

基于1556 nm光纤激光器频率分裂效应的应力测量

陈恺 祝连庆 牛海莎 孟阔 董明利

Stress measurement based on 1556 nm fiber laser frequency splitting effect

Chen Kai Zhu Lian-Qing Niu Hai-Sha Meng Kuo Dong Ming-Li

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 68, 104201 (2019) DOI: 10.7498/aps.68.20182171

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182171>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于噪声免疫腔增强光外差分子光谱技术实现光纤激光器到1530.58 nm NH₃亚多普勒饱和光谱的频率锁定

Frequency locking of fiber laser to 1530.58 nm NH₃ sub-Doppler saturation spectrum based on noise-immune cavity-enhanced optical heterodyne molecular spectroscopy technique

物理学报. 2018, 67(10): 104207 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20172541>

高重复频率全光纤被动锁模掺铒光纤激光器

High-repetition-rate passively mode-locked erbium-doped all fiber laser

物理学报. 2015, 64(6): 064206 <https://doi.org/10.7498/aps.64.064206>

基于光纤色散相位补偿的高分辨率激光频率扫描干涉测量研究

High-resolution laser frequency scanning interferometer based on fiber dispersion phase compensation

物理学报. 2015, 64(21): 219501 <https://doi.org/10.7498/aps.64.219501>

303MHz高重复频率掺Er光纤飞秒激光器

A 303 MHz fundamental repetition rate femtosecond Er: fiber ring laser

物理学报. 2015, 64(11): 114210 <https://doi.org/10.7498/aps.64.114210>

基于增益光纤长度优化的双波长运转掺铒光纤锁模激光器

Dual-wavelength mode-locked Er-doped fiber laser based on optimizing gain fiber length

物理学报. 2017, 66(13): 134203 <https://doi.org/10.7498/aps.66.134203>

基于 1556 nm 光纤激光器频率分裂效应的应力测量*

陈恺¹⁾²⁾ 祝连庆^{2)1)†} 牛海莎²⁾ 孟阔²⁾ 董明利²⁾

1) (合肥工业大学仪器科学与光电工程学院, 合肥 230009)

2) (北京信息科技大学, 光电信息与仪器北京市工程研究中心, 光电测试技术北京市重点实验室, 北京 100016)

(2018 年 12 月 11 日收到; 2019 年 3 月 18 日收到修改稿)

光学元件在红外波段的应力-光学常数是众多光学系统关心的问题之一. 本文提出一种基于 1556.16 nm 掺铒光纤激光频率分裂效应的光学玻璃内应力致双折射测量方法. 选择平面介质膜腔镜和光纤光栅 (FBG) 构成线形半开放式谐振腔, 并分析了光纤自身弯曲引入谐振腔内的双折射. 将待测光学玻璃附带力传感结构放置在谐振腔内, 结合 Jones 矩阵传递方程得到了外载荷所致双折射与空腔双折射的叠加模型. 对光学玻璃的载荷从 0 逐级递加到 20 N, 内腔的频率分裂量增加, 根据双折射叠加模型和频率分裂原理解出应力与频率分裂量的对应关系, 且该结果可溯源到基本物理量——波长. 实验结果表明, 系统灵敏度为 22060 Pa/nm, 线性度为 99.44%, 可广泛应用于红外波段的光学元件双折射精确测量.

关键词: 光纤激光器, 频率分裂, 应力测量

PACS: 42.25.Ja, 42.25.Lc, 42.55.Wd

DOI: 10.7498/aps.68.20182171

1 引言

精密光学玻璃已广泛应用于航空航天^[1,2]、精密遥感^[3,4]、天文测量^[5]等重要领域. 光学玻璃在光学系统中由不同材料结构固定, 在长时间、大温差、多模态等复杂工作环境时, 光学玻璃易产生应力积累, 对光学系统的整体性能产生影响^[6]. 一般光学系统结构复杂, 部分安装后难以拆下, 而且光学玻璃镜片多近满口径使用, 传统的接触式结构检测技术遮挡光路. 为保证系统的稳定与精度, 仪器搭建时在线检测与使用过程中在役检测的需求日益迫切.

光学玻璃无损应力检测主要有偏光仪法^[7]、X 射线法^[8,9]、中子衍射法^[10]、超声法^[11]与

Senarmont 补偿法^[12,13]等. 偏光仪法通过偏振光通过具有应力的材料时产生的干涉色来检测应力, 但对微小应力具有测量盲区, 且只能定性观察应力分布状态. X 射线法与中子衍射法设备价格昂贵、体积巨大, 难以实现现场或在线检测, 且只能用于晶体材料应力测量, 而光学玻璃多为非晶态高分子材料, 并不适用. 超声法具有原理简单、设备轻便等优势, 但声波波长长、速度慢, 检测灵敏度低. Senarmont 补偿法研制的应力测量仪为主流商用仪器, 但其只能对特定形状的材料进行测量其量程较小.

