

由光源发出的光必须经过一定的传输才能抵达探测器或成像系统。光的传输除很少情况下是在真空中进行外,一般情况下都是在某种介质中进行的。因此,光传输与传输介质是光电子学的重要研究课题。

## 5.1 光线在均匀介质及介质界面的传输

### 5.1.1 光线在均匀介质中的传输

在介质中任选参考轴 $z$ ,设光线沿与 $z$ 轴成某一角度的方向传输距离 $L$ 。由路径段的起点与终点分别作与 $z$ 轴垂直的截面 $M_i$ 与 $M_o$ 。并分别交 $z$ 轴于 $z_1$ 和 $z_2$ 点(如图5-1所示)。

光线在某一横截面内可以用两个坐标参数来表征,一个是光线与参考轴的距离 $r$ ;另一个是光线与轴线的夹角 $\theta$ 。而且规定,光线行进的方向在轴上方时, $\theta$ 为正,反之为负。这样,光线在 $M_i$ 和 $M_o$ 内分别用参数 $r_i, \theta_i$ 和 $r_o, \theta_o$ 表征。由几何关系容易看出,这两组参数之间的关系为

$$\begin{cases} r_o = r_i + L \tan \theta_i \\ \theta_o = \theta_i \end{cases}$$

如果限于考虑傍轴光线,则 $\tan \theta \approx \theta$ ,于是,上述方程可简化为

$$\begin{cases} r_o = r_i + L \theta_i \\ \theta_o = \theta_i \end{cases} \quad (5-1)$$

式(5-1)也可以表示为矩阵形式,即

$$\begin{bmatrix} r_o \\ \theta_o \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_i \\ \theta_i \end{bmatrix} = T_L \begin{bmatrix} r_i \\ \theta_i \end{bmatrix} \quad (5-2)$$

其中列矩阵表示光线在横截面内坐标,而方阵

$$T_L = \begin{bmatrix} 1 & L \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (5-3)$$

则描述光线在这段介质中传输时,介质对它的变换作用。在本章的讨论中,这种描述方法被

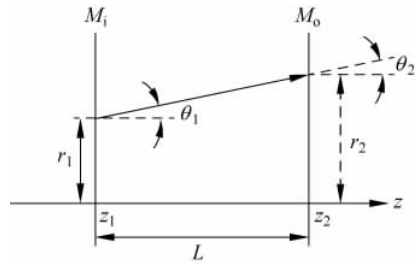


图 5-1 光线在均匀介质中传输一段距离 $L$

推广到各种情况,即光线传输穿越不同介质的界面,或通过某种光学元件,或几种情况的组合,其经历的变换均可用方阵

$$T = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \quad (5-4)$$

描述,并称式(5-4)为  $ABCD$  矩阵,而这种表示法相应地称为  $ABCD$  矩阵法。下面就基于这种方法讨论其他情况,并始终假定光线满足傍轴条件。

### 5.1.2 光线在介质界面的透射传输

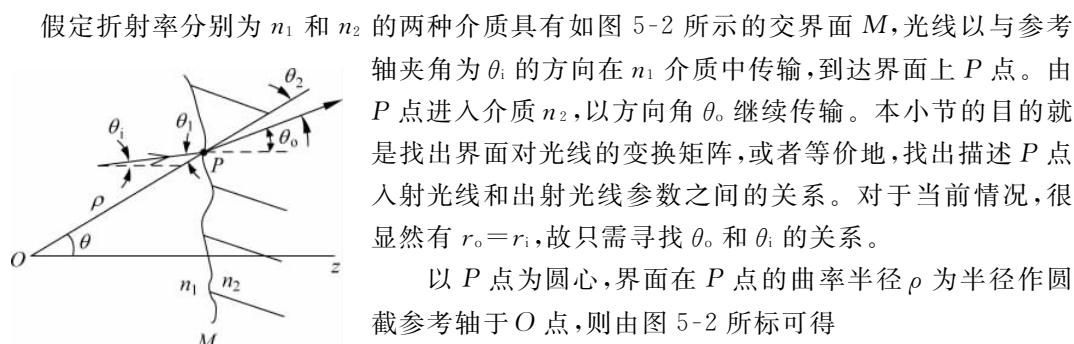


图 5-2 光线在界面的透射传输

假定折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$  的两种介质具有如图 5-2 所示的交界面  $M$ , 光线以与参考轴夹角为  $\theta_i$  的方向在  $n_1$  介质中传输, 到达界面上  $P$  点。由  $P$  点进入介质  $n_2$ , 以方向角  $\theta_o$  继续传输。本小节的目的就是找出界面对光线的变换矩阵, 或者等价地, 找出描述  $P$  点入射光线和出射光线参数之间的关系。对于当前情况, 很显然有  $r_o = r_i$ , 故只需寻找  $\theta_o$  和  $\theta_i$  的关系。

以  $P$  点为圆心, 界面在  $P$  点的曲率半径  $\rho$  为半径作圆截参考轴于  $O$  点, 则由图 5-2 所标可得

$$\begin{aligned} \theta_o &= \theta - \theta_2 \\ &= \theta - \frac{n_1}{n_2} \theta_1 \\ &= \theta - \frac{n_1}{n_2} (\theta - \theta_i) \\ &= \frac{n_2 - n_1}{n_2} \frac{r_i}{\rho} + \frac{n_1}{n_2} \theta_i \end{aligned}$$

于是, 可写出

$$\begin{cases} r_o = r_i \\ \theta_o = \frac{n_2 - n_1}{n_2} \frac{1}{\rho} r_i + \frac{n_1}{n_2} \theta_i \end{cases} \quad (5-5)$$

即界面曲率半径为  $\rho$  处对光线的变换矩阵为

$$T_\rho = \begin{bmatrix} A_\rho & B_\rho \\ C_\rho & D_\rho \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{1}{\rho} \frac{n_2 - n_1}{n_2} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix} \quad (5-6)$$

上述结果的两个特例非常有用:

(1) 界面  $M$  为曲率半径等于  $\rho$  的球面, 则式(5-6)给出的变换矩阵在  $M$  上任一点均成立;

(2) 界面  $M$  为平面, 即  $\rho \rightarrow \infty$ , 则  $T_\infty = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$ 。

### 5.1.3 光线通过薄透镜的传输

对于光学元件,很自然地以其光轴为参考轴。根据薄透镜的假设,光线入射点和出射点与光轴的距离相等,即

$$r_o = r_i \quad (5-7)$$

而透镜的作用是对光线的两次折射。

为简单计,且不失一般性,令组成透镜的两个面为具有相同曲率的球面。则在第一次折射时,光线由  $n_1$  介质进入  $n_2$  介质(如图 5-3 所示),且界面对入射光线而言是凸面,由式(5-6)可知,变换矩阵为

$$T_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{n_2 - n_1}{n_2} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$$

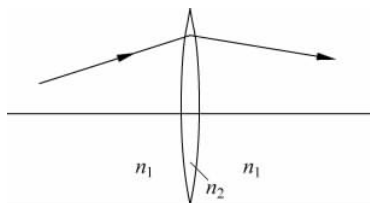


图 5-3 光线通过薄透镜传输

在第二次折射中,光线由  $n_2$  介质进入  $n_1$  介质,界面对入射光线而言为凹面,再次利用式(5-6),给出变换矩阵

$$T_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{\rho} \frac{n_1 - n_2}{n_1} & \frac{n_2}{n_1} \end{bmatrix}$$

将  $T_1$  与  $T_2$  相乘,便得到透镜的变换矩阵

$$\begin{aligned} T_f &= T_2 T_1 \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{\rho} \left( \frac{n_2 - n_1}{n_1} \right) & 1 \end{bmatrix} \\ &= \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (5-8)$$

其中,  $f = \frac{\rho}{2} \left( \frac{n_2 - n_1}{n_1} \right)$  为薄透镜的焦距,式(5-8)表明,光线通过薄透镜传输,出射角  $\theta_o$  与入

射角  $\theta_i$  之间满足关系

$$\theta_o = \theta_i - \frac{r_i}{f} \quad (5-9)$$

事实上,式(5-9)反映球面波通过薄透镜的成像规律,为看出这一点,将图 5-3 中的入射光线和出射光线分别沿反向和正向延长,交光轴于  $P$  和  $P'$  点,如图 5-4 所示, $P$  和  $P'$  点与透镜中心  $O$  的距离分别为  $R$  和  $R'$ 。

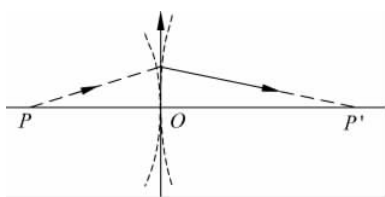


图 5-4 薄透镜对球面波的变换

由式(5-7)得到

$$r_o = (-R')(-\theta_o) = R\theta_i = r_i$$

代入式(5-9)给出

$$\frac{r_o}{R'} = \frac{r_i}{R} - \frac{r_i}{f}$$

或

$$\frac{1}{R} - \frac{1}{R'} = \frac{1}{f} \quad (5-10)$$

式(5-10)即是熟悉的球面波成像公式。式(5-10)还可改写为

$$R' = \frac{R}{-\frac{1}{f}R + 1}$$

注意到透镜的变换矩阵为

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$$

则有

$$R' = \frac{AR + B}{CR + D} \quad (5-10a)$$

其意义是,只要物方有一列球面波入射在透镜上,透镜便将其变换为像方一列新的球面波,两列波的曲率半径通过透镜焦距由式(5-10)或式(5-10a)联系。薄透镜这一性质具有普遍意义,入射的球面波既可以是均匀的,也可以是非均匀的,曲率中心既可以是固定的,也可以是移动的。特别是式(5-10a),它不仅对于薄透镜成立,对于更复杂的光学系统,只要知道其变换矩阵,便很容易由输入球面波的曲率半径  $R$  求出像方波的  $R'$ 。

更一般地,如果已知的不是入射波和出射波在透镜处的曲率半径  $R$  和  $R'$ ,而是入射球面波在透镜  $u$  处的曲率半径  $R_1$  和出射球面波在距离透镜  $v$  处的曲率半径  $R_2$ ,则有

$$\begin{aligned} R &= R_1 + u \\ -R' &= v - R_2 \end{aligned}$$

代入式(5-10)得到

$$\frac{1}{u + R_1} + \frac{1}{v - R_2} = \frac{1}{f} \quad (5-11)$$

式(5-11)是薄透镜更普遍的变换规律,当  $u=v=0$ ,给出式(5-10),而当  $R_1=R_2=0$ ,即  $u, v$  就是入射球面波和出射球面波的中心与透镜中心的距离时,由式(5-11)得到

$$\frac{1}{u} + \frac{1}{v} = \frac{1}{f} \quad (5-12)$$

这便是普通的物像关系式,其中  $u$  和  $v$  分别为物距和像距。

## 5.2 高斯光束的传输

在现代光学中,大量接触的是激光束的传输,包括激光在自由空间的传输,在均匀介质中的传输,及通过透镜的变换等。本节将介绍与激光束传输有关的问题。

稳定腔激光器以基横模运转时,所发出的激光为高斯(Gauss)光束;工作于高阶模时,所发出的激光为厄密-高斯(Hermite-Gauss)(方形孔径稳定球面腔的情况)光束或拉盖尔-高斯(Laguerre-Gauss)(圆形镜对称稳定腔情况)光束。因此,研究激光束的传输就是研究高斯光束的传输。为简单起见,本节只讨论基模高斯光束,且在表述时省掉“基模”二字。

### 5.2.1 Gauss 光束及其特征参数

沿  $z$  轴方向传播的 Gauss 光束可用下式表示

$$\phi_{00}(x, y, z) = \frac{C}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right] \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) - \tan^{-1} \frac{z}{z_R}\right]\right\} \quad (5-13)$$

其中,  $\omega(z)$  和  $R(z)$  分别表示  $z$  处光斑大小和等相面曲率半径。由此可以看出, Gauss 光束在横截面内的场振幅分布在中心处 ( $x=y=0$  点) 取最大值, 从中心向外, 按 Gauss 函数  $e^{-\frac{x^2+y^2}{\omega^2(z)}}$  的规律下降 (这正是被称为 Gauss 光束的原因)。通常用振幅下降到中心处值的  $\frac{1}{e}$  的点定义光斑半径  $\omega(z)$ 。而将光斑半径的最小值称为 Gauss 光束的腰斑半径, 并用  $\omega_0$  表示。 $\omega(z)$  与  $\omega_0$  的关系为

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{z}{z_R}\right)^2} \quad (5-14)$$

这里,  $z_R = \frac{\pi\omega_0^2}{\lambda}$  称为 Gauss 光束的 Rayleigh 长度。

式(5-13)的最后一项是 Gauss 光束的相位因子。

$$\phi(x, y, z) = k\left(z + \frac{x^2 + y^2}{2R}\right) - \tan^{-1} \frac{z}{z_R} \quad (5-15)$$

在原点,  $\phi(0, 0, 0) = 0$ ; 而  $\phi(x, y, z)$  则给出 Gauss 光束在点  $(x, y, z)$  相对于原点处的相位滞后。其中  $\frac{k(x^2 + y^2)}{2R}$  表示与横坐标  $(x, y)$  有关的相位移动, 它表明 Gauss 光束的等相位面是以  $R$  为半径的球面, 且

$$R(z) = z + \frac{z_R^2}{z} \quad (5-16)$$

Gauss 光束的主要参量如图 5-5 所示。

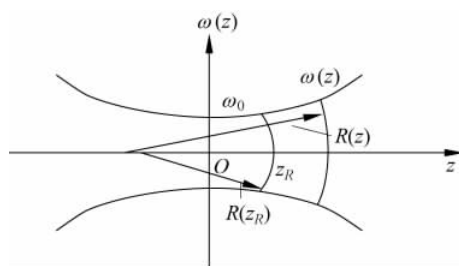


图 5-5 基模 Gauss 光束主要参数

### 5.2.2 Gauss 光束在自由空间的传输

5.2.1 节的讨论表明, Gauss 光束的等相位面是以  $R$  为半径的球面。与普通球面波不同的是, Gauss 在传播过程中, 其曲率中心的位置会随  $z$  变化。这一点可由式(5-16)看出, 例如, 当  $z=z_R$  时,  $R(z)=2z_R$ , 曲率半径在  $-z_R$  处; 而当  $z \rightarrow \infty$  时,  $R(z)=z \rightarrow \infty$ , 曲率中心就在束腰处。

为了描述 Gauss 光束的传输, 引进一个新的参数  $q(z)$  是方便的, 其定义为

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - i \frac{\lambda}{\pi\omega^2(z)} \quad (5-17)$$

将式(5-15)和式(5-16)代入式(5-17), 可导出  $q(z) = z + iz_R$ 。

注意到

$$\frac{1}{q(0)} = \frac{1}{R(0)} - i \frac{\lambda}{\pi\omega^2(0)}$$

$$= -i \frac{1}{z_R} \quad (5-18)$$

即  $q_0 = iz_R$ 。

于是,式(5-18)可写成

$$q(z) = q_0 + z \quad (5-19)$$

考虑相距为  $L$  的两点  $z_1$  和  $z_2$  处的  $q$  参数  $q(z_1)$  和  $q(z_2)$ ,二者的关系很容易由式(5-19)得到

$$q(z_2) = q(z_1) + L \quad (5-20)$$

式(5-20)与普通球面波在空间传播的关系式具有完全相同的形式,只是用  $q$  参数代替了那里的波面曲率半径。

### 5.2.3 Gauss 光束通过薄透镜的传输

由 5.2.2 节可以看到,Gauss 光束在空间传输时,其  $q$  参数的变换规律与普通球面波相同。事实上,这一结论也可推广到其他光学元件,下面仍以薄透镜为例加以说明。

设 Gauss 光束在薄透镜入射一侧具有参数  $q$ ,经透镜变换后在出射一侧参数为  $q'$ ,如图 5-6 所示,由式(5-17)知

$$\begin{aligned} \frac{1}{q} &= \frac{1}{R} - i \frac{1}{\pi \omega^2} \\ \frac{1}{q'} &= \frac{1}{R'} - i \frac{1}{\pi \omega'^2} \end{aligned} \quad (5-21)$$

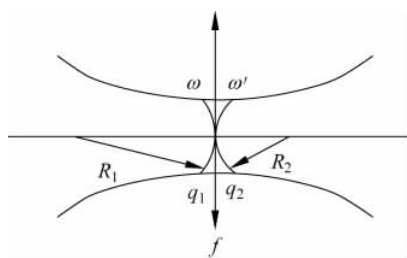


图 5-6 Gauss 光束通过薄透镜的变换

5.1.3 节已指出,即使球面波曲率中心的位置可移动,式(5-10)仍成立,而薄透镜则要求  $\omega' = \omega$ 。引入这些条件得到

$$\begin{aligned} \frac{1}{q'} &= \frac{1}{R'} - i \frac{1}{\pi \omega'^2} \\ &= \left( \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \right) - i \frac{1}{\pi \omega'^2} \\ &= \left( \frac{1}{R} - i \frac{1}{\pi \omega^2} \right) - \frac{1}{f} \\ &= \frac{1}{q} - \frac{1}{f} \end{aligned} \quad (5-22)$$

其中,  $f$  是透镜焦距。只需将  $q$  换成  $R$ ,式(5-22)便具有与式(5-10)完全相同的形式。

一般地,对更复杂的光学系统,只要知道其变换矩阵  $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$ ,则可写出变换前后 Gauss 光束  $q$  参数之间的关系

$$q' = \frac{Aq + B}{Cq + D} \quad (5-23)$$

这与式(5-10a)具有完全相同的形式。

式(5-23)使研究 Gauss 光束的传输变得非常简洁。这正是引进  $q$  参数描述 Gauss 参数的主要原因。

### 5.3 平面介质波导的射线光学理论

沿介电层的光波导现象于 20 世纪 60 年代早期首次在实验中被观察到,不久便有基于这种现象的新一类主动和被动光学元件问世。这类光学元件尺寸小,要求功率低;与电子元件相比,具有更宽的通带和更好的抗电磁干扰能力,人们期望它在很多场合能取代集成电路装置中的电子元件。到 20 世纪 60 年代后期,导波光学元件已足以预示一种前景极为广阔的先进技术的开端,并由此出现了“集成光学”这一术语,从那以后,导波光学在理论和应用方面都得到迅速发展。

在经典理论中,电磁场遵循 Maxwell 方程组和本构关系,用波动方程和适当的边界条件可以描述全部光学现象。但在很多情况下,用更简单和直观的射线光学所得到的结果与基于波动光学的结果吻合得相当好。因而,在本章中,我们将用射线光学图像引进介电波导理论的基本概念和术语。

人们比较熟悉的光波导装置是光导纤维,然而,集成光学更感兴趣的光波导则具有平面结构,例如平面薄膜或窄条。因而,本章拟将平面介质波导作为讨论重点,但基本原理对于各种光波导结构都适用。

#### 5.3.1 光线在介质界面的反射和折射

本小节将讨论光线在介质界面所发生的反射、折射和全内反射现象,这对理解光波导是十分重要的。

图 5-7 表示一束光线由介质 1 以角度  $\theta_1$  入射到半无限介质界面处的情况。假设这是两种无损耗介质,且均匀、各向同性,对入射光波长的折射率分别为  $n_1$  和  $n_2$ 。光波在界面处发生反射和折射,反射光线在界面法线另一侧返回介质 1,与法线夹角等于入射角  $\theta_1$ ,而折射光线则以折射角  $\theta_2$  进入介质 2 传播。

根据 Snell 定律, $\theta_2$  由

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (5-24)$$

决定,反射光的相对振幅由反射系数  $R$  表示, $R$  依赖于光的入射角和偏振方向,并由熟知的 Fresnel 公式给出。对横向偏振的电场分量 TE(即电场方向垂直于由波面法线和界面法线构成的人射平面)和磁场分量 TM,有

$$R_{\text{TE}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (5-25)$$

$$R_{\text{TM}} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = \frac{n_2^2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2^2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (5-26)$$

由式(5-25)和式(5-26)可以看出,当  $\theta_1 < \sin^{-1}(n_2/n_1)$  时, $R$  为实数,即部分光被反射,部分光被折射,当  $\theta_1 = \sin^{-1}(n_2/n_1)$  时,式(5-24)给出  $\theta_2 = \pi/2$ ,这意味着没有光束进入介质 2,“透射波”只能沿两种介质的界面传播,如图 5-8 所示。这时的入射角称为临界角,并用  $\theta_c$ 。

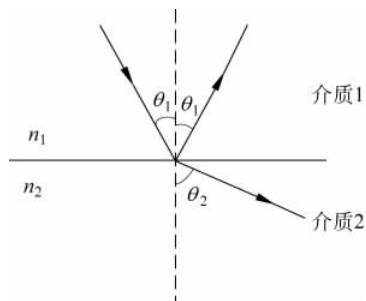


图 5-7 光线在界面的反射和折射

表示,即

$$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) \quad (5-27)$$

入射角进一步增加,以致超过临界角时( $\theta_1 > \theta_c$ ), $\theta_2$  没有实数解,即全然没有透射光存在,这种情况称为全内反射,如图 5-9 所示,由后面的讨论可以看出,它是光波导理论的基础。

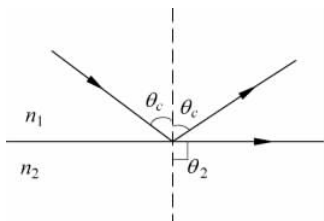


图 5-8 光以临界角入射于界面

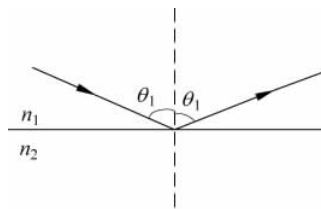


图 5-9 光束全内反射的情况

当发生全内反射时, $R$  为模等于 1 的复数,并可写为

$$R = e^{2j\phi} \quad (5-28)$$

其中,幅角对 TE 波和 TM 波分别由

$$\phi_{TE} = \tan^{-1} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1} \quad (5-29)$$

和

$$\phi_{TM} = \tan^{-1} \frac{n_1^2}{n_2^2} \frac{\sqrt{n_1^2 \sin^2 \theta_1 - n_2^2}}{n_1 \cos \theta_1} \quad (5-30)$$

给出。图 5-10 表示  $\phi_{TE}$  对入射角  $\theta_1$  的依赖关系,其中  $n_2/n_1$  是参数。

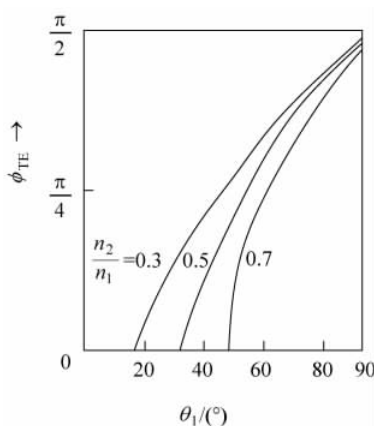


图 5-10 TE 波相位作为入射角的函数

### 5.3.2 光线在平板波导中的传播

本小节讨论光在平板波导中传播的射线光学模型。最简单的平板波导具有 3 层结构,折射率为  $n_1$  的平面介质膜涂在折射率为  $n_2$  的基质上,介质膜上面是折射率为  $n_3$  的覆盖

层,如图 5-11 所示。中间介质膜的典型厚度只有微米量级,故这种结构的波导又称为薄膜波导。

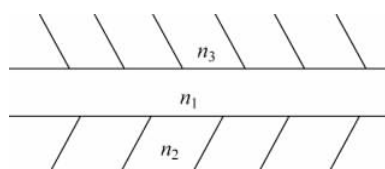


图 5-11 3 层结构平板介质波导

在 3 层结构平板介质波导中,折射率  $n_i (i=1,2,3)$  之间满足关系

$$n_1 > n_2 \geq n_3 \quad (5-31)$$

最后一式的等号成立时为对称平板波导结构:“>”号成立时则为非对称平板波导结构。 $(n_1 - n_2)$  的数量级一般为  $10^{-3} \sim 10^{-1}$ ,而覆盖层很多情况下是空气,于是,  $n_3 \approx 1$ ,因而常见的波导属于非对称型。表 5-1 给出几种光波导材料在不同波长下的折射率。

表 5-1 常见平板波导介质的折射率

| 介质种类                      | $\lambda/\mu\text{m}$ | $n$  |
|---------------------------|-----------------------|------|
| 石英玻璃( $\text{SiO}_2$ )    | 0.633                 | 1.46 |
| 标准微晶玻璃                    | 0.633                 | 1.51 |
| 溅射康宁 7059 玻璃              | 0.633                 | 1.62 |
| 外延 $\text{LiNbO}_3 (n_o)$ | 0.80                  | 2.28 |
| $(n_e)$                   | 0.80                  | 2.19 |
| 外延 $\text{LiTaO}_3 (n_o)$ | 0.80                  | 2.15 |
| $(n_e)$                   | 0.80                  | 2.16 |
| GaAs                      | 0.90                  | 3.6  |
| InP                       | 1.51                  | 3.17 |

下面讨论平板波导结构中可能存在的几种波。设波导属非对称型,则有

$$n_1 > n_2 > n_3 \quad (5-32)$$

相应地存在两个临界角。一个是使光线在薄膜-基质界面发生全内反射的  $\theta_{c12}$ ;另一个是使光线在薄膜-覆盖层界面发生全内反射的  $\theta_{c13}$ ,对于较小的入射角  $\theta_i$ ,当  $\theta_i < \theta_{c12}$  且  $\theta_i < \theta_{c13}$  时,由基质一侧入射的光按照斯奈尔定律相继经历两次界面折射后由覆盖层逃逸。当  $\theta_i$  增加,并满足  $\theta_{c13} < \theta_i < \theta_{c12}$  时,从基质一侧入射的光首先在基质-薄膜界面发生折射,然后在薄膜-覆盖层界面发生全反射,最后在薄膜-基质界面再次发生折射并回到基质中去。以上两种情况分别称为辐射波和基质辐射波,光路图分别如图 5-12(a)、(b)所示。

当  $\theta_i$  增加到足够大,以至  $\theta_i > \theta_{c12}$  且  $\theta_i > \theta_{c13}$  时,光线在两个界面处均发生全内反射,薄膜内的光将被约束在其中按“之”字形路径传播,并称之为传导波,如图 5-12(c)所示,鉴于它在光波导中不言而喻的重要性,拟在接下来的一小节中专门予以讨论。

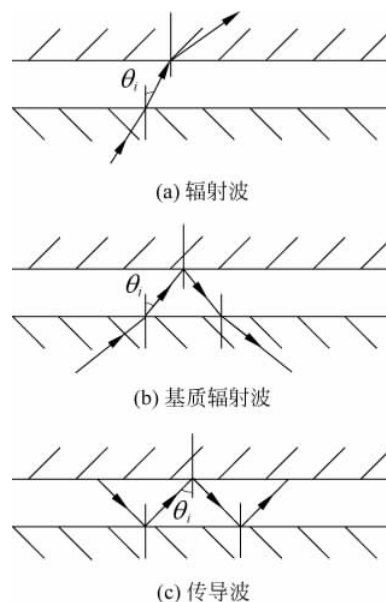


图 5-12 平板波导中可能存在的几种波

### 5.3.3 平板介质波导中的导波

图 5-13 表示平板波导的侧视图。假定导波沿  $z$  轴方向传播,并在  $x$  方向受到横向约束,而在与  $x$ - $z$  平面垂直的  $y$  方向,无论是波导结构还是光波,都是均匀的。在入射角满足  $\theta_i > \theta_{c12}$  且  $\theta_i > \theta_{c13}$  的条件下,光束沿“之”字形路径在薄膜介质中传播。

