

高等院校电子科学与技术专业系列教材

集成光学

唐天同 王兆宏 编著

科学出版社

北 京

内 容 简 介

本书是关于集成光学的一本入门教材，系统而扼要地介绍了这一新兴学科的原理、材料、工艺与技术发展。

全书共分为 8 章，内容包括：集成光学的概念、发展现状和意义；平面介质光波导和耦合模理论；晶体在外场作用下的光学性质；集成光有源器件；集成光无源器件；集成光学器件使用的材料；集成光学器件的主要制作工艺及光波导参量的测试等。

本书适于高等院校电子科学与技术、光学工程、光电子技术、光信息科学技术及通信工程等专业高年级本科生作教材使用，也可供相关领域科技人员阅读参考。

图书在版编目(CIP)数据

集成光学/唐天同,王兆宏编著. —北京:科学出版社,2005

(高等院校电子科学与技术专业系列教材)

ISBN 7-03-015614-5

I. 集… II. ①唐…②王… III. 集成光学-高等学校-教材 IV. TN 25

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2005)第 053614 号

责任编辑:马长芳 姚庆爽/责任校对:张怡君

责任印制:张克忠/封面设计:陈 敬

科学出版社 出版

北京东黄城根北街 16 号

邮政编码:100717

<http://www.sciencep.com>

印刷

科学出版社发行 各地新华书店经销

*

2005 年 8 月第 一 版 开本:B5(720×1000)

2007 年 1 月第二次印刷 印张:14 1/4

印数:3 001—4 500 字数:271 000

定价:28.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换〈环伟〉)

《高等院校电子科学与技术专业系列教材》编委会

主 编	姚建铨	天津大学
副主编	金亚秋	复旦大学
	陈治明	西安理工大学
	吕志伟	哈尔滨工业大学
委 员	(按姓氏音序排列)	
	曹全喜	西安电子科技大学
	崔一平	东南大学
	傅兴华	贵州大学
	郭从良	中国科技大学
	郭树旭	吉林大学
	黄卡玛	四川大学
	金伟琪	北京理工大学
	刘纯亮	西安交通大学
	刘 旭	浙江大学
	罗淑云	清华大学
	马长芳	科学出版社
	毛军发	上海交通大学
	饶云江	重庆大学
	张怀武	电子科技大学
	张在宣	中国计量学院
	周乐柱	北京大学
	邹雪城	华中科技大学
秘 书	资丽芳	科学出版社

序 言

21 世纪，随着现代科学技术的飞速发展，人类历史即将进入一个崭新的时代——信息时代。其鲜明的时代特征是，支撑这个时代的诸如能源、交通、材料和信息等基础产业均将得到高度发展，并能充分满足社会发展和人民生活的多方面需求。作为信息科学的基础，微电子技术和光电子技术同属于教育部本科专业目录中的一级学科“电子科学与技术”。微电子技术伴随着计算机技术、数字技术、移动通信技术、多媒体技术和网络技术的出现得到了迅猛的发展，从初期的小规模集成电路（SSI）发展到今天的巨大规模集成电路（GSI），成为使人类社会进入信息化时代的先导技术。20 世纪 60 年代初出现的激光和激光技术以其强大的生命力推动着光电子技术及其相关产业的发展，光电子技术集中了固体物理、波导光学、材料科学、半导体科学技术和信息科学技术的研究成就，成为具有强烈应用背景的新兴交叉学科，至今光电子技术已经应用于工业、通信、信息处理、检测、医疗卫生、军事、文化教育、科学研究和社会发展等各个领域。可以预言，光电子技术将继续微电子技术之后再次推动人类科学技术的革命和进步。因此，21 世纪将是微电子和光电子共同发挥越来越重要作用的时代，是电子科学与技术飞速发展的时代。

电子科学与技术对于国家经济发展、科技进步和国防建设都具有重要的战略意义。今天，面对电子科学技术的飞速发展，世界上发达国家像美国、德国、日本、英国、法国等都竞相将微电子技术和光电子技术引入国家发展计划。我国对微电子技术和光电子技术的研究也给予了高度重视。在全国电子科学技术的科研、教学、生产和使用单位的共同努力下，我国已经形成了门类齐全、水平先进、应用广泛的微电子和光电子技术的科学研究领域，并在产业化方面形成了一定规模，取得了可喜的进步，为我国科学技术、国民经济和国防建设做出了积极贡献，在国际上也争得了一席之地。但是我们应该清醒地看到，在电子科学与技术领域，我国与世界先进水平仍有不小的差距，尤其在微电子技术方面的差距更大。这既有历史、体制、技术、工艺和资金方面的原因，也有各个层次所需专业人才短缺的原因。

为了我国电子科学与技术事业的可持续发展和抢占该领域中高新技术的制高点，就必须统筹教育、科研、开发、人才、资金和市场等各种资源和要素，其中人才培养是极其重要的一环。根据教育部加强高等学校本科教育的有关精神，电子科学与技术教学指导委员会和科学出版社，经过广泛而深入的调研，组织出版

了这套电子科学与技术本科专业系列教材。

本系列教材具有以下特色：

1. 多层次。考虑到多层面的需求（普通院校、重点院校或研究型大学、应用型大学），根据不同的层次，有针对性地编写不同的教材，同层次的教材也可能出版多种面向的教材。

2. 延续传统、更新内容，基础精深、专业宽新。教材编写在准确诠释基本概念、基本理论的同时，注重反映该领域的最新成果和发展方向，真正使教材能够达到培养“厚基础、宽口径、会设计、可操作、能发展”人才的目的。

3. 扩宽专业基础，加强实践教学。适当拓宽专业基础知识的范围，以增强培养人才的适应性；注重实践环节的设置，以促进學生实际动手能力的培育。

4. 适应教学计划，考虑自学需要。教材的编写完全按照教学指导委员会最新的课程设置和课程要求的指示精神，同时给学生留有更大的选择空间，以利于学生的个性发展和创新能力的培养。

5. 立体化。教材的编写是立体的，包括主教材、学习辅导书、教师参考书和多媒体课件等。

本系列教材的编写集中了全国高校的优势资源，突出了多层次与适应性、综合性与多样性、前沿性与先进性、理论与实践的结合。在教材的组织和出版过程中得到了相关学校教务处及学院的帮助，在此表示衷心的感谢。

根据电子科学与技术专业发展战略的要求，我们将对这套系列教材不断更新，以保持教材的先进性和适用性。热忱欢迎全国同行以及关注电子科学与技术领域教育及发展前景的广大有识之士对我们的工作提出宝贵意见和建议。



教育部“电子科学与技术”教学指导委员会主任
中国科学院院士，天津大学教授

前 言

集成光学是在光通信、光计算机及光信息处理等新兴技术需求的基础上应运而生的。集成光学的概念在 1969 年被首次提出，它将光纤和以平面介质光波导为基础的集成光路相结合，极大地促进了光通信的长足发展。集成光路通常是利用光波导将发光元件、透镜、光传输、光调制、光耦合以及光接收等器件连接在一起，集成在衬底上，构成具有一定独立功能的微型光学体系。

集成光学建立在光电子学、光波导理论、激光技术和微电子学的微细加工工艺发展的基础之上，是光电子学的一个重要分支。集成光学的任务是将传统的光学元器件和系统微型化，并按照新的物理观点将这些元器件或系统“集成”，以形成具有多种功能的集成光学体系。目前，集成光学所利用的光波导的尺度大体上可与光的波长相比拟。随着科学技术的不断发展，纳米量子线、光子晶体以及微谐振腔的研究进展，使得微腔激光器、纳米光波导、纳米光探测器等都可能成为现实，这将不断地影响集成光学的发展进程，并可能实现更小尺寸的光集成。

本书是在编者为本科生讲授“集成光学”课程的讲稿基础上写成的。理论论述尽可能深入浅出、言简意赅。在论述各种集成光学器件时，尽可能对国际上该领域最新的研究成果予以介绍，并采用大量图表进行说明。除了集成光学的主要理论基础、各种集成光学器件及其集成技术以外，本书还扼要论述了集成光学的材料、主要制备工艺以及介质平面光波导主要参量的测量技术，为读者今后进行设计、制作集成光学器件提供必要的技术基础。每章末均附有习题和大量的参考文献，以帮助读者学习和进一步做深入研究。

