



5.1 引言

5.1.1 光纤测量的内容与特点

光纤测量是用实验方法对光纤、光纤器件和光纤系统的特征参数进行检测和评价。它是优化光纤系统的重要基础。除了有助于改进光纤和光纤器件的生产工艺外,对光纤传输理论的研究,光纤、光纤器件和光纤系统的设计及使用者,也十分重要。

光纤测量的主要参数包括:损耗、光谱特性、传输特性、偏振特性和几何参数等。具体参数则随具体光纤和器件的不同,有不同要求。

除上述光学特性外,实际使用光纤时,还应考虑光纤的其他重要特性:

(1) 光纤的机械性能。光纤的机械性能包括光纤的抗拉强度、断裂、疲劳参数和弯曲性能、使用寿命等。

(2) 光纤的环境性能。光纤的环境性能包括温度性能(温度循环、温度时延漂移、浸水性能、高低温性能、湿热性能),湿度性能,抗腐蚀性能(盐分、酸碱侵蚀)等。

光纤测量是一门新技术,其测量原理、测量方法、甚至参数的定义和测量内容仍在不断完善之中。另外,由于光纤特性对外界因素的敏感性,光纤测量的结果除与光纤本身的特性有关外,还与测量时的外界条件密切相关。即其测量结果和以下诸多因素密切相关:光纤和光纤器件的传输特性;光纤端面的处理以及光纤的放置状态或固定方法;光源-光纤,光纤-光纤,光纤-光纤器件的耦合方式;光纤器件是否带尾纤以及尾纤的特性;测试用光源、光探测器等仪器和接插件的特性;测试条件以及测量结果的数据处理方法等。

本章只介绍光学特性的测试,不涉及光纤机械性能,环境性能的测试。因为它已超出本书的范围。对此有兴趣的读者可参看有关文献。

5.1.2 光纤测量的方法

由于光纤测量有诸多影响因素,因此如何精确而可重复地测量光纤诸参数是选择测量方法时要考虑的一个重要问题。为此,国内外有关专家对于光纤测量的方法,测量设备及其仪表化、标准化问题进行了广泛、深入的研究,发表了大量的文章。国际电报、电话咨询委员会,International Telegraph and Telephone Consultative Committee(CCITT)也设立了专门的研究课题,根据各国建议并经充分讨论后,推荐了一些实用而可靠的方法作为统一的标准

测试方法供各国选用,表 5.1.1 给出了 CCITT 建议的测试方法。随着光纤制造工艺水平的不断提高,新结构新类型光纤不断出现,光纤测试技术还有许多有待研究的问题,也必将出现新的测试方法,例如:用 1650nm 波段作为测试波段。本章主要介绍目前国际上认可或基本认可的测试方法,其中,大部分是 CCITT 建议的测试方法。我国也制定了相应的国家标准。相应的光纤特征参数都可以在具体标准中检索到。

表 5.1.1 CCITT 建议的测试方法

被测参数	基准测试方法	替代测试方法
衰减系数	切断法	插入损耗法、背向散射法
基带响应	时域法、频域法	
总色散系数	相移法、脉冲时延法	
截止波长	传导功率法	模场直径与波长关系法
折射率分布	折射近场法	近场法
最大理论数值孔径	折射近场法	近场法
几何尺寸	折射近场法	近场法
模场直径		传输场法和横向偏移法

注:基准测试方法是指严格按参数的定义进行的测量方法;替代测试方法是在某种意义上和参数定义相一致的测量方法。

5.1.3 光纤测量仪器

光纤、光纤器件和光纤系统的测量结果和所选用的测量仪器密切相关。因此,在进行光纤测量前应认真选用测量方法和与此相应的器件和测量仪器,这些器件和仪器及其主要技术指标是:

- (1) 光源——光源工作的中心波长,谱宽(即发光的波长范围),输出功率,功率的稳定性。
- (2) 光探测器——光探测器的线性响应范围,最小和最大可探测功率,光谱灵敏度。
- (3) 光谱分析仪——光谱分析仪的工作波段,光谱分辨率。
- (4) 光功率计——测量光功率的仪器是光功率计,用于光纤和光纤器件测量的则称为光纤功率计。光纤功率计和一般光功率计的差别是:前者有供被测光纤接入的光纤连接器。选用光功率计则应注意功率计的以下特性参数:光功率测量范围;测量误差;最小(最大)可测功率;适用的波长范围,测量光能量的则是光能量计。
- (5) 光波长计——在测量光纤和光纤器件的参数时,经常需说明此参数是对何种波长。选用光源、光纤、光纤器件以及光探测器等,均需了解它们所对应的波长范围。光波长的测量一般均用光谱仪(Spectroscope)或单色仪(Monochrometer)。现在还有用于波长绝对测量的波长计(Wavelengthmeter)。而专门用于光纤和光纤器件测量的则称为光波长计。选用波长测量仪器时应注意仪器的以下参数:波长测量范围,波长测量精度等。

有关上述仪器的基本参数性能可查阅有关厂家和产品详细介绍。

5.2 损耗测量

光纤系统的损耗来源主要有三方面:固有损耗、反射损耗和连接损耗(或称耦合损耗)。测量时针对不同原因引起的损耗,其测量方法也有不同。

(1) 固有损耗——固有损耗是指光纤和光纤器件本身材料的吸收和散射所引起的损耗。这损耗来源于材料的固有吸收特性和加工成光纤或光纤器件后的均匀性,以及加工工艺。

(2) 反射损耗——反射损耗是指光纤端面,光纤器件的入射和出射窗口等所引起的反射损耗,精确测量较困难。一般可采用镀消反射膜,加匹配液,端面倾斜-光纤端面法线和光纤轴成一小的夹角(材料为熔石英和光学玻璃时,一般为 $6^\circ \sim 8^\circ$ 倾角)。

(3) 连接损耗——连接损耗即耦合损耗,此损耗来源于各器件相互连接时产生的附加损耗。一般连接的方式有:裸光纤的活动连接,裸光纤的固定连接(即熔接),光学端面和光纤的连接(例如半导体激光器或发光管和光纤的连接),光学端面和光学端面之间的连接等。测量损耗时,对于不同的连接方式应考虑采用相应的措施。其相应的损耗大小和测量精度也有差别。

5.2.1 光纤损耗的测量

在光纤传输过程中,光信号能量损失的原因有本征的和非本征的,在实用中最关心的是它的传输总损耗,已经提出的测定光纤总损耗的方法有3种:切断法、插入损耗法和背向散射法。

波长为 λ 的光沿光纤传输距离 L 的衰减 $A(\lambda)$ (以 dB 为单位) 定义为

$$A(\lambda) = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} \quad (5.2.1)$$

式中, P_1 、 P_2 分别是注入端和输出端的光功率。

对于一根均匀的光纤,可定义单位长度(通常是 1km)的衰减系数 $\alpha(\lambda)$ (以 dB/km 为单位),即

$$\alpha(\lambda) = \frac{A(\lambda)}{L} = \frac{10 \lg(P_1/P_2)}{L} \quad (5.2.2)$$

光纤的衰减系数是一个与长度无关但与波长有关的参数。

1. 衰减测量注入条件

为获得精确、可重复的测量结果,由定义式(5.2.1)可见,测量时应保证光纤中功率分布是稳定的,即满足稳态功率分布的条件。实际的光纤由于存在各种不均匀性等因素,将引起模耦合,而不同的模的衰减和群速度不同。因此在多模传输的情况下,精确测量的主要问题是测量结果与注入条件、环境条件(应力、弯曲、微弯)有关。实验表明:注入光通过光纤一定长度(耦合长度)后,可达“稳态”或“稳态模功率分布”,这时模式功率就不再随注入条件和光纤长度而变,但在一般情况下对质量较好且处于平直状态的光纤,其耦合长度也需要几千米。因此在实际测量中,对于短光纤一般用稳态模功率分布装置,或适当的光学系统,或有足够长的注入光纤,以获得稳态功率分布条件。单模光纤因为只传导一个模,没有稳态模功率分布问题,所以衰减测量不需要扰模。

2. 切断法

切断法是直接严格按照定义建立起来的测量光纤损耗的方法。在稳态注入条件下,首先测量整根光纤的输出光功率 $P_2(\lambda)$; 然后,保持注入条件不变,在离注入端约 2m 处切断光纤,测量此短光纤输出的光功率 $P_1(\lambda)$,因其衰减可忽略,故 $P_1(\lambda)$ 可认为是被测光纤的

注入光功率。因此,按定义式(5.2.1)和式(5.2.2)就可计算出被测光纤的衰减和衰减系数。如果要测量衰减谱。只要改变输入光波长,连续测量不同波长的 $P_2(\lambda)$,然后保持注入条件不变,在离注入端约 2m 处切断光纤,再连续测量同样的不同波长的 $P_1(\lambda)$,计算各个波长下的衰减,就可得到衰减谱曲线。

由于这种测试方法需要切断光纤,所以是破坏性的,但测量精度高,优于其他方法 0.1dB,所以是光纤衰减测量的一种标准测试方法。测试装置如图 5.2.1 所示。测量单一波长衰减时,光源可使用谱宽窄的发光二极管(LED)或激光器(LD),以提高动态范围。测衰减谱时则应用宽光谱光源,再通过单色仪分光。光源应能在完成测试过程的足够长时间内保持光强和波长稳定,谱线宽度应不超过规定值。

3. 插入损耗法

上述切断法除具有破坏性以外,用于现场测量既困难,又费时,因此现场测量需用非破坏插入法来代替切断法。目前插入损耗法对于多模光纤的测试,其测量精度和重复性已可满足要求,所以被选为替代测试方法。其测试装置简图如图 5.2.2 所示。

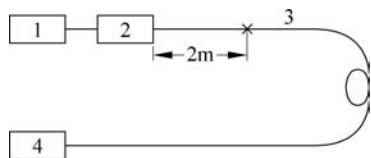


图 5.2.1 切断法衰减测试装置简图

1—光源; 2—光纤注入系统;
3—待测光纤; 4—光纤探测器

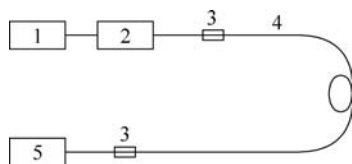


图 5.2.2 插入损耗法测试装置简图

1—光源; 2—光纤注入系统; 3—光纤活接头;
4—待测光纤; 5—光纤功率计

测量时先校准输入光功率 $P_1(\lambda)$ 。然后把待测光纤插入,调整耦合头使达到最佳耦合,记下此光功率 $P_2(\lambda)$ 。于是测得的衰减 $A'(\lambda) = P_1(\lambda) - P_2(\lambda)$ 。显然, $A'(\lambda)$ 包括了光纤衰减 $A(\lambda)$ 和连接器(或接头)损耗 A_i 。最后,被测光纤衰减系数为

$$\alpha(\lambda) = A(\lambda)/L$$

式中, $A(\lambda) = A'(\lambda) - A_i$, dB/km。可见,插入损耗法的测量精确度和重复性要受到耦合接头的精确度和重复性的影响,所以这种测试方法不如切断法的精确度高。但因此法是非破坏性的,测量简单方便,故适合于现场使用。

4. 背向散射法

背向散射法也是一种非破坏性的测试方法。测试只需在光纤的一端进行,而且一般有较好的重复性。更由于这种方法不仅可以测量光纤的衰减系数,还能提供沿光纤长度损耗特性的详细情况。其中包括检测光纤的缺陷或断裂点位置、接头的损耗和位置等,也可给出光纤的长度,所以这种方法对实验研究、光纤制造和工程现场都很有用。利用这种方法做成的测量仪器,叫作光时域反射计(optical time-domain reflectometer, OTDR)。

背向散射法是将大功率的窄脉冲注入被测光纤,然后在同一端检测沿光纤背向返回的散射光功率。因为主要的散射机理是 Rayleigh 散射。Rayleigh 散射光的特征是它的波长与入射光波的波长相同,光功率与该点的入射光功率成正比。所以测量沿光纤返回的背向 Rayleigh 散射光功率就可以获得光沿光纤传输时损耗的信息,从而可以测得光纤的衰减,故称此方法为背向散射法。其测试装置简图如图 5.2.3(a)所示。光脉冲通过方向耦合注入

被测光纤。光脉冲在光纤中传输,沿光纤各点来的背向瑞利散射光返回到光纤耦合器,经方向耦合器输入光检测器,经信号处理后输出,就可观察和记录所测的结果。图 5.2.3(b)是背向散射的典型记录曲线。它说明发射光信号强度和传输距离的关系。各段所反映特性已在图上标明。

