

文章编号: 1001-3806(2009)01-0015-03

高双折射保偏光纤拍长测试及 Mueller 矩阵分析

欧攀, 徐宏杰, 杨德伟, 张春熹

(北京航空航天大学 仪器科学与光电工程学院, 北京 100083)

摘要: 为了测量高双折射保偏光纤的拍长, 采用偏光干涉效应的方法, 构建由宽谱光源、带保偏尾纤的起偏器和光谱分析仪组成的全光纤光路测试系统。从理论上用 Mueller 传输矩阵方法推导了到达光谱仪的光强公式, 利用该方法构建实验系统对熊猫型保偏光纤的拍长进行了测试, 获得了该保偏光纤拍长的测量数据。结果表明, 由待测保偏光纤的偏光干涉效应引起的光强波动以一定的周期间隔表现在光谱变化上, 波动的相对幅度与待测保偏光纤主轴与起偏器的保偏尾纤主轴夹角有关, 当夹角均为 $\pm 45^\circ$ 时波动的相对幅度最大。只要在实验中测量出光谱波动的周期, 就能够根据理论计算出给定波长处的保偏光纤的拍长。

关键词: 光纤光学; 保偏光纤; Mueller 矩阵; 拍长; 起偏器

中图分类号: TN253 文献标识码: A

Measurement of high-birefringent polarization-maintaining fiber and its analysis with Mueller matrix

OU Pan, XU Hong-jie, YANG De-wei, ZHANG Chun-xi

(School of Instrument and Optoelectronic Engineering, Beijing University of Aeronautics and Astronautics, Beijing 100083, China)

Abstract: In order to measure the beat length of high-birefringent polarization-maintaining fibers, an all-fiber optic system, comprised of broadband light source, in-line polarizer with polarization-maintaining pigtail and optical spectrum analysis, was constructed based on conoscopic interference effect. The expression of optical intensity arrived at the optical spectrum analyzer was derived with Mueller transfer matrix. The measured data of the beat length of a kind of panda high-birefringent polarization-maintaining fiber was acquired in experiments. It is found that the intensity fluctuation due to conoscopic interference effect makes the spectrum variance in a certain period. The relative amplitude of the spectrum variance is decided by the angles between the chief axes of the polarization-maintaining fiber and the pigtail of in-line polarizer. When the angle is $\pm 45^\circ$, the relative amplitude is maximal. Hence, the beat length of the panda high-birefringent polarization-maintaining fiber can be calculated as long as the spectrum fluctuation period is measured in experiments.

Key words: fiber optics; polarization-maintaining fiber; Mueller matrix; beat length; polarizer

引言

保偏光纤可实现光纤中光波偏振态稳定地传输, 在光纤传感、相干光通信、光信息处理等领域应用日趋广泛, 是应用极为广泛的特种光纤之一^[1-3]。保偏光纤可以分为高双折射和低双折射两类, 其中高双折射保偏光纤主要是依据材料应力不均匀而设计的熊猫型和蝴蝶结型保偏光纤。在高双折射保偏光纤中, 正交模的传播常数 β_x 与 β_y 差别很大, 两模式耦合几率小。如果光在光纤一个光轴平行的方向上被线性偏振, 那么光将维持其偏振态在光纤中进行传输。如果在沿着

光纤传输时, 光在其它角度被线性偏振, 偏振态将发生变化, 从线性到椭圆到线性, 再到椭圆并再次返回到线性, 具有通常所说的差拍周期长度(拍长) L_b 。这种变化是模的正交分量间的相位差的结果, 相差由它们的传播常数之间的差别产生。拍长越短, 光纤对偏振的不规则性效应就越具有弹性, 光纤对线性偏振光的偏振保持能力就越强。因此, 拍长是衡量保偏光纤性能的主要参量之一, 对于拍长值的测量也提出了很多方法, 主要有磁光调制法^[4]、瑞利散射法、动态压力法、光纤光栅法^[5]、偏光干涉法^[6]、白光干涉法^[7]等。其中偏光干涉法利用宽谱光源、起偏器和光谱分析仪等较为通用光学仪器设备就能够很简单地完成高双折射光纤拍长的测量。作者利用 Mueller 矩阵, 分析了偏光干涉法测量高双折射光纤拍长的原理, 提出利用带保偏尾纤的光纤起偏器, 实现测量光路的全光纤化。

