

集成光学器件 导论

陈福深 杨拥军 孙豹 等编著



机械工业出版社
CHINA MACHINE PRESS



集成光学器件导论

陈福深 杨拥军 孙豹 等编著

目录

目录

第一章 绪论

第一章 绪论



机械工业出版社

机械工业出版社

本书是关于集成光学器件理论的学术专著,全面、系统、深入地阐述了集成光学器件的理论与技术。本书内容不仅对集成光学器件的原理和结构进行了分析,还在仿真、材料、制作和应用等方面进行了一系列的介绍和研究。

本书共分为10章,其中包括集成光波导理论、集成电光调制器、LiNbO₃电光调制器电极静态分析、光开关、集成光波导放大器、集成光波导电场传感器、有机聚合物光学器件、集成光学器件的应用、光束传输法和LiNbO₃集成光学器件的制作技术等。

本书适合于从事集成光学、光纤通信、激光技术和光信息处理的科技人员及高等院校相关专业的教师、研究生和高年级本科生作为教材或参考书。

图书在版编目(CIP)数据

集成光学器件导论/陈福深等编著. —北京:机械工业出版社, 2009.9
ISBN 978-7-111-28010-1

I. 集… II. 陈… III. 集成光学元件 IV. TN256

中国版本图书馆CIP数据核字(2009)第142272号

机械工业出版社(北京市百万庄大街22号 邮政编码100037)

策划编辑:闫晓宇 责任编辑:闫晓宇 谷玉春

版式设计:霍永明 责任校对:张媛

封面设计:王伟光 责任印制:乔宇

北京机工印刷厂印刷(兴文装订厂装订)

2010年1月第1版第1次印刷

184mm×260mm·17.25印张·423千字

标准书号:ISBN 978-7-111-28010-1

定价:36.00元

凡购本书,如有缺页、倒页、脱页,由本社发行部调换

电话服务

网络服务

社服务中心:(010) 88361066

门户网:<http://www.cmpbook.com>

销售一部:(010) 68326294

教材网:<http://www.cmpedu.com>

销售二部:(010) 88379649

读者服务部:(010) 68993821

封面无防伪标均为盗版

前 言

集成光学是以光电子学和微电子学为基础,采用集成方法研究和探索光学器件、光电器件及其系统的一门学科。集成光学理论的基础是光学和光电子学,涉及物理光学、晶体光学、导波光学、激光技术和激光物理等基础课程;实验制作技术主要采用光刻、薄膜、扩散和交换等微电子技术。自从1969年美国贝尔实验室的Dr. Miller提出集成光学的概念以来,集成光学在理论与实践两个方向得到了飞速的发展,并且成为当今光学和光电子学领域中十分活跃的前沿学科。

集成光学成功,不仅产生了半导体激光器、探测器、光调制器、光开关、光放大器和光传感器等单功能的集成器件,而且能够实现多个核心器件集成,形成具有一定复杂功能的器件系统。目前,集成光学针对光通信、光信息处理、光传感和光子计算机所需的多功能光集成体系和混合光电集成体系,把激光器、调制器和探测器等有源器件集成在同一个衬底上,利用光波导、隔离器、耦合器和滤波器等无源器件连接起来,构成集成光路,以实现光学系统的薄膜化、微型化和集成化。

集成光学材料已从初期的单一的玻璃或铌酸锂(LiNbO_3)材料发展到今天的多种材料,特别是硅基、Ⅲ-V族半导体、有机聚合物材料的开发为集成光学进入工程实用奠定了基础。以硅基为衬底的平面光波导结构,可实现多芯片光电混合集成,尽管Ⅲ-V族半导体的线性电光效应不如铌酸锂,但尚有多种物理效应可开发,用以实现新型的光波导功能器件,更重要的是,Ⅲ-V族材料是实现单片集成必不可少的材料。有机聚合物不仅为集成光学增添了新材料,而且为集成光学的低成本批量生产,产生了巨大的推动力。近年来,光子晶体和微谐振腔、微腔激光器、纳米量子线导光和等离子体激光表面波等新理论与技术的出现,为实现小尺寸和高集成度集成光学器件提供了理论基础,使得集成光学进入了一个崭新的发展阶段。

本书主要针对以集成光波导为基础的部分典型无源器件和光波导放大器进行了深入、全面的研究,力求从基础理论、仿真分析和实验技术等方向进行阐述。本书的一部分内容也体现了作者近年来在集成光学方向的科研成果。限于篇幅,本书对于半导体激光器、探测器等有源器件,未能涉及。

本书由陈福深教授策划并主编,孙豹、郑光金编写第1章;杨拥军编写第2、6、9章和附录,崔海娟编写第3章;卿翔、陶厚超编写第4章;孙豹编写第5章;陶厚超编写第7章;陈福深、李纯丹编写第8章;郑宏林、王帆编写第10章。经陈福深、孙豹、陶厚超、王帆反复修改,最后由陈福深完成统稿。书中难免有不足之处,恳请读者不吝指正。