本书可作为电子科学与技术、光电子技术、光通信及相关专业的大学高年级本科生教材，并可供有关专业的科研人员、工程技术人员参考。

本书由唐天同主编，唐天同编写第 1~3 章、8.1~8.3 节初稿，王兆宏编写第 4~7 章、8.4~8.5 节初稿，最后由唐天同统编成书。

由于集成光学是正在迅速发展中的科学技术，加之编者水平有限，错误和不当之处在所难免，望读者不吝赐教并给予指正。

编著者
2005.4

目 录

序言

前言

第 1 章 概论	1
1.1 集成光学的概念	1
1.2 集成光学的特点	2
1.2.1 集成光学系统与离散光学器件系统的比较	2
1.2.2 集成光路与集成电路的比较	2
1.3 集成光学的发展和现状	4
1.4 研究集成光学的意义	6
习题	7
参考文献	8
第 2 章 平面介质光波导和耦合模理论	9
2.1 平板光波导的射线光学分析	11
2.2 平板光波导的波动方程分析	15
2.2.1 TE 模的场方程及传播模式	16
2.2.2 TM 模的场方程及传播模式	17
2.3 条形光波导的波动方程分析	18
2.3.1 E_{mn}^y 模	19
2.3.2 E_{mn}^x 模	21
2.4 耦合模理论	22
2.4.1 模式耦合	22
2.4.2 平面介质光波导的耦合模微扰理论	24
2.4.3 导模之间的耦合	25
2.4.4 导模与辐射模的耦合	29
2.4.5 光波导的激励	31
习题	43
参考文献	44
第 3 章 晶体在外场作用下的光学性质	46
3.1 晶体光学简介	46
3.2 电光效应	48
3.3 声光效应	50

3.3.1 声光布拉格衍射	50
3.3.2 声光相互作用的耦合模理论	53
3.4 热光效应	55
3.5 磁光效应	56
3.5.1 法拉第旋转效应	56
3.5.2 磁致双折射效应	57
3.6 非线性光学效应	58
3.6.1 二阶非线性光学效应	59
3.6.2 三阶非线性光学效应	60
习题	60
参考文献	61
第4章 光有源器件	62
4.1 半导体激光器和集成光源	62
4.1.1 半导体激光器的基本原理	62
4.1.2 法布里-珀罗双异质结激光器	66
4.1.3 分布反馈式与分布布拉格反射器式半导体激光器	67
4.1.4 量子阱激光器	70
4.1.5 垂直腔面发射激光器	74
4.2 半导体光放大器	77
4.2.1 半导体光放大器	77
4.2.2 基于半导体光放大器的全光波长转换器	79
4.3 集成光探测器	83
4.3.1 p-n 结光电二极管	83
4.3.2 雪崩光电二极管	87
4.3.3 肖特基势垒探测器	88
习题	88
参考文献	89
第5章 集成光无源器件	91
5.1 基本元件	91
5.1.1 定向耦合器及分支波导	91
5.1.2 透镜	93
5.2 电光集成器件	98
5.2.1 电光开关和电光调制器	98
5.2.2 TE-TM 模式转换器	106
5.3 声光集成器件	107
5.3.1 共线模式转换型声光集成器件	108
5.3.2 非共线布拉格衍射型声光器件	112

5.4 热光开关和调制器	114
5.4.1 马赫-曾德尔干涉仪型热光开关和调制器	114
5.4.2 Y 分支热光数字光开关	117
5.5 磁光隔离器和环行器	119
5.5.1 波导型磁光隔离器	119
5.5.2 波导型磁光环行器	123
5.5.3 磁光隔离器和环行器的发展方向	124
习题	125
参考文献	125
第 6 章 系统集成	128
6.1 光集成的方式	128
6.1.1 功能集成	128
6.1.2 个数集成	131
6.2 光集成的类型	132
6.2.1 全光集成	133
6.2.2 混合光电集成	134
6.3 光集成的技术途径	137
6.3.1 单片集成	138
6.3.2 混合集成	140
习题	144
参考文献	144
第 7 章 集成光学器件的材料	145
7.1 集成光学器件用材料的共同要求	145
7.2 半导体材料	146
7.2.1 间接带隙半导体材料	146
7.2.2 直接带隙半导体材料	147
7.3 介质材料	151
7.3.1 LiNbO_3 和 LiTaO_3 晶体	151
7.3.2 ZnO 晶体	152
7.4 聚合物材料和玻璃材料	153
7.4.1 聚合物材料	153
7.4.2 玻璃材料	154
7.5 磁性材料	155
习题	156
参考文献	156

第8章 集成光学器件的主要制作工艺及平面介质光波导参量的测试	158
8.1 薄膜淀积技术	158
8.1.1 真空蒸发淀积	158
8.1.2 溅射淀积	160
8.1.3 离子镀	161
8.1.4 化学气相淀积	162
8.1.5 等离子体增强化学气相淀积	164
8.2 薄膜外延生长技术	164
8.2.1 外延生长过程和生长模型	166
8.2.2 液相外延生长	169
8.2.3 分子束外延	169
8.2.4 金属有机化合物气相外延及其在集成光学中的应用	172
8.3 微细图形加工技术	178
8.3.1 抗蚀胶	178
8.3.2 光刻技术	180
8.3.3 蚀刻	188
8.4 条形光波导及典型器件的制作	193
8.4.1 LiNbO_3 波导及相应的集成光学器件	194
8.4.2 玻璃光波导的制作	200
8.4.3 聚合物光波导的制作	203
8.5 光波导主要参量的测量	204
8.5.1 光波导的折射率和传播常数的测量	204
8.5.2 光波导传输损耗的测量	206
习题	210
参考文献	210
附录 缩略语表	213

第 1 章 概 论

1.1 集成光学的概念

集成光学的概念是 1969 年美国贝尔实验室的 M iller 博士提出的^[1]。集成光学是在光电子学和微电子学基础上,采用集成方法研究和发展光学器件和混合光学-电子学器件系统的一门新的学科。1972 年, Som ekh 和 Y ariv 提出了在同一个半导体衬底上同时集成光器件和电子器件的构想。从那时起,研究人员开始利用各种材料、多种制备方法制作集成光学器件。

集成光学的出现自然是光学器件和系统本身发展的必然结果,但是,它的发展也受到了微电子集成电路技术的启迪和促进。集成光学是当今光学和光电子学领域的发展前沿之一,它主要研究集成在一个平面衬底上的光学器件和光电子学系统的理论、技术与应用,是光学发展的必由之路和高级阶段^[1,2]。集成光学以半导体激光器、光调制器、接收器等光子和光电子元件为核心集成起来,并以具有一定功能的体系为标志。目前,主要是研究和开发光通信、光学信息处理、光子计算机和光传感等所需的多功能、稳定、可靠的光集成体系和混合光电集成体系等。把激光器、调制器、探测器等有源器件集成在同一衬底上,并用光波导、隔离器、耦合器和滤波器等无源器件连接起来构成的微型光学系统称为集成光路,以实现光学系统的薄膜化、微型化和集成化。如果同时与电子器件(如场效应晶体管、电阻、电容等)集成,则构成混合光电子集成体系(opto-electronic integrated circuit, OEIC)。

集成光学的理论基础是光学和光电子学,涉及波动光学与信息光学、非线性光学、半导体光电子学、晶体光学、薄膜光学、导波光学、耦合模与参量作用理论、薄膜光波导器件和体系等多方面的现代光学内容;其工艺基础则主要是薄膜技术和微电子工艺技术。集成光学的应用领域非常广泛,除了光纤通信、光纤传感技术、光学信息处理、光计算机与光存储等之外,还在向其他领域,如材料科学研究、光学仪器、光谱研究等方面渗透。

提到“集成”,人们首先会想到集成电路(integrated circuit, IC)。毫无疑问,现在和将来的信息化社会,在很大程度上依赖以硅技术为基础的微电子学技术。现代微电子学起源于 1947 年发明的晶体管。在晶体管诞生 10 年后,得克萨斯仪器公司的基尔毕(K irby)发明了集成电路。最早的集成电路,只不过是把一个晶体管用导线与几个电阻电容等元件连接,元器件总数为 12 个。从此以后,

集成电路迅速发展。到 1997 年，被集成的晶体管个数已经达到了 1G-DRAM (约 10^6 个元器件)。现在，集成电路仍然以每 3 年增加 10 倍集成度的速度发展。微电子学的集成电路之所以取得如此爆炸性的进展，是由于充分发挥了集成化的优越性，从最早的去掉焊点提高可靠性开始，经过小型化和成品率的提高，从量的扩大引起质的变化，“集成”成为了一种潜力难以估量的科学技术手段。

目前，集成光学技术还难以直接和微电子学集成技术相比较，微电子集成已达到了相当成熟的阶段。但是，从集成电路的飞速发展历程看来，我们有理由期待，在不久的将来，集成光学也会以迅猛的发展速度实现高集成度、小型化和多功能化的目标。

1.2 集成光学的特点

1.2.1 集成光学系统与离散光学器件系统的比较

传统的、非集成的离散光学元件系统由于体积和重量大、稳定性差和光束的调准困难，已不能适应现代信息光电子技术发展的需要^[3]。为满足当今信息时代的要求，光学器件的发展从传统的离散光学器件发展到目前的集成光学阶段。离散光学器件是将体型光学器件固定在大型的平台或光具座上，构成光学系统。该系统的大小大约是 1m^2 的数量级，光束的粗细大约为 1cm 的程度。除了体积庞大之外，组装、调整也比较困难。本书将要介绍的集成光学系统具有如下优点^[4]：

