

集成光学

中 册

《光学技术》编辑部 主编

金 锋 范俊清 编著

国防工业出版社

集成光学

中 册

《光学技术》编辑部 主编
金 锋 范俊清 编著

国防工业出版社

内 容 简 介

《集成光学》一书由浅入深地论述了介质光波导的理论，并用耦合模理论统一论述了光波导器件的原理。全书共分三册。

本书是《集成光学》的中册，共三章。第三章是介质波导损耗，第四章是光束耦合器，第五章是无源光波导器件。用耦合模理论对棱镜耦合器、光栅耦合器和波导过渡器进行阐述是本书的特点。书中还总结了作者近年来的一些实验结果和计算数据。

本书可供从事集成光学和光纤通讯专业的科技人员和大专院校有关专业的师生参考。

集 成 光 学

中 册

《光学技术》编辑部 主编

金 锋 范俊清 编著

*

国防工业出版社 出版

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

国防工业出版社印刷厂印装

*

787×1092¹/₃₂ 印张 3³/₄ 78 千字

1982年5月第一版 1982年5月第一次印刷 印数：0,001—3,000册

统一书号：15034·2333 定价：0.40元

目 录

第三章	介质波导损耗	1
§ 3.1	瑞利散射	2
§ 3.2	表面损耗的耦合模理论	6
§ 3.3	光波导弯曲损耗	19
第四章	光束耦合器	30
§ 4.1	端面激励	30
§ 4.2	楔形薄膜耦合器	32
§ 4.3	棱镜耦合器	35
§ 4.4	利用棱镜耦合器测量薄膜波导参数和损耗	46
§ 4.5	光栅耦合器	54
第五章	无源光波导器件	69
§ 5.1	无源定向耦合器	69
§ 5.2	周期波导和反射滤波器	80
§ 5.3	波导过渡器	89
§ 5.4	光波导偏振器	96
§ 5.5	二维几何光学器件	100
§ 5.6	分支波导	108

第三章 介质波导损耗

在介质波导里，导模在传播过程中因吸收、散射和弯曲等原因总要损失功率，这种现象统称为波导损耗。有损耗的导模功率随着传播距离的衰减可表示为

$$P = P_0 \exp(-2\alpha z)$$

其中 2α 为功率损耗系数， α 叫做振幅衰减系数， P_0 为导模的起始功率。功率损耗系数通常用如下两种单位表示

$$2\alpha (\text{dB/cm}) = 10 \log \left[\frac{P(z_1)}{P(z_2)} \right] / (z_1 - z_2)$$

或

$$2\alpha (\text{cm}^{-1}) = \ln \left[\frac{P(z_1)}{P(z_2)} \right] / (z_1 - z_2)$$

其中 z_1 和 z_2 为沿传播方向上任意两点的距离。这两种单位的关系是 $1 \text{ cm}^{-1} = 4.343 \text{ dB/cm}$ ，dB 叫做分贝。有时功率损耗系数用 Neper (奈培) 表示， $1 \text{ Neper} = 8.686 \text{ dB}$ 。一般要求介质波导的功率损耗在 1 dB/cm 以下。为了降低波导损耗，我们必须研究波导损耗的各种原因和规律。

波导损耗按其产生原因可分为表面损耗、体损耗和弯曲损耗。表面损耗是由波导界面的畸变（或粗糙）引起的散射损耗，它与波导界面的加工精度有关。体损耗包括由波导折射率分布的畸变引起的散射损耗和由带间跃迁及自由载流子吸收引起的吸收损耗，它们与材料的性质、杂质含量和成膜工艺有关。弯曲损耗是由波导弯曲而引起的功率损耗。除了

吸收损耗以外，所有散射损耗和弯曲损耗按模式的耦合形式可分为模式转换损耗（或称模式耦合损耗）和辐射损耗，前者是导模之间相互耦合使一个导模的功率转换给另一些导模而引起的功率损耗，后者是导模与辐射模耦合使一个导模的功率辐射到自由空间中而引起的功率损耗。

