

# Первичные и вторичные параметры длинной ЛИНИИ

Лекция Д1



# Зависимость режима работы линии от нагрузки

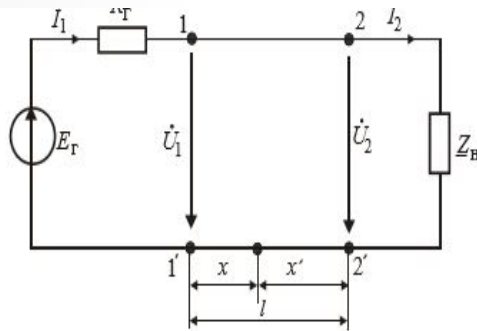


Рис. 30.4

Напряжение и ток на расстоянии  $x$  от начала линии

Если отсчет координат  $x$  будем проводить от начала линии, при заданных  $\dot{U}_1$ ,  $\dot{I}_1$  и  $x=0$  получим уравнения

$$\left. \begin{aligned} \dot{U}_1 &= \dot{A}_1 e^{-\gamma l} + \dot{A}_2 e^{+\gamma l} = \dot{A}_1 + \dot{A}_2; \\ \dot{I}_1 &= \frac{1}{Z_c} (\dot{A}_1 e^{-\gamma l} - \dot{A}_2 e^{+\gamma l}) = \frac{1}{Z_c} (\dot{A}_1 - \dot{A}_2). \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{A}_1 + \dot{A}_2; \\ \dot{I}_1 = \frac{\dot{A}_1}{Z_c} - \frac{\dot{A}_2}{Z_c}. \end{cases}$$

Из второго уравнения

$$Z_c \dot{I}_1 = \dot{A}_1 - \dot{A}_2.$$

$$\text{Отсюда } \dot{A}_1 = \frac{\dot{U}_1 + Z_c \dot{I}_1}{2}; \quad \dot{A}_2 = \frac{\dot{U}_1 - Z_c \dot{I}_1}{2}.$$

Подставив постоянные интегрирования, получим уравнения:

$$\dot{U} = \frac{\dot{U}_1 + Z_c \dot{I}_1}{2} e^{-\gamma x} + \frac{\dot{U}_1 - Z_c \dot{I}_1}{2} e^{+\gamma x} = \dot{U}_1 \operatorname{ch} \gamma x - Z_c \dot{I}_1 \operatorname{sh} \gamma x; \quad (6)$$

$$\dot{I} = \frac{\dot{U}_1 + Z_c \dot{I}_1}{2 Z_c} e^{-\gamma x} - \frac{\dot{U}_1 - Z_c \dot{I}_1}{2 Z_c} e^{+\gamma x} = \dot{I}_1 \operatorname{ch} \gamma x - \frac{\dot{U}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma x.$$

Идем их в систему

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{U}_1 \operatorname{ch} \gamma x - Z_c \dot{I}_1 \operatorname{sh} \gamma x; \\ \dot{I} = \dot{I}_1 \operatorname{ch} \gamma x - \frac{\dot{U}_1}{Z_c} \operatorname{sh} \gamma x. \end{cases} \quad (7)$$

Заменим в этих уравнениях  $x$  на  $(l - x')$ , т. е. перенесем начало отсчета координаты  $x$  из начала линии в конец:

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{A}_1 e^{-\gamma(l-x)} + \dot{A}_2 e^{\gamma(l-x)}; \\ \dot{I} = \frac{\dot{A}_1}{Z_c} e^{-\gamma(l-x)} - \frac{\dot{A}_2}{Z_c} e^{-\gamma(l-x)}. \end{cases} \quad (2)$$

Обозначим  $\dot{A}_1 e^{-\gamma l} = \dot{B}_1$ ,  $\dot{A}_2 e^{\gamma l} = \dot{B}_2$ ,

где  $\dot{B}_1$  и  $\dot{B}_2$  – новые постоянные интегрирования.

