

	内容简介	教材对应的章节
1	波的复数与复矢量表示；传输线方程及其解	1.3, 1.4, 2.1
2	描述传输线状态的特征量及其沿传输线的变换；传输功率与效率	2.2, 2.3
3	传输线圆图；圆图应用举例	2.4, 2.5
4	阻抗匹配及其应用；传输线的瞬态响应	2.6, 2.7
5	矢量分析与场论	1.5
6	电磁运动规律的实践经验总结—麦克斯韦方程组（积分形式）	1.1, 1.2, 1.7, 3.1.1~3.1.4
7	微分形式的麦克斯韦方程, 复矢量形式的麦克斯韦方程；连续方程；物质的本构关系	3.1, 3.2, 3.3, 3.4
8	洛伦兹力方程、等离子体的电磁特性；坡印廷定理；电磁场的几个基本原理与定理	3.5, 3.6, 3.7
9	波方程及其平面波解；极化	4.1~4.3
10	有耗介质中的平面波；色散与群速	4.4, 4.5
11	电各向异性介质中的平面波，磁化铁氧体中的平面波	4.6, 4.7
12	波传播的传输线模型	4.9
13	边界条件；介质交界面对TE、TM波的反射与透射	5.1, 5.2
14	临界角与布儒斯特角；吸收交界面	5.3, 5.4
15	多层介质系统对平面波的反射与透射	5.5

	内容简介	教材对应的章节
16	矩形波导，圆波导	6.1, 6.2, 6.3
17	横向谐振原理；平板介质光波导与条形介质波导	6.5
18	耦合微带线的奇、偶模分析；耦合微带线的耦合效应；耦合微带线的滤波特性	6.6
19	光纤的射线分析；光纤的标量波动分析及其解	6.7, 6.8.1
20	光纤的模式与色散特性；基于矩形波导与光纤的器件	6.8.2~6.8.4, 6.4
21	描述谐振器的特征参数；空腔谐振器	7.1, 7.2, 7.3
22	微带、介质、光学谐振器的基本原理，与外电路的耦合及特征参数	7.4~7.7
23	描述天线的特征参数；标量位与矢量位	8.1, 8.2
24	电基本振子的辐射；磁基本振子的辐射	8.3, 8.4
25	线天线；线阵天线	8.5, 8.6
26	口径天线、微带天线；传输方程与雷达方程；瑞利散射	8.7~8.10
基于传输线的无源元件		

电磁场与电磁波

1.1 概述

1.2 电磁场与电磁波的基本概念

1.4 波的基本特征及时谐波的复数与复矢量表示

2.1 传输线的等效电路模型与传输线方程

1873年Maxwell的巨著《A Treatise of Electricity and Magnetism》预言电磁波的存在

$$\left\{ \begin{array}{ll} \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} & \text{磁生电} \\ \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} & \text{电生磁} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_v & \text{电荷生电} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 & \text{磁力线闭合} \end{array} \right.$$

时域、微分形式Maxwell方程组

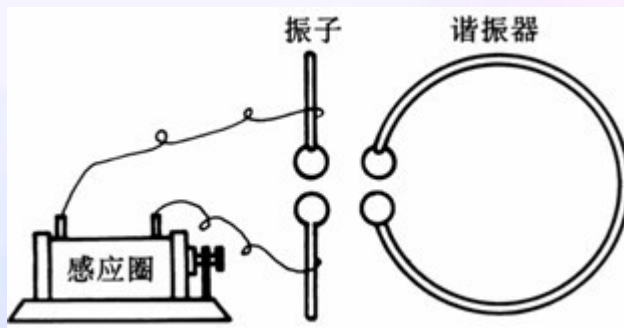


Maxwell

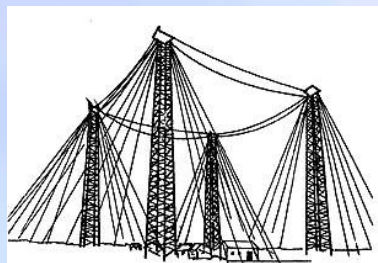
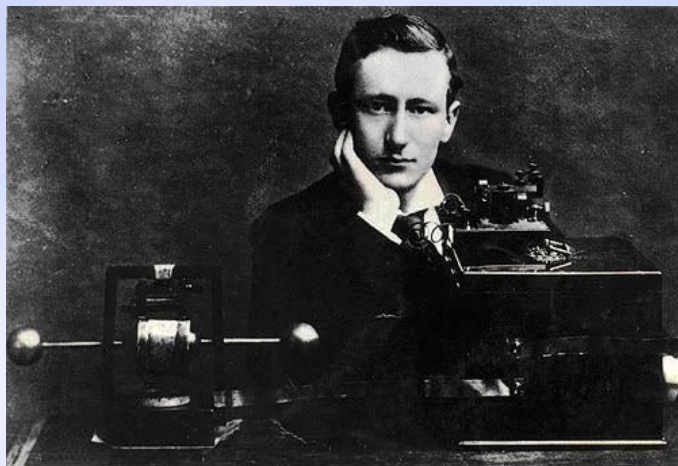
电磁波验证和应用历史

7

1888年赫兹实验证明电磁波的存在



1901年马可尼实现越洋电磁波通信

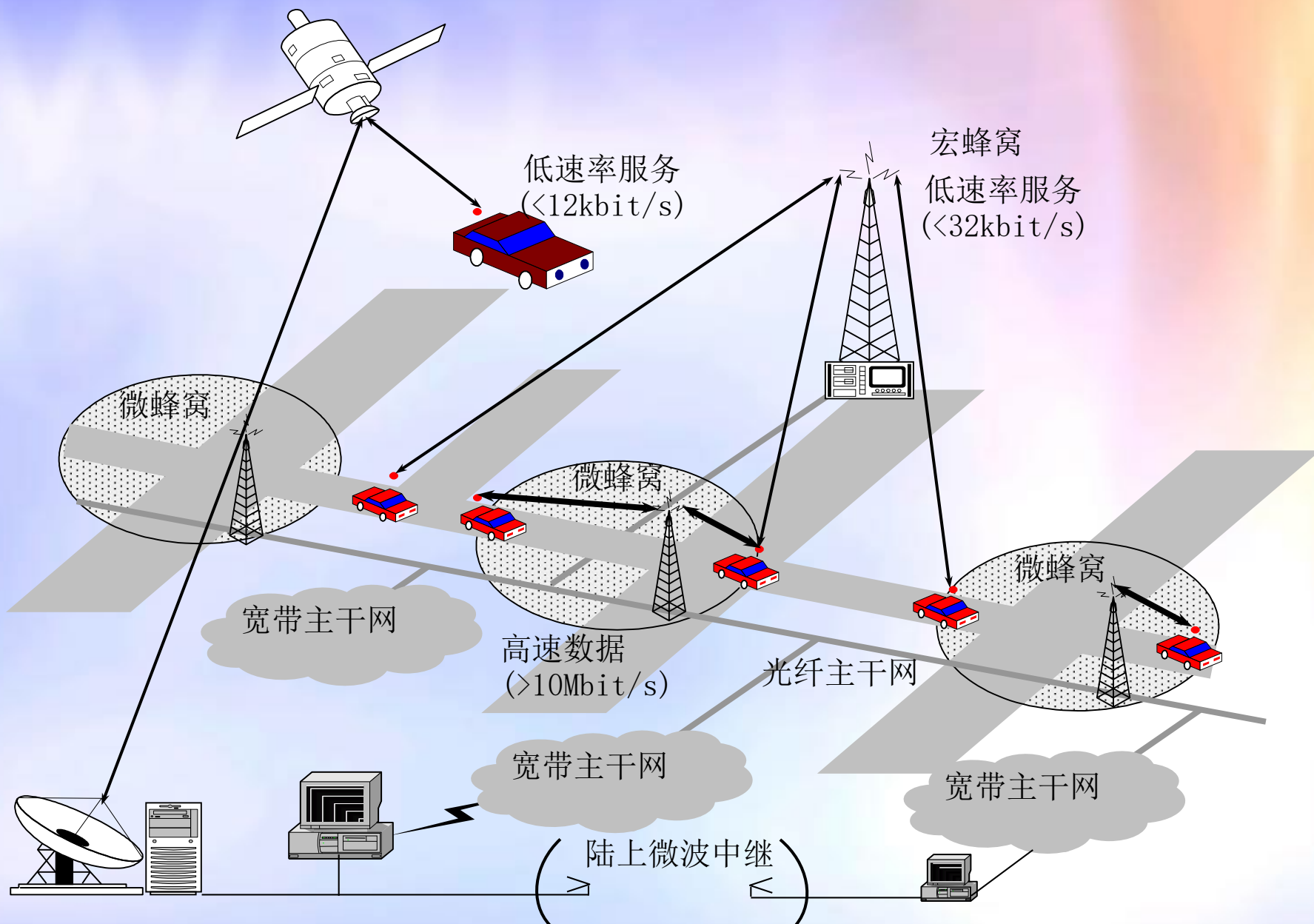


英国西南角的「宝
窠」(POLDHU)

