

# CO<sub>2</sub> 激光写入旋转折变型长周期光纤光栅的 制作及理论分析\*

朱 涛<sup>1)†</sup> 宋 韵<sup>1)</sup> 饶云江<sup>1)‡</sup> 朱 永<sup>1)</sup>

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, 成都 610054)

(2008 年 11 月 13 日收到, 2008 年 11 月 26 日收到修改稿)

提出了一种光纤横截面折射率变化呈旋转非对称变化的长周期光纤光栅(R-LPFG)结构, 并利用多层圆波导理论和横截面折射率离散分析方法, 结合模式耦合方程组和数值求解方法理论分析了这种光栅的模式耦合特征. 理论分析表明 R-LPFG 纤芯基模主要与一阶非对称包层模发生耦合, 当光栅旋转度逐渐变大时, R-LPFG 基模会与一阶非对称包层模的奇模和偶模同时发生耦合, 这就会使原来单一的谐振峰逐渐分裂成双峰, 这是常规光栅类型所不具有的透射谱特征. 由于 R-LPFG 的双峰来自同一对耦合模式, 它们对温度的响应很相似, 因此可利用双峰间距来进行无需温度补偿的扭曲、应变等物理量的测量. 最后利用高频 CO<sub>2</sub> 激光脉冲写入法制作了这种光栅, 并实验研究了这类光栅的传输谱演变特征, 实验结果和理论分析一致. 可以预见, 这类光栅在光纤传感或通信中将具有较大的潜在应用价值.

关键词: 光纤传感, 光纤光栅, CO<sub>2</sub> 激光, 旋转折变

PACC: 4281W, 4281P

## 1. 引 言

基于光纤光栅的器件可以在光域里实现对光信号的处理, 由此可以构造不同光学特征的全光型通信或传感器件. 周期小于 1 μm 的布拉格光纤光栅是一种性能优良的反射式窄带滤波器或带阻滤波器, 现已被广泛应用在光纤通信和传感领域的方方面面<sup>[1, 2]</sup>. 周期长达数十到数百微米的长周期光纤光栅(LPFG)可以把芯区传输的基模能量耦合到不同阶次的包层模中从而造成与波长相关的传输损耗, 是一种良好的带阻滤波器件<sup>[3]</sup>. LPFG 具有制作简单、插入损耗小、无后向反射、体积小等优点, 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<sup>[4, 5]</sup>. 近年来人们对紫外写入的横截面折射率变化比较均匀的光栅结构研究比较深入, 相继提出了模式耦合理论<sup>[1-3, 6]</sup>、传输矩阵理论<sup>[7]</sup>等对其进行系统分析. 实际上, 由于光栅写入方法的不同经常会导致

光栅折射率在光纤横截面呈现非对称变化, 这种变化会极大地影响长周期光纤光栅纤芯基模和与之耦合的包层模阶次之间的关系, 比如 CO<sub>2</sub> 激光脉冲写入和电弧写入等方法制作的光栅<sup>[4, 5, 8-11]</sup>就属此类. 2003 年, Anemogiannis 等人提出可利用折射率离散的方法对这类光栅进行模式耦合分析<sup>[12]</sup>. 横截面折变分布非对称与横截面折变均匀分布的光纤光栅一起构成了光纤光栅的整个结构体系, 因此研究这种非均匀结构的光栅一方面可丰富光栅的理论和结构体系, 另一方面可提高光纤光栅在光纤通信与传感系统中的应用潜力和范围.

本文在横截面折变非均匀分布的结构基础上, 提出当光栅横截面折变沿光纤轴线发生周期转动后, 可在一定程度上克服边缘折变光栅的折变非对称性<sup>[13]</sup>, 从而使得光栅中的纤芯基模 LP<sub>01</sub> 将与非对称包层模(比如 LP<sub>11</sub> 等)的奇模和偶模同时发生耦合. 由于折变旋转会使得光栅中模式的传播常数发

\* 国家自然科学基金(批准号: 60707010 和 60807019)、重庆市自然科学基金(批准号: CSTC2008BB2165)、重庆大学骨干教师基金以及教育部新世纪优秀人才支持计划(批准号: NCET-08-0602)资助的课题.

† E-mail: zhutao@cqu.edu.cn

生改变,因此这种光栅将会出现与传统长周期光纤光栅不同的透射峰,继而使得这类光栅将具有独特的光学特性,比如克服温度交叉敏感等.本文在系统讨论了旋转折变型长周期光纤光栅(R-LPFG)的耦合理论后,利用高频CO<sub>2</sub>激光脉冲和旋转装置实现了这类光栅的制作,并实验研究了这类光栅的传输谱演变特征.R-LPFG的研究为光纤传感和通信领域提供了一类可供选择的新型全光纤型器件,也使光纤光栅结构体系得到了进一步拓展.

## 2. 旋转折变型 LPFG 理论分析

### 2.1. 模式耦合理论

图 1(a)给出了每个光栅周期横截面呈现非对称分布的普通 LPFG 的光栅结构<sup>[3,4]</sup>,如果任意一个光栅周期  $h$  的折变主轴相对于第一个光栅周期的折变主轴方向  $y$  旋转角度  $\varphi(h)$ ,则相邻光栅周期折变横截面的旋转角度为  $\varphi_0 = \varphi_n/h$ .设光栅的周期数为  $N$ ,则最后一个周期相对第一个周期的旋转角度  $C_G = N \cdot \varphi_0$  ( $C_G$  定义为光栅的旋转角度,  $\Lambda$  为光栅周期).这里将光栅周期横截面折射率发生旋转变化的光栅(如图 1(b)所示)称旋转折变型光栅(R-LPFG).