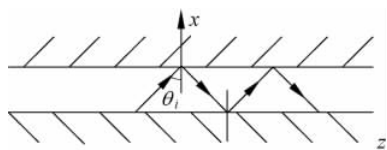


图 5-13 波导介质中的导波模

引进沿  $z$  方向的传播常数

$$\beta = k_z = k_1 \sin \theta_i \quad (5-33)$$

很显然

$$\beta < k_1 = n_1 k_0$$

其中,  $k_0$  是真空中波数。另一方面,由于

$$\frac{\beta}{k_1} = \sin \theta_i > \sin \theta_{c12} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{k_2}{k_1}$$

所以

$$\beta > k_2$$

于是有

$$k_2 < \beta < k_1 \quad (5-34)$$

或者写为

$$n_2 k_0 < \beta < n_1 k_0$$

若定义“导波有效折射率”为

$$N = \frac{\beta}{k_0} \quad (5-35)$$

则由式(5-34)得到

$$n_2 < N < n_1 \quad (5-36)$$

由定义式(5-33)可知,导波沿  $z$  方向传播的最大传播常数为

$$\beta_M = k_1 = n_1 k_0 \quad (5-37)$$

在  $\beta > n_1 k_0$  的区域不可能存在导波,因而将这一区域称为“导波截止区”。

### 5.3.4 Goos-Hänchen 位移和波导层的有效厚度

以上几小节从光线传输的观点出发,讨论了平板波导中的光路,本小节将考虑波导中的光能流问题。

由前面的讨论可知,在全反射条件下,反射系数的模为 1,即  $|R|=1$ ,这意味着所有入射能量在界面处转变为反射能量并继续保留在波导层中,完全没有能流进入基质。然而,实际情况是,当光线以角度  $\theta_i$  由介质 1(这里为波导层)一侧入射到介质 1 与介质 2 的界面上一点 A 时,将以角度  $\theta_i$  进入介质 2 中,并渗透某一深度  $x_s$ ,然后在这里发生全反射,反射光由介质 2 到达介质 1 与介质 2 界面上另一点 B,最后从这里回到介质 1 中(见图 5-14)。Goos-Hänchen 于 1947 年首先观察到这一现象并加以解释,因此,通常将 B 点与 A 点距离的一半称为 Goos-Hänchen 位移,并用  $z_s$  表示。

存在 Goos-Hänchen 位移的原因是,在各向异性介质中或不同介质的界面处,光线传播常数  $\beta$  或入射角  $\theta_i$  会发生一定漂移,相应地,由式(5-29)和式(5-30)给出的相位  $\phi$  也有一定的漂移。若这种漂移量很小,则有

$$\begin{aligned}\phi(\beta + \Delta\beta) &= \phi(\beta) + \frac{d\phi}{d\beta}\Delta\beta \\ &= \phi(\beta) + z_s\Delta\beta\end{aligned}\quad (5-38)$$

而其中

$$z_s = \frac{d\phi}{d\beta}$$

即为 Goos-Hänchen 位移。

同样地,光线在波导层-覆盖层界面发生全反射之前也会首先渗入覆盖层某一深度  $x_c$ , 并由此引起光线的横向位移  $z_c$ 。

为了定量计算  $z_s$  的值,将式(5-29)写为

$$\tan\phi_{TE} = \frac{(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \sin \theta_i}$$

并将其等号两边分别对  $\beta$  求导数,对左边求导的结果为

$$\frac{d}{d\beta}[\tan\phi_{TE}] = \frac{d}{d\phi_{TE}}(\tan\phi_{TE}) \frac{d\phi_{TE}}{d\beta} = \frac{(N^2 - n_2^2) \tan^2 \theta_i + N^2}{N^2} z_s \quad (5-39)$$

等号右边对  $\beta$  求导的结果为

$$\begin{aligned}\frac{d}{d\beta} \left[ \frac{(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_i} \right] &= \frac{d}{d\theta_i} \left[ \frac{(n_1^2 \sin^2 \theta_i - n_2^2)^{1/2}}{n_1 \cos \theta_i} \right] \frac{d\theta_i}{d\beta} \\ &= \frac{(N^2 - n_2^2)^{-1/2} [N^2 + (N^2 - n_2^2) \tan^2 \theta_i]}{N} \frac{\tan \theta_i}{kN} \\ &= \frac{(N^2 - n_2^2)^{-1/2} [N^2 + (N^2 - n_2^2) \tan^2 \theta_i]}{kN^2} \tan \theta_i\end{aligned}\quad (5-40)$$

令式(5-39)和式(5-40)的最后表达式相等,得

$$z_s = k^{-1} (N^2 - n_2^2)^{-1/2} \tan \theta_i \quad (5-41)$$

类似地,对于 TM 模有

$$z_s = k^{-1} N^{-2} (N^2 - n_2^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} \tan \theta_i \quad (5-42)$$

由图 5-14 的几何关系立即得到,光线渗透到  $n_2$  中的深度为

$$x_s = \frac{z_s}{\tan \theta_i} \quad (5-43)$$

将式(5-41)和式(5-42)代入,对 TE 模和 TM 模分别得到

$$x_s = k^{-1} (N^2 - n_2^2)^{-1/2} \quad (5-44)$$

和

$$x_s = k^{-1} N^{-2} (N^2 - n_2^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} \quad (5-45)$$

上述结果可直接应用于波导层-覆盖层界面,并写出如下等式。

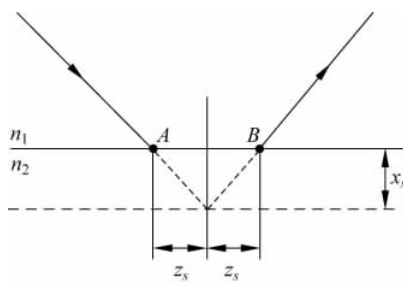


图 5-14 平板波导界面处的导波模

对 TE 波

$$z_c = k^{-1} (N^2 - n_3^2)^{-1/2} \tan \theta_i \quad (5-46)$$

对 TM 波

$$z_c = k^{-1} N^{-2} (N^2 - n_3^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} \tan \theta_i \quad (5-47)$$

而两种波的渗透深度分别为

$$x_c = k^{-1} (N^2 - n_3^2)^{-1/2} \quad (5-48)$$

和

$$x_c = k^{-1} N^{-2} (N^2 - n_3^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} \quad (5-49)$$

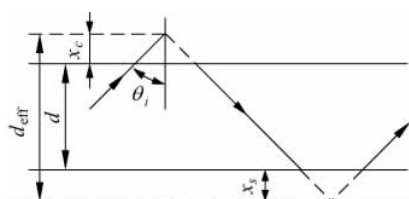


图 5-15 有效波导层厚度

设波导层原有厚度为  $d$ , 则考虑了光线在基质及覆盖层的渗透后, 如图 5-15 所示, 波导层的有效厚度可表示为

$$d_{\text{eff}} = d + x_s + x_c \quad (5-50)$$

或对 TE 波

$$d_{\text{eff}} = d + k^{-1} [(N^2 - n_2^2)^{-1/2} + (N^2 - n_3^2)^{-1/2}] \quad (5-51)$$

对 TM 波

$$d_{\text{eff}} = d + k^{-1} N^{-2} \left[ (N^2 - n_2^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_2^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} + (N^2 - n_3^2)^{-1/2} \left( \frac{1}{n_1^2} + \frac{1}{n_3^2} - \frac{1}{N^2} \right)^{-1} \right] \quad (5-52)$$

有时引进正则化厚度

$$D = kd(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

和正则化有效厚度

$$D_{\text{eff}} = kd_{\text{eff}}(n_1^2 - n_2^2)^{1/2}$$

以及波导指数

$$a = \frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}, \quad b = \frac{N^2 - n_2^2}{n_1^2 - n_2^2}$$

则有

$$N^2 = n_2^2 + b(n_1^2 - n_2^2), \quad D_{\text{eff}} = D + b^{-1/2} + (a + b)^{-1/2}$$

## 5.4 平板波导的电磁理论基础

尽管光线光学具有非常简单和直观的优点, 但在经典范畴, 只有电磁波理论才能对所有光学现象提供完善的描述。因而, 在上一节已经借助于光线光学对导波的基本概念有了一定了解的基础上, 本节将基于电磁理论对平板介电波导作进一步的讨论。

### 5.4.1 麦克斯韦方程组的一般形式

不存在自由电荷和传导电流的条件下, 麦克斯韦方程组中两个非齐次方程为

$$\nabla \times \mathbf{E}(x, y, z; t) = -\frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}(x, y, z; t) \quad (5-53a)$$

和

$$\nabla \times \mathbf{H}(x, y, z; t) = \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{D}(x, y, z; t) \quad (5-53b)$$

其中,  $\mathbf{E}$  为电场强度矢量;  $\mathbf{H}$  为磁场强度矢量;  $\mathbf{B}$  为磁通量密度;  $\mathbf{D}$  为电位移矢量。而  $\nabla$  称为哈密顿(Hamilton)算符, 在直角坐标系中

$$\nabla = \left( \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$$

假定式(5-53)具有随时间周期变化的解, 即

$$\mathbf{E}(x, y, z; t) = \mathbf{E}(x, y, z) e^{j\omega t} + \text{c. c.} \quad (5-54a)$$

$$\mathbf{H}(x, y, z; t) = \mathbf{H}(x, y, z) e^{j\omega t} + \text{c. c.} \quad (5-54b)$$

其中,  $\omega$  为场周期性变化的角频率, 而 c. c. 表示前一项的复共轭。在本节以下的讨论中, 如无特别说明, 将用省略自变量的符号  $\mathbf{E}$  和  $\mathbf{H}$  表示场的空间部分。

假设所考虑的介质内部不存在损耗, 且具有标量介电常数  $\epsilon$  和标量磁导率  $\mu$ , 则本构方程可写为

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (5-55)$$

和

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (5-56)$$

将式(5-55)、式(5-56)和式(5-54)代入式(5-53), 得到

$$\nabla \times \mathbf{E} e^{j\omega t} + \text{c. c.} = -\mathbf{B}(j\omega) e^{j\omega t} + \text{c. c.} = -j\omega \mu \mathbf{H} e^{j\omega t} + \text{c. c.}$$

即

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega \mu \mathbf{H} \quad (5-57)$$

类似地

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega \epsilon \mathbf{E} \quad (5-58)$$

式(5-57)和式(5-58)就是电磁场的空间分量在没有自由电荷及传导电流的区域所遵循的麦克斯韦方程组。

式(5-57)的左边可展开为

$$\nabla \times \mathbf{E} = \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) e_x + \left( \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} \right) e_y + \left( \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right) e_z$$

而其右边为

$$-j\omega \mu \mathbf{H} = -j\omega \mu (H_x e_x + H_y e_y + H_z e_z)$$

令两式相等得到

$$\begin{cases} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -j\omega \mu H_x \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -j\omega \mu H_y \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -j\omega \mu H_z \end{cases} \quad (5-57a)$$

其中  $E_x, E_y, \dots, H_z$  分别为电场  $\mathbf{E}$  和磁场  $\mathbf{H}$  在  $x, y, z$  方向的分量, 而  $e_x, e_y, e_z$  为  $x, y, z$  方向的单位矢量。

类似地,由式(5-58)可得

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = j\omega\epsilon E_x \\ \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j\omega\epsilon E_y \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j\omega\epsilon E_z \end{cases} \quad (5-58a)$$

### 5.4.2 平板波导中的麦克斯韦方程组

麦克斯韦方程组式(5-57)和式(5-58),或者等价地,式(5-57a)和式(5-58a)是普适的,即,只要在介质中没有自由电荷和传导电流存在,上述方程组就成立。

特别地,对本章所讨论的三层结构薄膜波导,如 5.3 节所指出的,导波沿  $z$  轴方向传播,于是有

$$E = E_t e^{-j\beta z}, \quad H = H_t e^{-j\beta z} \quad (5-59)$$

其中下标  $t$  表示场的横向分量。

将式(5-59)的任一式,例如第一式对  $z$  求导数,得到

$$\frac{\partial E}{\partial z} = E_t (-j\beta) e^{-j\beta z} = -j\beta E$$

所以有

$$\frac{\partial}{\partial z} = -j\beta \quad (5-60)$$

此外,就波导层薄膜而言,相对于厚度,其  $y$  方向尺寸可视为无限,因此可认为  $E$  和  $H$  不随  $y$  而变,即

$$\frac{\partial E}{\partial y} = \frac{\partial H}{\partial y} = 0 \quad (5-61)$$

将式(5-60)和式(5-61)代入式(5-57a),得到

$$\beta E_y = -\omega\mu H_x \quad (5-62a)$$

$$j\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega\mu H_y \quad (5-62b)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu H_z \quad (5-62c)$$

而代入式(5-58a)则给出

$$\beta H_y = \omega\epsilon E_x \quad (5-63a)$$

$$j\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\epsilon E_y \quad (5-63b)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon E_z \quad (5-63c)$$

将式(5-62)对  $x$  求导,并代入式(5-63),得到

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = -j\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\mu (-j\omega\epsilon E_y - j\beta H_x) = -\omega^2\epsilon\mu E_y - \beta\omega\mu H_x$$

再将式(5-62)代入,终得

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2) E_y \quad (5-64)$$

其中  $k = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$  是真空中波数。 $\mu_0$  为真空中的磁导率,由静电实验测得其值为  $4\pi \times 10^{-7} \text{ NA}^{-2}$ ;  $\epsilon_0$  是真空中介电常数,实验值为  $8.85 \times 10^{-12} \text{ Fm}^{-1}$ 。

对 TM 波,由式(5-62)和式(5-63)的其余三式可导出与式(5-64)类似的关系,即

$$\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2} = (\beta^2 - n^2 k^2) H_y \quad (5-65)$$

解方程式(5-64)和式(5-65)得到  $E_y$  和  $H_y$ ,原则上可根据式(5-62)和式(5-63)得到其他场分量。

### 5.4.3 TE 波场方程的解

正如前面所指出的,TE 波就是电场只存在横向分量,而纵向分量为零的波,对沿  $z$  方向传播的导波,即

$$E_z = 0$$

代入式(5-63c)给出

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} = 0$$

这表明  $H_y$  是与  $x$  无关的常数,为简单起见,且不失一般性,可令  $H_y = 0$ ,代入式(5-63a)得到

$$E_x = 0$$

这就是说,TE 波的六个电磁场分量中,最多有三个不为零,它们是  $E_y$ 、 $H_z$  和  $H_x$ ,且后两个可由  $E_y$  表示为

$$H_x = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_y, \quad H_z = \frac{j}{\omega \mu} \frac{\partial E_y}{\partial x} \quad (5-66)$$

于是,只要由式(5-64)解出  $E_y$ ,即可代入式(5-66)求出 TE 波的所有非零场分量。下面就对式(5-64)作进一步讨论。

式(5-64)为常系数二阶微分方程,由微分方程知识很容易写出其通解形式为

$$E_y(x) = \alpha e^{j\gamma x} + \alpha' e^{-j\gamma x} \quad (5-67)$$

其中  $\alpha$  和  $\alpha'$  为积分常数。

式(5-64)及其通解式(5-67)形式上对于在波导层、基质及其覆盖层中传播的波均适合,但其中的  $\gamma$  对导波为

$$\gamma = (n_1^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$$

对基质中的波和覆盖层的波分别为

$$\gamma_2 = (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}, \quad \gamma_3 = (n_3^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$$

为使波在波导层内传播,则  $E_y(x)$  在其中应有周期变化的解,而在基质和覆盖层中为  $x$  的衰减波。这就要求  $\gamma$  为实数,而  $\gamma_2$  和  $\gamma_3$  均为虚数,亦即

$$n_2^2 k^2, \quad n_3^2 k^2 < \beta < n_1^2 k^2 \quad (5-68)$$

设厚度为  $d$  的波导层位于  $x = -d$  和  $x = 0$  的两平面之间,则  $E_y(x)$  在各层中的解可写为

$$\begin{aligned} E_y^{(2)}(x) &= A_2 e^{\gamma_2 x} + B_2 e^{-\gamma_2 x}, \quad x < -d \\ E_y(x) &= A \cos \gamma x + B \sin \gamma x, \quad -d < x < 0 \end{aligned}$$

$$E_y^{(3)}(x) = A_3 e^{-\gamma_3 x} + B_3 e^{\gamma_3 x}, \quad x > 0$$

由于  $x \rightarrow \pm \infty$  时场不可能无限大, 因而显然有

$$B_2 = B_3 = 0$$

于是,  $E_y(x)$  可简化为

$$\begin{cases} E_y^{(2)}(x) = A_2 e^{\gamma_2 x}, & x < -d \\ E_y(x) = A \cos \gamma x + B \sin \gamma x, & -d < x < 0 \\ E_y^{(3)}(x) = A_3 e^{-\gamma_3 x}, & x > 0 \end{cases} \quad (5-69)$$

将式(5-69)代入式(5-66)得到

$$\begin{cases} H_x^{(2)}(x) = \frac{\beta A_2}{\omega \mu} e^{\gamma_2 x}, & x < -d \\ H_x(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu} (A \cos \gamma x + B \sin \gamma x), & -d < x < 0 \\ H_x^{(3)}(x) = -\frac{\beta A_3}{\omega \mu} e^{-\gamma_3 x}, & x > 0 \end{cases} \quad (5-70)$$

及

$$\begin{cases} H_z^{(2)}(x) = \frac{j A_2 \gamma_2}{\omega \mu} e^{\gamma_2 x}, & x < -d \\ H_z(x) = \frac{j \gamma}{\omega \mu} (-A \sin \gamma x + B \cos \gamma x), & -d < x < 0 \\ H_z^{(3)}(x) = \frac{-j A_3 \gamma_3}{\omega \mu} e^{-\gamma_3 x}, & x > 0 \end{cases} \quad (5-71)$$

至此, 我们得到波导层中的 TE 波三个非零场分量的表达式, 但其中尚含有 4 个任意常数  $A, B, A_2$  和  $A_3$ , 它们之间的关系可由边界条件导出。在  $x=0$  和  $x=-d$  的边界面上, 电磁场切向分量应该连续。首先看电场分量, 对  $x=0$ , 有

$$E_y(0) = E_y^{(3)}(0)$$

由式(5-69)得到

$$A_3 = A \quad (5-72)$$

在  $x=-d$  平面

$$E_y(-d) = E_y^{(2)}(-d)$$

由此可得

$$A_2 = (A \cos \gamma d - B \sin \gamma d) e^{\gamma_2 d} \quad (5-73)$$

再考虑磁场分量, 对  $x=0$  应有

$$H_z^{(2)}(0) = H_z(0)$$

代入式(5-71)给出

$$\gamma B = -A_3 \gamma_3$$

由式(5-72)得到

$$B = -\frac{\gamma_3}{\gamma} A \quad (5-74)$$

将式(5-74)代入式(5-73), 给出

$$A_2 = A \left( \cos \gamma d + \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma d \right) e^{\gamma_2 d} \quad (5-75)$$

这样,通过式(5-74)、式(5-75)和式(5-72),常数  $B$ 、 $A_2$  和  $A_3$  均已由  $A$  表示出,即在解式(5-69)~式(5-71)中,现在只剩下一个任意常数  $A$ 。若进一步设  $x=0$  处  $E_y(0)=E_0$ , 则有

$$A = E_0 \quad (5-76)$$

于是全部常数已知,最终给出各层的非零场分量如下。

基层( $x < -d$ )

$$\begin{cases} E_y^{(2)}(x) = E_0 \left( \cos \gamma d + \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma d \right) e^{\gamma_2(x+d)} \\ H_x^{(2)}(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_0 \left( \cos \gamma d + \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma d \right) e^{\gamma_2(x+d)} \\ H_z^{(2)}(x) = \frac{j\gamma_2}{\omega \mu} E_0 \left( \cos \gamma d + \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma d \right) e^{\gamma_2(x+d)} \end{cases} \quad (5-77)$$

波导层( $-d < x < 0$ )

$$\begin{cases} E_y(x) = E_0 \left( \cos \gamma x - \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma x \right) \\ H_x(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_0 \left( \cos \gamma x - \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma x \right) \\ H_z(x) = \frac{-j\gamma}{\omega \mu} E_0 \left( \sin \gamma x + \frac{\gamma_3}{\gamma} \cos \gamma x \right) \end{cases} \quad (5-78)$$

覆盖层( $x > 0$ )

$$\begin{cases} E_y^{(3)}(x) = E_0 e^{-\gamma_3 x} \\ H_x^{(3)}(x) = -\frac{\beta}{\omega \mu} E_0 e^{-\gamma_3 x} \\ H_z^{(3)}(x) = -\frac{\gamma_3}{\omega \mu} E_0 e^{-\gamma_3 x} \end{cases} \quad (5-79)$$

#### 5.4.4 TE 波的模和截止条件

在上一小节中,我们利用  $E_y(x)$  在  $x=0, -d$  平面处切向连续及  $H_z(x)$  在  $x=0$  切向连续的边界条件,导出解式中 4 个任意常数之间的关系。尚未涉及  $H_z(x)$  在  $x=-d$  切向连续的问题,本小节将要讨论这一边界条件所导致的一些结果。

令

$$H_z^{(2)}(-d) = H_z(-d)$$

将式(5-77)和式(5-78)代入,得

$$\gamma_2 \left( \cos \gamma d + \frac{\gamma_3}{\gamma} \sin \gamma d \right) = \gamma \sin \gamma d - \gamma_3 \cos \gamma d$$

即

$$\tan \gamma d = \frac{\gamma(\gamma_2 + \gamma_3)}{\gamma^2 - \gamma_2 \gamma_3} \quad (5-80)$$

这是介电波导的本征值方程。由于  $\gamma, \gamma_2, \gamma_3$  都是传播常数  $\beta$  的函数,所以,式(5-80)是关于  $\beta$  的方程,但这是一个超越方程,不能用初等方法求其解析解,一般只能用图解法或数值求解,对应于  $\beta$  的每一个解,就有一个导波存在,并称之为 TE 波的一个本征模,波导中只允许

一组离散的本征模存在。

将式(5-80)右边略加整理,可写为

$$\tan \gamma d = \frac{\gamma_2/\gamma + \gamma_3/\gamma}{1 - (\gamma_2/\gamma) \cdot (\gamma_3/\gamma)} \quad (5-80a)$$

则有

$$\begin{aligned} \tan \gamma d &= \tan \left( \tan^{-1} \frac{\gamma_2}{\gamma} + \tan^{-1} \frac{\gamma_3}{\gamma} \right) \\ \gamma d - \left( \tan^{-1} \frac{\gamma_2}{\gamma} + \tan^{-1} \frac{\gamma_3}{\gamma} \right) &= \nu \pi \end{aligned} \quad (5-81)$$

这是本征值方程的另一种形式,其中 $\nu$ 为正整数,表示模数。

在对称波导情况下, $n_2 = n_3$ ,  $\gamma_2 = \gamma_3 = \gamma'$ ,式(5-80)简化为

$$\tan \gamma d = \frac{2\gamma\gamma'}{\gamma^2 - \gamma'^2} \quad (5-80b)$$

将式(5-80b)右边分子分母同除以 $\gamma^2$ ,得到

$$\tan \gamma d = \frac{2\gamma'/\gamma}{1 - (\gamma'/\gamma)^2}$$

显然有

$$\tan(\gamma d/2) = \gamma'/\gamma \quad (5-82)$$

这相应于所有对称场情况。

若将式(5-80b)右边的分子分母同除以 $\gamma'^2$ ,则有

$$\tan \gamma d = \frac{-2\gamma/\gamma'}{1 - (\gamma/\gamma')^2}$$

显然有

$$\tan(\gamma d/2) = -\gamma/\gamma' \quad (5-83)$$

对式(5-82)和式(5-83)用图解法或数字法求解比对式(5-80)求解容易得多。求出数字解后可以得到以下结论:在低频( $\lambda$ 大, $k$ 小),导波只有单模,场分布关于 $x = -d/2$ 对称,场在波导层内( $-d < x < 0$ )按余弦规律变化,而在波导层之外( $-d > x$ 或 $x > 0$ )则按指数规律衰减(如图5-16所示),这正是所预期的。

随着光波频率的升高,场向波导层的中央集中,当频率升高到一定程度时,反对称解成为可能,在波导层中形成双模传播,两个模的电场分布如图5-17所示。

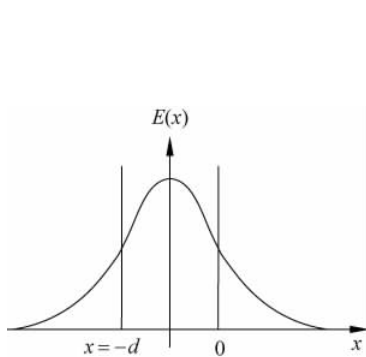


图 5-16 平板波导的最低阶对称模

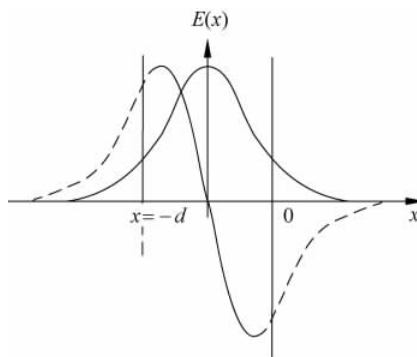


图 5-17 平板波导双模场分布

如上节所述,在临界状态下,  $\theta_i = \theta_c$ ,  $n_1 \sin \theta_i = n_2$ , 即  $\beta \rightarrow n_2 k$ , 亦即  $\gamma_2 \rightarrow 0$ , 对于具有对称结构的平板波导, 亦有  $\gamma_3 \rightarrow 0$ , 即  $\gamma' \rightarrow 0$ , 式(5-82)给出对称模的截止条件为

$$\tan(\gamma d/2) = 0 \quad (5-84)$$

或

$$\gamma d/2 = 0, \pi, 2\pi, \dots \quad (5-84a)$$

而反对称模的截止条件则由式(5-83)得到, 为

$$\tan(\gamma d/2) \rightarrow \infty \quad (5-85)$$

或

$$\gamma d/2 = \pi/2, 3\pi/2, \dots \quad (5-85a)$$

将两式合并, 一般地可写为

$$\gamma d/2 = \nu \pi/2 \quad (5-86)$$

其中  $\nu$  是模数。式(5-86)给出对称型波导中所有模的截止条件。

以上结果也可直接由式(5-80)得到。事实上, 当  $\gamma_2 = \gamma_3 \rightarrow 0$  时, 式(5-80)给出

$$\tan \gamma d = 0$$

即

$$\gamma d = \nu \pi$$

在截止条件下

$$\gamma = k \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

因而

$$(\gamma d/2) = (kd/2) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5-87)$$

这是一个无量纲参数, 称为波导的  $V$  值, 当  $V \gg 1$  时, 波导工作在多模。令式(5-86)和式(5-87)的右边相等, 得到

$$(kd/2) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \nu \pi/2 \quad (5-88)$$

该方程给出由折射率为  $n_1$  和  $n_2$  的介电层构成, 且波导层厚度为  $d$  的波导中所有可能的导波模的截止条件。若进一步将其改写为

$$\nu = \frac{2d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (5-88a)$$

则对一定的  $n_1$ 、 $n_2$ 、 $d$  和  $\lambda$ , 可以判断最多能出现几个导波模。下面是以这种方式应用式(5-88(a))的一个例子。

**【例 5-1】** 设对称型波导材料的折射率为  $n_1 \approx n_2 \approx 2$ ,  $n_1 - n_2 = 0.01$ , 中间波导层的厚度为  $d = 2 \mu\text{m}$ , 当  $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$  的波在其中传播时可能有几个模存在?