陈福深

2009年12月

于电子科技大学

目 录

前言

第 1 章 集成光波导理论 1

1.1 平面光波导的射线理论 1

1.1.1 反射截面的相移系数 1

1.1.2 平面介质波导中的传输模式 2

1.1.3 波导损耗 4

1.2 平面波导传输模式的电磁场分析 7

1.2.1 TE 波 7

1.2.2 导模携带的功率 9

1.3 三维波导传输模式的理论分析 9

1.3.1 马克帝里 (Marcatili) 近似法 9

1.3.2 有效折射率法 11

1.4 两种三维波导的理论分析 12

1.4.1 指数型折射率光波导的导模 13

1.4.2 抛物型波导的折射率 14

1.5 波导耦合理论 16

参考文献 22

第 2 章 集成电光调制器 23

2.1 集成电光调制器的理论基础 23

2.1.1 LiNbO₃ 晶体的电光效应 23

2.1.2 相位调制 25

2.1.3 强度调制 27

2.2 集成电光调制器的基本参数 28

2.3 脊形电极结构的有限元法分析 31

2.3.1 全波分析方法 31

2.3.2 准 TEM 分析 33

2.3.3 数值分析结果 33

2.4 集成电光调制器的性能优化 36

2.4.1 集成电光调制器的仿真结构 36

2.4.2 中心电极宽度的优化 36

2.4.3 电极间距的优化 36

2.4.4 电极高度的优化 36

2.4.5 脊形光波导高度的优化 37

2.4.6 缓冲层厚度的优化 37

2.4.7 脊形集成电光调制器的优化

结果 37

参考文献 38

第 3 章 LiNbO₃ 电光调制器电极

静态分析 39

3.1 普通共面波导电光调制器的分析与设计 39

3.1.1 特征参量 40

3.1.2 施瓦兹变换 41

3.1.3 部分电容法 45

3.1.4 分布电容的计算过程 45

3.1.5 共面波导的导体损耗 50

3.1.6 计算结果及分析 51

3.2 梯形电极共面波导调制器的分析 55

3.2.1 分布电容的计算过程 56

3.2.2 梯形电极结构的导体损耗 57

3.2.3 计算结果及分析 58

3.3 脊形结构共面波导调制器的分析 59

3.3.1 脊形结构横截面的简化图形 59

3.3.2 分布电容的计算过程 60

3.3.3 脊形结构的导体损耗 65

3.3.4 计算结果及分析 67

3.4 结果分析 69

3.5 有限元法计算电场分布 71

参考文献 72

第 4 章 光开关 74

4.1 光开关概述 74

4.1.1 光开关的应用 74

4.1.2 光开关的分类 75

4.1.3 光开关的主要性能参数 76

4.2 电光效应光开关 78

4.2.1 定向耦合器型光开关 78

4.2.2 干涉型光开关 82

4.2.3 Y 分支型光开关 83

4.2.4 SOI 波导光开关 84

4.2.5 BOA 型光开关 84

4.3 热光效应光开关 85

4.3.1 M-Z 干涉型热光开关 86

4.3.2 数字型光开关 87

4.3.3 Y 结和 X 结数字型光开关 88

4.4	磁光效应光开关	89	6.2	集成光波导电场传感系统	132
4.5	声光效应光开关	90	6.2.1	基本结构和原理	132
4.6	其他类型光开关	91	6.2.2	参数描述	133
4.6.1	机械式光开关	91	6.3	分段电极电场传感器及其系统	133
4.6.2	微电子机械系统/微光机电系统开关	91	6.3.1	分段电极电场传感器的原理与结构	133
4.6.3	液晶光开关	92	6.3.2	分段电极电场传感器的静电场分析	135
4.6.4	气泡光开关	92	6.3.3	分段电极电场传感器的动态模型	141
4.6.5	全息光开关	93	6.3.4	分段电极电场传感器构成的传感系统	144
4.6.6	液体光栅开关	93	6.3.5	分段电极电场传感系统的测试	147
4.6.7	半导体多量子阱超快光开关	93	6.4	全向电场传感系统的原理与结构	151
4.6.8	半导体光放大器门控光开关	94	6.4.1	传统全向天线的原理	151
	参考文献	94	6.4.2	新型全向电场传感系统的结构	152
第5章	光波导放大器	96		参考文献	153
5.1	光放大器概述	96	第7章	有机聚合物光学器件	155
5.1.1	半导体光放大器	96	7.1	光学有机聚合物概述	155
5.1.2	使用非线性效应的放大器	97	7.2	有机聚合物材料	156
5.1.3	掺稀土光纤放大器	98	7.2.1	集成电光波导器件对材料的基本要求	156
5.1.4	集成光波导放大器	98	7.2.2	光通信波段聚合物光波导材料分子的特点	157
5.1.5	最近的发展	99	7.2.3	聚合物材料的进展	158
5.2	稀土材料	99	7.3	有机聚合物材料的制备	160
5.2.1	稀土材料的发光属性	99	7.3.1	有机聚合物的合成	160
5.2.2	稀土掺杂材料的属性	101	7.3.2	薄膜的制备	161
5.2.3	泵浦机制	104	7.4	有机聚合物波导的制作	163
5.3	基底材料及其制备	105	7.4.1	光刻	163
5.3.1	红外波段的材料	106	7.4.2	干法刻蚀	169
5.3.2	可见光材料	108	7.5	有机聚合物集成光学器件	173
5.3.3	制作技术	109	7.5.1	有机聚合物电光调制器	173
5.4	掺稀土光波导放大器	111	7.5.2	有机聚合物可调光衰减器	176
5.4.1	掺铟氧化铝的粒子数密度	111	7.5.3	有机聚合物光开关	179
5.4.2	放大器设计	116		参考文献	183
5.4.3	增益计算	118	第8章	集成光学器件的应用	186
5.4.4	光波导放大器的制作工艺	122	8.1	集成光学模数转换器	186
5.4.5	新型结构的光波导放大器	123	8.1.1	模数转换器(A/D转换器)	186
	参考文献	126	8.1.2	数模转换器(D/A转换器)	190
第6章	集成光波导电场传感器及其系统	128	8.2	集成光学卷积器和相关器	191
6.1	集成光波导电场传感器	128	8.2.1	卷积器	191
6.1.1	理论基础	128	8.2.2	相关器	193
6.1.2	基本结构	128			
6.1.3	基本参数	130			
6.1.4	基本模型	131			

