

стенками через I , имеем

$$\left. \begin{aligned} I &= \frac{\lambda}{2}, \\ v &= \frac{1}{T} = \frac{c}{\lambda} = \frac{a}{2l}. \end{aligned} \right\} \quad (50.27)$$

Полые металлические резонаторы, в которых возбуждаются стоячие электромагнитные волны (см. § 52), сейчас широко применяются в ультракоротковолновой (деки- и сантиметровой) радиотехнике (радиолокация, телевидение, радиоспектроскопия, ускорители заряженных частиц и т. д.).

§ 51. Колебательный контур

Как мы видели в начале предыдущего параграфа, электромагнитное поле излучения E' и H' создается полями E и H , связанными с движущимися зарядами и токами. Поля E и H очень быстро убывают с удалением от их источников, по крайней мере обратно пропорционально квадрату расстояния (законы Кулона и Био—Савара—Лапласа). Индукированные же поля E' и H' и на больших расстояниях от источника взаимно порождаются и полностью отрываются от первоначально породивших их зарядов и токов.

Таким образом, любой ускоренно движущийся заряд или изменяющийся ток порождает распространяющееся от него во все стороны электромагнитное поле излучения. Огромное значение и многочисленные практические применения этого излучения (радиоволны, свет, рентгеновы лучи и т. д.) требуют создания таких излучающих систем, в которых поддерживалось бы длительное переменное движение зарядов и токов, а значит, длительное излучение электромагнитных волн. Простейшей такой системой является электрический колебательный контур.

Рассмотрим электрическую цепь, состоящую из последовательно соединенных конденсатора емкостью C и катушки индуктивностью L . Пусть вначале цепь разомкнута, а на обкладках конденсатора находятся заряды $\pm q_0$. При этом контур будет обладать энергией W , равной энергии заряженного конденсатора $W_{эл}$ (см. (13.5)):

$$W = W_{эл} = \frac{q_0^2}{2C}, \quad (51.1)$$

которая локализована в электрическом поле конденсатора (рис. 3.98, a). Положим для простоты, что сопротивление контура преубежимо мало, так что можно считать $R \approx 0$.

Замкнем контур ключом K . Конденсатор начнет разряжаться, но ток в контуре будет нарастать лишь постепенно вследствие

«электрической инертиности» катушки. По мере уменьшения заряда на обкладках конденсатора его энергия будет убывать. Так как $R=0$ и других возможностей потери энергии здесь нет *), энергия контура меняется не должна. Убыль энергии электрического поля конденсатора в точности компенсируется увеличением энергии возникающего и растущего магнитного поля катушки, (рис. 3.98, б). В тот момент, когда конденсатор полностью разрядится, ток в

контуре будет максимальным. Вслед за этим конденсатор начнет перезаряжаться, и ток начнет убывать, но постепенно, в силу той же инертии катушки.

Максимальный ток i_{\max} легко вычислить, исходя из закона сохранения энергии. В тот момент, когда $q=0$, энергия $W_{\text{эл}}=0$ и вся сосредоточена в магнитном поле катушки. Следовательно, согласно (45.5)

$$W = W_{\text{магн}} = \frac{k'^2 L i_{\max}^2}{2} = \frac{q_0^2}{2C}, \quad (51.2)$$

откуда

$$i_{\max} = \frac{q_0}{\sqrt{k'^2 LC}} \quad (51.3)$$

Когда ток прекратится, $W_{\text{магн}}$ обратится в нуль и $W_{\text{эл}}$ примет прежнее значение — заряды на обкладках конденсатора достигнут прежней величины и лишь поменяются знаками. Затем возникнет ток обратного направления, конденсатор снова перезарядится, и весь процесс будет повторяться (рис. 3.98, в — д). Таким образом, в контуре возникнут электрические колебания заряда — тока. Поэтому цепь, представленную на рис. 3.98, называют колебательным контуром.

Электрические колебания в колебательном контуре можно сопоставить с колебаниями материальной точки под действием квазиупругой силы (см. рис. 3.98, справа). Как было показано в т. I, § 52, в этом случае происходит непрерывный переход потенциальной

*.) Вопрос о потере энергии, связанной с излучением, будет рассмотрен в § 53.