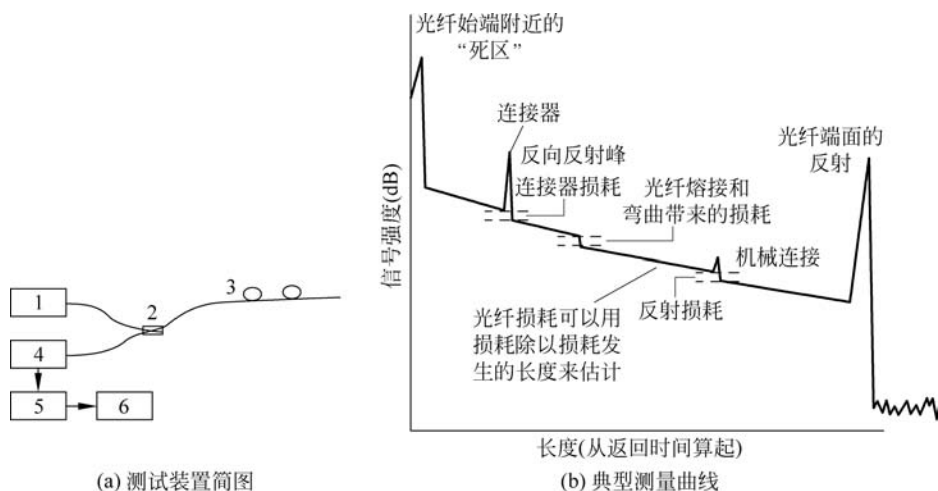


图 5.2.3 背向散射法

1—光源; 2—光纤分路器; 3—待测光纤; 4—光探测器; 5—信号处理单元; 6—显示单元

由于被测光纤存在接头或缺陷时各段背向散射系数不同,测得的衰减是不准确的,可能产生很大的偏差。但是对于均匀、连接、无接头和缺陷的光纤,衰减测量的结果足够精确。

背向散射法同样适用于单模光纤。虽然单模光纤中背向散射过程不能用几何光学来研究,但是根据波动光学的理论研究证明,单模光纤输入端背向散射功率的表达式除了背向散射系数的意义以外,与多模光纤相同。因此,背向散射法同样适用于单模光纤的衰减特性测量。

背向散射法测量衰减有以下特点: ①无法控制背向散射光的模式分布,这常使两传输方向上测的衰减系数不同,为此可取两方向测量值的平均; ②对光纤的非均匀很敏感。光纤的不均匀,如数值孔径、直径或散射系数的变化等对背向散射信号有影响,不利于衰减系数的确定。由于这些缺点,使背向散射法不能作为测量衰减的基准方法,有疑问时,应以切断法的结果为准。

5.2.2 光纤器件的插损测量

光纤器件的插损,是指光纤器件接入光纤系统时引起的插入损耗。它和光纤器件本身的固有损耗不同。光纤器件具有多种结构方式。在光纤系统中,它和光纤连接时视结构的不同,其连接方式也不同。为此测量光纤器件的插入损耗也需考虑采用不同的连接方式,其相应的插损测量误差也不尽相同。下面对此作简要介绍。

光纤器件插损的测量方法一般是比较法,比较法分两步进行:

- (1) 校准——用光功率计直接和光源连接,测量进入待测定器件的光功率 $P_{\text{入}}$;
- (2) 测量——在光功率计和光源之间插入被测光器件,测量从被测光器件输出的光功

率 $P_{\text{出}}$ 。

两次光功率之比的分贝数即为此被测光器件的插损。

1. 带有活接头尾纤的光纤器件

测量带有活接头尾纤的光纤器件的插损时,校准用光源和光功率计也需带有相应活接头的尾纤。校准时,把光源的活接头和光功率的活接头直接相连,测量输入的光功率 $P_{\text{入}}$ 。在测量时,再把光源和光功率计的活接头分别和光器件的输入和输出端相连接,再测量输出光功率 $P_{\text{出}}$ 。

2. 带有裸纤的光纤器件

对带有裸纤的光纤器件,则可用一光纤适配器把被测光纤器件和测量用光源和光功率计连接;也可用熔接的方式把两光纤熔接在一起。校正时,先用一过渡光纤,此光纤一端带有活接头,用它和光源的活接头对接,另一端为裸纤,用它插入光纤适配器,光纤适配器另一端和光功率计固接,由此可测出输入功率 $P_{\text{入}}$ 。测量时,被测光器件的输入裸纤和过渡光纤裸纤熔接在一起,其输出裸纤则插入和光功率计固接的适配器,由此可测出输出功率 $P_{\text{出}}$ 。

3. 带有平端面的光学器件

对不带光纤而只有平端面的光学器件则可用透镜成像的方式使被测光学器件处于平行光路中。校正时,仍用一端带有活接头的过渡光纤把光源和光功率计相连,测出输入光功率 $P_{\text{入}}$ 。测量时用一准直透镜,把和光源相连的裸纤输出的发散光变成平行光,输入被测光器件;再用一聚光透镜,把从被测光器件输出的平行光聚在和光功率计相连的光纤端面,由此可测出输出光功率 $P_{\text{出}}$ 。在这类测量中,准直透镜系统是影响测量误差的重要因素之一,对此应考虑以下几点:透镜的成像质量(即透镜系统的像差);透镜系统的数值孔径(NA)透镜系统透光率的光谱范围和被测光学器件的匹配问题。

5.2.3 谱损的测量

光纤和光纤器件谱损的测量是指:测量它们的损耗随光波波长的变化。其测量方法和所用测量仪器和上述损耗的测量相似,差别只是在所需波长范围内对每一个波长测量其相应的损耗值。即一般损耗的测量只对单一波长(或一定波段范围的复色光波),而谱损测量则是在一定范围内对每个波长的损耗进行逐一测量。

谱损测量时改变波长的办法有两个:一是用波长可连续改变的可调谐光源,二是用单色仪对复色光进行分光,测量时单色仪可置于测量装置的前端和光源直接相连;也可置于测量装置的末端和光探测器相连。

谱损测量时要注意的问题如下:

(1) 光谱的分辨率。每次测量时所用光波的波长范围 $\Delta\lambda$, $\Delta\lambda$ 值愈小,光谱分辨率愈高;

(2) 光探测器的灵敏度。光谱分辨率愈高,则相应的光谱范围内,光功率就愈小(在总光功率一定的情况下),这时就需要提高光探测器的灵敏度;

(3) 光源功率。由于谱损测量是将光源进行分光再测量,所以光谱分辨率愈高所需光源的总功率就愈大(在光探测器灵敏度一定的情况下)。

上述三个因素(光谱的分辨率、光探测器的灵敏度和光源的总功率)是相互制约的,测量时应综合考虑。

5.2.4 反射损耗的测量

在光纤和光纤器件的研制和使用过程中,经常需了解光纤和光纤器件各个端面的反射光强。因为它是光纤系统中损耗的重要来源之一,所以要设法控制并尽量减小反射损耗,为此要测量各反射面的反射损耗,其中包括:各端面的反射损耗,反射损耗随光传输方向的分布,以及光纤系统的总反射损耗。在此基础上可改进器件的封装工艺和设计,以进一步优化光纤系统的性能。

反射测量的难点有两方面:一是反射光功率的准确测量(包括所有应测反射光的测量,以及背景散射光的扣除等);二是反射损耗的空间定位,即如何分别测定各个反射面相应的反射光强。此外,在测量反射损耗时还应考虑光路中各端面之间多次反射对测量结果的影响,以及多次反射光之间可能产生的干涉效应。为此应注意测量时所用光源的谱宽以及各反射面之间的间距。

测量反射损耗的主要方法是比较法,即用已知反射率的标准板来校正测量结果,具体做法如下:

- (1) 测量标准板的反射率,即把入射的光功率转换成反射率;
- (2) 测量被测光纤和/或光纤器件各个端面的全部反射光功率;
- (3) 扣除背景的反射后,即可得所需的反射损耗值。

若有需要也可测量总反射率随光波波长的变化,具体方法可参看谱损的测量。

5.3 模场直径测量

模场直径是单模光纤所特有的一个重要参数,是单模光纤基模模场强度空间的一种度量,对于单模光纤引进模场直径的原因是:单模光纤中的场,不是完全集中在纤芯中,而有相当部分的能量在包层中传输,所以不宜用纤芯的几何尺寸作为单模光纤的特性参数,而应用模场直径作为描述单模光纤中光能集中的范围。

模场直径的测量目的是确定单模光纤内光功率的分布范围及其同轴性,下面介绍模场直径的定义和测量方法。应注意,模场直径和测量方法密切相关。

5.3.1 模场直径定义

ITU-T G. 650.1(2002—06)中给出了与单模光纤模场特性相关的几个参数的定义,各个定义具体内容如下:

- (1) 模场,模场是光纤中的基模 LP_{01} 的单模电场在空间的强度分布。

(2) 模场直径,模场直径 $2w$ 表示光纤横截面基模的电磁场强度横向分布的度量,模场直径可由远场强度分布为 $F^2(\theta)$ 来定义, θ 为远场角。相应的模场直径定义为

$$2w = \frac{\lambda}{\pi} \left[\frac{2 \int_0^{\frac{\pi}{2}} F^2(\theta) \sin\theta \cos\theta d\theta}{\int_0^{\frac{\pi}{2}} F^2(\theta) \cos\theta d\theta} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.3.1)$$

- (3) 模场中心,模场中心 r_c 是光纤内基模场空间强度分布的中心位置。它是位置矢量

r 的标称强度的加权积分,即

$$r_c = \frac{\iint_{\text{Area}} r I(r) dA}{\iint_{\text{Area}} I(r) dA} \quad (5.3.2)$$

(4) 模场同心度误差,模场同心度误差是模场中心和包层中心之间的距离。

(5) 模场不圆度,一般不需测量模场不圆度。故不必对模场不圆度做具体的定义。

5.3.2 测量方法

模场直径的测量目的是确定单模光纤内光功率的分布范围及其同轴性。ITU-T G. 650.1(2002—06)对模场直径和测量有明确规定。应注意,模场直径的值与测量方法紧密相关。

模场直径测量方法有:远场扫描法、可变孔径法、近场扫描法等。模场直径的定义与不同测量方法之间的数学等效关系如图 5.3.1 所示。

1. 远场扫描法

远场扫描法是 ITU-T G. 650.1(2002—06)规定的单模光纤测量的基准测试方法。它是直接按照式(5.3.1)模场直径的定义,由远场光强分布 $F^2(\theta)$ 以确定模场直径。

远场扫描法的测量原理如图 5.3.2(a)所示。测量装置简图如图 5.3.2(b)所示,由光源发出的光注入待测光纤,光纤的出射端对准探测器。探测器如图所示旋转,测量被测光纤的远场光强分布。测量时应保证扫描探测器通过模场中心。测量结果经数据处理后得出的远场光强分布 $F(\theta)$,再从式(5.3.1)即可求出被测光纤的模场直径 $2w$ 。

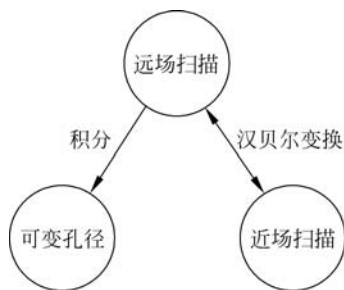


图 5.3.1 模场直径各测量方法之间的数学关系

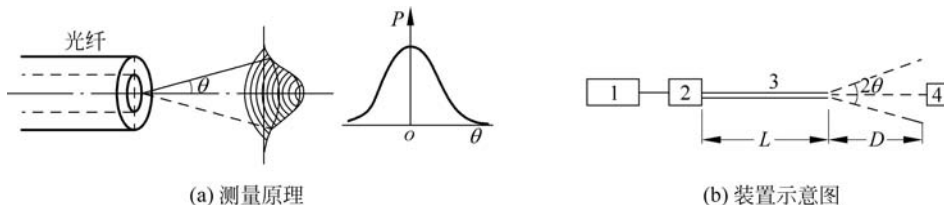


图 5.3.2 远场扫描法测量装置简图

1—光源; 2—光纤耦合器; 3—待测光纤; 4—探测器

2. 可变孔径法

远场扫描法的优点是测量精度高,缺点是测量的动态范围大,因而对系统要求高,实现难度大。所以实际工作中较常用的是替代试验法。其中可变孔径法是第一替代试验法,是人们最常用的方法。