在这一章里，我们主要研究表面损耗和弯曲损耗。至于吸收损耗和由折射率分布畸变引起的散射损耗这里就不讨论了。不同材料的吸收损耗不尽相同，对集成光学很重要的 AlGaAs 材料的带间跃迁吸收和自由载流子吸收已在 § 1.7 里做了简单讨论。由折射率分布畸变引起的散射损耗在光波导器件中不太重要，有兴趣的读者可以参考文献[3.6]。

§ 3.1 瑞利散射

在利用耦合模理论讨论表面损耗以前，我们先介绍瑞利散射的理论^[3.1]，由这种理论将波导界面的全部性质归纳为一个参数，利用这个参数算出每个导模的表面损耗，并把它同实际测量结果作比较，使读者对于表面散射有一个初步了解。

以在玻璃衬底上的 Ta_2O_5 平板波导为例，在图 3.1 中示出了它的功率损耗系数 2α 与有效折射率 $N = \beta/k$ 的关系曲线（实线）^[3.2]，曲线上的圆点是对 6328 Å 波长的 TE 导模的实际测量值，功率损耗系数分别由 dB/cm 和 cm^{-1} 两种单位表示。从曲线可以看到，波导损耗随着有效折射率的减少而明显增加。换句话说，波导损耗随着模阶数 ν 的增加而显著增加，低阶模损耗很低，高阶模的损耗很大。

为了研究表面损耗，在图 3.1 的总损耗曲线中必须把表

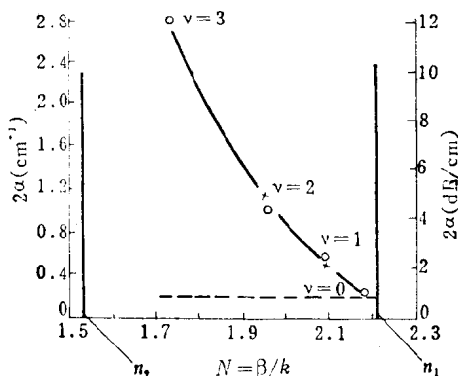


图3.1 Ta_2O_5 平板波导的功率损耗系数 2α 与有效折射率 $N = \beta/k$ 的关系曲线(实线), 圆点表示测量值, 虚线表示体损耗(3.2)

面损耗和体损耗区分开来。随着有效折射率 N 接近于薄膜折射率 n_1 , 薄膜上下界面处的电磁场趋于消失, 从而表面散射损耗接近于零。因此, $N = n_1$ 时的损耗就代表体损耗。对于其他的 N 值, 波导的体损耗应与导模的锯齿光线路径成正比, 而这个路径比实际薄膜长度还要长得多。为了简化问题, 我们不考虑延伸到包层和衬底中的电磁场。根据这个假定, 体损耗正比于 $(\sin\theta_1)^{-1}$ 或 $(\beta/kn_1)^{-1}$, 其中 θ_1 是模角, 即锯齿光线在上下界面的入射角。经过这样的计算, 体损耗可用图 3.1 中的虚线表示, 而 $v = 3$ 阶模的体损耗比 $v = 0$ 阶模只大 30%, 但是这两个导模的总损耗却相差 14 倍。因此, 我们可以认为高阶模的几乎全部损耗和低阶模的大部分损耗是由波导界面散射引起的。也就是说, 与体损耗相比, 大多数介质波导的表面损耗居于主导地位。

为了说明表面损耗, 在此介绍利用瑞利准则^[3.3]的表面

损耗理论^[3.1]。图 3.2 表示入射到薄膜上界面的平面波及其单向反射，它在反射时因界面的随机畸变（粗糙）发生散射而损失功率。我们设这个平面波是 TE 波，其电场振幅为 E ，

