



Министерство образования и науки Российской Федерации



Государственная корпорация  
«Российская корпорация нанотехнологий»



Томский государственный университет  
систем управления и радиоэлектроники

**М.В. Черкашин, Л.И. Бабак**

# **ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ И СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ ДЛЯ СВЧ МИС**

Учебное пособие

Модуль 5. Проектирование и моделирование СВЧ МИС,  
а также технологических процессов их производства

Томск  
2010

**Черкашин М.В., Бабак Л.И.**

Линии передачи и согласующие цепи для СВЧ МИС : Учебное пособие / Томский государственный университет систем управления и радиоэлектроники. – Томск : 2010. – 54 с.: ил.

В учебном пособии представлена общая теория длинных линий, ее применение для описания линий передачи СВЧ. Отдельное внимание уделено вопросу передачи мощности в длинных линиях. Приведены примеры реализации элементов СВЧ устройств на отрезках линии передачи.

Для слушателей программы переподготовки в области промышленного производства наногетероструктурных монолитных интегральных схем СВЧ диапазона и дискретных полупроводниковых приборов.

© М.В. Черкашин, Л.И. Бабак, 2010  
© Томск.гос.ун-т сист.упр-я и радиоэл-ки, 2010

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Понятие о длинных линиях.....	3
2. Телеграфные уравнения.....	4
3. Падающая и отраженная волны.....	7
4. Вторичные параметры длинной линии.....	9
5. Вторая форма записи телеграфных уравнений.....	14
6. Распределение напряжений и токов в ДЛ.....	16
7. Электрическая длина отрезка ДЛ.....	17
8. Коэффициент отражения.....	18
9. Связь коэффициента отражения и комплексного сопротивления в любом сечении ДЛ.....	20
10.Режим бегущих волн.....	23
11.Режим стоячих волн в ДЛ без потерь.....	24
12.Режим смешанных волн в линии без потерь.....	29
13.Измерение коэффициента отражения с помощью измерительной линии.....	34
14.Физический смысл мощности падающей и отраженной волн.....	35
15.Передача мощности в ДЛ .....	36
16.Преимущества режима бегущей волны .....	39
17.Входное сопротивление нагруженной ДЛ .....	40
18.Частотная зависимость входного сопротивления отрезка линии.....	46
19. Применение КЗ и ХХ отрезков ДЛ в составе СВЧ схем .....	49
20.Колебательные системы .....	50
21.Развязывающие устройства (изоляторы) .....	52

# Основы теории длинных линий

## 1. Понятие о длинных линиях

Одним из важных элементов СВЧ устройств являются линии передачи. Линия передачи (ЛП) – это устройство (направленная система) для передачи энергии электромагнитных колебаний от источника сигнала (генератора) к нагрузке. ЛП применяются в различных устройствах на частотах от нуля до соответствующих оптическому диапазону. Конструкция ЛП определяется как рабочим диапазоном частот, так и областью ее применения.

Простейшая ЛП состоит из пары проводников, каждый из которых обладает определенным сопротивлением и вносит некоторое затухание.

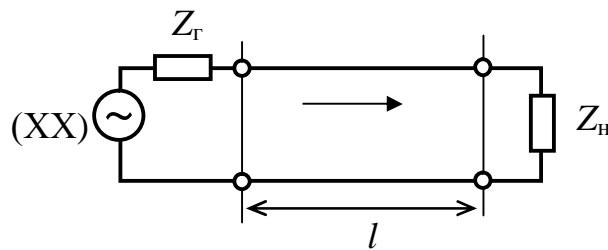


Рис. 1 – Общий вид ЛП

Примеры ЛП – двухпроводная ЛП (рис. 2,а), коаксиальный кабель (рис.2,б), отрезок микрополосковой ЛП (рис.2,в).

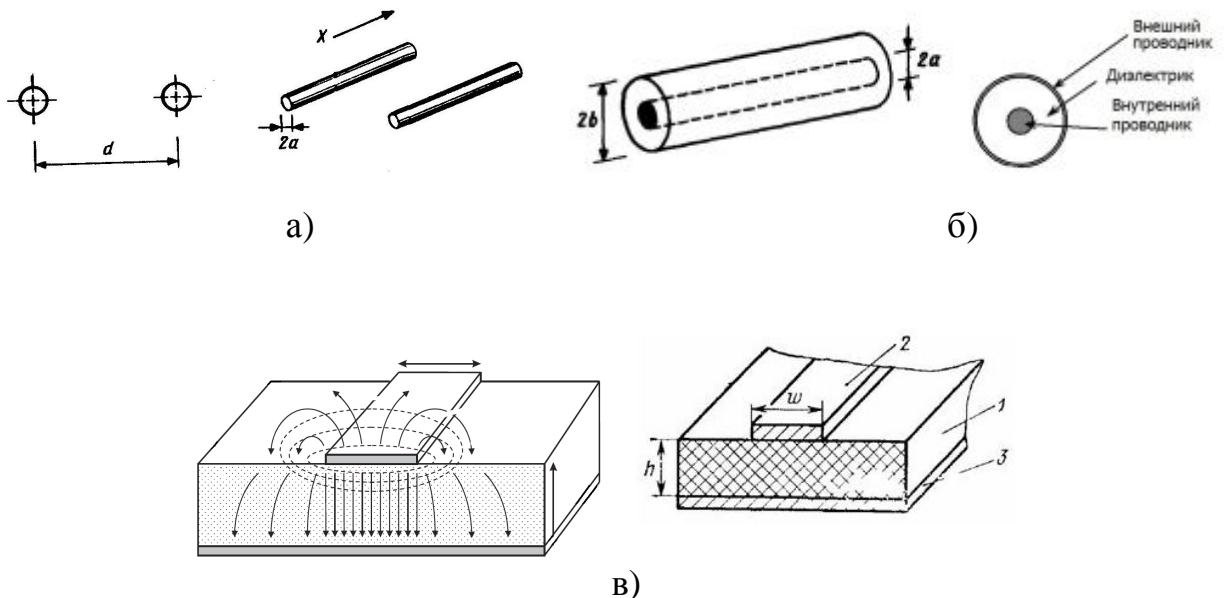


Рис. 2. – Вид ЛП: а) двухпроводная; б) коаксиальная; в) микрополосковая ЛП

Точный анализ ЛП можно выполнить на основе электромагнитного анализа, используя методы электродинамики. Однако часто возможен более простой анализ ЛП на основе методов общей теории цепей, если представить

их как длинные линии, т.е. линии с распределенными по длине параметрами – погонными сопротивлением, проводимостью, емкостью и индуктивностью. Таким образом, ЛП можно рассматривать соединением бесконечно большого числа бесконечно малых сосредоточенных элементов –  $R$ ,  $G$ ,  $L$  и  $C$ . Длинная линия (ДЛ) – это идеализированное представление (модель) ЛП. На низких частотах ЛП можно рассматривать как обычные проводники. С повышением частоты сигнала необходимо учитывать волновые процессы возникающие в ЛП.

ЛП можно рассматривать как длинную линию, если длина линии становится соизмерима с длиной волны, распространяющегося сигнала:  $l \geq (0,01 \dots 0,05 \lambda)$ .

Понятие ДЛ не обязательно относится к СВЧ диапазону – ДЛ есть на низких частотах, например линии передачи электроэнергии бытовой сети 220В 50Гц или полосковые проводники на печатной плате. Теория ДЛ дает удовлетворительную точность, если поперечные размеры ЛП значительно меньше длины волны сигнала, распространяющегося в ЛП.

Следует отметить, что волновод не относится к ДЛ, но в некотором отношении близок к ней.

Рассмотрим применение ЛП в СВЧ устройствах:

1) ЛП используются для построения направленных систем (фидеров), предназначенных для передачи энергии сигнала от источника к потребителю, например для соединения приемной антенны с телевизором, соединения блоков СВЧ устройств между собой, соединения передатчика и передающей антенны и др.

2) Отрезки ЛП (длинных линий) могут использоваться для построения СВЧ резонаторов (колебательных систем), распределенных устройств согласования импедансов и пр.

3) Отрезки ЛП могут являться составными частями активных и пассивных элементов СВЧ устройств (выводы транзистора, элементы внутренних конструкций интегральных схем и т.д.).

Мы рассматриваем ДЛ не только потому, что она часто является моделью различных ЛП, но и с той целью, что на ее примере удобно ввести некоторые важные в СВЧ технике понятия.

## **2. Телеграфные уравнения**

Получим уравнения, которые определяют волновые процессы в ДЛ. Мы рассмотрим однородные регулярные ЛП – поперечное сечение ЛП и электромагнитные свойства заполняющей среды не изменяются вдоль ее длины. Линия возбуждается некоторым источником гармонического сигнала.

Вдоль ДЛ будет наблюдаться некоторое распределение напряжения и тока, которые будут зависеть от координаты  $x$  и времени  $t$ .

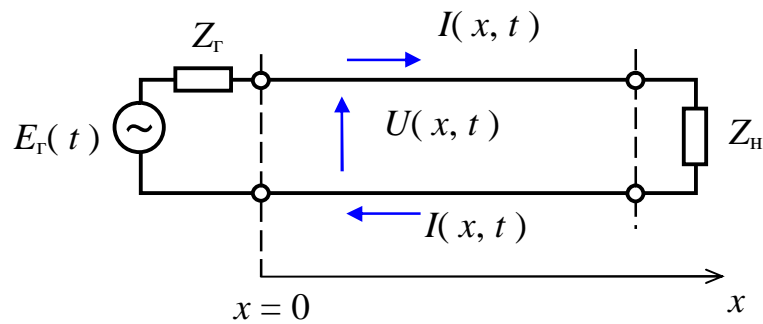


Рис. 3 – Распределение токов и напряжения в ДЛ

Для анализа воспользуемся символическим методом – представим синусоидальные колебания с помощью комплексных чисел.

Пусть есть гармоническое колебание с частотой  $\omega$ :

$$u(t) = A \cos(\omega t + \varphi),$$

где  $A$  – амплитуда колебаний;  $\varphi$  – начальная фаза колебаний.

В символической формуле вводится понятие комплексной амплитуды сигнала  $U_m$ :

$$U_m = A e^{j\varphi} = |U_m| e^{j\varphi},$$

где  $|U_m| = A$  – модуль  $U_m$ ,  $\varphi = \arg(U_m)$  – аргумент  $U_m$ .

Тогда  $u(t)$  можно записать как

$$u(t) = \operatorname{Re} [U_m e^{j\omega t}] = \operatorname{Re} [ |U_m| e^{j\omega t} e^{j\varphi} ] = \operatorname{Re} [ |U_m| e^{j(\omega t + \varphi)} ] = A \cos(\omega t + \varphi).$$

Для упрощения обозначений принято составлять символические уравнения не для амплитудных, а для действующих значений колебаний. Введем комплексные действующие значения колебаний

$$U_m = \frac{U_m}{\sqrt{2}} = \frac{U_m}{\sqrt{2}} e^{j\varphi} = \frac{A}{\sqrt{2}} e^{j\varphi} = |U| e^{j\varphi}.$$

здесь  $|U| = A / \sqrt{2}$  – модуль комплексного действующего значения,  $\varphi$  – фаза колебания.

$$\text{В этом случае } u(t) = \operatorname{Re}[\sqrt{2} U e^{j\varphi}] = \operatorname{Re}[A e^{j\varphi} \cdot e^{j\omega t}] = A \cos(\omega t + \varphi).$$

Разделим ДЛ на короткие отрезки путем сечений, расположенных на равном расстоянии  $\Delta x$  друг от друга (см. рис. 4), и заменим каждый отрезок секцией из сосредоточенных элементов. В результате получим искусственную ДЛ показанную на рис. 4. Здесь  $R_{\Pi}$ ,  $L_{\Pi}$ ,  $G_{\Pi}$ ,  $C_{\Pi}$  – сопротивление, индуктивность, проводимость и емкость ДЛ на единицу длины, т.е. погонные параметры. Измеряются соответственно в Ом/м, Гн/м, См/м и Ф/м. Физический смысл этих элементов определяется на основе теории электромагнитного поля.

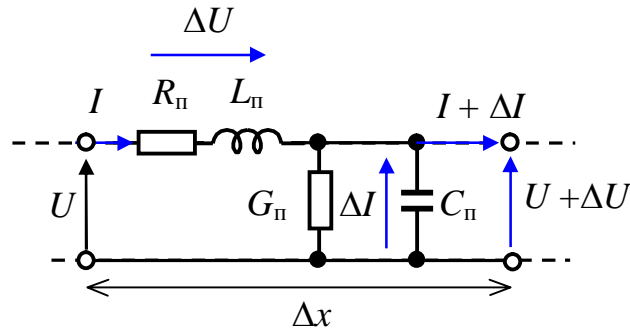
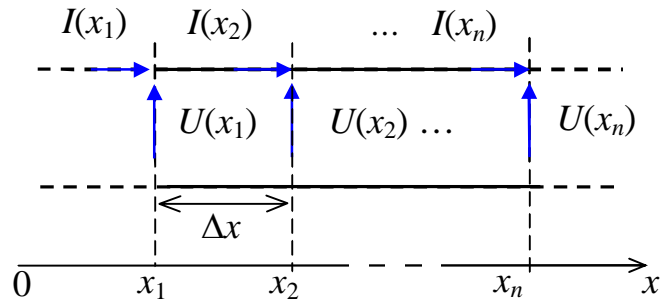


Рис. 4 – Сечение ДЛ на отрезки  $\Delta x$  (а) и элементарный отрезок ДЛ (б)

Получим уравнения, определяющие волновые процессы в ДЛ, они называются *телеграфными уравнениями*. Рассмотрим сосредоточенную модель элементарной секции ДЛ (рис. 4б). Имеем:

$$\begin{aligned} \Delta U &= -I (R_{\pi} + j\omega L_{\pi}) \Delta x; \\ \Delta I &= - (U + \Delta U) (G_{\pi} + j\omega C_{\pi}) \Delta x; \end{aligned}$$

Найдем произвольные  $U$  и  $I$  по координате  $x$  (т.е. скорость изменения  $U$  и  $I$  вдоль линии) при условии  $\Delta x \rightarrow 0$ :

$$\left. \begin{aligned} \frac{dU}{dx} &= -I(R_{\pi} + j\omega L_{\pi}) \\ \frac{dI}{dx} &= -U(G_{\pi} + j\omega C_{\pi}) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = -\frac{dI}{dx}(R_{\pi} + j\omega L_{\pi}) = U(R_{\pi} + j\omega L_{\pi})(G_{\pi} + j\omega C_{\pi});$$

$$\frac{d^2 I}{dx^2} = -\frac{dU}{dx}(G_{\pi} + j\omega C_{\pi}) = I(R_{\pi} + j\omega L_{\pi})(G_{\pi} + j\omega C_{\pi});$$

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \gamma^2 U; \quad \frac{d^2 I}{dx^2} = \gamma^2 I, \quad (2)$$

где  $\gamma = \sqrt{(R_{\pi} + j\omega L_{\pi})(G_{\pi} + j\omega C_{\pi})} = \alpha + j\beta$  – постоянная распространения ДЛ. Уравнение (2) – дифференциальное уравнение 2-го порядка с постоянными коэффициентами. Его общее решение имеет следующий вид:

$$U = A e^{-\gamma x} + B e^{\gamma x}, \quad (3)$$

где  $A$  и  $B$  – некоторые комплексные коэффициенты (постоянные интегрирования), которые можно найти, если задать некоторые граничные условия. Выражение для тока можно получить аналогичным образом из (2). Однако удобнее получить его через коэффициенты  $A$  и  $B$ , так как между  $U$  и  $I$  есть связь.

Из (1) и (3) получим:

$$\begin{aligned} I &= -\frac{1}{R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi}} \frac{dU}{dx} = -\frac{1}{R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi}} (-\gamma \cdot A e^{-\gamma x} + \gamma \cdot B e^{\gamma x}) = \\ &= \frac{\sqrt{(R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi})(G_{\Pi} + j\omega C_{\Pi})}}{R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi}} (A e^{-\gamma x} - B e^{\gamma x}) = \frac{(A e^{-\gamma x} - B e^{\gamma x})}{\sqrt{\frac{R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi}}{G_{\Pi} + j\omega C_{\Pi}}}}. \end{aligned}$$

Обозначим  $Z_{\epsilon} = \sqrt{\frac{R_{\Pi} + j\omega L_{\Pi}}{G_{\Pi} + j\omega C_{\Pi}}}$  – волновое сопротивление ДЛ. В результате получим телеграфное уравнение вида

$$I = \frac{A}{Z_{\epsilon}} e^{-\gamma x} - \frac{B}{Z_{\epsilon}} e^{\gamma x}. \quad (4)$$

### 3. Падающая и отраженные волны

Выполним анализ соотношений (3) и (4). Представим напряжение  $U$  и ток  $I$  как сумму двух слагаемых – падающих и отраженных напряжений и токов:

$$\left. \begin{aligned} U &= A e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} + B e^{\alpha x} e^{j\beta x} = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} \\ I &= \frac{A}{Z_{\epsilon}} e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} - \frac{B}{Z_{\epsilon}} e^{\alpha x} e^{j\beta x} = I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} \end{aligned} \right\}$$

Для раскрытия физического смысла  $U_{\text{пад}}$  и  $U_{\text{отр}}$  получим временные зависимости этих величин.

Пусть  $A = |A| e^{j\varphi_A}$ , тогда  $U_{\text{пад}} = A e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} = |A| e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} e^{j\varphi_A}$ ;

$$\begin{aligned} U_{\text{пад}}(t) &= \text{Re} [\sqrt{2} U_{\text{пад}} e^{j\omega t}] = \text{Re} [\sqrt{2} |A| e^{-\alpha x} e^{-j\beta x} e^{j\varphi_A} e^{j\omega t}] = \\ &= \sqrt{2} |A| e^{-\alpha x} \cdot \cos(\omega t - \beta x + \varphi_A). \end{aligned} \quad (5)$$

Аналогично для отраженной волны  $B = |B| e^{j\varphi_B}$ ;

$U_{\text{отр}} = B e^{\alpha x} e^{j\beta x} = |B| e^{\alpha x} e^{j\beta x} e^{j\varphi_B}$ ;

$$\begin{aligned} U_{\text{отр}}(t) &= \text{Re} [\sqrt{2} U_{\text{отр}} e^{j\omega t}] = \text{Re} [\sqrt{2} |B| e^{\alpha x} e^{j\beta x} e^{j\varphi_B} e^{j\omega t}] = \\ &= \sqrt{2} |B| e^{\alpha x} \cdot \cos(\omega t + \beta x + \varphi_B). \end{aligned} \quad (6)$$

*Падающая волна.* Из (5) получим, что для фиксированного значения времени  $t = t_1$  напряжение  $U_{\text{пад}}(x_1, t_1)$  можно рассматривать как функцию от



координаты  $x$ , имеющую вид синусоиды, период колебаний которой зависит от величины  $\beta$ , а ее огибающая определяется множителем  $\sqrt{2} |A| e^{-\alpha x}$ . При  $\alpha > 0$  – амплитуда колебаний уменьшается со временем, при  $\alpha = 0$  – амплитуда колебаний остается постоянной. На рис. 5 показано распределение падающей волны в ДЛ вдоль оси  $x$  для фиксированного значения времени  $t = t_1$ .

При другом моменте времени  $t_2 > t_1$  – синусоида «сдвигается» в направлении  $+\infty$  вдоль оси  $x$ . Если рассматривать картину при непрерывном изменении времени – получим бегущую волну напряжения, которая распространяется в положительную сторону вдоль оси  $x$  (прямое направление). Она называется *падающей* (или *прямой*) волной напряжения.

Итак, слагаемое  $U_{\text{пад}}$  описывает падающую волну напряжения.

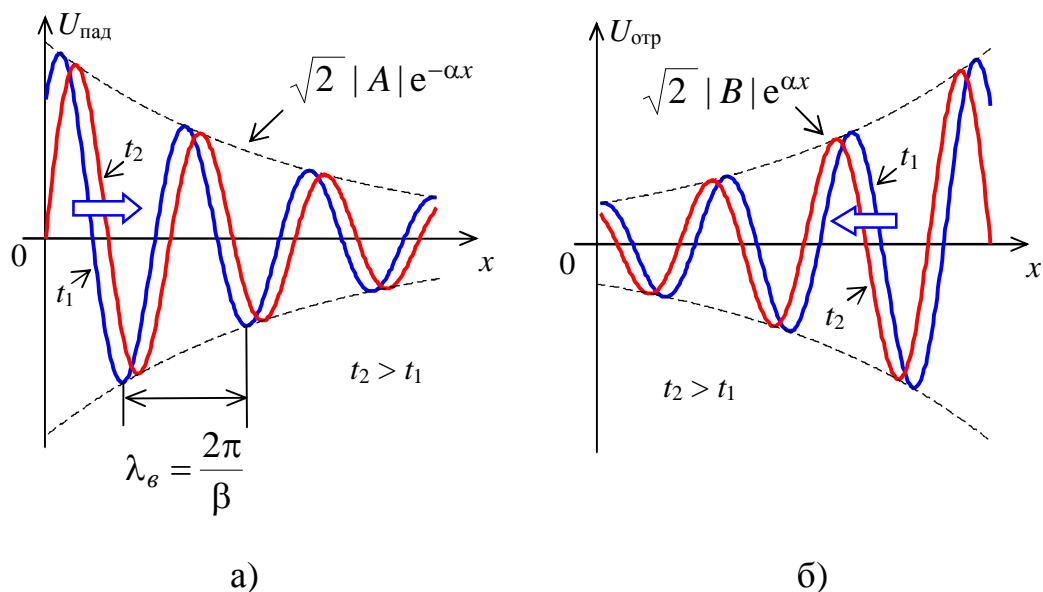


Рис. 5 – Падающая волна (а) и отраженная волна (б) напряжений

*Отраженная волна.* Выражение для  $U_{\text{отр}}$  из (5) тоже описывает волну напряжения, но только амплитуда колебания возрастает с увеличением  $x$ , что соответствует распространению волны в противоположном (обратном) направлении (см. рис. б).

Таким образом,  $U_{\text{отр}}$  – бегущая волна напряжения, распространяющаяся в обратном направлении, называется *отраженной* (*обратной*) волной напряжения.

