

· 普通高等教育“十一五”规划教材 ·

光 纤 光 学

(第二版)

刘德明 孙军强 主编
鲁 平 严 敏

科 学 出 版 社

北 京

内 容 简 介

本书较系统地论述了光纤光学的基本理论及光纤的传输特性与主要性能参数的测试技术,介绍了一些正在发展的有源与无源光纤器件,并阐述了光纤在通信和传感方面的应用。全书内容全面、系统,理论叙述深入浅出,注重介绍各种实用技术和研究成果,每章后还附有习题与参考文献,以供读者复习与进一步研究之用。

本书可作为光电子技术、信息与通信技术等专业本科生教材和相近专业研究生的参考书,也可供有关工程技术人员、科研人员和教师阅读参考。

图书在版编目(CIP)数据

光纤光学:第二版/刘德明等主编.—2版—北京:科学出版社,2008

(普通高等教育“十一五”规划教材)

ISBN 978-7-03-021366-2

I. 光… II. 刘… III. 纤维光学—高等学校—教材
IV. TN25

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2008)第 号

责任编辑:张颖兵 / 责任校对:梅莹
责任印制:董艳辉 / 封面设计:苏波

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

*

2008年3月第二版 开本: B5(720×1000)

2008年3月第一次印刷 印张: 17 1/2

印数: 1—5000 字数: 341 000

定价: 28.00 元

(如有印装质量问题,我社负责调换)

前 言

始自 20 世纪 80 年代末的光纤通信技术的高速发展,极大地推动了“光纤光学”的学科发展。1992 年,原电子工业部教材办公室组织电子物理与器件编审委员会激光与红外编审小组进行征稿、评选,推荐由刘德明教授等主持编写的《光纤光学》作为高等学校工科电子类规划教材出版。同时,“光纤光学”这门课程也成为光学工程、光信息科学与技术、光电信息工程、光电子技术、通信技术、测控技术等专业的一门重要的专业基础课。

本教材是《光纤光学》的修订版,在作者多年从事光纤光学教学与科研工作的基础上,根据修订编写大纲作了内容的精选、更新和充实。既注重了系统、深入的理论描述,同时也力求反映光纤技术研究领域的最新成果,使之不但可作为工科大学本科生和研究生教材,而且也可作为有关领域技术人员参考书。

本教材参考教学时数为 50 学时,重点讲授光纤光学的理论与技术,内容包括光纤传输的基本理论,光纤性能参数及测试技术,光纤有源与无源器件,光纤连接与耦合技术、光子晶体光纤、特种光纤与光缆以及光纤应用技术。与第一版相比,由刘德明、孙军强和鲁平分别对原书第一章“光纤光学的基本理论”、第三章“光纤激光器与光纤放大器”小节和第七章“光纤技术的主要应用”及第八章“特种光纤及应用”等章节内容进行了重新改写;由严敏和孙军强分别编写了“光子晶体光纤”一章和“光纤光栅”及“光隔离器与环行器”两节内容;删除了“光纤非线性”和“光纤传感技术”两章内容;并对其他各章节内容进行了全面修订。全书最后由刘德明统编定稿,并由刘海荣审稿。

在本教材的编写过程中,童维军、刘陈、柯昌剑等多位研究生在资料收集整理和文字图稿编辑与校对方面做了大量工作,还得到了科学出版社普通高等教育“十一五”规划教材以及华中科技大学“教学质量工程”精品教材项目支持,在此一并表示最诚挚的感谢。同时,也要衷心感谢本书第一版作者向清女士与黄德修教授,他们的前期贡献为本书修订奠定了良好基础。

由于编者水平有限,书中难免存在疏漏之处,热切希望读者指正。

编 者

2008 年 1 月 28 日

目 录

第 1 章 绪论	1
1.1 引言	1
1.2 光纤及其分类	2
1.3 光纤的制备工艺	5
1.4 光纤光学的发展	8
习题与思考	8
参考文献	9
第 2 章 光纤光学的基本方程	10
2.1 麦克斯韦方程与亥姆霍兹方程	11
2.2 程函方程与射线方程	13
2.3 波导场方程	15
2.4 模式及其基本性质	16
习题与思考	21
参考文献	21
第 3 章 阶跃折射率分布光纤	22
3.1 几何光学方法分析	22
3.2 波导场方程及导模本征解	24
3.3 本征值方程	26
3.4 模式分析	27
3.5 弱导光纤与线偏振模	35
习题与思考	44
参考文献	45
第 4 章 渐变折射率分布光纤	46
4.1 几何光学方法分析	46
4.2 波导场方程及模式性质	53
4.3 平方律折射率分布光纤中的导模场解	56
4.4 任意折射率分布光纤中的导模场解	58
4.5 单模光纤中的导模场解	64

习题与思考	78
参考文献	79
第 5 章 光纤的特征参数与测试技术	80
5.1 光纤的损耗	80
5.2 光纤的色散与带宽	89
5.3 单模光纤模场半径	101
5.4 单模光纤截止波长	103
5.5 光纤参数测试技术	104
习题与思考	119
参考文献	121
第 6 章 光纤无源及有源器件	122
6.1 自聚焦透镜	122
6.2 光纤定向耦合器	132
6.3 光隔离器与环形器	139
6.4 光纤光栅	144
6.5 光纤放大器与光纤激光器	156
习题与思考	178
参考文献	180
第 7 章 光纤的连接与耦合	181
7.1 光纤-光纤的连接损耗	181
7.2 光纤固定接续	188
7.3 光纤活动连接器	195
7.4 光纤-光源的耦合	197
7.5 光纤-光无源器件的耦合	206
习题与思考	210
参考文献	211
第 8 章 光子晶体光纤	213
8.1 光子晶体光纤的基本原理	213
8.2 光子晶体光纤的基本理论	218
8.3 光子晶体光纤的制备	223
8.4 光子晶体光纤的应用技术	225
习题与思考	231
参考文献	231

第 9 章 特种光纤与光缆	234
9.1 色散位移与色散平坦光纤	234
9.2 色散补偿光纤	236
9.3 全波光纤	237
9.4 保偏光纤	237
9.5 红外光纤	238
9.6 衰减场光纤	241
9.7 照明光纤	244
9.8 其他特种光纤	245
9.9 光纤成缆技术	249
习题与思考	254
参考文献	254
第 10 章 光纤应用技术	255
10.1 光纤通信	255
10.2 光纤传感	259
10.3 光纤医疗	264
10.4 光纤传光	269
习题与思考	270
参考文献	270

第 1 章 绪 论

1.1 引 言

虽然早在 1854 年英国的廷达尔(Tyndall)就观察到光在水与空气分界面上作全反射以致光随水流而弯曲的现象,并由美国的哈纳尔(Hanael)和德国的拉姆(Lamm)于 1929 年和 1930 年先后拉制出石英光纤且用于光线和图像的短距离传输,但在 1966 年高锟博士发表他的著名论文《光频介质纤维表面波导》^[1]之前,在光纤波导理论与应用技术方面的研究进展相当缓慢。其中最主要的障碍在于当时的光纤损耗太大,达到几百甚至一千多分贝每千米。很明显,这种光纤对于通信是毫无用处的。

1966 年对于光纤的发展具有划时代的历史意义。这一年高锟博士在他的论文中首次明确提出,通过改进制备工艺,减少原材料杂质,可使石英光纤的损耗大大下降,并有可能拉制出损耗低于 20 dB/km 的光纤,从而使光纤可用于通信之中。这是一个富有创造性的科学论断,激励了全世界许多重要实验室的科学家从事进一步研究。

1970 年,美国康宁玻璃公司(Corning Glass Co.)率先将高锟博士的科学预言变为现实,研制成功在 0.6328 μm 波长下损耗为 20 dB/km 的石英光纤,取得了重要的技术突破。由于同年由前苏联和美国所研制的双异质结半导体激光器实现了室温连续工作,为光纤通信提供了一种实用光源,这就使得光纤通信步入了一个迅猛发展的时期。因此,1970 年成为光纤通信发展史上的一个重要里程碑。

在此后短短的 20 多年时间里,光纤的损耗就由 1000 dB/km 下降到 0.16 dB/km,20 世纪 80 年代末期掺铒光纤放大器(EDFA)的发明与应用,使光纤通信在世界范围内形成了一个充满活力的新兴产业。在通信基础设施比较薄弱的中国,光纤通信技术的发展与应用更为迅猛。

