

T.N25

4

050373

高等学校教材

集成光学

蔡伯荣 谭志飞 编著
孙守瑶 刘永智

电子科技大学出版社

• 1990 •

内 容 提 要

本书前三章较深入地阐述平面介质波导的基本理论,包括波导模式理论和耦合模理论。四、五两章给出了主要的无源和有源波导器件的原理、结构和特性。第六章扼要讨论光波导和波导器件的制作工艺及主要参数的测试。最后一章探讨了集成光学的发展动向及开发应用前景。

本书力图将集成光学的基本理论与器件的制备、应用技术紧密结合,并尽可能反映集成光学领域的最新进展,包括作者近期的研究成果。本书可作为高等学校光电子技术专业和应用物理专业研究生教材或高年级本科生的选修课教材,也可供信息科学领域相近专业的科学研究人员、工程技术人员和大专院校教师、研究生参考。

高等学校教材

集 成 光 学

蔡伯荣 主编

*

电子科技大学出版社出版

(中国成都建设北路二段四号)

四川省青神县印刷厂印刷

四川省新华书店发行

*

开本 787×1092 1/16 印张 18.875 字数 450千字
版次 1990年5月第一版 印次 1990年5月第一次印刷
印数1—1800册

中国标准书号 ISBN 7-81016-192-X/TN·48

(15452·83)

定价: 3.70元

前 言

本书由《电子物理与器件》教材编审委员会《激光与红外》教材编审小组评选审定，并推荐出版。

该教材由电子科技大学蔡伯荣担任主编，上海交通大学许政权担任主审。编审者均依据《激光与红外》编审小组审定的编写大纲要求进行编写和审阅的。

此书是为高等学校光电子技术专业和应用物理专业研究生编写的教材。鉴于集成光学系信息科学的重要组成部分，是理论、技术与应用交叉发展的学科和新兴技术，编写中既注意到应有相当的理论深度，又力图使集成光学的基本理论与波导器件的制备和应用技术紧密结合，并尽可能反映该领域的最新成果。该书共分七章，前三章（占全书的30%）较深入地阐述了集成光学的基本理论，其中第一章为平面介质波导的模式理论，第二章是耦合模理论，第三章介绍了近期发展的非线性光波导理论。后三章（占全书的60%）介绍典型的无源和有源波导器件的原理、结构、制备和特性，其中第四章为导波光器件，包括新近发展的波导光栅器件和光学双稳态器件，第五章是半导体集成光学器件，主要是便于集成的半导体激光器和探测器，包括新近研制的量子阱器件、光学双稳态器件和半导体光电集成器件，第六章扼要讨论了有关光波导和波导器件的制作工艺和主要参数测试技术。最后的第七章（占全书的10%）探讨了集成光学的发展动向和部分典型集成光路的应用。本课程的参考教学时数为60学时。限于篇幅，只引出了主要参考文献，读者应结合讲授内容查阅有关资料，以加深对所学内容的理解和掌握。

本教材由谭志飞（东南大学）编写第一章和第四章的第三、四节；孙守瑶（电子科技大学）编写第二、三和六章；刘永智（电子科技大学）编写第四章的第一、二、五节和第七章；蔡伯荣（电子科技大学）编写绪言和第五章。全书由蔡伯荣统稿。

该书编写过程中清华大学、上海交通大学、北京理工大学、华中理工大学和西安电子科技大学等兄弟院校的老师提出过宝贵的意见和建议，在此表示诚挚的感谢！

由于编者水平有限，书中难免存在缺点和不妥之处，殷切期望广大读者批评指正。

编 者

一九八九年六月于成都

出版说明

根据国务院关于高等学校教材工作分工的规定，我部承担了全国高等学校、中等专业学校工科电子类专业教材的编审、出版的组织工作。由于各有关院校及参与编审工作的广大教师共同努力，有关出版社的紧密配合，从1978年至1985年，已编审、出版了两轮教材，正在陆续供给高等学校和中等专业学校教学使用。

为了使工科电子类专业教材能更好地适应“三个面向”的需要，贯彻“努力提高教材质量，逐步实现教材多样化，增加不同品种、不同层次、不同学术观点、不同风格、不同改革试验的教材”的精神，我部所属的七个高等学校教材编审委员会和两个中等专业学校教材编审委员会，在总结前两轮教材工作的基础上，结合教育形势的发展和教学改革的需要，制订了1986~1990年的“七五”（第三轮）教材编审出版规划。列入规划的教材、实验教材、教学参考书等近400种选题。这批教材的评选推荐和编写工作由各编委会直接组织进行。

这批教材的书稿，是从通过教学实践、师生反映较好的并从中经院校推荐，由编审委员会（小组）评选择优产生出来的。广大编审者、各编审委员会和有关出版社为保证教材的出版和提高教材的质量，作出了不懈的努力。

