

Факультет нелинейных процессов

Кафедра электроники, колебаний и волн

И.С. Ремпен

ИССЛЕДОВАНИЕ ДЛИННОЙ ЛИНИИ

Учебно-методическое пособие

Саратов – 2010

Содержание

Введение	3
1. Теоретический материал	5
1-1. Основы теории длинных линий	5
1-2. Собственные колебания в двухпроводной линии	10
1-3. Длинные линии в качестве колебательных систем	13
2. Контрольные вопросы	145
3. Описание установки	156
4. Практические задания	18
Рекомендованная литература	20

Введение

Теория физических процессов в радиоэлектронных цепях и системах с сосредоточенными параметрами охватывает большой класс основополагающих радиопизических эффектов. Критерий сосредоточенности параметров базируется на теории электромагнитных полей и конечности скорости распространения электромагнитных волн. Когда время распространения волны вдоль всей системы в любых направлениях мало по сравнению с периодом колебаний, то колебания во всех точках системы происходят синфазно и описываются функциями одной переменной - времени. Если продолжительность распространения волны сравнима с периодом сигналов или превышает его, то колебания происходят с запаздыванием по фазе, а токи и напряжения становятся функциями двух переменных - продольной координаты x и времени t . При этом возникает необходимость рассматривать системы с распределенными параметрами, а физические процессы, происходящие в пространстве и во времени, описывать уравнениями в частных производных.

Важный класс распределенных систем составляют устройства, обладающие большой протяженностью только в одном направлении и описываемые распределенными в выбранном направлении параметрами - направляющие или волноведущие устройства, предназначенные для передачи радиосигналов и получившие название линий передачи.

В данном методическом пособии рассматриваются математические модели линии передачи, исследуются волновые и колебательные процессы в них, а также условия оптимальной передачи сигналов от источников к нагрузкам.

Радиочастотные линии передачи различаются по конфигурации и устройству, типу распространяющихся волн, а также по назначению. Линия передачи может быть регулярной (однородной), если ее электрические параметры неизменны вдоль направления распространения волны, или нерегулярной, когда электрические параметры являются функциями продольной координаты. В зависимости от материалов, используемых в конструкции, различают металлические, диэлектрические и металлодиэлектрические линии передачи. Наконец, линия передачи может быть закрытой (экранированной) или открытой в зависимости от того, ограничено экраном или не ограничено электромагнитное поле линии передачи в поперечном направлении. К закрытым металлическим линиям относятся прямоугольные (Рис.1 *a*) и круглые (Рис.1 *б*) волноводы, а также коаксиальные кабели (Рис.1 *в*) и двухпроводные экранированные

линии (Рис.1 *з*). Частным случаем последних являются экранированные витые пары. Примером открытой металлической линии передачи является двухпроводная открытая линия (Рис.1 *б*). Среди диэлектрических линий передачи наиболее распространены волоконные световоды, в простейшем варианте представляющие собой гибкую нить из высокопрозрачного диэлектрика с диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , окруженную диэлектрической оболочкой с проницаемостью $\epsilon_2 < \epsilon_1$ (Рис.1 *е*), а среди металлодиэлектрических линий передачи - разнообразные симметричные (Рис.1 *ж*) и несимметричные (Рис.1 *з*) микрополосковые устройства.

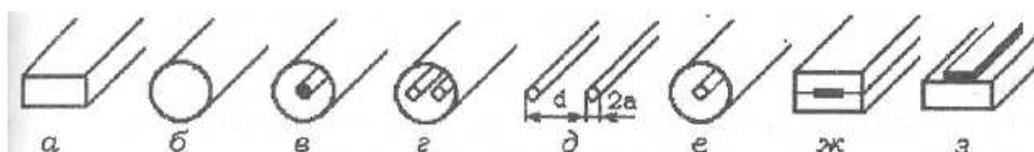


Рис.1. Поперечные сечения линий передачи

Математической моделью линий передачи является длинная линия - электрическая цепь с распределенными параметрами, состоящая из двух параллельных проводников, поперечные размеры которых и расстояние между ними малы по сравнению с продольными и с длиной волны передаваемых колебаний.

В общем случае физические процессы, протекающие в линиях передачи, описываются уравнениями Максвелла. Однако в условиях, справедливых для длинной линии, оказывается возможным использовать квазистационарное приближение и построить модель, состоящую из сосредоточенных элементов.

1 Теоретический материал

1-1. Основы теории длинных линий

Квазистационарное описание переменных электромагнитных полей справедливо для радиофизических систем, в которых характерное время изменения поля (например, период колебаний) значительно превышает время распространения волновых возмущений. При этом пренебрегается эффектами запаздывания и считается, что изменения полей во всей системе или ее части (квазистационарной зоне) происходят синхронно.

