



**Институт Электронных и Информационных Систем  
Кафедра Проектирования и Технологии Радиоаппаратуры**

# Техническая электродинамика

Лекция №10

**«Распространение  
электромагнитных волн  
в линиях передачи»**

## 2.1.4. Поперечные электромагнитные волны

У Т-волны согласно определению отсутствуют продольные составляющие как вектора электрического, так и вектора магнитного поля. Полагая в (2.6) – (2.9)  $E_z = H_z = 0$ , получаем

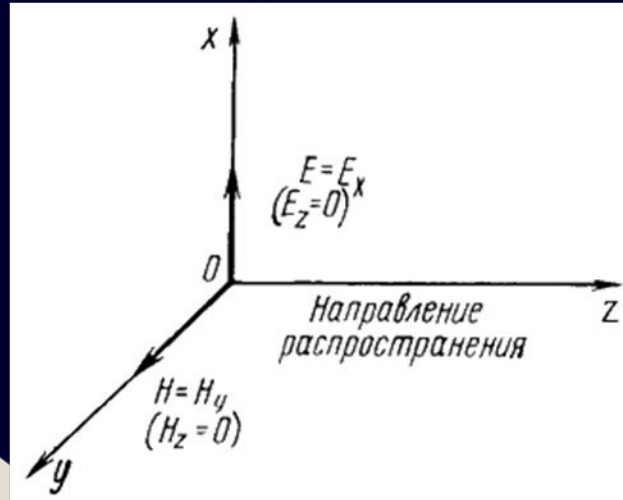
$$\gamma_{\perp}^2 \dot{E}_{\perp} = 0 \quad \text{и} \quad \gamma_{\perp}^2 \dot{H}_{\perp} = 0 \quad (2.17)$$

что удовлетворяется при  $\dot{E}_{\perp} \neq 0$  и  $\dot{H}_{\perp} \neq 0$ , если только

