

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ

ЛАБОРАТОРНАЯ РАБОТА № 16

ИЗУЧЕНИЕ РАБОТЫ ЛАМПОВОГО ГЕНЕРАТОРА, ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ И ВЫНУЖДЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ В КОНТУРЕ

Теоретические замечания

Колебательные системы, в которых запас энергии не меняется от периода к периоду, а имеющиеся потери компенсируются за счет внутреннего источника энергии, называются автоколебательными системами. К автоколебательным системам относится ламповый генератор, изучаемый в настоящей лабораторной работе.

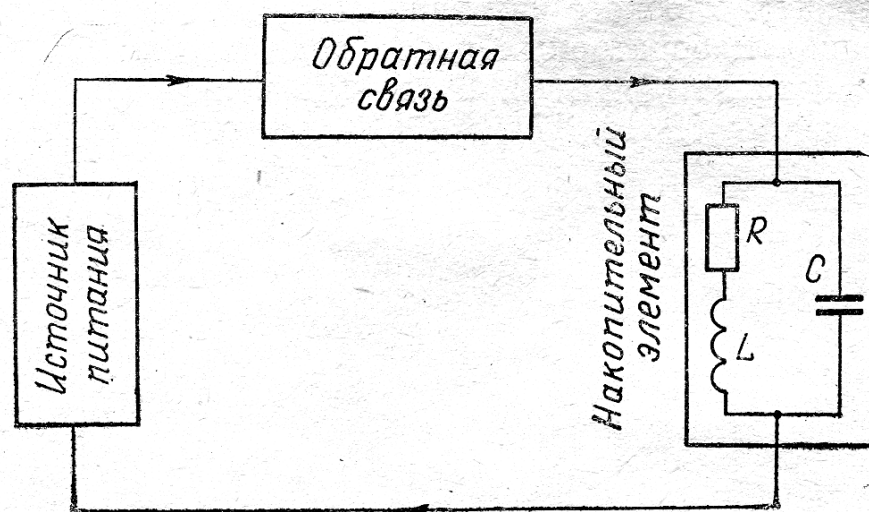


Рис. 1

В общем случае автоколебательная система включает накопительный элемент, источник постоянной энергии и канал обратной связи (рис. 1). Накопительный элемент представляет собой добротный LCR -колебательный контур. Источник постоянной энергии (источник питания) по каналу обратной связи периодически восполняет потери в колебательном контуре.

Если от источника питания однократно подвести к контуру энергию (зарядить конденсатор C) и затем предоставить контур самому себе, то при отсутствии потерь ($R=0$) в такой системе возникнут и будут существовать бесконечно долго электромагнитные колебания. Такие колебания называют свободными или собственными. Перезаряд конденсатора C будет происходить через катушку индуктивности L с циклической частотой $\omega_0=2\pi/T_0$, где T_0 — период собственных колебаний. При этом энергия, запасенная в электрическом поле конденсатора C , будет периодически переходить в энергию магнитного поля индуктивности L . В реальном контуре всегда существуют потери, связанные с выделением тепла при протекании тока в активном сопротивлении контура (главным образом в активной части сопротивления R катушки индуктивности L), соединительных проводниках, а также с излучением электромагнитной энергии в окружающее пространство.

Дифференциальное уравнение, описывающее процессы в таком контуре, имеет вид¹

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\gamma \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = 0, \quad (1)$$

где $\gamma=R/2L$, $\omega_0^2=1/LC$, I — ток в контуре.

Решением такого уравнения для случая $\gamma < \omega_0$ является функция

$$I(t) = Ae^{-\gamma t} \cos(\omega t + \varphi_0), \quad (2)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$, A и φ_0 определяются начальными условиями состояния контура, $\omega t + \varphi_0$ — фаза колебаний.

В том, что (2) является решением (1), легко убедиться, подставив (2) в (1).

При $\gamma \rightarrow 0$ имеем $\omega = \omega_0$, и решение (2) принимает вид гармонической функции

$$I(t) = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (3)$$

¹ См.: Сивухин Д. В. Общий курс физики. М., 1977, т. 3, гл. 10; Савельев И. В. Курс общей физики. М., 1978, т. 2, гл. 13.

Условие периодичности от времени t колеблющейся величины I означает, что $I(t+T_0)=I(t)$, где $T_0=2\pi/\omega_0$ — период колебаний, т. е. время, за которое совершается одно полное колебание. Наряду с циклической частотой ω_0 вводят понятие обычной (линейной) частоты $\nu_0=1/T_0$, т. е. числа полных колебаний за единицу времени.

Таким образом, в контуре без потерь собственная частота гармонических колебаний равна $\omega_0=1/\sqrt{LC}$, а период $T_0=2\pi/\omega_0$.

В контуре с потерями ($\gamma \neq 0$), согласно (2), существуют колебания с циклической частотой ω , зависящей от величины коэффициента γ , определяющего потери. В решении (2) амплитуда колебаний $Ae^{-\gamma t}$ уменьшается с течением времени t по экспоненциальному закону. Величина коэффициента γ определяет скорость уменьшения амплитуды колебаний в контуре с потерями и называется коэффициентом затухания. Поэтому колебания в контуре с потерями можно назвать периодическими лишь условно — в том смысле, что значения колеблющейся величины (в нашем случае I) проходят через нуль через равные промежутки времени T . С увеличением коэффициента затухания γ период колебаний T растет, но при $\gamma \ll \omega_0$ $T \approx T_0$. При наличии больших потерь, когда $\gamma \gtrsim \omega_0$, периодические колебания в контуре не развиваются.

