

CO₂ 激光写入长周期光纤光栅的 折变理论及实验研究^{*}

朱 涛^{1)2)†} 史翠华¹⁾ 饶云江¹⁾²⁾ 郑建成³⁾¹⁾²⁾

1) (重庆大学光电工程学院光电技术及系统教育部重点实验室, 重庆 400044)

2) (电子科技大学通信与信息工程学院宽带光纤传输及通信网络技术教育部重点实验室, 四川 610054)

3) (香港城市大学电子工程系, 香港)

(2008 年 12 月 5 日收到 2009 年 1 月 4 日收到修改稿)

理论分析了利用高频 CO₂ 激光脉冲在不同类型光纤中写入长周期光纤光栅(LPFG)时光纤包层和纤芯发生折射率改变的机理和计算方法. 结果表明, 残余应力释放、快速固化、光纤致密化和熔融变形是高频 CO₂ 激光能成栅的主要原因, 但采用不同的写入方法、不同的激光写入能量在不同的光纤类型上制作光栅时各种机理的重要性不同. 利用长周期光纤光栅对构成的 M-Z 干涉仪实验测量了高频 CO₂ 激光以不同辐射能量在光纤不同作用位置所引起的光纤纤芯或包层的折射率平均变化量, 并通过实际制作光栅的过程来初步验证光纤折射率的变化情况. CO₂ 激光与光纤相互作用机理的分析和实验研究为利用这种方法制作折变型全光纤器件提供了实验制作的基础和完善工艺的方法.

关键词: 光纤器件, 长周期光纤光栅, CO₂ 激光脉冲, 折变

PACC: 4281C, 4280F, 4281P

1. 引 言

随着光纤通信系统和光纤传感系统的大规模应用, 各种各样的光学器件得到了迅猛发展. 其中, 通过局部改变光纤材料折射率来形成光纤器件的方法格外引人注目, 比如写入布拉格光纤光栅(FBG)和长周期光纤光栅(LPFG)的方法. 布拉格光纤光栅主要是通过紫外光在光敏性光纤中曝光而使得光纤纤芯折射率发生周期性变化, 折变机理是光纤材料本身具有的光敏性^[1], 现已被广泛应用在光纤通信和传感领域的方方面面. 最早写出的 LPFG 其折变机理与 FBG 一样^[2], 只是折变的周期扩展到了数十至数百微米, 现已被用作带阻滤波器、增益均衡器, 以及多种光纤传感器等. 近年来, 人们又相继报道了几种制作 LPFG 的方法, 比如化学腐蚀法^[3]、机械 V 形槽法^[4]、电弧法^[5]、低频 CO₂ 激光法^[6], 以及本课题组报道的高频 CO₂ 激光脉冲写入法^[7]等, 这些方法

的折变机理有所不同, 但目的都是使光纤包层或纤芯的折射率发生周期性变化. 人们对紫外光写入光栅的成栅机理进行了深入研究^[8], 但对其他写入方法写入 LPFG 的折变过程和折变机理却研究不多. 本文将从理论上分析 CO₂ 激光脉冲与不同光纤类型的作用机理, 随后利用长周期光纤光栅对构成的 M-Z 干涉仪实验测量高频 CO₂ 激光以不同辐射能量在光纤不同作用位置作用时所引起光纤纤芯或包层的折射率平均变化量, 最后通过制作光栅的过程来初步验证光纤折射率的变化情况. 本文的研究结果对利用 CO₂ 激光制作全光纤型器件具有重要的科学和实验意义.

2. 光纤折变机理分析

现在常用光纤大部分都以玻璃材料作为基底, 并采用不同掺杂量的掺杂物来控制纤芯或包层的折

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 50807019), 重庆市自然科学基金(批准号: CSTC2008BB2165), 教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-08-0602)和重庆大学优秀骨干教师基金资助的课题.

[†] E-mail: zhutao@cqu.edu.cn

射率大小和分布从而构成不同种类的石英光纤系列. 图 1 为对光学玻璃进行热处理时玻璃折射率 n 、密度和冷却温度的变化关系^[9]. 图中左右纵坐标轴的箭头方向表示该物理量变大的方向, 温度 T_T 是过冷液体从液态转化为固态的转变温度. 光学玻璃在熔融状态下变成固态的过程会因降温速度和温度大小不同而导致固化后的体积、密度、光学折射率等不同.