作者简介: 欧攀(1977-), 男, 讲师, 工学博士, 研究方向为光纤激光器、光纤传感器、激光雷达等。

E-mail: oupan23@gmail.com

收稿日期: 2007-11-29; 收到修改稿日期: 2007-12-17

1 测量原理及 Mueller 矩阵分析

线偏振光以某种条件经保偏光纤传输,再经过检偏器后,光强受保偏光纤拍长的调制,这就是偏光干涉效应。利用宽谱光源和光谱分析仪(optical spectrum analyzer, OSA)进行保偏光纤拍长测量,原理如图 1 所示。

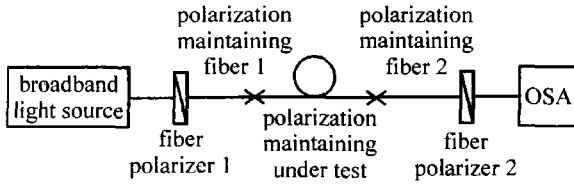


Fig. 1 Scheme of the beat length measuring system

偏光干涉效应可以通过建立传输矩阵数学模型来解释。传输矩阵可以分为 Jones 矩阵和 Mueller 矩阵^[8,9],由于所采用的宽谱光源是低偏振光源,因此采用 Mueller 矩阵分析更为方便。

低偏振宽谱光源的 Stokes 列向量 S_{source} 可由 4 个 Stokes 分量表示成:

$$S_{source} = \begin{bmatrix} s_0 \\ s_1 \\ s_2 \\ s_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} P_0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中, s_0 为光源的光强 P_0 ; s_1, s_2, s_3 分别为偏振光的水平偏振优先度、正 45° 偏振优先度、右旋圆偏振优先度,在低偏振宽谱光源中它们的值为 0。

高双折射保偏光纤的拍长由它的双折射参量决定,其传输矩阵为:

$$M_b = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\delta & \sin\delta \\ 0 & 0 & -\sin\delta & \cos\delta \end{bmatrix} \quad (2)$$

式中, $\delta = 2\pi(n_x - n_y)L/\lambda = 2\pi\Delta nL/\lambda$, 为保偏光纤快慢轴的相位延迟差, L 为保偏光纤长度, n_y 和 n_x 分别为保偏光纤快、慢轴折射率, Δn 为快慢轴折射率差, λ 为光波波长。

起偏器拍长的 Mueller 传输矩阵可以表示成:

$$L_b = \begin{bmatrix} \frac{1+\varepsilon}{2} & \frac{1-\varepsilon}{2} & 0 & 0 \\ \frac{1-\varepsilon}{2} & \frac{1+\varepsilon}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{\varepsilon} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{\varepsilon} \end{bmatrix} \quad (3)$$

式中, ε 为起偏器的强度消光比。起偏器的尾纤为保偏光纤,并且起偏器的偏振轴与保偏尾纤的主轴(快轴或慢轴)重合。起偏器保偏尾纤主轴与待测保偏光

纤主轴间必须存在一定的角度,才会出现偏光干涉现象。设起偏器 1 的输出保偏尾纤主轴与被测保偏光纤主轴夹角为 α ,起偏器 2 的输入保偏尾纤主轴与被测保偏光纤主轴夹角为 β ,并将旋转矩阵记为:

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

不考虑光路损耗的情况下,可得通过起偏器 2 出射光场的 Stokes 向量 S_{out} 为:

$$S_{out} = M \cdot S_{source} = [R(-\beta) \cdot (L_{b_2} \cdot M_{b_2}) \cdot R(\beta) \cdot M_{b_{1,t}} \cdot R(-\alpha) \cdot (M_{b_1} \cdot L_{b_1}) \cdot R(\alpha)] \cdot S_{source} \quad (5)$$

式中, $L_{b_1}, M_{b_1}, M_{b_{1,t}}, M_{b_2}, L_{b_2}$ 分别是起偏器 1 及其输出保偏尾纤 1、待测保偏光纤、起偏器 2 及其输入保偏尾纤 2 的 Muller 传输矩阵,它们构成光路的传输矩阵为 M 。因光谱仪只能测量光场波长相关的强度,亦即 S_{out} 的光强分量 P_{out} ,而该分量等于传输矩阵 M 的第 1 行与光源的 Stokes 列向量之积,考虑到宽谱光源的低偏振特性,可得 $P_{out} = m_{11}P_0$,这里 m_{11} 是传输矩阵 M 第 1 行第 1 列元素。根据前面的传输矩阵公式可求出:

$$m_{11} = (1 + \varepsilon_1)(1 + \varepsilon_2)/4 - (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) \times (\cos 2\alpha \cos 2\beta + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos \delta_1)/4 \quad (6)$$

