第 5 章 光波导耦合理论与耦合器

CHAPTER 5

【教学目的和学习目标】

(1) 掌握光波导耦合的基本理论

(2) 掌握导模与辐射模耦合的基本理论

(3) 掌握棱镜耦合器的基本结构和原理

(4) 掌握光栅耦合器的基本结构和原理

(5) 掌握楔形光波导耦合器的基本结构和原理

(6) 了解光波导耦合的其他方法

【本章引言】

在导波光学中,经常要通过一定的技术手段,使光源发出的光进入到光波导中,或者将一个光波导中传输的光引入另一个光波导中。这种将光从一个光学元件引入另一个光学元件中的过程称为光耦合。在实际中发现,当两个介质光波导靠得很近时,由于倏逝波场的作用,会发生两个光波导间的能量交换;在同一个光波导中的两个模式也可以进行有效的耦合,使一个模式的功率完全转移到另一模式之中。这种现象称为光波导耦合。

把光束能量转换成由介质光波导引导的一个模(或多个模)的器件通称光束耦合器。本章将在介绍光耦合原理的基础上,重点讲述棱镜耦合器、光栅耦合器和楔形光波导耦合器的结构和工作原理。

5.1 光波导耦合的基本理论

光波导中的导波模式代表能够被激发的一种电磁波的形式,如果光波导是没有缺陷、均匀和规则的,光波导中传输的光可以沿传播方向保持波场结构无改变地向前传播。如果光波导材料有损耗,则光波沿传播方向的振幅就会呈指数衰减。实际的光波导总会存在材料或结构上的缺陷,即微小的不均匀或不规则。这时,导波模式的条件受到扰动,将会产生与局部缺陷相应的局部场。局部场里含有多种模式的谐波分量,于是原来的导波模式在传播过程中,一部分功率将会转换到辐射模式或其他导波模式中去,这就是模式耦合。模式耦合引起的导波模式向辐射模式转换,将导致导波的损耗;模式耦合引起的导波模式转换成其他导波模式,则由于不同模式的相速不同将引起光波传输特性变化和光脉冲包络的畸变。通过对耦合系统的分析研究,就可以确定光波导容许存在的缺陷或偏差。还可以利用模式耦合实现不同导波模式之间的转换,构成各种导波光学元件和器件。本节将介绍模式耦合

方程之后，介绍光波导耦合的微扰理论。

5.1.1 模式耦合方程

设有两个电磁波传播模式存在着相互间的耦合。它们可以是一个传输系统中的不同模式之间的耦合，也可以是两个不同传输系统的某两个模式之间的耦合。一个无损耗的沿 z 轴方向传播的光波模式，可以写成 $E=E_0\exp[\mathrm{i}(kz-\omega t)]$ 的标量形式，振幅 E 作为 z 的函数应该是方程

$$\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}z}=\mathrm{i}kE \tag{5.1-1}$$

的解。对于标记为 a 和 b 的两个光波模式的振幅 E_a 和 E_b 均可写出以上方程。由于模式间存在相互耦合，再考虑另一个光波的耦合影响后可写出

$$\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}z}=\mathrm{i}k_aE_a+K_{ab}E_b \tag{5.1-2}$$

$$\frac{\mathrm{d}E_b}{\mathrm{d}z}=\mathrm{i}k_bE_b+K_{ba}E_a \tag{5.1-3}$$

式(5.1-2)和式(5.1-3)是两个光波耦合模方程的普遍形式。式中，k_a 和 k_b 是各个模不受其他模影响而单独存在时的波数；K_{ab} 和 K_{ba} 称为耦合系数。$K_{ab}(K_{ba})$描述模式 a(b)对模式b(a)传播模场影响的大小。当两个模式传输方向一致时，$K_{ab}=K_{ba}^*$；当两个模式传输方向相反时，$K_{ab}=-K_{ba}^*$。耦合系数是耦合模方程的一个关键参量，在不同的耦合过程中，由于引起耦合的机制、器件结构、材料等的不同，它可能是实数，也可能是复数，对于恒定的耦合而言，其耦合系数与 z 坐标无关。在应用耦合模方程时，必须恰当地寻求或推导出该耦合过程的耦合系数表达式。

5.1.2 光波导耦合的微扰理论

通过介质光波导的模式耦合的理论可以建立耦合模方程，导出其中的耦合系数。微扰理论的基本出发点是将耦合系统看作一个受到某种微扰的理想光波导。

设两个平行且彼此非常靠近的光波导 a，b，其折射率平方的分布各为 $n_a^2(x)$ 及 $n_b^2(x)$，两光波导外侧折射率平方均为 n_3^2。则耦合光波导的折射率分布可表示为

$$n^2(x)=n_a^2(x)+n_b^2(x)-n_3^2 \tag{5.1-4}$$

只要两个光波导不重叠，式(5.1-4)总是适用的。设两个光波导各自独立时的场分布为

$$\boldsymbol{E}_{a,b}=\boldsymbol{E}_{a0,b0}\exp[\mathrm{i}(k_{a,b}z-\omega t)] \tag{5.1-5}$$

$$\boldsymbol{H}_{a,b}=\boldsymbol{H}_{a0,b0}\exp[\mathrm{i}(k_{a,b}z-\omega t)] \tag{5.1-6}$$

它们都满足麦克斯韦方程组

$$\nabla\times\boldsymbol{E}=\mathrm{i}\omega\mu_0\boldsymbol{H} \tag{5.1-7}$$

$$\nabla\times\boldsymbol{H}=-\mathrm{i}\omega\varepsilon_0n^2\boldsymbol{E} \tag{5.1-8}$$

当发生耦合时，可以把两个光波导耦合的场近似地表示为两个光波导互不干扰时的非微扰场的线性叠加。考虑场分布随导波沿传播方向(z 方向)发生的变化，因此，可以把耦合波的场分布写成

$$\boldsymbol{E}=A_{\mathrm{a}}(z)\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}+A_{\mathrm{b}}(z)\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}} \tag{5.1-9}$$

$$\boldsymbol{H}=A_{\mathrm{a}}(z)\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}+A_{\mathrm{b}}(z)\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}} \tag{5.1-10}$$

式中 $A_{\mathrm{a}}(z)$,$A_{\mathrm{b}}(z)$为两个光波导相互耦合场振幅。

将式(5.1-9)和式(5.1-10)代入麦克斯韦方程式(5.1-7)和式(5.1-8)中,并利用矢量公式$\nabla\times(f\boldsymbol{a})=f\,\nabla\times\boldsymbol{a}+\nabla f\times\boldsymbol{a}$,同时注意到$\nabla A_{\mathrm{a}}(z)=\dfrac{\partial A_{\mathrm{a}}}{\partial z}\boldsymbol{z}_0$,$\nabla A_{\mathrm{b}}(z)=\dfrac{\partial A_{\mathrm{b}}}{\partial z}\boldsymbol{z}_0$($\boldsymbol{z}_0$ 为沿 z 轴方向的单位矢量),得到如下的两个方程

$$\frac{\partial A_{\mathrm{a}}}{\partial z}(\boldsymbol{z}_0\times\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}})+\frac{\partial A_{\mathrm{b}}}{\partial z}(\boldsymbol{z}_0\times\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}})=0 \tag{5.1-11}$$

$$\frac{\partial A_{\mathrm{a}}}{\partial z}(\boldsymbol{z}_0\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}})+\mathrm{i}\omega\varepsilon_0(n_{\mathrm{b}}^2-n_3^2)A_{\mathrm{a}}\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}+\frac{\partial A_{\mathrm{b}}}{\partial z}(\boldsymbol{z}_0\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}})+\mathrm{i}\omega\varepsilon_0(n_{\mathrm{a}}^2-n_3^2)A_{\mathrm{b}}\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}=0 \tag{5.1-12}$$

如果令

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{a,b}}^{-}=\boldsymbol{E}_{\mathrm{a0,b0}}\exp[-\mathrm{i}(k_{\mathrm{a,b}}z-\omega t)],\quad \boldsymbol{H}_{\mathrm{a,b}}^{-}=\boldsymbol{H}_{\mathrm{a0,b0}}\exp[-\mathrm{i}(k_{\mathrm{a,b}}z-\omega t)] \tag{5.1-13}$$

用 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}^{-}$ 点乘式(5.1-11),用 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}$ 点乘式(5.1-12),并利用公式 $\boldsymbol{a}\cdot(\boldsymbol{b}\times\boldsymbol{c})=\boldsymbol{b}\cdot(\boldsymbol{c}\times\boldsymbol{a})$,将所得方程相减,再把所得的方程在 xy 平面上积分,可以得到

$$\begin{aligned}&\iint\left\{\frac{\partial A_{\mathrm{a}}}{\partial z}[\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}^{-}+\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}]+\frac{\partial A_{\mathrm{b}}}{\partial z}[\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}^{-}+\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}]\right\}\cdot\boldsymbol{z}_0\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\\&=\iint[\mathrm{i}\omega\varepsilon_0(n_{\mathrm{b}}^2-n_3^2)A_{\mathrm{a}}\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}+\mathrm{i}\omega\varepsilon_0(n_{\mathrm{a}}^2-n_3^2)A_{\mathrm{b}}\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}]\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\end{aligned} \tag{5.1-14}$$

注意$\partial A_{\mathrm{a}}/\partial z$ 和$\partial A_{\mathrm{b}}/\partial z$ 均为一阶小量,又因两个光波导之间的场重叠很小,故知 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}$,$\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}^{-}$ 也为一阶小量。可见式(5.1-14)等号前边被积函数的第二项为二阶小量,可以略去。其次,在光波导 b 内部 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}$ 为二阶小量。于是式(5.1-14)等号后边被积函数的第一项也为二阶小量,可以略去。这样就可以得到

$$\frac{\partial A_{\mathrm{a}}}{\partial z}=K_{\mathrm{ab}}A_{\mathrm{b}}\exp[-\mathrm{i}(k_{\mathrm{a}}-k_{\mathrm{b}})z] \tag{5.1-15}$$

式(5.1-15)称为耦合波方程,式中

$$K_{\mathrm{ab}}=\mathrm{i}\omega\varepsilon_0\cdot\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}(n_{\mathrm{a}}^2-n_3^2)\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\cdot\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y}{\iint_{-\infty}^{+\infty}\boldsymbol{z}_0\cdot(\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}}^{-}+\boldsymbol{E}_{\mathrm{a}}^{-}\times\boldsymbol{H}_{\mathrm{a}})\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y} \tag{5.1-16}$$