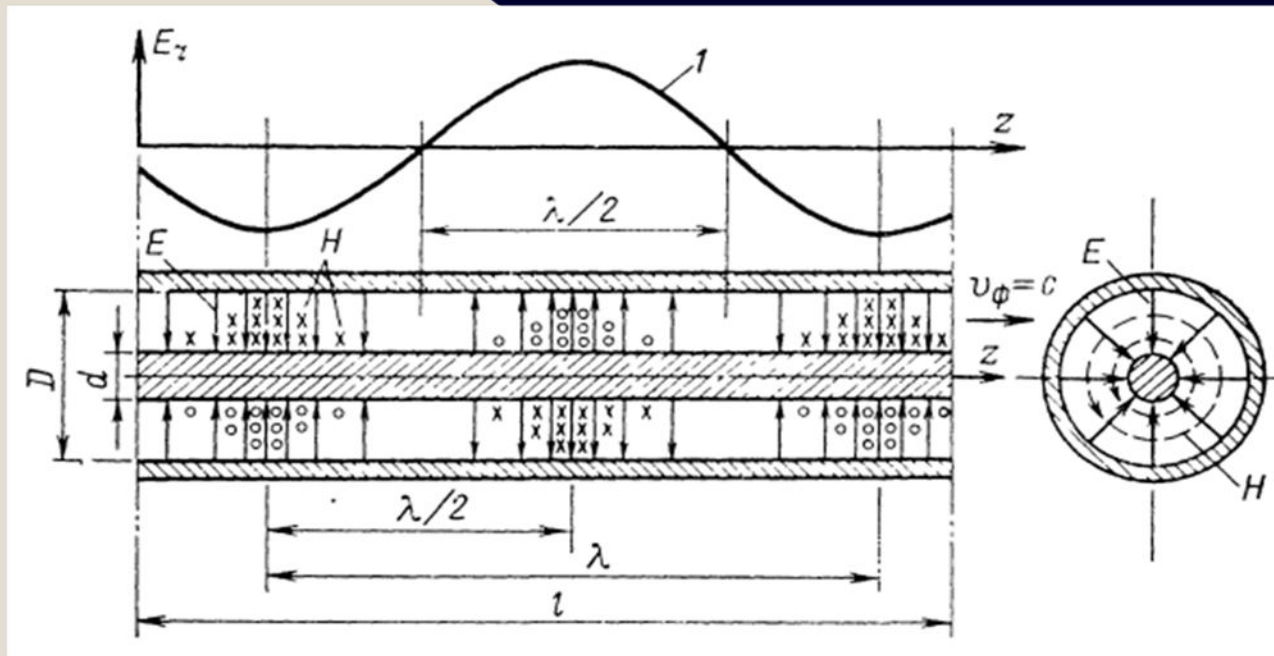
$$\gamma_{\perp}^2 = 0. \quad (2.18)$$

Согласно (2.14) этим значениям  $\gamma_{\perp}$  соответствует  $\lambda_{\text{кр}} = \infty$  и  $f_{\text{кр}} = 0$ . Следовательно, в тех направляющих системах, где возможно распространение Т-волн, эти волны существуют на любой частоте.

# Распространение поперечной электромагнитной волны



Структура электрического и магнитного полей Т- волны на примере коаксиальной линии



Подставляя (2.18) в (2.3), находим постоянную распространения волн

$$\beta = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$$

**Фазовая скорость** распространения волны Т в направляющей системе равна

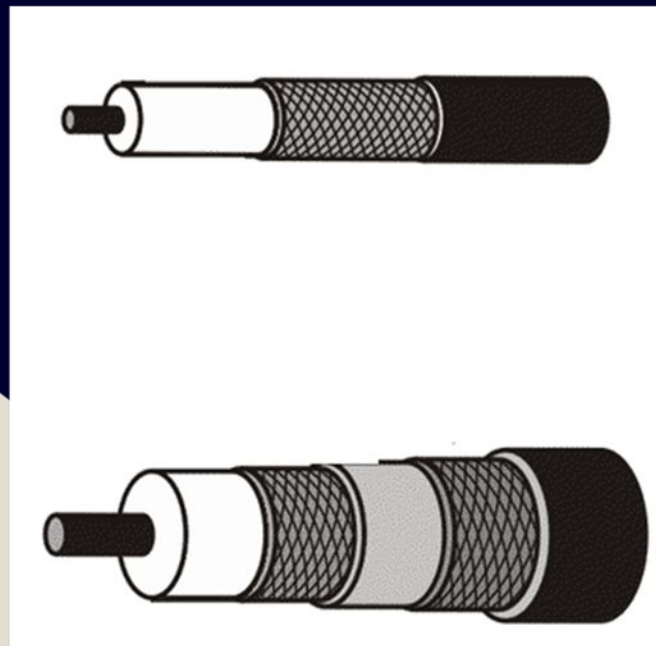
$$v_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = v_0, \text{ т.е. совпадает со скоростью света в среде.}$$

Подставляя в (2.4) значение  $\beta = \omega \sqrt{\epsilon_a \mu_a}$ , приходим к равенству

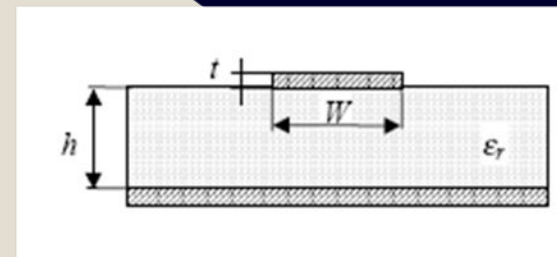
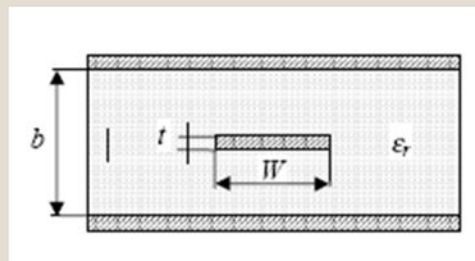
$$\dot{H}_y = \frac{1}{Z_T} \dot{E}_x,$$

где  $Z_T = \sqrt{\mu_a / \epsilon_a}$  – **волновое сопротивление Т-волны**, равное волновому сопротивлению волны, распространяющейся в среде с параметрами  $\epsilon_a$ ,  $\mu_a$ .

