МЭИ	ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЙ БИЛЕТ № 15 Кафедра ВМСС Дисциплина МСПИ II часть Институт ИВТ	Утверждаю: Зав.кафедрой 09.01.22 г.

1. Влияние переходных процессов на процесс передачи информации.

2. Алгоритм расчета первичных параметров линий передачи на переменном токе. Поверхностный эффект.

.

1. Влияние переходных процессов на процесс передачи информации.

Даже в случае идеальных прямоугольных импульсов на входе длинной линии, в результате процесса распространения импульса вдоль линии возможны искажения его формы (например, затягивания фронта). В простейшем случае искаженный импульс примет форму, показанную на рис. 7.14.

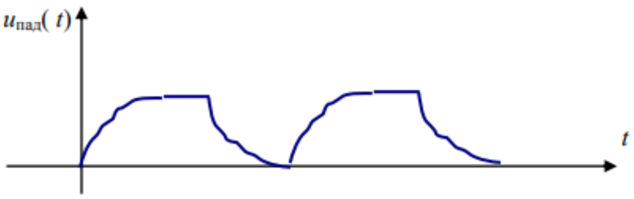

Рисунок 7.14 − Последовательность бинарных сигналов в нагрузке линии

Само затягивание фронта импульса может сказаться на процессе обработки информационных сигналов и извлечении достоверной информации.

Кроме затягивания фронта, возможно искажение фронта в виде коротких импульсов, что показано на рис. 7.15.

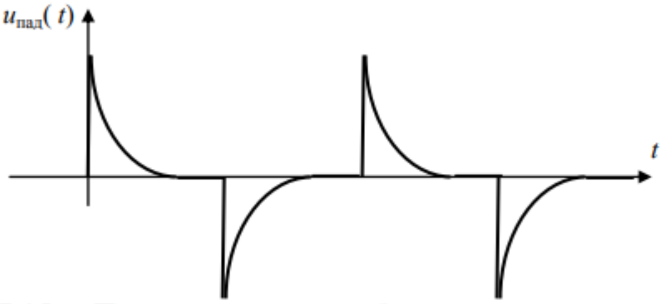

Рисунок 7.15 − Последовательность бинарных сигналов в нагрузке линии

Этому режиму соответствует включение в линию сосредоточенных емкостей. При применяемых видах кодирования на основе бинарных сигналов такие искажения могут быть восприняты системой как изменение полярности сигнала и вызвать ложные срабатывания, т.е. приведет к потере информации.

<u>2. Алгоритм расчета первичных параметров линий передачи на переменном токе. Поверхностный эффект.</u>

Поверхностный эффект (скин-эффект) - это процесс распространения гармонических волн в проводящих средах, который сопровождается постепенным уменьшением амплитуд векторов напряженностей электрического и магнитного полей и плотности тока проводимости в направлении от поверхности проводника вглубь него.

Он возникает из-за эффекта «близости», который описывает деформацию распределения плотности тока в проводнике, вызванным близостью проводов с токами за счет наложения магнитных полей и который возникает из-за связи между векторами поля E и H. Где больше напряженность магнитного поля, там и выше плотность тока.

Найдём распределение комплексных амплитуд векторов J, E и H в проводнике.

Воспользуемся уравнениями Максвелла в частотной области для проводящей среды, пренебрегая токами смещения в сравнении с токами проводимости:

rot $\underline{H}_m = \underline{J}_m$, (1)

rot $\underline{E}_m = j\omega\varepsilon_a\underline{H}_m$, (2)

div $\underline{H}_m = 0$;

div $\underline{J}_m$ = div rot $\underline{H}_m = \nabla[\nabla, H] = 0$;

Рассмотрев уравнение (1) в декартовой прямоугольной системе координат и с его учетом уравнение (2), а также введя обозначение постоянной распространения $\underline{p}$ равной:

$$\underline{p} = +\sqrt{j\omega\mu_0\mu_r\sigma} = +\sqrt{\omega\mu_0\mu_r\sigma}e^{j\frac{\pi}{4}} = +\sqrt{\omega\mu_0\mu_r\sigma}e^{j45^\circ} = \sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu_0\mu_r\sigma} + j\sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu_0\mu_r\sigma}$$

выражение (2)запишется в виде: $\dfrac{\partial \underline{J}_{xm}}{\partial z} = -\underline{p}^2\underline{H}_{ym}$ (3)

Подставив в уравнение (3) уравнение (1) в декартовой прямоугольной системе координат получим дифференциальное уравнение для составляющей $\underline{H}_{ym}$ вектора H в частотной области:

$\dfrac{\partial^2 \underline{H}_{ym}}{\partial z^2} = \underline{p}^2\underline{H}_{ym}$ (4) - обыкновенное дифференциальным уравнением второго порядка и его решением является функция: $\underline{H}_{ym} = \underline{C}_1 e^{-pz} + \underline{C}_2 e^{+pz}$, где $\underline{C}_1 = \underline{C}_1 e^{j\Psi_1}$ и $\underline{C}_2 = \underline{C}_2 e^{j\Psi_2}$ – постоянные интегрирования, подлежащие определению из граничных условий.

