

62.38
МФН 60

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

О. С. Милованов А. Г. Пономаренко



ФАКУЛЬТЕТ
АВТОМАТИКИ
И ЭЛЕКТРОНИКИ

УСИЛИТЕЛИ И АВТОГЕНЕРАТОРЫ МЕТРОВЫХ ВОЛН

Москва 1989

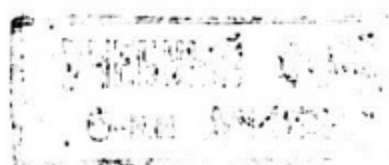
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР
ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

О.С. Милованов

А.Г. Пономаренко

УСИЛИТЕЛИ И АВТОГЕНЕРАТОРЫ
МЕТРОВЫХ ВОЛН



Москва 1989

Усилители и автогенераторы метровых волн. О.С. Милованов, А.Г. Пономаренко. Учебное пособие. М.: МИФИ, 1989. - 100 с.

Учебное пособие освещает разделы радиотехники, находящие применение в высокочастотных системах питания ускорителей ионов и других электрофизических установок. Рассматриваются колебательные системы, линейные и нелинейные усилители, генераторы высокочастотных колебаний и некоторые сопутствующие вопросы.

Пособие рассчитано на студентов, изучающих курс радиотехники и специализирующихся в области ускорителей заряженных частиц.

Рецензенты:

В.О. Вальднер, В.В. Рузин



Московский
инженерно-физический
институт, 1989 г.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	5
1. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ.....	6
1.1. Свободные колебания в контуре.....	7
1.2. Последовательный контур. Вынужденные колебания.....	9
1.3. Простой параллельный контур. Вынужденные колебания.....	12
1.4. Сложные параллельные контуры.....	13
1.5. Резонансные характеристики параллельных колебательных систем.....	16
1.6. Схемы замещения параллельного контура.....	18
1.7. Связанные контуры. Виды связи.....	20
1.8. Схема замещения системы связанных контуров. Вносимое сопротивление.....	22
1.9. Настройка системы связанных контуров.....	23
1.10. Энергетические соотношения в устройствах, использующих систему связанных контуров.....	24
1.11. Резонансные характеристики системы связанных контуров.....	26
1.12. Полоса пропускания системы двух связанных контуров.....	28
1.13. Особенности колебательных систем метрового диапазона.....	29
2. УСИЛИТЕЛИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ...	33
2.1. Общие замечания.....	33
2.2. Статические характеристики радиоламп и их линеаризация.....	34
2.3. Эквивалентные схемы усилителей.....	42
2.4. Анализ усилителя, использующего схему включения лампы с общим катодом.....	43
2.5. Схема усилителя с общей сеткой и ее анализ	46
2.6. Линейный резонансный усилитель.....	48
2.7. Полосовые усилители.....	52
2.8. Усилители мощности. Нелинейное усиление....	55
2.9. Методика инженерного расчета усилителя в критическом режиме.....	62

3. АВТОГЕНЕРАТОРЫ.....	65
3.1. Общие замечания.....	65
3.2. Схемы простейших одноконтурных автогенера- торов.....	66
3.3. Условие самовозбуждения автогенератора.....	68
3.4. Основное уравнение автогенератора в стацיו- нарном состоянии.....	70
3.5. Анализ основного уравнения автогенератора. Метод колебательных характеристик.....	73
3.6. Баланс фаз в автогенераторе. Стабильность частоты автоколебаний.....	77
3.7. Двухконтурные автогенераторы.....	79
3.8. Кварцевая стабилизация частоты.....	81
Приложение 1. УСТОЙЧИВОСТЬ РАБОТЫ УСИЛИ- ТЕЛЕЙ.....	84
Приложение 2. ПРОБЛЕМЫ УСИЛЕНИЯ И ГЕНЕРИРО- ВАНИЯ КОЛЕБАНИЙ В ОБЛАСТИ ДЕ- ЦИМЕТРОВОГО И САНТИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА ДЛИН ВОЛН.....	89
Приложение 3. СПРАВОЧНЫЕ ДАННЫЕ ПО УСИЛИ- ТЕЛЬНЫМ ЛАМПАМ.....	98

ВВЕДЕНИЕ

История развития радиотехники начинается в конце XIX столетия, когда были открыты и исследованы свойства электромагнитных волн, способных распространяться на значительные расстояния в свободном пространстве. Эти волны были названы радиоволнами.

В 60-х годах XIX века английский физик Дж. Максвелл (1831–1879 гг.), развивая идеи М. Фарадея (1791–1867 гг.), обобщил накопленный материал и создал теорию электромагнитного поля. Он ввел понятие тока смещения, предсказал существование электромагнитных волн и выдвинул идею электромагнитной природы света. Теоретические положения Максвелла получили блестящее подтверждение в опытах, выполненных Г. Герцем, в 1886–89 гг.

В девяностых годах прошлого века большой вклад в молодую науку сделали два русских физика – П.Н. Лебедев (1866–1912 гг.) и А.С. Попов (1859–1905 гг.). Последний 7 мая 1895 г. продемонстрировал первую приемно-передающую установку радиотелеграфа. Этот день принято считать днем рождения радио. А.С. Попов достиг в 1897 г. дальности связи 5 км, в 1899 г. – 40 км, а в 1901 г. – 150 км. Патент на изобретение радиоприемника, однако, получил в 1887 г. Г. Маркони. Он организовал акционерное общество и многое сделал для развития радио как практического средства связи.

Дальнейший этап в развитии радио связан с изобретением американцем Ли де Форестом в 1906 г. трехэлектродной лампы-триода, на основе которой в 1913 г. был создан первый ламповый автогенератор Майснера.

Советское правительство во главе с В.И. Лениным уделяло огромное внимание развитию радиотехники. Первое советское научно-производственное учреждение – Нижегородская радиолаборатория с мастерской Народного комиссариата почт и телеграфа – было организовано уже 2 декабря 1918 г. То, что было создано в Нижегородской лаборатории, составило эпоху в истории развития отечественной радиотехники. Уже в 1918 г. технический руководитель этой лаборатории М.А. Бонч-Бруевич (1888–1940 гг.) создал теорию приемно-усилительного триода, разработал конструкцию и наладил производство первой советской уси-

лительной радиолампы "пустотное реле ПР1", опытная партия которой была направлена в Москву к первой годовщине революции.

В 20-х годах в Нижегородской лаборатории были созданы мощные лампы с водяным охлаждением сначала на 1,25 кВт, а затем — на 5, 25, 40, 60 и 100 кВт. В области разработки генераторных ламп Советский Союз в те годы вышел на передовые позиции в мире. Нижегородской лабораторией серийно выпускались радиовещательные передатчики мощностью 1,2 кВт, на базе которых в 1924–28 гг. были сооружены радиостанции в 27 городах. В 1933 г. в СССР построена самая мощная по тому времени радиостанция имени Коминтерна на 500 кВт. С тех пор наша страна является ведущей в области радио. Значительный вклад в развитие радиотехники внесли замечательные советские ученые Л.И. Мандельштам, Н.Д. Папалекси, Л.Р. Нейман, В.А. Котельников, А.Л. Минц и др.

В конце 30-х годов, а особенно после войны, кроме радиосвязи в мире стали быстро развиваться и другие области радиотехники: телевидение, радиолокация, телеуправление, радиоастрономия и т.д. Радиотехнические методы применяют в настоящее время в самых разнообразных отраслях науки и техники.

1. КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СИСТЕМЫ

Колебательные системы играют важнейшую роль в радиотехнических устройствах, в частности, в усилителях и автогенераторах радиосигналов и определяют их основные характеристики. Например, в случае усилительного каскада от колебательной системы зависят рабочий диапазон частот, коэффициент усиления, избирательность и другие параметры. Общим свойством колебательных систем радиотехники является возможность существования в них свободных электрических колебаний.

Колебательные системы, как правило, представляют собой линейные электрические цепи с сосредоточенными или распределенными параметрами, в которых возможен резонанс на одной или нескольких частотах.

Изучение свойств колебательных систем начнем на примере простейшей электрической цепи, содержащей катушку, конденсатор и резистор. Ее основные параметры: индуктивность, емкость и активное сопротивление. Заметим, что резистор в этой цепи характеризует неизбежные потери в проводниках, диэлектриках, а также излучение в окружающее пространство. Такая цепь в случае малых потерь носит название радиотехнического контура.

1.1. Свободные колебания в контуре

Рассмотрим схему радиотехнического контура, не связанного с внешними цепями (рис. 1.1.1).

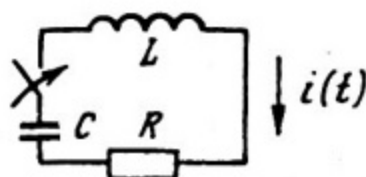


Рис. 1.1.1. Колебательный контур

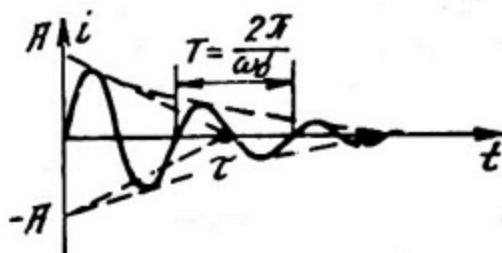


Рис. 1.1.2. Затухающие колебания в колебательном контуре

Предположим, что конденсатор C заряжен до некоторого напряжения, после чего его обкладки замкнуты через катушку индуктивности L и резистор R , как это показано на рис. 1.1.1. За счет энергии, запасенной в электрическом поле конденсатора, в контуре рис. 1.1.1 будет протекать ток $i(t)$, описываемый дифференциальным уравнением:

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = 0. \quad (1.1.1)$$

Решение уравнения может быть представлено в виде:

$$i(t) = A e^{-\frac{R}{2L} t} e^{j(\omega'_0 t + \varphi)}, \quad (1.1.2)$$

где A и φ — константы, зависящие от начальных условий. В случае малых потерь, когда $\left(\frac{R}{2L}\right)^2 \ll \frac{1}{LC}$, решение (1.1.2) представляет затухающие колебания (рис. 1.1.2), частота ω'_0 которых равна

$$\omega'_0 = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}} = \frac{1}{\sqrt{LC}} \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4L}} \quad (1.1.3)$$

Параметр $R/2L = 1/\tau$ в формуле (1.1.2) называется логарифмическим декрементом затухания процесса $i(t)$.

При $R \rightarrow 0$ частота собственных колебаний ω'_0 или, как еще ее называют, собственная частота контура, близка к значению резонансной частоты ω_0 :

$$\omega'_0 \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (1.1.4)$$

Как легко показать, на этой частоте реактивные сопротивления катушки $x_{L_0} = \omega_0 L$ и конденсатора $x_{C_0} = 1/\omega_0 C$ равны друг другу:

$$x_{L_0} = x_{C_0} = \sqrt{L/C} = \rho. \quad (1.1.5)$$

Физическая величина ρ , по определению равная сопротивлению любого из реактивных элементов на частоте ω_0 , называется характеристическим сопротивлением контура.

С энергетической точки зрения функция (1.1.2) описывает процесс обмена энергией между электрическим полем конденсатора и магнитным полем катушки. Чем выше качество контура, т.е. чем ниже потери энергии в нем, тем медленнее затухает амплитуда свободных колебаний. Параметр качества колебательной системы называется добротностью Q . По определению

$$Q = 2\pi \frac{W_z}{W_{\pi}}, \quad (1.1.6)$$

где W_z — энергия, запасенная в колебательной системе, а W_{π} — соответствующая энергия потерь в течение одного периода колебаний.

Найдем добротность контура, схема которого приведена на рис. 1.1.1. Будем считать, что потери энергии малы и изменением амплитуды тока (1.1.2) в течение одного периода можно пренебречь:

$$i(t) \approx I_0 \sin(\omega_0 t + \varphi).$$

Тогда средняя за период мощность потерь равна $P = \frac{I_0^2}{2} R$, и $W_{\pi} = \frac{2\pi}{\omega_0} \cdot \frac{I_0^2}{2} R$. Запасенная энергия равна $W_z = L \cdot \frac{I_0^2}{2}$. При этом

$$Q = \frac{\omega_0 L}{R}, \quad (1.1.7)$$

что с учетом (1.1.4) и (1.1.5) эквивалентно

$$Q = \rho / R. \quad (1.1.8)$$

Заметим, что добротность и резонансная частота являются важнейшими характеристиками контура.

Преобразуем (1.1.3) с учетом введенных соотношений (1.1.5) и (1.1.8):

$$\omega'_0 = \omega_0 \sqrt{1 - \left(\frac{1}{2Q}\right)^2}. \quad (1.1.9)$$

В радиотехнике чаще всего приходится иметь дело с колебательными системами, у которых добротность лежит в пределах от нескольких десятков до нескольких сотен. Очевидно, что в таких системах приближение (1.1.4) достаточно справедливо.

1.2. Последовательный контур. Вынужденные колебания

Рассмотрим случай гармонических колебаний в последовательном контуре рис. 1.2.1, установившихся под воздействием источника с ЭДС $e(t) = E_m \sin \omega t$. Внутреннее сопротивление источника учтем в общем сопротивлении потерь контура R .

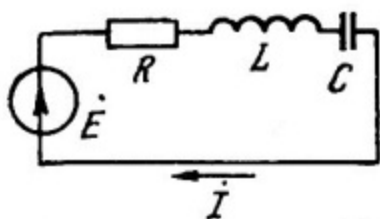


Рис. 1.2.1. Последовательный колебательный контур с источником

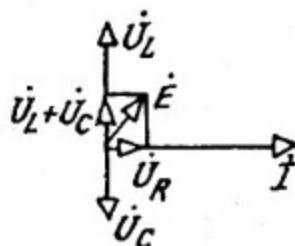


Рис. 1.2.2. Векторная диаграмма последовательного колебательного контура

В символическом виде ток $\dot{I}$, протекающий в контуре, равен

$$\dot{I} = \frac{\dot{E}}{R + j(\omega L - \frac{1}{\omega C})} = \frac{\dot{E}}{R + jX} \quad (1.2.1)$$

Построим векторную диаграмму (рис. 1.2.2) для тока и напряжений в системе. Здесь $\dot{U}_L = \dot{I} \cdot j\omega L$, $\dot{U}_C = \dot{I} \cdot \frac{1}{j\omega C}$, $\dot{U}_R = \dot{I}R$.

Из соотношений (1.2.1) и (1.1.4) видно, что сила тока в контуре зависит от частоты, достигая максимума при $X = 0$, т.е. на резонансной частоте контура $\omega = \omega_0$. На этой частоте напряжения на реактивных элементах L и C равны друг другу и в Q раз превышают ЭДС источника:

$$U_{L_0} = U_{C_0} = I(\omega_0) \rho = E \cdot \frac{\rho}{R} = EQ \quad (1.2.2)$$

В этом случае говорят, что в цепи имеет место резонанс напряжений. Увеличение напряжения на реактивных элементах контура вблизи резонанса часто используют на практике. На рис. 1.2.3 приведена упрощенная схема антенной цепи лампового усилителя,

в которой напряжение на управляющей сетке лампы во много раз превышает ЭДС источника (антенны).

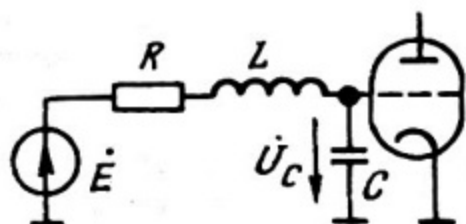


Рис. 1.2.3. Антенная цепь лампового усилителя

Введем понятие комплексного коэффициента передачи k_c контура, как отношение выходного напряжения $\dot{U}_C$ к ЭДС источника $\dot{E}$:

$$k_c(\omega) = \frac{\dot{U}_C}{\dot{E}} = \frac{\dot{I}}{\dot{E} \cdot j\omega C} = \frac{1}{j\omega C (R + jX)}.$$

С учетом (1.1.5) и (1.1.8) последнее выражение преобразуется к виду

$$k_c(\omega) = \frac{Q \frac{\omega_0}{\omega}}{j(1 + j\frac{X}{R})} = \frac{Q \frac{\omega_0}{\omega}}{\sqrt{1 + a^2}} e^{-j(\frac{\pi}{2} + \varphi)}, \quad (1.2.3)$$

где $a = \frac{X}{R}$, $\varphi = \arctg \frac{X}{R} = \arctg a$.

Параметр a получил название обобщенной расстройки, которая связана с абсолютной $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ и относительной $\Delta\omega/\omega_0$ расстройками следующим образом:

$$a = \frac{X}{R} = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R} = \frac{\omega L (1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2})}{R} = \frac{\omega L (\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}{R\omega^2}.$$

Для малых расстроек $\Delta\omega \ll \omega_0$ это соотношение может быть записано в виде:

$$a \approx \frac{\omega_0 L}{R} \cdot 2 \frac{\Delta\omega}{\omega_0} = 2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0}. \quad (1.2.4)$$

На рис. 1.2.4 изображен график модуля функции (1.2.3), нормированной на значение Q . Из-за влияния члена ω_0/ω кривая несимметрична: левый скат более пологий, чем правый, а максимум смещен влево от ω_0 . Для графика, когда напряжение снимается с катушки, несимметрия носит противоположный характер. При высоких добротностях указанная несимметрия пренебрежимо мала.

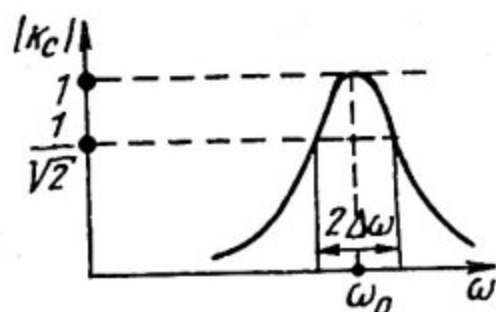


Рис. 1.2.4. Нормированный коэффициент передачи напряжения источника на конденсаторе контура

Свойство контура выделять сигналы, частоты которых близки к ω_0 , носит название частотной избирательности или селективности. Полосу пропускания $2\Delta\omega$ условились определять как полосу частот, в пределах которой коэффициент передачи падает по отношению к максимальному не более, чем в $\sqrt{2}$ раз (в 2 раза по мощности).

Если в пределах полосы пропускания $\omega_0/\omega \approx 1$, то на границе полосы $a_{rp} = \pm 1$ и

$$2\Delta\omega = \omega_0 / Q. \quad (1.2.5)$$

В практике применяется также понятие "резонансная характеристика последовательного контура"

$$K(\omega) = \left| \frac{\dot{I}(\omega)}{\dot{I}(\omega_0)} \right|,$$

где $\dot{I}(\omega)$ — ток контура, определяемый соотношением (1.2.1), а $\dot{I}(\omega_0) = \dot{E}/R$ — значение этого тока при резонансе. Характеристика описывает изменение амплитуды тока в контуре в полосе частот и потому часто называется амплитудно-частотной характеристикой. Нетрудно показать, что

$$K = \frac{1}{\left| 1 + j \frac{X}{R} \right|} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2}}. \quad (1.2.6)$$

Фазочастотная характеристика:

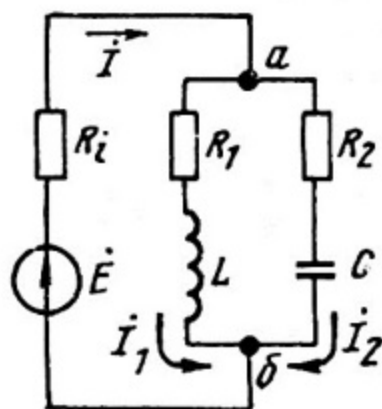
$$\varphi(\omega) = -\arctg Q \quad (1.2.7)$$

устанавливает зависимость сдвига фазы между током $\dot{I}(\omega)$ и напряжением на контуре от частотной расстройки.

1.3. Простой параллельный контур. Вынужденные колебания

Рассмотрим случай, когда к колебательному контуру источник подсоединен параллельно (рис. 1.3.1).

Найдем полную проводимость контура между зажимами а и б:



$$Y = \frac{1}{R_1 + jx_L} + \frac{1}{R_2 - jx_C} = \frac{(R_1 + R_2) + j(x_L - x_C)}{(R_1 + jx_L) \cdot (R_2 - jx_C)} \quad (1.3.1)$$

В случае малых потерь $R_1 \ll x_L$, $R_2 \ll x_C$ сопротивление контура близко к величине

$$Z_{a\delta} = \frac{1}{Y} \approx \frac{x_C \cdot x_L}{R + j(x_L - x_C)}, \quad R = R_1 + R_2.$$

Вводя, как и ранее, $x = x_L - x_C = \omega L - \frac{1}{\omega C}$ и $a = x/R$, получим с учетом (1.1.5) и (1.1.8)

$$Z_{a\delta} = \frac{L/C}{R(1+ja)} = \frac{Q\rho}{1+ja} = \frac{Q\rho}{\sqrt{1+a^2}} e^{-j\varphi}, \quad (1.3.2)$$

$$\varphi = \arctg a.$$

При $a = 0$ сопротивление параллельно контура максимально и равно

$$Z_{\delta 0} = Q\rho. \quad (1.3.3)$$

Сопротивление $Z_{\delta 0}$ называют эквивалентным сопротивлением контура при резонансе. Строго говоря, в параллельном контуре резонанс имеет место на частоте, отличной от $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, как это имело место в виду при выводе (1.1.5) и (1.1.8). Однако, при малых потерях это отличие незначительно и на практике им можно пренебречь.

Соотношения между токами и напряжением в параллельном контуре иллюстрирует векторная диаграмма, рис. 1.3.2.

Токи I_1 и I_2 из-за активных потерь в катушке и конденсаторе имеют небольшие активные составляющие I_{1a} и I_{2a} и реактивные составляющие $I_{1\rho}$ и $I_{2\rho}$, сдвинутые по фазе на $\pm \pi/2$.

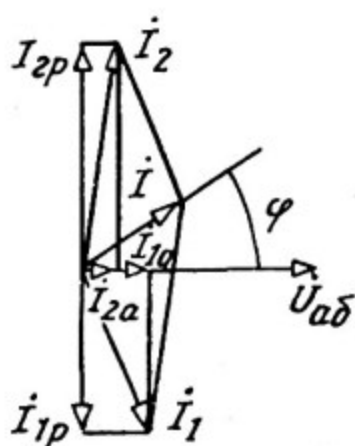


Рис. 1.3.2. Векторная диаграмма параллельного контура

Поскольку величина токов I_{1p} и I_{2p} зависит от частоты, нетрудно видеть, что на некоторой частоте ω_p , называемой резонансной, они могут быть равны друг другу. В этом случае полный ток I протекающий во внешней цепи, оказывается чисто активным $I = I_{a1} + I_{a2}$ и совпадает по фазе с падением напряжения на контуре.

Легко показать, что резонансная частота близка к собственной частоте контура $\omega_p \approx \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$, а контурный ток, циркулирующий внутри колебательной системы, в Q раз больше тока во внешней цепи $I_1 \approx -I_2 \approx QI$. Момент равенства реактивных составляющих контурного тока получил название резонанса токов или параллельного резонанса.

С энергетической точки зрения процессы в параллельном контуре можно интерпретировать следующим образом. Между катушкой и конденсатором происходит обмен запасенной энергией. Максимальная энергия, запасаемая в магнитном поле катушки, равна $W_L = L \cdot \frac{i_{1\max}^2}{2}$, а максимальная энергия конденсатора $W_C = C \cdot \frac{u_{\max}^2}{2}$. При резонансе $W_L = W_C$ и процесс обмена происходит без участия внешних цепей. От источника потребляется лишь малый активный ток I , компенсирующий потери энергии в резисторах R_1 и R_2 . Сопротивление контура $Z_{ад}$ чисто активное и наибольшее по значению.

Напротив, в условиях частотной расстройки, например, при $\omega < \omega_0$, $x_L < x_C$, ток в левой ветви контура (см. рис.1.3.1) становится больше тока I_2 и $W_L > W_C$. Недостающую энергию катушка получает в определенную часть периода от источника, возвращая ему ее в течение другой части: контур приобрел реактивную (индуктивную) составляющую проводимости и общее сопротивление $Z_{ад}$ уменьшилось.

1.4. Сложные параллельные контуры

Простые параллельные контуры часто называют контурами I-го рода или вида. Помимо них радиотехнические устройства используют сложные параллельные колебательные системы, называемые контурами II-го и III-го рода.

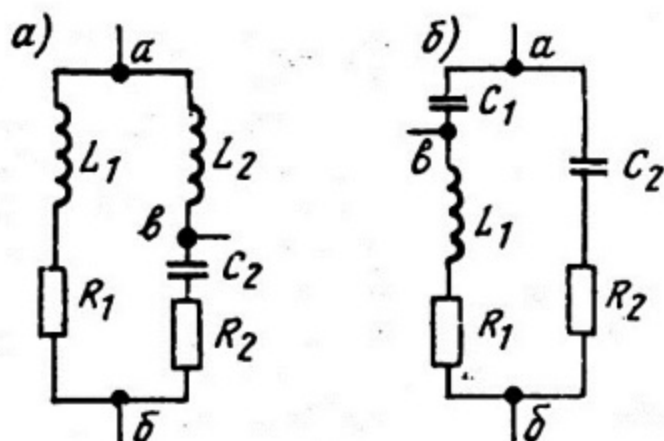


Рис. 1.4.1. Колебательные контуры II (а) и III (б) вида

На рис. 1.4.1,а и 1.4.1,б соответственно приведены электрические схемы этих колебательных систем. В сложных ветвях таких контуров возможен резонанс напряжений на частотах

$$\omega_{01}^{II} = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}} \quad \text{и} \quad \omega_{01}^{III} = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}.$$

Резонанс токов в этих контурах достигается на частотах

$$\omega_{02}^{II} = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) C}} \quad \text{и} \quad \omega_{02}^{III} = \frac{1}{\sqrt{L_1 \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}} \quad (1.4.1)$$

Заметим, что контуры II и III рода допускают включение и как контура 1 рода с резонансной частотой, определяемой (1.4.1). При этом к внешней цепи они подсоединяются через клеммы "в" и "б". Эквивалентное сопротивление контуров при резонансе существенно различно для указанных способов включения. Покажем это на примере контура II рода рис. 1.4.1,а. Относительно клемм "в" и "б" эквивалентное сопротивление этого контура, как контура 1 рода, равно согласно (1.3.3):

$$Z_{\delta\delta} = Z_{\delta\alpha I} = Q \cdot \rho = \frac{\rho^2}{R} = \frac{L_1 + L_2}{R C_2}, \quad (1.4.2)$$

где $\rho = \sqrt{\frac{L_1 + L_2}{C_2}}$ - характеристическое сопротивление контура,

а $R = R_1 + R_2$ - полное сопротивление потерь.

При включении того же контура через зажимы "а" и "б" имеем

$$Z_{a\delta} = \frac{R_1 R_2 - X_1 X_2 + j(R_1 X_2 + R_2 X_1)}{(R_1 + R_2) \left(1 + j \frac{X_1 + X_2}{R_1 + R_2}\right)},$$

где $X_1 = X_{L_1}$, $X_2 = X_{L_2} - X_{C_2}$. На частоте ω_{02} $X_1 = X_2 = \omega_{02} L_1$, тогда при малых R_1 и R_2 имеем

$$z_{a\delta}(\omega_{02}) = z_{\text{ЭЭН}} \approx \frac{(\omega_{02} L_1)^2}{R}.$$

Из соотношений (1.4.1) и (1.4.2) следует, что

$$z_{\text{ЭЭН}} = z_{\text{ЭОГ}} \cdot \rho^2, \quad (1.4.3)$$

где $\rho = \frac{L_1}{L_1 + L_2}$ — параметр включения контура II рода. По определению, $0 \leq \rho \leq 1$, поэтому эквивалентное сопротивление контура II рода всегда ниже, чем контура I рода. Различие $Z_{\text{ЭОГ}}$ и $Z_{\text{ЭЭН}}$ позволяет применять такой контур как согласующий трансформатор.