限于水平和经验，这批教材的编审、出版工作还会有缺点和不足之处，希望使用教材的单位，广大教师和同学积极提出批评建议，共同为不断提高工科电子类专业教材的质量而努力。

机械电子工业部电子类教材办公室

目 录

绪 言

第一章 平面介质波导理论	(4)
§ 1.1 二维均匀波导的射线分析.....	(4)
1.1.1 波导模式的基本概念.....	(4)
1.1.2 导模的色散方程.....	(5)
1.1.3 截止频率和模式数量.....	(7)
1.1.4 Goos-Hänchen位移和波导有效厚度.....	(8)
1.1.5 波导损耗.....	(9)
§ 1.2 二维均匀波导的电磁场分析.....	(10)
1.2.1 三层平板波导.....	(10)
1.2.2 四层非对称平板波导.....	(14)
1.2.3 五层对称平板波导.....	(15)
1.2.4 W波导.....	(17)
§ 1.3 二维非均匀波导.....	(17)
1.3.1 波动方程.....	(17)
1.3.2 平方律波导.....	(18)
1.3.3 指数型波导.....	(21)
1.3.4 Epstein层折射率分布.....	(23)
§ 1.4 二维非均匀波导的近似分析.....	(26)
1.4.1 微扰法.....	(26)
1.4.2 WKB法.....	(28)
1.4.3 变分法.....	(29)
§ 1.5 三维波导.....	(31)
1.5.1 电磁场模式的近似分析.....	(31)
1.5.2 有效折射率法.....	(35)
1.5.3 非均匀矩形波导.....	(36)
1.5.4 分支波导.....	(38)
第二章 耦合模理论	(41)
§ 2.1 耦合模方程.....	(41)
§ 2.2 两同向波间的耦合.....	(47)
§ 2.3 两反向波间的耦合.....	(50)
2.3.1 耦合方程及功率分布.....	(50)
2.3.2 应用举例.....	(52)
§ 2.4 导模与辐射模间的耦合.....	(54)
§ 2.5 各向异性介质中的模式耦合.....	(58)

2.5.1	各向异性介质中光的传播	(58)
2.5.2	外场作用下介质中光的传输	(59)
2.5.3	TE \rightleftharpoons TM模转换器	(62)
第三章	非线性光波导	(65)
§ 3.1	光波导中非线性相互作用的基本理论	(65)
§ 3.2	非线性光波导中的相位匹配	(68)
§ 3.3	二阶非线性集成光学及其应用	(72)
3.3.1	混频	(72)
3.3.2	参量放大和参量振荡	(74)
3.3.3	光学信息处理	(76)
§ 3.4	三阶非线性集成光学及其应用	(77)
3.4.1	光致折射率变化	(77)
3.4.2	导波的传输特性	(78)
3.4.3	三阶非线性集成光学的应用	(80)
第四章	导波光学器件	(82)
§ 4.1	光耦合器	(82)
4.1.1	耦合器参量与模场匹配	(82)
4.1.2	光纤与波导的耦合	(85)
4.1.3	棱镜波导耦合器	(86)
4.1.4	光栅耦合器	(90)
4.1.5	其它耦合方式	(93)
§ 4.2	波导光栅器	(94)
4.2.1	周期结构波导场解	(94)
4.2.2	Bragg条件及耦合波方程	(98)
4.2.3	平面波导偏转光栅特性	(101)
4.2.4	偏转耦合系数及其计算	(106)
4.2.5	光栅损耗	(109)
4.2.6	波导光栅器	(109)
§ 4.3	波导调制器与光开关	(115)
4.3.1	光调制器的基本概念	(115)
4.3.2	电光波导调制器和开关	(118)
4.3.3	声光波导调制器	(134)
4.3.4	磁光波导调制器	(141)
4.3.5	热光波导调制器和开关	(143)
§ 4.4	波导几何光学器件	(147)
4.4.1	波导反射镜	(147)
4.4.2	波导棱镜	(148)
4.4.3	波导透镜	(148)
4.4.4	波导偏振器	(158)
§ 4.5	光逻辑器	(161)

4.5.1	电光逻辑单元	(162)
4.5.2	波导光学双稳态器件	(164)
第五章 半导体集成光学器件		(170)
§ 5.1	分布反馈和分布布拉格(Bragg)反射式激光器	(170)
5.1.1	耦合波方程及其解	(171)
5.1.2	阈值增益和振荡模式	(175)
5.1.3	DFB激光器的结构与特性	(177)
§ 5.2	量子阱激光器	(182)
5.2.1	基本概念	(182)
5.2.2	工作原理	(189)
5.2.3	实验结果	(196)
§ 5.3	半导体光学双稳态器件(SBOD)	(203)
5.3.1	物理机制	(203)
5.3.2	实验结果	(207)
5.3.3	应用举例	(214)
§ 5.4	集成激光器与光电集成电路(OEIC或PIC)	(216)
§ 5.5	无内增益的光探测器	(217)
5.5.1	耗尽层光电探测器	(218)
5.5.2	肖特基(Schottky)势垒光电探测器	(223)
§ 5.6	具有内增益的光探测器	(224)
5.6.1	工作原理	(224)
5.6.2	典型器件结构	(226)
§ 5.7	长波长半导体光探测器	(227)
§ 5.8	集成波导探测器	(229)
5.8.1	混合集成探测器	(229)
5.8.2	单片集成探测器	(229)
5.8.3	集成收发合用器	(232)
5.8.4	集成双波长探测器	(234)
5.8.5	集成PIN/FET器件	(235)
5.8.6	光晶体管	(236)
第六章 集成光学器件的制造工艺及波导参量的测试		(237)
§ 6.1	集成光学器件的材料	(237)
6.1.1	无定形体材料	(238)
6.1.2	铁电体材料	(239)
6.1.3	半导体材料	(242)
§ 6.2	集成光学器件的制造工艺	(244)
6.2.1	波导的制作	(244)
6.2.2	图形的写入与形成	(249)
§ 6.3	光波导主要参量的测定	(252)