8.3	集成光学频谱分析仪	193	参考文献	238
8.4	集成逻辑光路	197	第 10 章 LiNbO₃ 集成光学器件的	
8.5	光纤陀螺的基本原理与结构	200	制作技术	239
8.5.1	干涉式光纤陀螺 (I-FOG)		10.1 集成光学调制器的制作工艺	239
	原理	200	10.1.1 光刻过程	239
8.5.2	光纤陀螺的基本结构	201	10.1.2 光波导的质子交换制作	243
8.5.3	光纤陀螺用 Y 分支调制器设计	203	10.1.3 薄膜沉积技术	243
8.5.4	Y 分支调制器的设计版图	207	10.1.4 刻蚀技术	244
8.6	集成光波导气体传感器	207	10.1.5 基片的研磨与耦合封装	245
8.6.1	气体传感器的基本原理	208	10.2 退火质子交换技术	246
8.6.2	波导模式的有效折射率法和 传输线理论分析	208	10.2.1 光波导质子交换和 Ti 扩散 技术的比较	246
8.6.3	气敏有机材料的结构与合成	210	10.2.2 质子交换技术	247
8.6.4	实验结果	211	10.2.3 退火技术	249
	参考文献	211	10.3 Ti 扩散技术	251
第 9 章 光束传输法		214	10.3.1 Ti 扩散 LiNbO ₃ 波导物理 机理分析	251
9.1 电磁场基本方程		214	10.3.2 Ti 扩散 LiNbO ₃ 波导工艺及 原理	252
9.1.1 麦克斯韦方程组		214	10.3.3 Ti 扩散 LiNbO ₃ 折射率分布 与浓度的关系	253
9.1.2 二维光波导的 TE 模方程		215	10.3.4 Ti 扩散模式控制与模斑控制	254
9.1.3 二维光波导的 TM 模方程		215	10.4 离子交换技术	256
9.1.4 矢量和半矢量波动方程		216	参考文献	257
9.2 二维标量 FDBPM 的基本原理		217	附 录	258
9.2.1 TE 模 FDBPM 格式		217	附录 A FDBPM 仿真算法流程图	258
9.2.2 TM 模 FDBPM 格式		219	附录 B 二维有限差分光束传输法 Matlab 源程序	258
9.2.3 二维标量 FDBPM 格式的 稳定性分析		220	附录 C 二维 Y 分支光波导有限差分光 束传输法 Matlab 源程序	260
9.2.4 透明边界条件与方程求解		222	附录 D 二维电光开关有限差分光束传 输法 Matlab 源程序	262
9.3 三维 FDBPM 的基本原理		224	附录 E 二维 M-Z 电光调制器有限差 分光束传输法 Matlab 源程序	264
9.3.1 三维标量 FDBPM 的基本格式		224	附录 F 求解二维光波导有效折射率的 Matlab 源程序	266
9.3.2 三维半矢量 FDBPM 的基本格式		226		
9.3.3 三维矢量 FDBPM 的基本格式		226		
9.4 FDBPM 仿真光波导举例		228		
9.4.1 Y 分支波导的仿真		228		
9.4.2 M-Z 型调制器的仿真		231		
9.4.3 电光开关的仿真		233		
9.4.4 三维 Y 分支波导的仿真		235		
9.5 商用光波导仿真软件		237		

第 1 章 集成光波导理论

集成光学的理论问题，主要是媒质波导理论，它有助于人们深入了解波导中光学现象的物理本质，并用于光波导、器件和光学回路的研究设计。人们常常把波导中光学现象（如传播、耦合、调制等）的研究称为导波光学。媒质波导理论已从不同角度建立起来。首先，是建立在麦克斯韦方程组基础上的媒质波导电磁理论；其次，从射线光学角度，建立了锯齿波模型的波导理论。把波导中的光波看成是在薄膜的上下两个界面来回反射的光线，而且走的是一条锯齿形路程。

本章应用经典的电磁理论着重讨论光束在平面介质中传输的导波模式，分析三维波导模式；求解可变折射率波导的传输导波场分量，最后介绍波导耦合原理。

1.1 平面光波导的射线理论

1.1.1 反射截面的相移系数

在一个对称平面波导中传播的是均匀平面电磁波，如图 1-1 所示。其中折射率 $n_1 > n_2 > n_3$ 。如果传播方向上有磁场分量，但没有电场分量，即电场限于横平面内，这种模式的电磁波称为横电波，简称 TE 波，如图 1-2 所示；如果传播方向上有电场分量，但没有磁场分量，即磁场限于横平面内，这种模式的电磁波称为横磁波，简称 TM 波，如图 1-3 所示。

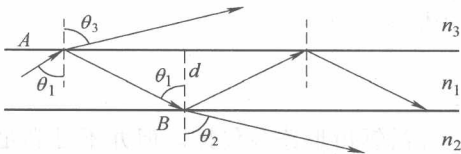


图 1-1 平面波导中的射线传播模式

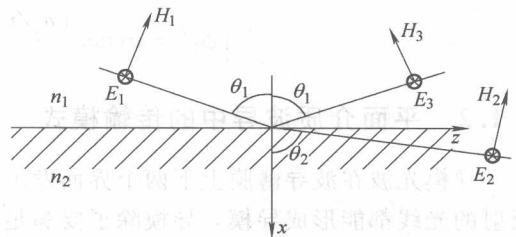


图 1-2 TE 入射波 ($n_1 > n_2$)

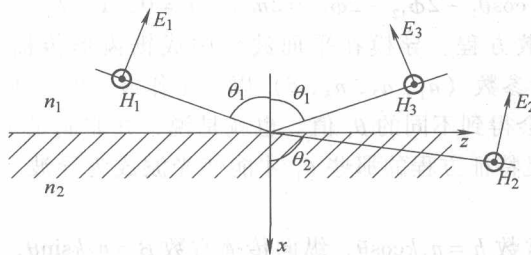


图 1-3 TM 入射波 ($n_1 > n_2$)

则由菲涅耳公式可以知道 TE 模或者 TM 模在上下两个反射界面的反射率分别为

$$\begin{cases} R_{\text{TE}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_3 \cos \theta_3}{n_1 \cos \theta_1 + n_3 \cos \theta_3} = |R_{\text{TE}}| \exp(j2\phi_{13}^{\text{TE}}) \\ R_{\text{TE}} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = |R_{\text{TE}}| \exp(j2\phi_{12}^{\text{TE}}) \end{cases} \quad (1-1)$$

$$\begin{cases} R_{\text{TM}} = \frac{n_1 \cos \theta_3 - n_3 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_3 + n_3 \cos \theta_1} = |R_{\text{TM}}| \exp(j2\phi_{13}^{\text{TM}}) \\ R_{\text{TM}} = \frac{n_1 \cos \theta_2 - n_2 \cos \theta_1}{n_1 \cos \theta_2 + n_2 \cos \theta_1} = |R_{\text{TM}}| \exp(j2\phi_{12}^{\text{TM}}) \end{cases} \quad (1-2)$$