光纤应用于通信系统,具有许多金属导线和同轴电缆所无法比拟的优越性:① 光纤具有极宽的传输带宽,其通信容量可提高一到两个数量级;② 光纤具有极低的损耗,可使无中继通信距离更长;③ 光纤中传输的是光波信号,不易被窃听,具有很好的保密性,且无电缆短路问题,还可以抗电磁干扰;④ 光纤体积小、重量轻、韧性好,易于铺设,便于实际工程应用,尤其适于航空航天通信。此外,光纤材料储藏丰富,取代电缆可节约大量宝贵的金属材料,且光纤的成本(尤其是话路成本)越来越低,用光纤代替金属导线传输信息已经成为一个必然的发展趋势。目

前,在中国已经实现了骨干网及城域网的“光纤化”,而且接入网的“光纤化”也正在逐步实施,其重要标志是各运营商开始着手实施“光纤到户”(FTTH)计划,以期实现“光进铜退”的战略目标。

与光纤通信几乎并驾齐驱的另一方面的研究课题是光纤传感器。光纤在这方面的应用是利用了光纤中传输光波的强度、相位、偏振特性以及光纤散射、弯曲损耗和其他传输特性对于外界物理参数的变化异常敏感,从而可制成各种性能优越的光纤传感器。目前已研制出位移、振动、温度、压力、应变、应力、电流、电压、电场、磁场、流量、浓度等 70 多种光纤传感器,其中有些已有商品出售。光纤传感技术的研究开发也正在成为继光纤通信技术之后光纤光学应用的又一大热点。

此外,在光纤光学信息处理以及照明与显示光纤、医用内窥镜光纤、光纤面板、激光光纤、激光手术光纤、电力输送光纤等非通信应用方面,光纤技术也具有极大的吸引力。在这方面尚有许多有待深入研究的课题。

1.2 光纤及其分类

光纤光学是一门研究光波在光纤中传播特性的科学。光纤是一种介质圆柱光波导,它能够约束并引导光波在其内部或其表面附近沿其轴线方向向前传播,而在光纤中传播的光波被称之为“导波光”。

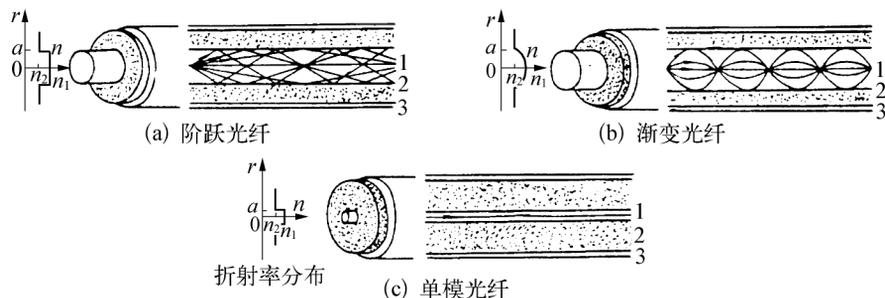


图 1.1 光纤的结构

1—纤芯; 2—包层; 3—套层

光纤的基本结构如图 1.1 所示,由纤芯、包层和套层构成。纤芯由高度透明的介质材料(如石英玻璃等)经过严格的工艺制成,是光波的传播介质;包层是一层折射率稍低于纤芯折射率的介质材料,它一方面与纤芯一起构成光波导,另一方面也保护纤壁不受污染或损坏;套层一般由高损耗的柔软材料(如塑料等)制成,起着增强机械性能,保护光纤的作用,同时也阻止纤芯光功率串入邻近光纤线路,抑制

串扰。

一般地,光纤可分为两大类:一类是通信用光纤;另一类是非通信用光纤。前者主要用于各种光纤通信系统之中;后者则在光纤传感、光纤信号处理、光纤测量及各种常规光学系统中广为应用。对于通信用光纤,在系统工作波长处应满足低损耗、宽传输带宽(大容量)以及与系统元器件(如光源、探测器和光无源器件)之间的高效率耦合等要求。同时,也要求光纤具有良好的机械稳定性、低廉的成本和抗恶劣环境的性能。

非通信用光纤通常要求具有特殊的性能(例如高双折射、物理敏感性强以及具有非线性等),而在其他方面的要求则相应降低。

根据光纤的结构、材料、折射率分布和传播特性可将其分为如下几种类型。

1. 阶跃折射率分布光纤(SIOF)与渐变折射率分布光纤(GIOF)

两种光纤的折射率分布如图 1.1(a)、(b)所示,其中 SIOF 中纤芯各处折射率均等于 n_1 ,包层各处的折射率均等于 n_2 ,且有 $n_1 > n_2$,在纤芯与包层分界面处折射率发生突变或阶跃变化。其折射率分布形式为^[2]

$$n(r) = \begin{cases} n_1 & (0 \leq r \leq a, \text{纤芯中}) \\ n_2 & (r > a, \text{包层中}) \end{cases} \quad (1.1)$$

在 GIOF 中,纤芯中的折射率是变化的,在轴线处最高(n_1),沿径向则随半径 r 的增大而减小,在包层与纤芯分界面处最低(n_2),在包层中折射率一般恒定不变。多数 GIOF 遵从 g 型折射率分布:

$$n(r) = \begin{cases} n_1 \left[1 - 2\Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right]^{\frac{1}{2}} & (0 \leq r \leq a) \\ n_2 & (r > a) \end{cases} \quad (1.2)$$

式中, a 为纤芯半径; Δ 为纤芯轴线折射率与包层折射率的相对差(简称为“相对折射率差”),

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1} \quad (1.3)$$

g 是折射率分布参数,它决定了折射率分布曲线的形状。当 $g \rightarrow \infty$ 时,为 SIOF;当 $g = 2$ 时为平方律折射率分布或抛物线折射率分布光纤,又称为“自聚焦光纤”;当 $g = 1$ 时为三角折射率分布光纤。

2. 单模、双模与多模光纤

模式是光纤传播的一种极为重要的特性,其严格的意义将在第 2 章中讨论。

这里,可直观地将光纤的模式看成光场在光纤截面上的一种分布图。当光纤中只允许一个模式传播时,就称之为单模光纤;当光纤中允许两个或更多的模式传播时,就称之为双模光纤或多模光纤。在光纤中允许存在的模式数目可由下式来估算:

$$M = \frac{g}{2(g+2)} V^2 \quad (1.4)$$

式中, V 称为光纤的归一化频率,是一个反映光纤结构特征的重要参数,定义为

$$V = k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = \frac{2\pi a}{\lambda_0} n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (1.5)$$

其中, k_0 是真空中光波波数; λ_0 是真空中光波的波长。

当 V 很大时,光纤中可以传输几十甚至几百个模式;当 V 值较小时,则只允许少数几个或单个模式传播。阶跃单模光纤确切的判据是

$$V < 2.405 \quad (1.6)$$

这时,在光纤中只有一个模式传播,称之为主模或基模。

很显然,当波长 λ_0 和折射率参数确定之后,光纤中允许传播的数目就与纤芯半径 a 有关。因此,多模光纤芯径较粗(50~60 μm),而单模光纤芯径就很细(5~10 μm ,与入射波长 λ_0 有关)。

3. 石英、塑料与红外光纤

石英玻璃光纤是采用高度透明的光学玻璃为材料制成的光纤,其主要优点是通过严格的提纯工艺可以减少原材料中的 Cr^{3+} 、 Fe^{2+} 和 Cu^{2+} 等过渡金属元素离子以及 OH^- 离子,获得损耗极低的光纤。目前已研制出在 2.25 μm 波长处损耗低达 0.16 dB/km 的单模光纤。

塑料光纤是采用高度透明的光学塑料为材料制成的光纤,具有重量轻〔为石英光纤的 $\frac{1}{3} \sim \frac{1}{2}$ 〕,韧性好(直径 2 mm 仍可自由弯曲不断裂,而同样粗的石英光纤实际上已成为玻璃棒了),工艺简便,成本低廉以及在远红外和紫外波段光波透过率优于石英玻璃等诸多优点,在导弹制导、人造卫星、宇宙航行等领域都有重要的应用。