设光栅折射率变化的普适函数如下式所示:

$$\Delta n(r, \varphi, z) = \Delta n_0 + \Delta n \cdot \alpha(z)S(z)P(r, \varphi, z), \quad (1)$$

其中,  $\Delta n_0$  表示光栅的平均折变,  $\Delta n$  表示光栅的折变幅度.  $S(z)$  主要取决于光栅的曝光和处理形式,

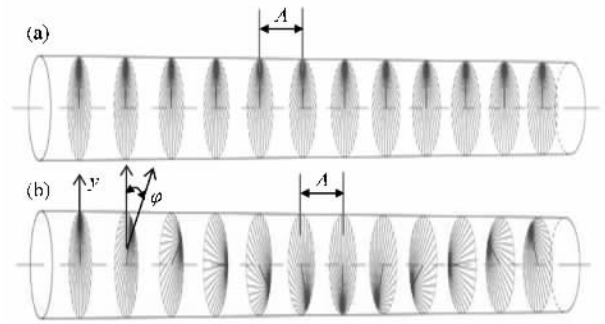


图 1 LPFG 结构示意图 (a)非对称折变型普通光栅 (b)R-LPFG

体现每个周期的折变程度和每个周期的相对大小;切趾函数  $\alpha(z)$  是光栅轴向上反应折变慢变包络的函数;  $P(r, \varphi, z)$  表示折变在光栅横截面上的分布状态.  $S(z)$ ,  $\alpha(z)$  和  $P(r, \varphi, z)$  的归一化值域范围都为  $(0, 1]$ .对于 R-LPFG,虽然光栅每个周期横截面折变分布形状一样,但折变主轴  $y$  却发生了旋转,所以它的  $P(r, \varphi, z)$  就与光栅长度位置  $z$  有关.这里将光栅横截面折变分成  $N$  个圆环<sup>[12]</sup>,并将所有圆环结构按照折变相对大小离散成有限个扇环小块,由于在光栅的模式耦合理论中,求解各个模式之间的耦合系数是模场的重叠积分,因此可将每个圆环根据圆环中的折变程度离散成若干扇环小块,并且认为离散之后的每个扇环小块折变分布均匀,比如第  $i$  环,第  $k$  个扇环块的折变分布系数为  $p_{i,k}$  ( $p_{i,k}$  为常数).考虑到 R-LPFG 相邻光栅周期的折变主轴  $y$  旋转了  $\varphi_0$ ,于是 R-LPFG 第  $g$  个周期任意环  $i$  上的折变分布系数可写成如下表达式:

$$P_i(r, \phi, g) = \begin{cases} p_{i,1}, & \theta_{i,1} + (g-1) \cdot \phi_0 \leq \phi < \theta_{i,2} + (g-1) \cdot \phi_0; \\ p_{i,2}, & \theta_{i,2} + (g-1) \cdot \phi_0 \leq \phi < \theta_{i,3} + (g-1) \cdot \phi_0; \\ p_{i,3}, & \theta_{i,3} + (g-1) \cdot \phi_0 \leq \phi < \theta_{i,4} + (g-1) \cdot \phi_0; \\ p_{i,k}, & \theta_{i,k} + (g-1) \cdot \phi_0 \leq \phi < 2\pi + \theta_{i,1} + (g-1) \cdot \phi_0. \end{cases} \quad (2)$$

$g \geq 1$  且为整数,可通过  $(z/\Lambda + 1)$  取整来计算,所以  $g$  的大小代表了光栅轴向上的某个周期位置.

由于 R-LPFG 每一个周期折变的起始角度  $\theta_1$  发生了旋转变化,因此不能直接计算耦合系数.这里提出将 R-LPFG 的光栅结构整体进行周期延拓,然后将旋转方向相同的横截面折变全部合在一起看作一支独立的光栅,于是原来一支具有  $N$  个周期的 R-

LPFG 就被分解成了  $N$  个子光栅的组合,则每个子光栅的周期就是原来 R-LPFG 的光栅长度  $L = \Lambda N$ ,此时第  $g$  个子光栅的折变可写为

$$\Delta n_g(r, \varphi, z) = \Delta n_0 + \Delta n \cdot \alpha(z)S(z)P(r, \varphi, g), \quad (3)$$

其中  $P_g(r, \varphi, z)$  为利用(2)式并考虑了折变主轴旋转角度  $g\varphi_0$  时第  $g$  个子光栅横截面上的折变分布系