# Линии с Т-волной



Коаксиальная линия



Полосковые линии

## 2.1.5. Электрические волны ( $E_z \neq 0$ , $H_z = 0$ )

Волновое сопротивление волны Н согласно (2.4 и 2.15 можно записать в виде)

$$Z_E = \frac{\dot{E}_x}{\dot{H}_y} = \frac{\omega \epsilon_a}{\beta} = Z_T \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2} \quad (2.23)$$

$\lambda < \lambda_{кр}$  – волновое сопротивление волн Е меньше сопротивления Т волн

$\lambda = \lambda_{кр}$  – волновое сопротивление волн Е равно нулю

$\lambda > \lambda_{кр}$  – волновое сопротивление является мнимой величиной



Это означает, что поперечные составляющие векторов электрического и магнитного полей сдвинуты по фазе на  $90^\circ$ .



При этом вектор Пойнтинга принимает чисто мнимое значение, и перенос активной энергии по линии передачи отсутствует. Поэтому экспоненциальное убывание амплитуды полей в линии передачи вызывается не потерями энергии в направляющей системе, а чисто реактивным характером электромагнитного поля в линии.

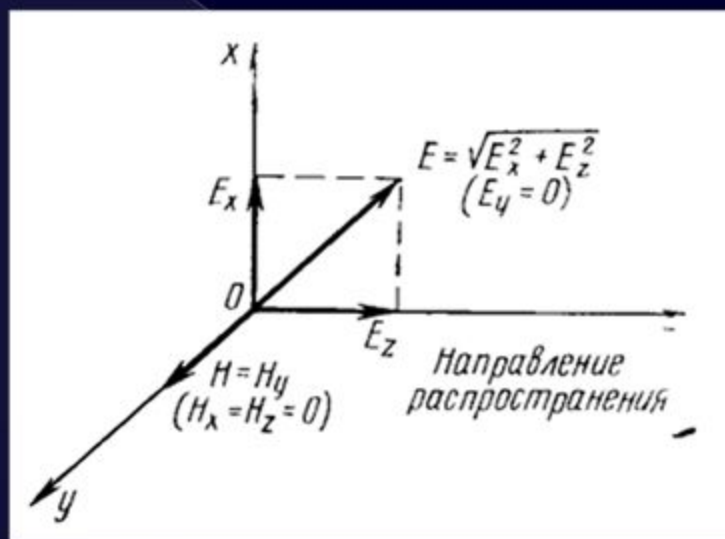
Подставляя в формулу (1.126) вместо  $k$  выражение (2.15) для коэффициента распространения  $\beta$ -волны, получаем

$$V_{\phi} = \frac{\omega}{\beta} = \frac{V_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \quad (2.22)$$

Как следует из (2.22), у волн  $E$  в отличие от  $T$ -волн, фазовая скорость зависит от частоты и всегда превышает скорость света  $V_0$  в данной среде. При  $\lambda = \lambda_{кр}$  фазовая скорость равна бесконечности. По мере увеличения частоты  $V_{\phi}$  приближается к скорости света.



Зависимость фазовой скорости от частоты называется дисперсией, а волны, для которых дисперсия имеет место, называются диспергирующими волнами. Следовательно, волны Е-диспергирующие, тогда как Т-волны – недиспергирующие (если параметры  $\epsilon_a$  и  $\mu_a$  не зависят от частоты).



Распространение  
электрической волны

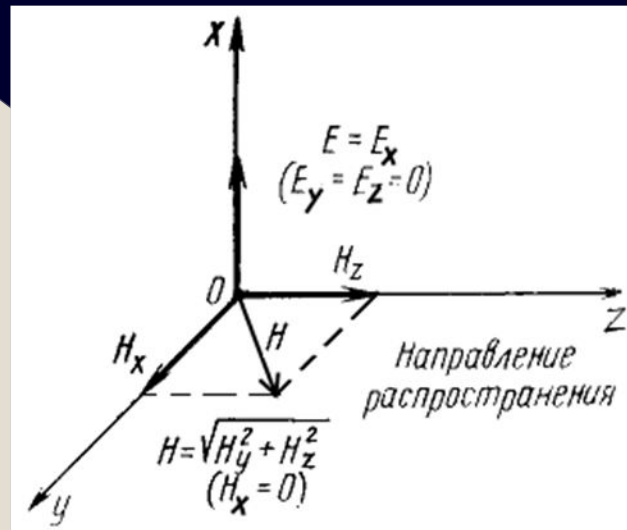
## 2.1.6. Магнитные волны ( $H_z \neq 0, E_z = 0$ )

Волновое сопротивление волны Н согласно (2.4 и 2.15 можно записать в виде)

$$Z_H = \frac{\dot{E}_x}{\dot{H}_y} = \frac{\omega \mu_a}{\beta} = \frac{Z_T}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{кр}}\right)^2}} \quad (2.23)$$

Как видно из формулы (2.23), волновое сопротивление волн Н больше  $Z_T$ . В области волн, длиннее критической,  $Z_H$ , как и  $Z_E$  — величина чисто мнимая, и перенос энергии по линии передач отсутствует.