**解:** 将上述数据代入式(5-88a)中, 得到

$$\nu = \frac{2 \times 2}{0.8} \times 0.2 = 1$$

因而存在 2 个导波模, 相应于  $\nu = 0$  和 1。

式(5-88a)也可用于确定为限制导波模数在一定范围时波导层应具有厚度。为此将方程改写为

$$d = \frac{\nu \lambda}{2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (5-88b)$$

当式(5-88b)成立时,允许有 $(\nu+1)$ 个模存在。若要求最多 $\nu$ 个模存在,则波导层厚度应满足不等式

$$d < \frac{\nu\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (5-89)$$

特别是,若要求单模工作,则有

$$d < \frac{\lambda}{2\sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (5-90)$$

**【例 5-2】** 设对称型波导介质的折射率为  $n_1 \approx n_2 \approx 1.8$ ,  $n_1 - n_2 = 0.001$ , 光波长  $\lambda = 0.6\mu\text{m}$ , 为实现单模工作, 对波导层的厚度应如何限制?

**解:** 将所给数据代入式(5-90), 得

$$d < \frac{0.6}{2 \times 0.06} = 5$$

即波导层的厚度应小于  $5\mu\text{m}$ 。

值得指出的是, 只要

$$n_1 - n_2 \neq 0$$

则有

$$(kd/2) \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \neq 0$$

这就是说, 对于最低阶模(相应于  $\nu=0$ ), 无论波长和层厚取何值, 对称型波导不可能截止。这是对对称型平板波导的一个特性。

### 5.4.5 导波模的性质

导波模有许多重要性质, 本小节只就最简单的情况不加证明地给出主要结果。希望对此有更深入了解的读者可参阅有关文献。

首先是不同模的正交性。用  $E_{\nu y}(x)$  和  $E'_{\nu' y}(x)$  表示平板波导中两个不同的 TE 模( $\nu' \neq \nu$ ) 的  $y$  方向电场分量, 则可以证明

$$\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\nu y}(x) E'_{\nu' y}(x) dx = 0 \quad (5-91)$$

这就是说, 两个不同模的乘积在波导横截面内的积分(此处沿  $y$  方向的积分已略去, 因而在截面上的二维积分简化为沿  $x$  方向的一维积分)为零。图 5-17 中两模乘积的积分等于零是这种情况的一个例子。式(5-91)也常用更简单的形式表示为

$$\langle E_{\nu y}(x), E'_{\nu' y}(x) \rangle = 0 \quad (5-91a)$$

这里尖括号表示其中两函数相乘后在某一区间积分, 并称为两函数的内积。内积的这种表示法在理论物理中被广泛采用。

其次, 波导模场分量可归一化, 即对同一个模( $\nu' = \nu$ ), 只要在场分量前乘一适当系数(归一化因子), 便可使式(5-91)左边的积分等于 1。

上述正交归一性使任意横向场可展开为模场分量叠加的形式。例如, 在只有离散模的情况下

$$E_y(x) = \sum_{\nu} a_{\nu} E_{\nu y}(x) \quad (5-92)$$

其中展开系数

$$a_\nu = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y(x) E_{\nu y}(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_{\nu y}^2(x) dx} \quad (5-93)$$

或用简捷形式表示为

$$a_\nu = \frac{\langle E_y(x), E_{\nu y}(x) \rangle}{\langle E_{\nu y}(x), E_{\nu y}(x) \rangle} \quad (5-93a)$$

最后,利用正交性,还可得到所有沿  $z$  轴正方向行进的导波模所携带的能量密度为

$$P_z(x) = \sum_\nu a_\nu a_\nu^* P_\nu \quad (5-94)$$

其中

$$P_\nu = (\beta/2\omega\mu) \int_{-\infty}^{+\infty} E_{\nu y}^2(x) dx = (\beta/2\omega\mu) \langle E_{\nu y}, E_{\nu y} \rangle \quad (5-95)$$

它是第  $\nu$  个导波模所携带的能量密度。

以上两节所讨论的平板波导是最简单的波导结构,在集成光学的很多主动和被动装置中,包括激光器、调制器、开关和方向耦合器等,广泛采用着另一种波导结构,即通道波导,第 5.5 节拟对这种结构的波导作一简单介绍。

## 5.5 通道波导简介

正如我们已经知道的,平面波导对波导的约束只出现在波导层厚度方向,在本章所取的坐标系统中,即是  $x$  方向。而波导薄膜在另外两个方向的尺寸相对于膜的厚度被认为是无限大,因而导波在波导膜所在的平面,即  $y-z$  平面,是无约束的。

本节将讨论另一种波导结构,即通道波导。与平板波导不同的是,其波导层在  $y$  方向的尺寸不再能视为无限大,因此,在  $y$  方向也存在对导波的约束。这将使问题变得复杂,不宜在此详细讨论。本节拟在介绍常见通道波导的种类之后,引出描述通道波导的矢量波动方程,但不打算对其求解,而是进一步给出标量方程近似并简单介绍一些解法。

### 5.5.1 通道波导的种类

一般通道波导的基本几何结构横断面如图 5-18(a)所示,而图 5-18(b)~(e)则给出几种常见的结构形式。为简单起见,图中所示折射率按阶跃方式变化,实际上,扩散法一类的制造技术导致波导横截面折射率的变化具有一定梯度。在如图 5-18 所示的这些例子中,光基本上被限制在折射率为  $n_1$  的薄膜波导层内。其中图 5-18(b)表示一种凸起的条状波导,这种波导结构的制造工艺比较简单,首先制造一块平板波导,然后用掩膜的方法去除不需要的膜,从而产生凸起的条形膜;隆起型结构的通道波导(见图 5-18(c))可以用类似的技术制备,只是波导条周围的膜未被完全去除;埋入式波导(见图 5-18(d))和凹陷条纹型波导(见图 5-18(e))的制备是通过改变基质的性质,在所需要的区域得到高折射率。

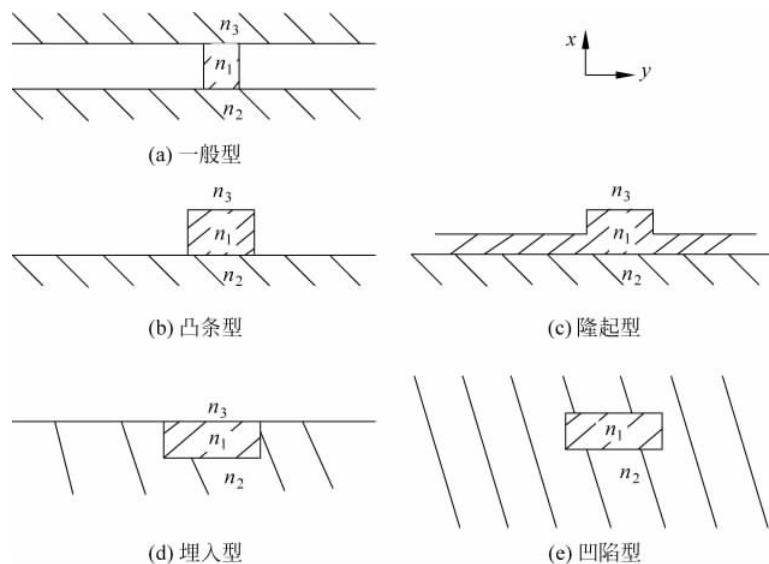


图 5-18 常见几种通道波导横截面

### 5.5.2 矢量波方程

在通道波导中,折射率  $n=n(x,y)$  是两个横向坐标的函数,因此,导波模的分析就比平板波导时更加复杂。但其出发点仍然是麦克斯韦方程组,即

$$\nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu \mathbf{H} \quad (5-96a)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon \mathbf{E} \quad (5-96b)$$

对式(5-96a)两边求旋度,并将式(5-96b)代入,给出

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{H} \quad (5-97)$$

而对式(5-96b)两边求旋度,并利用矢量代数中的恒等式

$$\nabla \times (a\mathbf{b}) \equiv a \nabla \times \mathbf{b} + (\nabla a) \times \mathbf{b}$$

得到

$$\begin{aligned} \nabla \times \nabla \times \mathbf{H} &= j\omega \nabla \times (\epsilon \mathbf{E}) \\ &= j\omega [\epsilon \nabla \times \mathbf{E} + (\nabla \epsilon) \times \mathbf{E}] \end{aligned}$$

再将式(5-96a)代入,并注意到

$$\nabla \ln \epsilon = \frac{\nabla \epsilon}{\epsilon}$$

最后给出

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{H} + \nabla \ln \epsilon \times (\nabla \times \mathbf{H}) \quad (5-98)$$

另一方面,若对式(5-96)两边求散度,则分别给出

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \quad (5-99)$$

和

$$\nabla \cdot (\epsilon \mathbf{E}) = 0 \quad (5-100)$$

将式(5-100)左边展开,有

$$(\nabla \epsilon) \cdot \mathbf{E} + \epsilon \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$$

或

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\mathbf{E} \cdot (\nabla \ln \epsilon) \quad (5-100a)$$

借助矢量代数中另一恒等式

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{a} = -\nabla^2 \mathbf{a} + \nabla(\nabla \cdot \mathbf{a}) \quad (5-101)$$

可将式(5-97)写为

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{a}) + \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{E} = 0$$

再代入式(5-100a),得到

$$\nabla^2 + \nabla(\mathbf{E} \cdot \nabla \ln \epsilon) + \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{E} = 0 \quad (5-102)$$

而根据式(5-101)和式(5-99),式(5-98)可改写为

$$\nabla^2 \mathbf{H} + (\nabla \ln \epsilon) \times (\nabla \times \mathbf{H}) + \omega^2 \epsilon \mu \mathbf{H} = 0 \quad (5-103)$$

若用  $t$  和  $z$  脚标表示场的横向和纵向分量,则可写出它们分别满足以下方程

$$\begin{cases} \nabla^2 E_t + \nabla(\mathbf{E}_t' \cdot \nabla \ln \epsilon) + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) E_t = 0 \\ \nabla^2 H_t + (\nabla \ln \epsilon) \times (\nabla \times \mathbf{H}_t) + (\omega^2 \epsilon \mu - \beta^2) \mathbf{H}_t = 0 \end{cases} \quad (5-104)$$

及

$$\begin{cases} j\beta E_z = \nabla \cdot \mathbf{E}_t + \mathbf{E}_t \cdot \nabla \ln \epsilon \\ j\beta H_z = \nabla \cdot \mathbf{H}_t \end{cases} \quad (5-105)$$

其中,  $\beta$  仍为波的传播常数。

### 5.5.3 标量方程近似及分离变量法

精确求解上小节导出的矢量波方程十分困难。与平板波导类似,标量方程

$$\nabla^2 E_t + (n^2 k^2 - \beta^2) E_t = 0 \quad (5-106)$$

对通道波导也是一个很好的近似。与前者不同的是,这里的  $E_t$  和  $n$  不再只是  $x$  的函数,而是关于  $x$  和  $y$  的二元函数。因而,一般情况下对式(5-106)求精确解析解仍不是一件轻而易举的事情。但是,如果波导介质的折射率平方  $n^2$  可以表示为

$$n^2(x, y) = n_0^2 + n_x^2(x) + n_y^2(y) \quad (5-107)$$

则场分量可分离变量,例如

$$E_t(x, y) = E_x(x) E_y(y) \quad (5-108)$$

这里  $E_x(x)$  和  $n_x(x)$  只是  $x$  的函数,在本节后面的讨论中简记为  $E_x$  和  $n_x$ ;  $E_y(y)$  和  $n_y(y)$  则只是  $y$  的函数,并记为  $E_y$  和  $n_y$ ,与式(5-107)类似,传播常数的平方可表示为

$$\beta^2 = k^2 n_0^2 + \beta_x^2 + \beta_y^2 \quad (5-109)$$

将式(5-107)~式(5-109)代入式(5-106),得

$$E_y \frac{d^2}{dx^2} E_x + E_x \frac{d^2}{dy^2} E_y + [(k^2 n_x^2 - \beta_x^2) + (k^2 n_y^2 - \beta_y^2)] E_x E_y = 0$$

或按变量分离写为

$$\frac{d^2}{dx^2} E_x + (k^2 n_x^2 - \beta_x^2) E_x = 0 \quad (5-110)$$

和

$$\frac{d^2}{dy^2} E_y + (k^2 n_y^2 - \beta_y^2) E_y = 0 \quad (5-111)$$

至此,我们得到两个与平板波导情况下完全类似的方程,因而可用 5.4 节的方法去处理,这里就不再进行进一步讨论了。

### 5.5.4 标量方程的其他解法简介

在实际问题中,只有极少数情况下波导介质的折射率满足式(5-107),这使分离变量法的应用受到很大限制。为了分析各种类型的通道波导,人们已经提出很多方法,囿于篇幅,我们既不能对这些方法一一讨论,更不能深入分析,本小节只就其中几种作简单介绍,希望对此有更多了解的读者可参阅有关文献。

Bell 实验室的 Marcatilu 于 1969 年提出一种场屏蔽法,通过进一步近似使范围更加广泛的通道波导模可以用分量变量法进行分析。在图 5-19(a)、(b)表示两个对称型平板波导的横截面,其中图(a)所表示的波导的分界面垂直于  $x$  轴;图(b)所表示的波导的分界面垂直于  $y$  轴,假设这两个波导由相同材料制成,波导层的折射率平方均为  $n_A^2 = \frac{n_1^2}{2}$ ,而二者基质和覆盖层的折射率平方都是  $n_B^2 = n_2^2 - n_1^2/2$ ,将它们按  $x$  轴和  $y$  轴分别重叠的方式复合后,各个区域的折射率如图 5-19(c)所示,其中折射率为  $2n_2^2 - n_1^2$  的阴影部分称为场屏蔽区。如果不考虑屏蔽区的场和折射率,则复合结果得到一个典型的埋入式通道波导,其折射率  $n$  通过

$$n^2 = n_x^2 + n_y^2$$

由响应平板波导的折射率表示。在这种条件下,通道波导的场可分离变量为

$$E(x, y) = E_x E_y$$

而传播常数由

$$\beta^2 = \beta_x^2 + \beta_y^2$$

决定,其中  $\beta_x$  和  $\beta_y$  是相应平板波导中导波的传播常数。

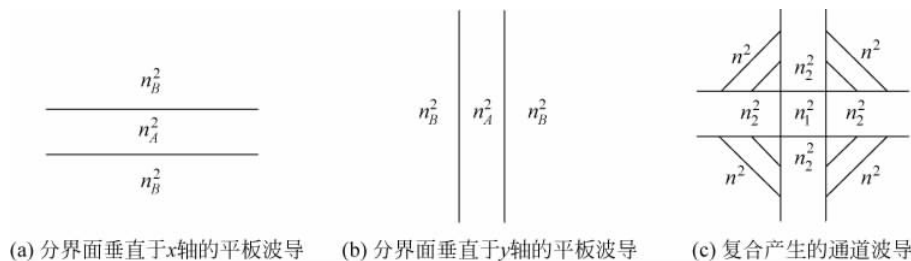


图 5-19 场屏蔽法示意图

对于图 5-19(c),有

$$n_A^2 = \frac{n_1^2}{2}; \quad n_B^2 = n_2^2 - \frac{n_1^2}{2}; \quad n^2 = 2n_2^2 - n_1^2$$

场屏蔽方法在两个意义上是近似的:(1)用标量波方程代替了矢量波方程;(2)忽略了屏蔽区的折射率。1982 年, Akiba 和他的同事 Haus 将屏蔽法所得结果作为试探解,用矢量变分原理求出改进的解。紧接着, Kumar 等人提议用微扰法来校正上述复合波导与标准埋入式波导间折射率之差所引起的误差,该方法给出对于由标量波动方程所得到的传播常数之修正。

可用于分析通道波导的另一有用方法是由 Knox 等人提出的等效折射率法,对于大量实际波导结构,包括凸起式波导、埋入式波导及扩散型波导等,借助该方法都得到与更精确的计算机数值计算结果或实验结果吻合较好的解。

有效折射率法的基本思想是沿  $-x$  方向俯视  $y-z$  平面上的波导膜。对于均匀平面波导,看上去是与  $y, z$  坐标无关的均匀有效折射率  $N$ ; 当波导厚度  $d$  或折射率  $n$  有一微小变化时,将会导致有效折射率  $N(y, z)$  依赖于  $y, z$  的分布。一旦得到有效波导折射率  $N(y, z)$ ,便可仿照处理平面波导的方法来确定通道波导的导波模和传播常数。

以隆起型波导为例,其横截面图和俯视图如图 5-20 所示。图中小写字母  $n_1, n_2$  和  $n_3$  表示材料本身的折射率,这与平面波导的情况相同,而大写字母  $N_f$  和  $N_l$  则分别表示隆起条纹和其两侧的有效折射率。尽管这两区域材料本身折射率相同,但由于具有不同的厚度  $d_f$  和  $d_l$ ,所以,  $N_f$  和  $N_l$  是不相等的。

图 5-20 中,  $d_f$  表示隆起条纹波导膜厚度;  $w$  表示条纹宽度;  $d_l$  表示条纹两侧波导膜厚度。

用有效折射率法处理通道波导问题分为以下四步:

① 首先分别求出隆起条纹及其两侧薄膜的正则厚度。如下

$$\begin{cases} d_f = kd_f(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \\ d_l = kd_l(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \end{cases} \quad (5-112)$$

图 5-20 隆起波导的横截面图和俯视图

② 用以下关系确定相应的有效折射率

$$\begin{cases} N_f^2 = n_2^2 + d_f(n_1^2 - n_2^2) \\ N_l^2 = n_2^2 + d_l(n_1^2 - n_2^2) \end{cases} \quad (5-113)$$

在  $n_1 - n_2 \ll n_2$  的条件下

$$\begin{aligned} N &= [n_2^2 + d(n_1^2 - n_2^2)]^{1/2} = n_2 \left[ 1 + d \frac{n_1^2 - n_2^2}{n_2^2} \right]^{1/2} \\ &\approx n_2 + d(n_1 - n_2) \end{aligned}$$

于是有

$$N_f = n_2 + d_f(n_1 - n_2)$$

$$N_l = n_2 + d_l(n_1 - n_2)$$

③ 计算等价波导的正则宽度

$$\Omega_{eq} = k\omega(N_f^2 - N_l^2)^{1/2} \quad (5-114)$$

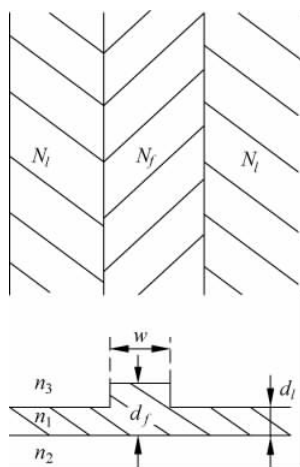
并进而确定等价波导的波导指数  $b_{eq}$ 。

④ 最后得到通道波导的有效折射率

$$N^2 = N_l^2 + d_{eq}(N_f^2 - N_l^2) \quad (5-115)$$

应用这些结果便可对通道波导的场进行分析。例如,传播常数  $\beta = kN$ 。

**【例 5-3】** 设有掺钛铌酸锂( $\text{Ti:LiNbO}_3$ )制成的隆起型通道波导,已知  $n_1 = 2.234, n_2 = 2.214, n_3 = 1, d_f = 1.8\mu\text{m}, d_l = 1\mu\text{m}, w = 2\mu\text{m}$ 。求(1)波导的有效折射率  $N$ ; (2)  $\lambda = 0.8\mu\text{m}$  的波



在其中传播时的传播常数。

解：(1) 首先由式(5-112)得到  $D_f=4.2, D_l=2.3$ ；其次由式(5-113)求得  $N_f=2.227, N_l=2.218$ ；然后由第3步给出  $\Omega_{eq}=3.14, b_{eq}=0.64$ ；最后得到  $N=2.224$ 。

$$(2) \beta = \frac{2\pi}{\lambda} N = 17.46 \mu\text{m}^{-1}。$$

## 5.6 导波模耦合理论简介

在物理学或工程问题中所发生的很多现象可以看作是模耦合过程。典型的例子包括 X 射线在晶体中的衍射,行波管中电子束与慢波的能量交换过程,以及光波声波和全息光栅的散射等等。同样地,在集成光学中,耦合模理论也是一个有力的工具,它帮助理解和分析大量重要的现象和装置。本节将对耦合理论中一些最基本的问题作简单介绍。

### 5.6.1 方向耦合基本概念

在集成光学中,最成功和应用最广的器件便是耦合器,它将以一定方向传播的模耦合到一起,因而可用于分束器、双路开关或调制器以及滤波器和偏振器等。

考虑两个对称平板波导中的最低阶模,图 5-21 表示两波导相距较远因而未发生模耦合的情况,两个对称模各自基本上是独立地在它们的波导中传输。

随着两个波导的相互靠近,两个模开始发生部分重叠,在重叠区域内,很难分出哪部分光属于哪个波导。这意味着必定存在某耦合机制,使光波得以从一个波导传向另一波导中。如果两个波导满足一组特定的条件,且足够靠近(间距具有波导膜厚度的量级,通常为几微米),则这种能量交换是非常明显的,在很多情况下几乎达到 100%。这样,假定最初只有一个波导有有限输入光,传输一定距离后,这部分光会完全进入另一波导中,此后继续传输,又会逐渐返回最初入射的波导中。传输过程随传播距离周期变化。

设变化周期为  $2L$ ,则传输过程可用图 5-22 表示。在  $z=0$  处,导波 1 有一定的输入;到  $z=L$  处,发生完全耦合,即所有的光传入波导 2 中;而到达  $z=2L$  时,光又完全返回波导 1 中,这一过程将持续发生。

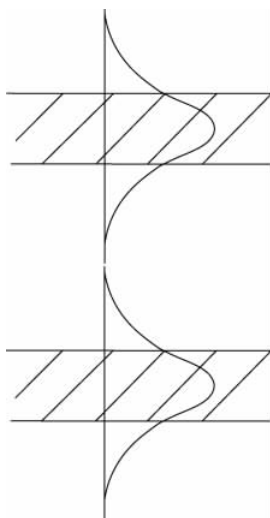


图 5-21 未发生耦合的导波模

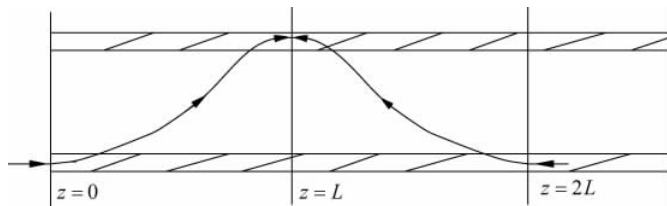


图 5-22 耦合过程示意图

这种 100% 的耦合要求两个模完全同步(即具有相同的传播常数),以便散射贡献同相加。这通常要求两个波导是全同的。

### 5.6.2 耦合波方程

5.6.1 节的讨论表明,由于波的耦合作用,可以使原来不存在辐射场的波导中产生一定的导波模,这意味着必然存在某种激励机制。所以,处理波耦合时首先遇到的便是波导模的激励问题。

考虑激励各种波导模的源的分布,并用相应诱导极化矢量的复振幅  $P(x, y, z)$  来表示这些激励源,则耦合波问题要处理的是有源麦克斯韦方程组

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{E} = -j\omega\mu\mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon\mathbf{E} + j\omega\mathbf{P} \end{cases} \quad (5-116)$$

假设作为场源的是两个诱导极化矢量  $\mathbf{P}_1$  和  $\mathbf{P}_2$ ,则由矢量代数恒等式有

$$\begin{aligned} \nabla \cdot (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1) &= (\nabla \times \mathbf{E}_1) \cdot \mathbf{H}_2^* - \mathbf{E}_1 \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_2^*) \\ &\quad + (\nabla \times \mathbf{E}_2^*) \cdot \mathbf{H}_1 - \mathbf{E}_2^* \cdot (\nabla \times \mathbf{H}_1) \\ &= -j\omega\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* + j\omega\mathbf{P}_2^* \cdot \mathbf{E}_1 \end{aligned} \quad (5-117)$$

或由散度理论

$$\iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy \frac{\partial}{\partial z} (\mathbf{E}_1 \times \mathbf{H}_2^* + \mathbf{E}_2^* \times \mathbf{H}_1)_z = -j\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} dx dy (\mathbf{P}_1 \cdot \mathbf{E}_2^* - \mathbf{P}_2^* \cdot \mathbf{E}_1) \quad (5-118)$$

式(5-117)和式(5-118)便是两波耦合的矢量方程的微分形式和积分形式。在  $\mathbf{P}_1$  和  $\mathbf{P}_2$  已知的情况下,加上一定的本构方程和边界条件,原则上可以由这两方程中的任何一个方程求解出所要求的电磁场分量。

### 5.6.3 耦合波标量方程

上一小节所导出的耦合波矢量方程的求解是相当复杂的,为简单起见,本小节将仿照前面的讨论导出耦合波方程的标量形式并加以分析,而它的求解则留到下一小节进行。

假定两孤立平板波导沿  $z$  方向平行放置,分别具有折射率分布  $n_a(x, y)$  和  $n_b(x, y)$ ,并设电场在  $y$  方向偏振,于是,两波导中电场  $E_{ya}(x, y, z)$  和  $E_{yb}(x, y, z)$  分别满足方程

$$\nabla^2 E_{ya}(x, y, z) + n_a^2(x, y)k^2 E_{ya}(x, y, z) = 0 \quad (5-119a)$$

$$\nabla^2 E_{yb}(x, y, z) + n_b^2(x, y)k^2 E_{yb}(x, y, z) = 0 \quad (5-119b)$$

现在假定两个波导都是单模的,导波本征模分别为

$$E_{ya}(x, y, z) = E_a(x, y) \exp(-j\beta_a z) \quad (5-120a)$$

$$E_{yb}(x, y, z) = E_b(x, y) \exp(-j\beta_b z) \quad (5-120b)$$

其中,  $E_{a,b}(x, y)$  是两波导模的横向场,而  $\beta_{a,b}$  是相应的传播常数。

将式(5-120)代入式(5-119),并用  $(\nabla_t^2 + \frac{\partial^2}{\partial z^2})$  代替  $\nabla^2$ , 得到

$$\nabla_t^2 E_a(x, y) + [n_a^2(x, y)k^2 - \beta_a^2] E_a(x, y) = 0 \quad (5-121a)$$

$$\nabla_t^2 E_b(x, y) + [n_b^2(x, y)k^2 - \beta_b^2] E_b(x, y) = 0 \quad (5-121b)$$

其中带下标  $t$  的 Laplacian 算符  $\nabla_t^2$  表示微分运算是在横向平面内进行的。这些方程与 5.4 节讨论的标量方程具有相同的形式,因而可以认为场分量  $E_a$ 、 $E_b$  和相应的传播函数  $\beta_a$ 、 $\beta_b$  已经

解出。

假设完全耦合情况下相应于两个波导的总折射率为  $n_T(x, y)$ , 于是, 完全耦合的标量波方程为

$$\nabla^2 E_y(x, y, z) + n_T^2(x, y)k^2 E_y(x, y, z) = 0 \quad (5-122)$$

进一步假定相应于耦合波的解  $E_y(x, y, z)$  可以表示为已经得到的两个孤立波导本征模的线性叠加, 于是

$$E_y(x, y, z) = A(z)E_a(x, y)\exp(-j\beta_a z) + B(z)E_b(x, y)\exp(-j\beta_b z) \quad (5-123)$$