在导波情况下入射角 θ_1 应满足全反射条件, $\theta_1 > \theta_c = \arcsin(n_2/n_1)$, 由折射定律, $\sin \theta_2 = \sin \theta_1 / (n_2/n_1) > 1$, 此时 θ_2 在实域无解, $\cos \theta_2$ 成为虚数, 即

$$\begin{cases} \cos \theta_3 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_3} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_3}\right)^2 \sin^2 \theta_1} = -j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_3}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \\ \cos \theta_2 = \sqrt{1 - \sin^2 \theta_2} = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1} = -j \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 \sin^2 \theta_1 - 1} \end{cases} \quad (1-3)$$

将式 (1-3) 带入式 (1-1)、式 (1-2) 中得

$$\begin{cases} \phi_{13}^{\text{TE}} = \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - (n_3/n_1)^2}}{\cos \theta_1} \\ \phi_{12}^{\text{TE}} = \arctan \frac{\sqrt{\sin^2 \theta_1 - (n_2/n_1)^2}}{\cos \theta_1} \end{cases} \quad (1-4)$$

$$\begin{cases} \phi_{13}^{\text{TM}} = \arctan \frac{(n_1/n_3)^2 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - (n_3/n_1)^2}}{\cos \theta_1} \\ \phi_{12}^{\text{TM}} = \arctan \frac{(n_1/n_2)^2 \sqrt{\sin^2 \theta_1 - (n_2/n_1)^2}}{\cos \theta_1} \end{cases} \quad (1-5)$$

1.1.2 平面介质波导中的传输模式

导模光波在波导薄膜上下两个界面发生全反射, 并沿锯齿形路径传播。但并不是满足全反射的光线都能形成导模。导模除了要满足全反射条件外, 还要满足波导横向的谐振条件: 上下界面来回反射一次所产生横向相移的代数和应是 2π 的整数倍。

从平面波导的结构图中可以知道, 横向谐振的条件是

$$d n_1 \cos \theta_1 - 2\phi_{12} - 2\phi_{13} = 2m\pi \quad m = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (1-6)$$

此方程称为导模色散方程。导模在平面波导中成锯齿形传播, 其传播系数 $n_2 k < \beta = n_1 k \sin \theta_1 < n_1 k$ 。给定波导参数 (n_1, n_2, n_3, d) 以及工作波长时, 由色散特征方程可求出 θ_1 , 当 m 取不同的值时, 将会得到不同的 θ_1 值。也就是说, 并非满足了全反射条件后的光波都能称为导波, 而只有满足特征方程的那些 θ_1 才能使光波成为导波。这样, θ_1 是一系列离散值而不是连续值。

薄膜中的横向相位常数 $h = n_1 k \cos \theta$, 纵向传播常数 $\beta = n_1 k \sin \theta$, 衬底的衰减系数 $p = (\beta^2 - n_2 k_0)^{1/2}$, 覆盖层的衰减系数 $q = (\beta^2 - n_3 k_0)^{1/2}$ 。可以看出, 由特征方程确定 θ_1 后即可得到

这些参数,反过来,这些参数也确定了导模在薄膜、衬底以及覆盖层的传输特性。显然, β 、 h 、 p 、 q 也应该是离散的。

由特征方程还可以看出,当给定波导参数和工作波长时,模阶数 m 越大则 θ_1 越小,因而 β 越小。在所有的导模中,最低阶模 TE_0 、 TM_0 的 β 最大。对于给定的模式, β 是随工作波长 λ (或角频率 ω) 而变的。由特征方程可见,当 m 给定时,工作波长 λ 越小, k_0 越小, θ_1 越小,因而 β 也越小。所以,特征方程实际上给出了 β 与 λ (或 ω) 的关系,从这个意义上讲,称之为色散方程。具体关系如图 1-4 所示。

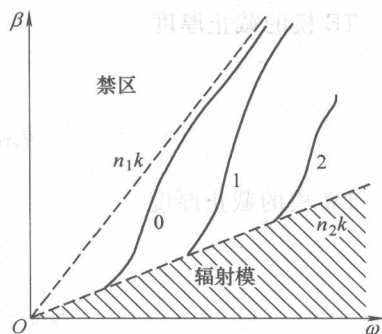


图 1-4 传播常数与波长的关系

当 $\theta < \theta_c$ 时,波导中不再存在导模而成为辐射模。当 $\theta = \theta_{c12}$,则是导模和衬底的临界状态,称为导模截止条件。此时, $\cos\theta = \cos\theta_{c12} = (n_1^2 - n_2^2)^{1/2}/n_1$,因此,无论 TE 模还是 TM 模都有 $\phi_{12} = 0$,并有

$$\phi_{13}^{TE} = \arctan \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{(n_1^2 - n_2^2)}} \quad (1-7)$$

$$\phi_{13}^{TM} = \arctan \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \quad (1-8)$$

对于 TE 模的特征方程可变为

$$m\pi + \arctan \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-9)$$

此方程代表模截止时的特征方程。从式 (1-9) 中我们可以看出,导模截止的条件是:①传输光波的波长和模式数;②波导参数。

同理,可得 TM 模的特征方程为

$$m\pi + \arctan \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} = \frac{2\pi d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-10)$$

我们从式 (1-9) 和式 (1-10) 中可以求出:

TE 模的截止波长为

$$\lambda_{cTE} = \frac{2\pi d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{m\pi + \arctan \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}}} \quad (1-11)$$

TM 模的截止波长为

$$\lambda_{cTM} = \frac{2\pi d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{m\pi + \arctan \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}}} \quad (1-12)$$

对于一个给定的平板波导,当工作波长小于截止波长 λ_c 时,将不再有导模存在而出现辐射模。所以不同模式有不同的截止波长,模阶数越高,截止波长越短。当模阶数 m 相同

时, TE 模的截止波长比 TM 模的要长。所以 TE₀ 模的截止波长在所有导模中最长的, 所以称 TE₀ 模为基模。从式 (1-1) 和式 (1-2) 中还可以得到:

TE 模的截止厚度

$$d_{cTE} = \frac{\lambda \left(m + \frac{1}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right)}{2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (1-13)$$

TM 模的截止厚度

$$d_{cTM} = \frac{\lambda \left(m + \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right)}{2 \sqrt{n_1^2 - n_2^2}} \quad (1-14)$$