同样,用 $\boldsymbol{H}_{\mathrm{b}}^{-}$ 点乘式(5.1-11),用 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{b}}^{-}$ 点乘式(5.1-12),可得

$$\frac{\partial A_{\mathrm{b}}}{\partial z}=K_{\mathrm{ba}}A_{\mathrm{a}}\exp[\mathrm{i}(k_{\mathrm{a}}-k_{\mathrm{b}})z] \tag{5.1-17}$$

式(5.1-17)也是耦合波方程,式中

$$K_{ba}=\mathrm{i}\omega\varepsilon_0\cdot\frac{\iint_{-\infty}^{+\infty}(n_b^2-n_3^2)\boldsymbol{E}_b^-\cdot\boldsymbol{E}_a\mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\iint_{-\infty}^{+\infty}\boldsymbol{z}_0\cdot(\boldsymbol{E}_b\times\boldsymbol{H}_b^-+\boldsymbol{E}_b^-\times\boldsymbol{H}_b)\mathrm{d}x\mathrm{d}y} \tag{5.1-18}$$

以上式中的 K_{ab} 和 K_{ba} 称为两光波导间的耦合系数,它们是与 z 无关的参量。以上各式中,当介质折射率为实数时,可以用电磁场的复数共轭 $\boldsymbol{E}_{a,b}^*$、$\boldsymbol{H}_{a,b}^*$ 来代替 $\boldsymbol{E}_{a,b}^-$、$\boldsymbol{H}_{a,b}^-$。应当注意的是,在推导耦合波方程式(5.1-15)和式(5.1-17)时,采用了一阶微扰处理,因而它们只是在弱耦合情况下才使用的近似结果,只有传播常数完全相同的模式之间才会有显著的能量交换。

为了说明只有传播常数相等或近似相等的模式之间才能发生有效的耦合,可设在 $z=0$ 时,$A_b(0)=0$,即在 $z=0$ 处光波导 b 中没有电磁场,再利用式(5.1-17)来求 $z=L$ 处光波导 b 中的电磁场,由式(5.1-17)可得

$$A_b(L)=K_{ba}\int_0^L A_a(z)\cdot\exp[\mathrm{i}(k_a-k_b)z]\mathrm{d}z \tag{5.1-19}$$

这就是经过一段传输距离 L 后,光波导 b 中电磁场的幅度。可以看出,如果 k_a 和 k_b 不相等或者相差不是很小,则因子 $\exp[\mathrm{i}(k_a-k_b)z]=\cos(k_a-k_b)z+\mathrm{i}\sin(k_a-k_b)z$ 在光频下的变化周期是非常小的,比实际的传输距离 L 小得多,这样,上式右边的积分值实际上等于零,两个光波导之间不能进行功率变换,但是,当 $k_a=k_b$ 或 $k_a-k_b\approx 0$ 时,右边的积分值就可能达到一定的数值,即两个导模之间的功率可以相互耦合,这是导模之间耦合的基本特征。下面讨论相同方向和相反方向的耦合。

1. 相同方向耦合

考虑两个条形光波导中的导模沿同一个方向传播时的情况。当两个条形光波导相距较远时,可以认为它们之间没有模式耦合,此时,两个光波导中的模式是各自独立地在它们的光波导中传播。随着两个光波导的逐渐靠近,一个光波导的光波在另一个光波导中引起极化强度的扰动,两个光波导中的模式便开始发生耦合,产生能量交换。两个平行的条形光波导 a、b 发生耦合后,可以视为形成了双通道耦合器。

对于两个相互耦合的条形光波导 a 和 b,在两个光波导距离靠近出现耦合时,波场可以近似地表达为两个无扰动时波场的和

$$E_y=E_a(z)E_{ay}(x)\exp(\mathrm{i}k_a z)+E_b(z)E_{by}(x)\exp(\mathrm{i}k_b z) \tag{5.1-20}$$

耦合方程为

$$\frac{\mathrm{d}E_a}{\mathrm{d}z}=\mathrm{i}K_{ab}E_b\exp[\mathrm{i}(k_a-k_b)z]+\mathrm{i}C_aE_a \tag{5.1-21}$$

$$\frac{\mathrm{d}E_b}{\mathrm{d}z}=\mathrm{i}K_{ba}E_a\exp[\mathrm{i}(k_b-k_a)z]+\mathrm{i}C_bE_b \tag{5.1-22}$$

式中,C 是耦合的光波导中传输常数变化;K 是耦合系数。

$$C_{a,b}=\frac{\omega\varepsilon_0}{4}\int_{-\infty}^{+\infty}(E_{ay,by})^2[n^2(x)-n_{a,b}^2(x)]\mathrm{d}x \tag{5.1-23}$$

$$K_{ab,ba}=\frac{\omega\varepsilon_0}{4}\int_{-\infty}^{+\infty}E_{ay}E_{by}[n^2(x)-n_{a,b}^2(x)]\mathrm{d}x \tag{5.1-24}$$

当两个光波导的尺寸、折射率等结构及材料参数相同时，有

$$C_a=C_b,\quad K_{ab}=K_{ba}=K \tag{5.1-25}$$

发生耦合时，两个光波导的导模之间的传播常数差为

$$2\Delta k=(k_a+C_a)-(k_b+C_b) \tag{5.1-26}$$

Δk 又称位相失配因子。模式耦合导致的光波能量转移，只有在 $\Delta k=0$，即位相匹配时才能实现。假设在 $z=0$ 处，只有光波导 b 存在单模光传播，微扰发生在 $z>0$ 区，即

$$E_b(0)=E_{b0},\quad E_a(0)=0 \tag{5.1-27}$$

两个光波导中模式所携带的功率各为 $|E_a(z)|^2$ 和 $|E_b(z)|^2$。由功率守恒条件可得

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}(|E_a(z)|^2+|E_b(z)|^2)=0 \tag{5.1-28}$$

利用以上条件，得到耦合波方程的解

$$E_a(z)=E_{b0}\frac{K}{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}}\exp(-\mathrm{i}\Delta kz)\sin\{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z\} \tag{5.1-29}$$

$$E_b(z)=E_{b0}\exp(-\mathrm{i}\Delta kz)\left\{\cos\{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z\}-\mathrm{i}\cdot\frac{\Delta k}{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}}\sin\{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z\}\right\} \tag{5.1-30}$$

光波导 a 和光波导 b 中的光功率为

$$P_a(z)=P_{a0}\frac{K^2}{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}}\sin^2\{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z\} \tag{5.1-31}$$

$$P_b(z)=P_{b0}\left\{1-\frac{K^2}{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}}\sin^2\{[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z\}\right\} \tag{5.1-32}$$

由式(5.1-31)可知，当 $[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}z=\pi/2$ 时，$P_a(z)$ 功率达到最大值，即两个导模之间实现最大的功率转换。这个距离定义为耦合长度，用 L_c 表示，表达式为

$$L_c=\frac{\pi}{2[K^2+(\Delta k)^2]^{1/2}} \tag{5.1-33}$$

当 k_a-k_b 微小时，$z=L_c$ 处 $E_a(z)$ 最大，而 $E_b(z)$ 的模值很小，即光功率由光波导 b 几乎完全转换到光波导 a 中，k_a-k_b 越小，转换越完全。

当 $k_a=k_b$ 时，即两个光波导的传播常数相同时，在 $z=L_c$ 处实现功率的完全转换。通常把条件 $k_a=k_b$ 称为相位匹配条件。在相位匹配条件下，即 $\Delta k=0$，有

$$E_a(z)=\sin(Kz) \tag{5.1-34}$$

$$E_b(z)=\cos(Kz) \tag{5.1-35}$$

由式(5.1-33)可知，相应的耦合长度为

$$L_c=\frac{\pi}{2K} \tag{5.1-36}$$

式(5.1-34)及式(5.1-35)说明，在相位匹配情况下，两个光波导中的导模周期性地进行功率的完全转换，沿传播方向的周期等于耦合长度 L_c。

图 5-1 表示两个同方向耦合模之间的功率交换。图 5-1(a)为相位匹配情况($\Delta k=0$),功率完全交换,图 5-1(b)为相位失配情况($\Delta k \gg K$),不能实现完全交换。

在相位匹配条件下,传输距离为 $L=\pi/2K$ 时,能量完全从光波导 b 中传输到光波导 a 中,也就是光波导 b 的输入能量在 $z=L$ 处完全转换到光波导 a 中,如图 5-1(a)所示。

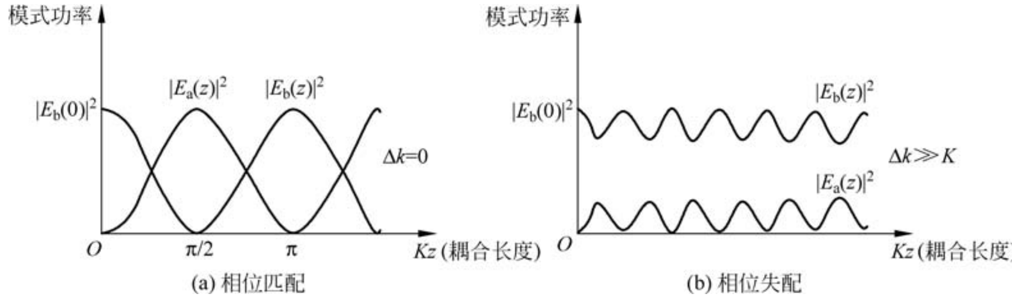

图 5-1 同方向耦合模之间的功率的交换

由此可见,定向耦合器的耦合区长度仅取决于耦合系数 K。耦合系数越大,能量完全转移所需耦合长度越小,器件尺寸越小。事实上,对于耦合器而言,很难使两条光波导完全相同,即做到 $\Delta k=0$ 是十分困难的。由式(5.1-31)可知,当 $L=\pi/2K$ 时,若相位失配因子 $\Delta k=\sqrt{3}K$,则光波导 a 中传输的光功率为零。因此,要想制作高性能的耦合器,必须要使相位失配因子尽可能小。

