

$$\begin{cases} \frac{E}{p} = z_1 \cdot I_1(p) + L_1 p \cdot I_1(p) + I_2(p) \cdot p M \\ 0 = z_2 \cdot I_2(p) + L_2 p \cdot I_2(p) + I_1(p) \cdot p M \end{cases}$$

$$I_1(p) = \frac{\Delta 1}{\Delta}$$

$\Downarrow$

$$i_1(t)$$

$$I_2(p) = \frac{\Delta 2}{\Delta}$$

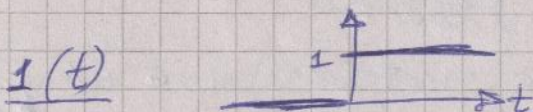
$\Downarrow$

$$i_2(t)$$

Интеграл ДюАмеля.

21.04.03г.

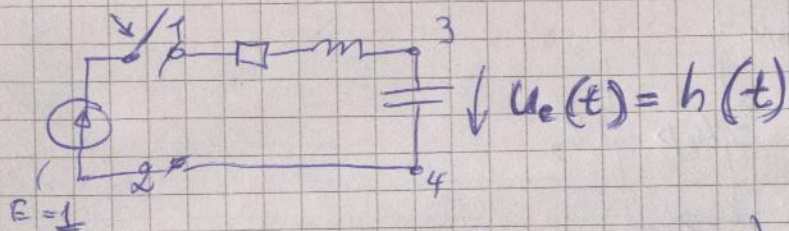
- ① Врем. и макс. переходные хар-ки исчисляются.



$$1(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ 1, & t \geq 0 \end{cases}$$

Ед. ступенч. воздействие — воз-ие на цепь сигналами 1-ой ф-ии.

Врем. хар-ка системы (4^к ном.) наз. реакцией на выходе при воз-ии на вход ед. ступенч. воз-ия. ($h(t)$)



Дельта-ф-ия $\left(\delta(t) = \frac{d1(t)}{dt} \right)$

δ -ф-ия представ. собой пред. случай величины с очень б-м. величинами и очень малой продолжительностью.



Описов-ая δ -ф-ия возд-ии по входу цепи наз. ед. имп. возд-ем.

Реакция на выходе системы при приклад. по входу сигнала описов-ой δ -ф-ии наз. $k(t)$

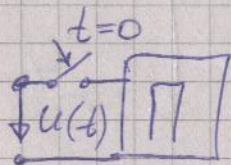
Применяя введенные $h(t)$ и $k(t)$.

- 1) Ед. ступ. возд-ие и ед. имп. — резкие, релаксационные

возг-из на светелу. Ом теменел, зен мод.
набавне возг-из.

2) Знае $h(t)$ и $k(t)$ и расчит. реакцию цепи
на внешн. возмущения и прозв. формулы

② Расчет пер.п. при возг-из на масс.
ли. эл. схему напр-ие мод. формулы



Найти $i(t)$ - мод. ток в прозв. ветви.

Мод. методы: клас, опер., нахождение $h(t) = i(t)$

Контр изм-ея U . Реакция цепи на $U_0 = U_0 h(t)$

$$\Delta U(\tau) \cdot h(t-\tau) \approx \Delta \tau \cdot U'(\tau) \cdot h(t-\tau).$$

Суммируя реакц. цепи от $U(0)$ и всех скачков
($\Delta U(\tau)$) имеем:

$$a) \quad i(t) = U(0) \cdot h(t) + \int_0^t U'(\tau) h(t-\tau) d\tau.$$

$$b) \quad i(t) = h(0) \cdot U(t) + \int_0^t h'(t-\tau) \cdot U(\tau) d\tau$$

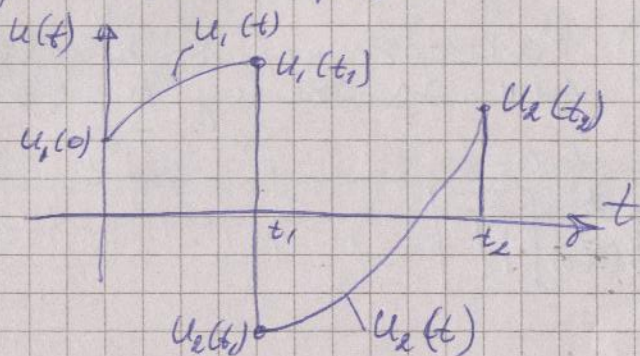
$$b) \quad i(t) = U(0) \cdot h(t) + \int_0^t U'(t-\tau) h(\tau) d\tau$$

$$2) \quad i(t) = h(0) \cdot U(t) + \int_0^t h'(t) \cdot U(t-\tau) d\tau$$

$$9) \quad i(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t U(t-\tau) \cdot h(\tau) d\tau$$

$$c) i(t) = \frac{d}{dt} \int_0^t u(\tau) h(t-\tau) d\tau.$$

③ Расчёт пп при возг-ии на пасс. за. цепь напря. любой формы



Расчёт-ая реак. на выходе нужно время \$t\$ разбито на три: \$0 \div t_1\$; \$t_1 \div t_2\$; \$t > t_2\$