其中  $A(z)$  和  $B(z)$  为两个本征值的振幅, 很显然, 它们随传播距离变化。

对式(5-123)两边作用以算符  $\nabla^2 = \nabla_t^2 + \frac{d^2}{dz^2}$ , 为书写简单, 略去函数的宗量, 得到

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_y &= \nabla_t^2 E_a + \frac{d^2}{dz^2}[A\exp(-j\beta_a z)] + \nabla_t^2 E_b + \frac{d^2}{dz^2}[B\exp(-j\beta_b z)] \\ &= \left[ A \nabla_t^2 E_a + \left( \frac{d^2 A}{dz^2} - 2j\beta_a \frac{dA}{dz} - \beta_a^2 A \right) E_a \right] \exp(-j\beta_a z) \\ &\quad + \left[ B \nabla_t^2 E_b + \left( \frac{d^2 B}{dz^2} - 2j\beta_b \frac{dB}{dz} - \beta_b^2 B \right) E_b \right] \exp(-j\beta_b z) \end{aligned} \quad (5-124)$$

将式(5-123)和式(5-124)代入式(5-122), 得到

$$\begin{aligned} &\left[ \left( \frac{d^2 A}{dz^2} - 2j\beta_a \frac{dA}{dz} \right) E_a + n_T^2 k^2 A E_a + (\nabla_t^2 E_a - \beta_a^2 E_a) A \right] \exp(-j\beta_a z) \\ &+ \left[ \left( \frac{d^2 B}{dz^2} - 2j\beta_b \frac{dB}{dz} \right) E_b + n_T^2 k^2 B E_b + (\nabla_t^2 E_b - \beta_b^2 E_b) B \right] \exp(-j\beta_b z) = 0 \end{aligned} \quad (5-125)$$

由式(5-121)得

$$\begin{aligned} -(\nabla_t^2 E_a - \beta_a^2 E_a) &= k^2 n_a^2 E_a \\ -(\nabla_t^2 E_b - \beta_b^2 E_b) &= k^2 n_b^2 E_b \end{aligned}$$

代入式(5-125)给出

$$\begin{aligned} &\left[ \frac{d^2 A}{dz^2} - 2j\beta_a \frac{dA}{dz} + k^2(n_T^2 - n_a^2)A \right] E_a \exp(-j\beta_a z) \\ &+ \left[ \frac{d^2 B}{dz^2} - 2j\beta_b \frac{dB}{dz} + k^2(n_T^2 - n_b^2)B \right] E_b \exp(-j\beta_b z) = 0 \end{aligned} \quad (5-126)$$

**注意:** 式(5-126)中出现了两个新函数, 即  $n_T^2 - n_a^2$  和  $n_T^2 - n_b^2$ 。由于折射率与介电常数之间是平方关系, 所以,  $n_T^2 - n_a^2$  表示因为波导 2 的靠近对波导 1 介电常数产生了扰动  $\Delta\epsilon_1$ , 反之,  $n_T^2 - n_b^2$  则表示因为波导 1 的接近而对波导 2 介电常数产生了扰动  $\Delta\epsilon_2$ 。只有当两波导足够靠近时, 这两个函数才有明显不为零的值。

式(5-126)还可以进一步简化, 例如, 可以忽略二阶导数  $\frac{d^2 A}{dz^2}$  和  $\frac{d^2 B}{dz^2}$ , 原因是这些量表示膜的包络, 通常是距离的慢变化函数。此外, 用  $\exp(-j\beta_a z)$  除式(5-126)两边, 得到

$$\begin{aligned} &\left[ -2j\beta_a \frac{dA}{dz} + k^2(n_T^2 - n_a^2)A \right] E_a \\ &+ \left[ -2j\beta_b \frac{dB}{dz} + k^2(n_T^2 - n_b^2)B \right] E_b \exp(-j\Delta\beta z) = 0 \end{aligned} \quad (5-127)$$

其中,  $\Delta\beta = \beta_b - \beta_a$  表示波导之间传播常数的失配。

式(5-127)已经相当接近于我们希望寻找的关系式,但后者应描述波振幅  $A, B$  随传播距离的变化,式(5-127)则是三维方程,因此,必须设法消除其中变量  $E_{a,b}$  及  $n_T^2 - n_{a,b}^2$  对  $x, y$  坐标的依赖。为此,首先用波导 1 中横场的复共轭  $E_a^*$  遍乘式(5-127)的各项,并在波导横截面上积分,给出

$$-2j\beta_a \frac{dA}{dz} \iint dx dy E_a^* E_a + A \iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_a^2) E_a^* E_a] + \left\{ -2j\beta_b \frac{dB}{dz} \iint dx dy E_a^* E_b + B \iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_a^2) E_a^* E_b] \right\} \exp(-j\Delta\beta z) = 0 \quad (5-128)$$

式(5-128)中,第三项的  $\iint dx dy E_a^* E_b$  表示两个模的重叠,因为两个模的空间重叠很小,因而这一项可以忽略,第二项中的  $n_T^2 - n_a^2$  只在  $E_a$  的消逝区有明显不为零的值,而这些区域  $E_a$  本身已是小量,因而该项亦可忽略,于是式(5-128)成为

$$-2j\beta_a \frac{dA}{dz} \iint dx dy E_a^* E_a + \left\{ B \iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_a^2) E_a^* E_b] \right\} \exp(-j\Delta\beta z) = 0 \quad (5-129)$$

类似地,若用  $E_b^*$  遍乘式(5-127)两边,在横截面上积分,并作适当近似可得

$$-2j\beta_b \frac{dB}{dz} \iint dx dy E_b^* E_b + A \left\{ \iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_b^2) E_b^* E_a] \right\} \exp(+j\Delta\beta z) = 0 \quad (5-130)$$

式(5-129)和式(5-130)还可以进一步简化。首先,在转换过程中传播常数通常不会有太大的变化,这样,只要不是出现在指数上,便可假定  $\beta_a \approx \beta_b \approx \beta$ 。其次,装置的对称性确保

$$\frac{\iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_b^2) E_a^* E_b]}{\iint dx dy E_a^* E_a} \approx \frac{\iint dx dy [k^2(n_T^2 - n_a^2) E_b^* E_a]}{\iint dx dy E_b^* E_b}$$

于是,式(5-129)和式(5-130)可简化为

$$\frac{dA}{dz} + j\kappa B \exp(-j\Delta\beta z) = 0 \quad (5-131)$$

$$\frac{dB}{dz} + j\kappa A \exp(+j\Delta\beta z) = 0 \quad (5-132)$$

式(5-131)和式(5-132)就是最终要找的方程,它们描述两个波导中模振幅之间的耦合,因此称为波导的耦合模方程。而其中希腊字母  $\kappa$  由

$$\kappa = \frac{k^2}{2\beta} \frac{\iint dx dy [(n_T^2 - n_b^2) E_a^* E_b]}{\iint dx dy E_a^* E_a} \quad (5-133)$$

决定,并称为模耦合系数,它是波导耦合理论中最重要的一个参数,式(5-133)看上去比较复杂,但是不难发现,  $k^2/2\beta$  实际上是一个常数,因为它只依赖于光的波长;其次,分母  $\iint dx dy E_a^* E_a$  是一个归一化因子。所以,真正重要的部分只有分子  $\iint dx dy [(n_T^2 - n_b^2) E_a^* E_b]$ 。

在本小节所关心的平板波导中,  $(n_T^2 - n_b^2)$  只在波导  $a$  的中央部分有明显不等于零的值,因而只有这一区域对积分有贡献。这就是说,如果希望  $\kappa$  有较大的值,则  $E_b$  场消逝波的尾部应在波导  $a$  中有明显的渗透。因此  $\kappa$  在很大程度上受两波导之间的间隔  $g$  的影响。由于消逝波大体上按指数规律衰减,故  $\kappa$  也近似按指数规律依赖于  $g$ 。典型情况下,  $g$  具有波导层厚度的量级,通常为几微米。

此外,模的能量集中程度也会影响 $\kappa$ 。例如,约束较弱的模的消逝场可以从波导中央扩展一个较长的距离,因而导致较强的耦合。但另一方面,弱的约束会使损耗增大,所以,约束往往是一个需要折中考虑的因素。最后 $\kappa$ 还受场偏振特性的影响。虽然本小节所讨论的是标量模,但用双折射电光材料作基质时会对TE波和TM波导致不同的耦合率。这显然是不希望出现的。幸好,在某些情况下仔细选择制造参数可以使 $\kappa_{TE}$ 和 $\kappa_{TM}$ 相等。

#### 5.6.4 标量方程的解

为使式(1-131)和式(1-132)更加容易求解,引入两个新变量 $a(z)$ 和 $b(z)$ ,使

$$A = a \exp\left(-j \frac{\Delta\beta}{2} z\right), \quad B = b \exp\left(+j \frac{\Delta\beta}{2} z\right)$$

对 $z$ 求导数得到

$$\frac{dA}{dz} = \left(\frac{da}{dz} - ja \frac{\Delta\beta}{2}\right) \exp\left(-j \frac{\Delta\beta}{2} z\right)$$

$$\frac{dB}{dz} = \left(\frac{db}{dz} + jb \frac{\Delta\beta}{2}\right) \exp\left(+j \frac{\Delta\beta}{2} z\right)$$

将这些关系代入到式(5-131)和式(5-132),给出

$$\frac{da}{dz} - ja \frac{\Delta\beta}{2} = -j\kappa b \quad (5-134)$$

$$\frac{db}{dz} + jb \frac{\Delta\beta}{2} = -j\kappa a \quad (5-135)$$

这两个方程与式(5-131)和式(5-132)完全等价,但由于它们不含指数项,因而求解比后者更加容易,设边界条件为

$$a(0) = 1, \quad b(0) = 0$$

则可解得

$$a(z) = \cos[z \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2}] + j(\Delta\beta/2) \sin[z \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2}] / \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (5-136)$$

$$b(z) = -j\kappa \sin[z \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2}] / \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (5-137)$$

比振幅更有用的往往是波导中归一化功率 $P_a$ 和 $P_b$ ,由Poynting理论得到

$$P_a = \cos^2\left[z \sqrt{\kappa^2 + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2}\right] + \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \frac{\sin^2[z \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2}]}{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (5-138)$$

$$P_b = \frac{\kappa^2 \sin^2[z \sqrt{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2}]}{\kappa^2 + (\Delta\beta/2)^2} \quad (5-139)$$

特别是,在同步的条件下, $\Delta\beta=0$ ,式(5-136)和式(5-137)简化为

$$a(z) = \cos(\kappa z) \quad (5-140)$$

$$b(z) = -j \sin(\kappa z) \quad (5-141)$$

式(5-138)和式(5-139)则给出

$$P_a = \cos^2(\kappa z) \quad (5-142)$$

和

$$P_b = \sin^2(\kappa z) \quad (5-143)$$

当 $z=0$ 时, $P_a=1, P_b=0$ ,表示能量由波导 $a$ 输入。传输一个距离 $z_1=L=\pi/2\kappa$ 后, $P_a=0$ ,

$P_b=1$ , 即能量由波导  $a$  全部耦合到波导  $b$  中。再通过一个距离  $L$ , 即到达  $z_2=2L$  时, 重新有  $P_a=1, P_b=0$ , 即导波模的能量又回到波导  $a$  中。

图 5-23 表示能量在两波导中周期转移的过程。

由式(5-142)和式(5-143)得

$$P_a(z) + P_b(z) \equiv 1 \quad (5-144)$$

即耦合模在两波导中转移的过程中总能量是守恒的, 这正是所预期的, 因为已假定整个过程中不存在任何损耗。

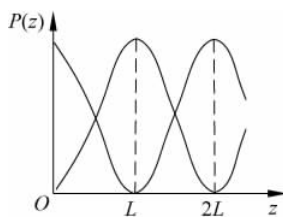


图 5-23 两波导中功率随距离  $z$  的变化

### 5.6.5 周期波导

5.6.2 节中的极化率  $P(x, y, z)$  可以由各种物理效应所引起。例如, 当实际极化率与标称值间有一差  $\Delta\epsilon(x, y, z)$  时, 便导致与波导中的场成正比的诱导极化率

$$P = \Delta\epsilon E$$

特别是, 如果  $\Delta\epsilon(x, y, z)$  是  $z$  的周期函数, 则波导也将表现出周期性, 这种周期波导在很多光电装置中得到应用, 如滤波器、光栅耦合器、分布反馈激光器和模匹配器等。与光被衍射光栅散射的情况类似, 发生在周期波导中的物理过程是光被周期散射的结果, 并可视作模耦合过程, 用耦合模理论处理。如果使两个模对给定光频至少近似同步, 则可直接引用 5.6.4 节中所得到的耦合模解, 剩下的工作就是对具体问题求出耦合系数  $\kappa$ 。

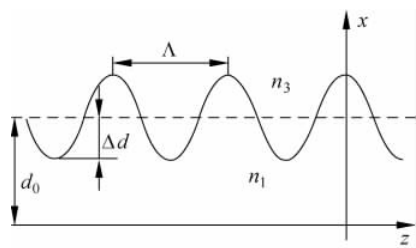


图 5-24 波纹面平板波导侧视图

作为一个例子, 本小节处理一种波纹面平板波导, 如图 5-24 所示, 波导膜的厚度  $d(z)$  随  $z$  周期变化

$$d(z) = d_0 + \Delta d \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right)$$

其中,  $\Lambda$  是波纹周期。

图 5-24 中,  $d_0$  为波导膜平均厚度;  $\Delta d$  为波纹振幅;  $\Lambda$  为周期。

可以用各种方法导出波纹波导的耦合系数, 本小节拟用有效折射率法。设波导的折射率为

$$N(z) = N + \Delta N \cos(\kappa z)$$

按照这些假设, 波纹面波导看上去像是全息 Bragg 光栅的横截面。由光栅理论可知, 描述 Bragg 衍射强度的耦合系数为

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \Delta N$$

将其用于波纹波导, 则有

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\partial N}{\partial d} \Delta d \quad (5-145)$$

而  $\frac{\partial N}{\partial d}$  可以由波导的散射关系导出。对于 TE 模, 适当地推导得到

$$\frac{\partial N}{\partial d} = \frac{n_1^2 - N^2}{Nd_{\text{eff}}} \quad (5-146)$$

这里  $n_1$  仍为波导层的标称折射率,而  $d_{\text{eff}}$  是由式(5-142)定义的有效波导厚度。

将式(5-146)代入式(5-145),终得波导 TE 模的耦合系数为

$$\kappa_{\text{TE}} = \frac{\pi}{\lambda} \frac{\Delta d}{d_{\text{eff}}} \frac{n_1^2 - N^2}{N} \quad (5-147)$$

而 TM 模的耦合系数可写为

$$\kappa_{\text{TM}} = \eta \kappa_{\text{TE}} \quad (5-148)$$

其中系数  $\eta$  由

$$\eta = \frac{(N/n_1)^2 - (N/n_3)^2 + 1}{(N/n_1)^2 + (N/n_3)^2 - 1} \quad (5-149)$$

给出。同前面的含义一样,  $n_3$  依然表示波导覆盖层的折射率。

由波纹面平板波导与光栅的类比可知,波纹面厚度变化周期与光栅矢量  $K$  的数量之间的关系为

$$K = \frac{2\pi}{\Lambda} \quad (5-150)$$

而厚度峰便相当于光栅条纹,并类似于弱反射镜,每一个独立的峰只给出很小的反射,然而在适当条件下,来自所有峰的反射波将会相互叠加而产生很强的总反射波。这个条件就是光程等于半波长的整数倍,即

$$n_{\text{eff}} \Lambda = m \frac{\lambda_0}{2} \quad (5-151)$$

其中  $m$  是整数。如果取  $m=1$ ,则方程简化为

$$2n_{\text{eff}} \Lambda = \lambda_0$$

或

$$\Lambda = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\pi}{n_{\text{eff}}} = \frac{\pi}{kn_{\text{eff}}} = \frac{\pi}{\beta} \quad (5-152)$$

代入式(5-150),得到

$$K = 2\beta \quad (5-153)$$

这就是说,当满足一级 Bragg 条件时,与周期波导相应的光栅矢量的值恰好为波导传播常数的 2 倍。为使读者对  $\Lambda$  和  $K$  的大小有个数量级的概念,下面举一个简单的例子。

**【例 5-4】** 设有  $\text{Ti:LiNbO}_3$  ( $n_s=2.2$ ) 制造的周期波纹平面波导,对  $\lambda_0=0.75\mu\text{m}$  的波导模,求满足一级 Bragg 条件的波导厚度变化周期  $\Lambda$  及相应光栅矢量的值。

**解:** 由于波导用弱扩散法制造,因此可取  $n_{\text{eff}}=n_s$ ,于是

$$\beta \approx \frac{2\pi n_s}{\lambda_0} = 1.84 \times 10^7, \quad K = 2\beta = 3.68 \times 10^7, \quad \Lambda = \frac{\lambda_0}{2n_s} = 0.17\mu\text{m}$$

制造如此密的光栅是相当困难的。

### 5.6.6 波导模的传输

耦合波导的模可以由耦合模理论得到。耦合模理论的基础是微扰方法,借助这种方法可以用未耦合波导的模近似表示耦合结构的标称模。

考虑两个波导  $a$  和  $b$ ,它们之间的距离为  $D$ ,未耦合时各自具有电场分布  $\phi_a$  和  $\phi_b$ ,相应的传播常数为  $\beta_a$  和  $\beta_b$ ,当二者足够接近,即当  $D$  小到一定程度时,将产生耦合效应,耦合系

数为

$$\kappa = -i |\kappa|$$

其中,  $|\kappa|$  是  $D$  的指数函数, 而耦合模  $\varphi_i$  和  $\varphi_j$  可以由上述未耦合模的线性叠加表示为

$$\varphi_i = p\phi_a + q\phi_b, \quad \varphi_j = -q\phi_a + p\phi_b \quad (5-154)$$

叠加系数之比为

$$f = \frac{q}{p} = -X + (X^2 + 1)^{1/2} \quad (5-155)$$

其中

$$X = \frac{\Delta\beta}{2|\kappa|}$$

它是耦合波导参数, 而  $\Delta\beta = \beta_a - \beta_b$  是两波导传播常数之差。  $f(X)$  随  $X$  变化的曲线如图 5-25 所示。

未耦合模的正交归一化可写为

$$\begin{cases} \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a \phi_a^* dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_b \phi_b^* dx = 1 \\ \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a \phi_b^* dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \phi_a^* \phi_b dx = 0 \end{cases} \quad (5-156)$$

由这些关系, 耦合模的正交性是显然的, 事实上, 由式(5-154)知

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i \varphi_j^* dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i^* \varphi_j dx = pq - pq \equiv 0$$

而耦合模的归一化则要求

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_i \varphi_i^* dx = \int_{-\infty}^{+\infty} \varphi_j \varphi_j^* dx = 1 \quad (5-157)$$

将式(5-154)代入式(5-157), 并利用关系式(5-156), 给出

$$p^2 + q^2 = 1 \quad (5-158)$$

由式(5-155)得

$$q^2 = f^2 p^2$$

与式(5-158)联立可得

$$p^2 = \frac{1}{1+f^2} = \frac{1}{2}(X^2+1)^{-\frac{1}{2}}[(X^2+1)^{\frac{1}{2}}-X]^{-1}$$

或

$$q^2 = \frac{f^2}{1+f^2} = \frac{1}{2}(X^2+1)^{-\frac{1}{2}}[(X^2+1)^{\frac{1}{2}}-X] \quad (5-159)$$

即

$$p = \frac{1}{\sqrt{2}}(X^2+1)^{-\frac{1}{4}}[(X^2+1)^{\frac{1}{2}}-X]^{-\frac{1}{2}}$$

$$q = \frac{1}{\sqrt{2}}(X^2+1)^{-\frac{1}{4}}[(X^2+1)^{\frac{1}{2}}-X]^{\frac{1}{2}}$$

特别是, 当满足对称条件时,  $\Delta\beta=0$ , 于是,  $X=0$ ,  $f(X)=1$ , 由式(5-159)得

$$p = q = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

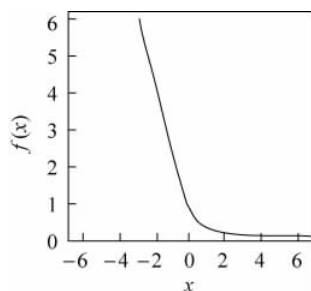


图 5-25  $f=q/p$  随  $X=\Delta\beta/(2|\kappa|)$  的变化曲线

耦合模简化为

$$\varphi_i = \frac{1}{\sqrt{2}}(\phi_a + \phi_b), \quad \varphi_j = \frac{1}{\sqrt{2}}(-\phi_a + \phi_b)$$

图 5-26 给出这种特殊情况下的耦合模,不难看出,其中任一模在两波导中都具有相同功率。

另一种极端情况是  $\Delta\beta$  相当大,则耦合很弱,即  $|\kappa| \rightarrow 0$ ,  $X \rightarrow \pm\infty$ ,由图 5-25 可以看出,  $f(X)$  接近 0 或  $+\infty$ ,这种情况下,耦合模功率实际上只存在于两波导之一中。

虽然对任何波导系统都可以求出精确的数值解,但计算过程是相当冗长的,且需要对每个波导分别进行。耦合模理论的优点则是提供直接依赖于波导参数的解析表达式。但值得注意的是这种方法是近似的,首先,它要求两波导之间应有足够的间距;另一方面,两耦合波导之间应具有类似的特性,例如,传播常数差  $\Delta\beta$  不能太大。

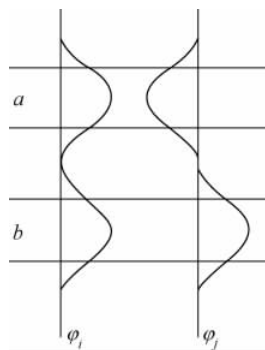


图 5-26 耦合波导的模:  $\Delta\beta=0$

## 5.7 半导体波导理论

半导体波导特别令人感兴趣的原因是有可能在同一块基片上制造出集成光学所需要的各种元件,包括激光器、探测器、光电开关和调制器、波导元件以及电子线路。本节主要讨论半导体光波导的理论基础,而对一些常见器件的介绍将留到下一节进行。

由于任何材料中的光波导都要求控制与功率流方向垂直的平面内折射率的变化,因而,本节将首先介绍几种控制半导体折射率的方法,利用这些方法可以在材料的特定区域获得高于周围的折射率;然后讨论平板波导及单模工作的条件;并对通道波导及模耦合效应等问题予以简单介绍。

### 5.7.1 改变半导体折射率的方法

为了形成波导,必须在半导体中构造一个比周围材料的折射率高的区域,本小节所介绍的是几种常见方法。

#### 1. 自由载流子效应

研究表明,半导体材料的折射率与其中所含自由载流子的浓度密切相关,一般来说,载流子浓度越高,折射率越小。这样,如果以某种含较高浓度自由载流子的半导体材料为基质,相同材料但具有较低载流子浓度的半导体为波导层(如图 5-27(a)所示),那么,当层的厚度和折射率均达到一定临界值时,光便可以主要在波导层中传播(如图 5-27(b)所示)。

材料折射率随自由载流子浓度的升高而下降的原因是容易理解的,因为自由载流子有助于电导的发生,也就是说,自由载流子浓度越高,材料的介电常数就越小,与介电常数的  $1/2$  次方成正比的折射率也就越小。

假设不含自由载流子的材料的介电常数为  $\epsilon$ ,则单位体积中含有  $N_{fc}$  个自由载流子的材料介电常数之实部为

$$\epsilon' = \epsilon - \epsilon_{fc}$$

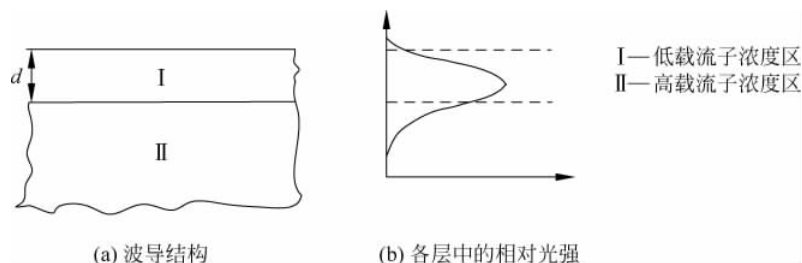


图 5-27 GaAs 同质结平板波导

这里

$$\epsilon_{fc} = \frac{N_{fc} e^2 \lambda_0^2}{4\pi^2 c^2 m^*} \quad (5-160)$$

其中  $e$  是电子电荷,  $m^*$  是半导体中载流子的等效质量。这种材料的折射率则为

$$n_2 = \left( \frac{\epsilon - \epsilon_{fc}}{\epsilon_0} \right)^{1/2} = \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2} \left( 1 - \frac{\epsilon_{fc}}{\epsilon} \right)^{1/2} = n_1 \left( 1 - \frac{\epsilon_{fc}}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad (5-161)$$

式中,  $n_1 = \left( \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \right)^{1/2}$  是不含载流子的材料折射率。

一般来说,  $\epsilon_{fc}$  总是比  $\epsilon$  小得多, 于是, 由式(5-161)得到

$$\begin{aligned} n_2 &\approx n_1 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{fc}}{\epsilon} \right) = n_1 \left( 1 - \frac{1}{2} \frac{\epsilon_{fc}}{n_1^2 \epsilon_0} \right) \\ &= n_1 - \Delta n \end{aligned} \quad (5-162)$$

其中

$$\Delta n = \frac{N_{fc} e^2 \lambda_0^2}{8\pi^2 \epsilon_0 n_1 c^2 m^*} \quad (5-163)$$

对于 GaAs 材料,  $n_1 = 3.5$ ,  $m^* = 0.067m_e$ , 而  $m_e = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$  是自由电子质量,  $e = -1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$ , 代入式(5-163)给出

$$\Delta n = 1.8 \times 10^{-21} N_{fc} \lambda_0^2$$

其中,  $N_{fc}$  的单位为  $\text{cm}^{-3}$ , 而  $\lambda_0$  的单位为  $\mu\text{m}$ 。对  $\lambda_0 = 1 \mu\text{m}$  和  $N_{fc} = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 得到

$$\Delta n = 0.0036 \quad (5-164)$$

若以这种载流子浓度的材料作为基质, 以不含自由载流子的同种材料作为波导层, 则当后者有足够厚度时便可形成波导。

## 2. 改变成分的影响

众所周知, 半导体材料的折射率是所含杂质成分的函数, 所以, 在半导体中掺杂即可达到改变其折射率的目的。一般而言, 改变半导体杂质成分所引起的材料折射率变化比改变自由载流子浓度所引起的折射率变化更加明显, 所以, 外延生长技术对制造半导体波导非常有用。

图 5-28 表示一种 GaAs/AlGaAs 异质结平板波导结构及导波模在波导各层中的相对光强分布, 在自由载流子浓度较高的 GaAs 材料上生长一层掺铝杂质且具有较低自由载流子浓度的 AlGaAs 作为波导的基质, 后者的上面是低自由载流子浓度的 GaAs 波导膜, 随着铝浓度的提高, AlGaAs 的折射率下降。下降程度与环境温度及工作波长有关, 图 5-29 是温

度为 295K 时对几种不同波长作出的曲线。由图可以看出,当  $\lambda$  大于  $1.0\mu\text{m}$  时,折射率随铝的百分比浓度  $x$  近似线性下降。相对于不掺杂的 GaAs,有

$$\Delta n \approx 0.45x \quad (5-165)$$

这样,例如对  $x=0.2$  的掺铝浓度,上式给出  $\Delta n \approx 0.09$ ,的确远大于前面给出的自由载流子效应所引起的折射率变化。

