第二章 电磁波的传播和传输

吴比翼

北京理工大学集成电路与电子学院
射频技术与软件研究所

biyi.wu@bit.edu.cn

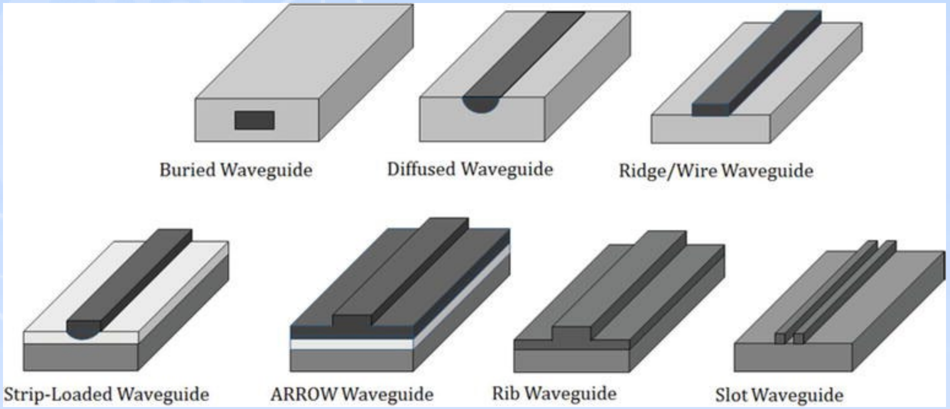
北京理工大学
Beijing Institute of Technology

第2章 电磁波的传播和传输

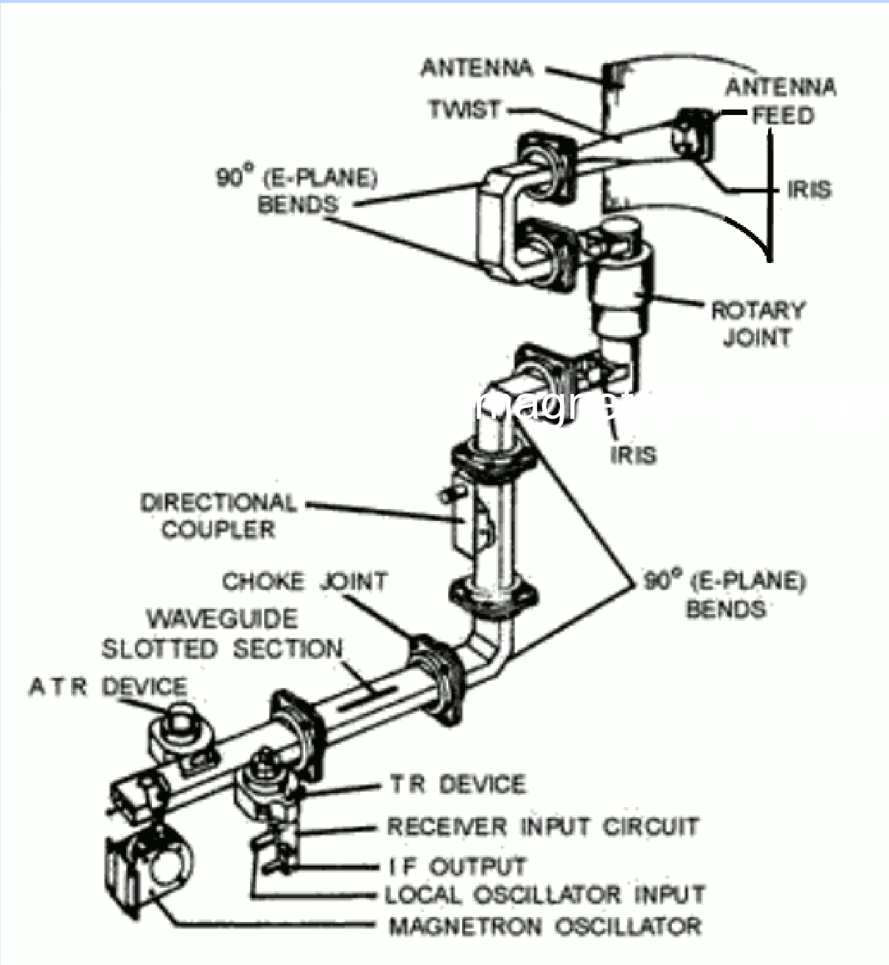
- 电磁波传播
- 波导中的传输

什么是波导

A **waveguide** is a structure that guides waves, such as electromagnetic waves or sound, with minimal loss of energy by restricting the transmission of energy to **one direction**. Without the physical constraint of a waveguide, wave intensities decrease according to the inverse square law as they expand into three dimensional space.