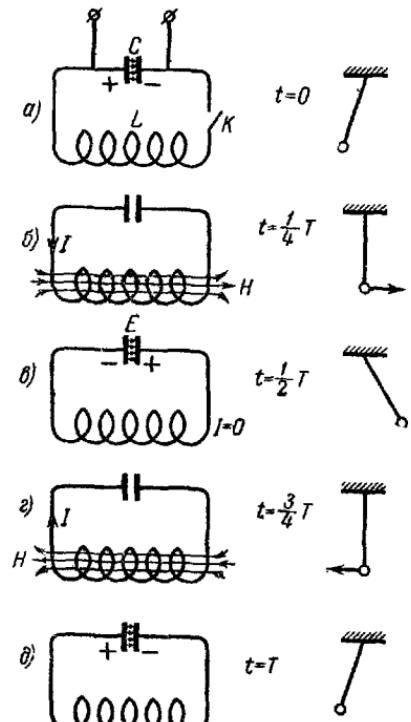


Рис. 3.98.

энергии материальной точки, $E_{\text{пот}} = \kappa v^2/2$ *), в кинетическую, $E_{\text{кин}} = mv^2/2$, и обратно. Сопоставление $W_{\text{эл}} = q^2/2C$ и $E_{\text{пот}} = \kappa x^2/2$ и $W_{\text{магн}} = k'^2 L i^2/2$ с $E_{\text{кин}} = mv^2/2$, произведенное на рисунке 3.98, наталкивает на предположение, что и электрические колебания в контуре должны происходить по гармоническому закону. Убедимся в правильности этого предположения, а заодно определим частоту колебаний заряда и тока в контуре с емкостью C и индуктивностью L .

В начальный момент времени, при $t=0$, заряд на обкладках конденсатора равен $\pm q_0$; замыкание контура ключом приводит к возникновению тока i , который вызовет в катушке э. д. с. индукции $\mathcal{E}_{\text{инд}}$:

$$\mathcal{E}_{\text{инд}} = -k'^2 L \frac{di}{dt}. \quad (51.4)$$

По второму правилу Кирхгофа (см. § 17) сумма падений напряжения в любом замкнутом контуре равна сумме действующих в этом контуре э. д. с. В данном случае падение напряжения на сопротивлении отсутствует, так как $R=0$, и остается лишь падение напряжения U между обкладками конденсатора

$$U = \frac{q}{C}. \quad (51.5)$$

Единственной э. д. с. в контуре будет $\mathcal{E}_{\text{инд}}$. Следовательно, уравнение Кирхгофа для контура примет вид

$$U = \mathcal{E}_{\text{инд}}. \quad (51.6)$$

Подставляя (51.4) и (51.5) в (51.6), находим

$$\frac{q}{C} = -k'^2 L \frac{di}{dt}. \quad (51.7)$$

Но

$$i = \frac{dq}{dt}, \quad (51.8)$$

следовательно,

$$\frac{di}{dt} = \frac{d^2q}{dt^2}. \quad (51.9)$$

Подставляя (51.9) в (51.7), получаем дифференциальное уравнение, которому подчиняется изменение заряда q в колебательном контуре:

$$k'^2 L \frac{d^2q}{dt^2} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (51.10)$$

*) Коэффициент жесткости здесь для избежания путаницы обозначен не k , как в т. I, а κ .

Уравнение гармонических колебаний материальной точки массы m под действием квазиупругой силы с коэффициентом жесткости κ (тот I, формула (54.3)) имеет вид

$$m \frac{d^2x}{dt^2} + \kappa x = 0. \quad (51.11)$$

Сравнивая (51.10) и (51.11), видим, что эти уравнения имеют одинаковый вид. Поэтому и решения этих уравнений должны совпадать по форме. Нужно лишь в известном решении уравнения (51.11) заменить m на $k'^2 L$, а κ на $\frac{1}{C}$. Это означает, что если материальная точка с массой m под действием квазиупругой силы $-\kappa x$ совершает гармонические колебания, т. е. координата x точки меняется со временем по синусоидальному закону с частотой $\omega_0 = \sqrt{\kappa/m}$ (тот I, формула (51.6)), то и величина заряда q будет меняться со временем по такому же закону с частотой

$$\underline{\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{k'^2 LC}} = \frac{1}{k' \sqrt{LC}}} \quad (51.12)$$

и периодом

$$\underline{T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi k' \sqrt{LC}.} \quad (51.13)$$

