

文章编号: 0253-2239(2004)05-583-4

用庞加莱球法测量二阶偏振模色散*

刘开贤^{1,2} 张霞¹ 赵京玺¹ 黄永清¹ 张晓光³ 任晓敏¹

1 北京邮电大学电信工程学院, 北京 100876
2 北京广播学院理学院, 北京 100024
3 北京邮电大学理学院, 北京 100876

摘要: 用庞加莱球法测量单模光纤中的二阶偏振模色散, 并对二阶偏振模色散的各个分量的统计特性及其影响进行了分析。对 75 km 的 G. 652 普通单模光纤的二阶偏振模色散进行了测量, 并对二阶偏振模色散的平行分量、垂直分量、偏振相关色散和消偏振项进行了详细的分析, 得到了二阶偏振模色散随波长的分布情况、统计特性以及偏振主态随波长的变化情况。从统计结果可以得到, 与偏振相关色散项相比, 消偏振项在二阶偏振模色散中起主要作用。该研究对二阶偏振模色散的补偿有一定的指导意义。

关键词: 应用光学; 二阶偏振模色散; 庞加莱球; 偏振主态; 统计特性

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

Measurement of Second Order PMD with Poincaré Sphere Method

Liu Kaixian^{1,2} Zhang Xia¹ Zhao Jingxi¹ Huang Yongqing¹

Zhang Xiaoguang³ Ren Xiaomin¹

1 *Optical Communications Center, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876*
2 *School of Sciences, Beijing Broadcasting Institute, Beijing 100024*
3 *School of Sciences, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876*

(Received 27 January 2003; revised 21 May 2003)

Abstract: The second order Polarization mode dispersion of single mode fiber of 75 km is measured with Poincaré sphere method, the statistical characteristics and influence of the components of the second order polarization mode dispersion (SOPMD) is analyzed. The parallel component and perpendicular component (also is called depolarization component) of SOPMD and PCD are analyzed, and the statistical properties of them are also analyzed. According to these it is found that the perpendicular component has a greater impact on pulse than that of the parallel component in mean. The research will be helpful for second order PMD compensation.

Key words: application optics; second order polarization mode dispersion; Poincaré sphere; principle state of polarization; statistical characteristics

1 引言

光通信继续向着高速大容量长距离方向发展, 但偏振模色散却是限制这种发展趋势的一个重要因素。众所周知, 单模光纤内存在两个正交的具有不

同传输速度的偏振态, 信号光经光纤传输后产生差分群延时, 差分群延时在波长上的平均值或方均根值称为一阶偏振模色散偏振模色散。对一阶偏振模色的测量和补偿已经进行了广泛而深入的研究^[1~5]。

随着研究的深入, 一阶偏振模色散的测量与补偿技术逐渐成熟, 二阶偏振模色散对系统的影响将凸现出来。二阶偏振模色散 (SOPMD) 将引起脉冲信号的展宽和畸变, 如果二阶效应比较强的话, 将会

* 国家 863 高新技术(2001AA122041)、国际合作亚洲传媒基金资助课题。

E-mail: lkx25@x263.net

收稿日期: 2003-01-27; 收到修改稿日期: 2003-05-21

引起系统误码率的增高,限制通信系统的传输速度和容量^[5~9]。因此,对二阶偏振模色散的测量与补偿就显得很重要,目前国内还没有关于二阶偏振模色散测量的文献,只有仿真模拟结果^[10]。但国外已有对二阶偏振模色散进行测量的研究^[11]。本文主要讨论二阶偏振模色散的庞加莱球测量法,具体内容安排如下:第二部分讨论庞加莱球法测量高阶偏振模色散的原理;第三部分给出实验的测量装置及实验结果的分析与讨论。

2 庞加莱球法测量高阶偏振模色散的基本原理

2.1 庞加莱球的基本理论和偏振模色散的偏振主态模型

众所周知,光波的每一个偏振态^[4]都能在庞加莱球上唯一表示。光波经过存在偏振模色散的介质传播后,输出光的偏振态将会发生变化;若输入光的偏振态不变,在一个较大的范围内连续改变输入光的波长,输出光在庞加莱球上画出一条不规则的曲线,如图 1 中点线所示,箭头表示光波频率增加的方向。