Итак, напряжение  $U$  в ДЛ в каждый момент времени  $t$  может быть представлено как сумма (суперпозиция, наложение) двух бегущих волн, распространяющихся в противоположных направлениях – падающей и отраженной. Такое представление наглядно и облегчает понимание процессов, проходящих в ДЛ. Можно привести физические аналогии распространению волн, например: а) распространение колебаний вдоль закрепленной на одном конце веревки; б) волны на воде – интерференция.

Таковую же интерпретацию можно дать току  $I$  в ДЛ:

$$I = I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}}, \text{ (для удобства здесь используем знак -)}$$

где  $I_{\text{пад}}, I_{\text{отр}}$  – падающая и отраженная волны тока в ДЛ.

Найдем отношение  $U_{\text{пад}} / I_{\text{пад}}$  и  $U_{\text{отр}} / I_{\text{отр}}$  в любом сечении ДЛ ( $x$ ).

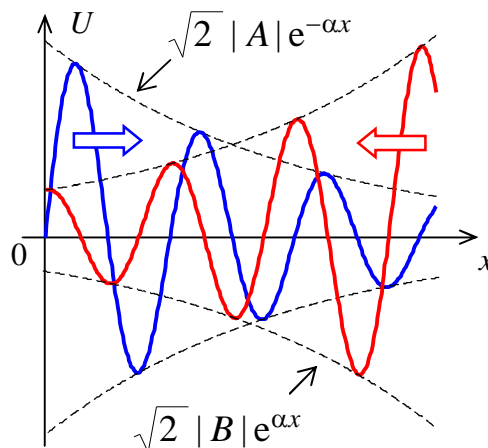


Рис. 6 – Суперпозиция падающей и отраженной волн напряжений в ДЛ

Используя (4), нетрудно получить, что

$$\frac{U_{\text{пад}}(x)}{I_{\text{пад}}(x)} = \frac{U_{\text{отр}}(x)}{I_{\text{отр}}(x)} = Z_{\text{с}} = \text{const}$$

не зависит от  $x$  и равно волновому сопротивлению ДЛ  $Z_{\text{с}}$ . Из этого следствия можно сделать следующие выводы:

- 1) отношение падающих (отраженных) волн напряжения и токов одинаково вдоль ДЛ;
- 2) при распространении падающая и отраженная волны «ощущают» («видят») сопротивление, равное волновому сопротивлению линии.
- 3) величины  $U_{\text{пад}}$  и  $I_{\text{пад}}, U_{\text{отр}}$  и  $I_{\text{отр}}$  связаны между собой законом Ома:

$$I_{\text{пад}} = \frac{U_{\text{пад}}}{Z_{\text{с}}}; \quad I_{\text{отр}} = \frac{U_{\text{отр}}}{Z_{\text{с}}};$$

- 4) если сопротивление  $Z_{\text{с}}$  вещественное, то волна  $I_{\text{пад}}$  ( $I_{\text{отр}}$ ) повторяют волны  $U_{\text{пад}}$  ( $U_{\text{отр}}$ ).

#### 4. Вторичные параметры длинной линии

Волновое сопротивление  $Z_{\text{с}}$  и постоянную распространения  $\gamma = \alpha + j\beta$  называют вторичными параметрами ДЛ.

*Волновое сопротивление ДЛ.* Интерпретацию волнового сопротивления можно дать, если рассматривать волновой процесс в бесконечно длинной линии (рис. 7).

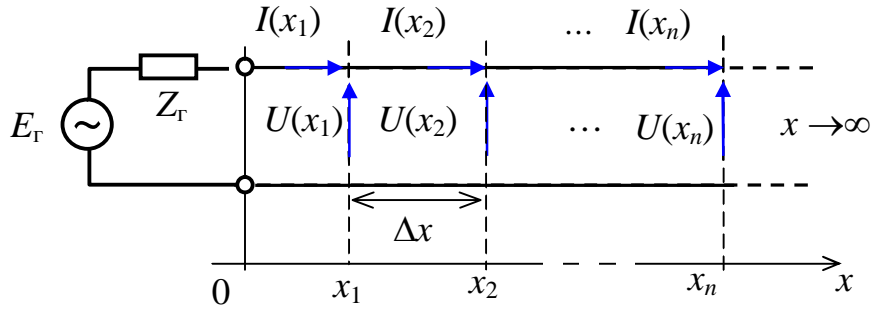


Рис. 7 – Бесконечно длинная ДЛ

В бесконечно длинной линии отраженная волна отсутствует, так как источник отраженных волн на конце линии (нагрузка) находится бесконечно далеко. В результате, так как  $U_{\text{пад}} = 0$  и  $I_{\text{пад}} = 0$ , получаем

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = U_{\text{пад}} \\ I &= I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} = I_{\text{пад}} \end{aligned} \right\}$$

Реально только падающую волну в ДЛ можно наблюдать в двух случаях: 1) в начальный момент времени пока бегущая волна еще не дошла до конца линии (распространяется только падающая волна); 2) когда к концу ДЛ подключена согласованная нагрузка  $Z_{\text{н}} = Z_{\text{в}}$ . В этом случае «отражение» падающей волны отсутствует и отраженная волна в ДЛ не возникает. В результате:

$$\frac{U(x_1)}{I(x_1)} = \frac{U(x_2)}{I(x_2)} = \dots = \frac{U(x_n)}{I(x_n)} = \text{const} = Z_{\text{в}}$$

В бесконечно длинной линии отношение  $U/I$  в любом сечении ДЛ одинаково и равно  $Z_{\text{в}}$ . Отсюда можно получить определение волнового сопротивления.

Волновое сопротивление – это сопротивление, которое ощущает бегущая электромагнитная волна при распространении вдоль бесконечно длинной ДЛ, либо ощущают падающая и отраженные волны в конечной ДЛ.

Еще одну интерпретацию волнового сопротивления ДЛ можно получить, если рассматривать ДЛ состоящую из элементарных секций. Выделим одну секцию (см. рис. 8). Сопротивление последовательной ветви равно  $Z_S = Z_{\text{п}} \cdot \Delta x = (R_{\text{п}} + j\omega L_{\text{п}}) \cdot \Delta x$ . Проводимость параллельной ветви:  $Y_P = Y_{\text{п}} \cdot \Delta x = (G_{\text{п}} + j\omega C_{\text{п}}) \cdot \Delta x$ . Для того, чтобы отношение  $U/I$  в любом сечении ДЛ было равно  $Z_{\text{в}}$  необходимо выполнение условий:

$$\frac{U_1}{I_1} = Z_{\text{вх}} = Z_{\text{в}}; \quad \frac{U_2}{I_2} = Z_{\text{в}}$$

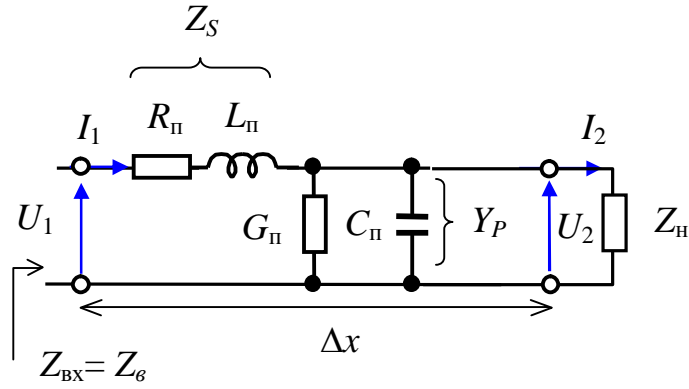


Рис. 8 – Элементарная секция ДЛ

Тогда входное сопротивление секции будет равно

$$Z_{\text{вх}} = Z_S + \frac{Z_с \cdot \frac{1}{Y_P}}{Z_с + \frac{1}{Y_P}} = \frac{Z_S Z_с + \frac{Z_S}{Y_P} + \frac{Z_с}{Y_P}}{Z_с + \frac{1}{Y_P}} = \frac{Z_S Z_с Y_P + Z_S + Z_с}{Z_с Y_P + 1};$$

если  $\Delta x \rightarrow 0$ , то  $Z_S \rightarrow 0$  и  $Y_P \rightarrow 0$ . Тогда  $Z_{\text{вх}} \approx \frac{Z_S + Z_с}{Z_с Y_P + 1} = Z_с$ .

Отсюда:  $Z_S + Z_с = Z_с^2 Y_P + Z_с$ ;  $Z_с^2 = \frac{Z_S}{Y_P}$ ;  $Z_с = \sqrt{\frac{Z_S}{Y_P}} = \sqrt{\frac{R_\pi + j\omega L_\pi}{G_\pi + j\omega C_\pi}} = Z_C$ .

Волновое сопротивление  $Z_с$  равно характеристическому сопротивлению  $Z_C$  элементарной секции ДЛ. Секция, будучи нагруженной на характеристическое сопротивление  $Z_C$ , имеет входное сопротивление равное  $Z_C$ . В общем случае, волновое сопротивление является *комплексной величиной* и *зависит* от частоты.

На высоких частотах обычно выполняются соотношения:  $\omega L_\pi \gg R_\pi$  и  $\omega C_\pi \gg G_\pi$ . Тогда получим, что  $Z_с = \sqrt{\frac{L_\pi}{C_\pi}}$ , т.е. на достаточно высоких частотах волновое сопротивление ДЛ – чисто вещественная величина, не зависит от частоты.

Если потери в ДЛ пренебрежительно малы (т.е.  $R_\pi = 0$  и  $G_\pi = 0$ ), линия является *идеальной* ДЛ. Волновое сопротивление идеальной ДЛ – чисто вещественная величина, не зависящая от частоты сигнала. Например, волновое сопротивление коаксиального кабеля равно 50 или 75 Ом, двухпроводной телефонной линии – 300 Ом.

*Постоянная распространения ДЛ.* Постоянную распространения линии  $\gamma = \alpha + j\beta$  можно представить в виде

$$\gamma = \sqrt{(R_\pi + j\omega L_\pi)(G_\pi + j\omega C_\pi)} \approx \frac{R_\pi}{2} \sqrt{\frac{C_\pi}{L_\pi}} + \frac{G_\pi}{2} \sqrt{\frac{L_\pi}{C_\pi}} + j\omega \sqrt{L_\pi C_\pi}.$$

Смысл коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$  можно понять, если рассмотреть выражения для временных зависимостей падающей и отраженной волн напряжений. Из (5) получим

$$\left. \begin{aligned} U_{\text{пад}}(t) &= \sqrt{2} |A| e^{-\alpha x} \cdot \cos(\omega t - \beta x + \varphi_A) = A e^{\gamma x}; \\ U_{\text{отр}}(t) &= \sqrt{2} |B| e^{\alpha x} \cdot \cos(\omega t + \beta x + \varphi_B) = B e^{-\gamma x}. \end{aligned} \right\}$$

Коэффициент  $\alpha$  – называют *коэффициентом затухания* волны (падающей или отраженной). Если  $\alpha > 0$ , то амплитуда волны уменьшается с увеличением координаты  $x$ .

$$\alpha = \operatorname{Re} \gamma = \frac{R_{\Pi}}{2} \sqrt{\frac{C_{\Pi}}{L_{\Pi}}} + \frac{G_{\Pi}}{2} \sqrt{\frac{L_{\Pi}}{C_{\Pi}}} = \alpha_{\text{м}} + \alpha_{\text{д}},$$

где  $\alpha_{\text{м}}$  – отражает потери в металле проводника (значение  $R_{\Pi}$ );

$\alpha_{\text{д}}$  – отражает потери в диэлектрике (значение  $G_{\Pi}$ ).

Обычно для качественных ЛП выполняется условие  $\alpha_{\text{м}} \gg \alpha_{\text{д}}$ . Коэффициент затухания  $\alpha$  (потери в ЛП) измеряется в дБ на единицу длины линии (например, дБ/м или дБ/см).

*Коэффициент фазы ДЛ.* Коэффициент фазы или фазовый коэффициент  $\beta$  характеризует изменение фазы волны в зависимости от координаты  $x$  точки линии. Коэффициент  $\beta$  измеряется в радианах (градусах) на единицу длины.

В соответствии с (5) он равен  $\beta = \operatorname{Im} \gamma \approx \omega \sqrt{L_{\Pi} C_{\Pi}}$ . Таким образом, набег фазы волны в ДЛ можно найти как  $\Delta \varphi(x) = \beta x$ , он зависит от координаты  $x$  и фазового коэффициента. Сам коэффициент фазы  $\beta$  зависит от погонных параметров ДЛ.

Можно получить связь  $\beta$  с длиной волны в линии. Длина волны  $\lambda_{\text{в}}$  – это расстояние между двумя точками, в которых фазовый сдвиг равен  $2\pi$  ( $360^\circ$ ). Измерив распределение  $U_{\text{пад}}$  в линии и определив  $\lambda_{\text{в}}$  можно найти  $\beta$ :

$$\beta x = \beta \lambda_{\text{в}} = 2\pi,$$

$$\text{отсюда } \beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}; \quad \lambda_{\text{в}} = \frac{2\pi}{\beta}.$$

Скорость распространения волны вдоль линии можно характеризовать величиной, которая называется *фазовой скоростью*. Фазовая скорость – это скорость перемещения фазы колебания.

Выберем некоторое значение фазы  $\varphi = \varphi_0$  (например, в точках максимума волны). С течением времени при изменении расстояния  $x$  значение фазы остается постоянным, т.е.  $\varphi = \omega t - \beta x + \varphi_A = \varphi_0 = \text{const}$ .

Тогда  $\frac{d\varphi}{dt} = \omega - \beta \frac{dx}{dt} = 0$ . В результате получим связь фазовой скорости

$$\text{и длины волны в линии: } V_{\text{ф}} = \frac{dx}{dt} = \frac{\omega}{\beta}; \quad \lambda_{\text{в}} = \frac{2\pi}{\beta} = \frac{2\pi V_{\text{ф}}}{\omega} = \frac{V_{\text{ф}}}{f}.$$

Для линии с потерями  $\beta$  зависит от частоты нелинейно, поэтому фазовая скорость  $V_\phi$  (т.е., скорость распространения волны) зависит от частоты – это явление называется *дисперсией* ( $\beta \approx \omega \sqrt{L_\Pi C_\Pi}$ ;  $V_\phi \approx \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_\Pi C_\Pi}}$ ).

Значение  $\gamma = \alpha + j\beta$  одинаково для падающей и отраженной волны. Поэтому затухание, фазовый коэффициент и фазовая скорость *не зависят от направления распространения* колебания.

Для идеальной линии без потерь, когда  $R_\Pi = G_\Pi = 0$ , коэффициент  $\alpha = 0$  (амплитуды падающей и отраженной волн не зависят от координаты  $x$  и одинаковы в любом сечении ДЛ) и получаем точное равенство для значения фазового коэффициента  $\beta = \text{Im } \gamma = \text{Im } \sqrt{j\omega L_\Pi \cdot j\omega C_\Pi} = \omega \sqrt{L_\Pi C_\Pi}$ . При этом постоянная распространения  $\gamma = j\beta = j\omega \sqrt{L_\Pi C_\Pi}$  – чисто мнимая величина.

Фазовая скорость также не зависит от частоты  $V_\phi = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_\Pi C_\Pi}}$ , т.е. в идеальной линии дисперсия отсутствует.

Для конкретных типов ЛП можно получить выражения для  $\lambda_B$  и  $V_\phi$ , исходя из параметров среды, заполняющей линию. Заменяем выражения, связав длину волны и скорость ее распространения в свободном пространстве и в ДЛ:  $\lambda = \frac{c}{f}$ ;  $\lambda_B = \frac{V_\phi}{f}$ . Отсюда получаем соотношение  $\frac{\lambda_B}{\lambda} = \frac{V_\phi}{c}$ . Так как фазовая скорость меньше скорости света  $V_\phi \leq c$ , длина волны в ЛП меньше длины в свободном пространстве  $\lambda_B \leq \lambda$ .

Для двухпроводной линии (см. рис. 1), заполненной средой с  $\epsilon_r$  и  $\mu_r$ ,

$$L_\Pi = \frac{\mu_r \mu_0}{\pi} \ln(d/a); \quad C_\Pi = \frac{\epsilon_r \epsilon_0 \pi}{\ln(d/a)},$$

где  $a$  – радиус проводника,  $d$  – расстояние между проводниками. Тогда

$$V_\phi = \frac{1}{\sqrt{L_\Pi C_\Pi}} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_r \epsilon_0 \mu_r \mu_0}}.$$

Известно, что  $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}}$ , тогда  $V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}}$  и  $\lambda_B = \frac{\lambda V_\phi}{c} = \frac{\lambda}{\sqrt{\mu_r \epsilon_r}}$ .

Обычно в ЛП  $\mu_r = 1$ , тогда  $V_\phi = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$ ;  $\lambda_B = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_r}}$ . Если ЛП заполнена воздухом, то  $\epsilon_r = 1$ , для диэлектрика  $\epsilon_r > 1$ .

Таким образом, скорость распространения волны в диэлектрической среде меньше, чем в свободном пространстве, поэтому длина реальной ЛП с диэлектрическим заполнением может быть короче.

Приведенные формулы справедливы, если ЛП полностью заполнена диэлектриком, т.е. волны распространяются только в диэлектрической среде. В некоторых ЛП волна распространяется одновременно как в

диэлектрике, так и в воздухе (например, несимметричная микрополосковая линия передачи, см. рис. 1). Поэтому в формулах необходимо брать эффективную относительную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon_r$  (эквивалентную):

$$V_{\phi} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{r \text{эф}}}}; \quad \lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{r \text{эф}}}}.$$

### 5. Вторая форма записи телеграфных уравнений

При выводе телеграфных уравнений расстояние  $x$  вдоль ДЛ отсчитывается от начала линии, т.е. от плоскости подключения источника сигнала (генератора), в сторону нагрузки. Однако, часто нагрузка ДЛ известна. В этом случае удобнее отсчитывать расстояние от конца линии (от плоскости подключения нагрузки) в сторону генератора. Поэтому целесообразно ввести новую систему координат и преобразовать телеграфные уравнения.

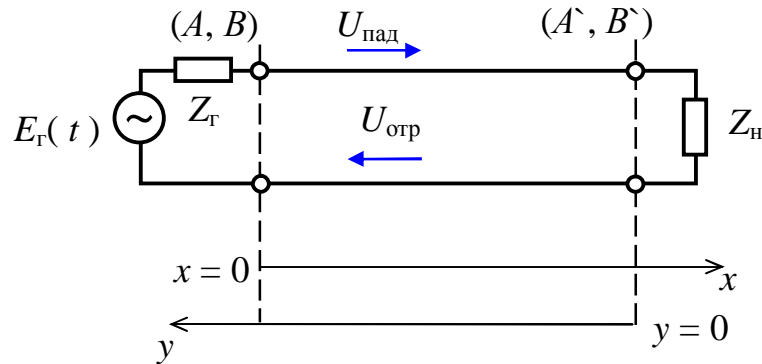


Рис. 9 – Преобразование системы координат для ДЛ

Исходные уравнения:

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = A e^{-\gamma x} + B e^{\gamma x}; \\ I &= \frac{U_{\text{пад}}}{Z_0} - \frac{U_{\text{отр}}}{Z_0} = \frac{A}{Z_0} e^{-\gamma x} - \frac{B}{Z_0} e^{\gamma x}. \end{aligned} \right\}$$

Пусть длина отрезка ДЛ равна  $l$ . Введем новую координату  $y = (l - x)$ . Рассмотрим, как запишутся выражения для падающей и отраженной волн в новых переменных

$$\left. \begin{aligned} U_{\text{пад}} &= A e^{-\gamma x} = A e^{-\gamma(l-y)} = A e^{-\gamma l} e^{\gamma y} = A' e^{-\gamma y}; \\ U_{\text{отр}} &= B e^{\gamma x} = B e^{\gamma(l-y)} = B e^{\gamma l} e^{-\gamma y} = B' e^{-\gamma y}. \end{aligned} \right\}$$

В результате получим:

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = A' e^{\gamma y} + B' e^{-\gamma y}; \\ I &= I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} = \frac{A'}{Z_0} e^{\gamma y} - \frac{B'}{Z_0} e^{-\gamma y}. \end{aligned} \right\}$$

v

Рассмотрим связь коэффициентов  $A$  и  $A'$ ,  $B$  и  $B'$  между собой.

$A = |A| e^{j\varphi_A}$ ;  $|A|$  – действующее значение колебания падающей волны в начале линии ( $x = 0$ );  $\varphi_A$  – начальная фаза колебания.

$B = |B| e^{j\varphi_B}$ ;  $|B|$  – аналогично для отраженной волны.

Коэффициенты  $A'$  и  $B'$  характеризуют колебания падающей и отраженной волн в конце линии ( $y = 0$ ).

$A' = |A'| e^{j\varphi_{A'}}$ ;  $|A'|$  – действующее значение колебания падающей волны в конце линии;  $\varphi_{A'}$  – начальная фаза колебания.

$B' = |B'| e^{j\varphi_{B'}}$ ;  $|B'|$  – тоже для отраженной волны.

Выражение  $A' = A e^{-\alpha l} e^{-j\beta l}$  означает, что при прохождении ДЛ длиной  $l$  колебание затухает и запаздывает по фазе.

$B' = B e^{\alpha l} e^{j\beta l}$  – амплитуда отраженной волны в конце линии больше, чем в начале (так как обратная волна распространяется в обратном направлении).

В идеальной линии без потерь  $\alpha = 0$ . Тогда:  $|A'| = |A|$  и  $|B'| = |B|$ , т.е. комплексные амплитуды падающей волны в начале и конце линии без потерь одинаковы по модулю и различаются только фазовым сдвигом. Это же справедливо и для отраженной волны.

Зависимость амплитуды падающей и отраженной волн от координаты  $y$  для ДЛ с потерями имеет следующий вид (рис. 10):  $|U_{\text{пад}}| = |A'| e^{\alpha y}$  и  $|U_{\text{отр}}| = |B'| e^{-\alpha y}$ .