Контур с потерями часто характеризуют логарифмическим декрементом колебаний

$$d = \ln \frac{A_1}{A_2}, \quad (4)$$

где A_1, A_2 — амплитуды колебаний, сдвинутых на период T .

Так как $A_1/A_2=e^{\gamma T}$, то можно записать

$$d = \gamma T.$$

За время $\Delta t=1/\gamma$ амплитуда затухающих колебаний уменьшается в e раз, при этом совершается N колебаний.

$$N = \Delta t/T = 1/(\gamma T) = 1/d. \quad (5)$$

Для характеристики контура с затуханием широко применяется величина

$$Q = \pi/d = \pi/(\gamma T),$$

называемая добротностью. Для системы с малыми потерями добротность Q имеет смысл умноженного на 2π отношения запасенной в контуре энергии W и энергии, теряемой за период колебаний ΔW .

Учитывая, что запасенная в контуре энергия $W \sim (\tilde{i})^2$, зависимость W от времени можно выразить соотношением

$$W = W_0 e^{-2\gamma t},$$

где W_0 — начальный запас энергии в контуре. За время t , равное периоду колебаний T , потери составят

$$\Delta W = W_0 - W = W_0 - W_0 e^{-2\gamma T} = W_0 (1 - e^{-2\gamma T}).$$

Разложив $e^{-2\gamma T}$ в степенной ряд и воспользовавшись предположением о малости потерь ($\gamma T = (2\pi\gamma)/\omega \ll 1$), получим

$$\frac{\Delta W}{W_0} = 1 - 1 + 2\gamma T = 2d = \frac{2\pi}{Q}, \quad Q = 2\pi \frac{\Delta W}{W_0}.$$

Для LCR — контура с малыми потерями можно положить $T \simeq 2\pi/\omega_0 = 2\pi\sqrt{LC}$. Тогда, учитывая, что $\gamma = R/2L$, добротность контура может быть определена следующим образом:

$$Q = \frac{\pi}{\gamma T} = \frac{\omega_0}{2\gamma} = \frac{\omega_0 L}{R}, \text{ или } Q = \frac{1}{R} \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (6)$$

Колебания, существующие в контуре при наличии внешнего воздействия, называются вынужденными. Характер вынужденных колебаний зависит от формы внешнего воздействия. Мы рассмотрим случай воздействия на контур гармонического тока

$$I(t) = I_0 \cos \omega_B t,$$

где I_0 — амплитуда силы тока, ω_B — частота вынуждающей силы тока.

В этом случае вынужденные колебания в контуре описываются неоднородным линейным дифференциальным уравнением (см. литературу к работе)

$$\frac{d^2 I}{dt^2} + 2\gamma \frac{dI}{dt} + \omega_0^2 I = I_0 \cos \omega_B t. \quad (7)$$

Общее решение такого уравнения, как известно, равно сумме общего решения однородного уравнения, т. е. уравнения (1) и частного решения неоднородного уравнения. Решение (2) однородного уравнения рассмотрено выше — колебания тока с течением времени затухают.

Частное решение неоднородного дифференциального уравнения (7) будем искать в виде $I \sim I_0 e^{j\omega_B t}$, тогда после подстановки в (7) получаем

$$I = \frac{I_0}{\omega_0^2 - \omega_B^2 + 2j\omega_B \gamma} e^{j\omega_B t}. \quad (8)$$

Это частное решение описывает вынужденные колебания в контуре. Характерным является то, что эти колебания в контуре происходят с частотой вынуждающей силы ω_B , которая в общем случае может не совпадать с частотой собственных колебаний ω_0 .

Таким образом, общее решение неоднородного дифференциального уравнения (7) имеет вид

$$I = (I)_{\text{одн}} + (I)_{\text{неодн}} = \frac{I_0}{\omega_0^2 - \omega_B^2 + 2j\omega_B \gamma} e^{j\omega_B t} + A e^{-\delta t} \sin(\omega t + \psi). \quad (9)$$

Величины A и ψ определяются начальными условиями состояния системы. Однако независимо от этих условий свободные колебания экспоненциально затухают — по прошествии достаточного времени второе слагаемое в правой части соотношения (9) становится пренебрежимо малым. В установившемся режиме в системе останутся только вынужденные колебания на частоте ω_B , которые совершенно не зависят от начальных условий (в этом режиме система «забывает» свою предысторию).