Предположим, необходимо обеспечить эффективную передачу сигнала от источника (антенны) с выходным сопротивлением $R_i = 100$ Ом на ламповый усилительный каскад, входное сопротивление которого равно 1 МОм. В этом случае удобно применить согласующий контур II рода, как это показано на рис. 1.4.2. Ко входу усилителя контур подключен как контур 1 рода. Добротность и характеристическое сопротивление контура выбирают таким образом, чтобы $z_{\text{ЭОГ}} = R_{\text{вх}}$. Тем самым обеспечивается условие согласования контура со входом усилителя.

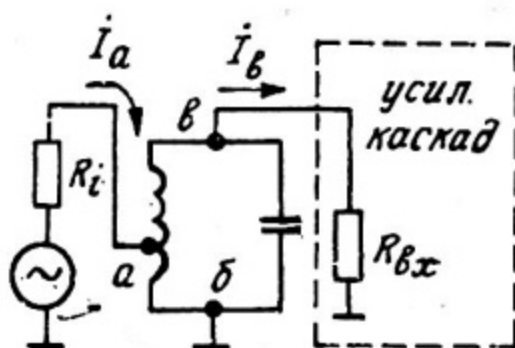


Рис. 1.4.2. Согласование антенны со входом усилителя с помощью контура II рода

К источнику сигнала контур подключен через зажимы "а" и "б", т.е. как контур II рода. Здесь условие согласования выпол-

няется при равенстве $R_i = \rho^2 z_{30I}$. Требуемое значение параметра включения равно $\rho = \sqrt{R_i / R_{\delta x}} = 0,01$.

Естественно, что трансформирующими свойствами обладает и контур III рода. Для него $z_{30III} = \rho^2 z_{30I}$, а параметр включения равен (рис. 1.4.1,б)

$$\rho = \frac{\chi_{c2}}{\chi_c} = \frac{C}{C_2} = \frac{C_1}{C_1 + C_2} \quad (1.4.4)$$

Как и во всяком трансформаторе, в контурах II и III рода происходит преобразование токов и напряжений сигнала:

$$\frac{z_{\delta\delta}(\omega_{02})}{z_{a\delta}(\omega_{02})} = \frac{1}{\rho^2}; \quad \frac{U_{\delta\delta}(\omega_{02})}{U_{a\delta}(\omega_{02})} = \frac{1}{\rho}; \quad \frac{I_{\delta}(\omega_{02})}{I_a(\omega_{02})} = \rho.$$

1.5. Резонансные характеристики параллельных колебательных систем

Полученные соотношения для эквивалентных сопротивлений сложных контуров позволяют рассматривать частотные свойства простых и сложных колебательных систем с единых позиций, распространив действие выражения (1.3.2) и на случай контуров II и III рода:

$$Z(\omega) = \frac{z_{30}}{1 + ja} \quad (1.5.1)$$

Введем понятие резонансной характеристики параллельного контура, как отношение модуля напряжения на контуре в полосе частот к напряжению в условиях резонанса

$$\kappa = \left| \frac{\dot{U}(\omega)}{\dot{U}_0} \right| \quad (1.5.2)$$

Очевидно, эта характеристика зависит от значения R_i во внешней цепи рис. 1.5.1. Если $R_i \gg Z_{30}$, ток $\dot{I}$ не зависит от частоты сигнала и

$$\kappa = \left| \frac{Z(\omega)}{Z_{30}} \right| = \left| \frac{1}{1 + ja} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + a^2}} \quad (1.5.3)$$

Иначе обстоит дело, когда R_i близко к z_{30} :

$$\dot{U}(\omega) = \frac{\dot{E} \cdot Z(\omega)}{R_i + Z(\omega)}; \quad \dot{U}_0 = \frac{\dot{E} \cdot z_{30}}{R_i + z_{30}};$$

$$\pi = \left| \frac{R_i + z_{30}}{R_i + Z(\omega)} \cdot \frac{Z(\omega)}{z_{30}} \right| = \left| \frac{1}{1 + jQ \frac{R_i}{R_i + z_{30}}} \right| = \left| \frac{1}{1 + ja'} \right| = \frac{1}{\sqrt{1 + (a')^2}} \quad (1.5.4)$$

где $a' = a \cdot \frac{R_i}{R_i + z_{30}}$. С учетом определения обобщенной расстройки (1.2.3) получаем $a' = x/R \left(1 + \frac{z_{30}}{R_i}\right)$.

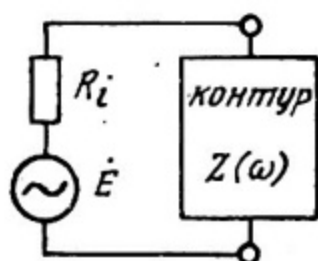


Рис. 1.5.1. Параллельный колебательный контур с внешней цепью

Таким образом, конечное значение сопротивления внешней цепи влечет за собой изменение резонансной характеристики $\pi(\omega)$, заключающееся в увеличении общего сопротивления потерь контура в $\left(1 + \frac{z_{30}}{R_i}\right)$ раз. Этот вывод является следствием того, что колебательный процесс протекает не только внутри контура, но и охватывает всю цепь рис. 1.5.1 целиком. В этих условиях следует говорить уже не о добротности собственно контура, а о добротности системы в целом:

$$a'_* = \frac{a}{1 + \frac{z_{30}}{R_i}} = \frac{2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0}}{1 + \frac{z_{30}}{R_i}} = 2Q_H \frac{\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (1.5.5)$$

где $Q_H = Q / \left(1 + \frac{z_{30}}{R_i}\right)$ — есть добротность системы, или, как ее еще называют, добротность контура, нагруженного внешней цепью. Используется также термин "нагруженная добротность". С этих позиций, добротность контура Q , не связанного с внешней цепью, называют "собственной".

Изменения резонансной характеристики при различной степени нагрузки контура внешней цепью (величин нагруженной добротности) иллюстрируется рис. 1.5.2. На нем кривые "а", "б" и "в" соответствуют случаям $R_i \rightarrow \infty (Q_H = Q)$, $0 < R_i < \infty (Q_H < Q)$ и $R_i \rightarrow 0 (Q_H \rightarrow 0)$.

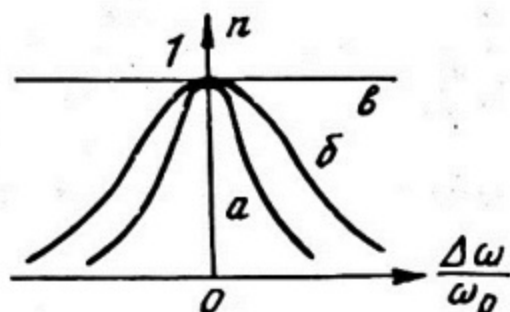


Рис.1.5.2. Резонансная характеристика системы "контур - внешняя цепь"

1.6. Схемы замещения параллельного контура

Преобразуем выражение для эквивалентного сопротивления параллельного контура (1.5.1), освободившись от комплексного вида знаменателя

$$Z_p(\omega) = \frac{z_{p0}}{1+ja} = \frac{z_{p0}}{1+a^2} - ja \frac{z_{p0}}{1+a^2} = R_p(\omega) + jx_p(\omega). \quad (1.6.1)$$

Члены $R_p(\omega)$ и $jx_p(\omega)$ могут трактоваться теперь как последовательное включение активного и реактивного компонентов полного сопротивления, что характерно для последовательного колебательного контура.

Таким образом, любой параллельный контур всегда может быть эквивалентно представлен или замещен последовательным. Верно и обратное утверждение: любой последовательный контур всегда можно представить эквивалентным параллельным.

Полезно дать графическую иллюстрацию зависимости нормированных величин $|Z_p|/z_{p0}$, x_p/z_{p0} и R_p/z_{p0} от обобщенной расстройки q . Подобная иллюстрация приведена на рис. 1.6.1. Отметим, что согласно этим данным отрицательная расстройка частоты приводит к индуктивному характеру сопротивления контура, а положительная - к емкостному.

Помимо схемы замещения последовательного типа в радиотехнических схемах часто используется модификация параллельной схемы в виде параллельного включения эквивалентных проводимостей G_p и B_p . Для этого представления найдем эквивалентную проводимость контура из (1.5.1)

$$Y(\omega) = \frac{1+j\alpha}{x_{30}} = G_3 + jB_3, \quad (1.6.2)$$

где активная проводимость $G_3 = 1/x_{30}$, а реактивная $B_3 = \alpha/x_{30}$.

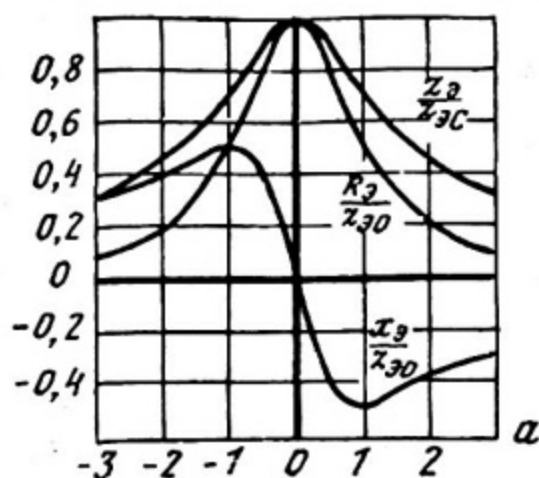


Рис. 1.6.1. Активная, реактивная составляющие и модуль полного сопротивления параллельного контура в полосе частот

Схема такого вида очень удобна для анализа взаимодействия электронного потока с полем (напряжением) контура.

Наконец, в радиотехнических цепях используется еще один вид схемы замещения, на основе параллельно включенных сопротивлений $R_{ш}$ и $x_{ш}$. Значения этих величин получаются, как обратные G_3 и B_3 .

Величина $R_{ш}$ — шунтовое сопротивление контура, равна $R_{ш} = 1/G_3 = Q\rho$, а $x_{ш} = -1/B_3 = -Q\rho/\alpha$.

Схема такого вида преимущественно используется в ускорительной технике для описания взаимодействия поля и ускоряемого пучка частиц.

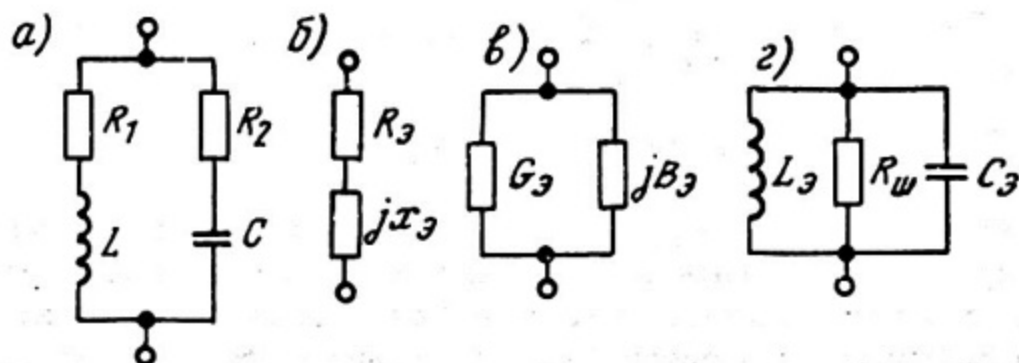


Рис. 1.6.2. Параллельный колебательный контур (а) и его эквивалентные схемы замещения (б), (в), (г)

В заключение на рис. 1.6.2 приведены возможные схемы замещения параллельного контура.

1.7. Связанные контуры. Виды связи

Выше были рассмотрены одиночные колебательные контуры и их характеристики. Подобные контуры обладают общим недостатком — относительно небольшой крутизной скатов резонансной кривой и, как следствие, невысокой избирательностью. Этот недостаток может быть устранен в сложных колебательных системах из нескольких контуров, связанных между собой определенным образом.

В зависимости от того, каким способом осуществляется передача энергии колебаний из одного контура в другой, различают магнитную (через магнитный поток), электрическую (через общее электрическое поле) и гальваническую (через общий участок электрической цепи) связи. На рис. 1.7.1 приведены примеры систем из двух контуров, имеющих трансформаторную (а), автотрансформаторную (б), емкостную (в), комбинированную (г) и гальваническую (д) связи.

Рассмотрение свойств двухконтурных колебательных систем удобно производить с помощью обобщенной схемы рис. 1.7.1,е, переход к которой возможен в силу общности рассматриваемых схем. Индексами 1 и 2 здесь обозначены сопротивления элементов, относящихся только к одному из контуров, двойным индексом 12 — сопротивление смежной ветви (сопротивление связи). В дальнейшем двойными индексами 11 и 22 будем обозначать полное контурное сопротивление каждого из контуров.

В соответствии с названными правилами, сопротивления схемы замещения цепи рис. 1.7.1,б равны:

$$Z_1 = R_1 + j\omega L_1 + \frac{1}{j\omega C_1}; \quad Z_2 = R_2 + j\omega L_2 + \frac{1}{j\omega C_2}; \quad Z_{12} = j\omega L;$$

$$Z_{11} = j\omega(L_1 + L) + \frac{1}{j\omega C_1} + R_1; \quad Z_{22} = j\omega(L + L_2) + \frac{1}{j\omega C_2} + R_2.$$

Степень связи контуров в двухконтурной колебательной системе принято описывать коэффициентом связи, который в случае близких собственных частот контуров определяется как отношение модуля сопротивления связи $|Z_{12}|$ к среднему геометрическому из характеристик $(\sqrt{\rho_1 \rho_2})$. В случае трансформаторной, автотрансформаторной и емкостной связи он равен соответственно

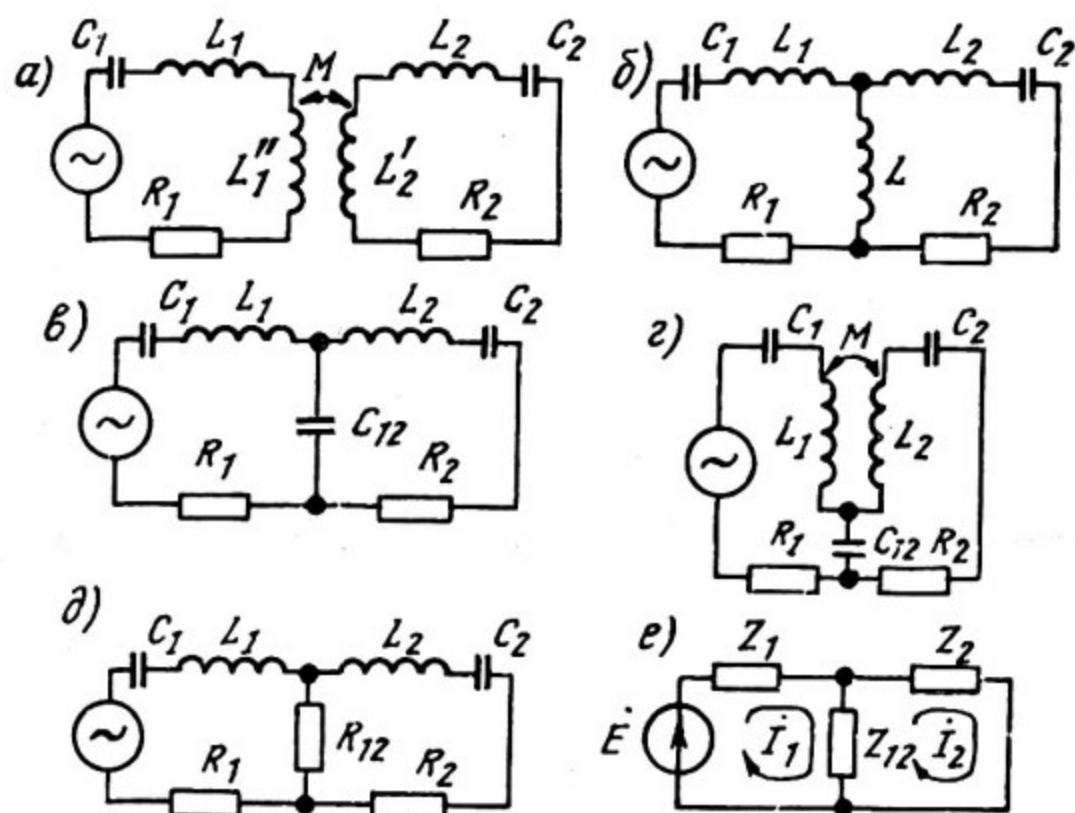


Рис. 1.7.1. Системы связанных контуров с различными типами связей (а-д) и обобщенная схема замещения (е)

$$k = \frac{M}{\sqrt{L_{11} L_{22}}} ; \quad (1.7.1)$$

$$k = \frac{L_{12}}{\sqrt{L_{11} L_{22}}} ; \quad (1.7.2)$$

$$k = \frac{\sqrt{C_{11} C_{22}}}{C_{12}} , \quad (1.7.3)$$

где $C_{11} = \frac{C_1 C_{12}}{C_1 + C_{12}} ; \quad C_{22} = \frac{C_2 C_{12}}{C_2 + C_{12}} .$

Гальваническая связь рис. 1.7.1, д энергетически невыгодна и в радиотехнических устройствах встречается редко. В случае комбинированной связи (рис. 1.7.1, г) коэффициент связи зависит от частоты:

$$k = \frac{M - \frac{1}{\omega_0^2 C}}{\sqrt{L_{11} L_{22}}}, \quad \text{для } \omega_0 M > 1/\omega_0 C; \quad (1.7.4)$$

$$k = \frac{\frac{1}{\omega_0 C} - \omega_0 M}{\frac{1}{\omega_0} \sqrt{\frac{1}{C_{11} C_{22}}}}, \quad \text{для } \omega_0 M < 1/\omega_0 C. \quad (1.7.5)$$

1.8. Схема замещения системы связанных контуров, Вносимое сопротивление

Запишем систему уравнений для контурных токов $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ в цепи рис. 1.7.1,е:

$$\begin{cases} Z_{11} \dot{I}_1 - Z_{12} \dot{I}_2 = \dot{E}; \\ -Z_{12} \dot{I}_1 + Z_{22} \dot{I}_2 = 0. \end{cases}$$

Решив ее относительно $\dot{I}_1$, получим

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{E}}{Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}}}.$$

В случае чисто реактивной связи $Z_{12} = jx_{12}$, $Z_{12}^2 = -x_{12}^2$ и

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{E}}{Z_{11} + \frac{x_{12}^2}{Z_{22}}}. \quad (1.8.1)$$

Как видим, существование второго замкнутого контура в цепи рис. 1.1.7,е, изменяет ток в первом контуре так, если бы в нем дополнительно появилось "вносимое сопротивление"

$$Z_{вн} = \frac{x_{12}^2}{Z_{22}} = \frac{x_{12}^2}{r_{22} + jx_{22}} = \frac{x_{12}^2 r_{22}}{r_{22}^2 + x_{22}^2} - j \frac{x_{12}^2 x_{22}}{r_{22}^2 + x_{22}^2} = r_{вн} + jx_{вн}. \quad (1.8.2)$$

Подобный подход позволяет построить схему замещения колебательной системы в виде, изображенном на рис. 1.8.1. Из (1.8.2) следует, что активная составляющая вносимого сопротивления всегда положительна. Это означает увеличение потерь энергии в системе при добавлении второго контура.

Реактивная часть $x_{вн}$ имеет знак, противоположный знаку x_{22} . Так, если частота генератора выше резонансной частоты второго

контура, т.е. $x_{22} > 0$, то в первый контур будет привнесено сопротивление $x_{6H} < 0$.

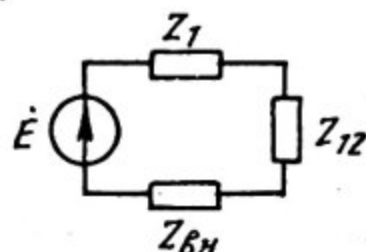


Рис. 1.8.1. Одноконтурная схема замещения системы связанных контуров

Инверсия знака вносимого реактивного сопротивления порождает ряд интересных свойств системы связанных контуров. Среди них выделяется возникновение резонансов на частотах, не совпадающих с резонансными частотами 1-го и 2-го контуров.

1.9. Настройка системы связанных контуров

В зависимости от назначения системы связанных контуров к ней могут предъявляться различные требования. Так, при использовании в качестве фильтра необходима определенная форма амплитудно- и фазочастотной характеристики. При использовании в качестве трансформатора требуется эффективная передача энергии из первого контура во второй. Это требует такой настройки системы связанных контуров, когда ток во втором контуре был бы максимальным.

Из схемы замещения (см. рис. 1.8.1) следует, что амплитуда тока в первом контуре равна

$$I_1 = \frac{E}{\sqrt{(r_{11} + r_{6H})^2 + (x_{11} + x_{6H})^2}}.$$

Протекая в цепи (см. рис. 1.7.1,е), этот ток вызовет во втором контуре ток I_2 , амплитуда которого равна

$$I_2 = \frac{E \cdot x_{12}}{\sqrt{(r_{11} + r_{6H})^2 + (x_{11} + x_{6H})^2}} \cdot \frac{1}{x_{22}}.$$

Рассмотрим способы увеличения этого тока.

1 способ. Добьемся резонанса в первом контуре рис.1.7.1,е, изменяя реактивную составляющую сопротивления Z_1 , таким образом, чтобы $x_{11} + x_{6H} = 0$. Этого можно достичь с помощью подстроечного конденсатора или катушки с подвижным сердечником.

При этом:

$$I_{1\max} = \frac{E}{r_{11} + r_{6H}};$$

$$I_{2 \text{ макс}} = \frac{E \cdot x_{12}}{r_{11} + r_{\text{вн}}} \cdot \frac{1}{x_{22}} \quad (1.9.1)$$

Рассмотренный случай соответствует первому частному резонансу. Он не исчерпывает всех возможностей увеличения I_2 . Изменяя сопротивление связи x_{12} , а вместе с этим и вносимое сопротивление (1.8.2), можно получить наивысшее значение тока I_2 . Оно достигается в условиях первого сложного резонанса, когда:

$$x_{12 \text{ опт}} = x_{22} \sqrt{\frac{r_{11}}{r_{22}}} \quad (1.9.2)$$

$$r_{\text{вн}} = r_{11},$$

$$I_{1 \text{ макс. опт}} = \frac{E}{2r_{11}},$$

$$I_{2 \text{ макс опт}} = \frac{E}{2\sqrt{r_{11} r_{22}}} \quad (1.9.3)$$

2 способ аналогичен первому с той лишь разницей, что на первом этапе производится настройка второго контура до достижения второго частного резонанса, а затем оптимизируется связь. Значение тока при втором сложном резонансе получается таким же, что при настройке по первому способу.

3 способ состоит в том, что каждый из контуров в отдельности настраивается в резонанс, а затем подбирается оптимальная связь. При таком способе $x_{11} = x_{22} = 0$, $x_{12 \text{ опт}} = \sqrt{r_{11} r_{22}}$, а $I_{1 \text{ макс. опт}}$ и $I_{2 \text{ макс. опт}}$ имеют те же значения, что в (1.9.3). Как видим, результат настройки двухконтурной колебательной системы одинаков при всех способах, однако в третьем способе он достигается при меньшем значении сопротивления связи, чем в двух других.

1.10. Энергетические соотношения в устройствах, использующих систему связанных контуров

Определим коэффициент полезного действия и выходную мощность устройств, использующих систему связанных контуров. Для этого рассмотрим схему замещения, изображенную на рис.1.10.1.

Заметим, что сопротивление активных потерь r_{11} первого контура представлено на этой схеме в виде двух компонентов r_i и r_j .

где r_i – внутреннее сопротивление источника сигнала, а r_1 – полное сопротивление потерь первого контура.

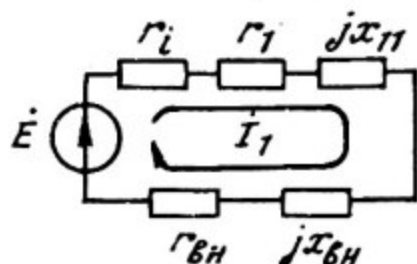


Рис. 1.10.1. Схема замещения устройств передачи энергии

Согласно приведенной схеме, КПД устройства равен

$$\eta_y = \frac{P_H}{P_{ген}} = \frac{P_H}{P_H + P_1}, \quad (1.10.1)$$

где $P_H = \frac{I_1^2 \cdot r_{21}}{2}$, $P_1 = \frac{I_1^2 \cdot r_{11}}{2}$.

С учетом введенных обозначений

$$\eta_y = \frac{r_{21}}{r_{11} + r_{21}}. \quad (1.10.2)$$

Соответственно, полезная мощность, выделяемая в нагрузке, равна

$$P_H = \frac{E^2 \cdot r_{21}}{2} \cdot \frac{1}{(r_1 + r_{21})^2 + (x_{11} + x_{21})^2}. \quad (1.10.3)$$

Проиллюстрируем зависимости P_H и η_y устройства в функции нормированного внесенного сопротивления. Они представлены на рис. 1.10.2. Как видно из (1.10.3) и рис. 1.10.2, мощность нагрузки имеет максимум в условиях полного или сложных резонансов системы, когда $x_{11} + x_{21} = 0$ и $r_{11} = r_{21}$. При этом $\eta_y = 0,5$. Это положение соответствует общему правилу электротехники о согласовании генератора с нагрузкой, так как r_{11} – есть внутреннее сопротивление источника.

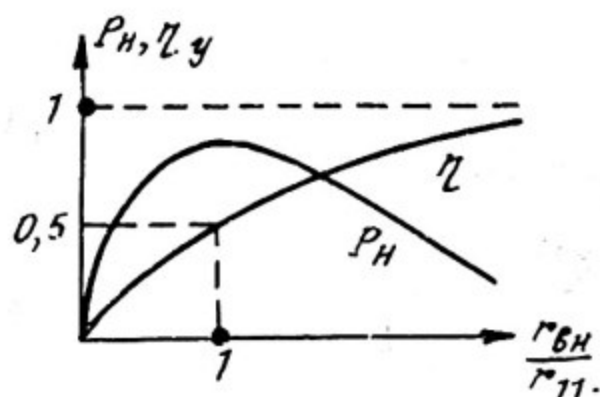


Рис. 1.10.2. Влияние связи между контурами на КПД системы связанных контуров и мощность в нагрузке

Заметим, что КПД двухконтурной системы, как элемента цепи передачи, определяется иначе:

$$\eta_k = \frac{P_H}{P_H + P_k},$$

где $\rho_k = \frac{I_1^2 r_1}{2}$. Тогда

$$\eta_k = \frac{r_{bH}}{r_{bH} + r_1}.$$

При $r_1 \ll r_b$ в условиях оптимальной связи $\eta_k \sim 1$.

1.11. Резонансные характеристики системы связанных контуров

Рассмотрим изменение токов $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ в двух контурах цепи (см. рис. 1.7.1,е) в полосе частот при условии чисто реактивной связи $Z_{12} = jx_{12}$. Ток $\dot{I}_1$ определяется соотношением (1.8.1), а $\dot{I}_2$ равен

$$\dot{I}_2 = \dot{I}_1 \cdot j \frac{x_{12}}{Z_{22}}.$$

В этих выражениях

$$Z_{11} = r_{11} + jx_{11} = r_{11} (1 + j \frac{x_{11}}{r_{11}}) = r_{11} (1 + ja_1);$$

$$Z_{22} = r_{22} + jx_{22} = r_{22} (1 + ja_2).$$

С учетом последних соотношений:

$$\dot{I}_1 = \frac{\dot{E}}{r_{11}} \cdot \frac{1 + ja_2}{1 - a_1 a_2 + \frac{x_{12}^2}{r_{11} r_{22}} + j(a_1 + a_2)}.$$

Напомним, что коэффициент связи:

$$k = \frac{|Z_{12}(\omega_0)|}{\sqrt{\rho_1 \rho_2}}. \quad (1.11.1)$$

Тогда $\frac{x_{12}^2}{r_{11} r_{22}} \approx k^2 Q_1 Q_2$, а

$$I_1 = \frac{E}{r_{11}} \cdot \frac{\sqrt{1 + a_2^2}}{\sqrt{(1 - a_1 a_2 + k^2 Q_1 Q_2)^2 + (a_1 + a_2)^2}}. \quad (1.11.2)$$

Аналогично,

$$I_2 = \frac{E}{\sqrt{r_{11} r_{22}}} \cdot \frac{k \sqrt{Q_1 Q_2}}{\sqrt{(1 - a_1 a_2 + k^2 Q_1 Q_2)^2 + (a_1 + a_2)^2}}. \quad (1.11.3)$$

Введем понятие резонансной характеристики системы связанных контуров со стороны первого контура, как $\mu_1 = I_1 / I_{1 \text{ макс. опт}}$, а со стороны второго контура, как $\mu_2 = \frac{I_2}{I_{2 \text{ макс. опт}}}$. На рис. 1.11.1 и 1.11.2 приведены семейства резонансных характеристик

$$\mu_1 = \frac{2\sqrt{1+a^2}}{\sqrt{(1-a^2+k^2Q^2)^2+4a^2}}; \quad (1.11.4)$$

$$\mu_2 = \frac{2kQ}{\sqrt{(1-a^2+k^2Q^2)^2+4a^2}} \quad (1.11.5)$$

для случая полностью идентичных контуров, когда $Q_1 = Q_2 = Q$, $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, $a_1 = a_2 = 2Q \frac{\Delta\omega}{\omega_0}$. Параметром здесь является значение произведения $k \cdot Q$. При $kQ = 1$ имеет место критическая связь, кривая $\mu_2(a)$ одногорбая. По мере увеличения связи и добротности $kQ > 1$ на характеристике $\mu_2(a)$ становятся все более выраженными два горба, а при $kQ \gg 1$ резонансная характеристика "расщепляется" на две отдельных области. Подобная ситуация имеет место в ускоряющих системах типа цепочки связанных резонаторов (контуров), в которой возбуждается несколько резонансов по числу резонаторов в системе.