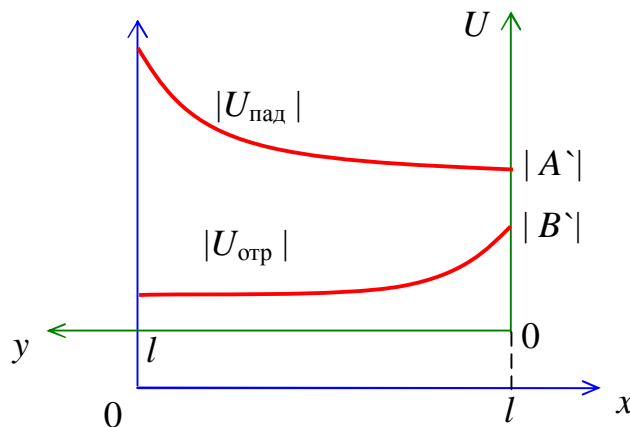


Рис. 10 – Распределение амплитуд падающей и отраженной волн в ДЛ

Рассмотрим временные процессы для падающей волны  $U_{\text{пад}}(t)$ :

$$U_{\text{пад}}(t) = \text{Re} [\sqrt{2} U_{\text{пад}} e^{j\omega t}] = \text{Re} [\sqrt{2} |A'| e^{j\varphi_{A'}} e^{\alpha y} e^{j\beta y} e^{j\omega t}];$$

$$U_{\text{пад}}(t) = \sqrt{2} |A'| e^{\alpha y} \cdot \cos(\omega t + \beta y + \varphi_{A'});$$

$$U_{\text{пад}}(t) = \sqrt{2} |A| e^{-\alpha x} \cdot \cos(\omega t - \beta x + \varphi_A).$$



Таким образом, наблюдается одинаковый процесс и в новой системе координат – бегущая волна в сторону нагрузки.

### 6. Распределение напряжений и токов в ДЛ

В телеграфных уравнениях мы не знаем конкретных значений коэффициентов  $A$  и  $B$  (или  $A'$  и  $B'$ ). Поэтому мы можем определить характер поведения напряжений и токов в ДЛ, но не их конкретные значения.

Для точного вычисления  $U$  и  $I$  в ДЛ необходимо наложить, так называемые граничные условия при решении дифференциальных уравнений – например, задать напряжение и ток в определенном сечении линии. Пусть имеется отрезок ДЛ длиной  $l$ . Известно напряжение  $U_2$  и ток  $I_2$  в конце отрезка линии (т.е. заданы граничные условия). Необходимо найти  $U_1$  и  $I_1$  в начале линии (рис. 11).

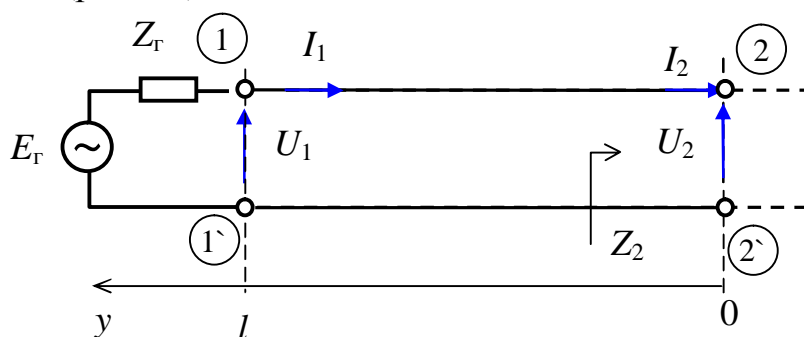


Рис. 11 – Иллюстрация задачи нахождения  $U_1$  и  $I_1$

Если заданы  $U_2$  и  $I_2$ , то фактически известно сопротивление  $Z_2 = U_2/I_2$ , на которое нагружен отрезок ДЛ. При этом неважно, либо действительно к выходу отрезка ДЛ подключено сопротивление величиной  $Z_2$ , либо  $Z_2$  – это сопротивление оставшейся части ДЛ. Так как заданы  $U_2$  и  $I_2$  в конце линии, удобнее пользоваться второй формой записи телеграфных уравнений.

$$\left. \begin{aligned} U &= U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = A' e^{\gamma y} + B' e^{-\gamma y}; \\ I &= I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} = \frac{A'}{Z_0} e^{\gamma y} - \frac{B'}{Z_0} e^{-\gamma y}. \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Нам известны  $U$  и  $I$  в сечении 2-2' ( $y = 0$ ):

$$\left. \begin{aligned} y = 0: U_2 &= U_{\text{пад}2} + U_{\text{отр}2} = A' + B' \\ I_2 &= I_{\text{пад}2} - I_{\text{отр}2} = \frac{A'}{Z_0} - \frac{B'}{Z_0} \end{aligned} \right\}$$

$$\text{Отсюда: } A' = \frac{U_2 + Z_0 I_2}{2}; B' = \frac{U_2 - Z_0 I_2}{2}.$$

Теперь можно подставить  $A'$  и  $B'$  в телеграфные уравнения (6) и получить значения  $U$  и  $I$  в любом сечении ДЛ, зная величину  $U_2$  и  $I_2$  в конце линии.

Нас интересует  $U_1$  и  $I_1$  в начале линии ( $y = l$ ):

$$\left. \begin{aligned}
 y = l: U_1 = U_{\text{пад1}} + U_{\text{отр1}} &= A e^{\gamma l} + B e^{-\gamma l} \\
 I_1 = I_{\text{пад1}} - I_{\text{отр1}} &= \frac{A}{Z_0} e^{\gamma l} - \frac{B}{Z_0} e^{-\gamma l}
 \end{aligned} \right\}$$

подставляем значения  $U_2$  и  $I_2$ :

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= \frac{U_2 + Z_0 I_2}{2} e^{\gamma l} + \frac{U_2 - Z_0 I_2}{2} e^{-\gamma l} \\
 I_1 &= \frac{U_2 + Z_0 I_2}{2Z_0} e^{\gamma l} - \frac{U_2 - Z_0 I_2}{2Z_0} e^{-\gamma l}
 \end{aligned} \right\}$$

полученные выражения преобразуем, учитывая, что  $\frac{e^{\gamma l} + e^{-\gamma l}}{2} = \text{ch } \gamma l$  и  $\frac{e^{\gamma l} - e^{-\gamma l}}{2} = \text{sh } \gamma l$ :

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= U_2 \text{ch } \gamma l + Z_0 I_2 \text{sh } \gamma l \\
 I_1 &= \frac{U_2}{Z_0} \text{sh } \gamma l + I_2 \text{ch } \gamma l
 \end{aligned} \right\} \text{ — это уравнения передачи ДЛ. Они дают связь}$$

напряжений и токов на концах отрезка ДЛ.

Для ДЛ без потерь ( $\alpha = 0$ ):  $\text{ch } \gamma l = \text{ch } (j\beta l) = \cos \beta l$ ;

$$\text{sh } \gamma l = \text{sh } (j\beta l) = j \sin \beta l$$

в результате получим:

$$\left. \begin{aligned}
 U_1 &= U_2 \cos \beta l + j Z_0 I_2 \sin \beta l \\
 I_1 &= j \frac{U_2}{Z_0} \sin \beta l + I_2 \cos \beta l
 \end{aligned} \right\}$$

## 7. Электрическая длина отрезка ДЛ

Выразим длину отрезка ДЛ не в метрических единицах, а в электрических. Обозначим  $\beta l = \Theta$  — *электрическая* длина отрезка ДЛ.

Учитывая, что  $\beta = \frac{2\pi}{\lambda_{\text{в}}}$ , получаем  $\Theta = \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{в}}}$  — значение электрической длины отрезка ДЛ в радианах. В градусах электрическая длина будет равна  $\Theta = 360^\circ \cdot \frac{l}{\lambda_{\text{в}}}$  (градусах).

Рассмотрим смысл электрической длины отрезка ДЛ. Пусть  $U_{\text{пад}} = A e^{-\gamma x}$ , тогда при  $x = 0$ :  $U_{\text{пад1}} = A$ ;

$$\text{при } x = l: U_{\text{пад2}} = A e^{-\gamma l} = U_{\text{пад1}} e^{-\alpha l} e^{-j\Theta}.$$

Электрическая длина отрезка ДЛ  $\Theta$  показывает, насколько изменяется (запаздывает) фаза волны при прохождении этого отрезка (отрезка ДЛ с длиной  $l$ ).

Имеем: если  $l = \lambda_{\text{в}}$ , тогда  $\Theta = 360^\circ$  – отрезок ДЛ с длиной равной  $\lambda_{\text{в}}$ ;  
 если  $l = \lambda_{\text{в}}/2$ , тогда  $\Theta = 180^\circ$  – полуволновой отрезок ДЛ;  
 если  $l = \lambda_{\text{в}}/4$ , тогда  $\Theta = 90^\circ$  – четвертьволновой отрезок ДЛ.

Также  $\Theta$  можно найти, зная физическую длину линии,  $\epsilon_{\text{эф}}$  среды и частоту колебаний. С учетом того, что  $\lambda_{\text{в}} = \frac{\lambda}{\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}} = \frac{c}{f\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}$ , получаем

$$\Theta = \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{в}}} = \frac{2\pi f l \sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}{c}.$$

Следовательно, чем больше  $\epsilon_{\text{эф}}$  среды, тем больше величина  $\Theta$  при одинаковой физической длине линии.

## 8. Коэффициент отражения

До сих пор мы рассматривали процессы в ДЛ, исходя из значений напряжений и токов (а также сопротивления ДЛ) действующих в линии, они имеют смысл эквивалентных параметров цепей, но их трудно измерить в диапазоне СВЧ. Поэтому вводят более удобный для применения на СВЧ параметры. Одним из широко применяющихся в СВЧ диапазоне параметров ЛП является коэффициент отражения.

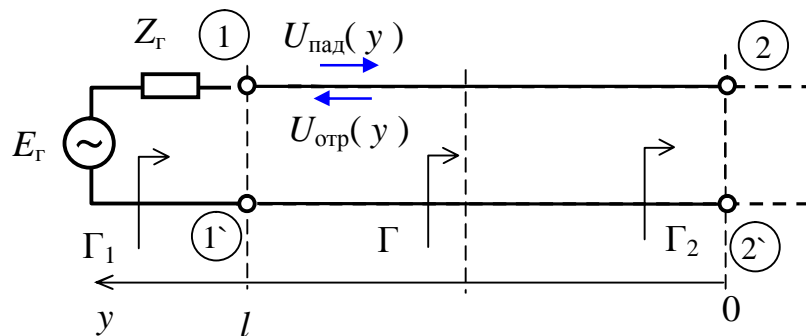


Рис. 12 – Определение коэффициента отражения

Коэффициент отражения волны напряжения (по напряжению) определяется как  $\Gamma_U = \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}}$ , т.е. представляет собой отношение действующего напряжения отраженной волны к действующему напряжению падающей волны.

Коэффициент отражения волны тока (по току):  
 $\Gamma_I = \frac{I_{\text{отр}}}{I_{\text{пад}}} = \frac{U_{\text{отр}}/Z_{\text{с}}}{U_{\text{пад}}/Z_{\text{с}}} = \Gamma_U$ . В ДЛ  $\Gamma_U = \Gamma_I = \Gamma$ , поэтому далее будем обозначать  $\Gamma = \Gamma_U = \Gamma_I$ .

Рассмотрим два характерных случая:

- 1)  $|U_{\text{отр}}| = |U_{\text{пад}}|$  – в этом случае  $|\Gamma| = 1$ , что соответствует полному отражению;

2)  $|U_{отр}| = 0$  – в этом случае  $\Gamma = 0$ , что соответствует полному поглощению падающей волны нагрузкой.

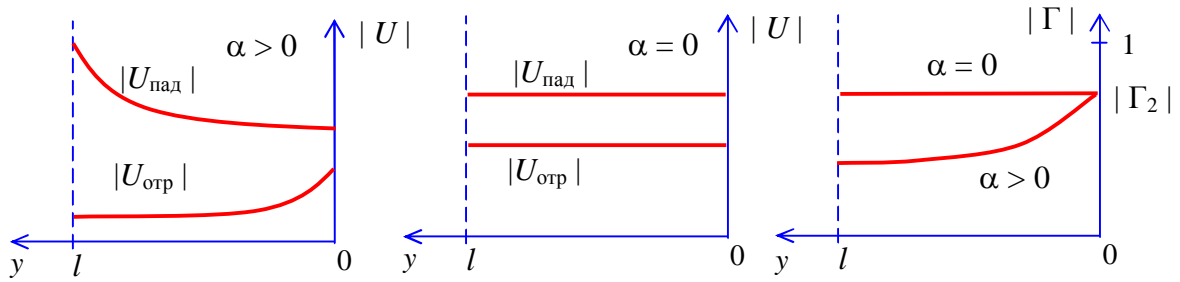


Рис. 13 – Зависимость  $|U|$  и  $|\Gamma|$  в зависимости от длины ДЛ

В ДЛ напряжения  $U_{пад}$  и  $U_{отр}$  зависят от координаты  $x$  (или  $y$ ). Исследуем распределение значений  $\Gamma$  вдоль ДЛ. За опорное будем принимать значение  $\Gamma$  в конце отрезка ДЛ, поэтому используем вторую форму записи телеграфных уравнений.

$$U_{пад} = A \cdot e^{\gamma y} = A \cdot e^{\alpha y} e^{j\beta l};$$

$$U_{отр} = B \cdot e^{-\gamma y} = B \cdot e^{-\alpha y} e^{-j\beta l};$$

имеем

$$\Gamma = \frac{U_{отр}}{U_{пад}} = \frac{B}{A} e^{-2\gamma y};$$

В сечении  $y = 0$ :  $\Gamma = \frac{A}{B} = \Gamma_2$ . Тогда  $\Gamma = \Gamma_2 e^{-2\gamma y} = \Gamma_2 e^{-2\alpha y} e^{-2j\beta y}$ .

Если  $\alpha > 0$ , то  $|\Gamma| = |\Gamma_2| e^{-2\alpha y}$ , т.е. при наличии потерь ( $\alpha > 0$ )  $|\Gamma|$  убывает с удалением от конца отрезка линии.

Если  $\alpha = 0$ , то  $|\Gamma| = |\Gamma_2| = \text{const}$ , т.е. в идеальной ДЛ без потерь модуль коэффициента отражения одинаков в любом сечении линии.

Установим связь коэффициентов отражения в начале и в конце линии. В начале линии ( $y = l$ )  $\Gamma = \Gamma_1$ . Имеем:  $\Gamma_1 = \Gamma_2 e^{-2\gamma l} = \Gamma_2 e^{-2\alpha l} e^{-2j\beta l}$ . При отсутствии потерь ( $\alpha = 0$ ):  $\Gamma_1 = \Gamma_2 e^{-2j\beta l}$ .

Рассмотрим для начала изменение модуля коэффициента отражения. При наличии потерь ( $\alpha > 0$ ):  $|\Gamma_1| = |\Gamma_2| e^{-2\alpha l}$ , т.е. при удалении от конца отрезка ДЛ модуль коэффициента отражения убывает тем быстрее, чем больше коэффициент затухания  $\alpha$ . При больших  $\alpha$  или  $l$   $|\Gamma| \rightarrow 0$ . Коэффициент в формуле для модуля коэффициента отражения равен  $2\alpha l$ , так как затухают обе волны и падающая  $|U_{пад}|$  и отраженная  $|U_{отр}|$ .

Для идеальной ДЛ без потерь  $\alpha = 0$  и  $|\Gamma_1| = |\Gamma_2| = |\Gamma| = \text{const}$ . При прохождении волны по ДЛ меняется ее фаза, рассмотрим далее изменение фазы коэффициента отражения.

Фазовый угол коэффициента отражения  $\Gamma_1$  запаздывает на величину  $2\beta l = 2\Theta$ . В идеальной ЛП при изменении координаты  $x$ : 1) в случае отсутствия потерь ( $\alpha = 0$ ) вектор  $\Gamma$  описывает окружность, при этом если перемещаться от нагрузки к генератору, то вектор вращается по часовой стрелке (рис. 13); 2) если потери в ДЛ присутствуют, т.е.  $\alpha > 0$ , тогда вектор  $\Gamma$  описывает спираль.

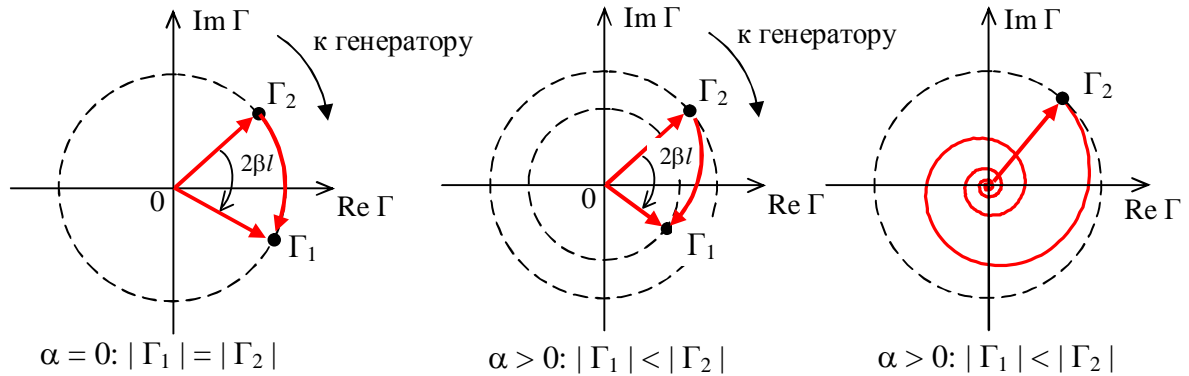


Рис. 14 – Понятие фазы коэффициента отражения

Величина изменения фазового угла коэффициента отражения зависит от длины отрезка ДЛ и от величины фазового коэффициента  $\beta$ , который определяется свойствами диэлектрической среды ДЛ. Величина фазового сдвига равна  $2\beta l$ , так как меняется фаза как падающей, так и отраженной волн, а  $\Gamma = \frac{U_{отр}}{U_{пад}}$ .

### 9. Связь коэффициента отражения и комплексного сопротивления в любом сечении ДЛ

На низких частотах чаще используется понятие комплексного сопротивления  $Z$ , более привычное, чем коэффициент отражения  $\Gamma$ . Получим связь коэффициента отражения и сопротивления ДЛ в любом сечении.

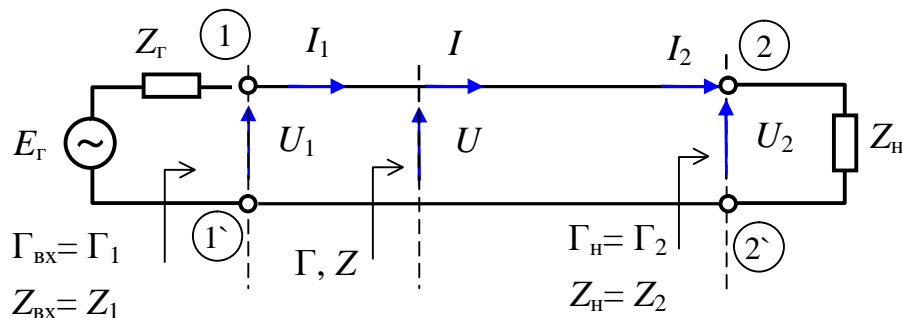


Рис. 15 – Связь  $Z$  и  $\Gamma$

Исходим из телеграфных уравнений:

$$U = U_{пад} + U_{отр};$$

$$I = I_{пад} - I_{отр} = \frac{1}{Z_в} (U_{пад} - U_{отр});$$

$$\Gamma = \frac{U_{\text{пад}}}{U_{\text{отр}}}; U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}}.$$

Если известен коэффициент отражения в любом сечении ДЛ, то можно найти сопротивление в этом сечении:

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}}{\frac{1}{Z_0}(U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}})} = Z_0 \frac{U_{\text{пад}}(1 + \Gamma)}{U_{\text{пад}}(1 - \Gamma)}; Z = Z_0 \frac{(1 + \Gamma)}{(1 - \Gamma)}.$$

$$\text{Обратное соотношение: } \Gamma = \frac{Z - Z_0}{Z + Z_0} = \frac{\frac{Z}{Z_0} - 1}{\frac{Z}{Z_0} + 1} = \frac{z - 1}{z + 1},$$

где  $z = (Z / Z_0)$  – нормированное относительно  $Z_0$  сопротивление  $Z$ .

Эти соотношения верны для любого сечения ДЛ. Коэффициент отражения в сечении 2-2` (на зажимах подключения нагрузки) называется коэффициентом отражения нагрузки  $\Gamma_n$ .

Пусть задано  $Z_n$ , найдем  $\Gamma_n$ . Имеем  $Z_n = Z_2 = U_2 / I_2$ . Тогда по известному комплексному сопротивлению нагрузки  $Z_n$  можно найти ее коэффициент отражения:  $\Gamma_n = \frac{Z_n - Z_0}{Z_n + Z_0}$ .

$$\text{Обратное соотношение имеет вид: } Z_n = Z_0 \frac{(1 + \Gamma_n)}{(1 - \Gamma_n)}.$$

Двухполюсник  $Z_n$  однозначно определяется своим коэффициентом отражения  $\Gamma_n$  в линии с волновым сопротивлением  $Z_0$ . Таким образом, если измерить  $\Gamma_n$ , то можно вычислить  $Z_n$ .

Коэффициент отражения в сечении 1-1` (см. рис. 15), т.е. на входных зажимах отрезка ДЛ, называется входным коэффициентом отражения отрезка линии передачи. Пусть задано  $Z_{\text{вх}}$ , найдем  $\Gamma_{\text{вх}}$ :  $Z_{\text{вх}} = Z_1 = U_1 / I_1$ ;  
 $\Gamma_{\text{вх}} = \frac{Z_{\text{вх}} - Z_0}{Z_{\text{вх}} + Z_0}$ . Обратное соотношение для  $Z_{\text{вх}}$  тоже справедливо.

Связь  $\Gamma_{\text{вх}}$  и  $\Gamma_n$  фактически уже было установлено:  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_1$ ;  $\Gamma_n = \Gamma_2$ ;  
 если  $\alpha > 0$ :  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_n e^{-2\alpha l} e^{-j2\beta l}$ ,

если  $\alpha = 0$ :  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_n e^{-j2\beta l}$ , т.е. если  $\Gamma_n = 0$ , то и  $\Gamma_{\text{вх}} = 0$  независимо от наличия потерь в линии.