红外光纤是利用红外材料(如氟化物玻璃和硫属化合物玻璃等)制作的光纤。这种光纤具有极低的理论损耗极限(10^{-3} dB/km),因此在长距离光纤通信,尤其是跨洋通信中具有极其诱人的前景。同时,红外光纤透过区域可延伸到几微米甚至十几微米,因此在红外探测与传输方面具有石英光纤无法替代的作用。不过,由于工艺和技术上的原因,目前红外光纤的损耗还相当高(每千米几十至几百分贝),还

需要进行更深入的理论与实验研究方可达到实用。

4. 特种光纤

特种光纤是指具有某种特殊性能的光纤,它包括:

(1) 保偏(单偏振)光纤。通过波导结构的特殊设计,使在纤芯中传播的基模只沿一个方向偏振,且在传播过程中保持偏振方向不变。

(2) 有源光纤。利用具有增益的激活材料制作纤芯,在外光源泵浦下可输出激光(光纤激光器)或对外来微弱光信号进行直接光放大(光纤放大器)。

(3) 双包层或多包层光纤。这种光纤具有模场半径大,弯曲损耗小的特点,且在很宽的波长范围内均具有较低的色散,在波分复用光纤通信系统中具有重要应用。

(4) 增敏光纤。通过增强光纤的磁光、电光或温度敏感效应,使光纤的特征参数对外界物理量(如磁场、电流、温度、压力、转速等)的敏感性增强,从而构成各种灵敏的光纤传感系统。

(5) 特殊涂层光纤。对于应用于恶劣环境中的光纤,其涂层材料不能采用普通的石英类或硅胶类材料,而必须采用一些硬质材料(如 SiN_2 或金属等),以增强光纤的抗压或耐高温、耐酸碱等性能。

(6) 耐辐射光纤。当光纤工作于大剂量核辐射环境下时,普通的石英玻璃会因染色而失去透光能力。为此,采用耐辐射玻璃材料(如含铈玻璃)来制作光纤的纤芯和包层,这样的光纤就可以在核辐射环境下正常工作。

(7) 发光光纤。采用磷光体、发光晶体以及其他发光材料制成的光纤,可用于探测 X 射线、高能粒子以及其他带电粒子。

1.3 光纤的制备工艺

为获得低损耗的石英光纤,需要解决两个关键的技术难题:① 超高纯度的光纤原材料(主要是 SiO_2)的获取,例如要求其中的重金属($\text{Fe}, \text{Cu}, \text{Ni}, \text{Cr}, \text{Mn}$)离子含量不能超过十亿分之一,氢氧根(OH^-)含量不能超过 10^{-8} ;② 超高精度的光纤拉丝尺寸控制,控制精度要求达到 $1 \mu\text{m}$ 或者更小。对于渐变折射率分布光纤,还要求高精度的折射率参数控制。

光纤原材料的提纯采用“加温-蒸馏-冷凝”工艺,非常类似于酿酒工艺。当石英沙子原料被加温到 2230°C 时,其中的石英(SiO_2)成分先被汽化然后再在 2000°C 的温度冷凝为液体,通过这种工艺使得纯石英与沸点更高的重金属离子分离,从而获取高纯度的石英原材料。杂质离子的分离需要将石英原料加温到更高温度(达到 7000°C),这时所有杂质化合物都将被分解。通过“加温-蒸馏-冷凝”工艺获得的

石英原料纯度可以达到 10^{-6} 。更高的纯度还要依赖光纤制备工艺来实现。

高质量的光纤通常需采用“预制棒”拉丝工艺来制备。“预制棒”工艺包括改进的化学气相沉积(modified chemical vapour deposition, MCVD)法,等离子体化学气相沉积(plasma chemical vapour deposition, PCVD)法,管外气相沉积(outside vapour deposition, OVD)法以及气相轴向沉积(vapour-phase axial deposition, VAD)法。

MCVD 工艺的化学反应机理为高温氧化。MCVD 工艺是由沉积和成棒两个工艺步骤组成。沉积是获得设计要求的光纤芯折射率分布。如图 1.2 所示,以 SiCl_4 为原材料、 GeCl_4 , PoCl_3 及 BCl_3 等为掺杂材料,以氢氧焰为热源,在高纯度石英玻璃管内进行气相沉积。在石英玻璃管内,高纯度石英原料气体在高温区发生化合反应:

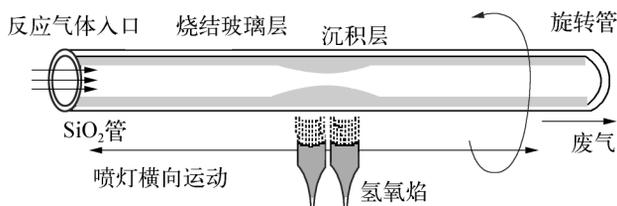
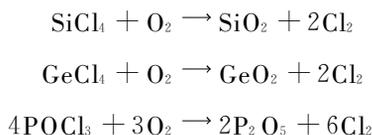


图 1.2 MCVD 预制棒工艺

高纯度的石英原材料以及掺杂材料就在氢氧焰加热部位的石英管内壁沉积为“光纤预制棒”材料,其折射率包络结构与光纤完全一致,所不同的仅仅只是直径不一样。随后的成棒工艺是将已沉积好的空心高纯石英玻璃管熔缩成一根实心的光纤预制棒芯棒。

PCVD 与 MCVD 的工艺一样,也是在高纯石英玻璃管内壁进行高温氧化反应和气相沉积。所不同之处是热源和反应机理:PCVD 工艺用的热源是微波,其反应机理为微波加热产生等离子体使气体电离。离子重新结合时释放出的热能熔化反应物形成透明的石英玻璃沉积薄层。PCVD 方法可以更为准确地控制光纤的折射率分布,而且沉积效率高、沉积速度快,有利于消除 SiO_2 层沉积过程中的微观不均匀性,从而大大降低光纤中散射造成的本征损耗,适合制备复杂折射率剖面的光纤。

MCVD 和 PCVD 工艺的预置棒都是在石英管内沉积,因此预置棒的尺寸受到

石英玻璃管直径的限制。当需要制备较大直径的预制棒时,就需要用到 OVD 工艺。如图 1.3 所示,其原料在氢氧焰中水解生成 SiO_2 微粉,然后经喷灯喷出,沉积在由石英、石墨或氧化铝材料制成的“母棒”外表面,经过多次沉积,去掉母棒,再将中空的预制棒在高温下脱水,烧结成透明的实心玻璃棒,即为光纤预制棒。

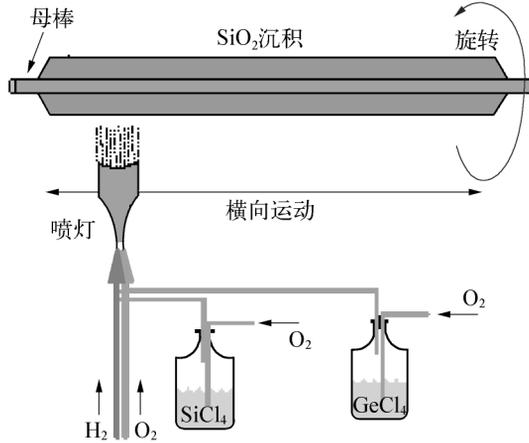


图 1.3 OVD 预制棒工艺

VAD(气相轴向沉积法)工作原理与 OVD 相同,不同之处预制棒的生长方向是沿母棒轴向垂直生长的,如图 1.4 所示。VAD 的重要特点是可以连续生产,适合制造更大型号的预制棒,从而可以拉制更长的连续光纤。

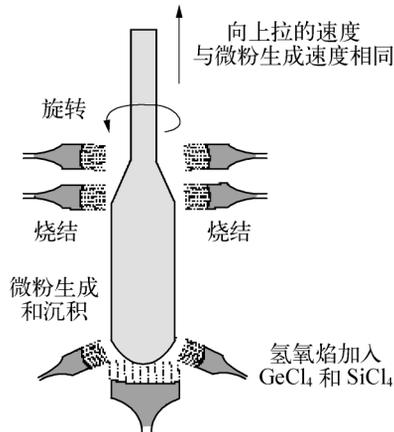


图 1.4 VAD 预制棒工艺

在预制棒工艺之后就是光纤拉丝、套塑和成缆(光缆)等工艺。拉丝工艺设备构成如图 1.5 所示,光纤预制棒(直径 $10 \sim 25 \text{ mm}$)的端部被电加热炉加热到

1850~2000℃,形成熔融状态;然后利用重力的作用并适当加一点牵引力来进行光纤拉丝,同时利用激光直径仪精密监测光纤的包层外径并通过控制拉丝速度来使光纤包层直径保持为 125 μm;然后再利用丙烯酸酯材料进行涂敷至 250 μm,即获得所谓的“裸光纤”,也可以进一步涂覆至 900 μm。制成的光纤缠绕在直径为 20 cm 左右的光纤卷盘上。

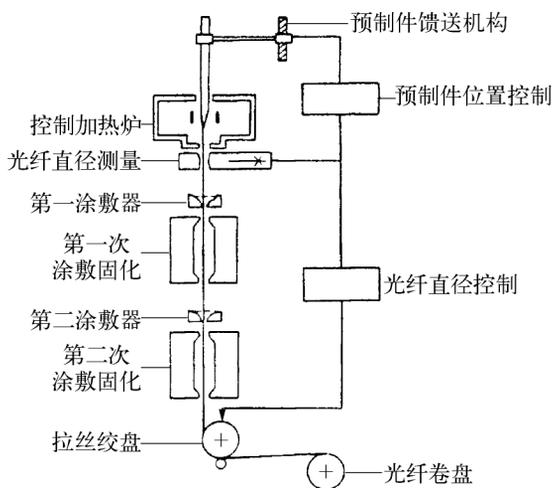


图 1.5 光纤拉制工艺

1.4 光纤光学的发展

伴随着光纤技术日益广泛的应用,光纤光学已经愈来愈成为光学与光电子学科领域的一门重要的基础课程。光纤在通信、传感、信息处理以及在工业和医疗等领域的应用技术的发展,催生新型光纤的不断涌现,如色散位移光纤、色散平坦光纤、色散补偿光纤、全波光纤、双包层光纤以及光子晶体光纤等。同时,人们也发展了多种光纤光学器件,例如自聚焦透镜、光纤耦合器、光纤光栅、光纤起偏器、光纤退偏器、光纤调制器、光纤激光器、光纤放大器、光纤衰减器、光纤隔离器与环形器、光纤色散补偿器以及各种光纤传感器等等。鉴于本书篇幅的局限性,有些内容未涉及,感兴趣的读者可以进一步阅读本章给出的相关参考文献^[3-12]。

习题与思考

- 1.1 构成光纤波导的必要条件是什么?
- 1.2 光纤的包层主要起什么作用? 光纤去掉包层其导光特性有何改变?

- 1.3 PCVD 工艺与 MCVD 工艺相比,主要优点是什么?
- 1.4 OVD 与 AVD 工艺的主要特点是什么?
- 1.5 “单模光波导”中总模式数目是多少?
- 1.6 举例说明“对称波导”基模不截止。

参 考 文 献

- [1] Kao K C. Hockham G A. Proc. IEE, 1966, 113: 1151
- [2] 大越孝敬. 光学纤维基础. 刘时衡,译. 北京:人民邮电出版社,1980
- [3] 张宝富. 全光网络. 北京:人民邮电出版社,2002
- [4] 徐荣,龚倩. 高速宽带光互联网技术. 北京:人民邮电出版社,2002
- [5] 任海兰. 光传送网设备. 北京:北京邮电大学出版社,2004
- [6] 王兆宏. 集成光学. 北京:科学出版社,2005
- [7] 任海兰,刘德明. 光通信信号处理. 北京:电子工业出版社,2006
- [8] 胡健,刘德明,黄德修. 色散管理孤子的研究. 光电子技术与信息,2004(4)
- [9] Kim J H, John Y M, Byun Y T. All-optical XOR gate using semiconductor optical amplifiers without additional input beam. IEEE Photonics Technology Letters, 2002(10)
- [10] Fjelde T, Klocha, Wolfson D, et al. Novel scheme for simple label swapping employing XOR logic in an integrated interferometric wavelength converter. IEEE Photonics Technology Letters, 2001(7)
- [11] Fjelde T, Wolfson D, Kloch A, et al. Demonstration of 20 Gbit/ s all optical logic XOR in integrated SOA-based interferometric wavelength converter. Electronics Letters, 2000(22)
- [12] Ratnam J. Optical CDMA in broadband communication scope and applications. Journal of Optical Communications, 2002(7)

第 2 章 光纤光学的基本方程

迄今为止,已经提出了许多种研究光纤波导的理论。这里只介绍其中最基本的两种,即光线理论和波动理论。

当光纤芯径远大于光波波长 λ_0 时,可近似认为 $\lambda_0 \rightarrow 0$,从而将光波近似看成由一根根光线所构成。因此,可采用几何光学的方法来分析光线的入射、传播(轨迹)以及时延(色散)和光强分布等特性。这种分析方法即为光线理论。

光线理论的主要优点是简单直观,在分析芯径较粗的多模光纤时可以得到较精确的结果;但由于采用了几何光学近似,光线理论不能够解释诸如模式分布、包层模、模式耦合以及光场分布等现象。而且,当不满足 λ_0 远小于芯径的近似条件时(如对于单模光纤),光线理论的分析结果存在很大的误差。

波动理论是一种更为严格的分析方法,其严格性在于:① 从光波的本质特性——电磁波出发,通过求解电磁波所遵从的麦克斯韦方程,导出电磁场的场分布,具有理论上的严谨性;② 未作任何前提近似,因此适用于各种折射率分布的单模光纤和多模光纤。

两种理论分析问题的基本思路如图 2.1 所示。

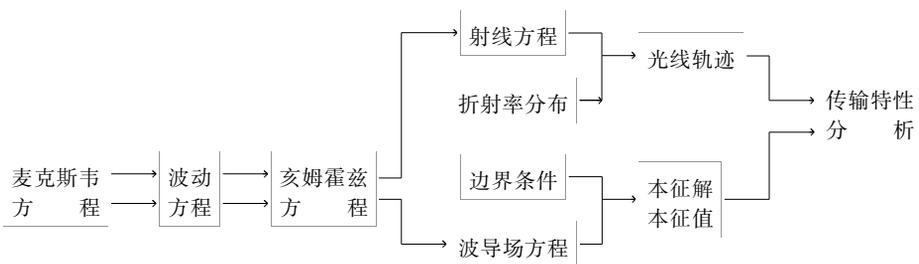


图 2.1 光线理论与波动理论分析思路

光纤光学研究的目的是要通过对光纤传输特性的理论分析,为光纤技术的应用奠定基础。本书将从光纤光学的基本方程出发,首先利用光线理论来分析光在光纤中的传播特性,并对光纤中的模式及其基本性质进行初步讨论;然后用波动理论来进一步深入分析光纤中的导波场的特性,依据光纤波导的边界条件求解波导场方程,导出本征值方程,并根据导模的截止和远离截止条件对光纤中的模式特性进行详细讨论。

与其他任何光波导研究一样,光纤光的理论研究所涉及的基本问题是光波

如何进入光纤以及光波在光纤中如何传播? 具体讲, 主要包括以下几个方面内容: ① 光纤模式的激励(或光的入射); ② 光纤中的模式分布(或光线传播轨迹); ③ 模式的传播速度(或光线的时延); ④ 模式沿光纤横截面场分布; ⑤ 光信号的传输损耗; ⑥ 光信号的畸变; ⑦ 模式的偏振特性; ⑧ 模式的耦合。

读者应重点掌握光纤光学的基本概念、思路、分析方法以及所得出的重要结论及其物理内涵, 而不必拘泥于繁杂的数学运算之中。

2.1 麦克斯韦方程与亥姆霍兹方程

光纤是一种介质光波导, 这种波导具有如下特点: ① 无传导电流; ② 无自由电荷; ③ 线性各向同性。在其中传播的电磁波遵从下列麦克斯韦方程组:

$$\begin{cases} \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \end{cases} \quad (2.1)$$

式中, $\mathbf{E}, \mathbf{D}, \mathbf{H}, \mathbf{B}$ 分别为电场强度、电位移矢量、磁场强度及磁感应矢量。 ∇ 为梯度算符, 在直角坐标系与圆柱坐标系中分别为

$$\nabla = \mathbf{e}_x \frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y \frac{\partial}{\partial y} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.2)$$

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \mathbf{e}_\phi \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \phi} + \mathbf{e}_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (2.3)$$

其中, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ 是沿 x, y, z 方向的单位矢量; \mathbf{e}_r 与 \mathbf{e}_ϕ 是沿径向与角向的单位矢量。

电位移矢量 \mathbf{D} 与电场强度 \mathbf{E} 以及磁场强度 \mathbf{H} 与磁感应矢量 \mathbf{B} 之间由下列关系式相联系:

$$\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

式中, μ 是材料的磁导率, 在真空中为 μ_0 , 对于非磁性材料一般有 $\mu = \mu_0$, 为常数; ϵ 是材料的介电常数, 在真空中为 ϵ_0 , 一般物体中 ϵ 是空间坐标的函数为 $\epsilon(x, y, z)$ 或 $\epsilon(r, \phi, z)$ 。 ϵ 与材料折射率 n 的关系为

$$\epsilon = \epsilon_0 n^2 \quad (2.6)$$

光纤中电磁场传播的另一重要特性是,在两种介质界面(光纤纤壁)处电磁场满足边界条件,即 \mathbf{E} 与 \mathbf{H} 的切向分量以及 \mathbf{D} 与 \mathbf{B} 的法向分量均连续,其数学表达式为

$$\mathbf{E}_{1t} = \mathbf{E}_{2t} \quad \mathbf{H}_{1t} = \mathbf{H}_{2t} \quad \mathbf{B}_{1n} = \mathbf{B}_{2n} \quad \mathbf{D}_{1n} = \mathbf{D}_{2n} \quad (2.7)$$

在麦克斯韦方程组中,一方面既有电场又有磁场,两者交互变化;另一方面既有空间坐标又有时间坐标,两者相互影响。为此必须利用分离变量法进行电、磁矢量分离与时、空坐标分离,以得到一个易于求解的方程。

1. 电矢量与磁矢量分离: 波动方程

将式(2.5)代入式(2.1)取旋度,并借助于矢量关系式

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \nabla \cdot \left[\frac{\mathbf{D}}{\epsilon} \right] = \frac{1}{\epsilon} \nabla \cdot \mathbf{D} + \mathbf{D} \cdot \nabla \left[\frac{1}{\epsilon} \right] = -\mathbf{E} \cdot \nabla \frac{\epsilon}{\epsilon}$$

可得到只与电场强度 \mathbf{E} 有关的方程式

$$\nabla^2 \mathbf{E} + \nabla \left[\mathbf{E} \cdot \nabla \frac{\epsilon}{\epsilon} \right] = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.8)$$

同理,只与磁场强度 \mathbf{H} 有关的方程式为

$$\nabla^2 \mathbf{H} + \left[\nabla \frac{\epsilon}{\epsilon} \right] \times (\nabla \times \mathbf{H}) = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.9)$$

式(2.8)与(2.9)称为矢量波方程,这是一个普遍适用的精确方程式。在光纤中,折射率(或介电常数)的变化非常缓慢(例如在 $1 \mu\text{m}$ 距离上折射率的变化小于 4×10^{-4}),因此可以近似认为 $\nabla \frac{\epsilon}{\epsilon} \approx 0$ 。这时,矢量波方程化简为下述标量波方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} \quad (2.10)$$

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \epsilon \mu \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (2.11)$$

对于光纤中的一般问题,均可用标量波方程解决。只是在进行更精密的分析时,方才使用矢量波方程。

2. 时、空坐标分离: 亥姆霍兹方程

如果在光纤中传播的是单色光波,即电磁波具有确定的振荡频率 f ,角频率

$\omega = 2\pi f$, 则可令

$$\Phi(x, y, z, t) = \Psi(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (2.12)$$

式中, Φ 代表 \mathbf{E} 或 \mathbf{H} 的某一场分量。

将式(2.12)代入标量波方程可得

$$\nabla^2 \Psi(x, y, z) + k^2 \Psi(x, y, z) = 0 \quad (2.13)$$

式中, k 是光纤中光波的波数,

$$k = \omega \sqrt{\epsilon\mu} = \frac{\omega}{V_p} = \frac{2\pi}{\lambda} = nk_0 \quad (2.14)$$

其中, λ 是光纤中光波波长, V_p 是光波相速, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ 是真空中光波的波数。

拉普拉斯算符 ∇^2 在直角坐标系与圆柱坐标系中分别为

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 = \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \right] + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.16)$$

式(2.13)即亥姆霍兹方程, 该方程对任何电磁波的传播都适用。由此方程出发, 加上边界条件即可求出任意波导中光波场的场分布。

2.2 程函方程与射线方程

从亥姆霍兹方程可以导出光线理论的基本方程——射线方程, 它描述光线在任意光纤波导中传播的光线轨迹。

在几何光学中, 光线定义为等相面的法线。若将场矢量任一分量 $\Psi(x, y, z)$ 写成

$$\Psi(x, y, z) = \Psi_0(x, y, z) \exp[-ik_0 Q(x, y, z)] \quad (2.17)$$

则 Ψ_0 是 Ψ 的振幅, 而 $k_0 Q$ 是 Ψ 的相位。将上式代入到亥姆霍兹方程式中, 利用梯度算符运算法则将进行化简、整理, 并按 k_0 的幂降幂排列有

$$k_0^2 \left[\frac{k^2}{k_0^2} - \nabla Q \cdot \nabla Q \right] \Psi_0 - ik_0 [2 \nabla Q \cdot \nabla \Psi_0 + \Psi_0 \nabla^2 Q] + \nabla^2 \Psi_0 = 0$$

根据光线理论的几何光学近似条件, 有 $\lambda \rightarrow 0$ 或 $k_0 \rightarrow \infty$, 故上式近似为

$$[\nabla Q]^2 = \frac{k^2}{k_0^2} = n^2(x, y, z) \quad (2.18)$$

上式描述光波的光程函数 Q 的变化,故称之为“程函方程”。当已知折射率分布时,可由程函方程求出光程函数 Q ,并进而由下式确定等相位面:

$$Q(x, y, z) = \text{const} \quad (2.19)$$

于是,也就确定光线轨迹。然而,在光线理论中通常希望能够直接确定光线轨迹的数学表达式,而不是由程函方程建立等相位面来间接确定光线轨迹。

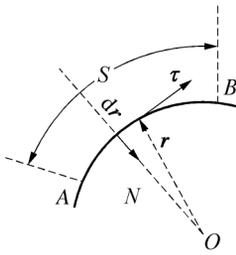


图 2.2 光线轨迹图

考察如图 2.2 所示光线,其轨迹可由光线 AB 上各点到参考点 O 的矢径 \mathbf{r} 描述:

$$\mathbf{r} = x\mathbf{e}_x + y\mathbf{e}_y + z\mathbf{e}_z$$

设 S 为光线 AB 弧长,则光线上任意一点的切向单位矢量 τ 为

$$\tau = \frac{d\mathbf{r}}{dS} \quad (2.20)$$

另一方面, τ 垂直于等相位面,所以应与 ∇Q 平行。由程函方程得

$$\tau = \frac{\nabla Q}{n} \quad (2.21)$$

由式(2.20)与(2.21),注意到 $\frac{d}{dS} = \frac{d\mathbf{r}}{dS} \cdot \nabla$, 得

$$\frac{d}{dS} \left[n \frac{d\mathbf{r}}{dS} \right] = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (2.22)$$

上式即光线方程,它将光线轨迹(由 \mathbf{r} 描述)和空间折射率分布 n 联系起来。一旦给出了光纤的折射率分布,由光线方程可以直接求出光线轨迹表达式。

以上光线方程是在 $\lambda \rightarrow 0$ 的几何光学近似条件下得到的,它也可由费马原理出发加以证明,还可以根据 Snell 定律导出。

当光线与 z 轴夹角很小时,光线方程可取近似形式:

$$\frac{d}{dz} \left[n \frac{d\mathbf{r}}{dz} \right] = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (2.23)$$

由光线方程描述的光线轨迹与介质折射率分布有关。对于 SIOF,纤芯中 n 为常数,有

$$n \frac{dr}{dS} = n \cos \theta = \text{const} \quad (2.24)$$

故 SIOF 中光线以直线形式传播,并满足 Snell 定律。在 GIOF 中, n 是 \mathbf{r} 的函数,

则 $\frac{d\mathbf{r}}{dS}$ 为一变量, 这表明光线将发生弯曲。由光线方程可以证明下列关系式成立:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{n(\mathbf{r})} \mathbf{N} \cdot \nabla n \quad (2.25)$$

式中, R 是光线弯曲的曲率半径, \mathbf{N} 为光线法向单位矢量。上式的物理意义是, 光线总是向折射率高的区域弯曲。

2.3 波导场方程

亥姆霍兹方程有一个重要的特征: 算符 ∇^2 作用在函数 Ψ 上的结果等于该函数 Ψ 与一常数 $-k^2$ 的乘积。这一类方程在数学上称为本征方程, 常数 k 称为本征值。因此, 波动理论的实质是对于给定的边界条件求本征方程的解——本征解及其对应的本征值, 在数学上称之为“本征值问题”。

在光纤波导中, 电磁波在纵向(轴向)以“行波”的形式存在, 在横向以“驻波”的形式存在。其特征是: 场分布沿轴向的变化只体现在相位上, 场的幅度(或强度)不随轴向传播距离而变化(假设光纤中无模式耦合, 也不存在损耗与增益)。若规定光纤轴向为 z 方向, 则场分布与 z 坐标的关系具有 $e^{-i\beta z}$ 的形式(β 为 z 向传播常数)。因此可进一步对亥姆霍兹方程进行空间坐标纵、横分离。令

$$\Psi(x, y, z) = \psi(x, y)e^{-i\beta z} \quad (2.26)$$

代入式(2.13)得

$$\nabla_{\perp}^2 \psi(x, y) + \chi^2 \psi(x, y) = 0 \quad (2.27)$$

式中, ∇_{\perp}^2 是横向拉普拉斯算符,

$$\nabla_{\perp}^2 = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2.28)$$

χ 与 β 分别是横向与纵向传播常数, 由下式相联系:

$$\chi^2 = \omega^2 \epsilon \mu - \beta^2 = n^2 k_0^2 - \beta^2 \quad (2.29)$$

$$\beta = nk_0 \cos \theta_z \quad (2.30)$$

其中 θ_z 是波矢 \mathbf{K} 与 z 轴夹角。

式(2.27)即光纤波导中光传播时遵从的波导场方程。式中的 $\psi(x, y)$ 代表 \mathbf{E} 和 \mathbf{H} 的横向场分布, 即有

$$\nabla_{\perp}^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}(x, y) \\ \mathbf{H}(x, y) \end{bmatrix} + \chi^2 \begin{bmatrix} \mathbf{E}(x, y) \\ \mathbf{H}(x, y) \end{bmatrix} = 0 \quad (2.31)$$

上式是波动理论的最基本方程。显然,这也是一个典型的本征方程,其本征值为 χ 或 β 。

2.4 模式及其基本性质

当给定波导的边界条件时,求解波导场方程可得本征解及相应的本征值。通常将本征解定义为“模式”,它相应于某一本征值并满足全部边界条件。每一个模式对应于沿光纤轴向传播的一种电磁波。应特别指出:模式是波导结构的固有电磁共振属性的表征。一给定的光纤波导中能够存在的模式及其性质是已确定了的,外界激励源只能激励起光纤中允许存在的模式而不会改变模式的固有性质。

模式的场矢量 $\mathbf{E}(x, y)$ 和 $\mathbf{H}(x, y)$ 具有 6 个场分量: E_x, E_y, E_z 和 H_x, H_y, H_z (或 E_r, E_ϕ, E_z 和 H_r, H_ϕ, H_z)。只有当这 6 个场分量全部求出方可认为模式的场分布唯一确定;但实际上这并不必要,因为场的横向分量可由纵向分量 E_z 和 H_z 来表示。经过代数运算,可导出如下关系式:

$$\chi^2 E_x = -i \left[\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial x} \right] \quad (2.32)$$

$$\chi^2 E_y = -i \left[-\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial y} \right] \quad (2.33)$$

$$\chi^2 H_x = -i \left[-\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial y} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial x} \right] \quad (2.34)$$

$$\chi^2 H_y = -i \left[\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial x} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial y} \right] \quad (2.35)$$

$$\chi^2 E_r = -i \left[\omega\mu \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} + \beta \frac{\partial E_z}{\partial r} \right] \quad (2.36)$$

$$\chi^2 E_\phi = -i \left[-\omega\mu \frac{\partial H_z}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} \right] \quad (2.37)$$

$$\chi^2 H_r = -i \left[-\omega\varepsilon \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_z}{\partial \phi} + \beta \frac{\partial H_z}{\partial r} \right] \quad (2.38)$$

$$\chi^2 H_\phi = -i \left[\omega\varepsilon \frac{\partial E_z}{\partial r} + \beta \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_z}{\partial \phi} \right] \quad (2.39)$$

因此,只要解出场的纵向分量 E_z 和 H_z ,就可以通过上述关系式求出场的横向分量,这将给求解波导场方程带来很大方便。尤其是在光纤中, E_z 和 H_z 满足独立的波导场方程

$$\nabla_{\perp}^2 \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} + \chi^2 \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (2.40)$$

而场的横向分量却没有如此简单的分量方程。故一般总是先由式(2.40)求解 E_z 和 H_z , 再利用关系式(2.36)~(2.39)求横向场分量。反之, 如果已知场的横向分量, 则场的纵向分量也可由下述关系式给出:

$$E_z = -i \frac{1}{\omega \epsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (2.41)$$

$$H_z = -i \frac{1}{\beta} \left[\frac{\partial H_x}{\partial x} + \frac{\partial H_y}{\partial y} \right] = \frac{i}{\omega \mu} \left[\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} \right] \quad (2.42)$$

$$E_z = -i \frac{1}{\omega \epsilon} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r H_{\phi}) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_r}{\partial \phi} \right] \quad (2.43)$$

$$H_z = -i \frac{1}{\beta} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r H_r) + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial H_{\phi}}{\partial \phi} \right] = \frac{1}{\omega \mu} \left[\frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (r E_{\phi}) - \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial E_r}{\partial \phi} \right] \quad (2.44)$$

由场的纵横关系式还可知, 对于无损光纤(n 为实数), 场的纵向分量与横向分量的相位相差 $\frac{\pi}{2}$, 即两者最大值在时间上相差 $\frac{1}{4}$ 周期, 在空间上相差 $\frac{1}{4}$ 波长。

根据场的纵向分量 E_z 和 H_z 的存在与否, 可将模式命名为: ① 横电磁模(TEM), $E_z = H_z = 0$; ② 横电模(TE), $E_z = 0, H_z \neq 0$; ③ 横磁模(TM), $E_z \neq 0, H_z = 0$; ④ 混杂模(HE或EH), $E_z \neq 0, H_z \neq 0$ 。

光纤中存在的模式多数为 HE(EH)模, 有时也出现 TE(TM)模。在模式理论分析研究中, 将主要涉及模式的如下性质:

1. 场分布

场分布即求 6 个场分量(E_x, E_y, E_z)和(H_x, H_y, H_z)或(E_r, E_{ϕ}, E_z)和(H_r, H_{ϕ}, H_z)的表达式, 它们是波导场方程满足边界条件的本征解。

2. 纵向传播常数

纵向传播常数即与本征解相对应的本征值 β , 其意义是导模的相位在 z 轴单位长度上的变化量, β 是波矢 \mathbf{K} 在 z 轴上的投影, 或 \mathbf{K} 的 z 分量:

$$\beta = \mathbf{K} \cdot \mathbf{e}_z = nk_0 \cos \theta \quad (2.45)$$

其中 θ 是波矢方向与 z 轴方向夹角。因此, β 实际上是等相位面沿 z 轴方向的空间变化率。

导模的 β 值是分立的, 每一个 β 值代表着一个导模(有时几个导模具有相同的

β 值,称之为“简并”。

3. 模式分布

模式分布即在一给定的光纤中允许存在的导模及其本征值 β 的取值范围。一给定光纤中允许存在的导模由其结构参数所限定。光纤的结构参数可由其归一化频率 V 表征:

$$V = \left[\frac{2\pi}{\lambda_0} \right] a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = k_0 a n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (2.46)$$

V 值越大,允许存在的导模数就越多。除了基模之外,其他导模都可能在某一个 V 值以下不允许存在,称之为导模的“截止”,这时导模转化为辐射模。使某一导模截止的 V_c 值称为导模的“截止条件”。

当导模的本征值 $\beta \rightarrow n_2 k_0$ 时,导模场紧紧束缚于纤芯中传输,称之为导模的“远离截止”。每一个导模都对应于一合适的 V 值使其远离截止,称之为导模的“远离截止条件”。

4. 横向传播常数

横向传播常数即波矢 \mathbf{k} 的横向分量

$$\chi_j = \sqrt{n_j^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (j = 1, 2) \quad (2.47)$$

这里, j 取 1 和 2 分别对应于纤芯和包层。在纤芯中, $\beta < n_1 k_0$, χ_1 为实数; 在包层中, $\beta > n_2 k_0$, χ_2 为纯虚数。为方便起见,定义三个实参数 U, W 和 b :

$$U = a\chi_1 = a \sqrt{n_1^2 k_0^2 - \beta^2} \quad (2.48)$$

$$W = -i a\chi_2 = a \sqrt{\beta^2 - n_2^2 k_0^2} \quad (2.49)$$

$$b = \frac{W^2}{V^2} = \frac{\beta^2 - n_2^2 k_0^2}{n_1^2 k_0^2 - n_2^2 k_0^2} \quad (2.50)$$

b 是场的归一化传播常数,在 0 和 1 之间取值; U 和 W 是场的横向传播常数, U 值反映了导模在芯区中的驻波场的横向振荡频率, W 值则反映了导模在包层中的消逝场的衰减速度。 W 越大衰减越快, U 与 W 由下式相联系:

$$V^2 = U^2 + W^2 \quad (2.51)$$

W 的取值自 0 至 ∞ , 当 $W \rightarrow 0$ 时,场在包层中不衰减,导模转化为辐射模,对应于导模截止; 当 $W \rightarrow \infty$, 场在包层中不存在,导模场的约束最强,对应于导模远离截止。 U 的取值范围由导模的截止条件与远离截止条件确定,导模截止时, $W \rightarrow 0, U \rightarrow V_c$; 导

模远离截止时, $W \approx V \rightarrow \infty, U \rightarrow 0$ (但一般不等于 0), U 也被称为导模的本征值。

5. 相速度与群速度

相速度是场的等相位面沿 z 轴的传播速度。在光纤中场的等相面垂直于 z 轴, 为

$$\Phi = \omega t - \beta z = \text{const}$$

因此相速度

$$V_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \quad (2.52)$$

群速度是光脉冲或波包的中心或光能量沿 z 轴的传播速度, 也即场的等辐面沿 z 轴的传播速度, 群速度

$$V_g = V_p - \lambda \left[\frac{\Delta V_p}{\Delta \lambda} \right] = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (2.53)$$

在光纤中, V_p 大于光速 $\frac{c}{n_1}$ 而 V_g 小于光速 $\frac{c}{n_1}$, 并有如下关系式:

$$V_p = \frac{c}{n_1 \cos \theta_z} \geq \frac{c}{n_1} \quad (2.54)$$

$$V_g = \frac{c}{n_1} \cos \theta_z \leq \frac{c}{n_1} \quad (2.55)$$

式中, θ_z 是波矢 \mathbf{k} 与 z 轴夹角。仅当 $\theta_z = 0$ 时, 才有 $V_p = V_g = \frac{c}{n_1}$ 。不同的 θ_z 角相应于不同的导模, 对应于不同的相速 V_p 和群速 V_g 。

6. 群延时与色散

光脉冲行经单位长度距离所需的时间为群时延, 其定义为

$$\tau_g = \frac{1}{V_g} = \frac{d\beta}{d\omega} = \frac{d\beta}{cdk_0} \quad (2.56)$$

当 $\frac{d\beta}{d\omega}$ 随 ω 变化时, 不同频率的导模之间就会出现群延时差 $\Delta\tau_g$, 引起光脉冲展宽, 这种由于某种因素引起脉冲展宽的现象称之为“色散”。在光纤中存在着三种色散, 即多模色散——同一频率下, 不同导模的群速不同所引起的脉冲展宽; 波导色散——不同频率下同一导模的群速不同所引起的脉冲展宽; 材料色散——不同频率下, 材料的折射率不同导致同一导模的群速不同所引起的脉冲展宽。

7. 偏振特性

当导模场分量的某几个分量为零时,就会呈现某种程度的偏振特性。极限情况,若除一个场分量以外,其余分量都为0(或小很多),这种模式就称之为线偏振模。弱导光纤中的 LP_{lm} 就近似为线偏振模。

8. 功率流

功率流即单位时间内通过波导横截面的总能量,由下式给出:

$$P = \int_A \mathbf{S}_{av} \cdot \mathbf{e}_z dA \quad (2.57)$$

其中 \mathbf{S}_{av} 是平均能流密度。定义为在足够长的观测时间内平均单位时间通过单位面积的能量,即坡印亭矢量 \mathbf{S} 的平均值:

$$\mathbf{S}_{av} = \frac{1}{2T'} \int_{-T'}^{T'} \mathbf{S} dt = \frac{1}{2T'} \int_{-T'}^{T'} [\mathbf{e} \times \mathbf{h}] dt \quad (2.58)$$

式中 \mathbf{e} 和 \mathbf{h} 是随时间正弦变化的实数场矢量,

$$\begin{bmatrix} \mathbf{e}(x, y, z, t) \\ \mathbf{h}(x, y, z, t) \end{bmatrix} = \text{Re} \left\{ \begin{bmatrix} \mathbf{E}(x, y) \\ \mathbf{H}(x, y) \end{bmatrix} e^{i[\omega t - \beta z]} \right\} \quad (2.59)$$

这里 $\mathbf{E}(x, y)$ 和 $\mathbf{H}(x, y)$ 是横向空间场矢量,一般为复数,即具有一定相位, Re 是取实数运算。由式(2.58)与(2.59)可将式(2.57)表示为

$$P = \frac{1}{2} \int_A \text{Re} [\mathbf{E}(x, y) \times \mathbf{H}^*(x, y)] \cdot \mathbf{e}_z dA \quad (2.60)$$

9. 正交性

正交性即不同导模的坡印亭矢量积分等于零,其数学表达形式为

$$\int_A [\mathbf{E}_\mu \times \mathbf{H}_\nu] dA = \int_A [\mathbf{E}_\nu \times \mathbf{H}_\mu] dA = P_0 \delta_{\mu\nu} = \begin{cases} 0, & \mu \neq \nu \\ P_0, & \mu = \nu \end{cases} \quad (2.61)$$

式中, P_0 是功率归一化系数; $\delta_{\mu\nu}$ 是狄拉克函数。式(2.61)的物理意义在于,不同的任意两个导模的场矢量相互正交,不会构成不为零的坡印亭矢量,也就不会有功率混淆。因此光纤中的各个导模独立载运和传输功率,导模场的总功率等于所有模式载运功率之和。

上述各方面的问题在本书的以下有关章节中将予以更为详细的论述,并可进一步阅读本章所列参考文献^[1-8]。

习题与思考

- 2.1 试证明式(2.25)。
- 2.2 说明从麦克斯韦方程到波导场方程三次分离变量的依据。
- 2.3 波导场方程具有什么样的数学特征?
- 2.4 模式的内涵是什么? 在单模光纤中能否激励起高阶模式? 为什么?
- 2.5 从射线方程分别定性说明光线在 SIOF 和 GIOF 中的轨迹曲线。
- 2.6 说明传播常数的物理意义。
- 2.7 说明 V, U, W 参数的物理意义及其相互关系。
- 2.8 在什么条件下才可以唯一确定光波导中的模式?

参考文献

- [1] Marcuse D. Theory of Dielectric Optical Waveguides. Academic Press, 1974
- [2] 大越孝敬. 光学纤维基础. 刘时衡, 译. 北京: 人民邮电出版社, 1980
- [3] Snyder A W, Love J. Optical Waveguide Theory. Chapman L D and Hall, 1983
- [4] 范崇澄, 彭吉虎. 导波光学. 北京: 北京理工大学出版社, 1988
- [5] 徐森祿, 凌世德. 光波导及其应用. 杭州: 浙江大学出版社, 1990
- [6] 顾晔仪. 全光通信网. 北京: 北京邮电大学出版社, 2000
- [7] 廖延彪. 光纤光学. 北京: 清华大学出版社, 2000
- [8] 余守宪. 导波光学物理基础. 北京: 北方交通大学出版社, 2002

第 3 章 阶跃折射率分布光纤

本章讨论阶跃折射率分布光纤(SIOF)用的是一种理想的数学模型,即认为光纤是一种无限大直圆柱系统,芯区半径 a ,折射率为 n_1 ;包层沿径向无限延伸,折射率为 n_2 ;光纤材料为线性、无损、各向同性的电介质。

本章首先用几何光学的方法分析光波在 SIOF 中的传播特性;然后再用波动光学的方法进行模式分析。

3.1 几何光学方法分析

如前所述,在光纤中传播的光线遵从光线方程,在 SIOF 中光线沿直线传播,在 GIOF 中光线轨迹是曲线。

在光纤中存在子午光线和偏斜光线两类光线。子午光线是指在子午平面上传播的光线,子午平面是与纤轴相交的且与纤壁垂直的所有平面;偏斜光线则是与纤轴既不相交也不平行的光线。子午光线的传播比较简单,而偏斜光线的传播一般很复杂。

在 SIOF 中,子午光线沿直线传播,遇到纤芯与包层界面(纤壁)则发生内全反射。因此其光线轨迹是限制在子午平面内传播的锯齿形折线。轨迹折线在光纤端面投影线是过圆心的直线,如图 3.1 所示。根据 Snell 定律,能够使光线在纤壁

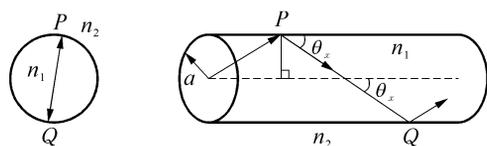


图 3.1 子午光线轨迹

产生内全反射的条件是: $\cos \theta_i \geq$

$$\frac{n_2}{n_1} \text{ 或 } \sin \theta_i \leq \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}, \text{ 这样就}$$

导出了在 SIOF 中传播的子午光线约束条件:

$$n \sin \theta \leq \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (3.1)$$

式中, θ 为光线入射角。定义光纤的数值孔径 NA 为入射媒质折射率与最大入射角的正弦值之积,即

$$NA = n \sin \theta_m = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = n_1 \sqrt{2\Delta} \quad (3.2)$$

则能够进入光纤传播的光线落在以 θ_m 为锥角的圆锥之内,称 θ_m 为光纤的收光角。

数值孔径是光纤性能的一个重要参数,它标志着光纤的收光能力或当与光源耦合时其耦合效率的大小。应注意,光纤的数值孔径只决定于光纤的折射率,而与光纤的几何尺寸无关,这一点和普通的光学系统有所不同。

由式(3.2)知,Δ大的光纤数值孔径大,这对于提高光纤耦合效率有利。但是 Δ 的增大却使光纤的另一重要传输性能“通信容量”降低。因为光纤的通信容量正比于光纤传输带宽或单位长度光纤光脉冲展宽的倒数。对于 SIOF,不同角度传播的光线所花费的时间不同,从而导致光脉冲的展宽。定义光线传播单位轴向长度所花时间为渡越时间(即延时),沿轴线传播的光线渡越时间为 $t_0 = \frac{n_2}{c}$, 沿 θ_z 角传播的光线渡越时间为 $t_\theta = \frac{t_0}{\cos \theta_z}$, 当 $\cos \theta_z = \frac{n_2}{n_1}$ 时,角向光线与轴向光线延时差最大,为

$$\Delta\tau = \frac{t_0(n_1 - n_2)}{n_2} \approx \Delta \cdot \frac{n_1}{c} \quad (3.3)$$

对于 $n_1 = 2.2, \Delta = 1\%$ 的多模 SIOF, $\Delta\tau = 50 \text{ ns/km}$, 则光纤的传输带宽 $\frac{1}{\Delta\tau}$ 为 $20 \text{ MHz} \cdot \text{km}$, 通常简称为 20 MHz , 在光纤通信中,这意味着一根光纤中只允许传输几百路电话,见表 3.1。因此,多模 SIOF 的通信容量是很低的。

表 3.1 传输速率与容纳电话

传输速率	容量/门	传输速率	容量/门
2 MBps	30	1.25 Gbps	15 360
8 MBps	120	3.5 Gbps	30 720
34 MBps	480	10 Gbps	122 880
155 MBps	1 920	40 Gbps	491 520
622 MBps	7 680	160 Gbps	1 966 080

另一方面,在 SIOF 中,由一点发出的各个不同角度的光线不能够在另外一点会聚,所以它也不适宜于传输图像。

在 SIOF 中,偏斜光线传播时不与纤轴相交,因而不限于单一平面之内,其光线轨迹是螺旋状折线,限制在 $r_0 \leq r \leq a$ 的圆筒内传播,轨迹折线在光纤端面上的投影形成一个多边形,其内接圆称为内散焦面,半径即为 r_0 ,如图 3.2 所示。

为确定光线的传播方向,需要两个参量:轴向角与方位角。

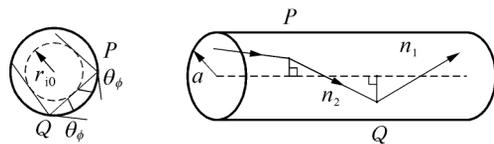


图 3.2 偏斜光线轨迹

轴向角 θ_z 是光线与轴线方向夹角;方位角 θ_ϕ 是光线在光纤截面上的投影线与反射点处纤壁切线的夹角。设光线在纤壁处反射角为 θ , 则光线产生内全反射的条件为 $\sin \theta \leq \frac{n_2}{n_1}$, 或 $\cos \theta \leq \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2}$, 而 $\cos \theta = \sin \theta_z \sin \theta_\phi$, 故在光纤端面有

$$n_1 \sin \theta_z = n_1 \sin \theta \leq \frac{\sqrt{n_1^2 - n_2^2}}{\sin \theta_\phi} \quad (3.4)$$

因此, 偏斜光线对应的数值孔径 NA_s 为

$$NA_s = \frac{NA}{\sin \theta_\phi} \quad (3.5)$$

式中, NA 是子午光线数值孔径。上式表明偏斜光线收光角要大于子午光线。因此, 若考虑到偏斜光线的贡献, 光纤的实际收光能力比单纯考虑子午光线时为大。

与式(3.3)类似, 可以导出偏斜光线的最大延时差为

$$\Delta \tau = \left[\frac{n_1}{\sqrt{n_1^2 - NA_s^2}} - 1 \right] \frac{n_1}{c} \quad (3.6)$$

由于 $NA_s = \frac{NA}{\sin \theta_\phi} \geq NA$, 所以偏斜光线延时差大于子午光线延时差。极限情况,

当满足 $\cos \theta = \frac{n_2}{n_1}$ 时, $\Delta \tau \rightarrow \infty$, 尽管光线依然可以满足内全反射条件而被约束在纤芯中, 但光线仅仅在光纤横截面上频繁反射而不沿 z 轴向前传播。显然, 若考虑偏斜光线的传播, 光纤的传输带宽比仅考虑子午光线时要小。

3.2 波导场方程及导模本征解

在 SIOF 中, 场矢量一般具有 6 个分量 (E_r, E_ϕ, E_z 和 H_r, H_ϕ, H_z)。其纵向场分量 E_z 与 H_z 满足如下波导场方程:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \chi^2 \right] \begin{bmatrix} E_z \\ H_z \end{bmatrix} = 0 \quad (3.7)$$

式中,

$$\chi^2 = n_j^2 k_0^2 - \beta^2 = \begin{cases} n_1^2 k_0^2 - \beta^2 & (\text{纤芯中}, j=1) \\ n_2^2 k_0^2 - \beta^2 & (\text{包层中}, j=2) \end{cases} \quad (3.8)$$

由于光纤具有圆对称折射率分布, 其场分布也必然具有圆对称形式, 即沿角向场分布为周期函数。令