Пусть вдоль линии будет распространяться гармоническая электромагнитная волна. При квазистационарном приближении вместо вихревого электрического поля можно рассматривать потенциальное поле электрических зарядов, а вместо вихревого магнитного поля - соленоидальное поле постоянных токов.

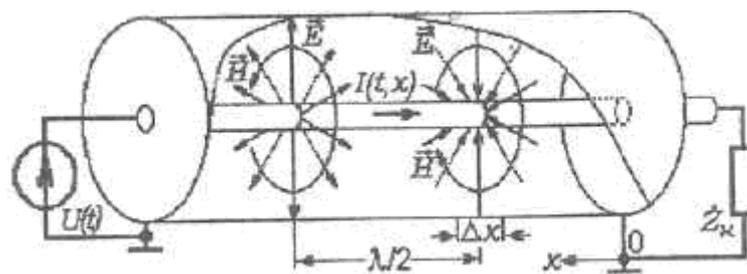


Рис.2. Отрезок коаксиальной линии передачи

Введем систему координат, направляя ось x от нагрузки в сторону источника сигнала, и рассмотрим некоторый фиксированный момент времени.

Любой небольшой участок линии передачи длиной $\Delta x \ll \lambda$, при условии, что поперечные размеры линии пренебрежимо малы по сравнению с длиной волны, можно считать "квазистационарной зоной". При этом электрические заряды, сосредоточенные на проводящих поверхностях линии создают в пределах Δx электрическое поле, вектор напряженности которого E перпендикулярен этим поверхностям, а вдоль поверхностей протекают навстречу друг другу одинаковые по величине токи I , постоянные в пределах участка Δx . В поперечном сечении линии эти токи создают вокруг проводящих поверхностей силовые линии магнитного поля, т.е. вектор напряженности магнитного поля H также лежит в поперечной плоскости.

Если в поперечной плоскости системы выбрать на проводниках линии две точки P_1 и P_2 и соединить их произвольной непересекающейся кривой l , то напряжение между проводниками определяется по следующей формуле:

$$U = - \int_{P_1}^{P_2} \vec{E} d\vec{l} = \int_{P_1}^{P_2} \text{grad} \varphi \cdot d\vec{l} = \varphi_2 - \varphi_1 \quad (1)$$

где φ_1 и φ_2 - электрические потенциалы проводников.

Интеграл вдоль любой замкнутой силовой линии с учетом теоремы Стокса дает

$$\oint_{l_0} \vec{H} d\vec{l} = \iint_{S_0} \text{rot} \vec{H} d\vec{S} = I \quad (2)$$

Таким образом, благодаря квазистационарной структуре полей, физические процессы в длинной линии можно описывать напряжениями U и токами I вместо напряженностей E и H электрических и магнитных полей.

Каждый элемент, длинной линии при условии существования в нём квазистационарных электрических и магнитных полей будет обладать конечными параметрами: $L_1 \Delta x$, $C_1 \Delta x$, $R_1 \Delta x$ и $G_1 \Delta x$, где L_1 , C_1 , R_1 и G_1 - погонные параметры, т.е. приходящиеся на единицу длины линии. Индуктивность $L_1 \Delta x$ обусловлена существованием магнитного поля вокруг проводов, емкость $C_1 \Delta x$ - накоплением электрических зарядов на проводниках линии, а $R_1 \Delta x$ и $G_1 \Delta x$ - потерями энергии. При этом $R_1 \Delta x$ соответствует активному сопротивлению проводов, а проводимость $G_1 \Delta x$ - утечке энергии через изоляторы между проводами. Тогда эквивалентную схему малого элемента длинной линии можно представить электрической цепью, составленной из сосредоточенных элементов (рис. 3).

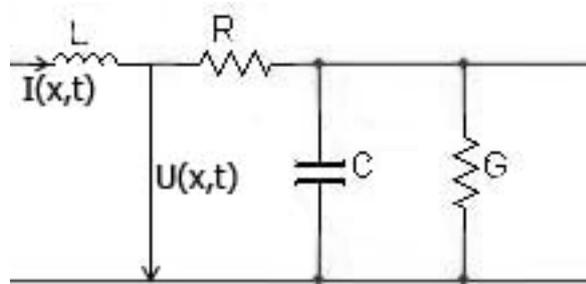


Рис. 3. Эквивалентная схема отрезка длинной линии

Согласно [1], для описания процессов в такой схеме можно пользоваться так называемыми телеграфными уравнениями.