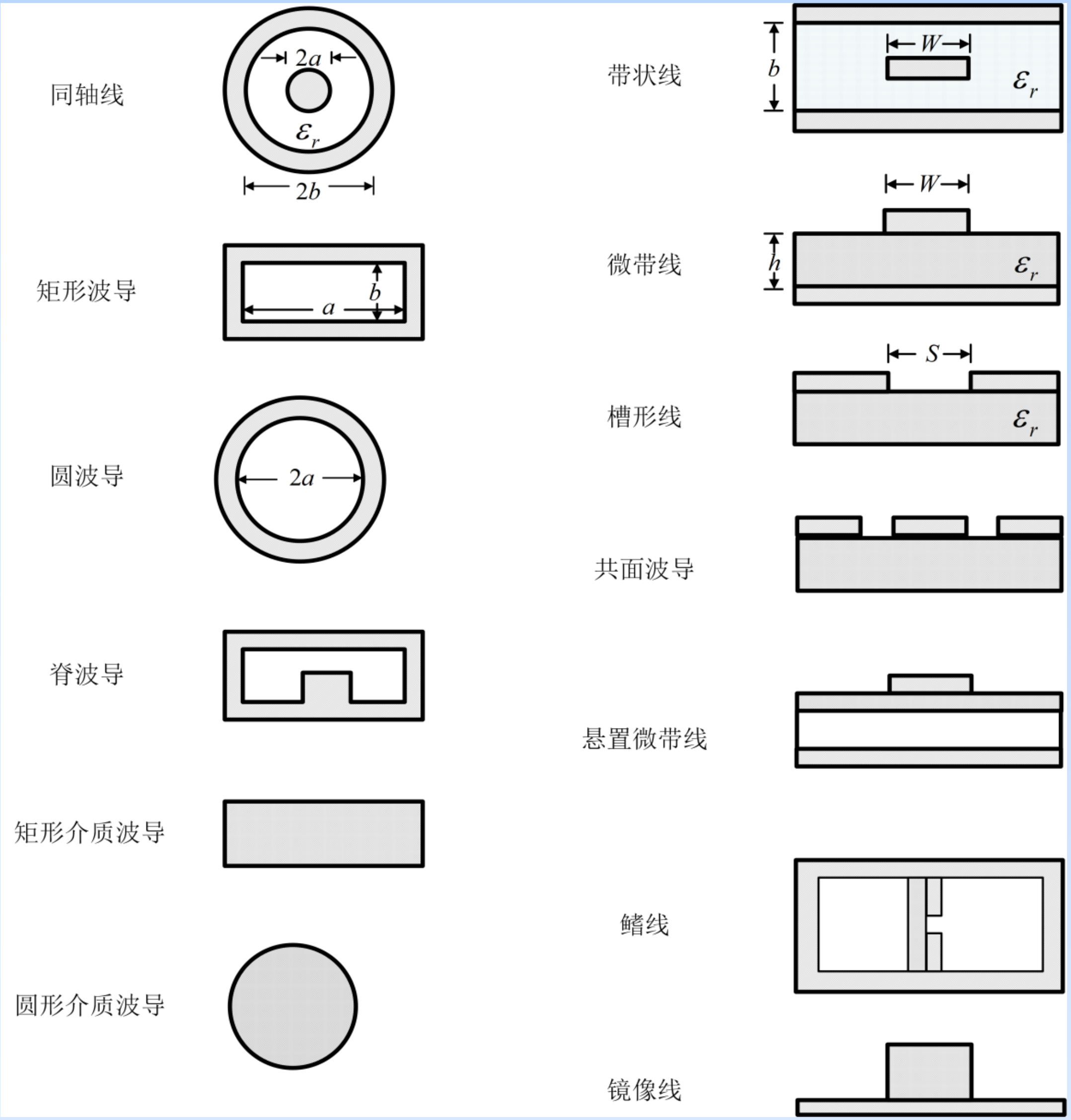


雷达系统中波导


ANTENNA
TWIST
ANTENNA FEED
90° (E-PLANE) BENDS
IRIS
ROTARY JOINT
IRIS
DIRECTIONAL COUPLER
CHOKE JOINT
90° (E-PLANE) BENDS
WAVEGUIDE SLOTTED SECTION
A T R DEVICE
T R DEVICE
RECEIVER INPUT CIRCUIT
I F OUTPUT
LOCAL OSCILLATOR INPUT
MAGNETRON OSCILLATOR


AIR OUTLET COVER MUST BE LATCHED IN OPEN POSITION TO OPERATE EQUIPMENT

波导中的传输



同轴线
2a
ε_r
2b
矩形波导
a
b
圆波导
2a
脊波导
矩形介质波导
圆形介质波导
带状线
W
b
ε_r
微带线
W
h
ε_r
槽形线
S
ε_r
共面波导
悬置微带线
鳍线
镜像线

波导中的传输

- 波导传输问题的求解途径
- 矩形波导中电磁波的传输特性
- 波导正规模的特性
- 任意截面空波导电磁波传输模式的有限元分析
- 波导激励分析

波导传输问题的求解途径

矢量亥姆霍茨方程(2.1.7)的z分量可简化成标量亥姆霍茨方程

$$\left(\nabla^2 + k^2\right)E_z = 0 \tag{2.2.1}$$

其中 $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$.

下面证明(2.2.1)式

(2.1.6)式中 $\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}$ 的z分量是由 $\nabla\times\boldsymbol{E}$ 的横向分量决定。

$\nabla = \nabla_t + \hat{e}_z\dfrac{\partial}{\partial z}$ ，展开计算可得

$$\left.\left(\nabla_t + \hat{\boldsymbol{z}}\frac{\partial}{\partial z}\right)\times\boldsymbol{E}\right|_t = \left.\nabla_t\times\boldsymbol{E} + \hat{\boldsymbol{z}}\times\frac{\partial}{\partial z}\boldsymbol{E}\right|_t \tag{2.2.2a}$$

$$= \nabla_t\times\left(\hat{\boldsymbol{z}}E_z\right) + \hat{\boldsymbol{z}}\times\frac{\partial E_t}{\partial z} = \nabla_t E_z\times\hat{\boldsymbol{z}} + \hat{\boldsymbol{z}}\times\frac{\partial E_t}{\partial z}$$