可变孔径法和远场扫描法的基本差别是:可变孔径法用不同直径的圆孔来获得不同远场的半张角,以获得不同远场张角下的远场光强分布,具体做法是在光探测器的聚光透镜前加一个和聚光透镜轴垂直的转盘,转盘上开有至少 12 个以上直径不同的圆孔。这些圆孔半径对应的光纤远场半张角的数值孔径范围为 0.02~0.25。对 G. 653 光纤,数值孔径的覆盖

范围更大,应达到 0.02~0.40。

可变孔径法的测试装置简图如图 5.3.3 所示。由光源发出的单色光经包层模剥除器和高阶模滤波器后注入被测光纤。被测光纤的输出光经聚光系统聚在光电探测器的光敏面上。聚光透镜前有一装有不同直径圆孔的圆盘,以改变由光纤输出光的孔径角。测出通过每个圆孔所传输的光功率 $P(x)$,可由式(5.3.3)计算出互补传递函数:

$$\alpha(x) = 1 - \frac{P(x)}{P_{\max}} \quad (5.3.3)$$

式中, $P_{\max}$ 是最大圆孔所传输的光功率。 x 是所用圆孔的半径。再利用互补传递函数 $\alpha(x)$ 和被测单模光纤模场直径 $2w$ 的下列关系,即可求出被测光纤的模场径 $2w$ 。

$$2w = \frac{\lambda}{\pi D} \left[\int_0^\infty \alpha(x) \frac{x}{(x^2 + D^2)^2} dx \right]^{-1/2} \quad (5.3.4)$$

式中, $x = D \tan \theta$, x 是孔径的半径, D 是孔径与被测光纤之间的距离;当 θ 为小角度时,式(5.3.1)和式(5.3.4)等价。

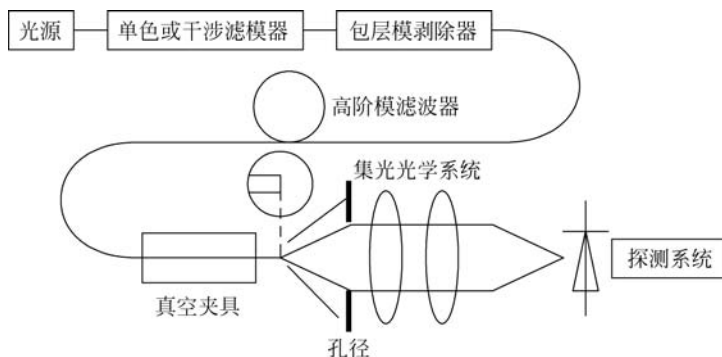


图 5.3.3 可变孔径法实验装置

3. 近场扫描法

近场扫描法是测量单模光纤模场直径的第二替代实验法。近场扫描法的测量原理是使用具有针孔的扫描光探测器或摄像机,在近场图上沿一经过模场中心的直线扫描,测量出近场光强分布 $f^2(r)$,其中 r 是径向坐标,可由式(5.3.5)计算出被测光纤的模场直径。

$$2w = 2 \left[2 \frac{\int_0^\infty r f^2(r) dr}{\int_0^\infty r \left[\frac{df(r)}{dr} \right]^2 dr} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.3.5)$$

当 θ 角小时,式(5.3.5)和式(5.3.1)的结果一致。这时,通过 Hanbel 变换,可将近场的结果 $f(r)$ 转换为远场的结果 $F(\theta)$ 。

5.4 截止波长及其测量

理论截止波长是单模光纤中只有基模能传输的最短波长。其值可由单模光纤的折射率分布计算出。在讨论和确定单模光纤的截止波长值时,应注意两点:一是光波在光纤中传输时,由多模传输转换为单模传输是一个渐变过程,这意味着难于确定从多模传输到单模传



微课视频

输的转折点,由单模到多模传输情况也一样;二是截止波长的值和光纤的长度,摆放状态(是否弯曲等),受力的情况等都有关系。为此针对光纤的不同状态,截止波长有不同的定义,在实际工作中涉及截止波长的问题时,也应注意光纤的具体情况。

5.4.1 截止波长的定义

总功率(包括注入的高阶模的功率)与基模光功率之比减到小于 0.1dB 时所对应的更长的波长定义为截止波长。按此定义,当各阶模受到相同的均匀激励时,二阶模 LP_{11} 的衰减比基模 LP_{01} 的衰减要大 19.30dB。

为了使实际测得的截止波长更具有工程实用价值,国际电信联盟电信标准化部门在 ITU-T G. 650.1(2002—06)中将实际测量的截止波长细分为三类:光缆截止波长,光纤截止波长,跳线光缆截止波长。它们分别是在下述情况下测得的截止波长。

(1) 光缆截止波长 λ_{cc} 。在测量光缆截止波长之前,先将 22m 光缆平直安放,剥去被测光缆两端护套等保护层,两端各裸露出 1m 长的预涂覆光纤,并在两根裸露光纤上各松绕一个半径为 40mm 圆圈的条件下,测量成缆光纤的截止波长。光缆截止波长的替代试验方法是通过测量 22m 具有预涂覆层的未成缆光纤,光纤中间松绕几个半径大于 140mm 的圆圈,光纤的两端各弯一个半径为 40mm 的圆圈,以测到的光纤截止波长作为光缆的截止波长。实践证明,光波经过 22m 成缆光纤后, LP_{11} 模不能继续传播。因此,光缆截止波长是确保光缆中光纤单模工作最为直接有效的参数。

为了避免模式噪声和色散的影响,最短缆长的截止波长必须小于系统预先设定的最短工作波长,这样就确保了光缆线路中每段光缆中的光纤都是处在单模工作状态。

(2) 光纤截止波长 λ_c 。光纤截止波长是对包含一个半径为 140mm 松绕圆圈的其他部分保持平直 2m 长光纤测得的截止波长。

(3) 跳线光缆截止波长 λ_{cj} 。跳线光缆截止波长是对包含一个半径为 76mm 圆圈,其他部分保持平直的 2m 长跳线光缆测得的截止波长。

λ_c 、 λ_{cc} 和 λ_{cj} 测量值之间的关系取决于光纤种类、光缆结构、试验条件。但是由 λ_{cc} 、 λ_c 和 λ_{cj} 定义得知, λ_{cc} 、 λ_c 和 λ_{cj} 分别对应于 LP_{11} 模完全不能传输的波长或经过 22m 成缆光纤、2m 光纤和 2m 跳线光缆光纤后 LP_{11} 模完全截止的波长。虽然 λ_{cc} 、 λ_c 和 λ_{cj} 三者之间的定量关系不易确定,但是由光纤种类、光缆结构和试验条件来确保在最短工作波长,在两连接之间的最短光缆中传输单模是极为重要的。

为避免模噪声和色散补偿,最短光缆长度的截止波长 λ_{cc} (包括提出的修复长度)应该小于最小预先考虑的系统波长 λ_s ,即 $\lambda_{cc} < \lambda_s$ 。由此可确保每一段光缆都能满足单模工作。任何不完善的接续点都会产生一些高阶模(LP_{11})功率。对短距离(数米,取决于敷设条件),单模光纤支持这种高阶模,为了给出足够的光纤距离来使 LP_{11} 模在传输到下一个接续点之前衰减掉,我们必须规定出两个接续点之间的最短距离。如果最短光缆满足 $\lambda_{cc} < \lambda_c$,所有的更长光缆都会自动地满足单模系统操作,不必考虑光缆的基本段长。

光纤截止波长和模场直径可用来估算光纤的弯曲敏感性。大的光纤截止波长和小的模场直径会得到更好的耐弯曲光纤。所有的实际安装技术和光缆结构将确保系统的工作波长要大于光缆的截止波长。通常,对同一类型光纤, λ_{cc} 、 λ_c 、 λ_{cj} 的关系如下:

$$\lambda_c > \lambda_{cj} > \lambda_{cc} \quad (5.4.1)$$

由于光纤的实际截止波长与光纤的长度和弯曲状态有关,因此有不同类型的截止波长,例如:①与光纤状态无关的理论截止波长,它是由光纤的折射率分布计算出,是光纤的固有参数;②用国际上规定的基准测试方法测得的截止波长;③光缆的截止波长;④一个中继段中光纤的截止波长。后3类一般称之为有效截止波长。对于一给定的光纤,理论截止波长的值最高,用基准测试方法测得的截止波长值较低,一般测量截止波长均指此值。测量截止波长的方法很多,有传导功率法、模场直径法、偏振分析法、传导近场法和折射功率法等。前两种方法分别是国际上建议的基准测试法和替代测试法;后3种则有可能测出理论截止波长,对研究单模光纤本征特性有独特的优点。

5.4.2 传导功率法

传导功率法是由光纤的传导功率和波长的关系曲线来确定截止波长,测量精度可高达 $\pm 0.005\mu\text{m}$ 。其测量原理如下:由于光纤芯-包界面的缺陷、纵向不均匀性、光纤弯曲等因素都会引起附加衰耗,尤其在截止波长附近,这些因素对 LP_{11} 模的衰减影响极大。当工作波长稍低于理论截止波长时,光纤中激励的 LP_{11} 模会急剧衰减,传导功率法就是利用这个急剧衰减的位置来决定截止波长。传导功率法的典型测量装置如图5.4.1所示。将2m长的待测光纤接入测量系统,并将其绕一个半径 $r=140\text{mm}$ 的圈,其余部分则要避免出现弯曲半径小于140mm的任何弯曲。改变波长,由记录仪得到传导功率 $P_1(r)$ 曲线。然后在同样的波长范围内测出参考光纤的传导功率谱。选取参考光纤的样品有两种方法:①用待测光纤。保持测 $P_1(r)$ 时的激励状态不变,将光纤至少绕一个小圈,圈半径 r 的典型值为30mm,这样有利于滤除 LP_{11} 模,测出传导输出功率 $P_2(r)$ 。②用多模光纤。选取一短段(1~2m)多模光纤,在同样的波长范围内测出传导输出功率谱 $P_3(r)$ 。这里 $P_3(r)$ 完全表征测量系统的特性,主要由光源的光谱和探测器的响应谱所决定。而 $P_2(r)$ 除包含测量系统的特性外,还包含小弯曲半径带来的影响。

设 $R(\lambda)$ 为传导功率和参考传导功率之比

$$R(\lambda) = 10 \lg \frac{P_1(\lambda)}{P_i(\lambda)} \quad (5.4.2)$$

式中, i 可为2或3,分别对应单模和多模参考光纤。图5.4.2是用单模光纤作参考光纤的典型 $R(\lambda)$ 曲线。由于图中 λ_c 附近曲线不是突变,为提高测量精度和重复性,可按图5.4.2中所示的方法,将 $R(\lambda)$ 曲线基底直线平行上移0.1,而与 $R(\lambda)$ 曲线相交于两点,它们分别对应于两个波长,其中较大的波长就是截止波长 λ_c 。

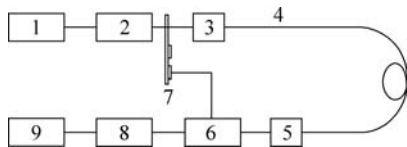


图 5.4.1 传导功率法测量装置简图

1—光源; 2—单色仪; 3—光纤注入系统; 4—待测光纤; 5—光探测器;
6—锁相放大器; 7—斩波器; 8—信号处理单元; 9—显示器

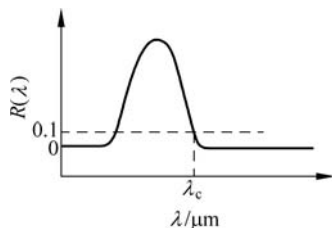


图 5.4.2 用单模光纤作参考的典型 $R(\lambda)$ 曲线

5.4.3 模场直径法

模场直径法是用模场直径随波长变化的曲线来确定截止波长。在工作波长大于截止波长的一定区域内,基模的模场直径几乎随波长变小而线性地减少。由于次高模 LP_{11} 在光纤中的分布范围比基模 LP_{11} 更向外扩展,而在截止波长附近,特别是在稍小于有效截止波长的一侧,光纤处在单模和双模传输的过渡阶段。在此过渡区内,随着波长的变小,光纤中次高阶模的成分急剧增加,因此在截止波长附近模场直径会突然增加。利用这种突变可以准确地测定截止波长。测量模场直径的方法很多,但用它来测截止波长时,其测试系统的工作波长一定要能改变,其可变范围由所测截止波长的值决定。