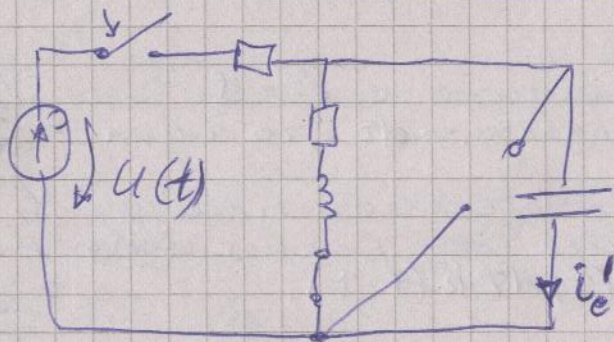
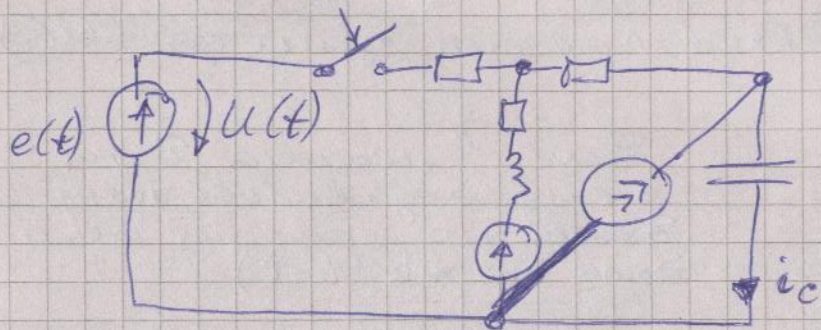
$$0 \div t_1: i(t) = u_1(0) \cdot h(t) + \int_0^t u_1'(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau$$

$$t_1 \div t_2: i(t) = u_1(0) \cdot h(t) + \int_0^{t_1} u_1'(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau + \underbrace{(u_2(t_1) - u_1(t_1)) \cdot h(t-t_1) + \int_{t_1}^t u_2'(\tau) \cdot h(t-\tau) d\tau}_{t > t_2: i(t) = \dots + (-u_2(t_2)) \cdot h(t-t_2)}$$

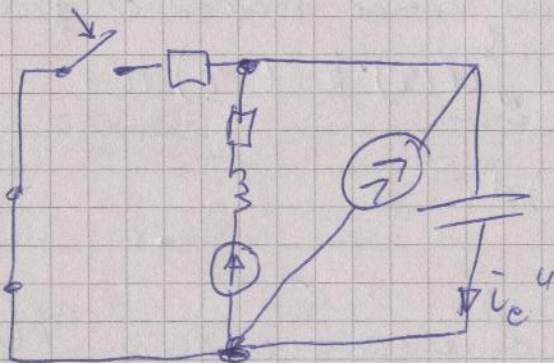
④ Расчёт пп при возг. напря. любой формы на лем. эл. схему с ист. энергией.

Ведётся по методу наложения. Сначала считаем пасс. схему и макс. реакцию цепи на входной напря-ие интегр. док-мент, затем заменяем входной

мет-к его сопротивл. рассеит. пт в поуг.
цене и сфем-ия найденный под
поугам рез-т.



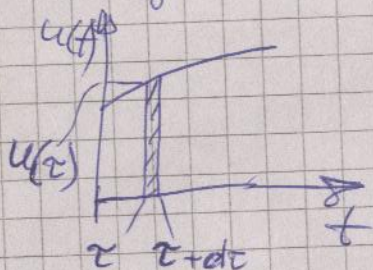
Утеграт
Доказана



$$i_c = i_c^I + i_c^{II}$$

5) Расчёт ПП по известн. имп-хар-ке $k(t)$.

Пусть на вход рас. лин. цепи дейст. $u(t)$



Если в момент t на схему подавалась напряж. δ ф-ии, то реакция цепи была $\delta_{0m} = k(t-\tau)$

δ импульс — имп-с с $S=1$.
Если $S \neq 1$, а прогонж. — $d\tau$, то ампл. = $\frac{1}{d\tau}$.

Защитный импульс имеет амплитуду $u(\tau)d\tau$ раз больше $\Rightarrow$ реакц. цепи на защитный = $u(\tau)d\tau \cdot k(t-\tau)$.