波导传输问题的求解途径

整理得

$$\left(\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_t=\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\boldsymbol{E}_t}{\partial z}\right)\times\hat{\boldsymbol{z}} \qquad (2.2.2b)$$

$$\left(\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_z\hat{\boldsymbol{z}}=\nabla\times\left(\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_t=\nabla_t\times\left[\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)\times\hat{\boldsymbol{z}}\right] \qquad (2.2.3)$$

利用 $$\nabla\times\left(\boldsymbol{A}\times\boldsymbol{B}\right)=\boldsymbol{A}\nabla\cdot\boldsymbol{B}-\boldsymbol{B}\nabla\cdot\boldsymbol{A}+\left(\boldsymbol{B}\cdot\nabla\right)\boldsymbol{A}-\left(\boldsymbol{A}\cdot\nabla\right)\boldsymbol{B} \qquad (2.2.4a)$$

得

$$\nabla_t\times\left[\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)\times\hat{\boldsymbol{z}}\right]=\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)\nabla_t\cdot\hat{\boldsymbol{z}}-\hat{\boldsymbol{z}}\nabla_t\cdot\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)$$
$$+\left(\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\nabla_t\right)\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)-\left[\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)\cdot\nabla_t\right]\hat{\boldsymbol{z}} \qquad (2.2.4b)$$

波导传输问题的求解途径

又由于 $\hat{z}\cdot\nabla_t=0,\nabla_t\cdot\hat{z}=0,\left(A\cdot\nabla_t\right)\hat{z}=0$ (2.2.5a)

则（2.2.3）式可化成

$$\left(\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_z\hat{z}=-\hat{z}\nabla_t\cdot\left(\nabla_t E_z-\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}\right)=\hat{z}\left(\nabla_t\cdot\frac{\partial\mathbf{E}_t}{\partial z}-\nabla_t^2E_z\right)\tag{2.2.5b}$$

即

$$\left(\nabla\times\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_z=\nabla_t\cdot\left(\frac{\partial\boldsymbol{E}_t}{\partial z}\right)-\nabla_t^2E_z\tag{2.2.6}$$

$$\left[\nabla\left(\nabla\cdot\boldsymbol{E}\right)\right]_z=\frac{\partial}{\partial z}\left[\left(\nabla_t+\hat{z}\frac{\partial}{\partial z}\right)\cdot\boldsymbol{E}\right]\tag{2.2.7}$$

$$=\frac{\partial}{\partial z}\left(\nabla_t\cdot\boldsymbol{E}+\frac{\partial E_z}{\partial z}\right)=\frac{\partial\left(\nabla_t\cdot\boldsymbol{E}\right)}{\partial z}+\frac{\partial^2E_z}{\partial z^2}$$

将(2.2.6)和(2.2.7)代入(2.1.6)得

$$\left(\nabla^2\boldsymbol{E}\right)_z=\nabla^2E_z\tag{2.2.8}$$

于是标量亥姆霍茨方程(2.2.1)得证

波导传输问题的求解途径

同样可证得磁场标量亥姆霍茨方程

$$\left(\nabla^2+k^2\right)H_z=0 \tag{2.2.9}$$

下面将进一步导出由纵向场求出横向场的表达式

设纵向上的传播因子是 $e^{-\gamma z}$ （$\gamma=\alpha+j\beta$）

电磁波在波导中的空间分布可表述成

$$\boldsymbol{E}\left(\boldsymbol{r}\right)=\boldsymbol{E}\left(t\right)e^{-\gamma z} \tag{2.2.10}$$

$$\nabla_z\times\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right)=\hat{\boldsymbol{z}}\tfrac{\partial}{\partial z}\times\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right)=\hat{\boldsymbol{z}}\times\left(\boldsymbol{E}\tfrac{\partial}{\partial z}e^{-\gamma z}\right)=-j\gamma\hat{\boldsymbol{z}}\times\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right) \tag{2.2.11a}$$

$$\nabla_z\cdot\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right)=\hat{\boldsymbol{z}}\tfrac{\partial}{\partial z}\cdot\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right)=\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\left(\boldsymbol{E}\tfrac{\partial}{\partial z}e^{-\gamma z}\right)=-j\gamma\hat{\boldsymbol{z}}\cdot\left(\boldsymbol{E}e^{-\gamma z}\right) \tag{2.2.11b}$$

即有

$$\nabla_{\mathbf{z}}\equiv-\gamma\hat{\boldsymbol{z}} \tag{2.2.12b}$$

波导传输问题的求解途径

$$\left(\nabla\times\boldsymbol{E}\right)_t=\left[\left(\nabla_t+\nabla_z\right)\times\left(\hat{\boldsymbol{z}}E_z+\boldsymbol{E}_t\right)\right]_t \quad (2.2.13)$$

$$=\nabla_t\times\left(\hat{\boldsymbol{z}}E_z\right)+\nabla_z\times\boldsymbol{E}_t$$

$$=\left(\nabla_t E_z+\gamma\boldsymbol{E}_t\right)\times\hat{\boldsymbol{z}}$$

根据法拉第定律(2.1.1)得

$$\left(\nabla_t E_z+\gamma\boldsymbol{E}_t\right)\times\hat{\boldsymbol{z}}=-j\omega\mu\boldsymbol{H}_t \quad (2.2.14)$$

同样

$$\left(\nabla_t H_z+\gamma\boldsymbol{H}_t\right)\times\hat{\boldsymbol{z}}=j\omega\varepsilon\boldsymbol{E}_t \quad (2.2.15)$$

$$\boldsymbol{E}_t=j\frac{\omega\mu}{k_c^2}\hat{\boldsymbol{z}}\times\nabla_t H_z-\frac{\gamma}{k_c^2}\nabla_t E_z \quad (2.2.16)$$