Решение уравнения (51.10) можно, следовательно, записать в виде

$$\underline{q = a \cos(\omega_0 t + \varphi) = a \cos\left(\frac{t}{k' \sqrt{LC}} + \varphi\right)}, \quad (51.14)$$

что легко проверить прямой подстановкой (51.14) в (51.10). Внося q в (51.8), находим, что ток в контуре также меняется по гармоническому закону:

$$\underline{i = \frac{dq}{dt} = -\frac{a}{k' \sqrt{LC}} \sin\left(\frac{t}{k' \sqrt{LC}} + \varphi\right)}, \quad (51.15)$$

но отстает от заряда по фазе на $\frac{\pi}{2}$:

$$\underline{-\sin(\omega_0 t + \varphi) = \cos\left(\omega_0 t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right)},$$

так что (51.15) можно переписать в виде

$$\underline{i = \frac{a}{k' \sqrt{LC}} \cos\left(\frac{t}{k' \sqrt{LC}} + \varphi - \frac{\pi}{2}\right)}. \quad (51.16)$$

Значения постоянных a и φ определяются из начальных условий. В нашем случае эти условия гласят: при $t=0$ $q=q_0$ и $i=0$;

полагая в (51.14) и (51.15) $t = 0$, получаем

$$q_0 = a \cos \varphi, \quad (51.17)$$

$$0 = -\frac{a}{k' \sqrt{LC}} \sin \varphi. \quad (51.18)$$

Так как $a \neq 0$, то $\sin \varphi = 0$, откуда $\varphi = 0$ (одно из возможных значений, так как φ определяется с точностью до величины, кратной 2π). Подставляя это значение φ в (51.17), находим $a = q_0$.

Таким образом, при данных начальных условиях имеем

$$q = q_0 \cos \frac{t}{k' \sqrt{LC}}, \quad (51.19)$$

$$i = \frac{q_0}{k' \sqrt{LC}} \cos \left(\frac{t}{k' \sqrt{LC}} - \frac{\pi}{2} \right). \quad (51.20)$$

(Отметим, что амплитуда тока в (51.20) действительно совпадает с полученной в (51.3) из закона сохранения энергии.)

Возвращаясь к уравнениям (51.10) и (51.11), заметим, что индуктивность L играет в рассматриваемой электрической системе роль массы m колеблющейся точки, а величина, обратная емкости, $1/C$ — роль коэффициента жесткости κ . То обстоятельство, что индуктивность в контуре сообщает ему «электрическую инертность», т. е. играет такую же роль, какую играет масса в механике, уже обсуждалось. Аналогию κ и $1/C$ также легко понять физически.

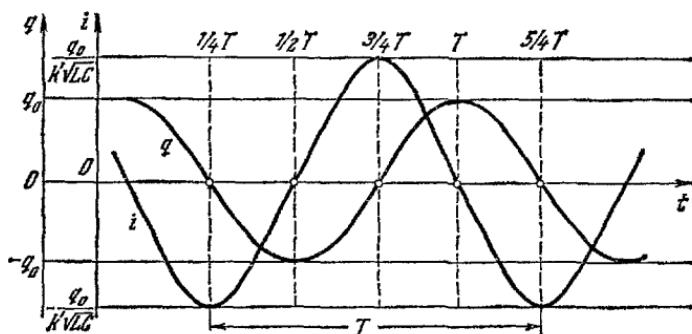


Рис. 3.99.

Чем больше κ , тем больше меняется сила, действующая на материальную точку, при изменении ее координаты на Δx . Аналогично, чем больше $1/C$, т. е. чем меньше емкость конденсатора, тем больше меняется его «электрическая сила» — падение напряжения на обкладках при изменении его заряда на Δq .

Итак, математическое решение задачи об электрических колебаниях в контуре с емкостью и индуктивностью известно; рассмотрим физически происходящие в контуре явления. Для этого удобно воспользоваться графиками функций q и i , показанными на рис. 3.99.

Заметим, во-первых, что разность потенциалов между двумя любыми точками колебательного контура равна нулю, так как его омическое сопротивление принято равным нулю. Это означает, что э. д. с. индукции $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ между любыми двумя точками контура все время по величине равна падению напряжения U на обкладках конденсатора и противоположна ему по знаку. Но U обусловлено наличием заряда q на обкладках конденсатора, в то время как $\mathcal{E}_{\text{инд}}$ катушки обусловлена изменением тока в контуре, т. е. величиной di/dt .

