

## ЛАМПОВЫЕ АВТОГЕНЕРАТОРЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

### § 12.1. Вводные замечания

Генераторы как синусоидальных, так и релаксационных колебаний делятся на *генераторы с независимым возбуждением и автогенераторы*. На генераторы с независимым возбуждением надо подавать извне колебания, — как говорят, их надо возбуждать. Таким образом, эти генераторы являются по существу усилителями, а иногда одновременно и преобразователями формы колебаний. *В автогенераторах могут существовать незатухающие колебания при отсутствии воздействия на них, колебаний извне*. Иногда автогенераторы называют *генераторами с самовозбуждением*.

Автогенераторы синусоидальных колебаний имеют бóльшую стабильность частоты колебаний и могут давать колебания с более высокими частотами, чем релаксационные автогенераторы. Они получили очень широкое распространение в радиотехнике. Каждый радиопередатчик содержит обязательно автогенератор синусоидальных колебаний.

Автогенераторы синусоидальных колебаний, использующие электронные лампы как нелинейные сопротивления, можно разбить, как и релаксационные автогенераторы, на два типа: автогенераторы с усилителями и автогенераторы с нелинейными сопротивлениями, имеющими спадающий участок на вольтамперной характеристике. В эту классификацию не входят многие автогенераторы синусоидальных колебаний сверхвысоких частот, в которых колебания создаются внутри специальных электронных ламп (магнетронов, клистронов и т. д.). Такие автогенераторы в данном курсе не рассматриваются.

Когда собственные колебания в автогенераторе малы и нелинейные сопротивления могут быть заменены линейными схемами замещения, параметры колебаний находятся с помощью решения характеристических уравнений методами, изложенными в гл. 7. Эти колебания имеют вид:

$$\sum_{k=1}^n A_k e^{\gamma_k t} \cos(\omega_k t + \varphi_k),$$

где  $\gamma_k$  и  $\omega_k$  определяются параметрами схемы,  $A_k$  и  $\varphi_k$  — начальными условиями.

Если хотя бы одна из величин  $\gamma_k$  больше нуля, то колебания нарастают, и, как говорят, *генератор самовозбуждается*. Если бы по мере роста колебаний параметры автогенератора не менялись и оставались линейными, то амплитуды составляющих, имеющих положительные  $\gamma_k$ , росли бы до бесконечности. В реальных условиях за счет нелинейности элементов схемы амплитуды нарастают до конечных значений, после чего устанавливаются стационарные периодические колебания.

*Процессы установления колебаний и их стационарные значения не могут быть найдены из линейных схем замещения.* Для нахождения стационарных значений обычно используют приближенный метод, называемый *квазилинейным*, который для стационарных режимов совпадает с методом первой гармоники. Для определения устойчивости режимов периодических колебаний и для исследования поведения автогенераторов синусоидальных колебаний вблизи этих режимов можно использовать замену нелинейных сопротивлений линейными схемами замещения с переменными параметрами.

## § 12.2. Автогенераторы синусоидальных колебаний с усилителями (малые колебания)

Для поддержания колебаний в усилителе на его вход все время надо подавать колебания. Если эти колебания подавать на вход усилителя с его же выхода с помощью обратной связи, то в ряде случаев получается автогенератор, в котором колебания существуют безгранично долго без возбуждения извне.

Рассмотрим такой автогенератор синусоидальных колебаний с усилителем (рис. 12.1). Прямоугольником на схеме изображен линейный четырехполюсник с постоянными параметрами. К схеме рис. 12.1 могут быть приведены многие автогенераторы (рис. 12.8, 12.11). В некоторых

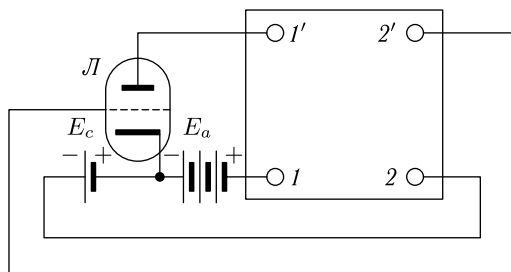


Рис. 12.1

случаях четырехполюсник может содержать также электронные лампы (например, рис. 12.13) при условии, что колебания, подаваемые на них, настолько малы, что лампы могут быть заменены линейными схемами замещения.

Таким образом, единственным нелинейным элементом в рассматриваемой схеме является лампа  $\mathcal{L}$ . Лампа  $\mathcal{L}$  может быть и многосеточной. Это никак не влияет на проводимые ниже рассуждения при условии, что напряжения на дополнительных сетках постоянны.

Начнем рассмотрение со случая малых колебаний, когда лампа  $\mathcal{L}$  может быть заменена линейной схемой замещения (рис. 12.2).

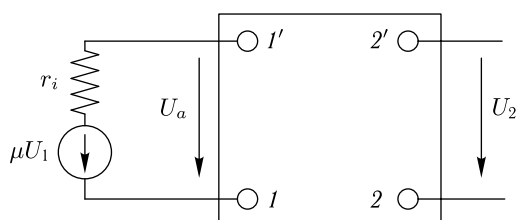


Рис. 12.2

При разомкнутой обратной связи и подаче на сетку лампы синусоидального напряжения  $\mathbf{U}_1$  напряжение на входных зажимах  $1-1'$  четырехполюсника выражается так:

$$\mathbf{U}_a = -\frac{\mu \mathbf{U}_1 \mathbf{Z}_a}{r_i + \mathbf{Z}_a}, \quad (12.1)$$

где  $\mathbf{Z}_a$  — сопротивление между зажимами  $1-1'$ .

Напряжение на зажимах  $2-2'$  равно

$$\mathbf{U}_2 = -\mathbf{k}_{oc} \mathbf{U}_a = \mathbf{k}_{oc} \frac{\mu \mathbf{U}_1 \mathbf{Z}_a}{r_i + \mathbf{Z}_a}, \quad (12.2)$$

где  $\mathbf{k}_{oc}$  — коэффициент передачи четырехполюсника (коэффициент обратной связи). Знак минус взят для удобства — в этом случае, как видно из дальнейшего,  $\mathbf{k}_{oc}$  получается положительной величиной.

Характеристическое уравнение для собственных колебаний в схеме рис. 12.1 при замкнутой обратной связи, когда  $\mathbf{U}_1 = \mathbf{U}_2$ , будет

$$\frac{\mathbf{U}_2}{\mathbf{U}_1} = \mathbf{k}_{oc} \frac{\mu \mathbf{Z}_a}{r_i + \mathbf{Z}_a} = 1. \quad (12.3)$$

Здесь в величины  $\mathbf{k}_{oc}$  и  $\mathbf{Z}_a$  вместо  $i\omega$  должна быть подставлена величина  $p$ .

Уравнение (12.3) можно переписать в виде:

$$S = \mathbf{Y}(p), \quad (12.4)$$

где  $S = \frac{\mu}{r_i}$  — крутизна лампы в рабочей точке;

$$\mathbf{Y}(p) = \frac{1}{[\mathbf{k}_{oc}(p) - D]\mathbf{Z}_a(p)}, \quad (12.5)$$

$D = \frac{1}{\mu}$  — проницаемость лампы.

Величину  $\mathbf{Y}(p)$  назовем *управляющей проводимостью*.

Из ур-ния (12.4) методами, изложенными в гл. 7, можно определить параметры собственных колебаний и выяснить, будут ли они нарастать, т.е. будет ли схема самовозбуждаться. Для этого можно непосредственно из ур-ния (12.4) найти  $p$  или воспользоваться методом амплитудно-фазовых характеристик. Первый метод не нуждается в пояснении, однако, он при уравнениях степени выше второй, громоздок.

Рассмотрим второй метод. Предположим, что собственные колебания в четырехполюснике  $11'-22'$  при разомкнутой обратной связи являются затухающими и применим критерий пересечений (§ 7.4).

Положим  $\mathbf{A} = 0$  либо сделаем ее бесконечно малой положительной величиной, если правая часть ур-ния (12.4) стремится к нулю при  $|p| \rightarrow \infty$ .

Тогда характеристическое уравнение

$$\mathbf{Y}(p) = \mathbf{A} \quad (12.6)$$

соответствует схеме рис. 12.1, в которой  $S$  и  $\mu = r_i S$  равны нулю или бесконечно малы, что соответствует разрыву обратной связи.

Из принятого нами условия, говорящего, что при разомкнутой обратной связи все собственные колебания затухающие, следует, что число корней ур-ния (12.6) с положительной действительной частью  $n_A = 0$ .

Возьмем  $\mathbf{B} = S$ . Тогда число корней ур-ния (12.4) с положительной действительной частью согласно (7.14) равно

$$n_B = n_\beta - n_\alpha, \quad (12.7)$$

где  $n_\beta$  и  $n_\alpha$  — число пересечений типа  $\beta$  и типа  $\alpha$  отрезка  $\mathbf{AB}$  ( $\mathbf{A} = 0$ ,  $\mathbf{B} = S$ ) амплитудно-фазовой характеристикой  $\mathbf{Y}(i\omega)$ .

Таким образом, если отрезок действительной оси ( $0 \div S$ ) не пересекается амплитудно-фазовой характеристикой ни разу ( $n_\beta = n_\alpha = 0$ ), или одинаковое число раз слева направо и справа налево ( $n_\beta = n_\alpha$ ), то все малые колебания в схеме рис. 12.1 затухают, и она не самовозбуждается. Если  $n_\beta > n_\alpha$ , то схема самовозбудится. Случай, когда  $n_\beta < n_\alpha$ , невозможен, поскольку  $n_B$  не может быть отрицательной величиной.

Величина  $\mathbf{Y}(0) = 1 : [\mathbf{k}_{oc}(0) - D]\mathbf{Z}_a(0)$  обычно отрицательна, так как при постоянном токе обычно  $\mathbf{k}_{oc}(0) = 0$ , а  $\mathbf{Z}_a(0)$  является положительной действительной величиной. Поэтому пересечения амплитудно-фазовых характеристик с отрезком  $(0 \div S)$  могут быть лишь при  $\infty \neq 0$ .

Обозначим положительные действительные значения  $\mathbf{Y}(i\omega)$  через  $Y', Y'', Y''', \dots, Y^{(k)}, \dots$ , причем пусть  $Y' < Y'' < Y''' < \dots < Y^{(k)} < \dots$ , и соответствующие им положительные значения  $\omega$  обозначим через  $\omega', \omega'', \omega''', \dots, \omega^{(k)}, \dots$ . При этом имеет место соотношение:

$$\mathbf{Y}(i\omega^{(k)}) = \mathbf{Y}(-i\omega^{(k)}) = \mathbf{Y}^{(k)},$$

поскольку, как было показано в § 7.4, амплитудно-фазовая характеристика симметрична.