6.3.1	折射率和厚度的测定	(252)
6.3.2	波导损耗的测量	(255)
§ 6.4	光栅的制作技术及参量测试	(257)
6.4.1	光栅制作技术	(257)
6.4.2	光栅参量测试	(262)
第七章	集成光路的应用及其发展	(263)
§ 7.1	半导体单片集成光路	(263)
7.1.1	光器件的单片集成	(263)
7.1.2	光电子单片集成	(265)
§ 7.2	集成光学频谱分析器 (IOSA)	(270)
7.2.1	IOSA的工作原理	(270)
7.2.2	IOSA 设计考虑	(272)
§ 7.3	开关网络	(275)
7.3.1	定向耦合器型开关网络	(275)
7.3.2	TIR型开关网络	(276)
7.3.3	分支波导型开关网络	(277)
§ 7.4	集成光学卷积器和相关器	(277)
7.4.1	卷积器	(277)
7.4.2	相关器	(279)
§ 7.5	集成光学A/D (D/A) 转换器	(280)
7.5.1	A/D转换器	(280)
7.5.2	D/A转换器	(283)
§ 7.6	集成光学运算器	(284)
§ 7.7	集成光学传感器	(285)
§ 7.8	集成光学的发展	(289)
主要参考文献		(292)

绪 言

集成光学研究平面光学器件和平面光学系统的理论、技术与应用，其理论基础是导波光学，技术基础是薄膜技术和微电子技术。目前，主要是研究和开发光通信、光传感、光学信息处理和计算机所需的多功能、稳定、可靠的光集成回路，特别是光电集成回路。导波光学是研究介质波导中光的发射、传输、耦合、调制、偏转、开关、探测和光与物质相互作用的微观过程，它是综合应用光学（包括电磁场理论）、激光物理学以及固体物理学的一门边缘性学科。采用薄膜技术和平面工艺来实现光学器件的平面化和光学系统的集成化。

集成光学是随信息科学发展出现的，也是光学器件本身发展的必然结果。它的发展受到集成电路的启迪和促进，象集成电路那样把平面光学器件集成化，即把激光器、调制器、探测器等有源器件集成在同一衬底上，并用波导、隔离器、耦合器等无源器件连接起来构成微型光学系统——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集成，则构成光电子集成回路。

集成光学以导波光学为基础。早在1962年就发现在GaAs $p-n$ 结激光器中存在着导波现象，光波是限制在高折射率的有源区中传播的，因而降低了衍射损耗。同时，实验也证实了对介质波导模式计算的初步结果。1965年根据微波原理并采用光刻技术制备出了红外波段的薄膜波导。在异质结构激光器理论的指导下，经过数年努力，终于在1970年研制成功了室温连续工作的GaAs/GaAlAs双异质结构激光器，为研制集成化光源奠定了基础。

六十年代末至七十年代初期，在研究薄膜波导和激光器基础上，进一步论证了各种导引机制和耦合技术，先后提出并研制了棱镜耦合器和光栅耦合器，成功地解决了高斯光束耦合输入和耦合输出介质波导的问题。此外，还利用衍射光栅做出了阻带滤波器、电光偏转器和模转换器等。1973年人们采用质子轰击技术制作了沟道式波导，进行了波导间功率传递实验，证明了实现光学定向耦合的可行性。田炳耕等人还根据修正的Snell定律发明了薄膜棱镜、透镜和其它无源器件。上述各种器件的研制成功为集成光路奠定了坚实的基础。

集成光学从基础研究转向应用研究最为突出的是对调制器的研究。薄膜波导调制器有频带宽，调制电压低，耗电少，能与其它波导器件匹配等优点，在光通信和光信息处理系统中有着重要的应用。主要有波导电光调制器，声光调制器和磁光调制器，它们是分别由电场、声场和磁场来改变波导介质的介电张量，从而改变导波的振幅、相位或频率实现调制。其中波导电光调制器包括以GaAs、InP和LiNbO₃材料为基础制作的各类波导调制器。有些LiNbO₃波导强度调制器和相位调制器（如定向耦合式和Mach-Zehnder结构）已进入实用阶段。波导光开关的进展也非常迅速，已研制出 2×2 ， 3×6 ， 1×4 ， 4×4 等不同类型的光开关，特别是近年来利用介质波导的非线性光学效应研制出了光学双稳器件，有可能制出高速光开关。

集成光路中的光源不仅要求有极好的性能，而且要便于平面集成。为此，1971年首次

采用光栅（也称周期波纹结构），作为光反馈装置来代替一般的解理面F-P腔，用分布反馈来代替集中反馈，成功地制出了称为分布反馈（DFB）的染料激光器，接着将此结构引入半导体激光器，并于1975年前后研究成功了室温工作的GaAs/GaAlAs DFB激光器，同时王适等人又把这种结构推广成为分布布拉格反射式（DBR）激光器。近年来GaAs/GaAlAs和InGaAsP/InP DFB激光器的研究成果表明，这类激光器不仅能实现稳定的单模运转，而且采用半绝缘衬底的器件便于集成。1978年以来又出现了量子阱DFB激光器以及量子阱光电集成器件。