式中, $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ 分别为起偏器 1 和起偏器 2 的强度消光比, δ_1 为待测保偏光纤快慢轴的相位延迟差。考虑到起偏器的消光比可达到 30dB 以上,(6)式可简化成:

$$m_{11} = [1 - \cos 2\alpha \cos 2\beta + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos(2\pi\Delta n_1 L_i/\lambda)]/4 \quad (7)$$

式中, L_i 为待测保偏光纤长度, Δn_1 为其快慢轴折射率差。于是可得到达光谱仪的光强为:

$$P_{out} = m_{11}P_0 = [1 - \cos 2\alpha \cos 2\beta + \sin 2\alpha \sin 2\beta \cos(2\pi\Delta n_1 L_i/\lambda)]P_0/4 \quad (8)$$

由(8)式可知,出射光强受到波长调制,这是由于保偏光纤快慢轴上传输的不同波长光之间存在相位差,在偏振器 2 上合光后不同波长光的干涉强度差导致的,即偏光干涉现象。这种波动以一定的周期间隔表现在光谱变化上,波动的相对幅度与角度 α 和 β 有关,当 α 和 β 为 $\pm 45^\circ$ 时波动的相对幅度最大,当 α 和 β 其中之一为 0° 或 90° 时波动的相对幅度为 0。

2 实验数据及其分析

实验中采用波长为 1530nm ~ 1560nm 的平坦谱宽光源,Agilent 86142B 型光谱仪测量光谱,输入输出尾纤均为保偏光纤的在线起偏器的消光比为 30dB,利用 Fujikura 生产的 FSM-45PM 保偏光纤熔接机来实现

起偏器尾纤与待测保偏光纤尾纤的熔接和角度对准,待测高双折射保偏光纤为熊猫型保偏光纤,拍长约为3mm。根据前面的分析可知当待测保偏光纤的主轴与两起偏器的尾纤主轴均为45°角对准熔接时,偏光干涉现象引起的光谱波动幅度对比度最大。因此在实验中,通过保偏熔接机的程序设定,将待测保偏光纤主轴与起偏器尾纤主轴的按照45°角对准熔接。图2为利用光谱仪观测到的1545nm~1555nm的偏光干涉光谱,可以看出光谱明显的周期变化,其中峰值的微小起伏主要是宽谱光源的不平坦度造成的。

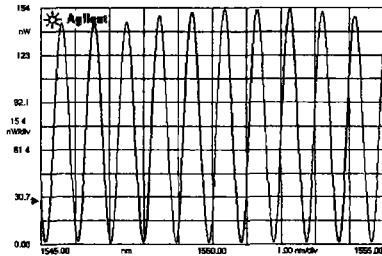


Fig. 2 Spectrum of conoscopic interference of polarization-maintaining fiber

根据(8)式光谱波动周期 $\Delta\lambda$ 只与待测光纤长度 L_i 和快慢轴折射率差 Δn_i 有关,若波长 λ 在一个波动周期的中部,则有:

$$\Delta n_i L_i / (\lambda - \Delta\lambda/2) - \Delta n_i L_i / (\lambda + \Delta\lambda/2) = 1 \quad (9)$$

因此可得待测保偏光纤的拍长为:

$$L_b = \lambda / \Delta n_i = L_i / (\lambda / \Delta\lambda - \Delta\lambda / 4\lambda) \quad (10)$$

类似地,若波长 λ 在一个波动周期的尾部,则待测保偏光纤的拍长为:

$$L_b = L_i / (\lambda / \Delta\lambda - 1) \quad (11)$$

若波长 λ 在一个波动周期的前部,则待测保偏光纤的拍长为:

$$L_b = L_i / (\lambda / \Delta\lambda + 1) \quad (12)$$

为了获得较为精确的波动周期数据,将光谱仪的波长扫描范围设定在1549nm~1551nm,据光谱仪导出的数据获得归一化后的偏光干涉光谱如图3所示。测量得到的1550nm附近偏光干涉光谱的相邻波峰之间的间隔 $\Delta\lambda_b = 0.944\text{nm}$,相邻波谷之间的间隔 $\Delta\lambda_v = 0.948\text{nm}$,熔接后待测高双折射保偏光纤的长度为5.03m。