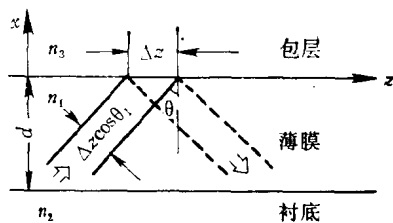


图 3.2 在平板波导上界面上单向反射的均匀平面波

(只有 y 分量)，则沿传播方向 (z 方向) 的功率密度为

$$|\vec{s}| = n_1 E_y^2 / 2z_0 \quad (3.1.1)$$

式中 z_0 为真空波阻抗。为了简化问题，我们只考虑平面波在上界面很小距离 Δz 内的散射损耗。设 y 方向为单位间隔，则平面波投射到上界面 Δz 距离内的入射功率为

$$P_i = n_1 E_y^2 \cos \theta_1 \Delta z / 2z_0 \quad (3.1.2)$$

根据瑞利准则，从薄膜上界面单向反射的光功率为^[3.1]

$$P_r = (n_1 E_y^2 \cos \theta_1 \Delta z / 2z_0) \exp \left[- \left(\frac{4\pi \bar{\sigma}_{13}}{\lambda_1} \cos \theta_1 \right)^2 \right] \quad (3.1.3)$$

式中 $\lambda_1 = \lambda / n_1$ 是薄膜介质中的光波长， $\bar{\sigma}_{13}$ 为薄膜上界面相对平均位置随机起伏的均方差，它代表薄膜上界面的粗糙程度，同时与薄膜下界面相对应的量记作 $\bar{\sigma}_{12}$ 。显然， $\bar{\sigma}_{12}$ 和 $\bar{\sigma}_{13}$ 越大，平面波在薄膜上、下界面上的反射功率越小，因而表面损耗就越大。由式 (3.1.2) 和 (3.1.3) 容易求得平面波在 Δz 距离内由薄膜上下界面随机畸变引起的表面散射功率损失为

$$\begin{aligned} \Delta P &= (n_1 E_y^2 \cos \theta_1 \Delta z / 2z_0) [1 - \exp(-\bar{K}^2 \cos^2 \theta_1)] \\ &\approx (n_1 E_y^2 \Delta z / 2z_0) \bar{K}^2 \cos^3 \theta_1 \end{aligned} \quad (3.1.4)$$

式中已假定每单位长度内的损耗很小，且

$$\bar{K} = (4\pi/\lambda_1)(\bar{\sigma}_{12}^2 + \bar{\sigma}_{13}^2)^{1/2} \quad (3.1.5)$$

导模是由在薄膜中投射到上界面和下界面的两个均匀平面波迭加而成的，因此导模沿 z 方向携带的功率 P 等于一个平面波在平板波导有效厚度 D_v 内沿 z 方向传播功率的两倍，于是由式 (3.1.1) 得到

$$P = 2(n_1 E_0^2 / 2z_0) \sin\theta_1 D_v \quad (3.1.6)$$

这一导模的功率表达式还可以由式 (1.5.31) 直接求得，且 D_v 仍由式 (1.2.40) 表示。考虑到导模的功率损耗系数近似为 $2\alpha \approx \Delta P / P \Delta z$ 以及 2α 与模阶数 ν 的关系，由式 (3.1.4) 和 (3.1.6) 得到

$$2\alpha_\nu = \bar{K}^2 (\cos^3\theta_1 / 2 \sin\theta_1) (1/D_v) \quad (3.1.7)$$

式中 $D_v = d + (1/p_\nu) + (1/q_\nu)$ ， p_ν 和 q_ν 的定义与式 (1.2.7) 相同。式 (3.1.7) 表示仅由波导界面随机畸变引起的表面损耗。因此，我们可以把损耗表示为三个因子的乘积。第一个因子 \bar{K}^2 只与薄膜表面粗糙程度有关，它是无量纲因子；第二个因子是仅与模角 θ_1 有关，因而它依赖于模阶数 ν ；第三个因子是与薄膜有效厚度成反比。这种理论以单个参数 \bar{K} 确定薄膜界面的全部性质，因此它在一定条件下简单而实用。实际上 \bar{K} 不能包括薄膜界面的全部性质，这一点在下一节将进一步进行讨论。

