диусами их изгибов или расстояниями между соседними проводами, можно считать, что структура токов и ближнего магн. поля такая же, как и для прямого провода того же сечения (подобные проводники наз. квазилинейными). В приближении заданной структуры токов, не зависящей от способа их возбуждения, И. определяется только геометрией проводящей цепи (толщиной и длиной проводов и их формой). Для квазилинейного провода кругового сечения $L_i=(\mu_0/8\pi)\mu_i l$ (l — длина провода, μ_i — магн. проницаемость проводника), а внешняя И. может быть представлена как *индуктивность взаимная* двух параллельных бесконечно тонких проводящих нитей, одна из к-рых (l_1) совпадает с осевой линией проводника, а другая (l_2) совмещена с его поверхностью:

$$L_e=\frac{\mu_0\mu_e}{4\pi}\oint_{l_1}\oint_{l_2}\frac{dl_1\,dl_2}{|r_1-r_2|}, \qquad (4)$$

где $\boldsymbol{r}_1$, $\boldsymbol{r}_2$ — радиус-векторы точек на контурах l_1, l_2, μ_e — магн. проницаемость окружающей среды [для аналогич. соотношений в системе СГС $L\to(\mu_0/4\pi)\mathscr{L}$]. Из (4) видно, что L_e логарифмически расходится при стремлении радиуса провода к нулю, поэтому идеализацией бесконечно тонкого провода нельзя пользоваться при описании явлений самоиндукции. Приближённые вычисления интеграла в (4) с учётом внутренней И. дают:

$$L\approx\frac{1}{2\pi}\mu_0 l\left(\mu_e\ln\frac{l}{a}+\frac{1}{4}\mu_i\right), \qquad (5)$$

где l и a — длина и радиус провода. Это выражение обладает логарифмич. точностью — его относит. погреш-

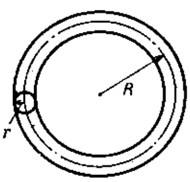
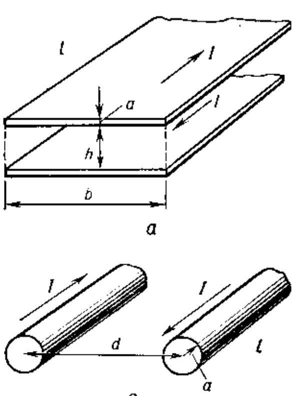


Рис. 1. Круговой виток. Индуктивность витка (проводящего тора): $L=\mu_0 R\times\left(\ln\frac{8R}{r}-2+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн, $r\ll R$.

ность порядка величины $1/\ln(l/a)$. Примеры типичных электрич. цепей и выражения для их И. приведены на рис. 1 и 2.

Особое значение в электротехнике и радиотехнике имеют проволочные катушки с достаточно плотной на-



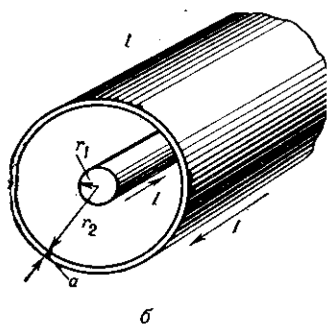


Рис. 2. Передающие (длинные) линии характеризуются погонной индуктивностью, т. е. индуктивность на единицу длины: $\tilde{L}=dL/dl$; *а* — полосковая линия ($a\ll h$): $\tilde{L}=\mu_0 h/b$, Гн·м$^{-1}$; *б* — коаксиальный кабель ($a\ll r_2$): $\tilde{L}=\frac{\mu_0}{2\pi}\left(\ln\frac{r_2}{r_1}+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн·м$^{-1}$; *в* — двухпроводная линия: $\tilde{L}=\frac{\mu_0}{\pi}\left(\ln\frac{d}{a}+\frac{1}{4}\mu_i\right)$, Гн·м$^{-1}$.

моткой — соленоиды (рис. 3), применяемые для увеличения И. Поскольку И. цепей, в к-рые включены соленоиды, ими в основном и определяются, принято говорить об И. соленоида. Под величиной И. идеального соленоида понимают И. эфф. проводящей поверхности (совпадающей с его каркасом), по к-рой протекают азимутальные поверхностные токи с плотностью $j_{пов}=Ik$ (I — ток в соленоиде, k — число витков на единице длины).