~~Суммарная~~ Предст. цепи подобно защитным.
получим: $i(t) = \int_0^t u(\tau) \cdot k(t-\tau) d\tau =$

$$= \int_0^t k(\tau) \cdot u(t-\tau) d\tau$$

6) Расчёт ПП с использованием Фурье

1) прямое и обратное преобр. Фурье.
Частотный спектр функций

В преобр. Лапласа p зва-ся комплексн. числом.
Приним $p = j\omega$ получаем част. спектр.
Преобр. Лапласа наз. прямым преобр. Фурье.

$$F(j\omega) = \int_0^{\infty} f(t) e^{j\omega t} dt = \mathcal{F}[f(t)], \quad (1)$$

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \mathcal{F}^{-1}[F(j\omega)] \quad (2)$$

$F(j\omega)$ в ф-ле (2):

$$F(j\omega) = \underline{\underline{F(\omega) e^{j\theta(\omega)}}} = B(\omega) + jM(\omega)$$

$F(j\omega)$ однозначно опр-ся по модулю и по фазе гармон. сигнала частоты ω

$$\frac{1}{2\pi} F(j\omega) e^{j\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} d\omega \cdot F(\omega) e^{j\theta(\omega)} \cdot e^{j\omega t} =$$

$$= \frac{1}{2\pi} d\omega \cdot F(\omega) \cdot e^{j(\omega t + \theta(\omega))} \quad - \text{представляет собой гармон. составляющую } f(t). \text{ Эта составляющая имеет беск. малую ампл., } \omega, \text{ и наз. элементарной. Итак, мод. ф-ла } f(t) \text{ представлена суммой беск-ног. к-ва синусов с } \omega \text{ деал. по ампл-де, с непрер. изм. частотами.}$$

$F(\omega)$, $\theta(\omega)$, $B(\omega)$, $M(\omega)$ — ампл.-част., фазо-част., вещ.-част., и мним.-част. хар-ки сигнала $f(t)$.

Все эти хар-ки опр-ся $F(j\omega)$ — част. спектр сигнала (или ампл.-фазовая хар-ка сигнала).

$$F(j\omega) = F(p) \text{ , если } p = j\omega.$$

Св-ва преобр. Лапласа верны и для Фурье.

Сущность метода.

Для нахождения реал. системы и предста-
в виде суммы ~~от~~ числа эк. возм-ий,
изм-ся по сн. закону, сн.м. методом
найти реакцию на кажд. возм-ие и
просуммировать.

На практике:

1. Опр-ет ^{частотный} спектр возм-ия
2. С сн.м. эк. сн.м. метода опр-тос
реакции
3. По част. спектру реакции опр-тос...

Эквив. схемы для част. спектров.

Получ-ся из экв. схем ссз. из напр. и токов

Всн. законы теории цепей для част. спектров. —

пол-ся из анал. з-в для изм-ия U и I по
Лапласу при ус-ии замены p на $j\omega$.

$$I_1(p) = \frac{\Delta_1}{\Delta}$$

$$I_2(p) = \frac{\Delta_2}{\Delta}$$

$$I_2(t)$$

PROFF

X

X

Учит с распредел. параметрами

Длинные линии в горючих

решение

Введение

При изучении устья и перех. процессов в длин. линиях для передачи сигнала на зрочит. раст. неох. учитывать, что харак. таких линий распредел. по всей их длине; распредел. эл. и магн. поле.

Если выделить концы устья линии по из-за различия коэф. утраты

перез. узлеу. и токов цепи. между
токовыми элементами. Так в начале не
будет равен ток в конце. Часть тока
пресор. в тело. Пресор по участку ток
вызв. ~~с~~ магнит ток, сген с
контуром тока.

Однород. назв. линии у которой
индукт., емкость, проводим. сопр. и попе-
рег. проводимости равномер. распредел.
всей её длине. Если линия не одн.
однородной, то её можно разбить на
неск. однородных

Индукт., емкость, актив. сопротивл.,
и поперег. провод., отнес. ко всей
длине линии наз. её перем. парам.
и обознач.

$$R_0 [\text{Ом}/\text{м}]$$

$$L_0 [\text{Гн}/\text{м}]$$

$$G_0 [\text{См}/\text{м}]$$

$$C_0 [\text{Ф}/\text{м}]$$

$$\text{Если возьмем участок длиной } dx$$

$$R_0 \cdot dx, L_0 \cdot dx, G_0 \cdot dx, C_0 \cdot dx$$

$$\begin{cases} -\frac{\partial u}{\partial x} dx = R_0 dx \cdot i + L_0 dx \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} dx = G_0 dx \cdot u + C_0 dx \frac{\partial u}{\partial t} \end{cases}$$

$$\begin{cases} -\frac{\partial u}{\partial x} = R_0 i + L_0 \frac{\partial i}{\partial t} \\ -\frac{\partial i}{\partial x} = G_0 u + C_0 \frac{\partial u}{\partial t} \end{cases} \quad (1)$$

(1) - основное ур-е длинной линии (теле-
граф. ур-е). Ищем однород. реше-
ние, возм. возм. напряжение и ток
 $u(x, t); i(x, t)$.