На рис. 12.3 в качестве примера изображено несколько амплитудно-фазовых характеристик при изменении  $\omega$  от 0 до  $+\infty$ . При изменении  $\omega$  от  $-\infty$  до нуля характеристики симметричны нарисованным. На рисунках обозначены точки пересечений и указан их тип в соответствии с § 7.4. Точка  $\mathbf{B} = S$  на рисунках не показана. В зависимости от величины  $S$  она будет находиться в различных местах прямой  $(0 \div +\infty)$ .

Если  $S < Y'$ , то отрезок  $\mathbf{AB}$  ( $\mathbf{B} = S$ ) не пересекается амплитудно-фазовой характеристикой, и в соответствии с (12.7) все собственные колебания затухают — *схема не самовозбуждается*.

При  $S = Y' = \mathbf{Y}(i\omega')$  корень характеристического уравнения равен  $p = i\omega'$ , и в схеме могут существовать *колебания с постоянной амплитудой* и частотой  $\omega'$ .

При  $Y' < S < Y''$  в схеме существуют *нарастающие колебания*, поскольку в этом случае  $n_\beta = 2$ , а  $n_\alpha = 0$  (одно пересечение типа  $\beta$  имеет место при  $\omega = \omega'$ , а другое того же типа при  $\omega = -\omega'$ ). В результате получаем  $n_B = n_\beta - n_\alpha = 2$  и, следовательно, характеристическое уравнение имеет два комплексных взаимно сопряженных корня с положительной действительной частью:

$$p_1 = \gamma_1 + i\omega_1$$

и

$$p_2 = \gamma_1 - i\omega_1,$$

которые дают одинаковые нарастающие собственные колебания вида:

$$B_1 e^{\gamma_1 t} \cos(\omega_1 t + \varphi_1),$$

где  $B_1$  и  $\varphi_1$  зависят от начальных условий.

Отметим, что первая точка пересечения не может быть точкой типа  $\alpha$ , поскольку в этом случае  $n_B$  в соответствии с (12.7) оказалось бы отрицательной величиной, чего не может быть.

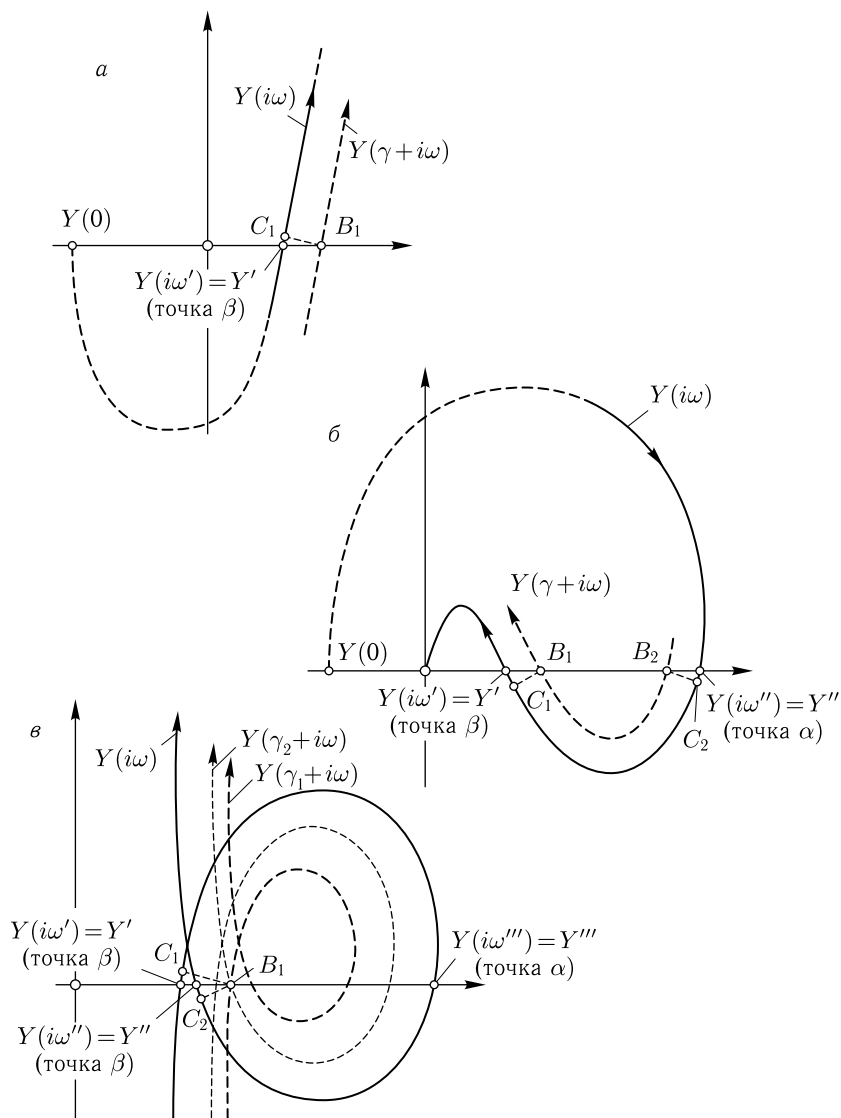


Рис. 12.3

Частоту колебаний  $\omega_1$  можно приближенно определить из амплитудно-фазовой характеристики. Для этого надо найти, какой частоте будет соответствовать точка обобщенной характеристики, проходящая при увеличении  $\gamma$  через точку  $S$ . Это можно сделать, учитывая, что точки обобщенной характеристики, соответствующие определенным

частотам, перемещаются при увеличении  $\gamma$  перпендикулярно характеристике вправо по отношению к ее направлению.

Так, для случая рис. 12.3а, когда  $S = B_1$ , частота собственных колебаний  $\omega_1$  примерно соответствует точке  $C_1$  характеристики и будет несколько больше частоты  $\omega'$ .

Для рис. 12.3б и  $S = B_1$  частота собственных колебаний  $\omega_1$  примерно соответствует точке  $C_1$  и будет несколько меньше  $\omega'$ , а для  $S = B_2$  — точке  $C_2$  и будет несколько больше  $\omega''$ . Эти частоты можно определить тем более точно, чем ближе  $S$  к величине  $Y'$  или  $Y''$ .

При  $Y' < Y'' < S < Y'''$  могут быть два случая, в зависимости от того, какого типа пересечения соответствуют  $Y''$ . В одном случае  $n_\beta = n_\alpha = 2$  (рис. 12.3б; на нем не показаны дополнительные симметричные пересечения при  $\omega = -\omega_1$  и  $\omega = -\omega_2$ ). При этом  $n_B = n_b - n_\alpha = 0$ , все корни характеристического уравнения имеют отрицательную действительную часть и генератор *не самовозбуждается*.

В другом случае  $n_\beta = 4$ ,  $n_\alpha = 0$  (рис. 12.3в), корни характеристического уравнения:

$$\begin{aligned} p_1 &= \gamma_1 + i\omega_2, \\ p_2 &= \gamma_1 - i\omega_1, \\ p_3 &= \gamma_2 + i\omega_2, \\ p_4 &= \gamma_2 - i\omega_2 \end{aligned}$$

имеют положительную действительную часть и в схеме возникают *два нарастающих колебания*. Если  $S = B_1$  (рис. 12.3в), то колебания соответствуют обобщенным характеристикам  $Y(\gamma_1 + i\omega)$  и  $Y(\gamma_2 + i\omega)$  и частоты этих колебаний — точкам  $C_1$  и  $C_2$ . Одна из частот немного больше  $\omega'$ , а другая немного меньше  $\omega''$ . Величина  $\gamma - 1$ , соответствующая первой частоте, несколько больше величины  $\gamma_2$ , соответствующей второй частоте, и первое колебание поэтому нарастает быстрее второго.

Аналогичные рассуждения можно провести для  $Y' < Y'' < Y''' < S$ . Такой случай может быть при амплитудно-фазовой характеристике рис. 12.3в.

### § 12.3. Автогенераторы синусоидальных колебаний с усилителями (большие колебания). Квазилинейный метод. Мягкий и жесткий режимы

Когда в схеме рис. 12.1 колебания сделаются достаточно большими, в анодном токе появятся высшие (2-я, 3-я и т. д.) гармоники основной частоты. Проходя через четырехполюсник, они создадут падение напряжения как на зажимах  $1-1'$ , так и на зажимах  $2-2'$ . В результате

этого напряжения, воздействующие на лампу, становятся несинусоидальными.

Однако, если амплитуды высших гармоник анодного тока малы или эти гармоники не вызывают больших падений напряжения на зажимах  $1-1'$  и  $2-2'$  четырехполюсника из-за его резонансных свойств, то часто можно пренебречь влиянием вызванных ими высших гармоник напряжения на величину первой гармоники анодного тока и считать, что напряжения, действующие на лампу, синусоидальны. Весь расчет в этом случае ведется по первым гармоникам (метод первой гармоники). Иногда, в случае необходимости, во втором приближении учитывается влияние высших гармоник, как это, например, сделано в § 12.7.

Предположим, вначале, что лампа  $L$  работает в недонапряженном режиме. Тогда ее анодный ток может быть записан так:

$$i_a = f(u_y), \quad (12.8)$$

где  $u_y$  — управляющее напряжение, равное

$$u_y = u_c + Du_a, \quad (12.9)$$

$u_c$  — напряжение на сетке,  $u_a$  — напряжение на аноде.

Предположим также, что управляющее напряжение синусоидально и равно

$$u_y = U_0 + U_m \cos(\omega_0 t + \varphi). \quad (12.10)$$

Тогда в соответствии с (8.4) получим:

$$i_a = \frac{1}{2} F_0(U_0, U_m) + F_1(U_0, U_m) \cos(\omega_0 t + \varphi) + \\ + F_2(U_0, U_m) \cos(2\omega_0 t + 2\varphi) + \dots$$

Отсюда первая гармоника в комплексной форме выразится так:

$$\mathbf{I}_{a1} = F_1(U_0, U_m) e^{i\varphi}.$$

Отношение комплексной амплитуды первой гармоники анодного тока к комплексной амплитуде управляющего напряжения называется средней или приведенной крутизной по первой гармонике:

$$S_1 = \frac{\mathbf{I}_{a1}}{\mathbf{U}_m} = \frac{F_1(U_0, U_m) e^{i\varphi}}{U_m e^{i\varphi}} = \frac{F_1(U_0, U_m)}{U_m}. \quad (12.11)$$

Средняя крутизна является действительной величиной и зависит от  $U_0$  и  $U_m$ .

В недонапряженном режиме величина первой гармоники анодного тока зависит от переменной составляющей управляющего напряжения  $U_m \cos(\omega_0 t + \varphi)$  независимо от того, чем вызвана последняя: изменением  $u_a$ ,  $u_c$  или того и другого напряжения вместе. Поэтому для простоты при вычислении  $F_1(U_0, U_m)$  и  $S_1$  можно считать переменным лишь



напряжение на сетке и пользоваться статическими характеристиками  $i_a = f(u_c)$ . При этом  $U_m$  надо считать амплитудой напряжения на сетке. При малых  $U_m$  первая гармоника анодного тока равна  $SU_m$ , где  $S$  — крутизна в рабочей точке. Отсюда  $S_1 = S$ , если  $U_m$  достаточно мало.