截止波数(Cutoff Wavenumber) $k_c^2=k^2+\gamma^2$

截止波长(Cutoff Wavelength)、截止频率(Cutoff Frequency)

同样可推得

$$\boldsymbol{H}_t=-j\frac{\omega\varepsilon}{k_c^2}\hat{\boldsymbol{z}}\times\nabla_t E_z-\frac{\gamma}{k_c^2}\nabla_t H_z \quad (2.2.17)$$

波导传输问题的求解途径

求解波导问题的具体方式：

先从(2.2.1)和(2.2.9)解出纵向场 E_z 和 H_z

再由(2.2.16)和(2.2.17)算出横向场。

方程(2.2.1)和(2.2.9)在(2.2.10)的假设下，可进一步简化为

$$\left(\nabla_t^2 + k_c^2\right) E_z = 0 \tag{2.2.18}$$

$$\left(\nabla_t^2 + k_c^2\right) H_z = 0 \tag{2.2.19}$$

波导中的传输

- 波导传输问题的求解途径
- 矩形波导中电磁波的传输特性
- 波导正规模的特性
- 任意截面空波导电磁波传输模式的有限元分析
- 波导激励分析

矩形波导中电磁波的传输特性

TM模式

纵向场E_z除了满足(2.2.18)还满足

$$E_z\big|_{x=0}=0,\quad E_z\big|_{x=a}=0,\quad E_z\big|_{y=0}=0,\quad E_z\big|_{y=b}=0$$

(2.2.20)

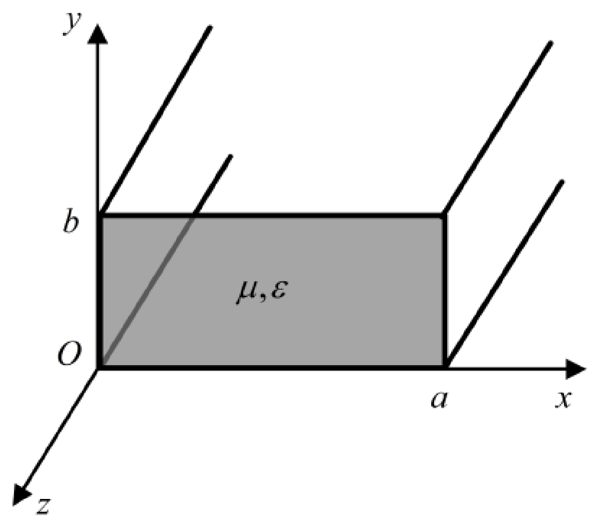


图2-6 矩形波导

分离变量法解得

$$E_z=\sin k_x x\sin k_y y e^{-jk_z z}\qquad (2.2.21)$$

$$k_x=\frac{m\pi}{a},\qquad m=1,2\cdots\qquad (2.2.22a)\qquad k_y=\frac{n\pi}{b},\qquad n=1,2\cdots\qquad (2.2.22b)$$

且

$$k_x^2+k_y^2+k_z^2=k_c^2+k_z^2=\omega^2\mu\varepsilon=k^2\qquad (2.2.23)$$

矩形波导中电磁波的传输特性

由(2.2.16)和(2.2.17)可算出TM模式的横向分量

$$E_x = -\frac{jk_x k_z}{k_c^2}\cos k_x x \sin k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.24}$$

$$E_y = -\frac{jk_y k_z}{k_c^2}\sin k_x x \cos k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.25}$$

$$H_x = \frac{j\omega\varepsilon k_y}{k_c^2}\sin k_x x \cos k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.26}$$

$$H_y = -\frac{j\omega\varepsilon k_x}{k_c^2}\cos k_x x \sin k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.27}$$

式(2.2.22a)和(2.2.22b)中m和n的不同取值，对应于不同的TM_{mn}模，其截止波数 为

$$k_{cmn} = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \tag{2.2.28}$$

矩形波导中电磁波的传输特性

$$\boldsymbol{E}_t = -\frac{\gamma}{k_c^2}\nabla_t E_z \qquad (2.2.29)$$

$$\boldsymbol{H}_t = -j\frac{\omega\varepsilon}{k_c^2}\hat{\boldsymbol{z}}\times\nabla_t E_z \qquad (2.2.30)$$