图 5.4.3(a)是测模场直径的横向位移法装置图。白光经过单色仪成为单色光。然后耦合进光纤 4-1,经过对接点(图中右上角为对接点的放大图)又直接耦合进光纤 4-2(光纤 1 和光纤 2 各长 1m,由 2m 待测光纤样品剪断制成)。光纤 1 的对接端放在微调架上,在一固定波长 λ_1 时测出对接点耦合效率与偏移量 d 的关系曲线 $T(d)$, $T(d)$ 称为功率传输函数,由此得到 λ_1 时的模场半径 $s(\lambda_1)$ 。在一系列波长下重复测量就可以得出 $s(\lambda)$ 曲线。图 5.4.3(b)是一典型实测 $s(\lambda)$ 曲线。由 $s(\lambda)$ 曲线不仅能确定 λ_c ,还能确定任意折射率分布单模光纤的等效阶跃分布参数,估算单模光纤的色散值以及其他单模光纤特性参数。因此,人们对光纤的 $s(\lambda)$ 特性越来越重视。

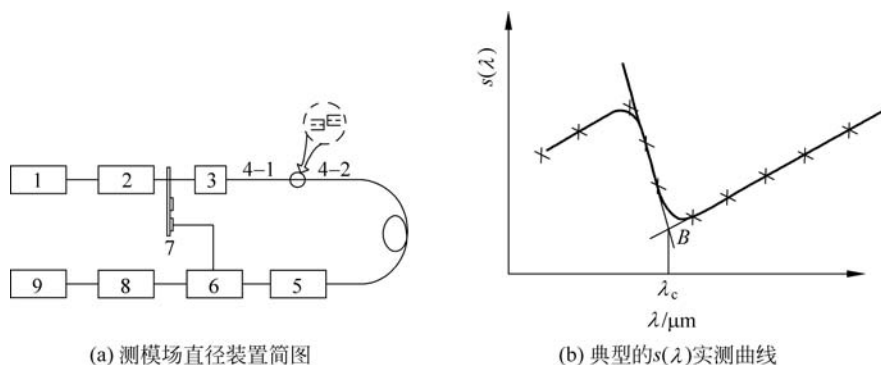


图 5.4.3 横向位移法

1—光源; 2—单色仪; 3—光纤注入系统; 4-1 和 4-2—待测光纤; 5—光探测器; 6—锁相放大器;
7—斩波器; 8—信号处理单元; 9—显示器

5.4.4 替代法

为易于实现成缆光纤截止波长的测量,ITU-T G. 650.1(2002—06)给出了一个光缆截止波长的替代测量法。此法不是对成缆光纤进行,而是对未成缆光纤进行。因为替代法所测得的截止波长 λ_c 是一个最大值。而光纤经成缆、安装和敷设后,其实际的光缆截止波长都将进一步减小。此替代法的具体测量过程如下:测量用未成缆光纤是预涂覆光纤或完整的二次套塑光纤。将 22m 长的光纤插入试验装置中。为模拟光缆接头盒的作用,在 22m 光纤两端的 1m 处,各绕一个直径为 80mm 的圆圈,再将其余的 20m 光纤松绕成直径 $\geq 280\text{mm}$ 的 n 个松圆圈,如图 5.4.4 所示。以模拟成缆光纤的作用。此替代法测定截止波长试验程序,确定截止波长的方法和成缆光纤的测试方法完全相同。

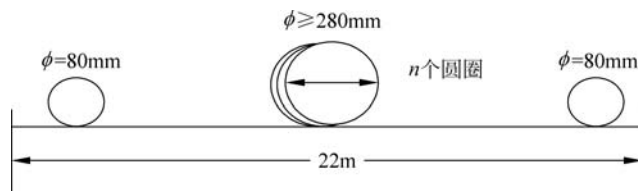


图 5.4.4 光缆截止波长的替代测量法

5.5 色散测量

5.5.1 测量原理

色散测量按光强调制的波形不同分为相移法(正弦信号调制)和脉冲时延法(脉冲调制)两类,也有人分别称之为频域法和时域法。多模光纤和单模光纤的色散测量方法无原则上的区别,但实际的多模光纤由于模式色散而使脉冲波形严重畸变,难以准确地测定脉冲峰值位置或相位差,影响测量精度。下面介绍相移测量法,如未加说明,对多模和单模光纤都适用。

相移法是通过测量不同波长下同一正弦调制信号的相移得出群时延与波长的关系,进而算出色散系数。由于其测量设备较简单,测量精度高,因此已被广泛采用。相移法的本质是比较光纤基带调制信号在不同波长上的相位来确定色散特性。设波长为 λ 的光相对于波长为 λ_0 的光传播的时延为 Δt ,则从光纤出射端接收到的两种光的调制波形相位差为 $\Delta\varphi(\lambda) = 2\pi f \Delta t$,式中 f 是光源的调制频率(它应小于光纤的基带带宽)。每千米的平均延时差 $\tau = \Delta t / L$,可由下式给出

$$\tau = \frac{\Delta\varphi(\lambda)}{2\pi f L} \quad (\text{ps/km}) \quad (5.5.1)$$

式中, L 为光纤长度。显然,对相同的 $\Delta\varphi(\lambda)$,提高 f 可降低 τ 的最小可测值,有利于提高测量精度;但是 f 的提高要受到发光二极管最高调制速率的限制,通常 $f \leq 100\text{MHz}$ 。

只要测出不同波长 λ_i 下的 $\Delta\varphi_i(\lambda_i)$,计算出 $\tau_i(\lambda_i)$,再利用下式:

$$\tau(\lambda) = A + B\lambda^{-4} + C\lambda^{-2} + D\lambda^2 + E\lambda^4 \quad (5.5.2)$$

拟合这些数据点得出 $\tau(\lambda)$ 曲线,其中 A 、 B 、 C 、 D 、 E 为待测常数,由拟合计算确定。进一步由式(5.5.3)可得出色散系数 $\sigma(\lambda)$:

$$\sigma(\lambda) = d\tau(\lambda)/d\lambda = -4B\lambda^{-5} - 2C\lambda^{-3} + 2D\lambda + 4E\lambda^3 \quad (\text{ps/km} \cdot \text{nm}) \quad (5.5.3)$$

式中,波长以 nm 为单位;时间以 ps 为单位。

图 5.5.1 为相移法测试系统方框图,其中光源是一组 LED。LED 由频率 $f = 30\text{MHz}$ 的正弦信号调制。宽光谱的调制光直接经尾纤耦合进待测单模光纤,出射光由单色仪分出 $\Delta\lambda \approx 6\text{nm}$ 、中心波长为 λ_i 的单色光,再经透镜会聚到探测器的光敏面,然后经放大器送至矢量电压表,利用式(5.5.2)拟合这些数据得出 $\tau(\lambda)$ 。由式(5.5.3)得出 $\sigma(\lambda)$ 曲线,通过 $\tau(\lambda)$ 曲线还能确定零色散

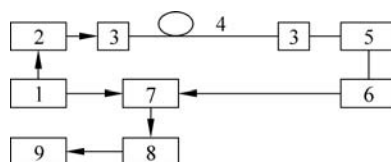


图 5.5.1 相移法测试系统方框图

1—信号发生器; 2—光源; 3—耦合器;
4—待测光纤; 5—单色仪; 6—光探测器;
7—矢量电压表; 8—信号处理单元; 9—显示器

波长。

图 5.5.2(a)为 1360m 长的单模光纤所测得的相对时延与波长关系拟合曲线,图 5.5.2(b)表示相应的色散系数与波长的关系曲线。从图中可以看出零色散波长 $\lambda_0 = 1.31\mu\text{m}$,当 λ_0 在 $1.25 \sim 1.35\mu\text{m}$,色散系数为 $\pm 5\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 。

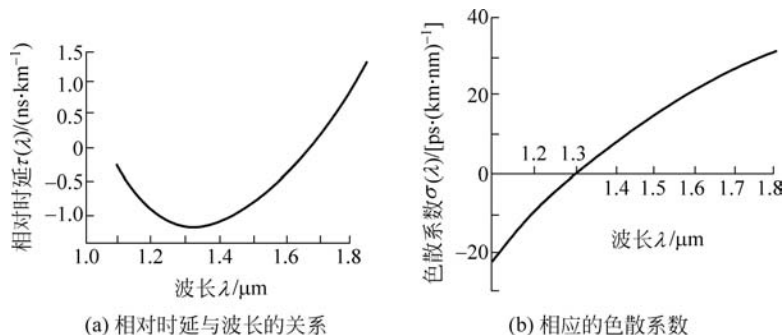


图 5.5.2 相对时延与波长关系及相应的色散系数

ITU-T G. 650.1(2002—06)规定相移法为光纤色散测量的基准试验方法,干涉法和脉冲时延法为替代试验方法。

5.5.2 相移法

相移法是测量所有 B 类单模光纤和 A 类多模光纤色散的基准试验方法。相移法适用于实验室和现场用于测量长度大于 1km 的单模和多模光纤的波长色散。在测量精度满足要求时,也可用于测量更短光纤的色散。测量所用光源的 FWHMC 谱宽应 $\leq 10\text{nm}$,对光源进行幅度调制的调制频率的稳定度应优于 10^{-8} 。测量时为防止测量结果的多值性。应采用跟踪 360° 相位变化,或选择足够低的调制频率把相移限制在 $0^\circ \sim 360^\circ$ 。对于 B1 类光纤,把相移限制在 360° 之内的最高调制频率 $f_{\max}(\text{MHz})$ 由式(5.5.4)确定。

$$f_{\max} = \frac{8 \times 10^6}{S_0 L} \left[\left(\lambda_i - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_i} \right)^2 - \left(\lambda_j - \frac{\lambda_0^2}{\lambda_j} \right)^2 \right]^{-1} \quad (5.5.4)$$

式中, L 为预期的试样的最大长度,单位为 km; S_0 为预期的零色散斜率,单位为 $\text{ps}/(\text{nm}^2 \cdot \text{km})$; λ_0 为预期的零色散波长,单位为 nm; λ_i, λ_j 为测量中采用的使 $f_{\max}$ 最低的一对波长,单位为 nm。

此外,为保证有足够的测量精度,光源的调制频率应足够高,对于 B1 类光纤和光源波长间隔为 $\Delta\lambda$ 的三波长系统,最低调制频率 $f_{\min}(\text{MHz})$ 由式(5.5.5)确定。

$$f_{\min} = \frac{\Delta\phi \times 10^7}{L \Delta\lambda^2} \quad (5.5.5)$$

式中: $\Delta\phi$ 为测试装置总的相位不稳定性,单位为度($^\circ$); L 为对试样预期的最短长度,单位为 km; $\Delta\lambda$ 为光源波长间隔平均值,单位为 nm。

例如: 当 $\Delta\phi = 0.1^\circ, L = 10\text{km}, \Delta\lambda = 32\text{nm}$ 时,要求光源最低的调制频率大约为 100MHz。

5.5.3 干涉法

干涉法是 B 类单模光纤色散测量的第一替代试验方法。干涉法适用于 $1000 \sim 1700\text{nm}$

波长范围内测量 1~10m 短 B 类单模光纤的色散特性。干涉法还可给出光纤色散的纵向均匀性。而且,它还可检测出整体或局部的影响因素。例如:温度变化、微弯损耗等对色散的影响。

干涉法的测量原理是:利用马赫-曾德尔干涉仪测量被测光纤试样和参考通道之间与波长有关的时延。参考通道可以是空气光路也可以是群时延谱已知的单模光纤。此时,已假设光纤纵向是均匀的,用数米长短光纤色散的测量值外推到纵向均匀的长光纤。

干涉法测色散的试验装置分别如图 5.5.3 和图 5.5.4 所示。图 5.5.3 是标准光纤为参考光路;图 5.5.4 是空气为参考光路。用空气为参考光路的优点是空气光路无色散。测量所用光源可以是光纤激光器,白光光源或者 LED。测量时干涉仪单元应保持稳定,以满足干涉法的测量要求。