应力致双折射在激光器内腔会引起同级纵模的模式分裂, 利用该现象测量材料应力的方法获得了越来越多的关注. 2012 年, Liu 等^[14]和 Chen 等^[15]提出基于 He-Ne 激光器的频率分裂现象的玻璃应

* 教育部长江学者和创新团队发展计划 (批准号: IRT_16R07)、国家自然科学基金青年科学基金 (批准号: 61805017) 和北京市自然科学基金 (批准号: 4184087) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhulianqing@sina.com

力测量系统, 将应力测量溯源到光波长, 是目前为止报道的精度最高的双折射测量方法. 但其存在 He-Ne 激光器波长固定、增益较低、插入激光器内腔的样品需要镀膜处理等问题, 因此只能作为标准使用. 鉴于光纤激光腔具有在红外波段输出波长灵活、增益高、腔内能量密度高等优势^[15-19], 本文研究了 1556 nm 光纤腔频率分裂效应的光学玻璃材料内应力的测量方法. 该方法将光学玻璃插入线型半外腔光纤激光器内腔中, 通过对比分析空腔及样品应力加载后激光器的频率分裂, 结合 Jones 矩阵推导出应力双折射与空腔双折射的叠加关系, 应力直接由频率改变量得到, 光学玻璃材料的应力测量可溯源到光波长. 该方法对光学结构表面无破坏、无遮挡、不影响其正常在役工作, 对光学镜片和结构的在役测量和误差修正具有重要意义.

2 实验装置

图 1 所示为半外腔频率分裂光纤激光器结构图. 由 2 m 掺铒光纤, 一个 980/1550 波分复用器 (WDM), 一个光纤光栅 (FBG), 一个光纤准直器和一个介质膜反射镜 (HR) 组成, 全腔长度约为 2.5 m. 该激光器由带单模尾纤输出的 976 nm 的半导体激光器 (LD) 进行泵浦. 所用的掺铒光纤 (Nufern 公司, EDFC-980-HP) 在 976 nm 处的吸收系数约为 9.5 dB/m. 激光谐振腔由光纤与半外腔共同构成, 透过率 10% 的光纤光栅作为输出镜, 接入光谱分析仪 (Yokogawa AQ6370D, 分辨率 0.02 nm) 用于光谱测量. 该光纤光栅长约 2 cm, 3 dB 带宽约 0.12 nm. 另一端由光纤准直器准直后输出, 90°垂直入射到谐振腔高反镜. 反射率大于 95% 的

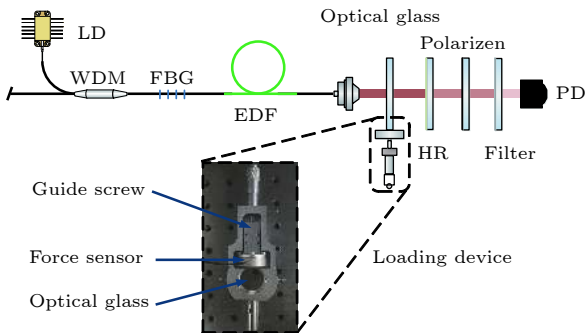


图 1 半外腔频率分裂光纤激光器结构图

Fig. 1. Structure diagram of the half external cavity frequency splitting fiber laser.

1550 nm 介质膜反射镜作为腔的高反镜. 同时高反镜背面进行抛光并镀 1550 nm 波段增透膜, 约 5% 的透射光由腔内透射并保持准直. 透射光经过 45°偏振片产生拍频, 并通过截止波长 1000 nm 的长波通滤波片去除残余的 976 nm 泵浦光, 再由 380 MHz 带宽的 InGaAs 光电探测器接收, 拍频信号通过频谱仪读出. 光学玻璃应力加载通过旋转微分头推动加载装置实现, 产生的压力由压力传感器 (LKC-2K) 进行监测. 挤压方向由 HIWIN 精密导轨控制, 避免机械装置附加较大摩擦对压力传感器产生误差.

3 实验及原理分析

3.1 半外腔光纤激光器空腔频率分裂

单模光纤因温度、弯曲等因素易产生腔内双折射, 因此首先实验研究了无待测样品的光纤激光器空腔频率分裂特征. 当泵浦功率达到 60 mW 时, 调节反射镜角度, 获得稳定的激光输出, 光谱如图 2 所示. 光谱中心波长为 1556.16 nm, 光谱 3 dB 带宽为 0.018 nm.