Понятие И. допускает обобщение на быстропеременные гармонич. $\exp(i\omega t)$-процессы, при описании к-рых

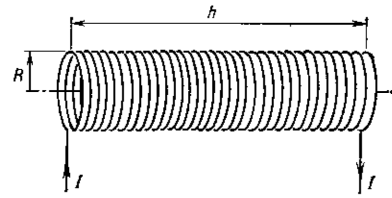


Рис. 3. Соленоид. Индуктивность длинного ($h\gg R$) соленоида: $L=\mu_0 V\left(1-\frac{8}{3\pi}\frac{R}{h}\right)k^2$, Гн; $V=\pi R^2 h$ — объём соленоида.

нельзя пренебрегать запаздыванием эл.-магн. взаимодействий, скин-эффектом в проводниках, дисперсией среды. Комплексные амплитуды тока I_ω и эдс самоиндукции $\mathscr{E}_\omega$ связаны соотношением:

$$\mathscr{E}_\omega=[-i\omega L(\omega)-R_L(\omega)]\,I_\omega. \qquad (6)$$

И. $L(\omega)$ зависит от частоты (как правило, уменьшается с её ростом). Эфф. сопротивление $R_L(\omega)$ определяет часть энергетич. потерь, в т. ч. потери на излучение, и связано с $L(\omega)$ *Крамерса — Кронига соотношением*:

$$R_L(\omega)=\frac{\omega}{\pi}\,V.\,p.\int_{-\infty}^{\infty}\frac{L(\omega')\,d\omega'}{\omega-\omega'}, \qquad (7)$$

где интеграл берётся в смысле гл. значения. На низких частотах сопротивлением $R_L(\omega)$ можно пренебречь, тогда $\mathscr{E}_\omega$ и I_ω сдвинуты по фазе на $\pi/2$. Соотношение (3) для высокочастотных процессов преобразуется к виду:

$$W_\omega^m=\frac{1}{4}\frac{d}{d\omega}[\omega L(\omega)]\cdot|I_\omega|^2, \qquad (8)$$

где W_ω^m — усреднённая по периоду колебаний энергия ближних (квазистационарных) магн. полей (полная магн. энергия поля не определена из-за линейно растущей во времени энергии поля излучения).

Если в цепи действует гармонич. сторонняя эдс $\mathscr{E}_{ст}(t)=\mathrm{Re}\,[\mathscr{E}_0\exp(i\omega t)]$, то во втором законе Кирхгофа величина $\mathscr{E}_\omega$ может быть перенесена (со сменой знака) в правую часть равенства:

$$\mathscr{E}_0=\left[i\omega L(\omega)+R-\frac{i}{\omega C}\right]I_\omega, \qquad (9)$$

где C — ёмкость, включённая в цепь. Соотношение (9) позволяет трактовать величину $Z_L=i\omega L$ как индуктивную часть импеданса цепи (при этом $Z_C=-i/\omega C$ — ёмкостная, а $Z_R=R$ — активная части полного *импеданса* $Z=Z_L+Z_C+Z_R$). Принято считать, что импеданс двухполюсника имеет индуктивный характер, если его мнимая часть больше нуля [если рассматриваются $\exp(-i\omega t)$-процессы, то меньше нуля]. В технике довольно часто И. наз. любой двухполюсник, импеданс к-рого имеет индуктивный характер и в определ. диапазоне частот линейно зависит от ω. Если индуктивные элементы выполнены в виде катушек самоиндукции, то считать их двухполюсниками можно, вообще говоря, только в том случае, когда взаимодействие через магн. поля между ними и с др. элементами цепи пренебрежимо мало. Тогда их импедансы можно складывать в соответствии с правилами Кирхгофа: при последовательном соединении $Z_\Sigma=i\omega\sum_n L_n$, а при параллельном $Z_\Sigma=i\omega\left(\sum_n L_n^{-1}\right)^{-1}$.

При описании сильноточных цепей часто требуется обобщение понятия И. на случай нелинейных систем. Если неподвижный проводящий контур помещён в