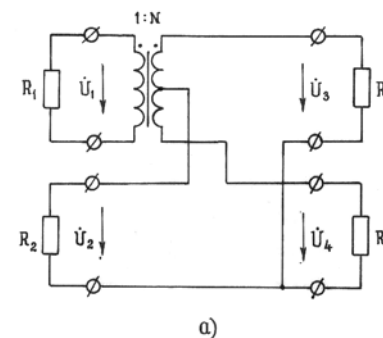


Рис. 7.3. Согласованно-нагруженный преобразующий 8-полосник (а) и его нормированная схема (б).

Из рис.7.3,б для \dot{S}_{13} , следует очевидное соотношение $\dot{S}_{13} = N\sqrt{R_1/R_3}/2$. Аналогично этому из 4 уравнения (7.1) имеем $\dot{S}_{14} = -N\sqrt{R_1/R_4}/2$. Соответственно, при $U_{1n} = U_{3n} = U_{40} = U_{20} = 0$, с помощью третьего и четвертого уравнений системы (7.1) получим

$$\dot{S}_{23} = \sqrt{R_2/R_3}, \quad \dot{S}_{24} = \sqrt{R_2/R_4}.$$

В результате при $R_3 = R_4$ обеспечиваются соотношения $S_{13} = S_{14}$, $S_{23} = S_{34}$. А для углов α_3 и α_4 имеем следующие соотношения: $\alpha_3 = 0$, $\alpha_4 = \pi$, $\alpha_3 + \alpha_4 = \pi$.

Учитывая, что в согласованном случае $S_{ii} = 0$ и принимая $U_{10} = U_{20} = U_{30} = U_{40} = 0$, из первого уравнения системы (7.1) получим $S_{12} = S_{21} = 0$.

Таким образом, рассмотренный преобразующий 8-полосник, согласно (7.16), относится к ФД синфазно-протофазного типа, что хорошо известно из практики и анализа работы ФД, проведенного в [15, 109 и др.]. Последнее обстоятельство лишней раз подтверждает справедливость выведенного в § 7.2 выражения обобщенной математической модели ФД.

*А. Балансный ФД в системе ФАНК
усилителя с общим катодом*

Упрощенная схема включения фазового дискриминатора в каскад с общим катодом показана на рис.7.4.

На схеме U_{T1} и U_{T2} — симметричные напряжения на вторичной обмотке широкополосного трансформатора (ШТ). Во вторичной обмотке ШТ включены сопротивления R_1 и R_2 , образующие искусственную среднюю точку. Несимметричное напряжение (U_ϕ) действует на сопротивлении R_ϕ фазовращателя ($R_\phi C_\phi$) дискриминатора. Обычно симметричный вход дискриминатора связывается с сеточной цепью подстраиваемого каскада, а несимметричный — с анодной цепью.

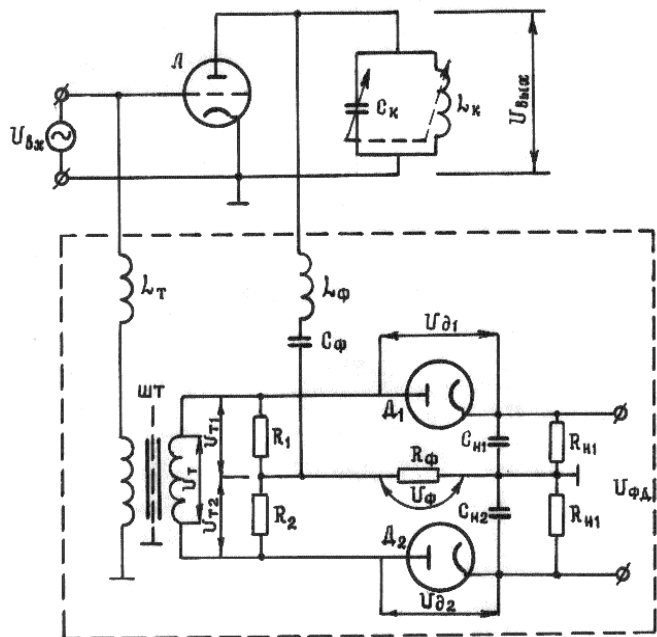


Рис. 7.4. Включение балансного ФД в каскад с общим катодом.

Индуктивности L_T и L_ϕ (рис. 7.4) представляют собой паразитные индуктивности проводов, соединяющих соответствующие входы дискриминатора с каскадом. Для нормальной работы дискриминатора необходимо, чтобы при резонансе анодного контура генератора ($L_k C_k$ на рис. 7.4) напряжения U_ϕ и U_{T1} (или U_{T2}) были сдвинуты по фазе точно на 90° . Это условие может быть выполнено, если сдвиг по фазе между напряжениями на первичной и вторичной

обмотках широкополосного трансформатора будет отсутствовать, паразитные индуктивности L_T и L_ϕ будут равны нулю, а напряжение U_ϕ будет сдвинуто относительно напряжения $U_{вх}$ на угол 90° . Последнее осуществимо, если выполняется неравенство

$$\omega R_\phi C_\phi \ll 1 \quad (7.23)$$

В применяемых на практике широкополосных трансформаторах с объемным витком [135 и др.] фазовый сдвиг между напряжениями на обмотках вплоть до частоты 30 МГц остается пренебрежимо малым, это обеспечивается высокой граничной частотой полосы пропускания трансформатора (свыше 100 МГц). Выполнение неравенства (7.23), хотя и связано с рядом затруднений при работе в широком диапазоне частот, однако, принципиально осуществимо. Гораздо сложнее обстоит дело с уменьшением паразитных индуктивностей L_T и L_ϕ до допустимой величины. Особенно это трудно сделать в мощных передатчиках.

Для выяснения влияния индуктивностей L_T и L_ϕ на работу дискриминатора вычислим фазовые сдвиги напряжения: вначале U_{m1} (U_{m2}) относительно $U_{вх}$, а затем — U_ϕ относительно $U_{вх}$. Для вычисления фазового угла между векторами U_{m1} (U_{m2}) и $U_{вх}$ заменим в полосе пропускания широкополосный трансформатор (ШТ) схемой замещения, показанной на рис. 7.5.

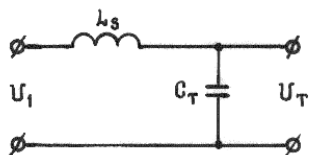


Рис. 7.5. Схема замещения широкополосного трансформатора.

Параметры схемы замещения могут быть найдены из следующих равенств:

$$L_S = L_{S1} + L_{S2} / N^2, C_T = C_{01} + C_{02} N^2, \quad (7.24)$$

где $N = W_2/W_1$ — коэффициент трансформации трансформатора дискриминатора (W_1 и W_2 — число витков первичной и вторичной обмоток); L_{S1} и L_{S2} — индуктивности рассеяния, C_{01} и C_{02} — емкости первичной и вторичной обмоток трансформатора соответственно; U_T — напряжение на вторичной обмотке трансформатора.

С учетом рис.7.5 схема симметричного входа дискриминатора показана на рис.7.6.

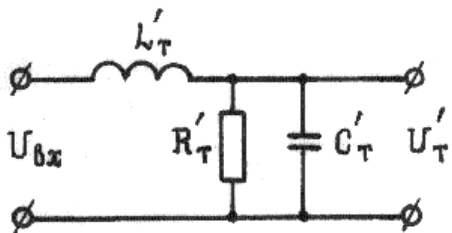


Рис. 7.6. Полная схема замещения симметричного входа ФД.

На этой схеме обозначения следующие:

$$L'_T = L_T + L_{S2} / N^2, C'_T = C_{01} + C_{02} N^2, \dot{U}'_T = \dot{U}_T / N \quad (7.24, a)$$

где C_2, R_T — емкость, активное сопротивление нагрузки трансформатора.

Из рис.7.6 найдем

$$\dot{U}'_T = \dot{U}_{\dot{a}\dot{o}} \frac{R'_T \frac{1}{j\omega C'_T} / (R'_T + \frac{1}{j\omega C'_T})}{j\omega L'_T + \frac{R'_T}{j\omega C'_T} / (R'_T + \frac{1}{j\omega C'_T})},$$

откуда получим

$$\frac{\dot{U}_{\dot{a}\dot{o}}}{\dot{U}'_T} = 1 - \frac{j\omega L'_T (R'_T + \frac{1}{j\omega C'_T})}{R'_T / j\omega C'_T} = \frac{1}{R'_T} [R'_T (1 - \omega^2 L'_T C'_T) + j\omega L'_T]. \quad (7.25)$$

Угол сдвига по фазе (γ) между векторами \dot{U}'_T и $\dot{U}_{\dot{a}\dot{o}}$ определим из (7.25):

$$tg\gamma = - \frac{\omega L'_T}{R'_T (1 - \omega^2 L'_T C'_T)}. \quad (7.26)$$

Выражение (7.26) дает значение угла сдвига по фазе напряжения ШТ за счет влияния его паразитных параметров.

Для несимметричного входа дискриминатора (рис. 7.7)

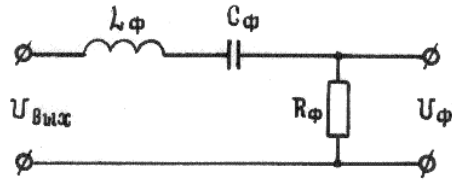


Рис. 7.7. Схема замещения несимметричного входа ФД.

при $R_\phi \ll |Z_{ид}|$, где $Z_{ид}$ сопротивление диодов D_1 и D_2 переменному току (рис.7.4), найдем

$$\dot{U}_{аи\delta} / \dot{U}_\delta = (1/R_\delta) \cdot [R_\delta + j\omega L_\delta - 1/(\omega C_\delta)] \quad (7.27)$$

Используя (7.27), найдем выражение для вычисления угла сдвига по фазе (φ) между векторами \dot{U}_δ и $\dot{U}_{аи\delta}$.

$$\operatorname{tg} \varphi = (1 - \omega^2 L_\delta C_\delta) / (\omega R_\delta C_\delta).$$

Обозначим дополнительный до 90° паразитный фазовый сдвиг напряжений \dot{U}_δ и $\dot{U}_{аи\delta}$ через $\Delta\varphi$. Тогда $\varphi = 90^\circ + \Delta\varphi$, отсюда

$$\operatorname{tg} \varphi = \operatorname{tg}(90^\circ + \Delta\varphi) = -\operatorname{ctg} \Delta\varphi = -1/\operatorname{tg} \Delta\varphi, \text{ отсюда}$$

$$\operatorname{tg} \Delta\varphi = -\frac{\omega R_\delta C_\delta}{1 - \omega^2 L_\delta C_\delta}. \quad (7.28)$$

Структура (7.28) и (7.26) идентична. Поэтому при выполнении равенств

$$L'_T / R'_T = R_\delta \tilde{N}_\delta, \quad L'_T C'_T = L_\delta \tilde{N}_\delta \quad (7.30)$$

фазовый дискриминатор будет нормально работать в диапазоне частот, несмотря на наличие паразитных индуктив-

ностей и емкостей в цепях ФД и соединительных проводниках.

Таким образом, для нормальной работы фазового дискриминатора необязательно стремиться получить минимальными углы γ и $\Delta\varphi$. Достаточно, если на рабочей частоте будут выполняться равенства (7.30).

Величины, входящие в (7.30) определяются в соответствии с равенствами (7.24), (7.24,а). Если пренебречь влиянием цепей диодов D_1 и D_2 (рис.7.8), то в качестве активного сопротивления и емкости нагрузки трансформатора (см. равенства (7.24,а)) могут быть приняты: сумма сопротивлений $(R_1 + R_2)$ и емкость C_2 соответственно. Введем обозначения:

$$\omega_{0T} = 1 / \sqrt{L'_T C'_T}, \quad \omega_{o\delta} = 1 / \sqrt{L_\delta \tilde{N}_\delta},$$

$$Q_T = R'_T / \sqrt{L'_T C'_T}, \quad Q_\delta = \sqrt{L_\delta \tilde{N}_\delta} / R_\delta. \quad (7.31)$$

С учетом обозначений (7.31) на основании (7.30) имеем

$$\omega_{0T} = \omega_{o\delta}, \quad Q_T = Q_\delta. \quad (7.32)$$

Равенства (7.32) равносильны условиям (7.30). Величины, входящие в (7.32), имеют следующий физический смысл: $\omega_{0\phi}$, Q_ϕ — резонансная частота и добротность последовательного контура L_ϕ , C_ϕ , R_ϕ ; ω_{0T} , Q_T — аналогичные величины для параллельного контура L'_T , C'_T , R'_T (см.

рис.7.6 и 7.7). Нетрудно убедиться, что (7.30) или (7.32) равносильны условиям дуальности указанных контуров.

Б. Анализ схемы ФД с компенсацией паразитных фазовых сдвигов

Схема дискриминатора, приведенная на рис.7.8, отличается от обычно применяемой наличием индуктивностей L'_T и L'_δ , которые являются не паразитными, а необходимыми элементами схемы, и емкости \tilde{N}_2 . Указанные элементы,

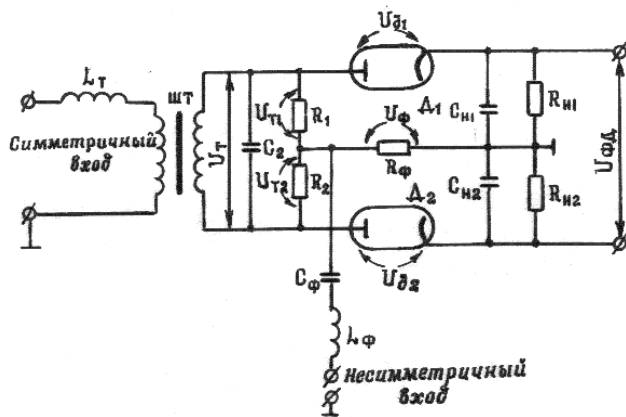


Рис. 7.8. ФД с автокомпенсацией паразитных фазовых сдвигов

обеспечивая нужные фазовые соотношения напряжений на диодах (U_{A1} и U_{A2}), в то же время вызывают изменения в величине выходного напряжения дискриминатора $U_{\delta A}$.

Эти изменения обусловлены изменением коэффициентов передачи симметричного и несимметричного входов дискриминатора.

Введем обозначения: $\dot{k}_T = \dot{U}'_T / \dot{U}_{\delta\delta}$ и $\dot{k}_\delta = \dot{U}_\delta / \dot{U}_{\delta\delta}$, где

$\dot{U}'_T, \dot{U}_{\delta\delta}, \dot{U}_\delta, \dot{U}_{\delta\delta}$ соответствуют рис.7.6 и 7.7.

Очевидно, \dot{k}_δ является коэффициентом передачи несимметричного входа дискриминатора. Для нахождения коэффициента передачи симметричного входа надо значение \dot{k}_T умножить на коэффициент трансформации (N) широкополосного трансформатора дискриминатора.

Выражения модулей \dot{k}_T и \dot{k}_δ , от которых зависит выходное напряжение фазового дискриминатора, можно получить из (7.25) и (7.27):

$$\dot{k}_T = 1 / \sqrt{(1 - \omega^2 L'_T C'_T)^2 + \omega^2 (L'_T / R'_T)^2},$$

$$\dot{k}_\delta = 1 / \sqrt{1 + (1 - \omega^2 L'_\delta C'_\delta)^2 / (\omega^2 C'^2_\delta / R'^2_\delta)}.$$

После подстановки сюда (7.31) с учетом (7.30) и обозначений $\omega_0 = \omega_{\delta\delta} = \omega_{0T}$, $Q = Q_\delta = Q_T$, $n = \omega / \omega_0$ после несложных преобразований получим

$$\dot{k}_T = 1 / \sqrt{(1 - n^2)^2 + n^2 / Q^2}, \quad \dot{k}_\delta = n \cdot \dot{k}_T / Q. \quad (7.33)$$

Зависимости k_T и k_ϕ от n для различных Q приведены на рис.7.9.

Согласно [15] выходное напряжение фазового дискриминатора, симметричный вход которого включен в выходной контур настраиваемого каскада (рис.7.10), выражается следующим образом:

$$U'_{\phi\bar{A}} = U_{T0} k_{\bar{A}} \Psi' / 2, \tag{7.34}$$

где U_{T0} — напряжение на вторичной обмотке трансформатора дискриминатора при настроенном контуре усилителя; k_D — коэффициент передачи диодов дискриминатора;

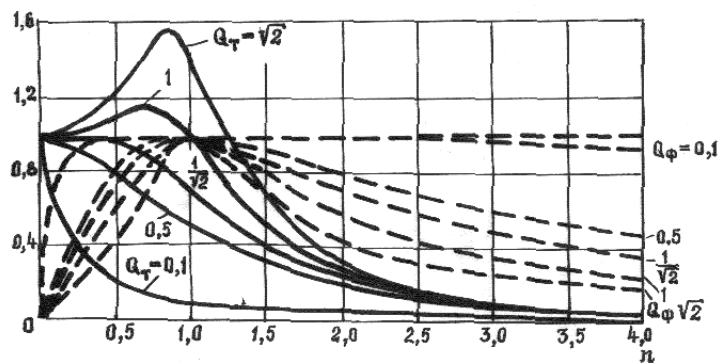


Рис. 7.9. Зависимость k_T (сплошные линии) и k_ϕ (штриховые линии) от n .

$$\Psi' = \sqrt{k^2 + (1 + 2k\alpha)/(1 + \alpha^2)} - \sqrt{k^2 + (1 - 2k\alpha)/(1 + \alpha^2)}. \tag{7.35}$$

$$k = 2 \cdot U_\phi / U_{T0}; \tag{7.36}$$

$\alpha = 2Q\Delta\omega_k / \omega_{k0}$ — обобщенная расстройка контура настраиваемого усилителя.

С учетом коэффициентов передачи k_T и k_ϕ цепей входов исследуемого дискриминатора входящие в (7.34) и (7.36) напряжения U_{T0} и U_ϕ , соответственно, будут выражаться:

$$U_{T0} = k_T N U_{\dot{a}\dot{a}0}, \quad U_\phi = k_\phi U_{\dot{a}\dot{a}}, \tag{7.37}$$

где $U_{\text{вых}}$ — напряжение, подводимое к дискриминатору со стороны настроенного выходного контура усилителя; $U_{\text{вх}}$ — напряжение, подводимое к дискриминатору с входа усилителя.

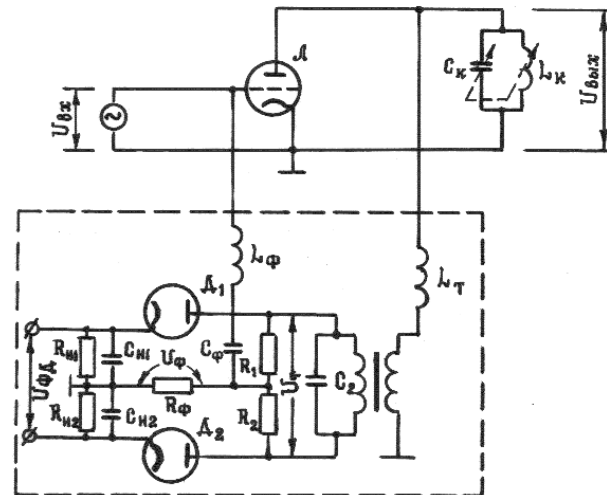


Рис. 7.10. Включение симметричного входа ФД в выходной контур настраиваемого каскада

Теперь
$$k = \frac{2}{N} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}} \cdot \frac{k_{\dot{o}}}{k_T} = \frac{2}{N} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}} \cdot \frac{n}{Q}. \quad (7.38)$$

Приняв во внимание (7.37) и (7.38), выражения (7.34) и (7.35) можно переписать следующим образом:

$$U'_{\dot{O}\dot{A}} = k_{\dot{A}} k_T N \Psi' U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}} / 2, \quad (7.39)$$

$$\Psi' = \sqrt{k_{01}^2 n^2 / \Theta^2 + (1 + 2k_{01} \alpha n / \Theta) / (1 + \alpha^2)} - \sqrt{k_{01}^2 n^2 / \Theta^2 + (1 - 2k_{01} \alpha n / \Theta) / (1 + \alpha^2)}, \quad (7.40)$$

где
$$k_{01} = \frac{2}{N} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}} \quad (7.41)$$

Аналогично этому можно показать, что для дискриминатора, симметричный вход которого связан с входом настраиваемого каскада, а несимметричный — с выходным контуром (см. рис.7.4), выходное напряжение выражается следующим образом:

$$U''_{\dot{O}\dot{A}} = k_{\dot{A}} k_{\dot{O}} \Psi'' U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}. \quad (7.42)$$

Так как в этом случае

$$k = \frac{N}{2} \cdot \frac{k_T}{k_{\dot{O}}} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}} = \frac{N}{2} \cdot \frac{\Theta}{n} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}}, \quad (7.43)$$

то

$$\Psi'' = \sqrt{k_{02}^2 \Theta^2 / n^2 + (1 + 2k_{02} \alpha \Theta / n) / (1 + \alpha^2)} - \sqrt{k_{02}^2 \Theta^2 / n^2 + (1 - 2k_{02} \alpha \Theta / n) / (1 + \alpha^2)}, \quad (7.44)$$

где

$$k_{02} = \frac{N}{2} \cdot \frac{U_{\dot{a}\ddot{o}}}{U_{\dot{a}\ddot{o}\ddot{o}}} = k_{01} \frac{N^2}{4}. \quad (7.45)$$

Как следует из выражений (7.39), (7.40), (7.42) и (7.44), выходное напряжение фазового дискриминатора зависит не только от расстройки контура настраиваемого каскада, но и от соотношения между рабочей частотой каскада ω и резонансной частотой дискриминатора ω_0 . Это соотношение в указанных выше выражениях учитывается безразмерным коэффициентом $n = \omega / \omega_0$. Кроме того, при неизменном n выходное напряжение зависит от добротности Q дискриминатора и от соотношения амплитуд исходных сравниваемых по фазе напряжений $U_{\text{вх}0}$ и $U_{\text{вх}}$.

Следует отметить, что это соотношение влияет на $U_{\text{ФД}}$ и при обычной схеме дискриминатора. Влияние на $U_{\text{ФД}}$ соотношения $U_{\text{вх}0}$ и $U_{\text{вх}}$ учитывается коэффициентом k в обычном дискриминаторе (см. выражение (7.36)) или коэффициентами k_{01} и k_{02} (выражения (7.41) и (7.45)) в анализируемом дискриминаторе.

Представление о свойствах дискриминатора как звена системы автоматического регулирования можно получить, если исследовать зависимости его максимального выходного напряжения и крутизны изменения выходного напряжения в области малых расстроек от переменных n , Q , $k_{01}(k_{02})$. Для нахождения выражения максимального напряжения

фазового дискриминатора необходимо определить значение расстройки α_{onm} настраиваемого контура, при которой $U_{\phi d}$ максимально. Для определения α_{onm} вычислим производные по расстройке от выходного напряжения обоих вариантов дискриминатора и приравняем их нулю. Согласно (7.39) и (7.42) имеем

$$\frac{\partial U'_{\phi d}}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} k_{\bar{A}} N \left(\frac{\partial k_T}{\partial \alpha} \Psi' + \frac{\partial \Psi'}{\partial \alpha} k_T \right) U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0},$$

$$\frac{\partial U''_{\phi d}}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} k_{\bar{A}} N \left(\frac{\partial k_{\phi}}{\partial \alpha} \Psi'' + \frac{\partial \Psi''}{\partial \alpha} k_{\phi} \right) U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0}.$$

Из (7.33), а также из рис.7.9 следует, что значения k и k_{ϕ} сравнительно медленно меняются при изменении n (т. е. при изменении частоты) для малых Q . Поэтому с большой степенью точности в последних выражениях производные от k_T и k_{ϕ} по α можно принять равными нулю. После этого получим

$$\frac{\partial U'_{\phi d}}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} k_{\bar{A}} k_T N \frac{\partial \Psi'}{\partial \alpha} U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0}, \quad \frac{\partial U''_{\phi d}}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} k_{\bar{A}} k_{\phi} N \frac{\partial \Psi''}{\partial \alpha} U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0}.$$

Таким образом, отыскание α_{onm} для обоих дискриминаторов сводится к решению относительно α уравнений $\frac{\partial \Psi'}{\partial \alpha} = 0$ и $\frac{\partial \Psi''}{\partial \alpha} = 0$. В [15] решено уравнение, аналогичное этим уравнениям. На основании [15] имеем

$\alpha_{\dot{u}\dot{o}} = \pm \sqrt{1 + k^2 / 2}$. Подставляя выражение α_{onm} в (7.35), получим

$$\Psi'_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}} = 2k / \sqrt{1 + 4k^2}. \quad (7.46)$$

Подставив в (7.46) соответствующие значения k из (7.38) и (7.43) имеем

$$\Psi'_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}} = \frac{2k_{01}n/Q}{\sqrt{1 + (2k_{01}n/Q)^2}}, \quad \Psi''_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}} = \frac{2k_{02}Q/n}{\sqrt{1 + (2k_{02}Q/n)^2}}.$$

С учетом этого, а также (7.33), выражения для максимального напряжения дискриминаторов будут иметь следующий вид:

$$U'_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}} = \frac{k_{01}k_{\bar{A}}Nn/Q}{\sqrt{(1-n^2)^2 + n^2/Q^2} \sqrt{1 + (2k_{01}n/Q)^2}} U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0}, \quad (7.47)$$

$$U''_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}} = \frac{2k_{02}k_{\bar{A}}}{\sqrt{(1-n^2)^2 + n^2/Q^2} \sqrt{1 + (2k_{02}Q/n)^2}} U_{\dot{a}\dot{u}\dot{o}0}. \quad (7.48)$$

Из (7.47) и (7.48) видно, в частности, что напряжения $U'_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}}$ и $U''_{\dot{a}\dot{e}\dot{n}}$ зависят от параметра n , т. е. от рабочей частоты.

Для того, чтобы можно было сравнить работу анализируемого дискриминатора с обычным, выведем выражения для максимального напряжения обычного дискриминатора для случаев включения его симметричного входа в анодный контур каскада и в сеточную цепь. Искомые выражения могут быть получены из (7.34) и (7.46) с учетом (7.38)

и (7.43), если в них положить $k_T = 1$, а значение k_ϕ подставить то, которое справедливо для обычного дискриминатора.

Так как коэффициент передачи ($k_{\phi 0}$) фазовращателя обычного дискриминатора зависит от соотношения R_ϕ и C_ϕ , следует определить допустимые пределы их величин.

Найдем коэффициент передачи обычного RC - фазовращателя (рис.7. 11):

$$\dot{k}_{\phi 0} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_1} = \frac{R_\phi}{R_\phi + 1/(j\omega C_\phi)} = \omega R_\phi C_\phi \frac{\omega R_\phi C_\phi + j}{1 + \omega^2 R_\phi^2 C_\phi^2}. \quad (7.49)$$

Из (7.49) найдем выражение для тангенса угла сдвига по фазе между напряжениями на выходе и входе RC - фазовращателя. Обозначив этот угол через φ_0 , получим

$tg \varphi_0 = 1/(\omega R_\phi C_\phi) = 1/\omega \tau_\phi$, где $\tau_\phi = R_\phi C_\phi$ — постоянная времени фазовращателя. Для угла φ_0 можно написать

$\varphi_0 = 90^\circ - \Delta \varphi_0$, где $\Delta \varphi_0$ — ошибка работы фазовращателя.

Отсюда имеем

$$tg \varphi_0 = tg(90^\circ - \Delta \varphi_0) = ctg \Delta \varphi_0 = 1/tg \Delta \varphi_0.$$

Подставив это выражение в последнее равенство, получим $tg \Delta \varphi_0 = \omega \tau_\phi$.

Так как в обычных фазовых дискриминаторах величина $\Delta \varphi_0$ вызывает ошибку в работе системы ФАНК, то для

правильно сконструированных дискриминаторов можно полагать $\Delta \varphi_0 \ll 1$. В этом случае

$$\Delta \varphi \approx \omega \tau_\phi \quad (7.50)$$

Из (7.49) модуль коэффициента передачи фазовращателя

$$k_{\phi 0} = \omega \tau_\phi / \sqrt{1 + \omega^2 \tau_\phi^2}.$$

Так как $\Delta \varphi_0 \ll 1$, то на основании (7.50) можно напи-

сать $k_{\phi 0} = \omega \tau_\phi$ (7.51)

Зададимся некоторой максимально допустимой ошибкой фазовращателя $\Delta \varphi_{\text{дв}}$. В этом случае максимальная рабочая частота дискриминатора $\omega_{\text{дв}}$, на которой, $\Delta \varphi_0 = \Delta \varphi_{\text{дв}}$, может быть определена из (7.50):

$$\omega_{\text{дв}} = \Delta \varphi_{\text{дв}} / \tau_\phi.$$

Введем обозначение

$n = \omega / \omega_{\text{дв}} = \omega \tau_\phi / \Delta \varphi_{\text{дв}}$. С учетом этого обозначения выражение (7.51) для $k_{\phi 0}$ примет следующий вид:

$$k_{\phi 0} = n_0 \Delta \varphi_{\text{дв}}. \quad (7.52)$$

Прделав ряд преобразований, получим для обычного дискриминатора

$$U'_{\text{дв}} = \frac{k_A k_{01} n_0 N \Delta \varphi_{\text{дв}}}{\sqrt{1 + (2k_{01} n_0 \Delta \varphi_{\text{дв}})^2}} U_{\text{дв}0},$$

$$U''_{\dot{O}\ddot{A}i\dot{\delta}\ddot{e}\ddot{n}} = \frac{2k_A k_{02}}{\sqrt{1+(2k_{02}/n_0 \Delta\varphi_{\ddot{a}\ddot{i}\ddot{i}})^2}} U_{\ddot{a}\ddot{i}\ddot{\delta}0} \quad (7.53)$$

Из сравнения (7.47) и (7.48) с (7.53) следует, что в выражениях (7.53) роль n выполняет n_0 . С учетом этого обстоятельства на рис.7.12 — 7.19 построены зависимости от n нормированных значений максимального напряжения анализируемых дискриминаторов для различных Q и $k_{01}(k_{02})$. Для наглядности на этих же графиках пунктиром нанесены зависимости от n нормированных максимальных напряжений для обычных дискриминаторов при $\Delta\varphi_{\ddot{a}\ddot{i}\ddot{i}} = 0,1 (\approx 5,7^0)$.