$$\begin{cases} \frac{\partial U(x,t)}{\partial x} = L_1 \frac{\partial I(x,t)}{\partial t} + R_1 I(x,t) \\ \frac{\partial I(x,t)}{\partial x} = C_1 \frac{\partial U(x,t)}{\partial t} + G_1 U(x,t) \end{cases} \quad (3)$$

Для длинной линии без потерь ($R=0$, $G=0$) система уравнений путем повторного дифференцирования сводится к одномерным волновым уравнениям относительно функций $U(x,t)$ и $I(x,t)$:

$$\frac{\partial^2 I(x,t)}{\partial x^2} - L_1 C_1 \frac{\partial^2 I(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial x^2} - L_1 C_1 \frac{\partial^2 U(x,t)}{\partial t^2} = 0 \quad (5)$$

Чтобы определить закон дисперсии волн в двухпроводной линии, положим

$$U = A e^{i(\omega t - kx)}, I = B e^{i(\omega t - kx)}. \quad (6)$$

Тогда найдем дисперсионное уравнение и соотношение между амплитудами A и B :

$$k^2 = -(R + i\omega L)(G + i\omega C) = \frac{\beta^2 + (\omega - i\delta)^2}{c^2}, \quad (7)$$

$$\frac{A}{B} = \frac{R + i\omega L}{ik} = \rho(i\omega)$$

где $c^2 = \frac{1}{LC}$, $\delta = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} + \frac{G}{C} \right)$, $\beta = \frac{1}{2} \left(\frac{R}{L} - \frac{G}{C} \right)$, $\rho(i\omega) = \sqrt{\frac{R + i\omega L}{G + i\omega C}}$.

Заметим, что величина $\rho(i\omega)$ имеет смысл комплексного волнового сопротивления линии на частоте ω .

Из уравнения следует, что наличие потерь в линии приводит к тому, что при действительном ω волновое число k становится комплексным. Это значит, гармоническое возмущение в такой линии по мере распространения затухает. Действительно, подставляя в закон изменения тока и напряжения, $k = k_0 - i\gamma$, найдем

$$U = A e^{-\gamma x} e^{i(\omega t - k_0 x)}, I = B e^{-\gamma x} e^{i(\omega t - k_0 x)}. \quad (8)$$

Величина $A e^{-\gamma x}$ имеет смысл амплитуды возмущений в точке с координатой x . При увеличении x амплитуда возмущений ослабляется.

При выполнении условия $\beta=0$, т.е. $R/L=G/C=\delta$, имеем $\rho(\mathbf{i}\mathbf{w}) = \rho = \sqrt{L/C}$, $\mathbf{k} = \pm \mathbf{w}/c$, $\gamma = \pm \delta c$. Отсюда следует, что в данном случае волновое сопротивление и скорость распространения волны оказываются не зависящими от частоты. Значит, любое возмущение вида $f(t)$ будет распространяться вдоль такой линии, не меняя своей формы, а только равномерно ослабляясь. В точке с координатой x это возмущение будет иметь вид $U = e^{-\gamma x} f(t - x/c)$. Поэтому линию, у которой $\beta=0$, называют линией без искажений. Коэффициент пространственного затухания γ в данном случае равен R/ρ .

Прежде чем перейти к рассмотрению собственных колебаний в двухпроводной линии, проанализируем различные типы граничных условий. Для определенности рассмотрим один из концов линии, координату которого обозначим l .

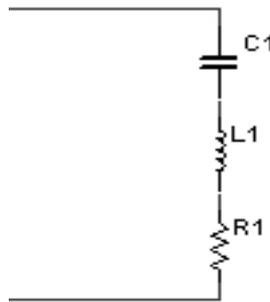


Рис.4. Цепочка LCR на конце линии

Наиболее простыми граничными условиями получаются тогда, когда конец линии либо разомкнут, либо замкнут. В первом случае ток на конце равен нулю, т.е. $I(l,t)=0$. Во втором случае разность потенциалов на конце линии равна нулю, т.е. $V(l,t)=0$. В более общем случае, когда на конце линии включена цепочка, состоящая из индуктивности L , емкости C и сопротивления R (рис.4), граничное условие имеет вид

$$V(l,t) = L \frac{\partial I(l,t)}{\partial t} + RI(l,t) + \frac{1}{C} \int I(l,t) dt \quad (9)$$

Отсюда в частности, следует условия для разомкнутой на конце линии ($C=0$) и для замкнутой линии ($L=0, R=0, C=\infty$).