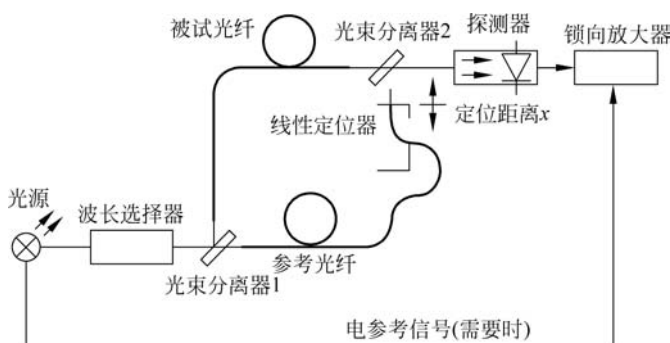


图 5.5.3 干涉法色散测量装置简图(光纤为参考光路)

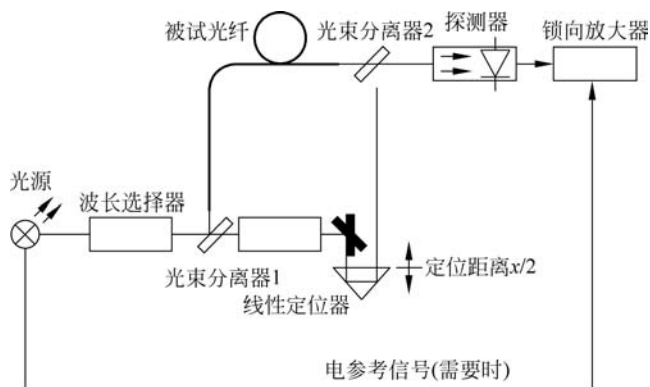


图 5.5.4 干涉法色散测量装置简图(空气为参考光路)

测量程序如下:将被测光纤固定在测试台上。选择适当的波长 λ_1 移动线性定位器,确定并记录干涉图形最大时的位置 x_1 ; 选择下一个波长 λ_2 , 移动线性定位器,确定并记录干涉图形最大时的位置 x_2 。重复此步骤若干次,得到图 5.5.5 所示的时延数据。再由式(5.5.6)计算参考光路和试验光路的群时延差 $\Delta t_{gm}(\lambda_i)$ 。

$$\Delta t_{gm}(\lambda_i) = \frac{x_1 - x_i}{c} \quad (5.5.6)$$

式中, c 是真空中光速,单位为 km/ns。

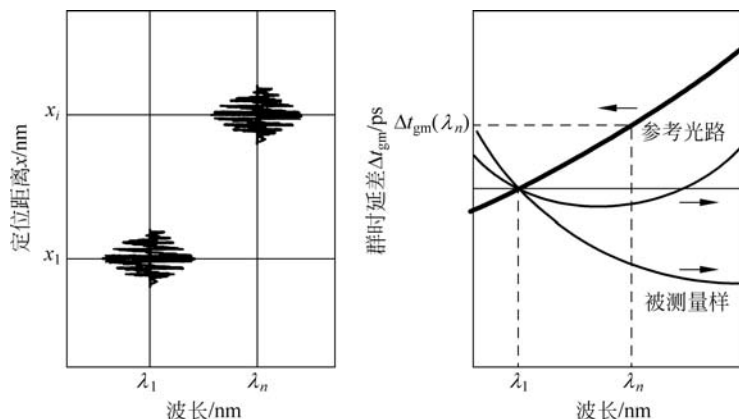


图 5.5.5 干涉法测量时延的结果

若已知参考光路的群时延谱 $\Delta t_{gr}(\lambda_i)$, 则试验样品的群时延 $\Delta t_{gt}(\lambda_i)$ 为

$$\Delta t_{gt}(\lambda_i) = \Delta t_{gm}(\lambda_i) + \Delta t_{gr}(\lambda_i) \quad (5.5.7)$$

5.5.4 基带测量

光纤的色散使输入信号到达终端的时延不同, 信号或脉冲将发生畸变或展宽, 因而限制了光纤的传输容量或最大中继距离。原始信号的固有频带称为基带, 基带的响应可用脉冲响应 $h(t)$ (时域) 或频率响应 $H(\omega)$ (频域) 表示。对于线性系统, $H(\omega)$ 和 $h(t)$ 满足 Fourier 变换式:

$$H(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t) \exp(-i\omega t) dt$$

CCITT 对衰减测量所规定的稳态注入条件对基带测量不适用。因为衰减测量需避免高阶模的注入, 以消除样品长度所引入的测量误差; 但基带响应是测量通过全光纤长度传输后脉冲的时间展宽, 而不是测量输入和输出的光功率。为此应采用“满注入”的方式来获得接受功率稳态分布的条件。所谓“满注入”就是要激励所有的传导模式, 其条件是: 具有均匀空间分布的入射光束近场光斑大于被测光纤的纤芯, 远场角分布的数值孔径大于被测光纤的数值孔径。采用满注入条件达到接收功率稳态分布, 应使用扰模器、滤模器和包层模剥除器来实现。这时模式功率分布应与长度无关。此外, 测量时应选用功率和波长稳定的光源, 中心波长和谱宽也应满足一定要求。

1. 时域法

时域法是比较输入、输出脉冲的宽度以求光纤的带宽。在满足注入条件时, 光源输出窄脉冲(与待测的展宽相比极窄)注入被测光纤, 在光纤输出端测量输出脉冲功率 $P_2(t)$, 然后在距离输入端约 2m 处剪断光纤, 在剪断处检测输入脉冲功率 $P_1(t)$, 由于 $P_2(t)$ 、 $P_1(t)$ 和光纤的脉冲响应 $h(t)$ 有下列线性卷积关系:

$$P_2(t) = P_1(t) * h(t)$$

式中, $*$ 是卷积符号, 对卷积式的两边进行 Fourier 变换后可得到频域功率传输函数:

$$H(\omega) = \frac{P_2(\omega)}{P_1(\omega)} \quad (5.5.8)$$

式中, $P_2(\omega)$ 和 $P_1(\omega)$ 分别是输出脉冲和输入脉冲的 Fourier 变换。

实际光纤的基带响应呈高斯型, 通常定义半幅值点对应的频率为光截止频率 f_c 。对于光功率、半功率用 dB 表示, 即

$$-10\lg H(\omega_c) = -10\lg \frac{P_2(\omega)}{P_1(\omega)} = -10\lg \frac{1}{2} = 3\text{dB} \quad (5.5.9)$$

所以, f_c 称作光纤的 3dB 光带宽 (或 6dB 电带宽)。实际的测量装置系统方框图如图 5.5.6(a) 所示。频域功率传递函数式 (5.5.8) 是用快速 Fourier 变换 (FFT) 由计算机计算, 并绘出 $H(\omega)$ 的 dB 曲线, 进而确定带宽, 如图 5.5.6(b) 所示, 即实测光纤的带宽 $B_{\text{TL}} = f_c$ 。事实上, 长度为 L 的光纤基带响应包括模畸变和色散的综合影响, 所以实测得光纤带宽 B_{TL} 是包括模畸变和色散的总带宽, 可用下式表示为

$$B_{\text{TL}} = (B_{\text{ML}}^2 + B_{\text{CL}}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (5.5.10)$$

式中, B_{ML} 为模畸变带宽; B_{CL} 为色散带宽, 与光纤长度 L 呈反比。

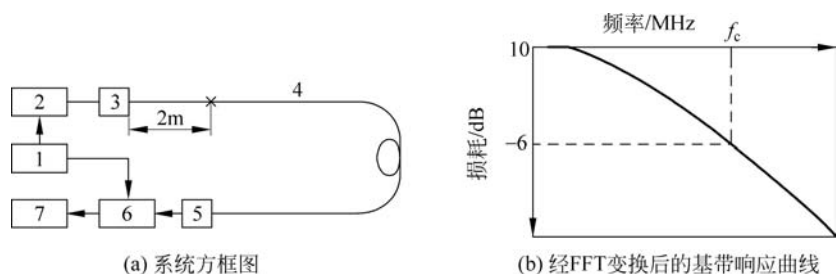


图 5.5.6 时域法光纤带宽测试

1—脉冲信号发生器; 2—光源; 3—光纤注入系统; 4—待测光纤; 5—光探测器;
6—信号处理单元; 7—显示器

2. 频域法

频域法是用频率连续可调的正弦波调制光源。在满足注入条件下, 注入被测光纤, 经光纤传输后在终端测出光频域函数 $P_2(\omega)$, 然后在距注入端约 2m 处剪断光纤, 在剪断处测输入光频域函数 $P_1(\omega)$, 由此求出基带频响 $H(\omega) = P_2(\omega)/P_1(\omega)$ 。根据基带频响的幅频特性就可确定被测光纤的带宽 B_{TL} (包括模畸变和色散的综合影响)。测试系统如图 5.5.7 方框图所示, 经 X-Y 函数记录仪给出基带频响的幅频特性曲线图, 曲线的一 6dB (电的) 点对应的频率即为测得的光纤带宽 B_{TL} 值。频率计用来校准扫描频率和对记录仪扫描曲线的 x 轴进行定标。

切断法测光纤带宽是一种破坏性的测试方法, 但由于它测试的结果精确可靠, CCITT 建议作为一种基准测试方法。实际上也可使用非破坏的插入法, 其测试系统方框图如图 5.5.8 所示。用优质光开关进行被测光纤与短光纤 (约 2m) 间的切换插入。用高精度标准衰减器校准扫频曲线相对衰减变化量和对记录曲线的 y 轴定标。梳状波发生器输出的梳状波频标信号, 用来校准扫描频率和对记录曲线的 x 轴定标。用此方法测光纤带宽时必须注意保证短光纤的结构参数与被测光纤一致, 以及良好的接头质量, 以使测量结果可靠。

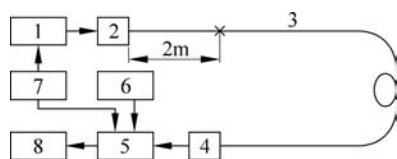


图 5.5.7 频域法光纤带宽测试系统方框图
1—光源；2—光纤注入系统；3—待测光纤；4—光探测器；5—频谱分析仪；6—频率计；7—扫频信号发生器；8—信号处理和显示单元

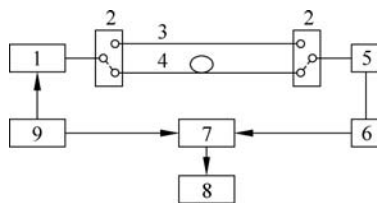


图 5.5.8 插入法光纤带宽测试系统方框图
1—光源；2—光开关；3—短光纤；4—待测光纤；5—光探测器；6—光衰减器；7—频谱分析仪；8—信号处理和显示单元；9—扫频信号发生器

5.5.5 偏振模色散及其测量

偏振模色散(polarization mode dispersion, PMD)是指单模光纤中的两个正交偏振模之间的差分群时延。它在数字传输系统中会引起脉冲展宽,在模拟传输系统中会引起信号失真。PMD 的度量单位为 ps(皮秒),光纤的 PMD 系数的单位为 $\text{ps}/\sqrt{\text{km}}$ 。

光纤的色散具有确定值,但光纤的 PMD 值却是一个随机变量。理论分析和实验结果均表明:任意一段光纤的 PMD 是一个服从 Maxwell 分布的随机变量。这一特性给光纤 PMD 的定义、测量和补偿都带来很大的困难。

引起光纤 PMD 变化的因素可以是内在的——光纤制造过程中所产生的纤芯或包层的不对称性和玻璃材料的应力,或外在的——外部应力,弯曲和扭曲。这些因素在长光纤中会引起显著的双折射和模耦合,从而产生较大的 PMD。这些原因导致光纤的 PMD 值随光波波长,环境温度、光纤的安装等因素随时间变化。

考虑到 PMD 的特性,主要是其随机性,所以在确定 PMD 的测量方法和分析其测量结果时,应做一些更细致的定义。现将此定义简述如下。

1) 主偏振态

对于在给定时间和光频上应用的单模光纤,总存在着两个称之为主偏振态的正交偏振态。当准单色光仅激励一个主偏振态时,不发生由于偏振模色散引起的脉冲展宽;当准单色光均匀激励这两个主偏振态时,将发生由于偏振模色散引起的最大脉冲展宽。光纤输出的主偏振态的两个正交偏振态,当光频稍微变化时,输出偏振并不改变,相应的输入正交偏振态是输入主偏振模态。