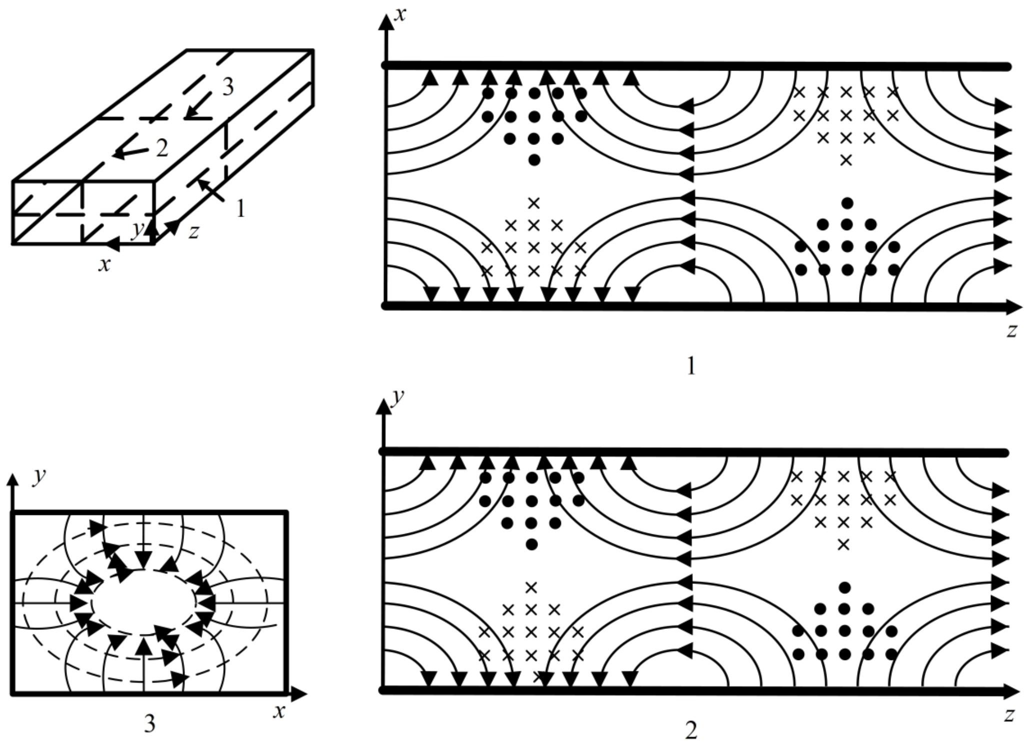


图2-7 矩形波导主模TM_{11}的场分布

矩形波导中电磁波的传输特性

TE模式

纵向场H_z除了满足(2.2.18)还满足

$$\left.\frac{\partial H_z}{\partial n}\right|_{x=0}=0,\quad \left.\frac{\partial H_z}{\partial n}\right|_{x=a}=0,\quad \left.\frac{\partial H_z}{\partial n}\right|_{y=0}=0,\quad \left.\frac{\partial H_z}{\partial n}\right|_{y=b}=0$$

(2.2.31)

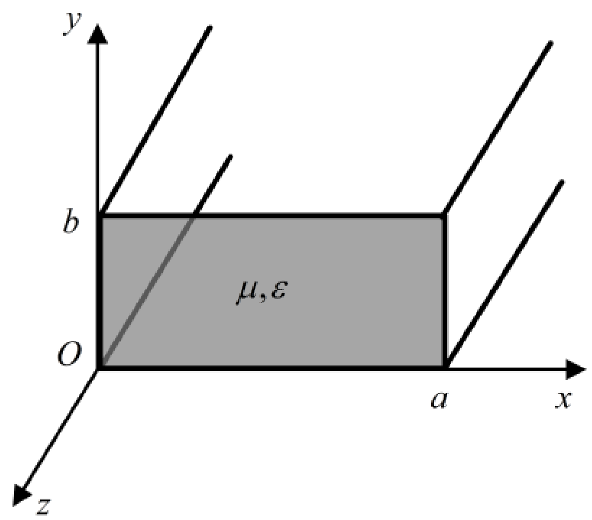


图2-6 矩形波导

分离变量法解得

$$H_z=\cos k_x x\cos k_y y e^{-jk_z z}\qquad (2.2.32)$$

$$k_x=\frac{m\pi}{a},\qquad m=0,1,2\cdots\quad (2.2.33a)\qquad k_y=\frac{n\pi}{b},\qquad n=0,1,2\cdots\quad (2.2.33b)$$

注意m和n不能同时为零，k_x,k_y,k_z 同样满足色散关系(2.2.23)

矩形波导中电磁波的传输特性

由(2.2.16)和(2.2.17)可算出TE模式的横向分量

$$E_x = \frac{j\omega\mu k_y}{k_c^2}\cos k_x x \sin k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.34}$$

$$E_y = -\frac{j\omega\mu k_x}{k_c^2}\sin k_x x \cos k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.35}$$

$$H_x = \frac{jk_x k_z}{k_c^2}\sin k_x x \cos k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.36}$$