Величины  $Z$  и  $\Gamma$  однозначно связаны между собой, на СВЧ используются оба понятия. Например, двухполюсник можно характеризовать либо сопротивлением  $Z$ , либо коэффициентом отражения  $\Gamma$ . Однако между  $Z$  и  $\Gamma$  существуют некоторые отличия:

1) Сопротивление  $Z$  – величина, не привязанная к какому-либо тракту передачи сигнала, т.е. она не зависит от параметров ДЛ. Измерив ток и напряжение, можно рассчитать  $Z = U / I$ . Сопротивление  $Z$  представляет

собой абсолютную величину. Коэффициент отражения  $\Gamma$  определяется в определенной ДЛ (ЛП). Величина  $\Gamma$  зависит не только от сопротивления  $Z$ , но и от волнового сопротивления ДЛ  $Z_0$ . Поэтому  $\Gamma$  – величина относительная. Говорят, что коэффициент отражения определен относительно волнового сопротивления  $Z_0$ ; или: коэффициент отражения определен (измерен) в тракте с волновым сопротивлением  $Z_0$ . При этом значение  $Z_0$  оговаривается. Коэффициент отражения одного и того же двухполюсника в трактах с разными волновым сопротивлением будет разный.

2) На СВЧ сопротивление  $Z$  необходимо понимать как эквивалентное сопротивление. В ДЛ нельзя указать точки, в которых измеряются  $U$  и  $I$  (на поверхности проводника или в центре). Есть ЛП, где измерение  $U$  и  $I$  вообще лишено смысла, например, волновод. Реально на СВЧ можно измерить  $\Gamma$ , так как это понятие связано передачей мощности и с фазовыми сдвигами волн в ЛП.

Связь между  $\Gamma_H$  и  $Z_H$  определяется соотношением  $\Gamma_H = \frac{Z_H - Z_0}{Z_H + Z_0}$ , которая может быть представлена в виде круговой диаграммы Смита-Вольперта (рис. 16).

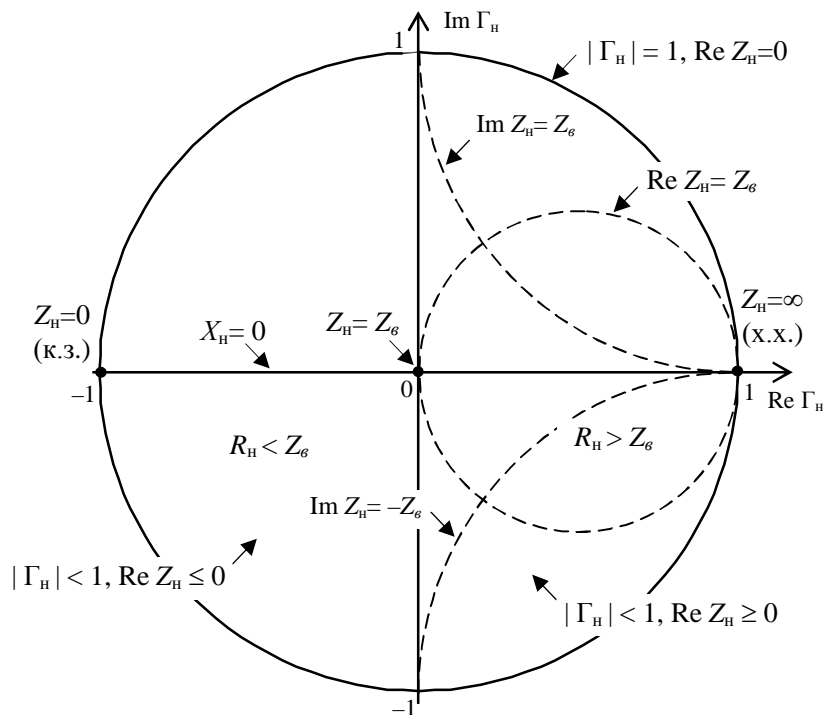


Рис. 16 – Круговая диаграмма Вольперта-Смита

Мы рассмотрим некоторые характерные случаи (см .таблицу 1).

Таблица 1 – Режимы ДЛ

№	Режим	$Z_H$	$\Gamma_H$	Примечание
---	-------	-------	------------	------------

1	Холостого хода	$\infty$	1	Полное отражение
2	Короткого замыкания	0	-1	Полное отражение
3	Согласование	$Z_0$	0	Согласование в ДЛ
4	Активная нагрузка	$-Z_0$	$\infty$	Случай активной нагрузки с отрицательным сопротивлением

Рассмотрим более сложный случай комплексной нагрузки  $Z_H = R_H + jX_H$ :

1) *Пассивная нагрузка*:  $\text{Re } Z_H = R_H \geq 0$ . В этом случае в цепи нет источников энергии. Модуль коэффициента отражения нагрузки будет равен

$$|\Gamma_H| = \frac{|Z_H - Z_0|}{|Z_H + Z_0|} = \frac{|R_H + jX_H - Z_0|}{|R_H + jX_H + Z_0|} = \sqrt{\frac{(R_H - Z_0)^2 + X_H^2}{(R_H + Z_0)^2 + X_H^2}} \leq 1,$$

т.е. для пассивных нагрузок  $|\Gamma_H| \leq 1$ , следовательно  $|U_{\text{отр}}| \leq |U_{\text{пад}}|$ .

2) *Реактивная нагрузка*:  $\text{Re } Z_H = R_H = 0$ ,  $Z_H = jX_H$ , т.е. активная составляющая  $Z_H$  равна нулю, а значит нагрузка не поглощает мощность. Коэффициент отражения равен:

$$|\Gamma_H| = \frac{|Z_H - Z_0|}{|Z_H + Z_0|} = \frac{|-Z_0 + jX_H|}{|Z_0 + jX_H|} = \sqrt{\frac{Z_0^2 + X_H^2}{Z_0^2 + X_H^2}} = 1, \text{ т.е. } \Gamma_H = 1 \cdot e^{j\varphi_H},$$

следовательно  $|U_{\text{отр}}| = |U_{\text{пад}}|$ , что означает полное отражение падающей волны от нагрузки.

3) *Резистивная нагрузка*:  $\text{Im } Z_H = X_H = 0$ ,  $Z_H = R_H$ . В этом случае коэффициент отражения будет равен:

$$\Gamma_H = \frac{R_H - Z_0}{R_H + Z_0} = \frac{r_H - 1}{r_H + 1}, \text{ где } r_H = \frac{R_H}{Z_0}.$$

В этом случае  $\Gamma_H$  – чисто вещественная величина. При  $r_H > 1$  ( $R_H > Z_0$ ),  $\varphi_H = \arg(\Gamma_H) = 0^\circ$ , т.е.  $\Gamma_H$  – положительная величина (на диаграмме Вольперта-Смита точки  $\Gamma_H$  лежат в правой полуплоскости диаграммы на оси абсцисс).

При  $r_H < 1$  ( $R_H < Z_0$ ),  $\varphi_H = \arg(\Gamma_H) = 180^\circ$ , т.е.  $\Gamma_H$  – отрицательная величина (на диаграмме Вольперта-Смита точки  $\Gamma_H$  лежат в левой полуплоскости диаграммы на оси абсцисс).

## 10. Режим бегущих волн

Рассмотрим результирующий процесс в ДЛ, когда электромагнитное колебание в ДЛ представляет собой суперпозицию падающей и отраженной волн. Рассмотрим случай, когда ДЛ нагружена на согласованную нагрузку, т.е.  $Z_H = Z_0$ . В этом случае волновой процесс в ДЛ носит наименование *режима бегущих волн*.

Так как  $Z_H = Z_0$ , то  $\Gamma_H = 0$ . Из связи  $\Gamma_1$  и  $\Gamma_2$ , получим, что  $\Gamma = 0$  в любом сечении ДЛ. Тогда  $U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}} = 0$ ;

$$U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = U_{\text{пад}}.$$

Для токов получим  $I_{\text{отр}} = \Gamma I_{\text{пад}} = 0$ ;



$$I = I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} = I_{\text{пад}} = U_{\text{пад}} / Z_0 = U / Z_0.$$

В этом режиме в линии отсутствует отраженная волна, распространяется только падающая. Отношение напряжения и тока в любом сечении ДЛ равно  $Z_0 = \text{const}$ .

Рассмотрим распределение  $U$  ( $I$  – ведет себя в соответствии с законом Ома). В общем случае:  $U = U_{\text{пад}} = A e^{-\gamma x} = A e^{-\alpha x} e^{-j\beta x}$ ;

$$|U| = |A| e^{-\alpha x}; \quad |I| = \frac{|A|}{Z_0} e^{-\alpha x}.$$

При отсутствии потерь  $|U| = |A|$ ;  $|I| = \frac{|A|}{Z_0}$ .

Таким образом, в идеальной ДЛ при согласованной нагрузке амплитуды напряжения и тока в любом сечении одинаковы.

Рассмотрим временной процесс при распределении волны в идеальной ДЛ. Имеем:  $U = A e^{-j\beta x} = |A| e^{j\varphi_A} e^{-j\beta x}$ .

$$u(t) = \text{Re}[\sqrt{2} U e^{j\omega t}] = \text{Re}[\sqrt{2} |A| e^{j\varphi_A} e^{-j\beta x} e^{j\omega t}];$$

$u(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t - \beta x + \varphi_A)$ , где  $\bar{U}_{\text{пад}} = \sqrt{2} |A|$  – амплитуда падающей волны.

Мы уже рассматривали это процесс для падающей волны (см рис. 5,а). В данном случае падающая волна представляет собой результирующее колебание  $u(t)$ .

Таким образом, при изменении времени в ДЛ, мы видим результирующую волну напряжения, распространяющуюся в направлении нагрузки – так называемую *бегущую волну*. Отраженная волна отсутствует. При отсутствии потерь ( $\alpha=0$ ) амплитуда волны постоянна. Фазовая скорость

бегущей волны равна фазовой скорости падающей волны:  $V_{\text{ф.бег}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}}$ .

## 11. Режим стоячих волн в ДЛ без потерь

Режим стоячих волн в идеальной ДЛ имеет место, когда  $|U_{\text{отр}}| = |U_{\text{пад}}|$ , т.е. когда в линии в противоположных направлениях распространяется две волны равных амплитуд. Это имеет место, когда модуль коэффициента отражения нагрузки равен единице,  $|\Gamma_n| = 1$ . Это соответствует случаям короткого замыкания, холостого хода или чисто реактивной нагрузки, когда  $\text{Re } Z_n = 0$ ,  $Z_n = jX_n$ . Так как вещественная часть сопротивления нагрузки равна нулю, то нагрузка не поглощает мощность, а падающая волна полностью отражается от выхода, т.е.  $\frac{|U_{\text{отр}}|}{|U_{\text{пад}}|} = \frac{|U_{\text{отр}2}|}{|U_{\text{пад}2}|} = 1$ .

При анализе режима стоячих волн удобно отсчитывать расстояние не от начала ДЛ, а от конца (рис. 17).

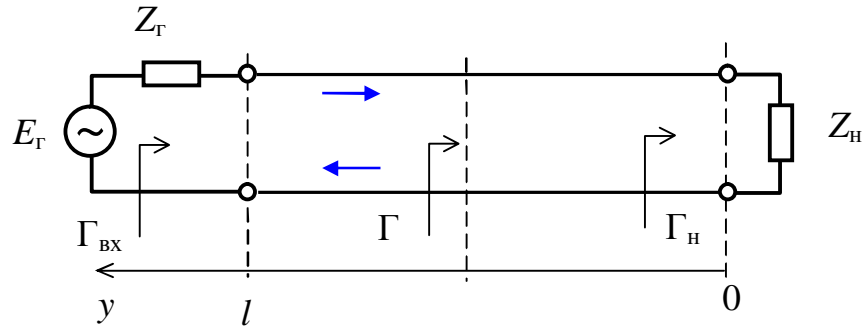


Рис. 17 – Режим стоячей волны

$$U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}; U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}}; \Gamma = \Gamma_H e^{-j2\beta y}; \Gamma_H = |\Gamma_H| e^{j\varphi_H} = 1 \cdot e^{j\varphi_H};$$

$$\Gamma = e^{-j2\beta y} \cdot e^{j\varphi_H};$$

$$U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} = U_{\text{пад}} + U_{\text{пад}} e^{j(\varphi_H - 2\beta y)}.$$

В ДЛ без потерь  $\alpha = 0$ ;  $\gamma = j\beta$ , следовательно:

$$U_{\text{пад}} = A' e^{\gamma y} = A' e^{j\beta y} = |A'| e^{j\varphi_{A'}} e^{j\beta y}; |A'| = |A|,$$

где  $|A'|$  – амплитуда (действующая) колебания  $U_{\text{пад}}$  в конце ДЛ;  
 $\varphi_{A'}$  – начальная фаза  $U_{\text{пад}}$  в конце ДЛ.

Рассмотрим временной процесс  $u(t)$ :

$$u(t) = u_{\text{пад}}(t) = \text{Re}[\sqrt{2} U_{\text{пад}} e^{j\omega t}] = \text{Re}[\sqrt{2} |A'| e^{j\varphi_{A'}} e^{j\beta y} e^{j\omega t}];$$

$$\sqrt{2} |A'| = \sqrt{2} |A| = \bar{U}_{\text{пад}}, \text{ таким образом } u_{\text{пад}}(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y + \varphi_{A'}).$$

Нетрудно убедиться, что амплитуда колебания падающей волны  $\bar{U}_{\text{пад}}$ , такая же как в режиме бегущей волны.

Положим для упрощения начальную фазу падающей волны в конце линии равной нулю,  $\varphi_{A'} = 0$ . Этого можно добиться, подобрав начальную фазу колебаний генератора, либо выбрав соответствующим образом длину линии. Имеем:  $U_{\text{пад}} = |A'| e^{j\beta y}$ ;  $u_{\text{пад}}(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y)$ .

Найдем теперь отраженную волну:

$$U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}}, \text{ в некотором сечении ДЛ,}$$

$$\Gamma = \Gamma_H e^{-j2\beta y};$$

$$\Gamma_H = |\Gamma_H| e^{j\varphi_H} = 1 \cdot e^{j\varphi_H}, \text{ так как } |\Gamma_H| = 1.$$

$$\text{Теперь } \Gamma = e^{-j2\beta y} \cdot e^{j\varphi_H};$$

$$U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}} = e^{-j2\beta y} \cdot e^{j\varphi_H} |A'| e^{j\beta y};$$

$$U_{\text{отр}} = |A'| e^{j\beta y} e^{j\varphi_H}.$$

Временной процесс:  $u_{\text{отр}}(t)$ :

$$u_{\text{отр}}(t) = \text{Re}[\sqrt{2} U_{\text{отр}} e^{j\omega t}] = \text{Re}[\sqrt{2} |A'| e^{j\varphi_H} e^{-j\beta y} e^{j\omega t}];$$

$$\sqrt{2} |A'| = \sqrt{2} |A| = \bar{U}_{\text{пад}}, \text{ таким образом } u_{\text{отр}}(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t - \beta y + \varphi_H).$$

Таким образом имеем колебания той же частоты и амплитуды, но в другом направлении (вдоль оси  $y$ ), со сдвигом по фазе  $\varphi_H$ .

В результате получим суперпозицию двух колебаний:

$$u(t) = u_{\text{пад}}(t) + u_{\text{отр}}(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y) + \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t - \beta y + \varphi_H).$$

$$u(t) = \bar{U}_{\text{пад}} (\cos a + \cos b) = 2 \bar{U}_{\text{пад}} \cdot \cos \frac{a-b}{2} \cdot \cos \frac{a+b}{2}.$$

В итоге получим:  $u(t) = 2 \bar{U}_{\text{пад}} \cdot \cos(\beta y - \frac{\varphi_H}{2}) \cdot \cos(\omega t + \frac{\varphi_H}{2})$  – результирующее колебание, полученное путем сложения падающей и отраженной волн. Это колебание имеет частоту  $\omega$  и начальную фазу  $\varphi_H/2$ .

Амплитуда колебания изменяется по закону

$$\bar{U} = 2 \bar{U}_{\text{пад}} \left| \cos\left(\beta y - \frac{\varphi_H}{2}\right) \right| = 2 \bar{U}_{\text{пад}} \left| \cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_B} y - \frac{\varphi_H}{2}\right) \right|, \text{ т.е. амплитуда зависит}$$

координаты  $y$  (т.е. от расстояния до конца отрезка ДЛ) и от начальной фазы  $\varphi_H$ .

Рассмотрим зависимость амплитуды волны от координаты  $y$ .

Минимальная амплитуда  $\bar{U} = 0$  будет при  $\beta y - \frac{\varphi_H}{2} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}, k = 0, 1, \dots$

Максимальная амплитуда  $\bar{U} = 2 \bar{U}_{\text{пад}}$  будет при  $\beta y - \frac{\varphi_H}{2} = 2k\pi, k = 0, 1, \dots$

Рассмотрим два характерных случая:

1) *Режим холостого хода* на конце линии:  $\Gamma_H = |\Gamma_H| e^{j\varphi_H} = 1; |\Gamma_H| = 1; \varphi_H = 0.$

$$\bar{U} = \min = 0: \beta y = \frac{2\pi y}{\lambda_B} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}; y = (2k - 1) \frac{\lambda_B}{4}, k = 0, 1, \dots y = \frac{\lambda_B}{4}; \frac{3\lambda_B}{4}; \dots$$

$$\bar{U} = \max = 2 \bar{U}_{\text{пад}}: \beta y = \frac{2\pi y}{\lambda_B} = k\pi; y = k \frac{\lambda_B}{2}, k = 0, 1, \dots y = 0; \frac{\lambda_B}{2}; \lambda_B;$$

Распределение амплитуды колебания вдоль ДЛ показано на рис. 18. Вдоль линии максимумы и минимумы амплитуды чередуются с периодом  $\lambda_B/2$ . В конце линии – максимум, так как нагрузка ДЛ – разрыв, т.е. холостой ход.

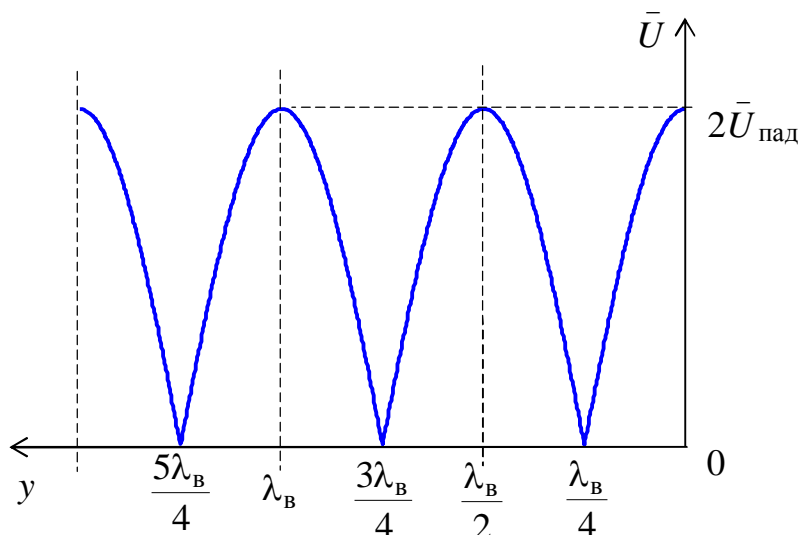


Рис. 18 – Распределение амплитуды в ДЛ в режиме ХХ на конце

2) *Режим короткого замыкания* на конце линии:  $\Gamma_{\text{н}} = |\Gamma_{\text{н}}| e^{j\varphi_{\text{н}}} = -1$ ;  
 $|\Gamma_{\text{н}}| = 1$ ;  $\varphi_{\text{н}} = 180^\circ = \pi$ .

$$\bar{U} = \min = 0: \beta y = \frac{2\pi y}{\lambda_{\text{в}}} = (k+1)\pi; y = k \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}, k = 0, 1, \dots y = 0; \frac{\lambda_{\text{в}}}{2}; \lambda_{\text{в}}; \frac{3\lambda_{\text{в}}}{2}; \dots$$

$$\bar{U} = \max = 2\bar{U}_{\text{пад}}: \beta y = \frac{2\pi y}{\lambda_{\text{в}}} = (2k+1) \frac{\pi}{2}; y = (2k+1) \frac{\lambda_{\text{в}}}{4}, k = 0, 1, \dots y = \frac{\lambda_{\text{в}}}{4};$$

$$\frac{3\lambda_{\text{в}}}{4}; \frac{5\lambda_{\text{в}}}{4}; \dots$$

Распределение амплитуды колебания вдоль ДЛ показано на рис. 19. Вдоль линии максимумы и минимумы амплитуды чередуются с периодом  $\lambda_{\text{в}}/2$ . В конце линии – минимум, так как нагрузка ДЛ – короткое замыкание.

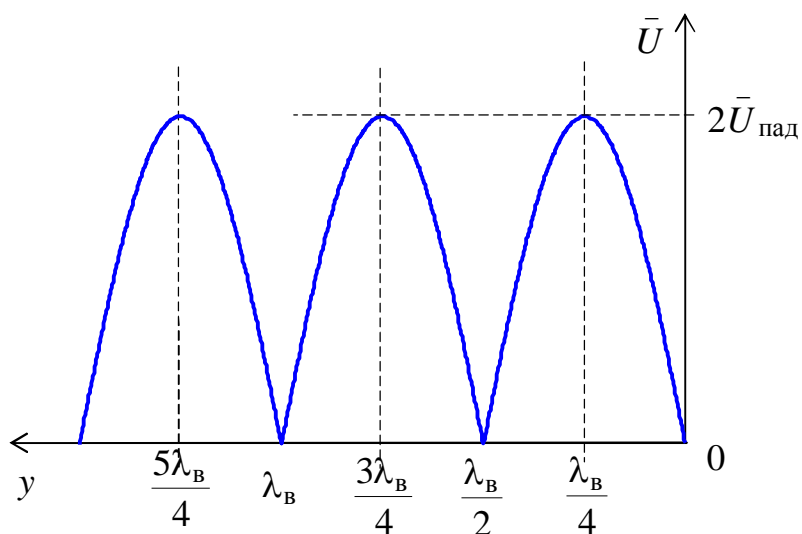


Рис. 19 – Распределение амплитуды в ДЛ в режиме КЗ на конце

Наблюдается картина аналогичная случаю ХХ, только сдвинутая на  $180^\circ$  градусов.