Из рассмотрения рис.7.12 — 7.19 можно сделать ряд заключений о свойствах ФД (рис.7.10):

- задаваясь различными величинами Q и $k_{01}(k_{02})$, а также варьируя положением рабочей области дискриминатора вдоль оси n , можно получить любую желаемую зависимость выходного напряжения от частоты;
- на практике требуется иметь постоянный уровень напряжения на выходе дискриминатора в рабочем диапазоне.

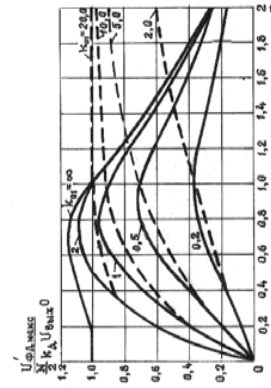


Рис. 7.14. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис.7.10) от n для $Q=1$.

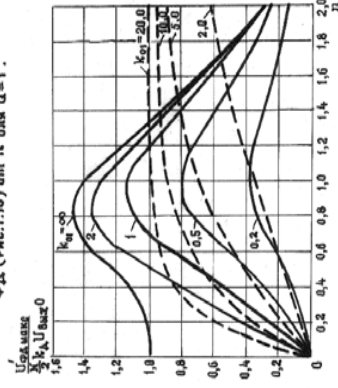


Рис. 7.15. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис.7.10) от n для $Q=1/2$.

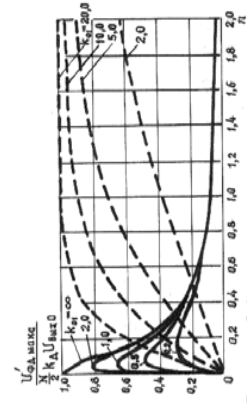


Рис. 7.12. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис.7.10) от n для $Q=0,1$.

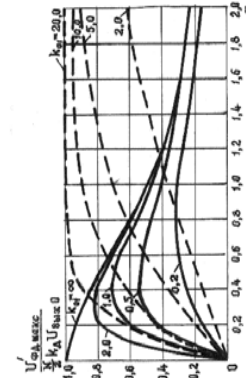


Рис. 7.13. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис.7.10) от n для $Q=0,5$.

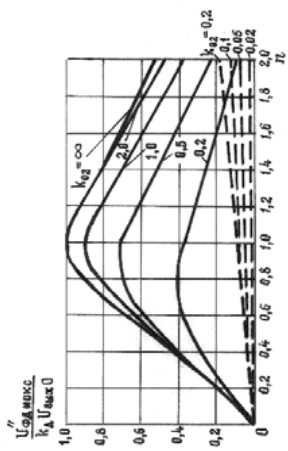


Рис. 7.16. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис. 7.4) от φ для $Q=1$.

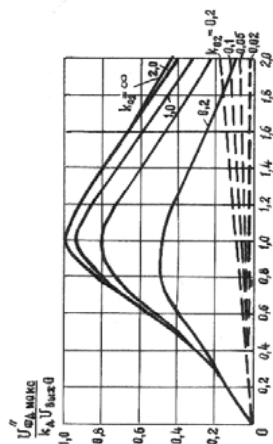


Рис. 7.19. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис. 7.4) от φ для $Q=1.2$.

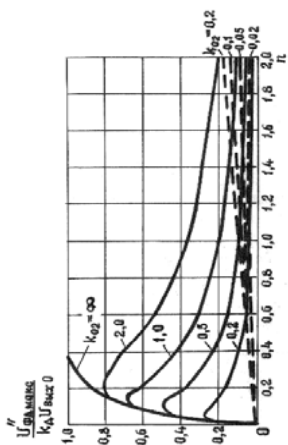


Рис. 7.16. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис. 7.4) от φ для $Q=0.1$.

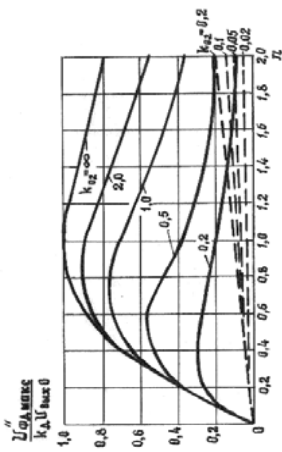


Рис. 7.17. Зависимость нормированного напряжения ФД (Рис. 7.4) от φ для $Q=0.5$.

В обычных дискриминаторах это достигается при $k_{01} \rightarrow \infty$. Практически величина k_{01} не превышает 10 — 20.

Как следует из рис.7.14, при $Q = 1$, $k_{02} = 2$ кривые напряжений для рассмотренного и обычного дискриминатора с $k_{01}=20$ практически совпадают вплоть до значения $n=n_0=1$. Это означает, что при одинаковой неравномерности уровня выходного напряжения абсолютная величина последнего в 10 раз больше у рассмотренного дискриминатора по сравнению с обычным.

Это утверждение справедливо в случае, если напряжения $U_{вх}$, подаваемые на несимметричный вход обоих дискриминаторов, одинаковы, а изменение k_{01} достигается за счет изменения величины напряжения, снимаемого на симметричный вход ($U_{вх0}$). Если же изменения k_{01} производятся за счет $U_{вх}$, то оба дискриминатора имеют одинаковые выходные уровни. Однако практически достичь больших значений k_{01} в обычных дискриминаторах за счет увеличения $U_{вх}$ можно только при сравнительно малых $U_{вх0}$, так как величина $U_{вх}$ ограничена величиной напряжения возбуждения каскада. В рассмотренном дискриминаторе не требуется иметь большие k_{01} , поэтому не требуется обеспечивать малое значение $U_{вх0}$. А так как $U_{ФД макс} = U_{вх0}$ (см. (7.53)), то на практике и в этом случае данный дискриминатор имеет большой выигрыш по абсолютной величине выходного напряжения;

— так как в рассмотренном дискриминаторе нетрудно получить практически любую зависимость $U_{ФД}$ от рабочей

частоты, то при его использовании можно обойтись без дорогостоящего и сложного широкополосного трансформатора. Связь симметричного входа дискриминатора с контуром можно осуществить в этом случае при помощи применявшегося ранее витка связи [109]. От этого простого и надежного способа в свое время пришлось отказаться ввиду сильного изменения уровня ЭДС, наводимой в витке, при перестройке каскада и некоторого усложнения контура последнего. В рассмотренном дискриминаторе соответствующим выбором Q , k_{01} и пределов изменения n всегда можно скорректировать неравномерность этой ЭДС. В диапазоне частот до 30 МГц проблема широкополосных трансформаторов для фазовых дискриминаторов в настоящее время разрешена. Однако при освоении более высокочастотного диапазона эта проблема встанет вновь со всей остротой. Это объясняется тем, что для того чтобы широкополосной трансформатор сам не вносил заметных фазовых сдвигов, непосредственно входящих в ошибку дискриминатора, его полоса пропускания должна в 5 — 8 раз превышать высшую рабочую частоту. Однако уже при $f = 60$ МГц полоса пропускания трансформатора должна составлять (300 — 500) МГц, что обеспечить при современном уровне техники пока не представляется возможным;¹

¹Разработка широкополосных трансформаторов типа длинная линия, или, как их еще называют, кабельных, не меняет дела, так как кабель-

— при всем этом не следует забывать, что в исследуемом дискриминаторе практически отсутствует ошибка в работе, а в обычных она имеется из-за несовершенства RC - фазовращателя и влияния индуктивностей подводящих проводов.

Все вышесказанное в значительной мере относится и к дискриминатору, характеристики которого приведены на рис.7.16 - 7.19.

Для оценки устойчивости системы ФАНК важно исследовать зависимость от частоты крутизны статических характеристик управления дискриминаторов для области малых расстройк. Эта зависимость для дискриминатора, выходное напряжение которого описывается функцией (7.34), имеет вид [15]:

$$S_{\delta_{|\alpha \rightarrow 0}} = \frac{1}{2} k_A U_{T0} \frac{\partial \Psi}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} k_A U_{T0} \frac{2k}{\sqrt{1+k^2}}.$$

Для того, чтобы можно было более наглядно сравнить дискриминаторы с разным k по крутизне характеристик, будем исследовать не крутизну, а ее отношение к максимальному напряжению дискриминатора при данном k , т. е. величину $S_{\delta_{|\alpha \rightarrow 0}} / U_{\delta_{i\delta e\bar{n}}}$, где, в соответствии с (7.34),

$$U_{\delta_{i\delta e\bar{n}}} = k_A U_{T0} \Psi_{i\delta e\bar{n}} / 2.$$

ные трансформаторы обладают большим, зависящим от частоты фазовый сдвигом передаваемого напряжения.

Это отношение можно назвать нормированной крутизной ($S_{\phi N}$), так как оно характеризует собой крутизну дискриминатора независимо от соотношения величин напряжений на его входах.

Таким образом, нормированная крутизна

$$S_{\phi N} = \frac{S_{\phi} |_{\alpha \rightarrow 0}}{U_{\partial A i \partial \bar{n}}} = \frac{2k}{\Psi_{i \partial \bar{n}} \sqrt{1+k^2}}. \quad (7.54)$$

Для еще большей наглядности будем исследовать отношение $S_{\phi N}$ дискриминатора с произвольным k к величине $S_{\phi N}$ дискриминатора, у которого $k \rightarrow \infty$. Назовем это отношение коэффициентом крутизны k_S . Так как у дискриминатора при $k \rightarrow \infty$ величина $\Psi_{i \partial \bar{n}} = 1$, а $S_{\phi} = 2$, то коэффициент крутизны будет выражаться следующим образом:

$$k_S = \frac{k}{\Psi_{i \partial \bar{n}} \sqrt{1+k^2}} = \frac{1}{2} S_{\phi N} \quad (7.55)$$

Подставив в (7.35) значение $\alpha_{\bar{n}0} = \sqrt{1+1/(2k^2)}$, можно получить $\Psi_{i \partial \bar{n}} = 2k / \sqrt{1+(2k^2)}$.

Далее, подставляя полученный результат в (7.55), имеем

$$k_S = 0,5 \sqrt{(1+4k^2)/(1+k^2)}. \quad (7.56)$$

Для фазового дискриминатора, схема которого изображена на рис.7.8, можно получить выражения для k_S , если в (7.56) в соответствии с (7.38) и (7.43) вместо k подставить

$k_{01}n/Q$ или $k_{02}Q/n$ — в зависимости от способа включения дискриминатора в каскад. Соответственно, для рис.7.10

$$k'_S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+4(k_{01}n/Q)^2}{1+(k_{01}n/Q)^2}}, \quad (7.57)$$

а для рис.7.4

$$k''_S = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+4(k_{02}Q/n)^2}{1+(k_{02}Q/n)^2}}. \quad (7.58)$$

Для обычных дискриминаторов путем подстановки (7.52) в (7.38) и (7.43) найдем соответствующие выражения для k и подставим их в (7.56). В результате проделанных операций получим

$$k'_{S0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+4(k_{01}\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}n_0)^2}{1+(k_{01}\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}n_0)^2}}, \quad (7.59)$$

$$k''_{S0} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1+4(k_{02}\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}n_0)^2}{1+(k_{02}\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}n_0)^2}}. \quad (7.60)$$

Из сравнения (7.57) с (7.59) следует, что, если отношение k_{01}/Q в (7.57) численно равно произведению $k_{01}\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}$ в (7.59), то при одинаковых значениях n и n_0 коэффициенты крутизны k'_S и k'_{S0} равны друг другу. Аналогично этому $k''_S = k''_{S0}$ при $n=n_0$ в случае, если произведение $k_{02}Q$, входящее в (7.58), будет равно отношению $k_{02}/\Delta\varphi_{\bar{a}\bar{i}\bar{i}}$, входящему в (7.60).

На рис.7.20 — 7.23 представлены зависимости k'_S от n для различных k_{01} и Q , а на рис.7.24 — 7.27 аналогичные зависимости для k''_S .

Согласно с вышеизложенным кривые k'_S будут соответствовать кривым k'_{S0} со значениями k_{01} , большими в $1/(Q\Delta\varphi_{a\ddot{u}})$ раз, чем обозначенные на графиках рис.7.20 — 7.23. Аналогично этому кривые k''_S будут соответствовать

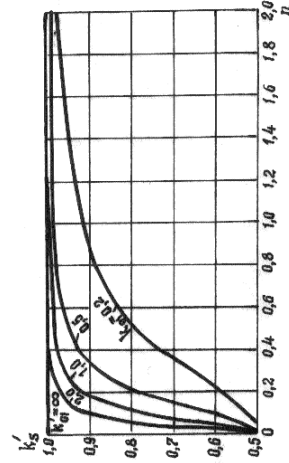


Рис. 7.20. Зависимость коэффициента крутизны от n для $Q = 0,1$ (рис.7.10).

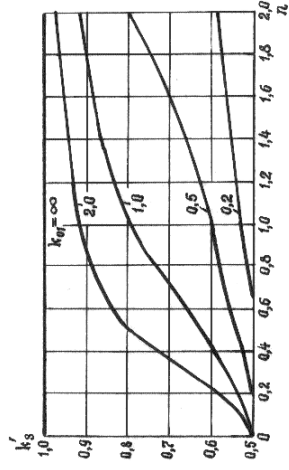


Рис. 7.22. Зависимость коэффициента крутизны от n для $Q = 1$ (рис.7.10).

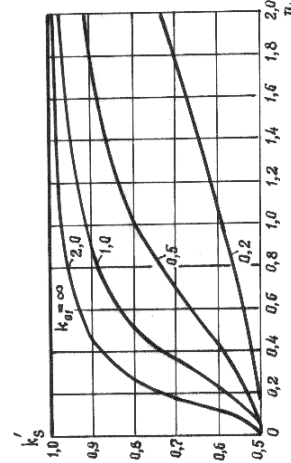


Рис. 7.21. Зависимость коэффициента крутизны от n для $Q = 0,5$ (рис.7.10).

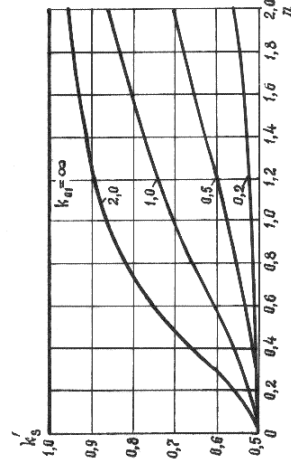


Рис. 7.23. Зависимость коэффициента крутизны от n для $Q = \sqrt{2}$ (рис.7.10).

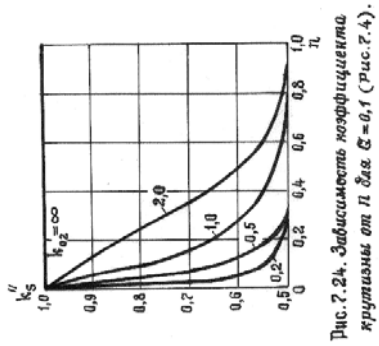


Рис. 7.24. Зависимость коэффициента крутизны от π для $\alpha = 0,1$ (Рис. 7.4).

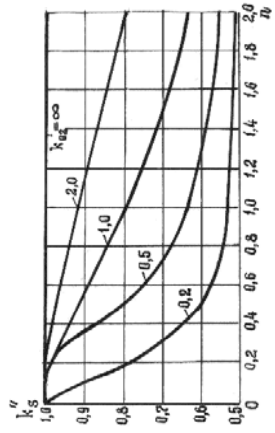


Рис. 7.26. Зависимость коэффициента крутизны от π для $\alpha = 1$ (Рис. 7.4).

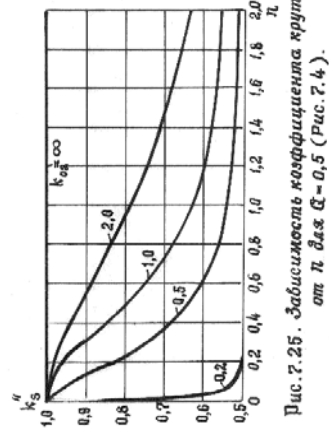


Рис. 7.25. Зависимость коэффициента крутизны от π для $\alpha = 0,5$ (Рис. 7.4).

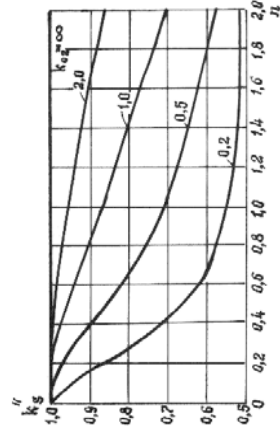


Рис. 7.27. Зависимость коэффициента крутизны от π для $\alpha = \sqrt{2}$ (Рис. 7.4).

кривым k''_{S0} со значениями k_{02} , меньшими в $1/(Q\Delta\varphi_{\text{аи}})$ раз, чем обозначенные на графиках рис.7.24 — 7.27.

На рис.7.20 — 7.27 видно, что значения k'_S и k''_S (так же, как и значения k'_{S0} и k''_{S0}) ограничены довольно узкими пределами (0,5 — 1,0).

Для обеспечения постоянства k'_S в диапазоне частот целесообразно обеспечивать большие k_{01} (см. рис.7.20 — 7.23), так как это обеспечивает одновременно и постоянство выходного напряжения (см. рис.7.12 — 7.15). При этом, как и в случае обеспечения постоянства $U'_{\text{оА}}$, одна и та же степень постоянства k'_S достигается в исследуемом дискриминаторе при k_{01} в $1/(Q\Delta\varphi_{\text{аи}})$ раз меньше, чем в обычно используемых дискриминаторах.

Для обеспечения постоянства k''_S целесообразно уменьшать k_{02} , так как при этом увеличивается постоянство выходного напряжения (см. рис.7.16 — 7.19).

Однако для получения той же степени равномерности k''_S (как и $U_{\text{оА}}$) в исследуемом дискриминаторе величина k_{02} может быть в $1/(Q\Delta\varphi_{\text{аи}})$ раз больше, чем в обычном. Указанные свойства исследуемых дискриминаторов, как уже говорилось, обеспечивают при прочих равных услови-

ях существенный выигрыш по уровню выходного напряжения.

На рис. 7.28 и 7.29 даны графики зависимостей от n модуля нормированного входного сопротивления ФД. Эти зависимости построены на основании формул

$$\frac{z_T}{R_T'} = \frac{\sqrt{1 - n^2(1/Q - Q)^2}}{1 + n^2 Q^2}, \quad \frac{z_o}{R_o} = \sqrt{1 + Q^2(1/n - n)^2}. \quad (7.61)$$

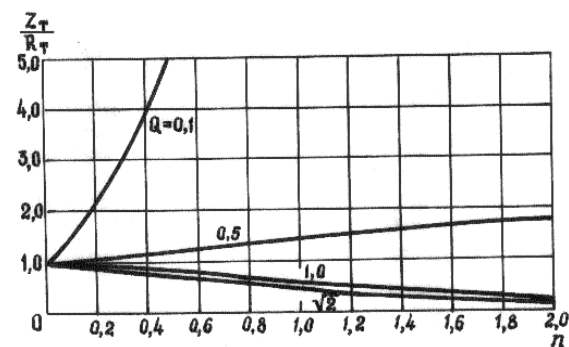


Рис. 7.28. Зависимость нормированного входного сопротивления симметричного входа ФД от n .

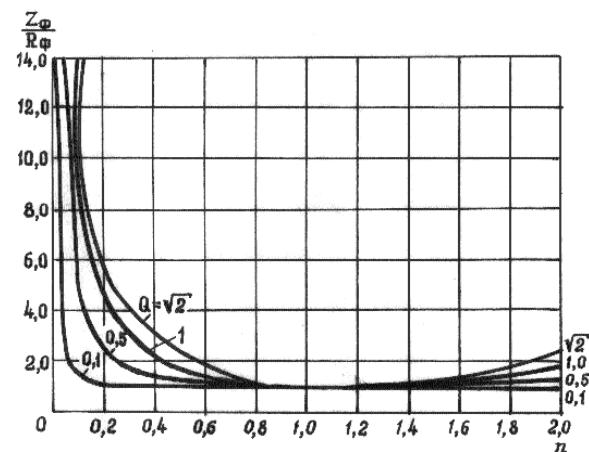


Рис. 7.29. Зависимость нормированного входного сопротивления несимметричного входа ФД от n .

В. Фазовые дискриминаторы КВ-усилителях с общей сеткой

Как уже было сказано, в электрическом отношении выводы лампы в диапазоне коротких и метровых волн представляют собой небольшие индуктивности. Однако, как ни

малы эти индуктивности, они все-таки совместно с активной входной проводимостью g_{ax} генератора образуют "фазовращатель", вызывая сдвиг по фазе между напряжением на входных зажимах лампы и напряжением, действующим непосредственно в промежутке сетка-катод. Это в свою очередь вызывает сдвиг по фазе между входным и выходным напряжениями генератора.

Практически возможно связать соответствующий вход фазового дискриминатора лишь с напряжением на входных зажимах лампы. Поэтому в генераторах с общей сеткой фазовый дискриминатор будет работать с ошибкой, равной сдвигу фазы во входной цепи лампы. Если пренебречь инерцией электронов и проходной емкостью C_{ak} , входная цепь генератора будет иметь вид показанный на рис.3.3. Входящая в схему величина g_{ax} представляет собой активную составляющую входной проводимости генератора. Сравнение схем, изображенных на рис.3.3 и 7.6 показывает их идентичность. Следовательно, для расчетов фазового сдвига между напряжениями U_{gk} и U'_{gk} (рис.3.3) можно воспользоваться выражением (7.26). Применительно к рис.3.3 выражение (7.26) будет иметь вид

$$\operatorname{tg} \gamma_{gk} = -\frac{\omega L_{\Sigma} g_{a\bar{o}}}{1 - \omega^2 L_{\Sigma} C_{gk}}, \quad (7.62)$$

где γ_{gk} — угол сдвига по фазе между напряжениями U_{gk} и U'_{gk} .

Из сказанного вытекает настоятельная необходимость применения мер по компенсации действия угла γ_{gk} на работу ФД, так как повлиять на его величину практически не представляется возможным. Можно представить себе три типа схем ВЧ-тракта системы ФАНК, обеспечивающих компенсацию угла γ_{gk} :

- а) схемы с применением специальной цепи, имитирующей по фазовому сдвигу входную цепь лампы;
- б) схемы с использованием цепей фазового дискриминатора для компенсации γ_{gk} ;
- в) схемы с использованием цепей фазового дискриминатора для компенсации γ_{gk} и набегов фазы в подводящих проводах.

На рис.7.30 — 7.32 представлены указанные типы схем. На этих рисунках для простоты опущены элементы связи генератора с ФД. Требуемые для нормальной работы величины ВЧ-напряжений, как правило, не превышают 1-10 В. Поэтому на практике обычно приходится применять элементы связи, в задачу которых также входит снижение дей-

ствующих на входе и выходе генератора напряжений до величин, обеспечивающих нормальную работу ФД.

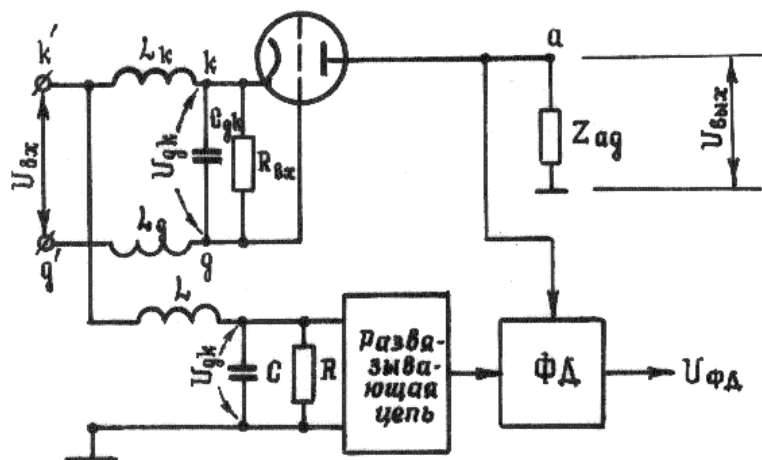


Рис. 7.30. Схема цепи L, C, R , компенсирующей фазовый сдвиг во входной цепи лампы.

Как видно из рис.7.30, для компенсации угла γ_{gk} в провод, соединяющий вход генератора с фазовым дискриминатором, введена корректирующая цепь L, C, R . Параметры цепи подобраны так, чтобы фазовый сдвиг напряжения в ней в точности равнялся углу γ_{gk} . В соответствии с (7.62) элементы цепи должны удовлетворять в этом случае следующим соотношениям:

$$L/R=L_{\Sigma}g_{ax}, LC=L_{\Sigma}C_{gk}. \quad (7.63)$$

Если обозначить $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$, $\omega_{0gk} = 1/\sqrt{L_{\Sigma}C_{gk}}$,

$R/L=Q\omega_0$, то соотношения (7.63) примут вид: $\omega_0=\omega_{0gk}$,

$Q=Q_{gk}$.

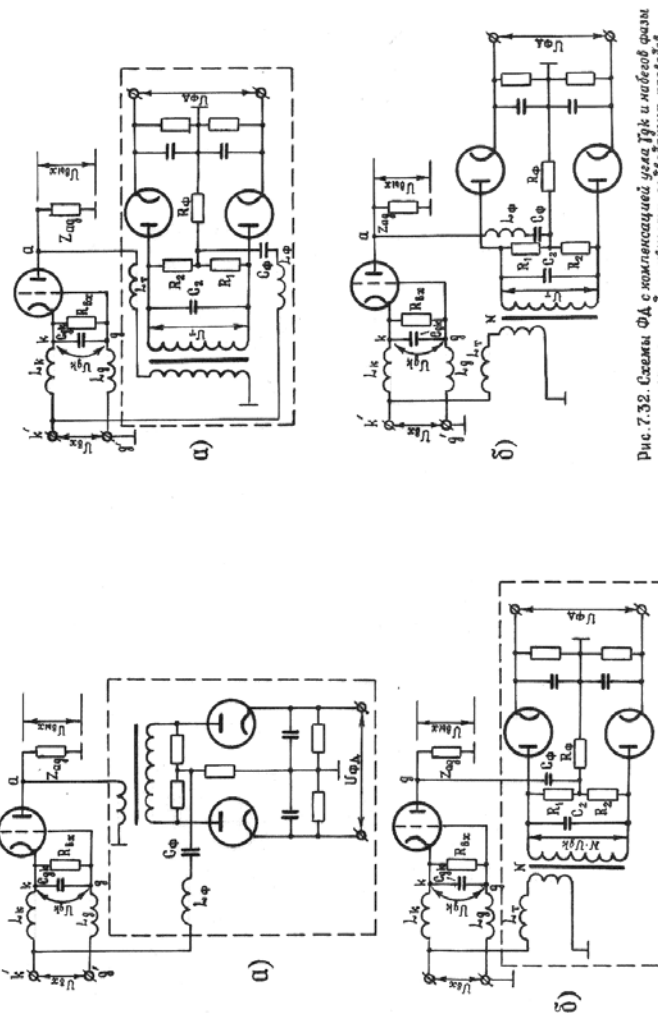


Рис. 7.32. Схемы ФД с компенсирующей цепью L, C, R и микроскоп фазм за счет индуктивности, добавляющей проводя.

Рис. 7.31. Схемы цепей ФД для компенсации угла γ_{gk} .

Входящие сюда величины ω_0 , ω_{0gk} , Q , Q_{gk} — резонансные частоты и добротности корректирующей цепи и входной цепи лампы. В качестве ФД в описанном случае целесообразно использовать дискриминатор с компенсацией внутренних фазовых набегов, рассмотренный выше (см. рис.7.8).

Показанная на рис.7.30 LCR-схема и развязывающая цепь, служащие для компенсации γ_{gk} , в соответствии с обобщенной структурной моделью системы ФАНК (рис.IV введения) представляют собой амплитудно-фазовый корректор (блок 4 – на рис.IV). Однако данный вариант амплитудно-фазового корректора, несмотря на простоту, не всегда обеспечивает достаточную амплитуду напряжения на ФД, особенно в случае маломощного генератора. На рис.7.31 показаны схемы, свободные от этого недостатка.

В точном соответствии с работой дискриминатора, изображенного на рис.7.8, работает схема, показанная на рис.7.31,а. Роль цепи, образуемой на симметричном входе дискриминатора, выполняет входная цепь генераторной лампы.