$$H_y = \frac{jk_y k_z}{k_c^2}\cos k_x x \sin k_y y e^{-jk_z z} \tag{2.2.37}$$

TE模的最小截止波数要小于TM模。因此波导主模是TE模

对于 $a > b$ 情形，波导主模 便是TE10，其截止波数为 $k_c = \pi / a$

场分布如图2-8

矩形波导中电磁波的传输特性

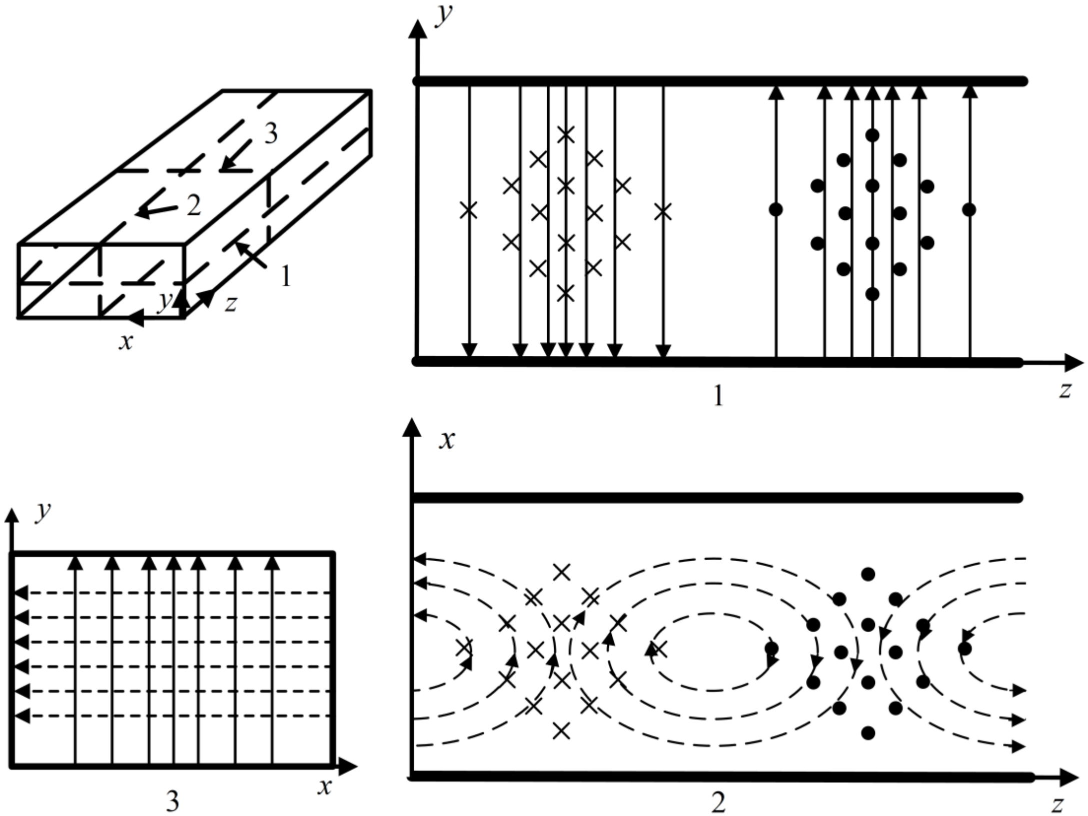


图2-8 矩形波导主模TE_{10}的场分布

例题2.6

矩形波导中电磁波的传输特性

单模传输

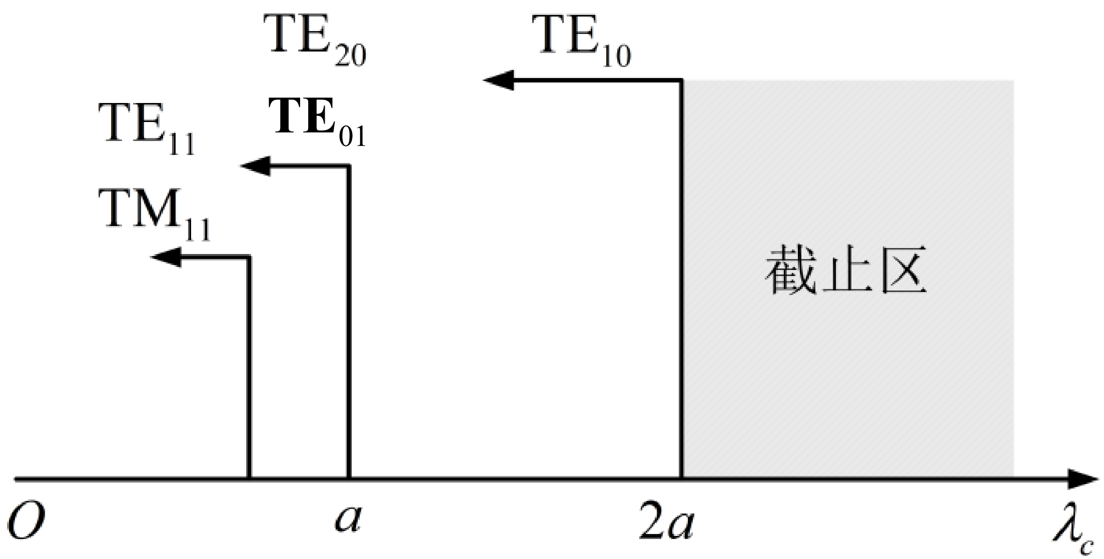


图2-9 a=2b的矩形波导，其截止波长分布

波导中的传输

- 波导传输问题的求解途径
- 矩形波导中电磁波的传输特性
- 波导正规模的特性
- 任意截面空波导电磁波传输模式的有限元分析
- 波导激励分析

波导正规模的特性

假设波导中第m个模的场为$\boldsymbol{E}_{\mathrm{m}}$、$\boldsymbol{H}_{\mathrm{m}}$，第n个模的场为$\boldsymbol{E}_n$、$\boldsymbol{H}_n$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}_m = j\omega\varepsilon\boldsymbol{E}_m \tag{2.2.38}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{E}_m = -j\omega\mu\boldsymbol{H}_m \tag{2.2.39}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}_n = j\omega\varepsilon\boldsymbol{E}_n \tag{2.2.40}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{E}_n = -j\omega\mu\boldsymbol{H}_n \tag{2.2.41}$$

$\boldsymbol{H}_n$点乘(2.2.39)减去$\boldsymbol{E}_m$点乘(2.2.40)得

$$\boldsymbol{H}_n\cdot\nabla\times\boldsymbol{E}_m-\boldsymbol{E}_m\cdot\nabla\times\boldsymbol{H}_n=\nabla\cdot\left(\boldsymbol{E}_m\times\boldsymbol{H}_n\right)=j\omega\left(-\boldsymbol{H}_n\cdot\mu\boldsymbol{H}_m-\boldsymbol{E}_m\cdot\varepsilon\boldsymbol{E}_n\right) \tag{2.2.42}$$