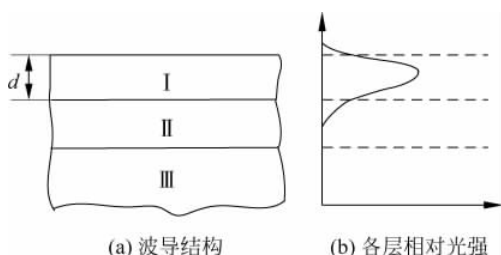


图 5-28 异质结平板波导

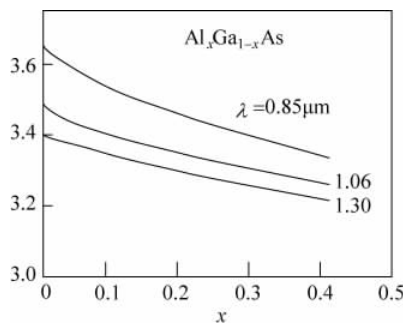


图 5-29  $T=295\text{K}$  时,  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  折射率随掺铝百分比浓度  $x$  的变化

图 5-28 中, I 为低载流子 GaAs; II 为低载流子 AlGaAs; III 为高载流子 GaAs。

随着分子束外延生长技术及化学气相沉积技术的发展,一些新的器件,如量子阱和超晶格结构已经出现,篇幅所限,这里不拟详细讨论。

### 3. 电场效应

对于表现线性电光效应的材料,当外来电场发生变化时,其折射率也会跟着变化。具有闪锌矿晶体结构(43m 点群对称)的 III-V 族半导体即属于这一类。

在电光张量中,不为零的分量只有  $r_{41} = r_{52} = r_{63}$ 。它们的数值随波长变化,对为  $\lambda$  为  $1.3\mu\text{m}$  的红外辐射,在 GaAs 中这些电光系数约为  $-1.4 \times 10^{-10} \text{cm/V}$ 。

### 4. 形变效应

当半导体材料发生形变时,晶格常数和能带间隙将随着变化并导致折射率改变。对简单的压缩和拉伸形变,折射率的变化与由温度和压力变化所引起的变化相类似。III-V 族半导体具有较大的光弹系数,因而,较小的形变即可引起折射率的明显变化。

半导体波导中的电场效应和形变效应往往被忽视,所以会对波导的结果产生一定影响,这一点在使用波导时应加以注意。

## 5.7.2 半导体平板波导

同质结平板波导和异质结平板波导分别如图 5-27 和 5-28 所示。在低折射率基质上只有一层高折射率膜的非对称三层波导结构中,三层的折射率满足关系  $n_1 > n_2 > n_3$ ,而且,通常有  $n_3 \approx 1$ 。

正如本章前面所讨论的,可以在平板波导中传播的 TE 模和 TM 模依赖于波导层的厚度  $d$  及波导层与约束层之间折射率之差,对于第  $m$  个模,波导层的截止厚度  $d_m$  与三层折射率的关系可表示为

$$\frac{2\pi}{\lambda}d_m(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = \tan^{-1}\left[r_0\left(\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}\right)^{1/2}\right] + (m-1)\zeta \quad (5-166)$$

其中

$$r_0 = \begin{cases} 1, & \text{对于 TE 模} \\ \frac{n_1}{n_2}, & \text{对于 TM 模} \end{cases}$$

而  $\zeta$  是一个常数, 对于 GaAs 的取值为 3.15051。

当  $n_3 = n_2$  且  $m=1$  时, 由式(5-166)易见  $d_1=0$ , 即对于对称平板波导的最低阶模, 不存在截止厚度。但是, 当厚度很小时, 大部分光能将逸出高折射率波导层之外。

仍以上小节同质结平板波导为例,  $n_1 = 3.5$ , 基质中自由载流子浓度  $N_c = 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , 对于  $\lambda = 1 \mu\text{m}$ ,  $\Delta n = 0.0036$ ,  $(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx (2n_1\Delta n)^{1/2} \approx 0.159$ 。令  $n_3 = 1$ , 将这些数据代入式(5-166), 可得第  $m$  模的截止厚度为

对 TE 模

$$d_m = 1.52779 + 3.15051(m-1)$$

对 TM 模

$$d_m = 1.57138 + 3.15051(m-1) \quad (5-167)$$

可见二者相当接近, 当  $m$  较大时尤为如此。图 5-30 给出  $m=1$  和  $m=2$  时本例中  $d_m$  随基质中载流子浓度变化的曲线。由于同阶模的截止厚度对 TE 模和 TM 模非常接近, 因此图中只画出 TE 模的曲线。

异质结波导的模截止厚度主要由杂质浓度决定, 例如, 对 GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As 波导, 令  $x=0.3$ , 当  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  时,  $\Delta n = 0.135$ , 第  $m$  模的截止厚度如下。

对 TE 模

$$d_m = 0.21156 + 0.51938(m-1)$$

对 TM 模

$$d_m = 0.25565 + 0.51938(m-1) \quad (5-168)$$

将式(5-168)与式(5-167)比较就会发现, 异质结模的截止厚度比同质结相同模的截止厚度小得多。图 5-31 是 GaAs/AlGaAs 异质结平板波导前两阶 TE 模截止厚度随基质中 Al 百分比浓度的变化关系。由图可以看出, 从  $x > 0.1$  起, 继续增加铝的浓度时, 模截止厚度下降的速率非常小。

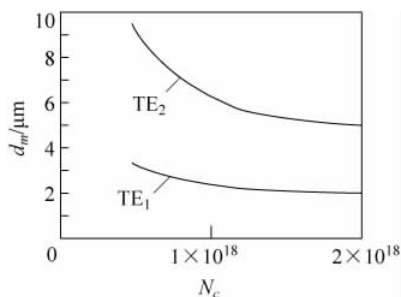


图 5-30 GaAs 同质结平板波导中前两阶 TE 模  $d_{1,2}$  随载流子浓度的变化曲线

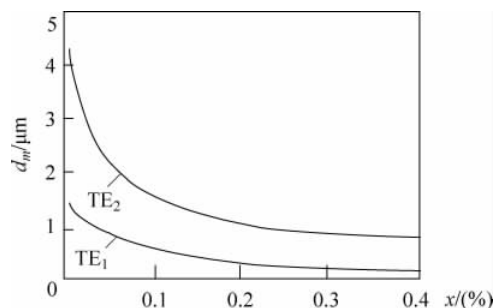


图 5-31 GaAs/AlGaAs 平板波导中前两阶 TE 模截止厚度随 Al 浓度的变化曲线

### 5.7.3 通道波导

平板波导只在与光传播方向垂直的一维坐标受到约束,且光波不会被折射到其他方向上去,因而处理起来比较简单。但是,从实用观点来看,集成光路中的光波往往需要在与传播方向垂直的二维坐标上受到约束。能在两个方向上都约束光的波导就是通道波导,而获得通道波导的条件就是折射率在  $x$  方向和  $y$  方向(假定光波沿  $z$  方向传播)都按要求变化。由前面的讨论已经知道,改变半导体材料中自由载流子的浓度或杂质的浓度可达到这一目的。

半导体通道波导的结构类型与前面所介绍的基本相同,只是基质和波导层采用含适当杂质或自由载流子的半导体材料。例如,图 5-32(a)是一种条纹通道波导,其中基质和波导层都采用 GaAs 材料,但前者含自由载流子的浓度较高,而后者则较低。图 5-32(b)是一种埋入式通道波导结构,波导层是纯 GaAs 材料,而基质中掺有 Al。

对于图 5-32(a),I 代表低载流子 GaAs,II 代表高载流子 GaAs;对于图 5-32(b),I 代表纯 GaAs,II 代表  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 。

通道波导也可以由半导体基质和它上面的金属或金属氧化物条构成。如图 5-33 所示的通道波导就是在 GaAs 基质上制备金属条形成的,金属条的拉伸在半导体中所引起的形变可以导致与金属条邻近的基质折射率发生变化。

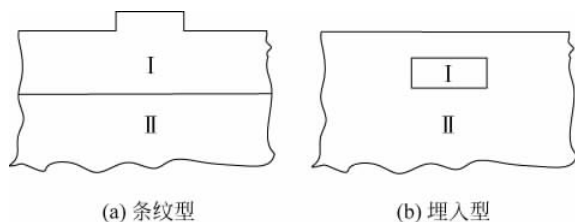


图 5-32 半导体通道波导之例

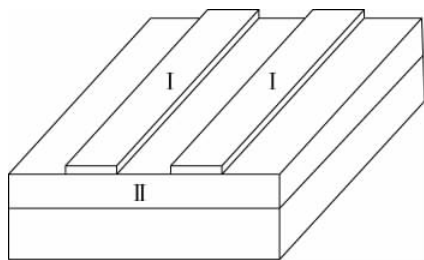


图 5-33 金属条通道波导

一般来说,很难得到通道波导模的解析表达式。此外,半导体通道波导的模往往既不是纯 TE 模,也不是纯 TM 模。如果横向电场主要在  $x$  方向,则模通常用  $E_{mn}^x$  表示;横向电场主要在  $y$  方向,则用  $E_{mn}^y$  表示,其中  $m$  和  $n$  分别表示  $x$  方向和  $y$  方向模的阶数。 $m=n=1$  相应于最低阶模。应该指出的是,尽管这些模不是纯 TE 模或 TM 模,但在大多数情况下, $E_{mn}^x$  和  $E_{mn}^y$  可分别被认为是准 TE 模和准 TM 模。

在一定条件下,通道波导的近似解可以用有效折射率法求出,将如图 5-34 所示的条纹波导分为 A、B 两个区域,将每一区域视为一个在  $y$  方向无限扩展的三层平板波导,基质是高自由载流子浓度的 GaAs,波导层由外延生长得到,并含有较低浓度的自由载流子,其厚度对两区域分别为  $d_a$  和  $d_b$ ,覆盖层为空气,因而  $n_3 \approx 1$ ,波导的有效折射率可由传播常数计算, $N = \frac{2\pi}{\lambda}\beta$ 。

图 5-34 中,I 为低载流子浓度外延层;II 为高载流子浓度 GaAs。

如果两个平板波导区域各自都只允许一个模存在,那么,对每一区域可确定唯一的有效

折射率,而条纹波导在  $x$  方向只出现一个峰值,于是,  $m=1$ 。如果平板区允许多于一个的模存在,则问题就比较复杂,分析表明,这时条纹波导的模数依赖于  $D_2/D_1$  和  $D_2/W$ 。这里  $D_1$ 、 $D_2$  和  $W$  称为波导的有效尺寸,分别等于  $d_1$ 、 $d_2$  和  $w$  加上场在相应区域衰减为初始值的  $\frac{1}{e}$  所通过的距离。

当条纹波导和组成条纹波导的两个平板波导中场只有一个模以及通道刻槽较浅时,有效折射率得到的结果是很精确的。随着刻槽加深,横向约束增强,会有较多的模存在,这种方法的精度将逐渐变差。一般来说,由有效折射率法所得到的传播常数偏高。但如果基质和波导层折射率差不是太大,则对于高阶模来说,波导的有效折射率可能小于基质折射率,因而高阶模可向消逝层传输。这样一来,条纹波导可能随着刻槽的加深首先由单模变为多模,最后又回到单模。

用有效折射率法也可得到其他通道波导的精确解,而且,通道波导在两个方向上的尺寸相差越大,该方向所给出的结果也就越精确。

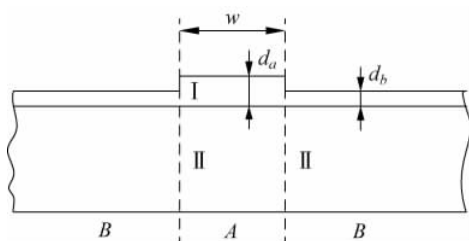


图 5-34 有效折射率法分析条纹波导

#### 5.7.4 耦合效应

耦合现象在 5.6 节已有所讨论,但正如前面已经提到的,半导体波导的一个重要优点是有可能在同一块基片上制备多种器件,这就使各种耦合效应在采用半导体光波导的集成回路中起更明显的作用。因此,本小节拟对一些主要的耦合效应作进一步讨论。它们包括导波模从一个波导向另一个波导的耦合;从前向行进波到后向行进波的耦合;以及从一个模向另一个模(例如从 TE 模向 TM 模)的耦合。所有这些耦合本质上都依赖于波长,而且,在某些情况下可以使耦合器只对选定波长附近很窄的频带内有效。

在任何耦合现象中,为了得到高百分比的功率传输,通常都要求输出波与输入波之间同步。无论是由非波导器件进入波导器件,还是在波导之间的相互耦合,这都意味着波导或模应具有相同的传播常数。下面就来具体看几种耦合效应。

##### 1. 波导之间的耦合

正如 5.6 节所述,处理波导之间的耦合问题,既可以求解耦合系统的实际标称模,也可以用模耦合理论。

耦合波导系统的模可以用与单波导类似的方法得到,即求解满足一定边界条件的波动方程。当耦合波导系统由少量平板波导组成时,分析是直截了当的。但是,随着系统中波导数的增加,问题会变得复杂起来。例如,对一些具有二维光学约束的通道波导,求模的精确解析表达式几乎是不可能的,而只能给出一定的近似解析解。特别是,如果组成耦合模系统

的孤立波导都是单模的,则系统的模数一般等于波导数。耦合模的传播常数也不难由孤立波导的传播常数得到。

图 5-35(a)表示由两个相同波导组成的双波导耦合器。其中存在两个模,一个为对称模,传播常数  $\beta_A$ ; 另一个为反对称模,传播常数  $\beta_B$ , 且  $\beta_A > \beta_B$ 。如果在  $z=0$  处模 A 与 B 的相位如图 5-35(b)所示,则两个模的场在左边的波导中相长叠加,而在右边的波导中则相消叠加,即此处光将主要被限制在左边的波导中。

由于两个模的速度不同,光波沿  $z$  轴传播一定距离后,两模的场分布如图 5-36 所示,左边的波导中产生了一定的相位差

$$\Phi_L = (\beta_A - \beta_B)z \quad (5-169)$$

而右边波导中的相位差则由原来的  $\pi$  减小为

$$\Phi_R = \pi - (\beta_A - \beta_B)z \quad (5-170)$$

特别是,当传播距离  $z$  达到

$$L_c = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_B} \quad (5-171)$$

时,由式(5-169)和式(5-170)得到  $\Phi_L = \pi, \Phi_R = 0$ ,这意味着左边波导中两模叠加的结果完全相消;而在右边波导中则相长叠加(如图 5-37 所示),此处光强主要被限制在右边的波导中。对于由相同波导组成的双波导耦合器, $z=0$  处和  $z=L_c$  处模的和关于两孤立波导的中心互为镜像。

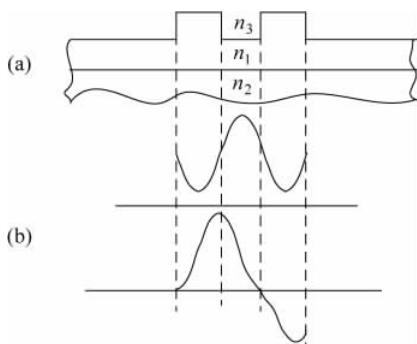


图 5-36 两相同波导在  $z$  处的耦合

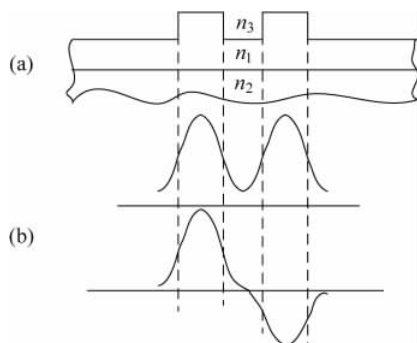


图 5-35  $z=0$  处两个相同波导的耦合

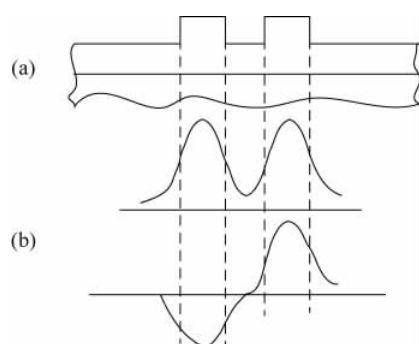


图 5-37  $z = \frac{\pi}{\beta_A - \beta_B}$  处两相同波导的耦合

从一个波导向另一个波导的实际功率传输依赖于输入和输出的光学结构及耦合器本身。如果波导是弱耦合的,则模 A 和 B 近似为孤立波导模的线性叠加,如果输入和输出与组成系统的孤立波导具有相同结构,则输入和输出处功率损耗较小。对相同波导组成的双波导耦合器,可以近似实现功率从一个波导向另一个波导的完全耦合。如果两波导不同,则系统的两个模传输  $z=L_c$  后在输入波导内一般不会完全抵消,因而也就不会发生“完全”的功率传输。而且,只有在组成耦合器的两个不等同波导具有相同的传播常数的特殊情况下,

才能得到好的功率传输。

## 2. 微扰引起的模间耦合

对波导尺寸或折射率的微小扰动可能引起导波模之间的耦合。这种耦合通常是由波导制造过程中不可避免的公差和不精确度所引起的副效应,因此是不希望出现的,但又难以避免。然而,也有一些人为的周期性微扰,它们对由一个导波模向另一个的耦合是有用的。例如,周期光栅可用于分布反馈和分布布喇格反射激光器中,将前向行进的模耦合到后向行进的模中,也可用于波导选通滤波器中。

具有周期光栅的波导可用耦合模理论或各种本征模方法分析,如果采用耦合模理论,则前向与后向模之间的耦合系数通过对有效折射率的扰动计算,得到的耦合模方程与用于决定波导间耦合的方程非常相似。在微扰区内,前向行进的模随传播距离指数下降,与此同时,功率被耦合到反向传播的模中,因而后者的功率随传播距离指数上升。这种情况如图 5-38 所示,而透过光和反射光的量则由微扰区的范围决定。

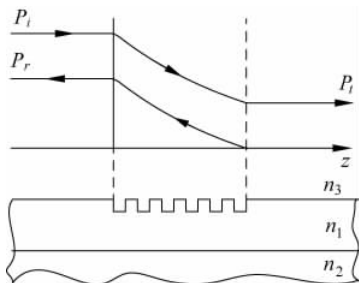


图 5-38 光波导中的周期性扰动效应

图 5-38 中,  $P_i$  为入射功率;  $P_t$  为透射功率;  $P_r$  为反射功率。

如果光栅具有垂直的侧壁,则可视作两段波导交替出现形成的波导链。这两段波导宽度分别为  $\omega_1$  和  $\omega_2$ ,具有相差不大的传播常数  $\beta_1$  和  $\beta_2$ ,光的反射发生在每一边界面上。如果由  $\omega$  和  $\beta$  的不同所引起的光程差恰好为  $\pi/2$  的整数倍,即

$$\beta_1 \omega_1 - \beta_2 \omega_2 = (2m - 1) \frac{\pi}{2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (5-172)$$

则从不同界面反射的光相干相长,从而形成较强的反向行进波。对于小的扰动,光栅周期  $W = \omega_1 + \omega_2$  与平均传播常数  $\beta = \frac{1}{2}(\beta_1 + \beta_2)$  有关,并可写为

$$W = \frac{m\pi}{\beta} = \frac{m\lambda}{2n} \quad (5-173)$$

对于较小的  $m$ ,由式(5-173)所给出的光栅周期一般是很小的。例如,Ⅲ-V族半导体材料的典型折射率为  $n = 3.5$ ,当光的波长  $\lambda = 1.3\mu\text{m}$  时,  $\frac{\pi}{\beta}$  只有  $200\text{nm}$ ,因此,在 GaAs/AlGaAs 分布反馈和分布布喇格反射激光器一类器件中,光栅周期通常为  $\pi/\beta$  的若干倍。

除以上两种耦合现象外,如果波导的折射率是各向异性的,那么,当折射率椭球的两主轴越出波导平面之外时,将会发生另一种模间耦合,即 TE 模和 TM 模之间的耦合。典型的Ⅲ-V族半导体材料的折射率在正常情况下是各向同性的,但是通过外加电场或内部应力,也可以使其表现出各向异性,从而实现 TE 模和 TM 模之间的耦合。由于篇幅所限,这里就不进一步讨论了。

## 5.7.5 半导体波导中的损耗

光在半导体波导中传输时,总会有一定的能量损耗,引起损耗的主要原因是材料对光的吸收和导波横向消逝模的散射。本小节将简单介绍这两种损耗机制以及断开波导的损耗。

## 1. 吸收损耗

组成波导的每层半导体中都会发生各种类型的光能吸收,在  $N^+$  型和  $P^+$  型半导体中,自由载流子对光的吸收是重要的损耗机制,且吸收系数可近似表示为

$$\alpha = \frac{ge^3\lambda_0^2 N_c}{4\pi^2 m^{*2} \mu C^3 n \epsilon_0} \quad (5-174)$$

其中,  $\mu$  是载流子的迁移率,因子  $g$  依赖于载流子散射的时间与能量的关系,对于声子散射,  $g$  略大于 1; 而对于离子杂质散射,  $g$  的值约为 3。

由式(5-174)看出,吸收系数与自由载流子浓度  $N_c$  及光在真空中的波长平方  $\lambda_0^2$  成正比,与载流子迁移率  $\mu$  成反比,其中对  $\lambda_0^2$  的正比关系是近似的,并与  $g$  因子对波长的依赖有关。

由式(5-174)求出各层的吸收损耗后,波导的总吸收系数可表示为

$$\alpha = \sum_{i=1}^3 \alpha_i P_i / P_T \quad (5-175)$$

其中  $\alpha_i$  和  $P_i$  分别为波导第  $i$  层对光的吸收系数和第  $i$  层中的光功率,而  $P_T$  则是导波模的总功率。

## 2. 散射损耗

散射损耗主要发生在波导的转折处或弯曲段。由于光波被约束的特性,导波模在弯曲波导中传播时,沿波导层上下表面传播的场将经历不同的传播距离或具有不同的传播速度,从而引起导波模向消逝波的耦合。这个问题可以用耦合模理论处理。结果将每弧度的光能损耗表示为波导参量的函数

$$\alpha = \frac{8.686 \times 2b(1-b)\Delta n R}{\omega \sqrt{2n\Delta nb + \lambda}} \times \exp \left\{ -\frac{8\pi\Delta n}{3\lambda} \sqrt{\frac{\Delta n}{n}} R \left[ 1 - (1-b) \left( 1 + \frac{\omega n}{4\Delta n(1-b)R} \right)^2 \right]^{3/2} \right\} \quad (5-176)$$

其中,  $\Delta n$  是波导层与基质材料的折射率差;  $R$  是弯曲波导的曲率半径;  $b$  是数值因子。图 5-39 是根据式(5-176)对 GaAs 单模波导计算结果所画出的曲线。其中波导的曲率半径

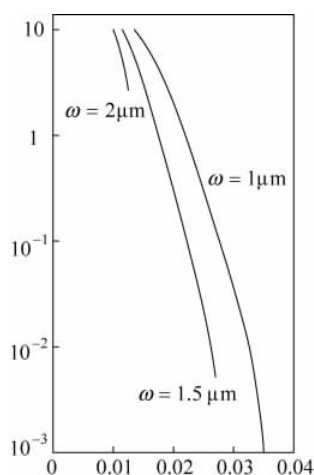


图 5-39 GaAs 单模波导散射损耗系数随  $\Delta n$  的变化,波导宽度  $\omega$  为参数

为 1mm,光波长为  $1.3\mu\text{m}$ 。

由图 5-39 可以看出,  $\Delta n$  越大,损耗越小。但是,对于宽度一定的波导,为保证单模工作,  $\Delta n$  有一个最大值。例如,当波导宽度为  $1\mu\text{m}$  时,只要  $\Delta n \leq 0.35$  就可保持单模运转,而散射损耗可低至  $1 \times 10^{-3} \text{ dB} \cdot \text{rad}^{-1}$ 。在这种条件下,为得到  $0.5 \text{ dB} \cdot \text{rad}^{-1}$  的损耗,应取  $\Delta n = 0.0285$ 。当波导宽度增加到  $1.5\mu\text{m}$  时,为了继续维持单模工作,必须有  $\Delta n \leq 0.0275$ ,而散射损耗最低约为  $7.5 \times 10^{-3} \text{ dB} \cdot \text{rad}^{-1}$ 。为得到  $0.5 \text{ dB} \cdot \text{rad}^{-1}$  的损耗,应使  $\Delta n = 0.0225$ 。当波导宽度增加到  $2\mu\text{m}$  时,单模运转的条件要求  $\Delta n < 0.0155$ ,而最小散射损耗为  $3 \text{ dB} \cdot \text{rad}^{-1}$ 。这时,若仍然希望得到低损耗传输,就只能增加波导的曲率半径。

### 3. 断开波导的功率损耗

光刻过程不完善会使波导某处出现断口,波导互联有时需要在端面之间填充折射率匹配硅胶。在这些情况下,导波模在准直但端面与端面有一微小间隔的两波导之间耦合,也会伴随一定的功率损耗。有间隙存在时的功率可写为

$$P = P_0 e^{-\alpha l} \quad (5-177)$$

其中,  $P_0$  是假定间隙不存在时的功率;  $l$  是间隙的长度,而  $\alpha$  是因间隙所引起的功率衰减系数,它由波导的几何结构、制造波导的材料和工作波长决定。

图 5-40 是上述情况之例,波导被分割为三个区域。区域 I 的波导起辐射源的作用,向间隔区 II 发出辐射,辐射光的强度按与轴间夹角  $\theta$  的余弦函数的某次幂分布,即

$$I(\theta) = I_0 \cos^m(\theta) \quad (5-178)$$

其中,  $I_0$  是沿中轴的光强,  $I$  是与中轴成  $\theta$  角的方向上的光强。

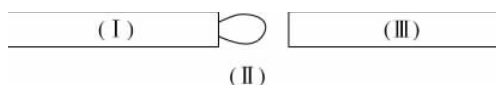


图 5-40 有端面间隙波导的耦合模

耦合到出射波导(区域 III)之输入端的功率通过计算区域 II 的辐射型和区域 III 波导横截面之间的重叠而得到。当间隙不大时,由式(5-177)得

$$\ln \frac{P_0}{P} = \alpha l$$

即相对功率之对数随  $l$  线性变化,比例系数  $\alpha$  的量级在  $10^{-2} \mu\text{m}^{-1}$  左右。

在光波导的理论分析中,上述情况的模传播常数可写为

$$\beta = \beta_r + j\beta_i = \beta_r + j \frac{\alpha}{2}$$

其中,  $\beta_r$  是传播常数的实部,不随波导间隙而变;  $\beta_i$  则是传播常数的虚部,等于衰减系数的一半。这样,一旦通过计算或测量得到  $\alpha$ ,便可立即给出  $\beta_i$ 。

## 5.8 波导理论的新进展

波导理论的新进展主要体现在对耦合模理论的改进;采用非线性材料制备波导以获得某种所需要的功能,如开关、二次谐波产生等;波导色散特性的精确分析及其他有关问题。本节将对前两方面的发展作一简单介绍。

### 5.8.1 非线性波导中的二次谐波产生

本小节主要介绍在波导及波导谐振腔中二次谐波的产生问题,有关数据是针对 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 材料给出的。