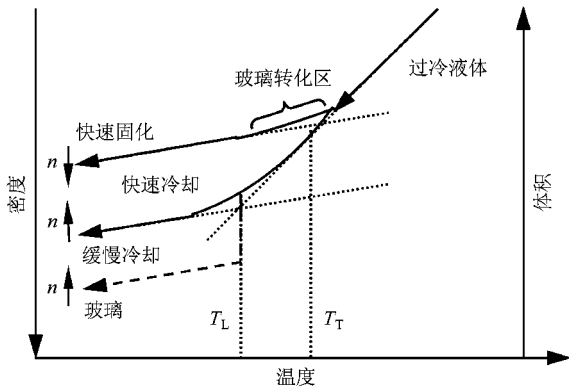


图 1 在不同的加热和冷却条件下光学玻璃密度、体积与温度的变化关系

光纤在拉制过程中一般在转化温度 T_T 时就经快速固化而冻结下来, 由图 1 中快速固化曲线可知将光纤加热到转化温度 T_T 以上再快速固化可以有效降低光纤的折射率, 这种方法形成的折变具有高达 900 °C 的温度稳定性^[10]. 将拉制出的光纤放在远低于 T_T 的温度环境中快速冷却时, 光纤体积会减小, 密度会变大, 所以光纤包层和纤芯的折射率会变大, 由图 1 中快速冷却曲线可知将光纤加热到某个低于转化温度 T_T 的温度 T_L 再快速冷却可以有效增加光纤的折射率.

另外, 光纤在拉制过程中总存在一个牵引力 F , 相比其他方向的变形, 光纤轴线方向的变形要大得多, 因此可认为机械应力仅发生在轴向. 由于光纤是经过快速固化和快速冷却而形成, 不会立即消失的牵引力 F 将使浓度不均匀形成的应力状态以及拉力引起的局部浓度变化形成的应力状态固定下来从而形成残余应力^[11], 该应力主要分为热应力和机械应力. 热应力因为光纤纤芯和包层热膨胀系数不一样而产生, 它跟光纤的拉制条件无关, 大小一般与预制棒中的热应力一致. 机械应力的产生主要是因为光纤纤芯和包层的黏弹性质, 以及杨氏模量的不同而产生, 机械应力的大小跟光纤拉制时的拉力成正

比. 利用预制棒拉制光纤时, 拉力和应力之间的关系为^[12]

$$F = 3\xi_{co}A_{co}\frac{\partial\nu}{\partial z}\left(1 + \frac{\xi_{cl}A_{cl}}{\xi_{co}A_{co}}\right), \quad (1)$$

式中, ξ 表示黏度系数, A 表示横截面积, 下标 co 和 cl 分别表示纤芯和包层. ν 表示拉动预制棒的速度, z 表示光纤轴线距离. 当光纤预制棒在转化温度并且直径达到需要值时, 根据应力的定义可知纤芯中的应力大小为

$$\sigma_{co} = \frac{F}{A_{co}}\left(1 + \frac{\xi_{cl}A_{cl}}{\xi_{co}A_{co}}\right)^{-1}. \quad (2)$$

不同类型光纤对应的转化温度大小主要取决于光纤纤芯和包层材料, 比如纤芯掺 GeO₂ 而包层不掺杂的光纤, 它的纤芯转化温度 T_T^{co} 小于包层的转化温度 T_T^{cl} , 即 $T_T^{co} < T_T^{cl}$ 且 $\xi_{co} < \xi_{cl}$, 表明这种光纤拉力主要由光纤包层产生, 由 (2) 式可知 $\xi_{cl}A_{cl}/\xi_{co}A_{co} \gg 1$, 所以纤芯的应力很小, 当光纤拉制力撤销后光纤纤芯是压应力而包层是拉应力. 相反对于纤芯为纯 SiO₂ 而包层掺 F 的光纤, 它的纤芯转化温度 T_T^{co} 大于包层的转化温度 T_T^{cl} , 即 $T_T^{co} > T_T^{cl}$ 且 $\xi_{co} > \xi_{cl}$, 由 (2) 式可知这种光纤纤芯的应力比较大, 当光纤拉制力撤销后光纤纤芯是拉应力而包层是压应力. 拉制的光纤在冷却后部分应力会释放, 依然残留在光纤纤芯中的残余应力 $\sigma_{co}^{residual}$ 可通过下式计算^[13]:

$$\sigma_{co}^{residual} = \frac{A_{cl}E_{cl}}{A_{co}E_{co} + A_{cl}E_{cl}}\frac{F}{A_{co}}\left(1 + \frac{\xi_{cl}A_{cl}}{\xi_{co}A_{co}}\right)^{-1} + \sigma_T, \quad (3)$$

式中, E 表示杨氏模量, 大小 $E = 76 \times 10^9$ Pa, σ_T 表示热应力大小, 对于包层为 F-SiO₂ 的光纤, F 的浓度越大, 其热膨胀系数就会越小, 因此可通过控制 F 的浓度来控制 σ_T 的相对大小. 在纯 SiO₂ 作纤芯, F-SiO₂ 作包层的单模光纤中, σ_T 的大小约为 MPa 数量级^[13]. 根据光弹效应, 应力和折射率之间的关系为^[14]

$$\begin{aligned} \Delta n_r &= C_a\sigma_r + C_b(\sigma_\theta + \sigma_z), \\ \Delta n_\theta &= C_a\sigma_\theta + C_b(\sigma_z + \sigma_r), \\ \Delta n_z &= C_a\sigma_z + C_b(\sigma_r + \sigma_\theta), \end{aligned} \quad (4)$$