$\boldsymbol{E}_n$点乘式(2.2.38)减去$\boldsymbol{H}_m$点乘式(2.2.41)得

$$\boldsymbol{E}_n\cdot\nabla\times\boldsymbol{H}_m-\boldsymbol{H}_m\cdot\nabla\times\boldsymbol{E}_n=\nabla\cdot\left(\boldsymbol{H}_m\times\boldsymbol{E}_n\right)=j\omega\left(\boldsymbol{H}_m\cdot\mu\boldsymbol{H}_n+\boldsymbol{E}_n\cdot\varepsilon\boldsymbol{E}_m\right) \tag{2.2.43}$$

波导正规模的特性

式(2.2.42)加上(2.2.43)得

$$\nabla\cdot\left(\boldsymbol{E}_m\times\boldsymbol{H}_n-\boldsymbol{E}_n\times\boldsymbol{H}_m\right)=0 \qquad (2.2.44)$$

对式(2.2.44)在波导z和$z+\Delta z$两平面及波导内壁所围区域积分得

$$\int_{s_1}\left(\boldsymbol{E}_m\times\boldsymbol{H}_n-\boldsymbol{E}_n\times\boldsymbol{H}_m\right)\cdot\left(-\hat{z}\right)ds+\int_{s_c}\left(\boldsymbol{E}_m\times\boldsymbol{H}_n-\boldsymbol{E}_n\times\boldsymbol{H}_m\right)\cdot\hat{n}ds \qquad (2.2.45)$$

$$+\int_{s_2}\left(\boldsymbol{E}_m\times\boldsymbol{H}_n-\boldsymbol{E}_n\times\boldsymbol{H}_m\right)\cdot\left(\hat{z}\right)ds=0$$

$$\boldsymbol{E}_m=\boldsymbol{E}_{tm}+E_{zm}\hat{z}$$

$$\int_{s_1}\left(\boldsymbol{E}_{tm}\times\boldsymbol{H}_{tn}-\boldsymbol{E}_{tn}\times\boldsymbol{H}_{tm}\right)\cdot\left(-\hat{z}\right)ds+\int_{s_2}\left(\boldsymbol{E}_{tm}\times\boldsymbol{H}_{tn}-\boldsymbol{E}_{tn}\times\boldsymbol{H}_{tm}\right)\cdot\left(\hat{z}\right)ds=0 \qquad (2.2.46)$$

波导正规模的特性

如果第m个模和第n个模都沿正z方向传输

$$\boldsymbol{E}_{tm}=e^{-\gamma_m z}\boldsymbol{e}_m(x,y),\qquad \boldsymbol{H}_{tm}=\frac{1}{Z_m}e^{-\gamma_m z}\boldsymbol{h}_m(x,y) \tag{2.2.47a}$$

$$\boldsymbol{E}_{tn}=e^{-\gamma_n z}\boldsymbol{e}_n(x,y),\qquad \boldsymbol{H}_{tn}=\frac{1}{Z_n}e^{-\gamma_n z}\boldsymbol{h}_n(x,y) \tag{2.2.47b}$$

$\boldsymbol{h}_m(x,y)=\hat{z}\times\boldsymbol{e}_m(x,y)$ (2.2.48a) $\int_S \boldsymbol{e}_m(x,y)\cdot\boldsymbol{e}_m(x,y)dS=1$ (2.2.48a)

$$(\gamma_m+\gamma_n)\int_s\left(\frac{1}{Z_n}\boldsymbol{e}_m\times\boldsymbol{h}_n-\frac{1}{Z_m}\boldsymbol{e}_n\times\boldsymbol{h}_m\right)\cdot(\hat{z})ds=0 \tag{2.2.49}$$

显然 $\gamma_m+\gamma_n\neq 0$，故

$$\int_s\left(\frac{1}{Z_n}\boldsymbol{e}_m\times\boldsymbol{h}_n-\frac{1}{Z_m}\boldsymbol{e}_n\times\boldsymbol{h}_m\right)\cdot(\hat{z})ds=0 \tag{2.2.50}$$

波导正规模的特性

式(2.2.50)和(2.2.52b)相加

$$\int_s \boldsymbol{e}_m \times \boldsymbol{h}_n \cdot \hat{z} ds = 0, \qquad \gamma_m \neq \gamma_n \tag{2.2.53a}$$

利用(2.2.48a)和(2.2.48b)

$$\int_S \boldsymbol{e}_m \times \boldsymbol{h}_n \cdot \hat{z} dS = \delta_{mn} \tag{2.2.53b}$$

$$\int_S \boldsymbol{e}_m \cdot \boldsymbol{e}_n dS = \delta_{mn} \tag{2.2.53c}$$

波导正规模最为一般的**正交性**

$$\boldsymbol{E} = \sum_{m,n} a_{mn} \boldsymbol{e}_{TEmn} + \sum_{m,n} b_{mn} \boldsymbol{e}_{TMmn} \tag{2.2.54}$$