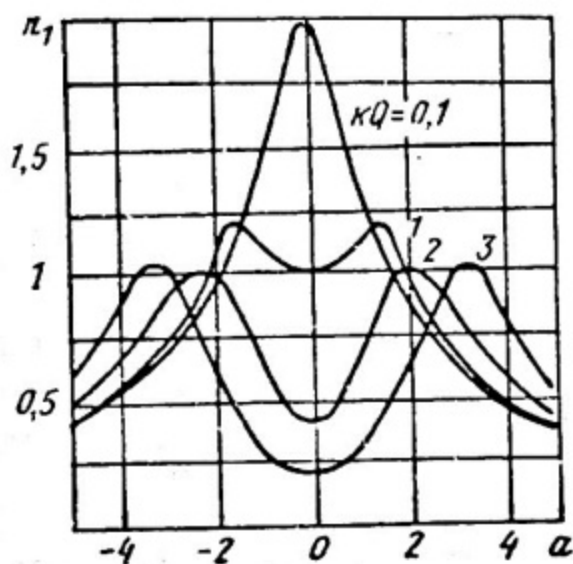


Рис. 1.11.1. Резонансные характеристики системы связанных контуров со стороны 1 контура

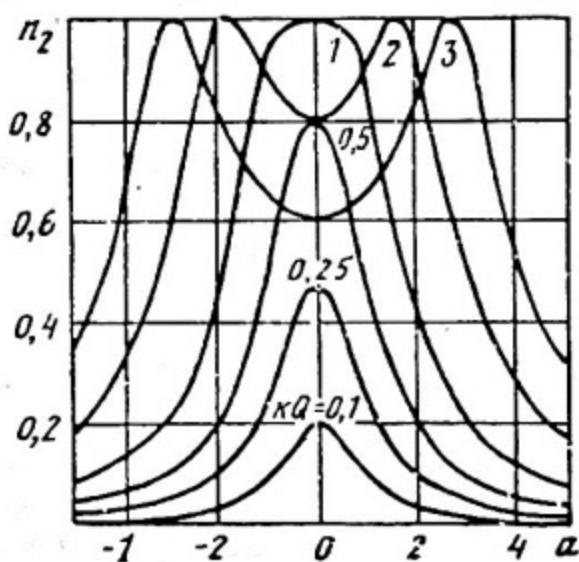


Рис. 1.11.2. Резонансные характеристики системы связанных контуров со стороны 2 контура

Практический интерес представляет также случай двухконтурной колебательной системы, в которой полезная нагрузка сильно уменьшает добротность второго контура: $\omega_{01} = \omega_{02} = \omega_0$, $Q_2 \ll Q_1$. Здесь критический режим имеет место при коэффициенте связи

$$k_{кр} = \sqrt{\frac{Q_1^2 + Q_2^2}{2Q_1^2 Q_2^2}} \approx 0,707 d_2, \quad (1.11.6)$$

где $d_2 = \frac{1}{Q_2}$ — затухание второго контура.

1.12. Полоса пропускания системы двух связанных контуров

Рассмотрим полосу пропускания системы из двух идентичных контуров $Q_1 = Q_2 = Q$, $a_1 = a_2 = a$, измеренную со стороны второго контура. В отсутствие расстройки

$$n_2(0) = 2kQ / (1 + k^2 Q^2).$$

На границе полосы пропускания в соответствии с определением, данным в п. 1.2,

$$n_2(a_{гр}) = n_2(0) / \sqrt{2},$$

что согласно (1.39) соответствует

$$a_{гр} = \pm \sqrt{(k^2 Q^2 - 1) \pm \sqrt{2(1 + k^4 Q^4)}}.$$

В случае критической связи $kQ = 1$

$$a_{гр} = \pm \sqrt{2}. \quad (1.12.1)$$

Это больше, чем для одиночного контура с аналогичными параметрами. Расширение полосы пропускания еще заметнее при сильной связи между контурами. Максимум полосы достигается при условии $n_2(0) = 1/\sqrt{2}$, т.е. при $kQ = 1 + \sqrt{2} = 2,41$. В этом случае

$$a_{гр} = \pm \sqrt{4,8 + \sqrt{23,4}} = \pm 3,1. \quad (1.12.2)$$

На рис. 1.12.1 кривыми 1, 2 и 3 представлены резонансные характеристики одиночного контура и системы связанных контуров с $kQ = 1$ и $kQ = 2,41$. Они показывают, что при должном выборе

связи между контурами можно расширить полосу пропускания колебательной системы при одновременном улучшении ее избирательности.

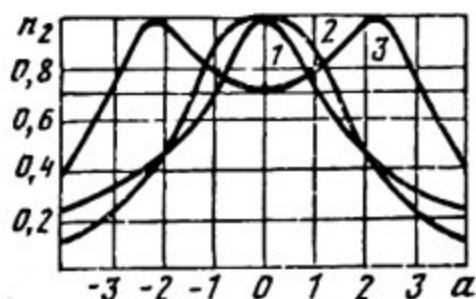


Рис. 1.12.1. Резонансные характеристики одиночного контура (1), и системы связанных контуров с критической (2) и сильной (3) связью

1.13. Особенности колебательных систем метрового диапазона

Применение колебательных систем, составленных из "сосредоточенных" катушек индуктивности и конденсаторов, в области частот выше 30–50 МГц встречает значительные трудности. Причиной этому служит ряд физических явлений, среди которых выделим следующие.

Паразитная емкость между отдельными элементами радиотехнического устройства и "на землю" не позволяет беспредельно уменьшать полную емкость C колебательной системы. Поэтому повышение рабочей частоты возможно только путем уменьшения индуктивности L . При этом согласно (1.1.5) характеристическое сопротивление системы падает.

С ростом частоты из-за скин-эффекта увеличиваются потери энергии в проводниках, растет тангенс угла диэлектрических потерь в изоляции конденсаторов. Это приводит к возрастанию эквивалентного сопротивления потерь r . В условиях низкого характеристического сопротивления добротность колебательной системы падает.

На высоких частотах длина волны оказывается сравнимой с характерным размером колебательной системы, что сопровождается излучением электромагнитной энергии в окружающее пространство. Добротность системы по этой причине падает еще больше, контур становится источником помех, а внутри радиотехнического устройства возникают паразитные связи, которые могут существенно повлиять на его работоспособность.

В силу названных обстоятельств колебательные системы метрового диапазона, как правило, строятся в закрытом варианте — на основе отрезков линии передачи. Такие колебательные системы принято называть резонаторами. Несмотря на то, что параметры линий передачи носят распределенный характер, при определенных условиях отрезки линий передачи оказываются эквивалентными колебательному контуру с сосредоточенными элементами. Убедимся в этом на примере четвертьволнового отрезка линии передачи, закороченного на конце.

Как известно, входное сопротивление линии длиной l , замкнутой накоротко, равно $Z_{вх} = Z_0 \tanh \gamma l$, где $\gamma = \alpha + j\beta$ — коэффициент распространения. Коэффициент затухания α и волновое число β определяются погонными параметрами L , C , R , G линии передачи:

$$\beta = \omega \sqrt{LC} \left[1 - \frac{RG}{4\omega^2 LC} - \frac{G^2}{8\omega^2 C^2} + \frac{R^2}{8\omega^2 L^2} \right] \approx \omega \sqrt{LC} = \frac{\omega}{V}, \quad (1.13.1)$$

$$\alpha = \frac{R}{2Z_0} + \frac{GZ_0}{2}. \quad (1.13.2)$$

Здесь

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L}{C}} \left[1 + j \left(\frac{G}{2\omega C} - \frac{R}{2\omega L} \right) \right] \quad (1.13.3)$$

волновое сопротивление линии. В случае малых потерь входное сопротивление $Z_{вх}$ приводится к виду:

$$Z_{вх} \approx Z_0 \frac{\alpha l \cdot \cos \beta l + j \sin \beta l}{\cos \beta l + j \alpha l \cdot \sin \beta l}.$$

Предположим, длина линии l выбрана равной четверти длины волны сигнала с частотой ω_0 :

$$\beta l \Big|_{\omega=\omega_0} = \frac{\omega_0 l}{V} = \frac{\pi}{2}, \quad \text{т.е. } l = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{V}{\omega_0}. \quad (1.13.4)$$

В некоторой неширокой окрестности значения частоты ω_0 , где $|\Delta\omega| = |\omega - \omega_0| \ll \omega_0$, $\beta l = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\omega}{\omega_0}$, $\sin \beta l \approx 1$, а $\cos \beta l \approx \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{\omega}{\omega_0} \right)$, входное сопротивление закороченного отрезка

равно

$$Z_{\text{вх}} \approx Z_0 \frac{\frac{1}{\alpha l} + j \frac{\pi}{2} \frac{\Delta \omega}{\omega_0}}{1 + j \frac{\pi}{2} \frac{\Delta \omega}{\omega_0} \cdot \frac{1}{\alpha l}} \approx \frac{\frac{Z_0}{\alpha l}}{1 + j \frac{\pi}{2 \alpha l} \cdot \frac{\Delta \omega}{\omega_0}} \quad (1.13.5)$$

Если ввести обозначения

$$Q = \frac{\pi}{4 \alpha l} ; \quad \rho = \frac{4 Z_0}{\pi} , \quad (1.13.6)$$

то соотношение (1.13.5) приобретает вид (1.3.2). Это означает, что четвертьволновой закороченный отрезок линии передачи с малыми потерями вблизи частоты ω_0 эквивалентен параллельному колебательному контуру с добротностью и характеристическим сопротивлением, определяемыми соотношениями (1.13.6).

Аналогично можно показать, что разомкнутый на конце четвертьволновый отрезок линии эквивалентен последовательному контуру.

На практике для создания колебательных систем в радиотехнике могут применяться коаксиальная, двух- и трехпроводная полосковая, а также спиральная линии передачи. На рис. 1.13.1 и в табл. 1.1 приведены конструкции и формулы для расчета этих линий. Формула в последней строке таблицы дана в предположении, что спиральная линия имеет оптимальное значение $R/r = 2,06$, при котором отношение задержки к потерям максимально.

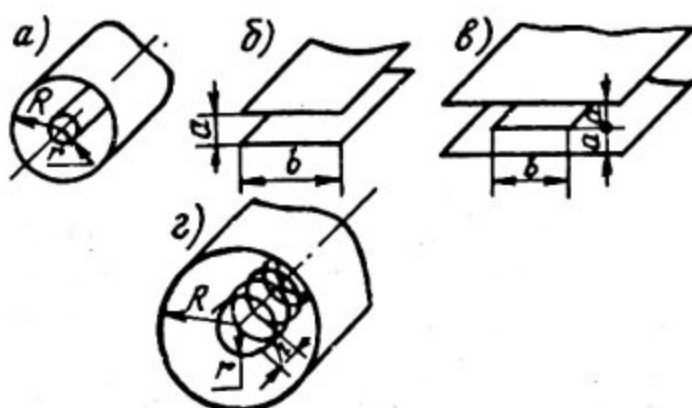


Рис. 1.13.1. Типы линий передачи:
коаксиальная (а), двухпроводная полосковая (б), трехпроводная полосковая (в) и спиральная (г)

Таблица 1.1

Тип линии	Волновое сопротивление ρ , Ом	Пределы ρ , Ом
Рис. 1.13.1, а	$\rho = 60 \ln R/r$	20 - 150
Рис. 1.13.1, б	$\rho = 120 \pi \cdot \frac{a}{a+b}$	1 - 10
Рис. 1.13.1, в	$\rho = 60 \pi \cdot \frac{a}{a+b}$	0,5 - 5
Рис. 1.13.1, г	$\rho = 0,44 \cdot \frac{r}{h} \cdot 10^3$	200 - 1000

Как правило, в колебательных системах радиотехнических устройств пространство между электродами линий заполнено воздухом, и скорость распространения сигнала в них равна скорости света. Исключением является спиральная линия, где имеет место замедление в $k = 2\pi r/h$ раз.

При создании практических устройств радиотехники возникает необходимость построения колебательных систем по принципу контуров II или III рода, либо в виде системы связанных резонаторов. В обоих случаях важен вопрос обеспечения требуемого значения коэффициента связи k или коэффициента включения ρ .

В резонаторах такая связь осуществляется с помощью специальных реактивных устройств связи — петель и зондов. Располагаясь в областях пучностей магнитного и электрического полей резонатора, они обеспечивают подключение внешних устройств к колебательной системе. Коэффициент включения ρ в этом случае определяется, как

$$\rho = \frac{\varphi_n^{(H)}}{\varphi^{(H)}},$$

где $\varphi^{(H)}$ и $\varphi_n^{(H)}$ — полный поток вектора напряженности магнитного поля и поток сквозь площадь петли соответственно. Аналогично, для электрической связи через зонд:

$$\rho = \frac{\varphi_z^{(E)}}{\varphi^{(E)}}.$$

На рис. 1.13.2,а изображен четвертьволновый коаксиальный резонатор. Сплошными стрелками здесь обозначены силовые линии электрического поля, а штриховыми — силовые линии магнитного поля. Здесь же обозначены устройства связи: зонд З и петля П. На рис. 1.13.2,б,в приведены графики зависимостей напряженностей электрического и магнитного поля от продольной координаты.

Из рис. 1.13.2,а,б видно, что левее среза центрального проводника линии существует провисающее электрическое поле. Этому полю соответствует некоторая емкость, назовем ее укорачивающей емкостью C_y . Она добавляется к полной емкости колебательной системы, снижая соответствующим образом резонансную частоту. Чтобы восстановить требуемое значение частоты ω_0 , приходится несколько уменьшать длину отрезка линии по сравнению с четвертью длины волны. Требуемую длину l можно найти из условия

$$Z_{\theta x}(\beta l) = -1/j\omega_0 C_y,$$

полагая затухание $\alpha = 0$.

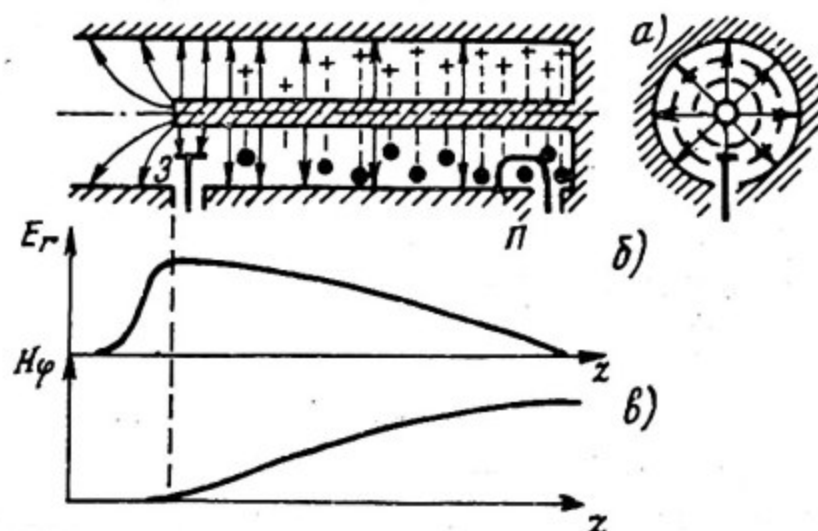


Рис. 1.13.2. Четвертьволновый коаксиальный резонатор:

а - конструкция и структура электрического и магнитного поля;
б - график радиального электрического поля, в - график азимутального магнитного поля

2. УСИЛИТЕЛИ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

2.1. Общие замечания

Каждая усилительная система представляет собой активный четырех- или двухполюсник, осуществляющий акт энергообмена между источником питания и электрическим полем усиливаемого сигнала. В любой усилительной схеме можно выделить: активный элемент - электронную лампу, транзистор или специальный диод, где непосредственно осуществляется трансформация энергии, и пассивную часть - входную и выходную электрические цепи.

Для усиления высокочастотных сигналов могут быть использованы различные типы усилителей на лампах, транзисторах и специальных диодах. В настоящем пособии рассматриваются только ламповые устройства, составляющие основу современных систем ВЧ-питания линейных ускорителей ионов. В них обычно используют метровый диапазон длин волн (50 - 250 МГц) с выходной мощностью до нескольких мегаватт в импульсе.

Типичная схема лампового усилительного каскада приведена на рис. 2.1.1. В ней обычно используют высокочастотные трио-

ды и тетроды. В анодную цепь включена колебательная система — радиотехнический контур LCR , связанный с нагрузкой R_H , где используется усиленный сигнал. Лампа может быть включена по схеме с общим катодом или общей сеткой. Режим лампы задается цепью автоматического сеточного смещения $R_K C_K$ или цепью принудительного смещения от стороннего источника питания.

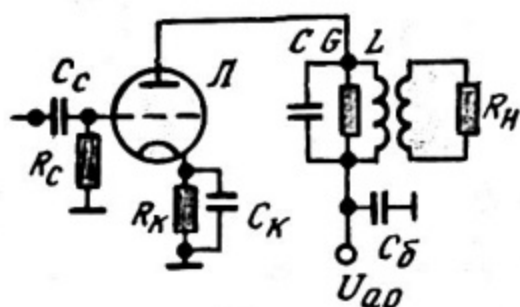


Рис. 2.1.1. Типовая схема лампового усилителя

Связь с нагрузкой может быть самая различная: непосредственное включение в контур (G_H — является проводимостью полезной нагрузки), через общее магнитное поле (индуктивная или трансформаторная), через общее электрическое поле (емкостная) и т.д. Способ включения нагрузки обычно диктуется теми конкретными условиями, которые определяют устройство, использующее энергию ВЧ-колебаний (антенна, ускоритель и т.д.).

Поскольку в пособии рассматриваются преимущественно ламповые усилители, напомним читателю основные сведения по характеристикам радиоламп и методам их линеаризации.

2.2. Статические характеристики радиоламп и их линеаризация

Рассмотрим статические характеристики триода.

В цепях этой лампы различают анодный ток i_{a0} , сеточный ток i_{c0} и суммарный или катодный ток i_{k0} , которые связаны простым соотношением:

$$i_{k0} = i_{a0} + i_{c0} \quad (2.2.1)$$

Вид характеристик катодного тока в зависимости от напряжения на сетке U_{c0} представлен на рис. 2.2.1. Параметром семейства $i_{k0}(U_{c0})$ является напряжение на аноде лампы U_{a0} .

Как видно из рисунка, при равных приращениях анодного напряжения ΔU_{a0} характеристика сдвигается влево, параллельно самой себе, на равные приращения сеточного напряжения ΔU_{c0} . Это обстоятельство, как известно, позволяет ввести величину, называемую проницаемостью сетки лампы D :

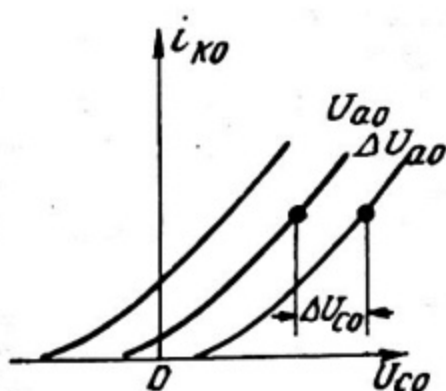


Рис. 2.2.1. Статические характеристики катодного тока $i_{ko}(U_{co})$

$$D = - \left(\frac{\Delta U_{co}}{\Delta U_{a0}} \right)_{i_{ko} = const} \quad (2.2.2)$$

и описать семейство характеристик $i_{ko}(U_{co}, U_{a0})$ выражением вида:

$$i_{ko} = S_k (U_{co} + D U_{a0}), \quad (2.2.3)$$

где величина $U_{co} + D U_{a0}$ получила название управляющего напряжения U_y , а коэффициент S_k — крутизны суммарного или катодного тока. По определению

$$S_k = \left(\frac{\Delta i_{ko}}{\Delta U_{co}} \right)_{U_{a0} = const} \quad (2.2.4)$$

Рассмотрим теперь статические характеристики сеточного тока, изображенные на рис. 2.2.2.

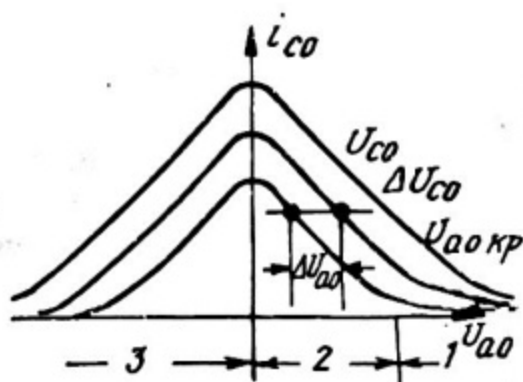


Рис. 2.2.2. Статические характеристики сеточного тока $i_{co}(U_{co}, U_{a0})$

При больших значениях анодного напряжения U_{a0} , значительно превосходящих напряжение на сетке U_{c0} , сеточный ток мал и определяется той долей общего электронного потока лампы, которая попадает непосредственно на проводники сетки. Эта область сеточных токов, в так называемом режиме прямого перехвата, обозначена на рис. 2.2.2 цифрой "1". В этой области сеточный ток определяется лишь напряжением на сетке и практически не зависит от напряжения на аноде.

Вторая область, левее критического значения $U_{a0\text{кр}}$ (на рис. 2.2.2 обозначена цифрой "2") характеризуется значительным возрастанием сеточного тока в режиме токораспределения между сеткой и анодом. Здесь сеточный ток зависит как от напряжения сетки, так и от напряжения анода. В теории ламп показано, что для равных приращений сеточного напряжения ΔU_{c0} сдвиг характеристик тока происходит параллельно самим себе на равные приращения Δi_{c0} . В связи с этим можно ввести коэффициент d , аналогичный проицаемости D :

$$d = \left(\frac{\Delta U_{c0}}{\Delta U_{a0}} \right)_{i_{c0} = \text{const}} \quad (2.2.5)$$

и описать характеристики сеточного тока выражением вида:

$$i_{c0} = S_k (U_{c0} - d U_{a0}), \quad 0 < U_{a0} < U_{a0\text{кр}}. \quad (2.2.6)$$

По аналогии с выражением (2.2.3), величину $U_{c0} - d U_{a0}$ называют управляющим напряжением сеточного тока.

Третья область, также больших сеточных токов, определяется при $U_{a0} < 0$ (область "3" на рис. 2.2.2). В этой области весь ток, эмиттируемый катодом, является сеточным.

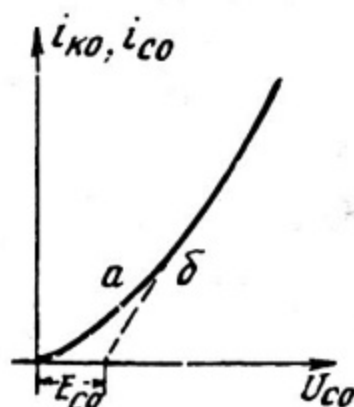


Рис. 2.2.3. Аппроксимация реальной характеристики (а) ломаной прямой (б)

Первую область называют недонапряженной, вторую и третью — перенапряженной. В соответствии с этим и режим работы лампы с малыми сеточными токами называют недонапряженным, а с большими токами — перенапряженным. Иногда работу лампы в третьей области называют сильно перенапряженным режимом.

Статические характеристики анодного тока можно найти, вычитая из катодного тока ток сетки:

$$i_{a0} = i_{k0} - i_{c0}.$$

Однако, прежде чем анализировать характеристики анодного тока, введем ряд допущений, существенно упрощающих их аналитическое представление.

Заменяем для этого реальную характеристику $i_{k0}(U_{c0})$ при $U_{a0} = 0$ ломаной прямой, как это показано на рис. 2.2.3. Такая аппроксимация возможна путем введения напряжения приведения E_{c0} . Подобная замена равно справедлива как для полного тока, так и для тока сетки во всей области, где справедливы выражения (2.2.3 и 2.2.6). При кусочно-линейной аппроксимации уравнения для катодного и сеточного токов запишутся в виде:

$$i_{k0} = S(U_{c0} + DU_{a0} - E_{c0}), \quad i_{k0} > 0 \quad (2.2.7)$$

$$i_{c0} = S(U_{c0} - dU_{a0} - E_{c0}), \quad 0 < i_{c0} < i_{k0}. \quad (2.2.8)$$

Назовем линией критического режима некоторую линию на статических характеристиках $i_{a0}(U_{a0})$ или $i_{a0}(U_{c0})$, разделяющую недонапряженный и перенапряженный режимы работы лампы. Эта линия соответствует совокупности точек, где сеточный ток становится близок к нулю.

При этом из (2.2.6) получим:

$$i_{c0} = S(U_{c0} - dU_{a0}) = 0,$$

и

$$d = U_{c0}/U_{a0}, \quad i_{c0} = 0. \quad (2.2.9)$$

Отсюда коэффициент d получает простую физическую трактовку, а именно: определяет то отношение между сеточным и анодным напряжениями, при котором сеточный ток резко возрастает от нулевого значения. В связи с этим, коэффициент d называют коэффициентом напряженности режима.

Уравнение для линии критического или граничного режима при кусочно-линейной аппроксимации найдем из (2.2.8), положив $i_{c0} = 0$,

$$U_{c0} - dU_{a0} - E_{c0} = 0$$

и подставляя найденное значение U_{c0} в уравнение катодного тока (2.2.7):

$$i_{k0} = i_{a0kp} = S(D+d)U_{a0} = S_{kp} U_{a0}. \quad (2.2.10)$$

Откуда

$$S_{kp} = S(D+d). \quad (2.2.11)$$

Используя полученные соотношения, легко построить линеаризованную характеристику лампы и определить по ней среднее значение основных параметров:

- крутизну характеристики анодного тока $S = \left. \frac{dI_{a0}}{dU_{c0}} \right|_{U_{a0} = \text{const}};$
- статический коэффициент усиления $\mu = \left. \frac{dU_{a0}}{dU_{c0}} \right|_{I_{a0} = \text{const}};$
- внутреннее сопротивление $R_i = \left. \frac{dU_{a0}}{dI_{a0}} \right|_{U_{c0} = \text{const}}; \quad (2.2.12)$
- крутизну критической линии $S_{kp} = \left. \frac{dI_{a0}}{dU_{a0}} \right|;$
- напряжение приведения $E_{c0}.$

Напомним, что проицаемость лампы $D = 1/\mu$, а между основными параметрами лампы существует простое соотношение:

$$\mu = S \cdot R_i.$$

Ниже, в качестве примера, построена линеаризованная характеристика триода ГИ-7Б, изображенная на рис. 2.2.4.