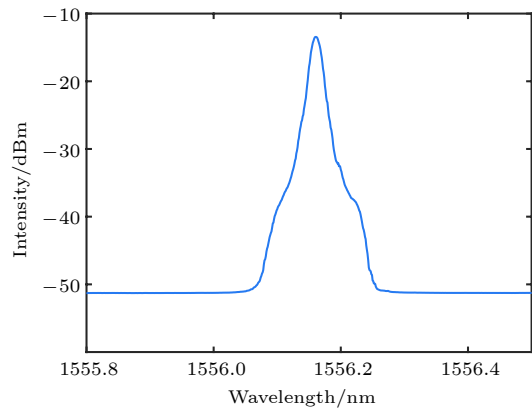


图 2 半外腔频率分裂光纤激光器光谱图

Fig. 2. Optical spectrum of the half external cavity frequency splitting fiber laser.

在该线型腔激光器中, 根据激光谐振条件, 激光腔内纵模频率满足:

$$\nu_m = \frac{cm}{2nL}, \quad (1)$$

其中, ν_m 为第 m 阶激光纵模频率, m 为纵模序数, n 为腔内有效折射率, L 为几何腔长, c 为光速. 在较长的光纤线型腔中, 具有不止一个纵模被激发, 其模式结构如图 3 所示. 不同级次纵模间隔为

$$\Delta_N = \nu_m - \nu_n = \frac{cN}{2nL}, \quad (2)$$

其中, m 与 n 都是纵模序数, $N = m - n$ ($N = 1, 2, 3, \dots$) 为拍频模式数.

调节偏振片使激光器的输出纵模分量在偏振方向上进行拍频, 通过带宽 380 MHz 的 InGaAs 光电探测器, 在频谱仪上获得激光器各模式间拍频的频谱, 频谱数据如图 3 所示, 三个拍频频率为一组, 并按照约 40 MHz 的周期重复. 根据激光理论, 周期间隔即为相邻级次纵模间隔, 由频谱图可知, 40.77 MHz 处频率分量为纵模拍频 (LMB) 信号间隔, 与实验装置中激光器物理腔长 2.54 m 相符.

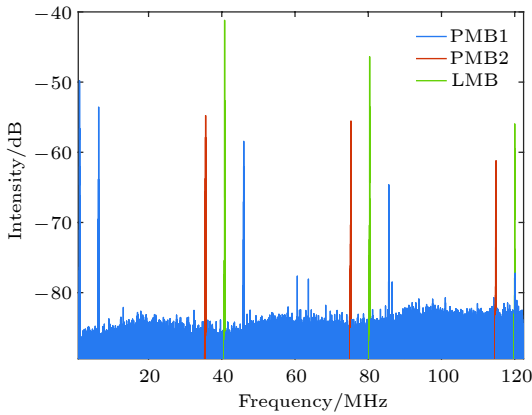


图 3 空腔频率分裂频谱图

Fig. 3. Spectrum of cavity frequency splitting.

当激光器谐振腔为各向异性时, 每个纵模会分裂成两个偏振态相互正交且频率不同的分裂模, 如图 4 所示. 对应两个本征偏振方向的等效折射率可以分别表示为 n_x 与 n_y . 此时, 腔内的激光纵模频率分解为相互正交的:

$$\nu_x(m) = cm/2n_xL, \quad (3)$$

$$\nu_y(m) = cm/2n_yL. \quad (4)$$

由光纤腔内双折射引起的偏振模拍频 (PMB) 表示为

$$\begin{aligned} \Delta\nu_B &= \nu_x(m) - \nu_y(m) = cm/2n_xL - cm/2n_yL \\ &= cm(n_y - n_x)/2n_xn_yL. \end{aligned} \quad (5)$$

因此, 图 4 中的一组拍频分别为 Δ , $\Delta\nu_B$ 和 $\Delta-\Delta\nu_B$, 其中, $\Delta\nu_B$ 为内腔双折射引入的频差, $\Delta-\Delta\nu_B$ 为分裂模式与相邻下一级次的正交模式拍频所得.

结合 (2) 式可以得出:

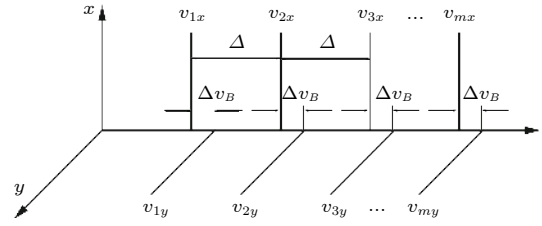


图 4 谐振腔激光模式结构图

Fig. 4. Mode structure diagram of resonant cavity.

$$\frac{\Delta\nu_B}{\Delta} = \frac{\phi}{\lambda/2}, \quad (6)$$

其中 λ 为激光波长, $\phi = n_xL - n_yL$ 为在激光波长 λ 下的光程差. 根据图 3 所示的拍频信号, PMB1 和 PMB2 分别为 6.38 与 35.59 MHz, 但 $\Delta\nu_B$ 和 $\Delta-\Delta\nu_B$ 对应的拍频信号还需下面的实验进一步确定. 调节偏振片, 直至完全消去拍频信号, 此时偏振片角度为激光腔中等效双折射的快轴方位角 ψ .