根据以上分析可知,两个耦合光波导可以通过耦合长度的不同,实现完全交叉态(从 b 传输到 a)传输或者完全直通态(从 b 传输到 b)传输。

在相位失配,即 $\Delta k \neq 0$ 条件下,由式(5.1-31)可知,最大能量转换效率为

$$\eta=\frac{P_a(z)}{P_{a0}}=\frac{K^2}{\sqrt{K^2+(\Delta k)^2}} \tag{5.1-37}$$

相位失配条件下,a 和 b 之间光波的能量转换关系如图 5-1(b)所示。

如果利用强外场造成的某种效应,使 Δk 足够大,以至于在光波导中原应有 100% 能量输出的长度处完全没有能量输出,即光波导被“截止”,从而使光波导中的传输由“开”变为“关”,这是光波导开关的一种工作原理。

2. 相反方向耦合

设两个导波模式 a、b 具有相同的传播常数,其中正向波(入射波)b 沿着 z 的正方向传输,反向波 a(反射波)沿着 z 的负方向传输。仍假设光波导无损耗,当光波导的两个导模沿相反方向传播时,可以把它们的场分量分别表示为

$$\frac{dE_a}{dz}=iKE_a\exp(+i2\Delta kz) \tag{5.1-38}$$

$$\frac{dE_b}{dz}=iK^*E_b\exp(-i2\Delta kz) \tag{5.1-39}$$

式中,$K=|K|=|K^*|$。

设在 $z=0$ 处只有入射波存在单模(b)传播,微扰发生在耦合区域 $0\leqslant z\leqslant L$ 内,初始条件仍为 $E_b(0)=E_{b0}$,$E_a(0)=0$。根据总的功率守恒条件

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}z}(|E_a|^2-|E_b|^2)=0 \tag{5.1-40}$$

由式(5.1-38)和式(5.1-39)可得

$$E_a(z)=\frac{\mathrm{i}K\sinh[K_c(z-L)]}{\Delta k\sinh(K_cL)+\mathrm{i}K_c\cosh(K_cL)}\exp(-\mathrm{i}\Delta kz) \tag{5.1-41}$$

$$E_b(z)=\frac{\Delta k\sinh[K_c(z-L)]+\mathrm{i}K_c\cosh[K_c(z-L)]}{\Delta k\sinh(K_cL)+\mathrm{i}K_c\cosh(K_cL)}\exp(-\mathrm{i}\Delta kz) \tag{5.1-42}$$

式中,$K_c=\sqrt{K^2-(\Delta k)^2}$,$\sinh(x)=[\exp(x)-\exp(-x)]/2$ 称为双曲正弦函数,$\cosh(x)=[\exp(x)+\exp(-x)]/2$ 称为双曲余弦函数。当入射波与反射波相位匹配($\Delta k=0$)时,两波振幅的表达式为

$$E_a(z)=\frac{\sinh[K(z-L)]}{\cosh(KL)}E_{b0} \tag{5.1-43}$$

$$E_b(z)=\frac{\cosh[K(z-L)]}{\cosh(KL)}E_{b0} \tag{5.1-44}$$

由上两式可见,后退波的功率(与$|E_a(z)|^2$ 成正比)在 $z=L$ 处为零,z 渐减至 $z=0$ 时渐增至最大值;反之,前进波的功率(与$|E_b(z)|^2$ 成正比)在 $z=0$ 处最大,z 渐增至 $z=L$ 时渐减到零。这表示,由于耦合作用,前进波不断把功率转移给后退波,使后退波功率逐渐增大。相反方向耦合时两个导模的功率分布如图 5-2(a)所示。由图可以看出,表达式(5.1-43)和式(5.1-44)中的 $\sinh(X)$和 $\cosh(X)$函数中的因子 $X[X=K(z-L)]$足够大时,耦合区的入射波能量接近于呈 e 指数下降,即入射波的能量被反射成为反向传输的反射光波导波模式 a。

若把后退波作为入射波,前进波作为反射波,则可把 $z=0$ 处反射波与入射波的功率之比定义为反射率。可见在相位匹配条件下,反射率为

$$R=\frac{|E_a(0)|^2}{|E_b(0)|^2}=\tanh(KL) \tag{5.1-45}$$

由上式可见,只要微扰区域的长度 L 足够大,反射率接近于 1。显然,如果相位失配($\Delta k=0$),反射率就要减小。

相反方向耦合的一种重要情形是周期性光波导,如图 5-2(b)所示。它是一个有周期性结构的光波导,周期为 d。光波导层厚度的周期变化导致了该段光波导等效折射率的周期变化。在每一个厚度变化处都会产生光反射,这些反射光之间还会产生干涉。

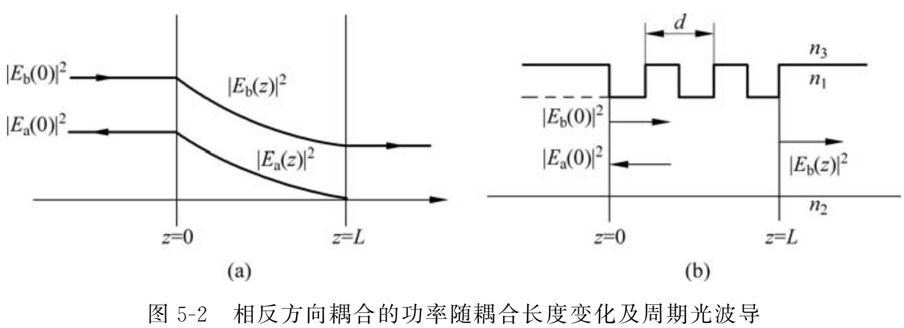

图 5-2 相反方向耦合的功率随耦合长度变化及周期光波导

模耦合的相位匹配条件,决定了这种反射的特殊频率选择性能。只有工作波长与结构的周期满足

$$2\Delta k = |k_a| + |k_b| - m\frac{2\pi}{d} = 0 \qquad (m = 1, 2, 3, \cdots) \tag{5.1-46}$$

才能有效地发生反射。这种频率选择反射广泛应用于分布反馈式和布拉格反射器半导体激光器中。

本节讲述了光波导耦合的基本理论,要点归纳于表 5-1 中。

表 5-1 光波导耦合的基本理论

模式耦合方程	$\frac{dE_a}{dz} = ik_a E_a + K_{ab} E_b$; $\frac{dE_b}{dz} = ik_b E_b + K_{ba} E_a$
相同方向耦合方程	$\frac{dE_a}{dz} = iK_{ab} E_b \exp[i(k_a - k_b)z] + iC_a E_a$; $\frac{dE_b}{dz} = iK_{ba} E_a \exp[i(k_b - k_a)z] - iC_b E_b$
相反方向耦合方程	$\frac{dE_a}{dz} = iKE_a \exp(+i2\Delta kz)$; $\frac{dE_b}{dz} = iK^* E_b \exp(-i2\Delta kz)$

5.2 导模与辐射模之间的耦合

导模与辐射模之间的耦合在导波光学系统中有着广泛的应用。一方面,利用辐射模与导模之间的耦合,可以激励起光波导内的导波模式;为了获得所需的输出光束,还必须将导模耦合成为辐射模输出。另一方面,由于光波导的不规则或不连续性而存在的微扰,使导模与辐射模耦合时,能量有可能耦合到辐射模而成为辐射损耗。为了了解光波导的缺陷状况,需测量因导模耦合到辐射模而引起的损耗,这也需要研究导模通过辐射模输出的耦合。本节将重点分析导模与辐射模的输入和输出耦合。

5.2.1 导模与辐射模耦合分析

为了使问题简化,假设只有一个正向传输的 m 阶导模与输入光的某一个光波模及辐射模之间存在有效的功率耦合,而忽略这个导模与其他导模的耦合,以及输入光波模与辐射模之间的耦合。光波导的 m 阶导模与传播常数为 k_r 的正向传输及反向传输的辐射模之间的耦合振幅方程可写为

$$\frac{dE_r^+}{dz} = -iK_{rm}E_m \exp[i(k_r - k_m)z] \tag{5.2-1}$$

$$\frac{dE_r^-}{dz} = iK_{rm}E_m \exp[-i(k_r + k_m)z] \tag{5.2-2}$$

假设输入的光波具有单一的传播常数 k_i,光波导的 m 阶导模与输入光波模之间的耦合模方程可写为

$$\frac{dE_i^+}{dz} = -iK_{im}E_m \exp[i(k_i - k_m)z] \tag{5.2-3}$$

$$\frac{dE_i^-}{dz} = iK_{im}E_m \exp[-i(k_i + k_m)z] \tag{5.2-4}$$

当输入光波模存在时，光波导的导模同时与输入光波模和光波导的一系列辐射模存在耦合，其耦合模方程则为

$$\frac{dE_m^+}{dz}=-iK_{im}\{E_i^+\exp[i(k_i-k_m)z]+E_i^-\exp[-i(k_i-k_m)z]\}-$$
$$i\int_0^{k_{rt}}K_{rm}E_r^+\exp[-i(k_i-k_m)z]+K_{rm}E_r^-\exp[i(k_i+k_m)z]dk \quad (5.2\text{-}5)$$

式中，E_m，E_r，E_i 是导模、辐射模和输入光波模的振幅；+，−是正向和反向传输；k_{rt} 是辐射模传播常数的上限。

5.2.2 输出耦合

在没有输入光波的情形下，只有光波导的导模与其辐射模之间的耦合。在耦合的扰动光波导系统中，导模与辐射模之间的耦合系数可能与传输距离 z 有关。导波模式与辐射模之间的耦合系数可写成如下形式

$$K_{rm}=C_{rm}f(z) \quad (5.2\text{-}6)$$

式中，C_{rm} 是一个与 z 无关的因子，而 $f(z)$是模式耦合的扰动函数，与光波导系统的耦合结构有关。假设在耦合或扰动区域内，微扰引起的 $E_m(z)$变化很小，则由式(5.2-1)和式(5.2-2)得到

$$E_r^+(L)=-i\sqrt{L}E_mF(k_m-k_r)C_{rm} \quad (5.2\text{-}7)$$

$$E_r^-(0)=-i\sqrt{L}E_mF(k_m+k_r)C_{rm} \quad (5.2\text{-}8)$$

式中

$$F(k_m\mp k_r)=\frac{1}{\sqrt{L}}\int_0^L f(z)\exp[-i(k_m\mp k_r)z]dz \quad (5.2\text{-}9)$$