На первом этапе линеаризации обычно находят положение линии критического режима, аппроксимируя характеристики сеточного тока прямыми в области малых значений анодного напряжения $U_{a0} \approx 0$. Вид линий, полученных таким образом показан на рис. 2.2.4 толстыми штриховыми линиями. В соответствии с материалом, изложенным выше, аппроксимирующие характеристики сеточного тока должны быть эквидистантными параллельными линиями. Восстанавливая перпендикуляры из точек пересечения проведенных линий с осью абсцисс до кривых анодного тока с соответствующими значениями сеточного напряжения U_{c0} , найдем положения точек на линии критических режимов. Проведя через них прямую, получим искомую характеристику $I_{a0kp} = S_{kp} U_{a0}$, изображенную на рисунке толстой сплошной линией.

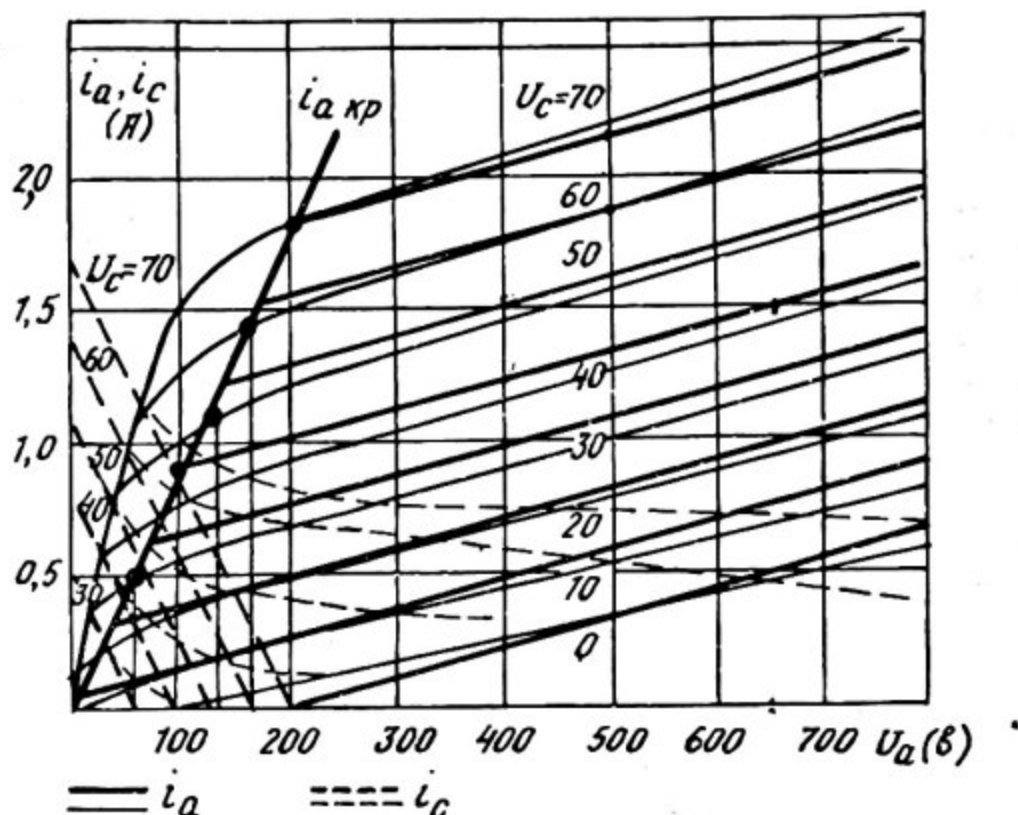


Рис. 2.2.4. Статические характеристики триода 6Д7Б
 — i_a ; --- i_c

Возможно и иное построение линии критических режимов. Для этого из семейства сеточных характеристик находят значения коэффициента напряженности режима d и, зная паспортное значение проницаемости лампы D , рассчитывают $S_{кр}$.

После этого строят аппроксимирующие линии для характеристик анодного тока, считая их параллельными и эквидистантными друг другу. Затем по приведенным определениям (2.2.12) находят крутизну характеристики S , внутреннее сопротивление R_i , статический коэффициент усиления μ и проницаемость лампы D . Напряжение приведения находят либо непосредственно из построений рис. 2.2.4, либо рассчитывают по соотношению:

$$E_{c0} = U_{c0} + D U_{a0} - \frac{i_{a0}}{S} \quad (2.2.13)$$

Помимо триодов в усилителях метрового диапазона часто используют многосеточные лампы тетроды и пентоды. Они обладают рядом преимуществ по сравнению с триодом. Во-первых, емкость между анодом и управляющей сеткой (C_{ac1}) меньше, чем в три-

оде в десятки и сотни раз. Это позволяет повысить устойчивость работы усилителя на высоких частотах.

Во-вторых, изменением напряжения на экранной сетке статические характеристики лампы можно сдвигать по оси абсцисс и тем самым реализовать работу усилителя в области отрицательных сеточных напряжений, т.е. значительно поднять коэффициент усиления по мощности.

Недостатком многосеточных ламп является сложность сопряжения их с колебательными системами в диапазонах высоких и сверхвысоких частот. Поэтому в диапазоне метровых волн пентоды используются редко, а тетроды, как правило, в схемах с общей сеткой. В последнее время разработаны тетроды, допускающие включение и по схеме с общим катодом, что дает ощутимый выигрыш в коэффициенте усиления по мощности.

Так же как и в триоде, в тетродах различают следующие токи: анодный i_{a0} , первой управляющей сетки i_{c01} , ток экранной (второй) сетки i_{c02} и суммарный ток с катода i_{k0} . Они связаны следующим соотношением

$$i_{k0} = i_{a0} + i_{c01} + i_{c02} \quad (2.2.14)$$

Различают два режима работы лампы: недонапряженный, когда токи сеток невелики и ток катода равен току анода $i_{a0} = i_{k0}$, и перенапряженный, когда токи сеток велики. При этом обычно ток экранной сетки значительно больше, чем управляющей, т.е.

$$i_{k0} = i_{a0} + i_{c02} \quad (2.2.15)$$

Аналогично рассмотренному выше в тетроде вводят следующие проницаемости сеток

$$D_1 = - \left(\frac{\Delta U_{c01}}{\Delta U_{a0}} \right)_{i_{k0} = \text{const}, U_{c02} = \text{const}} \quad (2.2.16)$$

$$D_2 = - \left(\frac{\Delta U_{c01}}{\Delta U_{c02}} \right)_{i_{k0} = \text{const}, U_{a0} = \text{const}} \quad (2.2.17)$$

которые определяют смещение характеристик суммарного тока вдоль оси U_{c01} .

Выражение для суммарного тока может быть записано в виде:

$$i_{k0} = S(U_{c01} + D_1 U_{a0} + D_2 U_{c02} - E_{c01}), \quad i_{k0} > 0, \quad (2.2.18)$$

где E_{c01} — напряжение приведения по первой сетке.

Поскольку в рабочем режиме лампы напряжение на экранной сетке поддерживают обычно постоянным (2.2.18), можно записать:

$$i_{k0} = S(U_{c01} + D_1 U_{a0} - E'_{c01}),$$

где $E'_{c01} = -D_2 U_{c02} + E_{c01}$.

Статические характеристики сеточного тока вводятся на основе тех же допущений, что и в триоде. В недонапряженной области i_{c01} получается равным нулю. В первой перенапряженной области:

$$i_{c01} = S(U_{c01} + d_2 U_{c02} - d_1 U_{a0} - E_{c01}) \quad i_{k0} > i_{c01} > 0. \quad (2.2.19)$$

Здесь: $d_1 = (\Delta U_{c01} / \Delta U_{a0}) i_{c01} = \text{const}, U_{c02} = \text{const}. \quad (2.2.20)$

$$d_2 = (\Delta U_{c01} / \Delta U_{c02}) i_{c01} = \text{const}, U_{a0} = \text{const}.$$

Для фиксированного значения U_{c02} , получим из (2.2.19):

$$i_{c01} = S(U_{c01} - d_1 U_{a0} - E''_{c01}), \quad (2.2.21)$$

где $E''_{c01} = d_2 U_{c02} + E_{c01}$ — напряжение приведения по сеточному току.

Статические характеристики анодного тока найдем аналогично вышеизложенному, вычитая i_{c01} из i_{k0} . Линия критического режима находится из условия $i_{c01} = 0$:

$$U_{c01} - d_1 U_{a0} - E''_{c01} = 0. \quad (2.2.22)$$

Подставляя значение U_{c01} из (2.2.22) в уравнение (2.2.19) и заменяя значения E'_{c01} и E''_{c01} их развернутыми выражениями, получим:

$$i_{akp} = S_{kp} U_{a0}, \quad i_{akp} > 0,$$

где $S_{kp} = S(D_1 + d_1)$.

Это совпадает с аналогичными выражениями для триода. Таким образом, процесс аппроксимации и линеаризации характеристик тетрода полностью совпадает с рассмотренным выше.

2.3. Эквивалентные схемы усилителей

Анализ усилительных устройств обычно проводится методом эквивалентных схем. Рассмотрим построение такой схемы на примере линейного резонансного усилителя, лампа которого включена по схеме с общим катодом (см. рис. 2.1.1).

Как было показано в работах М.А. Бонч-Бруевича, переменная составляющая анодного тока (i_a) лампы на резонансной частоте контура определяется следующим образом:

$$i_a = \frac{\mu U_c}{R_i + x_{zo}}, \quad (2.3.1)$$

где U_c — переменное напряжение сигнала на сетке, а x_{zo} — сопротивление контура.

Выражение (2.3.1) позволяет ввести в рассмотрение эквивалентную схему следующего вида, рис. 2.3.1. В этой схеме лампа заменена эквивалентным генератором с эдс, равной μU_c , не зависящей от тока i_a . В цепь генератора последовательно включены сопротивление нагрузки x_{zo} и внутреннее сопротивление лампы R_i . Такая схема получила название "последовательной".

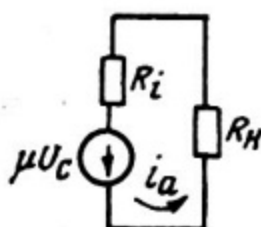


Рис. 2.3.1. Эквивалентная схема усилительного каскада (последовательная)

Помимо последовательной можно найти и параллельную эквивалентную схему. Действительно, заменяя величину μ , произведением SR_i , получим в (2.3.1):

$$i_a = \frac{SR_i U_c}{R_i + x_{zo}}. \quad (2.3.2)$$

Последнее выражение определяет ток i_a в параллельной схеме, вид которой представлен на рис. 2.3.2. Действительно, параллельное включение сопротивлений R_i и x_{zo} представим в виде:

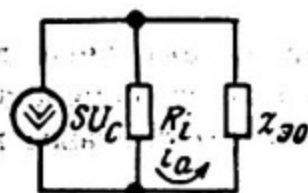


Рис. 2.3.2. Эквивалентная схема усилительного каскада (параллельная)

$$\frac{R_i z_{zo}}{R_i + z_{zo}}$$

Тогда эквивалентное падение напряжения на них будет равно

$$U = sU_c \frac{R_i z_{zo}}{R_i + z_{zo}}$$

При этом ток в цепи нагрузки окажется равным:

$$i_a = \frac{U}{z_{zo}} = \frac{sR_i U_c}{R_i + z_{zo}},$$

что совпадает с выражением (2.3.2).

Поскольку рассматриваемые усилители используются на высоких частотах, в эквивалентных схемах следует учесть междuelekтродные емкости лампы ($C_{ак}$, $C_{ас}$, $C_{ск}$). Индуктивности выводов электродов в метровом диапазоне для современных ламп пренебрежимо малы.

Вид последовательной и параллельной схем с учетом междuelekтродных емкостей приведен на рис. 2.3.3, а и б соответственно.

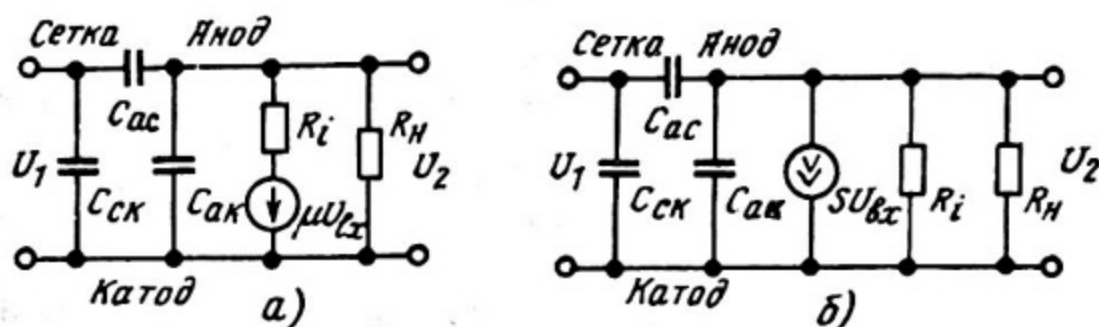


Рис. 2.3.3. Эквивалентные схемы усилительного каскада:
а – последовательная, б – параллельная

2.4. Анализ усилителя, использующего схему включения лампы с общим катодом

Исследуем параллельную схему усилителя с общим катодом (рис. 2.4.1), представляющую активный четырехполосник.

Для общности результатов не будем накладывать пока никаких ограничений на характер проводимостей тех или иных участков цепей между электродами лампы.

Токи, втекающие в четырехполюсник, считаются положительными. Направление тока эквивалентного генератора указано стрелкой.

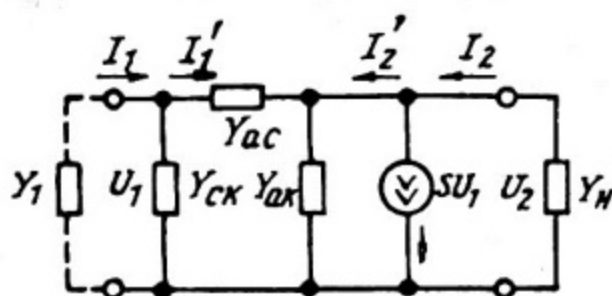


Рис. 2.4.1. Эквивалентная схема каскада с общим катодом

Удалим из схемы генератор тока, тогда для токов $\dot{I}'_1$ и $\dot{I}'_2$ четырехполюсник станет пассивен и соотношение между токами и напряжениями можно записать в виде:

$$\begin{aligned}\dot{I}'_1 &= Y_{11} \dot{U}_1 + Y_{12} \dot{U}_2 \\ \dot{I}'_2 &= Y_{21} \dot{U}_1 + Y_{22} \dot{U}_2\end{aligned}\quad (2.4.1)$$

Здесь Y_{11} , Y_{12} , Y_{21} и Y_{22} — элементы матрицы проводимости (Y).

Установим связь между элементами матрицы и параметрами эквивалентной схемы Y_{ck} , Y_{ac} , Y_{ak} . Для этого обратимся к режимам короткого замыкания на входе и выходе четырехполюсника.

Так для короткого замыкания на выходе, имеем $U_2 = 0$ и

$$\begin{aligned}\dot{I}'_1 &= Y_{11} \dot{U}_1 = (Y_{ck} + Y_{ac}) \dot{U}_1; \\ \dot{I}'_2 &= Y_{21} \dot{U}_1 = -Y_{ac} \dot{U}_1.\end{aligned}\quad (2.4.2)$$

Для случая короткого замыкания на входе $U_1 = 0$ и

$$\begin{aligned}\dot{I}'_1 &= Y_{12} \dot{U}_2 = -Y_{ac} \dot{U}_2; \\ \dot{I}'_2 &= Y_{22} \dot{U}_2 = (Y_{ak} + Y_{ac}) \dot{U}_2.\end{aligned}\quad (2.4.3)$$

Теперь из (2.3.4) и (2.3.5) имеем:

$$\begin{aligned}Y_{ck} + Y_{ac} &= Y_{11}; \\ Y_{ac} &= -Y_{12} = -Y_{21}; \\ Y_{ak} + Y_{ac} &= Y_{22}.\end{aligned}\quad (2.4.4)$$

Определим теперь токи активного четырехполосника

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= \dot{I}'_1; \\ \dot{I}_2 &= \dot{I}'_2 + S\dot{U}_1. \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

Используя полученные выражения, запишем соотношения для токов и напряжений активного четырехполосника:

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= (Y_{ac} + Y_{ck}) \dot{U}_1 - Y_{ac} \dot{U}_2; \\ \dot{I}_2 &= (S - Y_{ac}) \dot{U}_1 + (Y_{ak} + Y_{ac}) \dot{U}_2. \end{aligned} \quad (2.4.6)$$

Теперь легко найти соотношение между выходными и входным напряжениями цепи и тем самым определить коэффициент усиления каскада. Согласно рис. 2.4.1 на выходе четырехполосника включена нагрузка с проводимостью Y_H и $\dot{I}_2 = -Y_H \dot{U}_2$. При этом из второго уравнения (2.4.6) получим:

$$-Y_H \dot{U}_2 = (S - Y_{ac}) \dot{U}_1 + (Y_{ak} + Y_{ac}) \dot{U}_2.$$

Обозначив $\dot{U}_2/\dot{U}_1$ через k_y , будем иметь:

$$k_y = - \frac{S - Y_{ac}}{Y_{ak} + Y_{ac} + Y_H}. \quad (2.4.7)$$

Например, для низких частот, где проводимости межэлектродных емкостей пренебрежимо малы, найдем:

$$\begin{aligned} Y_{ac} &= 0, \quad Y_{ak} = 1/R_i, \quad Y_H = 1/R_H \quad \text{и} \\ k_y &= - \frac{SR_i R_H}{R_i + R_H} = - \frac{\mu R_H}{R_i + R_H}. \end{aligned} \quad (2.4.8)$$

Выражение (2.4.8) можно переписать и в другом виде:

$$k_y = - \frac{SR_H}{1 + R_H/R_i} = S_g R_H, \quad (2.4.9)$$

где $S_g = \frac{S}{1 + R_H/R_i}$ — крутизна динамической характеристики анодного тока. Знак минус в выражении (2.4.9) означает, что напряжение на выходе каскада с общим катодом противофазно напряжению на входе.

Из первого уравнения (2.4.6) можно найти и входную проводимость каскада, определив ее как отношение $\dot{I}_1/\dot{U}_1$:

$$Y_{\text{вх}} = Y_{\text{сх}} + (1 - k_y) Y. \quad (2.4.10)$$

Считая, что $Y_{\text{сх}} = j\omega C_{\text{сх}}$, $Y_{\text{ас}} = j\omega C_{\text{ас}}$, а значение k_y определено в (2.4.8), получим из (2.4.10):

$$Y_{\text{вх}} = j\omega \left[C_{\text{сх}} + C_{\text{ас}} \left(1 + \frac{\mu}{1 + R_i G_H + j R_i B_H} \right) \right].$$

Здесь G_H и B_H соответственно активная и реактивная составляющие проводимости нагрузки.

Преобразуя последнее выражение, получим

$$Y_{\text{вх}} = G_{\text{вх}} + j B_{\text{вх}}, \quad (2.4.11)$$

где:
$$G_{\text{вх}} = \omega C_{\text{ас}} \frac{\mu R_i B_H}{(1 + R_i G_H)^2 + R_i^2 B_H^2};$$

$$B_{\text{вх}} = \omega \left[C_{\text{сх}} + C_{\text{ас}} \left(1 + \mu \frac{1 + R_i G_H}{(1 + R_i G_H)^2 + R_i^2 B_H^2} \right) \right].$$

Из приведенного выражения видно, что входная проводимость каскада усилителя имеет как активный, так и реактивный компонент. Причем характер реактивного компонента емкостной, а знак активного компонента зависит от знака реактивности нагрузки (B_H). В частности, активная составляющая при индуктивном характере нагрузки становится отрицательной, что при известных условиях (см. Приложение 1) может привести усилитель в режим автоколебаний.

При активной нагрузке входная проводимость оказывается существенно емкостной и по величине значительно больше $\omega C_{\text{сх}}$.

2.5. Схема усилителя с общей сеткой и ее анализ

Схема усилителя с общей сеткой и его эквивалентная схема изображены на рис. 2.5.1, а и б. Связь токов и напряжений для пассивного четырехполосника получим, как и ранее, в виде:

$$\begin{aligned} \dot{I}'_1 &= Y_{11} \dot{U}_1 + Y_{12} \dot{U}_2; \\ \dot{I}'_2 &= Y_{21} \dot{U}_1 + Y_{22} \dot{U}_2, \end{aligned} \quad (2.5.1)$$

где Y_i — элементы матрицы проводимостей.

Для нахождения связи этих элементов с проводимостями эквивалентной схемы, рассмотрим случай короткого замыкания на входе и выходе четырехполосника.

При коротком замыкании на выходе $U_2 = 0$ и

$$\dot{I}'_1 = Y_{11} \dot{U}'_1 = (Y_{ac} + Y_{ck}) \dot{U}'_1 ; \quad (2.5.2)$$

$$\dot{I}'_2 = Y_{21} \dot{U}'_1 = -Y_{ak} \dot{U}'_1 .$$

Для короткого замыкания на входе, имеем

$$\dot{I}'_1 = Y_{12} \dot{U}'_2 = -Y_{ak} \dot{U}'_2 ; \quad (2.5.3)$$

$$\dot{I}'_2 = Y_{22} \dot{U}'_2 = (Y_{ac} + Y_{ak}) \dot{U}'_2 .$$

Из (2.5.2) и (2.5.3) получим:

$$Y_{11} = Y_{ck} + Y_{ak} ; \quad (2.5.4)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -Y_{ak} ;$$

$$Y_{22} = Y_{ac} + Y_{ak} .$$

Для токов активного четырехполосника из схемы рис. 2.5.1, имеем:

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= \dot{I}'_1 + S \dot{U}'_1 ; \\ \dot{I}_2 &= \dot{I}'_2 - S \dot{U}'_1 . \end{aligned} \quad (2.5.5)$$

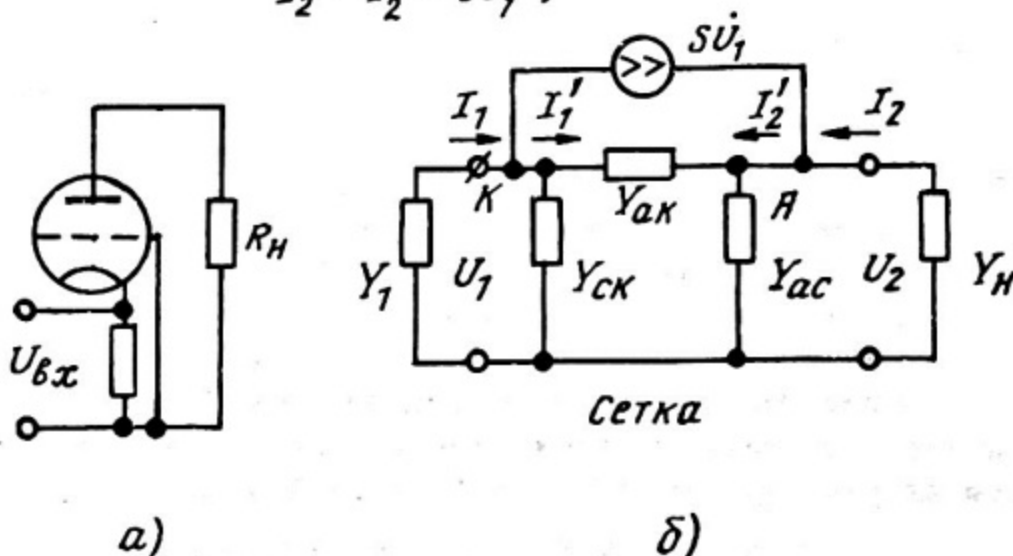


Рис. 2.5.1. Схема усилителя с общей сеткой

Теперь с учетом (2.5.4) для токов $\dot{I}_1$ и $\dot{I}_2$ получим:

$$\begin{aligned} \dot{I}_1 &= (Y_{ck} + Y_{ak} + s) \dot{U}_1 - Y_{ak} \dot{U}_2; \\ \dot{I}_2 &= (-s - Y_{ak}) \dot{U}_1 + (Y_{ac} + Y_{ak}) \dot{U}_2. \end{aligned} \quad (2.5.6)$$

Последнее соотношение позволяет определить коэффициент усиления $k_y = \dot{U}_2 / \dot{U}_1$ и входную проводимость $Y_{bx} = \dot{I}_1 / \dot{U}_1$. Заменяя, как и прежде, $\dot{I}_2$ через $-Y_H \dot{U}_2$ из второго уравнения (2.5.6) получим:

$$k_y = \frac{Y_{ak} + s}{Y_{ak} + Y_{ac} + Y_H}, \quad (2.5.7)$$

а из первого уравнения (2.5.6):

$$Y_{bx} = s + Y_{ck} + (1 - k_y) Y_{ak}. \quad (2.5.8)$$

В тех же условиях, что и ранее, оценим величины k_y и Y_{bx} . В условиях сравнительно низких частот:

$$k_y = \frac{s + 1/R_i}{1/R_i + 1/R_H} = \frac{(\mu + 1) R_H}{R_H + R_i}. \quad (2.5.9)$$

Входная проводимость имеет комплексный характер, причем реактивный компонент является емкостью:

$$C_{bx} = C_{ck} + (1 - k_y) C_{ak}, \quad (2.5.10)$$

а активный компонент:

$$G_{bx} = S. \quad (2.5.11)$$

Сравнение рассмотренных схем с общей сеткой и общим катодом показывает, что коэффициенты усиления по напряжению их практически одинаковы (в схеме с общей сеткой входной сигнал суммируется с выходным), в то же время входная емкость схемы с общей сеткой значительно меньше, что и обуславливает большую устойчивость работы каскада на высоких частотах. Нужно также иметь в виду, что в схеме с общей сеткой появляется активная входная проводимость значительной величины.

2.6. Линейный резонансный усилитель

Рассмотрим использование усилительных систем в диапазонах высоких частот. В качестве первого примера исследуем линейный усилитель, работающий с малыми сеточными токами. Подоб-

ные системы часто применяют во входных каскадах мощных усилителей. В качестве ламп в этих устройствах наиболее часто используют тетроды, включенные по схеме с общим катодом или триоды по схеме с общей сеткой. Иногда такой каскад, обладающий малым воздействием анодной цепи на сеточную называют буферным.

Схема каскада линейного усилителя высокой частоты на триоде, собранного по схеме с общим катодом, приведена на рис. 2.1.1.

Эквивалентная схема этого каскада рассмотрена в разделе 2.4, где было показано, что коэффициент усиления определяется выражением 2.4.7.

$$k_y = - \frac{S - Y_{ac}}{Y_H + Y_{ak} + Y_{ac}}$$

В этом выражении на высоких частотах следует учесть влияние межэлектродных емкостей лампы:

$$\begin{aligned} Y_{ac} &= j\omega C_{ac}; \\ Y_{ak} &= 1/R_i + j\omega C_{ak}. \end{aligned} \quad (2.6.1)$$

Проводимость нагрузки, включенной в анодную цепь лампы, запишем в общем виде через активную и реактивную составляющие:

$$Y_H = G_H + jB_H. \quad (2.6.2)$$

Влиянием разделительных и блокирующих емкостей на высоких частотах можно пренебречь.

Рассмотрим знаменатель выражения коэффициента усиления

$$Y_H + Y_{ak} + Y_{ac} = G_H + jB_H + 1/R_i + j\omega C_{ak} + j\omega C_{ac} = G + jB. \quad (2.6.3)$$

Считая, что сопротивление полезной нагрузки чисто активно, величину G представим в виде:

$$G = G_K + G'_H + G_i, \quad (2.6.4)$$

где G_K — собственная активная проводимость контура, определяемая омическими потерями в колебательной системе, а $G'_H = \frac{1}{n^2 R_H}$ — трансформированное значение сопротивления полезной нагрузки; n — коэффициент трансформации, а $G_i = 1/R_i$.

Величина B_H с этой же точки зрения может быть представлена как:

$$B_H = \omega C_K - \frac{1}{\omega L_K}. \quad (2.6.5)$$

Теперь (2.6.3) можно преобразовать к виду:

$$Y_H + Y_{ak} + Y_{ac} = G + j(\omega C_j - \frac{1}{\omega L_j}), \quad (2.6.6)$$

где эквивалентная емкость с учетом (2.6.5), (2.6.1) выразится в виде:

$$C_j = C_k + C_{ak} + C_{ac},$$

а эквивалентная индуктивность $L_j = L_k$.