Пусть по линии, изображенной на рис.4, бежит вправо волна $V_1(x,t) = A_1 \exp\{i(\omega t - kx)\}, I_1(x,t) = B_1 \exp\{i(\omega t - kx)\}$, где k - комплексное волновое число, определяемое из дисперсионного уравнения. Отраженную от конца линии волну запишем в виде $V_2(x,t) = A_2 \exp\{i(\omega t + kx)\}, I_2(x,t) = B_2 \exp\{i(\omega t + kx)\}$. Вычислим коэффициент

отражения r , который определим следующим образом: $r = V_2(l,t)/V_1(l,t) = (A_2/A_1)\exp(2ikl)$. Подставим в граничное условие $V(l,t) = V_1(l,t) + V_2(l,t)$, $I(l,t) = I_1(l,t) + I_2(l,t)$ и используя определение волнового сопротивления, получим $r(i\omega) = \frac{Z(i\omega) - \rho(i\omega)}{Z(i\omega) + \rho(i\omega)}$, где

$Z(i\omega) = i\omega L + 1/i\omega C + R$ – комплексное сопротивление нагрузки.

Из этого уравнения следует, что коэффициент отражения в общем случае получается комплексным и зависящим от частоты. Модуль коэффициента отражения всегда меньше единицы или равен ей, причем равенство единице имеет место только в частных случаях, например, когда линия разомкнута на конце ($Z(i\omega) = \infty$) или замкнута ($Z(i\omega) = 0$). В этих случаях говорят, что конец линии является идеально отражающим. Наоборот, если линия нагружена на комплексное сопротивление $Z(i\omega)$ такое, что для некоторого значения частоты $Z(i\omega) = \rho(i\omega)$, то коэффициент отражения на этой частоте равен нулю. Такая нагрузка называется согласованной. Если $Z(i\omega) = R$ и $\beta = 0$ (линия без искажений), то $r = \frac{R_0 - \rho}{R_0 + \rho}$, т.е. коэффициент отражения является действительным и не зависящим от частоты.

1-2. Собственные колебания в двухпроводной линии

Рассмотрим собственные колебания в двухпроводной линии длины l с следующими граничными условиями: один конец закорочен на сопротивление R_l , второй – разомкнут.

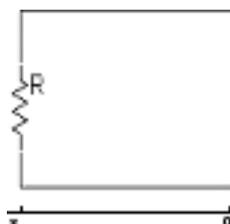


Рис.5. Постановка задачи.

Согласно [1], для решения данной задачи можно воспользоваться системой (3) из раздела 1-2.

Решение уравнений будем искать методом разделения переменных, полагая $U(x,t)=T(t)A(x)$, $I(x,t)=T(t)B(x)$.

Для функции T , A , B получаем следующие уравнения:

$$\begin{cases} \frac{dT}{dt} = i\omega T \\ \frac{dA}{dx} + (R + i\omega L)B = 0 \\ \frac{dB}{dx} + (G + i\omega C)A = 0 \end{cases}, \quad (10)$$

где ω – неизвестная комплексная частота колебаний.

Решения данных уравнений имеют вид

$$\begin{aligned} T(t) &= T_0 e^{i\omega t} \\ A(x) &= A_1 e^{-ikx} + A_2 e^{ikx}, \\ B(x) &= \frac{1}{i\omega} (A_1 e^{-ikx} - A_2 e^{ikx}) \end{aligned}, \quad (11)$$

где k и ω связаны дисперсионным уравнением $k^2 = \omega^2 LC$.

Т.к. один конец разомкнут, тогда $B(0)=0$. Подставляя в это уравнение решение для B , получаем $A_1=A_2$.

Подставляя решения во второе граничное условие, получаем следующее уравнение

$$e^{2ikl} = \frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}. \quad (12)$$

Т.к. $\left| \frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho} \right| < 1$, волновое число k должно быть комплексным. Положим $k=k_0+i\gamma$.

Поскольку в правой части стоит действительное число, то $\sin(2k_0l)$ должен быть равен нулю, а $\cos(2k_0l)=\text{sign}\left(\frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}\right)$. Отсюда следует, что

$$k_0l=(1+2n)\pi/2, \text{ где } n=0,1,2\dots \quad (13)$$

Величина γ определяется из уравнения $e^{-2\gamma l} = \left| \frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho} \right|$:

$$\gamma = \frac{1}{2l} \ln \left| \frac{R_1 + \rho}{R_1 - \rho} \right|. \quad (14)$$