Следовательно, вынужденные колебания в установившемся режиме целиком определяются соотношением (8). Физический смысл имеет только вещественная часть решения (8). Для ее определения введем обозначение

$$\omega_0^2 - \omega_B^2 + 2j\omega_B \gamma = \rho e^{j\varphi}, \quad (10)$$

где ρ и φ — величины вещественные. Тогда (8) примет вид

$$I = \frac{I_0}{\rho} e^{j(\omega_B t - \varphi)},$$

или с использованием формулы Эйлера:

$$I = (I_0/\rho) [\cos(\omega_B t - \varphi) + j \sin(\omega_B t - \varphi)].$$

Вещественной частью последнего выражения является слагаемое

$$I = (I_0/\rho) \cos(\omega_B t - \varphi). \quad (11)$$

Величины ρ и φ найдем следующим образом. Воспользовавшись формулой Эйлера, запишем соотношение (10) в виде

$$\omega_0^2 - \omega_B^2 + 2j\omega_B \gamma = \rho (\cos \varphi + j \sin \varphi).$$

Тогда, приравнивая вещественные и мнимые части, получим

$$\omega_0^2 - \omega_B^2 = \rho \cos \varphi, \quad 2\omega_B \gamma = \rho \sin \varphi,$$

откуда следует

$$\rho = \sqrt{(\omega_0^2 - \omega_B^2)^2 + 4\omega_B^2 \gamma^2} \text{ и } \operatorname{tg} \varphi = \frac{2\omega_B \gamma}{\omega_0^2 - \omega_B^2}. \quad (12)$$

Выражение (11) для тока с учетом (12) окончательно принимает вид

$$I = a \cos(\omega_B t - \varphi), \quad (13)$$

где амплитуда

$$a = \frac{I_0}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega_B^2)^2 + 4\omega_B^2 \gamma^2}} \quad (14)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg} \frac{2\omega_B \gamma}{\omega_0^2 - \omega_B^2} \quad (15)$$

сложным образом зависят от частот ω_0 , ω_B и коэффициента затухания γ .

Зависимости амплитуды a колебаний тока в контуре от частоты ω_B показаны на рис. 2 для различных значений добротности контура Q . Это резонансные кривые, по своему виду они асимметричны. Амплитуда a достигает максимума на частоте $\omega_B = \sqrt{\omega_0^2 - 2\gamma^2}$. Однако, если затухание невелико, то можно считать, что максимум амплитуды колебаний достигается на частоте $\omega_B = \omega_0$ и равен

$$a_{\max} = I_0 / (2\omega_0 \gamma). \quad (16)$$

Одной из характеристик резонансной кривой является ее ширина. Пусть ω_1 и ω_2 (рис. 2) значения частоты ω_B , при которых реализуется амплитуда вынужденных колебаний в $\sqrt{2}$ раз меньше максимального значения (или равная 0,707 $a_{\max}$). Величину $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$ называют шириной резонансной кривой. Используя (14) и (16), нетрудно показать, что частоты ω_1 и ω_2 удовлетворяют соотношениям

$$\begin{aligned} (\omega_0^2 - \omega_1^2)^2 &= 4\gamma^2 (2\omega_0^2 - \omega_1^2), \\ (\omega_0^2 - \omega_2^2)^2 &= 4\gamma^2 (2\omega_0^2 - \omega_2^2), \end{aligned}$$

из которых при условии $|\omega_0 - \omega_1| \ll \omega_0$, $|\omega_0 - \omega_2| \ll \omega_0$, $\omega_1 < \omega_0 < \omega_2$ приближенно следует

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1 = 2\gamma,$$

или, принимая во внимание (6),

$$\Delta\omega = \omega_0 / Q, \quad Q = \omega_0 / (\Delta\omega). \quad (17)$$

Таким образом, ширина резонансной кривой при сделанных

допущениях однозначно связана с добротностью контура. Чем больше добротность, тем уже резонансная кривая.

Простейшей автоколебательной системой, в которой возникают и самостоятельно поддерживаются электромагнитные колебания с частотой и амплитудой, определяемыми внутренними параметрами системы, является ламповый генератор, схема которого показана на рис. 3. В такой системе энергия источников постоянного тока преобразуется в энергию незатухающих электромагнитных колебаний.

В LCR -контуре будут поддерживаться незатухающие гармонические колебания, если к контуру периодически подводить энергию, компенсирующую имеющиеся потери (теп-