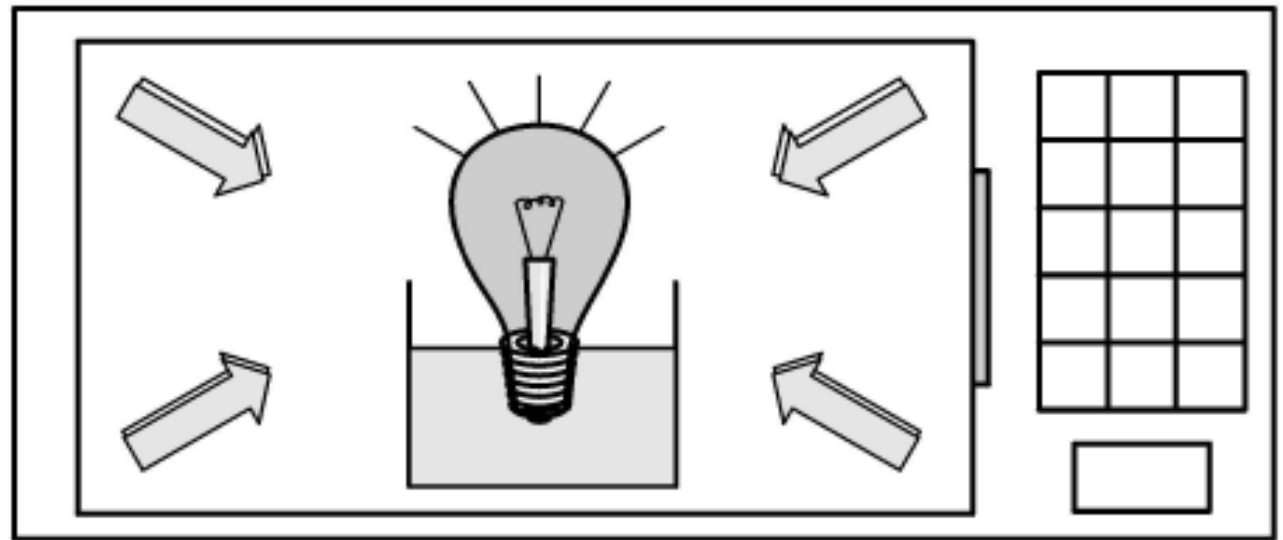
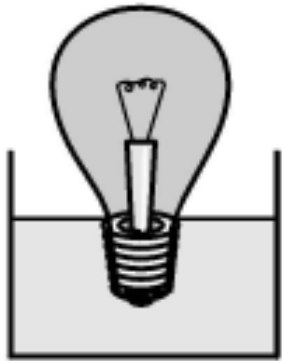
在加拿大的纽芬兰使用风筝天线

通信网系统中电磁波

8



微波炉使白炽灯发光



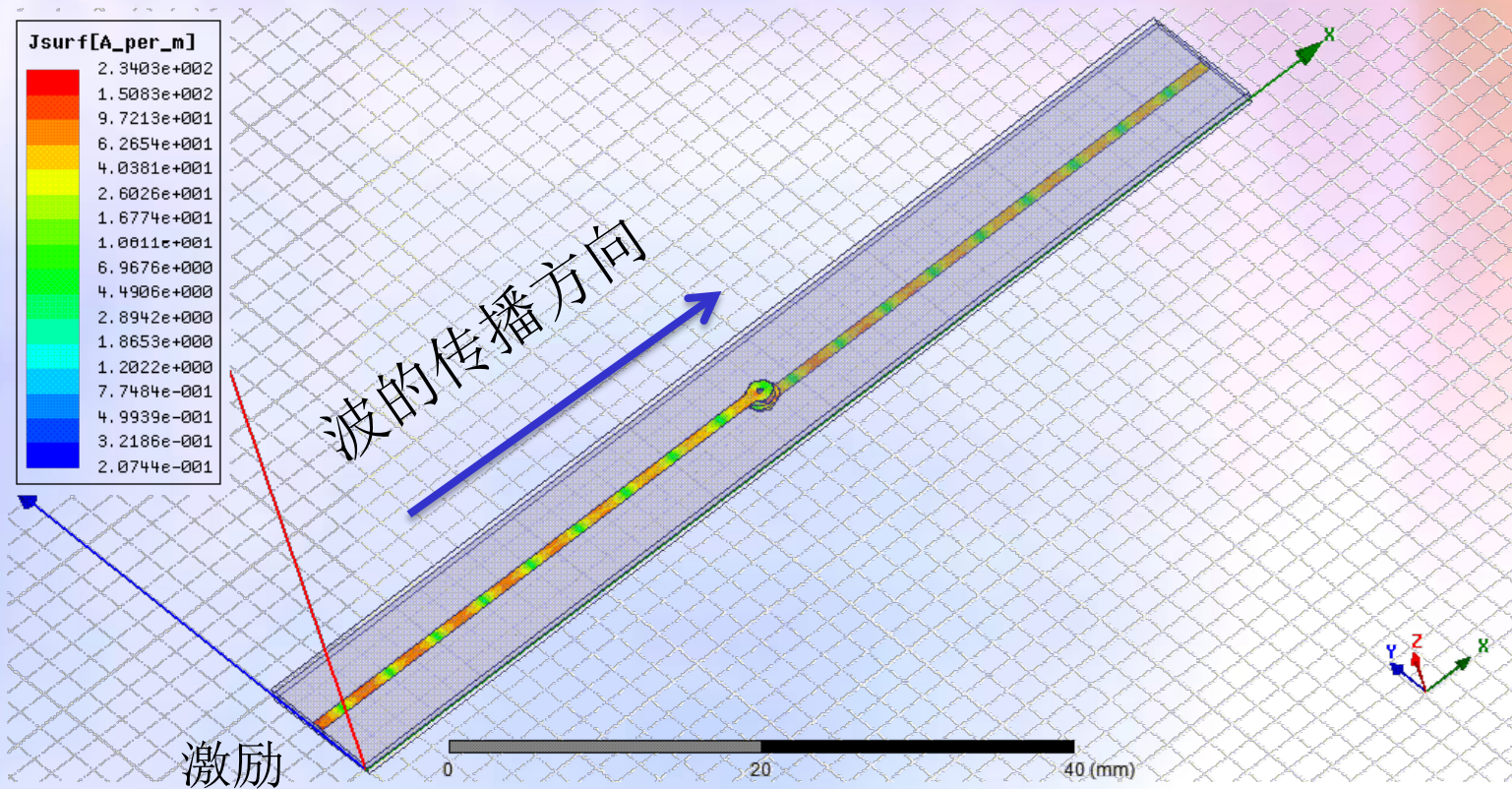
1. 电磁波有能量。
 2. 电磁波从一点传播到另一点有时间延迟，即电磁波以一定速度传播，其传输速度等于光速。
 3. 在线性介质中，电磁波传播满足线性叠加定理。
- 所谓线性，即一个波的传播并不影响另一个波的传播。如两个人交谈，一个人声带振动发出的声波并不影响另一个人发出的声波传播。两个声波相遇，其总的波只是两个波的简单叠加。