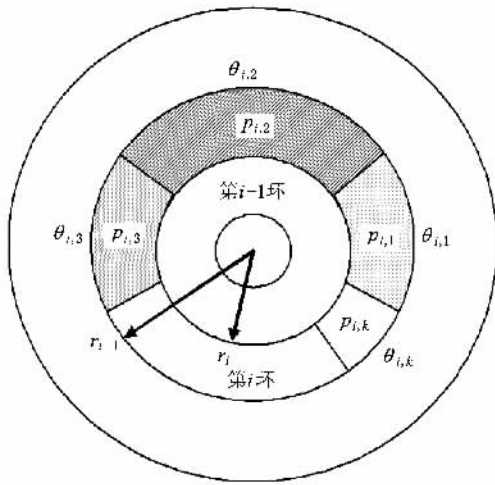


图 2 光栅折射率微扰方位离散图

数. 由于每一个子光栅周期扩大为  $L = \Delta N$  将每一个子光栅按照傅里叶级数进行分解, 并取傅里叶级数的前  $k$  项, 对于矩形周期序列的折变形状函数  $S(z)$  可表示如下:

$$S(z) = \sum_{s=1}^k \left[ \frac{d}{\Delta N} + \frac{2}{s\pi} \sin\left(s\pi \frac{d}{\Delta N}\right) \cos\left(s \frac{2\pi}{\Delta N}(z)\right) \right]. \quad (4)$$

如果只考虑任意两个模式  $LP_{lj}$  和  $LP_{lk}$  之间的横向耦合, 参考文献 [1] 和 (2) 式所示的 R-LPFG 的横截面折变分布函数, 可以进一步推导出 R-LPFG 第  $g$  个子光栅任意两模式  $LP_{lj}$  和  $LP_{lk}$  之间的横向耦合系数公式为

$$\begin{aligned} K_{lj, lk}^g &= \frac{\omega}{4P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \Delta\epsilon(r, \phi, z) \psi_{lj}(r, \phi) \\ &\quad \times \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi \\ &= \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} n_0(r) \Delta n(r, \phi, z) \psi_{lj}(r, \phi) \\ &\quad \times \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi \\ &= \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} n_0(r) \\ &\quad \times [\Delta n_0 + \Delta n\alpha(z)] S(z) P(r, \phi) \\ &\quad \times \psi_{lj}(r, \phi) \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi \\ &= \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} n_0(r) \Delta n_0 \psi_{lj}(r, \phi) \\ &\quad \times \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi \\ &\quad + \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} n_0(r) \Delta n\alpha(z) S(z) \\ &\quad \times P(r, \phi) \psi_{lj}(r, \phi) \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi \\ &= \xi_{lj, lk}^{DC} + \Delta n\alpha(z) S(z) \zeta_{lj, lk}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}}, \quad (5) \end{aligned}$$

其中

$$\begin{aligned} \xi_{lj, lk}^{DC} &= \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \cdot \int_{\phi=0}^{2\pi} \int_{r=0}^{\infty} n_0(r) \Delta n_0 \psi_{lj}(r, \phi) \\ &\quad \times \psi_{lk}(r, \phi) r dr d\phi. \quad (6) \end{aligned}$$

因为  $P(r, \phi, z)$  的表达形式为 (2) 式所示, 所以推导可得计算  $\zeta_{lj, lk}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}}$  的公式如下:

$$\begin{aligned} &\zeta_{lj, lk}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}} \\ &= \frac{\omega\epsilon_0}{2P_0} \sum_{i=1}^N n_0(r_i) \int_{r=r_{i-1}}^{r_i} E_{lj}(r) E_{lk}(r) r dr \\ &\quad \times \left[ \sum_{q=1}^l \int_{\phi=\theta_q + g\varphi_0}^{\theta_{q+1} + g\varphi_0} P_{q,i} \left\{ \begin{smallmatrix} \cos(l\varphi) \\ \sin(l\varphi) \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} \cos(\mu\varphi) \\ \sin(\mu\varphi) \end{smallmatrix} \right\} d\varphi \right]. \quad (7) \end{aligned}$$

考虑到利用高频  $CO_2$  激光脉冲写入光栅的每个周期的折变形状函数  $S(z)$  为 (4) 式, 并且在分析中一般认为  $\xi_{lj, lk}^{DC} = 0, \alpha(z) = 1$ . 结合 (5) 和 (7) 式即可计算 R-LPFG 第  $g$  个子光栅任意两模式  $LP_{lj}$  和  $LP_{lk}$  之间的横向耦合系数. 由于这里是将 R-LPFG 看作  $g$  个子光栅的线性组合, 因此对于 R-LPFG, 在给定波长范围内任意两模式之间的耦合系数可以通过  $K_{lj, lk}^g$  的线性组合来计算, 于是有

$$\zeta_{01}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}} = \frac{1}{N} \sum_{g=1}^N K_{01}^g. \quad (8)$$

修正文献 [12] 中的布拉格条件和模式耦合方程组, 分别得到修正的布拉格条件 (9) 式和修正的模式耦合方程组 (10) 式. 考虑到  $\max \left| \zeta_{lj, lk}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}} \right| \approx 10^{-3} \mu m^{-1}$  [12], 所以一般设定  $\tau \approx 10^{-3} \mu m^{-1}$ . 在一定的波长范围内, 通过对模式  $LP_{lj}$  自耦合系数和传输常数的计算, 结合 (9) 式就知道该模式是否满足修正的布拉格条件, 最后也就可找出在所设计的特种非均匀光栅中需要考虑哪些将与纤芯基模发生耦合的包层模式. 在此基础上, 利用 (10) 式和初始条件  $A_{0l}(z=0) = 1, A_{lj}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}}(z=0) = 0 (lj = 02, \dots, 2M - M_0)$ , 采用数值计算的方法可求出确定波导结构 R-LPFG 的传输谱.