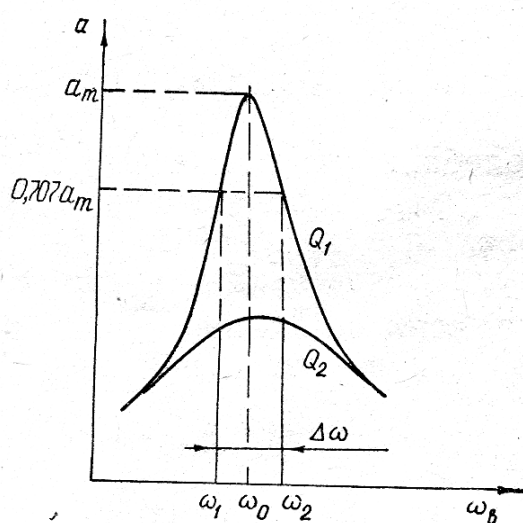


Рис. 2

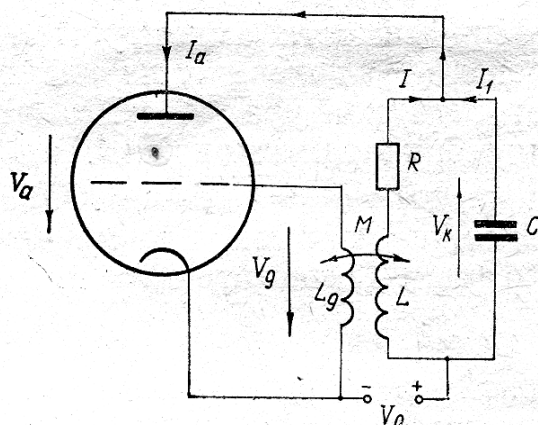


Рис. 3

ловые потери и потери, связанные с излучением). Простейшим «ключом», периодически пропускающим через колебательный контур ток определенной амплитуды и фазы, может служить трехэлектродная электронная лампа. Роль положительной обратной связи выполняет при этом индуктивность L_g , связанная с индуктивностью колебательного контура L и включенная в цепь управляющей сетки электронной лампы. Через катушку обратной связи осуществляется воздействие колебаний в контуре на сетку лампы. При этом ток, проходящий через лампу, периодически меняется и при определенных условиях поддерживает колебания в контуре.

Для получения незатухающих колебаний в автоколебательной системе необходимо выполнение двух условий (условий самовозбуждения):

1) амплитудного — изменения анодного тока лампы, при помощи которого происходит подкачка энергии в контур, должны иметь достаточную для поддержания устойчивых колебаний амплитуду;

2) фазового — изменения анодного тока лампы должны происходить в фазе с колебаниями в контуре.

Следует отметить, что подобные амплитудные и фазовые условия возбуждения присущи и другим типам автогенераторов.

Выполнение условий возбуждения достигается в рассматриваемой схеме при помощи катушки L_g , индуктивно связанной с катушкой L , M — коэффициент взаимной индукции.

Найдем требования к величине коэффициента взаимной индукции M , при которой обеспечивается достаточная для самовозбуждения колебаний в контуре LCR положительная обратная связь. Выберем направления токов и полярности действующих напряжений в схеме, как показано на рис. 3.

В соответствии со вторым правилом Кирхгофа напряжение V_k , приложенное к контуру, связано с током I в ветви R, L следующим образом:

$$V_k = RI + L \frac{dI}{dt}. \quad (18)$$

Тогда напряжение V_a между анодом и катодом лампы будет меньше напряжения питания V_0 на величину падения напряжения на контуре V_k :

$$V_a = V_0 - V_k = V_0 - RI - L \frac{dI}{dt}. \quad (19)$$

Если током в сетке, а следовательно, и падением напряжения в ее цепи, пренебречь, то напряжение на сетке V_g равно ЭДС взаимной индукции $\epsilon_{\text{инд}}$:

$$V_g = \epsilon_{\text{инд}}, \text{ или } V_g = -M \frac{dI}{dt}. \quad (20)$$

Согласно первому правилу Кирхгофа ток I_a в анодной цепи лампы равен сумме токов I в ветви R, L и I_1 в ветви C :

$$I_a = I + I_1.$$

Так как ток I_1 в ветви C равен

$$I_1 = C \frac{dV_k}{dt},$$

то с учетом соотношения (18)

$$I_a = I + I_1 = I + RC \frac{dI}{dt} + CL \frac{d^2 I}{dt^2}. \quad (21)$$

Если к цепи приложено постоянное напряжение V_0 и колебания отсутствуют (условия возбуждения не выполняются), то постоянный ток I_{a0} проходит через лампу и лишь через RL -плечо контура. Так как при этом в катушках L и L_g не индуцируется ЭДС, то напряжение в цепи сетки отсутствует. Напряжение на аноде электронной лампы будет равно $V_{a0} = V_0 - RI_{a0}$.

Анодный ток I_a в лампе в общем случае нелинейно зависит от напряжений V_a на аноде и V_g на сетке; $I_a = f(V_a, V_g)$. На рис. 4 (сплошная кривая) показана типичная вольт-амперная характеристика электронной лампы, т. е. зависимость анодного тока от напряжения на аноде при фиксированном потенциале сетки. Допустим, что анодному напряжению V_{a0} при отсутствии колебаний соответствует рабочая точка P (точка равновесия), которая находится в средней части вольт-амперной характеристики (рис. 4).

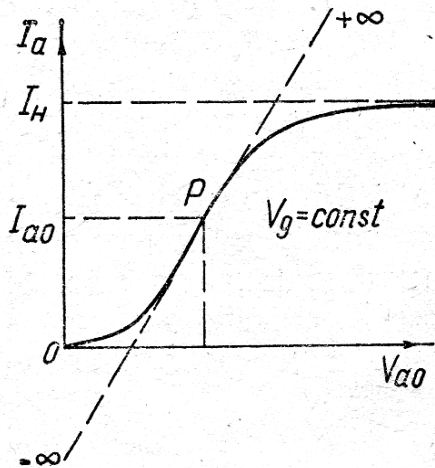


Рис. 4

Пусть в результате случайного толчка (например, флуктуации величины тока) ток I в катушке контура изменится на малую величину $\tilde{i}$ ($\tilde{i} \ll I$). Тогда все величины, определяемые соотношениями (18—21), получат малые приращения:

$$\Delta V_k = R\tilde{i} + L \frac{d\tilde{i}}{dt}; \quad \Delta V_a = -R\tilde{i} + L \frac{d\tilde{i}}{dt}; \quad (22)$$

$$\Delta V_g = -M \frac{d\tilde{i}}{dt}; \quad \Delta I_a = \tilde{i} + RC \frac{d\tilde{i}}{dt} + LC \frac{d^2\tilde{i}}{dt^2}.$$