就探测器来说，在混合集成光路中一般多采用Si-PIN光电二极管和Si-APD二极管。为解决单片集成化问题，1973年采用劈形耦合器把玻璃/Si-SiO₂波导与Si-APD管集成在同一衬底上制成集成探测器，1975年用Si-肖特基探测器与二维（Si/SiO₂-Si）波导耦合。在单片集成光路的探测方面最为典型的是InGaAs肖特基势垒探测器，以及与此类似的GaAlAs肖特基势垒探测器。此外，还有用高能质子注入GaAs形成吸收区构成的“质子注入探测器”，以及近年大量研究的GaAlAs和InGaAsP的PIN和APD等高速高灵敏探测器。

集成光学器件所用材料主要是Ⅲ-V族半导体材料和铌酸锂（LiNbO₃）光学材料，一般用得最多的是LiNbO₃，它与Ⅲ-V族半导体材料同样重要。钛扩散铌酸锂（Ti-LiNbO₃）波导仍是大量无源导波器件的基础，在LiNbO₃基片上可制成功能强、结构复杂的波导器件。Ti-LiNbO₃波导中的光损耗不令人满意，为此发展了质子交换波导并提出用LiTaO₃代替LiNbO₃的设想。就多功能集成回路而言，显然以GaAs、InGaAs和InGaAsP为基础的半导体材料比LiNbO₃和LiTaO₃有更多的优点。由于GaAs/GaAlAs和InGaAsP/InP有极好的晶格匹配，因而可在与光波导相同的材料上制作激光器、调制器等。半导体材料已经成为集成光路和集成光电子回路的重要材料。光电子集成回路（OEIC）是当前集成光学领域研究的主要课题之一，特别是多功能超高速光电子集成回路是实现智能化光通信的重要基础。目前正大力研究集成化功能器件和光阵列器件。由于超晶格量子阱结构易于实现高性能的单片集成，所以开发了单纵模DFB激光器与高效率超晶格电光调制器的集成，以及电荷耦合器件（CCD）与超晶格调制器的集成。阵列器件有用于光开关网络和二维图象数字处理系统的面阵列器件，如100×100列阵的FP光学双稳开关，70×70列阵的自电光效应器件（SEED）光学双稳开关和20×20列阵的行波光学双稳有源开关，配以控制电路制成OEIC多功能集成阵列等。

随着第二和第三代光纤通信系统和光信息处理及光计算技术的发展，大大地促进了集成光学的发展和應用。集成光路和集成光电子回路比集成电路有更大的优越性。微波通信系统因多频谱限制，只能同时传送一万零八百路电话，毫米波系统预计可传送五十万路电话，其通信容量比前者大四十六倍。而光纤通信的容量比毫米波系统还要大一万倍，因为光波具有比厘米波段微波频率高出10⁴~10⁵倍的特高频率，理论上光波带宽可达10⁶GHz。因此，若不考虑色散影响，一根直径为几个微米的光纤可同时传送一千万套电视节目或同时传送一亿路电话。一旦实现了长距离传输和小型化、集成化的稳定可靠系统，如此巨大的通信容量必将给人类通信带来极大的福音。虽然计算机已进入大规模和超大规模集成电路的时代，但计算速率始终局限在电子学所能达到的范围，而光子计算机的理论计算速率可高达一百亿次/秒至一千亿次/秒，存储容量达到10¹⁴K位。它比目前计算速率最快的

电子计算机高一百倍到一千倍，存储容量大一百万倍。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”。集成光学双稳器件是全光计算机的基础元件，它不仅有类似于电子器件的开关、放大、限幅、记忆、振荡和逻辑门的各种功能，而且开关速度快，不受电磁干扰，还可进行并行处理。所以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，随着光纤通信、光学信息处理和计算机技术的发展，集成光路正从实验研究走向开发应用阶段，它将在信息领域的各个方面发挥其重要作用。

第一章 平面介质波导理论

介质波导是集成光学系统及其元件的最基本结构单元，它主要起限制、传输、耦合光波的作用。按截面形状，它可分成圆波导（光纤）和平面波导两大类，本章主要讨论平面介质波导的传输理论。

最简单的平面波导由薄膜、衬底、覆盖三层平板形介质构成，如图 1.0-1 所示。三层介质的折射率分别为 n_1 、 n_2 、 n_3 ，且 $n_1 > n_2 > n_3$ 。薄膜厚度 $d = 1 \sim 10 \mu\text{m}$ ，与波长同一量级。光波在这种平板波导中传输时，只在 x 方向受到限制。如果波导薄膜在 y 方向的尺寸可同波长相比拟，则成为条形（沟道、通道）波导，它对光场在 x 、 y 两个方向均有限制作用。平板波导也称二维波导，条形波导也称三维波导。