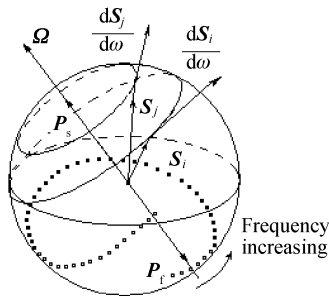


Fig. 1 PSP and first-order PMD vector and Stokes vector are represented on the Poincaré sphere, the dotted curve indicates the wavelength dependence of transmitted state of polarization

由偏振主态模型^[1]可知,在较小的波长范围内,光纤对不同波长的光波存在一对偏振主态,偏振主态的慢轴和快轴方向如图 1 中的 P_s 和 P_f 所示,在很小的波长范围内 P_s 和 P_f 的方向是不变的; S 为输出光的斯托克斯矢量, $dS/d\omega$ 为斯托克斯矢量对圆频率的变化率,该变化率与一阶偏振模色散矢量有如下关系^[8]:

$$\frac{d\mathbf{S}(\omega)}{d\omega} = \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{S}(\omega), \quad (1)$$

$\boldsymbol{\Omega}$ 为一阶偏振模色散矢量,方向与 P_s 方向相同,大小等于差分群延时 $\Delta\tau(\omega)$ 。

2.2 庞加莱球法测量二阶偏振模色散的基本原理

偏振主态模型指出,输入光偏振态固定而波长连续变化时,输出光矢量 S 将绕着偏振模色散矢量作圆周运动;但从图 1 中的点线可以看出,输出光矢量的轨迹是一条不规则的曲线,这说明偏振主态、偏振模色散矢量的大小和方向都是随波长变化的。偏振模色散矢量随波长的变化将导致二阶偏振模色散。二阶偏振模色散矢量定义为

$$\boldsymbol{\Omega}_\omega = d\boldsymbol{\Omega}/d\omega, \quad (2)$$

偏振模色散矢量 $\boldsymbol{\Omega}$ 是随波长变化的,但在非常小的波长间隔内,可近似看作方向不变的矢量。假定同一波长的光在两个不同的偏振方向入射,出射光用两组斯托克斯矢量 S_i 和 S_j 表示,入射光的波长改变时,出射光将在庞加莱球上画出两段曲线,若波长间隔足够小的话,这两段曲线就可看作是两个圆环上的两段微小的圆弧,由这两段圆弧就可以确定它们所在圆环。如图 1 中的 S_i 和 S_j 所在的圆环所示,图中 $dS_i/d\omega$ 和 $dS_j/d\omega$ 都与 $\boldsymbol{\Omega}(\omega)$ 垂直。利用矢量积 $\mathbf{a} \times (\mathbf{b} \times \mathbf{c}) = (\mathbf{a} \cdot \mathbf{c})\mathbf{b} - (\mathbf{a} \cdot \mathbf{b})\mathbf{c}$,可以得到一阶偏振模色散矢量

$$\boldsymbol{\Omega}(\omega) = \left(\frac{dS_i}{d\omega} \times \frac{dS_j}{d\omega} \right) / \left(\frac{dS_i}{d\omega} \cdot S_j \right), \quad (3)$$

在斯托克斯空间,一阶偏振模色散矢量可以表示为 $\boldsymbol{\Omega}(\omega) = \Omega_i \mathbf{i} + \Omega_j \mathbf{j} + \Omega_k \mathbf{k}$,其中 \mathbf{i}, \mathbf{j} 和 \mathbf{k} 是斯托克斯空间的单位正交基矢, Ω_i, Ω_j 和 Ω_k 为 $\boldsymbol{\Omega}(\omega)$ 沿正交基矢上的分量,二阶偏振模色散表示为

$$\boldsymbol{\Omega}_\omega = \frac{d\boldsymbol{\Omega}(\omega)}{d\omega} = \frac{d\Omega_i}{d\omega} \mathbf{i} + \frac{d\Omega_j}{d\omega} \mathbf{j} + \frac{d\Omega_k}{d\omega} \mathbf{k}. \quad (4)$$