由此可见，仅当扰动函数 $f(z)$含有空间频率为 k_m 的傅里叶(Fourier)分量时，才能使 m 阶导模向着对应的辐射模有效地转移功率。

对所有辐射模在涉及的空间频率范围求和，在扰动区域内，m 阶导模转移到辐射模的总功率为

$$P=\int_0^{k_{rt}}(|E_r^+(L)|^2+|E_r^-(0)|^2)dk \quad (5.2\text{-}10)$$

根据式(5.2-7)、式(5.2-8)和式(5.2-10)可以进一步求出 m 阶导模振幅的表达式

$$E_m(z)=\exp(-\alpha z) \quad (5.2\text{-}11)$$

式中，α 是耦合输出导致的振幅衰减系数，且

$$\alpha=\frac{1}{2}\int_{-k_{rt}}^{k_{rt}}|C_{rm}|^2\cdot|F(k_m-k_r)|^2dk \quad (5.2\text{-}12)$$

5.2.3 输入耦合

当有输入光波时，光波导的 m 阶导模从输入场接收能量的同时又向辐射模输出能量。利用光波导输出情况下得到的式(5.2-11)将耦合振幅方程(5.2-3)和式(5.2-5)近似简化为

$$\frac{dE_i}{dz}=-iK_{im}E_m\exp[i(k_i-k_m)z] \quad (5.2\text{-}13)$$

$$\frac{\mathrm{d}E_m}{\mathrm{d}z}=-\mathrm{i}K_{im}^{*}E_i\exp[-\mathrm{i}(k_i-k_m)z]-\alpha E_m \tag{5.2-14}$$

式中,K_{im} 是入射光波模与导波模式之间的耦合系数。

$$K_{im}=C_{im}f(z) \tag{5.2-15}$$

光波导扰动函数 $f(z)$,可按傅里叶级数展开并含有许多个傅里叶分量

$$f(z)=\sum_n f_n\exp(\mathrm{i}k_n z) \tag{5.2-16}$$

如果扰动函数 $f(z)$的第 N 阶傅里叶分量的空间频率使 m 阶导模与输入光波模的相位匹配,即

$$k_m-k_i=Nk_n \tag{5.2-17}$$

则在 m 阶导模的能量输入过程中,N 阶傅里叶分量起主导作用,通过其他傅里叶分量输入能量的过程可以忽略。在这种情况下,如果 E_i 在微扰区域内($0\leqslant z\leqslant L$)的变化很慢以至于可以视为常量,在相位匹配条件下,近似求解微分方程式(5.2-14)可以得到

$$E_m(z)=-\mathrm{i}\frac{C_{im}E_if_N}{\alpha}[1-\exp(-\alpha z)] \tag{5.2-18}$$

由式(5.2-18)可以看出,m 阶导模的振幅随 z 的增加从 0 单调地上升到最大值,从而实现了输入光到光波导的耦合。

本节讲述了导模与辐射模之间耦合基本理论,要点归纳于表 5-2 中。

表 5-2 导模与辐射模之间耦合基本理论

输出耦合	$E_m(z)=\exp(-\alpha z)$
输入耦合	$E_m(z)=-\mathrm{i}\frac{C_{im}E_if_N}{\alpha}[1-\exp(-\alpha z)]$

5.3 棱镜耦合器

棱镜耦合法是利用高折射率材料制成的棱镜,实现入射光波与光波导的导波模式之间的耦合,从而激励起光导波中导波模式的一种方法。在 20 世纪 70 年代初,田炳耕(Tien)及乌尔里希(Ulrich)曾对棱镜激发光波导模式的问题做过比较完善的理论和实验研究工作。棱镜耦合法在集成光学中是一种很重要的激励导模的方法。本节将着重讨论棱镜耦合器的工作原理和实验装置。

5.3.1 棱镜耦合器的工作原理

应用棱镜既可以将空间光束从光波导表面一侧耦合进光波导,也可以将光波导中的导波光耦合到自由空间,棱镜-平面光波导耦合器的结构如图 5-3 所示。

用夹具将一高折射率的棱镜压在平面光波导上,棱镜底部与薄膜表面之间有一很窄的空气间隙(或折射率匹配液),构成棱镜-光波导耦合系统。图 5-3 表示这一系统的剖面结构,n_3,n_0,n_1,n_2 分别为棱镜、间隙、薄膜和衬底的折射率,它们的关系为 $n_3>n_1>n_2>n_0$;h 为光波导层厚度,d 为间隙高度,θ 为激光束对棱镜底面的入射角,θ'为入射到棱镜的

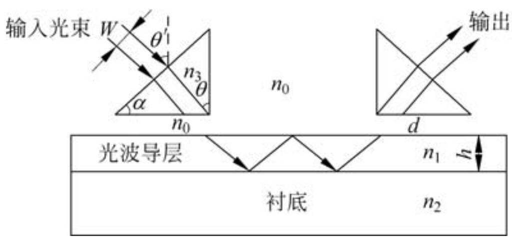

图 5-3 棱镜-平面光波导耦合的结构示意图

光束与光波导层的夹角，α 为棱镜的顶角。

棱镜中传输的光波模是连续谱，所以可以将它视作棱镜-光波导系统的辐射模，因此，棱镜输入输出问题可以看成光波导中的辐射模与导模之间的耦合问题，可以采用 5.2 节中介绍的光波导模式耦合方程来分析。

若棱镜与光波导相距很远，则棱镜中传输的光作为辐射模将不会与光波导中的导波模式发生相互耦合。但当棱镜与光波导相互接近，其间隙变得足够小时，辐射模将与导模产生耦合。当入射到棱镜底的激光束，其入射角大于全反射临界角，即

$$\theta > \theta_c = \arcsin(n_0/n_3) \tag{5.3-1}$$

此时，在间隙中就会产生倏逝波场，它可以渗透到光波导层中以激起平面光波导的导模，构成光束输入，也就是棱镜中的输入光波，通过辐射模与导模之间的耦合作用，把能量转移到光波导的导模中，此时称为输入耦合；反过来，光波导层的导模也在间隙中产生倏逝波场，渗透到棱镜中，构成光束输出，此时，光波导中的导模与棱镜之间耦合，把能量引出光波导，称为输出耦合。这里，光束输入和输出的耦合过程，都是依赖光学隧道效应进行的。

下面分析实现有效的耦合应满足的条件。首要的条件是：在光波沿光波导传输的 z 方向上，棱镜中光波波矢的 z 分量应该和光波导中光波波矢的 z 分量，即光波导导模的传播常数 k_z 相等。这就是相位匹配的条件。这个条件可写成

$$k_z = k_0 n_3 \sin\theta \tag{5.3-2}$$

式中，k_z 是入射角 θ 的函数。这就是说，对于给定波长的入射光束，只要改变入射角 θ，使得光波导中的某个导波模式的传输常数等于式(5.3-2)中给出的值时，到达光波导层的倏逝波与导模之间的耦合将达到相位匹配，使耦合强度足够大，可以在光波导中激励起该模式的导波光。这时入射光束的功率就会向导波功率转移，此时的棱镜底面反射便不再是全反射。

根据图中的几何关系和折射定律可以得到

$$n_0 \sin(\theta' - \alpha) = n_3 \sin(\theta - \alpha) \tag{5.3-3}$$

通过上式，可以得到光束入射到棱镜的角度。

为了保证耦合的效果，提高能量交换，必须根据耦合强度来调节沿耦合边界的长度，根据前面的分析可知，若相互作用(沿 z 方向)的长度 L 满足关系：

$$L = \frac{\pi}{2K} \tag{5.3-4}$$

就发生完全的能量交换，这里 K 是辐射模与导模之间的耦合系数，由图 5-3 可以看出，耦合长度 L 取决于光束的宽度 W，即

$$L = \frac{W}{\cos\theta} \tag{5.3-5}$$

因此,要实现辐射模—导模之间完全的能量交换,耦合系数 K 值应为

$$K=\frac{\pi\cos\theta}{2W} \tag{5.3-6}$$

若 θ 和 W 都已确定,调节间隙的厚度就可以得到上式所要求的 K 值。也就是说,如果入射光束全部限定在 W 的有效宽度内,而且没有散射等损失,在适当的耦合系数之下,原则上可能实现 100%耦合。实际上,入射光束是不可能被完全限定在 W 宽度内的。

具体计算表明,棱镜与光波导之间的耦合系数是很小的,虽然如此,棱镜耦合器的效率仍可以大于 80%。为了解释这一点,分析当满足相位匹配条件时,由棱镜入射的光波如何在光波导内激发起一系列相互加强的子波,因而在光波导内很快地建立起足够强度的导波。如图 5-4 所示,把棱镜中的光波称为 E_i 波,在光波导各处因波激励产生的各子波称为 E_{it} 波。

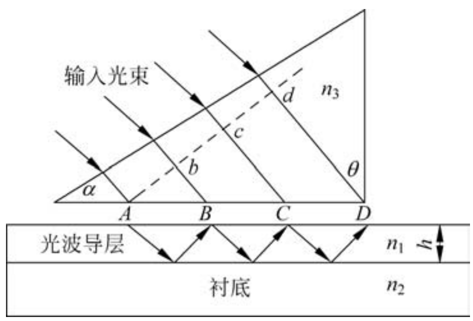

图 5-4 棱镜-平面光波导耦合光线传输示意图

过 A 点作垂直于入射光束的虚线,表示入射光波的一个等相位面,交其他光线于 b, c, d。B 点处的光波 E_{Bt} 是由点 b 处的 E_i 波直接激励产生的直接波和由点 A 处的 E_i 波激励后在光波导内经过一个锯齿形路径传播到点 B 处的光波的叠加。点 B 与点 A 间接波的相位差为

$$\delta_{AB}=k_z\cdot l \tag{5.3-7}$$

式中,l 是点 A 和点 B 之间的距离。点 B 与点 b 直接波的相位之差

$$\delta_{bB}=k_0 n_3 l\sin\theta \tag{5.3-8}$$

根据式(5.3-2),在相位匹配的条件下,$n_3k_0\sin\theta=k_z$。因此,点 B 处的直接波和间接波具有相同的位相,因而它们相互加强。同样的道理,点 C 和点 D 处的直接波和间接波也因为相位匹配而相互加强。以此类推,通常在棱镜耦合器中有近百个这样的锯齿,因此,相干加强作用就能很快地在光波导中激发起足够强度的导波。由于这个原因,相位匹配条件在这里也叫作同步条件。用于激发各种不同导波模式的入射角 θ 称为同步角。