C_a 和 C_b 为 SiO₂ 的光弹系数, Δn_r , Δn_θ 和 Δn_z 分别表示折射率在径向、周向以及轴向的变化量, σ_r , σ_θ 和 σ_z 分别为纤芯中径向、周向以及轴向的应力大小. 在光传输中径向折射率是最重要的, 光纤径向的折射率 n_r 可表示成 SiO₂ 的折射率 $n_r^{SiO_2}$ 和径向折

率的变化 Δn_r 之和,考虑到纤芯中 $\sigma_z \approx \sigma_{co}^{residual} (\gg \sigma_r, \sigma_\theta)$, 所以 n_r 可表示成

$$\begin{aligned} n_r &= n_r^{SiO_2} + \Delta n_r \approx n_r^{SiO_2} + C_b \sigma_{co}^{residual} \\ &\approx n_r^{SiO_2} + C_b \left[\frac{A_{cl} E_{cl}}{A_{co} E_{co} + A_{cl} E_{cl}} \frac{F}{A_{co}} \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + \frac{\xi_{cl} A_{cl}}{\xi_{co} A_{co}} \right)^{-1} + \sigma_T \right]. \end{aligned} \quad (5)$$

对于 SiO_2 材料,光弹系数 $C_b = -4.2 \times 10^{-12} \text{ Pa}^{-1}$ [15]. 因为压应力时 $\sigma_{co}^{residual}$ 的符号为负,拉应力时 $\sigma_{co}^{residual}$ 的符号为正,所以增加压应力 Δn_r 会增大,增加拉应力 Δn_r 则会减小. 对于纤芯为纯 SiO_2 的成品单模光纤,如果采用 CO_2 激光辐射光纤将会释放光纤的部分残余应力,由(5)式可知纤芯的 n_r 会增大. 但是对于纤芯掺 GeO_2 的单模光纤,包层中残余应力主要为拉应力,而纤芯主要为压应力,因此当用 CO_2 激光辐射这类型的光纤时,纤芯压应力的释放将使 n_r 减小,而包层拉应力的释放将使折射率增大. 通过测量可以知道 SiO_2, B_2O_3, GeO_2 以及 F 的黏度系数相对大小为 $\eta_{SiO_2} > \eta_{GeO_2} > \eta_F > \eta_{B_2O_3}$ [16], 这表明可通过掺杂来增加或减小光纤层之间的黏度差异,从而改变光纤各层间的黏度系数和转化温度,这样可使相应光纤层在光纤拉力撤销后能得到拉应力或压应力. 所以基于光弹效应,残留的拉应力或压应力将使光纤材料折射率减小或增大,那么,残留拉应力或压应力的释放则会使光纤材料折射率增大或减小.

3. CO_2 激光辐射光纤时的能量分布

高频 CO_2 激光器的脉冲频率为 5 kHz, 通过控制脉宽 T_w 就可控制输出激光的功率 (功率可控范围为 0—10 W), 添加衰减倍率为 5 倍的衰减器后使激光器工作在 2.5 W 状态, 此时与光纤作用的激光功率为 $P_{CO_2} = 0.5 \text{ W}$, 则激光能量密度约为 2.5 J/mm^2 . 通过计算机程序控制 X 和 Y 两个摆镜偏转就可实现激光在二维平面的精确扫描. 图 2(a) 表示单侧扫描, 即激光在每个光栅周期的扫描深度都横跨了整个光纤直径 D_{SMF} ; 图 2(b) 表示边缘扫描, 即激光在每个光栅周期的扫描深度为 l ($l \leq D_{SMF}$). 当高频 CO_2 激光脉冲辐射光纤时, 激光在光纤的写入侧面会同时发生反射和透射, 由于纯硅玻璃在 $10.6 \mu\text{m}$ 波长附近有较强的吸收作用, 因此辐射光强将沿光纤径向逐渐衰减, 光纤吸收 CO_2 激光能量后将转化

为热能, 这将引起光纤横截面温度场的变化, 并且温度场强度从写入侧面沿光纤径向逐渐降低. 设激光传播常数的虚部为 β_j^i , CO_2 激光脉冲的模场衰减因子则可表示为 $\exp(-\beta_j^i z)$, 如果将横截面看作由 X, Y 坐标构成的平面, 则当 y 值固定时, 光功率 $P_j(x)$ 在 x 向将随 $\exp(-kn^i z)$ 而衰减, 那么光功率的衰减系数 α 则可表示为 $\alpha = 2\beta_j^i = 2kn^i$, 式中 $k = 2\pi/\lambda$. 假定激光脉冲初始光功率为 P_0 , 考虑到辐射侧面存在反射, 则透过光纤的激光功率为 $(1-R)P_0$, 由此可得到 CO_2 激光在光纤径向的功率衰减关系为 $P = P_0(1-R)\exp(-\alpha x)$, 式中 α 由材料性质和激光波长决定, 考虑到 CO_2 激光波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 和 SiO_2 复折射率为 $2.22 + j0.1$, 则可计算得到 $\alpha = 5.9275 \times 10^5$. 采用有限元分析方法分别针对单侧写入法和边缘写入法计算脉冲光功率在光纤横截面的分布特征. 对于单侧写入法其能量在光纤横截面的分布 X 方向对称性比较好, 但是能量在 Y 向呈非对称分布, 并且从顶点处往下逐渐降低 (图 3(a)), 纤芯得到的能量大约占到入射光的 0.1%. 对于边缘写入法, 激光与光纤作用时的能量在光纤横截面的分布非对称型更强, 能量分布最强位置在 B 点附近 (图 3(b)), 纤芯得到的能量更小, 不到 0.01% 的水平.