Рассмотрим временной процесс в ДЛ в этих режимах. Он описывается выражением  $u(y,t) = 2\bar{U}_{\text{пад}} \cdot \cos(\beta y - \frac{\varphi_{\text{H}}}{2}) \cdot \cos(\omega t_i + \frac{\varphi_{\text{H}}}{2})$ .

Изобразим колебания вдоль ДЛ для нескольких фиксированных значений времени  $t_i$  (см. рис. 20)

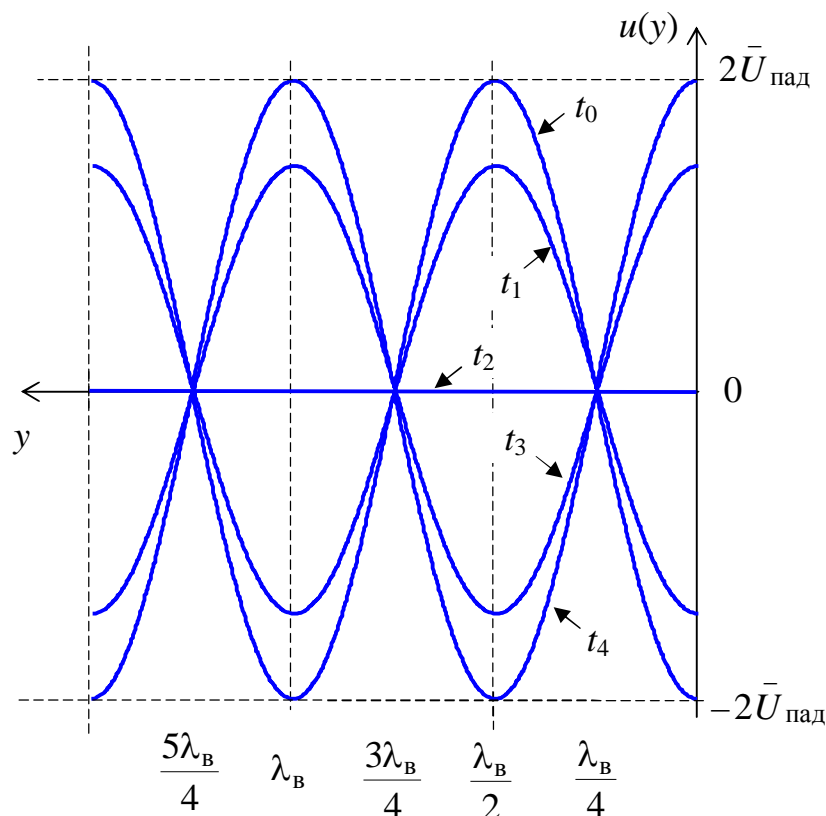


Рис. 20 – Вид колебаний в ДЛ в режиме ХХ на конце

При фиксированных значениях  $t = t_i$  распределение  $u(y, t)$  имеет вид синусоиды. Роль амплитуды синусоиды играет величина  $\cos(\omega t_i + \varphi_{\text{H}}/2)$ . В разные моменты времени значение  $\omega t_i$  разное, следовательно, амплитуда синусоиды тоже меняется.

Из рис. 20 видим, что волна напряжения при изменении времени не перемещается вдоль линии, а как бы «стоит». Отсюда название – «стоячая» волна. Фазовая скорость стоячей волны равна нулю, т.е. фаза колебания одна и та же для разных моментов времени ( $V_{\text{ф.ст}} = 0$ ). Это потому, что в выражении нет фазового члена  $\beta y$ .

Точки (сечения ДЛ), в которых амплитуда колебания равна нулю, называется *узлами*. Точки (сечения ДЛ), в которых амплитуда достигает своего максимального значения – называются *пучности* стоячей волны. Расстояние между соседними узлами (и соседними пучностями) равно  $\lambda_{\text{в}}/2$ . Расстояние между соседними узлом и пучностью равно  $\lambda_{\text{в}}/4$ .

В случае КЗ на конце линии картина будет аналогичной с учетом фазового сдвига на  $180^\circ$ .

Зависимость амплитуды напряжения в зависимости от координаты  $y$  также можно получить, используя графические построения (векторную диаграмму напряжений):

$$U_{\text{пад}} = A \cdot e^{j\beta y}; \quad \varphi_{\text{н}} = 0^\circ.$$

$$U_{\text{отр}} = \Gamma U_{\text{пад}} = |A| e^{j\varphi_{\text{н}}} \cdot e^{-2j\beta y} \cdot e^{j\beta y} = |A| e^{j\varphi_{\text{н}}} \cdot e^{-j\beta y};$$

$$U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}} \text{ (см. рис. 21)}$$

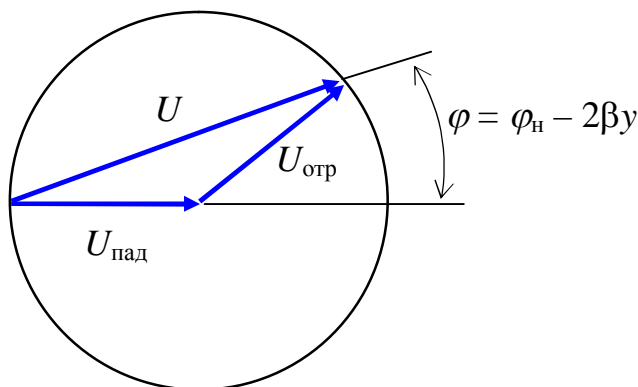


Рис. 21 – Диаграмма напряжений в ДЛ в режиме стоячей волны

Из рис. 21 видно, что амплитуда  $U$  зависит от координаты  $y$  и фазового узла  $\varphi_{\text{н}}$ .

1) Случай ХХ:  $\Gamma = 1$ ;  $\varphi_{\text{н}} = 0$ . При  $y = 0$ :  $\bar{U} = \bar{U}_{\text{пад}} + \bar{U}_{\text{отр}} = 2\bar{U}_{\text{пад}}$ .

Случай КЗ:  $\Gamma = -1$ ;  $\varphi_{\text{н}} = \pm 180^\circ$ . При  $y = 0$ :  $\bar{U} = \bar{U}_{\text{пад}} - \bar{U}_{\text{отр}} = 0$ .

Мы рассмотрели два частных случая:  $\Gamma_{\text{н}} = 1$  (ХХ) и  $\Gamma_{\text{н}} = -1$  (КЗ). В общем случае  $|\Gamma_{\text{н}}| = 1$ ,  $\Gamma_{\text{н}} = e^{j\varphi_{\text{н}}}$ . Случай, когда  $|\Gamma_{\text{н}}| = 1$  соответствует реактивной нагрузке ( $L$  или  $C$ ) ДЛ:  $\text{Re } Z_{\text{н}} = 0$ ;  $Z_{\text{н}} = jX_{\text{н}}$ . Тогда

$$\Gamma_{\text{н}} = \frac{Z_{\text{г}} - Z_{\text{н}}}{Z_{\text{г}} + Z_{\text{н}}} = \frac{Z_{\text{г}} - jX_{\text{н}}}{Z_{\text{г}} + jX_{\text{н}}} = e^{j\varphi_{\text{н}}}.$$

Фазовый угол  $\varphi_{\text{н}} = \arg(\Gamma_{\text{н}})$  зависит только от величины  $X_{\text{н}}$ , т.е. от значения  $L$  или  $C$ , подключаемых к концу линии. Положение узлов и пучностей стоячей волны в ДЛ определяется фазовым углом коэффициента отражения, т.е. величиной реактивного сопротивления нагрузки.

## 12. Режим смешанных волн в линии без потерь

Мы рассмотрели два частных случая:

1) когда  $|\Gamma_{\text{н}}| = 0$  – режим полного согласования, когда обратная волна отсутствует, так называемый режим бегущей волны;

2) когда  $|\Gamma_H| = 1$  – режим полного отражения, когда падающая волна полностью отражается от нагрузки ( $|U_{\text{пад}}| = |U_{\text{отр}}|$ ), так называемый режим стоячей волны.

Режим смешанных волн возникает, если  $0 < |\Gamma_H| < 1$ . Так как  $|U_{\text{отр}}| = |\Gamma_H| \cdot |U_{\text{пад}}|$ , то в этом случае  $|U_{\text{отр}}| < |U_{\text{пад}}|$ . Режим смешанных волн имеет место, когда в нагрузке поглощается часть мощности источника сигнала, т.е. если  $\text{Re } Z_H > 0$ .

Сразу запишем выражения для временного процесса по аналогии с режимом стоячих волн:

$$u(t) = u_{\text{пад}}(t) + u_{\text{отр}}(t) = \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y) + |\Gamma_H| \cos(\omega t - \beta y + \varphi_H).$$

Отличие от режима стоячих волн в множителе  $|\Gamma_H|$ , так как  $|U_{\text{отр}}| = |\Gamma_H| \cdot |U_{\text{пад}}|$ . Это выражение можно представить в виде суммы бегущей и стоячей волн.

$$u(t) = (1 - |\Gamma_H|) \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y) + |\Gamma_H| \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y) + |\Gamma_H| \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t - \beta y + \varphi_H)$$

Разделение на  $U_{\text{пад}}$  и  $U_{\text{отр}}$  волны – по направлению распространения волн; на  $U_{\text{ст}}$  и  $U_{\text{бег}}$  – по ходу процессов.

$$u(t) = u_{\text{бег}}(t) + u_{\text{ст}}(t) = (1 - |\Gamma_H|) \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\omega t + \beta y) + 2|\Gamma_H| \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\beta y - \frac{\varphi_H}{2}) \cdot \cos(\omega t + \frac{\varphi_H}{2}).$$

Результирующее колебание  $u(t)$  – есть суперпозиция двух процессов:

- 1) первое слагаемое – бегущая волна с амплитудой  $(1 - |\Gamma_H|) \bar{U}_{\text{пад}}$ ;

$$V_{\text{ф.бег}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_{\text{эф}}}};$$

- 2) второе слагаемое – стоячая волна с максимальной амплитудой

$$2|\Gamma_H| \bar{U}_{\text{пад}}; V_{\text{ф.ст}} = 0,$$

если  $|\Gamma_H| = 0$  – имеем режим бегущей волны, если  $|\Gamma_H| = 1$  – имеем режим стоячей волны.

Рассмотрим, как распределяются значения амплитуды результирующего напряжения вдоль ДЛ:  $\bar{U} = \bar{U}_{\text{бег}} + \bar{U}_{\text{ст}}$  (см. рис. 22).

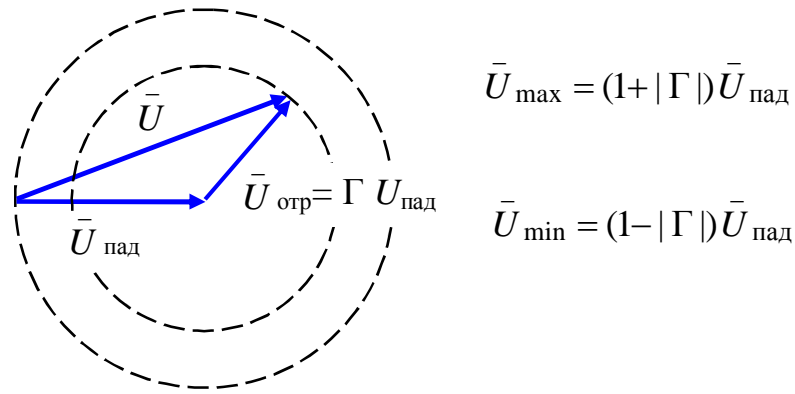


Рис. 22 – Диаграмма напряжений в ДЛ в режиме смешанных волн

Амплитуда бегущей волны не зависит от координаты  $y$ :

$$\bar{U}_{\text{бег}} = (1 - |\Gamma_{\text{H}}|) \bar{U}_{\text{пад}}, \text{ где } \bar{U}_{\text{пад}} - \text{амплитуда падающей волны.}$$

Амплитуда стоячей волны зависит от  $y$  (т.е. от положения сечения ДЛ) и фазового угла  $\varphi_{\text{H}}$ :  $\bar{U}_{\text{ст}} = 2 |\Gamma_{\text{H}}| \bar{U}_{\text{пад}} \cos(\beta y - \frac{\varphi_{\text{H}}}{2})$ . При этом:

$$\bar{U}_{\text{ст}} = \bar{U}_{\text{ст.мин}} = 0 - \text{в точках, где косинус обращается в ноль;}$$

$$\bar{U}_{\text{ст}} = \bar{U}_{\text{ст.макс}} = 2 |\Gamma_{\text{H}}| \bar{U}_{\text{пад}} - \text{в точках, где косинус равен } \pm 1.$$

Положение точек максимумов и минимумов амплитуды напряжения уже было изучено ранее (при рассмотрении режима стоячей волны), так как фазовый угол не изменился.

Амплитуда результирующего напряжения минимальная в точках, где

$$\bar{U}_{\text{ст}} = 0: \bar{U}_{\min} = \bar{U}_{\text{бег}} = (1 - |\Gamma_{\text{H}}|) \bar{U}_{\text{пад}} = \bar{U}_{\text{пад}} - \bar{U}_{\text{отр}} - \text{амплитуды напряжений падающей и отраженной волн вычитаются.}$$

Амплитуда результирующего напряжения максимальная в точках, где

$$\bar{U}_{\text{ст}} = \max: \bar{U}_{\max} = \bar{U}_{\text{бег}} + \bar{U}_{\text{ст.макс}} = (1 - |\Gamma_{\text{H}}|) \bar{U}_{\text{пад}} + 2 |\Gamma_{\text{H}}| \bar{U}_{\text{пад}} =$$

$$= (1 + |\Gamma_{\text{H}}|) \bar{U}_{\text{пад}} = \bar{U}_{\text{пад}} + \bar{U}_{\text{отр}}. - \text{амплитуды напряжений}$$

падающей и отраженной волн складываются. Таким образом, если  $|\Gamma_{\text{H}}| = 1$ ,

то максимальное значение напряжения будет равно  $\bar{U}_{\max} = 2 \bar{U}_{\text{пад}}$ .

Пусть  $|\Gamma_{\text{H}}| < 1$ ,  $\varphi_{\text{H}} = 0$  (это соответствует случаю, когда  $R_{\text{H}} > Z_{\text{в}}$ ). Получим следующее распределение амплитуды результирующего колебания (рис. 23).



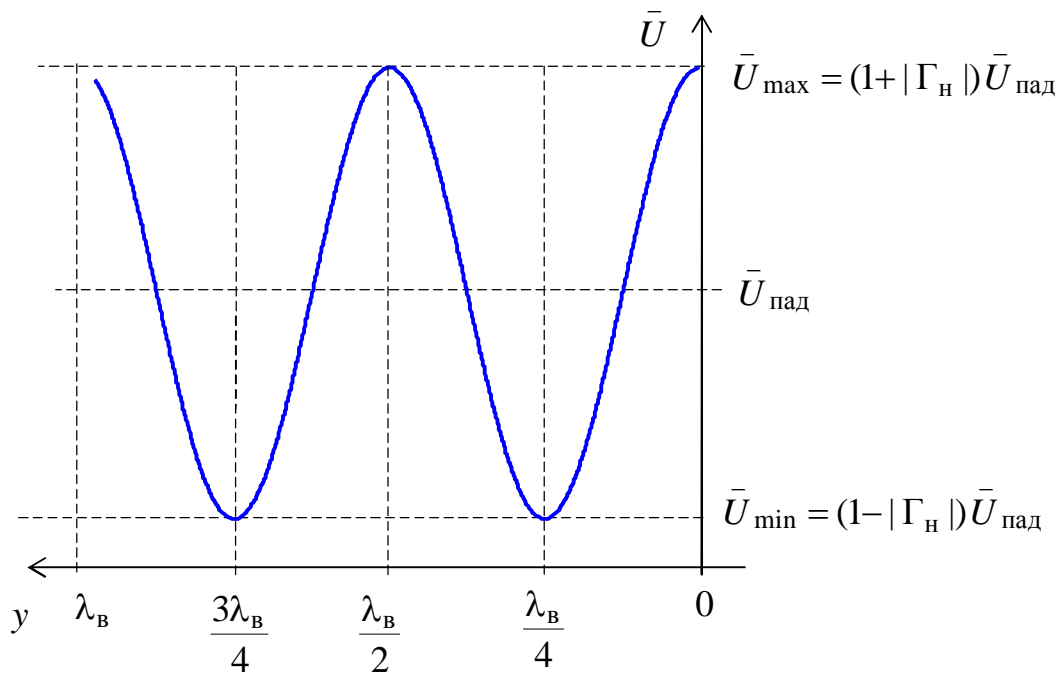


Рис. 23 – Вид колебаний в ДЛ в режиме смешанных волн

Положение максимумов и минимумов результирующей амплитуды вдоль ДЛ такое же, как и в режиме стоячих волн (т.к. оно определяется фазовым углом  $\varphi_H$ ). Расстояние между максимумами равно  $\lambda_B/2$ , а между соседними максимумом и минимумом –  $\lambda_B/4$ .

Отличие от режима стоячих волн в том, что амплитуда напряжения изменяется в меньшей степени, так как  $0 < |\Gamma_H| < 1$ . В крайних случаях, когда  $|\Gamma_H| = 1$  – получаем режим стоячей волны, при  $|\Gamma_H| = 0$  – режим бегущей волны.

Отношение максимальной и минимальной амплитуд колебания напряжения в ДЛ называют *коэффициентом стоячей волны* (напряжения) или КСВн:

$$\text{КСВ} = \frac{\bar{U}_{\max}}{\bar{U}_{\min}} = \frac{(1 + |\Gamma_H|)\bar{U}_{\text{пад}}}{(1 - |\Gamma_H|)\bar{U}_{\text{пад}}} = \frac{1 + |\Gamma_H|}{1 - |\Gamma_H|}.$$

Величина КСВ всегда больше либо равна 1. В иностранной литературе КСВ обозначается VSWR. Чем больше величина модуля коэффициента отражения, тем больше значение КСВ.

Обратное соотношение для коэффициента отражения имеет вид:

$$|\Gamma_H| = \frac{\text{КСВ} - 1}{\text{КСВ} + 1}.$$

Часто используют обратную к КСВ величину, называемую *коэффициентом бегущей волны* (КБВ).

$$\text{КБВ} = \frac{1}{\text{КСВ}} = \frac{\bar{U}_{\min}}{\bar{U}_{\max}} = \frac{1 - |\Gamma_{\text{H}}|}{1 + |\Gamma_{\text{H}}|}.$$

Величина КБВ всегда лежит в пределах от 0 до 1.

Характерные значения  $|\Gamma|$ , КСВ и КБВ сведены в таблицу 2.

Таблица 2 – Значения  $|\Gamma|$ , КСВ и КБВ

$ \Gamma $	КСВ	КБВ
0 (РБВ)	1	1
0,05	1,1	0,9
0,2	1,5	0,67
0,33	2	0,5
0,5	3	0,33
1 (РСВ)	$\infty$	0

КСВ и КБВ – равносильные характеристики, но на практике КСВ используется чаще.

Традиционно КБВ используют для характеристики СВЧ трактов. Хорошие показатели ЛП – КБВ  $\geq 0,3 \dots 0,4$  (КСВ  $\leq 2,5 \dots 3$ ). КСВ используют для характеристики отдельных элементов СВЧ устройств и самих устройств.

Например, для элементов измерительных СВЧ трактов (переходов, разъемов, согласованных нагрузок, вентилях) значение КСВ  $\leq 1,05 \dots 1,1$ . Для линейных СВЧ усилителей КСВ входа/выхода должно быть не более  $1,5 \dots 2,0$ .

Хорошее согласование в трактах СВЧ важно по нескольким причинам:

- 1) в этом случае достигается максимальная передача мощности;
- 2) отраженная волна вносит помехи в основной сигнал (например, раздваивание изображения в телевизоре при рассогласовании антенны с приемником).

Мы связали КСВ(КБВ) с модулем коэффициента отражения. Если величина  $R_{\text{H}}$  – чисто вещественная, то КСВ можно связать с отношением  $R_{\text{H}} / Z_{\text{г}}$ :

$$\Gamma_{\text{H}} = \frac{z_{\text{H}} - 1}{z_{\text{H}} + 1}; \quad z_{\text{H}} = \frac{Z_{\text{H}}}{Z_{\text{г}}} = \frac{R_{\text{H}}}{Z_{\text{г}}} = r_{\text{H}}; \quad \text{тогда } \Gamma_{\text{H}} = \frac{r_{\text{H}} - 1}{r_{\text{H}} + 1};$$

имеем

$$\text{КСВ} = \frac{1 + |\Gamma_{\text{H}}|}{1 - |\Gamma_{\text{H}}|} = \frac{1 + \left| \frac{r_{\text{H}} - 1}{r_{\text{H}} + 1} \right|}{1 - \left| \frac{r_{\text{H}} - 1}{r_{\text{H}} + 1} \right|} = \frac{|r_{\text{H}} + 1| + |r_{\text{H}} - 1|}{|r_{\text{H}} + 1| - |r_{\text{H}} - 1|},$$

- 1) если  $r_{\text{H}} \geq 1$ , т.е.  $R_{\text{H}} \geq Z_{\text{г}}$ ;  $|r_{\text{H}} - 1| = r_{\text{H}} - 1$ , получим КСВ =  $\frac{r_{\text{H}} + 1 + r_{\text{H}} - 1}{r_{\text{H}} + 1 - r_{\text{H}} - 1} = r_{\text{H}}$ ,

$$\text{КСВ} = r_{\text{H}} = R_{\text{H}} / Z_{\text{г}}.$$

2) если  $r_H < 1$ , т.е.  $R_H < Z_0$ ;  $|r_H - 1| = 1 - r_H$ , получим КСВ =  $\frac{r_H + 1 - r_H + 1}{r_H - 1 + r_H - 1} = \frac{1}{r_H}$ ,

$$\text{КСВ} = 1/r_H = Z_0 / R_H.$$

Зная значения  $Z_0$  и  $R_H$ , сразу можно найти величину КСВ, и наоборот.