Функцию $I_a = f(V_a, V_g)$, характеризующую зависимость анодного тока от анодного и сеточного напряжений, разложим в ряд по степеням малых величин ΔV_g и ΔV_a и ограничимся первым порядком малости

$$I_a = I_{a0} + \frac{\partial I_a}{\partial V_g} \Delta V_g + \frac{\partial I_a}{\partial V_a} \Delta V_a + \dots,$$

или

$$\Delta I_a = I_a - I_{a0} = S (\Delta V_d + D\Delta V_a), \quad (23)$$

где $S = dI_a/dV_g$ — крутизна сеточной характеристики лампы в точке равновесия; $R_{вн} = dV_a/dI_a$ — внутреннее сопротивление

ние лампы, D — проницаемость сетки, $SDR_{\text{вн}} = 1$ (величины S , D и R определены в лабораторной работе № 14).

Ограничение в разложении (23) величинами первого порядка малости соответствует линеаризации характеристик электронной лампы вблизи точки равновесия P (см. пунктирную прямую на рис. 4). Другими словами, мы полагаем, что $S = \text{const}$ в пределах малого отклонения анодного тока ΔI_a от точки равновесия.

Подставляя (22) в (23), получим

$$\begin{aligned} \tilde{i} + RC \frac{d\tilde{i}}{dt} + LC \frac{d^2\tilde{i}}{dt^2} = & -SM \frac{d\tilde{i}}{dt} - \\ & -SDR\tilde{i} - SDL \frac{d\tilde{i}}{dt}, \end{aligned}$$

или

$$\frac{d^2\tilde{i}}{dt^2} + 2\delta \frac{d\tilde{i}}{dt} + \omega^2 \tilde{i} = 0, \quad (24)$$

где

$$\begin{aligned} 2\delta &= \frac{SM + SDL + RC}{LC}, \\ \omega^2 &= \frac{1 + SDR}{LC} = \frac{1}{LC} \left(1 + \frac{R}{R_{\text{вн}}} \right). \end{aligned}$$

Однородное дифференциальное уравнение второго порядка (24) описывает в линейном приближении колебания в рассматриваемой схеме. Уравнение (24) по внешнему виду полностью совпадает с уравнением (1), решение (2) которого известно. Это обстоятельство позволяет записать решение уравнения (24):

$$\tilde{i} = Be^{-\delta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (25)$$

где B и φ определяют начальную флуктуацию тока.

Из (25) следует, что незатухающие колебания в ламповом генераторе реализуются при

$$2\delta - \frac{SM + SDL + RC}{LC} = 0$$

или

$$M = - \frac{SDL + RC}{S}. \quad (26)$$

Соотношение (26) определяет условия возбуждения лампо-

вого генератора. Знак минус у коэффициента взаимной индукции означает, что катушка обратной связи L_g должна быть включена так, чтобы выполнялись фазовые условия для возникновения колебаний, т. е. чтобы создавался необходимый сдвиг фаз на π между напряжениями на колебательном контуре и на сетке лампы (катушки L и L_g должны быть намотаны в противоположные стороны). Равенство (26) отражает и амплитудные условия самовозбуждения, определяя величину коэффициента взаимной индукции M , при которой энергетические потери в контуре полностью компенсируются и схема возбуждается.

При $\delta=0$ в ламповом генераторе возбуждаются колебания на частоте $\omega=\omega_0\sqrt{1+R/R_{вн}}$. Так как обычно $R \gg R_{вн}$, то приближенно $\omega \approx \omega_0$, т. е. генератор возбуждается на частоте, близкой к резонансной частоте контура.

Из (25) следует, что при $\delta < 0$ колебания тока в системе нарастают беспредельно.