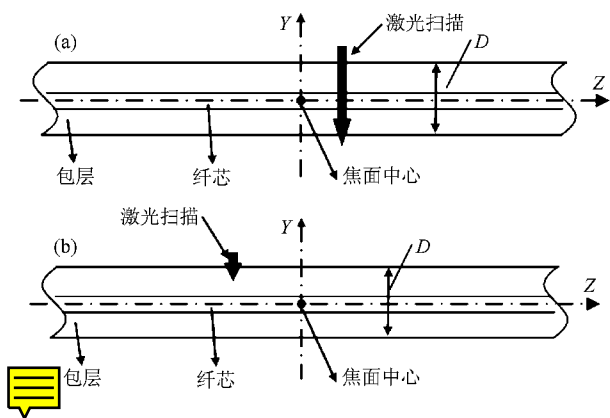


图 2 激光扫描光纤的图形 (a) 单侧写入法; (b) 单边缘写入法

利用高频 CO_2 激光脉冲写入光栅时, 光栅每个周期都是通过多点高能脉冲叠加形成, 前面已经计算出利用高频 CO_2 激光脉冲进行单侧和边缘写入时激光能量在光纤横截面的分布比例 (图 3) 和光纤单位面积接收的能量约为 2.5 J/mm^2 . 用高频 CO_2 激光脉冲在普通单模光纤中写出 LPFG, 一般需要重复扫描多次, 可见随着写入次数的增加, 光纤单位面积接收的能量还会增多, 但利用高频 CO_2 激光脉冲制

作 LPFG 所使用的激光能量密度远小于 Wiggeren 报道的 7 J/mm² 的能量^[17], 所以这种方法写入光栅时单点激光热作用过程的控制比低频 CO₂ 激光脉冲得多。

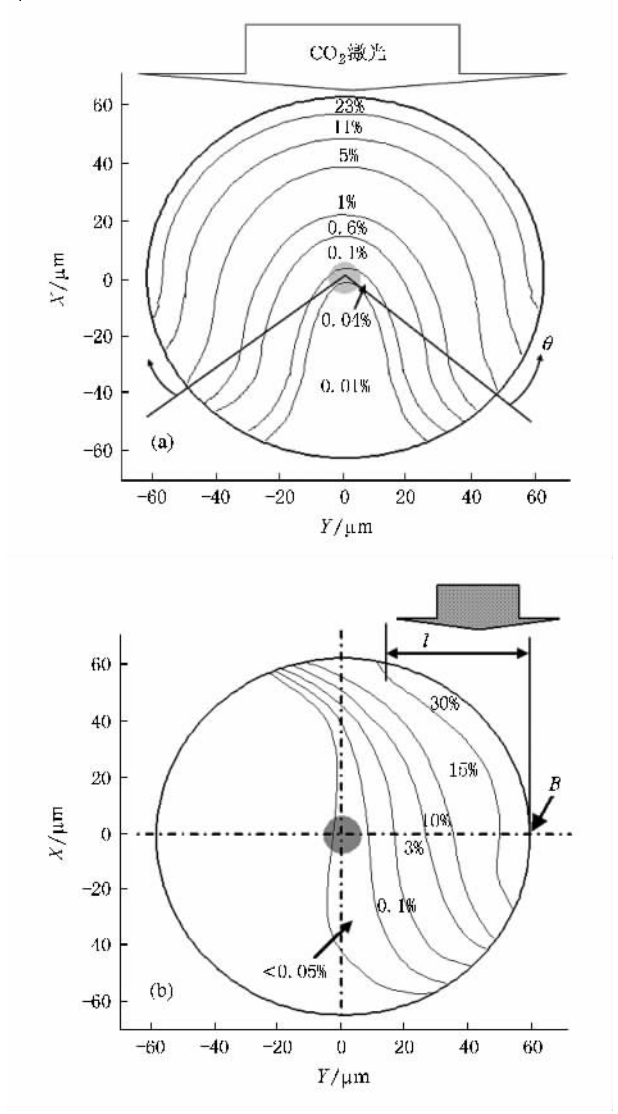


图3 高频 CO₂ 激光脉冲叠点写入时光纤横截面内的计算能量分布 (a) 单侧写入; (b) 边缘写入

4. 折射率变化实验测量

利用 LPFG 对可以构成 M-Z 干涉仪(结构如图 4 所示). 基本原理是第一支 LPFG 将部分输入光耦合进包层, 耦合进包层的光在第二支光栅处又返回光纤纤芯, 这样分别在光纤纤芯和包层中传输的光相遇就会发生 M-Z 干涉, 两束光光程差的变化主要是由于 LPFG 折射率变化或光纤长度变化带来的, 通过测量条纹的移动就可以估算 CO₂ 激光辐射光纤

带来的平均折射率变化.