(1) 光波在光波导中传播，光波容易控制和保持其能量。

(2) 集成化带来的稳固定位。如上所述，集成光学期待在同一块衬底上制作若干个器件，因而不存在离散光学器件所具有的组装问题，这样就可以保持稳定的组合，从而它对振动和温度等环境因素的适应性也比较强。这可以说是集成光学的最大优点。

(3) 器件尺寸和相互作用长度缩短；相关的电子器件的工作电压也较低。

(4) 功率密度高。沿波导传输的光被限制在狭小的局部空间，导致较高的光功率密度，容易达到必要的器件工作阈值和利用非线性光学效应工作。

(5) 体积小、重量轻。集成光学器件一般集成在厘米尺度的衬底上，其体积小，重量轻。

在基本上完成了作为集成光学初期阶段的单个器件的研究工作后，现在终于迎来了光集成的实质性阶段，相信今后会逐步走向广泛的实用化。

1.2.2 集成光路与集成电路的比较

1.2.1 节里，就集成光学的特点与离散光学进行了比较。下面我们再换个角

度来分析集成光学的产生与发展的必然性，就会更容易了解目前还处于发展阶段的集成光学的地位了。

目前，集成光学已初具规模，并在光通信及光信息处理方面显示出电子学无法比拟的优越性。不单是比离散元器件构成的光学系统具有巨大优越性，作为一种信息的处理与传输系统，与微电子系统相比，集成光学系统也具有其固有的重大优越性。

光集成的优点可以分为两个方面^[5]，其一是用集成光学体系（集成光路）代替集成电子体系（集成电路），其二则与导光波的光学纤维和介质平面光波导代替电线或者同轴电缆传输信号有关。

在集成光路上，各光学元件形成在一个晶片衬底上，用衬底内部或表面上形成的光波导连接起来。采用类似于半导体集成电路的方法，把光学元件以薄膜形式集成在同一衬底上的集成光路，是解决原有光学系统小型化和提高整体性能问题的重要途径。这样的集成器件具有体积小、性能稳定可靠、效率高、功耗低，使用方便等优点。

与集成电子体系相比，集成光学体系具有其独特的优越性^[6~8]。首先，集成光路与光纤一样，信号的载体是光波，光波的频率比电子手段产生的电磁振荡（包括微波）高得多，因而可能加载频带宽度极宽的信号，而且避免了电路的导线固有的电容和电感导致的频率限制效应。这样，集成光路的光信号的传输带宽及与此相应的传输信息量，比电子电路系统的电信号的传输带宽和信息量超过若干数量级。其次，虽然电子计算机已经进入大规模和超大规模集成电路的时代，但其运算速率始终受限于固体电子器件中电子运动的速度，而光子计算机以光速运动的光子为工作的基础，其理论计算速率可高达 $10^{10} \sim 10^{11}$ 次/s，它比目前计算速率最快的电子计算机高 100~1000 倍。第三，空间上多道阵列、多频（波分复用）以致三维立体的光学存储及处理的特点，使光存储和处理的容量可达到 10^{18} K bit 的“海量信息”。如果用集成光路来实现光信号的逻辑运算、传送和处理，则可制成体积小、速度快、容量大的“全光计算机”。光子计算机比电子计算机有着并行处理、信号互不干扰、开关速度快、光速传递、宽带以及信息容量极大的优点。

总的来说，用集成光路代替集成电路的优点包括^[5]带宽增加，波分复用，多路开关，耦合损耗小，尺寸小，重量轻，功耗小，成批制备经济性好，可靠性高等。由于光和物质的多种相互作用，还可以在集成光路的构成中，利用诸如光电效应、电光效应、声光效应、磁光效应、热光效应等多种物理效应，实现新型的器件功能。集成光路的主要优点列举在表 1.1 中。

表 1.1 集成光路的优点

1	光波导具有非常宽的带宽
2	光子器件中光子运动速度比电子器件中电子高得多，而且没有导线电容和电感对频率的限制
3	在同一光路上可以传输和处理多个或多道频率的信号，即实现“波分多路复用”
4	在空间上可以实现一维或二维以至三维立体的多路阵列传输及存储、处理
5	较小的尺寸、重量，较低功耗
6	成批制造的前景和经济性
7	改善可靠性
8	改善光学连接及对准的稳定和可靠性，避免由于震动带来的系统不稳定或失效
9	降低成本（制造、应用、维护、升级）

1.3 集成光学的发展和现状

经过长期的研究开发，目前常用的光波导材料是半导体、 LiNbO_3 等晶态介质、聚合物和玻璃。与此同时，与集成光学息息相关的半导体激光器、低损耗光纤等的研究也取得了一定进展。

1962 年开发出了第一个半导体同质结激光二极管，但其效率较低，阈值电流较大，不能在室温下连续工作。1963 年提出了具有三明治结构的双异质结构半导体激光二极管，并对其工作原理作了深入研究。1967 年异质结外延生长技术的出现，拉开了半导体激光器实用化的序幕。1970 年实现了激光二极管的室温连续工作。此后，分布反馈式和分布布拉格反射器式激光器、量子阱和应变量子阱激光器、垂直腔面发射激光器、半导体激光器阵列等半导体激光器、半导体光放大器和集成光源不断涌现，为集成光学长远的发展奠定了基础。此外，1970 年研制成功了低损耗光纤，目前光纤的传输损耗已经降低到了 0.2dB/km 以下。这些研究开辟了全光通信系统的实用性进程。

目前，集成光学正以其独特的优点进入了迅速发展的阶段。相对于微电子学，集成光学的器件尺寸较大和集成度不高一度是困扰集成光学发展的一个重要问题。近来，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元表面波等新技术原理的出现为实现小尺寸和高集成度提供了理论基础，使得集成光学进入了高速发展的新阶段。

1987 年，Yablonovitch 和 John 大约同时独立地提出了光子晶体（photonic crystal, PC）的概念。光子晶体^[9,10]概念的提出向人们展示了一种全新的控制光子的机制，它完全不同于以往利用全反射来引导光传输。利用光子晶体实现的集成光学系统可能实现小型化、提高集成度，为集成光学的发展和应用带来了新的

生机和活力,展现了一个美好的未来。

1946年从理论上提出了限制在微腔中的光场的光子态密度的改变的效应,并预言了腔对自发辐射衰变速度有增强和抑制的作用;1982年预期微腔激光器可以极大地降低激射阈值,可望实现无阈值激光器,这才引起了人们的注意,从此开始了微腔的深入研究。由于微腔激光器有许多优点,如小尺寸、动态单纵模、窄光束、垂直于衬底出射光和便于集成等,使它有极为重要的应用前景。微腔激光器^[11]及其集成的二维面阵,有望成为集成光学系统所需光源的最佳选择。

2003年,中美科学家联合开发出制备纳米线的新方法^[12]。纳米线提供了尺度远远小于光波长的导光结构,它与有关纳米尺度的微腔和激光器的技术配合,可望用于制作各种纳米光集成器件^[13,14]。

集成光学的理论研究也是重要的研究方面。集成光学的理论研究主要集中在器件的新原理、设计概念、结构设计、功能模拟、特性参数计算等方面。理论上对于集成器件的结构与性能模拟通常使用计算机辅助设计与数值计算的方法^[15~18],如传递矩阵方法(transfer matrix method, TMN)、光束传播法(beam propagation method, BPM)、时域有限差分法(finite difference time domain, FDTD)和有限元法(finite element method, FEM)等都有效地用于集成光学器件的模拟与计算,并用于实现集成器件结构的优化。

目前,集成光学的研究已经在光电子行业中产生了重大的影响。国际上关于集成光学的研究十分活跃。1972年由美国光学协会主办召开了集成光学主题会议(Topical Meeting on Optics,后改名为Integrated and Guided Wave Optics),这是关于集成光学研究的第一次会议,具有深远的意义。此后,有关集成光学的国际会议大量增加。集成光学和光纤通信国际会议(International Conference on Integrated Optics and Optical Fiber Communication, IOOC)从1977年开始,每隔一年召开一次;欧洲每年还要召开欧洲集成光学会议(European Conference on Integrated Optics, ECIO)。这些会议频繁地传递着国际间有关集成光学方面的最新研究成果,同时也加快了集成光学的研究进展。

在我国,集成光学研究是从1970年开始的,发展也十分迅速。1981年召开第一届全国集成光学学术会议,此后,每隔一年召开一次。1986年,我国启动的“863”计划中,将光电子器件及其集成技术选为信息领域的三大主题之一。从1986年至今,国家自然科学基金委员会对光电子研究给予了大力支持,所资助的项目大约200项,其中包括有源和无源器件及其集成相关的理论、方法、材料研究、器件与制作工艺研究及集成光学系统研究等。

国际上的学术交流与合作大大推动了集成光学的研究进程。虽然如此,集成光学目前在实践应用中依然面临许多尚未克服的技术和性能障碍,在理论上也有待新的突破。当前,集成光学研究热点主要集中在如下几个方面^[19~23]:①在