При решении сис-мы ур (1)
необх. задать нач. и конеч.
условия. Пог. нач. услов. обычно
показываются нач. и ток
в начале или в конце линии
а гранич. услов. опре. свех

напр. и тока, завис. от времени
рабочие линии.

Гармонический режим в однофазной линии

В гарм. реж-ме, возник. под действ.
на линию синус. напряж., все токи
и напр. в линии изменяются по синус.
закону с частотой ω источника.
обратим калит. действ. напр. и ток
а тока не расет. x от начала линии

$$\dot{u}(x; t) \rightarrow \dot{u}(x)$$

$$\dot{i}(x; t) \rightarrow \dot{I}(x)$$

Подставим $\dot{u}(x)$ и $\dot{I}(x)$ в ур (1), что
можно ввести к виду

$$\int -\frac{d\dot{u}(x)}{dx} = R_0 \dot{I}(x) + L_0 j\omega \dot{I}(x) = Z_0 \dot{I}(x),$$

где $Z_0 = R_0 + j\omega L_0$

$$\left(-\frac{d\dot{I}(x)}{dx} = G_0 \dot{u}(x) + C_0 j\omega \dot{u}(x) = Y_0 \cdot \dot{u}(x) \right) \quad (2)$$

где $Y_0 = G_0 + j\omega C_0$

(2) - обратное дифф. урн. к сис. не ур.

$$-\frac{d^2 \dot{u}(x)}{dx^2} = Z_0 \frac{d\dot{I}(x)}{dx} = -Z_0 Y_0 \dot{u}(x)$$

$$\frac{d^2 \dot{u}(x)}{dx^2} = \underbrace{Z_0 Y_0}_{\gamma^2} \dot{u}(x) = \gamma^2 \dot{u}(x) \quad (3)$$

$$\gamma = \sqrt{Z_0 \cdot Y_0} = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = \alpha + j\beta \quad (4)$$

$$p^2 \dot{u}(x) = \gamma^2 \dot{u}(x) = 0$$

$$p^2 - \gamma^2 = 0 \quad p_{1,2} = \pm \gamma$$

$$\dot{u}(x) = \dot{A}_1 e^{+\gamma x} + \dot{A}_2 e^{-\gamma x} \quad (5)$$

A_1, A_2 - комплекс. пост. интеграл.
ком. можно перейти в след. виде:

$$\dot{A}_1 = A_1 e^{j\varphi_1}, \quad \dot{A}_2 = A_2 e^{j\varphi_2}$$

Уг. 1-го ур. - 2 сис. - 2

после простых преобраз можно получить

$$I(x) = -\frac{1}{Z_0} \frac{dU(x)}{dx} = -\frac{1}{Z_0} (j\dot{A}_1 e^{jx} - j\dot{A}_2 e^{-jx}) =$$

$$= \frac{\dot{A}_2 e^{-jx} - \dot{A}_1 e^{jx}}{Z_0} \quad (5)$$

$$\frac{Z_0}{j} = \frac{Z_0}{\sqrt{Z_0 Y_0}} = \sqrt{\frac{Z_0}{Y_0}} = \sqrt{\frac{(R_0 + j\omega L_0)}{(G_0 + j\omega C_0)}} = Z_B = Z_0 e^{j\varphi_B} \quad (7)$$

Z_B - волновое сопротивление

Z_0 и φ_B - модуль и аргумент волн. сопротивл.

$$\ominus \frac{1}{Z_0} (\dot{A}_2 e^{-jx} - \dot{A}_1 e^{jx}) \quad (6)$$

Найдём макс. интер. A_1 и A_2 , используя гранич. условия. Обозн. $\dot{U}_1, \dot{I}_1$ - напряж. и тока в нач. линии ($x=0$)

$$\dot{U}_1 = \dot{A}_1 + \dot{A}_2$$

$$\dot{I}_1 = \frac{1}{Z_B} (\dot{A}_1 - \dot{A}_2) \Rightarrow \dot{I}_1 Z_B = \dot{A}_1 - \dot{A}_2$$

$$\dot{A}_2 = \frac{\dot{U}_1 + \dot{I}_1 Z_B}{2} \quad (9)$$

$$\dot{A}_1 = \frac{\dot{U}_1 - \dot{I}_1 Z_B}{2}$$

Выразим A_1 и A_2 через напряж. и ток в конце линии;