На рис.7.31,б показана схема, в которой роль корректирующей LCR-цепи (см. рис.7.30) выполняет цепь симметричного входа ФД. Для этой схемы условие компенсации угла γ_{gk} имеет следующий вид:

$$L'_T / R'_T = L_\Sigma g_{\dot{a}\dot{a}}, \quad L'_T C'_T = L_\Sigma C_{gk}. \quad (7.64)$$

Обозначения в (7.64) аналогичны обозначениям на рис.7.6. Величины, входящие в (7.64), могут быть найдены согласно (7.24,а). Если, вместо параметров цепи симметричного входа ФД, ввести его резонансную частоту и добротность, то условие (7.64) видоизменится:

$$\omega_{0T} = \omega_{0gk}, \quad Q_T = Q_{gk}. \quad (7.65)$$

Предыдущие две схемы (см. рис.7.31,а и б) обладают общим недостатком: не компенсируют набег фазы за счет индуктивности провода, соединяющего анодно-сеточный контур генератора с фазовым дискриминатором. Поэтому их целесообразно применять, когда по конструктивным соображениям имеется возможность присоединения соответствующего входа ФД к анодно-сеточному контуру короткими соединительными проводниками. В случае применения схемы, показанной на рис.7.31,а, необходимо обеспечить малый набег фазы в симметрирующем трансформаторе ФД.

На рис.7.32,а показана схема, свободная и от этого недостатка. Принцип ее работы заключается в том, что сумма фазовых сдвигов во входной цепи лампы и в цепи симметричного входа ФД (с учетом индуктивности подводящего провода) компенсируется таким же (дополнительным к 90°) фазовым сдвигом в цепи несимметричного входа. Для

доказательства возможности такой диапазонной компенсации рассмотрим коэффициент передачи последовательно соединенных (через генераторную лампу) цепей: входной цепи лампы ($L_\Sigma, C_{gk}, g_{\Sigma}$) и цепи симметричного входа ФД (L'_T, C'_T, R'_T) — см. рис.7.6. Обозначим через k_{gk} коэффициент передачи входной цепи лампы, а через k_T — коэффициент передачи симметричного входа дискриминатора. Тогда общий комплексный коэффициент передачи $\dot{k} = \dot{k}_{gk} \dot{k}_T$. Очевидно, тангенс угла сдвига по фазе между напряжением U_T и U_{Σ} (рис.7.32,а) $tg\gamma_\Sigma = \text{Im}(\dot{k}) / \text{Re}(\dot{k})$, где $\text{Im}(\dot{k})$ и $\text{Re}(\dot{k})$ — мнимая и вещественная части комплексного общего коэффициента передачи. Учтя, что обе цепи идентичны по структуре и коэффициенты передачи их могут быть найдены в соответствии с равенствами, аналогичными (7.6), после ряда преобразований получим

$$tg\gamma_\Sigma = -F \cdot T, \quad (7.66)$$

$$\text{где } F = \frac{\omega(L_\Sigma R'_T + L'_T / g_{\Sigma\dot{\omega}})}{(R'_T / g_{\Sigma\dot{\omega}})[1 - \omega^2(L_\Sigma C_{gk} + L'_T C'_T + L_\Sigma L'_T g_{\Sigma\dot{\omega}} / R'_T)]},$$

$$T = \frac{1 - \omega^2 L'_T L_\Sigma (R'_T C'_T + C_{gk} / g_{\Sigma\dot{\omega}}) / (R'_T L_\Sigma + L'_T / g_{\Sigma\dot{\omega}})}{1 - \omega^4 L'_T L_\Sigma C'_T C_{gk} / [\omega^2 (C_{gk} L_\Sigma + C'_T L'_T + L_\Sigma L'_T g_{\Sigma\dot{\omega}} / R'_T) - 1]}.$$

Сомножитель F правой части (7.66) по структуре относительно переменной ω идентичен выражению для тангенса угла дополнительного сдвига цепью несимметричного

входа ФД (7.28). Сомножитель T при определенных условиях может оставаться достаточно близким к единице. Это позволяет для схемы рис.7.32,а обеспечить диапазонную компенсацию набегов фазы как во входной цепи лампы, так и в подводящих проводах. Введем в выражения для сомножителей F и T обозначения $n = \omega / \omega_{0gk}$, $m = \omega_{0T} / \omega_{0gk}$. Теперь

$$F = \frac{\omega[1/(\omega_{0gk} Q_{gk}) + 1/(\omega_{0T} Q_T)]}{1 - \omega^2[1/\omega_{0gk}^2 + 1/\omega_{0T}^2 + 1/(\omega_{0gk} \omega_{0T} Q_{gk} Q_T)]},$$

$$T = \frac{1 - n^2[1 + Q_T / (Q_{gk} m)] / (1 + m Q_T / Q_{gk})}{1 - \frac{(n^4 Q_{gk} Q_T) / (m^2 Q_{gk} Q_T + Q_{gk} Q_T + m)}{n^2 - (m^2 Q_{gk} Q_T) / (m^2 Q_{gk} Q_T + Q_{gk} Q_T + m)}}. \quad (7.67)$$

Условия диапазонной компенсации для схимы рис.7.32,а будут следующими:

$$\omega_{0\delta}^2 = \frac{\omega_{0gk}^2 \omega_{0T}^2 Q_{gk} Q_T}{\omega_{0gk}^2 Q_{gk} Q_T + \omega_{0T}^2 Q_{gk} Q_T + \omega_{0gk} + \omega_{0T}},$$

$$Q_{\delta} Q_{0\delta} = \frac{\omega_{0gk} \omega_{0T} Q_{gk} Q_T}{\omega_{0gk} Q_{gk} + \omega_{0T} Q_T}.$$

Или, после преобразований:

$$\omega_{0\delta} = \frac{\omega_{0gk} \omega_{0T}}{\sqrt{\omega_{0gk}^2 + \omega_{0T}^2 + \omega_{0gk} \omega_{0T} / (Q_{gk} Q_T)}},$$

$$Q_{\delta} = \frac{\sqrt{\omega_{0gk}^2 + \omega_{0T}^2 + \omega_{0gk} \omega_{0T} / (Q_{gk} Q_T)}}{\omega_{0gk} Q_{gk} + \omega_{0T} Q_T} Q_{gk} Q_T, \quad (7.68)$$

где $\omega_{0\delta} = 1/\sqrt{L_{\delta}C_{\delta}}$, $Q_{\delta} = \omega_{0\delta}L_{\delta}/R_{\delta}$.

Так как множитель T в (7.67) все же несколько отличается от единицы, то компенсация будет неполной. Величина ошибки, даваемой в этом случае ФД, может быть найдена из формулы

$$\Delta\gamma \approx \frac{\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma})}{\partial(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma})/\partial\gamma}, \quad (7.69)$$

где $\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma})$ — приращение функции $\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma}$. Выражение (7.69) дает хорошую точность при $\Delta\gamma \ll \pi/2$ и $\gamma_{\Sigma} < \pi/2$. Для того чтобы им можно было воспользоваться, вычислим $\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma})$. Очевидно, за величину $\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma})$ следует принять разность между значением тангенса полного угла сдвига γ_{Σ} во входной цепи лампы и в цепи симметричного входа ФД и значением тангенса того угла, который реально компенсируется цепью несимметричного входа:

$$\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma}) = \operatorname{tg}\gamma_{\Sigma} - \operatorname{tg}\gamma_{\delta}, \quad (7.70)$$

$$\text{где } \operatorname{tg}\gamma_{\delta} = -\frac{\omega[1/(\omega_{0gk}Q_{gk}) + 1/(\omega_{0T}Q_T)]}{1 - \omega^2[1/\omega_{0gk}^2 + 1/\omega_{0T}^2 + 1/(\omega_{0gk}\omega_{0T}Q_{gk}Q_T)]}.$$

Вводя в (7.70) символы F и T , получим $\Delta(\operatorname{tg}\gamma_{\Sigma}) = -FT + F = F(1-T)$. Или $\Delta\gamma = -0,5\sin(2\gamma) \cdot (1-T)$. Подставим результат в (7.69), взяв предварительно производную от $\operatorname{tg}\gamma$ по γ . Так как $F = -\operatorname{tg}\gamma_{\delta}$, а при $\Delta\gamma \ll \pi/2$

$\gamma_{\Sigma} \approx \gamma_{\delta}$, то получим $\Delta\gamma = -\cos^2\gamma_{\delta} \cdot \operatorname{tg}\gamma_{\delta} \cdot (1-T)$. Исследование выражения (7.67) при помощи последней формулы для различных Q , ω_0 , m показывает, что наилучшие результаты получаются в случае $Q_{gk}=Q_T=1$, $\omega_{0gk}=\omega_{0T}$ ($m=1$).

Как правило, в современных мощных генераторных лампах входная цепь в режиме усиления с общей сеткой имеет добротность, близкую к единице. (Это, кстати, позволяет получить равномерность возбуждения генератора и загрузки предыдущего каскада вплоть до частоты собственного резонанса входной цепи. Обычно лампы рассчитаны на максимальную рабочую частоту, примерно равную этой резонансной частоте). Например, лампа ГУ-61Б имеет

$$\omega_{0gk}=2\pi 84 \cdot 10^6 \text{ рад./с } (f_0=84 \text{ МГц}), Q_{gk}\approx 1,23.$$

По данным завода-изготовителя высшая рабочая частота лампы ГУ-61Б равна 80 МГц (!).

На рис.7.33 показан график зависимости от безразмерной переменной n ошибки $\Delta\gamma$ для наиболее интересного с практической точки зрения случая $Q_{gk}=Q_T=1$. Там же построена зависимость от n угла $\gamma_{\delta} \approx \gamma_{\Sigma}$. Из этих зависимостей видно, что вплоть до $n = 0,8$ ошибка $\Delta\gamma$ не выходит за допустимые пределы, особенно если учесть, что при больших n ошибку $\Delta\gamma$ можно уменьшить вдвое, принудительно соответствующим образом расстроив цепь несимметричного входа ФД. При этом на низких частотах (при ма-

ных n) ошибка будет значительно больше, чем при точной компенсации, но зато во всем диапазоне она не превзойдет половины максимальной величины ($\Delta\gamma_{i\dot{a}e\dot{n}} = 8,7^\circ$ при $n=0,8$). Кроме того, из рис.7.33 видно, что суммарный набег фазы ($\gamma_\Sigma \approx \gamma_\delta$), который еще может быть удовлетворительно скомпенсирован, составляет около 120° . Так как для ГУ-61Б $f_{0gk} = 84$ МГц, при этом угле ($n = 0,8$) рабочая частота генератора должна быть равна 67 МГц.

Для случая $Q_{gk}=Q_T$, $\omega_{0gk}=\omega_{0T}$ ($m=1$) условия (7.68) упрощаются и принимают вид

$$\omega_{0\delta} = \omega_{0gk} Q_{gk} / \sqrt{2Q_{gk}^2 + 1}, \quad Q_T = 0,5\sqrt{2Q_{gk}^2 + 1}. \quad (7.71)$$

Аналогичные рассуждения можно привести и для схемы, изображенной на рис.7.32,б. При $Q_{gk}=Q_\phi$ и $\omega_{0gk}=\omega_{0\phi}$ условия компенсации для этой схемы имеют вид

$$\omega_{0T} = \omega_{0gk} \sqrt{2Q_{gk}^2 - 1} / Q_{gk}, \quad Q_T = 0,5\sqrt{2Q_{gk}^2 - 1}, \quad (7.72)$$

где ω_{0T} , Q_T — резонансная частота и добротность цепи симметричного входа ФД.

На рис.7.34 построены для этого случая графики зависимости от n ошибки $\Delta(\Delta\varphi)$ и угла φ_γ , компенсируемого цепью симметричного входа. Из графиков видно, что в данном случае компенсация получается худшей, чем в предыдущем случае, но все же еще приемлемой.

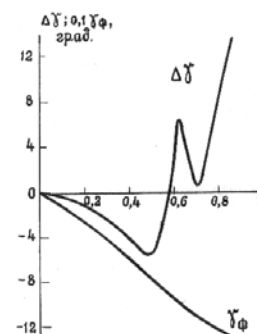


Рис. 7.33. Ошибка ФД и набег фазы в симметричном входе.

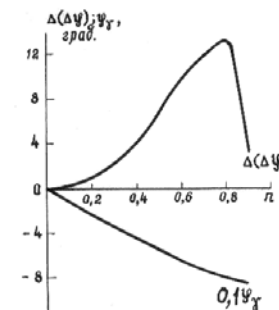


Рис. 7.34. Ошибка ФД и набег фазы в несимметричном входе.

Г. Фазовый дискриминатор КВ-диапазона с синфазно-противофазным преобразующим 8-полюсником и двухполупериодным детектированием

В схемах, описанных в п.п. А, Б, В, преобразующий 8-полюсник не симметричен относительно входных и выходных зажимов (рис.7.3). Это приводит к тому, что его входное сопротивление может отличаться для источников сравнимых по фазе напряжений. Кроме того, при этом невозможно заземлить один из выходных зажимов ФД, что требует использования сервоусилителя, подключаемого к его выходу в системе ФАНК, с симметричным входом. На рис.7.35 [137] приведена схема преобразующего 8-полюсника, свободного от указанных недостатков. Она, как и изображенная на рис.7.3, относится к числу синфазно-противофазных и тоже требует для использования в составе ФД применения на одном из входов фазовращателя на 90° .

Схема этого фазовращателя, также как и других цепей, обеспечивающая работоспособность ФД в усилителях с общим катодом и общей сеткой (см. рис.7.8, 7.10, 7.30-7.32), остается без изменений. Для упрощения конструкции в этом случае конденсатор C_2 , уменьшенный по величине емкости в N^2 раз, следует перенести непосредственно на соответствующие входные зажимы 8-полюсника.

Из рис.7.35,б непосредственным вычислением при подаче напряжения попеременно на зажимы 1 и 2 и нагружении остальных резисторами 1 Ом получаем элементы S-матрицы:

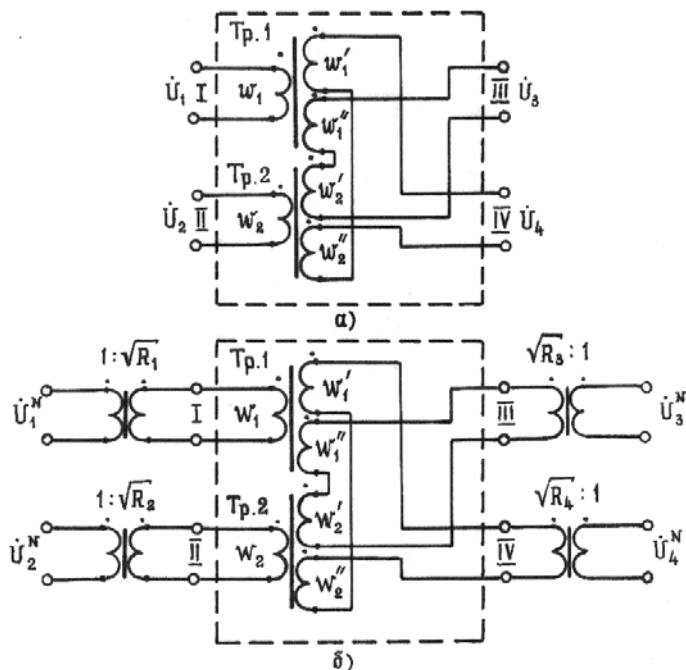


Рис. 7.35. Преобразующий восьмиполюсник (а) и его нормированный вариант (б).

$$\dot{S}_{13} = N_1 \sqrt{\frac{R_1}{R_3}} \cdot \frac{1}{1 + N_2^2 R_2 / R_3}, \quad \dot{S}_{14} = N_1 \sqrt{\frac{R_1}{R_4}} \cdot \frac{1}{1 + N_2^2 R_2 / R_4},$$

$$\dot{S}_{23} = N_2 \sqrt{\frac{R_2}{R_3}} \cdot \frac{1}{1 + N_1^2 R_1 / R_2}, \quad \dot{S}_{24} = -N_2 \sqrt{\frac{R_2}{R_4}} \cdot \frac{1}{1 + N_1^2 R_1 / R_4},$$

$$\dot{S}_{12} = \dot{S}_{21} = N_1 N_2 \sqrt{\frac{R_1}{R_2}} \cdot \left(\frac{1}{N_2^2 + R_4 / R_2} - \frac{1}{N_2^2 + R_3 / R_2} \right),$$

где $N_1 = \frac{w_1'}{w_1} = \frac{w_1''}{w_1}$ — коэффициент трансформации обмо-

ток трансформатора Тр.1; $N_2 = \frac{w_2'}{w_2} = \frac{w_2''}{w_2}$ — коэффициент

трансформации обмоток трансформатора Тр.2; w_i — числа витков соответствующих обмоток трансформаторов (см. рис.7.35).

Из полученных соотношений следует, что при $R_3 = R_4$ удовлетворяются равенства: $\dot{S}_{13} = \dot{S}_{14}$, $\dot{S}_{23} = \dot{S}_{24}$, $\dot{S}_{12} = \dot{S}_{21} = 0$, $a_3 = 0$, $a_4 = \pi$, $a_3 + a_4 = \pi$, т. е. преобразующий 8-полюсник отвечает условиям (7.16), определяющим синфазно-противофазный случай. Из рис.7.35,а непосредственно также следует, что при $R_3 = R_4$ справедливы соотношения:

$R_1 = 2/[N_1^2(R_3 + N_2^2 R_2)]$, $R_2 = 2/[N_2^2(R_3 + N_1^2 R_1)]$, где R_1 и R_2 — входные сопротивления 8-полюсника, если в качестве согласующих резисторов выходов принять $R_3 = R_4$.

Схема (рис. 7.35) становится совершенно симметричной при $N_1 = N_2 = N$.

При расчетах цепей ФД, схемы которых показаны на рис. 7.8, 7.10, 7.30–7.32, в формулы (7.30), (7.64) вместо R'_1 подставляется величина R_1 или R_2 , в зависимости от того, какой вход ФД соответствует симметричному входу балансного ФД. А вместо R_ϕ подставляется $R_2(R_1)$. Остальные величины рассчитываются по уже выведенным для указанных схем ФД формулам.

При использовании 8-полюсника, изображенного на рис. 7.35,а, принцип работы ФД не меняется. Не меняются и полученные для соответствующих случаев расчетные формулы и выводы. Однако, в отличие от случая балансного ФД, применение рассмотренного 8-полюсника, как уже говорилось, позволяет соединить с общим корпусом любой из выходных зажимов схемы сравнения. Кроме того, оказывается возможным применение в схеме сравнения двухполупериодного выпрямления каждого из выходных напряжений преобразующего 8-полюсника, что позволяет при прочих равных условиях вдвое уменьшить постоянную времени интегрирующей цепи. В сравнительно маломощ-

ных усилителях, где управление резонансной частотой настраиваемого контура может вестись малоинерционными управляющими элементами (например, ферровариометрами [136, 138]), особенно в случае усиления АМ-колебаний, это может иметь существенное значение.

Д. фазовые дискриминаторы УКВ-диапазона

Фазовые дискриминаторы на элементах с сосредоточенными параметрами, подобные описанным выше, при определенных условиях могут быть использованы в системах ФАНК УКВ-генераторов, вплоть до частот порядка 500–600 МГц. Применение их на этих частотах требует весьма тщательной конструктивной проработки, целью которой является сведение до минимума паразитных монтажных емкостей и индуктивностей высокочастотной части схемы дискриминатора. Вторым условием, необходимым для нормальной работы этих ФД в УКВ-диапазоне, является малость геометрических размеров конструктивных элементов высокочастотной части схемы ФД по сравнению с длиной рабочей волны. Только при выполнении этого условия элементы схемы ФД могут рассматриваться как элементы с сосредоточенными параметрами, а работа ФД будет подчиняться закономерностям, рассмотренным выше.

Практически второе условие будет выполнено, если размеры схемных элементов и протяженность любого высоко-

частотного контура, на которые можно разбить схему ФД, не будет превышать $(1/10 - 1/20)\lambda$. На частоте 800 МГц это соответствует примерно $(2,5 - 1,8)$ см. такие, весьма жесткие, требования к габаритам ФД предопределяют основную область их использования: генераторы малой и средней мощности диапазона метровых и низкочастотного участка дециметровых волн.

Чем мощнее генератор, тем больше размеры его генераторного прибора (лампы или транзистора) и колебательной системы и тем на большее расстояние должны быть разнесены высокочастотные входы ФД. В результате при достижении мощности генератора некоторой величины, равной приблизительно $(1 - 3)$ кВт, работа ФД перестает подчиняться законам, справедливым для цепей с сосредоточенными параметрами. При этом возникает недопустимо большая ошибка в работе системы ФАНК.

Ниже будем полагать, что условие малости геометрических размеров элементов ФД по сравнению с длиной рабочей волны выполнено, и схему ФД можно рассматривать как цепь с сосредоточенными параметрами. Следует сразу же оговориться, что и в этом случае мы лишены реальной возможности использовать многие весьма эффективные методы расчета и проектирования цепей с сосредоточенными параметрами. В частности, не представляется возможным использовать методы синтеза линейных электриче-

ских цепей, так как при конструктивной реализации цепи на УКВ оказывается, что существенную, если не определяющую роль в ее работе играют паразитные монтажные индуктивности и емкости, которые неузнаваемо искажают работу цепи и которые либо невозможно заранее предвидеть при синтезе, либо их учет делает задачу синтеза слишком сложной, практически неразрешимой существующими методами. В связи с этим при составлении схемы подобных ФД приходится руководствоваться в основном интуицией и несколькими простыми правилами, оправдавшими себя во многих случаях при конструировании УКВ-аппаратуры. Эти правила применительно к ФД сводятся к следующему:

- схема ФД должна быть максимально простой;
- электрическая симметрия схемы должна сопровождаться геометрической (конструктивной) симметрией;
- высокочастотные цепи схемы должны быть конструктивно отделены от низкочастотных и тщательно экранированы;
- при индуктивной (трансформаторной) связи ФД с настраиваемым каскадом элемент индуктивной связи (петлю связи) необходимо экранировать от емкостных связей с помощью электростатического экрана;

— необходимо принять все меры по уменьшению индуктивностей соединительных проводников и монтажных емкостей схемы;

— схему ФД по возможности надо строить таким образом, чтобы паразитные реактивности принимали участие в его работе в качестве полезных элементов или их дополняли;

— необходимо по возможности ослабить вредное влияние тех паразитных реактивностей, которые не удалось уменьшить до допустимого минимума, путем применения развязок, аттенюаторов и т. д. или использовать их в качестве полезных элементов схемы

Само собой разумеется, что при всем этом необходимо помнить об особенностях работы самого УКВ-каскада и тех требованиях, которые он предъявляет к работе ФД. В частности, поскольку на УКВ в подавляющем числе случаев используется схема усилителя с общей сеткой, возникает проблема компенсации набега фазы во входной цепи генераторной лампы. Наличие пролетных явлений в лампе настраиваемого усилителя требует учета в работе ФД фазового угла средней крутизны анодного тока (φ_a) и т. д.

Сформулированным выше правилам и требованиям хорошо удовлетворяют приведенные на рис.7.36 и 7.37 схемы, на которых условно показан настраиваемый каскад на коаксиальных контурах и ФД с учетом основных паразит-

ных реактивностей. Фазовый дискриминатор, схема которого показана на рис.7.36, целесообразно использовать в генераторах малой и средней мощности. В самых маломощных генераторах такой ФД использовать затруднительно, так как наличие электростатического экрана (э. э.), охватывающего петлю (п.) связи симметричного входа ФД с анодно-сеточным контуром генератора, сильно ослабляет (на 15 – 20db) связь, что при малой мощности генератора приводит к недопустимо малому уровню напряжения на симметричном входе.

Если из состава схемы ФД исключить отрезок линии (l_k , W_k), соединяющей индуктивность L_ϕ с резистором R_ϕ и соединить их напрямую, то работа ФД почти ничем не будет отличаться от работы ФД, изображенного на рис.7.32,а. Отличие будет состоять лишь в схеме и некоторых особенностях работы симметричного входа ФД. Так, на рис.7.36 в отличие от рис.7.32,а, вместо широкополосного трансформатора, применена трансформаторная связь симметричного

входа ФД с выходным контуром настраиваемого каскада с

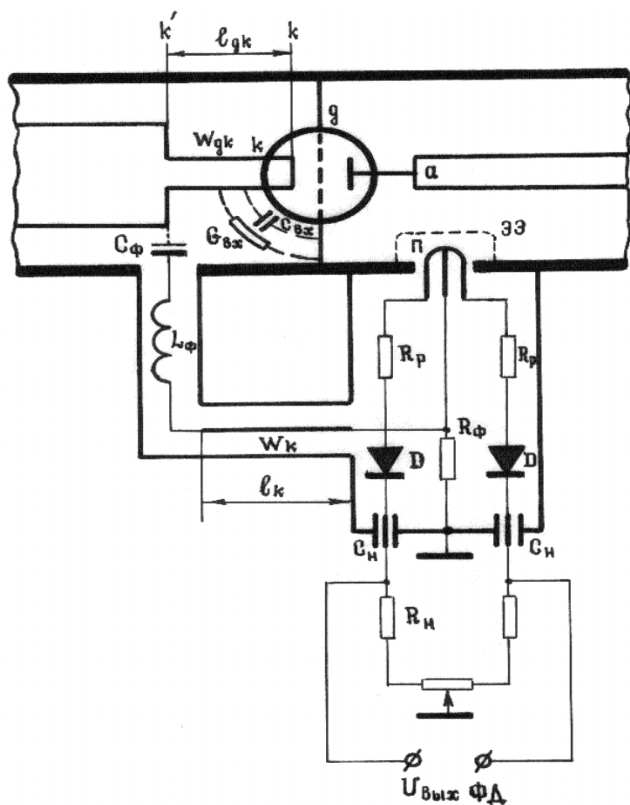


Рис. 7.36. Эквивалентная схема УКВ-генератора и подключенного к нему ФД.

помощью симметричной петли (п.) связи, имеющей отвод от середины. Петля (п.) введена в коаксиальный выходной контур (резонатор) генератора и осуществляет связь ФД с магнитной составляющей (Н) поля.

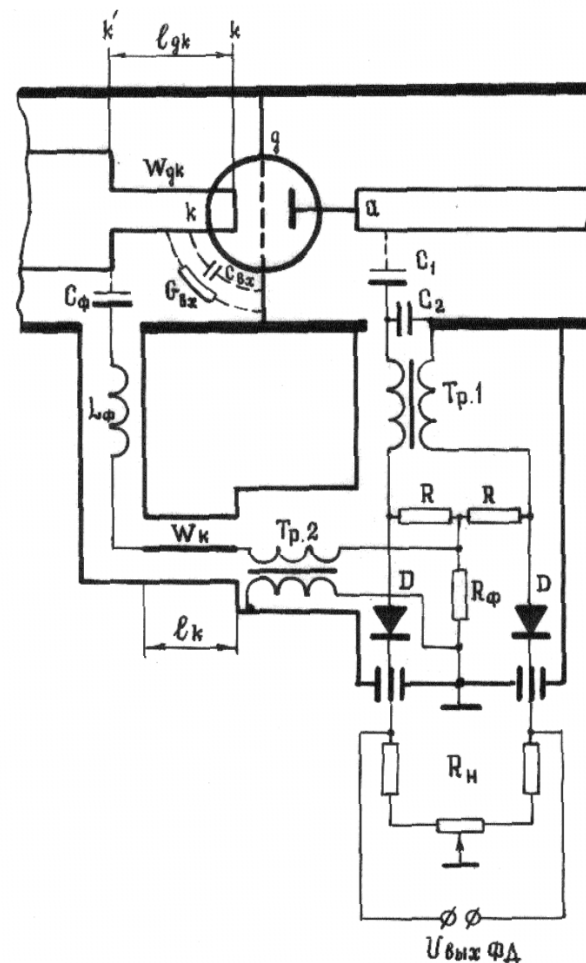


Рис. 7.37. Эквивалентная схема УКВ-генератора и ФД с кабельными трансформаторами.

Из теории электромагнитного поля известно, что электрическая (Е) и магнитная (Н) составляющие поля резонаторов ортогональны. В коаксиальных резонаторах, применяемых

в генераторах УКВ-диапазона, рабочей является ТЕМ-волна, для которой силовые линии электрической составляющей поля — прямые, перпендикулярные оси резонатора, расходящиеся по радиусу от внутренней его жилы к наружной, а силовые линии магнитной составляющей — concentric окружности, лежащие в плоскости поперечного сечения оси резонатора (рис.7.38). Поэтому для получения

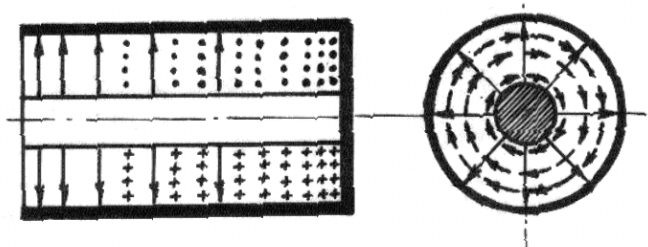


Рис. 7.38. Структура ТЕМ-волны в коаксиальном резонаторе длиной $< \lambda/4$.
Сплошные линии — силовые линии электрической составляющей,
штриховые — магнитной.

наибольшей величины ЭДС, наводимой в петле (п.) дискриминатора, плоскость петли необходимо совместить с плоскостью продольного сечения резонатора (как на рис.7.36).