$$\begin{aligned} &\left| \left( \beta_{01}(\lambda) + \frac{d\Delta n}{\Lambda} \zeta_{01, 01}(\lambda) \right) \right. \\ &\quad \left. - \left( \beta_{lj}(\lambda) + \frac{d\Delta n}{\Lambda} \zeta_{lj, lj}^{\left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\} \left\{ \begin{smallmatrix} C \\ S \end{smallmatrix} \right\}}(\lambda) \right) - \frac{2\pi}{\Lambda} \right| \\ &< \tau, \quad (9) \end{aligned}$$

$$\frac{dA_{\mu k}^{\{c\}}(z)}{dz} = -j\alpha(z) \sum_{lj=01}^{2M-M_0} \begin{cases} \frac{d\Delta n}{\Lambda} \zeta_{lj, \mu k}^{\{c\}} A_{lj}^{\{c\}}(z), & lj = \mu k; \\ \frac{d\Delta n}{\Lambda} \zeta_{lj, \mu k}^{\{c\}} \{s\} A_{lj}^{\{c\}}(z), & \beta_{lj} = \beta_{\mu k}; \\ + \frac{\Delta n}{\pi} \sin\left(\frac{\pi d}{\Lambda}\right) \zeta_{lj, \mu k}^{\{c\}} \{s\} A_{lj}^{\{c\}}(z) \exp\left[-j\left(\beta_{lj} - \beta_{\mu k} \pm \left(\frac{2\pi}{\Lambda}\right)z\right)\right], & \text{其他.} \end{cases} \quad (10)$$

2.2. 数值分析

假设 R-LPFG 光栅周期  $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ , 光栅周期数为  $6Q$  (光栅长度  $L = 3 \text{ cm}$ ), 光纤为 SMF-28. 为了计算方便, 这里将 R-LPFG 横截面折变分布函数包

层不作分层, 但将其离散成两个扇环小块, 计算中取  $r_3 = 92.5 \mu\text{m}$ ,  $\Delta\theta = \theta_2 - \theta_1 = 120^\circ$ , 并定义第一个光栅周期折变的起始角度  $\theta_1 = 0^\circ$ . 参考图 2 和 (2) 式, 任意周期  $g$  所对应的横截面折变分布函数如下:

$$P(r, \phi, g) = \begin{cases} 1.0, & 0^\circ \leq \phi < 360 \text{ 且 } r \leq r_1; \\ p, & \theta_1 + (g-1) \cdot \varphi_0 \leq \phi < \theta_2 + (g-1) \cdot \varphi_0 \text{ 且 } r_1 < r \leq r_2; \\ 1.0, & \theta_2 + (g-1) \cdot \varphi_0 \leq \phi < \theta_1 + 360^\circ + (g-1) \cdot \varphi_0 \text{ 且 } r_1 < r \leq r_2; \\ 1.0, & 0^\circ \leq \phi < 360 \text{ 且 } r_2 < r \leq r_3. \end{cases} \quad (11)$$

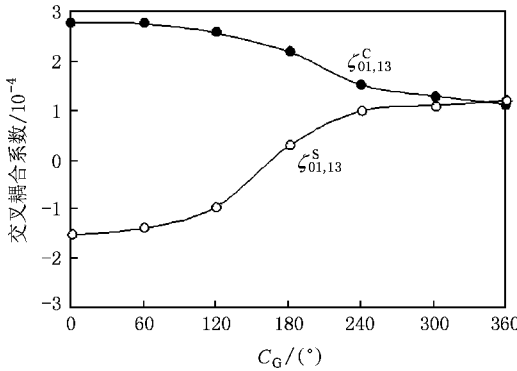


图 3 交叉耦合系数与 R-LPFG 旋转角度  $C_G$  的关系

计算求得的 R-LPFG 纤芯基模与非对称包层模  $LP_{13}^C$  和  $LP_{13}^S$  之间的耦合系数随光栅旋转角度  $C_G$  之间的关系如图 3 所示. 可见在旋转角度比较低时, 纤芯基模只是与非对称包层模的奇模或偶模其中的一种发生有效耦合, 但是当旋转角度逐渐增大后, 纤芯基模开始同时与非对称包层模的奇模和偶模发生耦合, 在传输上就会出现两个分裂峰, 这个现象类似与倾斜长周期光纤光栅<sup>[14]</sup>, 但产生的机理不同, 倾斜长周期光纤光栅出现双峰主要是因为弯曲光纤引起了光纤模场发生了急剧变化从而导致纤芯基模与新的包层模发生耦合.