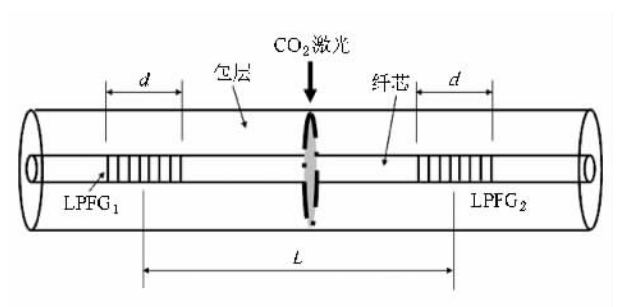


图4 利用 LPFG 光栅对构成的 M-Z 干涉仪测量平均折射率变化的原理图

由耦合理论可写出 CO₂ 激光辐射前光栅对的相对相位 λ_p ,

$$m\lambda_p = - (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl}, m, n}) L, \tag{6}$$

式中 m 为整数, $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ 和 $n_{\text{eff}}^{\text{cl}, m, n}$ 分别表示纤芯和包层的有效折射率. 在两只光栅之间利用 CO₂ 激光辐射光纤时, 加热作用可能导致光纤变长, 因此 (6) 式表示的相位项可重新写为

$$m(\lambda_p + \Delta\lambda) = - (\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co}} - \Delta n_{\text{eff}}^{\text{cl}, m, n}) W_{\text{eff}} - \Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}} \Delta L - (\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}} + \frac{d\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}}}{d\lambda}) L, \tag{7}$$

式中, λ_p 和 $\Delta\lambda_p$ 分别表示干涉条纹峰值波长及移动, $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co}}$, $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{cl}, m, n}$ 和 $\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}}$ 分别表示纤芯有效折射率变化、包层有效折射率变化、以及纤芯和包层有效折射率差的变化, W_{eff} 表示激光辐射光纤区域的有效长度(取决于激光焦斑直径和激光功率), L 表示两支光栅之间的距离, ΔL 表示由于激光辐射导致的光纤长度变化. 考虑到有效群折射率 $\Delta M = \Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}} - \lambda_p d\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}}/d\lambda$, 以及 M-Z 干涉条纹宽度 $S \approx \lambda_p^2/(\Delta M \cdot L)$ ^[18], 于是 (7) 式可改写如下:

$$\Delta n_{\text{eff}}^{\text{co}} W_{\text{eff}} + \Delta n_{\text{eff}}^{\text{co-cl}} \Delta L \approx \frac{\Delta\lambda \cdot \lambda_p}{S}. \tag{8}$$

(8) 式表示干涉条纹的移动取决于折射率变化和光纤延长, 而条纹移动 $\Delta\lambda_p/S$ 却与光栅之间的距离 L 和干涉峰值波长无关. 于是 CO₂ 激光辐射后的光纤折射率变化就取决于条纹移动、光纤延长以及模场在纤芯的限制因子 η ^[19].

$$\Delta n \approx \sim \left(\frac{\Delta\lambda \lambda_p}{S} - \Delta n_{\text{eff}} \Delta L \right) / (W_{\text{eff}} \eta). \tag{9}$$

这种测量方法的缺点是当纤芯和包层都发生折变时, M-Z 两个臂的光程差就会抵消部分. 因此这个结构测量的结果只是两个臂的折射率差, 存在一定的误差.

表 1 实验中采用的光纤类型及成分

实验对象	纤芯	包层
康宁 SMF-28	弱掺锗 + SiO ₂	SiO ₂ + 其他
Nufern GF1AA	硼锗共掺 + SiO ₂	纯 SiO ₂
低水峰光纤 SMF-28e	纯 SiO ₂	SiO ₂ + 其他