Анодный ток, протекая через зажимы 1-1', создает на них падение напряжения:

$$U_a = -Z_a I_{a1}, \quad (12.12a)$$

что вызовет на зажимах 2-2', т. е. на сетке, напряжение

$$U_c = -k_{oc} U_a = k_{oc} I_{a1} Z_a. \quad (12.12b)$$

Поэтому управляющее напряжение равно

$$U_m = U_c + D U_a = (k_{oc} - D) I_{a1} Z_a. \quad (12.13)$$

Отношение амплитуды первой гармоники анодного тока к амплитуде управляющего напряжения для четырехполюсника равно

$$\frac{I_{a1}}{U_m} = \frac{1}{(k_{oc} - D) Z_a} = Y(p). \quad (12.14)$$

Приравнивая это выражение величине (12.11), получим

$$S_1 = Y(p). \quad (12.15)$$

Из сравнения ур-ний (12.15) и (12.4) видно, что ур-ние (12.15) является обобщением (12.4) на случай больших амплитуд.

При квазилинейном методе принимается, что ур-ние (12.15) справедливо не только в установившемся, но и в неустойчивом режиме, как и в линейной системе. По корням  $p_k$  ур-ния (12.15) можно найти частоту  $\omega_k$  и относительную скорость  $\gamma_k$  изменения амплитуды. Поскольку величина  $S_1$  меняется с изменением амплитуды колебаний  $U_m$ , величины  $\omega_k$  и  $\gamma_k$  оказываются переменными, зависящими от  $U_m$ .

Квазилинейный метод является приближенным по двум причинам. Во-первых, левая часть ур-ния (12.15) дает отношение между первой гармоникой анодного тока лампы и первой гармоникой воздействующего на нее управляющего напряжения. Это отношение приближенное, ибо не учитывается влияние высших гармоник напряжения на первую гармонику анодного тока. Чем ближе управляющее напряжение к синусоидальному, тем точнее ур-ние (12.15).

Во-вторых, правая часть ур-ния (12.15) дает отношение между первой гармоникой тока, текущего через зажимы 1-1' четырехполюсника и первой гармоникой управляющего напряжения (12.10), создаваемого этим током на зажимах четырехполюсника. Это отношение точно определяется правой частью ур-ния (12.15) лишь в том случае, когда

величина  $p = \gamma + i\omega$  во всех ветвях четырехполюсника одинакова, что справедливо при постоянной  $p$ . Постоянной величина  $p$  будет, например, в установившемся режиме, когда  $\gamma = 0$  и  $S_1 = \text{const}$ , или при малых колебаниях, когда схема линейна и  $S_1 = S = \text{const}$ . Чем медленнее меняются амплитуда колебаний и  $S_1$ , и, следовательно, чем медленнее меняются  $\gamma$  и  $\omega$ , тем точнее будет правая часть ур-ния (12.15).

При быстрых изменениях в разных ветвях схемы, как это было, например, показано в § 6.3 первой части курса,  $\gamma$  и  $\omega$  могут быть разными. В этом случае квазилинейный метод неточен.

Применим ур-ние (12.15) для анализа работы автогенераторов. Отличие от анализа, произведенного в предыдущем параграфе, состоит в том, что при больших колебаниях величина  $S_1$  меняется с изменением амплитуды. Для простоты ограничим рассмотрение наиболее часто встречающимся случаем, когда самовозбуждение возможно лишь на одной частоте, т. е. когда

$$Y' < S_{1 \text{ макс}} < Y'',$$

либо  $Y''$  вовсе не существует (см. предыдущий параграф).

В рассматриваемом случае амплитудно-фазовая характеристика  $Y(i\omega)$  пересекает отрезок  $(0 \div S_{1 \text{ макс}})$  лишь один раз, проходя, как это было показано в § 12.2, снизу вверх (рис. 12.4).

Исследуем два характерных режима лампы  $L$ , которым соответствуют колебательные характеристики, изображенные на рис. 12.5, и вытекающие из последних зависимости  $S_1$  от  $U_m$  (рис. 12.6). Кривые  $a$  соответствуют так называемому *мягкому режиму*, а кривые  $b$  — *жесткому*.

Рассмотрим сначала мягкий режим. Если  $S < Y'$ , то, как было установлено в § 12.2, самовозбуждения нет — все корни ур-ния (12.15) имеют отрицательные действительные части. Если  $S = Y'$ ,

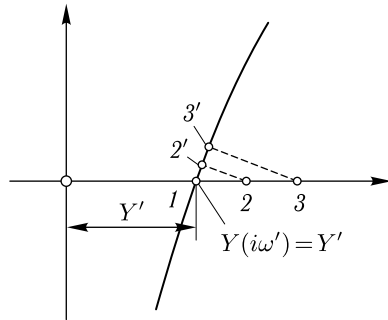


Рис. 12.4

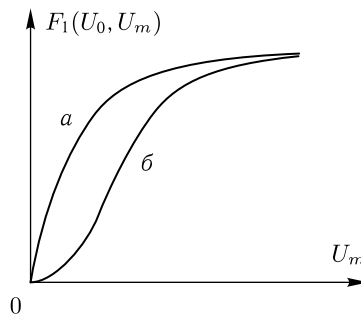


Рис. 12.5

то характеристическое уравнение имеет корни  $p = \pm i\omega'$ , соответствующие незатухающим колебаниям. Однако эти колебания должны иметь бесконечно малую амплитуду, ибо как только она делается конечной,  $S_1$  уменьшится и станет меньше, чем  $S = Y'$ , колебания начнут затухать.

Если  $S > Y'$ , то генератор самовозбудится. Так, например, если  $S$  соответствует точке 3 рис. 12.4, то генератор самовозбудится на частоте, соответствующей точке 3'. Для характеристики рис. 12.4 она несколько больше частоты  $\omega'$ . По мере роста амплитуды колебаний  $S_1$  уменьшается и через некоторое время принимает значение, соответствующее точке 2. При этом относительная скорость нарастания колебаний  $\gamma$  несколько уменьшается, а частота приближается к  $\omega'$ . Этот процесс продолжается до тех пор, пока  $S_1$  не станет равной  $Y'$ . Тогда уравнение (12.15) будет иметь корни  $p = \pm i\omega'$ , соответствующие незатухающим колебаниям с частотой  $\omega'$ . Амплитуду этих колебаний легко найти с помощью рис. 12.6а. Так, если  $Y' = Y'_2$ , то амплитуда колебаний будет соответствовать абсциссе точки 2. Колебания в этом режиме будут устойчивыми. Действительно, если почему-либо  $U_m$  станет меньше абсциссы точки 2, то  $S_1$  станет больше  $Y' = Y'_2$  и колебания начнут нарастать до тех пор, пока не вернуться к точке 2. Если же, наоборот,  $U_m$  станет больше абсциссы точки 2, то  $S_1$  станет меньше  $Y' = Y'_2$  и колебания начнут затухать, пока не уменьшатся до прежнего значения.

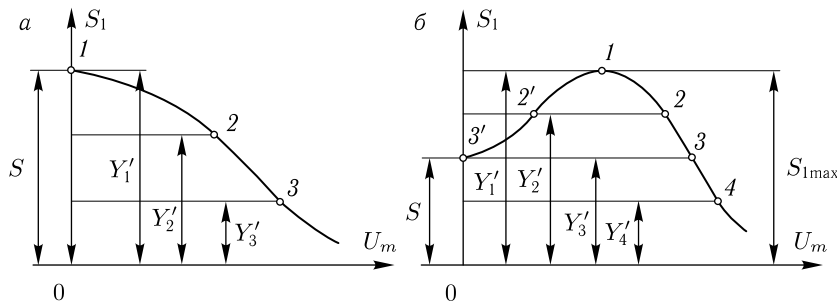


Рис. 12.6

Проследим еще процесс, происходящий в генераторе при изменении  $Y'$  за счет изменения  $k_{oc}$  или  $Z_a$ . Пока  $Y' > S$  колебания в генераторе отсутствуют. Начиная со значения  $Y' = S$ , колебания появятся, и их амплитуда будет расти по мере уменьшения  $Y'$ . При  $Y' = Y'_2$  они соответствуют точке 2, при  $Y' = Y'_3$  — точке 3. При увеличении  $Y'$  процесс происходит в обратном порядке: амплитуда колебаний *плавно* уменьшается, пока при  $Y' = Y'_1 = S$  не делается равной нулю.

Перейдем к жесткому режиму. Если  $S < Y'$ , то генератор не самовозбуждается. Если  $S = Y'$ , то в генераторе возникают незатухающие

колебания с частотой  $\omega'$ . При сколько угодно малой конечной величине амплитуды этих колебаний получим  $S_1 > S = Y'$  (рис. 12.6б), и колебания начнут расти. По мере роста амплитуды колебаний  $S_1$  продолжает увеличиваться, и возрастает относительная скорость роста амплитуды колебаний. Максимальная относительная скорость роста амплитуды получается при амплитуде  $U_m$ , равной абсциссе точки 1. Затем скорость роста  $U_m$  уменьшится, и когда  $U_m$  достигнет значения, соответствующего точке 3, амплитуда перестанет увеличиваться и наступит установившийся периодический режим. Этот режим, как легко проверить, устойчив, так как при увеличении и уменьшении амплитуды по отношению к абсциссе точки 3  $U_m$  возвращается к величине этой абсциссы. В процессе роста амплитуды может так же, как и в мягком режиме, меняться частота колебаний. Таким образом, при  $S = Y'$  в мягком режиме генератор не самовозбуждается, а в жестком — самовозбуждается.

Если  $S < Y' < S_{1 \text{ макс}}$  (например, при  $Y' = Y'_2$ ), то генератор не самовозбуждается, так как при колебаниях с амплитудой, меньшей абсциссы точки 2', величина  $S_1 < Y' = Y'_2$ , и колебания затухают. Однако, если под действием каких-либо причин амплитуда колебания оказывается больше абсциссы точки 2', то  $S_1$  будет больше, чем  $Y' = Y'_2$ , и колебания станут нарастать пока не установится устойчивый режим, соответствующий точке 2. Если  $U_m$  равно абсциссе точки 2', то  $S_1 = Y'$ ,  $\gamma = 0$  и амплитуда колебаний не меняется. Однако, этот стационарный режим неустойчив: при малейшем уменьшении амплитуды получим  $S_1 < Y'$  и дальнейшее уменьшение амплитуды колебаний до нуля; при малейшем увеличении амплитуды получим  $S_1 > Y'$  и дальнейшее нарастание колебаний до точки 2.