根据波导层折射率分布又可分为均匀和非均匀波导。均匀波导的各层介质折射率均为常数，非均匀波导的折射率随空间坐标而变。

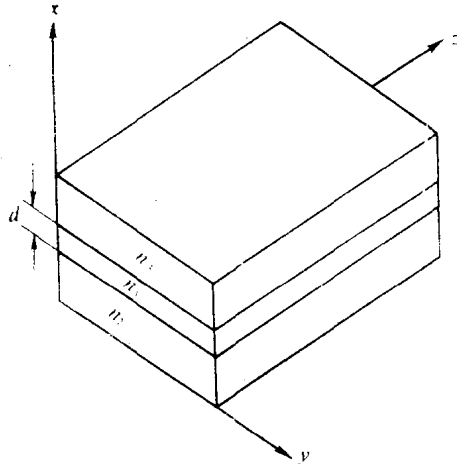


图 1.0-1 三层平板介质波导

§ 1.1 二维均匀波导的射线分析

分析介质波导的传输特性可采用射线理论或波动（电磁场）理论，前者能给出直观、

清晰的物理图象，后者虽然比较复杂，但能给出精确的解或数字结果。

1.1.1 波导模式的基本概念

假定波导的材料是各向同性的，且各层都是均匀的。光波是平面波，射线是垂直于波阵面的直线，应用射线光学原理，不难得出光在平板波导中传输可以有三种不同模式。

(1) 如果薄膜内光的入射角 θ 比较小，满足 $\theta < \theta_{c13} < \theta_{c12}$ ， θ_{c13} 和 θ_{c12} 分别是薄膜-覆盖层和薄膜-衬底界面上的全反射临界角，则光在这两个界面上均不可能发生全反射。因此，必有一部分光波折射进覆盖层和衬底内，离开界面辐射出去。光在波导内传输时，横向不受限制，这种电磁波的传播模式称为辐射模，如图 1.1-1 (a) 所示。

(2) 如果 θ 满足 $\theta_{c13} < \theta < \theta_{c12}$ ，则在薄

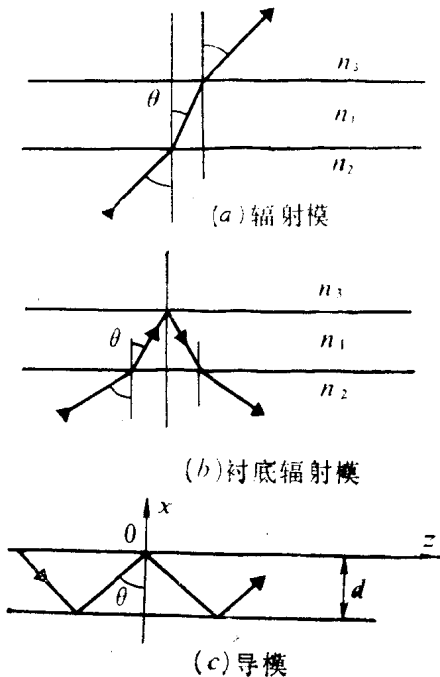


图 1.1-1 平板波导中的射线模型

膜-覆盖层界面上发生全反射,而在薄膜-衬底界面上发生部分反射,仍有一部分光波折射进衬底,光仍然不受限制地穿出波导,构成辐射损耗。这种电磁波的传播模式称为衬底辐射模,如图1.1-1(b)所示。

(3) 如果 θ 满足 $\theta > \theta_{c12} > \theta_{c13}$,则光在薄膜的上下两个界面上均发生全反射,光一旦进入薄膜内就有可能被限制在里面沿 z 方向传输,其路径是锯齿形的。这种模式相当于光受薄膜的导引而传播,称为导波模或导模,如图1.1-1(c)所示。

1.1.2 导模的色散方程

从上面分析可知,导波光在薄膜的上下两个界面上全反射,沿锯齿形路径传输。那么是否满足全反射条件($\theta > \theta_{c12} > \theta_{c13}$)就一定形成导波呢?否!还必须满足横向谐振条件,也就是导波在上下界面来回反射一次所产生的横向相位移的代数和应等于 $2m\pi$ 。根据图1.1-1(c),这一相位条件可写成

$$2n_1kd\cos\theta - 2\phi_{13} - 2\phi_{12} = 2m\pi, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.1.1)$$

式中 $k = \omega/c = 2\pi/\lambda$, ω 为光波的角频率, c 和 λ 为光波在真空中的传播速度和波长。式(1.1.1)等号左边第一项是导波经过一个锯齿形路径在横向(x 方向)产生的相移。第二、三项分别为上下界面上的全反射相移,它同光的偏振态有关。在平板波导中传输的光波可有两种偏振态,一种是电场垂直于入射面,按图1.1-1(c)所示的坐标系,即平行于 y 轴,称横电波(模),用TE表示。另一种是电场平行于入射面,而磁场平行于 y 轴,称横磁波(模),用TM表示。这两种偏振态全反射相移之半为

$$\phi_{12} = \text{tg}^{-1} \frac{\eta_{12} [\sin^2\theta - (n_2/n_1)^2]^{1/2}}{\cos\theta} \quad (1.1.2a)$$

$$\phi_{13} = \text{tg}^{-1} \frac{\eta_{13} [\sin^2\theta - (n_3/n_1)^2]^{1/2}}{\cos\theta} \quad (1.1.2b)$$

式中

$$\eta_{1j} = \begin{cases} 1 & \text{TE模} \\ (n_1/n_j)^2, \quad j = 2, 3 & \text{TM模} \end{cases} \quad (1.1.3)$$

由式(1.1.1)可知,满足全反射条件的那些入射角 θ 中,只有有限个角度满足相位方程。因此,在波导里能够激发起导波的入射角 θ 并不是连续的,而是分立的,即导波是分立模谱。