很大程度上提高集成光学器件的可靠性和稳定性；②减小波导传输损耗、降低散射；③减小器件尺寸，提高集成度；④期待着光路/光元件的集成化；⑤提高光通信用多波长光源的性能、成本、可靠性；⑥突破目前的“光-电-光”交换的瓶颈；⑦进一步改善开关/调制器的消光比；⑧力争利用聚合物材料制作出实用化的集成光学器件；⑨尽可能研制实用化的波导型磁光隔离器和环行器，减小尺寸、提高集成度；⑩为制作高质量的狭长结构的波导，需要研究与此相适应的制作技术；⑪虽然适合通信波段的波导材料已经有了充分研究，但在 $0.633\mu\text{m}$ 波长段下，目前还没有合适的波导材料。因此，今后关于集成光学材料的研究，以及利用这些材料制作光波导的技术研究，必然将继续下去。⑫目前，光纤或激光器与波导的耦合过程比较复杂、费时而又难于固定，影响了集成光学的实用化进程；研究新的耦合技术以便高效的实现高性能的耦合。

1.4 研究集成光学的意义

前面我们说明了集成光学系统的含义及优特点；随之而来的问题是，人们为什么要研究集成光学，或者说研究集成光学的意义何在？

21 世纪，人类将迈入一个高度信息化的社会。信息时代的特征是：要求信息量十分巨大、信息传递非常快捷、信息处理十分迅速。其量化的标志为三“T”：信息传输速率将达到每秒万亿比特（Tbit/s）；基于网络高速互联的计算机在人类活动中发挥着无与伦比的巨大作用，单个计算机的数据处理速度将达到每秒万亿次（T/s）的量级；超高密度的光存储技术将把海量信息浓缩在尺度很小的存储介质之中，单片存储器的存储容量将达到万亿字节（Tbit）。由 Tbit/s 信息传输、T/s 信息处理和 Tbit 信息存储所构成的三“T”模式将成为人类数字化生活最显著的标志。

预计到 2010 年，这个世界将有足够的数字信息容量分配给每一个人，点播一部电影就像目前发送一封电子邮件一样容易。未来的大学将延伸为网络大学，未来的实验室可能会扩展为网络实验室，未来的图书馆可能演变为网络图书馆，未来的商务活动也将大量地采用电子商务的形式，未来的时代因此而被人们称作信息时代或网络时代。由此可见，三“T”技术的实现在某种程度上改变着人类的生存和发展方式。而这一切都离不开信息光电子技术。

在现代战争中，基于信息光电子技术的激光雷达、红外夜视和激光精密制导等先进军事技术扮演了重要的角色。海湾战争、科索沃战争、美伊战争突出地向全世界展示了信息和信息光电子技术在现代战争中的重要地位。因此，信息光电子技术也是保障国防安全的核心技术之一。

由此可见，光电子技术在未来的信息社会中必将扮演重要的角色，将成为

21 世纪的基石和支柱之一。

我们说 20 世纪是电子世纪。电是由电子传导的，电子带有电荷，电子的运动及电信号易受电磁场干扰；电子具有有限的质量或惯性，因而电子器件处理信号的速率也受到限制。光波是波长非常短、频率极高的电磁波，光子的静止质量为零，因而光传输信号的速率为光速，非常高；光子又是一种电中性粒子，因此光子的运动及光信号不受电磁干扰；而电子学的发展又为我们更好地控制和使用光波奠定了基础。第一，利用微电子学中的半导体 p-n 结和谐振腔技术结合产生激光，而且这种激光易于用电的方法控制；第二，利用电子学中的电磁波传输原理，发展包括光纤在内的光波导，实现光信号的传输包括远距离传输；第三，电子学在发展过程中所发展起来的整套电子学技术，包括真空电子技术、半导体技术、微细加工和集成工艺技术和光电-电光转换技术，架起了电子和光信息技术的桥梁。凡此种种使得光电子技术在信息领域的应用中迅速发展且有其独特的优势。

集成光学集中并发展了光学和微电子学的固有技术优势，将传统的由分立器件构成的庞大的光学系统变革为集成光学系统。由光电子学材料、光电子器件以及光电子器件集成化这三部分内容构成的集成光学系统具有宽带、高速、高可靠、抗电磁干扰、体积小、重量轻等优点，可以被广泛用于光通信、光信息处理、光传感技术、自动控制、电子对抗、光子对抗、光子计算机等高技术领域。

集成光学作为现代光电子学的一个重要分支，各国从事光电子、光信息系统研究的专家、学者都意识到了集成光学系统的重要性。

国际著名信息光电子专家、美籍华人李天培先生指出：将从事光电子器件和光信息系统的专家、学者结合起来，研制所谓的“集成化系统”（integrated system）已成为美国信息光电子研究的一个新的动向，集光机电于一体的“芯片系统”（system on chip）也将由梦想变为现实。日本政府也将集成光学研究列在十大优先发展技术的范围之内。的确，随着光子集成、光电集成和微型光学电子机械等技术的发展，器件与系统之间界限的模糊化，将大量的光子器件、光电子器件和电子器件集成在一个很小的芯片上，甚至将相当复杂的含有这些器件的通信、信息系统集成在一个很小的芯片上，均已逐渐成为可能。

习 题

1. 集成光学是什么？研究集成光学的意义何在？
2. 集成光学器件与分立光器件体系相比较具备哪些优点和特点？
3. 集成光路和集成电路相比，具有哪些优点和特点？

参 考 文 献

- 1 Miller S E . Integrated Optics; An Introduction . Bell System Technical Journal, 1969 , 48 ; 2059~2061
- 2 于荣金 . 集成光学和光子学 . 光电子·激光, 1998 , 9 (2) : 162~165
- 3 Grote N , Venghaus H . Fibre Optic Communication Devices . Berlin : Springer-Verlag , 2001
- 4 汉斯伯格 . 集成光学 : 理论和技术 . 陈益新编译 . 上海 : 上海交通大学出版社 , 1985
- 5 小林功郎 . 光集成器件 . 崔凤林 译 . 北京 : 科学出版社 , 2002
- 6 Kartalopoulos S V . Introduction to DWDM Technology ; Data in a Rainbow . Bellingham , Wash . : IEEE Press , 2000
- 7 陈益新 . 集成光电子学三十年 . 上海 : 上海交通大学出版社 , 1999
- 8 Hunsperger R G . Integrated Optics ; theory and technology . Berlin : Springer-Verlag , 2002
- 9 Inoue K , Ohtaka K . Photonic Crystals ; Physics , Fabrication and Applications . Berlin : Springer-Verlag , 2004
- 10 Busch K et al . Photonic Crystals ; Advances in Design , Fabrication , and Characterization . Weinheim : Wiley-VCH , 2004
- 11 于荣金 , 王玉堂 . 微腔激光器及其列阵的发展 . 科技导报 , 1995 (11) : 16~19
- 12 Tong L M et al . Subwavelength-diameter silica wires for low-loss optical wave guiding . Nature , 2003 , 426 : 816~818
- 13 Matt Law et al . Nano ribbed waveguide for subwavelength photonic integration . Science , 2004 , 305 (27) : 1269~1273
- 14 Barnes W L , Dereux A , Ebbesen T W . Surface plasmon subwavelength optics . Nature , 2003 , 424 : 824~830
- 15 Pedreira D , Joly P . A method for computing guided waves in integrated optics . SIAM Journal on Numerical Analysis , 2002 , 39 (5) : 1684~1711
- 16 Chakraborty R , Biswas J C , Lahiri S K . Analysis of directional coupler electro-optic switches using effective-index-based matrix method . Optics Communications , 2003 , 219 (1-6) : 157~163
- 17 Hu H Z et al . Structural auto-optimization of integrated optical directional coupler polarization splitter and reflectors . Lightwave Technology , 2002 , 20 (5) : 868~872
- 18 Yoshimura T et al . Three-dimensional micro-optical switching system architecture using slab-waveguide based micro-optical switches . Optical Engineering , 2003 , 42 (2) : 439~446
- 19 王启明 . 半导体集成光子学的研究与进展 . 自然科学进展 , 1997 , 7 (2) : 136~141
- 20 王玉堂 , 李明 . 光电子学研究的回顾与展望 . 激光与红外 , 1994 , (6) : 3~7
- 21 梁春广 , 杨瑞麟 . 光电集成与光集成的国外进展及评述 . 半导体情报 , 1994 , 31 (2) : 27~37
- 22 赵玉兰 . 国外光集成/光电集成技术的发展 . 光通信研究 , 1998 (5) : 52~57
- 23 Pascher W et al . Modeling and design of a traveling-wave electro-optic modulator on InP . Optical and Quantum Electronics , 2003 , 35 (4-5) : 453~464

第 2 章 平面介质光波导和耦合模理论

集成光学中，通常使用平面介质光波导来导光，即将光导入器件或从器件中将光导出。在许多场合，它本身又常是器件不可分割的一部分。可以说，平面介质光波导理论和耦合模理论是集成光学的理论基础之一。很多集成光学元件，如光调制器、光滤波器等的工作原理都是建立在平面介质光波导理论和耦合模理论基础之上的。因而，本章将平面介质光波导理论和耦合模理论作为讨论重点。但其基本原理也适用其他各种类型的光波导。