Подставляя в решение $k=k_0+i\gamma$, $A_1=A_2$, найдем собственные формы $A(x)$, $B(x)$ и $T(t)$:

$$\begin{aligned} A(x) &= e^{x-ik_0x} + e^{-x+ik_0x} \\ B(x) &= \frac{1}{\rho(i\omega)} (e^{x-ik_0x} - e^{-x+ik_0x}), \text{ где } \omega_0=c k_0. \end{aligned} \quad (15)$$

$$T_n(t) = T_{0n} e^{-c\gamma+i\omega_0 t}$$

Запишем решения уравнений в нормальной форме. Для этого нужно положить $U_n(x,t)=\text{Re}\{T_n(t)A_n(x)\}$, $I_n(x,t)=\text{Re}\{T_n(t)B_n(x)\}$.

$$\begin{aligned} U_n(x,t) &= T_{0n} e^{-\mu t} [e^{x-ik_0x} \cos(\omega_0 t - k_0 x) + \sqrt{\frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}} e^{-\gamma x} \cos(\omega_0 t + k_0 x)] \\ I_n(x,t) &= \frac{T_{0n}}{\rho} e^{-\mu t} [e^{x-ik_0x} \cos(\omega_0 t - k_0 x) - \sqrt{\frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}} e^{-\gamma x} \cos(\omega_0 t + k_0 x)] \end{aligned} \quad (16)$$

где $\mu=c\gamma$ – коэффициент затухания.

Преобразуем выражения, стоящие в квадратных скобках, к следующему виду:

$$\begin{aligned} & e^{x-ik_0x} \cos(\omega_0 t - k_0 x) + \sqrt{\frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}} e^{-\gamma x} \cos(\omega_0 t + k_0 x) = \\ & = 2\cos(\omega_0 t)\cos(k_0 x) + (e^x - 1)\cos(\omega_0 t - k_0 x) + \\ & + \left(\sqrt{\frac{R_1 - \rho}{R_1 + \rho}} e^{-\gamma x} - 1 \right) \cos(\omega_0 t + k_0 x) \end{aligned} \quad (17)$$

Первый член полученного выражения описывает стоячую волну. Второй и третий члены описывают бегущие волны, обусловленные выходом энергии через границы линии.

Таким образом, колебания в двухпроводной линии, нагруженной на активное сопротивление, представляют собой суперпозицию бегущих и стоячих волн. Если потери на границах малы ($R_{1,2} \ll \rho$ или $R_{1,2} \gg \rho$), то амплитуды бегущих волн будут меньше амплитуды стоячей волны.

1-3. Длинные линии в качестве колебательных систем

На высоких и сверхвысоких частотах создание колебательных контуров из элементов с сосредоточенными параметрами становится затруднительным (трудно создать катушки индуктивности с малыми L и конденсаторы малой емкости). На таких частотах в качестве колебательных систем целесообразно использовать отрезки длинных линий.

В длинных линиях в режиме стоячих волн происходит периодический переход энергии электрического поля в энергию магнитного поля и обратно, т.е. отрезок длиной линии в режиме стоячих волн ведет себя как резонансная колебательная система.[6]

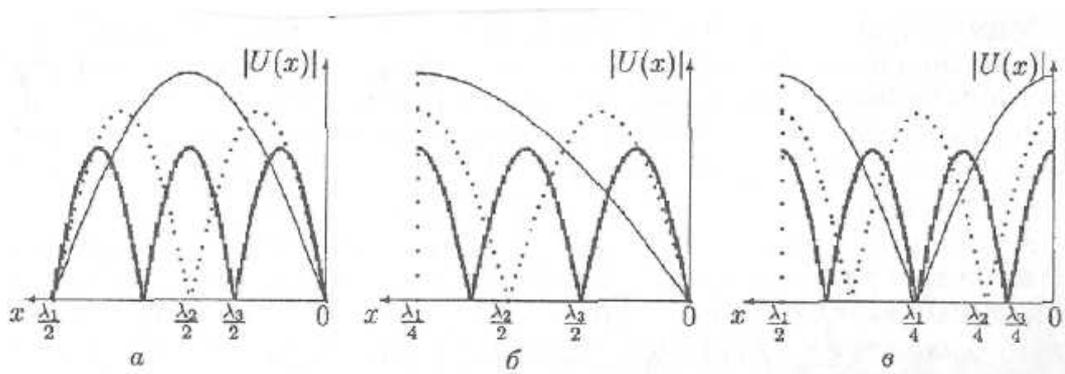


Рис. 6. Распределение полей в закороченном на концах (а), замкнутом на одном конце (б) и разомкнутом на концах (в) отрезке длинной линии: $n=1$ (низший тип колебаний) - тонкие линии; $n=2$ - пунктирные линии, $n=3$ - жирные линии