Тогда вместо  $x'$  можно писать  $x$  без штриха, так как отсчет координаты  $x$  от начала или конца линии определяют по заданному режиму. Получим уравнения

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{B}_1 e^{\gamma x} + \dot{B}_2 e^{-\gamma x}; \\ \dot{I} = \frac{\dot{B}_1}{Z_c} e^{\gamma x} - \frac{\dot{B}_2}{Z_c} e^{-\gamma x}. \end{cases} \quad (3)$$

Для конца линии ( $x = 0$ ,  $\dot{U} = \dot{U}_2$ ,  $\dot{I} = \dot{I}_2$ )

$$\begin{cases} \dot{U}_2 = \dot{B}_1 + \dot{B}_2; \\ \dot{I}_2 = \frac{\dot{B}_1}{\underline{Z}_c} - \frac{\dot{B}_2}{\underline{Z}_c}; \end{cases} \quad (4)$$

$$\dot{I}_2 \underline{Z}_c = \dot{B}_1 - \dot{B}_2.$$

Отсюда

$$\dot{B}_1 = \frac{\dot{U}_2 + \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2}; \quad \dot{B}_2 = \frac{\dot{U}_2 - \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2}.$$

Следовательно, напряжение в линии

$$\begin{aligned} \dot{U} &= \frac{\dot{U}_2 + \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2} \cdot e^{\underline{\gamma}x} + \frac{\dot{U}_2 - \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2} \cdot e^{-\underline{\gamma}x} = \\ &= \dot{U}_2 \left( \frac{e^{\underline{\gamma}x} + e^{-\underline{\gamma}x}}{2} \right) + \underline{Z}_c \dot{I}_2 \left( \frac{e^{\underline{\gamma}x} - e^{-\underline{\gamma}x}}{2} \right) = \dot{U}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma}x + \underline{Z}_c \dot{I}_2 \operatorname{sh} \underline{\gamma}x. \end{aligned}$$

Аналогичное уравнение можно получить и для тока:

$$\dot{I} = \dot{I}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma}x + \frac{\dot{U}_2}{\underline{Z}_c} \operatorname{sh} \underline{\gamma}x.$$

Полученные уравнения позволяют определить напряжение и ток в любой точке линии при заданном режиме в конце линии.

Приняв  $x = l$ , получим уравнения линии в гиперболической форме, выражающие напряжение и ток в начале линии через напряжение и ток в конце линии:

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{U}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma}l + \underline{Z}_c \dot{I}_2 \operatorname{sh} \underline{\gamma}l; \\ \dot{I}_1 = \dot{I}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma}l + \frac{\dot{U}_2}{\underline{Z}_c} \operatorname{sh} \underline{\gamma}l. \end{cases} \quad (5)$$

## Основные характеристики бегущей волны

Любое колебательное движение характеризуют фазовой скоростью и длиной волны.

Фазовая скорость – это скорость изменения фазы колебания, которая с течением времени и ростом координаты  $x$  остается неизменной:

$$(\omega t - \beta x + \psi_1) = \text{const}.$$

Иследуем это выражение на экстремум:

$$\frac{d}{dt}(\omega t - \beta x + \psi_1) = \omega \frac{dt}{dt} - \beta \frac{dx}{dt} + \frac{d\psi_1}{dt} = 0.$$

В полученном выражении  $\frac{dt}{dt} = 1$ ,  $\frac{dx}{dt} = v$ ,  $\frac{d\psi_1}{dt} = 0$ . Тогда  $v = \frac{\omega}{\beta}$ .

Если в воздушной линии пренебречь потерями, то максимальная фазовая скорость примерно равна скорости света:

$$v \approx c = 3 \cdot 10^8 \frac{\text{км}}{\text{с}}.$$

Длина волны  $\lambda$  – это кратчайшее расстояние между двумя точками, взятое в направлении распространения волны, фаза колебания которых отличается на  $2\pi$  (см. рис.6.3).

Следовательно, для первого слагаемого напряжения с учетом, что фазу откладываем в направлении волны влево, можно записать:

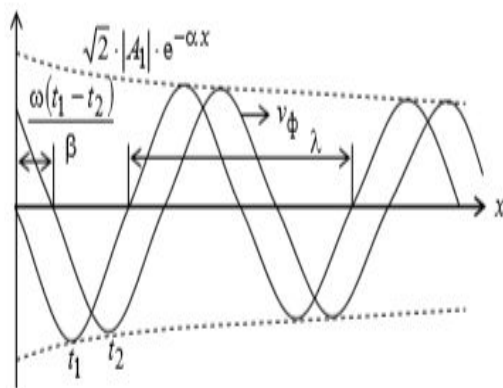
$$\omega t - \beta(x + \lambda) + \psi_1 = \omega t - \beta x + \psi_1 - 2\pi.$$

$$\text{Отсюда } \lambda = \frac{2\pi}{\beta}.$$

Фазовая скорость

$$v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{2\pi f}{\beta} = \lambda f = \frac{\lambda}{T}.$$

Отсюда следует, что за время, равное одному периоду, волна пробегает расстояние, равное длине волны.