В те моменты, когда конденсатор полностью разряжается, $q=0$ и $U=0$, значит, должна обратиться в нуль и $\mathcal{E}_{\text{инд}}$, т. е. di/dt . В эти моменты ток i должен достигать экстремального значения — максимума или минимума. Это и имеет место, как видно из рис. 3.99 (при $t=1/4T, 3/4T, 5/4T$ и т. д.).

В начальный момент $t=0$, $q=q_0$ и $i=0$. Величина U , а значит, и di/dt имеют максимальное значение. Ток начинает течь, и заряд на пластинах уменьшается. В момент $t=1/4T$ $U=0$, $q=0$, а ток, будучи отрицательным по величине, достигает амплитудного значения $i_{\text{макс}} = q_0/k' \sqrt{LC}$.

«Инертность» индуктивности мешает конденсатору разрядиться мгновенно: ток возрастает постепенно, пока действует ускоряющая «электрическая сила» U конденсатора. Та же инертность мешает току прекратиться в тот момент, когда U становится равным нулю.

Как видно из 3.99, после момента $t=1/4T$ заряд q , а следовательно, и U меняют знаки. Ток, поддерживаемый индуктивностью, идет теперь против тормозящего напряжения, все уменьшаясь по модулю. К моменту $t=1/2T$ ток прекращается, а q (и U) достигает наибольшего по величине отрицательного значения. Затем процесс повторяется, но при обратных знаках всех величин: q , i , U , $\mathcal{E}_{\text{инд}}$; полный цикл завершается к моменту $t=T$ и повторяется снова. Таким образом, в колебательном контуре, состоящем из индуктивности L и емкости C , при отсутствии сопротивления, $R=0$, будут происходить гармонические (незатухающие) колебания заряда и тока с круговой частотой $\omega_0 = 1/k' \sqrt{LC}$ и сдвигом фазы $\pi/2$.

Найдем баланс энергии колебательного контура. Энергия конденсатора емкостью C с зарядом q равна

$$W_{\text{вз}} = \frac{q^2}{2C}. \quad (13.5)$$

Энергия катушки индуктивностью L с током i равна

$$W_{\text{магн}} = k'^2 \frac{L i^2}{2}. \quad (45.9)$$

Подставляя сюда значения q и t из (51.19) и (51.20) и складывая, находим полную энергию контура и убеждаемся в ее постоянстве:

$$\begin{aligned} W = W_{\text{эл}} + W_{\text{магн}} &= \frac{q_0^2}{2C} \cos^2(\omega_0 t) + \frac{q_0^2}{2C} \cos^2\left(\omega_0 t - \frac{\pi}{2}\right) = \\ &= \frac{q_0^2}{2C} [\cos^2(\omega_0 t) + \sin^2(\omega_0 t)] = \frac{q_0^2}{2C} = \text{const.} \quad (51.21) \end{aligned}$$

В моменты $t=0, \frac{1}{2}T, T, \frac{3}{2}T, \dots$ вся энергия контура локализована в электрическом поле конденсатора. В моменты времени $t=\frac{1}{4}T, \frac{3}{4}T, \frac{5}{4}T, \dots$ вся энергия контура локализована в магнитном поле индуктивности.

Рассмотрим теперь реальный контур с конечным сопротивлением R . Применяя правило Кирхгофа для этого случая, имеем

$$Ri + U = \mathcal{E}_{\text{инд.}} \quad (51.22)$$

Выражая все входящие в (51.22) величины через q , как это было сделано раньше (см. (51.2) — (51.5)), получим

$$k'^2 L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (51.23)$$

Это уравнение вполне аналогично уравнению колебаний под действием квазиупругой силы и силы трения (т. I, формула (54.6)):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + \kappa x = 0. \quad (51.24)$$

Роль коэффициента трения r играет здесь электрическое сопротивление R . В результате трения в механической системе часть ее энергии переходит в тепло, так что колебания затухают. Наличие сопротивления R в контуре также приводит к тому, что электрическая энергия тратится на выделение тепла (по закону Джоуля — Ленца), в силу чего электрические колебания должны загухать.

