

偏振模色散的测试方法

吴玉年*

(中国科学院上海技术物理研究所, 上海, 200083)

1 引言

随着通信技术的进步, 光通信迅速向高速率、大容量和长距离方向发展。在单信道速率不断提高(现已发展到 10Gb/s, 正向 40Gb/s 甚至更高发展)的同时, 密集波分复用(DWDM)也已日趋成熟并商业化。从技术的角度来看, 限制高速率信号长距离传输的因素主要包括光纤衰减、非线性和色散。掺铒光纤放大器(EDFA)研制成功, 使光线衰减对系统的传输距离不再起主要限制作用。而非线性效应和色散对系统传输的影响随着非零色散位移光纤(NZDSF)的引入也逐渐减小和消除。随着单信道传输速率的提高和模拟信号传输带宽的增加, 原来在光纤通信系统中不太被关注的偏振模色散(PMD)问题近来变得十分突出。与光纤非线性和色散一样, PMD 能损害系统的传输性能, 限制系统的传输速率和距离, 在极端情况下, PMD 可能在数字通信系统中使脉冲展宽, 产生误码, 限制系统的传输带宽; 在模拟通信系统中产生高阶畸变效应和偏振依赖损失, 导致非线性效应^[1]。正是由于 PMD 对高速大容量光纤通信系统有着不可忽视的影响, 所以自 20 世纪 90 年代以来, 已引起业界的广泛关注, 并正成为目前国际上光纤通信领域研究的热点。

2 偏振模色散的定义及其产生原因

偏振模色散(PMD)的产生主要是由以下几个方面的因素造成的: 光纤所固有的双折射, 即光纤在生产过程中产生的几何尺寸不规则和在光纤中残留应力导致的折射率分布各向异

性; 光纤在铺设使用过程中, 由于受到外界的挤压、弯曲、扭转和温度的变化的影响而产生偏振模耦合效应, 从而改变两偏振模各自的传播常数和幅度, 导致 PMD; 另外, 当光信号通过一些光器件如隔离器、耦合器、滤波器时, 电子器件结构和材料的本身的不完整性, 也会导致双折射, 产生 PMD。

在 1986 年 C.D.Poole 提出一个光纤中偏振模色散的唯一理论^[2], 利用该理论可以大大简化普通单模光纤中偏振模色散的测量和补偿, 该理论就是偏振模色散的偏振主态理论(PSP)。偏振主态理论假设对任一普通单模光纤在其输入端都存在两个正交的偏振主态, 当光脉冲偏振方向与两偏振主态中的一个平行时, 在一阶近似下传输脉冲不产生偏振模色散。光纤的输出端也有两个偏振主态, 输出端偏振主态并不一定与输入端的偏振主态平行, 但输出端的两偏振主态是相互垂直的。只要测出出射方向两偏振主态的群时延差, 就得到该光纤的偏振模色散。

另一种定义来源于将均匀的双折射光纤段轴的方向随机地连接在一起^[3], 然后将光纤段数 N 无限增大来模拟普通光纤的随机双折射扰动。于是在每一段光纤中由于本地双折射影响, 光脉冲会分解成 2、4、8、... 个子脉冲, 由于经过不同的光路(不同的快慢轴)有不同的延时, 生成一组完全非偏振的子脉冲列。这样我们可以利用干涉技术, 决定光纤的脉冲响应, PMD 可以通过测量在光纤输出端的输出脉冲的均方根(RMS)宽度来得出, 即不同子脉冲的渡越时间的均方差, 或是通过测量两子

* 2002 级博士研究生

脉冲与参考光干涉时的位置计算出来, 上述假设忽略了光源的相干性, 必须满足光源的相干时间小于偏振模时延差, 即要求时域的光脉冲要短。

3 PMD 的测量方法

从上面的定义出发就可以得出 PMD 的两种测量方法, 即时域法和频域法。时域法是通过测量光纤输出端的输出脉冲的均方根宽度, 或是通过测量两子脉冲与参考光干涉时的位置而计算得出 PMD 的。频域法是通过直接测量输出光的主偏振态的群时延差而得到 PMD 的。经过多年讨论, 目前, 国际上一些标准组织, 如国际电工委员会 (IEC) 和国际电信联盟 (ITU) 推荐了四种测量 PMD 的方法^[1]。它们是干涉仪法 (IF)、波长扫描傅里叶变换法 (WSFFT)、Jones 矩阵本征值测量法 (JME)、波长扫描极值数计算法 (WSEC)。其中前两种属于时域法, 后两种属于频域法。除了上述四种方法外, 测量 PMD 的方法还有邦加球法、偏振状态法 (SOP)、偏振光时域反射仪法 (OTDR)。下面讨论这些 PMD 的测量方法。