# Вторичные параметры однородной длинной ЛИНИИ

Однородную линию можно характеризовать с помощью двух параметров:  
коэффициента распространения

$$\gamma = \sqrt{Z_0 Y_0} = \sqrt{(R_0 + jL_0\omega)(G_0 + jC_0\omega)} = \alpha + j\beta$$

и волнового (характеристического) сопротивления

$$Z_c = \sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}} = \sqrt{\frac{(R_0 + jL_0\omega)}{(G_0 + jC_0\omega)}} = Z_c e^{j\theta}.$$

Они зависят от первичных параметров  $R_0, L_0, G_0, C_0$  и частоты. Определим зависимость этих параметров от частоты.

Коэффициент распространения

$$\alpha + j\beta = \sqrt{(R_0 + jL_0\omega)(G_0 + jC_0\omega)} = \sqrt{R_0G_0 - \omega^2L_0C_0 + j\omega(G_0L_0 + R_0C_0)}.$$

Выделим вещественную и мнимую части. Для этого возведем обе части равенства в квадрат:

$$\alpha^2 + j2\alpha\beta - \beta^2 = R_0G_0 - \omega^2L_0C_0 + j\omega(G_0L_0 + R_0C_0).$$

Для действительных составляющих получим уравнение

$$\alpha^2 - \beta^2 = R_0G_0 - \omega^2L_0C_0,$$

для мнимых

$$2\alpha\beta = \omega(G_0L_0 + R_0C_0).$$

Совместное решение этих уравнений относительно  $\alpha$  и  $\beta$  дает:

$$\alpha = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ R_0G_0 - \omega^2L_0C_0 + \sqrt{(R_0^2 + \omega^2L_0^2)(G_0^2 + \omega^2C_0^2)} \right]};$$



$$\beta = \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \omega^2 L_0 C_0 - R_0 G_0 + \sqrt{(R_0^2 + \omega^2 L_0^2)(G_0^2 + \omega^2 C_0^2)} \right]}.$$

Построим зависимости коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  от частоты, считая что первичные параметры от частоты не зависят.

Когда  $\omega = 0$  коэффициент затухания  $\alpha(0) = \sqrt{R_0 G_0}$ .

Когда  $\omega = \infty$  коэффициент затухания  $\alpha(\infty) = \frac{R_0}{2} \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} + \frac{G_0}{2} \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ .

Первое слагаемое обуславливает затухание амплитуды волны из-за продольного активного сопротивления линии.

Второе слагаемое обуславливает затухание волны за счет поперечной активной проводимости.

Для уменьшения затухания  $R_0$  и  $G_0$  необходимо уменьшить.

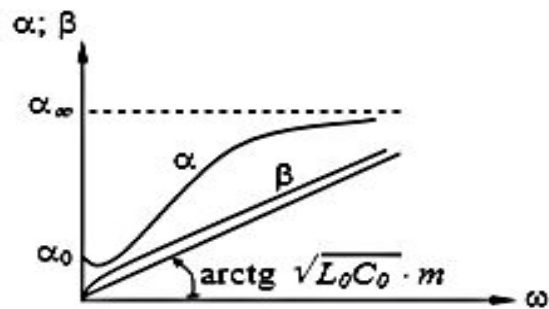


Рис. 30.1

Графики зависимостей  $\alpha(\omega)$  и  $\beta(\omega)$  представлены на [рис. 30.1](#).

При частоте  $\omega = 0$  коэффициент затухания  $\beta = 0$ .

При увеличении частоты  $\omega$  коэффициент  $\beta$  меняется нелинейно ( $\beta$  нелинейно зависит от частоты). При  $\omega \rightarrow \infty$  график  $\beta(\omega)$  стремится к прямой, направленной к оси абсцисс под углом  $\arctg m \sqrt{L_0 C_0}$  ( $m$  — масштабный коэффициент).