Например, если КСВ = 1,05: тогда а) если  $R_H / Z_0 = 1,05$ , получим, что  $R_H = 1,05 Z_0$ ; б) если  $Z_0 / R_H = 1,05$ , тогда  $R_H = (1/1,05) Z_0 = 0,95 Z_0$ . Таким образом, получим что  $R_H = (0,95 \dots 1,05) Z_0$ , если  $Z_0 = 50 \text{ Ом}$ ,  $R_H = 50 \text{ Ом} \pm 5\%$ .

Получается, что КСВн показывает во сколько раз  $R_H$  отличается от  $Z_0$ .

### 13. Измерение коэффициента отражения с помощью измерительной линии

Для измерения коэффициента отражения необходимо иметь установку, показанную на рис. 24. Она представляет собой ДЛ, в которой перемещается детектор, измеряющий напряжение в линии.

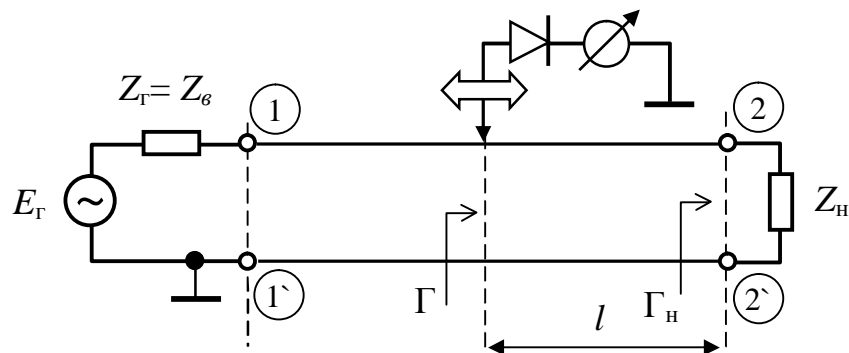


Рис. 24 – Схема для измерения коэффициента отражения в линии

С помощью детектора измеряем напряжение  $\bar{U}$  вдоль линии, получаем распределение напряжения в виде, представленным на рис. 25.

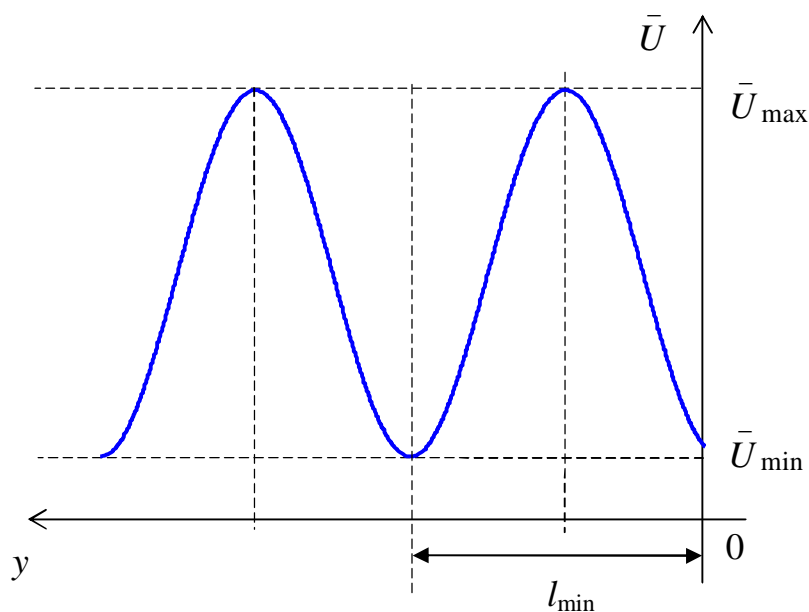


Рис. 25 – Распределение напряжения в ДЛ

Затем вычисляют КСВн и  $|\Gamma_n|$  по формулам:

$$\text{КСВн} = \frac{\bar{U}_{\max}}{\bar{U}_{\min}}; |\Gamma_n| = \frac{\text{КСВн} - 1}{\text{КСВн} + 1}.$$

Также можно определить длину волны  $\lambda_B$  в линии, измерив расстояние между минимумами (максимумами).

Фазу  $\varphi_n = \arg(\Gamma_n)$  определяют по положению минимума, ближайшего к плоскости подключения нагрузки:

$$\varphi_n = 2\beta y \pm \pi = \frac{4\pi l_{\min}}{\lambda_B} \pm \pi.$$

Теперь можно вычислить  $\Gamma_n = |\Gamma_n| e^{j\varphi_n}$ . Зная  $\Gamma_n$  и  $Z_0$ , можно найти сопротивление нагрузки:  $Z_n = Z_0 \frac{1 + \Gamma_n}{1 - \Gamma_n}$ .

Таким образом, это способ измерения комплексных сопротивлений на СВЧ без замеров значений токов и напряжений. Главный недостаток – трудоемкость метода, т.к. требует измерения распределения напряжения на каждой отдельной частоте. Использовался до 80-х годов XX века.

#### 14. Физический смысл мощности падающей и отраженной волн

Рассмотрим физический смысл мощности падающей волны.

Пусть  $Z_n = Z_0$  и ДЛ без потерь, нагружена на согласованное сопротивление ( $Z_n = Z_0$ ), т.е в линии установился режим бегущей волны.

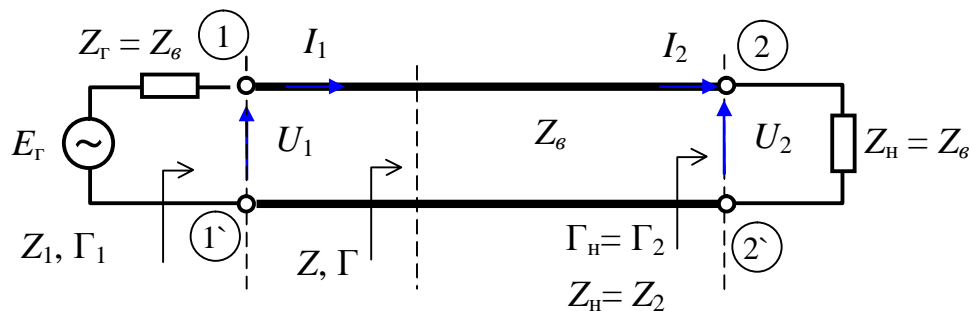


Рис. 26 – Режим бегущей волны в ДЛ

- 1) Так как  $Z_n = Z_0$ , то  $\Gamma_n = 0$  и, значит,  $\Gamma_1 = 0$ . Отсюда получаем, что  $Z_1 = \frac{U_1}{I_1} = Z_0$ .

- 2) Так как  $\Gamma_H = 0$ , т.е.  $\Gamma = 0$  (в любом сечении линии), и  $U_{отр} = \Gamma U_{пад} = 0$ , тогда  $U = U_{пад} + U_{отр} = U_{пад}$  (в любом сечении ДЛ):  $U_1 = U_{пад1} = U_{пад}$ . В результате  $P_{пад} = \frac{|U_{пад}|^2}{Z_с} = \frac{|U_1|^2}{Z_с}$ .
- 3) Из рис. 27, получаем, что  $U_1 = E_G/2$ . Мощность в нагрузке будет равна
- 4)

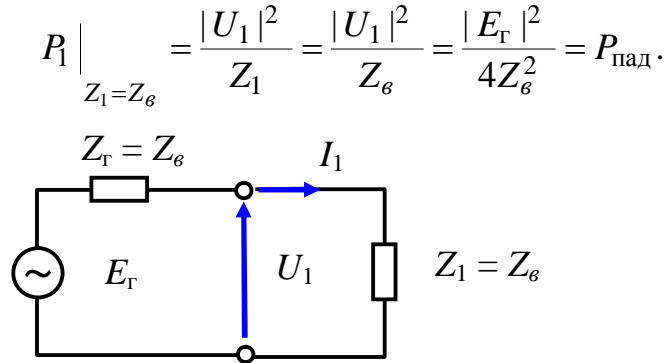


Рис. 27 – Определение мощности  $P_1$

Итак, получаем, что  $P_{пад} = \frac{|E_G|^2}{4Z_с^2} = P_{Г.ном}$ , т.е. падающая

мощность (мощность падающей волны) равна мощности, которую развивает генератор с внутренним сопротивлением равным  $Z_G = Z_с$  в нагрузке сопротивлением, также равным  $Z_H = Z_с$ . Или, по-другому, падающая мощность в ДЛ без потерь равна номинальной мощности генератора с внутренним сопротивлением, равным волновому сопротивлению ДЛ.

Если в ДЛ без потерь  $\Gamma_H \neq 0$ :  $P_{пад} = P_H + P_{отр}$ . Отсюда,  $P_{отр} = P_{пад} - P_H = P_{Г.ном} - P_H$ .

Мощность отраженной волны равна разности между номинальной мощностью генератора и мощностью, поглощенной в нагрузке.

$P_{отр}$  – показывает, насколько мощность  $P_H$ , поглощаемая в нагрузке, отличается от максимально возможного значения  $P_{Г.ном}$ .

## 15. Передача мощности в ДЛ

Рассмотрим процесс передачи мощности от генератора в нагрузку в ДЛ, так как это основное назначение ЛП.

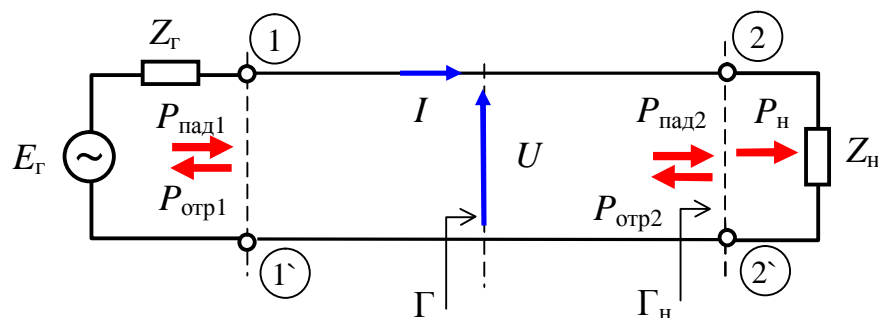


Рис. 28 – Распределение мощностей в ДЛ

Поток мощности через поперечное сечение ДЛ:

$$P = \operatorname{Re} [U I^*].$$

$$\text{Имеем: } U = U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}; I = I_{\text{пад}} - I_{\text{отр}} = I_{\text{пад}} / Z_{\epsilon} - I_{\text{отр}} / Z_{\epsilon},$$

тогда

$$P = \operatorname{Re} [(U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}})(I_{\text{пад}}^* - I_{\text{отр}}^*)] = \operatorname{Re} [U_{\text{пад}} I_{\text{пад}}^* - U_{\text{пад}} I_{\text{отр}}^* + U_{\text{отр}} I_{\text{пад}}^* - U_{\text{отр}} I_{\text{отр}}^*].$$

$$\operatorname{Re} [U_{\text{пад}} I_{\text{пад}}^*] = \operatorname{Re} [U_{\text{пад}} \frac{U_{\text{пад}}^*}{Z_{\epsilon}}] = \frac{|U_{\text{пад}}|^2}{Z_{\epsilon}} = P_{\text{пад}};$$

$$\operatorname{Re} [U_{\text{отр}} I_{\text{отр}}^*] = \operatorname{Re} [U_{\text{отр}} \frac{U_{\text{отр}}^*}{Z_{\epsilon}}] = \frac{|U_{\text{отр}}|^2}{Z_{\epsilon}} = P_{\text{отр}};$$

$$\operatorname{Re} [U_{\text{отр}} I_{\text{пад}}^* - U_{\text{пад}} I_{\text{отр}}^*] = \operatorname{Re} [U_{\text{отр}} \frac{U_{\text{пад}}^*}{Z_{\epsilon}} - U_{\text{пад}} \frac{U_{\text{отр}}^*}{Z_{\epsilon}}] = 0.$$

Таким образом, мощность в ДЛ равна  $P = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}}$ ,

где  $P_{\text{пад}}$  – мощность, переносимая падающей волной;

$P_{\text{отр}}$  – мощность, переносимая отраженной волной.

Найдем отношение  $P_{\text{отр}}/P_{\text{пад}}$ :

$$\frac{P_{\text{отр}}}{P_{\text{пад}}} = \frac{|U_{\text{отр}}|^2 / Z_{\epsilon}}{|U_{\text{пад}}|^2 / Z_{\epsilon}} = \frac{|U_{\text{отр}}|^2}{|U_{\text{пад}}|^2} = |\Gamma|^2, \text{ т.е. } P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} |\Gamma|^2 - \text{ величина}$$

$|\Gamma|^2$  показывает, какая часть мощности относительно  $P_{\text{пад}}$  отражается и распространяется в противоположном направлении.

$$P = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} (1 - |\Gamma|^2).$$

Найдем связь коэффициента отражения нагрузки и поглощаемой в ней мощности. Нас интересует полезная мощность, поглощаемая в нагрузке.

Тогда при  $x = l$ :  $\frac{P_{\text{отр}2}}{P_{\text{пад}2}} = |\Gamma_{\text{н}}|^2$ , для пассивных цепей (нагрузок)  $P_{\text{отр}} \leq P_{\text{пад}}$ ,

$P_{\text{отр}2} = |\Gamma_{\text{н}}|^2 P_{\text{пад}2}$  – бесполезная мощность, отражаемая в сторону генератора, зависит от величины  $|\Gamma_{\text{н}}|^2$ .

$P_{\text{н}} = P_{\text{пад}2} - P_{\text{отр}2} = P_{\text{пад}2} (1 - |\Gamma_{\text{н}}|^2)$  – поглощаемая в в нагрузке мощность, здесь  $P_{\text{пад}2}$  – мощность падающей волны в конце отрезка линии.

Зафиксируем значение  $P_{\text{пад}2}$  и будем менять  $\Gamma_{\text{н}}$ . Возможны следующие ситуации:

1) Если  $|\Gamma_{\text{н}}| = 0$ , ( $Z_{\text{н}} = Z_{\epsilon}$ ) – режим бегущей волны:

$$U_{\text{отр}2} = \Gamma_{\text{н}} U_{\text{пад}2} = 0; P_{\text{отр}2} = |\Gamma_{\text{н}}|^2 P_{\text{пад}2} = 0; \text{ тогда}$$

имеем, что  $P_{\text{н}} = P_{\text{пад}2}$  – максимальное значение мощности, поглощаемой в нагрузке – вся мощность, достигшая конца линии попадает в нагрузку.

Таким образом, в режиме бегущей волны при  $Z_H = Z_0$  ( $|\Gamma_H| = 0$ ), отраженная волна отсутствует, распространяется только падающая волна, которая и переносит мощность. При этом мощность, передаваемая в нагрузку, максимальна.

2) Если  $|\Gamma_H| = 1$ , ( $\text{Re } Z_H = 0$ ) – режим стоячих волн:

$$|U_{\text{отр2}}| = |\Gamma_H U_{\text{пад2}}| = |U_{\text{пад2}}|; P_{\text{отр2}} = P_{\text{пад2}}; \text{ тогда } P_H = 0.$$

Случай полного отражения – вся мощность, достигшая конца отрезка ДЛ, отражается  $P_{\text{отр2}} = P_{\text{пад2}}$ . Полезная мощность равна нулю  $P_H = 0$ . Таким образом, реактивная нагрузка не поглощает мощность. Стоячая волна не переносит мощность.

Мы рассмотрели два крайних случая. Теперь рассмотрим общий процесс передачи мощности в ДЛ. Также возможны два случая.

Линия с потерями ( $\alpha > 0$ ).

$$U_{\text{пад}} = A e^{-\gamma x} = A e^{-\alpha x} e^{-j\beta x};$$

$$U_{\text{отр}} = A e^{\gamma x} = A e^{\alpha x} e^{j\beta x}.$$

Найдем мощность во входном и выходном сечениях ДЛ:

а) при  $x = 0$ :  $|U_{\text{пад1}}| = |A|$ ;  $P_{\text{пад1}} = \frac{|U_{\text{пад1}}|^2}{Z_0} = \frac{|A|^2}{Z_0}$  – мощность во входном сечении ДЛ.

б) при  $x = l$ :  $|U_{\text{пад2}}| = |A| e^{-\alpha l}$ ;  $P_{\text{пад2}} = \frac{|U_{\text{пад2}}|^2}{Z_0} = \frac{|A|^2}{Z_0} e^{-2\alpha l}$  – мощность в выходном сечении ДЛ.

$$P_{\text{пад2}} = P_{\text{пад1}} e^{-2\alpha l}; P_H = P_{\text{пад2}} (1 - |\Gamma_H|^2);$$

$P_H = P_{\text{пад1}} e^{-2\alpha l} (1 - |\Gamma_H|^2)$  – мощность, переданная от генератора к нагрузке.

Представляет интерес, какая часть мощности источника сигнала доходит до нагрузки (поглощается в нагрузке). Введем понятие коэффициента полезного действия (КПД) линии (КПД фидера):

$$\eta_{\text{ф}} = \frac{P_H}{P_{\text{пад1}}}; \eta_{\text{ф}} = e^{-2\alpha l} (1 - |\Gamma_H|^2) = \eta_{\text{погл}} \cdot \eta_{\text{отр}},$$

здесь  $\eta_{\text{погл}} = e^{-2\alpha l}$  – КПД за счет поглощения (потерь) в линии;

$\eta_{\text{отр}} = 1 - |\Gamma_H|^2$  – КПД за счет отражения от нагрузки (так называемые, потери рассогласования).

Таким образом, для повышения КПД передачи мощности вдоль линии необходимо: 1) выбирать ЛП с малыми потерями (с меньшим значением  $\alpha$ ); 2) уменьшать величину  $|\Gamma_H|$  за счет лучшего согласования фидера с нагрузкой ( $Z_H \approx Z_0$ ).

Таким образом, мощность, поступающая от источника сигнала

$$P_{\text{пад1}} = P_{\text{н}} + P_{\text{отр1}} + P_{\text{погл.}}$$

Распространение мощности, переносимой отраженной волной:

$P_{\text{отр1}} = P_{\text{отр2}} e^{-2\alpha l}$  – часть мощности отраженной волны поглощается в линии.

$$P_{\text{отр2}} = P_{\text{пад2}} |\Gamma_{\text{н}}|^2 = P_{\text{пад1}} e^{-2\alpha l} |\Gamma_{\text{н}}|^2;$$

$P_{\text{отр1}} = P_{\text{пад1}} e^{-4\alpha l} |\Gamma_{\text{н}}|^2$  – такая часть мощности отраженной волны доходит до входа отрезка ДЛ, остальная поглощается в нагрузке и в самой линии.

Поглощаемая в линии мощность будет равна

$$P_{\text{погл}} = P_{\text{пад1}} - P_{\text{н}} - P_{\text{отр1}} = P_{\text{пад1}} (1 - e^{-2\alpha l}) (1 + |\Gamma_{\text{н}}|^2 e^{-2\alpha l}),$$

если  $|\Gamma_{\text{н}}| = 0$ , то  $P_{\text{погл}}$  – минимальна.

Рассмотрим теперь линию без потерь.

Линия без потерь ( $\alpha = 0$ ).

$$|U_{\text{пад}}| = |A| e^{-j\beta x} = |A| = \text{const};$$

$$|U_{\text{отр}}| = |B| e^{j\beta x} = |B| = \text{const};$$

$|\Gamma| = |U_{\text{отр}}| / |U_{\text{пад}}| = |B| / |A| = \text{const}$  – не зависит от положения сечения ДЛ.

$$P_{\text{пад}} = \frac{|U_{\text{пад}}|^2}{Z_{\text{с}}} = \frac{|A|^2}{Z_{\text{с}}} = \text{const}; \quad P_{\text{отр}} = \frac{|U_{\text{отр}}|^2}{Z_{\text{с}}} = \frac{|B|^2}{Z_{\text{с}}} = \text{const};$$

$$P = P_{\text{пад}} - P_{\text{отр}} = \frac{1}{Z_{\text{с}}} (|A|^2 - |B|^2) = \text{const}.$$

В идеальной ДЛ мощность, проходящая через любое сечение, одинакова. Поэтому одинаковы и мощности падающей и отраженной волны в любом сечении.

В сечениях 1-1` и 2-2` имеем:

$$P_{\text{пад1}} = P_{\text{пад2}} = P_{\text{пад}};$$

$$P_{\text{отр1}} = P_{\text{отр2}} = P_{\text{отр}};$$

$$|\Gamma_1| = |\Gamma_2| = |\Gamma_{\text{н}}| = |\Gamma|;$$

$$P_{\text{отр}} = P_{\text{пад}} |\Gamma_{\text{н}}|^2 = P_{\text{пад}} |\Gamma|^2;$$

$$P_{\text{н}} = P_{\text{пад1}} (1 - |\Gamma_{\text{н}}|^2) = P = P_{\text{пад}} (1 - |\Gamma|^2).$$

Таким образом,  $P_{\text{пад}} = P_{\text{н}} + P_{\text{отр}}; P_{\text{погл}} = 0$ .

Мощность в самой линии не теряется, так как потери отсутствуют. Поэтому мощность, поглощаемая в нагрузке, определяется только коэффициентом отражения нагрузки  $|\Gamma_{\text{н}}|$ .



КПД идеальной линии без потерь будет равен  $\eta_{\text{ф}} = \eta_{\text{отр}} = 1 - |\Gamma_{\text{н}}|^2$ .

### 16. Преимущества режима бегущей волны

В ДЛ с потерями мощность, поглощаемая в нагрузке, будет равна  $P_{\text{н}} = P_{\text{пад}} e^{-2\alpha l} (1 - |\Gamma_{\text{н}}|^2)$ . ЛП (фидер) при передаче мощности стараются использовать в режиме бегущей волны по следующим соображениям:

1) Достигается максимальная мощность в нагрузке и максимальный КПД линии передачи.

2) В режиме БВ мощность, поглощаемая в ДЛ с потерями, минимальна (т.к. нет отраженной волны, которая дополнительно поглощается в ДЛ).

3) При передаче заданной мощности амплитуда напряжения в линии в режиме БВ минимальная:  $\bar{U}_{\text{max}} = \bar{U}_{\text{пад}}(1 + |\Gamma_{\text{н}}|) = \bar{U}_{\text{пад}}$ , (в режиме СВ

$\bar{U}_{\text{max}} = 2\bar{U}_{\text{пад}}$ ). Это повышает электрическую прочность ЛП.