1.4 波的基本特征及时谐波的复数与复矢量表示

2.1 传输线的等效电路模型与传输线方程

波动举例 —— 微带线上的传输电流

12



随时间作简谐变化的连续波的特征

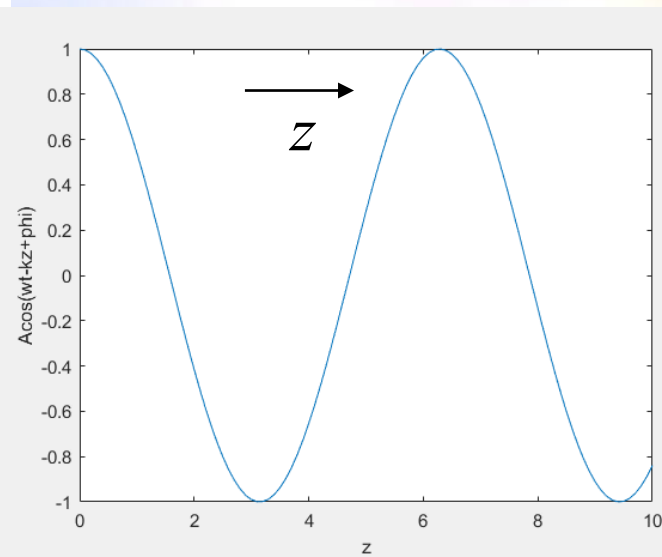
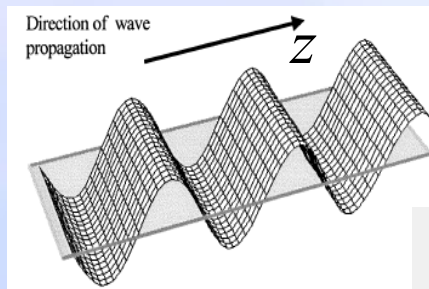
13

波有瞬态波和随时间作简谐 (harmonic) 变化的连续波之分。前者作为波源的扰动局限于一个很短的时间内，而后者为连续的简谐振荡源激励。

随时间作简谐变化的连续波 $A(z, t)$

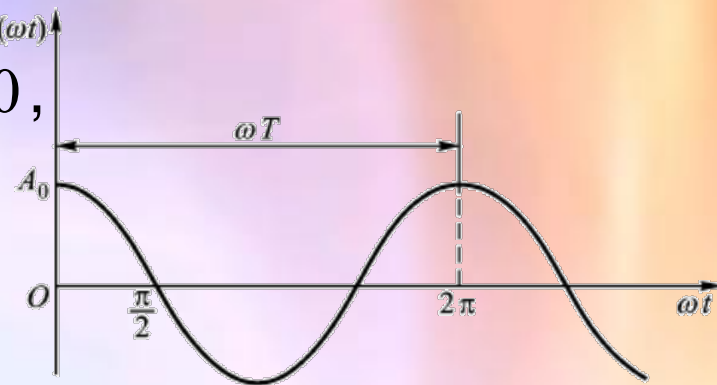
$A(z, t) = A_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$ 是空间坐标 z 和时间 t 的函数。

- A_0 称为波的振幅
- ω 称为角频率
- k 称为波的传播常数，波数
- $(\omega t - kz + \varphi_0)$ 称为波的相位
- φ_0 称为波的初始相位



假设 $\varphi_0=0$ ，固定于空间某一点，比如 $z=0$ ，

$$A(0,t) = A_0 \cos(\omega t)$$



A 随 t 作周期变化，相位变化 2π 的

时间叫**周期 T** （单位是秒），即 $\omega T = 2\pi$ ，所以

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \quad \text{或} \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

频率 f $f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}$ ，单位为赫兹（Hz），每秒钟振荡（相位变化 2π ）的次数。

$\omega = 2\pi f$ ，称为**角频率**，单位是弧度/秒（rad/s）。

空间域中看波

$$A(z, t) = A_0 \cos(\omega t - kz)$$

固定时间 t ，观察 A 随 z 的变化

右边的图 给出 $\omega t = 0, \pi/2, \pi$ (或 $t = 0, t = T/4, t = T/2$) 三个时刻 A 随空间 z 的变化。