Фазовая скорость  $v = \frac{\omega}{\beta}$ . При  $\omega \rightarrow \infty$  коэффициент затухания

$\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0}$ . Тогда  $v = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ , т. е. при  $\omega \rightarrow \infty$  фазовая скорость от частоты

не зависит.

Фазовая скорость зависит от материала. Графики зависимости  $v(f)$  приведены на [рис. 30.2](#).

Зависимости  $\alpha(\omega)$ ,  $\beta(\omega)$ ,  $v(\omega)$  имеют большое практическое значение.

Характеристическое сопротивление

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{(R_0 + jL_0\omega)}{(G_0 + jC_0\omega)}} = Z_c e^{j\theta}$$

При  $\omega = 0$  сопротивление  $Z_c(0) = \sqrt{\frac{R_0}{G_0}}$ , т. е. имеет активный характер.

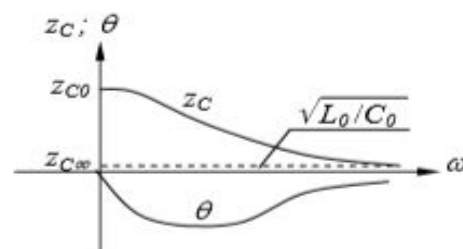
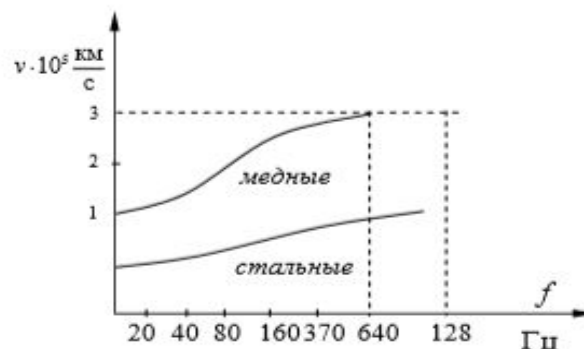
При  $\omega = \infty$  сопротивление  $Z_c(\infty) = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ , т. е. также имеет активный характер.

В остальном интервале частот  $\underline{Z}_c$  имеет емкостный характер, так как аргумент знаменателя больше аргумента числителя.

На [рис. 30.3](#) представлены кривые зависимости полного волнового сопротивления и угла  $\theta$  от частоты.

Волновое сопротивление возрастает при уменьшении диаметра проводов и увеличении расстояния между проводами.

Для воздушной линии электропередачи  $Z_c = (300-600)$  Ом, для кабеля  $Z_c = (50-200)$  Ом.





# Режим согласованной нагрузки длинной ЛИНИИ

В однородной линии обратная волна существует в случае, если нагрузка линии не согласована с ее характеристическим сопротивлением:  $Z_{\text{н}} \neq Z_{\text{с}}$ .

Отношение комплекса напряжения (тока) обратной волны в конце линии к комплексу напряжения (тока) прямой волны в конце линии называют коэффициентом отражения.

$$\begin{aligned} \text{Так как } \dot{U}_{\text{обр}}(0) = B_2; \quad \dot{U}_{\text{пр}}(0) = B_1, \quad \text{то} \quad \underline{n} &= \frac{\dot{U}_{\text{обр}}(0)}{\dot{U}_{\text{пр}}(0)} = \frac{\dot{B}_2}{\dot{B}_1} = \\ &= \frac{\dot{U}_2 - Z_{\text{с}} \dot{I}_2}{\dot{U}_2 + Z_{\text{с}} \dot{I}_2} = \frac{Z_{\text{н}} - Z_{\text{с}}}{Z_{\text{н}} + Z_{\text{с}}}. \end{aligned}$$

Коэффициент отражения линии зависит от соотношения сопротивления нагрузки и характеристического сопротивления. Наибольшие значения коэффициента отражения принимает в режимах холостого хода и короткого замыкания в конце линии.

В режиме холостого хода  $Z_{\text{н}} = \infty$ ,  $n = 1$ , в режиме короткого замыкания  $n = -1$ , что означает полное отражение.

Чем больше по модулю коэффициент отражения, тем более неравномерно вдоль линии распределены действующие значения напряжения и тока. При несогласованной нагрузке часть энергии в виде отраженной составляющей возвращается источнику.