3.2 半外腔光纤激光器双折射叠加模型

本文通过圆形光学玻璃应力加载为腔内引入新的双折射. 由材料力学可知, 中心处的应力表示为

$$\sigma = \frac{8}{\pi dD}F, \quad (7)$$

其中 σ 为中心处主应力, d 为玻璃厚度, D 为玻璃直径. 通过有限元分析法对圆形光学玻璃的应力分布进行仿真建模. 镜片应力大小与主应力方向有限元分析结果如图 5 所示, 分析表明中心部分主应力方向沿受力方向, 大小与加力成正比, 与 (7) 式对应.

将加载应力的光学玻璃放置在激光器的谐振腔中, 使用微分头推动力传感器应力进行逐级加载以改变内腔中的双折射, 加载过程中拍频 PMB2 如图 6(a) 所示. 在加力过程中, PMB2 的数值单调递增, 表明该频率分量为应力双折射所致的频率分裂 $\Delta\nu_B$, 而 $\Delta-\Delta\nu_B$ 对应的 PMB1 单调递减, 与前文分析结果一致. 加载力从 0 N 以 2.5 N 为步长均匀增大到 20 N, PMB2 拍频信号从 35.59 MHz 增大到 35.77 MHz. 图 6(b) 给出了 PMB2 拍频与加载力的关系.

光纤的各向异性腔可以等效为一个双折射元件, 其相位延迟为 ϕ , 光轴的方位角为 ψ ; Jones 矩阵可以表示为

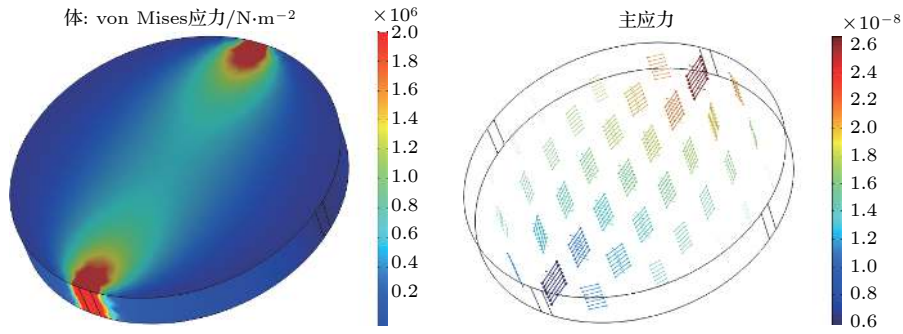


图 5 镜片主应力大小与方向有限元仿真

Fig. 5. Finite element simulation of the main stress of the lens.

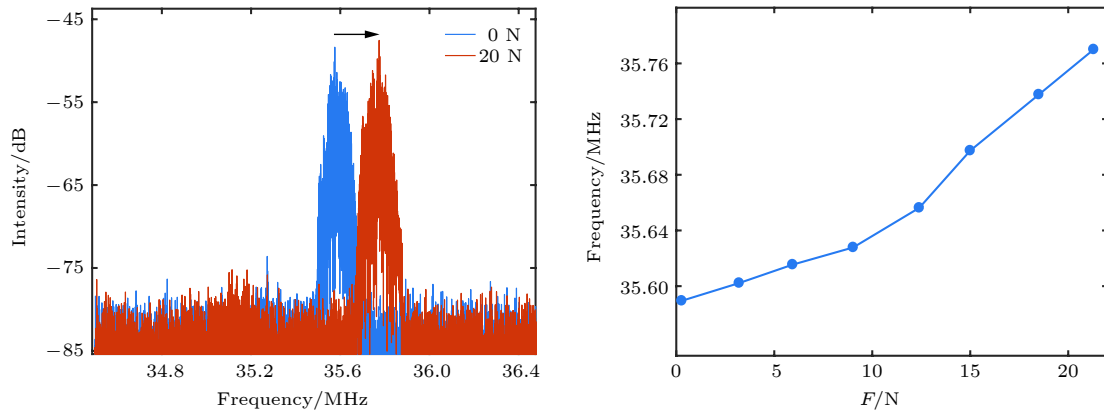


图 6 (a) 加载中 PMB2 拍频信号频谱变化; (b) PMB2 拍频信号与加载力关系

Fig. 6. (a) Frequency spectrum change of PMB2 in loading; (b) relationship of the PMB2 and the force.