当光栅旋转角度  $C_G = 30^\circ$  和  $360^\circ$  时, 按照上面给出的波导结构参数计算得到的 R-LPFG 的传输谱

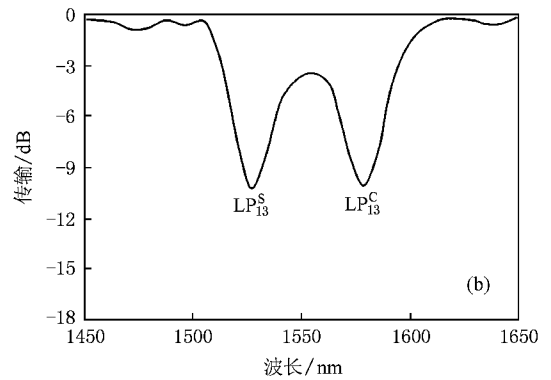
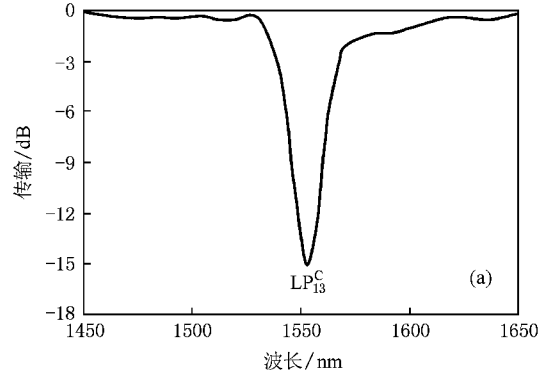


图 4 旋转折变型光纤光栅的模拟传输谱 (a)  $C_G = 30^\circ$  (b)  $C_G = 360^\circ$

如图 4 所示. 可见当光栅旋转角度比较小时 (比如  $C_G = 30^\circ$ ) 模拟得到的光栅谐振峰与单侧写入光栅

得到的谐振峰非常相近,都是纤芯基模与非对称包层模  $LP_{13}^c$  或  $LP_{13}^s$  发生耦合,但是当光栅旋转度增大后,纤芯基模将同时与  $LP_{13}^c$  和  $LP_{13}^s$  发生耦合,虽然  $LP_{13}^c$  和  $LP_{13}^s$  属于同一个包层模阶次,但由于光栅横截面折变的非对称性已经使得光栅包层模  $LP_{13}^c$  和  $LP_{13}^s$  的传播常数不一样,并且光栅旋转度越大,两者传播常数相差越多,因此在这种 R-LPFG 中,原来出现单谐振峰的位置附近将会出现两个分裂峰。

### 3. 制作方法及实验

#### 3.1. 制作方法及传输谱演变

R-LPFG 的写入装置如图 5 所示。通过调节三维微动台三个方向的控制器,可以使微动台上表面待放入光纤区域位于  $CO_2$  激光脉冲的焦平面上;左右两个转盘各加工有一个与转盘同轴的半圆柱结构,将光纤穿过转盘后用强化磁铁可将其固定在半圆柱的中轴线上,并确保待写入光栅的光纤部分位于

$CO_2$  激光脉冲的焦平面内。实验中,先将光纤以拉直状态固定在左右转盘上,然后固定左转盘,而将右转盘逆时针旋转  $\theta$  后固定,这样图中长度为  $L$  的光纤就发生了扭曲率为  $\eta = \theta/L$  的扭曲过程。通过计算机控制即可利用单侧写入法在该扭曲光纤上写出设计周期为  $\Lambda$  的 LPFG,由高频  $CO_2$  激光脉冲与光纤的作用机理和扫描方法可知<sup>[4,5]</sup>,写成后的 LPFG 折变主要发生在激光入射一侧,为便于区分不同状态下的长周期光纤光栅,把扭曲状态下的长周期光栅称为 T-LPFG。当旋转右转盘释放 T-LPFG 使其处于自由状态后新形成的光栅称为 R-LPFG,它每个周期的折变在光纤轴线就呈现旋转分布。

图 6 给出了光栅旋转角度分别为  $90^\circ$ ,  $180^\circ$ ,  $270^\circ$  和  $360^\circ$  的 T-LPFG 和 R-LPFG 的透射谱(实验中所用光纤为 SMF-28,扭曲长度  $L = 300$  mm,光栅周期  $\Lambda = 0.5$  mm,周期数  $N = 60$ ),由图可知,随着光栅扭曲角度的增加,纤芯基模就会分别与  $LP_{lk}$  的奇模和偶模同时耦合,从而形成两个分裂的谐振峰,这与前面的理论分析一致。

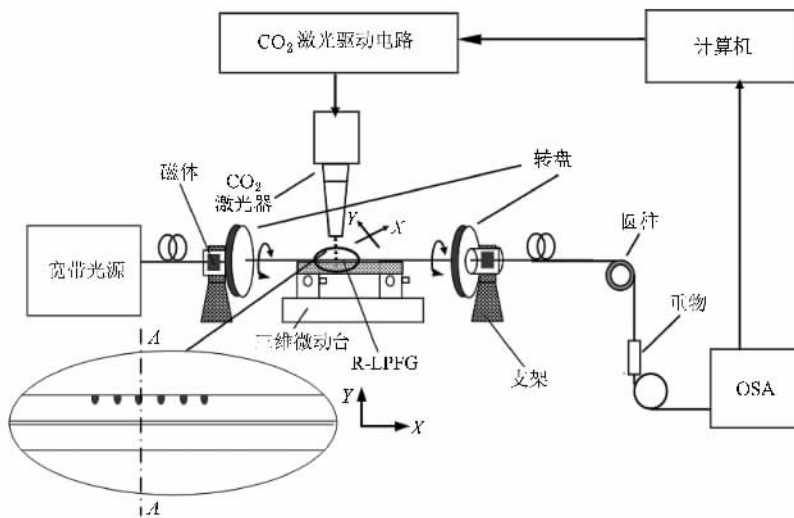


图 5 利用高频  $CO_2$  激光脉冲制作 R-LPFG 的实验装置原理图

#### 3.2. 双折射对光栅模式耦合的影响

扭曲长周期光纤光栅会使使得光纤中各个模式的传输常数发生变化<sup>[15,16]</sup>,这就会引起光栅谐振波长漂移甚至分裂。R-LPFG 制作时的扭曲应力会因为激光的辐射而固化一部分在光栅中,这种较弱的扭曲效应会在一定程度上改变 R-LPFG 各个模式的传输常数。这里针对扭曲率分别为  $1$  rad/cm 和  $10$  rad/cm 的 SMF-28 光纤,计算得到了 LPFG 谐振峰漂移曲线