Фазовая скорость у волн Н, как нетрудно проверить, описывается формулой (2.22). Следовательно, волны Н, как и Е, диспергирующие.



Распространение магнитной волны

## 2.1.7. Концепция парциальных волн

Особенности структуры различных типов направляемых волн могут быть объяснены следующим образом. Пусть направляемая волна распространяется вдоль оси  $z$ .

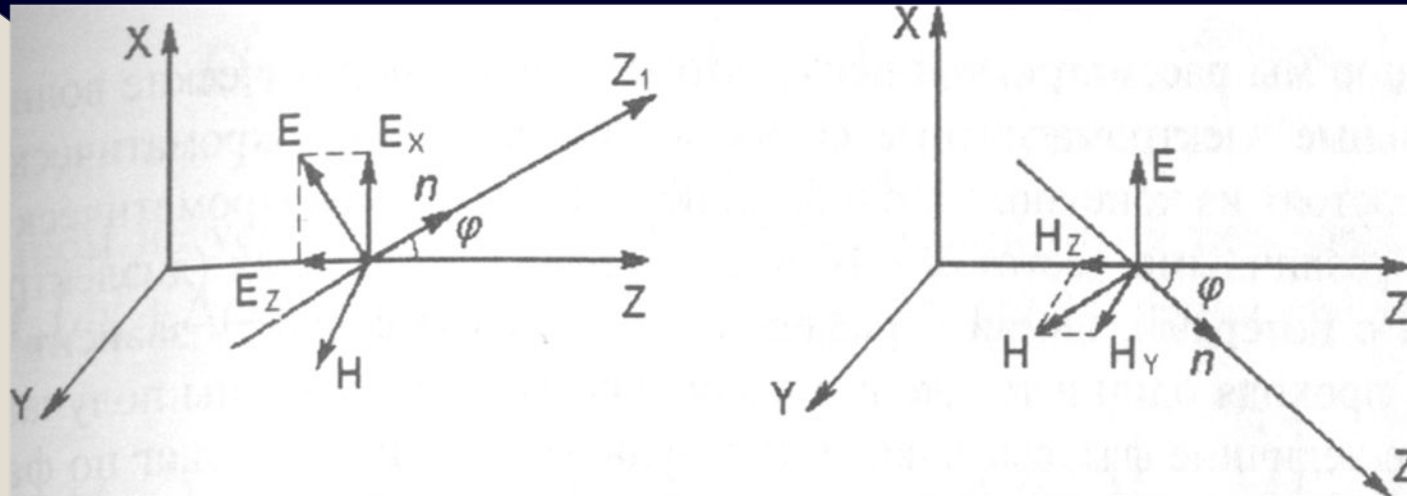
Возможны два типа распространения электромагнитной волны

Распространение параллельно оси  $z$

Распространение по ломаным (по кривым) линиям при общем поступательном движении вдоль оси  $z$

В первом случае векторы  $E$  и  $H$  должны находиться в плоскости, перпендикулярной оси  $z$ , т.е. имеет место  $T$  – волна.

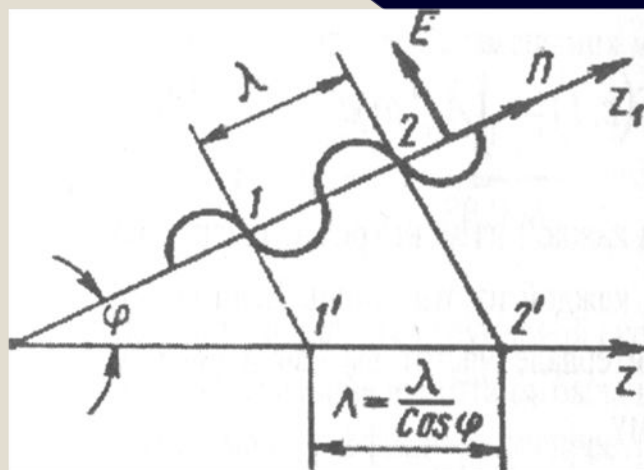
Во втором случае векторы  $E$  и  $H$  должны находиться в плоскостях, перпендикулярных соответствующим участкам ломаной или кривой линии и, следовательно, по меньшей мере один из векторов  $E$  или  $H$  имеет направление не перпендикулярное оси. Имеет место продольная составляющая, что соответствует волнам  $E$  или  $H$ .