$$\mathbf{V}(\phi, \psi) = \begin{bmatrix} \cos^2\psi e^{i\phi/2} + \sin^2\psi e^{-i\phi/2} & j \sin 2\psi \sin(\phi/2) \\ j \sin 2\psi \sin(\phi/2) & \cos^2\psi e^{-i\phi/2} + \sin^2\psi e^{i\phi/2} \end{bmatrix}, \quad (8)$$

依照激光自洽条件, 激光本征模的复振幅满足方程:

$$\mathbf{E} = e^{-j2kL} \mathbf{V}(\phi, \psi) \mathbf{V}(\phi, \psi) \mathbf{E}, \quad (9)$$

其中, \mathbf{E} 为谐振腔某端的电场矢量; L 为谐振腔物理腔长, k 为光波矢. 当光学玻璃被加入腔内时, 其双折射叠加如图 7 所示.

内腔中的光学玻璃相位延迟为 ϕ' , 方位角为 ψ' , 当两者平行、且光轴夹角成 θ 角度放置时, “等效双折射”的 Jones 矩阵为 $\mathbf{V}(\phi, \psi)$, 其中 ϕ 为等效双折射元件相位延迟量, ψ 为等效双折射元件快轴方位角. 通过 Jones 矩阵, 可以得到双折射矢量叠加模型, 其位相差和快轴方位角满足:

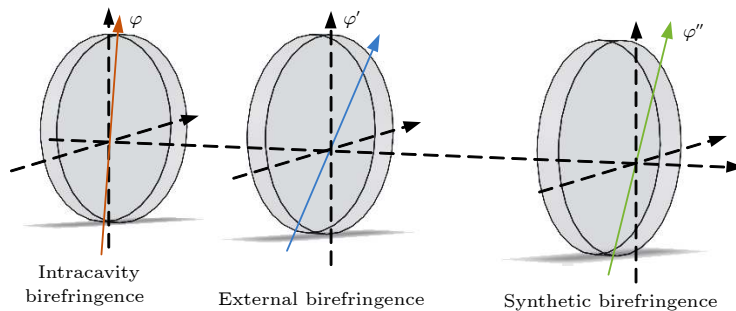


图 7 双折射叠加图

Fig. 7. Diagram of birefringence superposition.

$$\cos \phi' = \cos \phi \cos \phi'' - \sin \phi \sin \phi'' \cos [2(\psi - \psi'')] , \quad (10)$$

$$\tan \psi' = \frac{\sin(\phi/2) \sin(\phi''/2) \sin[2(\psi - \psi'')] }{\cos(\phi/2) \cos(\phi''/2) - \sin(\phi/2) \sin(\phi''/2) \cos[2(\psi - \psi'')] } ; \quad (11)$$

固定内腔双折射与夹角, 随两等效双折射元件快轴夹角变化, 不同应力情况下的合成相位延迟如图 8 所示.

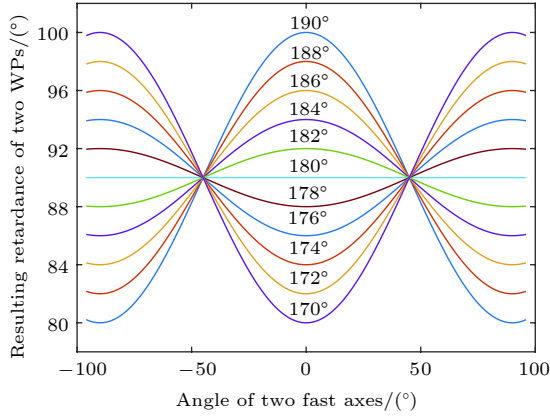


图 8 合成相位延迟随快轴夹角变化

Fig. 8. Variation of the phase delay with the fast axis angle.

应力加载过程中, 光学玻璃中应力双折射的方向平行于施力方向, 且与空腔双折射轴保持 $\psi-\psi''$ 的夹角, 两者遵循双折射矢量叠加模型. 根据频率分裂量的变化, 得到等效双折射致内腔光程差 ϕ , 变化范围为 679.18—682.62 nm. 每级加载中, 调节偏振片, 直至完全消去拍频信号, 此时偏振片角度为该加载力下的等效双折射快轴方位角 ψ' . 将每级的 ϕ' 与 ψ' 代入 (10) 式与 (11) 式, 可以得到待测玻璃被逐级加载后, 产生的应力双折射引起的光程差 ϕ'' 与快轴方位角 ψ'' 如图 9 所示. 在加载过程中, 光程差 ϕ'' 保持单调, 且方位角 ψ'' 变化小于 5° , 与实际相符.

将被测样品置于激光器谐振腔内, 并对其进行加载至 12.6 N. 每隔 10 min 通过高速示波器对频率分裂量进行读取, 连续测量 25 次后对系统重复性进行评估, 如图 10 所示. 实验证明, 本系统单点重复性优于 0.0459 MHz.