分别如图 7(a) 和 (b) 所示。从图中可以看出: (1) 当光纤扭曲率较低时,因为扭曲导致的谐振波长漂移比较小,比如纤芯基模  $HE_{11}$  或  $HE_{-11}$  和低阶对称包层模  $HE_{1j}$  或  $HE_{-1j}$  耦合形成的谐振峰,当扭曲率达到  $10$  rad/cm 时,其谐振峰仅移动几个纳米。(2) 纤芯基模和高阶包层模耦合形成的谐振峰波长漂移量随模式次数的增加而增大,当扭曲率分别为  $1$  rad/cm 和  $10$  rad/cm 时,  $HE_{11}$  和  $HE_{25}$  耦合形成的谐振峰波长漂移分别约为  $1.5$  nm 和  $11.2$  nm,而  $HE_{-11}$  和  $HE_{-25}$  耦

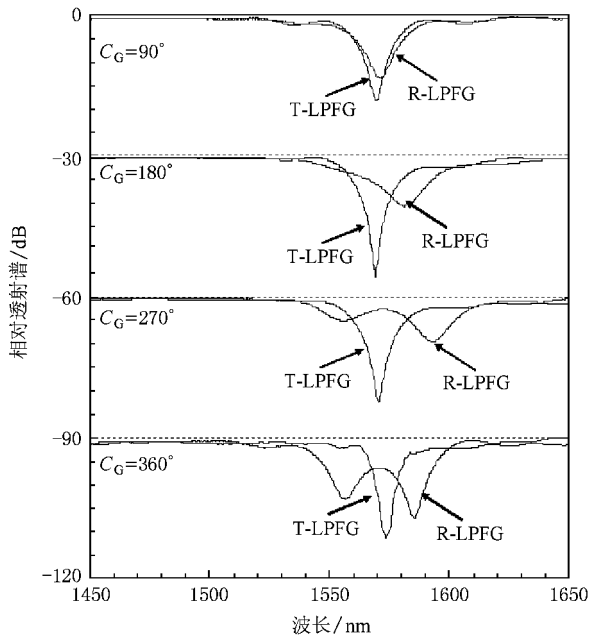


图 6 具有不同旋转度的 R-LPFGs 的透射谱

形成的谐振峰会因为扭曲的存在而发生波长漂移和峰的分裂.

针对 R-LPFG,当光栅的扭曲角度为 270°时(光栅长度 3 cm),扭曲率约为 1.57 rad/cm,它略大于图 8(a)中的扭曲率,很显然在制作 R-LPFG 中残留的扭曲应力比扭曲未被释放时低得多,所以由于残余扭曲应力使得光栅谐振波长发生漂移或者谐振峰发生分裂的作用小得多.

### 3.3. 均匀长周期光纤光栅的强扭曲特性

这里对光栅周期为 350 μm,光栅长度为 35 mm,由纤芯基模 LP<sub>01</sub>与一阶对称包层模 LP<sub>07</sub>耦合形成的谐振峰(图 8(a))所示,光栅由香港城市大学郑建成课题组提供)进行强扭曲实验,实验结果如图 8(b))所示.由图可见,在光栅旋转角度小于 360°时,光栅谐振峰没有发生分裂,并且谐振峰的漂移量也非常小,只有不到 1 nm,谐振峰位置出现了波动.由前面关于光栅扭曲引起圆双折射的理论模拟(图 7)可以知道,只有在非常强的扭曲度下,扭曲引起的圆双折射才会使得纤芯基模和一阶对称包层模耦合形成的谐振峰发生较大的分裂,而在一般实验条件下要实现非常强的扭曲是很难的.这个实验也从一个侧面