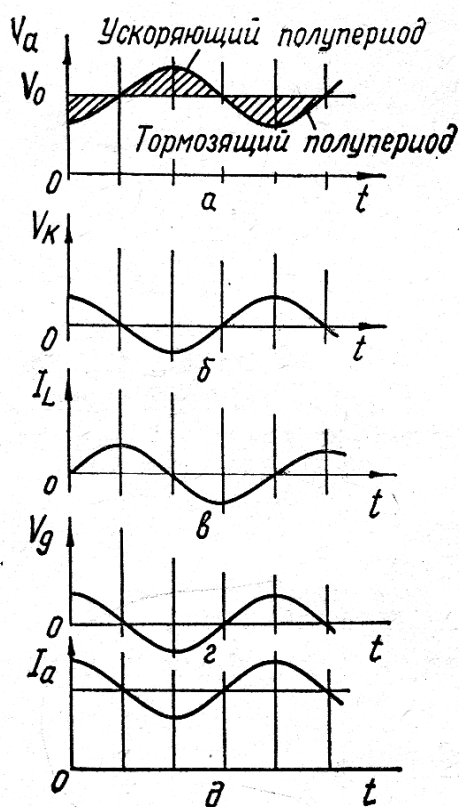


Рис. 5

Этот результат является следствием линеаризации задачи, т. е. предположения о том, что вольт-амперная характеристика лампы линейна и простирается в обе стороны от точки равновесного состояния системы P до бесконечности (рис. 4). Реальная характеристика лампы нелинейная. Это имеет определяющее значение для установления в схеме устойчивых колебаний с определенной амплитудой. Возрастание величины тока ограничено насыщением. Линейная теория не может дать ответ на вопрос о величине установившихся колебаний, но она вполне удовлетворительно определяет условия самовозбуждения автогенератора.

Процессы, происходящие в различных участках схемы лампового генератора с индуктивной обратной связью при

наличии колебаний, наглядно иллюстрируются графиками на рис. 5.

На рисунке приведены зависимости от времени: a — напряжения между анодом и катодом лампы V_a , b — напряжения на контуре V_k ; $в$ — тока I_L через катушку L контура (ток через индуктивность отстает по фазе от напряжения на $\pi/2$); $г$ — напряжения на сетке лампы $V_g = MdI_L/dt$; $д$ — тока через лампу I_a .

Механизм передачи энергии от источника питания электро-магнитному полю в контуре качественно можно представить следующим образом. В промежутке анод — катод лампы существует электрическое поле V_a , созданное с помощью постоянного источника V_0 , и переменное электрическое поле V_k , обусловленное колебаниями в контуре (рис. 5). Статическое поле является всегда ускоряющим для электронов, вылетевших из катода, т. е. увеличивает их энергию. Источник питания поддерживает это поле неизменным. Переменное поле в одну половину периода ускоряет электроны, а в другую — затормаживает (рис. 5, a). В ускоряющий полупериод поле отдает энергию электрону, а в тормозящий — отбирает. Если количество электронов, пролетевших от катода к аноду за полупериоды, одинаково, то суммарный энергетический баланс будет нулевым. Но если с помощью напряжения на сетке V_g триода так регулировать поток электронов, чтобы в ускоряющий полупериод их было меньше и ток через лампу уменьшался (рис 5, $д$), то в среднем за период энергия будет передаваться переменному полю. Увеличение энергии переменного электрического поля между анодом и катодом лампы означает увеличение амплитуды колебаний напряжения V_a , а значит, и амплитуды колебаний напряжения на контуре V_k .

Экспериментальная часть

Лабораторная установка содержит ламповый генератор, выполненный по схеме с индуктивной обратной связью (рис. 6). В его состав входят электровакуумная лампа, LC -колебательный контур, катушка индуктивности L_g (индуктивная обратная связь), источник питания с фильтрующей емкостью C_ϕ . Режим работы лампы обычно выбирается так, чтобы при отсутствии колебаний напряжение на управляющей сетке V_g было отрицательным по отношению к катоду. Создание отрицательного сеточного напряжения осуществ-

ляется за счет падения напряжения на сопротивлении R_1 , когда по нему протекает постоянная составляющая анодного тока лампы. В результате этого катод приобретает положительный потенциал относительно сетки. Чтобы этот потен-