这里用长周期光纤光栅对构成的 M-Z 干涉仪实验测量了高频 CO₂ 激光以不同辐射能量针对表 1 所示三种光纤在不同作用位置所引起的光纤纤芯或包层的折射率平均变化量. M-Z 干涉测量装置中, LPFG 中心波长范围 1534—1536 nm, 谐振峰幅度范围 2.7—3 dB, 两支光栅之间的距离为 $L = 30\text{ cm}$. 图 5 和图 6 给出了不同状态下光纤平均折射率的变化情况, 由图中曲线的变化可知: 1) 通过选择光纤纤芯和包层的掺杂情况, 在低功率高频 CO₂ 激光脉冲作用下, 可以使得纤芯和包层折射率分别减小或增大, 折射率变化的数量级一般在 10^{-4} . 当用非常弱的激光能量 (比如 2.5 J/mm^2) 多次辐射硼锗共掺的光纤时也能形成 LPFG, 这是因为纤芯掺硼和锗会降低纤芯的转化温度, 从而通过缓慢冷却可增大纤芯的折射率, 而包层折射率几乎不发生变化, 这种方法形成的光栅与紫外写入的光栅很相似. 在高功率 CO₂ 激光脉冲作用下, 光纤纤芯主要是发生残余应力释放和光纤材料致密化, 但是包层折射率不仅会因为快速冷却发生材料致密化而增大折射率, 另一方面还会发生快速固化熔融变形、气化等使得折射率减小. 快速固化等机理引起包层局部折射率的变化数量级在 $10^{-5} - 10^{-2}$, 这是一个可控性很强的过程. 2) 高频 CO₂ 激光脉冲单侧写入时, 折射率的变化在光纤横截面呈现非对称分布 (从包层一直持续到纤芯). 而边缘写入法折变在光纤横截面也呈现一种非对称分布, 但只局限在包层一个小的方向角内, 纤芯折变非常小. 低能量写入时, 包层折变的数量级在 $10^{-5} - 10^{-4}$, 而功率更高时, 包层折变数量级可达 $10^{-3} - 10^{-2}$, 此时会引起纤芯折射率的变化, 其折变数量级大约为 $10^{-5} - 10^{-4}$. 3) 对于单侧写入法, 当作用功率达到 1.2 W 左右时, 光纤表面开始出现明显的熔融变形, 折射率变化开始加快, 大约到 1.6 W 时光纤就会被烧断, 测量数据到此为止. 而边缘写入法, 在作用功率达到 0.8 W 左右时, 就会出现熔融变形, 而到 1.3 W 左右时, 光纤就会出现凹槽, 图 5 和图 6 所测量的折射率变化反映了这个过程.

LPFG 谐振峰的演变可印证相应成栅机理在成

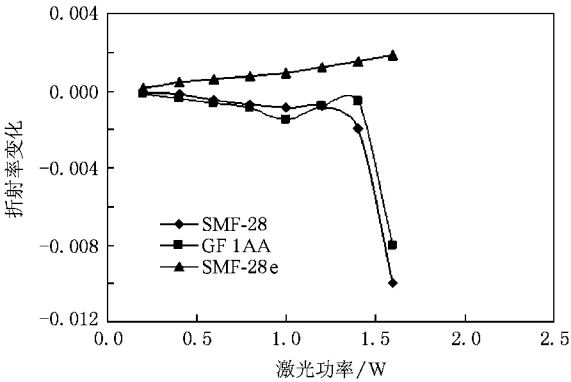


图 5 利用不同能量采用单侧写入法写入时光纤纤芯的折射率变化

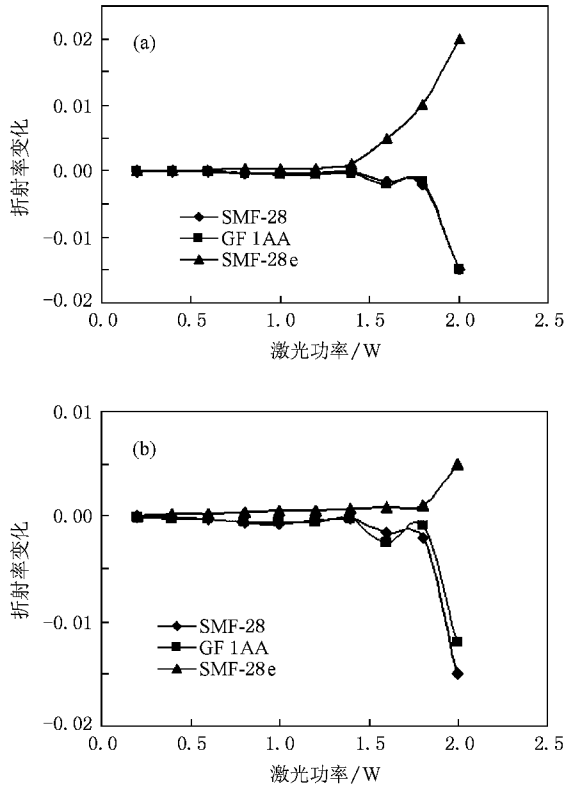


图 6 利用不同能量采用边缘写入时光纤纤芯的折射率变化
(a) $l = 15\text{ }\mu\text{m}$, (b) $l = 35\text{ }\mu\text{m}$

栅中的作用. 图 7 和图 8 为利用 5 J/mm^2 的激光能量密度分别在 SMF-28 (纤芯微掺锗)、Nufern GF1AA (纤芯硼锗共掺) 和 SMF-28e (纤芯为纯硅) 上制作 LPFG 的谐振波长和和谐振幅度随扫描周期的变化情况. 由图可见, 对于掺锗的两种光纤, 制作时谐振波长都向短波方向移动, 谐振峰幅度都是先增加后减小. 而对于纤芯为纯硅的单模光纤, 谐振波长却是向长波方向移动, 谐振峰幅度也是呈现先增加再减小的变化

过程,但幅度增加较慢.