#### 1. 通道波导中二次谐波的产生

在二次谐波产生的问题中,最重要的参数之一就是基模(泵浦)功率  $P_w$  向二次谐波功率  $P_{2w}$  的转换效率

$$\eta = \frac{P_{2w}}{P_w}$$

这一问题也可以用耦合模理论处理,分析表明在适当设计的波导中,可以得到明显高于相同材料块状器件中的转换效率。图 5-41 是二者对比的一个典型例子,所用材料为  $\text{Ti:LiNbO}_3$ ,  $\lambda_w$  为  $1.06\mu\text{m}$ ,基模功率  $1\text{mW}$ ,基模与二次谐波在波导中相互作用的有效面积为  $260\mu\text{m}^2$ 。图中横坐标表示波导的长  $l$ 。曲线(a)是无损耗波导的谐波转换效率;(b)和(c)分别为有损耗波导和块状材料的转换效率,波导损耗系数对基模为  $\alpha_w=0.3\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ,对二次谐波为  $\alpha_{2w}=1.0\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。由图可以看出,为了充分发挥波导器件在二次谐波转换中的所有优点,使波导尽量具有低损耗是十分必要的。

## 2. 波导谐振腔中二次谐波的产生

虽然采用非线性波导可以明显提高二次谐波的产生效率,但对低功率激光源(例如,  $\text{mW}$  量级)来说,还希望有更高的转换效率,波导谐振腔就是这样的器件。

图 5-42 是一个典型的波导谐振腔,泵浦光  $P_w$  入射端的反射镜称为前反射镜,并用  $M_f$  表示;另一块称为后反射镜,并用  $M_r$  表示。二者的反射率分别为  $R_f$  和  $R_r$ 。特别感兴趣的两种情况是对称谐振腔和匹配谐振腔,分别如下所示。

$$R_f = R_r = R$$

$$R_f = R_r \exp(-2\alpha_w l)$$

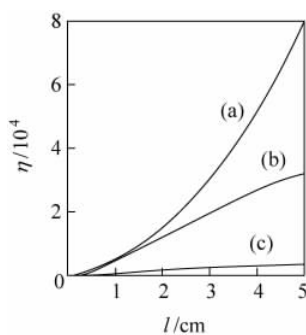


图 5-41 二次谐波转换效率作为波导长的函数

(a) 无损耗波导; (b) 有损耗波导; (c) 块状材料

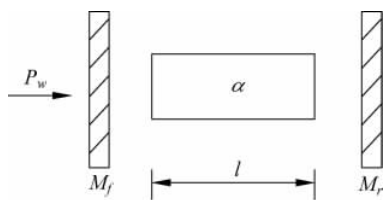


图 5-42 典型波导谐振腔

图 5-43 给出无谐振腔通道波导,对称和匹配波导谐振腔二次谐波产生的转换效率随基波与谐波相互作用长度  $l$  变化的曲线。在所有三种情况下均已假定基模( $\lambda=1.09\mu\text{m}$ )功率为  $1\text{mW}$ ,相位匹配条件得到很好的满足,模衰减系数为

$$\alpha_w = 0.023\text{cm}^{-1} \approx 0.1 \times \text{dB} \cdot \text{cm}^{-1}, \quad \alpha_{2w} = 2\alpha_w$$

从图 5-43 可以看出,对于有效二次谐波产生来说,最好的装置就是匹配谐振腔,其谐波转换效率远比对称谐振腔要高,而且,后反射镜反射率  $R_r$  越接近于 1,转换效率越高,且对相互作用长度的依赖也越小。后一特性对使用者来说是颇具吸引力的,因为利用这一性质,原则上可以用很短的材料实现较高的二次谐波转换效率。

转换效率对相互作用长度的依赖减弱的现象可以这样理解:随着非线性相互作用的长度增加,基模功率的增长按同一规律下降,两种影响恰好相互抵消。

另一方面,和无谐振腔波导的情况类似,波导谐振腔中二次谐波的转换效率也强烈依赖于波导的损耗。图 5-44 是对匹配波导谐振腔得到的结果,其中基波与谐波相互作用长为

4cm,其他参数同前。由图可以得到结论:只要保持低损耗,便可用匹配谐振腔作成二次谐波发生器,对  $P_w$  为 mW 级的基模实现 10% 以上的谐波转换效率。

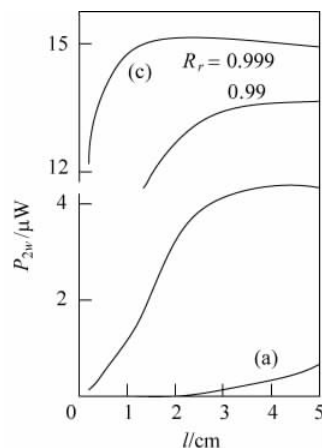


图 5-43 三种装置中  $\eta$  和  $P_{2w}$  随  $l$  变化比较曲线  
(a) 无谐振腔通道波导; (b) 对称谐振腔:  $R_r=0.9$ ;  
(c) 匹配谐振腔:  $R_r=0.99, 0.999$

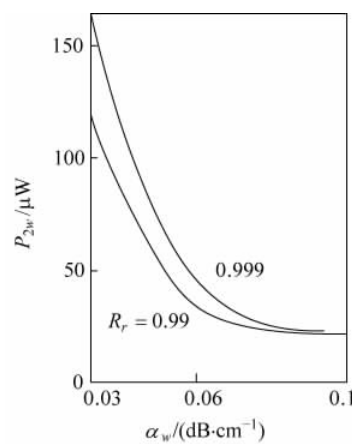


图 5-44 匹配腔二次谐波功率随  $\alpha_w$  的变化

以往对波导的研究主要限于介电材料或半导体结构,或者各层交替使用不同材料,或者在某种材料表面用外延生长的办法制作条纹。最近几年有人提出基于金属-半导体非线性相互作用以金属-半导体-金属结构实现波导耦合和光开关,据报导,采用此类装置可以得到高对比度开关,这一优点与现有标准的硅光电子技术相结合,可使其在偏压控制等应用中有效发挥作用。希望对此有进一步了解的读者可以参阅相关文献。

## 5.8.2 光波导的非正交耦合模理论

传统的耦合模公式是按简单而直观的方式建立的,即假定各波导模是正交的;而更严格的耦合模理论则基于各波导模的叠加,并注意到各波导模之间不满足正交性,因而在叠加中出现功率交叉项。为使不相同波导耦合模理论自治,交叉功率项是必要的。非正交耦合模理论虽然更复杂,但对于大多数实际应用来说,用它可以得到比传统正交耦合模理论更精确的结果。不过,对描述两个波导之间的弱耦合来说,传统的正交耦合模理论已相当精确。对于不相同波导,一个自治的耦合模理论可以通过重新定义耦合系数导出,并可精确预言耦合长度及相距较远的两波导之间的功率交换。

文献中存在很多不同的耦合模公式,特定公式的选择依赖于所研究的波导结构及希望达到的精度。一般来说,关于耦合模理论用于分析光波导的适用范围和精度仍然是一个问题。

耦合波导系统的最简单形式是如图 5-45 所示的波导结构,它是由两个相互平行且彼此接近的波导所组成的方向耦合器。假定波导介质各向同性、线性且无损耗,因而被称为均匀方向耦合器。模和介质的上述选择对某些情况是不适合的,然而,耦合模理论的主要性质则是类似的。

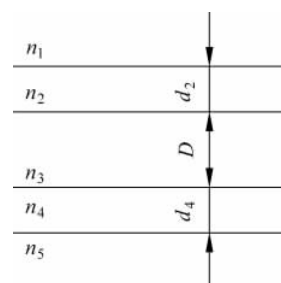


图 5-45 波导方向耦合器

对于由通道波导构成的大多数实际的方向耦合器,很难找到精确的解析解。虽然可以借助计算技术求其严格的数值解,但这样做太缺少直观性和物理解。为理解方向耦合装置中的物理过程,耦合模理论是非常有用的。本小节不打算深入讨论这一问题,只简单介绍用传统的正交耦合模理论和改进的非正交理论处理均匀方向耦合器所得的结果。

与 5.6 节的正交耦合模理论不同,用非正交耦合模理论处理波导耦合问题时,耦合方程的试探解必须表示为不同波导模的线性叠加,即

$$\mathbf{E} = a_1(z)\mathbf{e}_1 + a_2(z)\mathbf{e}_2, \quad \mathbf{H} = a_1(z)\mathbf{h}_1 + a_2(z)\mathbf{h}_2$$

其中  $\mathbf{e}_i$  和  $\mathbf{h}_i$  是矢量波导模而  $a_1$  和  $a_2$  是相应模的振幅。于是,第  $i$  个波导中的模振幅为

$$b_i(z) = a_i(z) + \mathbf{X}a_j(z)$$

其中  $\mathbf{X}$  是由模的非正交性决定的系数,而该波导中的功率为

$$P_i(z) = |b_i(z)|^2 = |a_i(z) + \mathbf{X}a_j(z)|^2$$

由此便可以得到功率在两波导中耦合的长度。设如图 5-45 所示波导结构中的参数取值为

$$n_1 = n_3 = n_5 = 3.200, \quad n_2 = 3.250, \quad n_4 = 3.300$$

$$d_1 = d_2 = 1.0\mu\text{m}, \quad \lambda = 1.5\mu\text{m}$$

文献中给出用正交与非正交耦合模理论所得结果,并将这些结果与严格的数值计算结果进行比较,三种结果的曲线如图 5-46 所示。

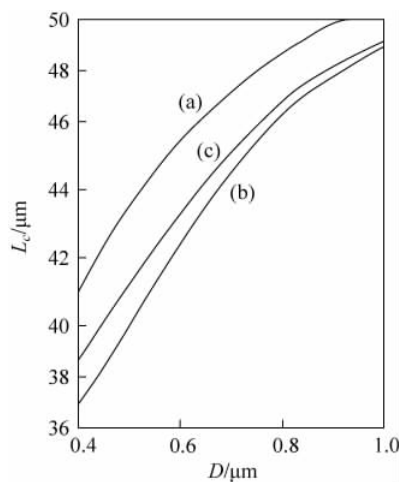


图 5-46 不同方法得到的耦合长度: 均匀方向耦合器

(a) 正交耦合模理论; (b) 非正交耦合模理论; (c) 严格的数值计算解

由图可以看出,当  $D$  较小因而耦合较强时,用两种耦合模理论所得的结果均明显偏离精确解,随着  $D$  的增大,两条曲线都向精确解靠拢,但不管什么情况,用非正交耦合模理论所得的结果都更接近精确解。

## 5.9 绝缘晶体波导器件

结构最简单、使用最广泛的波导装置要算开关和调制器,其应用范围包括光波网络中的伺服、保护装置及旁通开关,信号处理中的可编程延时线等。此外,用于时间分割多路通信

系统的高速开关允许几个低比特率通道共享同一单模光纤的宽频带,或作为信号编码的外调制器,最基本的光学开关通常具有两个或两个以上可供选用的输出段,对于对称系统,也希望有相应数量的输入端。重要的开关参数包括所要求的开关驱动电压,开启与导通两种状态之间的串扰及光学插入损耗。对于时间分割多路传输及信号编码来说,开关速度也是十分重要的。由于篇幅的限制,本节只想对方向耦合器、平衡桥干涉仪、交叉波导开关及它们的一些变型作最简单的介绍。

### 5.9.1 方向耦合器

方向耦合器是一类用途非常广泛的装置。不同形式的方向耦合器具有各种功能,如波长滤波、偏振选择等等。

方向耦合器通常有一对相距很近的相同条状波导组成(见图 5-47)。由于两波导消逝波之间的重叠,从一个波导输入装置的光将通过耦合作用而进入第二个波导。单位长度的耦合系数  $\kappa$  依赖于波导参数、导波波长  $\lambda$  及两波导之间的间隙  $g$ 。此外,方向耦合器的特性也可由两波导之间的传播常数差  $\Delta\beta$  及相互作用长度  $L$  表示,这里

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\lambda}(N_2 - N_1)$$

而  $N_1$  和  $N_2$  分别为两波导的有效折射率。

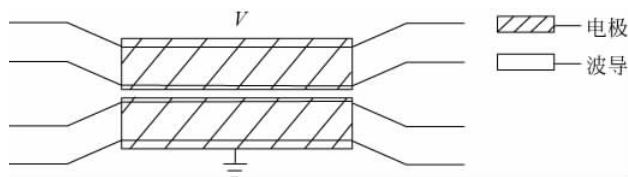


图 5-47 方向耦合开关

如图 5-47 所示,两波导中的一条接电源正极,其上加有驱动电压  $V$ ,另一条接地。波导上加电压的目的是通过材料的电光效应改变其折射率,从而调整可能的相位失配。例如,在图中的电极条件下, $Z$  切割  $\text{LiNbO}_3$  材料表现出很强的电光效应。

方向耦合器和其他一些重要的  $\text{Ti}:\text{LiNbO}_3$  波导装置的工作特性可以用耦合模理论分析。假设入射一个波导的光强为  $I_0$ ,则耦合到第二个波导中的光强为

$$I = \eta I_0 \quad (5-179)$$

其中

$$\eta = \frac{1}{1 + (\Delta\beta/2\kappa)^2} \sin^2 \kappa L [1 + (\Delta\beta/2\kappa)^2]^{1/2} \quad (5-180)$$

为光强(或功率)耦合效率。

如果耦合器的两臂波导相同,则在未加电压的情况下,  $\Delta\beta=0$ ,由式(5-180)给出

$$\eta = \sin^2 \kappa L \quad (5-181)$$

特别是,当

$$\kappa L = (2m-1) \frac{\pi}{2} \quad (m = 1, 2, \dots) \quad (5-182)$$

时,有  $\eta=1$ 。这种情况称为波导之间的完全渡越,而将  $m=1$  时的长度称为耦合长度,仍用

$L_c$  来表示,即

$$L_c = \frac{\pi}{2\kappa} \quad (5-183)$$

Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导耦合长度的典型值为 0.2~10mm。当  $\Delta\beta \neq 0$  时,式(5-180)右边第一个因子永远小于 1,而第二个因子则不会大于 1,因而  $\eta < 1$ ,这就是说,无论  $\kappa L$  取何值,都不可能出现完全渡越。

标准的方向耦合器有两个严重的缺点:第一,为了使无外加电压时实现完全渡越,相互作用长度  $L$  应精确等于耦合长度的整数倍,这就使制造变得相当困难(当然,如果耦合系数  $\kappa$  可以用电光方法有效改变,问题就比较容易解决);第二,如果  $L$  有相当于  $L_c$  的若干倍,则要求  $\Delta\beta L$  有较大的值,而为此,通常又需要较高的驱动电压。对于要求导通与开启状态之间具有很小串扰的开关来说,第一个问题更为严重,因为在  $L \neq nL_c$  的调制器中,导通状态下有较高损耗;而对于低电压下的高速调制来说,则是第二个问题更严重(适当减小电极间隙可使所要求的驱动电压有一定降低)。

方向耦合器的上述两个问题可以通过  $\Delta\beta$  在空间上的变化来解决。最重要的一种方法是在相互作用的长度上反转电压极性,并因而反转  $\Delta\beta$  的符号(如图 5-48 所示)。这种装置有时具有多节结构,对  $M$  节  $\Delta\beta$  反转调制器,总的耦合效率为

$$\eta = \sin^2 \kappa_{\text{eff}} L \quad (5-184)$$

其中

$$\kappa_{\text{eff}} = \frac{M}{L} \sin^{-1} \sqrt{\eta_m}$$

而  $\eta_m$  是长度为  $L/M$  的一节波导的耦合效率。用这种方法可以实现很好的渡越态和阻隔态,事实上,在此类波导结构中已得到测量极限串扰值。

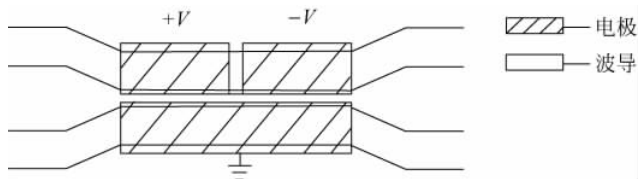


图 5-48 具有反转  $\Delta\beta$  控制电极的方向耦合器

### 5.9.2 平衡桥干涉仪和交叉波导

平衡桥干涉开关如图 5-49 所示,也具有两个输入端和两个输出端,它是参照传统的马赫(Mach)干涉仪制成的。在干涉开关的中间部分,两波导相距足够远,以至相互之间无耦合现象,两臂之间的相对相位可以通过电光效应来调节。而开关输入端和输出端处两波导相距较近,分别构成方向耦合器。从两输入波导的任一个入射的光被输入端方向耦合器分束,经过一段无耦合传输,在输出端的方向耦合区中重新复合。由一个波导输入,向第二个波导渡越的光功率耦合率可以用耦合模方程计算,结果为

$$\eta = \cos^2 \frac{\Delta\beta L}{2} \quad (5-185)$$

其中  $L$  是用于调节相移的电极长。

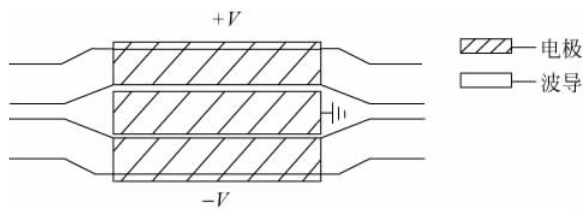


图 5-49 平衡桥干涉开关

式(5-185)表明,干涉开关相对于  $\Delta\beta$  具有周期响应的特性,这一点与方向耦合开关不同,但与多节  $\Delta\beta$  反转耦合器类似。此外,从渡越态到阻隔态所要求的相位移是  $\Delta\beta L = \pi$ ,且两种开关状态均可用电学方法实现。

为了得到理想的开关状态(即低串扰状态),要求分束器和复合器均为理想的 3dB 耦合器(即分束比和复合比均为 50%),且每一臂中的损耗相等。只要存在小的耦合误差,  $\eta = 1$  就不可能实现。获得 3dB 耦合器的方法是使  $\kappa L = \pi/4$ ,且  $\Delta\beta = 0$ (相同波导);在  $\kappa L > \pi/4$  的情况下,用电光方法调节  $\Delta\beta$  亦可得到 3dB 耦合器。

Y 形分叉干涉仪(如图 5-50 所示)与上面介绍的平衡桥干涉仪具有大致相同的工作原理。其两端也包括两个 3dB 耦合器。不同的是,Y 形分叉干涉仪只有一个输入端和一个输出端。光波输入后,被分束器分为相等的两部分,每一束沿干涉仪之一臂传播,干涉仪中间区域的两波导臂分开足够远,以避免二者消逝波之间的耦合和串扰。典型情况下,两臂的光学路径是相等的,所以,如果在任一臂中都不引入其他相位移,则两分量在 Y 形分叉的输出耦合器中同相复合,并继续在输出波导中传播。

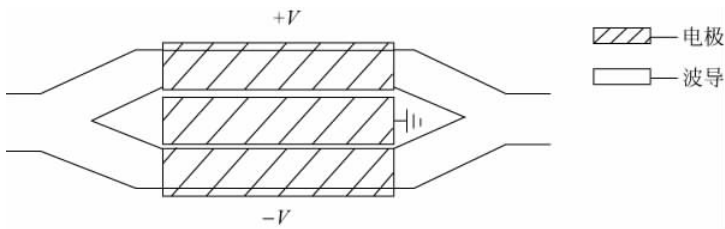


图 5-50 Y 形分叉开关

这种开关结构简单,因而应用比较普遍。此类装置的一种变型是在干涉仪的输出端采用非对称结构,并提供两个可供使用的输出接口,从而形成一分为二式的开关。

另一类开关由交叉波导构成,交叉波导也有很多不同形式,图 5-51 所示为其中一例。用  $\text{Ti:LiNbO}_3$  材料制造的这种形式的波导已广泛用于各种光电器件中。早期的装置采用多模波导,并以全内反射原理为基础;稍后的单模波导则可视作无间隙方向耦合器或干涉仪。通过考虑两个本征模的整体结构来研究对称方向耦合器是十分方便的,对于完全对称的结构,本征模不耦合,而是以不同相速传播。在理想条件下,渡越与阻隔这两种状态可以以很低的串扰实现。

单模波导滤波器作为重要元件用于多路通信系统已有相当长一段历史。滤波器的重要参数包括中心波长和通带宽度,峰值滤波效率,旁瓣等级和电气可调谐性等。所希望的滤波带宽取决于具体应用,例如,为使容差最小,应选用宽带滤波器;反之,对于具有很好控制源

的多路通信,则要求滤波器具有窄的带宽。这样,对于系统设计者来说,能够有效覆盖较大带宽范围的滤波器是十分重要的。与开关和调制器类似,滤波器也可分为耦合模式和干涉式,本节将分别加以介绍。

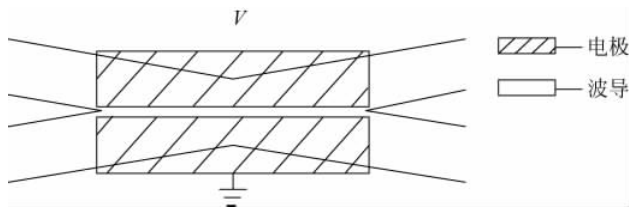


图 5-51 交叉波导开关

5.9.3 干涉滤波器

如图 5-52 所示为干涉滤波器的一个例子。这实际上是一个两臂长度不相等的 Y 形分叉干涉仪,且分束器和复合器具有与干涉调制器中相应器件相同的功能。然而,与等臂长干涉仪不同,因为存在物理路径差  $\Delta L$ ,复合器中光学相位差强烈依赖于波长,即

$$\Delta \phi = \frac{2\pi N \Delta L}{\lambda}$$

式中  $N$  为有效折射率。相应地,光强传输是周期性的,并可表示为

$$I_{\text{out}} = I_{\text{in}} \cos^2 \left( \frac{\pi N \Delta L}{\lambda} \right) \tag{5-186}$$

这里  $I_{\text{in}}$  和  $I_{\text{out}}$  分别为输入和输出光强。滤波器的零位-零位带宽则为

$$\Delta \lambda = \frac{\lambda^2}{N \Delta L} \tag{5-187}$$

如图 5-53 所示为另一种干涉滤波器,两臂的物理长度相等,但光学路径长不同。假定系统具有 3dB 分束器和复合器,在中间段无内部模耦合,光由单模波导注入双模波导,传播长度  $L$  后被分束进入两单模波导。

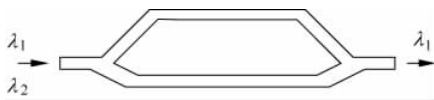


图 5-52 臂长不等的干涉滤波器

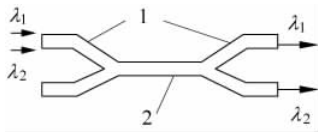


图 5-53 多波长干涉滤波器  
1—单模波导；2—多模波导

5.9.4 耦合模滤波器

对于某些要求有较大灵活性的应用来说,用具有通带响应的滤波器可以得到多波长分割。通带响应可以用耦合模滤波器实现,在这类装置中,滤波器中心波长依赖于具有不同传播常数的两波导模之间的耦合。本小节将介绍两种通用性技术:①用周期耦合对所希望波长实现相位匹配,用这种方法可以实现窄带滤波;②选定一个参数作为波长的函数,该参数对两波导一般来说是不相等的,但在所希望的滤波器中心波长处交叉,这种方法可以实现较宽通带。

### 1. 可调谐模转换滤波器

在双折射材料,如  $\text{LiNbO}_3$  基质中,电光 TE 模和 TM 模之间的转换依赖于波长。非同步 TE 模和 TM 模之间的有效耦合可以通过电极周期为  $\Lambda$  的周期耦合实现,其中  $\Lambda$  满足一定的相位匹配条件。然而,相位匹配条件是明显地依赖于波长的,而且只对中心波长  $\lambda_0$  才会严格满足。也就是说,只有在滤波器中心波长处,TE 模和 TM 模之间才会发生有效耦合。对于  $\lambda \neq \lambda_0$ ,相位失配量为

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda} \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) \quad (5-188)$$

而相对于波长  $\lambda$  的转换效率或滤波器响应则由标准的耦合函数,即式(5-187)给出。这种滤波器的带宽为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Lambda}{L}, \quad \Delta\lambda = \lambda - \lambda_0 \quad (5-189)$$

由于大的双折射,使用  $\text{LiNbO}_3$  波导的滤波器具有非常窄的带宽。为了实现信号分离,需要一个偏振分束器选择转换分量。用叉指式电极,在  $x$  切割和  $z$  切割  $\text{LiNbO}_3$  中均已实现了相位匹配的 TE 模和 TM 模之间相互转换,无论哪种切割,均将电场  $x$  分量耦合到强的非对角系数  $r_{51}$  ( $=28 \times 10^{-10} \text{ cm} \cdot \text{V}^{-1}$ ) 上。用长度为  $0.5 \sim 6 \text{ mm}$  电极,滤波器在可见波段的带宽已达  $0.5 \sim 5 \text{ nm}$ 。

### 2. 可调谐方向耦合滤波器

如图 5-54 所示为特殊设计的具有波长选择功能的方向耦合器可以实现宽带滤波。

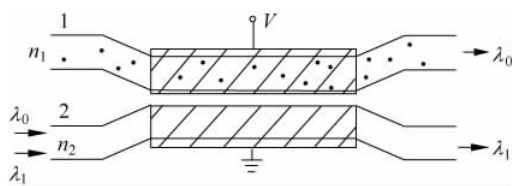


图 5-54 可调谐方向耦合滤波器

耦合器由宽度和折射率都不相同的两条形波导组成,其中较窄的一条具有较高的折射率。由于尺寸和折射率不同,两波导具有不同的色散特性  $n(\lambda)$ 。但是,通过适当设计,可以使两波导在所希望的滤波器中心波长  $\lambda_0$  处具有相等的有效折射率(见图 5-55(a)),这一波长处的相位匹配使光在两波导之间的完全渡越成为可能,然而,对于与  $\lambda_0$  相差足够大的  $\lambda$ ,则几乎不会发生渡越(见图 5-55(b))。这样,需要分离的信号与其他输入波长分量在空间上被分开。滤波器响应仍由式(5-187)给出。对于  $\lambda \neq \lambda_0$  的分量,失配量为

$$\Delta\beta = \frac{2\pi}{\Lambda_{\text{eff}}} \left( \frac{\lambda_0}{\lambda} - 1 \right) \quad (5-190)$$

而带宽为

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Lambda_{\text{eff}}}{L} \quad (5-191)$$

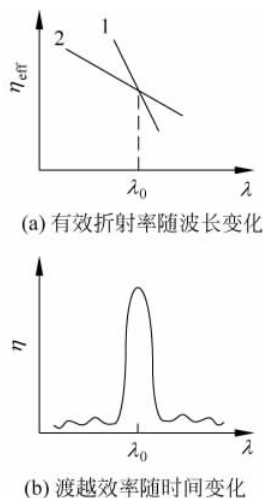


图 5-55 方向耦合滤波器的响应特性

其中

$$\Lambda_{\text{eff}} = \left[ \frac{d}{d\lambda} (n_2 - n_1) \right]_{\lambda=\lambda_0} \quad (5-192)$$

是滤波器的有效周期。

以上讨论已被采用 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导的可调谐滤波器所证实。对 1.5cm 的相互作用长度,当  $\lambda_0 = 0.6\mu\text{m}$  时,测得 3dB 带宽为 20nm; 而当  $\lambda_0 = 1.5\mu\text{m}$  时,3dB 带宽达 70nm。这类装置在波长分割多路开关系统中表现出具有非常独特的功能。

### 5.9.5 偏振选择装置

在光波系统中,特别是相干光系统中,常常需要对光的偏振状态加以调制和控制,或将偏振状态不同的光进行分离。已经证明,适当设计的 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导可以具备所有这些功能。