Резонансными свойствами обладают любые короткозамкнутые на концах (Рис. 6 а), закороченные на одном конце (Рис. 6 б) или разомкнутые (Рис. 6 в) отрезки длинной линии. Длина закороченного на концах или разомкнутого отрезка l (например, диэлектрического волновода) должна быть кратной целому числу половолн $\lambda/2$:

$$l = \frac{n\lambda}{2} = \frac{n\pi v_\delta}{w_{0n}}, \quad n=1,2,\dots \quad (18)$$

а замкнутого на одном конце - нечетному числу $\lambda/4$:

$$l = \frac{(2n-1)\lambda}{4} = \frac{(2n-1)\pi v_\delta}{2w_{0n}}, \quad n=1,2,\dots \quad (19)$$

Таким образом, отрезок длинной линии как резонансная система обладает бесконечным числом собственных волн, соответствующих различным значениям n .

Каждая собственная волна возбуждается колебанием с определенной частотой ω_{0n} , которую в дальнейшем будем называть резонансной:

$$\omega_{0n} = \frac{n\lambda}{2} = \frac{n\pi v_0}{l}, \quad \omega_{0n} = \frac{(2n-1)\lambda}{4} = \frac{(2n-1)\pi v_0}{2l} \quad (20)$$

2. Контрольные вопросы

- 1) Что такое квазистационарное приближение? Какие существуют ограничения у данного приближения?
- 2) Расскажите об основных параметрах длинной линии.
- 3) Что такое согласованная нагрузка?
- 4) Расскажите об основных режимах работы длинной линии.
- 5) Выведите дисперсионное уравнение длинной линии.
- 6) Как производится расчет частот собственных колебаний длинной линии при различных граничных условиях?
- 7) В чем заключается отличие линии задержки от коаксиального кабеля?
- 8) Напишите условие возникновения автоколебаний в схемах с обратной связью и поясните их.
- 9) Каковы основные области применения линий передач?