导波沿 z 方向传输,其传播常数为

$$\beta = k_{1z} = n_1 k \sin\theta \quad (1.1.4)$$

显然 β 也是一些分立的值,且介于衬底和薄膜的传播常数之间,即

$$n_2 k < \beta < n_1 k \quad (1.1.5)$$

实用上一个波导的有效折射率也叫模折射率,用 N 表示,或用 n_{eff} 表示,

$$N = \beta/k = n_1 \sin\theta \quad (1.1.6)$$

它介于衬底和薄膜折射率之间,即

$$n_2 < N < n_1 \quad (1.1.7)$$

如果将式(1.1.4)代入式(1.1.1),则相位方程描述导波的传播常数 β 随频率 ω 而

变的关系，因而相位方程也称导模的色散方程。由于它是超越方程，不能给出 β 的显式解，只能采用数值计算法或图解法求解。后者虽然精度不高，但有助于直观地理解导波的特征。平板波导的图解法表示在图1.1-2上， $(2\pi n_1 d \cos \theta) / \lambda$ 和 $\phi_{12} + \phi_{13} + m\pi$ 随 θ 而变的两组曲线的交点即为色散方程的解。从图(a)可知 $(2\pi n_1 d \cos \theta) / \lambda$ 同 $2\phi_{12}$ 总是有交点，所以对称平板波导 ($n_2 = n_3$) 不存在基模截止问题。但从图(b)看出，对于非对称波导 ($n_2 \neq n_3$)，当 λ 增加到一定值时， $(2\pi n_1 d \cos \theta) / \lambda$ 同 $\phi_{12} + \phi_{13}$ 将无交点，基模被截止。图(c)表示平板波导的多模解，可见当波长 λ 增加 (或 ω 减小) 时，交点数减少。即波导能传输的导模个数减少。

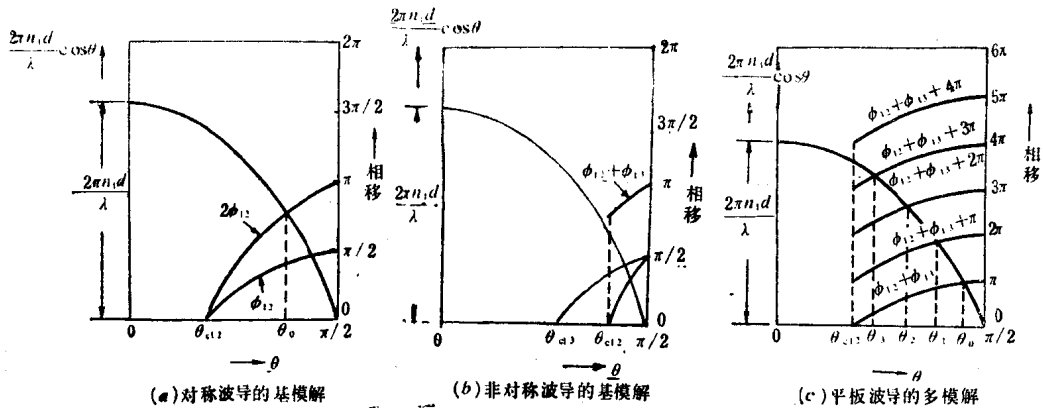


图1.1-2 平板波导的图解

利用数值计算法或图解法求出某一 m 值下不同频率对应的传播常数后，即可作出波导的色散曲线，如图 1.1-3 所示。 β 值的下限是 $n_2 k$ ，上限是 $n_1 k$ 。当 ω (或 d) 增加时，波导能传输的导模数也增加。 $\beta > n_1 k$ 是不可能的，所以这一区域称为禁区。而 $\beta < n_2 k$ ，不满足全反射条件，导波截止，只能以辐射模方式传输。辐射模是连续谱。由图还看出，导模的频率一定，模阶数越低，传播常数越大。

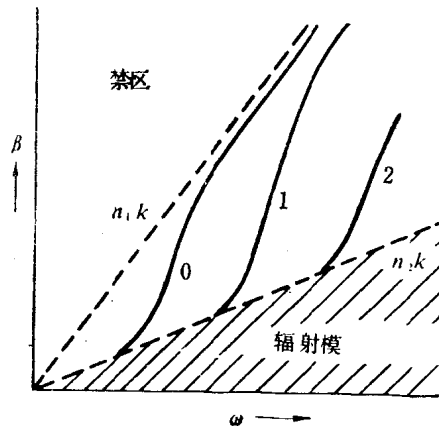


图1.1-3 平板波导的色散曲线

为了更清楚地了解波导的色散特性，可将相位方程变成归一化形式。为此引入几个同波导参数有关的归一化量，即归一化频率 v ，归一化折射率 b ，以及波导非对称性量 a_E 和 a_M ，它们的定义如下，

$$v = kd (n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \quad (1.1.8)$$

$$b = (N^2 - n_2^2) / (n_1^2 - n_2^2) \quad (1.1.9)$$

$$a_E = (n_2^2 - n_3^2) / (n_1^2 - n_2^2) = a \quad \text{TE模} \quad (1.1.10a)$$

$$a_M = \eta_1^2 a \quad \text{TM模} \quad (1.1.10b)$$

将上述各量应用于相位方程可得

$$v(1-b)^{1/2} = m\pi + \operatorname{tg}^{-1} \left[\eta_{12} \left(\frac{b}{1-b} \right)^{1/2} \right] + \operatorname{tg}^{-1} \left[\eta_{13} \left(\frac{a+b}{1-b} \right)^{1/2} \right] \quad (1.1.11)$$