图 3.1 中的“×”点是由式 (3.1.7) 计算的数据，估计参数 $\bar{K} = 1.27 \times 10^{-2}$ 。因而由这个理论计算 $\nu = 3$ 以下阶模的损耗与测量结果符合得很好。对于 Ta_2O_5 平板波导，这种理论和测量之间符合得也非常好。但对高阶导模或某些波导就不太符合。在实验中观察到的大的表面损耗，特别是较高阶

导模的表面损耗非常大这是预料之中的。例如，对于图 3.1 所考虑的 Ta_2O_5 薄膜波导，在 1 厘米的薄膜长度内 $\nu = 0$ 阶导模的锯齿光线在薄膜上下界面之间来回反射 2000 次左右，而 $\nu = 3$ 阶模的反射次数为 10000 次左右。因而，对 1 dB/cm 表面损耗， $\nu = 0$ 阶模每次反射损耗应为 1.5×10^{-4} ，它可与激光器中常用的介质反射镜每次反射损耗 1×10^{-8} 相比较。

通常波导界面的随机畸变可用自相关函数来描述，而自相关函数包含均方差和相关长度两个参数（请看下一节讨论）。上述理论只考虑了薄膜界面随机起伏的均方差而忽略了相关长度。这种理论适用于相关长度较长的情形。因为在具体损耗测量中观察到的散射总是由前行散射所支配，所以长的相关长度的假定可认为是合乎实际的。

§ 3.2 表面损耗的耦合模理论

波导表面的任何形式畸变不仅可以使一个导模的功率转换给另一个导模，而且可以散射给辐射模而损失功率。前者属模式转换，后者属辐射损耗。在这一节里，我们利用耦合模理论分析和讨论平板波导的表面损耗，包括模式转换和辐射损耗。

(1) 耦合系数

要想利用耦合模理论，必须首先求出与波导畸变有关的耦合系数，然后求解耦合模方程组。我们考虑图 3.3 所示的薄膜上界面有畸变的非对称平板波导。为了简化问题，假定薄膜下界面无畸变。图中虚线表示理想波导的上界面 ($x = 0$)，并设上界面的畸变函数为 $x = f(z)$ 。下面，我们来推导与 $f(z)$ 有关的耦合系数。

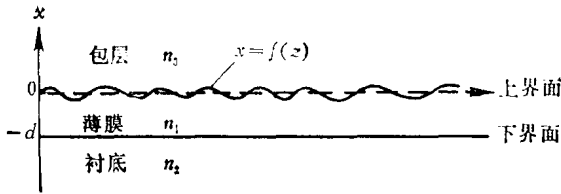


图3.3 薄膜上界面有畸变的非对称平板波导

在 $|f(z)| \ll 1$ 情形下, 理想波导的两个 TE 模之间的耦合系数可由式 (2.2.8) 近似推得^[3.4]

$$K_{\mu\nu}^{(q,p)} = \frac{q\omega\epsilon_0}{4jP} (n_1^2 - n_3^2) f(z) \mathcal{E}_{\mu y}^* \mathcal{E}_{\nu y}|_{x=0} \quad (3.2.1)$$

在 $|df(z)/dz| \ll 1$ 情形下, 本地波导的两个 TE 模之间的耦合系数可由式 (2.2.19) 近似推得^[3.4]

$$R_{\mu\nu}^{(q,p)} = \frac{q\omega\epsilon_0(n_1^2 - n_3^2)}{4(q\beta_\mu - p\beta_\nu)P} \cdot \frac{df(z)}{dz} \mathcal{E}_{\mu y}^* \mathcal{E}_{\nu y}|_{x=f(z)} \quad (3.2.2)$$