为了提高耦合效率,光束的右边缘必须精确地与棱镜直角尖部位置重合,如图 5-4 所示。如果光束边缘在棱镜直角尖的外面即右边,将有一部分入射光能量直接被棱镜反射;如果光束边缘在棱镜直角尖的左边,耦合进入光波导的部分能量可能被再次耦合而返回棱镜。

如果光波导中有多个模式传播,利用棱镜耦合器耦合输出的每一个模式,将对应不同的出射角;根据这一特性,可利用棱镜耦合器分析多模光波导中的各个导波模式对应的能量。

棱镜耦合器的输出耦合效率可能达到100%。

5.3.2 棱镜耦合实验装置及特点

1. 棱镜耦合的装置

利用棱镜耦合器进行耦合实验时,棱镜的底面与底棱必须经过特别精细的研磨,而且在使用前必须将棱镜底面和光波导表面彻底清洗。为了能将光束的入射角调整到最佳的位置,必须将光波导和棱镜固定在三维精细微动旋转工作台上。对于条形光波导,必须将入射光束的横向宽度用聚焦透镜聚焦到与光波导宽度相同的尺寸。在光波导与棱镜间隙 d 小于 $1\mu m$ 的状态下,可以在棱镜的底面上看到比较粗的干涉条纹。如果 d 比较大,耦合会变得比较弱,此时调整棱镜和光波导的位置以及光束的入射角,以激励起所需要的导波模式。如图5-5所示为棱镜耦合实验装置示意图。

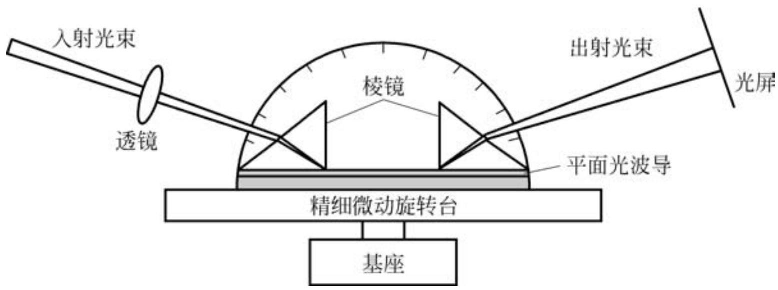

图5-5 棱镜耦合实验装置示意图

对于是否激励起了导波模式,通常需要使用输出棱镜将导波模式再次引出到光波导的外部。把输出光束投影到光屏上,观察被激励起的导波模式的 m 线(随着与光波导逐渐远离,可观察到弯曲程度逐渐变缓、亮度逐渐减弱的条纹,这些条纹被称为 m 线)。如果入射角正好与 m 阶模的入射角相匹配,则第 m 阶导模耦合最强,对应的第 m 条亮线也将最亮。改变入射光束的入射角,就改变了从棱镜来的辐射模的入射角,从而激励起不同阶的导波模式。这样,m 线中各条谱线将随入射角的改变而依次变为最亮。因为基模光波传播方向与光波导中心平面的夹角最小,由此可确定出导模的准确阶数。

如果用感光器件对 m 线光谱的强度进行测量,就可以定量地知道激励光的相对强度。如果能够确认激励起了所需要的模,就可以调整光束的入射位置和间隙 d,以便获得最高的激励效率。d 的调整可以通过微调光波导与棱镜之间的相对位置,来改变它们中间的介质间隙,但必须注意光波导与棱镜之间不要相互产生压力。

为了便于进行耦合操作,除了采用上面介绍的耦合实验装置外,还可以在棱镜与光波导表面间滴入匹配液,这有利于提高耦合效率。水、甘油、二碘甲烷等都可以作为匹配液使用。

2. 棱镜耦合的优缺点

棱镜耦合的优点:

(1) 在最佳条件下可以得到很高的耦合效率(输入耦合效率约为80%,输出耦合效率约为100%)。

(2) 可以从所有导波模式中任选一种进行激励。

(3) 不仅适用于平面光波导，在条形光波导的情况下也可以高效率地使用。

(4) 棱镜位置可即可离，能够在实验过程中调整，以实现最大耦合强度。

棱镜耦合的缺点：

(1) 棱镜与光波导间隙以及入射光束的位置需要进行精心调整，缺乏稳定性。

(2) 棱镜耦合器所用的材料除应满足 $n_3>n_1$ 外，还要求对所用的光波长透明，即对入射光无显著地吸收与散射。表 5-3 列出了常用的棱镜耦合器材料。

(3) 由于棱镜耦合器入射光必须高度对准，很难用半导体激光器作为激励源。这是因为半导体激光器输出光束在水平方向有 5°～10°的发散角，在垂直方向有 15°～30°的发散角，因此，利用半导体激光器作光源时必须采用光束整形和准直的装置。

表 5-3 常用的棱镜耦合器材料

棱镜材料	折射率(633nm)	适用波长范围	对应的光波导材料
TaFD-16	2.009	可见光～近红外光	玻璃、聚合物材料
TiO_2	$n_o=2.584$, $n_e=2.872$	可见光～近红外光	$LiNbO_3$、$LiTaO_3$、ZnO、Si_3N_4
GaP	3.314	红光～近红外光	硫化物玻璃
GaAs	3.6(900nm)	近红外光	GaAlAs

棱镜耦合法由于使用方便，灵活性强，在实验室中应用广泛。但其必须有一个提供稳定机械应力的装置来调整棱镜与光波导间的缝隙，因振动和温度变化所引起的不稳定性不可避免，因此，很难在实际中进行应用。

上面的棱镜-光波导相互耦合的装置说明了光束由棱镜通过耦合作用进入光波导的过程。显然，反过来，也可用这一装置说明由光波导出射到棱镜的过程。

本节讲述了棱镜耦合的原理、实验装置和优缺点，要点归纳于表 5-4 中。

表 5-4 棱镜耦合

棱镜耦合原理	利用高折射率材料制成的棱镜，实现入射光波与光波导的导波模式之间的耦合，从而激励起光导波中导波模式
棱镜耦合的优点	①在最佳条件下可以得到很高的耦合效率；②可以从所有导波模式中任选一种进行激励；③不仅适用于平面光波导，在条形光波导的情况下也可以高效率地使用；④棱镜位置可即可离，能够在实验过程中调整，以实现最大耦合强度
棱镜耦合的缺点	①棱镜与光波导间隙以及入射光束的位置需要进行精心调整，缺乏稳定性；②棱镜耦合器所用的材料应对入射光无显著吸收与散射；③由于棱镜耦合器入射光必须高度对准，很难用半导体激光器作为激励源

5.4 光栅耦合器

除了用棱镜耦合器外，为了把光束耦合入光波导和耦合出光波导，还可以使用光栅耦合器。光栅耦合器的功能与棱镜耦合器的功能类似，用于实现自由空间与平面介质光波导之间的耦合。不同的是，棱镜和间隙介质被光栅薄膜所代替。

光栅耦合器是很有实用价值的光束耦合器。光栅耦合器具有平面结构，适于批量生产，可使元件小型化，便于集成化。本节将介绍光栅耦合器的工作原理，光栅耦合形成导波的条

件以及光栅的制作方法。

5.4.1 光栅耦合器的工作原理

光栅耦合器的结构如图 5-6 所示，图中光波导层和覆盖层的交界面处制成周期性光栅结构，光栅周期为 d。

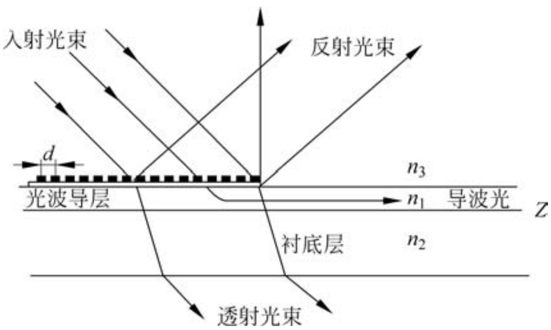

图 5-6 光栅耦合器的结构示意图

当光波导中的传输模式通过光栅区域时，在该区域就激发起辐射模式(亦称衍射场)，这就构成输出耦合。导模通过衍射光束将光能传输到衬底层或覆盖层；反过来，由衬底层或覆盖层照射到光栅的激光束，也可以把能量有效地耦合入光波导，激励产生光波导中的导模。因此，和棱镜耦合器相似，光栅耦合器可以用做输出耦合器或输入耦合器。

具有光栅的光波导是一个有周期结构的传输系统。这种传输系统中的一个稳态简谐电磁波模式，根据弗洛凯(Floquet)定理可以表述为

$$E(x,y,z)=F(x,y,z)\exp(\mathrm{i}k_z z) \tag{5.4-1}$$

式中，$F(x,y,z)$是 z 的周期函数，其周期与光栅的周期相同，都是 d。周期函数 $F(x,y,z)$ 可以作傅里叶展开

$$F(x,y,z)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}E_m(x,y)\exp\left(\mathrm{i}m\frac{2\pi}{d}z\right) \tag{5.4-2}$$

将式(5.4-2)代入式(5.4-1)，可得

$$E(x,y,z)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}E_m(x,y)\exp\left[\mathrm{i}\left(k_z+m\frac{2\pi}{d}\right)z\right] \tag{5.4-3}$$

上式表明，由于光栅的周期性，在具有周期性结构的薄膜光波导中的导波模式沿 z 方向传播时，每一个基本传播模式的光波场都受到周期性的调制，相当于一系列的空间谐波，各次谐波的传播常数为

$$k_m=k_z+m\frac{2\pi}{d}\qquad(m=0,\pm1,\pm2,\cdots) \tag{5.4-4}$$

这些空间谐波分别以传输角 θ_{i} 和 θ_{t} 向空气一侧辐射或向衬底一侧辐射。根据表达式(5.4-4)有下式成立

$$n_3k_0\sin\theta_{\mathrm{i}}=n_2k_0\sin\theta_{\mathrm{t}}=k_z+m\frac{2\pi}{d} \tag{5.4-5}$$