$\dot{U}_2, \dot{I}_2$ - напряж. и ток в конце линии
 l - длина линии $\Rightarrow (x=l)$

$$\dot{U}_2 = \dot{U}(x=l) = \dot{A}_1 e^{jl} + \dot{A}_2 e^{-jl}$$

$$\dot{I}_2 Z_B = \dot{A}_1 e^{-jl} - \dot{A}_2 e^{jl}$$

$$\dot{A}_2 e^{-jl} = \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 Z_B}{2} \quad \left[\dot{A}_2 = e^{jl} \frac{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 Z_B}{2} \right]$$

$$\dot{A}_1 = \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 Z_B}{2} e^{-jl} \quad (10)$$

$$\dot{U}(x) = \underbrace{\dot{A}_1 e^{jx}}_{\dot{U}_0(x)} + \underbrace{\dot{A}_2 e^{-jx}}_{\dot{U}_n(x)} = \dot{U}_0(x) + \dot{U}_n(x) \quad (11)$$

$$\dot{U}_n(x) = \dot{A}_2 e^{-jx} = \dot{A}_2 e^{j\varphi_2} e^{-j\beta x} = \dot{A}_2 e^{-\alpha x} e^{j(\varphi_2 - \beta x)} \quad (12)$$

$$u_n(x; t) = A_2 \sqrt{2} e^{-\alpha x} \sin(\omega t + \varphi_2 - \beta x) \quad (13)$$

Правящая (прямая) волна напряжения

$$\dot{U}_0(x) = \dot{A}_1 e^{jx} = A_1 e^{j\varphi_1} e^{j\beta x} = A_1 e^{j\alpha x} e^{j(\varphi_1 + \beta x)} \quad (14)$$

$$u_0(x; t) = A_1 e^{2x} \sqrt{2} \sin(\omega t + \psi_1 + \beta x) \quad (15)$$

(15) - обрат (отражен) волну напр.

$$u(x; t) = u_n(x; t) + u_0(x; t) \quad (16)$$

Анализ функции $u_n(x; t)$ покажет, что если считать функ. коорд x ($z: x = x_1$), то ранее опис. синус. функц. врем с амплитуд. $A_2 \sqrt{2} e^{-\alpha x_1}$; если при фикс. t и рассмотрим многознач. напр. на вдоль линии, то напр. затухает (за счёт множит e^{-2x}) синус. волн напр.

ар. которой - функция от коорд x

На рис 4 приведем графиках волны

напр. для $z-x$ мал - т.е. врем $t_2 > t$,

для прост. рассмотрим, что

$$\omega t_1 + \psi_1 = 0$$

70 Величина L , хар. уменьшения

амплит. рассмотрим. волны на ед. длины линии, пог. коэф. среды.) Велич. β , хар. уменьш. фазы раск. волны - погреб коэф. фазы.

Рассмотрев анализ обрат. фазы (15) функции, что она есть волну, передвиг. - вдоль линии в противоположном напр. и также уменьш. по мере передвиж. по амплитуде

из формулы (8) и (11)

$$\dot{I}(x) = \frac{\dot{u}_n(x)}{Z_0} - \frac{\dot{u}_0(x)}{Z_0} = \dot{I}_n(x) - \dot{I}_0(x)$$

$$\frac{\dot{u}_n(x)}{\dot{I}_n(x)} = Z_0 = - \frac{\dot{u}_0(x)}{\dot{I}_0(x)} \quad (17)$$

Знак "-" перед обрат. волн. тока свид. о том, что поток энергии, переносимый обрат. волн. фаз. в обрат. направлении по отношению к потоку вперед. волны.

71

Z_0 и γ - вторичные парам. лин, как устр-ва передачи информации дин. лин., котор. можно выразить через первичные парам.

γ - коэффициент распространения сигнала по линии;

Z - коэффициент осев. сигнала;

β - коэфф. фазы.

λ - длина волны (лин. разм. между 2-мя максимумами, через которые фазы отличаются на 2π)

$$[\omega t + \Psi_2 - \beta x] - [\omega t + \Psi_2 - \beta(x + \lambda)] = 2\pi$$

$$\beta \lambda = 2\pi \Rightarrow \beta = \frac{2\pi}{\lambda}, \quad \lambda = \frac{2\pi}{\beta} \quad (18)$$

v_{ϕ} - скорость, с кот. нужно перемещаться, чтобы наблюдать явление или сф.

$$\omega t + \Psi_2 - \beta x = \text{const}$$

$$\frac{d}{dt}(\omega t + \Psi_2 - \beta x) = 0$$

$$\omega - \beta \frac{dx}{dt} = 0$$

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} \quad (20)$$

$$v_{\phi} T = \frac{\omega}{\beta} \cdot \frac{1}{f} = \frac{2\pi f}{\beta} \cdot \frac{1}{f} = \frac{2\pi}{\beta} = \lambda \quad (21)$$

дин. лин. считаемые лин., где ком.