Колебательная система в анодной цепи с учетом нагрузки паразитными параметрами лампы и полезной нагрузки имеет резонансную частоту ω_0 , определяемую формулой $\omega_0 = (L_j C_j)^{-1/2}$.

На частотах вблизи резонанса полную проводимость (2.6.6) можно приближенно представить в виде:

$$Y_H + Y_{ak} + Y_{ac} = G(1 + ja_H), \quad (2.6.7)$$

где обобщенная расстройка нагруженной системы согласно (1.5.5) равна $a_H = \frac{2Q_H \Delta\omega}{\omega_0}$, а добротность $Q_H = \omega C_j / G$.

Числитель выражения для коэффициента усиления преобразуем к виду:

$$S - Y_{ac} = S - j\omega C_{ac} = S(1 - \frac{j\omega C_{ac}}{S}) = S(1 - j\tau), \quad (2.6.8)$$

где $\tau = \omega C_{ac} / S$.

Тогда выражение для коэффициента усиления примет следующий вид:

$$k_y = \frac{S\sqrt{1+\tau^2} R_{jn}}{\sqrt{1+a_H^2}} e^{j\varphi}, \quad (2.6.9)$$

где $R_j = 1/G$ — эквивалентное сопротивление нагруженной резонансной системы, а φ — аргумент комплексного коэффициента усиления:

$$\varphi = \pm \pi - \arctg \tau - \arctg a_H. \quad (2.6.10)$$

Поскольку R_j в свою очередь зависит от коэффициента трансформации нагрузки в контур, можно найти оптимальное значение коэффициента трансформации, при котором коэффициент усиления имеет наибольшее значение:

$$n = \left(\sqrt{\frac{x_{jo}}{R_H(1+x_{jo}/R_i)}} \right)^{-1}. \quad (2.6.11)$$

Здесь $\chi_{\text{н}}$ эквивалентное сопротивление ненагруженной резонансной системы на резонансной частоте $\chi_{\text{н0}} = 1/G_K$.

Заметим также, что при непосредственной связи нагрузки с контуром, выражение (2.6.9) часто записывают в приближенном виде, не учитывая реакцию сеточной цепи на изменение анодного напряжения:

$$k_y \approx \frac{S \rho \theta_n}{\sqrt{1 + a_n^2}} e^{j\varphi}. \quad (2.6.12)$$

Выражение (2.6.9) показывает, что модуль коэффициента усиления в полосе частот изменяется также, как и резонансная характеристика нагруженной анодной колебательной системы, имея полосу пропускания $a_n = \pm 1$. Поскольку в мощных усилителях обычно содержится ряд каскадов, следует оценить изменение полосы пропускания в m -каскадном усилителе.

Считая каскады идентичными, модуль его коэффициента усиления можно записать в виде:

$$k_{y(m)} = (k_{y1})^m. \quad (2.6.13)$$

Откуда для полосы пропускания получим следующее условие:

$$a_m = \pm \sqrt[m]{\sqrt{2} - 1}. \quad (2.6.14)$$

Таблица иллюстрирует изменение относительной полосы пропускания a_m/a_1 для ряда значений m :

Таблица 2.6.1

m	1	2	3	4	5
a_m/a_1	1	0,64	0,5	0,42	0,39

Данные таблицы показывают, что полоса пропускания многокаскадного усилителя значительно сужается, и устройство становится узкополосным. Для сохранения заданной ширины полосы (или для ее расширения) можно применять различные способы, например, уменьшать добротность резонансной системы, применять систему связанных контуров и т.д.

2.7. Полосовые усилители

В ряде практических случаев возникает необходимость усиления сигналов, занимающих относительно широкую полосу частот. В этом случае вместо резонансных используются так называемые полосовые усилители.

Рассмотрим схему полосового усилителя, использующего в качестве анодной нагрузки систему двух связанных контуров (рис. 2.7.1).

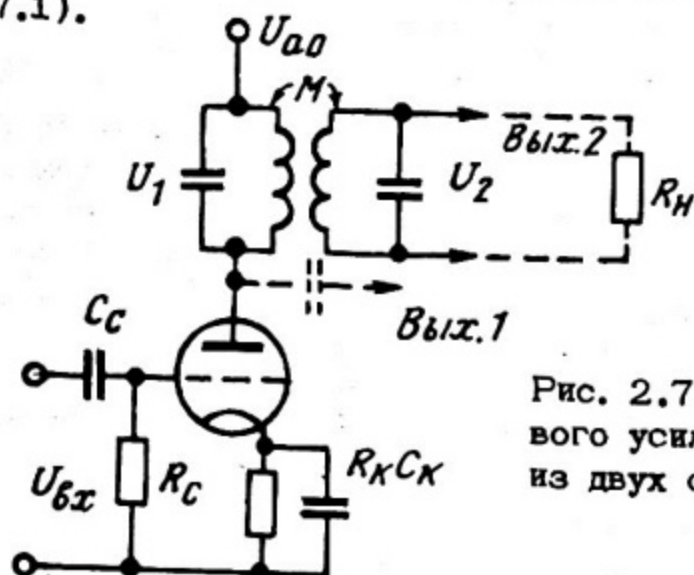


Рис. 2.7.1. Схема полосового усилителя с системой из двух связанных контуров

Как видно из рисунка, эта система близка к обычному резонансному усилителю, однако усиленный сигнал здесь можно снять как с первого, так и со второго контура системы (выход 1 и выход 2).

Наиболее часто используется схема с выходом 2, когда напряжение снимается со 2-го контура настроенной системы. Найдем для этого случая коэффициент усиления каскада k_y .

В пределах полосы пропускания выходное напряжение можно найти через ток второго контура I_2 и характеристическое сопротивление ρ :

$$\dot{U}_{\text{вых}} = \pm j\rho \dot{I}_2. \quad (2.7.1)$$

Заменяя теперь значение тока $\dot{I}_2$ через ЭДС первого контура $\dot{E}$ и параметры системы, согласно формуле (1.11.3) получим для случая $Q_1 = Q_2 = Q$ и $r_{11} = r_{22}$:

$$\dot{U}_{\text{вых}} = \pm j\rho \frac{\dot{E}}{2_{11}} \frac{kQ}{(1+jQ)^2 + k^2 Q^2}. \quad (2.7.2)$$

Последовательно включенную ЭДС $\mathcal{E}$ первого контура выразим через ток первого контура. В середине полосы пропускания

$$\mathcal{E} = I_1 \cdot 2r_{11}. \quad (2.7.3)$$

В свою очередь, ток первого контура легко связать с переменной составляющей анодного тока лампы (ток в неразветвленной части контура)

$$I_1 = i_a Q_H, \quad (2.7.4)$$

где $Q_H = \rho / 2r_{11}$ — эквивалентная добротность первого контура при оптимальной связи.

Поскольку в первом приближении (например, для пентодов) анодный ток ламп выражается в эквивалентной схеме через входное напряжение и динамическую крутизну, запишем:

$$i_a = S_g U_{gx}. \quad (2.7.5)$$

Наконец, комбинируя (2.7.5, 2.7.4, 2.7.3) с (2.7.1) получим:

$$k_y = \frac{S_g \rho k a}{\sqrt{a^4 + 2a^2(1 - k^2 a^2) + (1 + k^2 a^2)^2}} e^{j\varphi}. \quad (2.7.6)$$

Заметим, что при настройке резонансной системы на максимальную ширину полосы пропускания ($ka = 2,41$) коэффициент усиления каскада снижается вдвое ($k_y = \frac{S_g \rho a}{2}$) при расширении полосы в 3,1 раза по сравнению с обычным одиночным контуром. Это и обеспечивает определенное преимущество полосовых систем. Вместе с тем, следует иметь в виду, что в диапазоне метровых волн конструкция системы из двух контуров закрытого типа (коаксиального, полоскового и т.д.) оказывается весьма сложной и технически малоприменимой. Поэтому для расширения полосы пропускания резонансного усилителя применяют более эффективный способ конструирования устройств из двух каскадов со взаимно-расстроенными контурами. Пример такого устройства дан на рис. 2.7.2. Оно состоит из двух идентичных каскадов, на триодах или тетрадах, в анодную цепь которых включены контуры с собственными частотами ω_{01} и ω_{02} , смещенными на равную величину $\pm \Delta\omega$ относительно средней частоты сигнала ω_0 .

Обобщенная расстройка первого и второго каскадов в соответствии с этим могут быть записаны в следующем виде:

$$a_1 = a + \Delta a \quad (2.7.7)$$

$$a_2 = a - \Delta a,$$

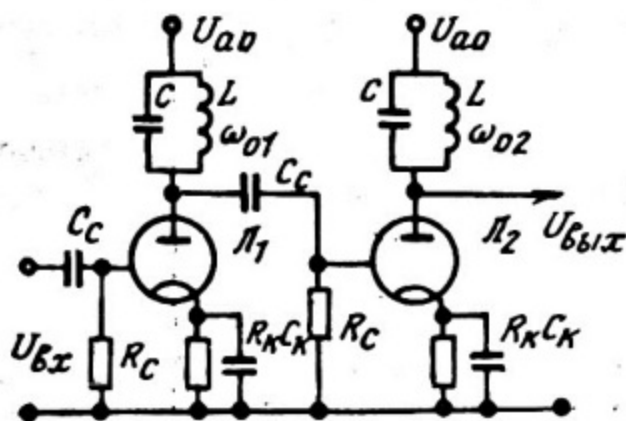


Рис. 2.7.2. Схема двухкаскадного усилителя со взаимнорасстроенными контурами

где a — обобщенная расстройка относительно средней частоты сигнала ω_0 :

$$a = \frac{2Q\Delta\omega}{\omega_0}, \quad (2.7.8)$$

а Δa — эквивалентная обобщенная расстройка собственных частот контуров, относительно частоты ω_0 :

$$\Delta a = \frac{2Q(\omega_{01} - \omega_0)}{\omega_0} = \frac{2Q(\omega_0 - \omega_{02})}{\omega_0}. \quad (2.7.9)$$

Коэффициент усиления двухкаскадного усилителя приближенно может быть записан в виде:

$$k_y = k_{y1} k_{y2} = \frac{(SpQ)^2}{\sqrt{(1 + (a + \Delta a)^2)(1 + (a - \Delta a)^2)}}. \quad (2.7.10)$$

Преобразуя знаменатель (2.7.10), получим:

$$k_y = \frac{(SpQ)^2}{\sqrt{a^4 + 2a^2(1 - \Delta a^2) + (1 + \Delta a^2)^2}}. \quad (2.7.11)$$

Сравнивая выражение (2.7.11) с выражением для коэффициента усиления полосового усилителя (2.7.6), приходим к выводу о том, что величина расстройки собственных частот каскадов Δa эквивалентна по своему содержанию произведению kQ , определяющему глубину связи системы связанных контуров.

Анализ полосовых свойств устройства легко выполняется теми же методами, что и системы связанных контуров. Легко показать, что в условиях максимальной полосы пропускания, когда $\Delta a = 2,41$, коэффициент усиления устройства равен:

$$k_y = \frac{(5\rho a)^2}{2\Delta a} \quad (2.7.12)$$

Полоса пропускания при этом $a = \pm 3,1$. Таким образом, и в этом случае имеется значительный выигрыш в полосе пропускания устройства.

2.8. Усилители мощности. Нелинейное усиление

Рассмотренные выше усилители работали в режиме колебаний первого рода, когда используется лишь линейная часть вольт-амперной характеристики лампы. В этих условиях входное напряжение обычно невелико.

Усиление сигналов в линейном режиме характеризуется малым значением КПД, под которым понимают отношение выходной (полезной) мощности к мощности, потребляемой от источника питания:

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{U_a i_a}{U_{a0} I_{a0}}, \quad (2.8.1)$$

Для маломощных каскадов, потребляющих от источника питания незначительную мощность, это обстоятельство несущественно. Для мощных же каскадов КПД анодной цепи определяет, в первую очередь, уровень достижимой выходной мощности, так как при низком значении КПД рассеяние мощности на аноде лампы может превзойти допустимую для лампы величину, несмотря на принудительное интенсивное охлаждение анодной системы.

Таким образом, для мощных выходных каскадов усилителя необходим достаточно высокий КПД. Он достигается, когда лампа работает во втором или третьем режиме колебаний, причем используется полный раствор анодно-сеточной характеристики лампы. Преобразование входного напряжения в изменение анодного тока в этом режиме уже не будет линейным. Рис. 2.8.1 иллюстрирует работу электронной лампы в режиме колебаний 2-го рода.

Отметим основные особенности этого режима. Как видно из построения, напряжение смещения на сетке лампы U_{c0} выбирают достаточно большим, сравнимым или даже большим напряжения

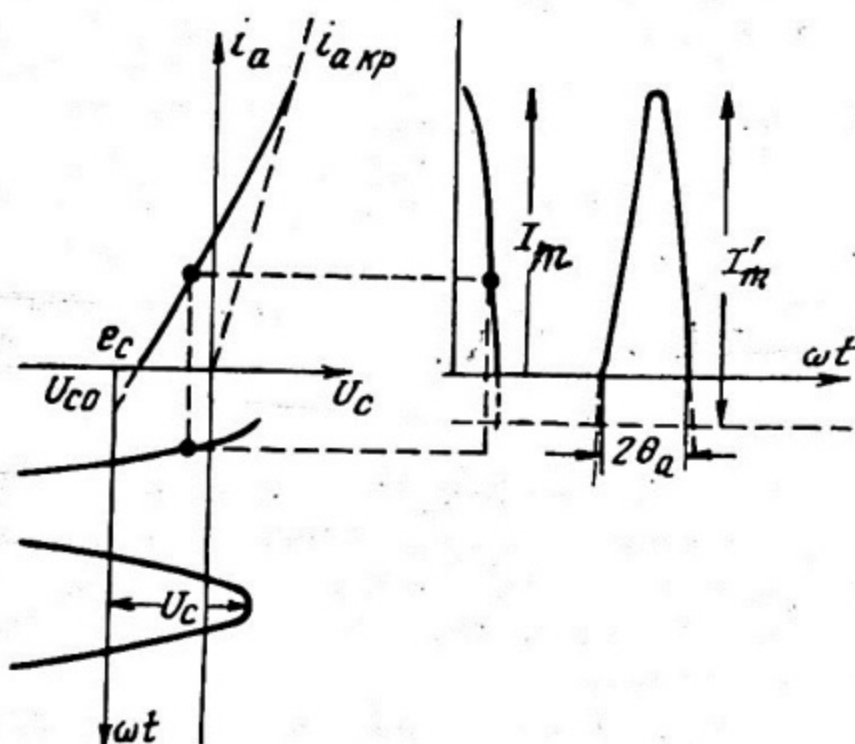


Рис. 2.8.1. К анализу режима колебаний 2-го рода

запирания лампы $e_c = -DU_{a0}$. Амплитуда сеточного напряжения U_c также велика, но не превосходит критического значения (линии критических режимов на рисунке). При этом в анодной цепи лампы протекают периодические импульсы анодного тока синусоидальной формы. Угловая продолжительность такого импульса оценивается величиной θ_a , называемой углом отсечки импульса анодного тока.

Запишем выражение для мгновенного значения тока в цепи анода

$$i_a(\omega t) = I'_m \cos \omega t - I'_m \cos \theta_a = I'_m (\cos \omega t - \cos \theta_a), \quad (2.8.1)$$

$$i_a \geq 0.$$

Здесь I'_m — фиктивная величина амплитуды импульса анодного тока.

Если реальная амплитуда усеченного косинусоидального импульса равна I_m , то

$$i_a(0) = I_m = I'_m (1 - \cos \theta_a) \quad (2.8.2)$$

и фиктивная величина тока I'_m , выраженная через его реальное значение будет равна:

$$I'_m = \frac{I_m}{1 - \cos \theta_a} \quad (2.8.3)$$

При этом (2.8.1) переписывается в виде:

$$i_a(\omega t) = \frac{I_m}{1 - \cos \theta_a} (\cos \omega t - \cos \theta_a), \quad i_a \geq 0. \quad (2.8.4)$$

Для удобства проведения дальнейшего анализа представим (2.8.4) в виде набора гармонических составляющих:

$$i_a(\omega t) = I_{a0} + I_{a1} \cos \omega t + I_{a2} \cos 2\omega t + \dots, \quad (2.8.5)$$

где I_{a0} — амплитуда постоянной составляющей, а $I_{a1}, I_{a2} \dots I_{an}$ — соответственно амплитуды гармоник. Используя методы разложения Фурье, найдем:

$$\begin{aligned} I_{a0} &= \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_a} i_a(\omega t) d\omega t = \frac{1}{\pi} \int_0^{\theta_a} \frac{I_m}{1 - \cos \theta_a} (\cos \omega t - \cos \theta_a) d\omega t = \\ &= \frac{I_m}{\pi(1 - \cos \theta_a)} (\sin \theta_a - \theta_a \cos \theta_a); \end{aligned} \quad (2.8.6)$$

$$\begin{aligned} I_{a1} &= \frac{2}{\pi} \int_0^{\theta_a} i_a(\omega t) \cos \omega t d\omega t = \\ &= \frac{I_m}{\pi(1 - \cos \theta_a)} (\theta_a - \sin \theta_a \cos \theta_a). \end{aligned} \quad (2.8.7)$$

И для любой гармоники с номером n :

$$I_{an} = \frac{2I_m}{\pi(1 - \cos \theta_a)} \frac{\sin \theta_a \cos n\theta_a - n \cos \theta_a \sin \theta_a}{n(n^2 - 1)}. \quad (2.8.8)$$

Введем в рассмотрение нормированные амплитуды гармоник или, как их часто называют, функции угла отсечки (функции Берга):

$$\alpha_n = \frac{I_{an}}{I_m} = \frac{\sin \theta_a - \theta_a \cos \theta_a}{\pi(1 - \cos \theta_a)}; \quad (2.8.9)$$

$$\alpha_1 = \frac{I_{a1}}{I_m} = \frac{\theta_a - \sin \theta_a \cos \theta_a}{\pi (1 - \cos \theta_a)}; \quad (2.8.10)$$

$$\gamma_1 = \frac{I_{a1}}{I_{a0}} = \frac{\theta_a - \sin \theta_a \cos \theta_a}{\sin \theta_a - \theta_a \cos \theta_a}. \quad (2.8.11)$$

Аналогично находятся функции $\alpha_2 \dots \alpha_n$ и $\gamma_2 \dots \gamma_n$ для высших гармонических составляющих. Вид функций угла отсечки приведен на рис. 2.8.2.

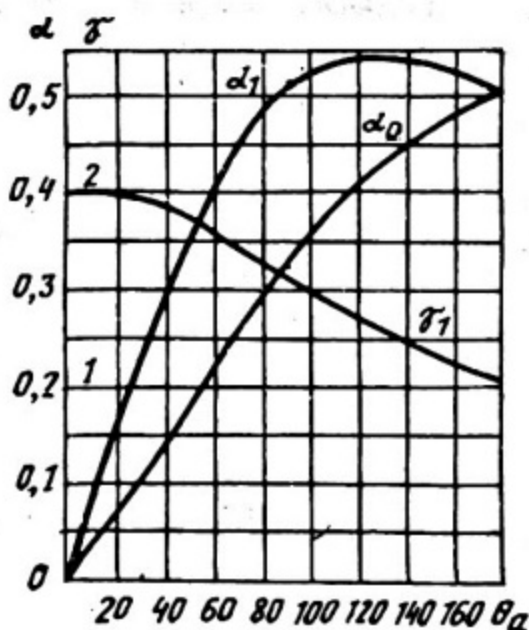


Рис. 2.8.2. Функция угла отсечки импульса анодного тока

Наличие высших гармонических составляющих тока позволяет помимо усиления на основной гармонике получать и умножение частоты. Для этого достаточно анодный контур настроить на частоту, кратную частоте входного сигнала.

Введение функций угла отсечки позволяет описать работу нелинейного усилителя в рамках так называемой квазилинейной теории.

Запишем выражение анодного тока триода в зависимости от напряжения на электродах для линеаризованной системы характеристик в недонапряженном режиме.

$$i_a(\omega t) = S[E_c(\omega t) - E_{c0} + DE_a(\omega t)]. \quad (2.8.12)$$

Здесь $E_c(\omega t) = -U_{c0} + U_c \cos \omega t$ — полное напряжение на сетке, а

$E_a(\omega t) = U_{a0} - U_a \cos \omega t$ — полное напряжение на аноде с учетом сдвига фазы между сеточным и анодным напряжениями.

Тогда (2.8.12) перепишется в виде:

$$i_a(\omega t) = S[U_{c0} + DU_{a0} - E_{c0} + (U_c - DU_a) \cos \omega t]. \quad (2.8.13)$$

При $\omega t = \theta_a$ анодный ток становится равным нулю

$$i_a(\theta_a) = 0 = S[U_{c0} + DU_{a0} - E_{c0} + (U_c - DU_a) \cos \theta_a]. \quad (2.8.14)$$

Вычитая из (6.7.13) уравнение (6.7.14), получим:

$$i_a(\omega t) = S(U_c - DU_a)(\cos \omega t - \cos \theta_a), \quad i_a \geq 0. \quad (2.8.15)$$

При $\omega t = 0$ анодный ток достигнет максимума I_{am} :

$$i_a(0) = I_m = S(U_c - DU_a)(1 - \cos \theta_a). \quad (2.8.16)$$

Поскольку согласно (6.7.10) $I_{a1} = I_{am} \alpha_1$, из (2.8.15) следует:

$$I_{a1} = S \alpha_1 (1 - \cos \theta_a) (U_c - DU_a) \quad (2.8.17)$$

или

$$I_{a1} = S_{cp} (U_c - DU_a), \quad (2.8.18)$$

где $S_{cp} = S \alpha_1 (1 - \cos \theta_a)$ — средняя крутизна характеристики лампы в недонапряженном режиме.

Выражение (2.8.18) показывает, что первая гармоника анодного тока линейно связана с управляющим напряжением через среднюю крутизну лампы, зависящую лишь от угла отсечки импульса анодного тока. Это позволяет рассматривать процессы в нелинейном режиме так же, как и в обычном линейном, если оперировать не с мгновенным значением полного тока $i_a(\omega t)$, а лишь с первой его гармоникой.

Заметим, что угол отсечки импульса анодного тока легко находится из уравнения (2.8.14):

$$\cos \theta_a = \frac{U_{c0} + E_{c0} - DU_{a0}}{U_c - DU_a}. \quad (2.8.19)$$

Полученные формулы являются основными для расчета режима работы усилительной лампы и будут широко использоваться в дальнейшем.

Найдем, например, важнейшие соотношения для коэффициента усиления и КПД нелинейного усилителя.

Приближенные выражения для коэффициента усиления по напряжению легко получить, аналогично формуле (2.6.16), используя введенную величину средней крутизны:

$$k_y(U) = \frac{S_{cp} \beta Q_H}{\sqrt{1 + a_H^2}} e^{j\varphi}, \quad (2.8.20)$$

где Q_H — нагруженная добротность анодного контура.

При учете влияния анодной цепи на сеточную, можно получить выражение вида:

$$k_y(U) = \frac{\mu R_{\Sigma 0}}{R_{i\text{cp}} + R_{\Sigma 0}}, \quad (2.8.21)$$

где $R_{i\text{cp}} = \mu / S_{cp}$ — среднее значение внутреннего сопротивления лампы, а $R_{\Sigma 0}$ — эквивалентное сопротивление анодной цепи при резонансе.

Помимо найденного значения коэффициента усиления по напряжению в нелинейном усилителе важен также коэффициент усиления по мощности, представляющий отношение мощности на выходе к мощности на входе лампы:

$$k_y(P) = P_{\text{вых}} / P_{\text{вх}}. \quad (2.8.22)$$

Значения $P_{\text{вых}}$ и $P_{\text{вх}}$ найдем из следующих соотношений:

$$P_{\text{вых}} = \frac{U_{\text{вых}} I_{a1}}{2}; \quad P_{\text{вх}} = \frac{U_{\text{сг}} I_{c1}}{2},$$

где I_{a1} и I_{c1} — соответственно первые гармоники анодного и сеточного токов.

При этом (2.8.22) преобразуется к виду:

$$k'_y(P) = \frac{U_{\text{вых}}}{U_{\text{сг}}} \frac{I_{a1}}{I_{c1}} = k'_y(U) I_{a1} / I_{c1}. \quad (2.8.23)$$

Величина первой гармоники сеточного тока в недонапряженном режиме вычисляется по формуле, аналогичной (2.8.7), т.е. через угол отсечки импульса сеточного тока

$$I_{c1} = I_{cm} \alpha_1. \quad (2.8.24)$$

Величину I_{cm} можно найти либо из статических реальных характеристик лампы, через известную крутизну сеточного тока:

$$I_{cm} = S_c (U_c - U_{c0}),$$

либо на основании следующих эмпирических данных:

для триодов: $I_{cm} = 0,2 I_{am};$

для тетродов: $I_{cm} = 0,11 I_{am}.$

Угол отсечки импульса сеточного тока, входящий в функцию, находят из следующего очевидного соотношения:

$$\cos \theta_c = U_{c0} / U_c. \quad (2.8.25)$$

Теперь величину КПД анодной цепи лампы можно представить следующим образом:

$$\eta = \frac{P_{вых}}{P} = \frac{1}{2} \frac{I_{a1} U_a}{I_{a0} U_{a0}}. \quad (2.8.26)$$

Поскольку отношение $I_{a1} / I_{a0} = \gamma$, а отношение U_a / U_{a0} называют коэффициентом использования напряжения ξ , формулу (2.8.26) можно переписать в виде:

$$\eta = 0,5 \gamma \xi. \quad (2.8.27)$$

Как видно из последней формулы, максимальное значение КПД существенно зависит от выбора угла отсечки импульса анодного тока ($\gamma(\theta_a)$) и коэффициента использования напряжения ξ . Наибольшее значение функции $\gamma(\theta)$ согласно формуле (2.8.11) и графикам рис. 2.8.2 соответствует θ_a близким к нулю. Вместе с тем, выходная мощность усилителя, пропорциональная первой гармонике анодного тока, определяется функцией α , которая при $\theta_a \rightarrow 0$, также стремиться к нулю. Таким образом, условия максимального КПД и максимального уровня выходной мощности не совпадают и в реальном случае приходится выбирать режим работы лампы путем компромисса. Обычно величину угла отсечки θ_a принимают в пределах $60^\circ - 120^\circ$, сохраняя достаточно высокий уровень выходной мощности при приемлемом значении КПД. Величину коэффициента использования напряжения следует выбирать возможно большей, не переходя при этом критического значения $\xi_{кр}$, которое определяется на границе перехода из недонапряженного в перенапряженный режим. Используя выражение (2.2.10) для тока в критическом режиме $i_{акр} = S_{кр} e_a$ и понимая под e_a разность между напряжением источника питания и напряжением на контуре $U_{a0} - U_a$, получим после несложных преобразований

$$\xi_{кр} = 1 - \frac{I_m}{S_{кр} U_{a0}}. \quad (2.8.28)$$

В теории усилителей доказывается, что выбор величины $\xi \approx \xi_{кр}$ определяют условия близкие к получению максимальной выходной

мощности. Таким образом, оптимальный режим работы лампы следует подбирать близким к критическому.

2.9. Методика инженерного расчета усилителя в критическом режиме

Рассмотрим инженерную методику расчета каскада усилителя, работающего в критическом режиме, где достигаются оптимальные энергетические условия.

Обычно при расчете бывает известна или задана выходная мощность в нагрузке и требуется определить тип лампы и ее режим. В более редких случаях возникает вопрос расчета оптимального режима для заданного типа лампы, т.е. необходимо определить выходную мощность каскада. В первом случае говорят о расчете каскада на заданную мощность, а во втором о расчете на полное использование лампы. Методы расчета в том и другом случае мало чем отличаются друг от друга и могут быть рассмотрены параллельно.