光的偏振态有各种不同的定义方法,在这里,方便的是用偏振角  $\theta$  和相位  $\phi$  来定义。归一化 TE 和 TM 波的复振幅可以写为

$$\begin{bmatrix} A_{\text{TE}} \\ A_{\text{TM}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta \\ \sin\theta e^{j\phi} \end{bmatrix} \quad (5-193)$$

其中  $\phi$  是 TE 和 TM 分量之间的相位差,而它们之间的相对振幅则可由  $\theta$  得到。一些特例是,如果  $\phi = 0$ ,则光在  $\theta$  方向线偏振; 而  $\theta = 0$  和  $\theta = \frac{\pi}{2}$  分别表示纯 TE 偏振和纯 TM 偏振。

右旋圆偏振光则由  $\theta = \frac{\pi}{4}$  和  $\phi = \frac{\pi}{2}$  给出。在被动 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导中,沿主轴线偏振的光具有偏振保持特性。这样,例如光以 TE(或 TM)偏振入射  $-z$  方向切割 LiNbO<sub>3</sub>,在传播过程中将始终保持为 TE(或 TM)波。进一步,对于椭圆偏振入射光,输出波中 TE 分量和 TM 分量的相对振幅将保持不变; 但是,如果波导材料具有双折射特性,则两种成分的相对相位会发生变化。

偏振选择装置可以分为两类,一类是起偏器,另一类则具有按照不同偏振状态予以分束的功能。最简单的起偏器是镀金属层的波导装置,金属镀层中的诱导电流可导致 TM 偏振分量高达  $10\text{dB} \cdot \text{cm}^{-1}$  的损耗,而对 TE 模的损耗则几乎没有变化。在波导和电极之间加薄介电层引起 TM 模对金属层的耦合谐振加强可进一步增大其损耗。在这些条件下, TM 模和 TE 模损耗系数之差可达  $35\text{dB} \cdot \text{cm}^{-1}$ 。

起偏的另一种方法基于波导折射率对偏振的依赖,这一特性起源于波导的制造过程。例如,在用质子交换法制造 LiNbO<sub>3</sub> 波导的过程中,材料对非寻常光的折射率  $n_e$  增加,而对寻常光的折射率  $n_o$  减小。这样一来,例如在  $z$  切割的 LiNbO<sub>3</sub> 材料中用质子交换法制造的波导,就只能传导 TM 模。将 Ti 扩散和质子交换方法相结合,可以在基片上制造高消光率起偏区。借助此项技术已成功制造出具有 40dB 消光比和很低的剩余损耗的起偏器。

比起偏器应用更为广泛的装置是线偏振分束器,或称为检偏器,它可将导波模的 TE 分量和 TM 分量从空间上加以分离。这一功能可以用特殊设计的 Y 形分叉分束器,交叉波导,或方向耦合器实现。考虑如图 5-56 所示的方向耦合器,只要使  $x$  或  $\Delta\beta$  强烈依赖于光的偏振状态,即可实现检偏。

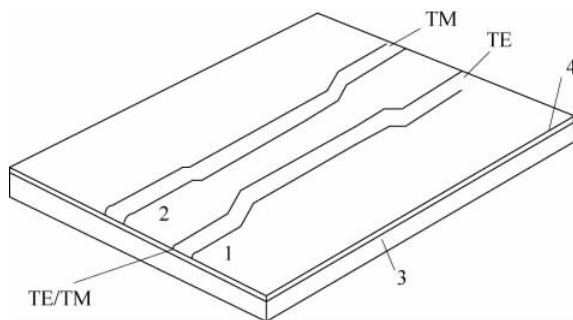


图 5-56 检偏方向耦合器

1、2—Ti 扩散波导；3—LiNbO<sub>3</sub> 基片；4—SiO<sub>2</sub>

就 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导而言,基片-波导折射率差  $\Delta n$  对 TE 模和 TM 模一般来说是不相等的,所以  $\kappa$  也依赖于偏振。两偏振分量  $\Delta n$  的差别可以通过选择扩散参数而增大或减小,因此,适当选择扩散参数和相互作用长度  $L$ ,便可近似使

$$\kappa_{TE}L = \pi, \quad \kappa_{TM}L = \frac{\pi}{2} \quad (5-194)$$

典型情况下,装置的长度大约为 1cm 左右。当式(5-193)的条件得到满足时,由波导 1 输入的光,其 TE 分量保持在波导 1 中,而 TM 分量则耦合到波导 2 中,从而实现了不同分量在空间上的分离。原则上讲,受制造公差的限制,这种类型的偏振分束器属于纯被动装置,且不要求有电极。

利用  $\Delta\beta$  对偏振的依赖也可实现检偏。在如图 5-56 所示装置的一条波导上直接加金属电极,而在另一条上先加缓冲垫再加电极便可实现  $\Delta\beta$  对偏振的依赖。金属层运载 TM 模并明显改变其传播常数,而对 TE 模传播常数的影响很小,通过选择长度  $L$ ,TE 分量将耦合到第二个波导中,而 TM 分量则保留在入射波导中。这样也可以实现 TE 模和 TM 模的空间分离。实际上,严格分离两种模是困难的,但是,用 Ti:LiNbO<sub>3</sub> 波导制造的检偏器可以实现相当低的偏振串扰。若使  $\kappa$  具有弱偏振依赖而光电诱导  $\Delta\beta$  则强烈依赖于偏振态,可使模间串扰进一步减小。

### 5.9.6 透射光栅

图 5-57 是波导透射光栅的平面图。输入光束以布喇格(Bragg)角从光栅左侧入射,在光栅右侧得到两束透射波,分别对应于 0 级和 -1 级衍射。这一结果表明,对波导折射率较小的扰动,就可实现入射光束的大角度偏转,其原因就是这类装置的工作基础是衍射效应而不是折射效应。由于在导波光学中小的折射率变化是典型的,因而,从这个意义上讲,光栅是理想的波导元件。

因为较大的光束偏转允许较大的数值孔径,所以,衍射装置可以作为更有效的波导透镜。图 5-58 是光栅作为线性调谐波导透镜应用的一个例子。这里光栅周期的缓慢变化引起透镜孔径上偏转角的相应变化,结果导致对入射光的近似聚焦作用。线性调频(即周期的线性变化)特别适合对离轴平面波进行聚焦。在更一般的情况下,可能要求光栅具有弯曲的刻线,刻线局部取向和间距由该处布喇格条件决定。

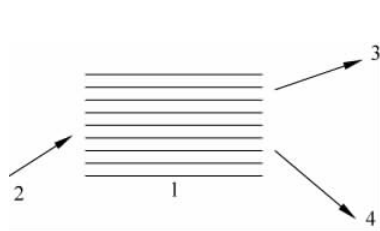


图 5-57 波导透射光栅工作图  
1—光栅；2—入射波；3—透射波(0 级衍射波)；  
4—(-1 级)衍射波

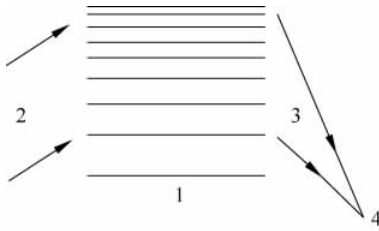


图 5-58 线性调频光栅透镜  
1—光栅；2—入射离轴平面波；  
3—衍射波；4—衍射波会聚点

光栅透镜有两个主要缺点：第一，由于固有的色散，会聚点会随着波长的变化而移动，且伴随严重的相差；第二，角度的选择性严重限制了装置的视场。尽管如此，在某些应用中这些缺点可能是不重要的，例如，在角度和波长都一定的扩束望远镜中便是如此。

### 5.9.7 反射光栅

图 5-59 表示一种与上述不同的结构，即反射光栅的平面图。刻线取向平行于入射边界，入射波与上小节的相同，但两级衍射波却分别出现在光栅的两侧。0 级衍射为透射波，-1 级则被反射。一般情况下，反射光栅具有小得多的光栅周期。

图 5-60 中，光栅刻线取向与装置边界成  $45^\circ$  角。这种排列的优点是相对窄的入射光束就可衍射为宽得多的输出光束，所以，这种装置的功能如同一个紧凑的扩束镜，可代替普通扩束镜使用。应该提到的是，这种光栅沿长度方向的光栅强度必须保持一致，可使输出光束具有均匀的振幅分布。

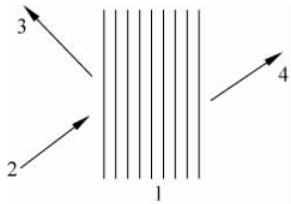


图 5-59 反射光栅平面图  
1—光栅；2—入射波；  
3—透射波(0 级衍射波)；4—反射波

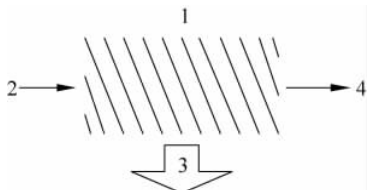


图 5-60 扩束光栅平面图  
1—光栅；2—入射波；  
3—衍射波；4—透射波

### 5.9.8 电光光栅和声光光栅

电光光栅的结构原理如图 5-61 所示，用电光材料(如  $\text{LiNbO}_3$  或  $\text{LiTaO}_3$ )制造的波导表面上分布着被称为叉指电极的周期金属结构。加静态电场后，叉指电极上电压极性正负交替，结果，在电极下面的电光材料中产生周期变化的电场，通过电光效应，引起波导折射率的相应变化，从而形成光栅。电压去掉后，光栅消失，因而，这种光栅具有可“开关”性。电极线宽受光刻工艺的限制，一般为  $0.5 \sim 1 \mu\text{m}$ ，若线距与线宽相等，则光栅周期约为  $2 \sim 4 \mu\text{m}$ 。在这些条件下，偏转角一般是相当小的；尽管如此，但由于电极可以足够长，使装置的作用

像一块体光栅,衍射效率可以很高。例如,在  $\text{LiTaO}_3$  基片上掺 Ti 的波导,这种效率可达 98%,所以,电光光栅可以作为高效调制器使用,其调制速度限于 1GHz 左右。

另一种可“开关”光栅是声光光栅,其结构原理如图 5-62 所示,这是一种用途更为广泛的装置,可以对光束进行控制或调制。和电光光栅一样,金属电极周期排列于波导表面,不同的是,这里的波导不是由电光材料,而是由压电材料或声光材料制成。但有些情况下非压电材料(例如 Si)也可作为声光光栅的基片,这时,需在基片与电极之间沉积一层压电材料(典型情况下是  $\text{ZnO}$ )。

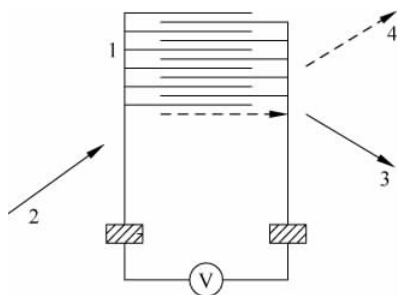


图 5-61 电光波导光栅原理图

V—直流电压；1—叉指电极；2—输入光束；  
3—光栅开(加电场)时的衍射束；4—光栅关时的透射束

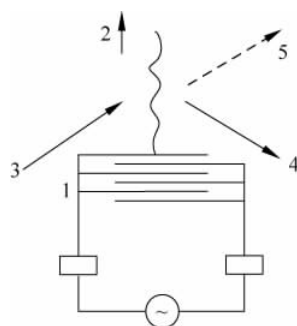


图 5-62 声光光栅结构原理图

⊖—交流电压；1—叉指换能器；2—行进的声波；  
3—入射波；4—光栅开(通电)时的衍射波；  
5—光栅关(断电)时的透射波

声光光栅中称为叉指换能器的电极本身不具有光栅功能,然而,当它被射频交流电压激励时将会在换能器下面的材料中产生随时间变化的空间周期电场,进而通过压电效应引起相应的应力分布。这种应力分布相当于驻波声波,并可分解为两列行波之和,最终在换能器下面形成两列相向行进的声波。由于波在材料表面附近传播,因而称为表面声波。通常情况下,两列波中只有一列是所要求的,而另一列则由表面吸收器去除。留下来的波通过声光效应引起有效折射率的变化,使其作用如同光栅。与电光光栅类似,声光光栅亦可开启或闭合,因而可用作调制器,调制速度主要受限于声传输损耗,约为 1GHz。此外,光栅周期可以通过改变射频频率而在某一范围变化,变化范围取决于换能器的宽度,而周期的变化又会导致衍射角发生变化,于是,声光光栅也可用作束偏转器。与电光光栅相比,声光光栅的一个更为重要特性是所有衍射级由于多普勒(Doppler)效应而出现频移,所以,声光光栅还可用作频率调制器。

### 5.9.9 光栅耦合器

光栅的另一功能是使波导模和辐射模之间实现相位匹配,形成与棱镜耦合器类似的装置,并称为光栅耦合器。

虽然光栅耦合器的功能与棱镜耦合器类似,但与后者相比它有很多优点。首先,波导光栅是一块全集成化的平板,结构小巧而坚固;其次,可以设计周期可变的光栅耦合器,使其具有多种功能,例如,耦合导波光束进入自由空间,同时对其进行聚焦。如图 5-63 所示为线性调频光栅耦合器的工作原理,它包括一片光栅,其周期按线性规律变化。入射到耦合器上的

导波模将被光栅衍射成为自由空间光束,其传播方向依赖于该处光栅周期。在这种情况下,输出将是一列柱面波,会聚于波导上方的一条焦线上。但是,通过将光栅周期同时线性调频,或使其具有弯曲的刻线,也可以产生一个会聚于焦点的输出,这对某些应用来说是十分重要的。

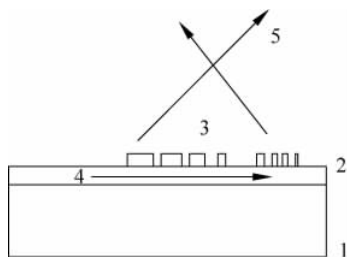


图 5-63 线性调频光栅耦合器

1—基片；2—波导；3—光栅；4—导波模；5—衍射聚焦光束

## 5.10 半导体波导装置

虽然本章前面几节所讨论的内容有很多也适用于半导体波导,但是,无论是制造工艺,还是装置特性,半导体波导都有其自身的特点,本节将专门介绍。首先描述半导体被动(无源)波导装置;接下来是半导体电光波导调制器;最后简单介绍半导体光电集成电路。

### 5.10.1 半导体被动波导

本小节将依次介绍半导体通道波导装置、半导体耦合波导装置以及半导体波导的折转、弯曲与分叉。

#### 1. 通道波导

一些早期的 GaAs 通道波导是用离子轰击法制造的,将离子轰击与光刻技术相结合,也可以制造凸纹型 GaAs 波导及 CdTe 和 ZnTe 波导。然而,离子轰击在减小载流子浓度和增加材料折射率的同时,还会引起严重的光学损耗。虽然这种损耗可以通过对轰击后的材料适当退火而减小,但它仍使此类装置难以满足大多数现代应用的要求。

为解决上述问题,将外延生长与光刻相结合,以 III-V 族半导体为材料的同质凸纹通道波导的制造技术已得到广泛研究。这种方法的基本原理如图 5-64 所示,首先在基片上外延生长低载流子浓度的外延层,然后用光刻的方法去除多余材料,得到凸纹型通道波导。其中外延生长最初采用 LPE 或 VPE 方法,基于 VPE 技术制造的 GaAs 单模同质结凸纹波导对波长为  $1.06\mu\text{m}$  的光的损耗不超过  $4\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ; 类似地,依赖于 LPE 技术的 GaAs 波导和采用 VPE 技术的 InP 波导的损耗范围为  $6\sim 8\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。此后,改用更先进的金属有机化学气相沉积技术和 MBE 方法及异质结结构,可以使损耗进一步减小,据称,用这种方法制造的 GaAs/GaAlAs 波导在典型情况下具有当前最低的光学损耗。

这一时期,在 GaAs 和 InP 材料中还制成深刻蚀单模同质结凸纹波导。此类波导的再现性相当差,原因是它们严格地依赖于基片中载流子浓度、凸纹的尺寸和形状,特别是凸纹底部的宽度。此外,这种波导的损耗也比浅刻蚀凸纹波导的损耗要高,这可能是凸纹侧壁散射引起的。

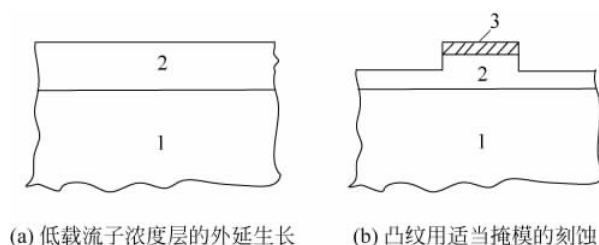


图 5-64 半导体凸纹波导的制造: GaAs

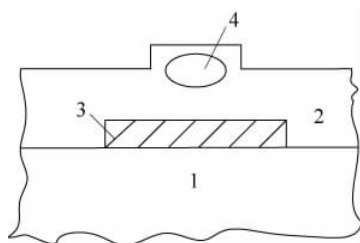
1—高浓度载流子区; 2—低浓度载流子区; 3—掩膜

为便于在凸纹波导上外加电场,可采用肖特基(Schottky)势垒接触器、金属-氧化物-半导体(MOS)型接触器或PN结型接触器。但是,如果直接置于波导层上,则肖特基接触器会产生干扰并增大波导的损耗,GaAs上的MOS型接触器则能引起直流漂移,因而只适合瞬态应用;相比之下,PN结型接触器对GaAs波导和InP波导均较适宜。

同质结凸纹波导中光学损耗的下限主要取决于基片中自由载流子的损耗。例如,对GaAs波导和 $1.3\mu\text{m}$ 波长的光,这种损耗的典型值为 $2\sim 4\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ,为使其降低到这一水平之下,则必须更换基片。

一种已经取得成功的方法是加 $\text{SiO}_2$ 层,如图5-65所示,这种波导通常是用横向外延生长技术在 $\text{SiO}_2$ 层上生长未掺杂GaAs层,生长源是下面的GaAs。 $\text{SiO}_2$ 条的取向必须使横向生长速率远高于竖直方向的生长速率,且一般是用实验方向确定的。例如,在定向的GaAs基片上, $\text{SiO}_2$ 条必须与材料的解理面夹角为 $10^\circ$ 以实现好的横向生长,这在一定程度上限制了波导的方向。为提供横向约束,凸纹可以刻蚀在生长层上。在这种波导中,波长 $1.06\mu\text{m}$ 光的损耗为 $2\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ,这几乎是在基片上直接生长的波导损耗的一半。

基于MBE和MOCVD生长方法的优点,进一步减小波导光学损耗的方法是采用具有较低损耗系数的AlGaAs的约束层(如图5-66所示)。AlGaAs层的厚度通常大于该区域光模的衰减长度,这样,该层与GaAs基片交界处的场可以忽略,否则将会出现导波模向GaAs基片中耦合的现象。在用MOCVD生长的材料中,已经造出损耗小于 $1\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ 的这种异质结波导。

图 5-65 在 $\text{SiO}_2$ 上生长的GaAs凸纹波导

1—高浓度载流子区; 2—低浓度载流子区;

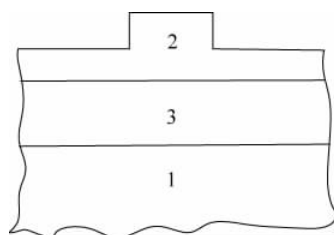
3— $\text{SiO}_2$ 层; 4—光

图 5-66 GaAs/AlGaAs异质结凸纹波导

1—高浓度载流子区; 2—低浓度载流子区;

3—AlGaAs

另一个凸纹波导的例子具有InGaAsP/InP异质结结构。用LPE生长的单模InGaAsP/InP波导对 $1.3\mu\text{m}$ 波长的光的损耗率约为 $7.3\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ ;而用MOCVD生长的同类波导对

1.  $15\mu\text{m}$  波长光的损耗率为  $11.5\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。

对于集成光学回路来说,最有希望的波导也许是嵌入式异质结构。这种波导具有较低的损耗和优良的光学约束性能,且与异质结半导体激光器及探测器兼容。嵌入式异质结  $\text{InGaAsP}/\text{InP}$  波导的结构如图 5-67 所示,其制造过程是在高浓度 N 型载流子  $\text{InP}$  上依次生长以下各层:未掺杂  $\text{InP}$  缓冲层,  $\text{InGaAsP}$  波导层和含高浓度 P 型载流子的  $\text{InP}$  薄层。对  $\text{InGaAsP}$  进行刻蚀时,其上面的  $\text{InP}$  薄层可起到掩膜的作用。通过控制四层的成分和尺寸,横向约束特性得到控制,且可以制造出单模波导。

基于  $\text{AlGaAs}/\text{GaAs}$  的类似波导结构也获得成功。如果  $\text{AlGaAs}$  暴露在空气中,那么,在其上生长外延层可能会出一些问题;但若整个制造过程在真空环境下进行,则不会存在任何困难。

值得提出的是,制造异质结层的过程中残留的变形可能在 III-V 族半导体波导中导致残余双折射。这是由材料的光弹效应引起的,  $(N_{\text{TE}} - N_{\text{TM}})$  的典型值具有  $10^{-4}$  的量级。在下一小节将要介绍的调制器结构中,由于内电场的影响,双折射现象可能更加明显。

以半导体为基础的其他波导包括在  $\text{Si}$  或其他半导体基片上生长多层绝缘材料的机构。如图 5-68 所示为在  $\text{Si}$  基片上首先生长低折射率  $\text{SiO}_2$  过渡层,继而生长高折射率  $\text{Si}_3\text{N}_4$  波导层形成的结构,这种装置中的损耗可以低至  $0.1\text{dB}\cdot\text{cm}^{-1}$ 。

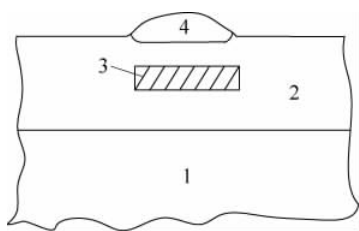


图 5-67  $\text{GaInAsP}/\text{InP}$  嵌入式异质结波导

1—高浓度 N 型载流子区; 2—未掺杂  $\text{InP}$ ;  
3— $\text{GaInAsP}$ ; 4—高浓度 P 型载流子  $\text{InP}$

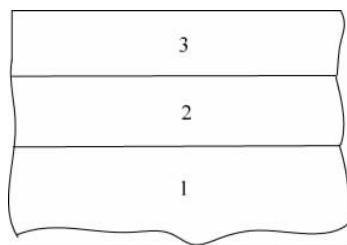


图 5-68  $\text{Si}$  基片上的双层介质波导

1— $\text{Si}$ ; 2— $\text{SiO}_2$ ; 3— $\text{Si}_3\text{N}_4$

## 2. 半导体波导耦合器

光耦合器对大规模集成光路来说是十分重要的元件。各种类型的双波导和多波导耦合器已得到广泛的研究,并被建议用于改进采样和滤波技术、功率分割和复合以及集成化干涉仪的输入和输出。此外,由众多平行条形激光器组成的耦合激光阵列也引起人们极大的兴趣。

光耦合器由两条或多条波导组成,这些波导彼此靠得很近,以至它们的场互相重叠。目前所用的波导,有相当一部分是由两条凸纹型单模波导组成的。图 5-69 是嵌入式异质结波导耦合器之例,组成耦合器的波导既可并排放置,也可以上下放置。

如图 5-70 所示为  $\text{GaAs}$   $\text{P}^+-\text{N}^--\text{N}^+$  通道波导方向耦合器,这里的  $\text{P}^+$  和  $\text{N}^+$  分别为 P 型和 N 型载流子高浓度区,  $\text{N}^-$  为低浓度 N 型载流子区。设波导宽度为  $8\mu\text{m}$ ,间距为  $4\mu\text{m}$ ,  $\text{P}^+$  层厚度为  $2\mu\text{m}$ ,对不同外延层厚度  $t$ ,耦合长度  $L_c$  随波长  $\lambda$  的变化由图 5-71 给出。在所有情况下,耦合长度都随波长的增加而减小。在凸波导耦合器中也观察到类似的依赖关系。

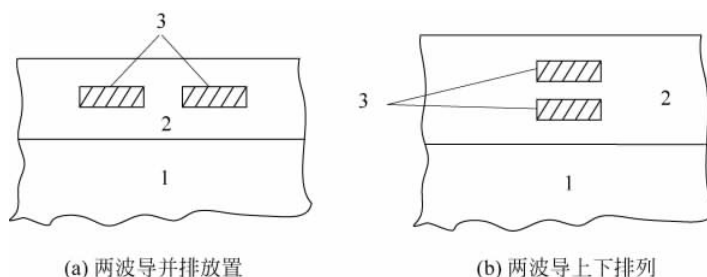


图 5-69 嵌入式波导耦合器: GaInAsP/InP

1—高载流子浓度区; 2—低载流子浓度区; 3—GaInAsP

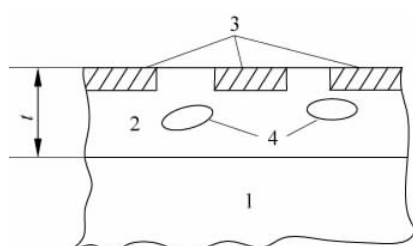


图 5-70 GaAs 通道波导耦合器

1—高载流子浓度区; 2—低载流子浓度区;

3—P 型载流子区; 4—光

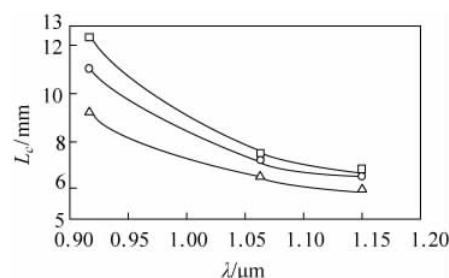


图 5-71 耦合长度随波长的变化

 □— $t=5\sim 8\mu\text{m}$ ; ○— $t=4.8\mu\text{m}$ ; △— $t=4.5\mu\text{m}$ 

一旦耦合长度已知,原则上可以制造对所希望的波长具有任意所希望的功率耦合率的方向耦合器。然而,实际问题中不会有完善的耦合,输入和输出波导之间最大消光比通常小于 20dB。此外,很难使波导长度与耦合长度严格相等,因而,往往需要提供一个  $\Delta\beta$  的适当组合,以调节有效耦合长度,使之等于实际作用长度。

### 3. 波导的折转、弯曲和分叉

在很多应用中,都希望改变光的传播方向,因而,弯曲和分叉波导是非常重要的装置。

弯曲波导既可以具有光滑的外形,如图 5-72(a)所示,也可以包括一系列折转段,如图 5-72(b)所示。正如所有光波导传输一样,在折转处总会有一定量的功率损耗到辐射模中。当然也会存在某种功率反射,但这通常可以忽略,除非折转处的有效折射率有明显突变。在某些情况下,如果每一段的长度和角度都取适当值,则由辐射模后向相干耦合进入波导也是可能的。

为了实现具有最小损耗的谐振折转角和曲率半径,必须仔细控制波导的横向约束。对大多数应用来说,凸纹波导的横向约束一般都比较差;然而,深刻蚀凸纹波导则有较好的横向约束。所以,很多折转式和 Y 分叉结构都是用这种波导制造的。在 Y 分叉波导中,损耗并不随分叉角的减小而明显下降,这表明在深刻蚀波导的 Y 分叉装置中,Y 的顶端可能