在 20 世纪 60 年代早期首次在实验中观察到沿介质层的光导波现象。由于光波导具有长距离限制光场和高传播速度这两个重要特性，不久便有基于这种现象的新一类有源和无源光学元器件问世。这类元器件尺寸小，运行功率低，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。60 年代后期，导波光学元器件领域取得的成就成为“集成光学”科学的开端。自此，导波光学在理论和应用方面都得到迅速发展。

介质波导的概念最初源自微波理论。光波在介电薄膜中传播的实验现象，在过去很长时期未能进行充分的研究。一个波导里能激励不同导波模式的现象引起了科学界的广泛关注。以此为契机，光波导理论得到了很好的阐释和理解。这包括马卡梯里 (M arcatili) 进行的条形波导场分布计算，M arcuse 提出的辐射模公式形式和锯齿波模型等^[1]。简单的锯齿形波传播的射线模型提供了波导中波传播的直观图像并广泛用于器件分析。

用于集成光学中的光波导根据结构的不同大体上划分为平板波导 (slab waveguide) 和条形波导 (stripe waveguide)。

平板介质波导由三层介质构成：中间一层薄膜厚度约为数微米，折射率为 n_1 ，称为波导层。下面一层折射率为 n_2 ，称为衬底；上面一层折射率为 n_3 ，称为覆盖层或包覆层，其结构如图 2.1 所示。为了保证光波在波导中传播， n_1 必

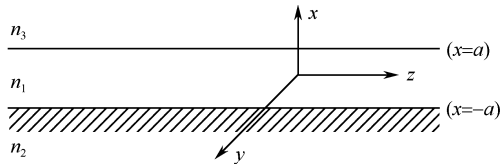


图 2.1 平板光波导的纵剖面结构

须要大于 n_2 和 n_3 ，此时波导薄膜的作用便好似一个聚焦透镜，将光波聚集在薄膜内，或将光波限制在薄膜内加以引导。由于这个原因，波导层薄膜也被称为光传导膜。在横方向上，平板波导在 y 方向尺寸远大于 x 方向尺寸，通常为分析简单起见，认为波导在 y 方向上是无限延伸的，光波只在厚度（ x ）方向受到限制。以下除非特别说明，我们将假设光波传播方向为 z 轴方向。

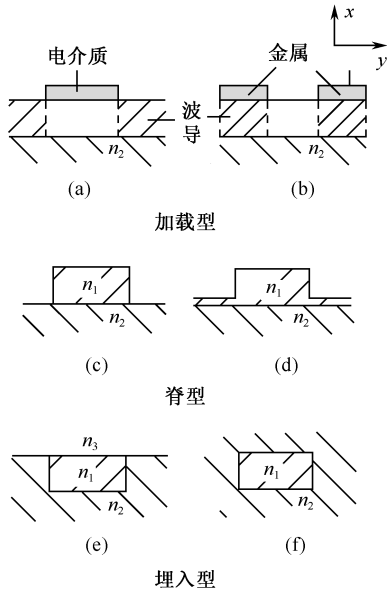


图 2.2 几种常见的条形波导横截面图

在平板波导表面部分地加载介质，加载介质部分的波导的等效光折射率会变大，该部分将把光限制起来；而在加载金属的场合，等效折射率会减小，在空气覆盖层部分将起到波导功能。脊型波导（图 2.2 (c)、(d)）是首先在衬底表面上，通过蒸发、溅射、扩散、外延生长等方法制作平板光波导，然后蚀刻除去多余部分制成。埋入型波导（图 2.2 (e)、(f)）是通过选择性的扩散、离子交换、离子注入、激光照射等方法，在接近衬底表面的地方形成高折射率的波导层。埋入型波导由于表面光滑、损耗低，在其波导表面加载电极很容易构成光调制器、开关等器件，因而，它是集成光学中使用最多的波导类型。

根据光波导中介质折射率的分布形式又可以将光波导分为折射率突变型（阶跃型）光波导和折射率渐变型（梯度型）光波导。折射率突变型光波导在波导区的折射率恒定；折射率渐变型光波导在波导区内的折射率缓慢变化，从波导层向衬底的方向折射率逐渐减小。Ti 扩散 LiNbO_3 （通常写成 Ti:LiNbO_3 ）光波导就是折射率渐变型光波导的典型例子（图 2.3）。阶跃波导由于波导层内折射率恒

然而，对于大多数光学器件应用，需要薄膜平面的方向（ y 方向）也受到限制的窄光导波，这时就需要使用条形波导。当光束在自由空间传播时，衍射效应会造成光束的发散或扩张。然而，在条形波导中无论传输多远光波都被限制在同样的范围内并保持一定的波场形式。条形光波导是在 x 、 y 两个方向上限制光场的波导结构，其典型尺寸（宽度乘厚度）是 $\mu\text{m} \times \mu\text{m}$ 量级。平板波导的长度与宽度均与衬底平面的尺寸相同；而条形波导的宽度通常比衬底的宽度小，长度等于或小于衬底的长度。条形波导包括加载型波导（strip-loaded waveguide）、脊形波导（ridge waveguide）和埋入型波导（buried waveguide）等类型^[2]。加载型波导分为介质加载型和金属加载型两种（图 2.2 (a)、(b)），

定而比较容易分析。

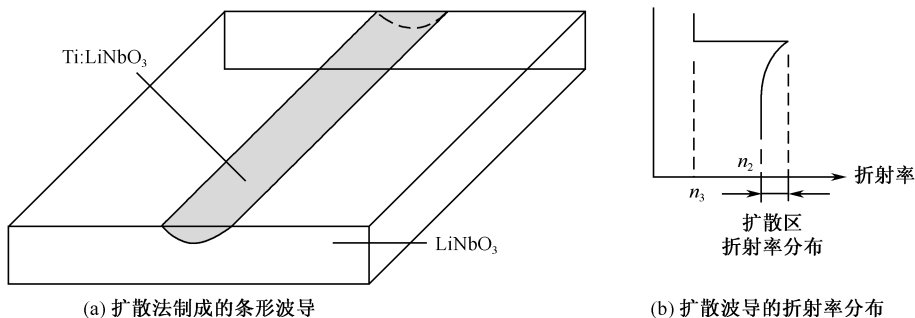


图 2.3 Ti:LiNbO₃ 光波导

2.1 平板光波导的射线光学分析

在经典电磁理论中, 电磁场遵循麦克斯韦 (Maxwell) 方程组和材料的本构关系。用麦克斯韦方程组 (或波动方程) 和适当的边界条件可以描述大部分光学现象。但在很多情况下, 用更简单和直观的射线光学近似分析所得到的结果与基于波动方程的结果吻合得相当好; 二者在一定程度上可视为等效。因而, 我们首先利用射线光学形象地介绍平面介质光波导理论的基本概念和术语。射线光学分析的基础是光线在介质界面所发生的反射、折射和全内反射现象。

图 2.4 表示一束光线由介质 1 以角度 θ_1 入射到无限介质界面处的情况。设界面两边均为无损耗、均匀和各向同性的介质, 在入射光波长的折射率分别为 n_1 和 n_2 ($n_1 > n_2$)。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, 入射光与法线夹角等于入射角 θ_1 , 而折射光线则以折射角 θ_2 进入介质 2 传播, 根据斯涅耳 (Snell) 定律, θ_2 由

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (2.1.1)$$

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。以入射平面为基准, 入射光的电场强度矢量可以分解为两个偏振方向正交的分量; 其中一个为垂直于入射面的 S 分量, 另一个为平行于入射面的 P 分量。根据菲涅耳 (Fresnel) 公式, 两个偏振分量的反射系数分别为^[3~5]

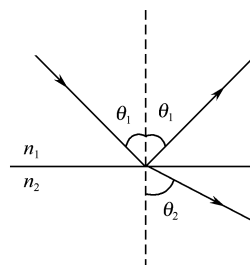


图 2.4 光线在界面的反射和折射

$$R_S = \frac{n_1 \cos \theta_1 - n_2 \cos \theta_2}{n_1 \cos \theta_1 + n_2 \cos \theta_2} = \frac{n_1 \cos \theta_1 - \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_1 \cos \theta_1 + \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (2.1.2)$$

$$R_P = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \cos \theta_2}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \cos \theta_2} = \frac{n_2 \cos \theta_1 - n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}}{n_2 \cos \theta_1 + n_1 \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_1}} \quad (2.1.3)$$