Мы получим решение (51.23), заменив в решении уравнения (51.24) (см. т. I, формулу (54.7)) m на $k'^2 L$, r на R и κ на $1/C$. Учитывая начальные условия (при $t=0$): $q=q_0$ и $i=\frac{dq}{dt}=0$, найдем

$$q = \frac{q_0}{\omega k' \sqrt{LC}} e^{-\frac{R}{2k'^2 L} t} \cos(\omega t - \varphi), \quad (51.25)$$

где

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{k'^2 LC} - \frac{R^2}{4k'^4 L^2}} \quad \text{и} \quad \varphi = \arctg \frac{R}{2k'^2 L}, \quad (51.26)$$

что можно проверить прямой подстановкой в (51.28). Дифференцируя (51.25) по t , находим ток в контуре

$$i = \frac{dq}{dt} = \frac{q_0}{\omega k' \sqrt{LC}} e^{-\frac{R}{2k'^2 L} t} \left\{ \omega \sin(\omega t - \varphi) + \frac{R}{2k'^2 L} \cos(\omega t - \varphi) \right\}.$$

Преобразуя с помощью известных тригонометрических формул скобки в выражении для i , получаем

$$i = -\frac{q_0}{\omega k'^2 LC} e^{-\frac{R}{2k'^2 L} t} \sin \omega t = \frac{q_0}{\omega k'^2 LC} e^{-\frac{R}{2k'^2 L} t} \cos \left(\omega t - \frac{\pi}{2} \right). \quad (51.27)$$

Как и в случае механических колебаний, сопротивление R приводит к затуханию электрических колебаний и к уменьшению их частоты. Кроме того, меняется на φ сдвиг фазы между током и зарядом.

При малом сопротивлении R , когда

$$\frac{R}{2k'^2 L} \ll \frac{1}{\sqrt{k'^2 LC}} = \omega_0,$$

т. е.

$$R \ll 2k' \sqrt{\frac{L}{C}}, \quad (51.28a)$$

Рис. 3.100

изменения сдвига фазы и собственной частоты незначительны. Приближенно

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{k'^2 LC}} \sqrt{1 - \frac{R^2 C}{4k'^2 L}} \approx \frac{1}{k' \sqrt{LC}} \left\{ 1 - \frac{1}{2} \frac{R^2 C}{4k'^2 L} \right\},$$

или

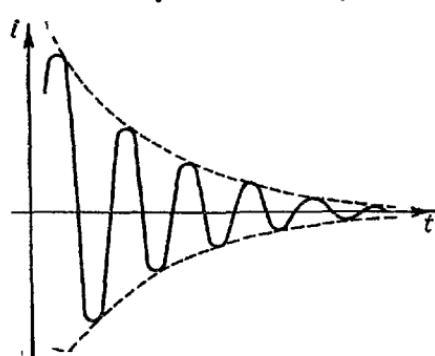
$$\omega \approx \omega_0 \left\{ 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{R}{2k'^2 L \omega_0} \right)^2 \right\}. \quad (51.29)$$

Этот случай изображен на рис. 3.100.

При

$$\frac{R}{2k'^2 L} \rightarrow \frac{1}{k' \sqrt{LC}} \quad (51.28b)$$

частота ω стремится к нулю, а период собственных колебаний $T = 2\pi/\omega$ растягивается до бесконечности. При этом $\operatorname{tg} \varphi \rightarrow \infty$, а $\varphi \rightarrow \pi/2$. Таким образом, при условии (51.28b) сдвиг фазы между колебаниями тока и заряда $-\frac{\pi}{2} + \varphi$ стремится к нулю.



Наконец, при

$$\frac{R}{2k'^2L} > \frac{1}{k' \sqrt{LC}} \quad (51.28\text{в})$$

частота ω становится мнимой и колебание — апериодическим, как показано на рис. 3.101.

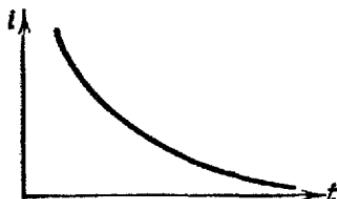


Рис. 3.101.

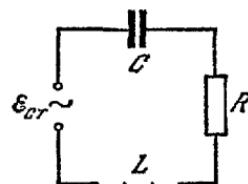


Рис. 3.102.