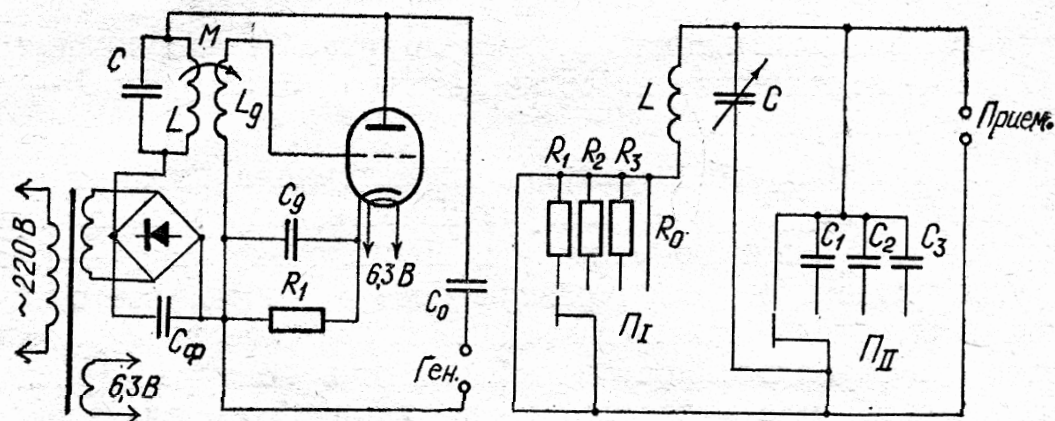


Рис. 6

циал не изменялся при наличии в анодном токе переменной составляющей, параллельно сопротивлению R_1 включен конденсатор C_g достаточно большой емкости. Конструктивное выполнение катушек индуктивностей L и L_g позволяет за счет их сближения или удаления менять в значительных пределах величину коэффициента взаимной индукции M . При малых величинах M (достаточно удаленных друг от друга катушках L и L_g) энергетические потери в LC -контуре не компенсируются, и колебания не возбуждаются. При сближении катушек L и L_g наступает режим, при котором выполняется условие (26) и в схеме возникают незатухающие колебания. Этот режим наглядно изучается при помощи электронного осциллографа, подключаемого через разделительную емкость C_0 к LC -контуре генератора. При переходе к режиму незатухающих электромагнитных колебаний на экране ЭЛТ наблюдается переход от прямой линии развертки к синусоидальному сигналу. При дальнейшем сближении катушек L и L_g коэффициент взаимной индукции M увеличивается и амплитуда генерируемых колебаний возрастает. При фиксированной величине коэффициента M амплитуда колебаний в контуре генератора тем больше, чем выше его добротность Q .

Для исследования вынужденных колебаний в контурах с различными параметрами L , C , R служит приемный контур, размещаемый в непосредственной близости от излучаю-

щего LC -контура генератора. Приемный контур содержит переменную емкость C и ряд добавочных сопротивлений $R_{доб}$ и емкостей $C_{доб}$.

Исследуемый генератор с блоком питания, а также приемный колебательный контур собраны в одном корпусе, имеющем прозрачную панель.

При выполнении работы необходимо наблюдать условия возбуждения простейшего лампового генератора, измерить частоту и амплитуду генерируемых колебаний, исследовать вынужденные колебания в приемных колебательных контурах с разной добротностью, определить добротность контуров, измерить резонансным методом величину емкости конденсатора.

Все измерения производятся с использованием электронного осциллографа, описание которого дано в лабораторной работе № 17.

Перед выполнением эксперимента следует детально ознакомиться со схемой, принципом действия и устройством лабораторной установки, с методами измерения амплитуды и частоты сигнала при помощи электронного осциллографа (см. приложение 2 к лабораторной работе № 17). Переключения кабеля осциллографа следует производить только одной рукой. Категорически запрещается самостоятельно вскрывать панель лабораторной установки.

Упражнение 1. Изучение принципа действия лампового генератора и измерение частоты колебаний

1. Подключить соединительным кабелем «вход Y » осциллографа к гнезду «Ген» на передней панели генератора.
2. Включить в сеть «220» шнуры питания генератора и осциллографа.
3. Включить тумблер «Вкл.» генератора и прогреть его в течение 2—3 мин.
4. В соответствии с приложением 2 лабораторной работы № 17 включить осциллограф и подготовить его для наблюдения и измерения частоты исследуемого сигнала.
5. Изменяя связь между катушками индуктивностей L и L_g (расстояние между катушками), добиться режимов возбуждения и срыва генерации колебаний. В режиме генерации на экране осциллографа наблюдается сигнал.
6. Провести синхронизацию частоты развертки осциллографа. Зарисовать 3-4 осциллограммы наблюдаемых колеба-

ний для различных расстояний между катушками индуктивности и объяснить эти результаты.

7. Получить на экране осциллограмму стабильных незатухающих колебаний и измерить их частоту.

Упражнение 2. Исследование вынужденных колебаний и явления резонанса в контуре

Для получения резонансной кривой приемного контура можно либо изменять частоту внешнего сигнала ω_B при неизменных параметрах контура ($\omega_0 = \text{const}$), либо при $\omega_B = \text{const}$ менять собственную частоту контура ω_0 . В настоящей работе частота колебаний генератора ω_B остается постоянной, а собственная частота колебаний приемного контура ω_0 изменяется путем перестройки переменной емкости C .

Уравнение резонансной кривой колебательного контура удобно представить в безразмерной форме. Из соотношений (14) и (16) следует

$$y = \left(\frac{a}{a_{\max}} \right)^2 = \frac{4\omega_0^2 \gamma}{(\omega_0^2 - \omega_B^2)^2 + 4\omega_B^2 \gamma^2}.$$

Рассматривая только ту часть резонансной кривой, которая соответствует частотам, близким к резонансной, и учитывая, что $\omega_0^2 = 1/LC$, $\gamma = R/2L$, получим

$$y = \frac{R^2}{R^2 + \left(\omega_B L - \frac{1}{\omega_B C} \right)^2}. \quad (27)$$

Преобразуем это равенство так, чтобы можно было проследить зависимость безразмерной величины y от емкости контура, вернее, от безразмерного отношения $x = C_0/C$, которое характеризует различие частот генератора и собственной частоты контура, C — «текущее» значение емкости контура, C_0 — емкость при резонансе. Из (27) следует

$$y = \frac{1}{1 + \frac{\omega_B^2 L^2}{R^2} \left(1 - \frac{x}{\omega_B^2 LC_0} \right)}. \quad (28)$$

Принимая во внимание, что при резонансе $\omega_B = \omega_0 = 1/LC_0$, а $\omega L/R = Q$ есть добротность контура, из (28) получаем уравнение резонансной кривой в виде

$$y = \frac{1}{(1 - x)^2 Q^2 + 1}. \quad (29)$$

Кривые, описываемые этим уравнением для различных значений Q , показаны на рис. 7. Резонансные кривые характеризуются шириной Δx , определяемой на уровне $y=0,5$ ($a=0,707 a_{\max}$). Исходя из (29), нетрудно получить

$$Q = 2/\Delta x. \quad (30)$$

При выполнении упражнения с помощью осциллографа измеряется напряжение на колебательном контуре при различных значениях емкости переменного конденсатора. Так как это напряжение пропорционально току в контуре, то можно положить $y=(V/V_0)^2$, где V_0 — напряжение на контуре при резонансе, V — напряжение при отстройке от резонанса.