λ и v соизмеримы. Известно, что v_{ϕ} в вакууме лин. длина к скор. света, $\text{потому что } \omega = 50 \text{ ГГц}$

$\lambda \approx 6000 \text{ км}$. Если $\omega = 3 \cdot 10^9$, то $\lambda = 10 \text{ см}$.

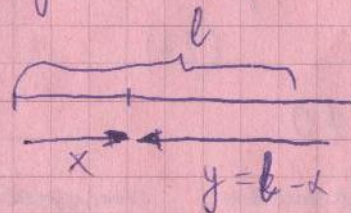
Уравнение дин. лин. в универс.

функциях

$$(22) \begin{cases} \dot{U}(x) = \frac{\dot{U}_1 + I_1 Z_0}{2} e^{-jx} + \frac{\dot{U}_1 - I_1 Z_0}{2} e^{jx} = \\ = \dot{U}_1 \left(\frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2} \right) - I_1 Z_0 \left(\frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2} \right) = \\ = \dot{U}_1 \text{ch } jx - I_1 Z_0 \text{sh } jx \\ I(x) = -\frac{\dot{U}_1}{Z_0} \text{sh } jx + I_1 \text{ch } jx \end{cases}$$

$$\text{ch } jx = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2} \quad (23)$$

$$\text{sh } jx = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2} \quad (24)$$



С гребнем (10) можно выполнить ищро
формула

$$(24) \begin{cases} \dot{U}(y) = \dot{U}_2 \operatorname{ch} j y + \dot{I}_2 Z_0 \operatorname{sh} j y \\ \dot{I}(y) = \frac{\dot{U}_2}{Z_0} \operatorname{sh} j y + \dot{I}_2 \operatorname{ch} j y \end{cases}$$

$$(25) \begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{U}_2 \operatorname{ch} j l + \dot{I}_2 Z_0 \operatorname{sh} j l \\ \dot{I}_1 = \frac{\dot{U}_2}{Z_0} \operatorname{sh} j l + \dot{I}_2 \operatorname{ch} j l \end{cases} \quad \begin{array}{l} \text{у-е рт. лин.} \\ \text{как гет. волна} \end{array}$$

Согласованная нагрузка

как правило, лин. с распредел. параметр-
проект, эквив. между источником эл. и
нагрузкой.

$$\dot{U}_2 = \dot{I}_2 Z_2$$

K_u - коэф. напр.

$$K_u = \frac{\dot{U}_0(x=l)}{\dot{U}_n(x=l)} =$$

$$= \frac{\dot{U}_2 - \dot{I}_2 \cdot Z_0}{\dot{U}_2 + \dot{I}_2 \cdot Z_0} = \frac{Z_2 - Z_0}{Z_2 + Z_0} \quad (26)$$

С гребнем противополож. фазов. отраж. волны
тогда $K_i = -K_u$ (27)

$$Z_2 \neq Z_0 \quad K_u \neq 0$$

Рассоглас. волны полностью отражат. в

нагрузку, частично отраж. от нее.

Это приводит к гет. потерям энергии
в $\operatorname{Re} Z_0$ и $\operatorname{Re} Z_2$

Если отраж. волна равна по амплитуде лин. и
ком. напр. коэффициент $\neq Z_0$ - волн.
повтор отраж. и потери КПД,

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\dot{U}_2 \cdot \dot{I}_2 \cos(\psi_{U_2} - \psi_{I_2})}{\dot{U}_1 \cdot \dot{I}_1 \cos(\psi_{U_1} - \psi_{I_1})}$$

Отражение волн нежелательно, так как
отраж. волны приводят к эффекту эхо -
метелю. для лин.

$Z_2 = Z_0$ - согласованная нагрузка.

$$(28) \begin{cases} \dot{U}(y) = \dot{U}_2 (\operatorname{ch} j y + \operatorname{sh} j y) = \dot{U}_2 e^{j y} \\ \dot{I}(y) = \dot{I}_2 e^{j y} \end{cases}$$

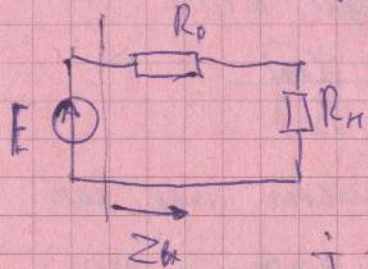
Используя (28) восп. связь между напр.
и токами в начале и в конце лин. с
греб. соглас. нагрузкой.