对谐振腔中的被测样品进行重复逐级加载, 并在加载过程中记录对应的 PMB2 拍频信号及双折射快轴方位角变化. 将其代入双折射矢量叠加模型, 即 (10) 式和 (11) 式中, 得到应力双折射引起光程差的重复加载实验结果. 进行 5 次重复性实验, 结果如图 11 所示. 待测样品在卸载后依然具

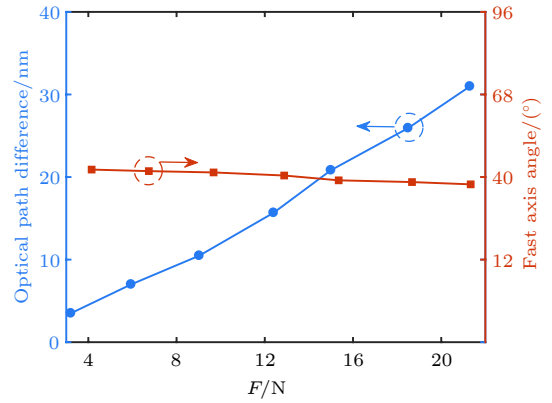


图 9 玻璃应力双折射参数与加载力关系

Fig. 9. Relationship of the birefringence parameters of glass stress and the force.

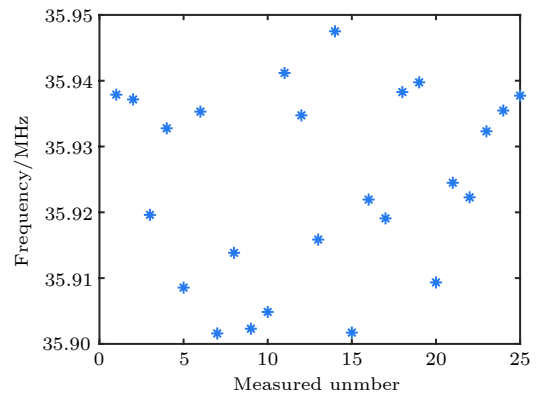


图 10 单次测量重复性

Fig. 10. Repeatability of single measurement.

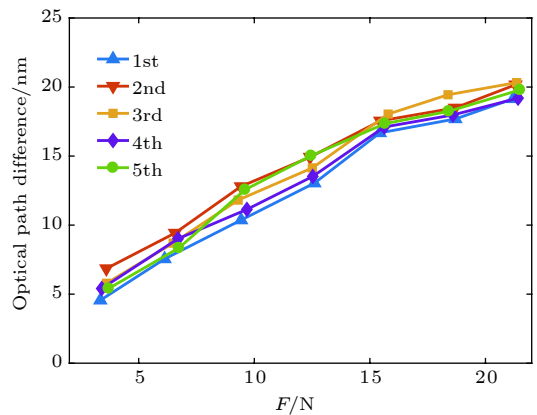


图 11 应力双折射重复性实验

Fig. 11. Repeatability experiment of birefringence of glass stress.

有残余应力, 因此下次加载时的实验结果不能与前一次完全重合.

玻璃中心处的应力可由 (7) 式求出, 图 12 给出了被测玻璃应力双折射光程差 ϕ' 与应力的关系拟合. 通过线性拟合, 获得应力-光程差方程为 $\Delta\sigma = 22060\phi'' + 53590$, 其线性度为 99.44%. 该公式的主要误差来源是被测样品的非对正误差, 为避免未镀膜的被测样品表面反射的光在激光谐振内形成子腔干扰激光的输出, 最直接的方法是令子腔失谐. 然而倾斜的被测样品与实际相位延迟有偏差, 需要首先对倾斜一定角度后波片厚度和折射率变化进行分析, 得到对相位延迟产生的偏差对测试结果进行补偿, 因此被测样品与激光轴线倾斜成一个小角度 θ . 根据 θ 所绕旋转轴的不同, 这种非对正误差可分为两种: 旋转轴平行于快轴, 或者平行于

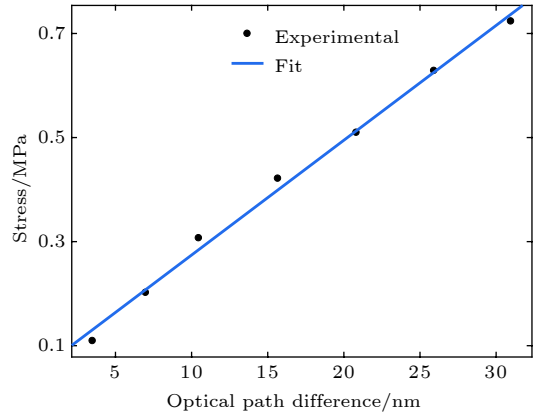


图 12 玻璃应力-光程差拟合

Fig. 12. Fitting of glass stress and optical path difference.