При изменении  $Y'$  в жестком режиме процесс протекает следующим образом. Пока  $Y' > S$  генератор не самовозбуждается. При  $Y' = S$  наступает самовозбуждение и колебания достигают конечной величины, соответствующей точке 3. При дальнейшем уменьшении  $Y'$  амплитуда плавно нарастает. При увеличении  $Y'$  амплитуда колебаний сначала плавно уменьшается, затем при  $Y' = S_{1 \text{ макс}}$  (режим соответствует точке 1) колебания «срываются», т. е. спадают до нуля, так как этот режим неустойчив. Действительно, малейшее уменьшение  $U_m$  приводит к  $S_1 < Y' = S_{1 \text{ макс}}$  и затуханию колебаний. При дальнейшем увеличении  $Y'$  колебания отсутствуют.

Как видно из сказанного, в жестком режиме в отличие от мягкого колебания возникают и прекращаются при разных значениях  $Y'$ , и амплитуда их при этом меняется скачком.

Выясним, при каких условиях режим является мягким и при каких жестким.

При мягком режиме с увеличением  $U_m$  величина  $S_1$  сразу же уменьшается. При жестком режиме  $S_1$  сначала растет, а затем при больших значениях  $U_m$  начинает падать. Последнее объясняется тем, что амплитуда первой гармоники анодного тока  $F_1(U_0, U_m)$  не может

расти беспредельно из-за нижнего загиба характеристики и насыщения в лампе. Вследствие этого величина  $S_1 = \frac{F_1(U_0, U_m)}{U_m}$  стремится к нулю при  $U_m \rightarrow \infty$ . Для выяснения зависимости  $S_1$  от  $U_m$  при малых  $U_m$  применим аппроксимацию характеристики лампы степенным рядом (§ 8.4). В соответствии с ф-лой (3.16) имеем:

$$F_1(U_0, U_m) = a_1 U_m + \frac{3}{4} a_3 U_m^3 + \frac{5}{8} a_5 U_m^5 + \dots,$$

откуда

$$S_1 = \frac{F_1(U_0, U_m)}{U_m} = a_1 + \frac{3}{4} a_3 U_m^2 + \frac{5}{8} a_5 U_m^4 + \dots \quad (12.16)$$

При малых  $U_m$  членами с  $U_m^4$  и следующими можно пренебречь. Поэтому при  $a_3 > 0$   $S_1$  растет с ростом  $U_m$  и режим является жестким. Наоборот, при  $a_3 < 0$   $S_1$  падает с ростом  $U_m$  и режим будет мягким.

По определению в рассматриваемом случае

$$a_3 = \frac{1}{3!} \cdot \frac{\partial^3 i_a}{\partial u_y^3} = \frac{1}{3!} \cdot \frac{\partial^3 i_a}{\partial u_c^3},$$

поскольку

$$\frac{\partial u_y}{\partial u_c} = 1.$$

Следовательно, если рабочая точка выбрана так, что

$$\frac{\partial^3 i_a}{\partial u_c^3} > 0,$$

то режим жесткий, и если

$$\frac{\partial^3 i_a}{\partial u_c^3} < 0,$$

то режим мягкий.

Типичная характеристика зависимости  $i_a$  от  $u_c$  дана на рис. 12.7а. На рис. 12.7б изображена графически найденная величина  $\frac{\partial i_a}{\partial u_c}$ , на рис. 12.7в —  $\frac{\partial^2 i_a}{\partial u_c^2}$  и на рис. 12.7г —  $\frac{\partial^3 i_a}{\partial u_c^3}$ . Как видно из рисунка, жесткий режим получается тогда, когда рабочая точка лежит на внешних участках сгибов характеристики, а мягкий, — когда рабочая точка выбрана в средней части, характеристика. Границы

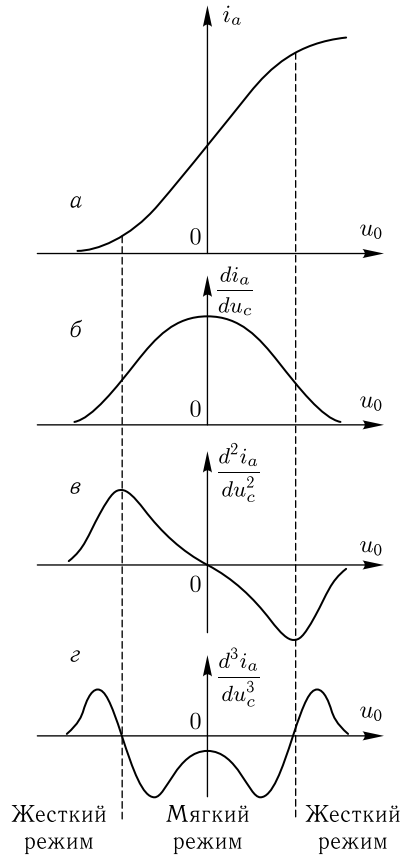


Рис. 12.7

между областями мягкого и жесткого режимов находятся в точках перегиба кривой  $\frac{\partial i_a}{\partial u_c}$ . Поэтому для их отыскания достаточно продифференцировать характеристику лампы один раз.

Мы подробно исследовали амплитуду управляющего напряжения  $U_m$ . Зная ее, нетрудно с помощью ур-ний (12.12) и (12.13) найти амплитуды напряжений на сетке и на аноде лампы:

$$U_c = \frac{k_{oc} U_m}{k_{oc} - D}, \quad (12.17)$$

$$U_a = -\frac{U_m}{k_{oc} - D}. \quad (12.18)$$

При  $D \ll k_{oc}$  (это обычно бывает при использовании пентодов)  $U_c = U_m$ .

В рассматриваемом автогенераторе частота колебаний периодического стационарного режима равна  $\omega'$ , т.е. определяется линейной частью схемы (если не учитывать влияния высших гармоник) и не зависит от характеристик и режима лампы (если не учитывать влияние сеточного тока на  $Z_a$  и  $K_{oc}$ ). Это обстоятельство позволяет получить в автогенераторе синусоидальных колебаний более стабильную частоту, чем в релаксационных автогенераторах, где на частоту влияет и режим, и характеристики ламп.

### § 12.4. LC-автогенераторы синусоидальных колебаний

Приложим теорию, развитую в предыдущих параграфах, к некоторым конкретным схемам LC-автогенераторов, т.е. автогенераторов, содержащих колебательные контуры.

На рис. 12.8 изображен автогенератор с контуром в анодной цепи и трансформаторной обратной связью. Кратко работа этого автогенератора может быть описана так. Существующие в колебательном контуре малые колебания (они существуют всегда вследствие теплового движения электронов) передаются на сетку лампы. Это вызывает переменную составляющую анодного тока, которая при достаточно большой крутизне лампы и правильно включенных концах катушек усиливает колебания в контуре. В результате они нарастают. Затем рост колебаний замедляется и, наконец, приостанавливается из-за уменьшения крутизны лампы при больших амплитудах.

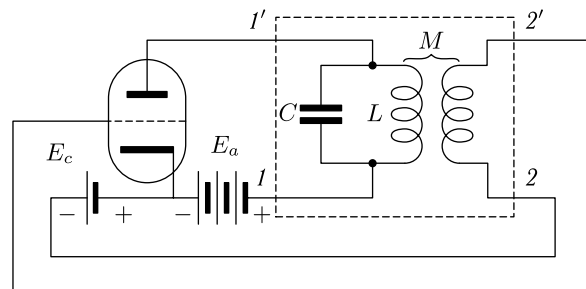


Рис. 12.8

Перейдем к количественному анализу схемы. В рассматриваемом автогенераторе  $Z_a$  равно сопротивлению параллельного контура  $L, C$ :

$$Z_a = \frac{R_{\infty}}{1 + i\xi}, \quad (12.19)$$

где  $\xi$  — обобщенная расстройка контура.

Если пренебречь действием тока сетки, то ток, протекающий через индуктивность  $L$ , равен

$$\mathbf{I}_L = \frac{\mathbf{U}_a}{r_L + i\omega L},$$

где  $r_L$  — активное сопротивление катушки,  $L$  — ее индуктивность. Напряжению на сетке равно

$$\mathbf{U}_c = \pm i\omega M \mathbf{I}_L = \frac{\pm i\omega M}{r_L + i\omega L} \cdot \mathbf{U}_a.$$

Отсюда коэффициент обратной связи для схемы рис. 12.8 равен

$$\mathbf{k}_{oc} = -\frac{\mathbf{U}_c}{\mathbf{U}_a} = \frac{\mp i\omega M}{r_L + i\omega L} \quad (12.20)$$

(знак « $-$ » или « $+$ » следует выбирать в зависимости от направления витков катушки). Так как обычно для катушки контура  $r_L \ll \omega L$ , то приближенно

$$\mathbf{k}_{oc} \approx \mp \frac{M}{L}. \quad (12.21)$$

Таким образом, для данной схемы

$$\mathbf{Y} = \frac{1}{(\mathbf{k}_{oc} - D)\mathbf{Z}_a} \approx \frac{1 + i\xi}{\left(\mp \frac{M}{L} - D\right) R_{ae}}. \quad (12.22)$$

Значение  $\mathbf{Y}$  является действительной положительной величиной  $Y'$  лишь тогда, когда  $\xi = 0$  (т. е. на резонансной частоте контура  $\omega - p = \omega'$ ) и когда перед отношением  $\frac{M}{L}$  взят знак « $+$ ». При этих условиях

$$\mathbf{Y} = Y' = \frac{1}{\left(\frac{M}{L} - D\right) R_{ae}}. \quad (12.23)$$

Условие самовозбуждения для схемы рис. 12.8 будет иметь вид:

$$S > \frac{1}{\left(\frac{M}{L} - D\right) R_{ae}}. \quad (12.24)$$

Генерация происходит на резонансной частоте контура.

Для генерации направление витков трансформатора должно быть выбрано так, чтобы коэффициент обратной связи был положительным:

$$\mathbf{k}_{oc} = -\frac{\mathbf{U}_c}{\mathbf{U}_a} > 0,$$

т. е. чтобы напряжение на аноде и напряжение на сетке были в противофазе.



Амплитудно-фазовая характеристика  $Y(i\omega)$  для схемы рис. 12.8 изображена для  $0 < \omega < +\infty$  на рис. 12.9. При малых  $\omega$  характеристика уходит влево (ориентировочно показана пунктиром) за счет того, что  $k_{oc}$  на этих частотах становится комплексным и стремится к нулю.