4) Входное сопротивление ЛП не зависит от частоты сигнала и чисто вещественное:  $Z_{\text{вх}} = Z_{\text{с}} (КСВ=1)$ . Это облегчает построение входных и выходных каскадов СВЧ устройств.

5) Отсутствие отраженной волны, так как наличие отраженной волны приводит к появлению нежелательных эффектов (например, «ложных» сигналов в ТВ).

### 17. Входное сопротивление нагруженной ДЛ

Найдем входное сопротивление  $Z_{\text{вх}}$  отрезка ДЛ длиной  $l$  с волновым сопротивлением  $Z_{\text{с}}$ , нагруженного на нагрузку  $Z_{\text{н}}$  ( $\Gamma_{\text{н}}$ ), см. рис. 29.

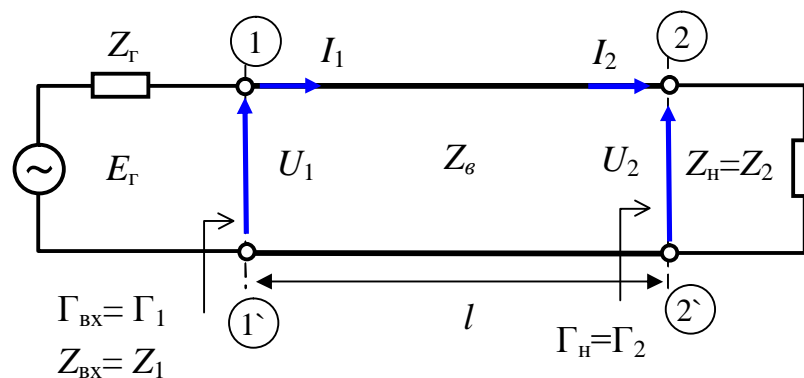


Рис. 29 – Иллюстрация для расчета входного сопротивления ДЛ

Ранее это соотношение уже было получено для входного коэффициента отражения  $\Gamma_{\text{вх}}$ :

а) линия с потерями ( $\alpha > 0$ ):  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{н}} e^{-2\alpha l} e^{-j2\beta l} = \Gamma_{\text{н}} e^{-2\alpha l} e^{-j2\Theta}$ ;

б) линия без потерь ( $\alpha = 0$ ):  $\Gamma_{\text{вх}} = \Gamma_{\text{н}} e^{-j2\beta l} = \Gamma_{\text{н}} e^{-j2\Theta}$ .

Получим аналогичное выражение для входного сопротивления, используя уравнения передачи для ДЛ:

$$\left. \begin{aligned} U_1 &= U_2 \operatorname{ch} \gamma l + Z_6 I_2 \operatorname{sh} \gamma l \\ I_1 &= \frac{U_2}{Z_6} \operatorname{sh} \gamma l + I_2 \operatorname{ch} \gamma l \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned} Z_{\text{вх}} &= \frac{U_1}{I_1} = \frac{U_2 \operatorname{ch} \gamma l + Z_6 I_2 \operatorname{sh} \gamma l}{\frac{U_2}{Z_6} \operatorname{sh} \gamma l + I_2 \operatorname{ch} \gamma l} = \frac{Z_{\text{н}} \operatorname{ch} \gamma l + Z_6 \operatorname{sh} \gamma l}{\frac{Z_{\text{н}}}{Z_6} \operatorname{sh} \gamma l + \operatorname{ch} \gamma l} = \\ &= Z_6 \frac{Z_{\text{н}} \operatorname{ch} \gamma l + Z_6 \operatorname{sh} \gamma l}{Z_{\text{н}} \operatorname{sh} \gamma l + Z_6 \operatorname{ch} \gamma l} = Z_6 \frac{Z_{\text{н}} + Z_6 \operatorname{th} \gamma l}{Z_6 + Z_{\text{н}} \operatorname{th} \gamma l}, \text{ так как } \operatorname{th} \gamma l = \frac{\operatorname{sh} \gamma l}{\operatorname{ch} \gamma l}. \end{aligned}$$

Для линии без потерь ( $\alpha = 0$ ):  $\operatorname{sh} \gamma l = j \sin \beta l = j \sin \Theta$ ;

$$\operatorname{ch} \gamma l = \cos \beta l = \cos \Theta;$$

$$\operatorname{th} \gamma l = j \operatorname{tg} \beta l = j \operatorname{tg} \Theta.$$

В результате получим  $Z_{\text{вх}} = Z_6 \frac{Z_{\text{н}} + j Z_6 \operatorname{tg} \Theta}{Z_6 + j Z_{\text{н}} \operatorname{tg} \Theta}$ , где  $\Theta = \beta l$ .

1) Рассмотрим *режим бегущей волны* ( $Z_{\text{н}} = Z_6$ ). В этом случае, независимо от того, есть в линии потери или нет, входное сопротивление отрезка ЛП будет равно  $Z_6$ .

2) Случай КЗ линии ( $Z_{\text{н}} = 0$ ) – *режим стоячих волн* ( $\Gamma_{\text{н}} = -1$ ).

Для линии без потерь ( $\alpha = 0$ ), получим  $Z_{\text{вх}} = j Z_6 \operatorname{tg} \Theta = j Z_6 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda_{\text{в}}}$ . В этом

случае входное сопротивление линии с КЗ на выходе будет чисто реактивным ( $\operatorname{Re} Z_{\text{вх}} = 0$ ) и носит периодический характер. При этом. Если линия без потерь, то нет поглощения мощности.

Характерные значения КЗ отрезка ДЛ:

Тип отрезка ДЛ	Длина линии, $l$	Электрическая длина, $\Theta$	$\operatorname{tg} \Theta$	$Z_{\text{вх}}$
Нулевой	0	0	0	0
Четвертьволновой	$\lambda_{\text{в}}/4$	$\pi/2$	$\pm\infty$	$\pm j\infty$
Полуволновой	$\lambda_{\text{в}}/2$	$\pi$	0	0
Три четверти	$(3/4) \lambda_{\text{в}}$	$(3/2)\pi$	$\pm\infty$	$\pm j\infty$

Зависимость  $\operatorname{Im} Z_{\text{вх}} = X_{\text{вх}}$  повторяет функцию  $\operatorname{tg}$  (см. рис. 28).

Изучив поведение входного сопротивления  $Z_{\text{вх}}$  от длины линии, можно поставить в соответствие КЗ отрезку ДЛ некоторую реактивную цепь (см. рис. 30 и таблицу 3).

Таблица 3 – Эквиваленты для КЗ отрезка

Длина КЗ линии	$X_{\text{ВХ}}$	Эквивалентная цепь
$0 < l < (\lambda_{\text{В}}/4)$	$X_{\text{ВХ}} > 0$	индуктивность
$l = (\lambda_{\text{В}}/4)$	$X_{\text{ВХ}} = \pm\infty$	параллельный колебательный контур
$(\lambda_{\text{В}}/4) < l < (\lambda_{\text{В}}/2)$	$X_{\text{ВХ}} < 0$	емкость
$l = (\lambda_{\text{В}}/2)$	$X_{\text{ВХ}} = 0$	последовательный колебательный контур

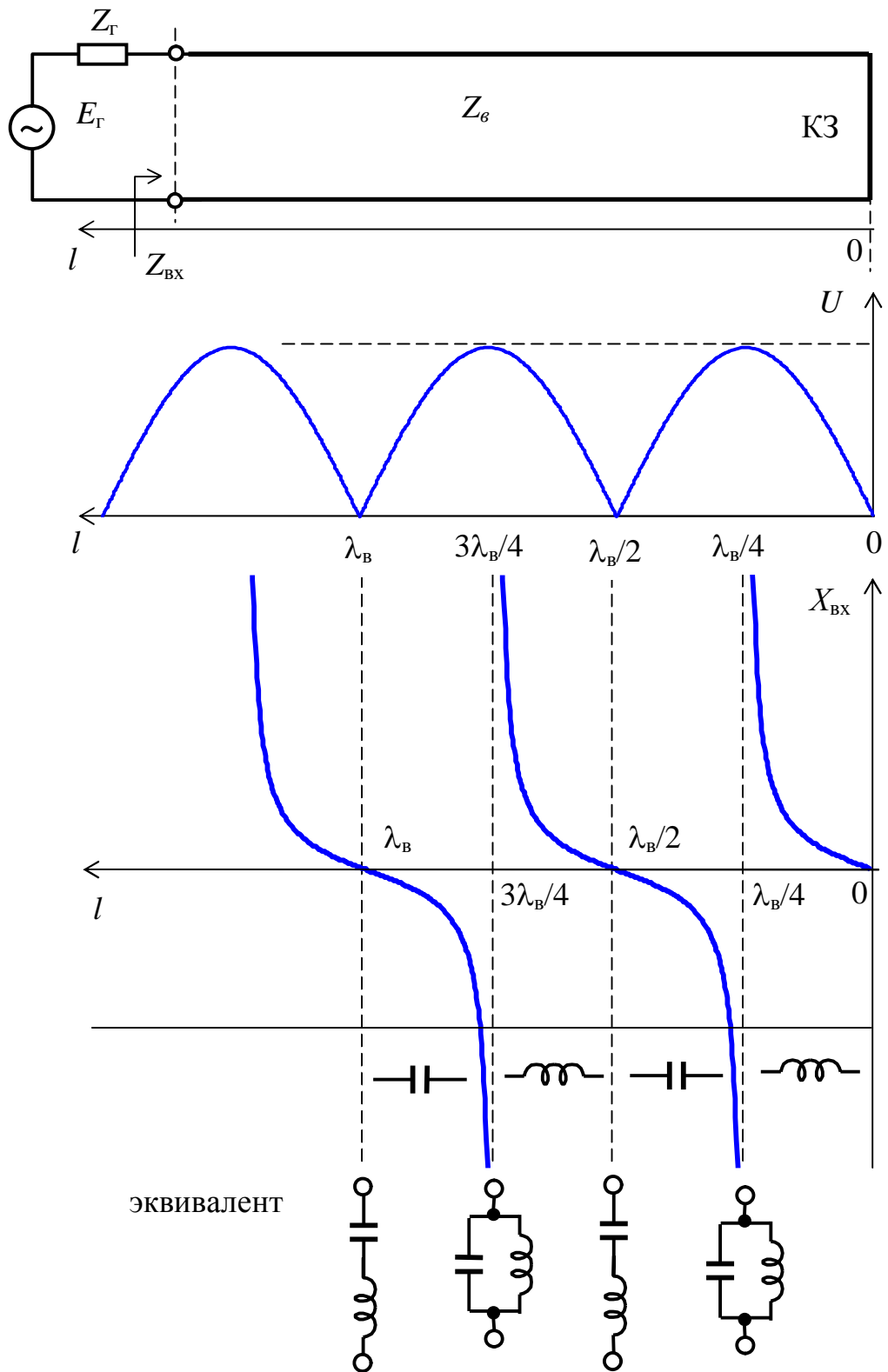


Рис. 30 – Зависимость сопротивления КЗ отрезка ДЛ (КЗ шлейф)

3) Случай ХХ линии ( $Z_H = \infty$ ) – режим стоячих волн ( $\Gamma_H = 1$ ).

Для линии без потерь ( $\alpha = 0$ ), аналогично получим:

$$Z_{\text{вх}} = \frac{Z_0}{j \operatorname{tg} \Theta} = -j \frac{Z_0}{\operatorname{tg} \Theta} = -j Z_0 \operatorname{ctg} \Theta = -j Z_0 \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda_B}.$$

Зависимость  $\operatorname{Im} Z_{\text{вх}} = X_{\text{вх}}$  повторяет функцию  $\operatorname{ctg}$  (см. рис. 31).

Характерные значения ХХ отрезка ДЛ:

Тип отрезка ДЛ	Длина линии, $l$	Электрическая длина, $\Theta$	$\operatorname{ctg} \Theta$	$Z_{\text{вх}}$
Нулевой	0	0	$-\infty$	$-j\infty$
Четвертьволновой	$\lambda_B/4$	$\pi/2$	0	0
Полуволновой	$\lambda_B/2$	$\pi$	$\pm\infty$	$\pm j\infty$
Три четверти	$(3/4) \lambda_B$	$(3/2)\pi$	0	0

Изучив поведение входного сопротивления  $Z_{\text{вх}}$  от длины линии, можно поставить в соответствие ХХ отрезку ДЛ соответствующую реактивную цепь (см. рис. 31 и таблицу 4).

Таблица 4 – Эквиваленты для ХХ отрезка

Длина КЗ линии	$X_{\text{вх}}$	Эквивалентная цепь
$0 < l < (\lambda_B/4)$	$X_{\text{вх}} < 0$	емкость
$l = (\lambda_B/4)$	$X_{\text{вх}} = 0$	последовательный колебательный контур
$(\lambda_B/4) < l < (\lambda_B/2)$	$X_{\text{вх}} > 0$	индуктивность
$l = (\lambda_B/2)$	$X_{\text{вх}} = \pm\infty$	параллельный колебательный контур

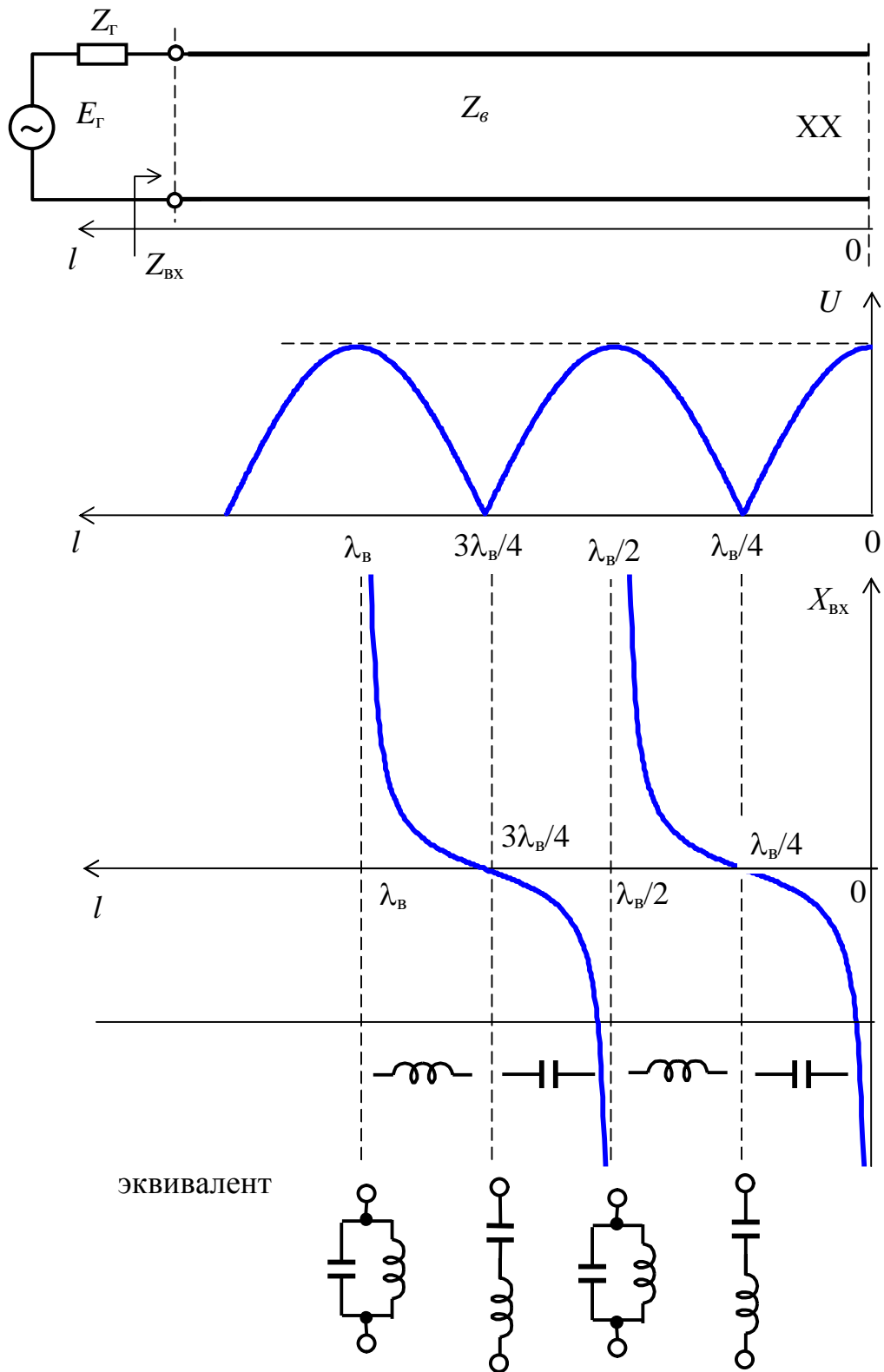


Рис. 31 – Зависимость сопротивления XX отрезка ДЛ (XX шлейф)

Выводы:

- 1) входное сопротивление КЗ и XX отрезков ДЛ имеют чисто реактивное сопротивление и носят периодический характер с периодом пропорциональным половине длины волны  $\lambda_B/2$ ;

- 2) с помощью КЗ и ХХ отрезков ДЛ может быть получено любое значение реактивного сопротивления от  $-j\infty$  до  $+j\infty$  (в линии с потерями значение  $X_{вх}$  будет конечным);
- 3) в зависимости от длины КЗ или ХХ отрезка он может быть эквивалентен емкости, индуктивности последовательному или параллельному колебательному контуру.

### **18. Частотная зависимость входного сопротивления отрезка линии**

Ранее мы рассмотрели поведение входного сопротивления отрезка линии в зависимости от его длины, теперь же исследуем зависимость  $Z_{вх}$  от частоты сигнала, полагая длину отрезка  $l$  – фиксированной.

1) КЗ отрезок ДЛ.

Для линии без потерь ( $\alpha = 0$ )  $Z_{вх} = jZ_0 \operatorname{tg} \Theta = jZ_0 \operatorname{tg} \beta l$ . Учитывая, что  $\beta = \omega \sqrt{L_{\pi} C_{\pi}}$ , получаем  $Z_{вх} = jZ_0 \operatorname{tg} (\omega l \sqrt{L_{\pi} C_{\pi}})$ .

Зафиксируем значение величин  $Z_0$ ,  $l$ ,  $L_{\pi}$  и  $C_{\pi}$ . Пусть  $\omega_1$  – частота первого резонанса в отрезке ДЛ:  $\Theta = \omega_1 l \sqrt{L_{\pi} C_{\pi}} = \frac{\pi}{2}$ , тогда  $\omega_1 = \frac{\pi}{2 l \sqrt{L_{\pi} C_{\pi}}}$ .

Таким образом, частота резонанса  $\omega_1$  определяется длиной отрезка линии  $l$  и погонными параметрами  $L_{\pi}$  и  $C_{\pi}$  (фазовым набегом).

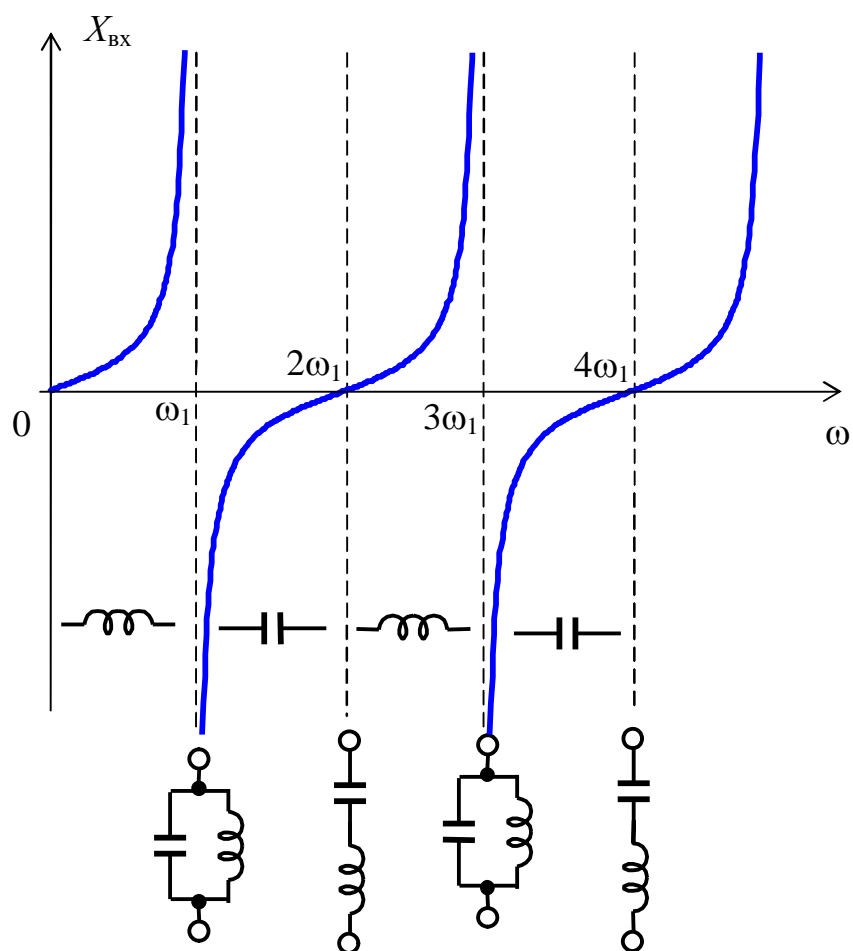


Рис. 32 – Зависимость сопротивления КЗ отрезка ДЛ от частоты

На частоте  $\omega_1$  длина отрезка  $l$  составляет  $\lambda_{B1}/4$  (т.е. на длине отрезка  $l$  укладывается  $1/4 \lambda_{B1}$ ), т.е.  $\Theta = 90^\circ = \pi/2$ . Таким образом, четвертьволновый КЗ отрезок ДЛ эквивалентен параллельному контуру.

На частоте  $\omega_2 = 2\omega_1$  на длине отрезка  $l$  укладывается  $1/2 \lambda_{B2}$  (так как частота в два раза больше, следовательно,  $\lambda_{B2}$  в 2 раза меньше), т.е. полуволновый КЗ отрезок ДЛ эквивалентен последовательному контуру.