慢轴. 上述两种情况下样品倾斜后其相位延迟与对正时的相位延迟的差表示为

$$\Delta\Delta = \frac{2\pi d}{\lambda} \left[\left(\frac{n_2}{\cos\theta_e} - \frac{n_1}{\cos\theta_o} \right) + (\tan\theta_o - \tan\theta_e) \sin\theta - (n_o - n_e) \right], \quad (12)$$

其中 d 是样品厚度, λ 是测量波长, n_o 和 n_e 是波长为 λ 时 o 光和 e 光的折射率, θ_o 和 θ_e 是波片旋转后 o 光和 e 光进入波片后的折射角.

样品沿快慢轴旋转后, n_1 和 n_2 变化可表示为:

$$n'_o = n_o, n'_s = n_s \quad (\text{沿慢轴}),$$

$$n'_o = n_o, n'_s = \sqrt{\frac{n_o^2 n_s^2 + (n_o^2 - n_s^2) \sin^2\theta}{n_o^2}} \quad (\text{沿快轴}). \quad (13)$$

系统中的被测样品表面距离光纤准直镜的距离约为 35 mm, 光束直径约 2 mm, 则被测样品倾斜的角度约为 $\arctan(2/35) = 3.27^\circ$ 时, 反射光刚好不能通过光纤准直镜回到光纤腔内, 是被测样品倾斜的最小度数, 根据 (12) 式和 (13) 式的计算结果, 入射角为 3.27° 对于厚度为 3 mm 的样品, 引起的相位延迟变化约为 7.33 nm. 此时, 应力-光程差方程 $\Delta\sigma = 22060\phi'' + 53590$ 应被补偿修正为 $\Delta\sigma = 22060(\phi' + \Delta\phi) + 53590$, 即 $\Delta\sigma = 22060\phi' + 215289.8$.

由应力-光学定律知, 当偏振模式垂直透射一个受载荷的平面模型时, 沿着模型的一点的两个主应力 σ_1 和 σ_2 的方向分解成两束速度不同的平面偏振光, 它们通过模型后, 产生一个相对光程差 ϕ . 实验表明, 模型的主应力和与光程差 ϕ 之间的关系如下:

$$\Delta\sigma = \frac{\phi}{d(c_1 - c_2)}, \quad (14)$$

其中 d 为光弹性模型的厚度; $(c_1 - c_2)$ 为应力光学常数. 此时, 在 1556 nm 应力光学常数为 $1.51 \times 10^{-5} \text{ mm}^2/\text{N}$.

4 结 论

本文设计了一种基于 1556 nm 光纤激光器频率分裂效应的应力测量系统. 研究了半外腔频率分裂光纤激光器的输出特征, 分别在空腔和腔内加载应力的情况下对谐振腔内偏振模式拍频信号进行测量, 从理论上分析了空腔频率分裂光纤激光器原理以及双折射叠加模型. 获得了加载力的大小、方向与等效双折射频率分裂之间的关系. 实验结果表明在普通单模线型谐振腔中, 存在应力双折射. 通过待测 K9 玻璃的逐级加载到 20 N, 获得该仪器对应 K9 玻璃的应力-光程差方程, 该方程表明对于 K9 玻璃该仪器的灵敏度为 22060 Pa/nm, 线性度为 99.44%, 该工作对于精确测量光学玻璃的内应力及标定光弹系数具有重要意义.

参考文献

- [1] Findlay S J, Harrison N D 2002 *Mater. Today* 5 18
- [2] Tomozawa M, Lezzi P J, Hepburn R W J 2012 *J. Non-Cryst. Solids* 358 2650