由于光栅沿 z 方向长度比 x 方向大得多，因此，有关相互耦合波之间的相位匹配式(5.4-5)关注的主要是 z 方向能否得到满足。

因为光栅光波导中的导波模式的传播常数 $k_z > k_0 = 2\pi/\lambda_0$(式中,$\lambda_0$ 为光波在光栅上方区域的波长),而入射光束(从空气一侧入射)沿 z 方向的传播常数是 $k_0\sin\theta_i < k_0$,所以入射光束与 k_z 之间不能实现相位匹配。然而,因为式(5.4-4)中的 m 可以取负值,$|k_m|$可能比 k_z 小,并可能满足相位匹配条件

$$k_m = k_0 \sin\theta_i \tag{5.4-6}$$

当 m、d、λ_0 和入射角 θ_i 选取适当的值时,能满足相位匹配条件式(5.4-6)。

以上的叙述说明,自由空间的入射光束能与光栅区的导波的空间谐波之一满足相位匹配条件。由于一个导波模式的全部空间谐波是互相联系的,共同构成光栅光波导的表面波场,所以,从自由空间光束耦合进入光栅光波导模的任一空间谐波的能量,最终都被耦合进作为空间谐波基波($m=0$)的光栅导波模式,并从左向右传播通过光栅区。这一空间谐波的基波便代表了熟知的光栅薄膜表面波,并进一步耦合到无光栅的光波导区形成光波导的一个导波模式。

因此,如果选择合适的入射角,光栅耦合器能将自由空间入射光能量选择性地转移到光波导的导波模式。

5.4.2 光栅耦合形成导波的条件

用 n_1、n_2、n_3 分别表示光波导层、衬底层和覆盖层的折射率,E_1 和 E_3 分别表示光波导中的传输模式和在覆盖层中激起的模式的电场分布:

$$E_1(x,y,z,t) = E_1(x,y)\cdot\exp[\mathrm{i}(k_1 z - \omega t)] \tag{5.4-7}$$

$$E_3(x,y,z,t) = E_3(x,y)\cdot\exp[\mathrm{i}(k_3 z - \omega t)] \tag{5.4-8}$$

用 $\Delta n^2(x,y,z)$表示因光栅区域的存在而导致的折射率平方的周期性微扰,$n^2(x,y,z)$表示没有光栅时(未受到微扰)的折射率平方分布,则易见 E_1 导波在微扰介质内传播产生的微扰极化强度为

$$\Delta P = \varepsilon_0 \Delta n^2(x,y,z) E_1(x,y,z,t) \tag{5.4-9}$$

这个电极化场是一个激发源,它能够把能量馈送到辐射模 E_3 中,也就是说,它使 E_1 和 E_3 间发生了能量耦合,下面分析这种耦合作用得以实现的基本条件。

如果发生耦合,那么在介质中,单位体积内从电极化场流入 E_3 模式的功率为

$$p_{13} = E_3(x,y,z,t)\cdot\frac{\partial}{\partial t}\Delta P \tag{5.4-10}$$

在一个周期内耦合的平均功率密度为

$$\bar{p}_{13} = \frac{\omega}{2\pi}\int_0^T p_{13}\,\mathrm{d}t = \mathrm{Re}\left[\frac{1}{2}\omega\varepsilon_0\Delta n^2(x,y,z)\cdot E_1\cdot E_3^*\exp[\mathrm{i}(k_1-k_3)z]\right] \tag{5.4-11}$$

而由模式 E_1 流入模式 E_3 的总馈送平均功率可由下列积分求得

$$\begin{aligned}\bar{P}_{13} &= \iiint_V \bar{p}_{13}\,\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z \\ &= \iiint_V \mathrm{Re}\left[\frac{1}{2}\omega\varepsilon_0\Delta n^2(x,y,z)\cdot E_1\cdot E_3^*\exp[\mathrm{i}(k_1-k_3)z]\right]\mathrm{d}x\,\mathrm{d}y\,\mathrm{d}z\end{aligned} \tag{5.4-12}$$

光栅是沿 z 方向作周期变化的,其周期为 d,因此,周期性微扰 $\Delta n^2(x,y,z)$可以沿 z 方向展开为傅里叶级数

$$\Delta n^2(x,y,z)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}a_m(x,y)\cdot\exp\left(\mathrm{i}m\frac{2\pi}{d}z\right) \tag{5.4-13}$$

式中，$a_m(x,y)$为 m 级谐波傅里叶展开系数。将式(5.4-13)代入式(5.4-12)中，可见，对 z 积分后级数中各项均与

$$a_m(x,y)=\int_M\exp\left[\mathrm{i}\left(k_1-k_3-m\frac{2\pi}{d}\right)z\right]\mathrm{d}z \tag{5.4-14}$$

成正比。由于 k_1,k_3 和 $2\pi/d$ 的数量级均与 $2\pi/\lambda$ 相同，因而被积函数 $\exp[\mathrm{i}(k_1-k_3+2\pi m/d)z]$是一个迅速变化的周期函数，而 $a_m(x,y)$为一微小量，故要使 $\bar{P}_{13}$ 有一定的数值，应该要求

$$k_1-k_3=m\cdot\frac{2\pi}{d}\qquad(m=\pm1,\pm2,\pm3,\cdots) \tag{5.4-15}$$

这就是 E_1 模式与 E_3 模式能发生有效耦合的条件。因 k_1 和 k_3 都是沿 z 方向的波矢分量，所以又称为纵向相位匹配条件。由式(5.4-14)、式(5.4-15)可以看出，有效的耦合只能发生在某一级谐波项上，而且还应该要求在该级谐波项上傅里叶展开系数 $a_1(x,y)$不等于零，以及

$$\iint_{-\infty}^{+\infty}a_1(x,y)E_1(x,y)E_3^*(x,y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y\neq0 \tag{5.4-16}$$

设 θ_i 表示光栅耦合器的入射角或辐射角，则纵向相位匹配条件式(5.4-15)可以写为

$$k_z-k_0n_3\cos\theta_\mathrm{i}=m\frac{2\pi}{d} \tag{5.4-17}$$

式中，$k_z=k_1$。上式可用来确定已给的光栅耦合器的入射角或辐射角 θ_i；如果给定 θ_i，则可由上式求出光栅耦合器应有的空间周期 d。

下面来分析入射光束以 θ_i 角入射到光波导光栅上时光栅所起的作用。若没有光栅，要使光束耦合入光波导之中成为导波，则相位匹配条件要求 $k_z=k_0n_3\sin\theta_\mathrm{i}$，而光波导中有导波的条件却是 $k_z>k_0n_3$，显然这两个条件不能同时满足，也就是说，没有光栅，不可能实现这种耦合。

当有光栅时，条件 $k_z>k_0n_3$ 及相位匹配条件式(5.4-17)是可以同时满足的，这就能实现光束与光波导之间的耦合。

当入射角为 θ_i 时，在光栅边界的场为

$$E_y=E_0\exp[\mathrm{i}(k_0n_3\sin\theta_\mathrm{i})z-(k_0n_3\cos\theta_\mathrm{i})x-\omega t] \tag{5.4-18}$$

分析光栅沟槽为正弦形的情况，这时有

$$x=\frac{1}{2}h\sin\left(\frac{2\pi}{d}z\right) \tag{5.4-19}$$

式中，h 是槽深。

将式(5.4-19)代入式(5.4-18)中，就可以得到边界上场傅里叶展开式。这里要用到贝塞耳函数的公式

$$\exp(\mathrm{i}z\cos\alpha)=J_0(z)+\sum_{m=1}^{+\infty}2i^mJ_m(z)\cos(n\alpha) \tag{5.4-20}$$

利用公式

$$J_{-m}(z)=(-1)^m J_m(z) \tag{5.4-21}$$

并取 $\alpha=\pi/2-\theta_i$，可把式(5.4-20)改写为

$$\exp(\mathrm{i}z\sin\theta_i)=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}(-1)^m\cdot J_m(z)\exp(\mathrm{i}m\theta_i) \tag{5.4-22}$$

利用式(5.4-22)，即得场的傅里叶展开式为

$$E_y=\sum_{m=-\infty}^{+\infty}(-1)^m J_m\left(\frac{1}{2}hk_0n_3\cos\theta_i\right)\times\exp\left\{\mathrm{i}\left[\left(k_0n_3\sin\theta_i+m\frac{2\pi}{d}\right)z-\omega t\right]\right\} \tag{5.4-23}$$

上式说明，光栅的作用是对入射光场加上一个周期性的调制，而这一组调制平面波就是被光栅衍射的波，根据式(5.4-23)，衍射波沿 z 方向的传播常数为

$$k_m=k_0n_3\sin\theta_i+\frac{2m\pi}{d}\qquad(m=0,\pm1,\pm2,\cdots) \tag{5.4-24}$$

上式表明，衍射波波矢的 z 分量等于入射波波矢 z 分量 $k_0n_3\sin\theta_i$ 与由光栅所供给的波矢的 z 分量 $2m\pi/d$ 这两个分量之和。

如果衍射波的传播常数 k_m 等于光波导的 γ 阶模式的传播常数，那么 m 阶衍射波就可以耦合入光波导而成为 γ 阶导波光；相反地，γ 阶光波导导模也可以反过来成为 m 阶衍射波而射出。这样，光栅耦合器的相位匹配条件就是

$$k_\gamma=k_0n_3\sin\theta_i+m\frac{2\pi}{d} \tag{5.4-25}$$

式中，γ 是导模的模阶数；m 是衍射波的模阶数。

光栅耦合器具有以下优点：

(1) 不受光波导材料折射率大小的限制。

(2) 可以选择所有导模中的任意一种进行激励。

(3) 可以与光波导集成，振动或外界环境的变化，不会改变耦合效率，稳定性好，体积小，价格便宜。

(4) 调整光束的入射位置时不需要特别严格的精度。

(5) 也可以在横向进行同样的耦合，因此，可以激励频宽或谱宽非常大的导波光。

因为光栅耦合具有这些优点，使得它不仅适用于试验阶段，在实用化的集成光路阶段也是一种被普遍看好的耦合方法。

光栅耦合器的主要缺点是，光栅耦合器难以达到棱镜耦合器那样高的耦合效率。这主要是因为光栅不能像棱镜一样实现全内反射式工作，特别是在输入耦合情况下，有相当一部分入射光能量常常由光波导透射而损耗在衬底内，而且入射光能量也会因为由光栅产生高阶衍射波而损耗掉。一般通过改变光栅的形状可以改善光栅耦合器的耦合效率。

然而，由于光栅耦合与入射光角度的高度相关性，光栅耦合器不能有效地用于发散光束的耦合。此外，光栅耦合器设计过程需要进行复杂的理论计算，而且制作比较困难；器件的参数在制作后无法进一步调整；对于条形光波导，光束截面的匹配比较困难。