Таблица 5 – Эквиваленты для КЗ отрезка

Частота $\omega$	$X_{BX}$	Эквивалентная цепь
$0 < \omega < \omega_1$	$X_{BX} > 0$	индуктивность
$\omega = \omega_1$	$X_{BX} = \pm\infty$	параллельный колебательный контур
$\omega_1 < \omega < 2\omega_1$	$X_{BX} < 0$	емкость
$\omega = 2\omega_1$	$X_{BX} = 0$	последовательный колебательный контур



В окрестности  $\omega = 0$ , зависимость  $X_{\text{BX}}$  близка к  $\omega L$ , но с увеличением частоты возрастает нелинейно. В окрестности  $\omega = \omega_1$  – зависимость  $X_{\text{BX}}$  близка к характеристике параллельного колебательного контура, и т.д.

2) XX отрезок ДЛ.

Для линии без потерь:  $Z_{\text{BX}} = \frac{Z_0}{j \operatorname{tg} \Theta} = -j Z_0 \operatorname{ctg} \Theta = -j Z_0 \operatorname{ctg}(\omega l \sqrt{L_{\text{II}} C_{\text{II}}})$ .

Эквиваленты для XX отрезка ДЛ сведены в таблицу 6.

Таблица 6 – Эквиваленты для XX отрезка

Частота $\omega$	$X_{\text{BX}}$	Эквивалентная цепь
$0 < \omega < \omega_1$	$X_{\text{BX}} < 0$	емкость
$\omega = \omega_1$	$X_{\text{BX}} = 0$	последовательный колебательный контур
$\omega_1 < \omega < 2\omega_1$	$X_{\text{BX}} > 0$	индуктивность
$\omega = 2\omega_1$	$X_{\text{BX}} = \pm\infty$	параллельный колебательный контур

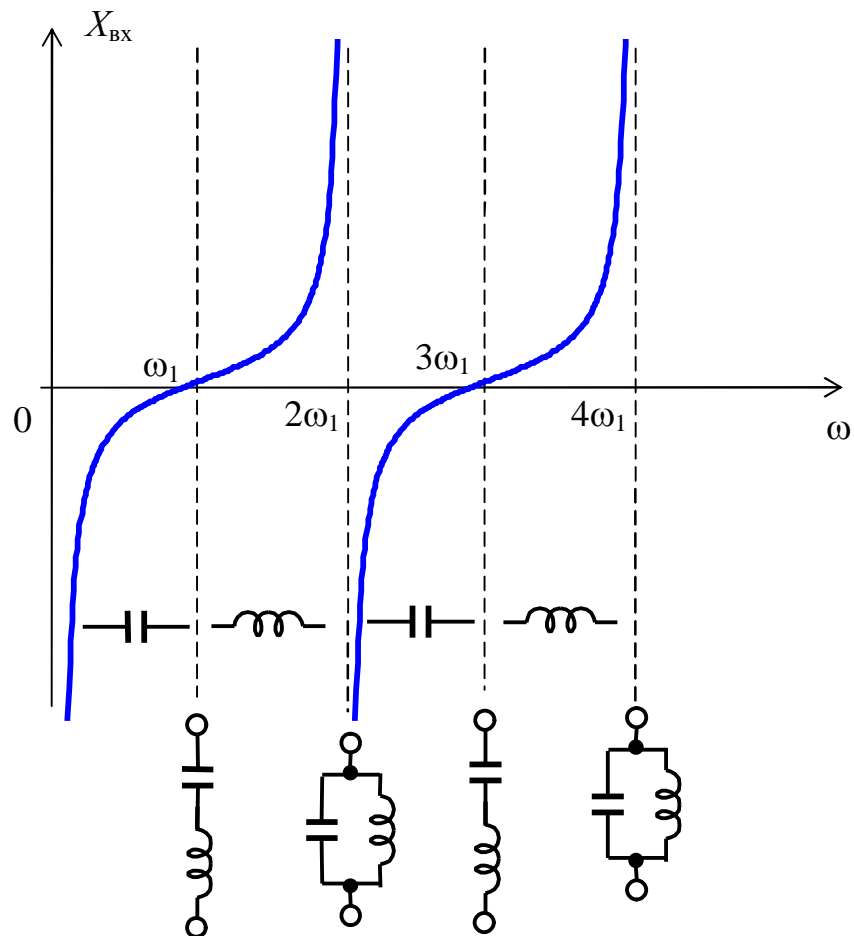


Рис. 33 – Зависимость сопротивления XX отрезка ДЛ от частоты

## 19. Применение КЗ и ХХ отрезков ДЛ в составе СВЧ схем

В составе СВЧ схем и устройств КЗ и ХХ отрезки ЛП обычно применяются:

- 1) для реализации емкостных и индуктивных элементов СВЧ цепей;
- 2) для реализации колебательных систем;
- 3) для реализации развязывающих устройств (изоляторов).

*Емкостные и индуктивные элементы.*

Индуктивность на СВЧ можно реализовать как КЗ отрезок ДЛ длиной  $l < \lambda_B/4$ . Его сопротивление будет  $X_{\text{вх}} = Z_0 \operatorname{tg} \Theta = \omega L_3$ , т.е.  $L_3 = \frac{Z_0 \operatorname{tg} \Theta}{\omega}$ . Получается, что эквивалентная индуктивность отрезка ДЛ растет с увеличением  $Z_0$ . Учитывая, что  $Z_0 = \sqrt{\frac{L_{\text{п}}}{C_{\text{п}}}}$ , для реализации индуктивности необходимо выбирать высокоомные отрезки ЛП, имеющие большую погонную индуктивность  $L_{\text{п}}$  и малую погонную емкость  $C_{\text{п}}$ . Для реализации индуктивности в виде КЗ отрезка несимметричной МПЛ, значение  $Z_0$  обычно выбирают в пределах 80...100 Ом, что соответствует малой ширине МПЛ.

Емкость на СВЧ можно реализовать как ХХ отрезок ЛП с  $l < \lambda_B/4$ . Его сопротивление будет  $X_{\text{вх}} = -\frac{Z_0}{\operatorname{tg} \Theta} = \frac{1}{\omega C_3}$ , т.е.  $C_3 = \frac{1}{\omega Z_0} \cdot \operatorname{tg} \Theta$ .

Эквивалентная емкость растет с уменьшением с волнового сопротивления отрезка линии, т.е. для реализации емкости следует выбирать ХХ отрезки ЛП с малым волновым сопротивлением. Для реализации емкости в виде ХХ отрезка несимметричной МПЛ, значение  $Z_0$  обычно выбирают в пределах 20...30 Ом, что соответствует широкой МПЛ.

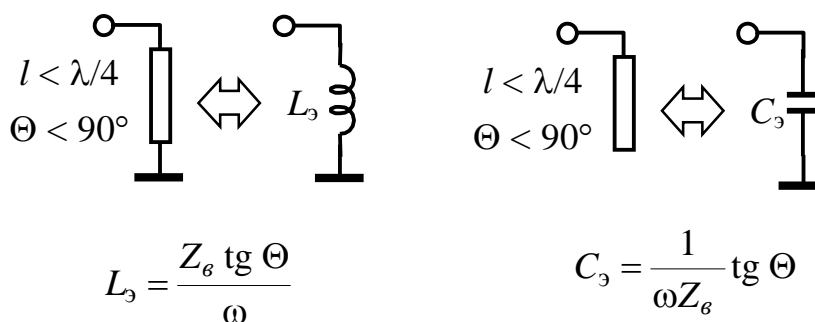


Рис. 34 – Эквивалентные реактивные элементы на отрезках ДЛ

Так как входное сопротивление отрезка ДЛ носит периодический характер, то можно реализовать емкостной или индуктивный элемент, используя более длинный, чем  $\lambda/4$  отрезок линии, например, с длиной  $\lambda/2 < l$

$< 3\lambda/4$ . Однако в этом случае увеличивается длина отрезка ЛП и будут иметь место резонансы на частотах, меньшей рабочей частоты. Поэтому чаще всего используют отрезки с длиной, не превышающей  $\lambda/4$  (обычно выбирают отрезки линий с длиной  $\lambda/8$ ).

Реализация реактивных элементов в МПЛ представлена на рис. 35.

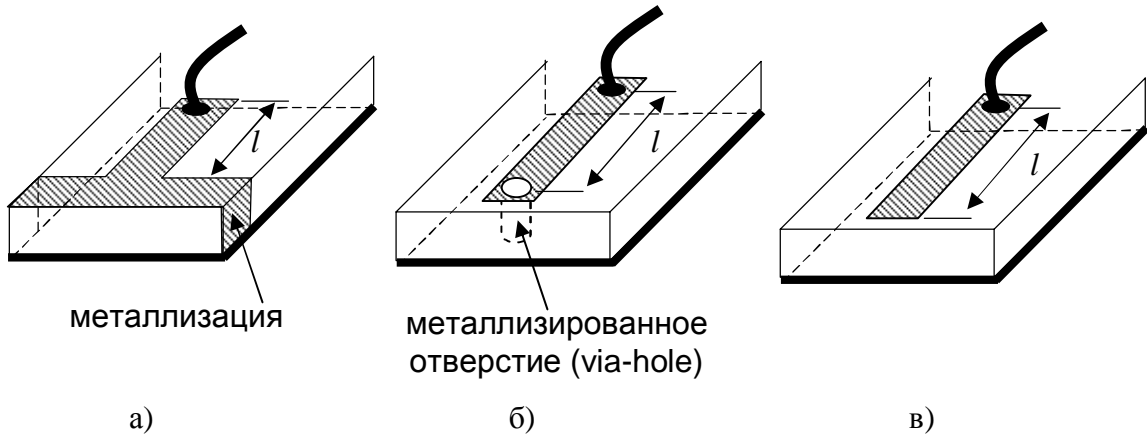


Рис. 35– Реализация индуктивности (а), (б) и емкости (в) в МПЛ

Достоинство применения отрезков линий в качестве реактивных элементов – простота их реализации и хорошая повторяемость.

## 20. Колебательные системы

Колебательные системы СВЧ устройств можно реализовать в виде КЗ или ХХ отрезков ЛП с длиной равной  $\lambda/4$  или  $\lambda/2$  (см. рис. 36).

На СВЧ в качестве колебательных систем чаще используют КЗ четвертьволновые отрезки ЛП, так как ХХ отрезок имеет дополнительные потери на излучение.

На частоте резонанса входное сопротивление идеального четвертьволнового КЗ отрезка ДЛ равно  $\infty$ . На практике из-за потерь в ЛП оно будет равно  $R_{рез} = \frac{4Z_0}{\alpha \lambda_{рез}}$ , здесь  $\lambda_{рез}$  – длина волны на резонансе.

Модуль входного сопротивления на частотах вблизи резонанса  $\omega_{рез}$  будет равен  $|Z_{вх}| = \frac{R_{рез}}{\sqrt{1 + (2Q_{ЛП} \xi)^2}}$ , где  $Q_{ЛП} = \frac{\pi}{\alpha \lambda_{рез}}$  – добротность отрезка линии передачи;  $\xi = \frac{\Delta\omega}{\omega_{рез}}$  – относительная расстройка частоты.

По форме это выражение совпадает с характеристикой параллельного колебательного контура

$$|Z_{\text{вх. LC}}| = \frac{R_{\text{рез}}}{\sqrt{1 + (2Q\xi)^2}}, \text{ где } R_{\text{рез}} = \frac{\rho}{R_3} = Q \cdot \rho; \rho = \sqrt{\frac{L_3}{C_3}};$$

здесь  $\rho$  – волновое сопротивление контура;  $R_3$  – сопротивление потерь в контуре.

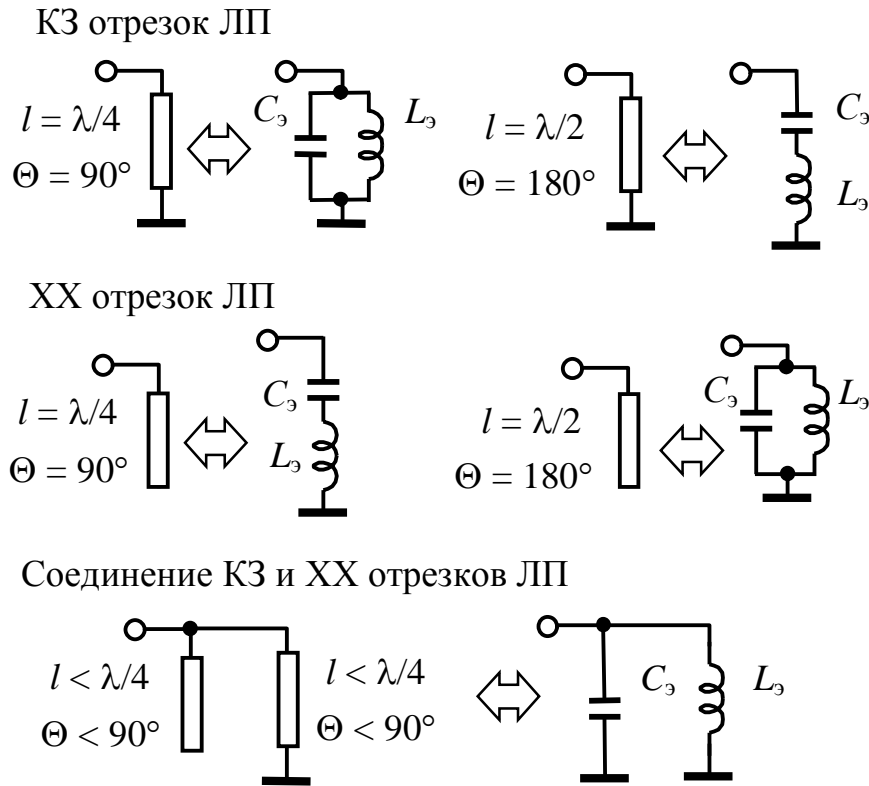


Рис. 36 – Реализация колебательных систем на отрезках ДЛ

Сравнивая эти две формулы между собой, получим:

$$L_3 = \frac{2Z_0}{\pi^2 f_{\text{рез}}}; C_3 = \frac{1}{3} Z_0 f_{\text{рез}}; R_3 = \frac{Z_0}{\pi^2 f_{\text{рез}}}.$$

Для подстройки резонансной частоты колебательных систем на СВЧ используются подвижные короткозамыкатели (так называемые, *плунгеры*) и переменные (подстроенные) конденсаторы (рис. 37).

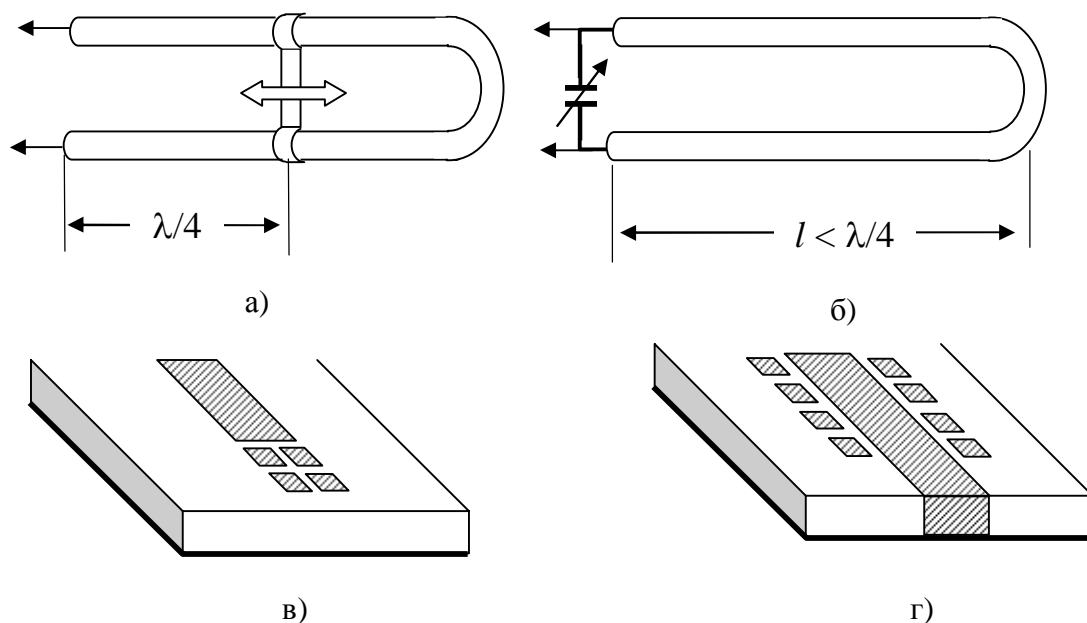


Рис. 37 – Подстроечные элементы колебательных систем: а) передвижной короткозамыкатель для двухпроводной ЛП; б) подстроечный конденсатор для двухпроводной ЛП; в) ХХ отрезок МПЛ с площадками для подстройки длины отрезка; г) КЗ отрезок МПЛ с площадками для подстройки ширины отрезка.

## 21. Развязывающие устройства (изоляторы)

Для реализации развязывающих устройств используются свойства четвертьволнового КЗ отрезка ДЛ, имеющего бесконечно большое входное сопротивление.

1) Реализация металлических изоляторов в двухпроводных и коаксиальных воздушных линиях. Для поддержки проводников ЛП можно реализовать изоляторы из металла.

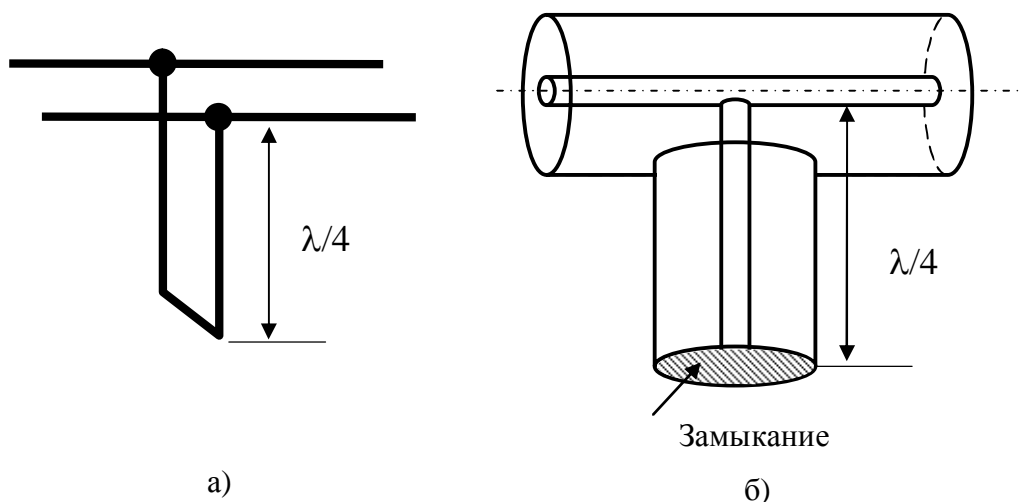


Рис. 38 – Реализация металлических «изоляторов»

Необходимо отметить, что «изолятор» работает только на одной фиксированной частоте.

2) Развязывающие цепи в узкополосных СВЧ усилителях. Свойства четвертьволнового КЗ и ХХ отрезков линии также применяются для организации подачи питания и обеспечения заземления в СВЧ усилителях (для замены НЧ дросселей), см. рис 39.

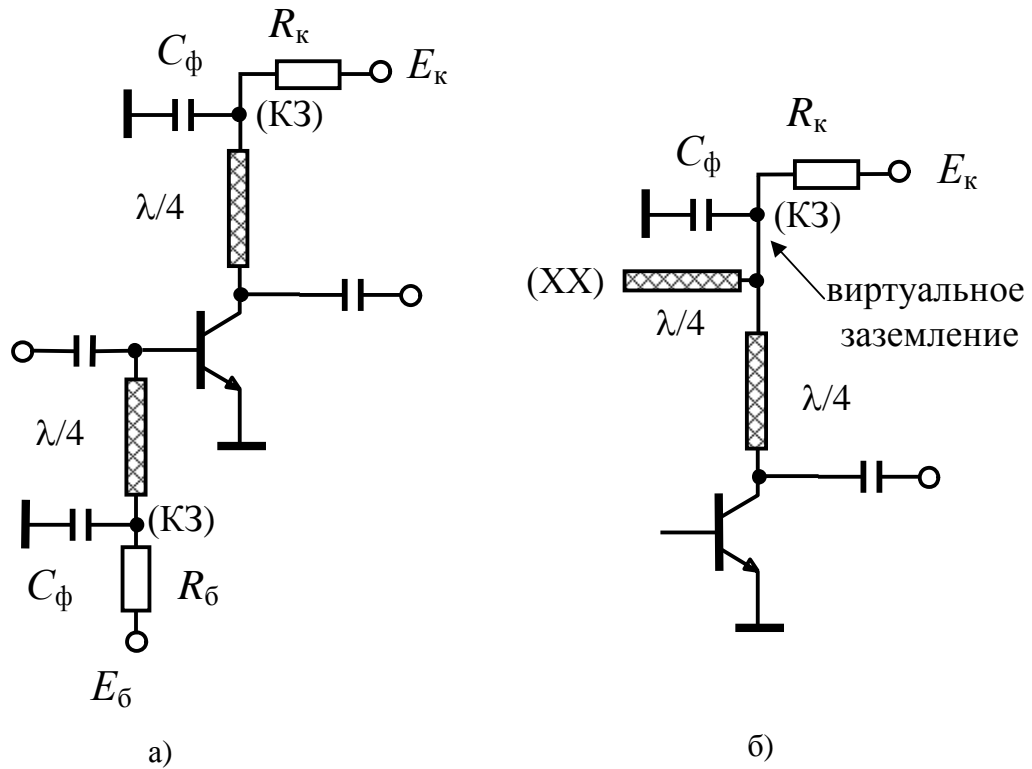


Рис. 39 – Применение четвертьволновых отрезков линии в узкополосных СВЧ усилителях: а) КЗ отрезок линии вместо дросселя; б) ХХ отрезок линии для обеспечения виртуальной земли на рабочей частоте

Необходимо отметить, что приведенный подход эффективен только в узкополосном случае, когда относительная полоса пропускания усилителя не превышает 10-15 %

Учебное пособие

**М.В. Черкашин, Л.И. Бабак**

**ЛИНИИ ПЕРЕДАЧИ И СОГЛАСУЮЩИЕ ЦЕПИ ДЛЯ СВЧ МИС**

Коррекция, верстка - СКБ «Смена» им. Т.И. Семеновой (ТУСУР)

Дизайн обложки - А.И. Секачёва