Предположим, требуется произвести расчет на заданную мощность P_H . Задаваясь КПД контура $\eta_K = 0,8 \div 0,9$, найдем мощность в анодной цепи P_a :

$$P_a = P_H / \eta_K. \quad (2.9.1)$$

Руководствуясь справочными данными (см., например, Приложение 3), выбираем усилительную лампу.

Далее в зависимости от условий работы каскада выбирают угол отсечки импульса анодного тока θ_a , лежащий в пределах от 60° до 120° (см. раздел 2.8) и рассчитывают значения функций α_0 и α_1 по формулам 2.8.9 и 2.8.10.

Мощность в анодной цепи каскада можно определить из следующего выражения:

$$P_a = \frac{1}{2} I_{a1} U_a = \frac{1}{2} S_{kp} (1-\xi) \alpha_1 \xi U_{a0}^2 \approx \frac{1}{2} S_{kp} (1-\xi) \alpha_1 U_{a0}^2. \quad (2.9.2)$$

Последнее приближение справедливо, так как величина ξ обычно выбирается достаточно большой ($\xi \geq 0,8 \div 0,85$).

Если каскад рассчитывают на полное использование лампы, то значение U_{a0} выбирают вблизи допустимого $U_{a0} \leq U_{a\text{дон}}$, известного из паспорта лампы.

В том случае, когда расчет идет на заданную мощность, из формулы (2.9.2) или (2.8.28), задаваясь значением U_{a0} , определяют значение $\xi_{гр}$:

$$\xi_{гр} = 1 - \frac{2P_a}{S_{kp} \alpha_1 U_{a0}^2}. \quad (2.9.3)$$

Если режим работы, тип лампы и значение напряжения анодного питания U_{a0} выбраны правильно, величина ξ_{rp} должна лежать в диапазоне $0,8 \div 0,9$. В противном случае следует либо изменить напряжение питания U_{a0} , либо выбрать другой тип лампы.

Теперь легко определяется напряжение на контуре (на аноде лампы)

$$U_a = \xi_{rp} U_{a0} \quad (2.9.4)$$

и первая гармоника анодного тока

$$I_{a1} = 2P_a / U_a \quad (2.9.5)$$

Амплитуда импульса анодного тока:

$$I_m = I_{a1} / \alpha_1 \quad (2.9.6)$$

Определив I_m , следует проверить по характеристикам или паспортным данным выполнение условия $I_m \leq I_{m \text{ доп}}$. При невыполнении этого условия нужно произвести перерасчет, изменив U_{a0} или тип лампы.

Постоянную составляющую анодного тока найдем из соотношения:

$$I_{a0} = I_m \alpha_0 \quad (2.9.7)$$

Теперь можно найти необходимую мощность источника питания

$$P_0 = I_{a0} U_{a0} \quad (2.9.8)$$

и мощность рассеяния на аноде лампы:

$$P_{\text{рас}} = P_0 - P_a \quad (2.9.9)$$

Значение мощности $P_{\text{рас}}$ следует связать с паспортными данными лампы, убедившись в том, что выбранная лампа в заданном режиме удовлетворяет условию $P_{\text{рас}} \leq P_{\text{рас доп}}$. Заметим, что для импульсного режима работы $P_{\text{рас}}$ определяется через среднюю величину: $P_{\text{рас}} \leq P_{\text{рас доп}} / S$, где $S = T / t_u$ — скважность импульсного процесса.

Определим теперь значение сопротивления в цепи анода:

$$R_a = U_a / I_{a1} \quad (2.9.10)$$

Это сопротивление определяется параллельным включением сопротивлений контура и нагрузки, трансформированной в него. Если, как это часто бывает, нагрузка включена через некоторое устрой-

ство связи с коэффициентом трансформации k или параметром включения ρ , то значение этих коэффициентов, реализующих заданное R_a , может быть найдено по следующей формуле:

$$\eta = \rho = \sqrt{\frac{R_a x_{20}}{R_k (x_{20} - R_a)}} \quad (2.9.11)$$

Здесь R_k — сопротивление нагрузки, а x_{20} — эквивалентное сопротивление ненагруженной колебательной системы (ρa). Сопротивление связи контура с нагрузкой x_{12} можно найти, домножив выражение (2.9.11) на характеристическое сопротивление контура (ρ).

Далее рассчитывается сеточная цепь лампового каскада. Амплитуда входного сигнала на сетке лампы определяется из формулы 2.8.18:

$$U_c = \frac{I_{a1}}{S_{cp}} + DU_a \quad (2.9.12)$$

Величину сеточного смещения найдем из 2.9.14:

$$U_{co} = (U_c - DU_a) \cos \theta_a - E_{co} + DU_{a0} \quad (2.9.13)$$

Далее находим угол отсечки импульса сеточного тока

$$\theta_c = \arccos U_{co} / U_c \quad (2.9.14)$$

и функции угла отсечки α_{1c} и α_{0c} .

Значение амплитуды сеточного тока I_{cm} , определяют исходя из соображений, изложенных в разделе 2.8. По формуле (2.8.24) находят первую гармонику и постоянную составляющую сеточного тока: $I_{c0} = \alpha_0 I_{cm}$, $I_{c1} = \alpha_1 I_{cm}$. Теперь нетрудно определить мощность раскачки в сеточной цепи:

$$P_c = \frac{1}{2} I_{c1} U_c \quad (2.9.15)$$

и мощность источника напряжения смещения:

$$P_{co} = I_{c0} U_{co} \quad (2.9.16)$$

Мощность, рассеиваемую на сетке лампы:

$$P_{рассс} = P_c - P_{co} \quad (2.9.17)$$

следует сравнить с допустимой величиной для выбранной лампы и в случае необходимости скорректировать режим ее работы.

Коэффициент усиления по мощности $k(p)$ и напряжению определяют по формулам (2.8.22) и (2.8.23), а величину КПД анодной цепи по формуле (2.8.27). КПД контура определяют из известного соотношения

$$\eta_k = 1 - \frac{Q_H}{Q_0} = \frac{R_H}{R_k + R_H}, \quad (2.9.18)$$

где Q_H — нагруженная, Q_0 — собственная добротность колебательной системы, R_k — последовательное сопротивление контура, а R_H — сопротивление нагрузки, трансформированной в контур.

Расчет заканчивают проверкой условия отсутствия самовозбуждения каскада (см. Приложение 1) и конструктивным расчетом анодного и сеточного контуров (резонаторов).

3. АВТОГЕНЕРАТОРЫ

3.1. Общие замечания

Автогенераторами или генераторами с самовозбуждением называют устройства, преобразующие энергию источника питания в энергию высокочастотных колебаний. В курсе рассматриваются автогенераторы только гармонических колебаний, а генераторы тока или напряжения специальной формы рассмотрены в курсах импульсной техники.

Любой автогенератор включает в себя, по крайней мере, четыре элемента:

1. Источник питания.
2. Электронную лампу, транзистор или специальный диод.
3. Частотно-избирательную систему — резонансный контур.
4. Канал (устройство) обратной связи.

Автоколебательные системы — автогенераторы с энергетической точки зрения имеют много общего с усилителями. Как известно, усилитель является активным четырехполосником, коэффициент передачи которого со входа на выход по напряжению или по мощности больше единицы. Если с выходных клемм такого четы-

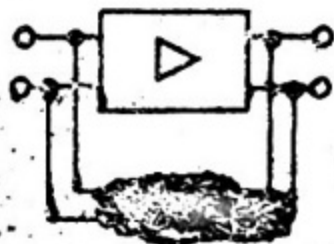


Рис. 3.1.1. Схема автоколебательной системы

режисполосника (рис. 3.1.1) подать на его вход напряжение достаточной амплитуды в нужной фазе, осуществив таким образом обратную связь (ОС на рис. 3.1.1), усильтельная система обратится в автоколебательную. С принципиальной точки зрения любую автоколебательную систему в стационарном режиме можно трактовать как резонансный контур, активное сопротивление которого приведено к нулю благодаря внесенному отрицательному сопротивлению лампы. В этих условиях колебания, возникшие в начальный момент, будут существовать неограниченно долгое время.

3.2. Схемы простейших одноконтурных автогенераторов

Рассмотрим схемы простейших автогенераторов, классификационные признаки которых включают способ обратной связи, количество резонансных контуров и характеристику системы анодного питания.

Схема одноконтурного автогенератора с трансформаторной обратной связью и последовательным питанием изображена на рис. 3.2.1. Триод или тетрод (Л) с резонансным контуром $L_K C_K$ в анодной цепи представляет собой обычный резонансный усилитель. Цепь обратной связи создается с помощью катушки, индуктивно связанной с контурной L_{oc} .

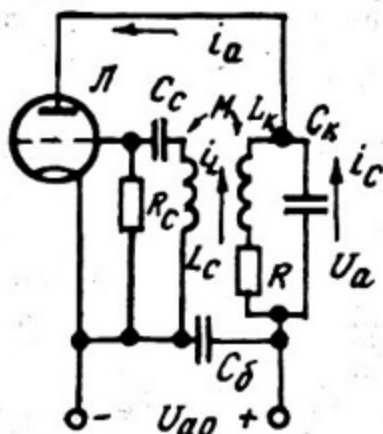


Рис. 3.2.1. Схема одноконтурного автогенератора с трансформаторной связью и последовательным питанием

Коэффициент обратной связи, определяемый соотношением

$$k_{oc} = \dot{U}_c / \dot{U}_a \quad (3.2.1)$$

в данном случае равен M/L_K .

В цепи сетки установлен сеточный гридлик $R_c C_c$, назначение которого состоит в создании автоматического сеточного смещения.

Анодное питание лампы осуществлено последовательно, через контур, а развязка источника питания от высокочастотного

тока при помощи блокирующего конденсатора C_6 . В рассмотренной схеме может быть осуществлено и параллельное питание. Схема в этом случае будет соответствовать рис. 3.2.2. Блокировка источника питания от высокочастотных колебаний генератора осуществлена здесь дросселем $L_{др}$ и блокировочным конденсатором C_6 . Конденсатор C_p предотвращает короткое замыкание цепи источника питания через контур.

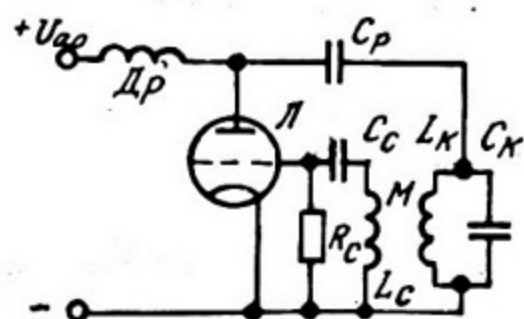


Рис. 3.2.2. Схема одноконтурного автогенератора с трансформаторной связью и параллельным питанием

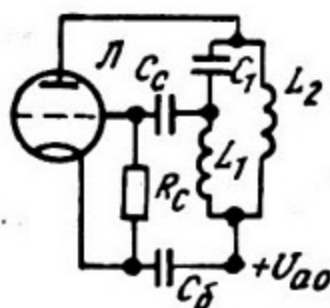


Рис. 3.2.3. Схема одноконтурного автогенератора с автотрансформаторной связью

Схема одноконтурного автогенератора с автотрансформаторной связью приведена на рис. 3.2.3. Анодное питание в этой схеме может быть выполнено как последовательным, так и параллельным (на рисунке показана последовательная система питания).

Коэффициент обратной связи в этой схеме:

$$k_{oc} = \frac{\omega L_1}{\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_7}} = \frac{L_1}{L_2}.$$

Пример схемы одноконтурного автогенератора с емкостной связью приведен на рис. 3.2.4. Анодное питание в этой схеме может быть только параллельным. Коэффициент обратной связи определяется в виде:

$$k_{oc} = \frac{\frac{1}{\omega C_1}}{\frac{1}{\omega C_1} - \omega L_1} = \frac{C_2}{C_1}.$$

В отечественной литературе, перечисленные выше схемы часто называют трехточечными. Они, как видно, отличаются лишь численным значением коэффициента связи. На этой основе можно рассматривать обобщенную схему трехточки, вид которой представлен на рис. 3.2.5. Здесь сопротивления, включенные между

анодом-катодом, анодом-сеткой, сеткой-катодом в общем виде обозначены через $Z_{ак}$, $Z_{ас}$ и $Z_{ск}$. На практике эти сопротивления близки к чисто реактивным.

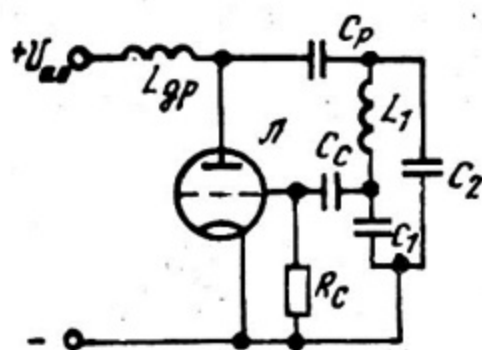


Рис. 3.2.4. Схема одноконтурного автогенератора с емкостной связью

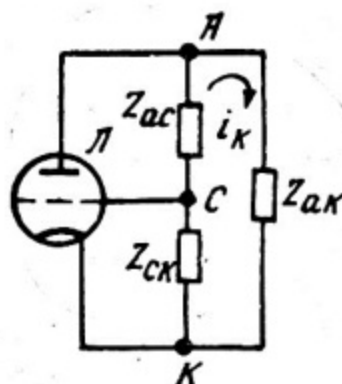


Рис. 3.2.5. Обобщенная схема трехточечного генератора

3.3. Условие самовозбуждения автогенератора

Рассмотрим условие самовозбуждения автогенератора на примере схемы с трансформаторной связью. Полученные результаты, в силу общности схем, легко распространяются на любой конкретный вид автогенератора.

Составим дифференциальное уравнение для токов и напряжений в цепи для начального момента, когда напряжение смещения на лампе отсутствует ($U_{co} = 0$), а характеристика лампы линейна. Ориентируясь на обозначения рис. 3.2.1, запишем:

$$i_a = i_L + i_c. \quad (3.3.1)$$

Величину тока в емкостной ветви контура i_c выразим через напряжение U_a :

$$i_c = C \frac{dU_a}{dt}, \quad (3.3.2)$$

а саму величину анодного напряжения через ток в ветви контура, содержащей индуктивность (i_L):

$$U_a = L \frac{di_L}{dt} + r i_L. \quad (3.3.3)$$

Выразив ток i_a через i_L и i_c , получим:

$$i_a = LC \frac{d^2 i_L}{dt^2} + rC \frac{di_L}{dt} + i_L. \quad (3.3.4)$$

Найдем значение этого же тока через параметры лампы:

$$i_a = S(U_c - \mathcal{D}U_a), \quad (3.3.5)$$

где напряжение на сетке

$$U_c = \pm M di_L / dt. \quad (3.3.6)$$

Знак плюс-минус в выражении (3.3.6) характеризует возможность перемены полярности сеточного напряжения при переключении концов обмотки катушки L_c . Подставив теперь в (3.3.5) значения U_c и U_a из (3.3.3), получим:

$$i_a = S \left(\pm M \frac{di_L}{dt} - \mathcal{D}L \frac{di_L}{dt} - \mathcal{D}r i_L \right). \quad (3.3.7)$$

Объединяя (3.3.4) и (3.3.7), получим уравнение для тока i_L :

$$LC \frac{d^2 i_L}{dt^2} + (\pm MS + SDL + Cr) \frac{di_L}{dt} + (1 + SDr) = 0. \quad (3.3.8)$$

Отметим, что $SDr = \frac{Sr}{\mu} = \frac{r}{R_i} \ll 1$, поскольку активное сопротивление потерь r контура всегда много меньше внутреннего сопротивления R_i лампы.

Величину $\frac{\pm MS + SDr + Cr}{LC}$ обозначим через 2α , тогда (3.3.8) можно переписать в виде:

$$\frac{d^2 i_L}{dt^2} + 2\alpha \frac{di_L}{dt} + \frac{1}{LC} i_L = 0. \quad (3.3.9)$$

Решение уравнения 3.3.9 имеет вид:

$$i_L = A e^{-\alpha t} e^{j\omega t}, \quad (3.3.10)$$

где A — постоянная, определяемая из начальных условий;

$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \alpha^2}$ — частота колебаний; $\omega_0 = \frac{1}{LC}$ — собственная частота контура.

Решение (3.3.10) показывает, что возможны 3 случая развития колебательного процесса на начальной стадии:

- 1) $\alpha > 0$ — процесс затухает во времени;
- 2) $\alpha < 0$ — процесс экспоненциально развивается;
- 3) $\alpha = 0$ — пограничный случай (стационарное состояние).

Как видно, поведение процесса во времени определяется знаком показателя степени (α):

$$\alpha = \frac{1}{2} \left(\pm \frac{MS}{LC} + \frac{r}{L} + \frac{SD}{C} \right). \quad (3.3.11)$$

В этом выражении члены r/L и SD/C всегда положительны и единственная возможность получения отрицательного значения α , обеспечивающего самовозбуждение, заключается в выборе члена $\frac{MS}{LC}$, который должен быть

$$\left| \frac{MS}{LC} \right| > \frac{r}{L} + \frac{SD}{C} \quad (3.3.12)$$

и иметь отрицательный знак.

Преобразуем (3.3.12), имея в виду, что M/L для нашей схемы представляет собой коэффициент обратной связи (k_{oc}). Тогда

$$\left| k_{oc} \right| > \frac{rC}{LS} + D. \quad (3.3.13)$$

Нетрудно убедиться, что выражение в правой части (3.3.13) представляет собой величину, обратную коэффициенту усиления, так что (3.3.13) можно преобразовать к виду:

$$\left| k_{oc} \right| > \frac{1}{k_y}. \quad (3.3.14)$$

Отрицательное значение k_{oc} , с учетом сдвига фазы в лампе, показывает, что обратная связь должна быть положительной. В этих условиях система самовозбуждается и в ней экспоненциально нарастают колебания. Правомочно поставить вопрос: до каких пор это возрастание будет иметь место. Очевидно, стационарное состояние будет характеризоваться равенством:

$$k_y = \frac{1}{k_{oc}},$$

в которое преобразуется условие (3.3.14) из-за снижения коэффициента усиления в нелинейном режиме работы лампы.

3.4. Основное уравнение автогенератора в стационарном состоянии

Рассмотрим качественно процесс установления колебаний в схеме с автоматическим сеточным смещением (см. рис.3.2.1). В начальный момент до подачи анодного напряжения рабочая точка на характеристике лампы соответствует нулевому значению U_{c0}

и сеточный ток отсутствует (см. рис. 3.4.1). После включения питания переменные напряжения на аноде и сетке лампы начинают экспоненциально возрастать, как это изображено штриховыми линиями на рисунке. В положительные полупериоды сеточного напряжения в лампе возникает сеточный ток i_c , который, протекая через цепь смещения, заряжает конденсатор C_c до напряжения, близкого к U_c . В отрицательные полупериоды конденсатор C_c разряжается через резистор R_c с постоянной времени $\tau = R_c C_c$, значение которой обычно много больше периода высокочастотных колебаний T . В результате этого процесса на сетке лампы появляется постоянное отрицательное напряжение сеточного смещения U_{c0} и рабочая точка будет смещаться по характеристике лампы влево, в область отрицательных величин. При этом будет соответственно изменяться и режим работы лампы. В частности, средняя крутизна анодно-сеточной характеристики будет уменьшаться, что повлечет за собой уменьшение коэффициента усиления лампы k_y . Стационарное состояние в генераторе достигается при $k_y = \frac{1}{|K_{oc}|}$ в результате динамического баланса процессов заряда-разряда конденсатора C_c . Это положение, как следует из построений рис. 3.4.1, имеет место в нелинейном режиме (сплошные линии рисунка).

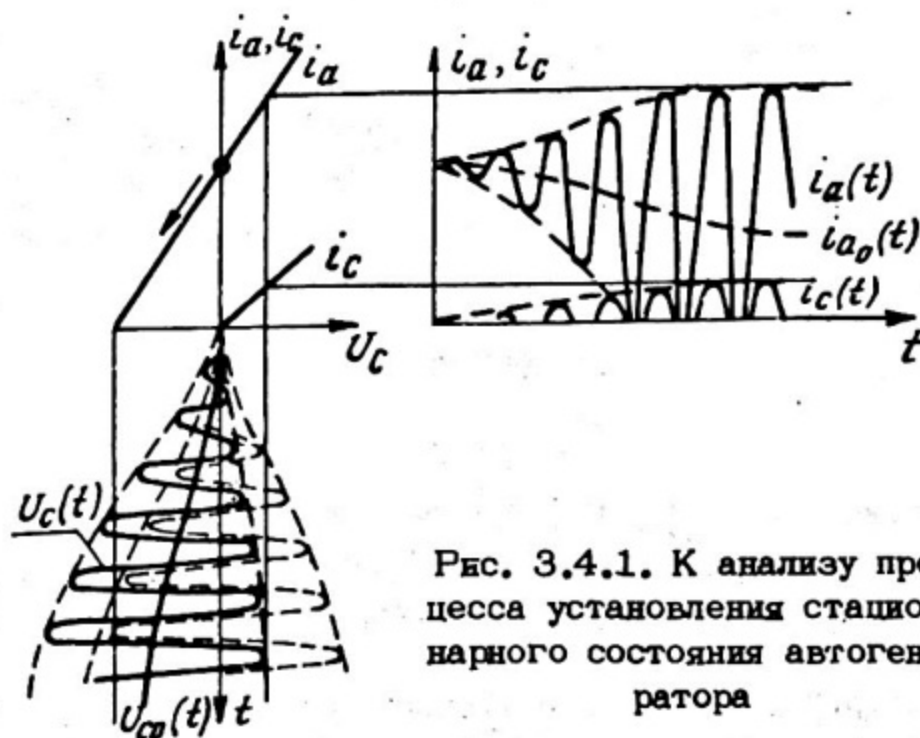


Рис. 3.4.1. К анализу процесса установления стационарного состояния автогенератора

Исходя из сказанного, стационарный режим автогенератора можно описать по известной квазилинейной теории нелинейного усиления. При этом в обобщенной схеме автогенератора вместо мгновенных значений анодного и сеточного токов $i_a(t)$, $i_c(t)$ следует оперировать с первыми их гармониками I_{a1} , I_{c1} , и средней крутизной характеристики S_{cp} .

Тогда

$$I_{a1} = S_{cp} (U_c - D U_a) = S_{cp} U_{упр}, \quad (3.4.1)$$

где $U_c = -K_{ac} U_a$ по условиям существования канала обратной связи.

U_a легко связать с сопротивлением контура z_3 и первой гармоникой анодного тока.

$$U_a = I_{a1} z_3.$$

С учетом этих замечаний (3.4.1) преобразуется к виду:

$$I_{a1} = S_{cp} (-K_{ac} - D) z_3 I_{a1}$$

или

$$1 = S_{cp} z_{упр}, \quad (3.4.2)$$

где управляющее сопротивление $z_{упр} = K'_{ac} z_3$, а K'_{ac} — приведенное значение коэффициента обратной связи (учитывающее реакцию анодной цепи). Уравнение (3.4.2) часто называют основным уравнением автогенератора в стационарном состоянии. Представив $z_{упр}$ в виде двух слагаемых: активного $R_{упр}$ и реактивного $x_{упр}$ сопротивлений, (3.4.2) перепишем в виде:

$$1 = S_{cp} R_{упр}; \quad (3.4.3)$$

$$0 = x_{упр}. \quad (3.4.4)$$

Первое из этих уравнений, члены которого зависят от амплитуд напряжений и токов, называют уравнением амплитуд, а второе, зависящее, в основном, от частоты, называют уравнением частоты.

Подобное деление нестрогое. Можно показать, что в амплитудное уравнение входят члены, зависящие от частоты, а в частотное — зависящие от амплитуды. Однако влияние этих членов невелико.

3.5. Анализ основного уравнения автогенератора. Метод колебательных характеристик

Уравнения для амплитуды и частоты колебаний, полученные выше, являются трансцендентными и строгое аналитическое решение их оказывается невозможным. Однако, при некоторых упрощениях из уравнения частоты можно получить следующее выражение для стационарной частоты колебаний:

$$\omega = \omega_0 \sqrt{1 + r/R_{icp}}, \quad (3.5.1)$$

где $\omega_0 = (L_K C_K)^{-1/2}$ — резонансная частота анодного контура, а r/R_{icp} — отношение активного сопротивления контура к среднему внутреннему сопротивлению лампы. Поскольку обычно $r/R_{icp} \ll 1$, в первом приближении частоту стационарных колебаний принимают равной частоте настройки контура. В последствии ее величину можно уточнить, найдя R_{icp} из уравнения амплитуд (3.4.3).

Для решения уравнения амплитуд в обход имеющихся трудностей применяют так называемый метод колебательных характеристик. Суть этого метода состоит в следующем. В схеме исследуемого генератора разрывают цепь обратной связи и, подавая на сетку лампы напряжение возбуждения частоты $\omega \approx \omega_0$ и варьируемой амплитуды U_c , находят зависимость первой гармоники анодного тока I_{a1} от амплитуды сигнала U_c . Полученная зависимость экспериментальная или расчетная носит название колебательной характеристики. Вид этой зависимости представлен на рис. 3.5.1.

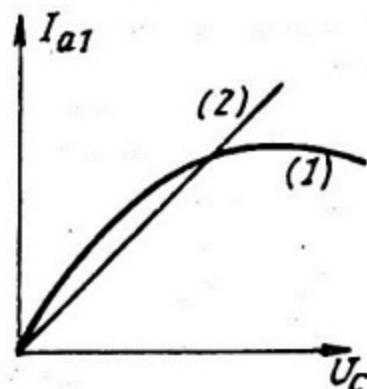


Рис. 3.5.1. Колебательная характеристика (1) и линия обратной связи (2)

С другой стороны, ток первой гармоники создает через цепь обратной связи напряжение возбуждения на сетке лампы:

$$U_c = |k_{oc}| U_a = |k_{oc}| x_{jo} I_{a1}. \quad (3.5.2)$$

Величины k_{oc} и x_{jo} определяются параметрами цепи обратной связи и колебательной системы и от амплитуды колебаний не зависят. Следовательно, напряжение возбуждения есть линейная

функция I_{a1} , которая может быть представлена на графике (см. рис. 3.5.1) в виде прямой, проходящей через начало координат. Эта прямая называется характеристикой (линией) канала обратной связи. Стационарные состояния системы будут определяться, очевидно, точками пересечения характеристик, так как только в этих точках выполняется условие баланса амплитуд. Таким образом, непосредственно из графика легко найти амплитуду стационарных колебаний, если известен режим работы лампы (колебательная характеристика) и коэффициент обратной связи (характеристика канала обратной связи).

Колебательную характеристику и прямую обратной связи иногда удобно строить в других координатах. Например, по оси ординат можно отложить амплитуду колебательного напряжения на аноде $U_a = I_{a1} z$, а прямая обратной связи опишется уравнением:

$$U_c = |k_{ос}| U_a.$$

Возможно также по оси абсцисс вместо напряжения возбуждения отложить анодное напряжение. Тогда колебательная характеристика будет выражать зависимость первой гармоники анодного тока от напряжения на аноде $I_{a1} = F(U_a)$, а прямая обратной связи перейдет в нагрузочную прямую $U_a = z_{г0} I_{a1}$.

При заданных параметрах колебательной системы все эти графики отличаются лишь масштабом и конкретный вид зависимости выбирается лишь из условий удобства использования.

В ламповых генераторах возможны два качественно-различных вида колебательных характеристик. В первом случае напряжение смещения определяет угол отсечки анодного тока $\theta_a > 90^\circ$. Вид ее представлен на рис. 3.5.2, а. Объяснить ход подобной зависимости можно следующим образом. При малых напряжениях возбуждения лампы работает в линейном режиме (колебания первого рода) и связь первой гармоники анодного тока с напряжением возбуждения определяется крутизной лампы $I_{a1} = S(U_c - D U_a)$.