2) 差分群时延

差分群时延是两个主偏振态之间群时延的时间差,一般用 ps 为单位。

3) 偏振模色散差分群时延

在所有实际情况下,下面介绍的偏振模色散差分群时延三种定义在所能达到的测量重复性之内是等效的。

(1) 二阶矩偏振模色散差分群时延:二阶矩偏振模色散差分群时延定义为,当一准单色光窄脉冲注入光纤后,忽略波长色散的影响。在光纤输出端,输出脉冲中光强分布 $I(t)$ 的均方差的 2 倍,是为二阶矩偏振模色散差分群时延

$$P_s = 2(\langle t^2 \rangle - \langle t \rangle^2)^{\frac{1}{2}} = 2 \left\{ \frac{\int I(t) t^2 dt}{\int I(t) dt} - \left[\frac{\int I(t) t dt}{\int I(t) dt} \right]^2 \right\}^{\frac{1}{2}} \quad (5.5.11)$$

式中, t 为光到达光纤输出端所需的时间(ps)。

(2) 平均偏振模色散差分群时延: 平均偏振模色散差分群时延是在光频范围内偏振态差分群时延的平均值, 即

$$P_m = \frac{\int_{v_1}^{v_2} \delta\tau(v) dv}{v_2 - v_1} \quad (5.5.12)$$

式中, v 为光频率; v_1 、 v_2 分别为频率范围的上下限。

(3) 均方根偏振模色散差分群时延: 均方根偏振模色散差分群时延是在光频范围内主偏振态差分群时延的均方根值, 即

$$P_r = \left[\frac{\int_{v_1}^{v_2} \delta\tau(v)^2 dv}{v_2 - v_1} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.5.13)$$

式中, v 为光频率; v_1 、 v_2 分别为频率范围的上下限。

4) 偏振模色散系数

偏振模色散系数用 PMD_c 表示, 应区别如下两种情况。

(1) 弱偏振模耦合(短光纤):

$$\text{PMD}_c = P_s/L, \quad P_m/L \text{ (ps}/\sqrt{\text{km}}) \quad (5.5.14)$$

(2) 强偏振模耦合(长光纤):

$$\text{PMD}_c = \frac{P_s}{\sqrt{L}}, \frac{P_m}{\sqrt{L}}, \frac{P_r}{\sqrt{L}} \text{ (ps}/\sqrt{\text{km}}) \quad (5.5.15)$$

式中, L 为光纤长度。

偏振模式色散的测量方法主要包括: Stokes 参数测定法——单模光纤 PMD 的基准试验法、Jones 本征分析法、Poincaré 球法、偏振态法和干涉法。

通常可以用 4 个 Stokes 参数 I 、 Q 、 U 、 V 来描述一束光的偏振态, 其定义如下:

$$\mathbf{S} = \begin{bmatrix} I = \langle \tilde{E}_x^2(t) \rangle + \langle \tilde{E}_y^2(t) \rangle \\ Q = \langle \tilde{E}_x^2(t) \rangle - \langle \tilde{E}_y^2(t) \rangle \\ U = 2\langle \tilde{E}_x(t) \tilde{E}_y(t) \cos[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \rangle \\ V = 2\langle \tilde{E}_x(t) \tilde{E}_y(t) \sin[\delta_y(t) - \delta_x(t)] \rangle \end{bmatrix}$$

式中, $\hat{E}_x(t)$ 和 $\hat{E}_y(t)$ 表示电场在 x 和 y 方向的振幅, $\delta_x(t)$ 和 $\delta_y(t)$ 表示 x 和 y 方向上的相位。上述四个参量作为元素的列矩阵代表一个四维矢量, 称为斯托克斯矢量。此组参量可以表示包括偏振度在内的任意偏振光的状态, I 、 Q 、 U 、 V 都具有光强度的量纲。其中, I 表示总光强度; Q 为 X 轴方向直线偏振光分量; U 表示 45° 方向直线偏振光分量; V 是右旋圆偏振光分量, 与上述偏振光状态正交的垂直直线偏振光、 -45° 直线偏振光及左旋圆偏振光, 则用 I 、 Q 、 U 和 V 的负值表示。

如果设偏振片透光轴在 x 、 y 和 45° 方向时透射光强度分别为 I_0 、 I_{90} 和 I_{45} , 则实际测量中有

$$\left. \begin{aligned} I_0 &= \langle |\tilde{E}_x|^2 \rangle = A_x^2 \\ I_{90} &= \langle |\tilde{E}_y|^2 \rangle = A_y^2 \\ I_{45} &= \frac{1}{2} \langle A_x^2 + A_y^2 + 2A_x A_y \cos \delta \rangle \\ I_{\lambda/4, 45} &= \frac{1}{2} \langle A_x^2 + A_y^2 + 2A_x A_y \sin \delta \rangle \end{aligned} \right\} \Rightarrow S = \begin{bmatrix} I = I_0 + I_{90} \\ Q = I_0 - I_{90} \\ U = 2I_{45} - (I_0 + I_{90}) \\ V = 2I_{\lambda/4, 45} - (I_0 + I_{90}) \end{bmatrix}$$

Stokes 参数测定法即是根据以上方法测量四个 Stokes 参量, 从而获得光束的偏振态。它的测量原理是: 在某一波长范围内, 以一定的波长间隔测量出偏振态随波长的变化。该变化可采用 Jones 矩阵本征值进行分析, 也可用邦加球(Poincare sphere)分析, 由此分析结果即可得被测光纤的 PMD 值。Stokes 参数法与偏振模耦合程度无关, 对长短光纤均适用。要获得满意的测量精度, 则要进行多次测量取平均值。测量所用工作波长应等于或大于被测光纤的有效单模工作波长。图 5.5.9 是 Stokes 参数测定法的测量装置简图。其他的测试方法具体可参考相关文献。这里只给出偏振态法(图 5.5.10)和干涉法(图 5.5.11)测量 PMD 的实验装置简图供参考。

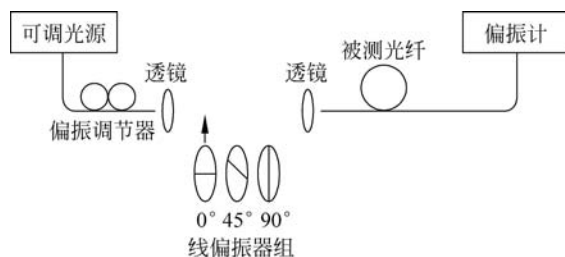


图 5.5.9 Stokes 参数测定法测试装置简图

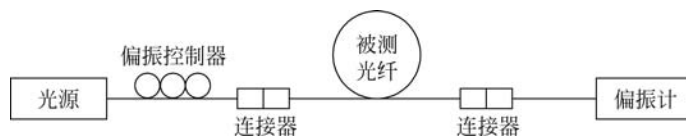


图 5.5.10 偏振态法测量光纤 PMD 的实验装置简图

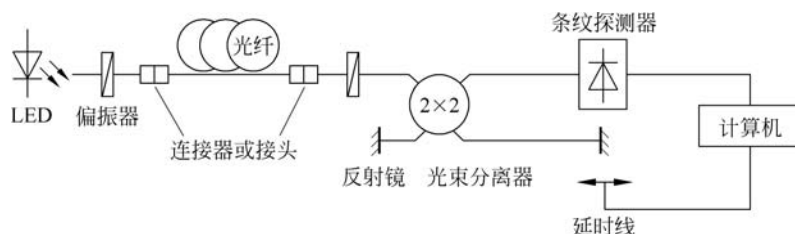


图 5.5.11 光纤为参考通道的 Michelson 干涉仪法实验装置简图



微课视频

5.6 折射率分布、几何尺寸与最大理论数值孔径的测量

因为光纤的折射率分布、几何尺寸与理论数值孔径三个参数是相互关联,而非独立参数,因此在测量方法上,三者都可以最终归结为折射率分布的测量。其核心测试方法为折射近场法和近场扫描法。由于此两种方法不但能测量多模光纤,也适用于单模光纤,且精度和重复性较好,分别被国际上接受为基准测试方法和替代方法。本节首先介绍折射近场法和近场扫描法测量折射率分布,然后对两种方法用于几何尺寸和最大理论数值孔径测量进行简要分析。

5.6.1 折射近场法

折射近场法是根据光纤中折射光的功率与折射率呈正比而建立起来的测试方法。

折射光是指通过光纤的边界辐射的光,此测量装置简图如图 5.6.1 所示。把光纤样品的一端浸入盛有折射率匹配液的盒中,匹配液的折射率稍高于光纤包层折射率。这样,任何不为纤芯传导而逸出包层的光不至于在光纤端面反射。透镜把激光束聚焦成一个非常小的光斑,入射到光纤端面上,透镜的数值孔径比光纤的大很多,因此在光纤中将激励起传导模、漏模和折射模。传导模和部分漏模沿光纤传输,其余部分则从光纤折射出来成为一个空心的输出光锥,由于光锥的内层包含有漏模的光,因此只收集外层折射光的功率并会聚到光检测器。当注入光斑沿平整的光纤端面直径扫描时,由于不同位置的局部折射率不同,检测到的折射光功率也就不同,因此测出折射光功率分布就直接得到折射率变化曲线。这种方法简单而直接,无需复杂的计算或修正,对多模光纤和单模光纤都适用,空间分辨率优于 500nm,测量误差为 $\pm 5 \times 10^{-4}$ 。

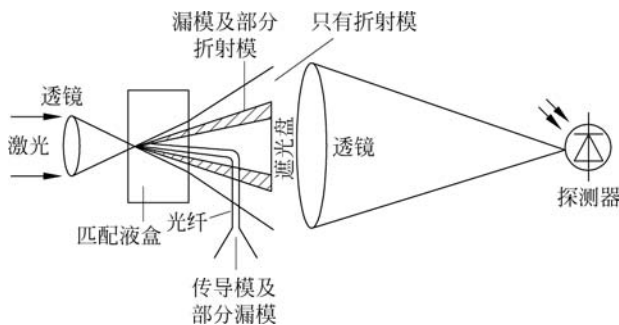


图 5.6.1 折射近场法测量装置简图

测量方法的原理见图 5.6.2,在光纤入射端,平面波本地波矢与轴间的夹角 θ 满足

$$\cos\theta = \frac{\beta}{k(r)}; \quad \frac{\beta}{k_0} = n(r) \cos\theta' = n(r) \sqrt{1 - \sin^2\theta'} \quad (5.6.1)$$

在匹配液盒出口,当匹配液的折射率等于光纤包层折射率 n_2 时,同样可得

$$\frac{\beta}{k_0} = n(r) \cos\varphi' = n_2 \sqrt{1 - \sin^2\varphi'} \quad (5.6.2)$$

而在匹配液盒的入口和出口,应用折射定律得

$$n^2(r) - n_2^2 = \sin^2\theta - \sin^2\varphi \quad (5.6.3)$$

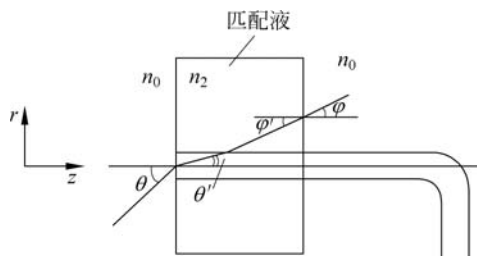


图 5.6.2 折射近场法原理图

且有

$$NA^2(r) = n^2(r) - n_2^2 \quad (5.6.4)$$

式中, $NA(r)$ 是光纤的局部数值孔径。

式(5.6.3)表明, 折射光与轴之间的夹角 φ 与光纤的局部数值孔径 $NA(r)$ 有关, 且与入射角有对应关系。入射角 θ 由透镜的数值孔径决定, 大于光纤的最大数值孔径。因此入射光的一部分由纤芯传导。超过光纤数值孔径的大角度光则折射出纤芯。把逸出光纤的折射光全部会聚到检测器, 就可测定折射率 $n(r)$ 。由于逸出光纤的空心立体光锥的内包层中有漏模和折射模混在一起, 为了消除漏模式影响, 在光纤后面用一块直径合适的遮光盘把含有漏模的这一部分光遮挡吸收掉, 这样虽然没有把全部折射光会聚进检测器, 但影响不大。设遮挡角度为 φ_s , 当光点扫至包层时检测器接收到的光功率为 P_c , 扫至纤芯的 r 位置时, 检测器接收的功率为 P_r , 则有

$$\frac{P_r}{P_c} = \frac{n^2(r) - n_2^2}{\sin^2 \theta - \sin^2 \varphi} \quad (5.6.5)$$