由式 (2.1.2) 和式 (2.1.3) 可以看出, 当 $\theta_1 < \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ 时, R_S 、 R_P 均为实数, 即一部分光被反射, 另一部分光被折射; 当 $\theta_1 = \arcsin \frac{n_2}{n_1}$ 时, $R_P = 1$, 则对于 P 偏振光而言, 只存在反射波, 而不存在透射波。由此可以看出, 当光线从折射率为 n_1 的光密介质射向折射率为 n_2 的光疏介质时 ($n_1 > n_2$), 入射角大于某一角度 θ_c 时, 就没有光进入光疏介质, 所有光被全部反射回光密介质中, 即发生了全内反射。此时的入射角 θ_c 称为全反射临界角

$$\theta_c = \arcsin \frac{n_2}{n_1} \quad (2.1.4)$$

全内反射现象可视作光导波现象的物理基础。

均匀平板波导的波导层折射率 n_1 、衬底折射率 n_2 、覆盖层折射率 n_3 都是常数。折射率 n_i ($i=1, 2, 3$) 之间满足以下关系

$$n_1 > n_2 \geq n_3 \quad (2.1.5)$$

式 (2.1.5) 最后一项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。光线在波导层中沿直线传播, 在波导层与衬底、波导层与覆盖层的界面上发生反射和折射。如果光线的入射角大于这两个界面上的全反射临界角, 则光线在波导层形成全内反射, 因此光线被约束在波导层内并沿锯齿状路径传播。

若波导属非对称型, 则相应地存在两个临界角。一个是使光线在波导-衬底界面发生全内反射的 θ_{c12} , 另一个是使光线在波导-覆盖层界面发生全内反射的 θ_{c13} 。对较小的入射角 θ_i , 当 $\theta_i < \theta_{c12}$ 、 θ_{c13} 时, 由衬底一侧入射的光按照斯涅耳定律相继经历两次界面折射时, 均有部分光由覆盖层及衬底逃逸, 即辐射出去。当 θ_i 增加, 并达到 $\theta_{c13} < \theta_i < \theta_{c12}$ 时, 从波导层向衬底入射的光首先在衬底-波导界面发生折射和反射, 然后在波导-覆盖层界面发生全反射, 继而在波导-衬底界面再次发生折射和反射并部分进入衬底中去。上述两种由波导层进入覆盖层和衬底的折射光, 分别形成了覆盖层辐射波和衬底辐射波 (两者统称为辐射波), 光路图分别如图 2.5 (a) 和图 2.5 (b) 所示。当 θ_i 增加到足够大, 以至 $\theta_i > \theta_{c13}$ 且 $\theta_i > \theta_{c12}$ 时, 光线在两个界面处均发生全内反射, 波导层内的光将被约束在其中沿锯齿状路径传播, 并称之为传导波或导行波 (图 2.5 (c))。根据这一分析,

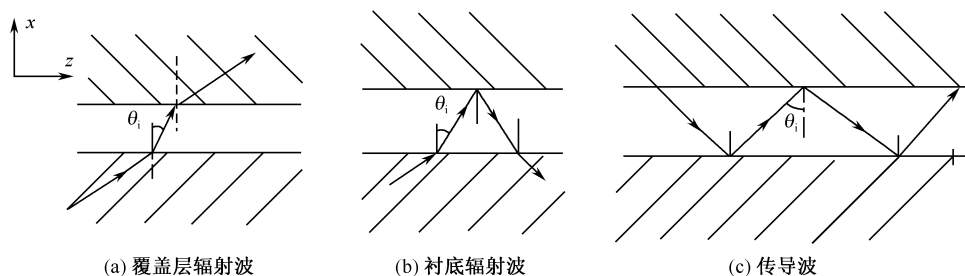


图 2.5 平板光波导可能存在的几种波

光波在导波层的传播可以视为锯齿状前进的部分波。部分波总的是在 z 方向传播，在这一方向形成行波；同时在 x 方向也有来回的传播和相应的传播常数，只是 x 方向来回的波相干形成了 x 方向的驻波。

假定导波沿 z 方向传播，并在 x 方向受到横向约束，波导结构和光场在 y 方向都是均匀无限的。引进沿 z 方向的传播常数（波矢）

$$\beta = k_z = k_1 \sin \theta_i \quad (2.1.6)$$

式中 k_1 为折射率为 n_1 的均匀无限介质中光的传播常数， $k_1 = n_1 k_0$ ， n_1 表示导波薄膜（波导层）介质的折射率； $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ （ λ_0 为真空中的光波长）是真空中光的传播常数或波矢。在分析中，我们已经假设介质是光学各向同性的，不存在双折射效应。显然

$$\beta \leq k_1 = n_1 k_0$$

另一方面，由于

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

式中 k_2 是折射率为 n_2 的衬底的材料中光波的传播常数。显然 $\beta > k_2$ ，于是有

$$k_2 < \beta \leq k_1 \quad (2.1.7a)$$

或者写为

$$n_2 k_0 < \beta \leq n_1 k_0 \quad (2.1.7b)$$

若定义“导波有效折射率”为

$$n_{\text{eff}} = \beta/k_0 \quad (2.1.8)$$

则由式 (2.1.7) 得到波导中存在传导波的条件是

$$n_2 < n_{\text{eff}} \leq n_1 \quad (2.1.9)$$

由式 (2.1.6) 可知，导波沿 z 方向传播的最大传播常数为

$$\beta_{\text{max}} = k_1 = n_1 k_0 \quad (2.1.10)$$

即在 $\beta > n_1 k_0$ 的区域不可能存在导波，我们将这一区域称为“导波截止区”。类似地，可以确定仅出现衬底辐射的条件是

$$n_3 < n_{\text{eff}} \leq n_2 \quad (2.1.11)$$

同时出现衬底辐射和覆盖层辐射的条件是

$$0 \leq n_{\text{eff}} < n_3 \quad (2.1.12)$$

根据表达式 (2.1.7) 可知，满足导行波传播条件的传播常数 β 可能有多解。对应于 β 的每一个解，就可能有一个导波存在，称之为一个本征模。波导中容许一组离散的本征模存在；每一个本征模（简称为模式或模）用一个序号 m 表示， m 是一个非负的整数。 m 较小的模式称为低阶模， m 较大的模式称为高阶模。从以后的分析可以得出，在波导的材料和结构参数（各层折射率、波导层厚度）确定的条件下，对于一个确定的光波频率（或光波在自由空间的波长），不是所有的非负整数 m 值对应的本征模都能存在。一般来说，序号为 m 的传播模式能否传播取决于 m 的大小。对于一定的工作波长或频率，低阶模容易满足传播条件，而高阶模则往往不能传播。

在波导理论中，称传播常数最大（即截止波长最长）的模式为导波的主模^[6]。如果工作光波的波长比主模式的截止波长要短，但比次低阶模式（截止波长仅比主模式短，但比其余所有模式的截止波长要长）的截止波长要长，则在此波导中只有主模才能传播，其余所有的模式都是截止的。这就是波导中的单模传输条件，单模传输是波导理论中一个极为重要的概念。在工作波长确定的条件下，由式 (2.1.7) 可知传输模数量主要取决于波导层与衬底之间的折射率差。波导层与衬底之间的折射率差越大，可传播的模数量就越多；为了满足单模传输条件，波导层与衬底的折射率差便不能过大。

当波导与衬底之间的折射率满足 $\frac{n_1 - n_2}{n_1} \ll 1$ （ n_1 为波导层的折射率， n_2 为衬底的折射率）的条件时，光波导被称为是“弱导”的。值得注意的是，尽管在“弱导”条件下，仍可能有强的导波作用，并把光全部限制在波导层内。所谓的“弱导”，就是指折射率差很小，因此能传播的光波模式较少（通常为单模传输）。一般的光波导衬底和波导层往往采用同一种材料，只是掺有不同浓度的杂质形成波导层，波导层与衬底的折射率相差很小，对应的全反射临界角很大，锯齿形的光传播方向与 z 轴的夹角很小。实用的光波导一般都满足“弱导”的条件。

在以上的讨论中，认为入射光线抵达交界面后，在入射点发生全反射。1947 年 Goos-Hänchen 用实验证明，在发生全反射时，实际上入射光要部分进入光疏介质，这相当于发生全反射的界面向光疏媒质一方推移，反射点的位置也向前推移，称为 Goos-Hänchen 位移。考虑这一现象，应当对前面的射线光学分析作出相应的修正。有关 Goos-Hänchen 位移的内容可参考本章末所附的参考文献。

2.2 平板光波导的波动方程分析

对于角频率为 ω 的正弦电磁场，麦克斯韦方程组可简化为以下复数表达式^[6]

$$\Delta \times \mathbf{H} = j\omega\epsilon \mathbf{E}, \quad \Delta \times \mathbf{E} = -j\omega\mu_0 \mathbf{H}$$

式中 $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$ ， ϵ_0 为自由空间的介电常数， ϵ_r 为相对介电常数； μ_0 为自由空间的磁导率。在直角坐标系中将上面两个矢量方程写成各分量的标量方程，得到

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} &= j\omega\epsilon E_x, & \frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} &= j\omega\epsilon E_y, & \frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} &= j\omega\epsilon E_z, \\ \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -j\omega\mu_0 H_x, & \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -j\omega\mu_0 H_y, & \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -j\omega\mu_0 H_z \end{aligned}$$