## Распространение волн типов E и H вдоль оси Z

Подобная трактовка направляемых волн позволяет дать весьма простое объяснение полученным выше результатам, длина волны и фазовая скорость волн E и H больше, чем T-волн; у волн H волновое сопротивление выше, а у волн E ниже, чем у T-волн. Действительно, в случае E и H – волны парциальная T-волна распространяется вдоль линии, образующей угол  $\varphi$  с осью Z.

Фронт Т-волны и перпендикулярен линии  $Z$ , и перемещается в направлении этой оси с фазовой скоростью, равной скорости света в среде  $V_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_a \mu_a}} = \frac{\lambda}{T}$ , где  $T$ -период колебаний. За время, равное периоду колебаний, фронт Т-волны переместится вдоль оси  $Z_1$  на расстояние  $\lambda$  (расстояние 1-2 на рисунке). Путь, пройденный за то же время фронтом волны вдоль оси  $Z$ , больше и равен расстоянию между точками  $1'$  и  $2'$ . Соответственно длина волны вдоль оси  $Z$  больше и равна  $\lambda_B = \frac{\lambda}{\cos \varphi}$ , отсюда фазовая скорость по оси  $Z$  равна  $V_\phi = \frac{\lambda_B}{T} = \frac{\lambda}{T \cos \varphi} = \frac{V_0}{\cos \varphi}$ , т.е. фазовая скорость у волн  $E$  и  $H$  всегда превышает скорость света в среде.



Распространение парциальной Т-волны

## 2.1.8. Скорость распространения энергии.

### Групповая скорость

До сих пор мы рассматривали исключительно монохроматические волны. Однако реальные электромагнитные сигналы являются немонахроматическими, так как состоят из конечного либо бесконечного числа монохроматических колебаний с различными частотами. В диспергирующих системах (диэлектрическая среда с потерями, линии передачи и др.) фазовая скорость зависит от частоты, т.е. Проходя один и тот же путь, монохроматические волны получают различные по величине фазовые сдвиги. В результате изменяется сдвиг по фазе между колебаниями, образующими сигнал, соответственно меняется форма сигнала – сигнал искажается. Чем уже спектр сигнала, тем меньше разница между фазовыми скоростями отдельных монохроматических волн, тем очевидно меньше эти искажения.

Для характеристики перемещения немонахроматических сигналов вводят понятие групповой скорости, понимая под этим скорость перемещения максимума огибающей группы монохроматических волн, близких между собой по частоте.

Величина равная групповой скорости записывается как:

$$V_{\text{гр}} = \frac{\partial z}{\partial t} = \frac{1}{\partial \beta / \partial \omega} \quad 2.25$$

В направляющих системах коэффициент распространения описывается равенством (2.15).

Подставляя (2.15) в (2.25), находим групповую скорость в линиях передачи

$$V_{\text{гр}} = \frac{\beta}{\omega \varepsilon_a \mu_a} = V_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}, \quad 2.26$$

т.е.  $V_{\text{гр}} < V_0$  для распространяющихся волн Е, Н и  $V_{\text{гр}} = V_0$  для Т волн. Сравнивая (2.26) и (2.22), замечаем, что

$$V_{\text{гр}} V_{\text{ф}} = V_0^2 = \frac{1}{\varepsilon_a \mu_a} \quad 2.27$$



В окрестности максимума сигнала, очевидно, сосредоточена основная часть энергии. Поэтому скорость перемещения этого максимума, т.е. групповая скорость, характеризует скорость перемещения энергии сигнала по линии передачи. При  $\lambda = \lambda_{кр}$  скорость распространения энергии равна нулю и по мере повышения частоты приближается к скорости света.