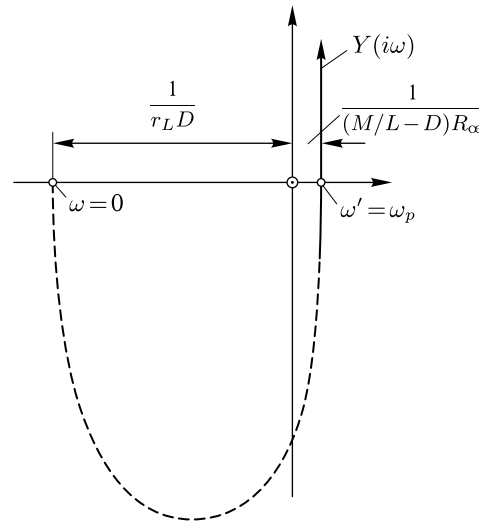


Рис. 12.9

Особенность этого и других аналогичных генераторов заключается в том, что они, работая даже при больших амплитудах колебаний, дают напряжение, близкое к синусоидальному, поскольку высшие гармоники анодного тока создают малое падение напряжения на анодном контуре, резонансная частота которого равна частоте первой гармоники.

Всё, что было сказано в предыдущем параграфе о мягком и жестком режимах, справедливо для данного автогенератора.

Если амплитуда колебаний на аноде соизмерима с напряжением источника анодного питания, то лампа находится в перенапряженном режиме, совершенно аналогичном перенапряженному режиму в резонансном усилителе, рассмотренном в § 9.3. При этом с ростом  $U_c$  и  $U_a = -\frac{U_c}{k_{oc}}$ , как это следует из рис. 9.7, первая гармоника анодного тока уменьшается, а амплитуда управляющего напряжения  $U_m = (k_{oc} - D)U_a$  растет. Таким образом, с наступлением перенапряженного режима первая гармоника анодного тока  $F_1(U_0, U_m)$  и, следовательно, приведенная крутизна  $S_1 = \frac{F_1(U_0, U_m)}{U_m}$  резко падают с ростом  $U_m$ . На рис. 12.10 сплошной линией показана зависимость  $S_1$  от  $U_m$ , построенная на основании уравнения (12.16). На том же рисунке

пунктиром показано изменение этой зависимости из-за влияния перенапряженного режима. Резкий загиб  $S_1$  наступает, когда  $U_a$  становится примерно равным напряжению анодного питания  $E_a$ ,  $U_c$ , соответственно, напряжению  $k_{oc}U_a \approx k_{oc}E_a$  и амплитуда управляющего напряжения  $U_m = U - c - DU_a \approx (k_{oc} - D)E_a$ . Как видно из рис. 12.10, после того как наступил перенапряженный режим,  $U_m$  почти не растет с уменьшением  $Y'$  и остается примерно равным  $(k_{oc} - D)E_a$ , а  $U_a \approx E_a$ .

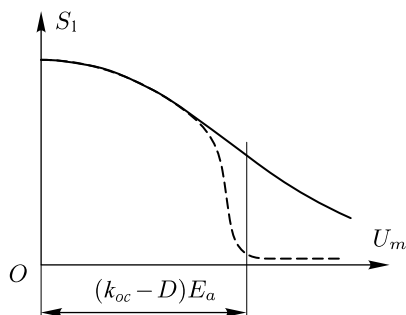


Рис. 12.10

Рассмотрим еще одну схему автогенератора, называемую *индуктивной трехточкой* (в ней катушка индуктивности имеет три отвода). Эта схема изображена на рис. 12.11а и в другом начертании — на рис. 12.11б.

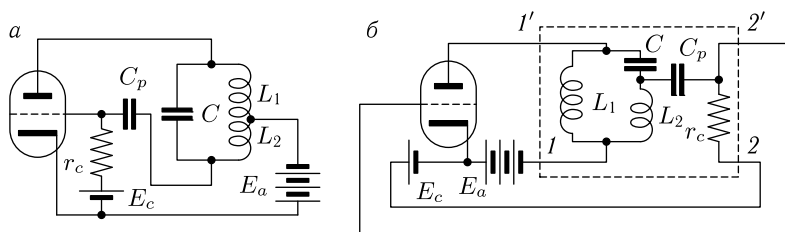


Рис. 12.11

Возникающие в контуре  $L_1, L_2, C$  колебания создают падение напряжения на катушке  $L_2$ , которое через разделительный конденсатор  $C_p$  передается на сетку лампы. Этим создается переменная составляющая анодного тока, поддерживающая колебания в контуре. Конденсатор  $C_p$  и сопротивление  $r_c$  служат для того, чтобы не пропустить большую постоянную составляющую анодного напряжения и дать нужное смещение  $E_c$  на сетку лампы. Величины  $C_p$  и  $r_c$  берутся обычно настолько большими, что падением напряжения от генерируемых колебаний на  $C_p$  и током через  $r_c$  можно пренебречь.

Для этой схемы  $\mathbf{Y}(i\omega)$  является действительной величиной, когда действительны величины  $\mathbf{Z}_a$  и  $\mathbf{k}_{oc}$ , т. е. когда частота колебаний равна частоте параллельного резонанса анодного контура <sup>1)</sup>:

$$\omega_p = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) \cdot C}}. \quad (12.25)$$

В этом случае

$$\mathbf{Z}_a = \frac{\omega_p^2 L_1^2}{r}, \quad (12.26)$$

где  $r$  — суммарное активное сопротивление всех элементов контура.

Коэффициент обратной связи равен

$$\mathbf{k}_{oc} = -\frac{\mathbf{U}_c}{\mathbf{U}_a} = \frac{(r_2 + i\omega L_2)\mathbf{I}_2}{(r_1 + i\omega L_1)\mathbf{I}_1}, \quad (12.27)$$

где  $r_2$  — активная составляющая сопротивления катушки  $L_2$ ,  $r_1$  — то же катушки  $L_1$ ,  $\mathbf{I}_2$  — ток через катушку  $L_2$ ,  $\mathbf{I}_1$  — ток через катушку  $L_1$ .

Учитывая, что при параллельном резонансе

$$\mathbf{I}_a \approx -\mathbf{I}_1, \quad r_2 \ll \omega L_2, \quad r_1 \ll \omega L_1,$$

получаем

$$\mathbf{k}_{oc} \approx \frac{L_2}{L_1}. \quad (12.28)$$

Таким образом, для индуктивной трехточки

$$Y' = \frac{1}{\left(\frac{L_2}{L_1} - D\right) \frac{\omega_p^2 L_1^2}{r}}. \quad (12.29)$$

В остальном работа этого генератора как в недонапряженном, так и в перенапряженном режиме ничем не отличается от работы генератора, рассмотренного выше.

Амплитудно-фазовая характеристика  $\mathbf{Y}(i\omega)$  для индуктивной трехточки соответствует рис. 12.12. В этом автогенераторе в соответствии с § 12.2 при  $S > Y''$  колебания не самовозбуждаются. Однако, при обычных параметрах схемы проводимость  $Y''$  оказывается очень большой, так что неравенство  $S > Y''$  может быть выполнено лишь при специальном подборе параметров контура.

#### Пример 12.1

Рассчитать автогенератор, собранный по схеме рис. 12.11. Частота генерации должна быть равной  $f = 600$  кГц. Емкость контура  $C = 500$  пФ; добротность контура  $Q = 100$ . Параметры лампы в рабочей точке:  $S = 2$  мА/В;  $\mu = 20$ .

<sup>1)</sup> Для простоты полагаем, что взаимные индукции между катушками  $L_1$  и  $L_2$  нет.

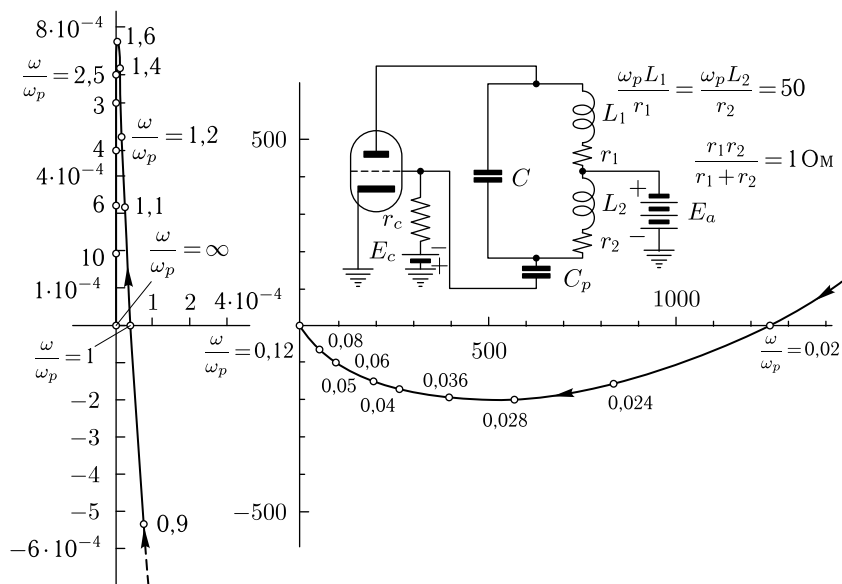


Рис. 12.12

Решение

1. Находим полную индуктивность контура:

$$L = L_1 + L_2 = \frac{1}{4\pi^2 f^2 C} = \frac{10^{12}}{39,5 \cdot 36 \cdot 10^{10} \cdot 500} = 140 \cdot 10^{-6} \text{ Гн.}$$

2. Из условия самовозбуждения

$$S = 2 \cdot 10^{-3} > Y' = \frac{1}{\left(\frac{L_2}{L_1} - D\right) \frac{\omega_p^2 L_1^2}{r}} = \frac{1}{\left(\frac{L - L_1}{L_1} - D\right) Q\rho \left(\frac{L_1}{L}\right)^2},$$

где  $\rho = \omega_p L$ .

Для уверенного выполнения этого неравенства положим  $Y' = 10^{-3}$  1/Ом:

$$\frac{1}{\left[\frac{L}{L_1} - (1 + D)\right] Q\rho \left(\frac{L_1}{L}\right)^2} = 10^{-3}.$$

Из этого уравнения находим  $L_1$  (берем большее значение, так как это даст большее  $U_a$ ). Получаем

$$L_1 = 130,7 \text{ мкГн,}$$

$$L_2 = L - L_1 = 140 - 130,7 = 9,3 \text{ мкГн}$$

и

$$k_{oc} = \frac{L_2}{L_1} = \frac{9,3}{130,7} = 0,07.$$

### § 12.5. rC-автогенераторы синусоидальных колебаний

В rC-автогенераторах синусоидальных колебаний частота колебаний определяется не параметрами колебательных контуров, а параметрами цепей, содержащих активные сопротивления и конденсаторы. Общая схема этих генераторов также соответствует рис. 12.1.

На рис. 12.13 приведена схема автогенератора с rC-делителем. Часть схемы, обведенная пунктиром, является четырехполюсником, изображенным на рис. 12.1. Он включает лампу  $L_2$ , служащую для перевертывания фазы.