3. Описание установки

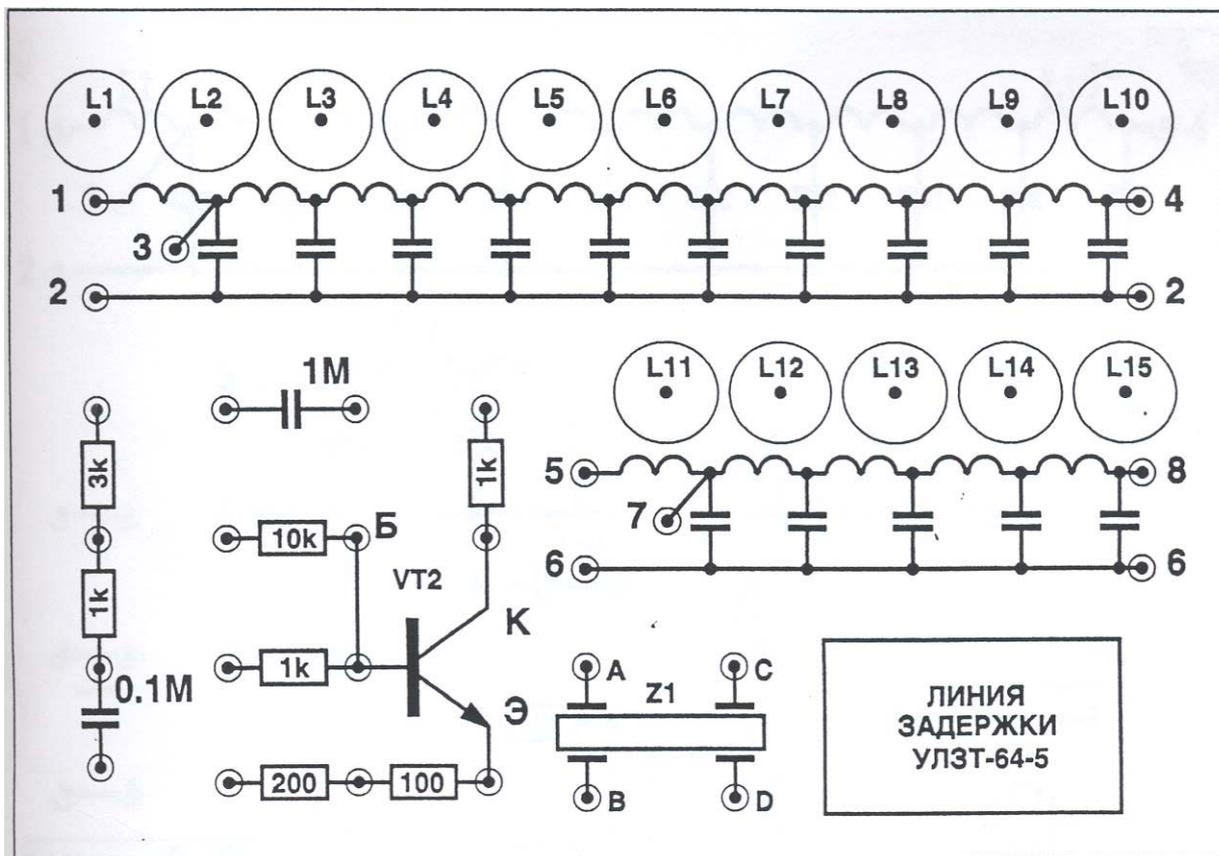


Рис.7.Схема модуля «Линия задержки»

На рис.7 приведено схематическое расположение элементов на модуле. При выполнении заданий студентам предлагается использовать только линию задержки LC , а остальные элементы необходимо использовать из других модулей. Ниже приведены основные параметры дискретной линии задержки LC :

1. Индуктивность элемента $L=50$ мГн (феррит М2000НМ, кольцо $\Phi 12*6*5$ мм, число витков 200)
2. Емкость элемента $C=2$ нФ
3. Время задержки на один на элемент $\tau=10$ мкс
4. Волновое сопротивление $R_0=5$ кОм.

Используя соединительные провода, можно получить линии задержки состоящие из 5,10 и 15 элементов.

Источником сигнала служит генератор EFG-3210 (АНР-10001).

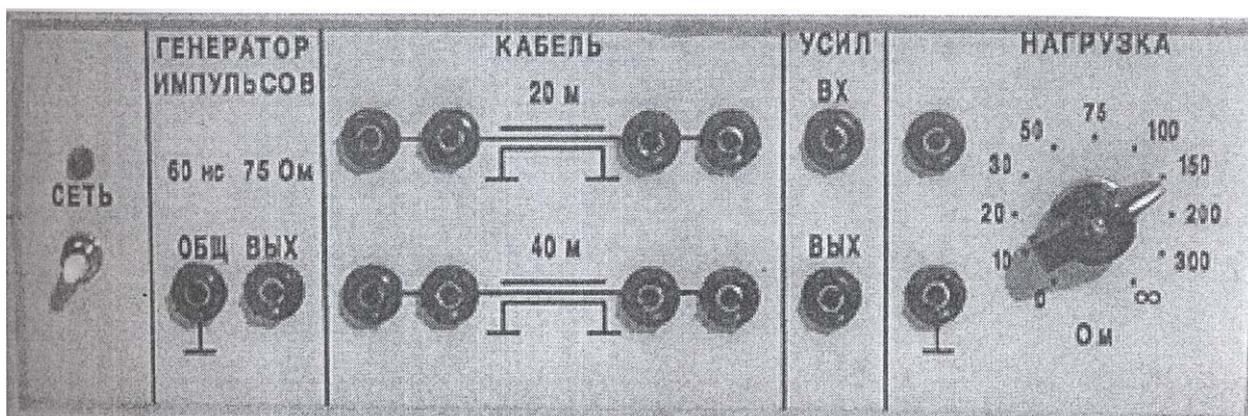


Рис.8.Передняя панель прибора ЛКВ-4М «Волны в кабеле»

Для измерения параметров коаксиального кабеля используется прибор ЛКВ-4М. На рис.8 приведена передняя панель данного прибора.

Прибора ЛКВ-4М содержит:

1. Кабель РК-75, два отрезка длиной 20м и 40м.
2. Генератор импульсов длительностью 50-70 нс с частотой повторения 30-100 кГц и амплитудой 1-2В.
3. Усилитель инвертирующий с полосой пропускания 6 МГц.
4. Магазин нагрузочных резисторов 10-300 Ом.

Органы подключения указанных элементов выведены на переднюю панель прибора.

Для реализации экспериментов узлы прибора соединяются между собой короткими кабелями, а точки, в которых нужно исследовать колебания, подключаются к осциллографу.

4. Практические задания

1) Измерение основных параметров линии задержки.

Подайте на вход линии напряжение от функционального генератора: меандр частотой 100 Гц с размахом 2..4 В. К выходу линии подключите сопротивление нагрузки – переменный резистор 10 кОм. К входу и выходу линии подключите два канала осциллографа.

Исследуйте напряжение на входе и выходе линии при помощи осциллографа. Подберите сопротивление нагрузки R так, чтобы сигнал на выходе был наиболее близок к прямоугольному.