При передаче сигналов и информации, как правило, подбирают согласованный режим. В этом случае  $n = 0$ , отраженная волна отсутствует. В согласованном режиме  $Z_{\text{н}} = Z_{\text{с}}$ . По закону Ома  $\dot{U}_2 = Z_{\text{с}} \dot{I}_2$ . Тогда

$$\dot{B}_2 = \frac{1}{2}(\dot{U}_2 - Z_{\text{с}} \dot{I}_2) = 0; \quad \dot{U}_{\text{обр}} = \dot{B}_2 e^{-\gamma x} = 0; \quad \dot{I}_{\text{обр}} = \frac{\dot{B}_2}{Z_{\text{с}}} e^{-\gamma x} = 0.$$

Уравнения линии принимают вид

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{U}_{\text{пр}} = \dot{B}_1 e^{-\gamma x} = \frac{\dot{U}_2 + \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2} e^{-\gamma x} = \dot{U}_2 e^{-\gamma x}; \\ \dot{I} = \dot{I}_{\text{пр}} = \frac{\dot{B}_1}{\underline{Z}_c} e^{-\gamma x} = \frac{\dot{U}_2 + \underline{Z}_c \dot{I}_2}{2 \underline{Z}_c} e^{-\gamma x} = \dot{I}_2 e^{-\gamma x}. \end{cases}$$

Действующие значения напряжения и тока вдоль линии при согласованной нагрузке изменяются по экспоненте (рис. 31.1).

Вся энергия, поступающая в нагрузку, полностью ею потребляется. При несогласованной нагрузке отраженная волна возвращается в начало линии. Если сопротивление генератора не равно  $\underline{Z}_c$ , то происходит повторное отражение и вновь отраженный сигнал поступает в нагрузку, для которой он является ложным. В линиях телефонной связи это приводит к неразборчивости речи, а в телевизионных приемниках – к нечеткости и многоконтурности изображения.

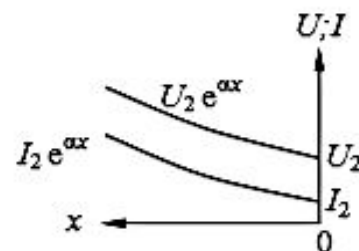


Рис. 31.1

# Линии без потерь

В линиях, соединяющих приемно-передающую аппаратуру с антеннами, потери много меньше мощности, потребляемой нагрузкой. Этими потерями пренебрегают и такую линию считают линией без потерь, принимают  $R_0 = 0$  и  $G_0 = 0$ .

У линии без потерь волновое сопротивление чисто активное и не зависит от частоты:

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + jC_0\omega}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = Z_c.$$

Угол  $\theta = 0$ . Это означает что напряжение и ток прямой и обратной волн совпадают по фазе.

Коэффициент распространения

$$\underline{\gamma} = \alpha + j\beta = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + jC_0\omega)} = j\omega\sqrt{L_0 C_0}.$$

Отсюда следует, что коэффициент затухания  $\alpha = 0$ . Линия без потерь – линия без затухания.

Коэффициент фазы  $\beta = \omega\sqrt{L_0 C_0}$  прямо пропорционален частоте.

Так как  $\underline{\gamma} = j\beta$ , то и коэффициент распространения прямо пропорционален частоте.

Фазовая скорость  $v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}}$ . Фазовая скорость в линии без потерь

не зависит от частоты. Однородная линия без потерь – это линия без искажений.

Уравнения однородной линии с гиперболическими функциями от комплексного аргумента заменяют для линии без потерь уравнениями с круговыми функциями от вещественного аргумента.

Так как

$$\operatorname{ch} \underline{\gamma} x = \operatorname{ch} j\beta x = \cos \beta x; \operatorname{sh} \underline{\gamma} x = \operatorname{sh} j\beta x = j \sin \beta x; \underline{Z}_c = Z_c.$$

уравнения примут вид:

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{U}_2 \cos \beta x + j Z_c \dot{I}_2 \sin \beta x; \\ \dot{I} = \dot{I}_2 \cos \beta x + j \frac{\dot{U}_2}{Z_c} \sin \beta x. \end{cases}$$

В случае несогласованной нагрузки есть прямая и обратная составляющие напряжения и тока. Амплитуда каждой составляющей вдоль линии остается постоянной ( $\alpha = 0$ ). Результирующие действующие значения напряжения и тока вдоль линии распределены неравномерно.