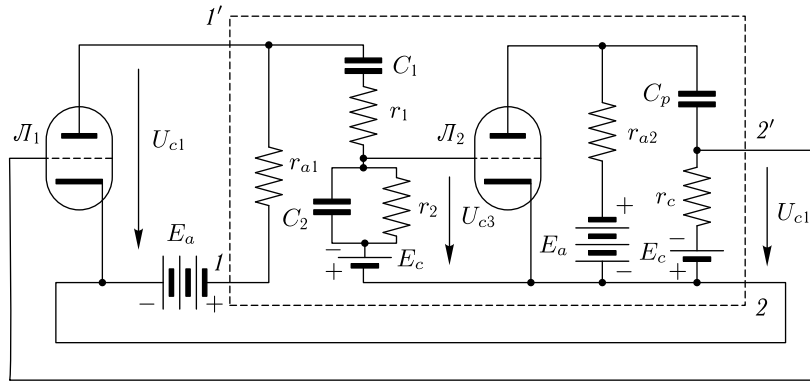


Рис. 12.13

Для этой схемы

$$Z_a \approx r_{a1},$$

поскольку сопротивление цепи  $r_1, C_1, r_2, C_2$  обычно много больше, чем  $r_{a1}$ .

Найдем коэффициент обратной связи  $k_{oc} = -\frac{U_{c1}}{U_{a1}}$ . Если задаться напряжением на аноде первой лампы, то напряжение на сетке второй лампы равно

$$U_{c2} = \frac{U_{a1} Z_2}{Z_1 + Z_2},$$

где

$$Z_1 = r_1 - i \frac{1}{\omega C_1},$$

$$\frac{1}{Z_2} = \frac{1}{r_2} + i\omega C_2$$

и напряжение на сетке первой лампы

$$U_{c1} = K_2 U_{c2} = \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} \cdot K_2 U_{a1} = -\frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} |K_2| U_{a1},$$

где  $\mathbf{K}_2$  — коэффициент усиления ступени на лампе  $L_2$ . Для средних частот, на которых обычно происходит генерация, он обычно является отрицательной действительной величиной, равной  $-|\mathbf{K}_2|$ .

Отсюда

$$\mathbf{k}_{oc} = \frac{\mathbf{Z}_2}{\mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2} |\mathbf{K}_2| = \frac{|\mathbf{K}_2|}{1 + \frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}}. \quad (12.30)$$

Для рассматриваемой схемы

$$\mathbf{Y}(i\omega) = \frac{1}{\left( \frac{|\mathbf{K}_2|}{1 + \frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}} - D \right) r_{a1}}. \quad (12.31)$$

Эта проводимость является действительной величиной в том случае, когда отношение  $\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}$  действительная величина. Найдем, на каких частотах это имеет место:

$$\begin{aligned} \frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2} = \mathbf{Z}_1 \frac{1}{\mathbf{Z}_2} &= \left( r_1 - i \frac{1}{\omega C_1} \right) \left( \frac{1}{r_2} + i\omega C_2 \right) = \\ &= \frac{r_1}{r_2} + \frac{C_2}{C_1} + i \left( \omega r_1 C_2 - \frac{1}{\omega r_2 C_1} \right). \end{aligned}$$

Искомая частота должна удовлетворять уравнению:

$$\omega r_1 C_2 - \frac{1}{\omega r_2 C_1} = 0,$$

откуда

$$\omega = \omega' = \frac{1}{\sqrt{r_1 r_2 C_1 C_2}}. \quad (12.32)$$

На этой частоте

$$\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2} = \frac{r_1}{r_2} + \frac{C_2}{C_1}$$

и

$$\mathbf{Y}(i\omega') = Y' = \frac{1}{\left( \frac{|\mathbf{K}_2|}{1 + \frac{r_1}{r_2} + \frac{C_2}{C_1}} - D \right) r_{a1}}. \quad (12.33)$$

Таким образом, для рассмотренной схемы имеется лишь одно действительное значение  $Y'$ , соответствующее частоте генерации  $\omega'$ . Условие самовозбуждения схемы имеет вид:

$$S > Y' = \frac{1}{\left( \frac{|\mathbf{K}_2|}{1 + \frac{r_1}{r_2} + \frac{C_2}{C_1}} - D \right) r_{a1}},$$

или

$$|\mathbf{K}_1| |\mathbf{K}_2| > 1 + \frac{r_1}{r_2} + \frac{C_2}{C_1}, \quad (12.34)$$

где  $|\mathbf{K}_1| = \frac{\mu r_{a1}}{r_i + r_{a1}} = \frac{S}{SD + \frac{1}{r_{a1}}}$  — коэффициент усиления ступени  $\mathcal{L}_1$ .

Часто  $C_1 = C_2 = C$  и  $r_1 = r_2 = r$ .

При этом условие самовозбуждения запишется так:

$$S > \frac{1}{\left(\frac{|\mathbf{K}_2|}{3} - D\right) r_{a1}} \quad (12.35)$$

и частота генерации

$$\omega' = \frac{1}{rC}. \quad (12.36)$$

Преимущество этого генератора перед *LC*-генераторами заключается в том, что первый может генерировать более низкие частоты. Например, если  $r = 10^6$  Ом и  $C = 1$  мкФ, то

$$\omega' = \frac{1}{10^6 \cdot 10^{-6}} = 1 \text{ 1/с.}$$

Для получения такой частоты в *LC*-генераторе при емкости  $C = 1$  мкФ надо иметь индуктивность  $L = 10^6$  Гн, что осуществить трудно. Кроме того, в случае перестройки частоты в *rC*-генераторе, при тех же переменных конденсаторах, что и в *LC*-генераторе, получается изменение частоты в большее число раз<sup>1)</sup>. Так, если емкость конденсаторов меняется в 10 раз, то в *rC*-генераторе частота также меняется в 10 раз, а в *LC*-генераторах только в  $\sqrt{10} = 3,16$  раза.

Недостатком такого генератора является необходимость точного подбора  $Y'$ , так как, если  $Y'$  больше  $S$ , генератор не возбуждается; если же, наоборот,  $Y'$  значительно меньше  $S$ , то колебания имеют большую амплитуду и анодный ток лампы  $\mathcal{L}_1$  содержит интенсивные высшие гармоники, которые в схеме этого генератора мало фильтруются по сравнению с *LC*-генераторами. Получение малых амплитуд подбором  $Y'$  возможно только при мягком режиме. К тому же указанный точный подбор  $Y'$  может легко нарушиться при изменении параметров схемы.

Для устранения отмеченного выше недостатка в *rC*-генераторе рассмотренного выше типа применяют *автоматическую регулировку*  $Y'$  с тем, чтобы поддерживать амплитуду колебаний достаточно малой.

Схема автогенератора с такой регулировкой приведена на рис. 12.14. В этой схеме в отличие от предыдущей на сетку лампы  $\mathcal{L}_2$  по отношению к ее катоду подается не напряжение с точки  $A$ , а разность напряжений между точками  $A$  и  $B$ .

<sup>1)</sup> В *rC*-генераторе этого типа для изменения частоты конденсаторы  $C_1$  и  $C_2$  делают переменными.

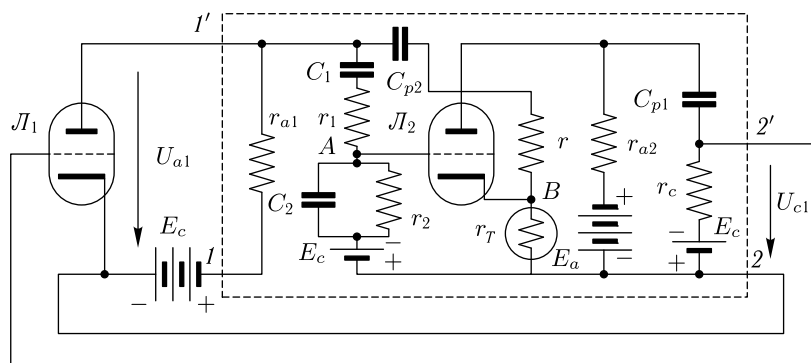


Рис. 12.14

Напряжение в точке  $B$  равно

$$U_B = U_{a1} \cdot \frac{r_T}{r + r_T}$$

(если для простоты пренебречь анодным током лампы  $L_2$ , текущим через сопротивления  $r$  и  $r_T$ , и падением напряжения на конденсаторе  $C_{p2}$ , который для этого должен выбираться достаточно большим).

В рассматриваемой схеме  $r_T$  — термосопротивление, т. е. прибор, сопротивление которого зависит от степени нагрева его током. В качестве термосопротивления часто используют тонкую вольфрамовую нить в вакууме. Чем больше эффективное значение тока, протекающего через термосопротивление, тем больше величина его сопротивления. Так как нагрев термосопротивления происходит сравнительно медленно, то его сопротивление можно считать неизменным в течение периода колебаний.

Коэффициент обратной связи для схемы рис. 12.14 равен

$$k_{oc} = -\frac{U_{c1}}{U_{a1}} = \left( \frac{Z_2}{Z_1 + Z_2} - \frac{r_T}{r + r_T} \right) |K_2|. \quad (12.37)$$

Чем больше амплитуда колебаний в генераторе, тем больше  $r_T$  и второй член правой части выражения (12.37) и тем меньше  $k_{oc}$ . Сразу после включения генератора  $k_{oc}$  велик,  $Y'$  мала и колебания имеют большую амплитуду. По мере прогрева термосопротивления  $k_{oc}$  уменьшается,  $Y'$  растет и амплитуда колебаний падает, пока не наступит установившийся режим. Если теперь почему-либо несколько уменьшится крутизна  $S$ , то колебания на некоторое время могут сорваться. Затем из-за охлаждения термосопротивления и уменьшения  $Y'$  снова удовлетворится условие самовозбуждения и в генераторе опять возникнут колебания.



Обычно в схемах с регулировкой амплитуды выбирают мягкий режим, так как при жестком может возникнуть прерывистая генерация (§ 13.1).

На рис. 12.15 *а* и *б* изображены два варианта схем  $rC$ -автогенераторов, собранных по принципу, предложенному В.И. Сифоровым. Четырехполюсники, обведенные на рисунке пунктиром, содержат фазосдвигающие  $rC$ -цепочки, которые на частоте колебаний, равной частоте генерации, сдвигают фазу на  $180^\circ$ , и напряжение на зажимах  $1-1'$  оказывается в противофазе с напряжением на зажимах  $2-2'$ , что необходимо для генерации.