实际应用中往往希望波导只传输单模, 这就要求设计合理的波导结构并选择适当的波长, 以保证波导只传输基模 TE₀。波导中可以求出可能的 TE 模的数量

$$m = \text{int} \left\{ \frac{2}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} - \frac{1}{\pi} \arctan \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right\} \quad (1-15)$$

式中, int 表示取括号中量的整数。同理, 可得 TM 模的数量

$$m = \text{int} \left\{ \frac{2}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} - \frac{1}{\pi} \left(\frac{n_1}{n_3} \right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}} \right\} \quad (1-16)$$

对于对称波导有 $n_2 = n_3$, 则有 $\phi_{12} = \phi_{13} = 0$ 。无论是 TE 模还是 TM 模都有

$$m\lambda_c = 2d \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-17)$$

显然, 对称波导基模的截止波长 $\lambda_c = \infty$, 截止厚度 $d_c = 0$ 。也就是说对称波导没有基模截止, 无论什么样的波长和平板厚度都能传输基模。

1.1.3 波导损耗

导模在波导中传输时, 有散射、吸收和辐射 3 种损耗。吸收损耗主要存在于半导体波导; 电介质波导以散射损耗为主; 波导弯曲时, 还出现辐射损耗。散射损耗有体散射和表面散射两种。波导层体积内的缺陷, 如杂质原子的存在、气泡和晶格缺陷导致体散射。但是, 现行的波导工艺已经可以将这些缺陷控制在相当轻微的程度内, 所以体散射损耗一般可以忽略不计。

导模在波导中传输时, 在上下界面上做频繁的反射, 因此, 光滑的波导表面的散射也可以忽略。由散射的瑞利准则可以导出表面散射公式:

$$P_r = P_i \exp(-\alpha_s L) \quad (1-18)$$

式中, P_i 、 P_r 分别是入射和出射光功率; L 是波导长度; α_s 散射系数。

$$\alpha_s = (4\pi)^2 \left[\left(\frac{\sigma_{12}}{\lambda} \right)^2 + \left(\frac{\sigma_{13}}{\lambda} \right)^2 \right] \frac{\cos^2 \theta_m}{2 \sin \theta_m} \frac{1}{d + 1/\sqrt{\beta^2 - n_2^2 k^2} + 1/\sqrt{\beta^2 - n_3^2 k^2}} \quad (1-19)$$

式中, σ_{12} 、 σ_{13} 是波导上下界面表面粗糙度的方差; θ_m 是 m 阶导模的入射角; d 是波导薄膜厚度。由式 (1-19) 可以看出, 表面散射损耗正比于粗糙度对波长比的二次方, 而且导模的阶数越高其入射角 θ_m 越小, 表面散射损耗就越大。

如果光波导在传播轴方向发生弯曲, 它会引起弯曲损耗和传播常数的变化。进一步分析, 弯曲损耗又可以分为均匀弯曲损耗、不规则弯曲损耗以及由于曲率变化产生的转弯损耗。下面将说明这些现象的一般概念, 至于详细定量计算, 近年来多采用从数学解析直到光束传播法 (BPM) 中的数值模拟等方法。

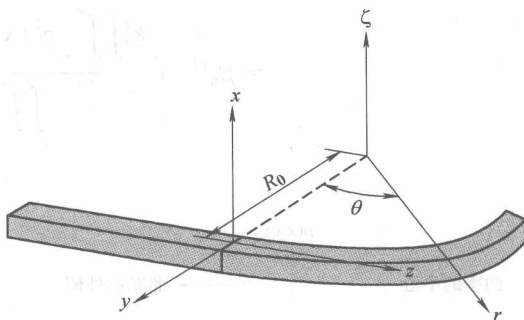


图 1-5 解析弯曲波导采用的坐标系

现在考虑光波导沿着 z 方向产生弯曲时的情况, 如图 1-5 所示, 传播轴的曲率半径为 R_0 。一般情况下用笛卡儿坐标系 (x, y, z 这 3 个相互垂直的坐标轴) 表达波动方程, 但在弯曲波导中, 用图 1-5 中所示的圆柱坐标系表达波动方程将更为方便。

用图 1-5 中所示的圆柱坐标系表示标量波动方程 (对电场) 为

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial \zeta^2} + k_0^2 n^2(x, y) E = 0 \quad (1-20)$$

注意: 光波导中的光是沿着坐标系的 ζ 轴的方向传播的, 但这里光是沿着半径 R_0 的圆周方向进行传播的。所以, 为了防止与笛卡儿坐标系中的 z 轴相混, 将圆柱坐标系的中心轴表示为 ζ , 故做如下坐标变换:

$$x = \zeta \quad (1-21)$$

$$y = R_0 \ln \left(\frac{r}{R_0} \right) \quad (r = R_0 \text{ 或 } y = 0) \quad (1-22)$$

$$z = R_0 \theta \quad (1-23)$$

式 (1-20) 变为

$$\exp \left(-2 \frac{y}{R_0} \right) \left(\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + k_0^2 n^2(x, y) E = 0 \quad (1-24)$$

进一步设 z 向相关性为 $\exp(-j\beta z)$, 经变换得到

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E}{\partial y^2} + k_0^2 n^2(x, y, z) \exp \left(2 \frac{y}{R_0} \right) E = \beta^2 \exp \left(2 \frac{y}{R_0} \right) E \quad (1-25)$$