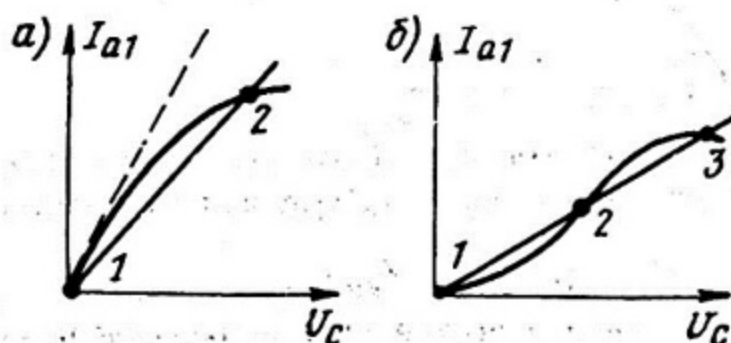


Рис. 3.5.2. Колебательная характеристика при $\theta_a > \frac{\pi}{2}$ (а) и $\theta_a < \frac{\pi}{2}$ (б)

При этом колебательная характеристика выражается прямой линией, круто выходящей на начало координат. С ростом напряжения возбуждения появляется угол отсечки анодного тока, лампа переходит в недонапряженный режим (колебания II-го рода) и крутизна характеристики уменьшается до S_{cp} , в связи с чем наклон характеристики к оси абсцисс уменьшается. При дальнейшем росте напряжения на сетке режим лампы становится перенапряженным и первая гармоника тока начинает уменьшаться.

В рассмотренном случае линия обратной связи пересекает колебательную характеристику в двух точках (1 и 2 на рис. 3.5.2, а) и определяет два состояния: начальное, при $U_c = 0$ — неустойчивое и рабочее — устойчивое в т. 2. Колебания в системе возникают всегда независимо от каких-либо внешних причин, в частности, от амплитуды начальных колебаний, при значении k_{ac} больше некоторой величины $|k_{ac}| > D + \frac{1}{SR_{20}}$, определяемый условием самовозбуждения. На рис. 3.5.2, а критическое значение k_{ac} определяется углом наклона касательной к колебательной характеристике в точке 1.

Такой характер самовозбуждения называют мягким. Во втором случае, когда угол отсечки анодного тока меньше 90° , вид колебательной характеристики показан на рис. 3.5.2, б. Здесь при малых амплитудах напряжения на сетке лампа заперта, и первая гармоника тока равна нулю. При увеличении U_c до значения $U_{c0} - \mathcal{U}_{a0} - E'_{c0}$ появляется импульс анодного тока, первая гармоника которого определяется средней крутизной характеристики S_{cp} . Далее, как и в первом случае лампа переходит в перенапряженный режим и рост замедляется. В этом случае линия обратной связи пересекает колебательную характеристику в трех точках (1, 2 и 3 на рис. 3.5.2, б), определяющих устойчивые равновесные состояния в точках 1 и 3 и неустойчивое в точке 2.

Для того, чтобы в этом случае возникли колебания, необходим "начальный толчок" — амплитуда начальных колебаний должна быть не меньше неустойчивого состояния (U_{c2}). Возбуждение в этом случае называют жестким.

С точки зрения удобства эксплуатации мягкий режим самовозбуждения представляется предпочтительным, поскольку при включении генератора колебания в нем сразу возникают без принятия каких-либо дополнительных мер. В то же время, для жесткого режима необходимо каким-то специальным приемом запустить генератор. Однако для жесткого режима КПД генератора выше, и что самое главное, меньше начальный бросок анодного тока, так как лампа вначале заперта напряжением внешнего смещения.

Достоинство обоих режимов возбуждения можно совместить в схемах с автоматическим сеточным или катодным смещением. В них при отсутствии колебаний сеточный ток отсутствует и напряжение смещения равно нулю. При наличии колебаний напряжение сеточного смещения (по абсолютной величине) пропорционально амплитуде колебаний, поэтому колебательная характеристика будет иметь вид выпуклой кривой, как это показано на рис. 3.5.3. толстой линией. Здесь же тонкими линиями показан ход семейства колебательных характеристик при различных постоянных напряжениях смещения (U_{co}).

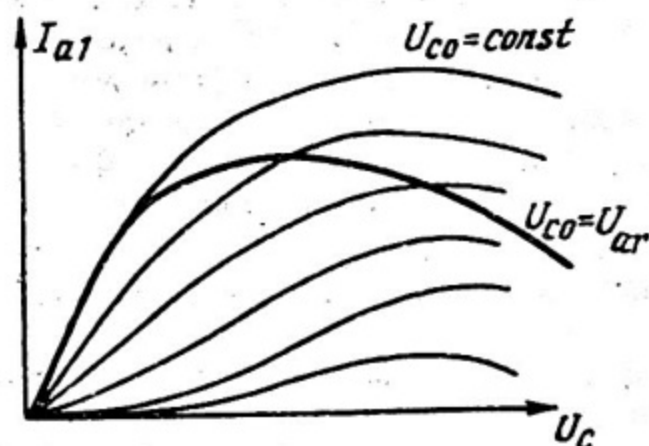


Рис. 3.5.3. Колебательные характеристики лампы при различных напряжениях смещения (—). Характеристика в режиме автосмещения (—)

Совершенно очевидно, что подобная характеристика обеспечивает мягкое самовозбуждение и стационарное состояние с углом отсечки $\theta_a < 90^\circ$, если сопротивление в цепи сетки достаточно велико.

Аналогично обстоит дело и со смещением за счет катодного тока. При отсутствии колебаний катодный ток минимален и определяется током покоя I_{a0} (сеточный ток отсутствует). При достаточно малом значении сопротивления R_k начальное смещение невелико и крутизна характеристики анодного тока высока, что обеспечит мягкое самовозбуждение. При увеличении амплитуды колебаний величина постоянной составляющей катодного тока и смещение U_{co} будут расти и угол отсечки уменьшается. Выбором величины R_k всегда можно добиться оптимального режима лампы по КПД.

Схемы с автоматическим смещением по сравнению со схемами с внешним смещением обладают большей стабильностью режима, поскольку при любом изменении каких-либо параметров, наблюдается восстанавливающее действие отрицательной обратной связи. В силу этих причин в самовозбуждающихся генераторах почти исключительно применяют схемы с автоматическим сеточным смещением.

Отметим также, что поскольку колебательная характеристика, как видно из изложенного, имеет экстремум, оптимальный режим генератора следует обеспечить за счет выбора коэффициента обратной связи k_{oc} , обеспечивающего нужный КПД и амплитуду. Следует сделать еще одно замечание. Применяя цепь автоматического смещения, следует правильно выбрать постоянную сеточной цепи $R_c C_c$. При очень больших значениях $R_c C_c$ лампа не успевает войти в режим при импульсной работе, а в непрерывном происходит так называемая прерывистая генерация.

3.6. Баланс фаз в автогенераторе. Стабильность частоты автоколебаний

Запишем основное уравнение автогенератора в несколько ином виде. Считая, что каждая из величин, входящих в (3.4.2) может быть представлена в показательной форме:

$$\begin{aligned} S_{cp} &= |S_{cp}| e^{j\varphi_s} \\ k'_{ac} &= |k'_{ac}| e^{j\varphi_k} \\ Z_j &= |Z_j| e^{j\varphi_z}, \end{aligned} \quad (3.6.1)$$

запишем

$$|S_{cp}| |k'_{ac}| |Z_j| e^{j(\varphi_s + \varphi_k + \varphi_z)} = 1. \quad (3.6.2)$$

Отсюда

$$\varphi_s + \varphi_k + \varphi_z = 2\pi n, \quad (3.6.3)$$

где: $n = 1, 2, 3 \dots$

Уравнение (3.6.3) называют уравнением баланса фаз. Оно показывает, что при обходе схемы автогенератора по замкнутому контуру сумма фазовых сдвигов на элементах схемы в стационарном состоянии всегда кратна 2π .

Полагая, что каждый из фазовых сдвигов зависит от частоты и внешнего возмущающего параметра q_i , под которым можно понимать любое внешнее воздействие на элементы генератора, например, изменение температурной среды, питающих напряжений и т.д., из (3.6.3) получим:

$$\frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial \varphi_s}{\partial q} \Delta q + \frac{\partial \varphi_k}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial \varphi_k}{\partial q} \Delta q + \frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega} \Delta \omega + \frac{\partial \varphi_z}{\partial q} \Delta q = 0. (3.6.4)$$

Отсюда изменение частоты из-за влияния внешнего возмущения будет:

$$\frac{\Delta \omega}{\Delta q} = - \frac{\frac{\partial \varphi_s}{\partial q} + \frac{\partial \varphi_k}{\partial q} + \frac{\partial \varphi_z}{\partial q}}{\frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_k}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega}}. (3.6.5)$$

Изменение частоты часто определяют в относительных единицах по сравнению с невозмущенным значением ω_0 :

$$\frac{\Delta \omega}{\omega_0} = - \frac{\left(\frac{\partial \varphi_s}{\partial q} + \frac{\partial \varphi_k}{\partial q} + \frac{\partial \varphi_z}{\partial q} \right) \Delta q}{\omega_0 \left(\frac{\partial \varphi_s}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_k}{\partial \omega} + \frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega} \right)}. (3.6.6)$$

В таком виде выражение для относительных уходов частоты известно под названием формулы Б.К.Шембеля и часто используется для нахождения частотной неустойчивости автогенераторов.

Выражение в знаменателе (3.6.6) по предложению Б.К.Шембеля обычно называют фиксирующей способностью генератора. Легко показать, что из 3-х членов, входящих в него, производная $\partial \varphi_z / \partial \omega$ оказывается много большей всех остальных. Поскольку $\varphi_z = \arctg a$, то:

$$\frac{\partial \varphi_z}{\partial \omega} = \frac{2Q}{\omega_0} \cos^2 \varphi_z. (3.6.7)$$

Таким образом, минимальные частоты ухода, а значит, и максимальная стабильность частоты соответствуют случаю настройки частоты генератора на значение близкое к частоте резонанса ($\varphi_z = 0$ и $\cos \varphi_z = 1$), а также при условии большой добротности (малой нагрузки) анодного контура.

Сумма производных в числителе (3.6.6) зависит от качества (эталлонности) элементов. При надлежащем выборе таких элементов, можно добиться, например, малой зависимости от температуры. Для этого применяют элементы схем с малым значением температурного коэффициента изменения индуктивностей катушек или емкостей (ТКИ, ТКЕ) или комбинируют элементы с

разным положительным и отрицательным значением этого коэффициента. Стабилизация частоты при этом носит название параметрической. Иногда применяют меры, уменьшающие влияние внешних факторов: температурную стабилизацию схем (термоста-тирование) и стабилизацию питающих напряжений.

3.7. Двухконтурные автогенераторы

Существенным недостатком простейших одноконтурных генераторов является сильная зависимость частоты и амплитуды колебаний от настройки анодного контура. К тому же следует добавить, что перестройка частоты влечет за собой изменение амплитудного режима, а простого способа ее регулировки в этих схемах не существует. Обращаясь к обобщенной схеме трехточечного автогенератора (см. рис. 3.2.5) заметим, что под комплексными сопротивлениями: $Z_{ак}$, $Z_{ас}$ и $Z_{ск}$ можно понимать и сопротивления колебательных контуров, число которых в схеме может достигать трех. Однако на практике такие трехконтурные схемы применения не получили ввиду сложности сопряженной настройки резонансных систем. Двухконтурные схемы же по причине технических удобств используются повсеместно, особенно на высоких и сверхвысоких частотах.

Из трех возможных комбинаций расположения двух контуров между тремя электродами для практики имеют значения лишь две. В первой контуры присоединены между сеткой и катодом, анодом и катодом. Во втором случае — между анодом и сеткой и сеткой и катодом. Первые устройства, в которых общим электродом является катод носит название схемы с общим катодом. Во вторых устройствах общим электродом является сетка, и схема носит название схемы с общей сеткой.

Канал обратной связи в этих схемах образуется через междуэлектродные емкости $C_{ас}$ и $C_{ак}$ соответственно или же через специальную цепь, параллельную указанным емкостям.

Типовые схемы двухконтурных автогенераторов приведены на рис. 3.7.1 и 3.7.2.

Выясним условия самовозбуждения двухконтурных систем, полагая, что характер реактивного сопротивления в канале обратной связи соответствует емкости ($C_{ас}$ или $C_{ак}$ соответственно).

Считая, что коэффициент усиления лампы в устройстве — величина много большая единицы, из условия самовозбуждения (см. 3.3.14) имеем $|k_{ос}| \ll 1$. Вследствие этого $|Z_{ск}|$ оказывается малым по сравнению с $Z_{ас}$ или $|Z_{ас}|$. Тогда из условия резо-

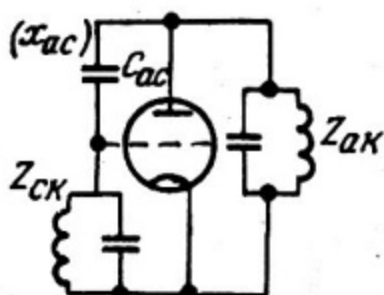


Рис. 3.7.1. Схема двухконтурного автогенератора с общим катодом

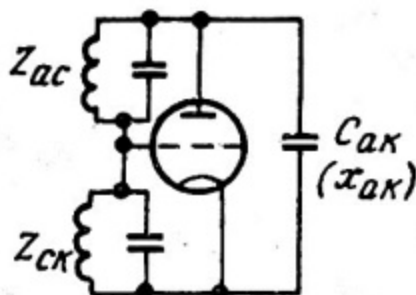


Рис. 3.7.2. Схема двухконтурного автогенератора с общей сеткой

нанса колебательной системы сопротивление Z_{ak} в схеме с общим катодом должно иметь индуктивный характер. То есть контур между анодом и катодом должен быть расстроен по частоте так, чтобы его собственная частота была ниже частоты автоколебаний. В схеме с общей сеткой из этих же соображений заключаем, что контур между сеткой и анодом должен также иметь индуктивный характер сопротивления.

Поскольку в канале обратной связи сдвиг по фазе должен быть близок к π из анализа делительных цепей, осуществляющих передачу напряжения с анода на сетку, имеем: — Z_{ck} должно иметь индуктивный характер в схеме с общим катодом и Z_{ck} должно иметь емкостной характер в схеме с общей сеткой. Другими словами в схеме с общим катодом расстройка сеточно-катодного и анодно-катодного контуров должна быть по характеру одинакова, а в схеме с общей сеткой — противоположна.

В силу малости величины сопротивления $|Z_{ck}|$ в схемах двухконтурных генераторов настройка частоты легко осуществляется перестройкой параметров контуров в анодно-катодной и анодно-сеточной цепи ламп. Перестройка параметров контуров в сеточно-катодной цепи позволяет простым образом изменять модуль коэффициента обратной связи, осуществляя тем самым настройку на оптимальный амплитудный режим.

Так, например, для схемы с общей сеткой частота колебаний определяется следующим выражением:

$$\omega = [L_{ac} C_{ak} C_{ck} / (C_{ak} + C_{ck})]^{-1/2}. \quad (3.7.1)$$

Поскольку $C_{ак} \ll C_{кс}$ (3.7.1) переписывается в виде:

$$\omega \sim (L_{ас} C_{ак})^{-1/2}. \quad (3.7.2)$$

Здесь величина $L_{ас}$ — эквивалентная индуктивность расстроенного анодно-сеточного контура, варьируемая при его перестройке.

Коэффициент обратной связи в этой же схеме вычисляется в виде:

$$k_{ос} = \frac{\frac{1}{j\omega C_{ск}}}{\frac{1}{j\omega C_{ск}} + j\omega L_{ас}} \quad (3.7.3)$$

Поскольку, однако, $\frac{1}{\omega C_{ск}} \ll \omega L_{ас}$, имеем:

$$k_{ос} \sim -(\omega^2 C_{ск} L_{ас})^{-1}. \quad (3.7.4)$$

Аналогичная ситуация имеет место и в схеме с общим катодом.

3.8. Кварцевая стабилизация частоты

В схемах двухконтурных автогенераторов очень удобно применение кварцевых резонаторов для глубокой стабилизации частоты.

Кварцевый резонатор или контур представляет собой пластинку пьезокварца, вырезанную из цельного кристалла по определенным направлениям оптических осей. На концы пластины припаиваются металлические электроды-держатели, позволяющие смонтировать систему в отпаянном стеклянном баллончике.

Электрические свойства кварцевой пластинки могут быть описаны на основе эквивалентной схемы (рис. 3.8.1). Параметры этой схемы определяют экспериментально. Резонансная частота

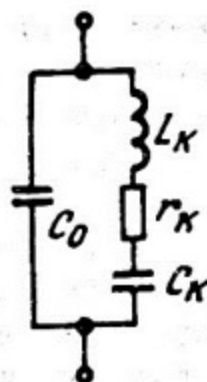


Рис. 3.8.1. Эквивалентная схема кварцевого резонатора

кварцевого контура связана, в основном, с толщиной пластины d и может быть найдена по следующей эмпирической формуле:

$$f_0 = \frac{2,78}{d} [МГц], \quad (3.8.1)$$

где d — толщина пластины в мм. Обычно толщину пластины берут не менее $0,2 \div 0,3$ мм, это определяет верхнюю частоту резонанса в $10 \div 15$ МГц. Величины эквивалентных параметров возбужденного кварца L_K , C_K и r_K зависят от технологии приготовления пластины (способ среза, шлифовка и др.) и имеют следующие значения: L_K — десятки-сотни мГн; C_K — сотые доли пФ; r_K — единицы-десятки Ом; $C_0 \ll C_K$ и не играет существенной роли.

Исходя из приведенных значений, нетрудно определить волновое сопротивление $\rho = \sqrt{L_K/C_K}$, имеющее порядок величины в $10^6 \div 10^7$ Ом и добротность $Q = \rho/r_K$, величина которой составляет $10^5 \div 10^6$.

При использовании кварцевых резонаторов для стабилизации частоты (увеличения фиксирующей способности схем) следует иметь в виду, что указанные параметры, в частности, индуктивность пластины L_K , проявляются только при возбуждении кварца. Вне полосы пропускания кварц "не работает" и индуктивный компонент не проявляется. Учитывая это обстоятельство, а также необходимость работы кварца в диапазоне низких напряжений, легко сообразить, что лучшей схемой использования кварца является схема двухконтурного генератора с общим катодом. Кварцевый резонатор включается в этой схеме вместо сеточно-катодного контура, где характер сопротивления должен быть индуктивным и где действующие напряжения малы.

Недостатком такой простейшей схемы является влияние изменений параметров нагрузки, трансформируемой в анодно-катодный контур и тем самым ухудшающих предельную стабильность частоты, которая в этих условиях не превосходит $\Delta f/f_0 = 10^{-5}$. Более совершенная схема кварцованного генератора использует многосеточные лампы, например, пентоды или гептоды (рис.3.8.2).

В этом устройстве роль анода в анодно-катодном контуре выполняет экранная сетка. Сам контур перемещен последовательно с кварцевым резонатором в цепь управляющей сетки. Заземленная антидинаatronная сетка экранирует (по переменной составляющей) влияние нагрузки, подсоединенной к контуру в цепи анода. Поскольку лампа в автоколебательной системе работает в существенно нелинейном режиме, анодный контур настраивают на $3 \div 5$

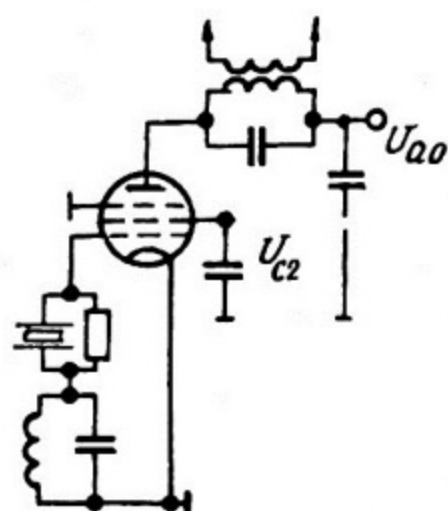


Рис. 3.8.2. Схема высоко-
стабильного автогенератора

гармонику и одновременно со стабилизацией получают умножение частоты в несколько раз. В подобных системах удается на порядок поднять стабильность частоты (до 10^{-6}), а применяя термостатирование кварца (а иногда и всей схемы) и стабилизацию питающих напряжений довести величину $\Delta f/f_0$ до $10^{-7} \div 10^{-8}$.

Устойчивость работы усилителей

Наличие емкостей между электродами лампы определяет паразитную обратную связь в системе и тем самым создает потенциальную возможность возникновения автоколебаний в усилительных каскадах. Возникновение такой "паразитной" генерации трактуется как потеря устойчивости работы усилителя.

Исследование усилительных схем, являющихся строго говоря нелинейными, представляет собой достаточно трудную задачу. Однако решение ее значительно облегчается благодаря работам Ляпунова, доказавшего, что нелинейная система устойчива, если устойчива соответствующая ей линейная схема. Поэтому при анализе условий устойчивости можно воспользоваться линейными схемами замещения, рассмотренными выше.

Наиболее строгий путь анализа линейной схемы замещения состоит в составлении дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами и нахождении их решения. Известно, что решения дифференциальных уравнений устойчивы, если действительные части корней характеристического уравнения $\gamma_m = \alpha_m + j\omega_m$ будут отрицательны ($\alpha_m < 0$). Физически это означает, что возникающие в системе колебания будут затухающими.

Однако подобные строгие методы наталкиваются на ряд принципиальных трудностей, поскольку решение характеристических уравнений не всегда возможно. Поэтому в теории устойчивости часто используют различные критерии, дающие возможность судить о знаках действительных частей корней, не решая характеристических уравнений и таким образом судить об устойчивости системы. Примером таких подходов является известный критерий Раунса-Гурвица.

Для анализа устойчивости усилительных систем с обратной связью весьма удобным является частотный критерий Найквиста, связывающий нестационарные свойства замкнутой системы, которой является усилитель с обратной связью, со стационарными частотными свойствами разомкнутой системы, в частности, с ее амплитудно-фазовыми характеристиками.

Известно, что коэффициент передачи устройства с обратной связью может быть записан в виде:

$$K = \frac{K_0}{1 - K_0 K_{\text{ос}}}, \quad (\text{П.1.1})$$

где K_0 — коэффициент передачи устройства без обратной связи, а $K_{\text{ос}}$ — коэффициент обратной связи.

Устойчивость усилителя полностью определяется произведением $K_0 K_{oc}$, характеризующим разомкнутую систему. В частности, при самовозбуждении усилителя $K_0 K_{oc} = 1$ и в отсутствие напряжения на входе $U_{вх} = 0$ напряжения на выходе $U_{вых}$ имеет ненулевое значение. При этом модуль коэффициента усиления k будет:

$$k = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} \rightarrow \infty.$$

Представляя величины K_0 и K_{oc} соответственно в виде $K_0 = k_0 e^{j\psi_0}$ и $K_{oc} = k_{oc} e^{j\psi_{oc}}$ из (1) получим известное условие самовозбуждения:

$$k_0 k_{oc} = 1 \quad (a) \quad (П.1.2)$$

$$\psi_0 + \psi_{oc} = 2\pi n, n = 1, 2, 3 \dots (б)$$

Нетрудно видеть, что условие (1.2,а) представляет собой уравнение амплитуд автоколебательной системы в стационарном режиме, или, что то же самое, уравнение баланса активных проводимостей. Соотношение (1.2,б) при этом трактуется как уравнение частоты или баланс фаз автогенератора. При более общем подходе условие возникновения колебаний (1.2,а) следует переписать в виде:

$$k_0 k_{oc} \geq 1.$$

Теперь можно сделать следующий вывод: если построенная в полярной системе координат $Re(K_0 K_{oc})$, $Im(K_0 K_{oc})$ кривая $K_{oc} K_0 = f(\psi)$ не охватывает точку с координатами $(+1, 0)$, то система не самовозбуждается, т.е. работает устойчиво и, наоборот, если кривая $K_0 K_{oc}$ охватывает точку $(+1, 0)$ — система неустойчива. Это условие и носит название критерия Найквиста. Для иллюстрации этого положения на рис. П.1.1 представлены примеры устойчивой (а) и неустойчивой (б) систем.

Практическое использование критерия Найквиста затруднительно вследствие того, что приходится строить кривую $K_0 K_{oc} = f(\psi)$ в широкой частотной области.

Можно значительно упростить вычисления, если использовать частный критерий Ципкина, который может быть приведен к следующему простому положению: система будет устойчива, если для всех точек пересечения кривой $K_0 K_{oc}$ с действительной осью, вещественная часть вектора $K_0 K_{oc}$ будет меньше единицы:

$$Re(K_0 K_{oc}) < 1 \dots \quad (П.1.3)$$

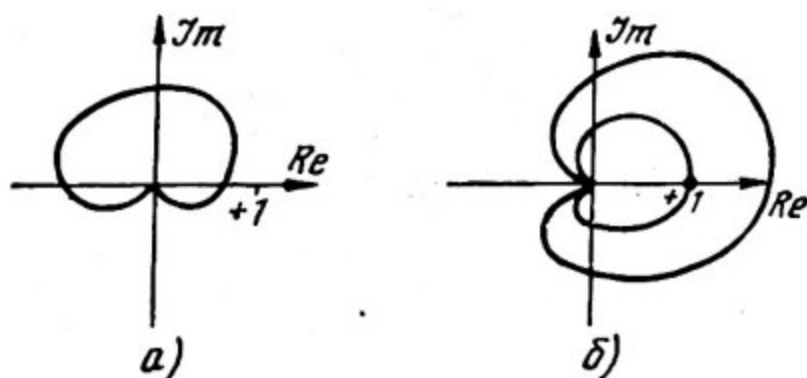


Рис. П.1.1. Применение критерия Найквиста для определения устойчивости работы усилителя:

а) система устойчива; б) система неустойчива

Рассмотрим применение критерия Ципкина к анализу устойчивости усилителя, построенного по схеме с общим катодом (рис. П.1.2). В этом случае обратная связь осуществляется через межэлектродную емкость сетка-анод C_{ac} . Во входной цепи включен источник сигнала с эквивалентной проводимостью (внутренним сопротивлением) Y_{bx} . Для этой схемы коэффициент усиления K_0 может быть записан на основании (2.6.16) в виде:

$$K_0 = S Z_{\Sigma}, \quad (\text{П.1.4})$$

где S — крутизна лампы в режиме малых амплитуд (усилитель возбуждается в пусковых условиях). $Z_{\Sigma} = \frac{1}{Y_{\Sigma}} = \frac{Z_{\Sigma 0}}{1 + j a_{\Sigma}}$ — эквивалентное сопротивление выходного контура с учетом нагрузки.