Перейдем теперь к наиболее важному для приложений случаю, когда в контур дополнительно включена сторонняя гармоническая э. д. с. E_{ct} (рис. 3.102):

$$E_{ct} = E_0 \cos \Omega t. \quad (51.30)$$

Уравнение колебаний заряда q будет отличаться от (51.23) наличием E_{ct} :

$$k'^2 L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = E_0 \cos \Omega t. \quad (51.31)$$

Сопоставляя его с уравнением движения материальной точки под действием квазиупругой силы, силы трения и сторонней гармонической силы (т. I, формула (54.16)):

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + r \frac{dx}{dt} + \kappa x = F_0 \cos \Omega t, \quad (51.32)$$

мы можем, как это уже делалось, воспользоваться готовым решением. Это решение будет состоять из решения однородного уравнения $q_{\text{своб}}^*$ (при $E_0 = 0$), которое уже было найдено (см. (51.25)), и частного решения $q_{\text{вын}}$ неоднородного уравнения (51.27), которое может быть написано по аналогии с решением уравнения (51.32) (см. т. I, формулу (54.18)).

$$q_{\text{вын}} = A \cos (\Omega t + \Phi). \quad (51.33)$$

Соответственно

$$i_{\text{вын}} = \frac{dq_{\text{вын}}}{dt} = -A \Omega \sin (\Omega t + \Phi) = i_0 \cos (\Omega t + \Phi'), \quad (51.34)$$

где амплитуда вынужденных колебаний тока в контуре

$$i_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{\left(\Omega k'^2 L - \frac{1}{\Omega C}\right)^2 + R^2}} \quad (51.35)$$

и сдвиг фазы между $i_{\text{вын}}$ и $\mathcal{E}_{\text{ст}}$

$$\Phi' = \arctg \frac{\Omega k'^2 L - \frac{1}{\Omega C}}{R}. \quad (51.36)$$

Напомним, что произвольные постоянные, определяемые из начальных условий, входят только в решение однородного уравнения, соответствующего собственным колебаниям, и не содержатся в частном решении неоднородного уравнения.

Так как собственные колебания из-за наличия сопротивления R затухают, то через некоторое время в контуре устанавливаются вынужденные колебания тока i , определяемые целиком приложенной переменной э. д. с. $\mathcal{E}_{\text{ст}}$ по соотношениям (51.34) — (51.36) и не зависящие от начальных условий.

Как и в случае механических колебаний, существует электрический резонанс. Амплитуда вынужденных колебаний тока i_0 резко возрастает, когда $\Omega \rightarrow \frac{1}{k' \sqrt{LC}}$ как следует из (51.35), амплитуда тока достигает максимального значения при $\left(\Omega k'^2 L - \frac{1}{\Omega C}\right) = 0$

независимо от величины R . Таким образом, резонансная частота внешней э. д. с. равна

$$\Omega_{\text{рез}} = \frac{1}{k' \sqrt{LC}} = \omega_0, \quad (51.37)$$

т. е. совпадает с частотой собственных колебаний контура в отсутствие сопротивления $\omega_0 = \frac{1}{k' \sqrt{LC}}$. Резонансная амплитуда

$$i_{0, \text{рез}} = \frac{\mathcal{E}_0}{R} \quad (51.38)$$

соответствует амплитуде колебаний напряжения \mathcal{E}_0 по закону Ома и при $R \rightarrow 0$ стремится к бесконечности.

График зависимости i_0 от Ω при разных значениях R приведен на рис. 3.103. Для малых сопротивлений, удовлетворяющих неравенству (51.28а), эти кривые имеют вид узких вытянутых пиков. Практически с достаточно хорошим приближением можно считать, что в некотором узком интервале частот внешней э. д. с. около частоты ω_0 :

$$\Omega_1 \ll \Omega \ll \Omega_2, \quad (51.39)$$

электрический ток в контуре имеет амплитуду, близкую к (51.38), а при частотах Ω , лежащих вне этого интервала:

$$\text{и} \quad \left. \begin{array}{l} \Omega < \Omega_1 \\ \Omega > \Omega_2 \end{array} \right\} \quad (51.40)$$