为了更清晰地表示出二阶偏振模色散的物理意义,我们把一阶偏振模色散矢量写为如下形式:

$$\boldsymbol{\Omega}(\omega) = |\boldsymbol{\Omega}(\omega)| \mathbf{v} = \Delta\tau \mathbf{v},$$

其中 $|\boldsymbol{\Omega}(\omega)|$ 为偏振模色散矢量的大小,一般用 $\Delta\tau$ 表示, \mathbf{v} 为 $\boldsymbol{\Omega}(\omega)$ 的单位方向矢量,因此二阶偏振模色散就可以写为

$$\boldsymbol{\Omega}_\omega(\omega) = \frac{d\boldsymbol{\Omega}(\omega)}{d\omega} = \Delta\tau_\omega \mathbf{v} + \Delta\tau \mathbf{v}_\omega, \quad (5)$$

式中的第一项 $\Delta\tau_\omega \mathbf{v}$ 与一阶偏振模色散矢量方向相同,称为平行分量用 $\Omega_{\omega//}$ 表示,第二项 $\Delta\tau \mathbf{v}_\omega$ 与一阶偏振模色散矢量方向垂直,称为垂直分量用 $\Omega_{\omega\perp}$ 表示。平行分量 $\Omega_{\omega//}$ 将引起信号脉冲的压缩和脉冲的展宽,与传统的色度色散具有同样的作用,它是由偏振模色散矢量的大小随波长的改变引起的。平行分量的影响即对色散作用为偏振相关色散

$$D_{PC} = -\frac{\pi c}{\lambda^2} \Delta\tau_\omega = -\frac{\pi c}{\lambda^2} \Omega_{\omega//}, \quad (6)$$

其中 c 为真空中的光速, λ 表示波长; 由于偏振相关色散是对整段光纤来说的, 单位是 ps/nm。由 $\Omega(\omega)$ 、 $\Omega_{\omega//}$ 和 $\Omega_{\omega\perp}$ 的关系, 可以得到垂直分量的大小

$$|\Omega_{\omega\perp}| = \Delta\tau |\mathbf{v}_\omega| = \sqrt{|\Omega_\omega|^2 - |\Omega_{\omega//}|^2}, \quad (7)$$

该分量是由偏振模色散矢量方向的变化引起的。垂直分量的作用可以用消偏振项来表示:

$$|\mathbf{v}_\omega| = |\Omega_{\omega\perp}| / \Delta\tau_\omega, \quad (8)$$

该项的主要作用是引起信号光的消偏振和脉冲的畸变^[8]。

3 实验结果及分析讨论

3.1 实验装置及测量方法

实验框图如图 2 所示, 光源为 1550 nm 的可调谐激光器, 偏振控制器是为了得到圆偏振光, 可旋转起偏器可以得到不同偏振方向的入纤偏振光, 偏振计用来测量待测光纤输出光的斯托克斯矢量。测量时首先调整偏振控制器, 使其输出光为近圆偏振光; 调整可旋转起偏器的起偏角分别位于 θ_i 和 θ_j , 入射光有两种不同的入射偏振态, 这样就可以得到两组不同的输出光, 对应与两组不同的斯托克斯矢量。测量时 θ_i 和 θ_j 之间的夹角取为 90° 。有了这两组斯托克斯矢量, 由(3)式就可以得到偏振模色散矢量 $\Omega(\omega)$, 利用(4)式~(8)式, 就可以得到二阶偏振模

色散的平行分量 $\Omega_{\omega//}$ 、垂直分量 $\Omega_{\omega\perp}$ 、与偏振相关的色散偏振相关色散和一阶偏振模色散矢量方向的变化率 $|\mathbf{v}_\omega|$ 即消偏振项。