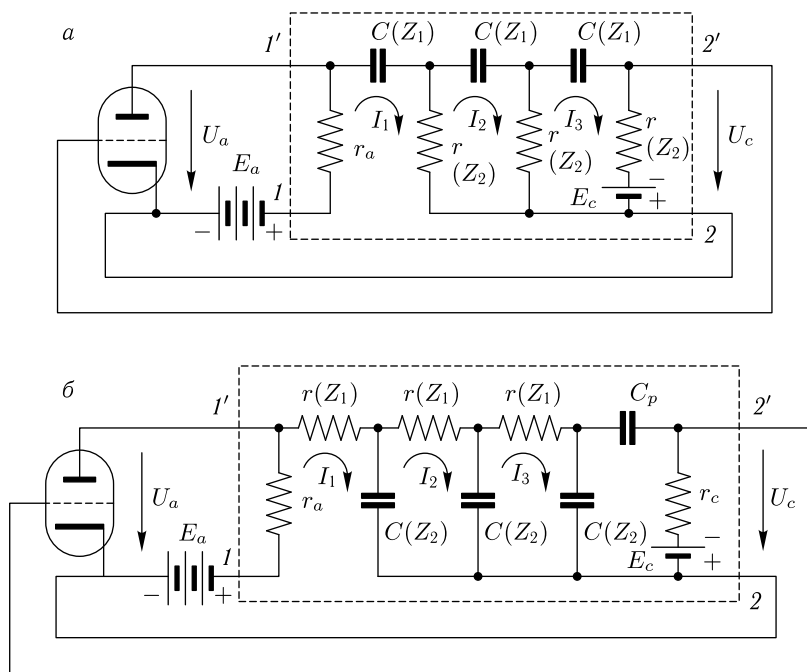


Рис. 12.15

Изображенные на схемах рис. 12.15 батарея  $E_c$  и ячейка  $r_c, C_p$  (рис. 12.15б) служат для подачи смещения на сетку лампы. Параметры ячейки  $r_c, C_p$  выбираются так, чтобы она практически не вызвала падения напряжения и сдвига фаз на частоте генерации.

Для приведенных схем можно принять

$$Z_a = r_a,$$

если  $r_a$  мало по сравнению с сопротивлениями элементов фазосдвигающей цепочки.

Для нахождения коэффициента обратной связи  $\mathbf{k}_{oc} = -\frac{\mathbf{U}_c}{\mathbf{U}_a}$  составим методом контурных токов уравнения Кирхгофа:

$$\begin{aligned} \mathbf{U}_a &= (\mathbf{Z}_1 + \mathbf{Z}_2)\mathbf{I}_1 - \mathbf{Z}_2\mathbf{I}_2, \\ 0 &= -\mathbf{Z}_2\mathbf{I}_1 + (\mathbf{Z}_1 + 2\mathbf{Z}_2)\mathbf{I}_2 - \mathbf{Z}_2\mathbf{I}_3, \\ 0 &= -\mathbf{Z}_2\mathbf{I}_2 + (\mathbf{Z}_1 + 2\mathbf{Z}_2)\mathbf{I}_3, \end{aligned} \quad (12.38)$$

где через  $\mathbf{Z}_1$  обозначено последовательное, а через  $\mathbf{Z}_2$  — параллельное сопротивление фазосдвигающей цепочки.

Для схемы рис. 12.15а:

$$\mathbf{Z}_1 = -i\frac{1}{\omega C}, \quad \mathbf{Z}_2 = r.$$

Для схемы рис. 12.15б:

$$\mathbf{Z}_1 = r, \quad \mathbf{Z}_2 = -i\frac{1}{\omega C}.$$

Из ур-ний (12.38) обычным способом находим  $\mathbf{I}_3$  и

$$\mathbf{U}_c = \mathbf{I}_3\mathbf{Z}_2 = \frac{\mathbf{U}_a}{\left(\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}\right)^3 + 5\left(\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2}\right)^2 + 6\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2} + 1}. \quad (12.39)$$

Обозначая  $\frac{\mathbf{Z}_1}{\mathbf{Z}_2} = i\alpha$ , из (12.39) получим

$$\mathbf{k}_{oc} = \frac{1}{i\alpha^3 + 5\alpha^2 - i6\alpha - 1}. \quad (12.40)$$

Величина  $\mathbf{Y}(i\omega)$  действительна при действительной величине  $\mathbf{k}_{oc}$ . Это имеет место на частоте, для которой

$$i\alpha^3 - i6\alpha = 0,$$

или

$$\alpha = \pm\sqrt{6}. \quad (12.41)$$

При этом

$$\mathbf{k}_{oc} = \frac{1}{5\alpha^2 - 1} = \frac{1}{29} \quad (12.42)$$

и

$$Y' = \frac{1}{\left(\frac{1}{29} - D\right) r_a}. \quad (12.43)$$

Как видно из ур-ний (12.43), для самовозбуждения необходимо, чтобы проницаемость  $D$  лампы была меньше  $1/29$ .

Для схемы рис. 12.15а:

$$\begin{aligned}\frac{Z_1}{Z_2} &= -i \frac{1}{\omega r C} = i\alpha, \\ \alpha &= -\frac{1}{\omega r C} = -\sqrt{6}, \\ \omega = \omega' &= \frac{1}{\sqrt{6} \cdot r C}.\end{aligned}\quad (12.44)$$

Для схемы рис. 12.15б:

$$\begin{aligned}\frac{Z_1}{Z_2} &= i\omega r C = i\alpha, \\ \alpha &= \omega r C = \sqrt{6}, \\ \omega = \omega' &= \frac{\sqrt{6}}{r C}.\end{aligned}\quad (12.45)$$

Этот генератор имеет преимущество перед рассмотренным ранее в том, что имеет одну лампу, и недостаток, заключающийся в необходимости иметь для изменения частоты три переменных конденсатора или три сопротивления.

### Пример 12.2

Подобрать величины  $r$  и  $r_a$  в схеме  $rC$ -генератора Сифорова (рис. 12.15а) так, чтобы он генерировал колебания с частотой  $f = 1$  кГц. Дано:  $C = 200$  пФ; параметры лампы в рабочей точке:  $D = 0,01$ ;  $S = 1,5$  мА/В.

Решение

1. Из ф-лы (12.44) находим

$$r = \frac{1}{\sqrt{6} \omega C} = \frac{10^{12}}{\sqrt{6} \cdot 6,28 \cdot 10^3 \cdot 200} = 325 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

Из условия самовозбуждения

$$Y' = \frac{1}{\left(\frac{1}{29} - D\right) r_a} < S = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ А/В}$$

находим

$$r_a > \frac{1}{\left(\frac{1}{29} - D\right) S} = \frac{10^3}{\left(\frac{1}{29} - 0,01\right) \cdot 1,5} = 27,2 \cdot 10^3 \text{ Ом.}$$

## § 12.6. Автогенераторы синусоидальных колебаний с нелинейными сопротивлениями, имеющими спадающий участок на характеристике

Схема автогенератора синусоидальных колебаний с нелинейным сопротивлением, имеющим спадающий участок, представлена в общем виде на рис. 12.16. На рис. 12.17 приведена конкретная схема, в которой в качестве нелинейного сопротивления использована электронная

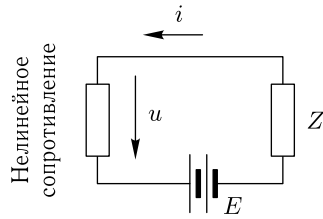


Рис. 12.16

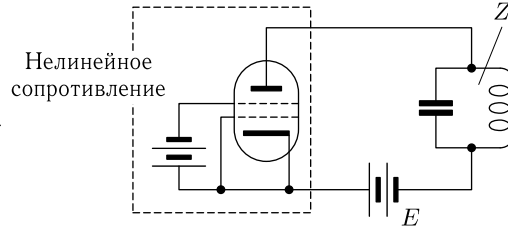


Рис. 12.17

лампа в диатронном режиме, а в качестве сопротивления  $Z$  — параллельный контур. Характеристика лампы в таком режиме приведена на рис. 6.2.

Если рабочую точку выбрать на спадающем участке вольтамперной характеристики нелинейного сопротивления, то, как было показано в § 6.1, при малых колебаниях нелинейное сопротивление может быть заменено линейным отрицательным сопротивлением. Если на такое сопротивление подано переменное напряжение, то сопротивление не поглощает энергию от источника этого напряжения, а отдает ему. В результате возникшие в цепи  $Z$  колебания могут за счет энергии, отдаваемой нелинейным сопротивлением, не затухать, а нарастать — схема самовозбудится.

В соответствии с ф-лой (7.8) характеристическое уравнение для схемы рис. 12.16 будет следующим:

$$-r = Z(p)$$

или

$$-\frac{1}{r} = \frac{1}{Z(p)} = Y(p),$$

где  $r$  — величина внутреннего сопротивления нелинейного элемента в рабочей точке.

Это уравнение отличается от ур-ния (12.4) лишь тем, что здесь вместо  $S$  стоит величина  $-\frac{1}{r}$ . Поэтому все, что было сказано относительно самовозбуждения в § 12.2, справедливо с принятой оговоркой и для схемы рис. 12.16. В частности, если при бесконечно большом  $-r$  собственные колебания в схеме рис. 12.16 затухают, что обычно имеет место, то для самовозбуждения необходимо выполнение условия:

$$-\frac{1}{r} > Y', \tag{12.46}$$

где  $Y'$  — наименьшее положительное действительное значение  $Y(i\omega)$ .

Это означает, что сопротивление  $r$  в рабочей точке должно быть отрицательным и достаточно малым по абсолютной величине.

При больших амплитудах напряжение на нелинейном сопротивлении, если пренебречь гармониками, равно

$$u = U_0 + U_m \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

В этом случае первая гармоника тока через нелинейное сопротивление запишется так:

$$F_1(U_0, U_m) \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

Для схемы рис. 12.16 можно написать следующее равенство:

$$-\frac{U_m e^{i\varphi}}{F_1(U_0, U_m) e^{i\varphi}} = -\frac{U_m}{F_1(U_0, U_m)} = \mathbf{Z}(p),$$

или, если обозначить

$$r_1 = \frac{U_m}{F_1(U_0, U_m)},$$

то получим

$$-\frac{1}{r_1} = \mathbf{Y}(p). \quad (12.47)$$

Величина  $r_1$  называется *приведенным* (для первой гармоники) *сопротивлением* нелинейного элемента.

Уравнение (12.47) отличается от ур-ния (12.15) тем, что в нем вместо  $S_1$  стоит  $-\frac{1}{r_1}$ , поэтому все сказанное в § 12.3 относительно больших синусоидальных колебаний в генераторе будет справедливо и здесь с указанной оговоркой.

Для схемы рис. 12.17

$$\frac{1}{\mathbf{Z}(i\omega)} = \mathbf{Y}(i\omega) = \frac{1 + i\xi}{R_{\text{э}}}$$

Минимальное действительное значение  $\mathbf{Y}(i\omega)$  получается на частоте  $\omega' = \omega_p$ . Оно равно  $Y' = \frac{1}{R_{\text{э}}}$ .

### Пример 12.3

Найти параметры схемы рис. 12.17, при которых она самовозбуждается на чистоте  $f = 10^6$  Гц. Добротность контура  $Q = 100$ . Характеристика нелинейного сопротивления приведена на рис. 6.13.