式中 η_{12} 和 η_{13} 仍由式(1.1.3)定义。对上式进行数值计算后可作出归一化色散曲线,如图1.1-4。图上画出了三个TE模分别在不同 a 值下的色散曲线。

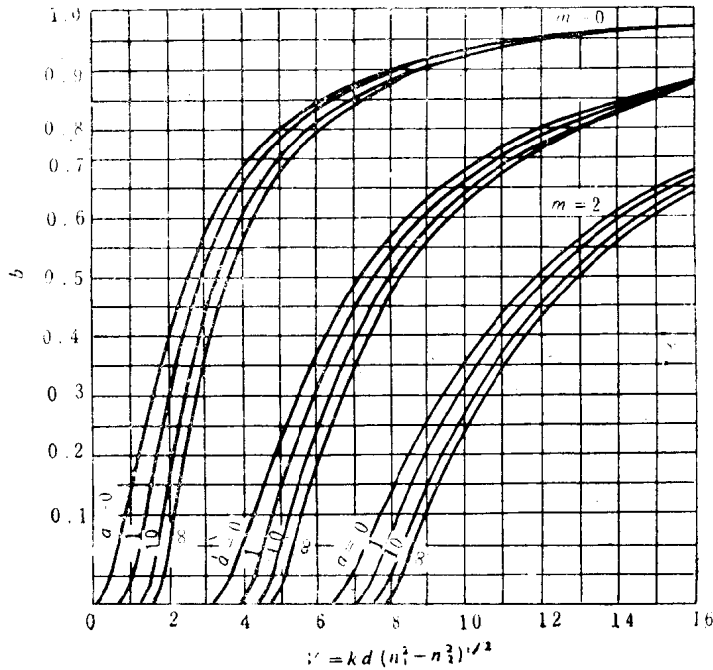


图1.1-4 归一化色散曲线

1.1.3 截止频率和模式数量

当 $\beta = n_2 k$ 或 $b = 0$ 时导模截止;当 $\beta \approx n_1 k$ 或 $b \approx 1$ 时,导模处于远离截止状态。将前者应用于色散方程(1.1.11),得到 m 阶导模的截止频率为

$$v_{c,m} = m\pi + \operatorname{tg}^{-1} (\eta_{13} \sqrt{a}) \quad (1.1.12)$$

波导内能传输的TE或TM模的个数为

$$m = [(1/\pi) \{ v - \operatorname{tg}^{-1} (\eta_{13} \sqrt{a}) \}]_{int} \quad (1.1.13)$$

符号 $[]_{int}$ 表示取恰好大于这个括号内数值的整数。因为 $\eta_{13} > 1$,所以TM模式数总是小于TE模式数。波导能传输的导模总数等于TE和TM模式数之和。

在弱导引情况($n_1 \approx n_2$)下,截止条件(1.1.12)也可用折射率差 $n_1 - n_2$ 来表示,对于对称波导

$$kd(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} = m\pi$$

$$n_1 - n_2 = \frac{m^2 \lambda^2}{4d^2(n_1 + n_2)} \approx \frac{m^2 \lambda^2}{8d^2 n_1} \quad (1.1.14a)$$

对于非对称波导

$$kd(n_1^2 - n_2^2)^{1/2} \approx m\pi + \pi/2$$

$$n_1 - n_2 \approx \frac{(2m+1)^2 \lambda^2}{32d^2 n_1} \quad (1.1.14b)$$

1.1.4 Goos-Hänchen位移和波导有效厚度

上述讨论中,认为波导中的全反射就在界面的入射点上发生,实际不然。Goos和Hänchen曾用实验证明,反射点偏离入射点一段距离,如图1.1-5所示。为了计算Goos-Hänchen位移 $2z_2$ 和 $2z_3$,假定入射光由两个入射角度稍有不同平面波组成,这两个平面波沿 z 方向的传播常数分别为 $\beta \pm \Delta\beta$,于是可以写出入射波在 $x=0$ 的分界面上复振幅为

$$\begin{aligned} A(z) &= [\exp(i\Delta\beta z) + \exp(-i\Delta\beta z)] \exp(-i\beta z) \\ &= 2\cos(\Delta\beta z) \exp(-i\beta z) \end{aligned} \quad (1.1.15)$$

反射波的复振幅为

$$\begin{aligned} B(z) &= \exp[-i(\beta + \Delta\beta)z + i2(\phi + \Delta\phi)] + \\ &\quad \exp[-i(\beta - \Delta\beta)z + i2(\phi - \Delta\phi)] \\ &= 2\cos[\Delta\beta z - 2\Delta\phi] \exp[-i(\beta z - 2\phi)] \end{aligned} \quad (1.1.16)$$

式中 $2(\phi \pm \Delta\phi)$ 分别是两个平面波的全反射相移,它们是 β 的函数。当 $\Delta\beta$ 很小时, $\Delta\phi = (d\phi/d\beta)\Delta\beta$,将它代入式(1.1.16)得

$$B(z) = 2\cos\left[\Delta\beta\left(z - 2\frac{d\phi}{d\beta}\right)\right] \exp[-i(\beta z - 2\phi)] \quad (1.1.17)$$