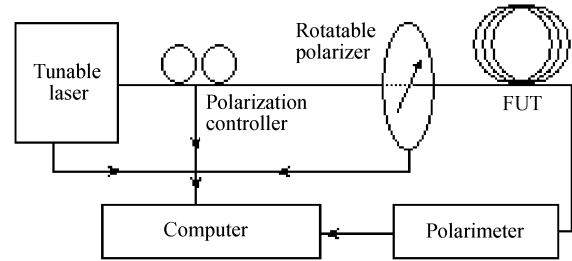


Fig. 2 Experimental arrangement

3.2 实验结果及分析讨论

测量时, 选取 G. 652 普通单模光纤进行测量, 测量的波长范围是 1520 nm 到 1560 nm, 光纤的平均差分群延时为 0.367 ps, 图 3 所示的为测量的结果。由图 3(a)中的实线可以看出, 差分群延时是随波长变化的, 并且统计结果显示其服从麦克斯韦分布(图中没有画出)。图 3(b)中的点画线为总的二阶偏振模色散即 $|\Omega_\omega|$, 从图中可以看出二阶偏振模色散的分布是随波长变化的。图 3(b)中的点划线为二阶偏振模色散的平行分量 $\Omega_{\omega//}$ 随波长的变化情况, 该平行分量有正有负; 图 3(a)中的点划线为二阶偏振模色散的垂直分量所导致的与偏振有关的色

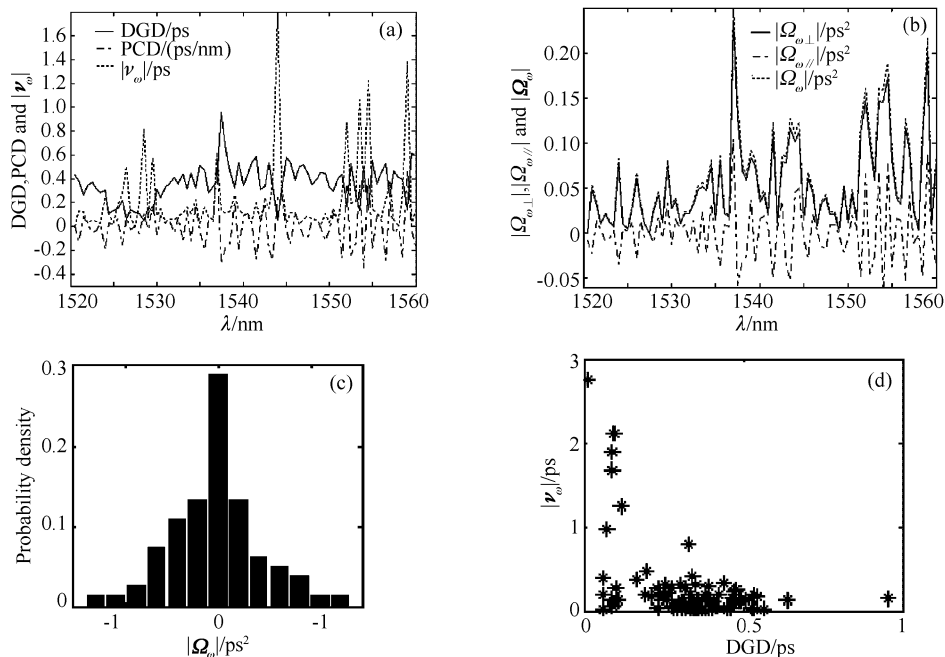


Fig. 3 Measurement result of SOPMD for a spooled G. 652 fiber with mean DGD: 0.367 ps. (a) Wavelength dependence of DGD, PCD and depolarization rate, (b) Magnitude of total SOPMD, the perpendicular component and the parallel component, (c) Statistical property of parallel component and PCD; (d) Statistical property of $|\mathbf{v}_\omega|$

散(PCD),由(6)式可以看出,偏振相关色散与 $\Omega_{\omega//}$ 符号相反,偏振相关色散与普通的色度色散具有相同的作用,正的偏振相关色散导致脉冲展宽,负的偏振相关色散导致脉冲压缩;图3(c)为偏振相关色散和具有相同的统计特性,图3(c)为 $\Omega_{\omega//}$ 的统计图形,从图中可以看出, $\Omega_{\omega//}$ 是以原点对称分布的,这一测量结果与文献[9]的理论结果是完全相符的。以 $\Omega_{\omega//}$ 等于零的点的垂直轴为对称轴,把 $\Omega_{\omega//}$ 的统计图形左右对称交换,就得到二阶偏振模色散的统计图形(图中没有画出)。