可见, 光点沿光纤剖面直径扫描, 射入纤芯时接收的折射模功率 P_r 是与入射点的 $n(r)$ 成正比, 且因实际的光纤最大相对折射率差很小, 约 1%, 所以也可认为是与纤芯剖面的局部折射率 $n(r)$ 呈正比。所以, 当光纤扫过光纤直径, 检测到的光功率分布就直接给出了光纤剖面的折射率分布。由于这种技术是利用折射模而不是传导模, 所以对纤芯和包层的折射率分布均能进行测量。图 5.6.3(a) 和图 5.6.3(b) 分别是用折射近场法测出的多模和单模光纤的折射率分布曲线。

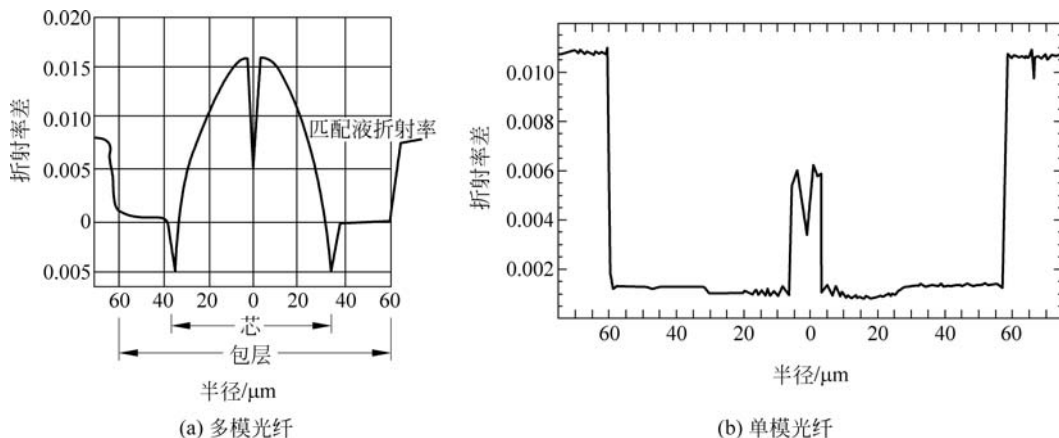


图 5.6.3 折射近场法测量得到的多模光纤和单模光纤的折射率分布曲线

5.6.2 近场扫描法

当非相干光入射到多模光纤截面,并且在整个截面上各个单位立体角的入射功率都相等时(假设所有模式都是均匀激励),从截面径向各个位置进入光纤的光功率取决于各点局部数值孔径。孔径大、接收角大、功率大,于是有

$$\frac{P(r)}{P(0)} = \frac{NA^2(r)}{NA^2(0)} = \frac{n^2(r) - n_2^2}{n^2(0) - n_2^2} \quad (5.6.6)$$

式中, $P(r)$ 与 $P(0)$ 分别为径向 r 处和轴心($r=0$)处的光功率; $NA(r)$ 和 $NA(0)$ 分别为 r 处和轴心处的局部数值孔径。

如果所有模都经受相同的衰减,同时模式变换达到模式稳态或平衡分布时,可以认为在光纤出射端(近场)出现和式(5.6.6)相同的功率分布。实际光纤的纤芯和包层间的折射率差很小,因此 $n(r) = n_2 + \Delta n(r)$, 则

$$NA^2(r) = n^2(r) - n_2^2 \approx 2n_2 \Delta n(r)$$

故式(5.6.6)可以写为

$$\frac{P(r)}{P(0)} = \frac{2n_2}{n^2(0) - n_2^2} \Delta n(r) \quad (5.6.7)$$

式中, $\Delta n(r) = n(r) - n_2$, 表示径向折射率 $n(r)$ 的变化

$$n(r) = n(0) [1 - 2\Delta(r/a)^\alpha]^{-\frac{1}{2}}$$

最大相对折射率差为

$$\Delta = \frac{n^2(0) - n^2(a)}{2n^2(0)} \approx \frac{n_1 - n_2}{n_1}$$

因此式(5.6.6)又可简化为

$$\frac{P(r)}{P(0)} = 1 - \left(\frac{r}{a}\right)^\alpha \quad (5.6.8)$$

式中, a 为芯径半径, 所以 $n(a) = n_2$ 为包层折射率; α 为折射率分布指数。

显然, 式(5.6.7)和式(5.6.8)表明 $P(r)$ 的变化和 $n(r)$ 的变化近似, $P(r)$ 和 $\Delta n(r)$ 呈正比。这就是说, 在稳态模式功率分布条件下, 光纤输出端近场功率分布与折射率差的变化呈正比, 所以在光纤输出端近场沿直径扫描, 测出近场功率分布, 就可得光纤沿直径的相对折射率变化曲线, 即光纤的折射率剖面。根据这个原理建立起来的测量方法, 称为近场扫描法。由于此方法是测量传导模, 与折射近场法测量折射模不同, 所以也叫传导近场法。测试装置简图如图 5.6.4 所示。使用非相干光源, 在测量时间内光源强度和波长应稳定, 注入条件应为满注入全激励。注意, 这个方法是基于完全满足消除漏模的条件。如果有漏模存在, 则应引入一个修正因子 $C(r, z)$, 这时式(5.6.6)变为

$$\frac{P(r)}{P(0)} = C(r, z) \left[\frac{n^2(r) - n_2^2}{n^2(0) - n_2^2} \right] \quad (5.6.9)$$

修正因子 $C(r, z)$ 是光纤径向位置 r 和轴向位置 z 的函数, 在某些假定下可计算出, 但计算过程较复杂, 此处不介绍。

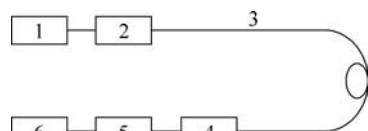


图 5.6.4 传导近场法测试装置简图

- 1—光源; 2—光纤注入系统;
3—待测光纤; 4—光扫描及探测单元;
5—信号处理单元; 6—显示器

当 $z=0$ 时,相当于全部漏模未被衰减掉,则有 $C(r,z)=\left(1-\frac{r}{2a}\right)^{-\frac{1}{2}}$,其中 a 是纤芯半径。

当 $z=\infty$,相当于漏模全部被衰减掉,则 $C(r,z)=1$ 。虽然事实上当测试在稳态注入条件下,光纤样品长度 1m 左右时有 $C(r,z)\approx 1$,误差在允许范围内,但近场扫描法比折射近场法的精度要差。所以近场法是替代法,而折射近场法是基准方法。

5.6.3 几何尺寸的测量

光纤的几何尺寸是光纤最基本的标准化参数。此参数标准,既是光纤制造的依据,又是光纤质量控制的标准。此参数的标准化,既是保证光纤传输质量所必须,又是满足光纤和光纤器件的通用性的要求。2002 年 6 月国际电信联盟电信标准化部门颁布的 ITU-T G. 650.1 (2002—06) 建议《单模光纤光缆的线性和确定性属性的定义和测试方法》推荐了表征光纤几何尺寸的特征参量和定义。

表征光纤的几何特性参数包括:纤芯直径、包层直径、纤芯不圆度、包层不圆度和纤芯包层的同心误差。这些参数可以分项测量,也可以一起综合测量。

折射近场法是通过直接测量折射率分布曲线来确定几何尺寸参数。从图 5.6.3 可清楚地分辨出光纤的包层和纤芯。确定包层或外直径并不特别困难,因为光纤的边沿界线很明显,但是渐变型光纤的包层到芯是连续过渡,纤芯包层之间无明显边界,为此,CCITT 给出了定义纤芯边界的基准方法:在折射率分布曲线的一个给定值上确定纤芯边界。纤芯-包层边界由 n_3 决定, n_3 之值为

$$n_3 = C(n_1 - n_2) + n_2 \quad (5.6.10)$$

式中, C 为常数,多模光纤一般取 $C=0.05$,即纤芯的最大折射率 n_1 与最内均匀包层的折射率 n_2 之差的 5% 处定为纤芯边界。至于单模光纤,可取 $C=0.3$,即最大纤芯-包层折射率差的 30% 处为纤芯边界。

由于纤芯边界的这个定义是基于折射率分布,因此折射率分布的基准测试方法——折射近场法,也就是几何尺寸参数的基准测试方法。当纤芯和包层均为圆对称时,由折射率分布测量结果就可以直接得到纤芯的直径。若纤芯和包层为椭圆,则应对其长轴和短轴方向测折射率分布,再由此求出光纤长轴和短轴的值,然后取平均值作为纤芯直径。实际的光纤截面形状可能是非圆、非椭圆,这时要对整个光纤截面进行分行扫描,再把测量结果进行最佳拟合,如用最小二乘法最佳拟合。若拟合曲线为圆,则应使圆面积等于被测纤芯所包围的面积,圆中心与被测纤芯面积的重心重合。

近场法测量几何尺寸与测量折射率分布要求不同的是:不仅要横过端面直径测近场光强分布,而且要对整个近场像面以合适的分辨率进行扫描,提供近场光强分布的整个扫描场图。

5.6.4 最大理论数值孔径的测量

光纤最大理论数值孔径 $(NA)_{t,\max}$ 定义为 $(NA)_{t,\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}$ 。式中, n_1 为芯区最大折射率, n_2 为最大均匀包层折射率。由此可见,光纤的最大理论数值孔径(即光纤的最大接收角)只取决于光纤的折射率,而与光纤的几何尺寸无关。由于光纤可以做得很细,因此光纤可既有大的接收角,同时又有小的截面积。

由于光纤最大理论数值孔径 $(NA)_{t,\max}$ 仅由折射率决定,因此光纤折射率分布的测量方法,也都是 $(NA)_{t,\max}$ 的测量方法,其中折射场法是基准测试方法。

同样,由图 5.6.3 很容易计算出 $(NA)_{t,\max}$:从折射率曲线纵坐标读出匹配液与最内均匀包层的折射率差 Δn_{02} 和纤芯与最内均匀包层的折射率差 Δn_{12} ,就可求出 n_1 和 n_2 值,从而根据上述定义式就可算出 $(NA)_{t,\max}$ 。

例如,求图 5.6.3(a)的曲线对应的多模光纤的 $(NA)_{t,\max}$ 如下:

$$\left. \begin{aligned} n_2 &= n_0 - \Delta n_{02} = 1.470 - 0.007 = 1.463 \\ n_1 &= n_0 + \Delta n_{12} = 1.470 + 0.017 = 1.487 \end{aligned} \right\} \rightarrow (NA)_{t,\max} = \sqrt{n_1^2 - n_2^2} = 0.27$$

此外,测量多模渐变型光纤的最大理论数值孔径的方法还有远场光强法和远场光斑法。测试装置的简图分别如图 5.6.5(a)和图 5.6.5(b)所示。光源为非相干光源,被测光纤的样品长 2m 左右,样品应摆直,避免弯曲。远场法可以作为最大理论数值孔径测定的一种替代方法。

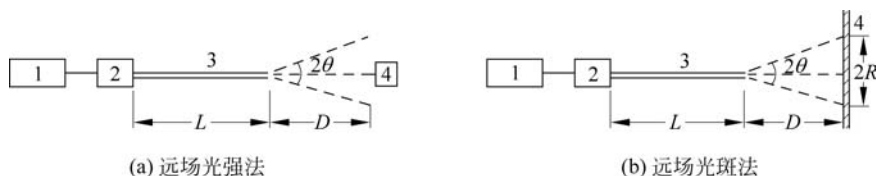


图 5.6.5 远场光强法和远场光斑法的测试装置简图

1—光源;2—耦合器;3—待测光纤;4—光探测器(光屏)

远场光斑法是远场法中的一种简易方法,它用图 5.6.5(b)所示装置直接测量光纤出射光的发散角,从而求出理论数值孔径。此法虽然简便,但难以精确确定要求的光斑位置,所以不能作为替代测试方法。

5.6.5 光纤三维折射率测量

光纤三维折射率测试仪是采用数字全息显微层析技术,通过 Mach-Zehnder 显微干涉系统记录数字全息图、数字全息再现技术提取光纤相位分布,最后结合 CT 技术重建光纤三维折射率分布。可测量单模、多模、多层、多芯、保偏、椭圆、大芯径、锥型、熔接光纤以及扭转保偏光纤器件的三维折射率分布,具有快速、无损、稳定等优点,精度达到 10^{-4} 。

图 5.6.6 为检测光路系统示意图。激光束经分束镜(BS1)分成两束,一束穿过被测光纤(FUT)携带光纤的相位信息作为物光波,另一束经反射镜(M1、M2)反射后作为参考光波,物光波和参考光波经物镜(O1、O2)放大后由合束镜(BS2)合束,在 CCD 感光界面上发生离轴干涉并记录最优数字全息图。然后数字全息再现技术提取相位分布,通过滤波反投影技术重建光纤三维折射率分布。