3.1 波长扫描极值数计算法 (WSFC), 又称为固定分析仪法 (FA)

波长扫描极值数计算法被习惯称为固定分析仪法^[4-8]。其基本原理是在发送端以单偏振光激发出光纤的两个以不同速率传输的偏振态, 而在接收端用一个检偏器强制使两个偏振光在一个偏振方向上产生干涉, 而两偏振光的光程差会因光波波长的变化而改变, 因而在光谱功率曲线上出现干涉变化周期, 由此即可计算出光纤的偏振模差分群时延。图 1 是固定分析仪法的实验装置示意图。

光从一个宽带光源发出, 经过一个起偏器然后进入被测光纤, 从被测光纤出射的输出光经过分析器 (检偏器) 入射到光谱分析仪, 其光强再用光谱分析仪作为波长扫描谱测量。光谱平坦的光源、较宽扫描范围和较高分辨率的光谱分析仪是偏振模色散测量的可靠保证。

对于 PMD 的计算可以分为均值交点密度测量法和极值点密度测量法。

对于长光纤来说, PMD 可以通过下面式子进行计算。

(1) 均值交点密度测量法

$$\langle \Delta\tau \rangle = \frac{4\langle N_m \rangle}{\Delta\omega} \quad L/l_c \rightarrow \infty \quad (1)$$

式中, $\langle \Delta\tau \rangle$ 表示 PMD 的期望值、 $\langle N_m \rangle$ 表示光谱仪得到的传输光谱与均值交点的期望值、 $\Delta\omega$ 是测量的频谱范围宽度、 L 是光纤的长度、 l_c 耦合长度。

(2) 极值点密度测量法

$$\langle \Delta\tau \rangle = 0.824\pi \frac{\langle N_e \rangle}{\Delta\omega} \quad L/l_c \rightarrow 0 \quad (2)$$

对于短光纤来说, 其长度小于耦合长度, 类似于一段双折射光纤或一个波片, 它的 PMD 不是统计值而是一个确定值。PMD 表现为与频率相关的偏振态, 其中 $\Delta\tau$ 是快慢轴上的群时延差。

$$\Delta\tau = \frac{\pi N_e}{\Delta\omega} = \frac{\pi N_m}{\Delta\omega} \quad L/l_c \rightarrow 0 \quad (3)$$

我们可以用下面的经验公式来计算偏振模的测量的统计不确定度^[4]:

$$\frac{\sigma^2}{\langle \Delta\tau \rangle^2} \approx 0.44 \frac{2\pi}{\langle \Delta\tau \rangle \Delta\omega} \approx \frac{0.7}{N_m} \quad (4)$$

$$\frac{\sigma^2}{\langle \Delta\tau \rangle^2} \approx 0.21 \frac{2\pi}{\langle \Delta\tau \rangle \Delta\omega} \approx \frac{0.5}{N_e} \quad (5)$$

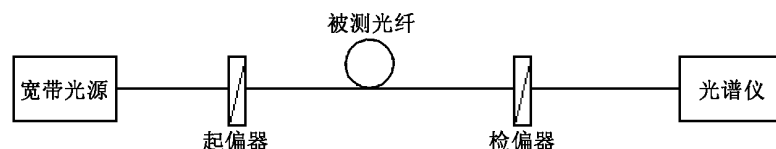


图 1

在式 (4) 和式 (5) 两式中我们使用了式 (1) 和式 (2)。根据上面式子计算出来的不确定度, 极值点密度法比均值交点密度法小大约 30%。

波长扫描法具有制作简单、成本低、容易理解等优点; 其缺点是具有很小的 PMD 的统计信息, 要求有较宽的光谱范围, 光谱仪具有较高的分辨率, 只有这样才能保证测量的精确度。

3.2 波长扫描傅里叶变换法 (WSFFT) [8]

波长扫描法可以通过一个傅里叶变换法转化到时域, 从而与干涉法的结果联系起来。对光谱曲线进行傅里叶变换, 得到时间谱结果, 再采用高斯拟合的二阶矩的均方值来计算 PMD。它能分辨的最小值 $\Delta\tau$ 由光谱范围来决定:

$$\Delta\tau_{min} = \frac{2\lambda_1\lambda_2}{(\lambda_1 - \lambda_2)c} \quad (6)$$