5.4.3　光栅的制作方法

适当的光栅结构不仅可以用于光波导光输入耦合和输出耦合，在半导体激光器中周期性的光栅结构还可以用做激光器的内部分布反馈及分布布拉格反射器。因此，光栅作为组成集成光路的重要部件，掌握它的制作技术是必需的。平面光栅的制作一般常用干涉法和相位掩膜法。

1. 干涉法

通常利用分振幅和分波前双光束干涉曝光技术来制作薄膜光栅。分振幅双光束干涉法制作光栅示意图如图 5-7 所示。首先在具有光波导层的基片上旋转涂敷光刻胶，然后直接用干涉光束曝光。光刻胶被曝光后，可以用湿法蚀刻或离子束蚀刻获得所需的光栅图形。干涉光束通常是从一个紫外(ultraviolet，UV)激光器发出的波长为 λ 的单色光，经过分束镜分割成两束，两束光线用反射镜折返后会合相干，干涉图样经过光刻和蚀刻后产生了等效折射率的光栅。

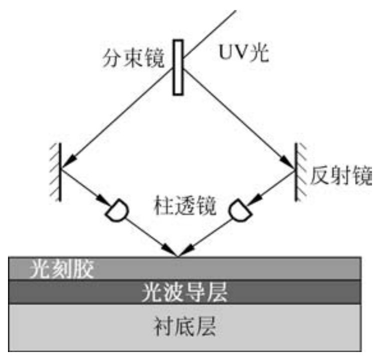

图 5-7　分振幅双光束干涉法制作光栅示意图

如果两光束以角度 2θ 在基片的光刻胶表面干涉，则光栅的周期 d 由下式决定

$$d=\frac{\lambda}{2\sin\theta} \tag{5.4-26}$$

可以看到，在波长一定的情况下，只要调节角度 θ，周期 d 就可以在很宽的范围内变化。d 决定了薄膜光栅工作的光波长范围，它可以比干涉光束的波长 λ 大很多。但是，根据表达式可以看出，难以获得周期小于 $\lambda/2$ 的光栅。

要想获得 d 较小的光栅，可以让干涉在折射率较大的介质中进行。将一个矩形棱镜放置在带有光刻胶的光波导基片表面，利用在棱镜底部光束干涉得到的光场的渐逝波曝光，获得的光栅周期为

$$d=\frac{\lambda}{2n\sin\theta} \tag{5.4-27}$$

式中，n 是棱镜的折射率。

分波前干涉法可以用棱镜或者洛埃镜。利用棱镜进行干涉制作光栅示意图如图 5-8 所示，它可以使用棱镜干涉法制作短周期光栅。在这个装置中，UV 光束在棱镜的输入面上通过折射而横向展宽。展宽的光束一分为二，一半光束在棱镜表面上发生全内反射，然后与另

一半光束在棱镜的输出面上产生干涉。放在此装置之前的柱透镜有助于沿着光波导形成干涉图样。

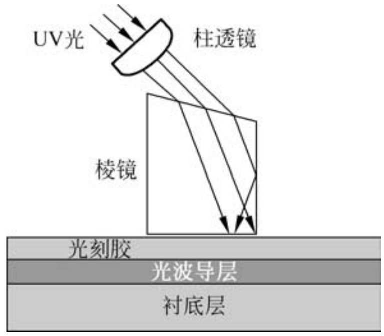

图 5-8　利用棱镜进行干涉制作光栅示意图

利用洛埃镜进行干涉制作光栅示意图如图 5-9 所示。这个干涉系统由一个非传导性的反射镜组成,用于将 UV 光束的一半反射之后与另一半光束产生干涉图样。

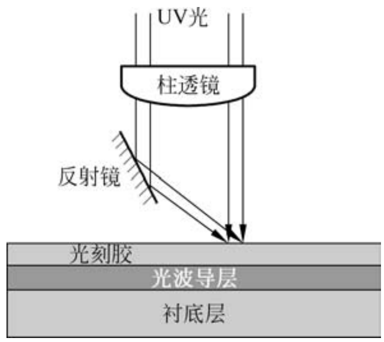

图 5-9　利用洛埃镜进行干涉制作光栅示意图

分波前干涉技术的一个重要优势在于仅使用一个光学器件,这大大降低了系统对机械振动的敏感度。它的缺点是光栅长度和布拉格(Bragg)波长的调谐范围受到限制。

2. 相位掩膜法

如图 5-10 所示,相位掩膜板(phase mask)是衍射光学元件,用于将入射光束一分为二,即+1 级和−1 级衍射光束,它们的光功率电平相等,两束激光相干涉并形成明暗相间的条纹。

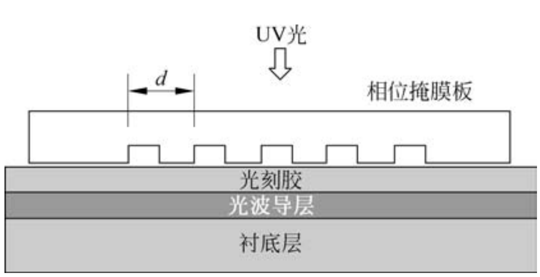

图 5-10　利用相位掩膜板制作光栅示意图

相位掩膜板是一个在石英衬底上刻制的相位光栅，它可以用电子束蚀刻结合反应离子束蚀刻技术制作。它具有抑制零级，增强一级衍射的功能。Bragg 光栅写入周期为掩膜周期的一半。这种成栅方法不依赖于入射光波长，只与相位掩膜的周期有关。因此，对光源的相干性要求不高，简化了光栅的制造系统。其主要缺点是不同 Bragg 波长要求不同的相位掩膜板，并且相位掩膜板的价钱较贵。用低相干光源和相位掩膜板来制作光栅的这种方法非常重要，并且相位掩膜与扫描曝光技术相结合还可以实现光栅耦合截面的控制，来制作特殊结构的光栅，该方法大大简化了光栅的制作过程，是目前写入光栅常用的一种方法。

当前，制作光栅光源有准分子激光器、窄线宽准分子激光器、倍频氩离子激光器和倍频染料激光器等。根据试验结果，窄线宽准分子激光器是目前用来制作光栅最为适宜的光源。典型的曝光光源为 248nmKrF 准分子激光、193nmArF 准分子激光和 244nm 倍频氩离子激光。

本节讲述了光栅耦合器的原理、结构和优缺点，同时介绍了光栅的制作方法，要点归纳于表 5-5 中。

表 5-5　光栅耦合器

光栅耦合	选择合适的入射角，光栅耦合器能将自由空间入射光能量选择性地转移到光波导的导波模式中
相位匹配条件	$k_\gamma = k_0 n_3 \sin\theta_i + m\dfrac{2\pi}{d}$
光栅耦合的优点	①可以选择所有导模中的任意一种进行激励；②可以与光波导集成，外界环境的变化不会改变耦合效率；③调整光束的入射位置时不需要特别严格的精度
光栅耦合的缺点	光栅耦合器难以达到棱镜耦合器那样高的耦合效率
光栅制作方法	平面光栅的制作一般常用干涉法和相位掩膜法

5.5　楔形光波导耦合器

有实际应用的另一种耦合器是楔形光波导耦合器。这种耦合器是把光波导一端制成楔形光波导区域而构成的。前两节所讲的棱镜耦合器和光栅耦合器即可用于输入耦合又可用于输出耦合，而楔形光波导耦合器通常用于输出耦合。图 5-11 为楔形光波导的输出耦合示意图。本节将介绍楔形光波导耦合器的工作原理和特点。

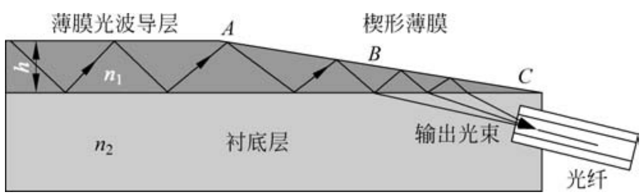

图 5-11　楔形光波导的输出耦合示意图

5.5.1 楔形光波导耦合器的工作原理

如图 5-11 所示，平面光波导的光波导层厚度 h 从 A 点开始逐渐减薄，直到 C 点处光波导层厚度减至零。导模从 A 点进入楔形光波导区域内传播时，当它传播到光波导层厚度等于该导模的截止厚度 B 点时，就开始转换成衬底模式并由衬底输出。从导模的锯齿形射线模型来看，进入楔形光波导区域的射线在上下界面之间每往返一次，它在下界面的入射角就减小 2α(α 是楔光波导的顶角)。这样，经过多次反射到达 B 点的光线在下界面的入射角等于全反射临界角 $\theta_c=\arcsin(n_2/n_1)$，光线就开始折射入衬底内。如果光波导与衬底的折射率差 n_1-n_2 远小于光波导与覆盖层的折射率差 n_1-n_3，则导模的光线还没有来得及折射入覆盖层(空气)以前，它的全部能量已在若干次反射后折射到衬底，所以当楔形光波导区域的顶角 α 很小时可以达到百分之百的输出耦合效率。还可以看出，到达截止厚度以后，折射入衬底的射线折射角是从 90°开始逐渐减小的，所以输出的光束有一发散角，顶角 α 越小，发散角也越小，而且输出光束的强度有一角分布，由零增至最大值后又减至零，楔的斜率越小，角分布就越尖锐，用射线理论的分析可清楚地说明这种特点。

5.5.2 楔形耦合模型

用锯齿形光线模型不难分析衬底输出光束的角分布。图 5-12 为截止点以外区域内的锯齿光线示意图，图中 a 为光波导下界面的截止点，这一点入射角 $\theta_i=\theta_c$，设入射到该点后入射光线经过下界面和上界面往返反射一次后到达 b 点，两次后到达 c 点，…，则在 b 点的入射角为 $\theta_c-2\alpha$，在 c 点的入射角为 $\theta_c-4\alpha$，…，各点的折射角 θ_t 可由折射定律 $n_1\sin\theta_i=n_2\sin\theta_t$ 逐个求得。