设光纤的折射率分布函数为 $n(x, y)$,如图 5.6.7 所示。测试光束横向穿过被测光纤时,其相位变化是光纤折射率与光线所经路径积分的结果,如式(5.6.11)所示,即光纤的相位投影分布。根据中心切片定理的逆定理:有无限个不同方向的切线叠加在一起,可以构成一个完整的二维 Fourier 变换,而二维图像的频域延拓需要采用滤波函数进行频域滤波,然后进行逆变换重建二维断面信息。从数学上讲,只要获得足够多的物体断面投影数据(至少 180 个角度才能获得准确二维断面结果),就可以重建其断面分布。

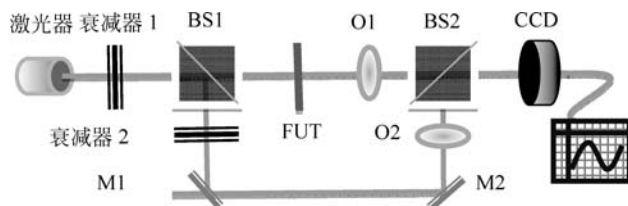


图 5.6.6 检测光路系统示意图

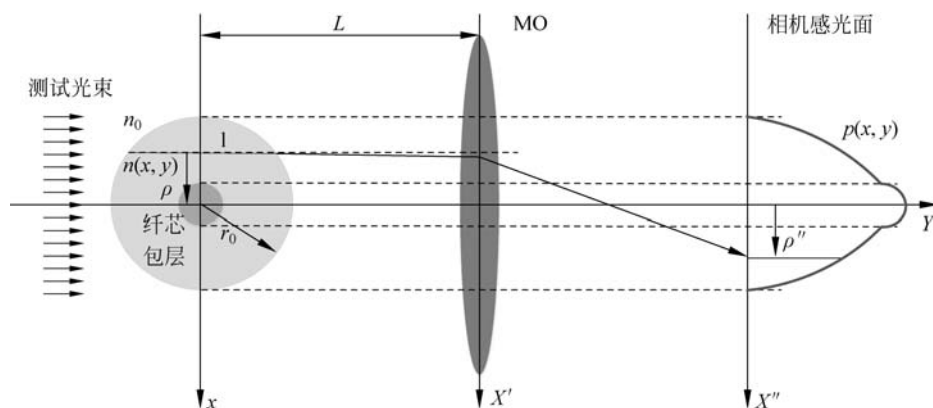


图 5.6.7 光纤相位投影示意图

$$p(x, y) = \frac{\int_L [n(x, y) - n_0] dl}{\lambda} 2\pi \quad (5.6.11)$$

被测物体某断层面的线性调制系数的分布函数为 $f(x, y)$, $f(x, y)$ 在某一角度上的投影函数是 $P_\theta(t)$, $P_\theta(t)$ 的一维 Fourier 变换 $P_\theta(\omega)$ 是 $f(x, y)$ 的二维 Fourier 变换函数 $F_\theta(u, v)$ 或 $F_\theta(\omega, q)$ (极坐标形式) 在 (ω, q) 平面上沿同一方向且过原点的直线上的值, 如图 5.6.8 所示。在此基础上, 通过物体断面足够多角度下的调制投影数据, 并做 Fourier 变换, 则变换后的投影数据将充满该断面的整个 (u, v) 平面。当获得频域函数 $F(u, v)$ 的全部值后, 将其做一次 Fourier 反变换便得到原始调制系数函数 $f(x, y)$ 。

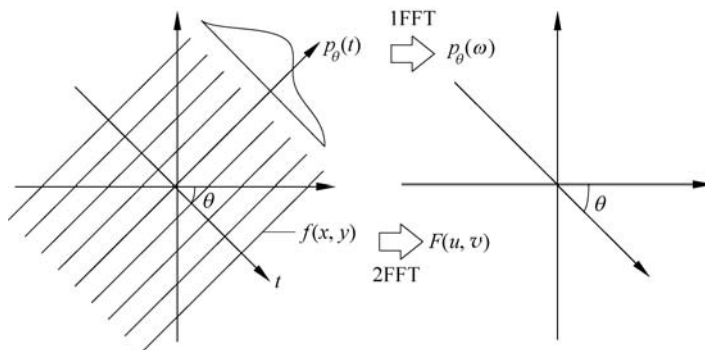


图 5.6.8 中心切片定理示意图

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} F(u, v) e^{2\pi j(ux+vy)} du dv \quad (5.6.12)$$

令 $u = \omega \cos \theta, v = \omega \sin \theta$, 式(5.6.12)可变形为

$$f(x, y) = \int_0^{\pi} d\theta \int_{-\infty}^{+\infty} F_{\theta}(\omega) e^{2\pi j\omega(x \cos \theta + y \sin \theta)} d\omega \quad (5.6.13)$$

式中, ω 为空间频率, 由式(5.6.13)来重建原始调制系数函数 $f(x, y)$, 即可获得光纤的折射率分布 $n(x, y)$ 。图 5.6.9 展示了一种典型 PCF 光纤的测试结果。

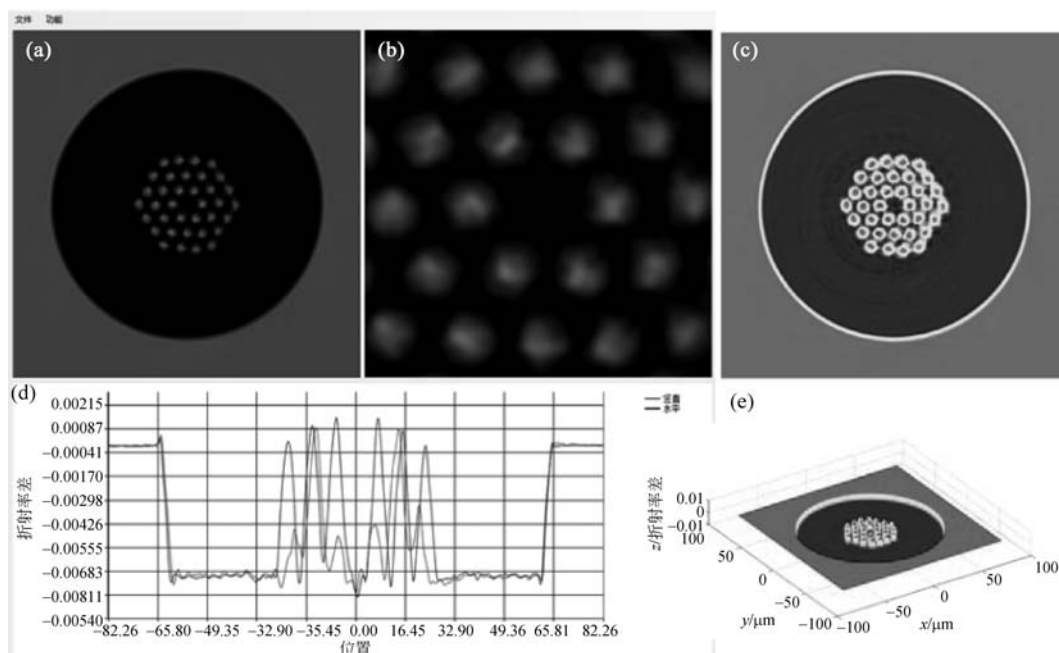


图 5.6.9 $\phi 125\mu\text{m}$ 的光子晶体光纤的测试结果

(a) 二维折射率端面黑白显示图; (b) 纤芯折射率局部放大黑白显示图; (c) 二维折射率端面彩色显示图; (d) 中心处水平和竖直折射率曲线; (e) 二维折射率端面三维彩色显示图

5.7 高双折射光纤拍长的测量

高双折射单模光纤拍长的测量方法主要有两类: 散射光法和透射光法。散射光法是通过测量散射光的偏振特性确定光纤的拍长, 又分为侧向散射光法和背向散射光法。透射光法是通过测量透射光的偏振特性与外加调制因素的关系来确定光纤的拍长。目前测量中用的外加调制因素有: 周期微弯、交变磁场、交变外力和恒定外力等, 扼要于表 5.7.1 介绍, 详细情况可参考有关文献。

侧向散射光法的测量装置如图 5.7.1 所示。当入射光为线偏振光时, 沿垂直于光纤的 S 方向的散射光的光强为:

$$I_m = k \left[\sin^2 \varphi \cos^2 \beta + \cos^2 \varphi \sin^2 \beta - \frac{1}{2} \sin(2\varphi) \cos(2\beta) \cos \delta \right] \quad (5.7.1)$$

对于给定的 φ 和 β , 散射光强只是相位差 δ 的函数, 而 δ 沿光纤轴逐点变化, 因此在被测光

表 5.7.1 透射光拍长测量方法

方 法	测 量 原 理	优 缺 点
周期微弯法	当光纤上所施加的微弯周期等于光纤拍长时,入射为线偏振光,输出亦为线偏振光	简便易行 空间分辨率较低(mm)
交流磁场法	法拉第效应: 光纤在强磁场中其输出光的偏振态随所加磁场同频率变化	无损、适用于低损高双折射光纤 分辨率高,误差小于 0.03mm 仪器成本低,便于不同波长测量
交变外力法	输出光偏振态随光纤上所施加的外力周期性变化,可测出光纤的拍长	设备简单、测量简便 测量结果与光纤放置状态有关不宜做高精度测量
恒定外力法	上述交变外力法的差别是——外力为恒定而非周期力; 输出光的偏振态用光外差法测量	空间分辨率高 步骤简单,测量速度快,直观 所需仪器的价格昂贵

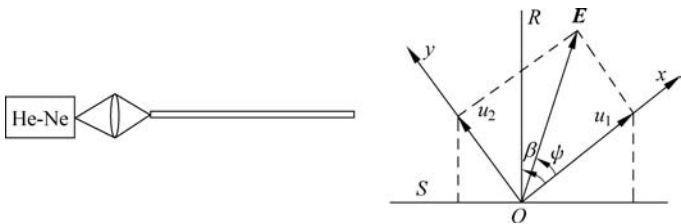


图 5.7.1 侧向散射光法示意图

纤上就会出现周期性变化的亮、暗条纹,由此条纹间距即可测出拍长值。侧向检测法的优点是设备简单,方便易行。主要缺点是只适用于可见光,空间分辨率低。

背向散射光法是利用光时域反射计加上偏振元件构成偏振光时域反射计(POTDR),测量装置如图 5.7.2。线偏振光进入待测光纤,连续不断地沿光纤传播发生瑞利散射,一部分散射光将返回入射端,经偏振分束器被探测器接收。背向散射过程中保持光的偏振态不变,检测到的光电流变化周期 Δz 依赖于双折射 $\Delta\beta$,且有 $\Delta z = \pi/\Delta\beta = L_B/2$ 。无论是单模光纤固有的还是外界因素引入的双折射都能用这个方法直接由 POTDR 测出。此法可测整根光纤的双折射分布,优点是测量方法简单,缺点是空间分辨率太低(只宜于测低双折射单模光纤的拍长)。

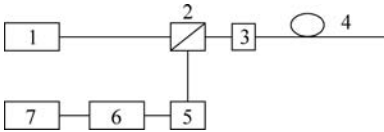


图 5.7.2 背向散射法测量装置简图

1—光源; 2—偏振型分束器; 3—耦合器; 4—待测光纤; 5—光电探测器; 6—信号处理单元; 7—显示器

思考题与习题

- 5.1 光纤参数测试难以标准化的原因何在? 用作基准测试方法的条件是什么?
- 5.2 光纤损耗难以测准的原因是什么?

- 5.3 从光纤中光传输和耦合的原理分析测量光纤衰减时的主要误差因素。
- 5.4 试分析光时域反射法的特点,列举其可能的用途。
- 5.5 用一般测光学折射率的办法能否测光纤折射率分析?其主要困难是什么?举例说明。
- 5.6 试分析比较测量光纤折射率的几种方法。
- 5.7 为什么可通过测单模光纤的模场半径来确定其截止波长?试说明其物理原因。
- 5.8 试说明测量光纤芯径的主要困难及其重要性。
- 5.9 试分析比较测量高双折射单模光纤拍长的几种方法。
- 5.10 试说明测量偏振模色散的原理,主要困难及其重要性。
- 5.11 试分析比较测量偏振模色散的几种方法。