амплитуда I_0 практически равна нулю и ток в колебательном контуре не возбуждается вовсе. Для оценки ширины этого интервала частот

$$\Delta\Omega = \Omega_2 - \Omega_1 \quad (51.41)$$

положим, что при $\Omega = \Omega_{1,2}$ амплитуда тока I_0 в $\sqrt{10} = 3,15$ раза меньше $I_{0,\text{рез}}$. Тогда из (51.35) следует

$$\left(\Omega k'^2 L - \frac{1}{\Omega C} \right)^2 + R^2 = 10R^2,$$

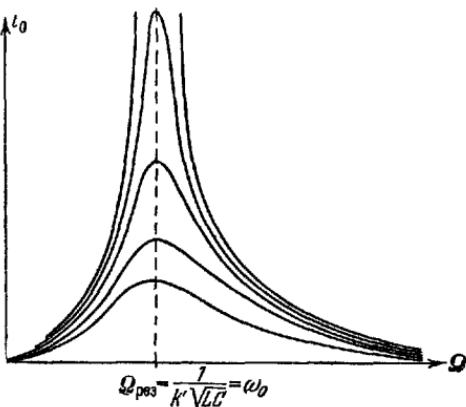
или

$$\Omega k'^2 L - \frac{1}{\Omega C} = \pm 3R.$$

Отсюда

$$\Omega^2 = \frac{1}{k'^2 LC} \pm \frac{3R\Omega}{k'^2 L}. \quad (51.42)$$

Рис. 3.103.



Заменяя в правой части (51.42) Ω приближенно на $\omega_0 = 1/k' \sqrt{LC}$ также приближенно извлекая квадратный корень, как это было сделано при выводе формулы (51.29), находим

$$\Omega_{1,2} \approx \omega_0 \mp \frac{3R}{2k'^2 L} \quad (51.43)$$

и

$$\Delta\Omega \approx 3 \frac{R}{k'^2 L}. \quad (51.44)$$

Таким образом, если согласно (51.38) $I_{0,\text{рез}}$ с уменьшением R растет, то полоса частот, которые возбуждают сильный ток в колебательном контуре, с уменьшением R сжимается, как это видно из рис. 3.103. Смещение же собственной частоты ω от ω_0 при малых сопротивлениях R в контуре, как видно из (51.29), незначительно, и величина ω лежит всегда внутри интервала, между Ω_1 и Ω_2 . Эти обстоятельства играют важную роль в радиотехнике при настройке приемного контура на частоту передающей радиостанции.

При малых сопротивлениях основной величиной, характеризующей колебательный контур, является круговая частота собственных колебаний ω_0 и обратный ей период собственных колебаний

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi k' \sqrt{LC} \quad (51.45)$$

— формула Томсона. Следовательно, в единицах СИ

$$T = 2\pi \sqrt{LC}, \quad (51.45a)$$

где T выражается в секундах, L — в генри, C — в фарадах.
В гауссовых единицах

$$T = \frac{2\pi}{c} \sqrt{LC}, \quad (51.45b)$$

где T также выражается в секундах, L — в сантиметрах, C — в сантиметрах.

§ 52. Возбуждение электрических колебаний

Колебательный контур, схему действия которого мы разобрали в предыдущем параграфе, является принципиальной основой современной радиотехники. Колебания электрического заряда и тока в контуре создают вокруг контура периодически колеблющееся электромагнитное поле, порождающее электромагнитное излучение, которое распространяется во все стороны в виде электромагнитных волн (см. § 53) и, доходя до какого-либо другого контура, возбуждает в последнем переменный ток той же частоты.

Полная электромагнитная энергия

$$W = \frac{q^2}{2C} + \frac{k'^2 L I^2}{2}, \quad (52.1)$$

переходящая из катушки самоиндукции в конденсатор и обратно, в реальном контуре постепенно уменьшается. Часть этой энергии затрачивается на преодоление омического сопротивления и переходит в тепло. Другая часть энергии непрерывно расходуется на создание электромагнитного излучения, уносящего эту энергию в пространство.

Поэтому для создания и поддержания электрических колебаний в контуре к нему надо непрерывно подводить энергию от внешнего источника. Рассмотрим вкратце основные способы возбуждения колебаний электрического контура.

Вначале колебания контура возбуждались сравнительно редкими толчками с помощью индукционной катушки (индуктора). Схема такого способа возбуждения изображена на рис. 3.104. Индуктор I представляет собой катушку с железным сердечником и двумя обмотками. В первичной обмотке, обычно с помощью механического прерывателя, создается пульсирующий ток. Частота разрывов тока достигает 10^2 — 10^4 раз в секунду. Благодаря большому числу витков во вторичной обмотке в ней индуцируется переменная э. д. с. высокого напряжения, до $\sim 10\,000$ в, и той же частоты. Эта э. д. с. заряжает конденсатор C . Цепь самого колебательного контура, со-