由于平板光波导结构在 y 方向视为无限，而且波沿 z 轴方向传播，所有的场分量都可以写成

$$U(x, z) = U(x)e^{-j\beta z}$$

的形式。由此， $\frac{\partial U}{\partial y} = 0$ ， $\frac{\partial U}{\partial z} = -j\beta U$ ，上面的六个方程可以分成两组

$$\beta E_y = -\omega\mu_0 H_x \quad (2.2.1a)$$

$$\frac{dE_y}{dx} = -j\omega\mu_0 H_z \quad (2.2.1b)$$

$$j\beta H_x + \frac{dH_z}{dx} = -j\omega\epsilon E_y \quad (2.2.1c)$$

$$\beta H_y = \omega\epsilon E_x \quad (2.2.2a)$$

$$\frac{dH_y}{dx} = j\omega\epsilon E_z \quad (2.2.2b)$$

$$j\beta E_x = \frac{dE_z}{dx} = -j\omega\mu_0 H_y \quad (2.2.2c)$$

在式 (2.2.1) 的三个方程中只含有 E_y 、 H_x 、 H_z 三个电磁场分量，电场强度只有 y 方向的分量，与波的传播方向垂直；但是磁场强度存在波的传播方向的分量 H_z ，因而它就是沿 z 方向传播的横电波即 TE 波（或称 TE 模）的场方程。在式 (2.2.2) 的三个方程中只含有 H_y 、 E_x 、 E_z 三个电磁场分量，磁场强度与波的传播方向垂直，但是电场强度存在波的传播方向的分量 E_z ，是沿 z 方向的横磁波即 TM 波的场方程。

根据以上分析可知，在平板光波导中传播的光波可以分为横电波（即 TE 模，在波的传播方向没有电场分量）和横磁波（即 TM 模，在波的传播方向没有磁场分量）。下面我们分别讨论这两种模式的特点。

2.2.1 TE 模的场方程及传播模式

将式 (2.2.1b) 两边对 x 求导, 并将式 (2.2.1) 的其余两个方程代入, 可以得到

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (2.2.3)$$

式中 $k_0^2 = \omega^2 \mu_0 \epsilon_0$, $n^2 = \epsilon_r$ 。构成波导的三层平面介质的折射率分别为 n_1 (波导区)、 n_2 (衬底区) 和 n_3 (覆盖层); x 方向为厚度方向, z 为光波传播方向 (图 2.1)。对于导行波, 电磁波能量主要集中在波导层内传播, 在衬底和覆盖层中场量都呈指数衰减, 式 (2.2.3) 的解可写为 (以下表达式中省略了 $e^{-j\beta z}$ 因子)^[6]

$$E_y(x) = \begin{cases} E_1 \cos(k_x x - \phi), & |x| \leq a \\ E_2 \exp[\alpha_2(x + a)], & -\infty < x < -a \\ E_3 \exp[-\alpha_3(x - a)], & a < x < \infty \end{cases} \quad (2.2.4)$$

式中

$$k_x^2 + \beta^2 = n_1^2 k_0^2 \quad (2.2.5a)$$

$$-\alpha_2^2 + \beta^2 = n_2^2 k_0^2 \quad (2.2.5b)$$

$$-\alpha_3^2 + \beta^2 = n_3^2 k_0^2 \quad (2.2.5c)$$

式 (2.2.5a) 中 k_x 为波导区中场量在 x 方向的波数, α_2 、 α_3 则分别为在衬底层和覆盖层中场量沿 x 方向的衰减常数, k_0 为在真空中传播的波数, β 为场量在 z 方向的传播常数; E_1 、 E_2 、 E_3 是三个积分常数, 代表场量的幅值。这样的场结构能保证场能量限制在波导层内沿 z 方向传播, 这就是波导中的传播模 (或称导波模式)。根据式 (2.2.1) 可以获得 TE 波的另外两个非零场分量。利用 E_y 和 H_z 在界面 $x = \pm a$ 处连续的边界条件, 可以求得平板介质波导中导波模的特征方程 (也称为本征值方程)

$$k_x d = m\pi + \arctan(\alpha_2/k_x) + \arctan(\alpha_3/k_x) \quad (2.2.6a)$$

$$\phi = \frac{1}{2} \arctan(\alpha_2/k_x) - \frac{1}{2} \arctan(\alpha_3/k_x) + \frac{n\pi}{2} \quad (2.2.6b)$$

式中 $d = 2a$ 为波导层的厚度; $m = 0, 1, 2, \dots$, $n = 0, 1$; 当 m 取偶数时, n 值为零; 而当 m 取奇数时, n 取为 1。利用式 (2.2.6a) 和式 (2.2.5) 可以求出每个本征模的四个特征参量 k_x 、 α_2 、 α_3 、 β 。再将求出的特征参量值代入式 (2.2.6b) 求得 ϕ , 从而得到 TE 模的场量。场量的幅值 E_1 、 E_2 、 E_3 由激励条件及边界条件决定。由于式 (2.2.6a) 中的每一个 m 值对应一个 TE 波模式, 我们称之为 TE 波的一个本征模, 记为 TE_m 。由此可见, 光波导中容许一组离散

的本征模存在。

值得注意的是，并不是 m 取任何非负整数所对应的模式都可以在给定的平板光波导中传播。如果特征参量 α_2 和 α_3 都是正实数，由式 (2.2.4)，衬底和覆盖层中的场随离开波导层表面的距离按指数规律迅速衰减。在 α_2 和 α_3 都是正实数的条件下， β 也是正实数，这时场量在 z 轴方向呈无衰减的行波特性。满足这些条件时，我们称这样的模式为传播模式或导波模式。如果 α_2 和 α_3 中有一个是虚数，或者两个都是虚数，则衬底或覆盖层中的场在 x 轴方向将呈行波特性，这就是说电磁波能量在向 z 轴方向传播的同时又在衬底或覆盖层中形成沿 x 轴方向的辐射。显然这样的模式不可能沿 z 轴方向长距离传播，这种模式就称为辐射模式。

由式 (2.2.5a)，如果 $n_2 > n_3$ ，首先 α_2 可能成为虚数，即首先出现衬底辐射。 β 、 α_2 、 α_3 都是正实数的条件是

$$n_2 k_0 < \beta \leq n_1 k_0 \quad (2.2.7)$$

这与射线光学分析得到的条件是完全一致的。如果 $\beta < n_2 k_0$ ， α_2 成为虚数，此时电磁场即成为辐射模，即辐射模条件为

$$0 \leq \beta \leq n_2 k_0 \quad (2.2.8)$$

根据式 (2.2.8)、式 (2.2.5) 和式 (2.2.4)，可以得到 TE_m 模的截止波长

$$\lambda_c = \frac{2\pi d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{m\pi + \arctan\left(\frac{\sqrt{n_2^2 - n_3^2}}{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}\right)} \quad (2.2.9)$$

波长长于截止波长 λ_c 的光波不可能在光波导中以导波模形式传播。由式 (2.2.9) 可以看出，在导波层厚度、各层的折射率和工作波长确定的条件下，第 m 阶模式能否传播将完全取决于 m 的大小； m 越小，截止波长越长。因此在确定的波导中，低阶模容易满足传播条件而高阶模则往往不能传播。显然当 $m=0$ 时，即 TE₀ 模式的截止波长是最长的。对于给定的波导，如果工作波长 λ 缩短，则波导中传播的模式数量将增加。

2.2.2 TM 模的场方程及传播模式

对于 TM 波场，通常认为存在三个非零分量 E_x 、 H_y 和 E_z 。可以进行类似于前面 TE 波的分析，导波模 H_y 的表达式为^[6,7]

$$H_y(x) = \begin{cases} H_1 \begin{cases} \cos(k_x x - \phi) \\ \sin(k_x x - \phi) \end{cases}, & |x| \leq a \\ H_2 \exp[\alpha_2(x+a)], & -\infty < x < -a \\ H_3 \exp[-\alpha_3(x-a)], & a < x < \infty \end{cases} \quad (2.2.10)$$

式中 k_x 、 α_2 、 α_3 、 β 与各层介质折射率的关系仍由式 (2.2.5) 给出。用类似于 TE 波的方法进行分析, 根据边界条件可获得 TM 模式的特征方程为

$$k_x d = m' \pi + \arctan(\alpha_2 n_1^2 / k_x n_2^2) + \arctan(\alpha_3 n_1^2 / k_x n_3^2) \quad (2.2.11a)$$

$$\phi = \frac{1}{2} [\arctan(\alpha_2 n_1^2 / k_x n_2^2) - \arctan(\alpha_3 n_1^2 / k_x n_3^2)] \quad (2.2.11b)$$