显然, 只要如下关系式成立

$$\frac{1}{p\beta_\nu - q\beta_\mu} \cdot \frac{df(z)}{dz} \rightarrow jf(z) \quad (3.2.3)$$

且 $|f(z)| \ll 1$ 以致理想波导模和本地波导模趋于一致时, 耦合系数 (3.2.1) 和 (3.2.2) 是等价的。因此, 我们在这一节讨论中只限于利用第二章中的理想波导模的耦合模理论。

首先, 我们考虑薄膜上界面有正弦式畸变的情形, 并设其畸变函数为

$$f(z) = b \cos \Omega z \quad (3.2.4)$$

式中 b 为薄膜上界面的畸变振幅, Ω 为空间频率。 Ω 还可表示为

$$\Omega = 2\pi/\Lambda \quad (3.2.5)$$

式中 Λ 为余弦式畸变的空周周期。因为波导界面的余弦式畸变构成衍射光栅, 所以 Λ 就是光栅周期。现将式 (3.2.4) 代入式 (3.2.1) 得到

$$K_{\mu\nu}^{(q,p)} = -jqK_{\mu\nu}2\cos\Omega z \quad (3.2.6)$$

式中

$$K_{\mu\nu} = \frac{\omega\epsilon_0 b}{8P} (n_1^2 - n_3^2) \mathcal{E}_{\mu y}^* \mathcal{E}_{\nu y}|_{x=0} \quad (3.2.7)$$

对于两个 TE 导模, 由式 (1.5.26)~(1.5.32) 和 (3.2.7) 得到

$$K_{\mu\nu} = \frac{bh_\mu h_\nu}{2 \{ \beta_\mu \beta_\nu [d + (1/p_\mu) + (1/q_\mu)] [d + (1/p_\nu) + (1/q_\nu)] \}^{1/2}} \quad (3.2.8)$$

对于 TE 导模和衬底模, 由式 (1.5.26)~(1.5.39) 和 (3.2.7) 得到

$$\begin{aligned} K_{\beta\nu} = & ((n_1^2 - n_3^2)^{1/2} kh_\nu \rho b / 2 \{ \pi \beta_\nu \beta [d + (1/p_\nu) \\ & + (1/q_\nu)] \}^{1/2}) \cdot h / \{ \rho^2 [h \cos(hd) \\ & + q \sin(hd)]^2 + h^2 [h \sin(hd) \\ & - q \cos(hd)]^2 \}^{1/2} \end{aligned} \quad (3.2.9)$$

式中 β 是衬底模的传播常数。

对于 TE 导模和包层模, 由式 (1.5.26)~(1.5.32)、(1.5.40)~(1.5.47) 和 (3.2.7) 得到

$$\begin{aligned} K_{\beta\nu} = & ((n_1^2 - n_3^2)^{1/2} kh_\nu \rho b / 2 \{ \pi \beta_\nu \beta [d + (1/p_\nu) \\ & + (1/q_\nu)] \}^{1/2}) \cdot \{ \rho^2 [\cos(hd)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \sin(hd) \operatorname{tg} \Phi^{(I)}]^2 + h^2 [\sin(hd) - \cos(hd) \operatorname{tg} \Phi^{(I)}]^2 \\
 & + \frac{\rho}{\sigma} (\sigma^2 + h^2 \operatorname{tg}^2 \Phi^{(I)})^{-1/2} \quad (3.2.10)
 \end{aligned}$$