- [3] Guo P, Gao Q, Jia H U 2000 *Opt. Pre. Eng.* 1
- [4] Zhu K Y, Guo B, Lu Y T, Zhang S, Tan Y D 2017 *Optica* **4** 729
- [5] Jeong B H, Park J H 2018 *U.S. Patent* US10006982B2
- [6] Norrby S J 2006 *J. Cataract Refract Surg* **32** 545
- [7] Montalto L, Paone N, Rinaldi D 2015 *Opt. Eng.* **54** 081210-1/9
- [8] Vourna P, Hervochoes C, Vrana M 2015 *IEEE Trans. Magn.* **51** 1
- [9] Okoro C, Levine L E, Xu R 2014 *IEEE Trans. Electron. Dev.* **61** 2473
- [10] Reul A, Lauhoff C, Krooß P 2018 *Shape Memory & Superelasticity* 1
- [11] Yang X, Cheng Y, Zhu Z 2018 *Electric Welding Machine* 323
- [12] Nagib N N, Bahrawi M S, Ismail L Z 2015 *Opt. Laser Technol.* **69** 77
- [13] Mori A, Tomita R 2015 *Instrum Sci. Technol.* **43** 379
- [14] Liu W, Liu M, Zhang S 2008 *Appl. Opt.* **47** 5562
- [15] Xu Z, Luo Y, Sun Q 2019 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **PP** 1
- [16] Lü Z G, Yang Z, Li F, Li Q L, Wang Y S, Yang X J 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 184205 (in Chinese) [吕志国, 杨直, 李峰, 李强龙, 王屹山, 杨小君 2018 *物理学报* **67** 184205]
- [17] Wang X J, Xiao Q R, Yan P, Chen X, Li D, Du C, Mo Q, Yi Y Q, Pan R, Gong M L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 164204 (in Chinese) [王雪娇, 肖起榕, 闫平, 陈霄, 李丹, 杜成, 莫琦, 衣永青, 潘蓉, 巩马理 2015 *物理学报* **64** 164204]
- [18] Wang J J, Zhang L, Zhou J, Si L, Chen J B, Feng Y C 2012 *Opt. Lett.* 10
- [19] Hang Y S, Xiao Q R, Li D, Wang Z H, Wang X J, Yan P, Gong M L 2018 *Chin. Phys. B* **27** 044201

Stress measurement based on 1556 nm fiber laser frequency splitting effect*

Chen Kai¹⁾²⁾ Zhu Lian-Qing^{2)1)†} Niu Hai-Sha²⁾ Meng Kuo²⁾
Dong Ming-Li²⁾

1) (*School of Instrument Science and Opto-electronics Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, China*)

2) (*Beijing Engineering Research Center of Optoelectronic Information and Instruments, Beijing Key Laboratory for Optoelectronics Measurement Technology, Beijing Information Science and Technology University, Beijing 100016, China*)

(Received 11 December 2018; revised manuscript received 18 March 2019)

Abstract

When the optical component works in a complicated working environment such as a large temperature difference or a multi-modal state, internal stress accumulation is likely to occur, which affects the overall performance of the optical system. The stress-optical constant of optical component in the infrared range is one of the concerns of many optical systems. In this paper, a method of measuring the internal stress-induced birefringence of optical glass based on the frequency splitting effect of 1556.16 nm erbium-doped fiber laser is proposed. The planar dielectric lenticular and fiber Bragg grating (FBG) are selected to form a linear semi-open resonator by using an erbium-doped fiber as a gain medium, and a 976 nm semiconductor laser (LD) with a single-mode pigtail output for pumping. At the pump power of 200 mW, a laser output with a spectral center wavelength of 1556.16 nm, a spectral 3-dB bandwidth of 0.018 nm, and a longitudinal mode spacing of 40.77 MHz is obtained. The birefringence and its fast axis introduced into the cavity by the fiber itself are analyzed. The force sensing structure of the optical glass to be tested is placed in the cavity, and the frequency splitting of the laser after the stress loading on the optical glass in the cavity is compared with the scenario in the empty cavity, and the bifurcation and cavity birefringence caused by the external load are obtained by combining the Jones matrix transfer equation. The load on the optical glass is gradually increased from 0 to 20 N. In the stress loading process, the direction of the stress birefringence in the optical glass is parallel to the direction of the applied force. The frequency splitting of the inner cavity increases from 35.59 MHz to 35.77 MHz, which corresponds to a 679.18 nm—682.62 nm optical path difference of the cavity. The correspondence between stress and frequency splitting is understood according to the birefringence superposition model and frequency splitting, and the result can be traced back to the basic physical quantity-wavelength. Continuous loading of the optical glass results in a system with measurement repeatability better than 0.0459 MHz. The experiment is designed to avoid the uncorrected systematic error of the system induced by the sub-cavity effect. The non-aligned error equation is obtained, and the error is calibrated. The experimental results show that the sensitivity of the instrument for K9 glass is 22060 Pa/nm and the linearity is 99.44%. The method has no damage to the surface of the optical structure, nor occlusion nor influence of its normal in-service work. It is of significance for optical lens, structural measurement and error correction, and can be widely used for accurately measuring the birefringence of optical components in the infrared band.

Keywords: fiber laser, frequency splitting, stress measurement

PACS: 42.25.Ja, 42.25.Lc, 42.55.Wd

DOI: 10.7498/aps.68.20182171

* Project supported by the Program for Changjiang Scholars and Innovative Research Team in University of Ministry of Education of China (Grant No. IRT_16R07), the Young Scientists Fund of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61805017), and the Natural Science Foundation of Beijing, China (Grant No. 4184087).

† Corresponding author. E-mail: zhulianqing@sina.com