Чтобы уменьшить паразитный набег фазы напряжения на концах петли, который может возникнуть при ее нагружении последующими цепями ФД из-за наличия у петли собственной индуктивности, петлю «развязывают» от других цепей ФД с помощью развязывающих резисторов ($R_p \approx 1$ кОм). Корректирующая линия длиной l_k волнового

сопротивления W_k введена в схему ФД в качестве фазовращателя, осуществляющего дополнительный линейно нарастающий с частотой сдвиг по фазе напряжения, поступающего на несимметричный вход ФД с входа настраиваемого каскада. Этот сдвиг по фазе компенсирует набег фазы в настраиваемом каскаде за счет пролетных явлений, который, согласно (2.30), при настроенном выходном контуре ($\varphi_{вых} = 0$) равен

$$\varphi_k = \varphi_a - \frac{Dk_U}{1 + D + D_2} \sin \varphi_a. \quad (2.30)$$

Если в (2.30) пренебречь значениями проницаемостей D и D_2 по сравнению с единицей, то выражение для φ_k упрощается:

$$\varphi_k \approx \varphi_a - Dk_U \sin \varphi_a. \quad (7.73)$$

Учитывая, что рассматриваемые в настоящем параграфе дискриминаторы не предназначены для работы на очень высоких частотах УКВ-диапазона, можно ограничить величину $|\varphi_a|$ значением 45°. Для этого случая с ошибкой, не превышающей 10%, функцию $\sin \varphi_a$ в (7.73) можно заменить ее аргументом φ_a . В результате получим

$$\varphi_k = \varphi_a (1 - Dk_U). \quad (7.74)$$

Входящая в (7.74) величина (φ_a) может быть найдена согласно (2.47). Подстановка в (2.47) значений величин из (2.48), (2.49), (2.34), (2.35) дает

$$\varphi_a = -\frac{\omega}{3 \cdot 10^5} \left[\frac{k_c \pi d_k / \Theta}{\sqrt{U_{\text{oi}\delta}} (1 - \cos \Theta)} + \frac{2d_{gg_2}}{3\sqrt{E_{gg_2}}} + \frac{d_{ag} (2 - \frac{\sqrt{n}}{1 - \sqrt{n}})}{(1 + \sqrt{n})\sqrt{E_{ag_2}}} \right]. \quad (7.75)$$

Из (7.74) и (7.75) следует, что угол φ_k по абсолютной величине линейно нарастает с частотой. Скорость его нарастания (имеет размерность времени)

$$\tau_\Sigma = \frac{1 - Dk_U}{3 \cdot 10^5} \left[\frac{k_c \pi d_{gk} / \Theta}{\sqrt{U_{\text{oi}\delta}} (1 - \cos \Theta)} + \frac{2d_{gg_2}}{3\sqrt{E_{gg_2}}} + \frac{d_{ag_2} (2 - \frac{\sqrt{n}}{1 - \sqrt{n}})}{(1 + \sqrt{n})\sqrt{E_{ag_2}}} \right]. \quad (7.76)$$

Учтя (7.76), выражение (7.75) можно переписать в более компактном виде:

$$\varphi_a = -\omega \tau_\Sigma. \quad (7.77)$$

Для обеспечения нормальной работы корректирующей линии ФД ее волновое сопротивление (W_k) согласовывают с сопротивлением нагрузки, роль которого выполняет резистор R_ϕ . В соответствии с этим должно быть обеспечено равенство

$$R_\phi = W_k. \quad (7.78)$$

При выполнении (7.78) набег фазы $\Delta\varphi$ на корректирующей линии определяется следующим соотношением:

$$\Delta\varphi = \omega l_k / v_{\text{эмв}} \quad (7.79)$$

где $v_{\text{эмв}}$ — скорость распространения электромагнитной волны в корректирующей линии:

$$v_{\text{yii}\delta} = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \text{ (м/с)}, \quad (7.80)$$

μ_r, ε_r — относительные магнитная и диэлектрическая проницаемости среды, заполняющей пространство между внутренней и наружной жилой корректирующей линии. Сравнивая (7.77) с (7.79), можно получить расчетное соотношение для длины корректирующей линии:

$$l_k = v_{\text{эмв}} \tau_\Sigma. \quad (7.81)$$

Остальные элементы ФД, схема которого приведена на рис.7.36, рассчитываются по формулам, полученным для ФД, схема которого приведена на рис.7.32,а.

На рис.7.36 входная цепь генераторной лампы условно показана в виде эквивалентной ей линии длиной l_{gk} , с волновым сопротивлением W_{gk} . Активная составляющая входной проводимости генератора и входная емкость обозначены соответственно $G_{\text{вх}}$ и $C_{\text{вх}}$. Нагрузкой ФД по постоянному току служит комбинация из трех резисторов (R_n), один из которых выполнен переменным и служит для первоначальной балансировки плеч дискриминатора.

Как уже говорилось, одним из недостатков ФД, приведенного на рис.7.36, является большое затухание, вносимое электростатическим экраном (э. э.) в напряжение, наводи-

мое на петле (п.). Дискриминатор, схема которого приведена на рис.7.37, свободен от этого недостатка. Связь обоих входов ФД с усилителем — емкостная. Симметричное напряжение образуется с помощью кабельного трансформатора-фазоинвертора (Тр1). Второй кабельный трансформатор (Тр2), включенный в несимметричный вход ФД, по конструкции полностью повторяет Тр1 и служит для уравновешивания набегов фазы в цепях обоих входов.

Для нормальной работы кабельных трансформаторов необходимо, чтобы их волновое сопротивление было равно сопротивлению нагрузки. Для Тр1 нагрузкой являются два последовательно соединенных резистора R (влиянием цепей диодов D можно пренебречь, так как обычно величина волнового сопротивления трансформаторов лежит в пределах 50 - 200 Ом), для Тр2 нагрузкой является резистор R_ϕ . Чтобы обеспечить правильную работу корректирующей линии, ее волновое сопротивление необходимо выбрать равным волновому сопротивлению трансформатора Тр2, т. е. величине W_{mp} . Для того чтобы обеспечить подачу на вход трансформатора Тр1 части контурного напряжения генератора без изменения его фазы, приходится использовать емкостной делитель C_1, C_2 , "нижнее" плечо которого должно иметь сопротивление в 15-20 раз меньше, чем волновое сопротивление трансформатора. Это неизбежно приводит к потерям напряжения и может свести на нет выиг-

рыш в напряжении за счет исключения электростатического экрана. Поэтому в маломощных генераторах иногда целесообразно вместо делителя C_1, C_2 включать последовательно с трансформатором резистор, который, вместе с входным сопротивлением трансформатора, образует активный делитель с коэффициентом передачи:

$k_{\dot{a}\dot{a}\dot{e}} = W_{\dot{o}\dot{o}} / (R_{\dot{a}\dot{a}\dot{e}} + W_{\dot{o}\dot{o}})$, где $W_{\dot{o}\dot{o}} \approx \sqrt{L_{1\dot{o}\dot{o}} C_{1\dot{o}\dot{o}}}$ — волновое сопротивление трансформатора ($L_{1\dot{o}\dot{o}}, C_{1\dot{o}\dot{o}}$ — собственные погонные индуктивность и емкость обмотки трансформатора); $R_{\dot{o}\dot{o}}$ — последовательный резистор.

При использовании резистора необходимо обеспечить минимальную паразитную индуктивность соединения. Величину резистора $R_{\dot{o}\dot{o}}$ не имеет смысла выбирать больше 500 — 1000 Ом, так как шунтирующая его паразитная емкость может иметь, например, на частоте 100 МГц, сопротивление порядка 2000 — 3000 Ом и менее. В остальном расчет элементов схемы ФД, показанной на рис.7.37, и ее работа ничем не отличается от предыдущего ФД.

§ 7.5. Фазовые дискриминаторы на элементах с распределенными параметрами и гибридных элементах

С повышением рабочей частоты паразитные реактивности схем ФД с сосредоточенными параметрами все сильнее

вливают на их работу. Растет отношение размеров элементов ФД к длине рабочей волны, вследствие чего у элементов начинают проявляться свойства цепей с распределенными параметрами, ухудшающими работу ФД. Все труднее меры борьбы с этим явлением, сложнее и дороже конструкция и регулировка ФД и настраиваемого каскада. Вместе с тем в диапазоне дециметровых волн с успехом можно применять ФД, основные ВЧ-элементы которых выполнены на системах с распределенными параметрами. В частности, основной узел любого ФД — преобразующий 8-полюсник, отвечающий обобщенной математической модели (7.13), может представлять собой 8-полюсник с распределенными параметрами. Более того, среди 8-полюсников с распределенными параметрами известны такие, которые отвечают требованиям к квадратурным ФД (см.(7.15,а)), что позволяет при построении системы ФАНК обойтись без применения диапазонного фазовращателя на 90° в составе ФД. На УКВ это особенно важно, так как подобные фазовращатели трудно реализуемы.

В качестве квадратурных преобразующих 8-полюсников для ФД могут быть использованы два типа 8-полюсников. Первый из них основан на свойствах двух электромагнитно связанных систем длинных линий, а второй — на явлении интерференции сравниваемых по фазе колебаний, вводи-

мых с противоположных концов в согласованную линию передачи.

Теория 8-полюсников первого типа в своих основных чертах была разработана советским ученым А.А. Пистолькорсом [139, 140 и др.] и получила дальнейшее развитие в работах других авторов.

На основе 8-полюсников первого типа коллективом ученых, руководимым А. И. Лебедевым-Кармановым, были сконструированы и использованы в составе систем ФАНК фазовые дискриминаторы УКВ-диапазона. Однако теория и расчет не были разработаны в той степени, которая необходима для проектирования систем ФАНК. Сказанное относится и к ФД, основанным на 8-полюсниках второго типа. В связи с этим ниже будут изложены основы теории и расчета указанных выше ФД.

Кроме квадратурных, на УКВ возможно использование и синфазно-противофазных ФД на гибридных элементах, к их числу относится ФД, преобразующий 8-полюсник которого содержит на входах инверторы в виде кабельных трансформаторов и мост на кабельных трансформаторах, такой же, как для сложения мощностей двух генераторов [141, 142], соединенный с выходными зажимами указан-

ных трансформаторов. Ниже будет рассмотрена схема и этого ФД.¹

А. фазовый дискриминатор на основе электромагнитно связанных длинных линий

Данный тип ФД строится на основе так называемого трехдецибелного направленного ответвителя (НО) в виде двух отрезков электромагнитно связанных между собой регулярных линий передачи. Обычно такой НО выполняется на отрезках полосковых линий, т. е. линий, внутренний проводник которых заключен между двумя параллельными металлическими плоскими поверхностями, служащими экраном (наружным проводником) (рис.7.39). Такие линии относятся к числу симметричных (закрытых) полосковых линий. Иногда применяют несимметричные (открытые) линии (рис.7.40). Симметричные полосковые линии легче поддаются расчету, удобнее в изготовлении и эксплуатации, поэтому они используются чаще несимметричных. В дальнейшем будем рассматривать НО только на симметричных полосковых линиях, в которых распространяется ТЕМ-волна.

¹ Идея построения этого ФД принадлежит С. Е. Лондону.

Прежде чем перейти к анализу ФД, выполненного на основе трехдецибелного НО из связанных линий, рассмотрим основные свойства таких НО.

Конструктивно НО представляет собой два отрезка полосковых линий (часто одинаковых), с близко расположенными, параллельными друг другу внутренними проводниками (рис.7.41). Каждая из связанных линий заканчивается в начале и конце разъемом. Таким образом, НО является 8-полюсником.

На рис.7.42 показана схема НО (только внутренние проводники связанных линий), на рис.7.43 — схема ФД, использующая в качестве преобразующего 8-полюсника НО, на рис.7.44 — его векторная диаграмма.

В случае одинаковых полосковых линий полной конструктивной (геометрической) симметрии сопутствует полная электрическая симметрия НО. В дальнейшем будем рассматривать именно такие, полностью симметричные НО.

Теория НО на связанных линиях в настоящее время достаточно хорошо разработана. При анализе 8-полюсника, которым является рассматриваемый НО, удобнее всего воспользоваться следующей системой уравнений, описывающих волновые процессы, протекающие во внешних цепях, присоединяемых к 8-полюснику:

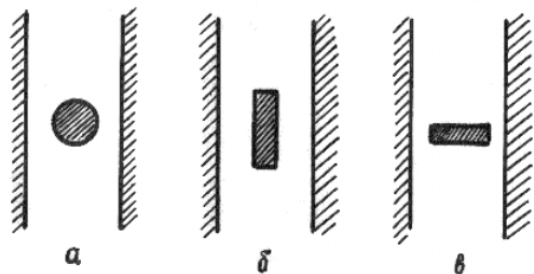


Рис. 7.39. Поперечное сечение часто встречающихся полосковых линий.

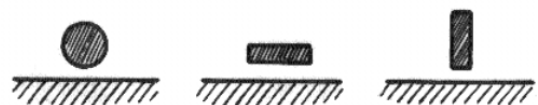


Рис. 7.40. Поперечное сечение открытых полосковых линий.

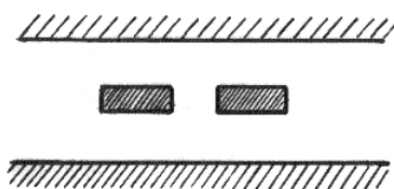


Рис. 7.41. Поперечное сечение НО на связанных полосковых линиях.

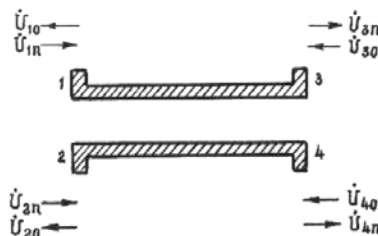


Рис. 7.42. Схема устройства НО.

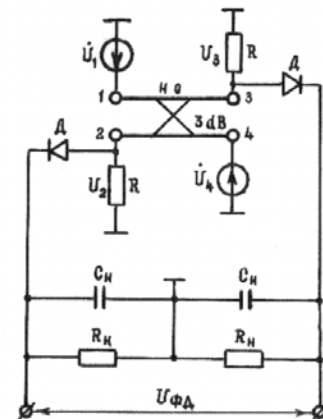


Рис. 7.43. Фазовый дискриминатор на основе трехтерминального направленного ответвителя.

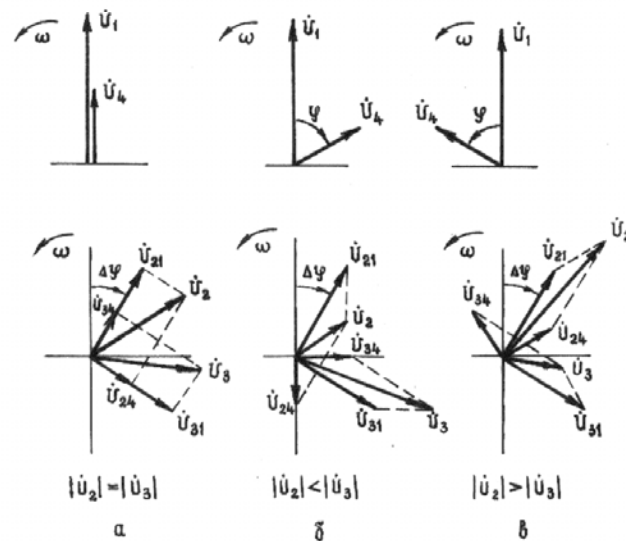


Рис. 7.44. Векторные диаграммы напряжений на плечах трехтерминального направленного ответвителя.

$$\begin{aligned}
\dot{U}_{10} &= \dot{S}_{11}\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{12}\dot{U}_{2n} + \dot{S}_{13}\dot{U}_{3o} + \dot{S}_{14}\dot{U}_{4o}, \\
\dot{U}_{20} &= \dot{S}_{21}\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{22}\dot{U}_{2n} + \dot{S}_{23}\dot{U}_{3o} + \dot{S}_{24}\dot{U}_{4o}, \\
\dot{U}_{3n} &= \dot{S}_{31}\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{32}\dot{U}_{2n} + \dot{S}_{33}\dot{U}_{3o} + \dot{S}_{34}\dot{U}_{4o}, \\
\dot{U}_{4n} &= \dot{S}_{41}\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{42}\dot{U}_{2n} + \dot{S}_{43}\dot{U}_{3o} + \dot{S}_{44}\dot{U}_{4o}, \quad (7.82)
\end{aligned}$$

где $\dot{U}_{i0}, \dot{U}_{in}$ — комплексные амплитуды отраженной от i -го входа 8-полюсника и падающей к i -му входу волн напряжения; \dot{S}_{ii} — комплексный коэффициент отражения от i -го входа при согласованных остальных; \dot{S}_{iq} — комплексный коэффициент пропускания от i -го входа к q -му при согласованных плечах 8-полюсника. Нумерация индексов соответствует рис.7.42. Там же указаны положительные направления волн напряжения.

Соответствующая (7.82) ненормированная волновая матрица рассеяния имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} \dot{S}_{11} & \dot{S}_{12} & \dot{S}_{13} & \dot{S}_{14} \\ \dot{S}_{21} & \dot{S}_{22} & \dot{S}_{23} & \dot{S}_{24} \\ \dot{S}_{31} & \dot{S}_{32} & \dot{S}_{33} & \dot{S}_{34} \\ \dot{S}_{41} & \dot{S}_{42} & \dot{S}_{43} & \dot{S}_{44} \end{bmatrix}. \quad (7.83)$$

Нормированная матрица для рассматриваемого случая полной геометрической и электрической симметрии 8-полюсника совпадает с (7.83). Рассматриваемый восьмиполюсник, поскольку он относится к классу линейных пас-

сивных цепей, является обратимым (взаимным). Условие полной симметрии и обратимости приводит к следующим связям между элементами матрицы [143]:

$$\begin{aligned}
\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = \dot{S}_{33} = \dot{S}_{44}, \quad \dot{S}_{12} = \dot{S}_{21} = \dot{S}_{34} = \dot{S}_{43}, \\
\dot{S}_{13} = \dot{S}_{31} = \dot{S}_{24} = \dot{S}_{42}, \quad \dot{S}_{14} = \dot{S}_{41} = \dot{S}_{23} = \dot{S}_{32}. \quad (7.84)
\end{aligned}$$

В [143] показано, что если в 8-полюснике отсутствуют потери, то он обладает свойством направленности при $\dot{S}_{11} = \dot{S}_{22} = \dot{S}_{33} = \dot{S}_{44} = 0$, т. е. полном согласовании плеч. Рассматриваемый нами НО на связанных полосковых линиях обладает вторым типом направленности, при котором $\dot{S}_{14} = \dot{S}_{41} = \dot{S}_{23} = \dot{S}_{32} = 0$.

(7.86)

Условие (7.86) означает, что при подаче энергии, например, на плечо 1 НО (рис.7.42) энергия будет рассеиваться в нагрузках плеч 2 и 3 и будет отсутствовать в нагрузке плеча 4. Плечи 1 и 4 при направленности второго типа оказываются развязанными. В [143] показано также, что выполнение условия (7.85) автоматически влечет выполнение условия (7.86) для связанных линий. С учетом условий симметрии, обратимости, отсутствия потерь и направленности второго типа матрица рассеяния НО на связанных полосковых линиях имеет вид

$$[S] = \begin{bmatrix} 0 & \dot{S}_{12} & \dot{S}_{13} & 0 \\ \dot{S}_{12} & 0 & 0 & \dot{S}_{13} \\ \dot{S}_{13} & 0 & 0 & \dot{S}_{12} \\ 0 & \dot{S}_{13} & \dot{S}_{12} & 0 \end{bmatrix}.$$

В расшифрованном виде элементы матрицы [143]:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{12} &= \frac{j}{\sqrt{C-1} \cos \Theta + j\sqrt{(C-1) \sin^2 \Theta + 1}}, \\ \dot{S}_{13} &= \frac{\sqrt{C-1}}{\sqrt{C-1} \cos \Theta + j\sqrt{(C-1) \sin^2 \Theta + 1}}, \end{aligned} \quad (7.87)$$

где $\Theta = 2\pi l / \lambda$ — электрический угол связанных линий НО; $C = 1/S_{12}^2$ — переходное затухание НО, являющееся функцией частоты, симметричной относительно $\Theta = \pi/2$. Величины S_{12}^2 и S_{13}^2 на основании (7.87) имеют следующее выражение:

$$S_{12}^2 = 1/[(C-1) \cos^2 \Theta + (C-1) \sin^2 \Theta + 1] = 1/C, \quad (7.88)$$

$$S_{13}^2 = (C-1)/[(C-1) \cos^2 \Theta + (C-1) \sin^2 \Theta + 1] = (C-1)/C. \quad (7.89)$$

Так как рассматриваемый НО не имеет потерь, то справедливо очевидное соотношение

$$S_{12}^2 = S_{13}^2 = 1, \quad (7.90)$$

что следует также из предыдущих выражений.

Для иллюстрации возможностей полученной в §7.2 обобщенной математической модели ФД напомним выражение $U'_{\dot{\alpha}_i}$ для ФД, выполненного на основе данного НО. Сделаем это сначала с помощью (7.13), а затем — без использования (7.13).

Поскольку деление направленных 8-полюсников по типу направленности, принятое в [143], отражает лишь формальный выбор нумерации входных и выходных зажимов, то полученное в § 7.2 выражение обобщенной математической модели (7.13) останется в силе применительно к рассматриваемому 8-полюснику, если в нем заменить \dot{S}_{14} на \dot{S}_{12} , \dot{S}_{23} на \dot{S}_{43} , \dot{S}_{24} на \dot{S}_{42} .

В этом случае (7.13) примет вид:

$$U'_{\dot{\alpha}_i} = S_{12} \sqrt{1 + (n'_4)^2 + 2n'_4 \cos(\alpha'_4 + \varphi)} - S_{13} \sqrt{1 + (n'_3)^2 + 2n'_3 \cos(\alpha'_3 + \varphi)},$$

где n'_3 , n'_4 могут быть найдены из соотношений

$$\dot{n}'_3 = \frac{\dot{U}_{4n}}{\dot{U}_{1n}} \cdot \frac{S_{43}}{S_{13}} e^{j\alpha'_3}, \quad \dot{n}'_4 = \frac{\dot{U}_{4n}}{\dot{U}_{1n}} \cdot \frac{S_{42}}{S_{12}} e^{j\alpha'_4}.$$

В свою очередь $\alpha'_3 = (\dot{S}_{43} \wedge \dot{S}_{13})$, $\alpha'_4 = (\dot{S}_{42} \wedge \dot{S}_{12})$.

Из (7.84), (7.86), (7.87) видно, что для рассматриваемого НО $S_{14} = S_{41} = 0$, $\dot{S}_{12} = \dot{S}_{43}$, $\dot{S}_{13} = \dot{S}_{42}$. Поэтому $\alpha'_3 = \alpha'_4 = 0$,

$\alpha'_3 = -\pi/2$. Это на основании (7.13) с учетом выражений (7.87) после простейших преобразований сразу же дает выражение для нормированного выходного напряжения ФД:

$$U'_{\dot{\alpha}_4} = \frac{1}{\sqrt{C}} [\sqrt{1+m^2(C-1)+2m\sqrt{C-1}\sin\varphi} - \sqrt{C-1+m^2-2m\sqrt{C-1}\sin\varphi}],$$

откуда следует, что при $S_{12} = S_{13}$ ($C=2$) фазовый дискриминатор отвечает условиям (7.15,а), т. е. относится к квадратурному типу.

Теперь получим выражение $U'_{\dot{\alpha}_4}$, не прибегая к обобщенной математической модели (7.13).

Предварительно установим соотношение между коэффициентами переходного (C) и проходного (рабочего) затухания (C_3). Так как по определению $C_3 = 1/S_{13}^2$, то из (7.90) следует

$$C_3 = C/(C-1). \quad (7.91)$$

Для вывода выражения статической характеристики управления ($U'_{\dot{\alpha}_4} = \Psi(\varphi)$) ФД найдем соотношения для векторных сумм напряжений на плечах 2 и 3 НО дискриминатора. Пусть $\varphi = \arg(\dot{U}_4) - \arg(\dot{U}_1)$. Обозначив через $\Delta\varphi$ фазовый угол коэффициента пропускания \dot{S}_{12} , на основании (7.82) имеем для случая идеального согласования, идеальной направленности и полной симметрии НО

$$\dot{U}_2 = e^{j\Delta\varphi}\dot{U}_1/\sqrt{C} - je^{j\Delta\varphi}\dot{U}_4/\sqrt{C_3},$$

$$\dot{U}_3 = -je^{j\Delta\varphi}\dot{U}_1/\sqrt{C_3} + e^{j\Delta\varphi}\dot{U}_4/\sqrt{C}.$$

С учетом (7.91) после утомительных выкладок можно получить выражения модулей напряжений U_2 и U_3 :

$$U_2 = U_1\sqrt{m^2(C-1)+1+2m\sqrt{C-1}\sin\varphi}/\sqrt{C},$$

$$U_3 = U_1\sqrt{C-1+m^2-2m\sqrt{C-1}\sin\varphi}/\sqrt{C}, \quad (7.92)$$

$$\text{где } m = U_4/U_1, \quad \varphi = \arg(\dot{U}_4/\dot{U}_1). \quad (7.93)$$

В дальнейшем будем для простоты полагать, что амплитуда напряжения U_4 не превышает амплитуду U_1 , т. е. $m \leq 1$. Вместе с тем все полученные ниже соотношения, содержащие m , (кроме тех, в которых использовано условие $m < 1$), остаются в силе и при $m > 1$. Более того, вследствие симметрии НО соотношения вообще не изменяются при $U_4 > U_1$ ($m > 1$), если в формулах поменять местами напряжения U_1 и U_4 , U_2 и U_3 , угол φ заменить углом $-\varphi$. Сказанное легко проверить подстановкой $M = 1/m$ в соответствующие формулы.

На основании рис.7.43 можно записать $U_{\text{ФД}} = k_{\text{д}}(U_2 - U_3)$. Это с учетом (7.92) дает

$$U_{\dot{\alpha}} = \frac{k_a U_1}{\sqrt{C}} \left[\sqrt{(C-1)m^2 + 1 + 2m\sqrt{C-1} \sin \varphi} - \sqrt{C-1 + m^2 - 2m\sqrt{C-1} \sin \varphi} \right] \quad (7.94)$$

Формула нормированного выходного напряжения ФД ($U'_{\dot{\alpha}} = U_{\dot{\alpha}} / (k_a U_1)$) соответственно будет иметь вид уже ранее полученного выражения.

Без всяких промежуточных выкладок, непосредственно из (7.13), имеем точно такое же выражение:

$$U'_{\dot{\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{C}} \left[\sqrt{(C-1)m^2 + 1 + 2m\sqrt{C-1} \sin \varphi} - \sqrt{C-1 + m^2 - 2m\sqrt{C-1} \sin \varphi} \right] \quad (7.95)$$

Рассмотрим некоторые частные случаи.

а) $m=1$. При этом

$$U'_{\dot{\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{C}} \left[\sqrt{C + 2\sqrt{C-1} \sin \varphi} - \sqrt{C - 2\sqrt{C-1} \sin \varphi} \right]. \quad (7.96)$$

Из (7.96) следует важный вывод: обеспечив равенство амплитуд входных напряжений ФД, можно не опасаться ошибок в его работе при изменениях переходного затухания НО. В частности, при этом не обязательно должно быть выполнено условие $C=2$ (т. е. 3db). Как будет показано ниже, благодаря этому можно существенно расширить

рабочую полосу частот ФД, если принять меры по выполнению соотношения $m=1$.

б) $C=2$ (3db). В этом случае

$$U'_{\dot{\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\sqrt{1+m^2 + 2m \cdot \sin \varphi} - \sqrt{1+m^2 - 2m \cdot \sin \varphi} \right]. \quad (7.97)$$

На основании (7.97) можно утверждать, что при $C=2$ изменения U_1 и U_4 не отразятся на точности работы ФД (точности индикации нулевой разности фаз (φ)).

Поскольку при работе в диапазоне частот у рассматриваемого типа НО величина C меняется, представляет интерес рассмотреть вопрос о допустимых пределах отклонения C относительно величины $C=2$. Так как на практике невозможно обеспечить точное выполнение соотношения $m=1$, следует ожидать, что допустимые пределы изменения C будут ограничены и при заданном допустимом значении ошибки в работе ФД по углу φ_{io} будут зависеть от реальной величины $m < 1$. Под ошибкой по углу φ_{io} будем понимать разность фаз сравниваемых напряжений, при которой выходное напряжение ФД равно нулю. В соответствии с этим определением приравняем нулю обе части (7.95) и заменим в его правой части величину C в соответствии с равенством $C=2+\Delta C$, где $2=C_0$ — величина переходного затухания, соответствующая идеальному случаю $C_0=C_3$. В результате получим

$$2 + \Delta C - 1 + m^2 + 2m\sqrt{2 + \Delta C - 1} \sin \varphi_{io} = \\ = (2 + \Delta C - 1)m^2 + 1 - 2m\sqrt{2 + \Delta C - 1} \sin \varphi_{io},$$

откуда после простых преобразований имеем

$$\varphi_{io} = \arcsin \frac{\Delta C \cdot (m^2 - 1)}{\sqrt{1 + \Delta C} \cdot 4m}. \quad (7.98)$$

Введя в (7.98) относительную величину отклонения C от $C_0=2$ ($\delta=\Delta C/2$), получим

$$\varphi_{io} = \arcsin \frac{\delta \cdot (m^2 - 1)}{\sqrt{1 + 2\delta} \cdot 2m}. \quad (7.99)$$

Для практически интересного случая малых φ_{io} из (7.98) и (7.99) имеем соответственно

$$\varphi_{io} \approx \frac{\delta \cdot (m^2 - 1)}{(1 + \delta) \cdot 2m}, \quad (7.100)$$

Выражение (7.99), являющееся решением уравнения $U'_{\delta A} = 0$, позволяет, кроме вычисления величины и знака φ_{io} , установить область изменения m и δ , внутри которой уравнение имеет решения и, следовательно, статическая характеристика управления ФД носит знакопеременный характер, т. е. имеет дискриминаторный вид.