Физический смысл следует из выражения для мгновенных значений напряженности магнитного поля H: $H_y(t) = C_1 e^{-bz} \sin\left(\omega t - bz + \Psi_1\right) + C_2 e^{-bz} \sin\left(\omega t + bz + \Psi_2\right)$,

где $b = \sqrt{\frac{1}{2}\omega\mu_0\mu_r\sigma}$

Первое слагаемое в предыдущей формуле определяет бегущую волну, идущую в вглубь проводника. Её фазовая скорость: $\nu = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{b} = \sqrt{\frac{2\omega}{\mu_0\mu_r\sigma}}$, и длина волны:

$$\lambda = \frac{2\pi}{b} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{\omega}{2\mu_0\mu_r\sigma}}} = = \frac{2\pi\sqrt{2}}{\sqrt{\frac{\omega}{\mu_0\mu_r\sigma}}}$$

C_1 находим из граничного условия на поверхности проводника, применив закон полного тока ($\oint \underline{H} dl = \underline{I}_{xm}$) к замкнутому контуру: $\underline{C}_1 = \underline{H}_{ym}(0) = \frac{\underline{I}_m}{a}$

Искомые векторы поля находим подставив значение для $\underline{C}_1$:

$$\underline{H}_{ym} = \frac{\underline{I}_m}{a} e^{-pz}; \quad \underline{J}_{xm} = \frac{\underline{p}\,\underline{I}_m}{a} e^{-pz} = \frac{\underline{p}\,\underline{I}_m}{a} e^{-bz} e^{-jbz};$$

$$\underline{E}_{xm} = \frac{\underline{J}_{xm}}{\sigma} = \frac{\underline{p}\,\underline{I}_m}{a\sigma} e^{-bz} e^{-jbz}$$

Волновое комплексное сопротивление проводника равно: $\underline{Z}_B = \sqrt{\frac{\omega\mu_0\mu_r}{\sigma}} e^{+j\,45°}$

Активное сопротивление слоя длиной находится с использованием теоремы Умова-Пойнтинга в комплексной форме.

Поток вектора Пойнтинга, направленный вглубь проводника равен:

$$\frac{1}{2} \frac{\underline{p}\,\underline{I}_m}{a\sigma} \frac{\underline{I}_m}{a} ah = \frac{1}{2} I_m^2 (r + j\omega L)$$

Глубина проникновения (тока или поля) или толщина поверхностного слоя, или скинслоя вычисляется по формуле: $\frac{1}{b} = \sqrt{\frac{2}{\omega\mu_0\mu_r\sigma}}$.

В любых точках наблюдения в диэлектрике электрическую и магнитную составляющие поля можно записать в виде суммы прямой и обратной волн, подставив в них постоянную распространения в диэлектрике и волновое сопротивление в диэлектрике, а также учитывая граничные условия $H_{1t} = H_{2t}$, $E_{1t} = E_{2t}$ на поверхности проводника (при z = 0):

$$\underline{H}_{y\ пад}(0) = \frac{1}{2}\frac{\underline{I}}{a}\left(1 + \frac{\underline{Z}_B}{Z_{B0}}\right) = \frac{\underline{I}}{a}\left(\frac{Z_{B0} + \underline{Z}_B}{2Z_{B0}}\right);$$

$$\underline{E}_{x\ пад}(0) = Z_{B0}\underline{H}_{y\ пад}(0) = \frac{\underline{I}}{a}\left(\frac{Z_{B0} + \underline{Z}_B}{2}\right);$$

$$\underline{H}_{y\ отр}(0) = \frac{1}{2}\frac{\underline{I}}{a}\left(1 - \frac{\underline{Z}_B}{Z_{B0}}\right) = \frac{\underline{I}}{a}\left(\frac{Z_{B0} - \underline{Z}_B}{2Z_{B0}}\right);$$

$$\underline{E}_{x\ отр}(0) = Z_{B0}\underline{H}_{y\ отр}(0) = \frac{\underline{I}}{a}\left(\frac{Z_{B0} - \underline{Z}_B}{2}\right).$$

Интересно заметить, что процесс отражения падающей волны в диэлектрике от границы раздела диэлектрик / проводящая среда можно интерпретировать по аналогии с длинной линией, приняв в качестве нагрузки для волны в диэлектрике значение $\underline{Z}_B$. В таком случае его можно представить в виде: $\underline{E} = \underline{E}_{пад}(1 + n)$; $\underline{E} = \underline{E}_{пад}(1 - n)$. Такая интерпретация соответствует замене (или аналогии): U ⇒ E и I ⇒ H.