在波导的中心 $y=0$ 处, 上式右端传播常数中的 $\exp(2y/R_0)$ 为 1, 由于在波导中心以外的电磁场是衰减的, 所以该部分近似为 1。于是便可知, 在弯曲波导中可用 $n(x, y, z) \exp(2y/R_0)$ 代替直线波导的折射率分布 $n(x, y, z)$, 又由于泰勒级数展开的一阶近似为 $\exp(2y/R_0) \approx 1 + Y/r_0$, 所以波导中心 $y=0$ 附近的折射率分布将等值于图 1-6 所示的均匀倾斜分布。经这样变换后的折射率分布, 当 y 增大时, 包层的折射率比芯层的更大, 所以产生辐射损耗。这种辐射损耗称为均匀弯曲损耗。但是如果 R_0 很大, 被约束在芯层中的电磁场在包层中已充分衰减, 所以即使包层折射率在某 y 处大于芯层的折射率, 其影响也很小。对这类均匀弯曲损耗所造成折射率变换可用微扰法来处理。设没有弯曲的直线波导 ν 阶模的传播常数为 $\beta_0^{(\nu)}$, 弯曲波导 ν 阶模的传播常数可表示为

$$\beta^{(\nu)^2} = \beta_0^{(\nu)^2} + \frac{k_0^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} n^2(x, y) \left(\exp \left(2 \frac{y}{R_0} \right) - 1 \right) |E_0^{(\nu)}|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E_0^{(\nu)}|^2 dx dy}$$

$$\approx \beta_0^{(\nu)^2} + \frac{k_0^2 \int \int_{-\infty}^{\infty} n^2(x, y) \left(2 \frac{y}{R_0}\right) |E_0^{(\nu)}|^2 dx dy}{\int \int_{-\infty}^{\infty} |E_0^{(\nu)}|^2 dx dy} \quad (1-26)$$

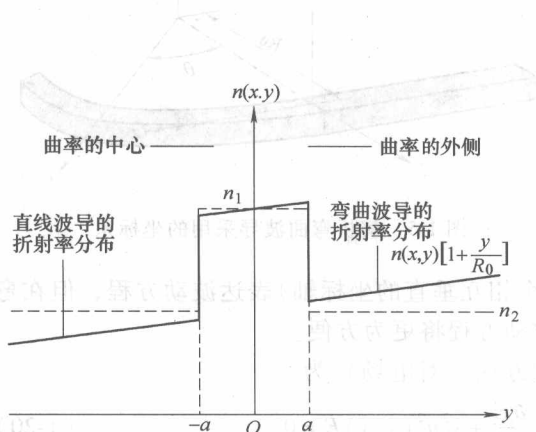
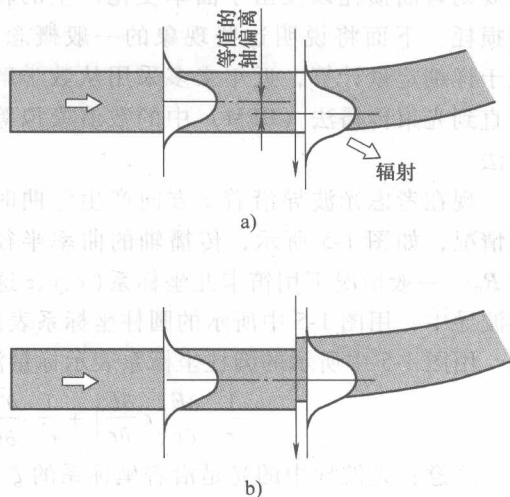


图 1-6 弯曲波导中折射率分布的变形

图 1-7 从直线波导向弯曲波导接续时的电磁场分布
a) 波导的中心重合时 b) 场分布的中心重合时

与传播常数相比，一般对光传播特性影响更大的因素是电磁场分布的变形。如图 1-6 所示，如果折射率分布沿 y 轴方向倾斜，则电磁场分布会向折射率大的方向平移，即偏向 y 的正方向。所以，当光从直线波导入射到弯曲波导时，如图 1-7a 所示，由于模电磁场分布的中心不一致，会造成很大的损耗（类似于轴偏离损耗）。为降低这种损耗，必须设计成图 1-7b 的形式，将波导中心轴移动以使电磁场分布的中心一致。当曲率相反的波导之间接续时，也必须采取同样的措施。

为了评价均匀弯曲损耗，提出了各种解析式，但是近年来随着数字模拟技术的发展，已有相关计算软件上市，所以在波导组件的设计方案中，多使用光束传播法进行数值模拟，用数值计算来预估弯曲损耗的大小。另外，在光纤光缆化的情况下，在光缆内部会存在各个方向的微小弯曲。这种弯曲称为不规则弯曲，曲率具有统计特性。已经试验确定这种不规则弯曲损耗的曲率统计性质符合高斯分布，可用以下公式来表示：

多模光纤

$$\alpha_{mb} = 2500N \left(\frac{1}{R}\right)^2 \overline{W^2} \frac{1}{\Delta} \exp\left[1 - \left(\frac{\overline{W}}{2a}\right)^2 \Delta\right] \quad (1-27)$$

单模光纤

$$\alpha_{sb} = xN \left(\frac{1}{R}\right)^2 \overline{W^2} \frac{1}{\Delta} \exp\left[-y \left(\frac{\overline{W}_{nl}}{\lambda_c}\right)^2 \Delta^2\right] \quad (1-28)$$

弯曲损耗的单位为 dB/km；

式中， N 为每米光纤的弯曲次数； $\left(\frac{1}{R}\right)^2$ 是曲率平方的平均值； \overline{W} 为曲率分布的相关长度；

λ_c 为截止波长。单模光纤中的系数 x 和 y 将随波长的改变而改变。

上面公式中, 要求得弯曲的平均次数 N 以及其他参数, 一般是困难的。如果要求光缆化时只注意尽可能避免产生不规则弯曲损耗而没有很好地成缆, 那么尽管光纤本身损耗很小, 但仍存在成缆后损耗增大的情况。另外, 在单模光纤中, 如果增大 λ / λ_c , 则系数 y 会减小, 如果工作波长远大于截止波长, 则成缆后不规则弯曲有增大的趋势。所以, 为了在工作波长下不因为成缆使不规则弯曲损耗有太大的增加, 就必须精心设计光纤的结构 (如 α 、 Δ 、 λ_c 等)。

1.2 平面波导传输模式的电磁场分析

在二维平面波导中, 利用麦克斯韦方程组和 $\partial/\partial z = -j\beta$ 、 $\partial/\partial y = 0$, 可得两组独立方程为

$$\begin{cases} \beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -j\omega\mu_0 H_z \\ j\beta H_x + \frac{\partial H_z}{\partial x} = -j\omega\epsilon E_y \end{cases} \quad (1-29)$$

$$\begin{cases} \beta H_y = \omega\epsilon E_x \\ \frac{\partial H_y}{\partial x} = j\omega\epsilon E_z \\ j\beta E_x + \frac{\partial E_z}{\partial x} = j\omega\mu_0 H_y \end{cases} \quad (1-30)$$