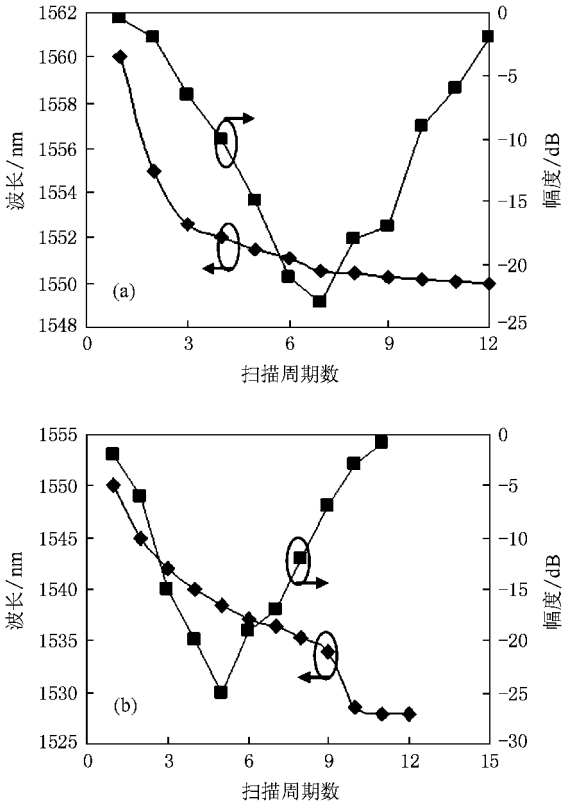


图 7 LPFG 谐振波长和幅度随扫描周期数的变化关系 (a) SMF-28 ; (b) Nufem GF1AA

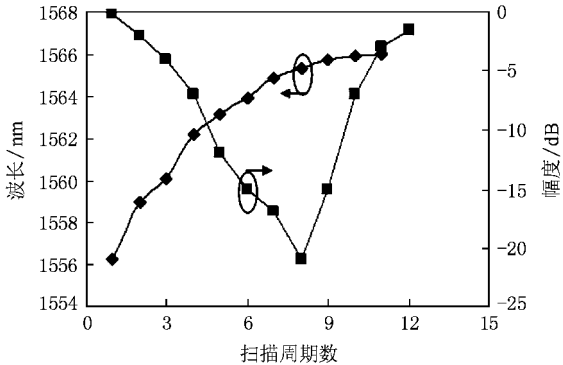


图 8 在 SMF-28e 光纤中制作 LPFG 谐振峰与扫描周期数的关系

LPFG 谐振波长 λ_{res} 的计算式为 $\lambda_{\text{res}} = (n_{\text{eff}}^{\text{co}} - n_{\text{eff}}^{\text{cl},\text{pk}}) \Delta$, 其中, $n_{\text{eff}}^{\text{co}}$ 和 $n_{\text{eff}}^{\text{cl},\text{pk}}$ 分别为光栅纤芯基模和某一阶次包层模的有效折射率, Δ 为光栅周期. 结合图 7 和图 8 的实验结果可得如下结论: 1) 对于纤芯

掺锗的两种光纤 (图 7), 开始时残余应力释放是主要原因, 因残余应力释放会导致纤芯折射率减小和包层折射率增加, 所以谐振波长向短波方向移动, 随后致密性要增大纤芯折射率, 因此谐振峰往短波方向移动的速度放缓, 最后几乎不发生变化. 2) 对于纤芯为纯硅的光纤 (图 8), 残余应力释放会导致纤芯折射率增大和包层折射率减小, 另一方面快速冷却导致的致密性还会使得纤芯和包层的折射率增加, 不过包层折射率的增加还须首先补偿残余应力释放导致的包层折射率减小, 所以对于这种光纤, 谐振波长都是向长波方向移动, 其谐振波长移动量可达数十纳米.