图3(b)中的实线是二阶偏振模色散的垂直分量,该曲线表示 $|\Omega_{\omega\perp}|$ 随波长的变化情况,可以看出垂直分量也是随波长变化的。比较图3(b)中的实线和点线可以发现,垂直分量几乎接近总的二阶偏振模色散;从对系统性能的影响来讲,垂直项主要是引起信号光脉冲的消偏振和畸变,比平行分量引起色散的影响要大,因此可以看出垂直项在二阶偏振模色散中起主要作用。图3(a)中的点线给出了退极化率的大小 $|v_{\omega}|$ 随波长变化的关系,该量是随波长随机变化的,这说明二阶偏振模色散矢量 Ω_{ω} 具有偏离一阶偏振模色散矢量 Ω 的趋势;从 $|v_{\omega}|$ 对差分群延时的统计特性图3(d)中可以得出, $|v_{\omega}|$ 主要集中在差分群延时的平均值0.367 ps附近,取值较小且比较集中。在文献[11]采用的MMM方法是在大差分群延时情况下对二阶偏振模色散进行测量的,由上面的分析可以知道,本文采用的方法是在小差分群延时(对大差分群延时也可以)的情况下进行测量,该测量方法具有以下几个创新点和特点:需要的测量数据少,只需两组(而文献[12]中要三组);数据处理简单(文献[12]较复杂);测量精度高,重复性和稳定性好等。

结束语 本文用庞加莱球方法,对75 km的G.652普通单模光纤的二阶偏振模色散进行多次测量,测量结果比较稳定,重复性很好,并对总的二阶偏振模色散、平行分量、垂直分量偏振相关色散和消偏振项进行了分析讨论,得到了它们的统计特性:总的二阶偏振模色散的分布是随波长变化的,二阶偏振模色散的平等分量 $\Omega_{\omega//}$ 也是随波长变化的,该分量有正有负,它对色散的影响可用偏振相关色散表示;垂直分量几乎接近总的二阶偏振模色散,从统计的角度来看,垂直项在二阶偏振模色散中起主要作用,比平

行分量的作用要大得多;从 $|v_{\omega}|$ 随波长变化的关系可以看出,二阶偏振模色散矢量 Ω_{ω} 具有偏离一阶偏振模色散矢量 Ω 的趋势,并且 $|v_{\omega}|$ 的取值较小而且比较集中。总之,本文对二阶偏振模色散进行了系统而全面的测量与分析研究,对二阶偏振模色散补偿有一定的指导意义。

非常感谢夏月辉博士在过去一年中的帮助、指导与有益的讨论。

参 考 文 献

- Poole C D, Wagner R E. Phenomenological approach to polarization dispersion in long single-mode fibres. *Electron. Lett.*, 1986, **22**(19):1029~1030
- Heffner B L. Automated measurement of polarization mode dispersion using jones matrix eigenanalysis. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1992, **4**(9):1066~1069
- Pei Li, Jian Shuisheng, Ning Tigang *et al.*. PMD measurement and compensation of optical fiber grating. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(4):462~464 (in Chinese)
- Xia Yuehui, Huang Yongqing, Ren Xiaoming *et al.*. A new method to measure polarization mode dispersion. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(11):1350~1353 (in Chinese)
- Cai Ju, Xue Ming, Yang Xianglin. Analysis of statistical characteristics of first and second order polarization mode dispersion. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(2):170~175 (in Chinese)
- Foschini G J, Poole C D. Statistical theory of polarization dispersion in single-mode fibers. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1991, **9**(11):1439~1456
- Francica C, Bruyère F. PMD second-order effects on pulse propagation in single-mode optical fibers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1998, **10**(12):1739~1741
- Vassallo C. PMD pulse deformation. *Electron. Lett.*, 1995, **31**(18):1597~1598
- Poole C D, Bergano N S, Wayner R E *et al.*. Polarization dispersion and principal state in a 147-km undersea lightwave cable. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1988, **6**(7):1185~1190
- Foschini G J, Jopson R M, Nelson L E *et al.*. The statistics of PMD-induced chromatic fiber dispersion. *IEEE J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(9):1560~1565
- Rao Min, Sun Xiaohan, Zhang Mingde. Second-order PMD effects on the high-speed propagation of gaussian pulse in single-mode optical fiber. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(11):1354~1357 (in Chinese)
- Jopson R M, Nelson L E, Kogelnik H. Measurement of second-order polarization-mode dispersion vectors in optical fibers. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1999, **11**(9):1153~1155