A 在 z 方向也是周期变化的。

相位变化 2π 的距离称为波长 λ ，即 $k\lambda = 2\pi$

由此得到

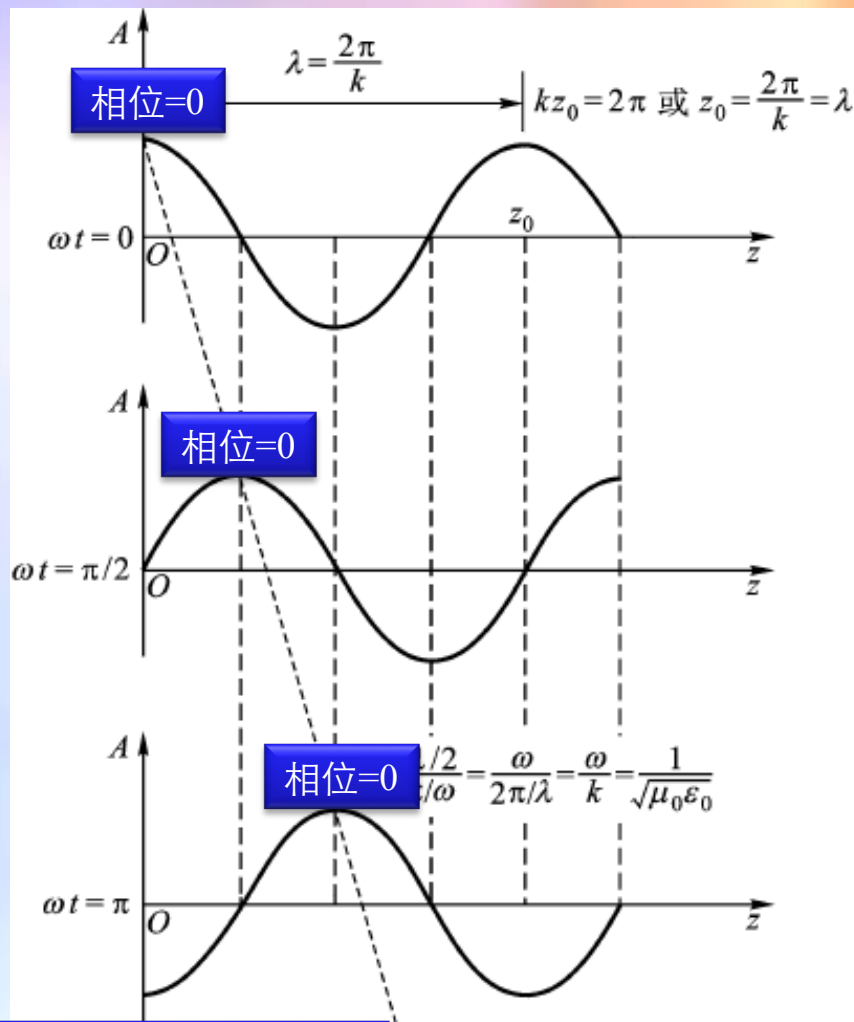
$$\lambda = \frac{2\pi}{k}$$

空间内的周期

上式也表示 k 为 2π 距离内包含的波数，或 2π 距离内包含的空间周期数，即

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

空间域中波长 λ 、波数 k 与时间域中周期 T 、角频率 ω 改变相位的作用是等价的。



我们对波传播的感觉，数学上就是相位随时间向前传播

波的速度

$$A(z, t) = A_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$$

波的传播速度是多少？

波速是相位传播的速度，也称为**相速度**（设想有一个人站在波峰上，此人随着波峰前进的速度即波的速度）。这就要求波的相位是常数：

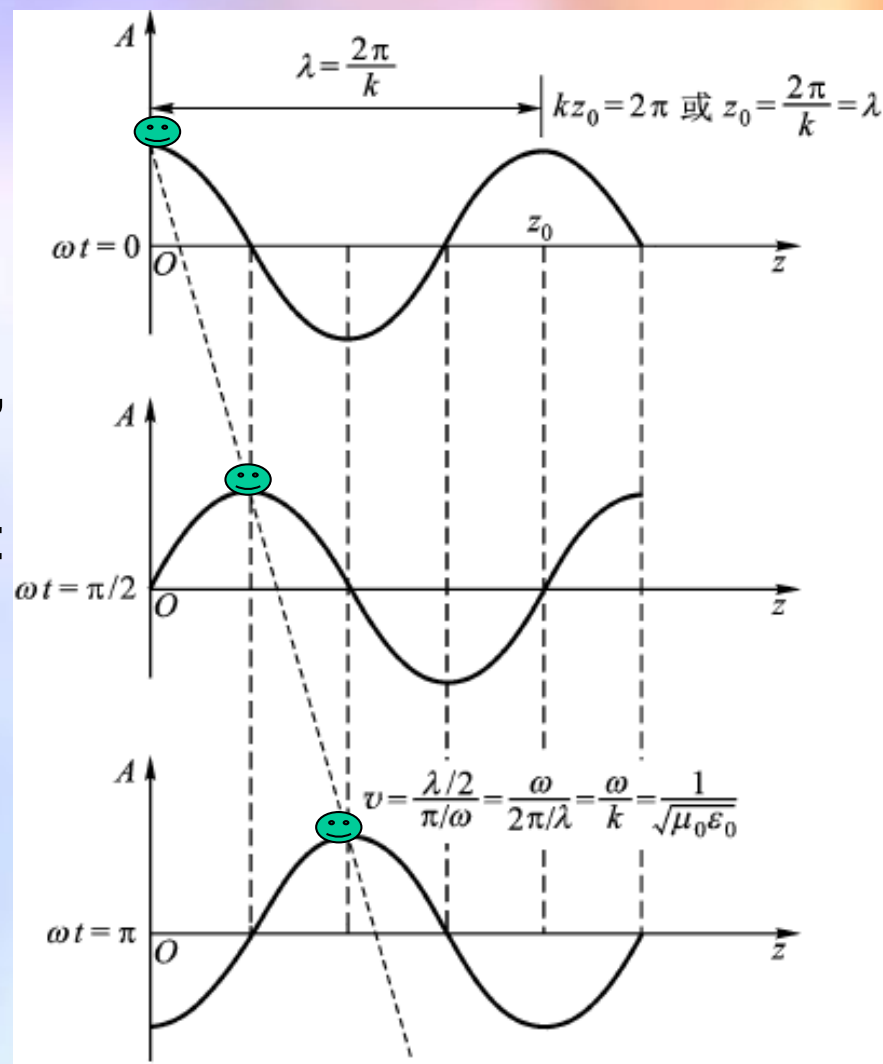
$$\omega t - kz = \text{常数}$$

所以波传播速度就是 $v = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{k}$

因为 $\omega = 2\pi f$ ，而 $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ，

所以 $v = f\lambda$ 。

在真空中 v 等于光速 $c = 3 \times 10^8$ 米/秒



$$A(z, t) = A_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_0)$$

如果式中相位表达式为

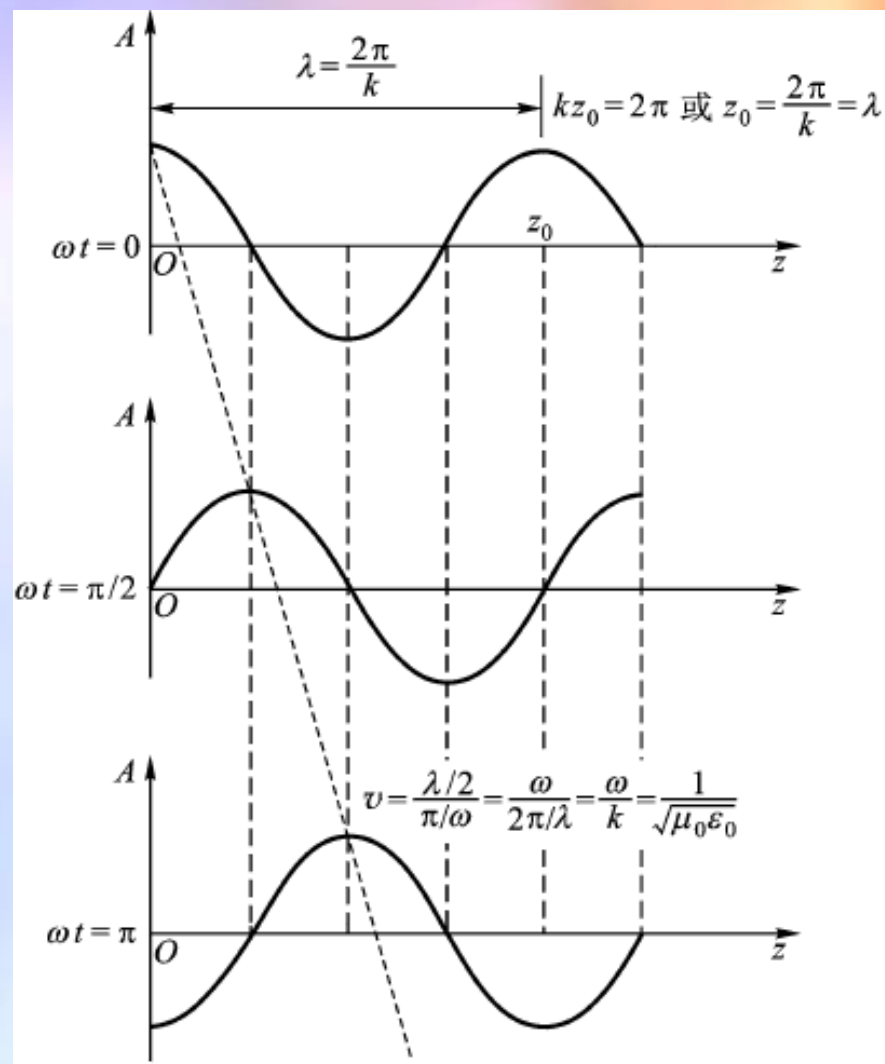
$(\omega t + kz + \varphi_0)$ ，则表示沿 $-z$ 方向传播的波。 $v = \frac{dz}{dt} = -\frac{\omega}{k}$

表示波动的两个主要参数：

■ ω 由激励波的振荡源频率决定 $\omega = 2\pi f$

■ 媒质的特性决定了波速 $v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon\mu}}$

■ 频率、波速、波长中只有2个独立变量； $v = f\lambda$



熟记 ω 、 f 、 k 、 λ 、 v 的关系

时谐标量波的复数表示

带有 t 的时谐波表达式太繁琐，工程上我们只需关注其幅度和相位，因此可以用更简洁的复数形式来代表

设一个电压波 $u(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0u})$

时谐标量波可用复数表示，“表示”的意义是，电压波 $u(z, t)$ 与一个复数 U 对应，复数 U (相量)的定义是

$$U = U_0 e^{-j(kz - \varphi_{0u})}$$

复数 U 的模 $|U| = U_0$ ，相位 $\varphi_u(z) = -kz + \varphi_{0u}$

$u(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0u}) \Rightarrow U_0 e^{j(-kz + \varphi_{0u})}$ 波沿 $+z$ 方向传播

$u(z, t) = U_0 \cos(\omega t + kz + \varphi_{0u}) \Rightarrow U_0 e^{j(+kz + \varphi_{0u})}$ 波沿 $-z$ 方向传播

时谐标量波的复数表示

从 U 变换回 $u(z, t)$: U 乘 $e^{j\omega t}$ 取实部, 就得到 $u(z, t)$, 即 *

$$\begin{aligned}
 U &= U_0 e^{-j(kz - \varphi_{0u})} \\
 u(z, t) &= \operatorname{Re} \left[U e^{j\omega t} \right] \\
 &= \operatorname{Re} \left[U_0 e^{j(\omega t - kz + \varphi_{0u})} \right] \\
 &= \operatorname{Re} \left[U_0 \left(\cos(\omega t - kz + \varphi_{0u}) + j \sin(\omega t - kz + \varphi_{0u}) \right) \right]
 \end{aligned}$$

式中, $\operatorname{Re}[\]$ 表示对 $[\]$ 中的复量取实部运算。为简化书写, 符号 $\operatorname{Re}[\ (\) e^{j\omega t}]$ 常略去, 用复数 U 等效于时谐标量波 $u(z, t)$, 即

$$\underset{\text{时间域}}{u(z, t)} \leftrightarrow \underset{\text{频率域}}{U = U_0 e^{-j(kz - \varphi_{0u})}}$$

等效为离散傅立叶变换及其逆变换

如果 $u(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0u})$

$$u(z, t) \leftrightarrow U = U_0 e^{j\varphi_u}, \varphi_u = -kz + \varphi_{0u}$$

$$v(z, t) = V_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0v})$$

$$v(z, t) \leftrightarrow V = V_0 e^{j\varphi_v} \quad \varphi_v(z) = -kz + \varphi_{0v}$$

同频

很容易证明 $(u(z, t) + v(z, t))$ 与复数 $(U + V)$ 对应，即

$$u(z, t) + v(z, t) \leftrightarrow U + V$$

$$\text{因为 } u(z, t) + v(z, t) = \text{Re}[(U + V) e^{j\omega t}]$$

← *

$$\frac{\partial}{\partial t} u(z, t) \leftrightarrow j\omega U$$

$$\int u(z, t) dt \leftrightarrow \frac{U}{j\omega}$$

证明 $\frac{\partial u(z, t)}{\partial t} = -\omega U_0 \sin(\omega t - kz + \varphi_{0u})$ $u(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0u})$

$j\omega U$ 变换为时域 $\text{Re}\left[j\omega U_0 e^{j\varphi_u} e^{j\omega t}\right] = -\omega U_0 \sin(\omega t - kz + \varphi_{0u})$

$$\int u(z, t) dt = \frac{U_0 \sin(\omega t - kz + \varphi_{0u})}{\omega}$$

$\frac{U}{j\omega}$ 变换为时域 $\text{Re}\left[\frac{U_0 e^{j\varphi_u} e^{j\omega t}}{j\omega}\right] = \frac{U_0 \sin(\omega t - kz + \varphi_{0u})}{\omega}$

对于随时间变化的量，上式积分中的常数可不予考虑。所以时谐标量波用复数表示后，对时间的微分、积分运算简化为乘与除 $j\omega$ 的代数运算。利用该性质将极大简化复数形式的Maxwell方程组。

时谐变量的时间平均值总是等于零的。

$$\langle u(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T U_0 \cos(\omega t + \varphi_u) dt = 0$$

但是两个时谐变量乘积的平均值并不总是等于零的，例如

$$u(t) = U_0 \cos(\omega t + \varphi_u) \quad i(t) = I_0 \cos(\omega t + \varphi_i)$$

$$\langle u(t)i(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T U_0 \cos(\omega t + \varphi_u) I_0 \cos(\omega t + \varphi_i) dt = \frac{1}{2} U_0 I_0 \cos(\varphi_u - \varphi_i)$$

与 $u(t)$ 、 $i(t)$ 对应的复数 U 、 I 分别为

$$u(t) \leftrightarrow U = U_0 e^{j\varphi_u} \quad i(t) \leftrightarrow I = I_0 e^{j\varphi_i}$$

$$\operatorname{Re}[UI^*] = \operatorname{Re}[U_0 e^{j\varphi_u} I_0 e^{-j\varphi_i}] = \operatorname{Re}[U_0 I_0 e^{j(\varphi_u - \varphi_i)}] = U_0 I_0 \cos(\varphi_u - \varphi_i)$$

所以引入 $u(t)$ 、 $i(t)$ 的复数表示 U 、 I 后， $u(t)$ 与 $i(t)$ 乘积的时间平均值计算可简化为

$$\langle u(t)i(t) \rangle = \frac{1}{2} \operatorname{Re}[UI^*]$$

$$\begin{cases} u(z, t) = U_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0u}) & u(z, t) \leftrightarrow U = U_0 e^{j\varphi_u}, \varphi_u = -kz + \varphi_{0u} \\ v(z, t) = V_0 \cos(\omega t - kz + \varphi_{0v}) & v(z, t) \leftrightarrow V = V_0 e^{j\varphi_v}, \varphi_v = -kz + \varphi_{0v} \end{cases}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} u(z, t) + v(z, t) \leftrightarrow U + V \\ \frac{\partial}{\partial t} u(z, t) \leftrightarrow j\omega U \quad \int u(z, t) dt \leftrightarrow \frac{U}{j\omega} \\ \langle u(t)i(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[UI^*] \end{array} \right. \quad \text{需要记住}$$

运算法则与傅里叶变换类似

时谐矢量的复矢量表示

设随时间作简谐变化的电场强度为矢量

$$\begin{aligned}\mathbf{E}(x, y, z, t) = & \mathbf{x}_0 E_x(x, y, z) \cos[\omega t + \varphi_x(x, y, z)] \\ & + \mathbf{y}_0 E_y(x, y, z) \cos[\omega t + \varphi_y(x, y, z)] \\ & + \mathbf{z}_0 E_z(x, y, z) \cos[\omega t + \varphi_z(x, y, z)]\end{aligned}$$

与其对应的复数矢量表示是

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \mathbf{x}_0 E_x(x, y, z) e^{j\varphi_x(x, y, z)} + \mathbf{y}_0 E_y(x, y, z) e^{j\varphi_y(x, y, z)} + \mathbf{z}_0 E_z(x, y, z) e^{j\varphi_z(x, y, z)}$$

$$\mathbf{E}(x, y, z, t) = \operatorname{Re} \left[\mathbf{E}(x, y, z) e^{j\omega t} \right]$$

$\mathbf{E}(x, y, z)$ 为复矢量，每一个分量是复数（包含实部和虚部），所以 $\mathbf{E}(x, y, z)$ 包含 6 个关于 (x, y, z) 实函数；它不是时间的函数。

设复矢量

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_r + j\mathbf{E}_i, \quad \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \mathbf{H}_r + j\mathbf{H}_i, \quad \mathbf{r} = (x, y, z)$$

与复矢量对应的时谐矢量为

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{j\omega t}] = \mathbf{E}_r \cos(\omega t) - \mathbf{E}_i \sin(\omega t)$$

$$\mathbf{H}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}[\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{j\omega t}] = \mathbf{H}_r \cos(\omega t) - \mathbf{H}_i \sin(\omega t)$$

$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ 的时间平均值是

$$\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) dt = \frac{1}{2} (\mathbf{E}_r \times \mathbf{H}_r + \mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i)$$

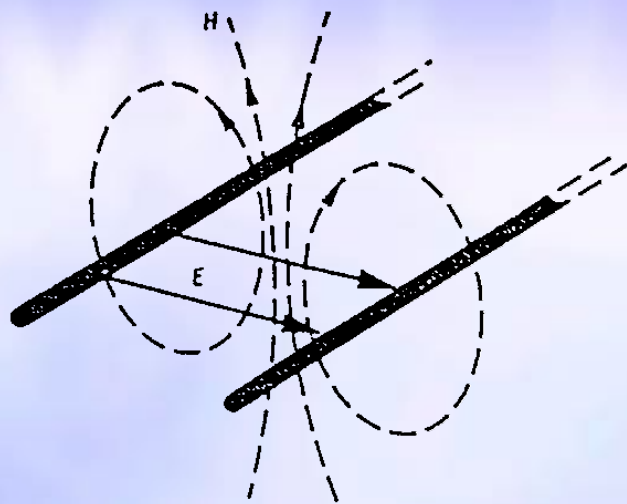
如果我们取复矢量 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ 与 $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ 的共轭复矢量的叉积

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r}) = (\mathbf{E}_r + j\mathbf{E}_i) \times (\mathbf{H}_r - j\mathbf{H}_i) = \mathbf{E}_r \times \mathbf{H}_r + \mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_i + j(\mathbf{E}_i \times \mathbf{H}_r - \mathbf{E}_r \times \mathbf{H}_i)$$

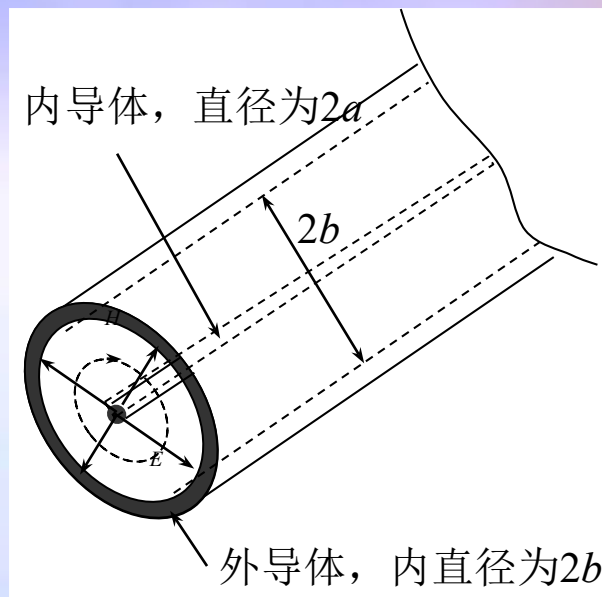
$$\langle \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) \times \mathbf{H}(\mathbf{r}, t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[\mathbf{E}(\mathbf{r}) \times \mathbf{H}^*(\mathbf{r})] \quad \text{类似 } \langle u(t)i(t) \rangle = \frac{1}{2} \text{Re}[UI^*]$$

1.4 波的基本特征及时谐波的复数与复 矢量表示

2.1 传输线的等效电路模型与传输线方程



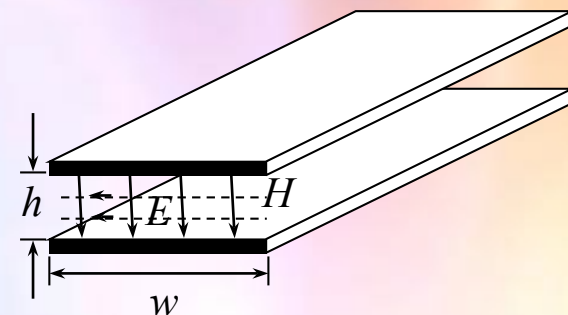
平行双导线



同轴线



微带线



平行板波导

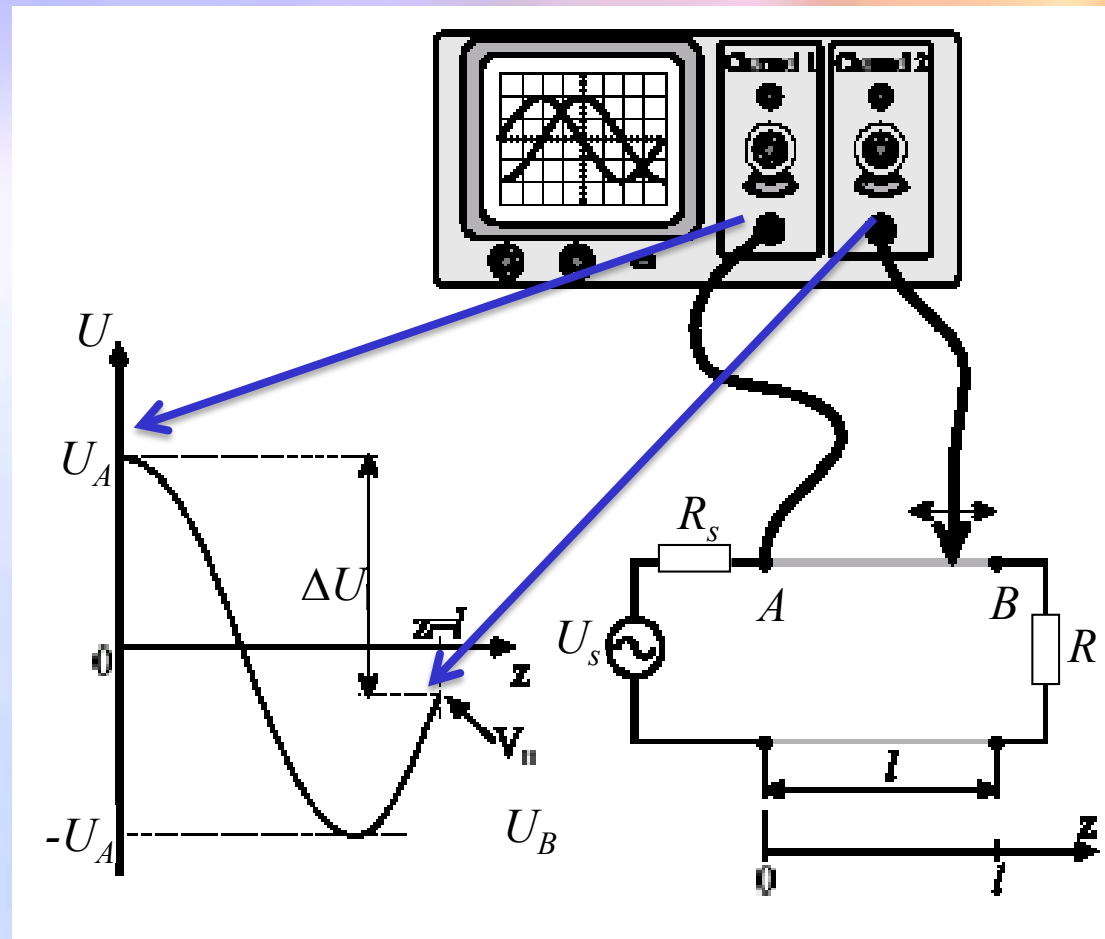
- 平行双导线、同轴线、微带线是常用的传输线。
 - ◆ 结构上：其横向尺寸比波长小得多，纵向尺寸比波长大多得多，至少与波长可比。
 - ◆ 场分布上：电场和磁场的方向都垂直于传播方向，称为横电磁模（Transverse Electromagnetic Mode, **TEM模**）。
- 电话网用平行双导线，有线电视网都用同轴线，微带线广泛用于集成电路。

传输线即使无损耗，由于其纵向线度至少可与波长比拟，即 $l \approx \lambda$ 或 $l \gg \lambda$ ，纵方向电压 U 、电流 I 不再处处相等，而是纵向位置 z 的函数。即

$$U = U(z)$$

$$I = I(z)$$

电磁波动性只体现在纵向。



如何用基尔霍夫定律分析传输线

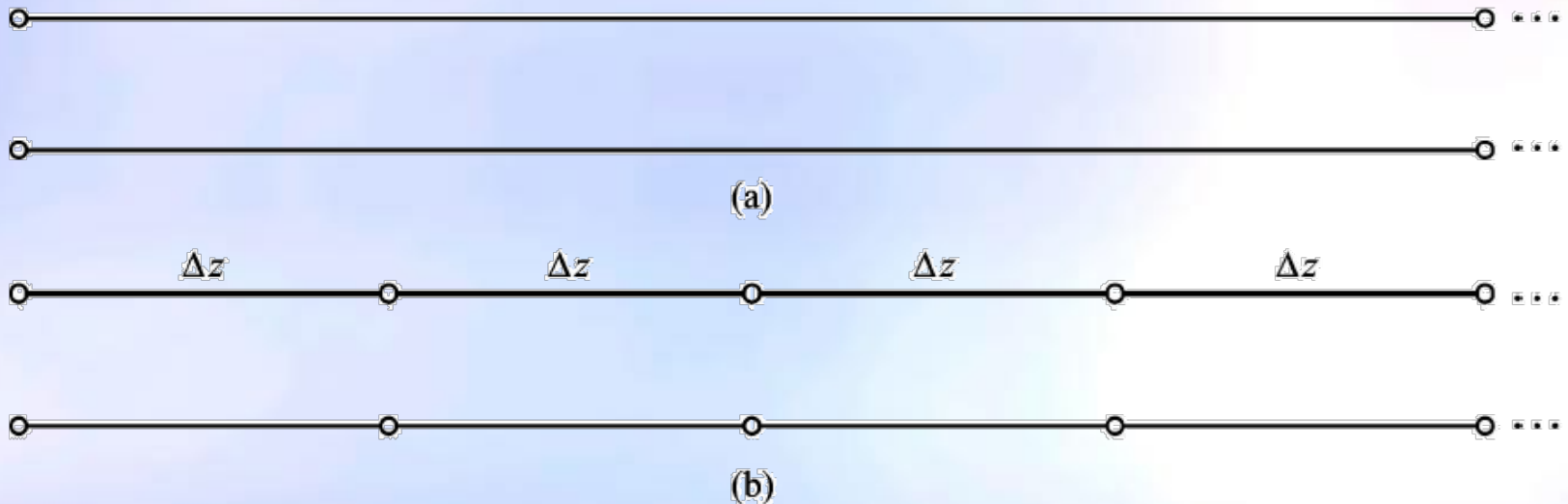
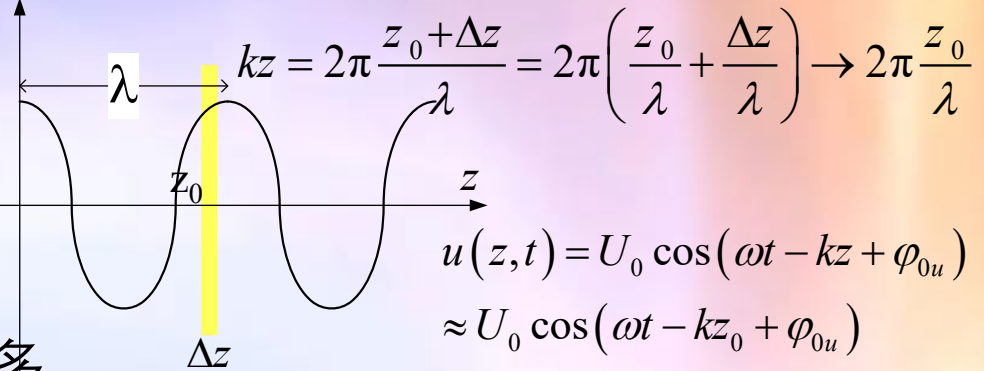
我们在电路原理中已学过基尔霍夫定律 $\Sigma U=0$, $\Sigma I=0$

基尔霍夫定律适用范围:

1. 低频, f 很小, $v = f\lambda$, λ 很大

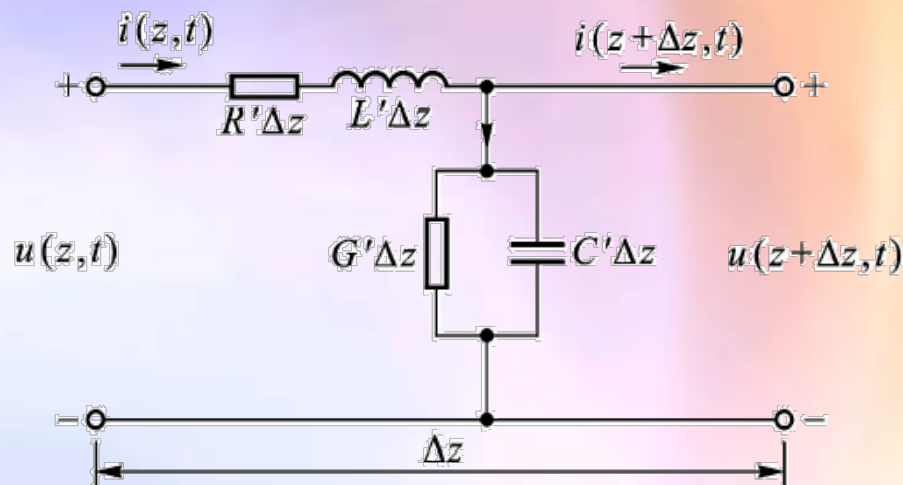
2. 所研究对象尺寸比波长小得多

如果把长度为 l 的传输线分成 N 段, 只要每段长度 $\Delta z \ll \lambda$, 那么在 Δz 长度内, 基尔霍夫定律可以适用。



Δz 长度一段传输线的等效电路

以一段 Δz 平行双导线为例



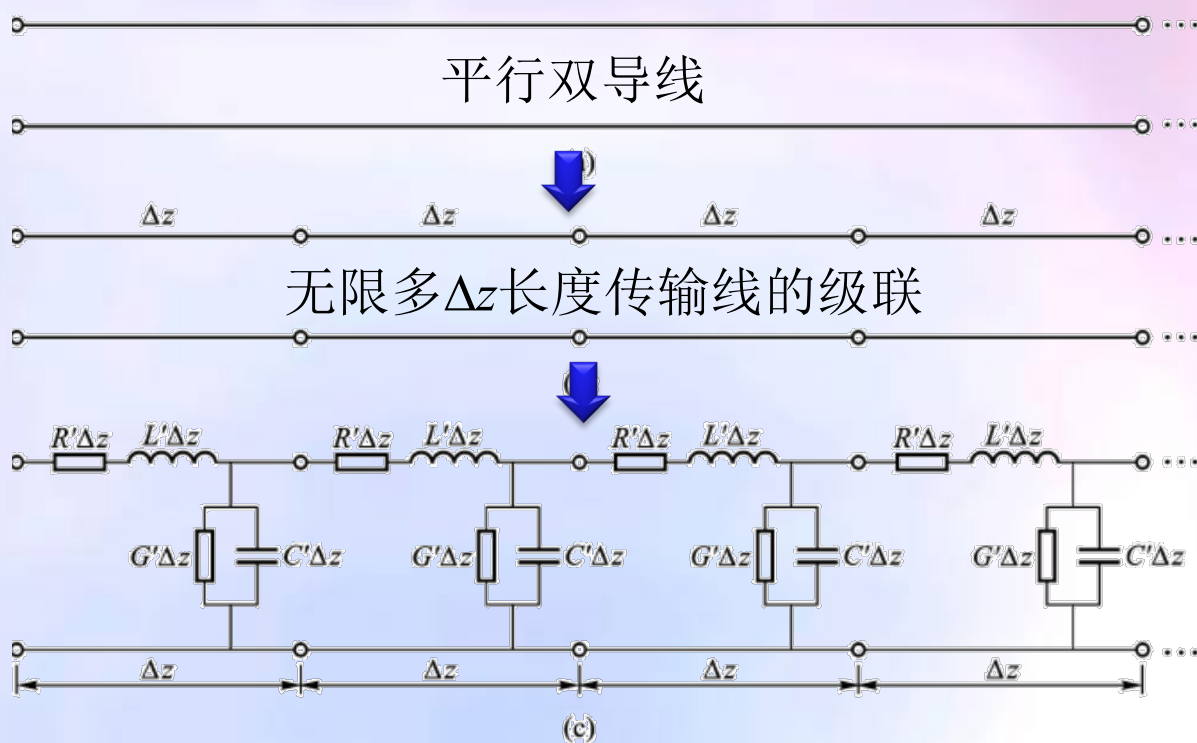
Δz 长度一段传输线的等效电路

R' 、 G' 、 L' 、 C' 分别为传输线单位长度 (p.u.l) 的等效电阻、等效电导、等效电感、等效电容, $R'\Delta z$ 、 $G'\Delta z$ 、 $L'\Delta z$ 、 $C'\Delta z$ 分别为 Δz 长度内的等效电阻、等效电导、等效电感、等效电容。

- 串联电阻 R' 表示, 当电流沿导体流动时, 由于构成导体材料的电导率 σ 有限产生的欧姆损耗。
- 并联电导 G' 表示, 当两导体间填充的介质不是完纯介质时, 电导率 σ 不完全等于零, 有少量漏电流, 会产生漏电损耗。
- 串联电感 L' 表示导体周围有磁场线, 有磁场能量的储存。
- 并联电容 C' 表示两导体间存在电场, 说明导体间储有电能。