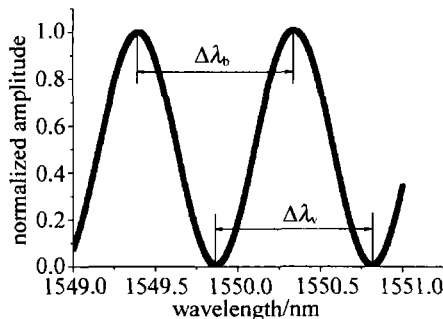


Fig. 3 Normalized spectrum of conoscopic interference

因此,若取 $\Delta\lambda_b$ 为一个波动周期,根据(11)式可

得1550nm处的待测保偏光纤拍长为3.063mm;若取为 $\Delta\lambda_v$ 一个波动周期,根据(13)式可得1550nm处的待测保偏光纤拍长为3.075mm。

也可对偏光干涉光谱数据归一化后,按照(9)式根据实验条件取 α 和 β 为 $\pm 45^\circ$ 进行数据拟合,图4是归一化后的实验数据与拟合数据曲线。可得 $\Delta n_i L_i = 0.0025357$,于是可求得 $\Delta n_i = 5.04 \times 10^{-4}$, $L_b = 3.075\text{mm}$ 。

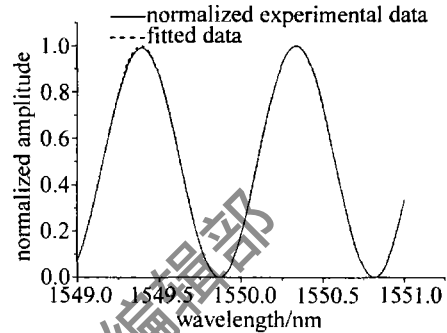


Fig. 4 Curves of normalized experimental data and its fitted data

在以上的实验数据及分析中,通过相邻的波峰或者波谷来确定一个波动周期,根据所选波长在波动周期的位置,获得3种典型情况下的拍长计算公式。根据前面的理论分析,这种光谱的周期变化正是保偏光纤的偏光干涉所引起的,只要实验中测量出光谱波动的周期,就能够根据(8)式推算出给定波长处的 $\Delta n_i L_i$,从而获得保偏光纤的拍长数据。

熊猫型保偏光纤是由高双折射保偏光纤的重要品种,其拍长越短,光纤对偏振的不规则性效应就越具有弹性,光纤对线性偏振光的偏振保持能力就越强。实验中所采用的熊猫型保偏光纤在1550nm处测得的拍长为3.075mm,与厂家给出的数据(小于4mm)相符,其串音小于-25dB/km,具有很强的偏振保持能力。

3 结论

利用偏光干涉效应可以构建全光纤光路测试系统测量高双折射保偏光纤的拍长,该系统由低偏振宽谱光源、带保偏尾纤的起偏器和光谱分析仪构成。理论上用 Mueller 传输矩阵方法推导了达到光谱仪的光强公式。研究表明,由待测保偏光纤的偏光干涉效应引起的光强波动以一定的周期间隔表现在光谱变化上,波动的相对幅度与待测保偏光纤主轴与起偏器的保偏尾纤主轴夹角有关,当夹角均为 $\pm 45^\circ$ 时波动的相对幅度最大。同时还构建了实验系统对熊猫型保偏光纤的拍长进行了测试。这种全光纤光路测试系统与保偏光纤的结构和类型无关,只要存在双折射的光纤均可利用这种方法测试其相关波长处的拍长。

(下转第56页)

尚可接受。该温度场重建系统的误差来源主要有以下几个方面^[6-10]:(1)重建模型假设所产生的误差。重建算法假设射束为平行束,由于光谱辐射特性和摄像机镜头景深等原因,使实际成像系统不能严格满足平行射束的条件。在试验中已经提出了采用空间滤波器和远心镜头以提高数据采集效果的方法,这些将作为本课题的后续研究。(2)多台 CCD 摄像头对准精度产生的误差。特别在投影方向数较多时由此产生的误差会较大。(3)由温度标定方法产生的误差。文中采用简单的单点标定法,只考虑了波长对发射率的影响而没有考虑温度对发射率的影响。研究更好的温度标定方法将会大大提高测温精度。(4)灰度量化产生的误差。DSP 图像采集处理系统的灰度等级只有 256 级,精度不够高,如采用 10 位(1024 级)或更高的视频编码器,则可提高精度。(5)由重建算法产生的误差。