波导模式的**完备性**

返回

例题2.6

试求等腰直角三角形波导(图2-9)中最低阶E波和H波的截止波长。

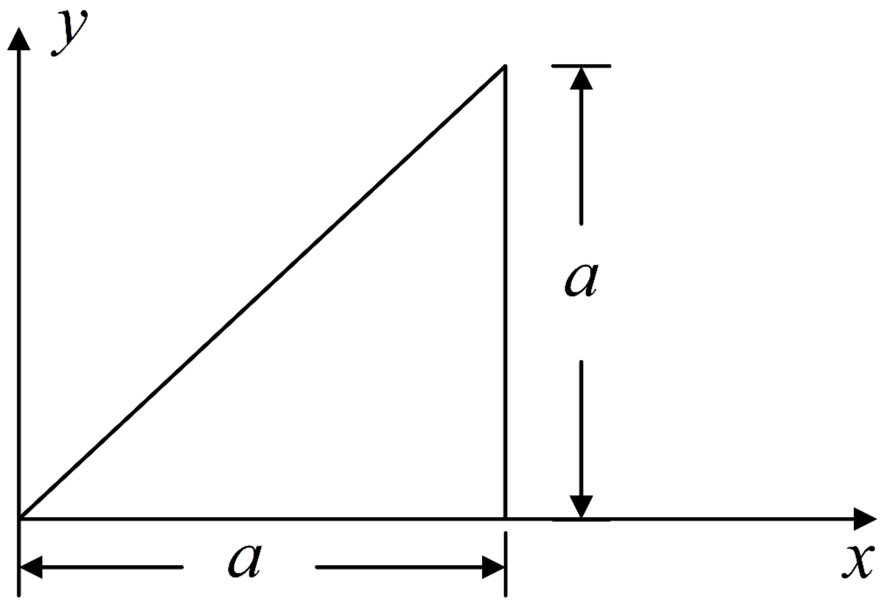


图2-9 等腰直角三角形波导

例题2.6

解：在方形波导的对角线处加一导体平面即得到等腰直角三角形波导。故求解时可利用方形波导中的场解。

（1）E波：设等腰直角三角形波导中的纵向电场分量E_z为方形波导中两个不同的E型波的叠加：

$$E_z = A\sin\frac{m\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{a} + B\sin\frac{p\pi x}{a}\sin\frac{q\pi y}{a} \qquad \text{(e2.6.1)}$$

为了满足 $\left(\nabla_t^2 + k_t^2\right)E_z = 0$ ，横向波数 k_t 应为

$$k_t^2 = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2\left(m^2+n^2\right) = \left(\frac{\pi}{a}\right)^2\left(p^2+q^2\right) \qquad \text{(e2.6.2)}$$

在 $y=0$ 和 $x=a$ 上 $E_z=0$ ，满足边界条件；在弦 $y=x$ 上，

$$\begin{aligned} E_z\big|_{y=x} &= A\sin m\xi\sin n\xi + B\sin p\xi\sin q\xi \qquad \text{(e2.6.3)} \\ &= \frac{A}{2}\left[\cos(m-n)\xi - \cos(m+n)\xi\right] + \frac{B}{2}\left[\cos(p-q)\xi - \cos(p+q)\xi\right] \\ &= 0 \end{aligned}$$

例题2.6

若取正整数r,令 $m-p=q-n=r$ (e2.6.4a)

由式(e2.6.2)可得 $m+p=q+n$ (e2.6.4b)

上二式又可写为 $m+n=p+q, m-n=-(p-q)$ (e2.6.5)

$A=-B=1$ 时式(e2.6.3)成立。又由上式可知, $m=q, n=p$

因此式(e2.6.1)和式(e2.6.2)变为

$$E_z=\sin\frac{(n+r)\pi x}{a}\sin\frac{n\pi y}{a}-\sin\frac{n\pi x}{a}\sin\frac{(n+r)\pi y}{a} \quad \text{(e2.6.1)}$$

$$k_t=\frac{\pi}{a}\sqrt{(n+r)^2+n^2}, \qquad n,r=1,2,\cdots \quad \text{(e2.6.2)}$$

可见，最低E波的截止波长为

$$\lambda_c=2\pi/k_t=2a/\sqrt{5}$$

例题2.6

返回

（2）H波：考虑方形波导TE_{11} 波型的电场分布(图2-10)

根据场型分割原理

由 $y=0, y=x$ 和 $x=l$ 平面围成的等腰直角三角形波导和由 $y=0, y=x$ 和 $y=l-x$ 平面围成的等腰直角三角形波导中，纵向磁场分量均为

$$H_z=\cos\frac{\pi x}{l}\cos\frac{\pi y}{l} \qquad \text{(e2.6.3)}$$

对于前者，当直角边为a时，

$l=a$，截止波长 $\lambda_c=\sqrt{2}l=\sqrt{2}a$

对于后者，当直角边为a时，

$l=\sqrt{2}a$，截止波长 $\lambda_c=\sqrt{2}l=2a$

因此，最低H波的 $\lambda_c=2a$

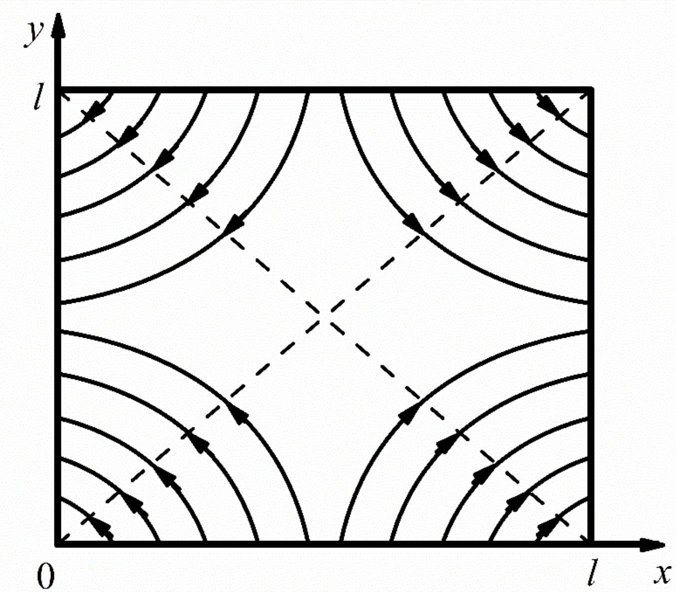


图2-10 方形波导TE_{11} 波型的电场分布