# Согласованная нагрузка линии без потерь

При согласованной активной нагрузке

$$\underline{Z}_R = \underline{Z}_c = Z_c = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}; \quad \dot{U}_2 = Z_c \dot{I}_2,$$

$$\begin{cases} \dot{U} = \dot{U}_2 \cos \beta x + j \dot{U}_2 \sin \beta x = \dot{U}_2 e^{j\beta x}; \\ \dot{I} = \dot{I}_2 \cos \beta x + j \dot{I}_2 \sin \beta x = \dot{I}_2 e^{j\beta x}. \end{cases}$$

Примем, что начальная фаза напряжения в конце линии равна нулю.  
Тогда мгновенные значения напряжения и тока

$$u(x, t) = U_{2m} \sin(\omega t + \beta x);$$



$$i(x, t) = I_{2m} \sin(\omega t + \beta x).$$

Напряжение и ток вдоль линии изменяются по синусоидальному закону с постоянной амплитудой и совпадают по фазе (рис. 31.2).

Отраженной волны нет. Действующие значения напряжения и тока не зависят от координаты  $x$  (рис. 31.3).

Мощность волны, движущейся от генератора к приемнику,

$$P = UI = Z_c I^2 = \frac{U^2}{Z_c}$$

полностью поглощается нагрузкой.

Волновое сопротивление

$$Z_c = \frac{U}{I} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}.$$

После возведения в

квадрат получим  $\frac{U^2}{I^2} = \frac{L_0}{C_0}$ . Отсюда

$L_0 I^2 = C_0 U^2$ . Энергия магнитного поля катушки  $\frac{L_0 I^2}{2}$ , энергия электрического

поля конденсатора  $\frac{C_0 U^2}{2}$ . Очевидно, что  $\frac{L_0 I^2}{2} = \frac{C_0 U^2}{2}$ .

Следовательно, энергия распределяется поровну между электрическим и магнитным полями между проводами линий.

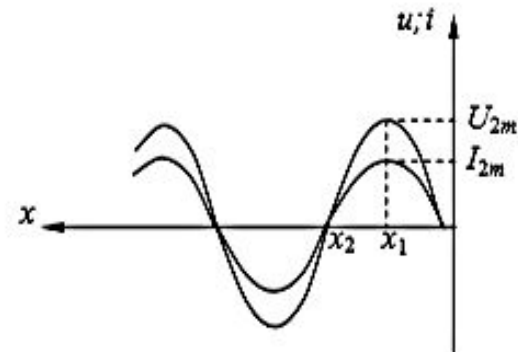


Рис. 31.2

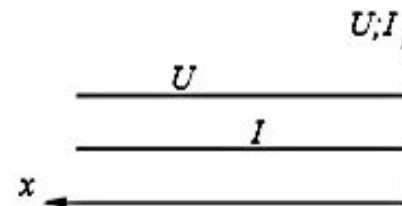


Рис. 31.3



# Входное сопротивление линии

Входное сопротивление линии – это входное сопротивление двухполюсника, который необходимо подключить к зажимам генератора вместо линии, чтобы режим работы генератора остался без изменения.

При известных напряжении и токе генератора система уравнений линии:

$$\begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{U}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma} l + \underline{Z}_c \dot{I}_2 \operatorname{sh} \underline{\gamma} l = \dot{U}_2 \left( \operatorname{ch} \underline{\gamma} l + \frac{\underline{Z}_c}{\underline{Z}_H} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l \right); \\ \dot{I}_1 = \dot{I}_2 \operatorname{ch} \underline{\gamma} l + \frac{\dot{U}_2}{\underline{Z}_c} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l = \dot{U}_2 \left( \frac{1}{\underline{Z}_H} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l + \frac{1}{\underline{Z}_c} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l \right). \end{cases}$$

Входное сопротивление равно отношению входного напряжения к входному току:

$$\underline{Z}_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}_1}{\dot{I}_1} = \frac{\operatorname{ch} \underline{\gamma} l + \frac{\underline{Z}_c}{\underline{Z}_H} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l}{\frac{1}{\underline{Z}_H} \operatorname{ch} \underline{\gamma} l + \frac{1}{\underline{Z}_c} \operatorname{sh} \underline{\gamma} l}.$$

Разделив на  $\operatorname{ch} \underline{\gamma} l$ , получим

$$\underline{Z}_{\text{вх}} = \underline{Z}_c \frac{\underline{Z}_H + \underline{Z}_c \operatorname{th} \underline{\gamma} l}{\underline{Z}_c + \underline{Z}_H \operatorname{th} \underline{\gamma} l}.$$

При заданных параметрах линии и сопротивлении нагрузки проще пользоваться выражением (31.1).