Из (7.99) следует, что с ростом m от 0 до 1 (максимально возможные пределы изменения m) дробь в правой части (7.99) монотонно растет от $-\infty$ до 0, имея очень большую скорость роста при $m \ll 1$. При изменении δ от 0 до ∞ или

от 0 до $-0,5$ (физически осуществимые пределы изменения δ) сомножитель правой части (7.99) ($\delta / \sqrt{1 + 2\delta}$) монотонно изменяется соответственно в пределах от 0 до ∞ или от 0 до $-\infty$. Из этого следует, что знак функции $\sin \varphi$, входящей в (7.95), всегда противоположен знаку величины δ .

Для $\delta \geq 0$ уравнение (7.95) имеет решения, если $0 \geq \sin \varphi \geq -1$. На "внешней" границе области значений (δ, m) , при которых (7.95) имеет решения (ФД еще не теряет работоспособности), $\sin \varphi = -1$. С учетом этого, используя выражение (7.99) как решение уравнения $U'_{\delta A} = 0$, и придавая величине $\sin \varphi$ значение -1 , получим $-1 = \delta(m^2 - 1) / (2m\sqrt{1 + 2\delta})$, откуда, полагая $m \neq 0$ и $\delta \neq 0$, после простых преобразований имеем

$$m = 1 + (1 - \sqrt{1 + 2\delta}) / \delta. \quad (7.101)$$

Выражение (7.101) связывает между собой значения m и δ , при которых статическая характеристика управления ФД второй раз пересекает ось абсцисс для $\delta > 0$. Аналогичным образом можно показать, что для $\delta < 0$ при $\sin \varphi = 1$ связь между m и δ , соответствующая дополнительному пересечению характеристикой ФД оси абсцисс, выражается соотношением

$$m = -1 + (-1 + \sqrt{1 + 2\delta}) / \delta. \quad (7.102)$$

Так как нормально статическая характеристика управления ФД должна пересекать ось абсцисс лишь один раз в начале координат (что и имеет место при $\delta = 0$), то (7.101) и (7.102) устанавливают область допустимых значений m при изменении переходного затухания НО фазового дискриминатора относительно его значения, соответствующего идеальному случаю, т. е. случаю $C=2$, при котором ФД имеет только один "нуль". На границах этой области наблюдаются ложные "нули", ограничивающие полосу захвата системы ФАНК. За пределами этой области ФД теряет работоспособность, так как ни при каких δ , m его выходное напряжение не равно нулю и имеет, независимо от знака разности фаз сравниваемых напряжений, всегда одну и ту же полярность. При расчете полосы захвата системы ФАНК это обстоятельство следует иметь в виду.

На рис.7.45 показана рассчитанная с помощью (7.101) и (7.102) рабочая область значений (δ, m) . На рис.7.46 на основании (7.99) построена зависимость φ_{i0} от δ для различных m . Видно, что при m , близких к единице, даже значительные δ не приводят к существенным ошибкам.

Рассмотрим вопрос о рабочем диапазоне ФД, исходя из критерия обеспечения заданной величины ошибки ($\varphi_{ош}$). Как указывалось, переходное затухание НО — функция

частоты, симметричная относительно частоты, на которой

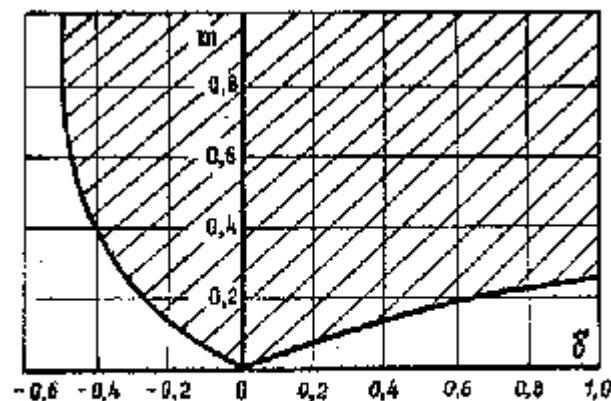


Рис. 7.45. Рабочая область значений δ, m ФД (заштрихована).

длина его линий равна $\lambda/4$ ($\Theta=\pi/2$). Эта частотная зависимость получена, в частности, в [143]:

$$C=C_0+(C_0-1)\text{ctg}2\Theta, \quad (7.103)$$

Где C_0 — переходное затухание при $\Theta=\pi/2$, соответствующее минимуму переходного затухания НО. Задавшись допустимыми пределами изменения C относительно $C=2$, можно рассчитать интервал изменения Θ ответвителя, внутри которого ошибка ФД не выйдет за допустимые пределы. Так как переходное затухание минимально при $\Theta=\pi/2$ и равно C_0 , то при изменении Θ в обе стороны относительно $\pi/2$, оно будет нарастать, достигая на краях рабочего диапазона ФД своего максимально допустимого зна-

чения. В соответствии с этим при расчете рабочего диапа-

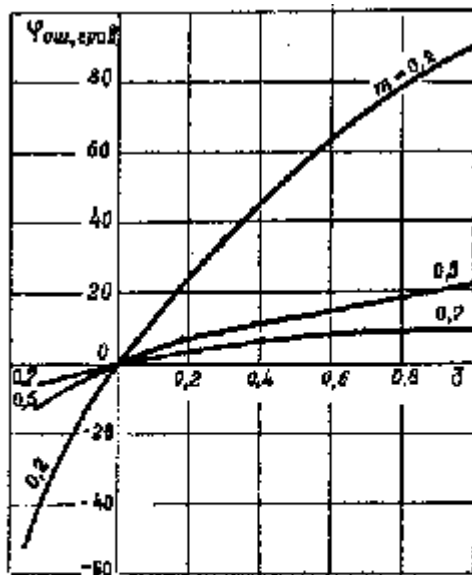


Рис. 7.46. Зависимости ошибки ФД от относительного изменения переходного затухания ИВ.

зона ФД необходимо выбирать $C_0 = C_{\min} = 2 - |\Delta C_{\min}|$, где $|\Delta C_{\min}|$ — абсолютное значение допустимого изменения C при его уменьшении от $C=2$.

Подставив вычисленное значение C_0 в (7.103) и задавшись значением $C=2+|\Delta C_{\max}|$, где $|\Delta C_{\max}|$ — абсолютное значение допустимого изменения C при его увеличении от $C=2$, находим Θ_{\min} и Θ_{\max} , соответствующие решению (7.103). Согласно сказанному после подстановки в (7.103) значений $C=2+|\Delta C_{\max}$ и $C_0=C_{\min}=2-|\Delta C_{\min}|$ имеем

$$2 + |\Delta C_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}}| = 2 - |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}| + (2 - |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}| - 1) \operatorname{ctg}^2 \Theta,$$

откуда
$$\operatorname{ctg} \Theta = \pm \sqrt{\frac{|\Delta C_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}}| + |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}|}{1 - |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}|}}.$$

Так как отрицательные Θ лишены физического смысла, то

$$\Theta_{i\hat{e}\hat{i}} = \operatorname{arccctg} \sqrt{\frac{|\Delta C_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}}| + |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}|}{1 - |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}|}}, \quad \Theta_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}} = \pi - \Theta_{i\hat{e}\hat{i}}. \quad (7.104)$$

Из (7.104) получаем коэффициент перекрытия по частоте ФД

$$k_f = \frac{\Theta_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}}}{\Theta_{i\hat{e}\hat{i}}} = \frac{\pi}{\operatorname{arccctg} \sqrt{\frac{|\Delta C_{i\hat{a}\hat{e}\hat{n}}| + |\Theta_{i\hat{e}\hat{i}}|}{1 - |\Delta C_{i\hat{e}\hat{i}}|}}} - 1. \quad (7.105)$$

Длину линий НО определим из условия, что при $C=C_0$

$$\Theta = \Theta_0 = \pi/2, \quad (7.106)$$

т. е.
$$l = \pi v_{y\hat{a}} / (2\omega_0), \quad (7.107)$$

где $v_{y\hat{a}} = 3 \cdot 10^8 / \sqrt{\epsilon_r \mu_r}$ — скорость распространения волны вдоль линий при заполнении их средой с относительными диэлектрической ϵ_r и магнитной μ_r проницаемостями, отличными от единицы; ω_0 — средняя рабочая частота ФД.

В соответствии с (7.104) и (7.106) средняя частота ФД связана с крайними частотами его рабочего диапазона следующим образом:

$$\omega_0 = (\omega_{\max} + \omega_{\min})/2, \quad (7.108)$$

т. е. является их средним арифметическим.

Рассчитаем в качестве примера перекрытие по частоте ФД при $m=0,5$ и $\varphi_{ои}=\pm 4,7^\circ$. Как следует из рис.7.46, значению $\varphi_{ои}=\pm 4,7^\circ$ соответствуют $\delta=\pm 0,1$, что дает $|\Delta C_{\max}| \approx |\Delta C_{\min}| = 0,2$.

Подставив найденные значения $|\Delta C_{\max}|$ и $|\Delta C_{\min}|$ в формулу (7.105), получим $k_f=2,3$. Для тех же значений $\varphi_{ои}$ при $m=0,7$ получаем $k_f=3,2$.

При работе ФД в составе системы ФАНК диапазонного резонансного усилителя на входы ФД поступают напряжения с входа и выхода усилителя. Эти напряжения, как правило, изменяются по амплитуде при изменении рабочей частоты и при расстройке выходного контура усилителя. Изменение напряжений с частотой обычно сравнительно невелико и принципиально может быть скомпенсировано с помощью простых амплитудных выравнителей. Однако при расстройке выходного контура усилителя напряжение на его выходе меняется по амплитуде в широких пределах и задача компенсации этого изменения соизмерима по технической сложности с задачей автоматической настройки контура в резонанс, т. е. с задачей, которую призвана решать в передатчике система ФАНК. В то же время при изменении амплитуд любого из двух подаваемых на ФД напряжений меняется коэффициент m , входящий во все основные соотношения для ФД и определяющий многие его

важные характеристики, такие, как рабочий диапазон, уровень выходного напряжения и т. д. Поэтому представляет интерес проанализировать влияние изменения амплитуды выходного напряжения настраиваемого усилителя на основные характеристики ФД. Для упрощения задачи будем полагать, что в области сравнительно малых расстроек (порядка нескольких полос пропускания) выходной контур УКВ-усилителя, обычно выполняемый на отрезках линии передачи или объемных резонаторах, можно заменить эквивалентным параллельным LC -контуром с сосредоточенными параметрами. Правомерность такой замены подтверждается экспериментом. Кроме этого, пусть на плечо 1 НО (см. рис.7.43) поступает напряжение с входа настраиваемого каскада, а на плечо 4 — с его выхода. При этих условиях для амплитуд напряжений U_1 и U_4 , поступающих на входы НО, имеем следующие соотношения

$$U_1 = U_{ex} k_1, \quad (7.109)$$

$$U_4 = U_{k0} k_4 / \sqrt{1 + \alpha^2}, \quad (7.110)$$

где U_{ex} — амплитуда напряжения на входе настраиваемого усилителя; U_{k0} — амплитуда напряжения на его выходном контуре при резонансе; $\alpha = 2Q\Delta f/f_0$ — обобщенная расстройка эквивалентного контура; k_1, k_4 — модули коэффициентов передачи цепей, соединяющих вход и выход настраиваемого усилителя с НО.

Подставив (7.109) и (7.110) в (7.93), получим

$$m = m_0 / \sqrt{1 + \alpha^2}, \quad (7.111)$$

где $m_0 = (k_A/k_I)(U_{k0}/U_{ex})$ (7.112)

— значение коэффициента m при настроенном выходном контуре усилителя.

Если в цепях, подводящих напряжение к НО, скорректированы все паразитные фазовые набег, а также набег фазы, обусловленные самим настраиваемым усилителем (φ_k и φ_{ex}), то разность фаз между напряжениями U_I и U_A , обусловлена только расстройкой выходного контура усилителя и равна его фазовому углу φ_s . Для фазового угла параллельного LC-контура известно соотношение

$$\sin \varphi_s = -\alpha / \sqrt{1 + \alpha^2}. \quad (7.113)$$

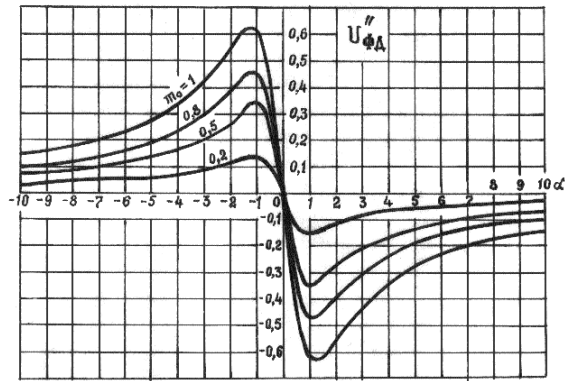
Подставив в (7.95) значения m из (7.111) и $\sin \varphi_s$ из (7.113), вместо $\sin \varphi$, получим выражение для нормированной статической характеристики управления ФД, работающего в составе системы ФАНК:

$$U''_{\dot{\alpha}} = \frac{1}{\sqrt{N}} \left\{ \sqrt{1 + \frac{m_0}{1 + \alpha^2} [m_0(C - 1) + 2\sqrt{C - 1} \cdot \alpha]} - \sqrt{C - 1 + \frac{m_0}{1 + \alpha^2} (m_0 - 2\sqrt{C - 1} \cdot \alpha)} \right\}, \quad (7.114)$$

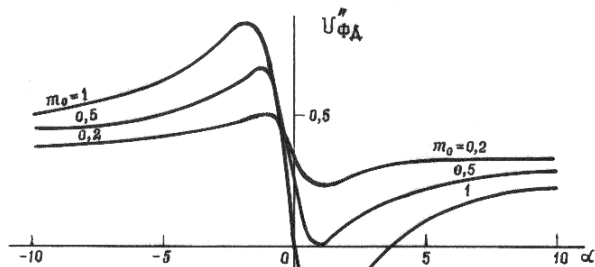
где $U''_{\dot{\alpha}} = U'_{\dot{\alpha}} / (k_A k_I U_{\dot{\alpha}0})$. (7.115)

На рис.7.47 представлены графики зависимости $U''_{\dot{\alpha}}$ от α для различных m_0 и C . Роль величины m в выражении (7.114) при резонансе контура настраиваемого усилителя выполняет величина m_0 . Так как именно вблизи резонанса контура важно, чтобы ФД не давал значительной ошибки, необходимо обеспечивать близость к единице не величины m , а величины m_0 , что является задачей, технически сравнительно легко выполнимой.

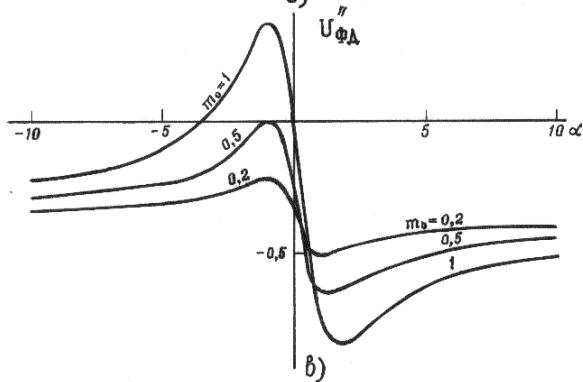
Для расчетов устойчивости системы ФАНК и остаточной ее ошибки важно знать крутизну статической характеристики управления (S_0) у точки равновесия ($\alpha=0$).



а)



б)



в)

Рис. 7.47. Нормированная статическая характеристика управления ФД.
а - $C = 2$; б - $C = 4$; в - $C = 4/3$.

Выражение для S_0 можно получить, дифференцируя $U''_{\Phi\Delta}$ по α . На основании (7.114) и (7.115) имеем

$$S_0 = U_{\dot{\alpha}\delta} k_{\dot{\alpha}} k_1 m_0 \sqrt{1-1/C} \left[\frac{1}{\sqrt{C-1+m_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{1+m_0^2(C-1)}} \right]. \quad (7.116)$$

Нормированное значение крутизны $S'_0 = S_0 / (k_{\dot{\alpha}} k_1 U_{\dot{\alpha}\delta})$:

$$S'_0 = m_0 \sqrt{1-1/C} \left[\frac{1}{\sqrt{C-1+m_0^2}} + \frac{1}{\sqrt{1+m_0^2(C-1)}} \right]. \quad (7.117)$$

На рис. 7.48 показан ход зависимости S'_0 от m_0 при разных C . Видно, что от C величина S'_0 зависит слабо. Зато существенно зависит от m_0 , увеличиваясь по абсолютному значению при стремлении m_0 к единице.

Б. Фазовый дискриминатор на основе трехдецибелного НО тандемного типа

Описанный выше ФД на основе двух электромагнитно связанных полосковых линий с переходным затуханием около 3db сложен в изготовлении с помощью печатной технологии, так как при планарной технологии требует весьма малых боковых зазоров между связанными полосковыми линиями. Этот недостаток отсутствует у так называемых тандемных НО [144-147], представляющих собой соединение двух обычных одинаковых НО на полосковых

линиях с переходным затуханием около 8,5db (рис.7.49).
 Если в схеме, изображенной на рис.7.49,а поменять местами полюса 2 и 4 обоих НО, то получится схема двух одинаковых каскадно-соединенных НО (рис.7.49,б).

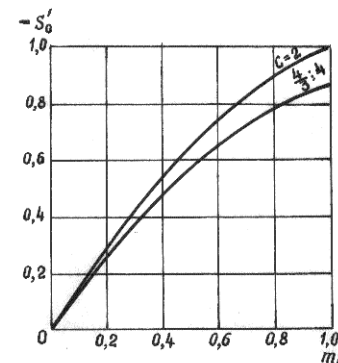
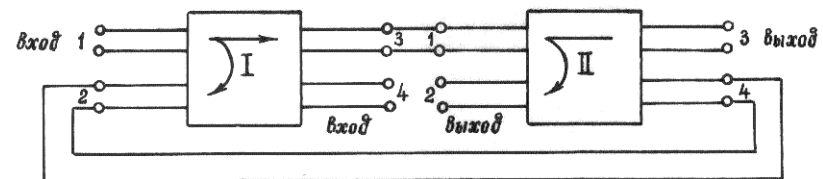


Рис. 7.48. Зависимость нормированной крутизны статической характеристики управления ФД от m_0 при $\alpha=0$.



а)

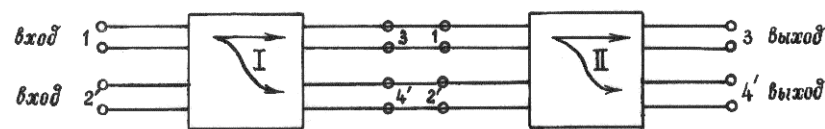


Рис. 7.49. Мандежное соединение двух НО (а) и его преобразованная схема (б) с условно измененной нумерацией полюсов.

Матрица рассеяния такого соединения, приведенная в [148], получается в следующем виде

$$[S_T] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & (\dot{S}_{13}^2 + \dot{S}_{14}^2) & (2\dot{S}_{13}\dot{S}_{14}) \\ 0 & 0 & (2\dot{S}_{13}\dot{S}_{14}) & (\dot{S}_{13}^2 + \dot{S}_{14}^2) \\ (\dot{S}_{13}^2 + \dot{S}_{14}^2) & (2\dot{S}_{13}\dot{S}_{14}) & 0 & 0 \\ (2\dot{S}_{13}\dot{S}_{14}) & (\dot{S}_{13}^2 + \dot{S}_{14}^2) & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.119)$$

В (7.119) элемент \dot{S}_{14} равен элементу \dot{S}_{12} матрицы рассеяния обычного НО с вторым типом направленности (см. (7.87)). Далее, элемент \dot{S}_{13} соответствует элементу \dot{S}_{13} в выражении (7.87). Несложно убедиться в том, что если в соединении двух НО, изображенных на рис.7.49, принять в расчет соединительные линии, положив их волновые сопротивления равными волновому сопротивлению на зажимах НО, то результирующая матрица рассеяния соединения будет отличаться от (7.119) наличием экспоненциальных множителей $e^{j\Theta_{k1}}$ и $e^{j\Theta_{k2}}$ в составе элементов, учитывающих сдвиг по фазе напряжений в соединительных линиях. (Θ_{k1} и Θ_{k2} — электрические углы линий, соединяющих пары зажимов: 3-1, 4-2, соответственно). В результате, с учетом соединительных линий матрица рассеяния тандемного НО (рис.7.49,б) имеет вид

$$[S_T] = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \dot{S}_{13}^2 e^{j\Theta_{k1}} + \dot{S}_{12}^2 e^{j\Theta_{k2}} & \dot{S}_{12}\dot{S}_{13}(e^{j\Theta_{k1}} + e^{j\Theta_{k2}}) \\ 0 & 0 & \dot{S}_{12}\dot{S}_{13}(e^{j\Theta_{k1}} + e^{j\Theta_{k2}}) & \dot{S}_{13}^2 e^{j\Theta_{k1}} + \dot{S}_{12}^2 e^{j\Theta_{k2}} \\ \dot{S}_{13}^2 e^{j\Theta_{k1}} + \dot{S}_{12}^2 e^{j\Theta_{k2}} & \dot{S}_{12}\dot{S}_{13}(e^{j\Theta_{k1}} + e^{j\Theta_{k2}}) & 0 & 0 \\ \dot{S}_{12}\dot{S}_{13}(e^{j\Theta_{k1}} + e^{j\Theta_{k2}}) & \dot{S}_{13}^2 e^{j\Theta_{k1}} + \dot{S}_{12}^2 e^{j\Theta_{k2}} & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (7.120)$$

Из (7.120) с учетом (7.87) непосредственно следует, что при $\dot{S}_{12} = \dot{S}_{13}$, $\Theta_{k1} = \Theta_{k2} = \Theta_k$ выполняется условие $\alpha_3 + \alpha_4 = 0$. Причем, дополнительно $\alpha_3 = -\pi/2$, что, в соответствие с (7.15,а), свидетельствует о принадлежности тандемного соединения НО вместе с соединительными линиями к квадратному типу 8-полюсников.

Поскольку тандемный НО ведет себя в качестве преобразующего 8-полюсника аналогично обычному, то все ранее полученные соотношения, кроме соотношений (7.104) и (7.105), описывающих частотные свойства ФД, остаются в силе.

Получим выражение, аналогичное выражению (7.105), для коэффициента диапазона ФД с тандемным НО.

Для рассматриваемого случая переходное затухание

$$C_T = 1 / S_{14T}^2 \quad (7.121)$$

Согласно (7.120) с учетом (7.121) получим

$$1 / S_{14T}^2 = 1 / (4S_{13}^2 \cdot S_{12}^2) \quad (7.122)$$

Подставив в (7.122) выражения S_{12} и S_{13} и сделав необходимые преобразования, придем к выражению

$$C_T = \frac{C_{0T}}{\sin^2 \Theta} \left[1 + \frac{\cos \Theta}{C_0} \left(\frac{\cos^2 \Theta}{C_0} - 2 \right) \right],$$

где $C_{0T} = C_0^2 / [4(C_0 - 1)]$, а C_0 — переходное затухание каждого из соединяемых НО на средней частоте ($\Theta = \pi/2$); Θ — электрический угол связанных линий каждого НО.

Подставив значение C_{0T} из последнего равенства в предпоследнее, получим

$$C_T = \frac{C_{0T}}{\sin^2 \Theta} + \frac{ctg^2 \Theta}{4C_{0T}} (1 + \sqrt{1 - 1/C_{0T}}) [\cos^2 \Theta - 2C_{0T} (1 + \sqrt{1 - 1/C_{0T}})] \quad (7.123)$$

Так как для нормальной работы ФД необходима величина C_T , близкая к 2, то в (7.123) можно полагать

$$\cos^2 \Theta \ll 2C_{0T} (1 + \sqrt{1 - 1/C_{0T}}), \quad \text{тогда}$$

$$C_T = \frac{1}{\sin^2 \Theta} \left[C_{0T} - \frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 - 1/C_{0T}})^2 \cos^2 \Theta \right]. \quad (7.123, a)$$

Выражения (7.123) и (7.123, a) — частотные характеристики переходного затухания тандемного НО.

Положив, как и в случае обычного НО, $C_T = 2 + |\Delta C_{\max}|$, а $C_{0T} = 2 - |\Delta C_{\min}|$, ($|\Delta C_{\max}|$ и $|\Delta C_{\min}|$ — допустимые отклонения в диапазоне частот переходного затухания от значения $C=2$) после простых преобразований получим

$$\Theta_{i\bar{i}} = \arcsin \sqrt{\frac{1 + |\Delta C_{i\bar{i}}|^2 - 2 |\Delta C_{i\bar{i}}|}{1 - |\Delta C_{i\bar{e}\bar{n}}| \cdot |\Delta C_{i\bar{i}}| + 2 |\Delta C_{i\bar{e}\bar{n}}|}} \approx \approx \arcsin \sqrt{\frac{1 - 2 |\Delta C_{i\bar{i}}|}{1 + 2 |\Delta C_{i\bar{e}\bar{n}}|}}$$

Так как $\Theta_{\max} = \pi - \Theta_{\min}$, а коэффициент диапазона $k_f = \Theta_{\max} / \Theta_{\min}$, то

$$k_f = \pi / \arcsin \sqrt{\frac{1 - 2 |\Delta C_{i\bar{i}}|}{1 + 2 |\Delta C_{i\bar{e}\bar{n}}|}} - 1. \quad (7.124)$$

В качестве примера рассчитаем k_f для

$|\Delta C_{\min}| = |\Delta C_{\max}| = 0,2$, что, в соответствии с рис. 7.46, для $m=0,5$ дает $\varphi_{\text{ош}} = \pm 4,70$. Подставив численные значения в (7.124), получим $k_f \approx 3,41$.

Как следует из сравнения рассчитанного значения k_f с его величиной при тех же исходных данных для ФД на обычном НО, значение k_f с тандемным НО примерно в 1,5 раза больше, что является дополнительным существенным преимуществом ФД тандемного типа.

Отметим, что в отношении частотного диапазона тандемный ФД не уступает ФД с 3-звенным НО [143].

В. фазовый дискриминатор
"интерференционного" типа

Упрощенная схема интерференционного ФД, о котором говорилось во введении и § 7.5, приведена на рис.7.50,а. Преобразующий 8-полюсник такого ФД, заключенный на схеме между зажимами 1,2 и 3,4, образован согласованным с обоих концов с помощью аттенюаторов отрезком длинной линии. При подведении к зажимам 1 и 2 источников сравнимых по фазе напряжений (U_1 , U_2) в линии устанавливается режим стоячей волны, пучность напряжения (узел тока) которой в случае синфазных U_1 и U_2 оказывается точно посередине линии (см. рис.7.50,б).

При появлении разности фаз у сравниваемых напряжений, например, при отставании U_2 от U_1 на угол φ пучность напряжения (узел тока) смещается вдоль линии в сторону входа 2. Величину этого смещения несложно определить, если мысленно добавить к линии справа (со стороны входа 2) отрезок линии того же волновой сопротивлением длиной $\Delta l_2 = \varphi \cdot \lambda / (2\pi)$ (рис.7.50,б) и ввести в такую линию напряжение U_2 , синфазное с U_1 . Очевидно, что этот случай по отношению к режиму питания реальной линии будет соответствовать первоначальному случаю. Однако пучность напряжения (узел тока) теперь будет располагаться посередине отрезка линии длиной $l + \Delta l_2$, т.е. на расстоянии $(l + \Delta l_2) / 2$ от

левого (для рассмотренного примера) конца реальной линии.

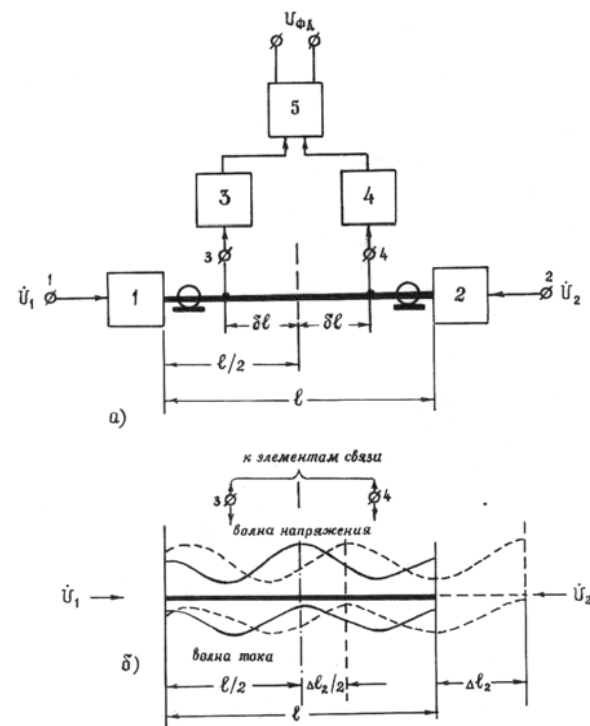


Рис. 7.50. а – структурная схема ФД интерференционного типа. (1,2 – согласующие аттенюаторы, 3,4 – элементы связи, 5 – схема сравнения); б – картина стоячей волны в линии ФД при синфазных \dot{U}_1 и \dot{U}_2 (сплошная линия) и разности фаз между ними $\Delta\varphi = 2\pi\Delta l_2/\lambda$ (пунктир).

Таким образом, разность фаз между сравниваемыми напряжениями φ приводит к смещению пучности напряжения (узла тока) относительно середины согласованной линии преобразующего 8-полюсника на величину $\Delta l = \varphi \cdot \lambda / (4\pi)$.

Условимся полагать величину $\Delta l > 0$, если смещение идет вправо от середины линии, изображенной на рис.7.50,а.

Если элементы связи (3, 4 — на рис.7.50,а) расположены симметрично относительно середины согласованной линий, то при синфазных U_1 и U_2 модули напряжений на их входах будут равны, что приведет, при соответствующей регулировке схемы сравнения, к нулевому выходному напряжению ФД. При появлении разности фаз φ , действующие на выходах элементов связи напряжения будут отличаться по модулю, что вызовет отличие от нуля выходного напряжения ФД ($U_{ФД}$). При этом, как следует из вышеизложенного и рис.7.50, полярность $U_{ФД}$ при выполнении условия $\delta l \leq \lambda/4$ однозначно определяется знаком φ , а величина — величиной φ и амплитудами U_1, U_2 .

Вычислим элементы матрицы рассеяния ФД в предположении, что затухание аттенюаторов (1, 2 — на рис.7.50,а) достаточно велико (не менее 15-20db), а элементы связи (3, 4 — на рис.7.50,а) обеспечивают на выходе напряжения, амплитуды которых пропорциональны амплитудам напряжения (тока) в согласованной линии в сечениях, где присоединены эти элементы, и имеют входное сопротивление, значительно большее волнового сопротивления линии.

Из рис.7.50,а непосредственно следует:

$$\begin{aligned} \dot{S}_{13} &= \frac{1}{a_1} e^{j(\Theta/2 - \delta\Theta)}, \quad \dot{S}_{14} = \frac{1}{a_1} e^{j(\Theta/2 + \delta\Theta)}, \\ \dot{S}_{23} &= \frac{1}{a_2} e^{j(\Theta/2 + \delta\Theta)}, \quad \dot{S}_{24} = \frac{1}{a_2} e^{j(\Theta/2 - \delta\Theta)}, \end{aligned}$$

откуда $\alpha_3 = \arg(\dot{S}_{23} / \dot{S}_{13}) = 2\delta \cdot \Theta$, $\alpha_4 = \arg(\dot{S}_{24} / \dot{S}_{14}) = -2\delta \cdot \Theta$, a_1 и a_2 — коэффициенты ослабления аттенюаторов 1 и 2.

При выполнении неравенства $a_1 + a_2 \gg 1$ можно утверждать, что $S_{12} = S_{21} = 0$. В результате получаем соотношения: $S_{12} = S_{21} = 0$, $S_{13} = S_{14}$, $S_{23} = S_{24}$, $\alpha_3 + \alpha_4 = 0$, что совпадает с частным случаем математической модели (7.15) ФД.

В соответствии с (7.15) сразу напишем выражение нормированного выходного напряжения ФД интерференционного типа:

$$U''_{\delta\lambda\epsilon} = \frac{1}{a_1} \left(\sqrt{1 + m^2 \frac{a_1^2}{a_2^2} + 2m \frac{a_1}{a_2} \cos(2\delta \cdot \Theta) \cdot \cos \varphi + 2m \frac{a_1}{a_2} \sin(2\delta \cdot \Theta) \cdot \sin \varphi} - \sqrt{1 + m^2 \frac{a_1^2}{a_2^2} + 2m \frac{a_1}{a_2} \cos(2\delta \cdot \Theta) \cdot \cos \varphi - 2m \frac{a_1}{a_2} \sin(2\delta \cdot \Theta) \cdot \sin \varphi} \right), \quad (7.125)$$

где $m = U_2 / U_1$.

Если на элементы связи ФД подаются сигналы, пропорциональные амплитуде тока, то

$$U'_{\delta\lambda\epsilon} = \frac{1}{a_1} \left(\sqrt{1 + m^2 \frac{a_1^2}{a_2^2} - 2m \frac{a_1}{a_2} \cos(2\delta \cdot \Theta) \cdot \cos \varphi - 2m \frac{a_1}{a_2} \sin(2\delta \cdot \Theta) \cdot \sin \varphi} - \sqrt{1 + m^2 \frac{a_1^2}{a_2^2} - 2m \frac{a_1}{a_2} \cos(2\delta \cdot \Theta) \cdot \cos \varphi + 2m \frac{a_1}{a_2} \sin(2\delta \cdot \Theta) \cdot \sin \varphi} \right). \quad (7.126)$$

Из сравнения (7.125) с (7.126) следует, что при $2\delta\Theta \ll \pi/2$ преимущество в отношении крутизны статической характе-

ристики управления при $\varphi \rightarrow 0$ имеет ФД, реагирующий на стоячую волну тока в согласованной линии. При $2\delta\Theta \approx \pi/2$ оба ФД одинаковы по своим характеристикам.

Кроме того, из (7.125) и (7.126) следует, что в диапазоне рабочих частот должно быть выполнено неравенство $2\delta\Theta \leq \pi/2$. В противном случае произойдет "переворот" полярности $U_{\Phi Д}$ и произойдет рассогласование $U_{\Phi Д}$ с направлением движения сервопривода системы ФАНК.

Для широкодиапазонного ФД лучше использовать стоячую волну тока в согласованной линии, так как в диапазоне частот значение $2\delta\Theta$ меняется и может быть значительно меньше $\pi/2$. Крутизна статической характеристики (СХУ) такого ФД при $\varphi \rightarrow 0$ будет больше.

Выражение нормированной СХУ для ФД, работающего в составе системы ФАНК резонансного усилителя, можно получить, если вместо m в (7.125) и (7.126), согласно (7.111), подставить $m_0 / \sqrt{1 + \alpha^2}$, а вместо $\sin\varphi$ и $\cos\varphi$ — их выражения для колебательного LC-контура:

$$\sin\varphi = -\alpha\sqrt{1 + \alpha^2}, \quad \cos\varphi = 1/\sqrt{1 + \alpha^2}.$$

В результате простых преобразований получим

$$U''_{\delta\dot{\alpha}i} = \frac{1}{a_1} \left\{ \sqrt{1 + \frac{a_1 m_0}{a_2(1 + \alpha^2)} \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 + 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) - 2\alpha \sin(2\delta\Theta) \right]} - \sqrt{1 + \frac{a_1 m_0}{a_2(1 + \alpha^2)} \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 + 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) + 2\alpha \sin(2\delta\Theta) \right]} \right\}$$

(7.125,a)

$$U'_{\delta\dot{\alpha}i} = \frac{1}{a_1} \left\{ \sqrt{1 + \frac{a_1 m_0}{a_2(1 + \alpha^2)} \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 - 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) - 2\alpha \sin(2\delta\Theta) \right]} - \sqrt{1 + \frac{a_1 m_0}{a_2(1 + \alpha^2)} \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 - 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) + 2\alpha \sin(2\delta\Theta) \right]} \right\}$$

(7.126,a)

Продифференцировав (7.125,a) и (7.126,a) по α при $\alpha \rightarrow 0$ после простых преобразований получим значение приведенной крутизны СХУ ФД в области $\alpha \rightarrow 0$.

$$S'_{0u} = - \frac{2m_0 \sin(2\delta \cdot \Theta)}{a_2 \sqrt{1 + \frac{a_1}{a_2} m_0 \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 + 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) \right]}}, \quad (7.127)$$

$$S'_{0i} = - \frac{2m_0 \sin(2\delta \cdot \Theta)}{a_2 \sqrt{1 + \frac{a_1}{a_2} m_0 \left[\frac{a_1}{a_2} m_0 - 2 \cos(2\delta \cdot \Theta) \right]}}. \quad (7.128)$$

Из сравнения (7.127) с (7.128) видно, что при одинаковых m_0 крутизна СХУ у ФД, использующего стоячую волну тока, может быть существенно выше крутизны СХУ ФД, использующего стоячую волну напряжения, особенно при малых $\delta\Theta$ и m_0 . Истинные крутизны СХУ связаны с приведенными очевидными соотношениями:

$$S_{0u} = S'_{0u} k_A U_1, \quad (7.127,a)$$

$$S_{0i} = S'_{0i} k_A U_1 \quad (7.128,a)$$

На рис.7.51, 7.52 приведены графики зависимостей $U''_{\delta i u}$ и $U''_{\delta i i}$ от α при различных соотношениях между $\delta\Theta$ и m_0 . На рис.7.53 – 7.54 приведены также зависимости S'_{ou} и S'_{oi} от m_0 , при различных $\delta\Theta$, рассчитанные в соответствии с (7.125,a), (7.126,a), (7.127), (7.128).

Г. фазовый дискриминатор синфазно-противофазного типа на гибридных элементах

Как уже указывалось, с помощью кабельных трансформаторов, являющихся элементами гибридного типа, С. Е. Лондоном [141, 142] была разработана схема ФД с преобразующим 8-полюсником синфазно-противофазного типа (рис.7.55), допускающая двухполупериодное детектирование выходных напряжений схемой сравнения. Работа преобразующего 8-полюсника, изображенного на рис.7.55, основана на том, что возбуждаемые входными сигналами в кабельных трансформаторах Тр1 и Тр2 волны напряжения подводятся к соединению четырех кабельных трансформаторов Тр3 – Тр6, составленному таким образом, что если на выходе IV волны складываются, то на выходе III вычитаются, образуя на согласованных нагрузках напряжения, которые имеют амплитуды, пропорциональные геометрической сумме и разности входных напряжений. При этом, как нетрудно увидеть из рис.7.55, входы I и II оказываются

теоретически полностью развязанными, если трансформаторы Тр3-Тр6 согласованы. Согласующие резисторы при

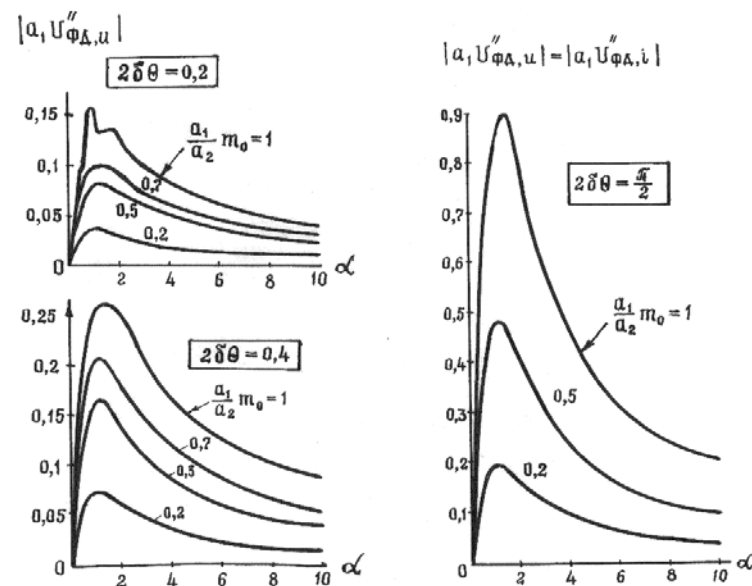


Рис. 7.51. Зависимость от α приведенного нормированного выходного напряжения ФД, использующего волну напряжения.

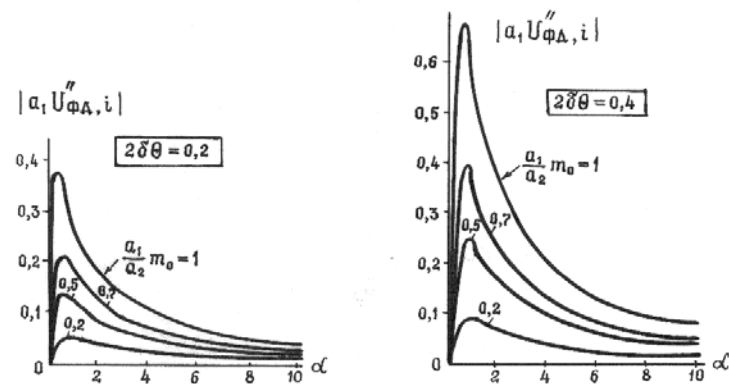


Рис. 7.52. Зависимость от α приведенного нормированного выходного напряжения ФД, использующего волну тока.

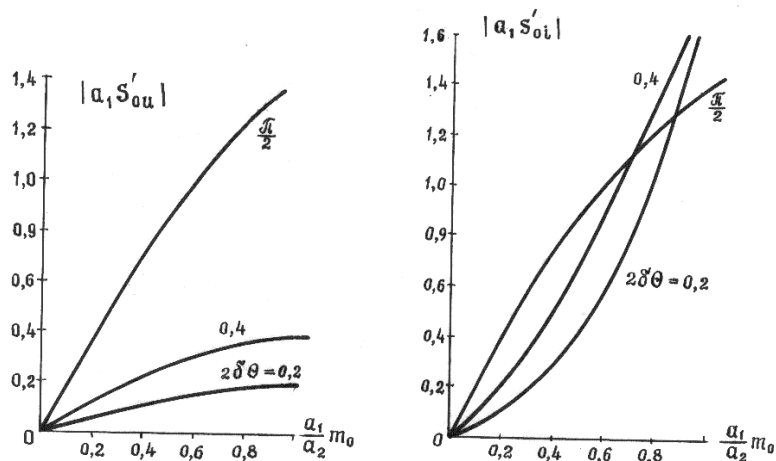


Рис. 7.53. Зависимость крутизны S'_{oi} от m_0 .

Рис. 7.54. Зависимость крутизны S'_{oi} от m_0 .

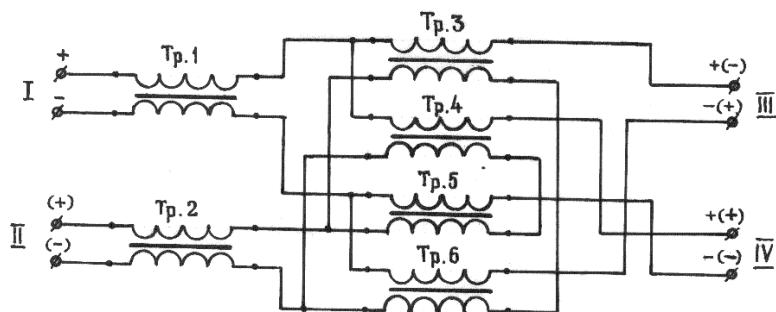


Рис. 7.55. Преобразующий восьмиполюсник фазового дискриминатора С.Е. Лондона.

одинаковых кабельных трансформаторах Тр3-Тр6, подключаемые к зажимам III и IV, как можно понять из рис.7.55, равны удвоенному значению волнового сопротивления линий, образующих обмотки кабельных трансформаторов.

По своим свойствам преобразующий 8-полюсник данного типа аналогичен синфазно-противофазному 8-полюснику на обычных трансформаторах с двухполупериодным детектированием выходных сигналов, описанному в §7.4, п.Г, и также требует для использования в ФД дополнительный фазовращатель на 90° в цепи одного из сравниваемых напряжений. Преимуществом его перед описанным в §7.4 является возможность применения в широком УКВ-диапазоне.

Характер зависимости выходного напряжения ФД, построенного на основе описанного 8-полюсника, аналогичен характеру зависимости для обычного балансного ФД с однополупериодным детектированием. То же относится и к другим его характеристикам как звена системы ФАНК.

Глава 8

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ КОРРЕКТОРЫ, ЗАЩИТНЫЕ ФИЛЬТРЫ И ЭЛЕМЕНТЫ РАДИОЧАСТОТНЫХ КОММУНИКАЦИЙ СИСТЕМЫ ФА Н К

§ 8.1. Амплитудно-фазовые корректоры

Необходимость в амплитудно-фазовом корректоре (блок 4 на рис. IV введения) возникает при сдвиге фазы между напряжениями, снимаемыми с входной и выходной цепей настроенного усилителя, отличающемся от 180° (для схемы с общим катодом) или 0° (для схемы с общей сеткой).

Причины возникновения такого фазового сдвига и его зависимость от частоты, схемы, конструкции и режима усилителя подробно исследованы в Разделе 1. Указанный сдвиг по фазе становится заметным в мощных усилителях с общей сеткой уже в КВ-диапазоне. На УКВ этот сдвиг может превышать 180° . При этом он является функцией частоты, иногда достаточно сложной.

Основной "вклад" в дополнительный фазовый сдвиг усилителя с общей сеткой вносит входная цепь генераторной лампы (см. главу 3) и инерция электронов (см. главу 2). Однако, как следует из проделанных в главах 2 и 3 иссле-

дований, эти составляющие фазового сдвига имеют монотонно-нарастающий с частотой характер, причем, сдвиг фазы за счет инерции электронов с достаточной для практики точностью может рассматриваться как линейная функция частоты (см. выражение (2.47)). Поэтому для его коррекции достаточно включить в фидер, связывающий вход усилителя с ФД, отрезок согласованной длинной линии длиной $l = \varphi_a v / \omega$, где φ_a — сдвиг по фазе в усилителе за счет инерции электронов, v — скорость распространения волн в длинной линии. Для компенсации сдвига фазы во входной цепи лампы усилителя и выравнивания в диапазоне частот амплитуды напряжения, поступающего с входа усилителя на ФД, можно обойтись неперестраиваемым амплитудно-фазовым корректором в виде фидера-имитатора входной цепи лампы, включаемого в входной соединительный фидер. Для КВ-диапазона такой амплитудно-фазовый корректор можно выполнить на элементах с сосредоточенными параметрами, о чем говорилось в §7.4 (см., в частности, рис. 7.30). Принцип построения фидера-имитатора такой же. В соответствии с результатами, полученными в главе 3, параметры фидера-имитатора должны быть связаны с параметрами входной цепи лампы усилителя следующими соотношениями:

$$\Theta_u = \Theta_{gk}, \quad b_u / g_u = B_{ex} / G_{ex}, \quad W_u g_u = W_{gk} G_{ex}, \quad (8.1)$$

где символы с индексом "и" относятся к фидеру-имитатору.

В случае немонотонного характера зависимости от частоты дополнительного фазового сдвига усилителя реализация перестраиваемых амплитудно-фазовых корректоров затруднительна. Технически проще, особенно в УКВ-диапазоне, применить перестраиваемый с частотой по нужному закону фазовращатель, а выравнитель амплитуды, при необходимости, выполнить в виде самостоятельного узла.

В качестве диапазонного перестраиваемого фазовращателя с коэффициентом передачи, близким к единице, может быть использован 3-децибелный НО на связанных линиях. На рис.8.1 показана упрощенная схема управляемого фазовращателя, который по своему принципу действия относится к фазовращателям отражательного типа [149, 150].

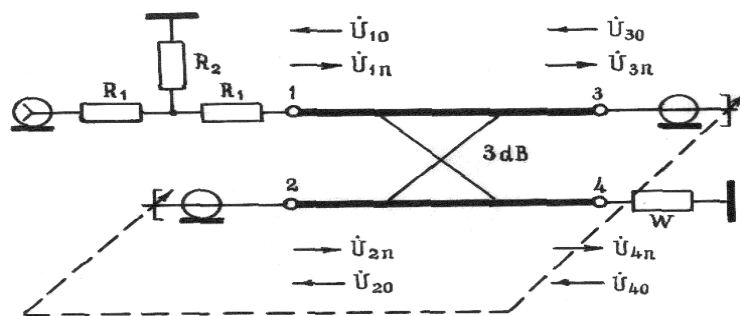


Рис. 8.1. Схема управляемого фазовращателя.

Зажимами 1,2 – 3,4 ограничен восьмиполюсник (вторым полюсом каждого зажима служит общий корпус системы), являющийся трехдецибелным направленным ответвителем (НО). Входной зажим 1 отделен от источника ВЧ-сигнала, подключаемого к разъему "Ш", поглощающим аттенуатором Т-типа (R_1, R_2), обеспечивающим хорошее согласование на входе фазовращателя. Выходным служит зажим 4, нагруженный на согласованное сопротивление W . К диагональным зажимам 2 и 3 подключены одинаковые короткозамкнутые линии, длина которых меняется синхронно (на рис.8.1 это отмечено пунктирной линией механической связи). Линии могут быть и разомкнутыми, но одинаковыми.

Выведем выражения для основных характеристик такого фазовращателя: угла фазового сдвига (φ) выходного напряжения относительно входного (на разъеме "Ш"), модуля коэффициента передачи (k_φ) и входного коэффициента отражения (Γ_{11}) относительно плеча 1 НО (для выяснения требования к входному аттенуатору). Выкладки будем делать при следующих предположениях:

- входной аттенуатор обеспечивает высокую степень согласования на разъеме "Ш" ($\Gamma_{ex} \approx 0$);
- коэффициент переходного затухания (C) НО в рабочем диапазоне пренебрежимо мало отличается от 3db ($C = 2$);

— коэффициент отражения сопротивлений, нагружающих плечи 1 и 4, близок к нулю (т. е. $\Gamma_1 = \Gamma_4 \approx 0$).

При этих упрощающих предположениях, близких к реальному случаю, с учетом показанных на рис.8.1 положительных направлений падающих и отраженных можно записать:

$$\dot{U}_{40} = 0, \dot{U}_4 = \dot{U}_{4n}, \dot{U}_{30} = \tilde{A}_3 \dot{U}_{3n}, \dot{U}_{2n} = \tilde{A}_2 \dot{U}_{20}, \quad (8.2)$$

где \tilde{A}_2 и \tilde{A}_3 — комплексные коэффициенты отражения линий, нагружающих 2 и 3 зажимы НО.

В [143] приведен анализ НО рассматриваемого типа для случая согласования всех его плеч, т. е. для случая, когда $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma_3 = \Gamma_4 = 0$. В отличие от этого режим работы НО, входящего в рассматриваемый фазовращатель, характеризуется тем, что $\Gamma_2 \neq 0$, $\Gamma_3 \neq 0$. Однако можно показать, что все выражения и матрицу рассеяния, полученные в [143] для полностью согласованного НО, можно использовать и в нашем случае. Сказанное поясняется эквивалентными преобразованиями схемы фазовращателя, приведенными на рис.8.2, основанными на принципе суперпозиции (в силу линейности рассматриваемого фазовращателя). Принцип суперпозиции позволяет результат работы исходной схемы рассматривать как сумму результатов работы трех схем, каждая из которых содержит полностью согласованный НО, к

которому применимы все выводы [143].¹ Преобразования, показанные на рис.8.2, очевидны и не требуют пояснений.

Для каждой из частичных схем (в, г и д), согласно [143], справедливы следующие положения:

- НО идеально согласован со стороны генератора ЭДС;
- диагональные плечи НО полностью развязаны;
- схемы обладают направленностью 2-го вида.

Поэтому, в соответствии с [143], для схем в, г и д можно записать:

а) для схемы "в"

$$\dot{U}_{1n} = \dot{\varepsilon}_1 / 2, \dot{U}_{10} = 0, \dot{U}_{2n} = 0, \dot{U}_{20} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{1n},$$

$$\dot{U}_{3n} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{1n}, \dot{U}_{30} = 0, \dot{U}_{4n} = \dot{U}_{40} = 0.$$

б) для схемы "г"

$$\dot{U}_{1n} = 0, \dot{U}_{10} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{30}, \dot{U}_{2n} = \dot{U}_{20} = 0,$$

$$\dot{U}_{3n} = 0, \dot{U}_{30} = \dot{U}_{30}, \dot{U}_{4n} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{30}, \dot{U}_{40} = 0,$$

в) для схемы "д"

$$\dot{U}_{1n} = 0, \dot{U}_{10} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{2n}, \dot{U}_{2n} = \dot{U}_{2n}, \dot{U}_{20} = 0,$$

$$\dot{U}_{3n} = \dot{U}_{30} = 0, \dot{U}_{4n} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{2n}, \dot{U}_{40} = 0.$$

¹ В исходной схеме фазовращателя на рис.8.2 входной аттенуатор заменен генератором ЭДС и последовательно с ним включенным сопротивлением, равным волновому сопротивлению линий НО, что справедливо при принятом допущении, что $\Gamma_1 = 0$.

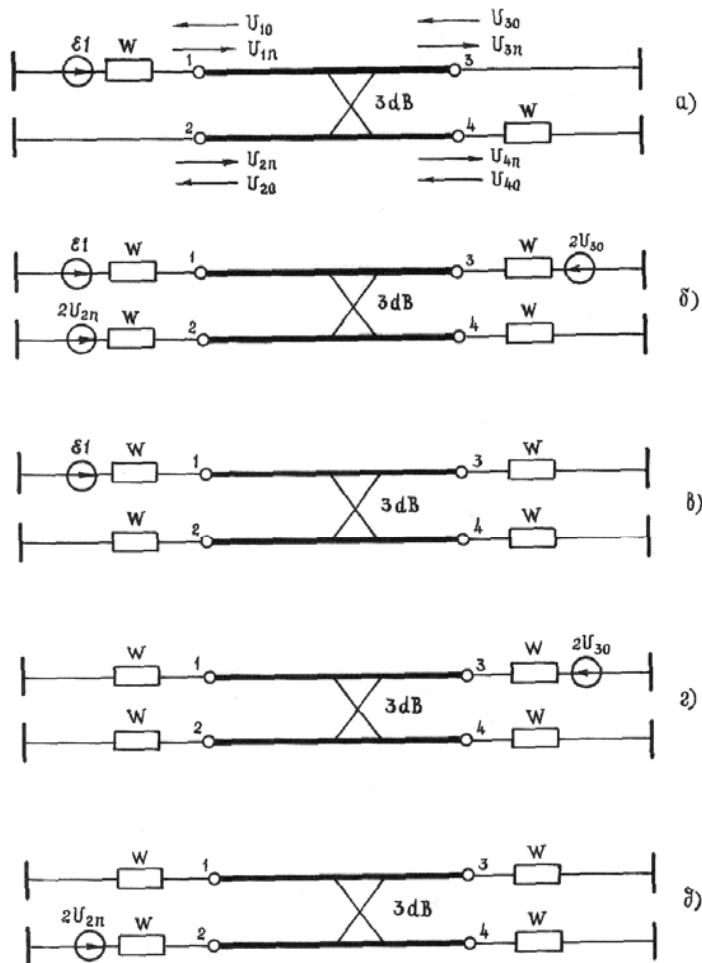


Рис. 8.2 Эквивалентные преобразования схемы фазовращателя.

Суммируя соответствующие величины всех трех схем, получим

$$\begin{aligned} \dot{U}_{1n} &= \dot{\varepsilon}_1 / 2, \quad \dot{U}_{10} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{13} \dot{U}_{30}, \\ \dot{U}_{2n} &= \dot{U}_{2n}, \quad \dot{U}_{20} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{1n}, \quad \dot{U}_{3n} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{1n}, \quad \dot{U}_{30} = \dot{U}_{30}, \end{aligned}$$

$$\dot{U}_{4n} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{12} \dot{U}_{30}, \quad \dot{U}_{40} = 0,$$

откуда с учетом (8.2) получаем пять уравнений:

$$\begin{aligned} \dot{U}_4 &= \dot{S}_{13} \tilde{A}_2 \dot{U}_{20} + \dot{S}_{12} \tilde{A}_3 \dot{U}_{3n}, \quad \dot{U}_{10} = \dot{S}_{12} \tilde{A}_2 \dot{U}_{20} + \dot{S}_{13} \tilde{A}_3 \dot{U}_{3n}, \\ \dot{U}_{3n} &= \dot{S}_{13} \dot{U}_{1n}, \quad \dot{U}_{20} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{1n}, \quad \dot{U}_{1n} = \dot{\varepsilon}_1 / 2. \end{aligned} \quad (8.3)$$

Подставив уравнения 3 и 4 системы (8.3) в уравнения 1 и 2 получим:

$$\dot{U}_{10} = \dot{U}_{1n} (\dot{S}_{12}^2 \tilde{A}_2 + \dot{S}_{13}^2 \tilde{A}_3), \quad \dot{U}_4 = \dot{U}_{1n} \dot{S}_{12} \dot{S}_{13} (\tilde{A}_2 + \tilde{A}_3),$$

откуда, имея в виду, что при достаточно большом ослаблении входного аттенюатора фазовращателя напряжение ε_1 , действующее на его резисторе R_2 , и напряжение U_{1n} синфазны и отличаются по модулю в 2 раза, можно записать:

$$\dot{k}_o = \dot{U}_4 / \dot{\varepsilon}_1 = \dot{S}_{12} \dot{S}_{13} (\tilde{A}_2 + \tilde{A}_3) / 2. \quad (8.4)$$

С учетом особенностей схемы входного аттенюатора (см. рис.8.1) окончательное выражение для комплексного коэффициента передачи фазовращателя имеет вид:

$$\dot{k}_o = \dot{U}_4 / U_{av} = \frac{R_2}{2(R_1 + R_2)} \dot{S}_{12} \dot{S}_{13} (\tilde{A}_2 + \tilde{A}_3). \quad (8.5)$$

Так как линии, подключаемые к зажимам 2 и 3 НО, одинаковы, то $\tilde{A}_2 = \tilde{A}_3 = \tilde{A}$. В зависимости от того, разомкнуты на конце или замкнуты линии, величина коэффициента отражения на их входе выражается следующим образом

$$\tilde{A} = \pm e^{-j2\theta_e}, \quad (8.6)$$

где $\Theta_n = 2\pi l_n / \lambda$ электрический угол линии. Коэффициенты пропускания S_{12} и S_{13} , входящие в (8.5), согласно [143], имеют для случая $C=2$ (трехдецибелльный ответвитель) следующий вид:

$$\dot{S}_{12} = \frac{\sin \Theta \cdot e^{j \arctg(\frac{1}{\sqrt{2}} \operatorname{ctg} \Theta)}}{\sqrt{1 + \sin^2 \Theta}}, \quad \dot{S}_{13} = \frac{e^{-j \arctg(\sqrt{2} \operatorname{tg} \Theta)}}{\sqrt{1 + \sin^2 \Theta}}, \quad (8.7)$$

где $\Theta = 2\pi l / \lambda$ — электрический угол связанных линий НО. Подставляя (8.7) в (8.5), с учетом (8.6) получим

$$\dot{k}_o = \pm \frac{R_2 \sin \Theta e^{j \{ \arctg[\frac{1}{\sqrt{2}}(\frac{1}{\operatorname{tg} \Theta} - 2 \operatorname{tg} \Theta)] - 2\Theta_e - n\pi \}}}{(R_1 + R_2) \cdot (1 + \sin^2 \Theta)}. \quad (8.8)$$

Из (8.8) имеем

$$k_o = \frac{R_2 \cdot |\sin \Theta|}{(R_1 + R_2) \cdot (1 + \sin^2 \Theta)}, \quad (8.9)$$

$$\arg \dot{k}_o = \arctg\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\sqrt{\operatorname{tg} \Theta}} - 2 \operatorname{tg} \Theta\right)\right] - 2\Theta_e - n\pi, \quad (8.10)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ или $n = 1, 2, 3, \dots$ — в зависимости от того, разомкнуты линии фазовращателя или короткозамкнуты.

Из полученного в результате решения системы (8.1) уравнения найдем собственный коэффициент отражения (Γ_{11}) на входном зажиме НО. Вычислив значения S_{12} и S_{13} и выполнив ряд простых преобразований, получим:

$$\tilde{A}_{11} = \frac{1 - \sin^2 \Theta}{1 + \sin^2 \Theta} \sqrt{(1 - 3 \sin^2 \Theta)^2 + 0,5 \sin^2 (2\Theta)}. \quad (8.11)$$

С достаточной для практики точностью при $60^\circ < \Theta < 120^\circ$ (т.е. в двухкратном рабочем диапазоне) функции синуса в (8.11) можно заменить их приближенными выражениями: $\sin^2 \Theta \approx 1 - \Delta\Theta^2$, $\sin^2 2\Theta = 4\Delta\Theta^2(1 - \Delta\Theta^2/2)$, где $\Delta\Theta = \Theta - \pi/2$. После этого, пренебрегая степенями $\Delta\Theta$ выше второй, получим

$$\tilde{A}_{11} \approx \Delta\Theta^2 \sqrt{1 + 4,5\Delta\Theta^2}. \quad (8.12)$$

Согласно (8.12) при $\Delta\Theta \leq 0,524$ (≤ 300)

$$\Gamma_{11} \approx 0,41,$$

откуда коэффициент бегущей волны на входе НО

$$k_{ob} = (1 - 0,41) / (1 + 0,41) \approx 0,42.$$

В этих условиях, для получения необходимой степени согласования входного фидера, необходимо применение входного аттенюатора с затуханием около 20db. Такой аттенюатор в 10 раз уменьшит модуль коэффициента отражения по сравнению с Γ_{11} и в нашем примере обеспечит $k_{ob} \approx 0,92$, что вполне приемлемо (с учетом того, что сам регулируемый фазовращатель может быть использован и для коррекции нелинейности зависимости от частоты фазового сдвига на подводющем фидере, которая возникает при его рассогласовании).

Анализ выражений (8.9) и (8.10) для модуля и фазы коэффициента передачи фазовращателя показывает, что модуль коэффициента передачи слабо меняется при изменении рабочей частоты (Θ) в широких пределах и определяется в основном затуханием во входном аттенюаторе.

Фазовый угол сдвига напряжения фазовращателем при $60^\circ \leq \Theta \leq 120^\circ$ меняется практически линейно с частотой. При постоянстве длин его внешних линий и при неизменной частоте он пропорционален их удвоенному электрическому углу.

Нетрудно показать, что неодинаковость длин внешних линий слабо влияет на модуль и фазу коэффициента передачи фазовращателя, которые в случае отличия длин линий друг относительно друга на величину электрического угла $\Delta\Theta_n$ выражаются следующим образом:

$$k_{\delta_{|\tilde{A}_2 \neq \tilde{A}_3}} = \pm \frac{R_2 \cdot |\sin \Theta \cdot \cos \Delta\Theta_\varepsilon|}{(R_1 + R_2) \cdot (1 + \sin^2 \Theta)}, \quad (8.13)$$

$$\arg k_\delta = \arctg\left[\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{1}{\operatorname{tg}\Theta} - 2\operatorname{tg}\Theta\right)\right] - 2\Theta_\varepsilon - \Delta\Theta_\varepsilon - n\pi, \quad (8.14)$$

где $n=0$ или $n=1$ — в зависимости от того, разомкнуты линии или короткозамкнуты.

Так, при отличии в установке длин внешних линий (в «воздушном» исполнении), равном 2 мм, на частоте 400 МГц изменение k_δ практически равно нулю, а изменение фазы составляет около 1° .

§ 8.2. Защитные фильтры и элементы радиочастотных коммуникаций системы ФАНК

А. Защитные фильтры

Как следует из вышеизложенного, при работе системы ФАНК в более чем 2-кратном диапазоне частот, особенно на УКВ, возможны ложные настройки усилителя под действием второй или более высокой по номеру гармоники напряжения возбуждения усилителя. Для предотвращения этого необходимо по крайней мере в одну из коммуникаций, связывающих настраиваемый каскад с ФД, включать защитный фильтр нижних частот (ФНЧ). На практике удобнее включать идентичные ФНЧ в обе коммуникации, что исключает необходимость коррекции фазового сдвига, обусловленного ФНЧ.

Система ФАНК, кроме весьма благоприятных динамических характеристик, о чем кратко упоминалось во введении, мало критична к изменению параметра регулирования в том смысле, что конечный результат работы системы ФАНК — получение на выходном контуре настраиваемого усилителя ВЧ-напряжения, близкого к его значению при резонансе — слабо зависит от величины остаточной ошибки системы по параметру регулирования (разности фаз между напряжением на выходном контуре и входе усилите-

ля). Величина параметра регулирования (φ) для LC-контура без потерь может меняться в пределах $\pm\pi/2$. При этих условиях, согласно выражению, полученному во введении,

$$\sin^2 \varphi_3 = \Delta P_i / P_i, \quad (8.15)$$

где φ_3 — остаточная ошибка системы ФАНК по параметру регулирования; $\Delta P_i / P_i$ — относительное уменьшение мощности усилителя. Согласно (8.15) $\Delta P_i / P_i = 0,095$ даже при $\varphi_3 = \pm 0,2\pi/2$, а при $\varphi_3 = \pm 0,1\pi/2$ $\Delta P_i / P_i = 0,025$. Это предопределяет сравнительно низкие требования к величине затухания ФНЧ вне полосы прозрачности. В худшем случае, если исходить из того, что мешающая высшая гармоника имеет амплитуду, равную основной, а соотношение фаз напряжений высшей гармоники на входах ФД соответствует его максимальному выходному напряжению, достигаемому при расстройке выходного контура усилителя приблизительно при $\varphi_3 = \pi/4$, то и тогда затухание ФНЧ для высшей гармоники, обеспечивающее допустимое уменьшение мощности усилителя на 2,46%, не превышает 14db. Затухание же в 20db практически полностью предотвращает влияние высших гармоник на работу системы ФАНК. Теория и расчет ФНЧ, в том числе для УКВ-диапазона, подробно изложены в многочисленной литературе (см., например, [151–156]) и не нуждаются в пояснениях.

Б. Элементы связи ФД с усилителем

Правильный выбор схемы и конструкции элементов связи ФД с настраиваемым усилителем не менее важен для нормальной работы системы ФАНК, чем введение в ее цепи ФНЧ, амплитудно-фазового корректора и т. д. Особенно тщательно следует продумывать схему и конструкцию элементов связи при работе в широком УКВ-диапазоне. В этом случае, как правило, элементы связи в виде емкостных делителей не пригодны, так как, в силу влияния паразитных и монтажных индуктивностей цепей связи, они приводят к нарушению работы системы ФАНК вследствие возникающих резонансных явлений. Чтобы избежать этого, на ВЧ-участке метровых волн, и, тем более, на дециметровых волнах, следует применять схему цепи связи в виде соединительных согласованных фидеров, связанных с входом и выходом усилителя с помощью конденсатора (емкостного зонда). В этом случае цепь связи апериодична. Недостатком такой цепи является примерно пропорциональное изменение с частотой амплитуды напряжения, поступающего на вход соединительного фидера.

Необходимо, однако, указать, что влияние паразитных индуктивностей схемы в случае емкостного делителя также приводит к сильному изменению напряжения с изменением частоты на входе фидера. Создание же частотно-незави-

симого емкостного делителя уже в диапазоне дециметровых волн практически невозможно.

Для иллюстрации сказанного о влиянии на работу системы ФАНК цепи связи в случае выполнения ее по типу емкостного делителя рассмотрим схему такой цепи (рис.8.3).

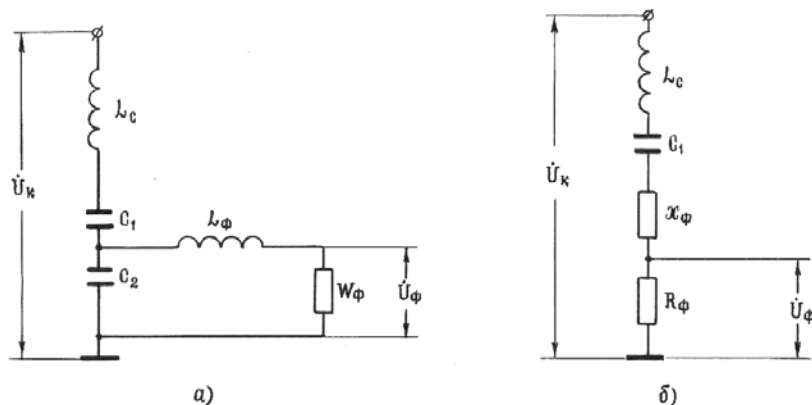


Рис.8.3. Эквивалентная схема цепи связи в виде емкостного делителя (а) и её преобразование (б).

Как следует из рис.8.3,а и б, цепь связи фактически представляет собой последовательный LC -контур, резонансная частота которого зависит в основном от произведения L_c, C_1 (так как обычно $C_1 \ll C_2, \omega L_\phi \ll R_\phi$). На практике резонанс этого контура наблюдается на частотах 200–400 МГц, т. е. может быть расположен внутри рабочего диапазона УКВ-усилителя.

Переход через резонанс, как это видно из рис.8.3,б, приводит к изменению фазы напряжения U_ϕ на 180° на отходящем к ФД фидере относительно контурного напряжения

U_κ , что вызывает нарушение работы системы ФАНК. На частотах, в 2–3 раза меньших собственной частоты емкостного делителя, его применение вполне возможно и целесообразно, так как обеспечивает большее постоянство напряжения на ФД, в диапазоне частот.

Рассмотренные выше ФНЧ и элементы связи вместе с соединительными фидерами относятся к блокам 2 и 3 обобщенной структурной модели системы ФАНК (рис.IV введения).

§ 8.3. Влияние рассогласования радиочастотных звеньев регулятора системы ФАНК

До сих пор мы рассматривали работу ФД в идеализированных условиях — полном согласовании всех плеч НО. Следует ожидать, что неизбежное на практике рассогласование приведет к ошибке в работе ФД. С другой стороны, при рассогласовании плеч НО коэффициент отражения от его входов также должен отличаться от нуля. Поэтому фидеры, соединяющие настраиваемый генератор с ФД, будут рассогласованы. Это вызовет некоторый дополнительный фазовый сдвиг напряжения, поступающего на входы НО, по сравнению со случаем идеально согласованных фидеров. Поскольку в этом случае в каждом из фидеров возмо-

жен фазовый сдвиг противоположного знака, это может привести к значительной ошибке в работе системы ФАНК.

Сделанные предварительные замечания свидетельствуют о необходимости исследования влияния рассогласования на работу системы ФАНК.

Проанализируем работу ФД при рассогласовании плеч его НО. Согласно (8.4) для малых коэффициентов отражения нагрузок плеч 2 и 3 можно полагать связь между плечами 1 и 4 пренебрежимо малой, то же самое можно сказать и в отношении связи между плечами 2 и 3 при малых коэффициентах отражения нагрузок плеч 1 и 4. Так как нас интересует случай малых коэффициентов отражения нагрузок, то для простоты последующих выкладок положим $S_{14}=S_{41}=S_{23}=S_{32}=0$, что соответствует случаю идеальной направленности НО. С учетом этого, а также условий симметрии, обратимости и отсутствия потерь уравнения рассеяния (7.88) НО приобретают вид:

$$\begin{aligned} \dot{U}_{10} &= \dot{S}_{12} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{13} \dot{U}_{30}, \quad \dot{U}_{20} = \dot{S}_{12} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{13} \dot{U}_{40}, \\ \dot{U}_{3n} &= \dot{S}_{13} \dot{U}_{1n} + \dot{S}_{12} \dot{U}_{40}, \quad \dot{U}_{4n} = \dot{S}_{13} \dot{U}_{2n} + \dot{S}_{12} \dot{U}_{30}. \end{aligned} \quad (8.15)$$

Обозначим коэффициенты отражения нагрузок плеч НО символами Γ_i . Тогда, в соответствии с принятыми на рис.7.42 направлениями падающих и отраженных волн

$$\tilde{A}_1 = \dot{U}_{1n} / \dot{U}_{10}, \quad \tilde{A}_2 = \dot{U}_{2n} / \dot{U}_{20}, \quad \tilde{A}_3 = \dot{U}_{30} / \dot{U}_{3n}, \quad \tilde{A}_4 = \dot{U}_{40} / \dot{U}_{4n}.$$

При анализе будем полагать, что конструкция связанных линий идеальна. Поэтому будем полагать, что $S_{12} = S_{13} = 1/\sqrt{2}$. Кроме того, рассогласование плеч будем полагать незначительным, причем обусловленным отличием от нуля реактивной составляющей сопротивления нагрузок плеч НО при равенстве волновому сопротивлению (ρ) НО активной составляющей. Именно такой случай рассогласования чаще всего встречается на практике, так как в правильно сконструированных согласующих сопротивлениях весьма просто, путем подгонки на НЧ или даже постоянном токе, установить активную составляющую $R=\rho$ с высокой точностью. В то же время реактивную составляющую (X), обусловленную различного рода неоднородностями в конструкциях нагрузок или монтажными паразитными емкостями и индуктивностями, не удается в рабочем диапазоне свести к нулю. В лучшем случае это удастся сделать на одной, двух частотах диапазона. Можно показать, что если полное сопротивление нагрузок плеч НО $Z=R+jX$ и при этом $R=\rho$, а $X \neq \rho$, то модуль и фаза коэффициентов отражения нагрузок выражается следующими простыми соотношениями:

$$\Gamma_i \approx |X_{0i}|/2, \quad \gamma_i = \arg(\tilde{A}_i) \approx \pi X_{0i} / (2 \cdot |X_{0i}|), \quad (8.16)$$

где $X_{0i} = X_i / \rho$ — нормированная реактивная составляющая сопротивления нагрузки i -го плеча НО.

Для комплексных амплитуд напряжений, действующих на плечах НО, справедливы следующие очевидные соотношения:

$$\begin{aligned}\dot{U}_1 &= \dot{U}_{1n} + \dot{U}_{10} = \dot{U}_{1n}(1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1), \\ \dot{U}_2 &= \dot{U}_{2n} + \dot{U}_{20} = \dot{U}_{20}(1 + \tilde{A}_2 e^{j\gamma_2}), \\ \dot{U}_3 &= \dot{U}_{3n} + \dot{U}_{30} = \dot{U}_{3n}(1 + \tilde{A}_3 e^{j\gamma_3}), \\ \dot{U}_4 &= \dot{U}_{4n} + \dot{U}_{40} = \dot{U}_{40}(1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4).\end{aligned}\quad (8.17)$$

С учетом (8.15) из (8.17) можно получить

$$\begin{aligned}\dot{U}_2 &= \dot{S}_{12}(1 + \tilde{A}_2 e^{-j\gamma_2})\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{13}(1 + \tilde{A}_2 e^{-j\gamma_2})\dot{U}_{40}, \\ \dot{U}_3 &= \dot{S}_{13}(1 + \tilde{A}_3 e^{-j\gamma_3})\dot{U}_{1n} + \dot{S}_{12}(1 + \tilde{A}_3 e^{-j\gamma_3})\dot{U}_{40}.\end{aligned}\quad (8.18)$$

Наложим на напряжения, действующие на плечах 1 и 4 НО, условие синфазности:

$$\dot{U}_4 = m\dot{U}_1, \quad (8.19)$$

где $m = U_4/U_1$.

Учитывая (8.19), из (8.17) можно получить также

$$\dot{U}_{1n} = \dot{U}_1 / (1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1), \quad \dot{U}_{40} = m\dot{U}_1 / (1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4).\quad (8.20)$$

После подстановки (8.20) в (8.18) и простых преобразований получим

$$\begin{aligned}\dot{U}_2 &= \dot{U}_1(1 + \tilde{A}_2 e^{-j\gamma_2})[S_{12} / (1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1) + mS_{13}(1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4)], \\ \dot{U}_3 &= \dot{U}_1(1 + \tilde{A}_3 e^{-j\gamma_3})[S_{13} / (1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1) + mS_{12}(1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4)].\end{aligned}\quad (8.21)$$

Если учесть, что для НО

$$\arg \dot{S}_{13} - \arg \dot{S}_{12} = \pi / 2, \quad \dot{S}_{12} \approx \dot{S}_{13} \approx 1 / \sqrt{2}, \quad \text{то (8.21) можно}$$

переписать так:

$$\begin{aligned}\dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{j\Delta\varphi} (1 + \tilde{A}_2 e^{-j\gamma_2}) [1 / (1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1) + jm / (1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4)] / \sqrt{2}, \\ \dot{U}_3 &= j\dot{U}_1 e^{j\Delta\varphi} (1 + \tilde{A}_3 e^{j\gamma_3}) [1 / (1 + e^{-j\gamma_1} / \tilde{A}_1) - jm / (1 + e^{-j\gamma_4} / \tilde{A}_4)] / \sqrt{2},\end{aligned}\quad (8.22)$$

где $\Delta\varphi = \arg \dot{S}_{12}$.

После подстановки в (8.22) значений Γ_i и γ_i из (8.16) получим

$$\begin{aligned}\dot{U}_2 &= \dot{U}_1 e^{j\Delta\varphi} (1 + jX_{02} / 2) [1 / (1 - j2 / X_{01}) + jm / (1 - j2 / X_{04})] / \sqrt{2}, \\ \dot{U}_3 &= \dot{U}_1 e^{j\Delta\varphi} (1 + jX_{03} / 2) [1 / (1 - j2 / X_{01}) - jm / (1 - j2 / X_{04})] / \sqrt{2}.\end{aligned}\quad (8.23)$$

Напряжение на выходе ФД, возникающее в результате рассогласования (при синфазности U_1 и U_4), при переходном затухании $C=2$ можно вычислить по формуле

$$\Delta U_{\text{ФД}} = k_{\text{Д}}(U_3 - U_2) \quad (\text{при } \varphi=0, C=2, \Gamma_i \neq 0).$$

Подставив в последнее выражение U_3 и U_2 , из (8.23) получим

$$\begin{aligned}\Delta U_{\text{ФД}} &= U_1 \frac{k_{\text{Д}}}{2\sqrt{2}} \left[\sqrt{\frac{X_{04}^2 (X_{01} - 2m)^2 + X_{01}^2 (mX_{04} + 2)^2}{(X_{01}X_{04} - 4)^2 + 4(X_{01} + X_{04})^2}} \sqrt{4 + X_{03}^2} - \right. \\ &\quad \left. - \sqrt{\frac{X_{04}^2 (X_{01} + 2m)^2 + X_{01}^2 (mX_{04} - 2)^2}{(X_{01}X_{04} - 4)^2 + 4(X_{01} + X_{04})^2}} \sqrt{4 + X_{02}^2} \right].\end{aligned}$$

(8.24)

Будем полагать, что $|X_{01}| \ll 2m$. Поэтому, так как $|X_{0i}| \ll 1$, выражение (8.24) можно упростить:

$$\Delta U_{\dot{\alpha}\bar{i}} \approx k_{\bar{i}} U_1 \sqrt{m^2 X_{04}^2 + X_{01}^2} \cdot (X_{03}^2 - X_{02}^2) / (16\sqrt{2}). \quad (8.25)$$

Нормированное значение

$$\Delta U'_{\dot{\alpha}\bar{i}} \approx \sqrt{m^2 X_{04}^2 + X_{01}^2} \cdot (X_{03}^2 - X_{02}^2) / (16\sqrt{2}). \quad (8.26)$$

Приравнивая правые части (7.97) и (8.26), для случая $\varphi = \varphi_{ou} \ll \pi/2$ после простых преобразований получим выражение ошибки ФД за счет рассогласования плеч НО

$$\varphi_{i\dot{\alpha}}|_{\bar{i} \neq 0} \approx \frac{1}{32m} \sqrt{m^2 X_{04}^2 + X_{01}^2} \cdot (X_{03}^2 - X_{02}^2). \quad (8.27)$$

Из (8.27) следуют важные выводы:

- $\varphi_{ou} = 0$ при $X_{03} = X_{02}$ независимо от X_{01} и X_{04} ;
- при уменьшении m растет φ_{ou} , т. е. еще и поэтому выгодно иметь m близким к единице. Даже при значительных рассогласованиях (при условии, что $R_{0i} \approx 1$) максимально возможная величина φ_{ou} весьма мала и с ней можно не считаться.

Так, например, при $\Gamma_i = 0,1$ ($k_{\text{об}} = 0,82$), $m = 0,2$, величина $\varphi_{ou} = 0,7^\circ$.

Рассмотрим теперь ошибку ФД, возникающую вследствие появления дополнительной набега фазы в соединительных фидерах из-за отражения волны от входов НО, т. е. случай, когда на входах соединительных фидеров дейст-

вуют синфазные напряжения, а на входах ФД между напряжениями возникает разность фаз $\Delta\Theta$. Пусть для простоты настраиваемый усилитель соединен с входами ФД отрезками регулярной фидерной линии длиной l .

Чтобы определить фазовый набег вдоль таких соединительных фидеров, можно воспользоваться соотношением (3.3).

Если в (3.3), вместо $tg\varphi_{ex}$, W_{gk} , G_{ex} , Θ_{gk} , подставить соответственно $tg\varphi_{11} = tg(X_{11}/R_{11})$, ρ , $1/R_{11}$, $\Theta_{\phi} = 2\pi l/\lambda$, то соотношение (3.3) даст значение набега фазы на соединительном фидере, нагруженном сопротивлением $Z_{11} = R_{11} + jX_{11}$, где R_{11} и X_{11} составляющие входного сопротивления плеча 1 НО при рассогласовании остальных его плеч. При подстановке в (3.3) соответствующих величин для соединительного фидера плеча 4 получим набег фазы в этом фидере. Найдем коэффициент отражения Γ_{11} от плеча 1 НО. Так как нас интересует случай небольшого рассогласования плеч НО, то при определении Γ_{11} можно не считаться с влиянием рассогласования и напряжения U_4 плеча 4. При этом условии $\dot{U}_{10} = \dot{U}_{1k} \dot{S}_{13}^2 \tilde{A}_3 + \dot{U}_{1n} \dot{S}_{12}^2 \tilde{A}_2$,

откуда

$$\tilde{A}_{11} = U_{10} / U_{1n} = \dot{S}_{13}^2 \tilde{A}_3 + \dot{S}_{12}^2 \tilde{A}_2. \quad (8.28)$$

Так как для симметричного НО при $C=2$, $S_{12} = S_{13} = 1/\sqrt{2}$, то из (8.28) имеем

$$\tilde{A}_{11} = e^{j2\Delta\varphi} (\tilde{A}_2 - \tilde{A}_3) / 2. \quad (8.29)$$

Аналогично этому можно найти, что

$$\tilde{A}_{44} = e^{j2\Delta\varphi} (\tilde{A}_3 - \tilde{A}_2) / 2. \quad (8.30)$$

С учетом (8.16) выражения (8.29) и (8.30) примут вид

$$\tilde{A}_{11} = je^{j2\Delta\varphi} (X_{02} - X_{03}) / 4, \quad \tilde{A}_{44} = -je^{j2\Delta\varphi} (X_{02} - X_{03}) / 4. \quad (8.31)$$

При $\Gamma_{11} \ll 1$ и $\Gamma_{44} \ll 1$ может быть установлена простая связь между $\Gamma_{11}(\Gamma_{44})$ и составляющими входного сопротивления плеч 1 и 4 НО:

$$R_{011} = 1 + 4\Gamma_{11} \cos \gamma_{11}, \quad X_{011} = 2\Gamma_{11} \sin \gamma_{11}, \quad R_{044} = 1 + 4\Gamma_{44} \cos \gamma_{44}, \\ X_{044} = 2\Gamma_{44} \sin \gamma_{44}.$$

Кроме того, $\operatorname{tg} \varphi_{11} = X_{011} / R_{011} \approx 2\Gamma_{11} \sin \gamma_{11}$, $\operatorname{tg} \varphi_{44} = X_{044} / R_{044} \approx 2\Gamma_{44} \sin \gamma_{44}$, где X_{0ii} и R_{0ii} — нормированные составляющие; γ_{ii} — аргументы коэффициентов отражения от плеч 1 и 4 НО.

Так как, в соответствии с (8.29) и (8.30) при учете (8.16),

$$\gamma_{11} = -\operatorname{arctg}(\cos 2\Delta\varphi / \sin 2\Delta\varphi) = 2\Delta\varphi - \pi/2, \\ \gamma_{44} = -\operatorname{arctg}(\cos 2\Delta\varphi / \sin 2\Delta\varphi) = \pi/2 - 2\Delta\varphi, \quad (8.32)$$

то из (3.3) для фидера плеча 1 имеем

$$\operatorname{ctg} \varphi_1 \approx -|X_{02} - X_{03}| \cos 2\Delta\varphi - \operatorname{ctg} \Theta_\varphi,$$

откуда после ряда простых тригонометрических преобразований с учетом того, что $|X_{02} - X_{03}| \ll 1$, получаем

$$\varphi_1 \approx -\Theta_\varphi + |X_{02} - X_{03}| \cos 2\Delta\varphi.$$

Соответственно для фидера плеча 4 имеем

$$\operatorname{ctg} \varphi_4 \approx -|X_{02} - X_{03}| \cos 2\Delta\varphi - \operatorname{ctg} \Theta_\varphi,$$

откуда

$$\varphi_4 \approx -\Theta_\varphi - |X_{02} - X_{03}| \cos 2\Delta\varphi.$$

Очевидно, что абсолютное значение ошибки ФД по углу $\Delta\Theta$ будет равно разности

$$|\Delta\Theta| = |\varphi_1 - \varphi_4| = 2|X_{02} - X_{03}| \cdot |\cos 2\Delta\varphi|. \quad (8.33)$$

При конструировании и изготовлении симметричного НО конструкции входов его плеч 1 и 4 идентичны. Поэтому знаки X_{02} и X_{03} всегда на практике одинаковы. И лишь их абсолютные значения могут отличаться в результате производственного разброса. Величина $\cos 2\Delta\varphi$ зависит от рабочей частоты НО и является практически ее детерминированной функцией. Так как $\Delta\varphi = \arg \dot{S}_{12}$, то, согласно (7.87),

$$\Delta\varphi = \operatorname{arctg}(1 / \sqrt{1 + 2\operatorname{tg}^2 \Theta}), \quad (8.34)$$

где $\Theta = 2\pi/\lambda$ — электрический угол линий НО.

Из (8.34) видно, что на средней частоте НО $\Delta\varphi = 0$, когда $\Theta = \pi/2$, что дает $\cos 2\Delta\varphi = 1$. Видно также, что при $\Theta \neq \pi/2$ абсолютное максимально возможное значение $\Delta\varphi = \pi/4$.

В случае, если величина Θ равна 0 или π , $\cos 2\Delta\varphi = 0$.

Необходимо отметить, что разность $X_{02} - X_{03}$, входящая в (8.33), является, строго говоря, случайной величиной, наиболее вероятное значение которой зависит от допусков, заданных на изготовление деталей нагрузок НО.

Наиболее вероятным на практике является значение этой разности, лежащее в пределах $(0,1 - 0,2)X_{0i}$. Это при $\Gamma_1=0,1$ и $|\cos 2\Delta\varphi|=1$, согласно (8.33) дает наиболее вероятное значение ошибки $\Delta\Theta \approx \pm(2,3 - 4,6)^\circ$. При вдвое меньшим по величине коэффициенте отражения $\Gamma_{11}=0,05$ и прочих равных условиях $\Delta\Theta \approx \pm(1,1 - 2,2)^\circ$. Такие значения $\Delta\Theta$ вполне допустимы при работе системы ФАНК.

Итак, на практике реально достижимые уровни согласования при идентичной конструкции нагрузок плеч НО обеспечивают вполне приемлемые ошибки в работе системы ФАНК, обусловленные рассогласованием подводящих фидеров.

УКАЗАТЕЛЬ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Модель З.И. Радиопередающие устройства. М., "Сов. радио", 1971, 129 с.
2. Гусятинский И.А., Пирогов А.А. Радиосвязь и радиовещание, М., "Сов. радио", 1974, 176 с.
3. Вакин С.А., Шустов Л.Н. Основы радиопротиводействия и радиотехнической разведки, М., "Сов. радио", 1968, 448 с.
4. Атражев М.П., Ильин В.А., Марьин Н.П. Борьба с радиоэлектронными средствами, М., Воениздат, 1972, 272 с.
5. Гуткин Л.С. современная радиоэлектроника и ее проблемы, М., "Сов. радио", 1968, 105 с.
6. Алексеев О.В. Усилители мощности с распределенным усилением. Л. "Энергия", 1968, 224 с.
7. Дробов С.А., Бычков С.И. Радиопередающие устройства. М., "Сов. радио", 1969, 720 с.
8. Зейтлёнок Г.А. (ред.). Радиопередающие устройства. М., "Сов. радио", 1969, 542 с.
9. Лапицкий Е.Г., Семенов А.М., Сосновкин Л.Н. Расчет диапазонных радиопередатчиков. Л., "Энергия", 1974, 272 с.
10. Каганов В.И. Транзисторные радиопередатчики. М., "Энергия", 1976, 448 с.

11. Богачев В.М., Никифоров В.В. Транзисторные усилители мощности. М., "Энергия", 1978, 344 с.
12. Под ред. Уткина Г.М. Проектирование радиопередающих устройств. М., "Сов. радио", 1979. 320 с.
13. Под ред. З.И. Моделя. Устройства сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний, М., "Сов. радио", 1980. 296с.
14. Федотов Н.А. Полупроводниковая электроника, год 2001-й. м., "Сов. радио", Будапештское издат. техн. лит-ры, 1975, 104 с.
15. Капланов М.Р., Левин В.А. Автоматическая подстройка частоты. М.-Л., Госэнергоиздат, 1962, 320 с.
16. Левин В.А. стабилизация дискретного множества частот. М., "Энергия", 1970, 327 с.
17. Шахгильдян В.В., Ляховкян А.А. Фазовая автоподстройка частоты. М., "Связь", 1966, 334 с.
18. Бычков С.И., Буренин Н.И., Сатаров Р.Т. Стабилизация частоты генераторов СВЧ. М., "Сов. радио", 1962. 376 с.
19. DeLong V.R. Automatic operation of a high-power amplifier. – IRE, "Convention Record", pt. 8, Commun. and Microwaves, 1955, p. 42–46.
20. Salmel G. Les emmeteurs a l'accord automatique – "L'onde Electrique", 1958, III, #372, p.208–210.
21. Каганов В.И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках. М., "Связь", 1969, 232 с.

22. Ионов Ю.А. Мощный резонансный усилитель как объект регулирования системы фазовой автоматической настройки контуров. – "Изв. ЛЭТИ", 1979, вып. 248, с. 76–80.
23. Гринберг Г.А. К теории прохождения нестационарных токов через термоионные приборы. - Журн. эксперим. и техн. физ., 1936, т. 6, вып. 2, с.126-136.
24. Зейтленок Г.А. Теория с учетом инерции электронов стационарного состояния катодного генератора. – "Изв. электропром. слабого тока", 1938, с. 1–10.
25. Зейтленок Г.А. Влияние пространственного заряда в катодной лампе на время пролета электрона. – "Изв.электропром. слабого тока", 1938, № 8-9, с. 5-14.
26. Никольский В.И. Влияние времени пробега электронов. – "Электросвязь", № 5, 1939, с. 35-43.
27. Зейтленок Г.А. Эквивалентная схема и параметры триода при ультравысоких частотах. – Труды ЛЭИС, 1947, вып. 1, с. 5-25.
28. Котомина Л.А. О предельных длинах волн, генерируемых триодом. – "Радиотехника", 1948, № 1, с. 51-65.
29. Нейман М.С. Триодные и тетродные генераторы сверхвысоких частот. М., "Сов. радио", 1950, 280 с.
30. Зейтленок Г.А. Параметры электронных ламп на ультравысокой частоте. – "Радиотехника", 1953. т. 8, № I, с. 16-31.

31. Рамм Г.С. Триодные генераторы колебаний сверхвысоких частот. М., "Воениздат", 1955, 248 с.
32. Иванов Н.И. Движение электронов в разрядном промежутке диода при быстром изменении анодного напряжения. – "Радиотехника", 1956, т. II, № I, с. 50–56.
33. Зейтленок Г.А. О времени пролета электронных пространств сетка – анод триода. – "Радиотехника", 1960, т. 15, № 9, с. 33–39
34. Зейтленок Г.А. Наведенный ток в анодной цепи триода. – "Радиотехника", 1961, т. 16, № I, с. 41–51.
35. Зейтленок Г.А. О взаимодействии электронного потока с электрическим полем в резонаторе клистрона (резна-трона). – "Радиотехника", 1962, т. 16, № 2, с. 3–12.
36. Зейтленок Г.А. Теория и расчет режима СВЧ–усили-теля мощности на триоде и тетроде. Л., ЛЭИС, 1967, 42 с.
37. Михайлов В.С. Исследование и расчет электронного режима тетродного генератора СВЧ, автореф. канд. дисс. Л., ЛЭТИ, 1964. 30 с.
38. Свердлов Б.Д. Наведенный ток в анодной цепи тет-родного генератора СВЧ. Тез. докл. XXI Всесоюзной сес-сии, посвященной 70–летию со дня смерти А.С. Попова, НТОРЭ им. А.С. Попова, М., 1965, с. 49–66.
39. Модель З.И., Невяжский И.Х. Курс радиопередатчи-ков, Т. II., М, "Связьиздат", 1940, 365 с.

40. Под ред. Благовещенского М.В. и Уткина Г.М. Радио-передающие устройства. М., "Радио и связь", 1982., 408 с.
41. Нейман М.С. Курс радиопередающих устройств. М., "Сов. радио", 1965, 594 с.
42. Семенов А.М., Иванов А.Б., Сосновкин Л.Н. Радио-передающие устройства. Л., Издание ВКАС, 1964, 766 с.
43. Шахгильдян В.В. (ред.). Проектирование радиопере-дающих устройств М., "Связь", 1976, 432 с.
44. Лукошков В.С. электронный пространственный за-ряд и теория триода. – журн. техн. физ., 1936, т. 6, вып. 4, с. 624–643.
45. Hsu H. On transformation of linear active networks with applications at ultrahigh frequencies – PIRE, 1953, v. 41, # 1, p. 59-67.
46. Иванов А.Б., Сосновкин Л.Н. Импульсные передат-чики СВЧ. М., "Сов. радио", 1956, 616 с.
47. Захаров А.М. Входная проводимость усилителя де-циметровых волн. – Труды учебных институтов связи, 1960, вып. 3, с. 3–6.
48. Захаров А.М. Самонейтрализация в усилителях де-циметровых волн. – Труды учебных институтов связи, 1960, вып. 4, с. 19–30.
49. Захаров А.М. Исследование нелинейных искажений частотно–модулированного сигнала в усилителе децимет-ровых волн. Автореферат канд. дисс. Л., ЛЭИС, 1961, 26 с.

50. Клеен В. Введение в электронику сверхвысоких частот. ч.1., М., "Сов. радио", 1963. 480 с.
51. Левин В.А. Амплитудночастотная и фазочаототная характеристики входной цепи усилителя мощности СВЧ. Материалы научно–технической конференции. Л., ЛЭИС, вып.1–2, 1968.
52. Левин В.А. О влиянии внутренней обратной связи на коэффициент передачи, входную и выходную проводимость усилителя мощности СВЧ. Материалы научно–технической конференции. Л., ЛЭИС, вып.2, 1969.
53. Аршинов С.С. Расчет ламповых генераторов. М.–Л., Госэнергоиздат, 1955, 360 с.
54. Варухин В.Г. эквивалентная схема и входная проводимость усилителей мощности СВЧ на триоде и тетроде. "Реф. инф. по радиоэлектронике", № 8, 1969.
55. Сигорский В.П. Общая теория четырехполюсника. Киев. Изд–во АН УССР, 1955, 316 с.
56. Персон С.В., Лебедев–Карманов А.И., Хацкелевич В.А. Теория и расчет амплитудно–модулированных ламповых генераторов. М., «Сов. радио», 1955, 508 с.
57. Модель З.И., Фузик Н.С. О расчете лампового генератора при работе на переменную комплексную нагрузку. – "Радиотехника", т.14, № 5, 1959, с. 49–61.

58. Дмитриев А.Я. Наведенные токи в тетродных генераторах СВЧ. – Изв. вузов, "Радиоэлектроника", 1970, № 5, с. 647–650.
59. Дмитриев А.Я. Исследованное автогенератора СВЧ с электронной связью. Канд. дисс., Л., ЛЭТИ, 1970, 230 с.
60. Оболенский С.А. (ред.). Пер.с англ. Электронные лампы. ч.1, М., "Сов. радио", 1953, 304 с.
61. Бруевич А.Н., Евтянов С.И. Аппроксимация нелинейных характеристик и спектры при гармонических воздействиях. М., "Сов. радио", 1965, 344 с.
62. Белецкий А.Ф. Основы теории линейных электрических цепей. М., "Связь", 1967, 608 с.
- 63, 64. Захаров А.М. Эквивалентные схемы ламп металлокерамической серии. – Труды ЛЭИС, 1959, вып. VI (43), с. 111–122.
65. Ионов Ю.А. О параметрах эквивалентных схем входных цепей усилительных металлокерамических триодов. – Вопросы радиоэлектроники", сер. IX, техника телевидения, 1966, вып. 4 с. 58–63.
66. Харкевич А.А. Спектры и анализ. М., Гостехиздат, 1953, 215 с.
67. Варухин В.Г. Параметры эквивалентных схем входных цепей отечественных тетродов УВЧ. – Труды ЛИАП, 1971, вып. 69, с.146–149.

68. Шур В.М. О многочастотной настройке коаксиальных резонаторов. – "Вопросы радиоэлектроники", сер.Х, Техника радиосвязи, 1960, вып. 4, с. 112–118.

69. Матханов П.Н. Основы анализа электрических цепей. Нелинейные цепи. М., "Высшая школа", 1977, 272 с.

70. Бессонов Л.А. Нелинейные электрические цепи. М., "Высшая школа" 1977, 344 с.

71. Данилов Л.В. Электрические цепи с нелинейными R-элементами. М., "Связь", 1974, 136 с.

72. Синцкий Л.А. Элементы качественной теории нелинейных электрических цепей. Львов, "Вища школа", 1975, 151 с.

73. Бондаренко В.М. Вопросы анализа нелинейных электрических и электронных цепей. Киев. "Наукова думка"; 1967, 160 с.

74. Ионов Ю.А. О качественной теории и расчете нелинейных электрических цепей. – Межвуз. сб. "Исследование цепей и электромагнитных полей". Л., ЛИАП–ЛЭТИ, 1978, с. 133–137.

75. Ионов Ю.А. К теории переходных режимов цепей с нелинейным резистивным двухполюсником. – "Изв. ЛЭТИ", 1981, вып. 296, с. 61–63.

76. Иванов Л.Л. К решению задач с функциями, имеющими разрывные производные и разрывы непрерывности. М., Сб.трудов МВТУ, вып.87, 1958.

77. Иванов Л.Л. Начала аналитической теории разрывных функций и расчет нелинейных электрических цепей. – "Электричество", 1960, № 9, с. 23–29.

78. Заездный А.М., Кушнир В.Ф., Ферсман Б.А. Теория нелинейных электрических цепей, м., "Связь", 1968, 400 с.

79. Заездный А.М. Основы расчетов нелинейных и параметрических радиотехнических цепей. М., "Связь", 1973, 448 с.

80. Ершова В.В. Импульсные функции, функции комплексной переменной. Операционное исчисление. Минск, "Вышэйшая школа", 1976, 256 с.

81. Толстов Г.П. Ряды Фурье. М., Физматгиз, 1960, 390 с.

82. Романовский П.И. Ряды Фурье. Теория поля. Аналитические и специальные функций. Преобразование Лапласа. М., "Наука", 1964, 303 с.

83. Воробьев Н.Н. Теория рядов. М., "Наука", 1975. 368 с.

84. Смирнов В.И. Курс высшей математики, том II, М., "Наука", 1974, 685 с.

85. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М., Физматгиз, 1959, 915 с.

86. П.–Ж. Лоран. Аппроксимация и оптимизация. М., "Мир", 1975, 496 с.

87. Евтянов С.И. Радиопередающие устройства. М., Связьиздат, 1950.

88. Драбкин Г.М., Ионов Ю.А., Шехтер Г.Г. Влияние высших гармоник на работу фазовых датчиков системы фазовой автонастройки контуров. – "Вопросы радиоэлектроники", ТРС, 1970, вып. 5, с. 99–105

89. Ионов Ю.А. К вопросу об ошибках в работе системы фазовой автоматической подстройки контуров ламповых КВ– и УКВ–передатчиков. – "Некоторые вопросы теории и проектирования контрольно–измерительных радиотехнических систем". Тула, Тульский политехнический ин–т, 1972, с. 105–112.

90. Ионов Ю.А. Фазовая автоматическая настройка радиопередатчиков. Л., изд. Лен. гос. унив–та, 1976, 208 с.

91. Хоменко О.К. Исследование резонансных явлений в колебательных системах мощных КВ–передатчиков. Л., ЛИАП, автореферат канд. дисс. 1973, 26 с.

93. Ионов Ю.А., Хоменко О.К. Собственные резонансы контурных катушек радиопередатчиков, выполненных в виде плоской спирали. – Сб. "Реф. инф. по радиоэлектронике", № 3, 1970, Реф. 2618.

94. Ионов Ю.А., Хоменко О.К. Обобщенное электродинамическое условие резонанса волновых систем типа одномерных замедляющих структур. – Н–т.сборник Тульского политехнического ин–та, "Вопросы телевизионно–вычислительной техники", Тула, 1972, с. 66–7С.

95. Шостак И.В. О собственных частотах цилиндрических однослойных многовитковых катушек, используемых в колебательных системах мощных коротковолновых передатчиков. – "Вопросы радиоэлектроники", ТРС, вып.1, 1969, с. 127–137.

96. Шостак И.В. Характеристики элементов контурных систем мощных КВ–передатчиков в диапазоне частот высших гармонических, – "Вопросы радиоэлектроники", ТРС, ГКРЭ, вып. 3, 1964, с. 86–105.

97. Шостак И.В, фильтрация высших гармоник мощных КВ–передатчиков "Вопр. радиоэлектроники", сер.Х, ТРС, 1969, вып. 7, с. 117–128.

98. Шостак И.В. Теория и расчет многоконтурной системы выходного каскада КВ–передатчика. "Вопр. радиоэлектроники", сер.Х, ТРС, 1964, вып. 5, с. 112–122.

99. Шостак И.В. Частотные характеристики вакуумных конденсаторов. "Радиотехника", т. 24, № 10, 1969, с. 99–63.

100. Фоменко Л.А. Индуктивность конденсаторов. – "Изв. электропромышленности слабого тока", 1940, № 9, с. 47–53.

101. Ebert I. Wlasciwosci cewek w poblizu rezonansa wlasnego. Zesz. Nauk Polit. Warsz. Elektryka, nr. 28, 1962.

102. Ebert I. Analiza wpywu crestliwosci na dabroc cewek w poblizu rezonansu wlasnego. Zesz. Nauk Polit. Warsz. Elektryka, nr. 38, 1964.

103. Ebert I. Pomiar pojemnosei wlasnej cewek indukcyjnych, Zesz. Nauk Polit. Warsz. Elektryka, nr.30, 1964.
104. Ebert I. Parametry cewek indukcyjnych, Arch. Elektrot., z. 1, 1965, с. 3-40.
105. Ebert I. Resonanse wielokratne cewek indukcyjnych, Arch. Elektrot., z. 1, 1968, с. 125-135.
106. Ионов Ю.А. Ламповые генераторы сверхвысокой частоты (уч. пособие). – Л., Изд.ЛГУ, 1973, 118 с.
107. Рамо С., Уиннери Дж. Поля и волны в современной радиотехнике. Пер. с англ. М.–Л., Гостехиздат, 1950, 567 с.
108. Хвиливицкий Т.Г. О некоторых особенностях построения и настройки двухконтурной колебательной системы мощного КВ–передатчика. – "Вопросы радиоэлектроники", сер. X, ТРС, вып. 4, 1965, с. 97–100.
109. Каганов В.И. Системы автоматического регулирования в радиопередатчиках. М., "Связь", 1969, 232 с.
110. Капранов М.В. (ред.). Автоматическая подстройка фазового набега в усилителях. М., "Сов. радио", 1972, 175 с.
111. Крылов Г.М., Панов В.И. и др. Фазовые характеристики усилительных устройств. М., "Энергия", 1975, 184 с.
112. Шахгильдян В.В., Белюстина Л.Н. (ред.). фазовая синхронизация. М., "Связь", 1975, 288 с.
113. Галахова О.Л., Колтик Е.Д., Кравченко С.А. Основы фазометрии. Л., "Энергия", 1976, 256 с.

114. Соболев Д.Л., Чернушенко А.М. Фазовые измерения мощных СВЧ–приборов. – "Электронная техника", сер. 1 (электроника СВЧ), вып. 1, 1973, с. 68–77.
115. Варухин В.Г. Широкополосный фазовый дискриминатор СВЧ. – Сб. "Реф. инф. по радиоэлектронике", № 6, 1971.
116. Варухин В.Г. К расчету характеристик балансного фазового дискриминатора СВЧ. – "Вопросы радиоэлектроники", сер. ТРС, 1973, вып. 2, с. 115–119.
117. Середа Л.А. фазовые и частотные дискриминаторы. Тематический указатель № 363 Н отечественной и иностранной литературы за 1967–1972 г.г., РИР, № 17, 1973.
118. Суворов В.Н. Фазовый дискриминатор СВЧ. – "Вопросы радиоэлектроники", "Радиоизмерительная техника", вып. 1, 1969, с. 43–46.
119. Негурей А.В. Исследование метода измерения фазовых сдвигов СВЧ–четырёхполюсников, работающих в импульсном режиме. Автореф. канд. дисс. Л., ЛИТМО, 1966, 29 с.
120. Негурей А.В. Погрешность рассогласования в балансном фазовом дискриминаторе СВЧ. – "Вопросы радиоэлектроники", ТРС, 1969, вып. 1, с. 91–99.
121. Бондаренко И.К. и др. Автоматизация измерений параметров СВЧ–трактов. М., "Сов. радио", 1969, 304 с.

122. Доброхотов Б.А. (ред.). Измерения в электронике (Справочник). т. 2, М.–Л., "Энергия", 1965, 240 с.
123. Кушнир Ф.В., Савенко В.Р., Верник С.М. Измерения в технике связи. М., "Связь", 1970, 544 с.
124. Фрадин А.З., Рыжков Е.В. Измерения параметров антенно–фидерных устройств. М., "Связь", 1972, 352 с.
125. Холин А.Т. Автоматика и телеуправление на радиостанциях. М., "Связь", 1973, 448 с.
126. Цепь управления настройки колебательного контура. Пат.ГДР, кл.2.1a⁴, 8/01, (НОЗj), № 69398, заявлен 9.05.68 г.
127. Фазовый дискриминатор дециметрового диапазона. Пат. Франции, кл. H01p 5/00, № 2071511, заявлен 31.12.69 г.
128. Фазовый дискриминатор для СВЧ. Патент Японии, кл. 98(5) E 22 (НОЗd), № 11083, заявлен 7.10.68 г.
129. Cohn S.B., Wienhouse N.R. – An Automatic microwave phase-measurement-system. – Microwave Journ., v. 7, #2, 1964, p. 49-56.
130. Левин В.А. Автоматическая подстройка резонансных контуров по средней частоте модулированных колебаний. – "Вопросы радиоэлектроники", сер. ТРС, вып. 8, 1960, с. 3–13.
131. Мизюк Л.Я., Вишняков А.Э., Гольдгефтер В.И., Рыбин В.К. Электронные узлы переносной низкочастотной измерительной аппаратуры. М., "Энергия", 1969, 143 с.

132. Мизюк Л.Я. Выходные преобразователи переменного тока и анализ их помехоустойчивости. – Сб. "Геофизическое приборостроение", "Гостехиздат", вып. 15, 1963.
133. Ионов Ю.А. Обобщенная математическая модель фазового дискриминатора. "Изв. ЛЭТИ", 1979, вып.249, с. 91–03.
134. Калахан Д.А. Современный синтез цепей. М.-Л., «Энергия», 1966, 192 с.
- 135, 136. Ruthroff C.L. Some broad-band transformers – PIRE, 1955, # 8, p. 135–140.
137. Верзунов М.В., Лобанов И.В., Семенов А.М. Однополосная модуляция. М., "Связьиздат", 1962, 300 с.
138. Несвижский Ю.Б. Высокочастотные ферриты в радиопередающей технике. М., "Связь", 1976, 224 с.
139. Пистолькорс А.А. Электрически связанные линии. Докт. дисс., Л., Ленинградский ин–т инженеров связи, 1941.
140. Пистолькорс А.А. Антенны. М., "Связьиздат", 1947. 479 с.
141. Лондон С.Е., Томашевич С.В. Устройство сложения мощностей, авт. свид. на изобрет. № 527008, кл. И 03, Н 7/48, 1976.
142. Лондон С.Е., Томашевич С.В. Трансформаторные мостовые устройства на согласованных линиях. – "Вопросы радиоэлектроники", ТРС, 1973, вып. 2, с. 166–174.

143. Нейман М.С. Обобщение теории цепей на волновые системы. М., Госэнергоиздат, 1955, 192 с.
144. Shelton I.P., Wolfe I./ Van Wagoner R.C. Tandem couplers and phase shifters for multi-octave bandwidth. – “Microwave”, 1965, # 4.
145. Kraker D.I. Asymmetric coupled- transmission line magic-T. “Trans. IEEE”, 1964, v. MTT-12, # 6, p. 595-598.
146. Carpenter E. The virtues of mixing tandem and cascade coupler connection. – In IEEE MTT Int. Microwave Symp. Washington 16–19, 1971, Digest of techn. Papers, #Y, 1971.
147. Lange Julius. Interdigitated strip line coupler. Патент США, кл.333–10, Н 01р 5/14. № 3516024, заявл. 30.12.68, опубл. 2.06.70.
148. Малорацкий Л.Г. Микроминиатюризация элементов и устройств СВЧ. М., “Сов. радио”, 1976, 216 с.
149. Мальский И.В., Сестрорецкий В.В. (ред.) СВЧ–устройства на полупроводниковых диодах, М., “Сов. радио”, 1969, 580 с.
150. Малорацкий Л.Г., Явич Л.Р. Проектирование и расчет СВЧ–элементов на полосковых линиях. М., “Сов. радио”, 1972, 333 с.
151. Босый Н.Д. электрические фильтры. Киев, Гостехиздат, УССР, 1960, 616 с.
152. Альбац М.Е. Справочник по расчету фильтров и линий задержки. М.–Л., Госэнергоиздат, 1963, 200 с.

153. Пер. с англ. под ред. Фельда Я.Н. Техника сверхвысоких частот. т. 1, М., “Сов. радио”, 1952, 475 с.
154. Халяпин Д.Б. Коаксиальные и полосковые фильтры СВЧ. М., “Связь”, 1964, 64 с.
155. Маттей Д.Л., Янг Л., Джонс Е.М.Т. Фильтры СВЧ, согласующие цепи и цепи связи, т. 1, М., “Связь”, 1971, 439 с.
156. Ханзел Г. Справочник по расчету фильтров. М., “Сов. радио”, 1974, 288 с.
157. Ионов Ю.А. Основы гармонического синтеза цепей с распределенными постоянными – Тезисы III Международного Сипозиума по теоретической электротехнике. Москва, МЭИ, 1985.
158. А.С. 1322413 (СССР). Фазовый дискриминатор. Авт. изобр. Ионов Ю.А.– Опубл. в Б.И., 1987, №25.
159. Под ред. Моделя З.И. Устройства сложения и распределения мощностей высокочастотных колебаний. М., Сов. радио, 1980.
160. Ионов Ю.А. Развитие и обобщение основ гармонического синтеза цепей с распределенными постоянными – Тезисы I Всесоюзной конференции по теоретической электротехнике. Ташкент, 1987, с.26-27.
161. Ионов Ю.А. Обобщенный анализ и синтез нуля-органа систем стабилизации фазы. – Тезисы доклада на XI всесоюзном совещании по проблемам управления (академия наук

СССР, академия наук УЗССР, национальный комитет СССР по автоматическому управлению), Москва–Ташкент, 1989.

162. Ионов Ю.А. Матричная теория нуль-органа систем автоматической стабилизации разности фаз. – Тезисы доклада на второй всесоюзной конференции «Системы автоматического управления ЛА», Москва, 1988.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение.....	1
Раздел I	
Усилительный каскад радиопередатчика как объект регулирования системы ФАНК.....	17
Глава I. Обобщенная структурная модель усилителя с общей сеткой	18
Глава 2. Функциональные модели усилителя с общей сеткой	24
§2.1. Исходные посылки и обоснование моделей	24
(А. Влияние особенностей схемы, конструкции и режима усилителя на работу системы ФАНК (стр. 24); Б. Основные допущения. Укороченная структурная модель усилителя (стр. 27); В. влияние проницаемости сеток лампы (стр. 32)	

§ 2.2. Модели УКВ-усилителя	42
(А. Схемная модель тетродного усилителя (стр. 42); Б. Математическая модель тетродного усилителя (стр. 52); В. схемная и математическая модель – триод (стр. 60))	
§2.3. Схемная и математическая модель КВ-усилителя ..	62
(А. Недонапряженный (критический) режим (стр. 62); Б. Перенапряженный режим (стр. 66))	
§2.4. Статическая характеристика управления усилителя.....	73
(А. Предварительные соображения (стр. 73); Б. Входная проводимость (УКВ) (стр. 75); В. Входная проводимость (КВ) (стр. 80); Г. Вывод выражения статической характеристики управления (СХУ) (стр. 82); Д. Комплексный коэффициент усиления (стр. 102))	
Глава 3. Влияние конструктивных элементов входной цепи генераторной лампы	106
§3.1. Существующее положение. Постановка задачи..	106
3.2. Разработка и обоснование схемных моделей входных четырехполюсников УКВ-усилителей с общей сеткой.....	109
§3.3. Математическая модель входного четырехполюсника лампы. Учет влияния элементов конструкции входной цепи	116

Глава 4. Влияние нелинейности входной цепи генераторной лампы.....	123
§4.1. Постановка вопроса. Существующее положение. Допущения.....	123
§4.2. Теоремы о переносе источников энергии в нелинейных цепях	131
§4.3. Представление вольтамперных характеристик в аналитической форме с помощью элементарных модуль-функций.....	143
§4.4. оценка влияния нелинейности входной цепи усилителя с общей сеткой на работу системы ФАНК при бигармоническом возбуждении.....	159
Глава 5. Резонансный усилитель с общим катодом – как объект регулирования системы ФАНК.....	177
§5.1. Вводные замечания	177
§5.2 Модели усилителя на обращенных лампах в недо-напряженном режиме. Входная проводимость.....	179
§5.3. Схемные и математические модели, входная проводимость усилителя с общим катодом в перенапряженном режиме	187
Глава 6. Влияние на систему ФАНК блокировочных и конструктивных элементов схемы усилителя и свойств его выходного контура.....	194
§6.1. Вводные замечания.....	194

§6.2. Влияние паразитных резонансов выходного контура усилителя.....	199
§6.3. Ограничение полосы захвата системы ФАНК в усилителях с контурами на отрезках длинных линий.....	205
§6.4. Влияние проводимости, включенной между экранной сеткой и общим электродом усилителя.....	216
(А. Усилитель с общей сеткой (стр.216); Б. Усилитель с общим катодом (стр. 220))	
§6.5. Влияние блокировочного конденсатора управляющей (экранной) сетки усилителя с общей сеткой и элементов конструкции его входных цепей.....	223
§6.6. Фазовая автоматическая настройка усилителя с двухконтурной колебательной системой	227

РАЗДЕЛ II

РАДИОЧАСТОТНЫЕ ЗВЕНЬЯ РЕГУЛЯТОРА СИСТЕМЫ ФАНК

Глава 7. Фазовые дискриминаторы	229
§7.1. Обобщенная структурная модель фазового дискриминатора системы ФАНК.....	229
§7.2. Обобщенная математическая модель фазового дискриминатора и ее частные случаи	232
§7.3. Общие требования к фазовому дискриминатору	242

§7.4. Фазовые дискриминаторы на элементах с сосредоточенными параметрами246

(А. Балансный ФД в системе ФАНК усилителя с общим катодом (стр. 250); Б. Анализ схемы ФД с компенсацией паразитных фазовых набегов (стр. 257); В. фазовые дискриминаторы в КВ-усилителях с общей сеткой (стр. 280); Г. фазовый дискриминатор КВ-диапазона с синфазно-противофазным преобразующим 8-полюооником и двухполупериодным детектированием (стр. 292); Д. Фазовые дискриминаторы УКВ-диапазона (стр. 296).)

§ 7.5. Фазовые дискриминаторы на элементах с распределенными параметрами и гибридных элементах.....308

(А. фазовый дискриминатор на основе электромагнитно связанных длинных линий (стр. 311); Б. Фазовый дискриминатор на основе трехдецибельного НО тандемного типа (стр. 334); В. Фазовый дискриминатор "интерференционного" типа (стр. 341) Г. Фазовый дискриминатор синфазно-противофазного типа на гибридных элементах (стр. 347))

Глава 8. Амплитудно-фазовые корректоры, защитные фильтры и элементы радиочастотных коммуникаций системы ФАНК351

§8.1. Амплитудно-фазовые корректоры.....351

§8.2. Защитные фильтры и элементы радиочастотных коммуникаций системы ФАНК.....362

(А. Защитные фильтры (стр. 362); Б. Элементы связи с усилителем (стр. 364))

§8.3. Влияние рассогласования радиочастотных звеньев регулятора системы ФАНК.....366

Указатель литературы.....376

Издательство “At Home”, Санкт-Петербург, 2003г.

Тираж 3 экз.

(Перепечатка полная или частичная, а также компиляции с использованием материалов данной монографии без разрешения автора запрещены. Права автора охраняются Законами РФ и Международными Законами об охране авторских прав. Связаться с автором можно по электронной почте: fisherman@svs.ru)