$$(30) \begin{cases} \dot{U}_1 = \dot{U}_2 e^{j \psi_{U_1}} = \dot{U}_2 e^{j \psi_{U_2}} e^{j \psi_{U_2} + j y} = \dot{U}_2 e^{j \psi_{U_2}} e^{j(\psi_{U_2} + \psi_{I_2})} \\ \dot{I}_1 = \dot{I}_2 e^{j \psi_{I_1}} = \dot{I}_2 e^{j \psi_{I_2}} e^{j(\psi_{I_2} + \psi_{U_2})} \end{cases}$$

$$\downarrow = \frac{U_2 I_2 \cos(\Psi_{U_2} - \Psi_{I_2})}{U_2 e^{j\gamma} I_2 e^{j\gamma} \cos(\Psi_{U_2} + \beta y - \Psi_{I_2} - \beta y)} = e^{-2\alpha y} \quad (31)$$

Входное сопротивление

ген. мк.



из формул (25)

$$Z_{вх} = Z_1 = \frac{U_1}{I_1} =$$

$$= \frac{I_2 Z_2 \operatorname{ch} \gamma l + I_2 Z_0 \operatorname{sh} \gamma l}{I_2 Z_2 \operatorname{sh} \gamma l + I_2 Z_0 \operatorname{ch} \gamma l} =$$

$$= Z_0 \frac{Z_2 \operatorname{ch} \gamma l + Z_0 \operatorname{sh} \gamma l}{Z_2 \operatorname{sh} \gamma l + Z_0 \operatorname{ch} \gamma l} \quad (32)$$

Длин. мк. без искажения

Услов при переносе на линии не мен. форма сигнала, поэтому, условие $Z_{вх} = Z_0$ и $\gamma = 0$ не зависят от расстояния.

Нужно показать, что для этого

$$\text{76) } \text{необходимо выполнить } \frac{L_0}{C_0} = \frac{R_0}{G_0} \quad (33)$$

$$Z_B = \sqrt{\frac{R_0 + j\omega L_0}{G_0 + j\omega C_0}} = \sqrt{\frac{L_0(j\omega + \frac{R_0}{L_0})}{C_0(j\omega + \frac{G_0}{C_0})}} = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \quad (34)$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = \sqrt{(R_0 + j\omega L_0)(G_0 + j\omega C_0)} = \dots = \sqrt{R_0 G_0} + j\omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (35)$$

$$Z = \sqrt{R_0 G_0} \quad (36)$$

$$\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (37)$$

$$v_{\varphi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \quad (38)$$

Если соотнош (33) не выполн., произойдет искривление формы сигнала, т.е. искажение сигнала. Увеличение потерь в линии, расхождение параметров передатчика и приемника и возникновение помех.

Длин. мк. без потерь

Идеальная линия, в которой нет потерь, т.е. $R_0 = 0$ и $G_0 = 0$. В этом случае параметры не зависят от расстояния.

Положив в формулы (34)-(38) $R_0 = 0$ и $G_0 = 0$ получим, что $Z_B = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}}$ $\gamma = \alpha + j\beta = j\omega \sqrt{L_0 C_0}$ $\alpha = 0$ (41)

$$\beta = \omega \sqrt{L_0 C_0} \quad (42)$$

$$v_p = \frac{c}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} \quad (43)$$

Важно! соот. это неискот. линия с куд. замкн.

Уравнение линии без потерь

$$Z_0 = \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = Z_0 \quad - \text{это характерист. сопр.}$$

$$\gamma = \alpha + j\beta = j\beta$$

$$(44) \operatorname{ch} \gamma x = \operatorname{ch} j\beta x = \frac{e^{j\beta x} + e^{-j\beta x}}{2} = \frac{\cos \beta x + j \sin \beta x + \cos \beta x - j \sin \beta x}{2} = \cos \beta x;$$

$$\frac{e^{j\beta x} + e^{-j\beta x}}{2} = \cos \beta x;$$

$$(45) \operatorname{sh} \gamma x = \operatorname{sh} j\beta x = \dots = j \sin \beta x;$$

$$(46) \begin{cases} \bar{U}(x) = U_1 \cos \beta x - j I_1 Z_0 \sin \beta x \\ I(x) = j \frac{U_1}{Z_0} \sin \beta x + I_1 \cos \beta x \end{cases}$$

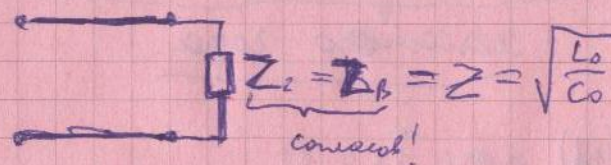
$$(47) \begin{cases} U(y) = U_2 \cos \beta y + j I_2 Z_0 \sin \beta y \\ I(y) = j \frac{U_2}{Z_0} \sin \beta y + I_2 \cos \beta y \end{cases}$$

$$(48) \begin{cases} U_1 = U_2 \cos \beta l + j I_2 Z_0 \sin \beta l \\ I_1 = j \frac{U_2}{Z_0} \sin \beta l + I_2 \cos \beta l \end{cases}$$

Линия без потерь при соот. характерист. напряж.