Если задан коэффициент отражения  $\underline{n}$ , то  $Z_{вх}$  можно выразить через него

$$\underline{n} = \frac{\dot{U}_2 - Z_c \dot{I}_2}{\dot{U}_2 + Z_c \dot{I}_2} = \frac{Z_{н} - Z_c}{Z_{н} + Z_c} = \frac{1 - \frac{Z_c}{Z_{н}}}{1 + \frac{Z_c}{Z_{н}}}$$

Отсюда

$$\frac{Z_c}{Z_{н}} = \frac{1 - \underline{n}}{1 + \underline{n}} \quad (31.3)$$

Гиперболический тангенс

$$\text{th } \underline{\gamma} l = \frac{e^{\underline{\gamma} l} - e^{-\underline{\gamma} l}}{e^{\underline{\gamma} l} + e^{-\underline{\gamma} l}}$$

Умножив на  $e^{-\underline{\gamma} l}$ , получим

$$\text{th } \underline{\gamma} l = \frac{1 - e^{-2\underline{\gamma} l}}{1 + e^{-2\underline{\gamma} l}}$$

Отсюда  $1 - e^{-2\underline{\gamma} l} = (1 + e^{-2\underline{\gamma} l}) \text{th } \underline{\gamma} l$ ;

$$e^{-2\underline{\gamma} l} = \frac{1 - \text{th } \underline{\gamma} l}{1 + \text{th } \underline{\gamma} l} \quad (31.4)$$

Подставив выражение (31.3) в (31.1) и с учетом (31.4), получим

$$Z_{вх} = Z_c \frac{1 + \underline{n} e^{-2\underline{\gamma} l}}{1 - \underline{n} e^{-2\underline{\gamma} l}}$$

При коротком замыкании ( $Z_{н} = 0$ ) из выражения (31.1)

$$Z_{вх} = Z_{кз} = Z_c \text{th } \underline{\gamma} l \quad (31.5)$$

При холостом ходе ( $Z_{н} = \infty$ )

$$Z_{вх} = Z_{ох} = Z_c \text{cth } \underline{\gamma} l \quad (31.6)$$

Если известны  $\underline{Z}_{кз}$  и  $\underline{Z}_{хх}$ , входное сопротивление линии можно выразить через эти параметры. Подставив (31.5) и (31.6) в (31.1), получим

$$\underline{Z}_{вх} = \underline{Z}_{хх} \frac{\underline{Z}_н + \underline{Z}_{кз}}{\underline{Z}_н + \underline{Z}_{хх}}.$$

Сопротивления  $\underline{Z}_{хх}$  и  $\underline{Z}_{кз}$  легко определить опытным путем. Их используют для вычисления вторичных параметров линии.

Волновое сопротивление получим, умножив выражение (31.5) на выражение (31.6):

$$\underline{Z}_c = \sqrt{\underline{Z}_{кз} \cdot \underline{Z}_{хх}}.$$

Разделив выражение (31.5) на (31.6), получим

$$\operatorname{th} \underline{\gamma} l = \sqrt{\frac{\underline{Z}_{кз}}{\underline{Z}_{хх}}}.$$

Отсюда можно вычислить коэффициент распространения.

Входное сопротивление линии без потерь при согласованном режиме

$$\underline{Z}_{вх} = Z_c \frac{Z_n + jZ_c \operatorname{tg} \beta l}{Z_c + jZ_n \operatorname{tg} \beta l} = Z_c \frac{1 + \underline{n} e^{-j2\beta l}}{1 - \underline{n} e^{-j2\beta l}}.$$

Так как коэффициент отражения  $\underline{n} = 0$ , то  $\underline{Z}_{вх} = Z_c$ , т. е. является чисто активным для любой длины линии.

**СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ**