

中国传媒大学“十一五”规划教材

光纤传输与 网络技术

李鉴增 陈新桥 著

中国  广播电视出版社
CHINA RADIO & TELEVISION PUBLISHING HOUSE

中国传媒大学“十一五”规划教材

光纤传输与网络技术

李鉴增 陈新桥 著

中国  广播电视出版社
CHINA RADIO & TELEVISION PUBLISHING HOUSE

图书在版编目 (CIP) 数据

光纤传输与网络技术/李鉴增, 陈新桥著. —北京: 中国广播电视出版社, 2009. 1

中国传媒大学“十一五”规划教材

ISBN 978-7-5043-5736-6

I. 光… II. ①李…②陈… III. ①光纤通信—数据传输—高等学校—教材②光纤通信—通信网—高等学校—教材
IV. TN929.11

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2008) 第 175849 号

内 容 提 要

全书共分 12 章, 包括光纤与光缆、光源、光调制与解调、光放大器 (含 EDFA、拉曼光纤放大器)、光无源器件、光纤传输系统、光纤骨干网 (含光复用、光交换、全光网等)、光城域网 (含万兆以太网和动态分组传输、环形分组传输等)、光局域网 (含 EPON、GPON 等无源光网络)、光接入网、光通信指标的测量、相干光系统和光孤子系统。

本书全面、系统、完整、深入浅出地介绍了先进、实用、最新的光纤传输与网络技术, 为读者提供一本简明扼要、内容充实的书籍。

本书可作为高等学校相关专业的硕士生和本科生的教材, 也可供广播电视、通信、信息行业的技术人员进行继续教育和岗位培训时学习参考。

光纤传输与网络技术

李鉴增 陈新桥 著

责任编辑 王本玉

封面设计 郭运娟

责任校对 张 哲

出版发行 中国广播电视出版社

电 话 010-86093580 010-86093583

社 址 北京市西城区真武庙二条 9 号

邮 编 100045

网 址 www.crtp.com.cn

电子信箱 crtp8@sina.com

经 销 全国各地新华书店

印 刷 高碑店市鑫宏源印刷包装有限责任公司

开 本 787 毫米 × 1092 毫米 1/16

字 数 374(千)字

印 张 15.75

版 次 2009 年 1 月第 1 版 2009 年 1 月第 1 次印刷

印 数 5000 册

书 号 ISBN 978-7-5043-5736-6

定 价 32.00 元

(版权所有 翻印必究·印装有误 负责调换)

前 言

近三十年来,光纤传输和网络技术得到了长足的发展。从采用多模光纤和 $0.85\mu\text{m}$ 的发光二极管(LED)的第一代光纤传输,发展到采用各种单模光纤和 EDFA、拉曼光纤放大器、光孤子技术等现代光传输技术;从点对点的光纤通信,到利用各种现代交换技术、路由技术组成的各种光纤网络;从覆盖范围仅几千米的局域网到覆盖范围达成千上万千米的广域网;从只能传输很少信息的模拟光纤网到采用密集波分复技术,在一根光纤中可以传输几十 Tb/s 的数字传输系统……

在我国广播电视系统,光纤传输与网络技术也得到了广泛的应用。全国广播电视光纤干线网已连通了除西藏以外的境内各省、市、自治区,绝大多数省、市也把光纤干线铺到了县、市,甚至乡、镇、村一级;越来越多的有线电视网络采用 EPON 等无源光纤技术接入用户,取得了较好的效果。

根据有线广播电视网络和光纤传输技术实际工作的需要,本书主要介绍光纤传输与网络技术的一些基本知识和实际应用,以及光纤传输新技术的一些最新研究进展。全书共分 12 章,包括光纤与光缆、光源、光调制与解调、光放大器、光无源器件、光纤传输系统、光纤骨干网、光城域网、光局域网、光通信指标的测量、相干光系统和光孤子系统等。力图科学、全面、系统、完整、深入浅出地介绍先进、实用、最新的光纤传输与网络技术,为读者提供一本简明扼要、内容充实的书籍。

本书第 6 章、第 9 章和第 10 章主要由陈新桥编写,其余 9 章主要由李鉴增编写。初稿完成后,又交换进行了修改与补充。

本书可作为高等学校相关专业的硕士生和本科生的教材,也可供广播电视、通信、信息行业的技术人员进行继续教育和岗位培训时学习参考。由于时间仓促,作者的水平有限,难免出现一些疏漏甚至错误,敬请读者和专家学者批评指正。

作者特别感谢中国传媒大学领导、教务处和信息工程学院领导以及中国广播电视出版社领导和王本玉编辑对本书出版的支持。

希望本书的出版能对我国广播电视行业的技术进步起到推动作用。

中国传媒大学信息工程学院

李鉴增 陈新桥

2008 年 7 月

目 录

前 言

第1章 光纤与光缆	(1)
1.1 光纤的结构和分类	(1)
1.2 光纤的传光原理	(2)
1.3 阶跃光纤中电磁波的传输模式	(3)
1.4 光纤的特性	(8)
1.5 单模光纤	(15)
1.6 塑料光纤	(21)
1.7 光缆	(23)
第2章 光源	(28)
2.1 激光的基本原理	(28)
2.2 激光的特点	(33)
2.3 激光器	(35)
第3章 光调制与解调	(42)
3.1 光信号的副载波强度调制	(42)
3.2 直接调制和间接调制	(43)
3.3 半导体激光器的直接调制	(44)
3.4 外调制器	(45)
3.5 非线性失真补偿	(50)
3.6 光信号的解调	(52)
3.7 直接调制多路调幅光发射机	(55)
3.8 外调制多路调幅光发射机	(58)
3.9 光接收机	(60)
3.10 数字光纤收发设备	(61)

第4章 光放大器	(64)
4.1 间接光放大器	(64)
4.2 半导体光放大器(SOA)	(65)
4.3 掺铒光纤放大器(EDFA)	(68)
4.4 掺镨氟化物光纤放大器(PDFA)	(74)
4.5 光纤拉曼放大器	(75)
4.6 布里渊光放大器	(82)
第5章 光无源器件	(84)
5.1 光功率分配耦合器	(84)
5.2 光衰减器	(89)
5.3 光隔离器	(90)
5.4 滤光器	(91)
5.5 光连接器	(96)
5.6 光开关	(97)
5.7 波分复用器件	(101)
第6章 光纤传输系统	(105)
6.1 光纤传输系统简介	(105)
6.2 副载波复用(SCM)光纤传输系统	(107)
6.3 数字光纤传输系统	(110)
6.4 光纤传输系统性能指标	(115)
第7章 全光骨干网	(122)
7.1 全光网概述	(122)
7.2 光复用技术	(123)
7.3 光交换技术	(131)
7.4 全光骨干网	(141)
第8章 光城域网	(145)
8.1 光城域网概述	(145)
8.2 多业务传输平台 MSTP	(146)
8.3 万兆以太网	(147)
8.4 动态分组传输(DPT)技术	(149)
8.5 弹性分组传输(RPT)技术	(152)
8.6 自由空间光城域网	(154)
第9章 光接入网	(159)
9.1 光接入网概述	(159)

9.2 光接入网的系统结构	(162)
9.3 有源光网络	(169)
9.4 无源光网络(PON)	(174)
9.5 HFC 接入网	(193)
9.6 光以太网	(196)
第10章 光通信指标的测量	(205)
10.1 光测试仪器	(205)
10.2 光纤光缆指标测量	(214)
10.3 光性能指标的测量	(218)
第11章 相干光系统	(224)
11.1 相干光通信的基本原理	(224)
11.2 相干光通信的激光器	(225)
11.3 光调制方式	(226)
11.4 相干光通信的混频增益和信噪比	(226)
11.5 光接收机的灵敏度	(227)
11.6 相干光通信的特点	(229)
11.7 相干光通信的应用前景	(230)
第12章 光孤子系统	(231)
12.1 光纤传输中的非线性薛定格方程	(231)
12.2 非线性薛定格方程的孤子解	(235)
12.3 光孤子的能量补偿	(236)
12.4 单信道光孤子系统	(237)
12.5 多信道光孤子系统	(240)
参考文献	(242)

第 1 章

光纤与光缆

1.1 光纤的结构和分类

光导纤维,简称光纤,是光通信中最常用的传输介质。图1-1是包层式阶跃光导纤维纵截面和横截面的示意图。它由直径为几十 μm 以下、折射率为 n_1 的纤芯和直径为几百 μm 、折射率为 n_2 的包层组成。石英光纤的纤芯和包层都是石英材料,但掺入不同的掺杂剂,使 $n_1 > n_2$,即纤芯为光密介质,包层为光疏介质。

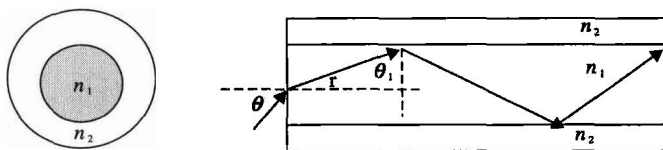


图 1-1 包层式阶跃光导纤维

光纤一般是由直径为几 mm 至几十 mm 的预制棒加热至 2000°C ,由拉丝机拉制而成。为了加强光纤的强度,在包层外面还涂上两层被覆层。一次被覆层为丙烯酸树脂、硅橡胶等有机材料或金属、氮化硅等无机材料,边拉丝边涂覆,涂覆后的外径为 $250\mu\text{m}$ 、 $400\mu\text{m}$ 或 $500\mu\text{m}$,一次涂覆后称为光纤素线。二次被覆层常用尼龙、聚酯树脂、聚酯弹性体等热胀系数小、杨氏模量高、抗扭曲、耐腐蚀的材料,可以采用紧包或松套管的方式来进行,二次涂覆后称为芯线,可用于机内布线。在芯线外再被覆上聚酰胺纤维、氯乙烯等材料,就成为光纤软线,一般有单芯、双芯两种,可用于室内设备的连接。

制造光纤的主要材料有石英玻璃、塑料(聚合物)等。塑料光纤的重量轻、柔软性好、能承受较大的张力、易于安装接续,但损耗大,只能用于短距离传输。在较长距离光纤通信系统中使用的光纤都是石英光纤。

不同的光纤适用于不同的光波长在其中传播。按照这个特性,可把普通石英光纤分为工作波长为 $0.85\mu\text{m}$ 的短波长光纤和工作波长为 $1.31\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 的长波长光纤。

类似于无线电波在波导中的传播,光在光纤中传播时也会激发出一定的电磁波模式,这种模式同光纤的粗细有关。芯径太细难以形成确定的传输模式,芯径太粗则使传输模式增多,使色散严重(关于色散的概念,下面再作介绍)。因此,光纤的芯径不能太粗或太细,一般为所传输光波长的几倍至几十倍。

按照光纤中容许传输的电磁波模式多少的不同,可以把光纤分为只能传输一种电磁波模式的单模光纤(SM)和有多个电磁波模式同时传播的多模光纤(MM)。单模光纤的芯径小(一般小于 $10\mu\text{m}$),在制造、耦合、连接上都比较困难,而且只能用激光器作光源,但其传

播特性好,带宽可达 10GHz 以上,可以传输大量的模拟信号或数字信号。多模光纤的芯径较大(一般是 $50\mu\text{m}$ 或 $62.5\mu\text{m}$),制造、耦合和连接都比较容易,甚至可以用发光二极管作光源。但传播特性较差,无法传输模拟调幅信号,只能用于传输调频信号或数字信号。在采用发光二极管作光源时,一根光纤只能传输一路基带电视信号。

1.2 光纤的传光原理

由大学物理课程得知,当光由光密介质 n_1 向光疏介质 n_2 折射时,若入射角大于由 n_1 、 n_2 决定的一个角度

$$i_c = \arcsin n_2/n_1 \quad (1-1)$$

时,光将发生全反射,而不能进入光疏介质。这个角度 i_c 通常被称为临界角。在图 1-1 中,设光在空气中从直线光纤端面入射的入射角(光线与光纤轴线之间的夹角)为 θ ,则在光纤内部的折射角

$$r = \arcsin\left(\frac{n_0}{n_1}\sin\theta\right)$$

在芯线与包层之间的反射角

$$\theta_1 = \arccos\left(\frac{n_0}{n_1}\sin\theta\right)$$

它应大于临界角 $i_c = \arcsin n_2/n_1$, 即

$$\frac{n_0}{n_1}\sin\theta = \cos\theta_1 < \cos i_c = \sqrt{1 - \frac{n_2^2}{n_1^2}}$$

考虑到空气的折射率 $n_0 = 1$, 则

$$\theta < \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

定义光导纤维的孔径角

$$\theta_a = \arcsin \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$$

则当光进入光纤端面的入射角 θ 小于孔径角时,在光纤中就一定发生全反射。 θ_a 的正弦

$$\sin\theta_a = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \quad (1-2)$$

称为光纤的数值孔径 NA。数值孔径越大,光纤收集光线的能力越强。一般光纤的数值孔径约在 0.15 ~ 0.24 之间。对于实际光纤,只要其弯曲的程度小于一定的限度(例如其曲率半径大于 1cm),进入光纤的光都会在光纤内来回反射,曲折向前传播。但光能量并不全部集中在纤芯内,而有一部分渗入包层,在包层内传播。描述光向包层内渗入的参数称为模场直径(它一定大于纤芯直径)。

图 1-1 所示的阶跃光纤 SI,其纤芯折射率 n_1 是常数;另外,还有一种折射率渐变型光纤 GI,其纤芯折射率 n_1 从中心到边缘逐渐减少,到边缘时,其折射率正好等于包层的折射率 n_2 。

在阶跃光纤中,沿不同入射角入射的光线,其传输路径是不同的,它们不能同时到达终点,其时延差使光脉冲展宽。考虑在光纤子午面(包含光纤轴线的平面)内全反射的子午光线,他们都是直线。设光纤的长度为 L ,则沿光纤轴线传输的光线传输路径最短,为 L ;以临

界面角 i_c 入射的光线传输路径最长, 为 $L/\sin i_c$ 。则不同子午光线的最大时延差

$$\Delta\tau_d = \frac{L/\sin i_c - L}{c/n_1} = \frac{Ln_1(n_1 - n_2)}{cn_2}$$

定义光纤的相对折射率差为

$$\Delta = \frac{n_1^2 - n_2^2}{2n_1^2}$$

在许多情况下, 光纤的 n_1 与 n_2 差别很小, 这种光纤称为弱波导光纤。这时, 相对折射率差可化为

$$\Delta = \frac{n_1 - n_2}{n_1} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_2} \quad (1-3)$$

则单位长度光纤的最大群时延差为

$$\Delta\tau_d = \frac{n_1\Delta}{c} \quad (1-4)$$

在折射率渐变型光纤 GI 中, 纤芯折射率 n_1 从中心 ($r=0$) 时的 n_0 到边缘 ($r=a$) 时的 n_a 逐渐减少, 其变化规律如下:

$$n_1(r) = n_0 \left[1 - \Delta \left(\frac{r}{a} \right)^g \right]$$

其中, 渐变指数 g 是决定于特定光纤材料的常数, 相对折射率差 Δ 定义为 [注意与 (1-3) 式的异同]

$$\Delta = \frac{n_0 - n_a}{n_0}$$

由于纤芯中的折射率不是常数, 在 GI 中传播的光子午线不再是直线, 而是其子午面中的曲线, 且传输距离比较近的光线在折射率较大的介质中传播; 传输距离比较远的光线在折射率较小的介质中传播。这就使各种不同的光在大体相同的时间到达输出口, 减少了不同光线的群时延差, 也就减少了多模光纤的模式色散 (见后面 1.4 节)。可以证明, 当 (1-5) 式中 $g=2$ 时, 在 GI 光纤中从同一点发出的近轴子午光线, 是一系列的抛物线, 这些抛物线在传输适当距离后又重新会聚到一起, 说明它们的传输时延相同, 有自聚焦性质。对于不在子午面内传输的偏射线, 在 $g=2$ 时, 其传输轨道也最接近于群时延差最小的螺旋线。因此, (1-5) 式中 $g=2$ 的分布是目前通行的分布形式。

1.3 阶跃光纤中电磁波的传输模式

1.3.1 无穷大介质中的电磁波

利用麦克斯韦方程组, 可得到无耗介质中电场强度和磁场强度的波动方程式 (赫姆霍兹方程式):

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{E} + k^2 \vec{E} &= 0 \\ \nabla^2 \vec{H} + k^2 \vec{H} &= 0 \end{aligned} \quad (1-5)$$

其解为

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{j(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})}$$

其中波矢量 \vec{k} 的大小,即电磁波的传输常数(也就是电磁波的相位常数—电磁波传播单位距离所改变的相位)。

$$k = \omega \sqrt{\mu\epsilon} = nk_0 \quad (1-6)$$

其中

$$k_0 = \omega \sqrt{\mu_0\epsilon_0} = \frac{\omega}{c} \quad (1-6')$$

$$n = \sqrt{\mu_r\epsilon_r}$$

$$c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0\epsilon_0}}$$

在有耗介质中,电导率 σ 不为 0,引入等效复介电常数 $\epsilon_c = \epsilon - j\sigma/\omega$,则波矢量 \vec{k} 也为复矢量,可表示为一个实矢量和一个虚矢量之和:

$$\vec{k} = \vec{\beta} + j\vec{\alpha}$$

在无穷大有耗介质中的解为

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-\vec{\alpha} \cdot \vec{r}} e^{j(\omega t - \vec{\beta} \cdot \vec{r})}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{-\vec{\alpha} \cdot \vec{r}} e^{j(\omega t - \vec{\beta} \cdot \vec{r})}$$

说明波矢量的虚部 α 描述电磁波振幅的衰减,实部 β 描述电磁波传播的相位关系。

由麦克斯韦方程可以求出,衰减常数(描述电磁波传输单位距离后的衰减情况)

$$\alpha = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} - 1 \right]}$$

相位常数

$$\beta = \omega \sqrt{\frac{\mu\epsilon}{2} \left[\sqrt{1 + \left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon}\right)^2} + 1 \right]}$$

对于不良导体, $\sigma/\omega\epsilon \ll 1$, 衰减常数和相位常数可简化为

$$\alpha = \frac{\sigma}{2} \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}}$$

$$\beta = \omega \sqrt{\mu\epsilon}$$

对于极限状况下的无耗介质, $\sigma = 0, \alpha = 0$, 则

$$k = \beta = \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (1-7)$$

回到我们熟知的(1-6)式。

1.3.2 相速与群速

我们知道,波的传播速度有相速与群速之分。相速是波的位相传播的速度。在沿 z 轴传播的平面余弦波

$$E = E_0 \cos(\omega t - \beta z)$$

中的确定相位点为

$$\omega t - \beta z = \text{常数}$$

两边微分可得波的相速度

$$v_p = \frac{dz}{dt} = \frac{\omega}{\beta} \quad (1-8)$$

对于无界自由空间传播的单色平面波

$$\beta = \omega \sqrt{\mu\epsilon} \quad (1-7)$$

相速度

$$v_p = \frac{1}{\sqrt{\mu\epsilon}}$$

与频率无关。对于由若干个单色平面波叠加的波(例如振幅调制波),在介质中传输时各个波的相速度不同。为了描述这种复杂波在空间的传播,我们引入群速度 v_g 的概念,定义其为包络上某一特定相位点传输的速度。形象地说,群速度是这样速度,若观察者以该速度运动时,能一直保持观察到包络的某一固定相位。为简单起见,设有两列频率与相位相差不大,振幅相同的平面波

$$E_1 = Ae^{j(\omega + \Delta\omega)t} e^{-j(\beta + \Delta\beta)z}$$

$$E_2 = Ae^{j(\omega - \Delta\omega)t} e^{-j(\beta - \Delta\beta)z}$$

则它们叠加后合成波方程为

$$E = E_1 + E_2 = 2A \cos(\Delta\omega t - \Delta\beta z) e^{j(\omega t - \beta z)}$$

此包络 $2A \cos(\Delta\omega t - \Delta\beta z)$ 的速度,可以由 $\Delta\omega t - \Delta\beta z = \text{常数}$ 得:

$$v_g = \frac{dz}{dt} = \frac{\Delta\omega}{\Delta\beta}$$

当 $\Delta\beta \rightarrow 0$ 时,

$$v_g = \frac{dz}{dt} = \frac{d\omega}{d\beta} \quad (1-9)$$

利用式(1-8)可得:

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \frac{d(v_p \beta)}{d\beta} = v_p + \frac{\omega}{v_p} \frac{dv_p}{d\omega} v_g$$

即得群速度与相速度之间的关系

$$v_g = \frac{v_p}{1 - \frac{\omega}{v_p} \frac{dv_p}{d\omega}} \quad (1-10)$$

当相速不随频率变化时, $\frac{dv_p}{d\omega} = 0$,群速等于相速。

1.3.3 阶跃光纤中电磁波的传输

在直角坐标下,由赫姆霍兹方程(1-5)式可得出场量的3个分量都满足标量赫姆霍兹方程

$$\nabla^2 \psi + k^2 \psi = 0$$

无穷长的光纤具有柱对称性,在圆柱坐标中,只有轴向分量 E_z 和 H_z 才满足上面标量赫姆霍兹方程,其横向分量不满足。故我们可以先利用标量赫姆霍兹方程求 E_z 和 H_z ,再利用麦克斯韦方程求其他的分量。

对于理想的无耗光纤,设纤芯的半径为 a ,折射率为 n_1 ,包层的折射率为 n_2 ,轴向分量具有如下形式:

$$\begin{aligned} E_z &= E_0(r, \theta) e^{j(\omega t - \beta z)} \\ H_z &= H_0(r, \theta) e^{j(\omega t - \beta z)} \end{aligned}$$

利用柱坐标下拉普拉斯算符 ∇^2 的表达式,可得出 E_z 和 H_z 应满足的赫姆霍兹方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \theta^2} + (k^2 - \beta^2) E_z &= 0 \\ \frac{\partial^2 H_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial H_z}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 H_z}{\partial \theta^2} + (k^2 - \beta^2) H_z &= 0 \end{aligned} \quad (1-11)$$

用分离变量法求解,设

$$E_z = R(r) \cdot \Theta(\theta)$$

因为电磁场在 θ 方向是周期函数,可以求出 $\Theta(\theta)$ 的一个特解是 $\cos m\theta$ (或 $\sin m\theta$)。其中 m 是整数 0、1、2、3 等。

由式(1-11)可以得出关于 R 的常微分方程:

$$\frac{d^2 R}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dR}{dr} + \left(k^2 - \beta^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) R = 0 \quad (1-12)$$

因为光在折射率为 n_1 的纤芯中 ($r \leq a$) 传播,在纤芯中应有振荡形式(例如余弦函数及其组合)的解,这就要求

$$k^2 - \beta^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2 > 0 \quad (1-13)$$

使方程式(1-11)变为贝塞尔方程。考虑到 $r=0$ 时,场量的有限性,纤芯中的解是第一类贝塞尔函数 $J_m(r)$,于是得纤芯中电场强度的纵向分量:

$$E_{z1} = A_1 J_m \left(\frac{u}{a} r \right) \cos m\theta e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (1-14)$$

同样可得磁场强度的纵向分量:

$$H_{z1} = B_1 J_m \left(\frac{u}{a} r \right) \cos m\theta e^{j(\omega t - \beta z)} \quad (1-14')$$

其中

$$u^2 = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2) a^2 \quad (1-15)$$

u 是描述光在芯线中传输相位性质的无量纲量,称为径向归一化相位常数。

在折射率为 n_2 的包层中 ($r \geq a$) 应有指数衰减形式的解,要求

$$k^2 - \beta^2 = n_2^2 k_0^2 - \beta^2 < 0 \quad (1-16)$$

使方程式(1-11)变为虚宗量的贝塞尔方程。

设

$$(n_2^2 k_0^2 - \beta^2) a^2 = -w^2 \quad (1-17)$$

w 是描述光能量在包层中衰减情况的无量纲量,称为径向归一化衰减常数。

包层中的解是第二类修正(变态)贝塞尔函数

$$\begin{aligned} E_{z2} &= A_2 K_m \left(\frac{w}{a} r \right) \cos m\theta e^{j(\omega t - \beta z)} \\ H_{z2} &= B_2 K_m \left(\frac{w}{a} r \right) \cos m\theta e^{j(\omega t - \beta z)} \end{aligned} \quad (1-18)$$

上面有4个积分常数 A_1, A_2, B_1, B_2 ,可以利用纤芯与包层之间的边界条件及电场与磁场的关系,消去3个,最后只剩下一个积分常数(从略)。

利用式(1-13)和式(1-16),得相位常数 β 的取值范围为

$$n_2^2 k_0^2 < \beta^2 < n_1^2 k_0^2 \quad (1-19)$$

反之,若 $\beta^2 < n_2^2 k_0^2$,则在包层中也有振荡形式的解,向光纤外辐射,光纤中的光能 will 很快衰减而被截止。 $\beta^2 = n_2^2 k_0^2$ 所对应的频率(波长)称为截止频率(波长),只有光的频率大于截止频率,才可以在光纤中传输。

利用式(1-15)和式(1-17)得

$$\begin{aligned} V^2 &= u^2 + w^2 = (k_0 a)^2 (n_1^2 - n_2^2) \\ V &= k_0 a \sqrt{n_1^2 - n_2^2} \approx k_0 a \sqrt{2\Delta} \end{aligned} \quad (1-20)$$

是一个与频率成正比的无量纲量,称为光纤的归一化频率。它是光纤中重要的结构参量,可以决定光纤中传输模式的数量。

利用麦克斯韦场方程可以求出在纤芯和包层中电场与磁场的其他分量,利用它们在边界 $r = a$ 处连续的条件,可得到本征方程:

$$\left[\frac{J_m'(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K_m'(w)}{wK_m(w)} \right] \left[\frac{n_1^2}{un_2^2} \frac{J_m'(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K_m'(w)}{wK_m(w)} \right] = m^2 \left[\frac{n_1^2}{u^2 n_2^2} + \frac{1}{w^2} \right] \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right)$$

对于弱导波光纤, $n_1 \approx n_2$,该本征方程可简化为

$$\frac{J_m'(u)}{uJ_m(u)} + \frac{K_m'(w)}{wK_m(w)} = \pm m \left(\frac{1}{u^2} + \frac{1}{w^2} \right) \quad (1-21)$$

对于一个确定的 m ,本征方程(1-21)式一般有若干个离散的本征解,其中第 n 个解可以用 m 和 n 两个字母来标记,对应某一种传输模式。

其中有的是横电波 TE_{mn} (即电场强度的轴向分量 $E_z = 0$),有的是横磁波 TM_{mn} (即磁场强度的轴向分量 $H_z = 0$),有的是混合模 EH_{mn} 或 HE_{mn} (E_z 和 H_z 都不为0)。其中 EH_{mn} 对应于(1-21)式右边取+号的情况, HE_{mn} 对应于(1-21)式右边取-号的情况。传输模式的两个下标也有一定的物理意义, m 代表圆周方向的周期数(即场强最大值数的一半), $m = 0$ 表示场分量在圆周方向没有变化; n 代表径向方向的周期数。

对于弱导波光纤,芯线和包层折射率 n_1 与 n_2 差别很小,由(1-1)式,全反射临界角接近于 90° ,则光进入光纤端面的人射角 θ 接近于 0° ,光纤内传输的光线几乎与轴平行。则其电场强度矢量 E 和磁场强度矢量 H 几乎与轴线垂直,近似为横电磁波(TEM 波)。

当 $m = 0$ 时,特征方程式(1-21)简化为:

$$\frac{J_0'(u)}{uJ_0(u)} + \frac{K_0'(w)}{wK_0(w)} = 0 \quad (1-21')$$

在光纤截止时, $\beta^2 = n_2^2 k_0^2$,由(1-17)式知, $w = 0$,根据第二类修正(变态)贝塞尔函数的性质知, $m = 0$ 时,

$$K_0(w) = \ln \frac{2}{w} \rightarrow \infty$$

$m > 0$ 时,

$$K_m(w) = \frac{1}{2}(m-1)! \left(\frac{2}{w} \right)^m \rightarrow \infty$$

再利用 $J_0'(u) = -J_1(u)$, $K_0'(u) = -K_1(u)$, 即可把式(1-21')进一步简化为:

$$\frac{J_1(u)}{uJ_0(u)} = -\frac{K_1(w)}{wK_0(w)} \rightarrow \infty$$

即: $uJ_0(u) = 0$

这就是 $m=0$ 时, 光纤处于截止状态的特征方程。满足该特征方程的 u 值, 即为 0 阶贝塞尔函数 $J_0(u)$ 的根 $\mu_{0n} = 2.405, 5.520$ 和 $8.654, \dots$

因为光纤截止时, $w=0$, 则 $V=u$, 光纤的归一化频率就等于其归一化相位常数。因此, $m=0$ 时光纤传输模式 TE_{0n} 和 TM_{0n} 的归一化截止频率 V_{0n} 分别是 $2.405, 5.520$ 和 $8.654, \dots$ 对于 n 相同的不同模式 TE_{0n} 和 TM_{0n} 的截止频率相同, 这种情况称之为简并。

类似的, 可以求出 $m \neq 0$ 时的截止频率。例如 $m=1$ 时光纤各传输模式 HE_{1n} 的归一化截止频率 V_{1n} 分别是 $0, 3.832, 7.016, 10.173, \dots$; $m=2$ 时光纤传输模式 EH_{2n} 的归一化截止频率 V_{2n} 分别是 $5.136, 8.417, 11.620, \dots$

可见 V 的最小值为 0, 对应于 $m=1$ 的第 1 个根, 故 HE_{11} 的归一化截止频率 $V=0$, 最低; 其次是 TE_{01} 和 TM_{01} , $V=2.405$; HE_{21} 的 $V=3.832, \dots$

因为 HE_{11} 的归一化截止频率为 0, 在任意的光纤中传输任意波长光都存在这个模式。常把 HE_{11} 称为基模或主模。特别是, 在光纤的归一化频率

$$V = \frac{2\pi a}{\lambda_0} \sqrt{n_1^2 - n_2^2} < 2.405 \quad (1-22)$$

时, 光纤中只有这种单一的模式 HE_{11} 可以传输, 光纤处于单模工作状态。只有当 $V > 2.405$ 时, TE_{01} 、 TM_{01} 和 HE_{21} 等模式才会相继出现, 呈现多模传输的局面。

1.3.4 阶跃光纤中电磁波的能量分布

在理想的状况下, 光能量应全部在纤芯内传输。但实际上总有一部分能量要在包层中衰减, 造成能量的损失。不同的传输模式, 光功率在芯线和包层中所占的比例不同, m 越大, 能量损失也越大。光纤中传输光的频率越高, 在纤芯中传输的能量比例越大; 当传输光的频率接近于截止频率时, 大部分能量都在包层内变为辐射模, 无法进行传输。可以证明, 纤芯中能量所占的比例近似为

$$\frac{P_1}{P} = \left(1 - \frac{u^2}{V^2}\right) \left[1 - \frac{J_m^2(w)}{J_{m+1}(ua)J_{m-1}(ua)}\right] \quad (1-23)$$

当 $u=V$, 即在截止频率下工作时, $P_1/P=0$ 。纤芯内没有能量传输。

1.4 光纤的特性

1.4.1 光纤的损耗

光纤的损耗是光纤最重要的特性之一。它表示光在光纤中传输一定距离后其能量损失的程 度, 用单位长度的光纤对光信号损失的 dB 数来表示, 常用 dB/km 作单位。最初制成的光纤损耗极大, 每 km 的损耗达几千 dB。在 1970 年, 光纤制造有了技术上的突破, 制成了损耗为 20dB/km 的光纤, 目前高强度石英玻璃光纤的最低损耗已达 0.2dB/km 以下。实验室

制作的特殊光纤,AgCl 单晶光纤在传输 $10.6\mu\text{m}$ 光时,损耗已达到 0.1dB/km ,氟化物玻璃光纤,在传 $2.5\mu\text{m}$ 的光时,损耗甚至可低到 0.001dB/km 。

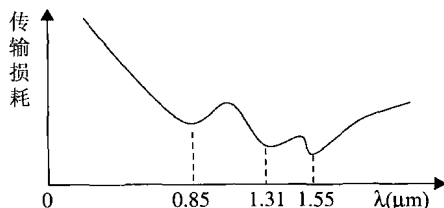


图 1-2 光纤损耗随波长的变化曲线

理论和实验都证明,光纤的损耗与它所传输光的波长有关。图 1-2 示出普通石英类光纤的传输损耗随波长变化的曲线示意图。它有三个极小值,分别位于 $0.85\mu\text{m}$ 、 $1.31\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 处,常把这三个波长称为石英光纤传输的三个窗口。这三个波长中, $0.85\mu\text{m}$ 附近的损耗最大,约 $3\text{dB/km} \sim 4\text{dB/km}$, $1.31\mu\text{m}$ 附近的损耗次之,约 0.35dB/km , $1.55\mu\text{m}$ 附近的损耗最小,可达 0.19dB/km 以下。

随着技术的进步,现在光纤的传输又增加了几个窗口。现在常用的低损耗区一直从 $1.26\mu\text{m}$ 延伸到 $1.675\mu\text{m}$ 。ITU-T 将单模光纤的低损耗区域划分为 O、E、S、C、L、U 六个波段:其中 O 波段为 $1.260\mu\text{m} \sim 1.360\mu\text{m}$;E 波段为 $1.360\mu\text{m} \sim 1.460\mu\text{m}$;S 波段为 $1.460\mu\text{m} \sim 1.530\mu\text{m}$;C 波段为 $1.530\mu\text{m} \sim 1.565\mu\text{m}$;L 波段为 $1.565\mu\text{m} \sim 1.625\mu\text{m}$;U 波段为 $1.625\mu\text{m} \sim 1.675\mu\text{m}$ 。

造成光纤损耗的原因有光纤材料本身的吸收、散射等内因,也有与制造工艺有关的外因(例如光纤材料不纯,水汽、气泡的存在,结构不整齐等)造成的吸收和散射。

光纤在宏观上的不均匀,可使一部分光能量穿过包层辐射出去,这样产生的损耗称为波导散射损耗。此外,光纤宏观上的弯曲也会产生辐射损耗。为了避免不同信道之间的互相干扰,需要靠光纤外套把包层中的电磁波吸收掉,这种损耗称为外套损耗。

外因造成的损耗,有的与波长有关,有的与波长无关。材料不纯和水汽的侵入,会大大加大其损耗。例如一亿分之一的过渡金属杂质所产生的吸收损耗达 10dB/km ;混入百万分之一的水分,可能形成 65dB/km 的衰减。

二氧化硅材料的本征吸收主要与紫外区的电子吸收带和红外区的原子振动带有关:当电子吸收带中的电子被光子激发,跃迁到高能态时,光能量就要减少,出现吸收;而原子振动带的振动键则可以同光波发生相互作用,使光能向振动键转移。其中红外吸收损耗随波长的增加而增加,紫外吸收损耗随波长的增加而减少。

由于光纤密度不均匀而引起的散射损耗包括瑞利散射、拉曼散射和布里渊散射等引起的损耗。

瑞利散射是传输介质中远小于光波长的微粒或密度不均匀物质中的分子(如空气中的大气)等引起的散射,它在不同方向的散射光强是不同的,满足如下关系:

$$I = I_0(1 + \cos^2 \theta) \quad (1-24)$$

其中 θ 为散射角(散射光与入射光之间的夹角), I_0 为散射角为 $\pi/2$ 的散射光强。

对于任意方向的散射光,散射光强与光波长的四次方成反比(这就可以解释天空的蓝色)。瑞利散射的散射光一般都是部分偏振光,但散射角为 $\pi/2$ 的散射光为完全偏振光。光

纤材料本身密度的不均匀,总会存在密度较高或较低的区域,以及光纤材料中几种氧化物之间的成分起伏,形成瑞利散射。由于散射光强与光波长的四次方成反比,使瑞利散射随波长的增加而急剧减小,对于 $1\mu\text{m}$ 以上的光,瑞利散射对光纤衰减的影响几乎可以忽略。

拉曼散射和布里渊散射是光纤中的非线性效应,它不仅产生与入射光频率 f_0 相同的瑞利散射线,也有频率 $f=f_0-\Delta f$ 的斯托克斯线和频率 $f=f_0+\Delta f$ 的反斯托克斯线。

光纤本身的固有散射一般是瑞利散射。当入射光强很大时,光线的非线性会在光纤中诱导出受激拉曼散射和受激布里渊散射,我们可通过限制入射光的功率来减少这两种散射的影响。

光纤的弯曲有宏弯和微弯两类。光缆拐弯铺设时,光纤弯曲的曲率半径比光纤直径大很多,这种弯曲称为宏弯;光缆成缆时,光纤轴线出现了随机性的微小弯曲,这种弯曲称为微弯。在宏弯现象中,光纤的弯曲使光线在纤芯与包层之间交界面的入射角增大,就会使其传输模式的阶数升高,光能进入包层的比例也随之增大;当入射角大于全反射临界角时,在光纤内不能进行全反射,就无法正常传输了。在微弯现象中,微弯将导致光纤中传输模式、包层模式和泄漏模式之间能量的反复耦合,使光能量从纤芯中损失掉。

图 1-3 示出石英类光纤中吸收、散射等内因造成的损耗随波长变化的曲线。总的趋势是,光纤损耗随波长的增加而下降。但在 $1.245\mu\text{m}$ 和 $1.385\mu\text{m}$ 处有氢氧根吸收峰,在大于 $1.60\mu\text{m}$ 以上有弯曲损耗和红外吸收损耗,使光线的损耗在 $1.31\mu\text{m}$ 和 $1.55\mu\text{m}$ 处取极小值。其中,在 $1.55\mu\text{m}$ 处更小,约为 0.15dB/km ,这就是光纤损耗的理论极限值。现在实际使用的光纤对 $1.55\mu\text{m}$ 光的损耗已达到 0.19dB/km ,说明在工艺上已基本消除了外因的影响。

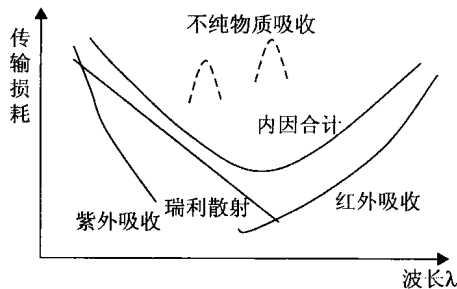


图 1-3 光纤的内因损耗

光纤的温度系数很小。在通常情况下,光纤损耗随温度的变化可以不予考虑。但在较低温度下,损耗有明显的增加。例如在 $-25^{\circ}\text{C} \sim -35^{\circ}\text{C}$ 时,附加损耗为 $0.03\text{dB/km} \sim 0.04\text{dB/km}$,在 -40°C 时,附加损耗为 $0.06\text{dB/km} \sim 0.08\text{dB/km}$ 。

1.4.2 光纤的色散

在光学中我们已经知道了色散的概念。所谓色散,是物质中光的相速度或折射率随光的频率不同而不同的现象。在某些情况下,物质的折射率随光的频率增大而增大(相速度随光的频率增大而减小),这种现象称为正常色散。反之,若折射率随光的频率增大而减小(相速度随光的频率增大而增大),则称为反常色散。理论和实验证明,各种物质都具有正常色散和反常色散的性质,但表现于不同的波长区域。

色散也是光纤的重要特性。光纤色散是由于光纤介质对光波的传输与光波的频率有关