5 结论

通过 DSP 硬件资源的功能介绍和软件技术分析,及不同条件下同时迭代重建算法 SIRT 重建时间的比较,DSP 在同时迭代重建算法 SIRT 上有较优越的性能,试验实测也表明,DSP 完成重建比 PC 完成重建快 6 倍~11 倍,DSP 系统、PC 机及光路系统可以组成 1 套性能较高的 EST 重建系统。同时也看到 DSP 重建的一些不足之处,单片 DSP 重建,则采集的方向路数有限,并且如果所测的范围较大,DSP 所花的时间也较长;如果采用多 DSP 重建,可以解决上述问题,但系统的成本和复杂度都明显增大;并且 DSP 也不是同时迭代重建算法 SIRT 等 CT 算法的专用芯片,因此,

FPGA + ARM 的方案,其中 FPGA 硬件实现同时迭代重建算法 SIRT 等重建算法,ARM 协调和控制,也是下一步考虑的重点之一。

参考文献

- [1] LI H. Study on flame temperature three-dimensional reconstructions based on emission spectral tomography [D]. Nanchang: Nanchang Hangkong University, 2007: 59-88 (in Chinese).
- [2] WANG X. Theoretical study on emission spectral tomography algorithms and its application to three-dimensional fluid field reconstructions [D]. Nanjing: Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, 2004: 36-47 (in Chinese).
- [3] LI F H. TMS320C600 series DSPs principles and applications [M]. 2nd ed. Beijing: Electronics Industry Publishing House, 2003: 8-21 (in Chinese).
- [4] CHENG F. Real-time multi-task embedded software development foundation [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2004: 115-152 (in Chinese).
- [5] JI Y. DSP embedded application systems development typical example [M]. Beijing: China Electric Power Press, 2006: 11-15 (in Chinese).
- [6] WANG X, GAO Y Q, HE X D. Three-dimensional flame temperature field reconstruction with multi-wavelength radiation computed tomography [J]. Acta Optica Sinica, 2003, 23 (9): 1099-1104 (in Chinese).
- [7] LONG R Sh, LIU W J, SHANG X F, et al. Numerical simulation of temperature field on laser metal deposition shaping [J]. Laser Technology, 2007, 31 (4): 394-396 (in Chinese).
- [8] WANG X F, LU X D, CHEN G N, et al. Simulation and verification of the temperature field in laser hardening [J]. Laser Technology, 2004, 28 (2): 162-165 (in Chinese).
- [9] LI X Y, QI X J, ZENG X Y, et al. Establishment and application of temperature field model in laser micro-cladding [J]. Laser Technology, 2005, 29 (6): 561-563 (in Chinese).
- [10] LI L, SHI P, LIU X F, et al. Temperature field of quadrate frequency crystal KTP in all-solid-state laser [J]. Laser Technology, 2005, 29 (4): 350-355 (in Chinese).

(上接第 17 页)

参考文献

- [1] NODA J, OKAMOTO K, SASAKI Y. Polarization-maintaining fibers and their applications [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1986, 4 (8): 1071-1089.
- [2] CHEN W, LI Sh Y, CHENG Y, et al. The technology progress and developing trends of polarization maintaining optical fiber [J]. Study of Optical Communications, 2003, 120 (6): 54-57 (in Chinese).
- [3] TAN J R, LIU Y Zh, HUANG L. Development of fiber-optic gyroscope [J]. Laser Technology, 2006, 30 (5): 544-547 (in Chinese).
- [4] ZHANG P G, IRVINE-HALLIDAY D. Measurement of the beat length in high-birefringent optical fiber by way of magneto-optic modulation [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 1994, 12 (4): 597-602.
- [5] XIA L, LI X H, YIN Y Zh, et al. Study of writing fiber Bragg grating into birefringent fiber [J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22 (8): 1004-1007 (in Chinese).
- [6] MI J, ZHANG Ch X, LI Zh, et al. Measuring the beatlength of polarization maintaining fiber by broadband light source and conoscopic interference [J]. Journal of Optoelectronics · Laser, 2006, 17 (9): 1074-1077 (in Chinese).
- [7] YANG Y H, LI L, JIANG D G, et al. Precision measurement scheme for beat-length of polarization maintain optical fiber [J]. Optics and Precision Engineering, 2007, 15 (6): 807-811 (in Chinese).
- [8] WU J F, CHEN G X. Analysis on reflection characteristic of HiBi fiber sagnac rings by Jones matrix [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2006 (9): 63-66 (in Chinese).
- [9] KIM K, MANDEL L, WOLF E. Relationship between Jones and Mueller matrices for random media [J]. J O S A, 1987, A4 (3): 433.