PROFF

$$Z_0; \gamma = j\beta; l$$



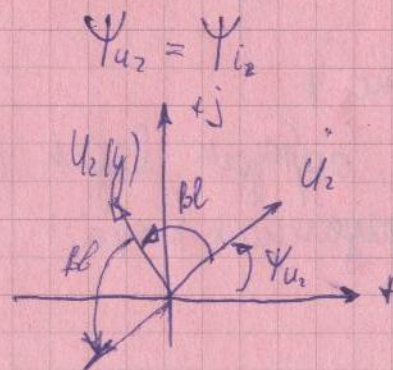
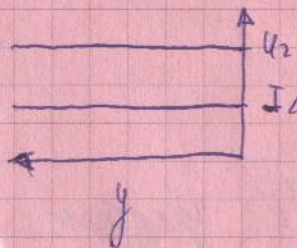
$$U_2 = I_2 \cdot Z_L$$

$$(50) \begin{cases} \bar{U}(y) = U_2 (\cos \beta y + j \sin \beta y) = U_2 e^{j\beta y} \\ I(y) = I_2 e^{j\beta y} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U_2(y) e^{j\gamma_{u2}(y)} = U_2 e^{j\gamma_{u2}} e^{j\beta y} = U_2 e^{j(\gamma_{u2} + \beta y)} \\ I_2(y) e^{j\gamma_{i2}(y)} = I_2 e^{j(\gamma_{i2} + \beta y)} \end{cases}$$

$$\begin{cases} U(y) = U_2 \\ I(y) = I_2 \end{cases}$$

$$\begin{aligned} \gamma_{u2} &= \gamma_{u2} + \beta y \\ \gamma_{i2} &= \gamma_{i2} + \beta y \end{aligned}$$



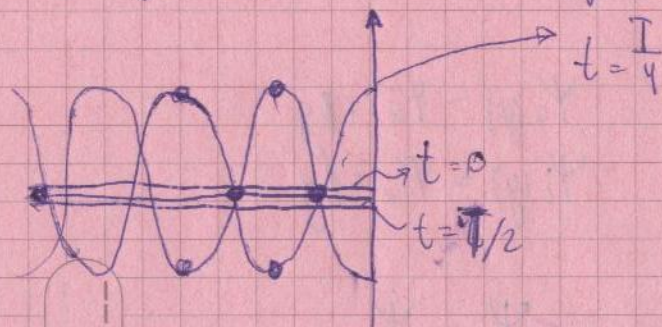
В линии без потерь с соглас. нагрузкой
мощность и напряжение по всей линии
постоянны.

линии без потерь в режиме
стоячего тока

из ур-е (47) при $I_2 = 0$

$$(53) \begin{cases} U(y) = U_2 \cos \beta y \\ I(y) = j \frac{U_2}{Z_0} \sin \beta y \end{cases} \quad \begin{aligned} U_{02} &= 0; \quad U_2 = U_0 e^{j\beta y_2} = \\ &= U_0 e^{j0} = U_0 \end{aligned}$$

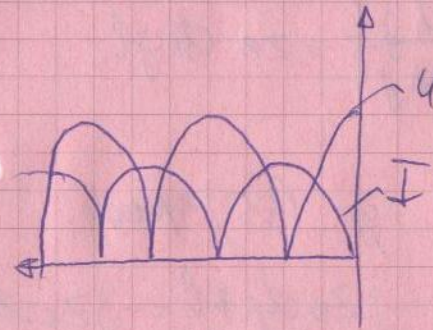
$$\begin{cases} U(y) = U_2 \cos \beta y \sim U(y, t) = U_0 \cos \beta y \sin \omega t \\ I(y) = \frac{U_2}{Z_0} e^{j\beta y} \sin \beta y \sim i(y, t) = \frac{U_0}{Z_0} \sin \beta y \cos \omega t \end{cases} \quad (54)$$



Смотрим рис 7

Напом. обрывки ведут себя как
препятствие тока

80



1) В линии без потерь в рез-не ст. тока
возник. резон. явления в нечет.
точках, в которых U или $I = 0$ (узлы)

в остальных точках - просто ампл.
макс. велич. - постоянны.

2) Через узлы токов и мощн происх.
передачи

возникает электр. обмен между э.

и магнитн напряж.

$$W_2 = \frac{C U^2}{2}; \quad U_0 = \frac{L I^2}{2}$$

Взаимное сопротивление
линии



$$I_2 = 0$$

из ур-е (25)

81