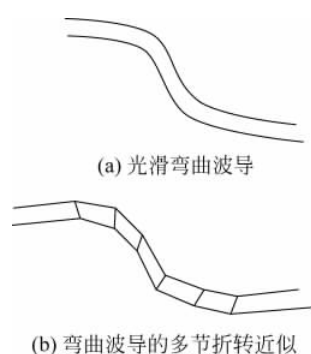


图 5-72 弯曲波导的外形

存在固有的模匹配损耗。

在半导体集成光路中,制造折转式和分叉式装置的一个更实际的方法是采用嵌入式异质结波导。在这种情况下,波导参数可以更灵活,散射损耗更低。图 5-73(a)表示一个嵌入式 GaInAsP/InP 异质结 Y 分叉结构;而图 5-73(b)是透过率  $T$  作为分叉角  $\theta$  的函数。将  $T$  定义为两分叉输出功率对直段输入功率之比。波导区  $\text{Ga}_{0.17}\text{In}_{0.83}\text{As}_{0.4}\text{P}_{0.6}$  的厚度约为  $0.2\mu\text{m}$ ,宽为  $2\mu\text{m}$ 。由图可以看出,用嵌入式异质结波导得到大于 90% 的透过率(损耗约 1dB)是完全可能的。

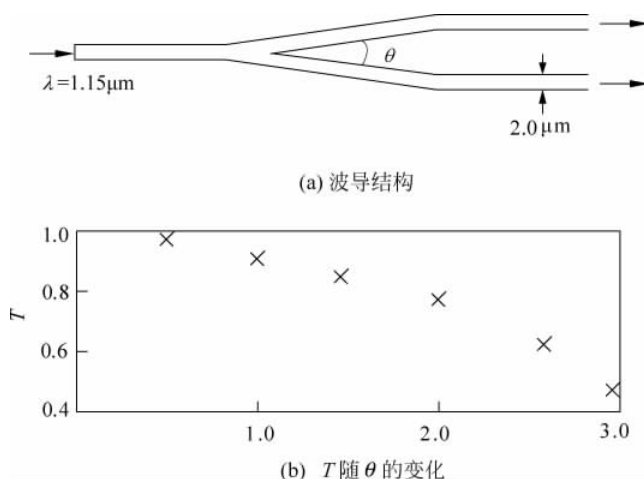


图 5-73 GaInAsP/InP Y 分叉波导

## 5.10.2 电光波导调制器

### 1. 相位调制器

最早(于 1963 年)报道的波导调制器用于反转 GaP 二极管偏压,调制作用的机理是线性电光效应。在 GaAs/GaAlAs 平板波导中,基于线性电光效应的相位调制可达  $18^\circ\text{V}^{-1} \cdot \text{mm}^{-1}$ 。

在零偏压时不完全倒空的厚度为亚微米量级的异质结相位调制器具有非常好的相位调制性能( $56^\circ\text{V}^{-1} \cdot \text{mm}^{-1}$ ),且适合芯片与集成化激光器的耦合,装置的带宽为几吉赫兹到几十吉赫兹。

对行波进行相位调制的 GaAs 平板波导也已报导,其主要应用是  $10.6\mu\text{m}$  激光的频移。这种结构的功率转换效率达到 2%,允许的光功率约为 10W,若采用具有高阻包层的更薄的波导层,转换效率可进一步提高。

### 2. 方向耦合开关

正如前面所讲到的,方向耦合器可以由两条相距很近的波导组成,如果调制其中一条相对另一条的传播常数,以破坏二者的同步性,则可得到耦合开关。

早期的开关是由一对耦合平面波导组成的,而有记录以来的第一个 GaAs 通道波导开关则采用了金属隙结构,具有 13dB 消光比且要求 35V 驱动电压。另一些类型的开关包括凸纹结构、光弹约束装置等。首例高消光比装置具有金属隙结构,利用  $\Delta\beta$  反转电极,每个电极独立偏压,得到 25dB 的消光比。

### 3. 干涉调制器

作为开关应用的干涉调制器所要求的传播常数的变化比方向耦合开关所要求的相应变化小 $\sqrt{3}$ 倍。这一特点以及其输出光强随外加电场周期变化的性能,使干涉仪对很多应用都具有吸引力。用Y分叉耦合器或三波导耦合器制造的GaAs干涉调制器已用于功率分束。这种结构具有20dB左右的消光比和平坦的带宽响应。

### 4. 电吸收调制器

已见报道的主要一类电吸收波导调制器是带有肖特基电极的短波导同质结和异质结装置。采用GaAsInP材料的调制器消光比为20dB左右,带宽约为1.6GHz,而GaAlAs/GaAs异质结结构则具有30dB的消光比和3GHz带宽。两种装置的驱动电压均小于10V,插入损耗约为10dB。

应该指出的是,电吸收还会引起二次电光效应的增强。这一点已在GaInAsP材料中得到证实。此外,GaInAsP中的电吸收表现出明显的二向性,即给定电场对TM模的衰减超过对TE模的衰减。这种效应在GaAs装置中也已观察到,并归因于外加电场使价带简并度上升,进而引起电场增强隧道效应的二向性所致。

电吸收阵列在信号处理中有广阔的应用前景。作为一个例子,在平板波导上制造的CCD阵列可以对光进行空间调制,与波导透镜及调制激光器适当组合,这种结构具有傅里叶变换相关器功能。

此外,主要的波导调制器还有多量子阱结构和基于非线性光学的装置。感兴趣的读者可参阅有关文献。

## 5.10.3 光电集成回路

与半导体集成光学非常接近的一个领域是借助电子学技术在同一块基片上集成大量光电元件的集成光电子学。其长远目标是实现结构复杂、功能齐全的集成回路;而近期的努力方向主要是以GaAs和InP为基础材料,制造集成化发射装置、接收装置、转换装置、可寻址LED和激光阵列、探测器阵列以及探测器或波导结构。

光电集成的基本问题是如何解决光学元件与电子元件之间关于材料组成、膜层厚度及热量排放等方面互相矛盾的要求。这些相互矛盾的要求使高分辨率光刻变得相当困难,而且可能需要发展有选择的外延生长技术,并能在基片的光刻槽内制造波导装置。

此外,制造集成化光电接收器的另一个问题是使PIN场效应晶体管(Field Effect Transistor, FET)具有最高的灵敏度,即使其等效噪声暗电流最小。这一方面希望FET的互导最大;另一方面又要求包括光电二极管电容、FET电容及互连线电容的总电容最小,同时满足这两方面的要求是一个困难的任务。

一个替代方案是采用光导探测器和前置放大器。该装置的固有优点是与FET的制造技术更兼容;然而,由于少数载流子的寿命问题,装置的响应速度一般较低,且因为暗电流增加,灵敏度较差。尽管如此,由于它易于制造,使其对要求灵敏度不太高的应用颇具吸引力。

在制造波导激光器方面,困难之一来自反射镜面。最初的装置采用分离式结构,芯片的长度等于激光腔长。此后发展了具有非分离式反射镜的更复杂的回路,即激光腔的两个反射镜均不在芯片边缘,这使得激光器可以被安排于芯片表面的任意位置。采用此项技术的激光器阵列已于GaInAsP中制成。

早在 20 世纪 80 年代中期就已报道的一例集成化激光器件采用具有低阈值和多晶体管驱动电路的先进的量子阱结构。MBE 法生长的芯片的不同层分别供电子部分和光学部分使用,激光具有干刻蚀反射镜面和 40mA 阈值电流。

发展激光波导回路的一个重要问题是保持低位错密度以延长激光器的寿命。例如,长寿命 GaAs 激光器要求基片位错少于  $10^3 \text{ cm}^{-2}$ 。然而,较高的位错密度则对晶体管阈值的均匀性更加有利。随着最近几年光电技术的发展,已在高阻抗、低位错密度的基片上得到均匀性好的高质量电子线路,从而可以将光电集成系统最佳化。

## 5.11 光波导应用举例

前面几节讨论了几种典型的光波导装置,本节将简单介绍这些装置及由它们组成的系统的几例应用。

### 5.11.1 平面集成光学 RF 谱分析仪

平面集成光学射频(Radio Frequency, RF)信号谱分析仪是一种单片波导系统,其功能主要是对射频信号进行实时和并行的谱分析。它很可能成为机载电子对抗系统中的关键元件,用于监察地方的无线电和雷达信号。监察工作要求对收到的无线电信号进行傅里叶变换,虽然电子线路也可以实现这种变换,但是,由于透镜具有对光的空间分布进行傅里叶变换的能力,因而采用光学方法更为直接。在选定光学手段的情况下,集成光学的优点是重量轻、体积小,可以做成坚固的密封组件,一旦在封装前经过准直,不会因冲击和振动(例如在飞机起飞和降落时)的影响而失调。

如图 5-74 所示为上述系统的一个例子。它由一块平面集成光学芯片组成,基片由某种压电声光材料(例如  $\text{Ti:LiNbO}_3$  波导)制造,上面集成有棱镜耦合器、光栅扩束器、声光调制器、菲涅耳透镜组等。图中系统的工作过程是这样的:首先,棱镜耦合器将外部激光传入波导,这时光束比较窄;然后通过布喇格波纹光栅,该光栅具有矩形边缘,条纹取向与入射光束方向成  $45^\circ$  角,它用于将入射光扩束,并折转一个直角。经扩束的光与行进的表面声波发生作用,后者是由射频信号通过压电材料上的叉指换能器激励的。结果,在基片表面附近有两列波在传播,即传导光波和声表面波,后者的作用如同运动光栅,对光束进行衍射。声波光栅波长较大,因而衍射属于喇曼型,并会产生很多级,这需要避免。然而,最重要的衍射级,即第 1 级的偏折角近似与 RF 频率是线性关系,为简单起见,在以下的讨论中忽略所有高级衍射,提到衍射光束即指第 1 级衍射。在这样的约定下,可以说衍射光束与 RF 频率成线性关系。

一组重叠的菲涅耳透镜将衍射光束会聚到焦平面上某一点,由于透镜对光振幅进行傅里叶变换,焦点与光轴的距离也线性依赖于偏折角。一个外部光电二极管线阵探测器放在焦平面上,使得当 RF 驱动源调到适当频率时,每个二极管接受一个信号。所以,探测器的输出便可反映 RF 输入的功率谱,并被送往电子装置作进一步处理。目前集成光学 RF 谱分析仪的典型特性为带宽  $200 \sim 500 \text{ MHz}$ ,谱分辨率  $4 \sim 8 \text{ MHz}$ ,响应时间  $2 \mu\text{s}$ ,动态范围大于 20dB。

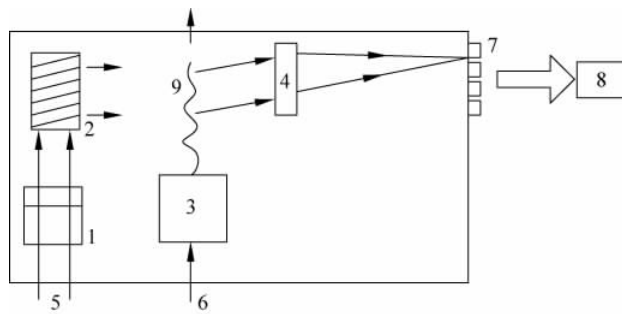


图 5-74 平面集成 RF 谱分析仪

1—棱镜耦合器；2—光栅扩束器；3—声光调制器；4—菲涅耳透镜；5—外来激光；  
6—射频输入；7—外部探测器阵列；8—电子装置；9—表面声波

### 5.11.2 波导芯片连接器

这是导波光学应用于甚大规模集成电子学中的一个例子。随着电路工作速度的加快和复杂程度的提高,集成电路内部及芯片之间的连接存在严重问题。这主要由两个因素引起,首先是电路中 RC 时间常数所导致的对信号带宽的限制,使得传播延迟比门控延迟还要明显;其次是分布电容的干扰,随着集成化程度的提高也更加严重。

由于上述原因,建议用光学互连来代替电子互连。其中既包括自由空间的光互连,也包括光学波导互连。如图 5-75 所示为 20 世纪 80 年代后期所报导的基于通道波导的连接示意图,这里,同一块基片上的 4 片大规模集成芯片由波导连接起来。这是一个混合系统,光学部分包括半导体激光二极管(LD),目前用得比较多的是波长为  $1.3\mu\text{m}$  的 InGaAsP 器件、多模凸纹波导回路以及光电二极管(PD)。波导回路由 4 片组成,每一片都既具有发射功能,又具有接收功能。有一定倾角的反射镜把从混合器返回的信号取出一部分,并将其送往光电二极管接收器。波导由高折射率材料(如  $\text{SiO}_2\text{-TiO}_2$ )制造,厚的  $\text{SiO}_2$  缓冲层用于把它和 Si 基片隔开。在这个例子中,测得传输能力为  $1\text{Gbit} \cdot \text{s}^{-1}$ ,虽然这是一个较早期的结果,但已清楚表明这类装置的应用潜力。

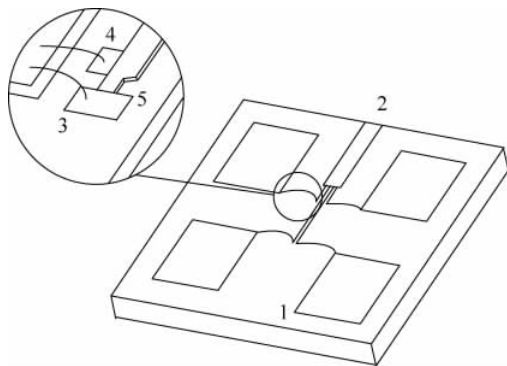


图 5-75 光波导芯片互连回路

1—大规模集成芯片；2—混合器；3—LD；4—PD；5—反射镜

### 5.11.3 通道波导 A/D 转换器

由于大多数通用算法都相当缓慢,所以,模拟信号与数字信号之间的快速转换(A/D 转换)对电子学来说更难完成。虽然电子学中的并行 A/D 转换器也有较高的速度,但其价格相当昂贵,以至人们普遍认为光学 A/D 转换器具有更好的前景。

光学 A/D 转换器的基础是具有周期响应特性的马赫干涉仪,这种干涉仪在前面已作过介绍,它由两个 Y 分叉波导通过直波导互连组成。入射光在第 1 个 Y 分叉处分为两束,通过直波导传输后在第 2 个 Y 分叉处重新复合。干涉仪的一臂或两臂具有表面移相电极,使复合分量的相对位相可以根据需要调节。如果二者同相,则装置具有高输出;否则输出较低。更一般地,输出  $R_m$  随电极电压  $V$  周期变化,如图 5-76(a)所示。但是,如果附加一个适当的稳态相移用作干涉仪的偏置,那么,正弦响应将被平移  $1/4$  周期。这种情况下探测光路输出  $R_s$ ,并用一个比较器在输出峰值的一半高度处设置阈值  $T$ ,则比较器将按方波规律随电压变化(见图 5-76(b))。后者即相应于外加电压的 1bit 二进制数字表示,从而实现了 A/D 转换。

此外,马赫干涉仪的输出还依赖于电极长度,例如,电极较短的装置灵敏度就比长电极的要差一些。图 5-77 表示电极长分别为  $L$  和  $L/2$  的两个类似干涉仪的输出特性,很显然,二者均为电压的周期函数,但电极长为  $L$  的装置灵敏度是另一个的两倍。若重复前面的步骤,即附加稳态相移偏置,设置阈值,然后进行探测,则对每一个干涉仪,比较器的输出均按方波规律变化,但周期相差 2 倍,从而得到驱动电压二位 bit 二进制数字表示。

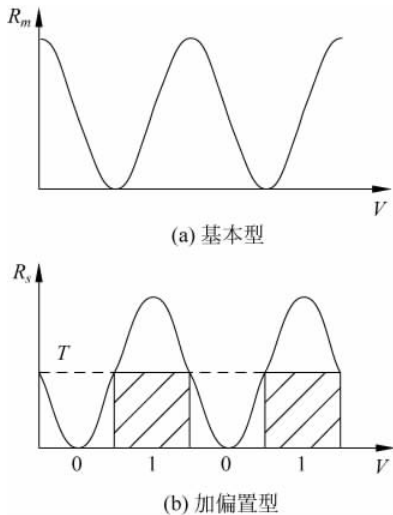


图 5-76 马赫干涉仪输出随电极电压的变化

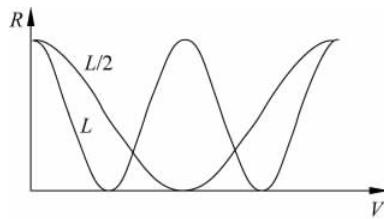


图 5-77 电极长分别为  $L$  和  $L/2$  的马赫干涉仪的响应

### 5.11.4 导波光通信

导波光的一个主要应用是高速光通信。其中点-点通信已达到相当高的水平,可以在非常远的距离上以很高的波特率传输信息。但是,单一用户不可能占用系统的整个带宽,因

而,点-点通信对光波导传输回路来说是浪费。实际上,通常都是大量用户共享一套系统,即采用多路通信方式。两种主要方案是时间分割多路(Time Division Multiplexing, TDM)通信和波长分割多路(Wavelength Division Multiplexing, WDM)通信,在第一种方案中,每一用户占有一定的有效通信时间;而第二种方案则为每用户提供一个特定的通信波长间隔。下面对这两种方案予以简单介绍。

### 1. 时间分割多路通信

如图 5-78 所示为时间分割多路通信的工作原理。在这里, $N$  个用户使用同一波长的载波,但不能随时进入共用通道,而只能在分配的特定时间间隔内进入。在图 5-78 中,通道 1 被指定在以  $t_1$  为中心的时间间隔内进行通信,通道 2 则被指定在以  $t_2$  为中心的时间间隔内进行通信,如此等等。来自所有  $N$  个用户的信息在多路混合器中按时间交替复合,并送往共用通道进行传输,在通道的另一端,信号重新被分离器分开。

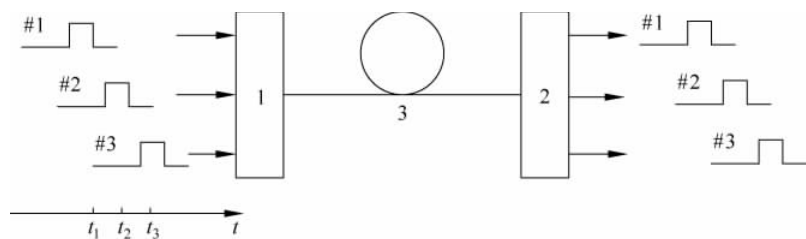


图 5-78 光学 TDM 通信系统原理

1—多路混合器; 2—多路分离器; 3—共用通道

### 2. 波长分割多路通信

如图 5-79 所示为另一种多路通信,即光学 WDM 通信系统的工作原理。一组  $N$  个用户首先被指定通信波长分别为  $\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_N$ 。它们可能来自一组发射不同波长光的激光器,每位用户可以独立地调制其光源,使波长  $\lambda_n$  的光作为第  $n$  号通道信息的载波。来自所有  $N$  个通道的信息被多路混合器复合在一起,并送往共用通道去传输;在通道的另一端,由多路分离器将这些信号分开,并传向各自的最终目标。

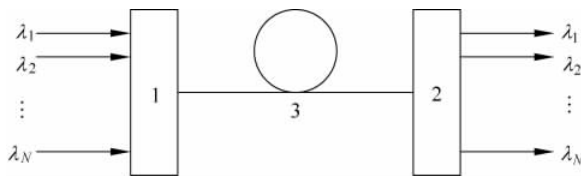


图 5-79 光学 WDM 通信系统工作原理

1—多路混合器; 2—多路分离器; 3—共用通道

多路混合器可以由一组分离的光学滤波器串联组成。例如,一组不对称方向耦合滤波器可用作基本组合元件,或者用模转换滤波器和布喇格光栅。不同滤波器具有不同的峰值响应波长,而每个滤波器都将其峰值响应波长的最大功率耦合到共用通道。按照这种方式,所有  $N$  个通道可以合并为单一输出,且合并过程中无功率损耗;信号分离器可以是一个与此类似的网络,但沿相反的方向工作。

分波长多路通信系统的优点是不同用户可同时使用共用通道,总带宽近似为分立通道

带宽的  $N$  倍,因而具有较高的通信效率。而其主要缺点是,当通道数很大及它们的中心波长彼此接近时,制造 MUX 和 DEMUX 是非常困难的。

## 5.12 MOEMS 简介

在最近十年左右的时间里,微光元件(如衍射和折射微透镜)在发展光学系统方面受到极大的重视。这些元件具有很多功能,如焦平面光会聚、提高光学效率、发展数字影像技术、色彩分离、光束整形和变换等。在第一代小型化光学系统中,微光元件与电子线路,有时还与运动元件(如扫描反射镜和压电驱动器)相结合。由于微机械和微机电(Micro-Electro-Mechanical, MEM)技术的发展推动微电子技术进步,进而使小型化光学系统发展到近似单片集成的程度。微光、微电子、和微机械的融合产生了一类全新的和范围广泛的微型光电系统(Micro-Opto-Electro-Mechanical System, MOEMS),如激光扫描仪、自适应反射镜、数字式微型反射镜装置、光纤数据分布式界面开关、三维可调法布里-卜罗标准具、光学快门、MEM 开关、光互连、数据存储装置以及 MEM 直角反射镜等。

本节将首先描述衍射微透镜和折射微透镜,然后简单介绍 MOEMS。

### 5.12.1 衍射微透镜

微光在光学处理领域的第一个突破就是衍射微透镜的发展。衍射微透镜是一种微型光学元件,其直径范围在几十至几百微米之间,而厚度只有波长量级。用硅和 GaAs 等高折射率材料制成的器件,感光速率可达  $f/0.3$  ( $f$  为焦距),对石英和玻璃基质的感光速率也能达到  $f/1$ 。

衍射微透镜是开诺透镜的近似,可以用二元光学方法经多层光刻制造。第  $m$  层光刻的深度为

$$d(m) = \frac{\lambda}{(n-1)2^m} \quad (5-195)$$

其中  $\lambda$  为自由空间光波长,  $n$  为透镜材料的折射率。入射光能量被衍射到第一级的效率为

$$\eta = \left( \frac{\sin(\pi/2^m)}{\pi/2^m} \right)^2 \quad (5-196)$$

式(5-196)表明,衍射效率随着  $m$  的增大而提高,且当  $m$  足够大时,  $\eta \rightarrow 1$ 。例如,对  $m=2$  时

$$\eta = \left( \frac{\sqrt{2}/2}{\pi/4} \right)^2 \approx 0.81$$

$m=3$  时  $\eta \approx 0.95$ ,  $m=4$  时  $\eta \approx 0.99$ 。但实际上,  $\eta$  会因加工因素的影响而低于上述理论值。例如,对  $m=3$ ,  $\eta$  的测量值为 0.9 左右。这种具有高衍射效率的薄膜微透镜可用于设计很多用块状光学元件不可能实现的复杂光学系统。最近,用这项技术制造的高质量微透镜阵列在国际上已有商品出售,它们在很多被动和主动光学传感器应用中极具吸引力。

在二元光学微透镜设计中,有 3 个光学和制造参数是十分重要的,它们是波长  $\lambda$ 、 $f$  数 ( $F$ ) 和最小特征尺寸  $L$ 。对用三层光刻制造的典型器件,三者的关系为

$$L = \frac{\lambda F}{4} \quad (5-197)$$

这里

$$F = f/d$$

其中,  $f$  为焦距;  $d$  为微透镜直径。

在大多数实验室中,  $L$  的范围为  $0.5 \sim 1 \mu\text{m}$ 。例如, 对  $0.632 \mu\text{m}$  和  $0.850 \mu\text{m}$  波长的光, 器件的感光速率被限制在  $f/6 \sim f/3$  之间; 而对于中远红外波长, 则可得到高速(低  $F$  值)微透镜阵列。

### 5.12.2 折射微透镜

折射微透镜与衍射微透镜具有一定的互补性。例如, 在要求对短波长具有高感光速率的光学系统中, 由上小节最后的讨论可知, 衍射光学元件面临加工尺寸( $L$ )的限制。在这种情况下, 折射微透镜便提供一个有吸引力的低价替代品。

美国洛克威尔(Rockwell)公司在熔融石英、块状硅、CdTe、GaAs、InP、和 GaP 等块状材料上采用活离子刻蚀法; 或在熔融硅和  $\text{Al}_2\text{O}_3$  上沉积 Ge 膜, 制造了各种折射微透镜。透镜直径为  $30 \sim 500 \mu\text{m}$ ,  $F$  数的范围为  $f/0.76 \sim f/6$ 。透镜的放大率可以用下式来计算

$$M = \frac{1}{2(a/r) \{n[1 - (a/r)^2] - [1 - (na/r)^2]\}} \quad (5-198)$$

式中,  $n$  为材料折射率,  $a$  为透镜半径,  $r$  为透镜曲率半径。式(5-198)是相当精确的, 对高速率(低  $F$  数)微透镜尤为如此。

### 5.12.3 MOEM 系统

从 20 世纪末开始, 集成电路和微芯片领域的微制造技术已经得到迅速发展。将微小的机械运动与电子线路相结合则出现了称为微机电系统(Micro-Electro-Mechanical System, MEMS)的新技术, MEM(微机电)领域的新进展产生了很多新奇的子系统, 包括微型马达、开关等, 尺寸均只有毫米量级。

MEM 结构既可用块状材料也可用薄膜材料制造。前一种情况下, 用化学法或干刻法直接在块状基片上雕出三维图形; 而在后一种情况下, MEM 结构可以在基片表面形成而无需刻划基片本身。

MEM 技术的应用在很大程度上集中于微传感器和微作动器装置的设计与开发。基于 MEM 技术的微传感器和微作动器具有固有的整体集成能力, 它们是小型智能化机械系统的重要元件, 尺寸约为几微米到几毫米, 不仅使装置的尺寸按数量级减小, 而且使性能得到改善, 价格大幅度下降。

MEM 和微光技术有一个重要的共同特点——二者均与集成电路相兼容, 这一特性确保最终产品可以低价进行成批加工。三个主要技术领域——电子、机械和光学的属性需要成功的集成光学过程。应用这项新技术可以在单一硅芯片上以集成方式制造微光元件。采用计算机辅助设计和微加工技术, 在硅基片上已制造出微型透镜阵列、反射镜、分束器和光栅等器件。有实验证明, 三维菲涅耳微透镜可将来自单模光纤、波长  $1.3 \mu\text{m}$  光束的发散角由  $5.0^\circ$  减小到  $0.33^\circ$ 。

## 小结

本章讨论光传输理论和传输介质。光传输理论部分主要介绍光线的传输和适用于描述激光的高斯光束的传输；传输介质则包括平面介质波导、通道波导、半导体波导和绝缘晶体波导等。最后对一类新型装置,即微光电机系统(MOEMS)作了介绍。

## 习题

- 5.1 试证明高斯光束被球面镜反射时遵循 ABCD 矩阵法则。
- 5.2 设对称型波导材料的折射率为  $n_1 = 1.8005$ ,  $n_2 = 1.7995$ ,  $d = 3\mu\text{m}$ , 当波长  $\lambda = 0.6\mu\text{m}$  的波在其中传播时可能有几个模存在?
- 5.3 已知对称型波导材料的折射率为  $n_1 = 2.000$ ,  $n_2 = 1.995$ ,  $d = 1.8\mu\text{m}$ , 试证明波长  $\lambda = 0.8\mu\text{m}$  的波在其中可单模工作。
- 5.4 设有  $n_s = 2.214$  的材料制造的周期波纹平面波导, 对  $\lambda = 0.6\mu\text{m}$  的波导模, 求满足一级 Bragg 条件的波导厚度变化周期  $\Lambda$  及相应光栅矢量的值。
- 5.5 简述 Goos-Hänchen 位移的产生机理, 当光线由介质 1 进入介质 2 的入射角  $\theta_i$  为多大时, 渗透深度  $x_s$  恰好与 Goos-Hänchen 位移  $z_s$  相等?