Измерьте запаздывание Δt выходного сигнала относительно входного. Отсчет времени производите «на уровне 0.5», т.е. посередине между максимальным и минимальным значениями сигнала (рис.9).

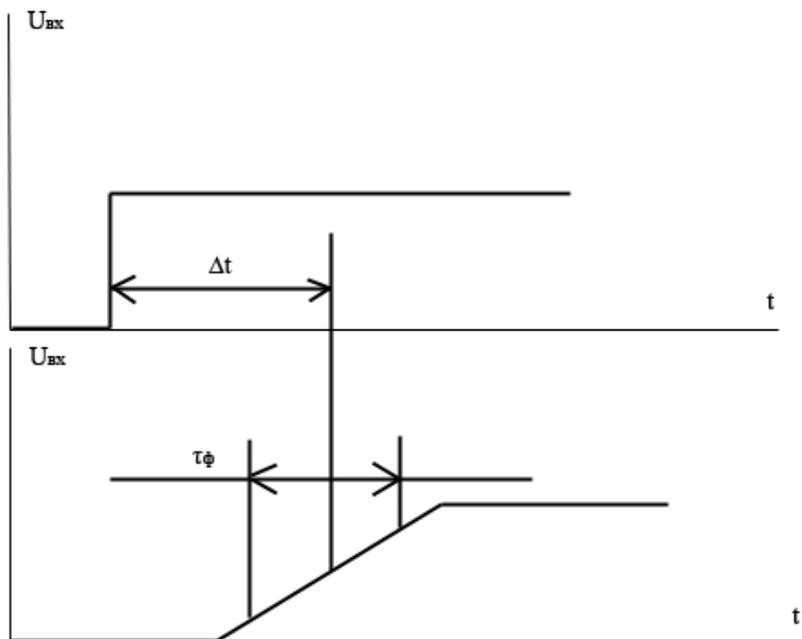


Рис.9. Сигналы в линии

2) Исследование резонанса в линии задержки.

Зашунтируйте вход 15-элементной линии задержки сопротивлением 2..10 Ом и подключите к нему генератор. К входу и выходу линии подключите два канала осциллографа. При постоянном размахе сигнала на входе ($U=1В$), исследуйте зависимость размаха сигнала на выходе от частоты и определите резонансные частоты.

3) Исследование дисперсии в линии задержки.

Измените предыдущий эксперимент. Подключите к выходу линии согласованную нагрузку R_0 , равному волновому сопротивлению линии, и измерьте осциллографом зависимость времени запаздывания гармонического сигнала от частоты.

4) Измерение скорости распространения импульса в коаксиальном кабеле.

Подайте сигнал с генератора импульсов на вход кабеля и на осциллограф. К выходу кабеля подключите нагрузку. Измерьте время, за которое импульс, созданный генератором, отразится от конца кабеля и вернётся к генератору. Рассчитайте скорость распространения импульса. Повторите данный эксперимент для кабеля длиной 20, 40 и 60 м.

5) Измерение показателя затухания импульса в коаксиальном кабеле.

Используя предыдущую схему, измерьте выходную амплитуду сигнала для разных длин кабеля, сохраняя амплитуду входного сигнала постоянной. Используя полученные результаты, рассчитайте коэффициент затухания.

6) Измерение согласованной нагрузки в коаксиальном кабеле.

Используя предыдущую схему, измерьте зависимость выходной амплитуды сигнала от сопротивления нагрузки. Постройте график $A_2(R_{нагр})$. Определите по графику согласованную нагрузку.

7) Исследование генератора с кабелем-резонатором

Подключите один конец кабеля к входу, а второй – к выходу инвертирующего усилителя. Измерьте с помощью осциллографа период колебаний и рассчитайте скорость распространения волны.

Рекомендуемая литература

- 1) Ланда П.С. «Автоколебания в распределенных системах» - М.:Наука,1983
 - 2) Хохлов Р.В. «К теории ударных радиоволн в нелинейных линиях» - РиЭ, 1961, т.6, с.917
 - 3) Хохлов Р.В. «О распространении волн в нелинейных дисперсионных линиях» - РиЭ, 1961, т.6, с.1116
 - 4) Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц, «Механика сплошных сред» - Изд. 2-е, ГИТТЛ, 1953, с.457-462
 - 5) А.В.Гапонов, Г.И.Фрейдман, «К теории ударных электромагнитных волн в нелинейных средах» - ЖЭТФ, 1959, 36, 3, 957
- Хохлов А.В. «Теоретические основы радиоэлектроники» - Изд-во Сарат. ун-та, 2005.