式中 β 是包层模的传播常数，上标 (I) 取 (e) 或 (o)，仍然对应于偶模和奇模，它可由式 (1.5.42) 和 (1.5.47) 确定。

由第二章中理想波导模的耦合模理论知道，要使两个理想波导模有效地发生耦合，耦合系数所含有的相应傅里叶分量的空间频率 Ω 必须满足相位匹配条件

$$p\beta_v - q\beta_\mu = \pm \Omega \quad (3.2.11)$$

因此，对于薄膜上界面的余弦式畸变，由其空间频率 Ω 的大小可以确定一个导模与其他各种类型模式的耦合范围。图 3.4

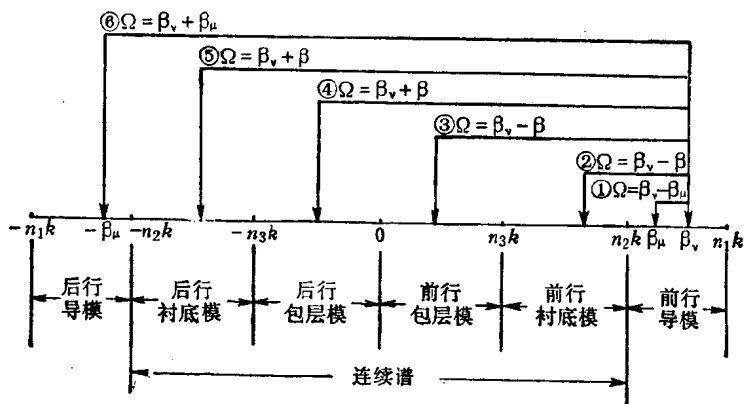


图 3.4 非对称平板波导模式耦合的空间频谱图

表示非对称平板波导模式耦合的空间频谱。对于 $n_2k < \beta_\mu < n_1k$ ，① $\beta_v - \beta_\mu = \Omega$ 时，两个导模之间沿相同方向耦合；⑥ $\beta_v + \beta_\mu = \Omega$ 时，两个导模之间沿相反方向耦合。对于 $n_3k <$

$\beta < n_2 k$, ② $\beta_v - \beta = \Omega$ 时, 导模与衬底模之间沿相同方向耦合; ⑤ $\beta_v + \beta = \Omega$ 时, 导模与衬底模之间沿相反方向耦合。对于 $0 < \beta < n_3 k$, ③ $\beta_v - \beta = \Omega$ 时, 导模与包层模之间沿相同方向耦合; ④ $\beta_v + \beta = \Omega$ 时, 导模与包层模之间沿相反方向耦合。由此可见, 适当改变空间频率 Ω 就可以实现不同类型模式之间耦合。

(2) 模式转换

设 ν 和 μ 阶两个 TE 导模均是前行模, 且 $\beta_\nu - \beta_\mu \approx \Omega$, 则具有余弦式上界面畸变的非对称平板波导的耦合模方程可简化为两个前行导模的耦合振幅方程 (2.3.7) 和 (2.3.8), 其中耦合系数 $K_{\nu\mu}$ 现在可由式 (3.2.8) 表示。如果这两个导模之间相位完全匹配, 即 $\beta_\nu - \beta_\mu = \Omega$, 则在起始条件为 $a_\nu(0) = 0$ 和 $a_\mu(0) = 1$ 时, 它们在界面畸变区域 $0 < z < L$ 内的功率分布可由式 (2.3.14) 和 (2.3.15) 描述。显然, 这两个模式之间可以实现周期性的完全的功率转换, 其功率转换周期或耦合长度可由式 (2.3.16) 确定。

现在, 我们举一非对称平板波导的具体例子, 计算耦合长度 L_c 与薄膜厚度 d 和畸变振幅 b 的关系。假定 $n_1 = 1.6$, $n_2 = 1.5$ 和 $n_3 = 1.0$, 且适当选择归一化薄膜厚度 $V = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} kd$ 以致非对称平板波导能够维持两个 TE 导模。根据式 (1.3.2) 和 (1.3.3) 知道, $\nu = 2$ 阶 TE 模截止时 $V_c = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} (kd)_c = 7.392$, $\nu = 1$ 阶 TE 模截止时 $V_c = 4.250$ 。因此, 我们选择 $V = 7$, 则可以使该非对称平板波导能够维持 $\nu = 0$ 和 $\nu = 1$ 阶两个 TE 导模。根据模方程 (1.2.6) 和关系式 (1.2.7) 可以得到^(3.4)

$$h_0 d = 2.562, \quad p_0 d = 6.514, \quad q_0 d = 12.31, \quad \beta_0 d = 19.95$$

$$h_1 d = 5.061, \quad p_1 d = 4.836, \quad q_1 d = 11.51, \quad \beta_1 d = 19.47$$