5. 结 论

本文从理论和初步实验两方面研究了高频 CO₂ 激光脉冲写入长周期光纤光栅的折变机理, 并初步探讨了残余应力释放、快速冷却、快速固化和熔融变形等几种机理在光栅制作过程中所起的作用, 结果表明: 1) 当写入光栅的激光能量比较低时, 单侧写入法和边缘写入法作用光纤时残余应力释放和光纤材料致密化都是主要原因, 而残余应力释放所带来的纤芯或包层折射率变化的大小和方向要取决于光纤的成分. 2) 当增大激光写入能量时: 单侧写入将使光纤表面温度大于转化温度而出现快速固化过程, 这时包层折射率减小, 而残余应力释放对纤芯和包层的影响同 1) 中的结论. 边缘写入法使激光主要作用在光纤包层, 从而在光纤包层将会同时发生快速固化、材料致密变化以及残余应力释放. 3) 当输入很强的激光能量时: 对于单侧写入法, 光纤材料会因为温度过高而气化, 最后光纤会断掉. 而对于边缘写入法, 只有与激光作用的小面积包层会气化, 因此会形成一个槽型结构, 而槽型结构的大小和形状可以通过改变激光与光纤的作用面积和方向来得到. 因此在很强的激光作用下, 单侧写入法不能形成光栅, 而边缘写入法会形成周期性缺槽结构而成栅, 这时的成栅机理是上述多种机理的综合作用. 总之, CO₂ 激光与光纤相互作用机理的分析和实验研究为利用这种方法制作全光纤型器件提供了实验基础和完善工艺的方法.

- [1] Hill K O, Fujii Y, Johnson D C 1978 *App. Phys. Lett.* **32** 647
- [2] Vengsarkar A M, Lemaire P J, Judkins J B, Bhatia V, Erdogan T, Spie J E 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 58
- [3] Lin C Y, Wang L A 1999 *Electron. Lett.* **35** 1872
- [4] Yokota M, Oka H, Yoshino T 2002 *OFS* **135**
- [5] Davis D D, Gaylord T K, Glytsis E N 1998 *Electron. Lett.* **34** 302
- [6] Hwang I K, H Y Seok, Byoung Y K 1999 *Opt. Lett.* **24** 1263
- [7] Zhu T, Rao Y J, Mo Q J, Wang J L 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 5287 (in Chinese) [朱 涛、饶云江、莫秋菊、王久玲 2007 *物理学报* **56** 5287]
- [8] Qiao X G, Jia Z A, Fu H W, Li M, Zhou H 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 494 (in Chinese) [乔学光、贾振安、傅海威、李 明、周 红 2004 *物理学报* **53** 494]
- [9] Izumitani T S 1986 *Optical Glass, American Institute of Physics*, New York, Chaps 1
- [10] Born M, Wolf E 1964 *Macmillan*, New York 704
- [11] Paek U C, Runk R B 1978 *J. Appl. Phys.* **49** 4417
- [12] Paek U C, Kurkjian C R 1975 *J. Am. Ceram. Soc.* **58** 330
- [13] Oyabe A, Takahashi H, Kosuge M, Setaka R, Morikawa T 1985 *Institute of Electro., Information and Communication Engineers*, Tokyo, 1
- [14] Primak W, Post 1959 *J. Appl. Phys.* **30** 779
- [15] Kim C S, Han Y, Lee B H, Han W T, Paek U C, Chung Y 2000 *Optics Communications* **185** 337
- [16] Miller S, Chynoweth A 1979 Academic Press, New York **189**
- [17] VanWiggeren G D, Gaylord T K, Davis D D, Anemogiannis E, Garrett B D, Braiwish M I, Glytsis E N 2000 *Electron. Lett.* **36** 1354
- [18] Lee B H, Nishii J 1999 *Appl. Opt.* **38** 3450
- [19] Erdogan T 1997 *J. of Lightwave Technol.* **15** 1277

Theory and experiment of refractive index change of long-period fiber grating induced by CO₂ laser pulses^{*}

Zhu Tao^{1)2)†} Shi Cui-Hua¹⁾ Rao Yun-Jiang^{1) 2)} Chiang Kin-Seng³⁾¹⁾²⁾

1) (Key Laboratory of Optoelectronic Technology and Systems (Education Ministry of China), Chongqing University, Chongqing 400044, China)

2) (Key Lab of Broadband Optical Fiber Transmission & Communication Networks Technologies (Education Ministry of China), University of Electronic Science & Technology of China, Chengdu, Sichuan 610054, China)

3) (Dept. of Electronic Engineering, City University, Hong Kong, China)

(Received 5 December 2008 ; revised manuscript received 4 January 2009)

Abstract

The mechanism of refractive index change of long period fiber gratings (LPFGs) induced by high frequency CO₂ laser pulses is investigated in theory and by experiment. It is found that the release of residual stress, rapid solidification, fiber densification and fusion distortion are discovered to be the main mechanisms of formation of this kind of gratings. The above four mechanisms play different roles when different fibers, different scanning methods and the different laser power were used in the process of LPFG fabrication. The average refractive index changes of the core and cladding were measured by using M-Z interferometer formed by LPFG pair in this paper, which provides the experimental basis for fabricating all-fiber devices.

Keywords: optical fiber components, long period fiber grating, CO₂ laser pulses, refractive index change

PACC: 4281C, 4280F, 4281P

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60807019), the Natural Science Foundation Project of CQ CSTC (Grant No. CSTC2008BB2165), the Program for New Century Excellent Talents in University (Grant No. NCET-08-0602) and the Innovation Ability Training Foundation of Chongqing University.

[†] E-mail: zhutao@cqu.edu.cn