而可测量的最大值 $\Delta\tau$ 则由光源的频率间隔 $\Delta\nu$ 来决定:

$$\Delta\tau_{max} = \frac{1}{2\Delta\nu} \quad (7)$$

波长扫描傅里叶变换法的优缺点与波长扫描法的相同, 只不过用傅氏变换法来处理数据要比对极值进行计数的方法更快。但另一方面, 波长扫描傅里叶变换法 (WSFFT) 在一个很宽的谱范围内对群时延差 (DGD) 取平均值, 这将导致有关群时延差 (DGD) 与波长的函数关系的信息完全被掩盖。

3.3 Jones 矩阵本征值分析法 (JME)

Jones 矩阵本征值分析法 [8-10] 是根据测试光纤的偏振传输函数来进行测量的。它通过 2×2 阶 Jones 矩阵把输入和输出偏振态联系起来, 从而在数学上描述了被测光纤在某一波长处的偏振传输函数, 对 Jones 矩阵进行分析就可以得到被测光纤的 PMD、DGD、PDL 和基本偏振态。

在测量的过程中, 首先要选择适当的波长间隔 $\Delta\lambda$, 这可以通过下式来确定:

$$\Delta\tau_{max}\Delta\lambda \leq \frac{\lambda^2}{2c} \quad (8)$$

式中, $\Delta\tau_{max}$ 是在测量波长范围内期望的最大 DGD, c 为自由光速。由此式确定的 $\Delta\lambda$ 只能在被考察波长 λ 附近使用。接着就可以在整个波长范围内用选定的波长间隔, 收集在各个波长上从偏振计中输出的斯托克斯参数, 由这些斯托克斯参数计算各个波长的响应 Jones 矩阵。比较相邻波长的 Jones 矩阵, 计算在较高频率上的 Jones 矩阵 $T(\omega + \Delta\omega)$ 和在较低频率上的 Jones 矩阵的逆矩阵 $T^{-1}(\omega)$ 的乘积, 解出 $T(\omega + \Delta\omega)T^{-1}(\omega)$ 的本征值 ρ_1 和 ρ_2 , 根据下式就可以计算出群时延差 $\Delta\tau$ 的值:

$$\Delta\tau = \left| \frac{\text{Arg}(\rho_1/\rho_2)}{\Delta\omega} \right| \quad (9)$$

式中, Arg 为幅角函数。

JME 法的主要优点有:

(1) 能给出有关的 PMD 的多个感兴趣的参数和关系, 例如偏振度、斯托克斯参数、偏振模群时延差及其统计特性、PMD 与输入偏振态和波长的复杂依赖关系等。适合对光纤的 PMD 性能进行全面、深入的研究。

(2) 测量范围很宽, 可达 0.005ps ~ 400ps。

JME 法的主要缺点有:

(1) 测量速度慢, 易受环境条件干扰, 不适合于野外测试。

(2) 光波的输入偏振态和输出偏振态都需要知道, 且需要光纤输入与输出端之间的通信。

(3) 动态范围会随波长分辨率的增大而减小。

(4) 需要快速的偏振计, 这通常是价格昂贵的仪器。

3.4 干涉仪法 (IF)

干涉仪法 (IF) [5,8,11,12] 的测量原理主要基于迈克尔逊干涉仪。在光纤的一端用宽带光源照明, 在输出端用干涉仪进行扫描, 使信号在时域内发生关联, 测量输出端电磁场的自相关与互相关, PMD 值即为输出光信号自相关函数的二阶矩均方值。在弱模耦合情况下, 干涉条

纹是分离的峰, PMD 时延取为干涉峰之间的极值间距:

$$\Delta\tau = \frac{2\Delta L}{c} \quad (10)$$

式中, ΔL 时光延迟线路的移动路程。在强模耦合情况下, 干涉条纹相互接近变成一个高斯峰。平均 PMD 时延 $\Delta\tau$ 应从干涉图拟合的高斯曲线的半宽度参数 σ 可得^[11]:

$$\Delta\tau = \sqrt{\frac{3}{4}} \cdot \sigma \quad (11)$$

IF 法的主要优点有:

(1) 光源和监测器独立的工作, 不需要输入和输出端之间的通信; 设备小巧便携。

(2) 测量快, 可以使用廉价的光源, 设备成本较低。

(3) 适合于测量较短光纤和光器件中的 PMD, 并具有较高的精确度。

其主要缺点有:

(1) 只能测量 PMD 的平均值, 不能获得 SOP 和 PSP 等有关统计特性的信息。

(2) 不适用测量长光纤中的 PMD, 可测量的范围较小 (0.06ps ~ 30ps)。

(3) 测量带有 EDFA 的传输系统时有问题。

3.5 邦加球法 (PS)^[5,8,11,13,14]

邦加球法主要使用实时斯托克斯分析仪和一个可调的 $1.55\mu\text{m}$ 外腔激光器来进行测量。光纤中输出光的偏振态会随着波长的改变而改变, 因而从测量的斯托克斯参数 (S_0, S_1, S_2, S_3) 中可重建在邦加球上描述 SOP 随波长变化的轨迹。 S_0 、 S_1 、 S_2 和 S_3 分别与总的光功率、 $\theta = 45^\circ$ 的线性 SOP 和完整的圆形 SOP 有关。DGD 或 PMD 时延 $\Delta\tau$ 由下式给出:

$$\Delta\tau = \frac{\Delta\varphi}{2\pi\Delta f} = \frac{\Delta\varphi\lambda_1\lambda_2}{2\pi c\Delta\lambda} \quad (12)$$

式中, $\Delta\varphi$ 为相移差, 即在邦加球上的斯托克斯矢量弧的角宽度。 Δf 为频率差, λ_1 和 λ_2 为 $\Delta\lambda$ 的上下限波长。

这种方法的优点是能在一个任意宽度的谱范围内给出 PMD 的完整统计特性。缺点是需要

一个快速的偏振计, 而快速的偏振计是非常昂贵的仪器。

3.6 偏振状态法 (SOP)^[5,7,8,11]

这种方法可以看作是 PS 法的简化。用斯托克斯分析器测量偏振后的波动, 它能变换成作为波长函数的 SOP 曲线:

$$SOP = (1 - \eta^2) / (1 + \eta^2) \quad (13)$$

$$\eta = tg \left\{ 0.5tg^{-1} \left[S_3 / \sqrt{S_1^2 + S_2^2} \right] \right\} \quad (14)$$

式中, η 为偏振椭圆度。DGD 或 PMD 时延 $\Delta\tau$ 由下式给出:

$$\langle \Delta\tau \rangle = \pi \left(\frac{N_e}{\Delta\omega} \right) = \frac{N_e}{2c} \left(\frac{\lambda_1\lambda_2}{\lambda_n - \lambda_1} \right) \quad (15)$$

式中, N_e 是 SOP 曲线在 λ_1 和 λ_2 之间的极值数。

SOP 法的优缺点与邦加球法的一样。

3.7 偏振光时域反射仪法 (OTDR)^[7,15,16]

OTDR 法是通过分析后向散射的 SOP 变化来计算 PMD 时延的。它只考虑了光纤中的线性双折射, 而忽略了圆双折射的贡献。OTDR 的后向散射信号可以表示为:

$$p(z) = \left[P_0 + P_b \cos(4\pi\Delta n z / \lambda) \right] \exp(-2\alpha z) \quad (16)$$

利用弱导近似可以导出 PMD 为:

$$\Delta\tau = \frac{L}{c} \left[\Delta n + k \frac{d(\Delta n)}{dk} \right] \approx \frac{2L\Delta n}{c} = \frac{N}{\omega} \quad (17)$$

式中, N 为极值数, ω 为光频。这种方法最明显的优点是只需在光纤的一端就可以测量全部长度光纤的双折射特性。它的缺点是 PMD 测量精度受 OTDR 分辨率限制以及不能测量整根光纤中的综合偏振模特性。目前在 PMD 的测试中, OTDR 法还用得很少。

4 结论

综上所述, 邦加球法和琼斯矩阵本征值分析法可以对 PMD 进行完全测量, 得到 PMD 的完全频率特性。干涉法与固定分析仪法是 PMD 测试中比较简便易行的方法, 因而在实际测试中比较常用。

参考文献

[1] 徐坤, 谢世钟. 高速光纤通信中偏振模色散及其补偿技术. 半导体光电. 2000. 21(1)1-5.

[2] C. D. Poole, R. E. Wagner. Phenomenological Approach to Polarization Dispersion in Long-Single-Mode Fibres. Electronics Letters. 1986. Vol.22, No.19, 1029-1030.

[3] 龚岩栋, 齐赞伟, 江中澳 等. 偏振模色散定义的研究. 北方交通大学学报. 21(1), 11-33.