其中脚标 0 和 1 分别表示模阶数 $\nu = 0$ 和 1。将这些数据代入式 (3.2.8) 并利用式 (2.3.16) 得到这两个模式之间完全的功率转换所需的耦合长度

$$L_c = 6.03d^2/b \quad (3.2.12)$$

这个公式可以用来设计波导界面具有余弦式畸变的非对称平板波导的模式转换器件。例如, 对于 $\lambda = 1\mu\text{m}$ 、 $d = 2\mu\text{m}$ 和 $L_c = 1\text{cm}$, 由式 (3.2.12) 得到 $b = 0.0024\mu\text{m}$, 由式 (3.2.11) 和 (3.2.5) 得到 $\Omega = \beta_0 - \beta_1 = 2400\text{cm}^{-1}$ 和 $\Lambda = 26.18\mu\text{m}$ 。

设 ν 阶 TE 导模为前行模, 而 μ 阶 TE 导模为后行模, 且 $\beta_\nu + \beta_\mu \approx \Omega$, 则具有余弦式界面畸变的非对称平板波导的耦合振幅方程可简化为沿相反方向耦合的两个导模的耦合振幅方程 (2.3.17) 和 (2.3.18), 其中耦合系数 $K_{\mu\nu}$ 现在可由式 (3.2.8) 表示。如果这两个导模之间相位完全匹配, 即 $\beta_\nu + \beta_\mu = \Omega$, 则在起始条件为 $a_\nu(0) = 1$ 和 $a_\mu(L) = 0$ 时, 它们在界面畸变区域 $0 < z < L$ 内的功率分布可由式 (2.3.23) 和 (2.3.24) 描述。对前面举出的非对称平板波导例子, 若设 $\nu = 0$ 阶 TE 导模是前行模, 而 $\nu = 1$ 阶 TE 导模为后行模, 则 0 和 1 阶导模分别对应于界面畸变区域的入射波和反射波。当 $L \rightarrow \infty$ 时, 反射波和入射波振幅在界面畸变区域内相同, 且对 $b = 0.0024\mu\text{m}$ 由式 (2.3.23) 和 (2.3.24) 计算得知, 入射波在 $z = 1\text{cm}$ 处功率衰减到 4.3%^(3.4)。由式 (3.2.11) 和 (3.2.5) 得到 $\Omega = \beta_0 + \beta_1 = 197100\text{cm}^{-1}$, $\Lambda \approx 0.32\mu\text{m}$ 。

此外, 当两个导模因界面的余弦式畸变而沿相反方向耦合时, 由式 (2.3.21)、(2.3.22) 和 (2.3.25) 知道: 在起

始点 ($z = 0$) 的反射率依赖于相位匹配程度。相位完全匹配 ($\beta_v + \beta_u = \Omega$) 时反射率最大, 反之, 相位明显失配 ($\beta_v + \beta_u \neq \Omega$) 时反射率明显变小。然而, 这种相位匹配程度与入射波长有关。因此, 具有余弦式界面畸变的光波导可以用作反射式滤波器或带阻滤波器。这一点将在第五章光波导滤波器一节里详细讨论。