传输线的等效电路

如果将 z 方向无限长的传输线看成无限多 Δz 长度传输线的级联，而每一段 Δz 长度的传输线又用 LC 网络等效，那么 z 方向无限长的传输线就可用无限多级联的网络表示。



传输线的等效电路模型

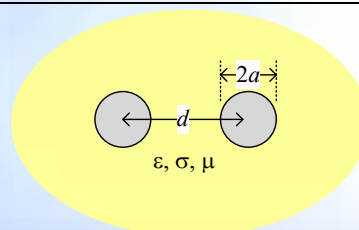
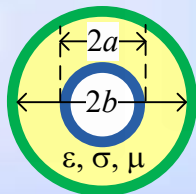
传输线的等效电路参数 R' 、 G' 、 L' 、 C' 沿传输线也是均匀分布的，故称它们为**分布电路参数**。与**集总参数电路**中的 R 、 L 、 C 、 G 不同。

单位长度的 $R'L'C'G'$

单位长度传输线等效电路参数 R' 、 G' 、 L' 、 C' 的具体数值取决于传输线构成材料的物理性质、几何形状与尺寸。

平行双导线、同轴线的等效电路参数 R' 、 G' 、 L' 和 C'

参数	同轴线	平行双导线	单位
R'	$\frac{R_s}{2\pi} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right)$	$\frac{R_s}{\pi a}$	Ω/m
L'	$\frac{\mu}{2\pi} \ln(b/a)$	$\frac{\mu}{\pi} \ln \left[(d/2a) + \sqrt{(d/2a)^2 - 1} \right]$	H/m
G'	$\frac{2\pi\sigma}{\ln(b/a)}$	$\frac{\pi\sigma}{\ln \left[(d/2a) + \sqrt{(d/2a)^2 - 1} \right]}$	S/m
C'	$\frac{2\pi\epsilon}{\ln(b/a)}$	$\frac{\pi\epsilon}{\ln \left[(d/2a) + \sqrt{(d/2a)^2 - 1} \right]}$	F/m



$$R_s = \sqrt{\pi f \mu_c / \sigma_c}$$

μ_c 、 σ_c 属于导体的量

从上面表格中可以看出

$$L'C' = \varepsilon\mu \qquad L'G' = \mu\sigma$$

- 对于均匀介质、无耗导线组成的传输线，可以证明以上结论成立；
- 介质已知的情况下， L' ， C' ， G' 中只有一个独立变量

传输线方程/电报方程

利用基尔霍夫电压、电流定律，可得

$$u(z, t) - R' \Delta z i(z, t) - L' \Delta z \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} - u(z + \Delta z, t) = 0$$

$$i(z, t) - G' \Delta z u(z + \Delta z, t) - C' \Delta z \frac{\partial u(z + \Delta z, t)}{\partial t} - i(z + \Delta z, t) = 0$$

$$-i(z + \Delta z, t) = 0$$

除以 Δz ，并重新排列得到

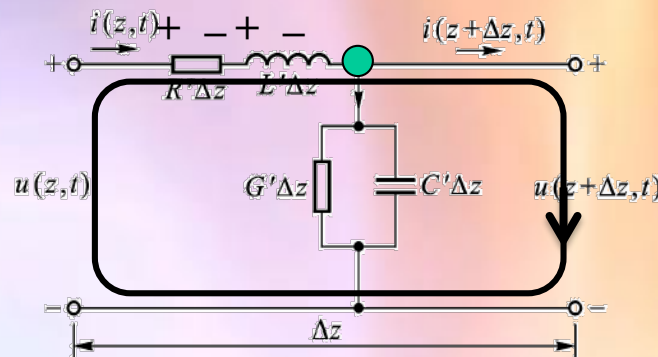
$$\frac{u(z + \Delta z, t) - u(z, t)}{\Delta z} = - \left[R' i(z, t) + L' \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \right]$$

$$\frac{i(z + \Delta z, t) - i(z, t)}{\Delta z} = - \left[G' u(z + \Delta z, t) + C' \frac{\partial u(z + \Delta z, t)}{\partial t} \right]$$

当 $\Delta z \rightarrow 0$ ，取极限，得到

$$\frac{\partial u(z, t)}{\partial z} = - \left[R' i(z, t) + L' \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \right] \quad \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} = - \left[G' u(z, t) + C' \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} \right]$$

这就是传输线上电压、电流满足的微分方程，称为传输线方程/电报方程。



复数形式的传输线方程

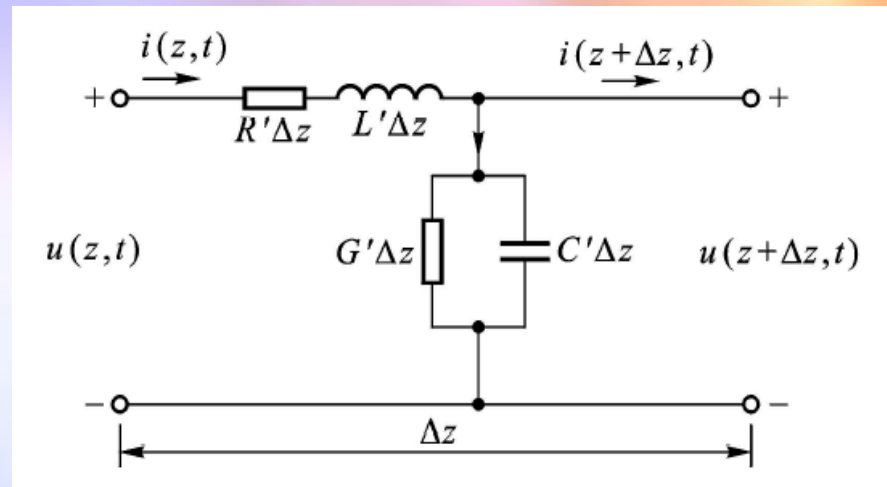
引入简谐变量 $u(z, t)$ 、 $i(z, t)$ 的复数表示

$$\begin{cases} U(z) \\ I(z) \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} u(z, t) = \text{Re}[U(z)e^{j\omega t}] \\ i(z, t) = \text{Re}[I(z)e^{j\omega t}] \end{cases}$$

将上式代入传输线方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial i(z, t)}{\partial z} &= - \left[G' u(z, t) + C' \frac{\partial u(z, t)}{\partial t} \right] \\ \frac{\partial u(z, t)}{\partial z} &= - \left[R' i(z, t) + L' \frac{\partial i(z, t)}{\partial t} \right] \end{aligned}$$

就得到复数形式的传输线方程



$$\begin{cases} \frac{dU(z)}{dz} = -(R' + j\omega L')I(z) \\ \frac{dI(z)}{dz} = -(G' + j\omega C')U(z) \end{cases}$$

注意： $U(z)$ 、 $I(z)$ 不是时间 t 的函数。

复习要点：

一、波

1. 一维波表示为 $A\cos(\omega t - kz)$ ：波的振幅 A ，频率 f ，角频率 $\omega = 2\pi f$ ，传播常数（波数） k ，周期 $T = 2\pi/\omega$ ，波长 $\lambda = 2\pi/k$ ，相速 $v = \omega/k$ 。

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}, v = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

2. 时谐标量波用复数（相量）表示，掌握时域与频域电磁场表达式的互换。

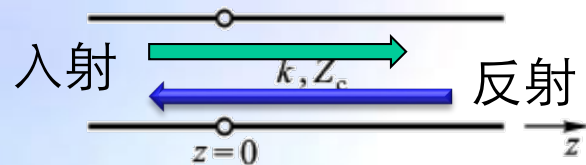
二、传输线方程

1. 将传输线分成 N 段后，只要每一段长度 $\Delta z \ll \lambda$ ，基尔霍夫定律仍适用；
2. Δz 等效电路 - 》 传输线方程 - 》 入射波和反射波；

$$\frac{dU}{dz} = -j\omega L' I$$

$$\frac{dI}{dz} = -j\omega C' U$$

能够计算传输线的单位长度参数



复习内容：1.3, 1.4, 2.1

作业：1.1, 1.2, 1.3(1)&(2), 1.4(1)&(2), 1.5(1)&(2), 2.1（取 $k_i > 0$ 的解）