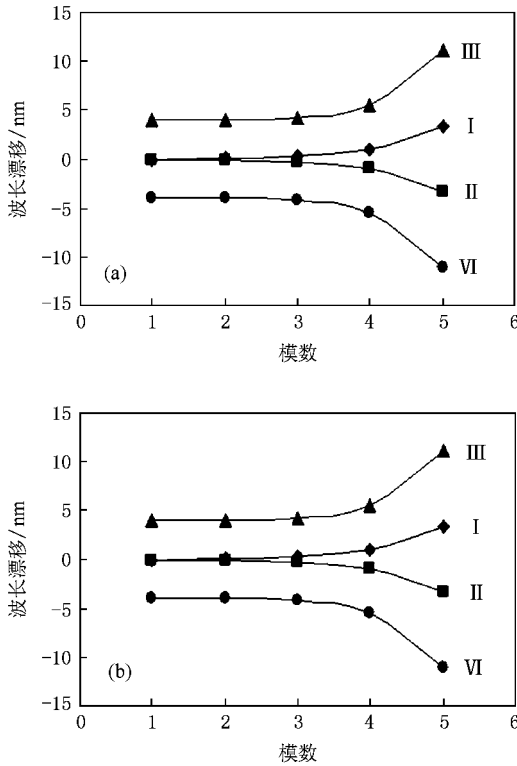


图 7 扭曲率分别为(a) 1 rad/cm 和(b) 10 rad/cm 的 LPFG 谐振波长的漂移示意图( I : HE<sub>11</sub> 和 HE<sub>1j</sub>, II : HE<sub>-11</sub> 和 HE<sub>-1j</sub>, III : HE<sub>11</sub> 和 HE<sub>2j</sub>, VI : HE<sub>11</sub> 和 HE<sub>-2j</sub> )

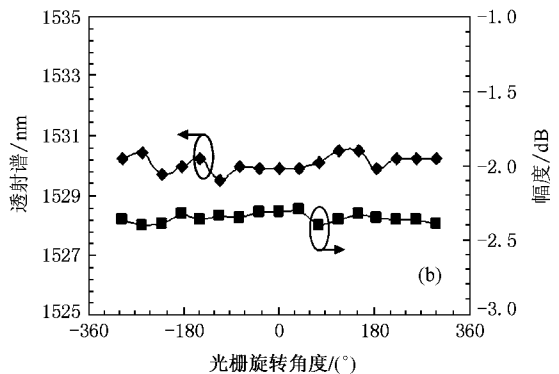
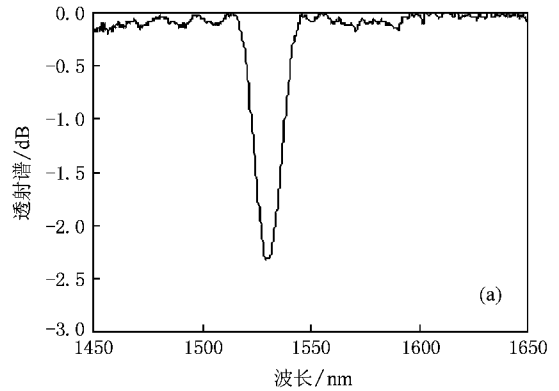


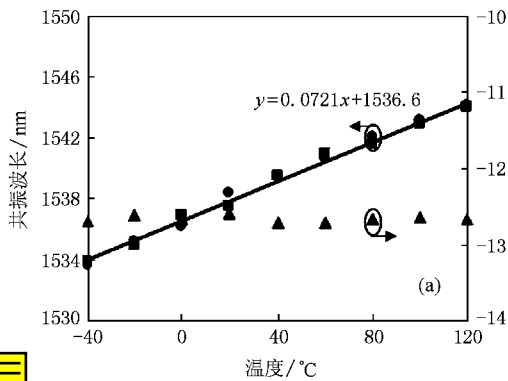
图 8 紫外写入 LPFG 的 (a) 透射谱, (b) 强扭曲特性

合形成的谐振峰波长却分别向反向漂移约 -1.5 nm 和 -11.2 nm.这也就表明,纤芯基模和高阶包层模

说明引起 R-LPFG 谐振峰分裂的不应该是纤芯基模和一阶对称包层模,因为 R-LPFG 在旋转度较小时即达到了数十纳米的分裂峰距离.

### 3.4. 温度特性

针对光栅周期  $\Lambda = 500 \mu\text{m}$ , 周期数  $N = 60$ , 且光栅旋转角度  $C_G$  为  $360^\circ$  的 R-LPFG 进行温度实验, 温度研究范围为  $-40^\circ\text{C} \sim 120^\circ\text{C}$ . 图 9 给出了两分裂峰的温度特性, 可见左右分裂峰温度灵敏度都约为  $0.072 \pm 0.005 \text{ nm}/^\circ\text{C}$ , 升温 and 降温过程重合性很好,



并且纤芯基模与  $LP_{13}$  奇模和偶模耦合所形成双峰的温度灵敏度非常接近. R-LPFG 的大量温度实验表明: 1) 在温度变化时, R-LPFG 的所有谐振峰透射谱形状基本不变, 只发生平移, 损耗峰幅值的变化较小. 2) 对于存在谐振峰分裂的 R-LPFG 其温度特性与无谐振峰分裂的 R-LPFG 近似, 在  $-40^\circ\text{C} \sim 120^\circ\text{C}$  的温度变化过程中, 波长随温度的升高向长波方向线性漂移, 降温时向短波方向线性漂移, 温度灵敏度重复性很好. 温度实验结果也证明分裂峰应来自于两对相同的模式耦合.