第一组方程中仅含有 E_y 、 H_x 、 H_z 这 3 个分量, 第二组方程中仅含有 H_y 、 E_x 、 E_z 这 3 个分量, 前者仅有一个电场分量 E_y , 称为 TE 波, 后者仅有一个磁场分量 H_y , 称为 TM 波。

1.2.1 TE 波

TE 波在直角坐标系下的亥姆霍兹方程为

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} + (n^2 k_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (1-31)$$

显然, 求解上述方程还应该借助介质界面处的边界条件。对光波导来说, 界面既无电荷也无电流, 所以边界条件应为切向电场强度和切向磁场强度连续, 而法向电位移和法向磁感应强度连续, 即

$$\begin{cases} E_{1t} = E_{2t} \\ H_{1t} = H_{2t} \\ D_{1n} = D_{2n} \\ B_{1n} = B_{2n} \end{cases} \quad (1-32)$$

式 (1-31) 为常系数齐次线性微分方程, 其解的形式应由 $n^2 k_0^2 - \beta^2$ 的值 (即本征方程的根) 来决定。若 $n^2 k_0^2 - \beta^2 < 0$, 则 E_y 应有指数函数的形式, 若 $n^2 k_0^2 - \beta^2 > 0$, 则 E_y 应有三角函数的形式。

在平面波导中, 由于薄膜、衬底和包层具有不同的折射率, 因而在波导的不同区域会有

不同形式的解。若 $n_1 k_0 < \beta$ ，此时在薄膜、衬底和包层中的解都具有指数形式，但它们都不能满足无穷远处的边界条件，这种解无意义，因此， $n_1 k_0 < \beta$ 为禁区。若 $n_3 k_0 < n_2 k_0 < \beta < n_1 k_0$ ，在薄膜层中， E_y 应具有三角波形式的解，这说明它们是驻波，在衬底及包层中， E_y 应有指数形式，但正指数形式因不符合边界条件而必须除去，因而呈现为负指数形式，这意味着 E_y 在衬底和包层中作指数衰减。这种情况说明波导中的光波为表面波，也就是导模。若 $n_3 k_0 < \beta < n_2 k_0 < n_1 k_0$ ，则在薄膜和衬底两层中 E_y 均为驻波，在包层中 E_y 为负指数形式——衰减波。这表明光波呈现衬底辐射模。若 $\beta < n_3 k_0 < n_2 k_0 < n_1 k_0$ ，则在三层中 E_y 均为三角波形式，此时是包层辐射模。

对于 TE 导模，假设

$$\begin{cases} h^2 = k_{1x}^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2 \\ p^2 = -k_{2x}^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2 \\ q^2 = -k_{3x}^2 = \beta^2 - k_0^2 n_3^2 \end{cases} \quad (1-33)$$

则 E_y 的解为

$$E_y = \exp[j(\omega t - \beta z)] \begin{cases} E_3 \exp[-q(x-d)], & x < 0 \\ E_1 \cos(hx - \phi), & 0 < x < d \\ E_2 \exp(px), & x > d \end{cases} \quad (1-34)$$

式中， E_1 、 E_2 、 E_3 、 h 、 q 、 p 和 ϕ 均为待定系数。其中 E_1 、 E_2 、 E_3 这 3 个参数只须确定两个，即可知道场分布，而确定了 h 就可求出 β 以及 q 、 p ，其中 ϕ 表示薄膜中 E_y 极大值的位置。

利用边界条件可确定上述待定常数，在 $x=0$ 和 $x=d$ 的边界上应有切向电场强度 E_y 和切向磁场强度 H_x 连续。则

$$E_1 \cos \phi = E_2 \quad (x=0) \quad (1-35)$$

$$E_1 h \sin \phi = p E_2 \quad (x=0) \quad (1-36)$$

$$E_1 \cos(hd - \phi) = E_3 \quad (x=d) \quad (1-37)$$

$$E_1 h \sin(hd - \phi) = q E_3 \quad (x=d) \quad (1-38)$$

将式 (1-35) 和式 (1-36) 相除可得 $\tan \phi = p/h$ 。这与式 (1-4) 比较可得 $\phi = \phi_{12}^{\text{TE}}$ 为下界面反射相移的 1/2。将式 (1-37) 和式 (1-38) 相除可得 $\tan(hd - \phi) = q/h$ 。并且可得 $\phi = \phi_{13}^{\text{TE}}$ ，利用三角函数的周期性可得

$$hd - \phi_{12} - \phi_{13} = m\pi \quad (1-39)$$

由于 $n_1 > n_2 > n_3$ ，所以 $q > p$ ，包层中的场比衬底层中的场衰减快得多。而且 m 越大，包层、衬底的衰减系数 p 、 q 越小，这说明导模阶数越高，其消逝场通过两个波导界面穿透得越远，即波导对高阶模的限制就越小。TE 模场的分布曲线如图 1-8 所示。

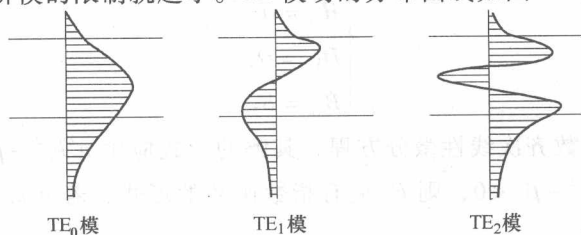


图 1-8 几种低阶 TE 模场的分布曲线

1.2.2 导模携带的功率

由电磁场理论可知导模在单位宽度上携带的功率为

$$P = \int_{-\infty}^{+\infty} \hat{S}_z dx = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \operatorname{Re}(\mathbf{E} \times \mathbf{H})_z dx \quad (1-40)$$

式中, \hat{S}_z 为波的 Z 分量对时间的平均值。对 TE 模有

$$\hat{S}_z = -\frac{1}{2} E_y H_x^* = \frac{\beta}{2\omega\mu_0} |E_y|^2 \quad (1-41)$$