[4] C. D. Poole, David. L. Favin. Polarization-Mode Dispersion Measurements Based on Transmission Spectra Through a Polarizer. J. of Lightwave Technology. 1994. Vol.12, No.6, 917-929.

[5] Y. Namihira, J. Maeda. Comparison of Various Polarisation Mode Dispersion Measurement Methods in Optical Fibres. Electronics Letters. 1992. Vol.28, No.25, 2265-2266.

[6] C. D. Poole. Measurement of Polarization-Mode Dispersion in Single-Mode Fibres with Random Mode Coupling. Optics Letters. 1989. Vol.14, No.10, 523-525.

[7] 龚岩栋, 齐赞伟, 关雅莉 等. 光纤偏振模色散测量方法的比较. 光纤与电缆及其应用技术. 1997. 2(2), 40-48.

[8] 薛梦驰. 单模光纤偏振模色散的测试. 现代有线传输. 1998. 4. 27-33.

[9] B. L. Heffner. Accurate, Automated Measurement of Differential Group Delay Dispersion and Principal State Variation Using Jones Matrix Eigenanalysis. IEEE Photonics Technology Letters. 1993. Vol.5, No.7, 814-817.

[10] B. L. Heffner. Automated Measurement of Polarization Mode Dispersion Using Jones Matrix Eigenanalysis. IEEE. Photonics Technology Letters. 1992. Vol.4, No.9, 1066-1069.

[11] Andrea Galtrarossa. Giovanni Gianello, Carlo G.Someda, et al. In-Field Comparison Among Polarization-Mode-Dispersion Measurement Techniques. J. of Lightwave Technology. 1996. Vol.14, No.1, 42-49.

[12] Nicolas Gisin, Jean-Pierre Von der Weid, Jean-Paul Pellaux. Polarization Mode Dispersion of Short and Long Single-Mode Fibres. J.of Lightwave Technology. 1991. Vol.9, No.7, 821-827.

[13] D. Andresciani, F. Curti, F. Matera, et al. Measurement of the Group-Delay Difference between the Principal States of Polarization on a Low-Birefringence Terrestrial Fibre Cable. Optics Letters. 1987. Vol.12, No.10, 844-846.

[14] C. D. Poole, Neal S. Bergano, R. E. Wagner, et al. Polarization Dispersion and Principal States in a 147km Undersea Lightwave Cable. J. of Lightwave Technology. 1988. Vol.6, No.7, 1185-1190.

[15] A. J. Rogers. Polarization-Optical Time Domain Reflectometry: a Technique for the Measurement of Field Distributions. Applied Optics. 1981. Vol.20, No.6, 1060-1074.

[16] Fabrizio Corsi, Andrea Galtarossa, Luca Palmieri. Polarization Mode Dispersion Characterization of Single-Mode Optical Fibre Using Backscattering Technique. J. of Lightwave Thechnology. 1998. Vol.16, No.10, 1832-1843.

[17] McGraw-Hill, A.Papoulis. Probability, Random Variables, and Stochastic Processes. New York, 1984, ch.11.

[18] G. J. Foschini and C. D. Poole. Statistical theory of polarization dispersion in single-mode fibers. J. Lightwave Technol. Vol.9, pp. 1439-1456,1991.

~~~~~

简 讯

单光子计数传感器阵列

固体单光子计数雪崩光电二极管可用于荧光衰变实验和其它用途。它们发展的下一步应该是低噪声的微型探测器阵列,然而,这种发展却受到了器件之间的串话的阻挠。爱尔兰国立大学的研究人员正在对这种探测器之间的串话进行建模并通过测试来验证他们的模型。

这种阵列的集成方式是产生问题的原因之一,因

为当阵列在二极管的击穿电压处操作(雪崩操作)时,硅会发光,后者会导致探测器晕光。这种阵列的像元同时需要光学上和电学上的绝缘(形体上的分离可达到某种程度的光学绝缘,有源猝灭电路对其也有帮助)。一个间距为 165 $\mu\text{m}$  的 1 $\times$ 10 元的阵列其相邻像元之间呈现出明显的串话,但非相邻的像元之间却没有串话,这说明 330 $\mu\text{m}$  是合适的分隔距离。温度每降低 27 $^{\circ}\text{C}$ ,暗计数便提高一个数量级。直径为 15 $\mu\text{m}$  和 15 $\mu\text{m}$  以下的传感器适合室温操作。

□ 顾聚兴