式中 $m' = 0, 1, 2, \dots$ 。当式 (2.2.10) 中波导区的磁场取余弦函数 $\cos(k_x x - \phi)$ 时, m' 取偶数; 波导区的磁场取正弦函数 $\sin(k_x x - \phi)$ 时, m' 取奇数。根据求出的四个特征参量和获得的场量幅值, 可以得到 TM 波的电场及磁场的波场的分布。类似地, 将截止条件 $\beta = k_0 n_2$ 代入 TM 模的特征方程, 得到 TM _{m'} 的截止波长。当 $m' = 0$ 时, 也就是 TM₀ 模式的截止波长为

$$\lambda_c(\text{TM}_0) = \frac{2\pi d \sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{\arctan\left(\left(\frac{n_1}{n_3}\right)^2 \sqrt{\frac{n_2^2 - n_3^2}{n_1^2 - n_2^2}}\right)} \quad (2.2.12)$$

对于衬底和覆盖层折射率不同的非对称波导, TE₀ 模是截止波长最长 (截止频率最低) 的模式, 即主模式。对于对称平板波导, TE₀ 和 TM₀ 的截止波长都是无限长, 即这一波模可以传播任意波长的电磁波, 同为波导的主模。

作为一个粗略的估计, 一个多模传输的平板光波导中传播的模式总量为^[8]

$$M = \left[\frac{4d}{\lambda} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \right]_{\text{取整数部分}} \quad (2.2.13)$$

由此可见, 对于波导层厚度及各层折射率给定的波导, 可传播的导波模式数量近似与工作波长成反比。对于给定的工作波长, 传播模数量则取决于波导层厚度和波导与衬底的折射率之差。波导越厚、折射率差越大, 可传播的模数量越多。这也与射线光学的分析一致。

2.3 条形光波导的波动方程分析

条形光波导与平板光波导不同的是, 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。这使问题变得相对复杂, 在条形介质波导中不可能存在单纯的 TE 模或 TM 模, 而是 TE 模和 TM 模的混合模式。那么要对条形光波导进行类似的严格分析, 由图 2.6 (a) 可以看出, 这需要将整个空间分成 9 个区, 每个区内的场都有 6 个场矢量的分量, 并使之在 12 个界面上满足场的切向分量连续的边界条件, 推导过程相当复杂繁冗。为此很多学者在研究过程中都采用一些近似的分析方法^[9,10]。

在条形波导的导波近似分析中, 如图 2.6 (b) 所示, I 区为波导区, 导波的

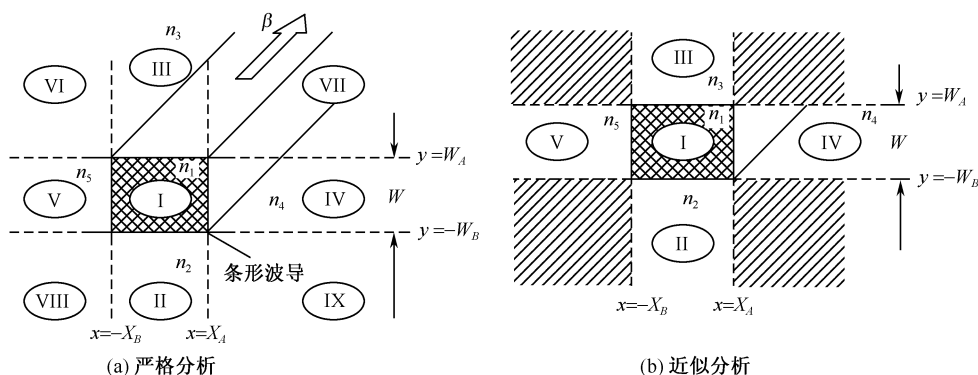


图 2.6 条形光波导示意图

光功率主要集中在这一区。II~V 区的功率远小于 I 区；而 VI~IX 区的功率则又远小于 II~V 的功率，在近似分析中可以略去不计。于是，分析中不考虑阴影区，只剩下 5 个区，4 个界面，使问题大大简化。这种忽略角上区域中的场的近似方法称为马卡梯里近似方法。

在实际光波导一般满足的“弱导”条件下，相应的光波导区折射率只是略微大于周围的折射率，其全反射临界角很大；而马卡梯里近似的基础是 II~V 区的功率远小于 I 区，相应的衰减系数很大，根据全反射的理论，这时部分波的入射角远远大于临界角。这意味着部分波的入射角已接近于 90° ，即入射波矢几乎平行于 z 轴。

在上述条件下，可将条形光波导中传播的光波采用准 TEM 近似。研究表明，在准 TEM 近似下，可以将波导中的导波模式分为横向分量以 E_y 、 H_x 为主的 E_{mn}^y 模式（或称为似 TE 模）和横向分量以 H_y 、 E_x 为主的 E_{mn}^x 模式（或称为似 TM 模）^[6]。模式的上标 x 、 y 表示电场矢量的偏振方向，下标 m 、 n 为模式序号，代表场量在 x 轴和 y 轴方向出现场量极大值的个数。

2.3.1 E_{mn}^y 模

对 E_{mn}^y 模式，横向场量以 y 方向的电场和 x 方向的磁场占主导地位。根据上面对各区域场分布规律的定性描述，可以将 x 方向的磁场 H_{ix} 写成^[11,12]

$$H_{ix} = e^{-j\beta z} \begin{cases} H_1 \cos(k_x x + \phi_x) \cos(k_y y + \phi_y), & -X_B < x < X_A, -W_B < y < W_A \\ H_2 \cos(k_x x + \phi_x) e^{\alpha_2(y+W_B)}, & -X_B < x < X_A, -\infty < y < -W_B \\ H_3 \cos(k_x x + \phi_x) e^{-\alpha_3(y-W_A)}, & -X_B < x < X_A, W_A < y < +\infty \\ H_4 \cos(k_y y + \phi_y) e^{-\alpha_4(x-X_A)}, & X_A < x < +\infty, -W_B < y < W_A \\ H_5 \cos(k_y y + \phi_y) e^{\alpha_5(x+X_B)}, & -\infty < x < -X_B, -W_B < y < W_A \end{cases} \quad (2.3.1)$$

式中 $i=1, 2, 3, 4, 5$ 分别对应 I~V 区域的号码； H_1, H_2, H_3, H_4, H_5 分别为 I~V 区域中磁场的振幅因子，它们之间的关系由边界条件确定； β 是 z 方向的相位常数； k_x, k_y 是 I 区中场沿 x 方向和 y 方向的相位常数； $\alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ 分别是波导条四周 II、III、IV、V 区中场量在与界面垂直的方向上的衰减常数，这些特征参数之间满足如下关系

$$k_x^2 + k_y^2 + \beta^2 = k_0^2 n_1^2 \quad (2.3.2a)$$

$$-\alpha_2^2 + k_x^2 + \beta^2 = k_0^2 n_2^2 \quad (2.3.2b)$$

$$-\alpha_3^2 + k_x^2 + \beta^2 = k_0^2 n_3^2 \quad (2.3.2c)$$

$$-\alpha_4^2 + k_y^2 + \beta^2 = k_0^2 n_4^2 \quad (2.3.2d)$$

$$-\alpha_5^2 + k_y^2 + \beta^2 = k_0^2 n_5^2 \quad (2.3.2e)$$

ϕ_x, ϕ_y 是两个特定的初始相位因子，它们的作用是调整波导内场量峰值的位置或空间分布的相位，以满足波导条带四周的边界条件。

在 H_{iy} 为零的条件下，其他各场量可以从麦克斯韦方程的分量式 H_{ix} 中导出。此时，利用边界条件可以得到 E_{mn}^y 模式的特征方程

$$k_y W = n\pi - \arctan \frac{n_2^2 k_y}{n_1^2 \alpha_2} - \arctan \frac{n_3^2 k_y}{n_1^2 \alpha_3} \quad (2.3.3a)$$

$$k_x X = m\pi - \arctan \frac{k_x}{\alpha_4} - \arctan \frac{k_x}{\alpha_5} \quad (2.3.3b)$$

$$\phi_y = \frac{1}{2} \arctan \frac{n_1^2 \alpha_2}{n_2^2 k_y} - \frac{1}{2} \arctan \frac{n_1^2 \alpha_3}{n_3^2 k_y} + \frac{j\pi}{2} \quad (2.3.3c)$$

$$\phi_x = \frac{1}{2} \arctan \frac{\alpha_4}{k_x} - \frac{1}{2} \arctan \frac{\alpha_5}{k_x} + \frac{j\pi}{2} \quad (2.3.3d)$$

式中 $W = W_A + W_B$ ； $X = X_A + X_B$ ； $m=1, 2, 3, \dots$ ； $n=1, 2, 3, \dots$ ；而 l 只能取 0 和 1 两个值。当 m, n 取奇数时， l 取零； m, n 取偶数时， l 取 1。将式 (2.3.2) 与式 (2.3.3) 联立，即可解得 $\beta, k_x, k_y, \phi_x, \phi_y, \alpha_2, \alpha_3, \alpha_4, \alpha_5$ 等特征参数。在式 (2.3.3) 中取 $m=1, n=1$ 时所得到的特征参数及场