Решение

1. Напряжение анодной батареи принимаем равным 75 В. Тогда в рабочей точке имеем

$$-\frac{1}{r} = -\frac{\partial i_a}{\partial u_a} = \frac{2 \cdot 10^{-3}}{60} = 0,03 \cdot 10^{-3} \text{ А/В.}$$

2. Из условия самовозбуждения следует, что

$$-\frac{1}{r} > Y' = \frac{1}{R_{\text{эк}}} = \frac{1}{Q\omega_p L}.$$

Беря  $Y' = 0,02 \cdot 10^{-3}$ , с тем, чтобы самовозбуждение сохранялось даже при некотором увеличении сопротивления  $r$ , получим

$$L = \frac{1}{0,02 \cdot 10^{-3} Q\omega_p} = \frac{1}{0,02 \cdot 10^{-3} \cdot 100 \cdot 6,28 \cdot 10^6} \approx 80 \cdot 10^{-6} \text{ Гн,}$$

$$C = \frac{1}{\omega_p^2 L} \approx 320 \cdot 10^{-12} \text{ Ф.}$$

### § 12.7. Влияние гармоник на работу автогенератора синусоидальных колебаний

В § 12.3 при квазилинейном методе исследования работы автогенераторов мы пренебрегали влиянием, которое оказывают на первую гармонику анодного тока высшие гармоники воздействующего на лампу напряжения. В данном параграфе мы исследуем это влияние.

Пусть на нелинейное сопротивление действует напряжение

$$u + \Delta u = U_0 + U_m \cos(\omega_0 t + \varphi_1) + \Delta u,$$

где

$$\Delta u = U_2 \cos(2\omega_0 t + \varphi_2) + U_3 \cos(3\omega_0 t + \varphi_3) + \dots$$

— сумма высших гармоник, являющаяся малой величиной.

В этом случае в соответствии с § 8.6 сначала можно найти ток, текущий через сопротивление под действием напряжения:

$$u = U_0 + U_m \cos \omega_0 t$$

(здесь и в дальнейшем для упрощения принято  $\varphi_1 = 0$ , что всегда можно сделать соответствующим выбором начала отсчета времени).

Этот ток равен

$$i = f(U_0 + U_m \cos \omega_0 t) = \frac{1}{2} F_0(U_0, U_m) + F_1(U_0, U_m) \cos \omega_0 t + F_2(U_0, U_m) \cos 2\omega_0 t + \dots$$

Затем найдем приращение тока  $\Delta i$  от действия добавочного напряжения  $\Delta u$ :

$$\Delta i = \left( \frac{1}{2} g_0 + g_1 \cos \omega_0 t + g_2 \cos 2\omega_0 t + \dots \right) \Delta u.$$

При умножении скобки на  $\Delta u$  получатся косинусы суммы и разности. Отберем только члены, содержащие косинусы, в аргумент которых входит частота  $\omega_0$ .

От произведения  $k$ -й гармоники  $U_k \cos(k\omega_0 t + \varphi_k)$  на  $g_{\kappa-1} \times \cos(k-1)\omega_0 t$  и на  $g_{\kappa+1} \cos(k+1)\omega_0 t$  получатся следующие составляющие приращения тока с частотой  $\omega_0$ :

$$\frac{1}{2} g_{\kappa+1} U_k \cos(\omega_0 t - \varphi_k) + \frac{1}{2} g_{\kappa-1} U_k \cos(\omega_0 t + \varphi_k).$$

От всех гармоник приращение тока с частотой  $\omega_0$  равно

$$\begin{aligned} & \frac{1}{2} \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa [g_{\kappa+1} \cos(\omega_0 t - \varphi_\kappa) + g_{\kappa-1} \cos(\omega_0 t + \varphi_\kappa)] = \\ & = \frac{1}{2} \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa [g_{\kappa+1} (\cos \varphi_\kappa \cos \omega_0 t + \sin \varphi_\kappa \sin \omega_0 t) + \\ & \quad + g_{\kappa-1} (\cos \varphi_\kappa \cos \omega_0 t - \sin \varphi_\kappa \sin \omega_0 t)] = \\ & = \frac{1}{2} \left[ \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa (g_{\kappa-1} + g_{\kappa+1}) \cos \varphi_\kappa \right] \cos \omega_0 t - \\ & \quad - \frac{1}{2} \left[ \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa (g_{\kappa-1} - g_{\kappa+1}) \sin \varphi_\kappa \right] \sin \omega_0 t, \end{aligned}$$

откуда значение первой гармоники

$$\begin{aligned} i_1 = & \left[ F_1(U_0, U_m) + \frac{1}{2} \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa (g_{\kappa-1} + g_{\kappa+1}) \cos \varphi_\kappa \right] \cos \omega_0 t - \\ & - \frac{1}{2} \left[ \sum_{\kappa=2}^{+\infty} U_\kappa (g_{\kappa-1} - g_{\kappa+1}) \sin \varphi_\kappa \right] \sin \omega_0 t. \end{aligned} \quad (12.48)$$

На рис. 12.18 приведена построенная в соответствии с выражением (12.48) векторная диаграмма для первой гармоники тока и напряжения  $U_m$  на нелинейном сопротивлении. Как видно из рисунка, под влиянием высших гармоник напряжения первая гармоника тока

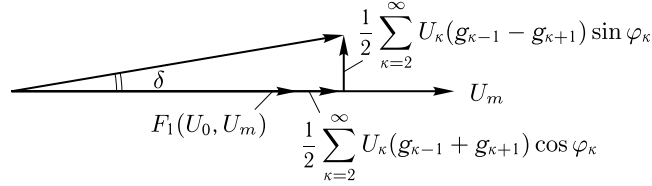


Рис. 12.18

опережает на угол  $\delta$  первую гармонику напряжения и амплитуда ее несколько изменяется.

Величину  $\delta$  можно приближенно найти из рис. 12.18. Она равна

$$\delta \approx \frac{\frac{1}{2} \sum_{k=2}^{+\infty} U_k (g_{k-1} - g_{k+1}) \sin \varphi_k}{F_1(U_0, U_m)} \quad (12.49)$$

или, в соответствии с (8.35)

$$\delta \approx \frac{\sum_{k=2}^{+\infty} k F_k(U_0, U_m) U_k \sin \varphi_k}{F_1(U_0, U_m) U_1}, \quad (12.50)$$

где  $F_k(U_0, U_m)$  — амплитуда  $k$ -й гармоники тока, текущего через нелинейное сопротивление,  $U_k$  — амплитуда  $k$ -й гармоники напряжения на нелинейном сопротивлении,  $\varphi_k$  — сдвиг фаз между  $F_k(U_0, U_m)$  и  $U_k$ .

С изменением амплитуды первой гармоники обычно можно не считаться, так как это изменение в большинстве случаев не превосходит погрешности вычисления первой гармоники.

Для схемы рис. 12.1 под влиянием высших гармоник управляющего напряжения первая гармоника анодного тока опережает на угол  $\delta$  первую гармонику напряжения. Поэтому *приведенная крутизна  $S_1$*  [см. ф-лу (12.11)] *становится комплексной величиной с аргументом  $\delta$* . Из-за этого обстоятельства частота генерации в установившемся режиме под влиянием высших гармоник должна быть такой, чтобы аргумент  $\mathbf{Y}(i\omega)$  был равен аргументу  $S_1$ , т. е.  $\delta$  [ф-ла (12.15)].

В  $LC$ -генераторах с контурами, обладающими нормальной добротностью, это отклонение частоты от  $\omega_p$  получается ничтожным. В  $rC$ -генераторах изменение частоты может быть значительным, поскольку в них из-за отсутствия фильтрации напряжения  $U_k$  высших гармоник могут быть существенными.

**Пример 12.4**

Автогенератор, собранный по схеме рис. 12.8. работает с углом отсечки  $\vartheta = 120^\circ$ . Добротность анодного контура  $Q = 100$ . Найти отклонение частоты генерации от резонансной под влиянием высших гармоник.



Решение

Амплитуды гармоник равны:

$$I_1 = F_1(U_0, U_m) = \alpha_1 I_m,$$

.....

$$I_k = F_k(U_0, U_m) = \alpha_k I_m,$$

.....

где величины  $\alpha_k$  могут быть взяты из рис. 8.3.

Управляющие напряжения гармоник равны:

$$U_1 = \frac{I_1}{Y(i\omega')},$$

.....

$$U_k = \frac{I_k}{Y(ik\omega')},$$

.....

где  $\omega'$  — частота генерации,

$$Y(i\omega) = \frac{1}{(k_{oc} - D)Z_a(i\omega)} = \frac{1 + iQ\left(\frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega}\right)}{(k_{oc} - D)R_{\Sigma}}.$$

Учитывая, что  $\omega' \approx \omega_p$ , получим:

$$Y(i\omega') = \frac{1}{(k_{oc} - D)R_{\Sigma}} = Y',$$

.....

$$Y(ik\omega') = \frac{1 + iQ\left(k - \frac{1}{k}\right)}{(k_{oc} - D)R_{\Sigma}} \approx iQ\left(k - \frac{1}{k}\right) Y'.$$

Исходя из этого, можно считать сдвиг фаз между  $U_k$  и  $I_k$  равным  $\varphi_k = 90^\circ$ .  
Принимая во внимание все сказанное, из ф-лы (12.50) получим:

$$\delta = \frac{\sum_{k=2}^{+\infty} k\alpha_k I_m \frac{\alpha_k I_m}{Q\left(k - \frac{1}{k}\right) Y'}}{\alpha_1 I_m \frac{\alpha_1 I_m}{Y'}} = \frac{1}{Q\alpha_1^2} \sum_{k=2}^{+\infty} \frac{k}{k - \frac{1}{k}} \alpha_k^2 =$$

$$= \frac{1}{Q\alpha_1^2} \sum_{k=2}^{+\infty} \frac{k^2}{k^2 - 1} \alpha_k^2.$$

С другой стороны, величина  $\delta$  должна равняться аргументу  $Y(i\omega')$  или

$$\delta = \arctg Q \left( \frac{\omega}{\omega_p} - \frac{\omega_p}{\omega} \right) \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_p} Q,$$

где  $\Delta\omega$  — отклонение частоты генерации от резонансной.

Поэтому

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_p} = \frac{\delta}{2Q} = \frac{1}{2Q^2\alpha_1^2} \sum_{k=2}^{+\infty} \frac{k^2}{k^2-1} \alpha_k^2.$$

Из рис. 8.3 для  $\vartheta = 120^\circ$  имеем:

$$\alpha_1 = 0,54; \quad \alpha_2 = 0,092; \quad \alpha_3 = -0,046.$$

Подставляя эти значения и беря только два первых члена суммы, получим:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_p} = \frac{1}{2 \cdot 100^2 \cdot 0,54^2} \left( \frac{4}{3} \cdot 0,092^2 + \frac{9}{8} \cdot 0,046^2 \right) = 2,35 \cdot 10^{-6}.$$

Отсюда видно, что отклонение частоты в данном случае получается ничтожным.