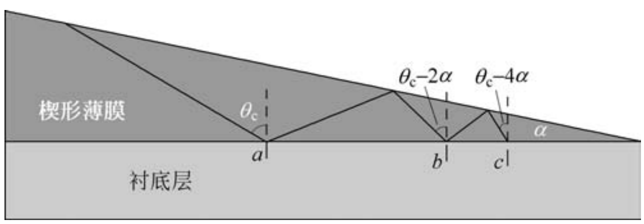

图 5-12　截止点以外区域内的锯齿形光线示意图

对于 TE 模来说，在截止点以外区域内的光功率

$$P=\frac{1}{2}E_{yi}H_{xi}\cdot\sin\theta_i\cdot\left(h+\frac{1}{p}\right)\times 2=n_1\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_{yi}^2\sin\theta_i\cdot\left(h+\frac{1}{p}\right)\tag{5.5-1}$$

其中，$p=\sqrt{k_z^2-k_0^2n_2^2}$，$h+1/p$ 为光波导的有效厚度，E_{yi} 是下界面的入射波电场振幅 H_{xi} 是入射波磁场振幅。设在光波导下界面上相邻两点的距离为 Δz，则通过这段距离折射进入衬底的光功率为

$$P_t=\frac{1}{2}n_2\sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}}E_{yt}^2\cos\theta_t\cdot\Delta z\tag{5.5-2}$$

式中，E_{yt} 为衬底中折射波的电场振幅。

楔形耦合器的最大优点是能将导波光引向衬底一侧，实现有效的输出耦合，适用于集成

光电探测。作为输出耦合器，输出光束的发散角较大，通常为 1°～20°。如果在衬底边缘辐射模的出射方向开孔，并插入光纤，可以实现光波导同光纤的耦合。但楔形耦合器很难实现有效的输入耦合。根据如图 5-11 所示的衬底辐射光束可以看出，这些光束很难汇聚于一点。因此，楔形耦合器如用于输入耦合，很难获得高的耦合效率。

本节讲述了楔形光波导耦合器的原理、结构和优缺点，要点归纳于表 5-6 中。

表 5-6　楔形光波导耦合器

楔形耦合器原理	把光波导一端制成楔形光波导区域而构成的，当光传播到光波导厚度等于该导模的截止厚度时，就开始转换成衬底模式并由衬底输出
楔形耦合的优点	楔形耦合器的最大优点是能将导波光引向衬底一侧，实现有效的输出耦合
楔形耦合的缺点	作为输出耦合器，输出光束的发散角较大，很难获得高的耦合效率

5.6　光波导耦合的其他方法

前面所讲的棱镜耦合、光栅耦合都是将光从光波导的侧面耦合进光波导，因此，这些耦合称为侧面耦合，又称为横向耦合。还有一类耦合是将光从光波导的端面耦合进光波导，这些耦合称为端面耦合，又称为纵向耦合。纵向耦合主要包括直接聚焦耦合和直接对接耦合。本节将讲解这两种耦合的基本原理。

5.6.1　直接聚焦耦合

利用透镜将激光束直接聚焦在光波导层的端面上，在光波导数值孔径以内的激光束就会在光波导层内传输，从而形成导模。

图 5-13 表示的是高斯型光束的纵向耦合，它是将透镜聚光后的光束从端面射入光波导。光波导既可以是平面光波导，也可以是条形光波导。在透镜焦平面上，光斑的直径为

$$D=\frac{0.61\lambda}{\mathrm{NA}} \tag{5.6-1}$$

式中，NA 是透镜的数值孔径，该数值孔径如果和光波导的数值孔径一致，光波就会耦合进入光波导中。光波导的数值孔径为

$$\mathrm{NA}=\sqrt{n_1^2-n_2^2} \tag{5.6-2}$$

光束能量转换成一预定表面波的能量，在目前情况下是通过由左面入射的光束的场与表面波的场匹配来实现的，该表面波的场沿 $z=0$ 的界面向右传播。尤其是 TE_0 基模的振幅具有类似高斯分布，因此，适当减少入射光束的宽度使它尽可能与表面的场相一致，就能实现所需要的场的匹配。

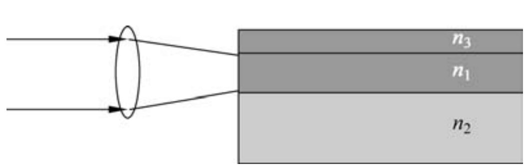

图 5-13　直接聚焦耦合示意图

理论上,如果入射波分布与被激励模分布相匹配,耦合效率接近100%。然而实际上,通常只能获得60%左右的耦合效率。一方面,只要入射光束的振幅分布于表面波场的形状有点不匹配,则能量会受到损失而变成不希望产生的高阶表面波模以及散射场即辐射模。另一方面,平面光波导的边界面(在 $z=0$ 处)不是完全平直和清洁的,因此,总会有相当大的损耗。此外,还由于导光薄膜的厚度只有 $1\mu m$ 的数量级,所以透镜和激光束需要极为严格的准直和相当灵敏的显微操作,由于这些限制条件,聚焦向耦合器只在几个有限的场合下得到使用。

5.6.2 直接对接耦合

对接耦合法结构简单,不存在棱镜耦合法和光栅耦合法对入射角的精密要求,但对准精度通常至少要达亚微米量级。其通过对有关结构和对接位置参数进行参数最优化设计,可能得到较高的耦合效率,因此,是一种比较有效的耦合方法。图5-14是半导体激光器与平面介质光波导的对接耦合示意图。

图5-14 半导体激光器与平面介质光波导的对接耦合示意图

由于光波导的光波导层厚度与激光器有源区的厚度相差较小,因此,激光器激励的基模场分布可以与 TE_0 导波模式实现良好的匹配。可见,利用对接耦合,可以很好地实现半导体激光器对平面介质光波导的激励。由于激光二极管的发射光束有发散的半角分布范围,因此,很难利用棱镜耦合、光栅耦合以及楔形耦合技术实现与平面光波导的耦合。而利用对接耦合,则可以很好地实现激光二极管与平面光波导之间的耦合。

半导体激光器端面与光波导端面在 x 方向上的位置偏差用 Δx 表示,假设光波导的光波导层厚度 h 小于激光器有源层厚度 d,且

$$|\Delta x| \leqslant (d-h)/2 \tag{5.6-3}$$

由于 Δx 所引起的耦合效率的下降可以用下式来表示

$$\eta=\frac{P}{P_{\mathrm{i}}}=\cos\left(\frac{\pi\Delta x}{d}\right) \tag{5.6-4}$$

式中,P 为光波导中传播的功率,P_{i} 为 $\Delta x=0$ 时的耦合功率。由此可见,光波导与激光器之间的横向偏差越大,耦合效率越低。此外,激光器与光波导之间 z 方向的距离也极大地影响了耦合效率,激光器与光波导间距离越近,耦合效率越高;反之则耦合效率越低。

本节讲述了聚焦耦合和对接耦合的原理、结构和优缺点,要点归纳于表5-7中。

表5-7 聚焦耦合和对接耦合

聚焦耦合	利用透镜将激光束直接聚焦在光波导层的端面上
对接耦合	将半导体激光器与平面介质光波导直接对接

小结 5

本章主要介绍把光束能量转换成由介质薄膜引导的一个模或多个模的器件，这些器件通称光束耦合器，它们的工作原理、性质和设计问题则构成了本章的主题。

为了实现把激光束转换成表面波及其相反的转换即表面波转换成出射光束，已进行了大量的试验研究和理论研究。目前，平面光波导的各种光束耦合器可分为两大类：一类是横向耦合器，光束入射在光波导侧面上，沿着光波导的横向将光束耦合到光波导中，主要包括棱镜耦合器、光栅耦合器和楔形耦合器。另一类是纵向耦合器，光束入射在光波导敞开的横断面上，沿着光波导的纵向将光束耦合到光波导中。

习题 5

5-1 什么是光耦合？

5-2 什么是光波导耦合？

5-3 什么是耦合器？

5-4 光耦合器的有哪些种类？

5-5 什么是模式耦合？

5-6 什么是耦合效率？

5-7 简述棱镜耦合的基本原理。

5-8 简述光栅耦合的基本原理。

5-9 简述楔形耦合的基本原理。

5-10 简述聚焦耦合的基本原理。

5-11 简述对接耦合的基本原理。

5-12 简述棱镜耦合的优缺点。

5-13 简述光栅耦合器的优缺点。

5-14 简述楔形耦合器的优缺点。

5-15 简述光栅的制作方法。

5-16 棱镜耦合中，什么是输入输出耦合？

5-17 假设光波导的光波导层厚度 $h=2\mu m$，激光器有源层厚度 $d=2.5\mu m$，输出功率为 2mW，那么，由于位置偏差所引起的耦合效率的下降为多少？耦合输出功率为多少？

5-18 利用聚焦耦合将波长为 $\lambda=1.55\mu m$ 的光波入射到折射率 $n_1=1.62$，$n_2=1.58$ 的对称光波导中，试计算光斑的直径。

5-19 某棱镜折射率 $n_3=2.32$，用于 Ta_2O_5 光波导的输出耦合，光波导层折射率为 $n_1=2.09$，获得的 m 线光谱有 3 根亮线，亮线与光波导表面的角度分别为 36.5°、30.2°和 24.6°，棱镜的输出端面与光波导表面的夹角为 60°，光波长 $\lambda_0=1\mu m$。试计算 3 个模式的传播常数。

5-20 某棱镜折射率 $n_3=2.52$，用于 Ta_2O_5 光波导的输入耦合，光波导层折射率为 $n_1=2.09$，棱镜入射面与光波导表面的夹角为 60°，入射光波长 $\lambda_0=1.31\mu m$。如果要激励

最低阶模，入射光束与光波导表面间的夹角应为多少？

5-21 周期 $d=0.4\mu m$ 的光栅位于 GaAs 平面光波导上，用于将 He-Ne 激光器发射的波长为 $1.15\mu m$ 的光波耦合进入光波导。如果光波导中最低阶模的传播常数为 $2.6k_0$，则为了激励一阶模式，入射光束与光波导表面间的夹角应为多少？

5-22 光束在棱镜中以 45°角耦合进入光波导中，如果光束的宽度为 $10\mu m$，则耦合长度 L 为多少？即实现辐射模-导模之间完全的能量交换，耦合系数 K 值应为多少？

5-23 利用波长为 $0.266\mu m$ 的双光束干涉曝光技术来制作薄膜光栅时，如果两光束以角度 60°在基片的光刻胶表面干涉，则光栅的周期 d 为多少？将一个矩形棱镜放置在带有光刻胶的光波导基片表面，则光栅的周期 d 又为多少？