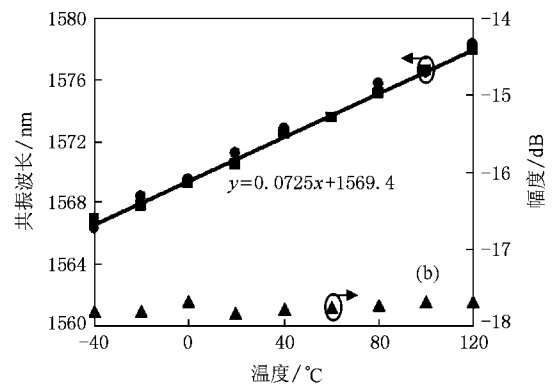


图 9 光栅旋转角度  $C_G = 360^\circ$  的 R-LPFG 的温度特性 (● ■ 分别为升温、降温) (a) 左分裂峰; (b) 右分裂峰

## 4. 结 论

本文提出一种横截面折变沿光纤轴线旋转变化的旋转折变型长周期光纤光栅 (R-LPFG), 并基于模式耦合理论和光栅线性组合的思想利用数值模拟算法对 R-LPFG 的传输谱进行了数值分析, 结果表明 R-LPFG 实现了纤芯基模与非对称包层模  $LP_{1k}$  奇模和偶模的同时耦合, 由于横截面折变的非对称性,

导致  $LP_{1k}$  奇模和偶模的有效折射率不一样, 从而导致 R-LPFG 谐振峰会发生分裂. 利用高频  $\text{CO}_2$  激光脉冲和扭曲光纤的方法实现了 R-LPFG 的写入, 实验写出的传输谱与理论模拟非常相似. 由于 R-LPFG 的双峰来自同一对耦合模式, 它们对温度的响应非常相似, 因此利用双峰间距来进行扭曲、应变等物理量的测量将可以实现温度的自补偿. 可以预见, 这种长周期光纤光栅在光纤传感和通信中将具有较大的潜在应用价值.

- [ 1 ] Erdogan T 1997 *J. of Lightwave Technol.* **15** 1277
- [ 2 ] Tian J F, Wu Z M, Xia G Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6419 (in Chinese) [ 田剑锋、吴正茂、夏光琼 2006 物理学报 **55** 6419 ]
- [ 3 ] Vengsarkar A M, Lemaire P J, Judkins J B, Bhatia V, Erdogan T, Spie J E 1996 *J. Lightwave Technol.* **14** 58
- [ 4 ] Rao Y J, Zhu T, Mo Q J 2004 *Optics Communications* **266** 187
- [ 5 ] Wang Y P, Rao Y J, Ran Z L, Zhu T 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1432 (in Chinese) [ 王义平、饶云江、冉曾令、朱 涛 2003 物理学报 **52** 1432 ]
- [ 6 ] Erdogan T 1997 *Opt. Soc. Am. A* **14** 1760
- [ 7 ] Romero R, Frazão O 2007 *Microwave and Optical Technology Letters* **49** 720
- [ 8 ] Davis D D, Gaylord T K, Glytsis E N, Kosinski S G, Mettler S C, Vengsarkar A M 1998 *Electronics Lett.* **34** 302
- [ 9 ] Georges H, Abdelrafik M 2002 *Optics Communications* **208** 329
- [ 10 ] Rego G, Ivanov O V, Marques P V S 2006 *Optics Express* **14** 9594
- [ 11 ] Lin C Y, Wang L A 1999 *Electronics Lett.* **35** 1872
- [ 12 ] Anemogiannis E, Glytsis E N, Gaylord T K 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 218
- [ 13 ] Zhu T, Rao Y J, Wang J L 2007 *Chin. Phys. Lett.* **24** 1971
- [ 14 ] Lee K S, Erdogan T 2000 *Appl. Opt.* **39** 1394

[ 15 ] 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 ]

[ 16 ] Wang Y P , Rao Y J , 2004 *Electronics Letters* **40** 164

## Theory and fabrication of long period fiber grating with rotary refractive index modulation induced by CO<sub>2</sub> laser pulses<sup>\*</sup>

Zhu Tao<sup>1,2)†</sup> Song Yun<sup>1)</sup> Rao Yun-Jiang<sup>1,2)</sup> Zhu Yong<sup>1)</sup>

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 610054 , China )*

( Received 13 November 2008 ; revised manuscript received 26 November 2008 )

### Abstract

The structure of asymmetric LPFG with rotary refractive index modulation ( R-LPFG ) along the fiber axis is proposed and fabricated by using high frequency CO<sub>2</sub> laser pulses. The transverse refractive index distribution of LPFG with asymmetric refractive index modulation in the cross-section is divided into multilayer circular waveguides , which are then discretized according to the magnitude of index. The mode coupling characteristics of this asymmetric LPFG is discussed by adopting coupled-mode equation sets and the revised Bragg condition. It 's observed that the transmission spectrum has different features depending on the rotation angle. For small angles , resonance peak is unique , however , when the angle becomes greater , the resonance peak will be split into two , which is different from the transmission spectrum of previous LPFGs. Moreover , the two split peaks have almost the same temperature sensitivity because they originated from the same two coupling modes. The high sensitivity torsion meter and strain meter without temperature compensation can be designed by adopting the wavelength spacing between the two split peaks.

**Keywords :** optical fiber sensing , fiber gratings , CO<sub>2</sub> laser pulses , rotary refractive index modulation

**PACC :** 4281W , 4281P

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60707010 and 60807019 ) , the Natural Science Foundation Project of CQ ( Grant No. CSTC2008BB2165 ) , the Innovation Ability training Foundation of Chongqing University and the Program for NCET ( Grant No. NCET-08-0602 ).

<sup>†</sup> E-mail : zhutao@cqu.edu.cn