1.3 三维波导传输模式的理论分析

前面已经讨论了只在一个方向上对光场有限制作用的平面二维波导,但在许多情形中还要求波导中传输的光场在两个方向上都受到限制,这种波导称为三维波导,或者称为条形波导或带状波导。

图 1-9 显示的是几种二维受限的波导结构,对它们的分析要比一维波导(平面波导)的分析要复杂得多,一般只能用近似的方法进行分析。

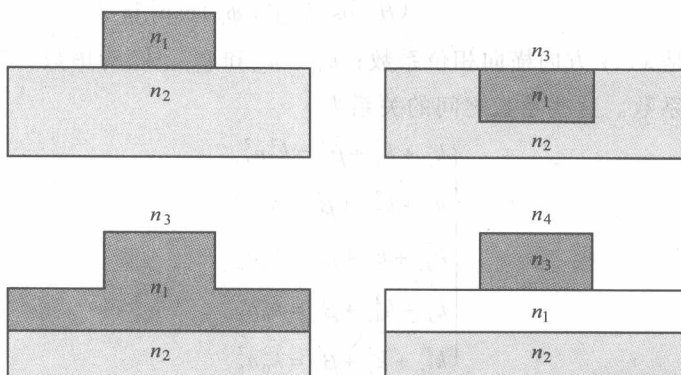


图 1-9 几种三维波导折射率分布情况

1.3.1 马克帝里 (Marcatili) 近似法

上面的几种波导模型可以简化成如图 1-10 所示的结构。选取芯区的中心为坐标原点,并把横截面分为 9 个区域,每个区域都是均匀分布的各向同性介质,由于光的全反射,则大部分的光功率都在芯区传输,并且阴影部分中的能量很小,可以忽略。严格地说,带状介质波导中不存在 TE、TM 模而只存在混合模,即同时存在 E_x 、 E_y 、 E_z 和 H_x 、 H_y 、 H_z 分量。当功率集中于芯区时,入射角大,入射波几乎平行于 z 轴,或者说远离截止,这时横截面上的主要分量有两种情况:一种为 E_y 、 H_x ; 另一种是 H_y 、 E_x 。也就是说它们近似为横电磁波 (TEM)。在带状波导中前者称为 E_{mn}^y 波,后者为 E_{mn}^x 波。除去阴影部分,假设其他 5 个部分的折射率区的波数为 k_i ($i=1, 2, 3, 4, 5$), 并且满足: $k_{ix}^2 + k_{iy}^2 + k_{iz}^2 = k_i^2 = \omega^2 \mu \epsilon$,

并且有

$$k_{1z} = k_{2z} = k_{3z} = k_{4z} = k_{5z} = \beta \quad (1-42)$$

1. E_{mn}^y 波的导模

设 E_{mn}^y 模在波导中各区的电磁场为

$$E_y(x, y, z) = E_{iy}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)]$$

$$H_x(x, y, z) = H_{ix}(x, y) \exp[j(\omega t - \beta z)]$$

$$(1-43)$$

代入矢量亥姆霍兹方程, 可得到直角坐标下

H_{ix} 的亥姆霍兹方程

$$\frac{\partial^2 H_{ix}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 H_{ix}}{\partial y^2} + (n_i^2 k_0^2 - \beta^2) H_{ix} = 0 \quad (1-44)$$

利用分离变量法得到各个区域 H_{ix} 的解, 一般为

$$H_{ix} = \exp[j(\omega t - \beta z)] \begin{cases} H_1 \cos(k_{1x}x + \phi_1) \cos(k_{1y}y + \phi_2) \\ H_2 \cos(k_{2x}x + \phi_1) \exp[-jp_2y] \\ H_3 \cos(k_{3x}x + \phi_1) \exp[-jp_3y] \\ H_4 \cos(k_{4x}x + \phi_1) \exp[jp_4y] \\ H_5 \cos(k_{5x}x + \phi_1) \exp[jp_5y] \end{cases} \quad (1-45)$$

式中, k_x 、 k_y 分别是 x 、 y 方向横向相位系数; k_{3x} 、 k_{5x} 和 k_{2y} 、 k_{4y} 为虚数, 其绝对值表示各区域内 x 方向的衰减系数。这些系数之间的关系为

$$\begin{cases} k_x^2 + k_x^2 + \beta^2 = k_0^2 n_1^2 \\ k_x^2 + k_{2y}^2 + \beta^2 = k_0^2 n_2^2 \\ k_{3x}^2 + k_y^2 + \beta^2 = k_0^2 n_3^2 \\ k_x^2 + k_{4y}^2 + \beta^2 = k_0^2 n_4^2 \\ k_{5x}^2 + k_y^2 + \beta^2 = k_0^2 n_5^2 \end{cases} \quad (1-46)$$

对于 E_{mn}^y 模的其他分量, 可由 H_{ix} 的解利用麦克斯韦方程的分量形式得到。此处 $H_{iy} = 0$, 所以有

$$\begin{cases} E_{ix} = -\frac{1}{\omega \epsilon_0 n_i^2 \beta} \frac{\partial^2 H_{ix}}{\partial x \partial y} \\ E_{iy} = \frac{k_{iy}^2 - n_i^2 k_0^2}{\omega \epsilon_0 n_i^2 \beta} H_{ix} \\ E_{iz} = \frac{j}{\omega \epsilon_0 n_i^2 \beta} \frac{\partial H_{ix}}{\partial y} \\ H_{iz} = -\frac{j}{\beta} \frac{\partial H_{ix}}{\partial x} \end{cases} \quad (1-47)$$

利用 E_y 在 $x = \pm a/2$, $-b/2 < y < b/2$ 处连续; H_x 在 $y = \pm b/2$, $-a/2 < x < a/2$ 处连续;

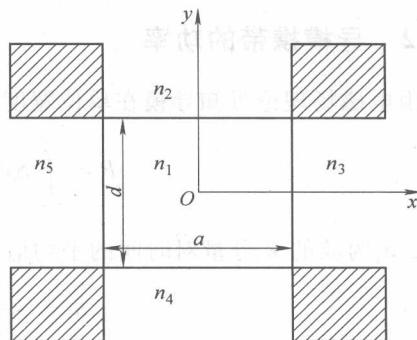


图 1-10 三维波导折射率的简化模型