Экспериментальные измерения после выполнения первого упражнения следует проводить в следующем порядке:

1. С помощью специального кабеля подключить «вход Y» осциллографа к приемному колебательному контуру (гнездо «прием» на передней панели лабораторной установки).

Переключатель «П_I», расположенный на передней панели установки, поставить в положение R_0 .

2. Изменяя величину емкости C переменного конденсатора приемного контура, установить режим резонанса. При этом на экране осциллографа должна наблюдаться максимальная амплитуда сигнала (осциллограф настроить так, чтобы по вертикали сигнал занимал максимальное число делений шкалы на экране). Измерить с помощью осциллографа амплитуду напряжения V_0 (см. приложение 2 к лабораторной работе № 17). Отметить по шкале отсчетного лимба переменного конденсатора величину делений n_0 и по градуировочной кривой определить емкость C_0 .

3. Отстраиваясь с шагом в 2-3 деления по лимбу переменного конденсатора от режима резонанса в одну, а затем в другую сторону, измерить каждый раз амплитуду напряжения V и определить с помощью градуировочной кривой емкость C .

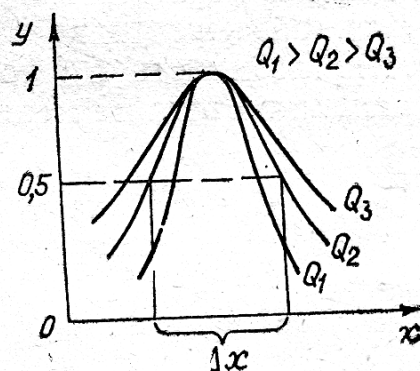


Рис. 7

4. Включая в контур при помощи переключателя «П_I» добавочные сопротивления R_1 , R_2 и R_3 и для каждого из них выполнить измерения по пп. 2, 3.

5. Построить графики зависимостей $y = (V/V_0)^2$ от $x = C_0/C$ для всех значений омических сопротивлений, включаемых в контур. Для каждого случая, используя формулу (30), рассчитать добротность контура. Сделать выводы о сравнительной величине добавочных сопротивлений.

Упражнение 3. Измерение резонансным методом емкости конденсатора

Явление резонанса в колебательном контуре можно использовать для определения емкости неизвестного конденсатора. Если параллельно прокалиброванному конденсатору переменной емкости колебательного контура подключить неизвестную емкость C_x , то в режиме резонанса (так как резонансная частота не меняется)

$$C_x = C_0 - C_0',$$

где C_0 — «резонансная» емкость переменного конденсатора при отключенной измеряемой емкости; C_0' — «резонансная» емкость переменного конденсатора при включенной в контур измеряемой емкости.

Упражнение выполняется в следующем порядке:

1. Как и при выполнении второго упражнения, осциллограф должен быть подключен к приемному колебательному контуру. Переключателем «П_I» добавочные сопротивления должны быть выведены из контура (при $R_{\text{доб}} \neq 0$ измерения менее точны).

2. Настроить приемный контур в резонанс и определить величину «резонансной» емкости C_0 так, как это делается при выполнении предыдущего упражнения.

3. Подключить к приемному контуру при помощи переключателя «П_{II}» неизвестную емкость C_x . Вновь установить режим резонанса и определить новое значение C_0' емкости переменного конденсатора.

4. По приведенной выше формуле рассчитать емкость подключенного в контур конденсатора.

ВОПРОСЫ ДЛЯ ПОДГОТОВКИ

1. Определение автоколебательной системы и общая характеристика ее элементов.

2. Собственные и вынужденные колебания LCR -контура.
3. Основные характеристики собственных колебаний в контуре с потерями.
4. Определение добротности колебательного контура. Зависимость добротности от параметров контура.
5. Уравнение резонансной кривой контура. Ширина резонансной кривой.
6. Схема лампового генератора с индуктивной обратной связью.
7. Условия самовозбуждения генератора. Основные положения линейной теории возбуждения генератора.
8. Качественная картина установления колебаний в ламповом генераторе.
9. Измерение частоты колебаний в контуре генератора.
10. Экспериментальное определение резонансной кривой и добротности контура.
11. Резонансный метод измерения неизвестной емкости.

ЛИТЕРАТУРА

- Сивухин Д. В. Общий курс физики. М., 1977, т. 3, гл. 10.
Киттель Ч., Найт У., Рудерман М. Механика. М., 1971, гл. 7.
Нейман Л. Р., Демирчян К. С. Теоретические основы электротехники. Л., 1967, ч. 3, гл. 4, § 4.6.
Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. М., 1978, гл. 5, § 5.1.