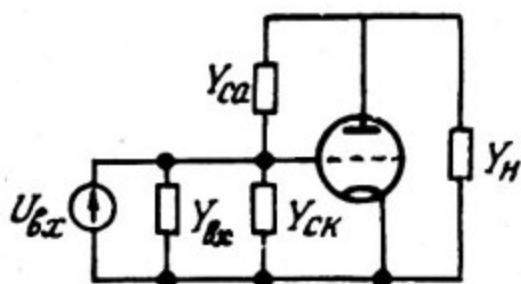


Рис. П.1.2. Эквивалентная схема усилителя с общим катодом

Найдем коэффициент обратной связи. Согласно схеме рис. П.1.2 имеем:

$$K_{ac} = \frac{\dot{v}_c}{\dot{v}_a} = \frac{Y_{ac}}{Y_{ac} + Y_{ck} + Y_{bx}}. \quad (\text{П.1.5})$$

Здесь $Y_{ac} = j\omega C_{ac}$; $Y_{ck} = j\omega C_{ck}$; $Y_{bx} = G_{bx} + jB_{bx}$ — выходная проводимость источника сигнала. Запишем теперь условие устойчивости по критерию Ципкина:

$$\operatorname{Re} \left(\frac{K_0 Y_{ac}}{Y_{ac} + Y_{ck} + Y_{bx}} \right) < 1. \quad (\text{П.1.6})$$

или

$$\operatorname{Re} [Y_{ac} (1 - K_0) + Y_{ck} + Y_{bx}] > 0. \quad (\text{П.1.7})$$

Преобразуем теперь (П.1.4) для K_0 :

$$K_0 = S \frac{Z_{zo}}{1 + ja_3} = S Z_{zo} \frac{1 - ja_3}{1 + a_3^2} = k_{or} - jk_{ox}, \quad (\text{П.1.8})$$

где

$$k_{or} = S Z_{zo} \frac{1}{1 + a_3^2}$$

и

$$k_{ox} = S Z_{zo} \frac{a_3}{1 + a_3^2}.$$

Подставив значения K_0 из (П.1.8) в (П.1.7), получим:

$$\operatorname{Re} [G_{bx} + \omega C_{ac} k_{ox} + jB_{bx} + j\omega (C_{ck} + C_{ac} (1 + k_{or}))] > 0 \quad (\text{П.1.9})$$

или

$$G_{bx} + \omega C_{ac} k_{ox} = C_{bx} + \omega C_{ac} Z_{zo} S \frac{a_3}{1 + a_3^2} > 0; \quad (\text{П.1.10})$$

$$B_{bx} + \omega (C_{ck} + C_{ac} (1 + k_{or})) = 0.$$

Второе из полученных уравнений определяет возможную частоту возникающих колебаний, а первое — амплитудное условие самовозбуждения. Действительно, принимая для k_{ox} максимальное отрицательное значение $-\frac{Z_{zo} S}{2}$, получаемое при $a_3 = -1$, имеем:

$$G_{bx} - \frac{\omega C_{ac} S Z_{zo}}{2} > 0. \quad (\text{П.1.11})$$

Считая, что $G_{\text{вх}}$ приблизительно равно $\frac{1}{Z_{\text{эо}}}$, т.е. входная и выходная проводимости равны, получаем условие, накладываемое на коэффициент усиления каскада, предотвращающее самовозбуждение:

$$k_y = S Z_{\text{эо}} < \sqrt{\frac{2S}{\omega C_{\text{ак}}}} \quad (\text{П.1.12})$$

В теории усилителей часто вводится коэффициент запаса по устойчивости работы K_3 , как отношение полной активной проводимости сеточной цепи ламп с обратной связью к проводимости без нее, т.е.

$$k_3 = \frac{1/Z_{\text{эо}} - 1/2 \omega C_{\text{ак}} S Z_{\text{эо}}}{1/Z_{\text{эо}}} \quad (\text{П.1.13})$$

Естественно, что при таком определении k_3 , его величина, равная единице $k_3=1$ соответствует случаю абсолютной устойчивости, а $k_3=0$ — условию неперенного самовозбуждения. С учетом коэффициента запаса по устойчивости (П.1.12) может быть переписано в виде:

$$k_{y3} < \sqrt{\frac{2S(1-k_3)}{\omega C_{\text{ак}}}} \quad (\text{П.1.14})$$

Если, как это часто бывает K_3 выбирают в пределах $0,8 \div 0,9$, то (П.1.14) переходит к виду:

$$k_{y3} < \sqrt{\frac{(0,2 \div 0,4)S}{\omega C_{\text{ак}}}} \quad (\text{П.1.15})$$

Для усилителей, выполненных по схеме с общей сеткой вывод выражения для коэффициента устойчивого усиления аналогичен предыдущему. Поскольку входная активная проводимость лампы в этом случае приблизительно равна $S - \frac{1}{2} \omega C_{\text{ак}} S Z_{\text{эо}}$, для k_{y3} получим:

$$k_{y3} < \frac{(0,4 \div 0,8)S}{\omega C_{\text{ак}}} \quad (\text{П.1.16})$$

Из последнего выражения видно, что усилители, использующие схему с общей сеткой, обладают значительно большей устойчивостью нежели усилители, построенные по схеме с общим катодом. Это позволяет успешно использовать схемы "ОС" в области высоких частот.

Проблемы усиления и генерирования колебаний в области дециметрового и сантиметрового диапазона длин волн

Первые электронные лампы — триоды позволили освоить диапазон частот до десятков-сотен мегагерц, т.е. до волн метрового диапазона. Дальнейшее же продвижение вверх по шкале частот натолкнулось на ряд принципиальных трудностей.

Ограничивающих причин оказалось несколько. Это, во-первых, влияние паразитных межуэлектродных емкостей лампы, приводящих, как мы видели, к самовозбуждению усилителей. Во-вторых, это влияние межуэлектродных емкостей и индуктивностей выводов электродов, приводящих к падению эффективности работы внешних колебательных систем и ограничению частоты генерируемых колебаний. Наконец, третья причина — конечное время пролета электронами межуэлектродных зазоров, проявляющееся при соизмеримости времени пролета с периодом высокочастотных колебаний. Она также приводит к падению выходной мощности и КПД каскада с ростом частоты колебаний.

Влияние межуэлектродных емкостей на устойчивость работы усилителей было проанализировано в Приложении 1. Рассмотрим более подробно вторую и третью причины:

а) влияние реактивных параметров электродов лампы на работу колебательной системы.

Электроды реальной лампы, как известно, характеризуются двумя реактивными параметрами: межуэлектродной емкостью и индуктивностью вывода. Значения величин этих параметров для "обычных" радиоламп составляют от нескольких десятых долей до десятков пикофард и до десятых-сотых долей микрогенри. При этом на частотах сантиметрового диапазона длин волн ($3 \cdot 10^9$ Гц) сопротивления указанных реактивностей становятся сравнимыми с сопротивлением контурных элементов.

Рассмотрим в качестве примера влияние паразитных реактивностей электродов на работу анодно-сеточного контура усилителя, использующего схему с общей сеткой (рис. П.2.1).

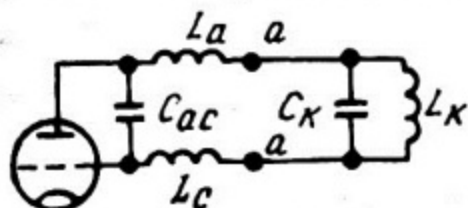


Рис. П.2.1. Схема анодно-сеточной цепи усилительного каскада на высоких частотах.

Паразитные параметры электродов лампы: междуэлектродная емкость C_{ac} и индуктивности выводов анода L_a и сетки L_k входят в общую колебательную систему анодно-сеточного контура, представленного на схеме параметрами L_k и C_k , подключенными к "клеммам а-а".

На низких частотах радиодиапазона, когда $L_k \gg L_a, L_c$ и $C_k \gg C_{ac}$, резонансная частота системы определяется внешним контуром:

$$\omega_0 = (L_k C_k)^{-1/2}. \quad (П.2.1)$$

Для увеличения частоты колебаний анодно-сеточной системы обычно уменьшают емкость внешнего контура C_k до предельно малой величины $C_k = 0$. При этом частота настройки системы может быть записана в виде:

$$\omega_0 = [C_{ac} (L_a + L_k + L_c)]^{-1/2}. \quad (П.2.2)$$

Дальнейшее увеличение частоты настройки возможно при уменьшении L_k . Положив в пределе эту величину равной нулю, получим:

$$\omega_0 = [C_{ac} (L_a + L_c)]^{-1/2}. \quad (П.2.3)$$

Эта величина, реализуемая при закорачивании выводов лампы, характеризует частотные свойства самой лампы и получила название "ламповой" частоты $\omega_{0л}$.

Возможность настройки на частоту выше ламповой связана с введением во внешнюю цепь емкости $C_k < C_{ac}$. Действительно:

$$\omega_0 = \left[\frac{C_{ac} C_k}{C_{ac} + C_k} (L_a + L_c) \right]^{-1/2}. \quad (П.2.4)$$

и может неограниченно возрастать при уменьшении C_k .

Однако этот путь кажущейся возможности настройки системы на сколь угодно высокое значение резонансной частоты оказывается неэффективным, так как сопровождается падением эквивалентного сопротивления контура.

Найдем для нашего примера величину эквивалентного сопротивления контура при резонансе $R_{0э}$, определяющее анодную нагрузку лампы, а, значит, и коэффициент усиления системы. Известно, что эта величина в общем случае записывается в виде:

$$R_{0э} = p^2 \rho Q, \quad (П.2.5)$$

где p — параметр включения контура.

Для низких частот, когда резонансная частота определяется по (П.2.1), $p=1$ и

$$R_{03} = \frac{Q}{\omega_0 (C_k + C_{ac})} . \quad (\text{П.2.6})$$

Соответствующим выбором L_k и C_k в этом случае всегда удастся получить нужное значение R_{03} при заданной частоте ω_0 .

Для случая более высоких частот, когда $C_k = 0$ (формула П.2.2), значение $p=1$ и R_{03} можно представить следующим образом:

$$R_{03} = \frac{Q}{\omega_0 C_{ac}} . \quad (\text{П.2.7})$$

Здесь эквивалентное сопротивление падает с ростом частоты ω_0 .

Наконец, в области самых высоких частот (П.2.4) параметр включения $p = \frac{C_{об}}{C_{ac}}$, где $C_{об} = \frac{C_{ac} C_k}{C_{ac} + C_k}$ и

$$R_{03} = \frac{Q_0 \omega_{0л}^2}{\omega_0^3} . \quad (\text{П.2.8})$$

Как видно, в этих условиях величина R_{03} падает обратно пропорционально кубу резонансной частоты. Таким образом, несмотря на возможность настройки колебательной системы на сколько угодно высокие значения резонансной частоты, воспользоваться этим обстоятельством не представляется возможным. Поэтому обычно частоту настройки колебательных систем усилителей и генераторов приходится выбирать меньше ламповой ($\omega_0 < \omega_\lambda$).

Рассмотренное влияние паразитных реактивностей электродов не исчерпывает всех негативных сторон, проявляющихся с ростом частоты. Так, следует иметь в виду, что наличие индуктивного сопротивления электродов на высоких частотах приводит к появлению активной составляющей сопротивления во входной цепи лампы, что влечет за собой падение коэффициента усиления, и, следовательно, также ограничивает частотный диапазон.

Межэлектродные емкости на высоких частотах обуславливают появление значительных реактивных токов и резкое возрастание омических потерь в проводниках системы. С повышением частоты растут также потери в диэлектрических элементах лампы: изоляторах и баллоне, а также потери на излучение в открытых колебательных системах;

б) пролетные явления в электронных лампах.

Для характеристики электронных процессов на высоких и сверхвысоких частотах введем безразмерный параметр — угол пролета, представляющий собой отношение реального времени пролета τ к периоду высокочастотного напряжения T :

$$\theta = 2\pi \tau / T = \omega \tau. \quad (\text{П.2.9})$$

С физической точки зрения угол пролета соответствует изменению фазы высокочастотного напряжения зазора за время пролета его электронами. Поскольку в общем случае скорость, а значит, и время движения зарядов в зазоре зависят от мгновенного значения напряжений, величина θ оказывается также зависящей от времени (начальной фазы). Учитывая это обстоятельство, в теории ламп часто вводят дополнительный угловой параметр — фиктивный угол пролета θ_0 , определяемый по амплитудным значениям напряжений зазора.

Рассмотрим пролетные явления в межэлектродных зазорах триода, основываясь на ряде упрощающих предположений. Примем за основу модель плоского триода, положив проницаемость сетки

D равной нулю. Тогда анализ движения электронов можно провести в двух независимых зазорах катод-сетка и сетка-анод. При этом, однако, будем предполагать, что сетка идеально прозрачна для электронов и потерь зарядов в зазорах нет.

А) анализ движения в пространстве катод-сетка.

Напряжение между катодом и сеткой представим в виде:

$$U_{ск} = U_{\omega} + U_c \sin(\omega t + \psi_c), \quad (\text{П.2.10})$$

где ψ_c — начальная фаза движения электронов.

Дифференциальное уравнение движения по оси зазора z запишем следующим образом:

$$m \ddot{z} = e \frac{U_{кз}}{d_{кз}}, \quad (\text{П.2.11})$$

где $d_{кз}$ — ширина катодно-сеточного зазора.

Интегрируя (П.2.11) при условии пренебрежения малых начальных скоростей электронов, получим:

$$\frac{d_{кз} m \dot{z}}{e} = v_{\omega} t + \frac{U_c}{\omega} [\cos \psi_c - \cos(\omega t + \psi_c)]; \quad (\text{П.2.12})$$

$$\frac{d_{кз} m z}{e} = v_{\omega} \frac{t^2}{2} + \frac{U_c}{\omega^2} [\sin \psi_c - \sin(\omega t + \psi_c) + \omega t \cos \psi_c]. \quad (\text{П.2.13})$$

Введем обозначения:

$U_c / U_{\omega} = \xi_c$ — коэффициент использования сеточного напряжения;

$\theta_{окс} = \frac{2 d_{кз} \omega}{v_0}$ — фиктивный угол пролета;

$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_{\omega} + U_c)}$ — конечная скорость электрона при выходе из зазора;

$\dot{Z} = v$ — мгновенная скорость зарядов.

При этом (П.2.12) и (П.2.13) преобразуются к виду:

$$\theta_{\text{окс}} \frac{v}{v_0} = \frac{1}{1+\xi_c} \omega t + \frac{\xi_c}{1+\xi_c} [\cos \psi_c - \cos(\omega t + \psi_c)]; \quad (\text{П.2.14})$$

$$\frac{\theta_{\text{окс}}^2}{2} \frac{Z}{d_{\text{кс}}} = \frac{1}{1+\xi_c} \frac{(\omega t)^2}{2} + \frac{\xi_c}{1+\xi_c} [\sin \psi_c - \sin(\omega t + \psi_c) + \omega t \cos \psi_c]. \quad (\text{П.2.15})$$

Уравнение (П.2.15) позволяет построить годограф движения электронов в виде зависимости приведенного пути $\bar{z} = \frac{\theta_{\text{окс}}^2}{2} \frac{Z}{d_{\text{кс}}}$ от текущего пролетного угла ωt и начальной фазы ψ_c . Подобное построение в теории ламп носит название пространственно-временной диаграммы. Частный вид ее при $\xi_c \gg 1$ приведен на рис. П.2.2. Общий случай при конечном значении легко получить из приведенного изображения, умножая ординату на $\xi_c/(1+\xi_c)$ и прибавляя к ней член $\frac{(\omega t)^2}{2} \frac{1}{1+\xi_c}$.

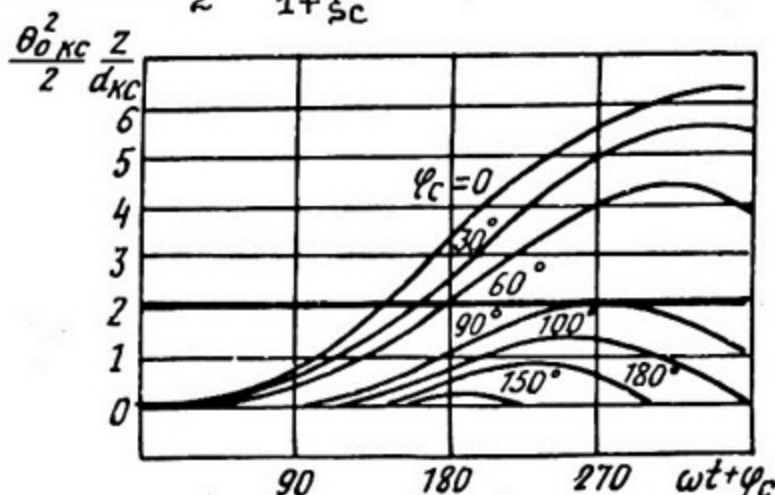


Рис. П.2.2. Пространственно-временная диаграмма движения электронов в пространстве катод-сетка при условии $U_{c0} \sim 0$

Пространственно-временная диаграмма позволяет решить ряд важных вопросов, связанных с движением электронного потока в условиях конечного значения углов пролета.

Рассмотрим в качестве примера случай движения электронов, приняв $\xi_c \gg 1$ и $\theta_{\text{окс}} = 2$. Положив $\bar{z} = d_{\text{кс}}$, проведем на гра-

фике горизонтальную прямую, проходящую через ординату $\bar{z} = 2$. (толстая линия на рис. П.2.2). Из графика видно, что все электроны с начальными фазами $0^\circ \leq \psi_c \leq 90^\circ$ пройдут плоскость сетки. Электроны с начальными фазами $\psi_c > 100^\circ$ возвратятся на катод, а группа электронов с фазами $100^\circ > \psi_c > 90^\circ$ останется к концу периода в межэлектродном зазоре.

При более общем подходе можно показать, что при $\theta_{\text{окс}} < 0,7$, практически весь электронный поток проходит через сетку. При $\theta_{\text{окс}} = 2$ плоскость сетки проходит лишь половина эмиттированных катодом электронов. Наконец, при $\theta_{\text{окс}} \geq 3,54$ поток электронов через плоскость сетки прекращается. Далее при $\theta_{\text{окс}} < 1,57$ пространство сетка-катод к концу периода полностью очищается от электронов, а при больших значениях $\theta_{\text{окс}}$ часть электронов, оставаясь в зазоре и создавая шумовой ток, ухудшает работу лампы. Часть электронного потока, попадая на катод, вызывает его дополнительный разогрев, что необходимо учитывать в работе лампы.

Б) Анализ движения электронов в зазоре сетка-анод.

Анализ движения электронов в этом случае во многом схож с предыдущим. Положив напряжение между сеткой и анодом в виде:

$$U_{ca} = U_{a0} - U_{co} + U_a \sin(\omega t + \psi_a) \quad (\text{П.2.16})$$

и пренебрегая малым значением начальных скоростей электронов, вышедших из плоскости сетки, получим:

$$\theta_{\text{оса}} \frac{v}{v_0} = \omega t + \xi_a [\cos \psi_a - \cos(\omega t + \psi_a)] ; \quad (\text{П.2.17})$$

$$\frac{\theta_{\text{оса}}^2}{2} \frac{z}{d_{ca}} = (\omega t)^2 + 2 \xi_a [\sin \psi_a - \sin(\omega t + \psi_a) + \omega t \cos \psi_a] \quad (\text{П.2.18})$$

Здесь:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2e}{m} (U_{a0} - U_{co})}, \quad \xi_a = U_a / U_{a0} ;$$

$$\theta_{\text{оса}} = 2 \omega \frac{d_{ca}}{v_0} ;$$

ψ_a — начальная фаза влета электронов.

Полученные выражения можно использовать для построения пространственно-временной диаграммы, а также для определения КПД одиночного электрона в анодной цепи триода. Действительно, КПД одиночного электрона можно найти из следующих соображений:

$$\eta_{\text{эл}} = \frac{e(U_{a0} - U_{co}) - \frac{mv_0^2}{2}}{e(U_{a0} - U_{co})} = 1 - \frac{v_0^2}{v_a^2} \quad (\text{П.2.19})$$

В этом выражении числитель представляет полезную энергию, равную разности между полной энергией, набираемой электронами в промежутке и энергией, теряемой при ударе об анод.

Подставив в (П.2.19) выражение для e/α_0 из (П.2.17), получим:

$$\eta_{эл} = 1 - \frac{\left\{ \omega t_{пр} + \xi_a [\cos \psi_a - \cos (\omega t_{пр} + \psi_a)] \right\}^2}{(\omega t_{пр})^2 + 2 \xi_a [\sin \psi_a - \sin (\omega t_{пр} + \psi_a) + \omega t_{пр} \cos \psi_a]} \quad (\text{П.2.20})$$

Задаваясь начальными значениями фаз ψ_a , равными конечным значениям фаз ψ_c для катодно-сеточного промежутка и, зная $\theta_{осл}$, можно рассчитать КПД одиночных электронов. Зная же распределение электронов по начальным фазам $i_a(\psi_a)$, можно найти полный КПД анодной цепи:

$$\eta_a = \frac{\int_0^{2\pi} \eta_{эл}(\psi_a) i(\psi_a) d\psi_a}{\int_0^{2\pi} i(\psi_a) d\psi} \quad (\text{П.2.21})$$

Из последнего выражения видно, что для малых частот, когда $\omega t_{пр}$ близко к нулю, выражение (П.2.21) переходит к известному (2.8.27):

$$\eta_a = \frac{I_{a1} \xi_a}{2 I_{a0}} = 0,5 \gamma_1 \xi_a \quad (\text{П.2.22})$$

Для очень больших значений $\omega t_{пр} \gg 1$ (П.2.20) стремиться к нулю.

Таким образом, с ростом частоты пролетные явления приводят, во-первых, к уменьшению анодного тока и изменению его распределения $i_a(\psi_a)$, а, во-вторых, к падению КПД "работающих электронов", а, значит, и к падению КПД анодной цепи. Приблизительную картину изменения токопрохождения в триоде с ростом частоты ($\theta_{оск}$ и $\theta_{осл}$) можно проиллюстрировать следующими тремя диаграммами, изображенными на рис. П.2.3.

Как видно из представленных диаграмм при низких частотах ($\theta_0 \sim 0$) весь ток с катода поступает в анодно-сеточный зазор, а форма импульса анодного тока близка к усеченной синусоиде. Эти обстоятельства обеспечивают хорошие энергетические параметры каскада — так КПД достигает значения $0,7 \div 0,8$.

В области более высоких частот, когда $\theta_c \sim \frac{\pi}{2}$ в анодно-сеточный зазор поступает лишь половина имиттируемых электронов, а распределение плотности тока сильно искажается, стано-

ваясь почти треугольным. КПД при этом снижается более, чем в два раза, а выходная мощность, более чем в четыре раза по сравнению с предыдущим случаем.

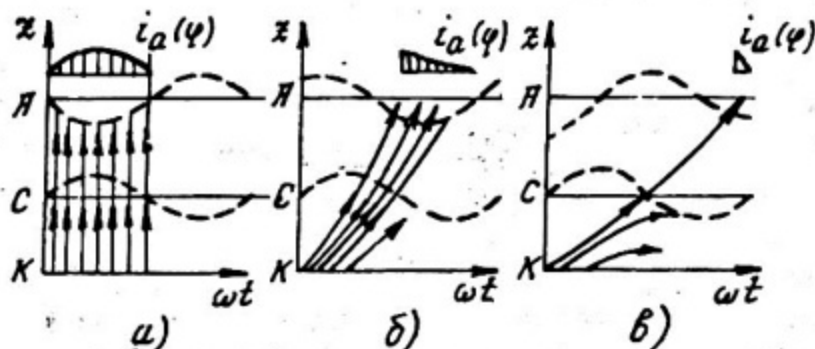


Рис. П.2.3. Изменение токопрохождения зазоров в триоде и распределение плотности тока при изменении частоты (угла пролета): а) углы пролета $\theta_a \sim \theta_c \sim 0$; б) углы пролета $\theta_a \sim \theta_c \sim \frac{\pi}{2}$; в) углы пролета $\theta_a \sim \theta_c \sim \pi$

Наконец, при $\theta_0 \sim \pi$, т.е. на очень высоких частотах анодный ток фактически прекращается и работа усилителя становится неэффективной.

Следует заметить, что более строгие и подробные исследования показывают еще ряд негативных проявлений пролетных явлений. Так с ростом пролетных углов резко возрастает ток сетки, имеющий к тому же активную составляющую, что, в свою очередь, приводит к падению коэффициента усиления каскада и невозможности получения условий самовозбуждения в автогенераторах.

Анализ причин, ухудшающих работу "обычных" ламп в диапазонах сверхвысоких частот, открывает одновременно путь совершенствования ламп — триодов и тетродов СВЧ. Как было видно из предшествующего, эффективность лампы можно существенно улучшить, уменьшая пролетные углы и паразитные параметры электродов. Очевидным путем уменьшения углов пролета является сближение электродов и повышение напряжения между ними. Однако сокращение расстояния между электродами приводит к соответствующему увеличению паразитных емкостей. Это обстоятельство, в свою очередь, заставляет сокращать площадь электродов, что неизбежно приводит к падению мощности лампы.

Поэтому наиболее рациональным является всемерное сокращение индуктивностей выводов электродов. Это позволяет поднять или сохранить значение ламповой частоты при уменьшении пролетных углов. Исходя из предложенного, конструкцию высокочастотных ламп разрабатывают с дисковыми или цилиндрическими вводами, имеющими предельно малые индуктивности.

Для предотвращения потерь высокочастотной энергии на излучение, колебательные системы усилителей и генераторов делают закрытого типа (см. раздел 1.13), а конструкцию ламп выполняют таким образом, чтобы обеспечить ее органическое слияние с полрой колебательной системой. При этом межэлектродные емкости лампы являются укорачивающими емкостями резонаторов. Для изоляторов и баллонов лампы применяют специальные сорта керамики с низкими потерями на высоких частотах. Катоды ламп выполняют со значительным запасом эмиссии.

Выполненные по этим рекомендациям высокочастотные лампы стеклянной и керамической серии способны работать до частот в несколько десятков ГГц, правда при низкой выходной мощности и малом КПД.

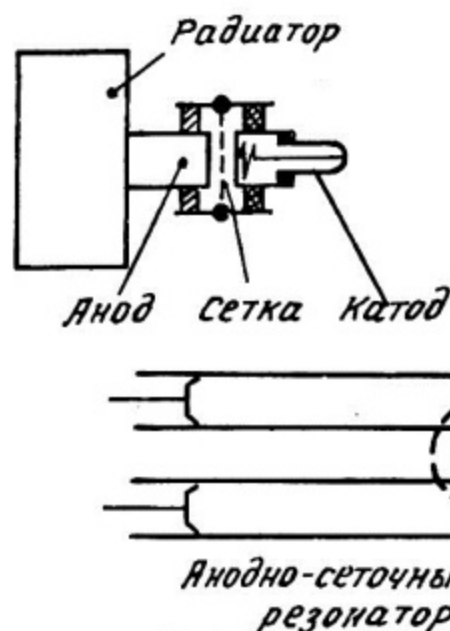


Рис. П.2.4. Конструкция металлокерамического триода СВЧ

Рис. П.2.5. Применение полых (коаксиальных) резонаторов в колебательных системах триодов СВЧ

Пример конструкции металлокерамического триода СВЧ типа ГИ-11Б приведен на рис. П.2.4, а сопряжение его с внешней резонансной системой на основе коаксиальных резонаторов на рис. П.2.5. Преимущества подобной конструкции оказались столь значительными, что и лампы, рассчитанные на работу в диапазоне метровых волн стали выполнять подобным образом. Это позволило в метровом и дециметровом диапазонах длин волн получать мегаваттные уровни мощности при КПД в $70 \div 80\%$.

Над.ст. = 5 Вт.

Над.ст. = 2 кВт

Тренирующая = 0,8

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

Справочные данные по усилительным лампам

Тип лампы	Схема, режим	Высшая частота, МГц	$P_{вых.},$ кВт	$S,$ мА/В	$U_{a макс.},$ кВ	$I_{макс.},$ А	$P_{рас.},$ Вт	$C_{вх.},$ пф	$C_{вых.},$ пф	$C_{спрех.},$ пф
Триод ГИ-7Б	ОС имп. неп.	2500 1500	11 0,03	60 35	9 2,5	7,5 1,5	350	11,35	0,075	4,6
Триод ГИ-39Б	ОС имп.	1000	100	30	20	16	440	23	0,12	5,5
Триод ГИ-27А	ОС имп.	150	4000	85	40	800	25000	130	5	41
Триод ГИ-50	ОС имп.	170	2000	75	32	550	40000	170	3,5	47
Тетрод ГИ-43А	ОС имп. ОК имп.	200	500 500	110 110		250 250		125 300	35 32	0,5 2
Тетрод ГС-43Б	ОК неп.	500	0,22	30	2	0,65	0,6	40	6	0,1
Тетрод ГУ-54	ОК неп.	250	1,2	71	2	6	2,5	100	20	0,2
Тетрод ГУ-78	ОК неп.	250	1,5	70	2	4,2	2,5	120	20	0,25
Тетрод ГУ-95	ОК неп.	250	0,9	60	0,5	10	1,6	92	16	0,25

Олег Сергеевич Милованов
Алексей Гаврилович Пономаренко

Усилители и автогенераторы метровых волн

Редактор И.А. Астаховская
Техн. редактор Н.М. Воронцова
Корректоры Г.А. Станкевич
Е.А. Кораблева

Тем. план 1989 г., поз. 39

Л-21029	Подписано в печать 6/у - 1989г.	
Формат 60x84 1/16	Объем 6,25 п.л.	Уч.-изд.л. 6,
Тираж 150 экз.	Изд. № 023-1	Заказ 94
	Цена 40 коп.	

Московский инженерно-физический институт. Типография МИФИ.
115409, Москва, Каширское шоссе, 31