比较式(1.1.17)和(1.1.15)可知,反射波相对于入射波,振幅部分的 z 坐标变化了 $2(d\phi/d\beta)$,因此,波导上下界面上的Goos-Hänchen位移为

$$2z_j = 2d\phi_{1j}/d\beta, \quad j = 2, 3 \quad (1.1.18)$$

利用式(1.1.2)可求得 z_j 值,对TE模

$$z_j = \frac{\text{tg}\theta}{k(N^2 - n_j^2)^{1/2}}, \quad j = 2, 3 \quad (1.1.19)$$

对TM模

$$z_j = \frac{\text{tg}\theta}{k(N^2 - n_j^2)^{1/2} (N^2/n_1^2 + N^2/n_j^2 - 1)}, \quad j = 2, 3 \quad (1.1.20)$$

从图1.1-5看出,导波在衬底和覆盖层中的穿透深度为

$$x_j = z_j/\text{tg}\theta, \quad j = 2, 3 \quad (1.1.21)$$

由于存在Goos-Hänchen位移,光在波导中传输时,导波不是被限制在 d 范围内,而是限制在 $d + x_2 + x_3$ 范围内,并称它为波导的有效厚度。由式(1.1.21)和(1.1.19)得传输TE模时波导的有效厚度

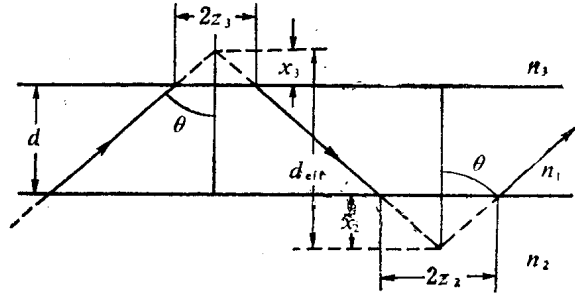


图1.1-5 考虑Goos-Hänchen位移后的
导波射线模型

$$d_{eff} = d + x_2 + x_3 = d + 1/p + 1/q \quad (1.1.22)$$

由式(1.1.21)和(1.1.20)得传输TM模时波导的有效厚度

$$d'_{eff} = d + \frac{n_1^2 n_2^2 (p^2 + h^2)}{p (p^2 n_1^4 + h^2 n_2^4)} + \frac{n_1^2 n_3^2 (q^2 + h^2)}{q (q^2 n_1^4 + h^2 n_3^4)} \quad (1.1.23)$$

式中

$$\begin{cases} p^2 = \beta^2 - n_2^2 k^2 \\ q^2 = \beta^2 - n_3^2 k^2 \\ h^2 = n_1^2 k^2 - \beta^2 \end{cases} \quad (1.1.24)$$

以后将会看到, 参数 p 和 q 是导波在衬底和覆盖层中的振幅衰减系数, h 为薄膜中的横向(x 方向)相位常数。

1.1.5 波导损耗

波导传输导模时, 产生损耗的机理大致有散射、吸收和辐射三种。通常, 电介质波导以散射损耗为主, 半导体波导以吸收损耗为主, 当波导弯曲时, 还必须考虑辐射损耗。

散射有体散射和表面散射两种。前者是由波导层体积内的缺陷, 如气泡、杂质原子或晶格缺陷所致。目前的波导制作技术一般都能将这种缺陷限制在容许范围内, 因此体散射损耗一般可忽略不计。

表面散射即使在很光滑的波导表面也不能忽视, 因为光波在波导中传输时, 在上下界面上将作频繁的反射。表面散射损耗系数公式可由瑞利准则导出, 即导模在界面上反射时遵守

$$P_{r1} = P_i \exp \left[- \left(\frac{4\pi\sigma}{\lambda_1} \cos\theta_m \right)^2 \right] \quad (1.1.25)$$

式中 P_i 为入射光功率, P_{r1} 为单次反射后的光功率, λ_1 为导波层中的光波长, θ_m 为 m 阶导模的入射角, σ 是表征表面粗糙度的方差, 用波导厚度方向的坐标 x 的统计方差计算, 即

$$\sigma^2 = S \{ x^2 \} - S^2 \{ x \} \quad (1.1.26)$$

式中 $S \{ x \}$ 是 x 的平均值, 以及

$$S \{ x^2 \} = \int_{-\infty}^{\infty} x^2 f(x) dx \quad (1.1.27)$$

式中 $f(x)$ 是几率密度函数。根据图1.1-5可算出长度为 L 的波导每个界面上光波反射的次数为

$$N_R = \frac{L}{2d_{eff} \operatorname{tg}\theta_m} = \frac{L}{2(d + 1/p + 1/q) \operatorname{tg}\theta_m} \quad (1.1.28)$$

经 N_R 次反射后波导的输出功率为

$$\begin{aligned} P_r &= P_i \exp \left[- \left(\frac{4\pi}{\lambda_1} \cos\theta_m \right)^2 \left(\sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2 \right) N_R \right] \\ &= P_i \exp(-\alpha_s L) \end{aligned} \quad (1.1.29)$$

所以, 散射损耗系数为

$$\alpha_s = \left(\frac{4\pi}{\lambda_1} \right)^2 \left(\sigma_{12}^2 + \sigma_{13}^2 \right) \frac{\cos^3\theta_m}{2\sin\theta_m} \cdot \frac{1}{d + 1/p + 1/q} \quad (1.1.30)$$