(3) 辐射损耗

非对称平板波导上界面的余弦式畸变可以使导模与衬底模耦合 (如图 3.4 中的情形②和⑤) 或导模与包层模耦合 (如图 3.4 中的情形③和④) 以致导模功率受损失, 即发生辐射损耗。把式 (3.2.9) 和 (3.2.10) 代入式 (2.4.14) 可得到 ν 阶 TE 导模的功率损耗系数^(3.4)

$$2\alpha_\nu = \{(n_1^2 - n_2^2)k^2 h^2 b^2 / \beta_\nu [d + (1/p_\nu) + (1/q_\nu)]\} \times H(\beta) \quad (3.2.13)$$

式中

$$H(\beta) = \begin{cases} \rho h^2 / 2 \{ \rho^2 [h \cos(hd) + q \sin(hd)]^2 + h^2 [h \sin(hd) - q \cos(hd)]^2 \}, & (3.2.14) \\ \sum_I \frac{\rho}{2} \{ \rho^2 [\cos(hd) + \sin(hd) \operatorname{tg} \Phi^{(I)}]^2 + h^2 [\sin(hd) - \cos(hd) \operatorname{tg} \Phi^{(I)}]^2 + \frac{\rho}{\sigma} (\sigma^2 + h^2 \operatorname{tg}^2 \Phi^{(I)}) \}^{-1}, & (3.2.15) \\ 0 < \beta < n_3 k, \end{cases}$$

式 (3.2.14) 和 (3.2.15) 分别对应于导模与衬底模耦合及导模与包层模耦合, 其中式 (3.2.15) 中的求和号是对奇模和偶模求和。

对于 $n_3 k < \beta < n_2 k$, 我们来考虑导模与衬底模的沿相同

方向耦合。这时参量 ρ 与余弦式界面畸变的空间频率 Ω 的关系可由式 (1.5.34) 和 (3.2.11) 得到 $\rho = [n_2^2 k^2 - (\beta_v - \Omega)^2]^{1/2}$ 。由此式及式 (3.2.13) 可看出 α 与 ρ 的关系。例如, 对于前面例举的非对称平板波导的 $v = 1$ 阶 TE 导模 ($\beta_1 d = 19.47$, $V = 7$), 我们将其归一化功率损耗系数 $2\alpha \frac{d^3}{b^2}$ 与 ρd 的关系曲线示于图 3.5^(3.4)。在曲线上存在多次振荡是由界面畸变引起的

散射光在薄膜上下界面之间来回反射所致。这些散射光在薄膜内相干加强时, 损耗系数取最大值; 反之, 相干抵消时损耗系数取最小值。散射光在薄膜内相干加强的条件是在薄膜上下界面之间往返一次时总相移应等于 2π 的整数倍, 即对 $n_3 k < \beta < n_2 k$,

$$hd = m\pi + \text{tg}^{-1}(q/h) \quad (3.2.16)$$

这个方程的解为^(3.4)

$$\left. \begin{aligned} m = 2, \quad hd = 7.366, \quad \rho d = 2.293 \\ m = 3, \quad hd = 10.282, \quad \rho d = 7.531 \\ m = 4, \quad hd = 13.145, \quad \rho d = 11.126 \end{aligned} \right\} (3.2.17)$$

式 (3.2.17) 中的 ρd 的三个数值分别对应于图 3.5 中的辐射损耗峰值。在衬底模范围内, 满足方程 (3.2.16) 的衬底模叫做漏模。当然, 包层模也有漏模。这种漏模是在

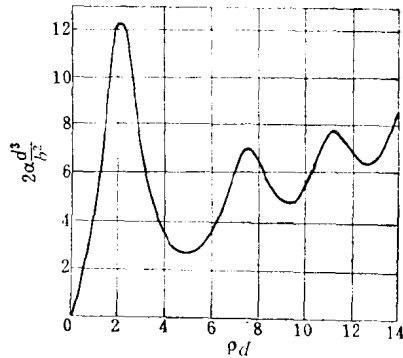


图 3.5 具有上界面余弦式畸变的非对称平板波导归一化功率损耗系数 $2\alpha \frac{d^3}{b^2}$ 与 ρd 的关系曲线