

# 椭圆孔聚合物光子晶体光纤的偏振特性研究

许强<sup>1</sup> 王苗<sup>2</sup> 刘飞<sup>1</sup> 张亚妮<sup>1,3</sup>

(<sup>1</sup> 宝鸡文理学院物理与信息技术系, 陕西 宝鸡 721016; <sup>2</sup> 宝鸡文理学院图书馆, 陕西 宝鸡 721016)  
(<sup>3</sup> 中国科学院西安光学精密机械研究所瞬态光学与光子技术国家重点实验室, 陕西 西安 710119)

**摘要** 采用全矢量平面波方法,以聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)为基材,对椭圆孔聚合物光子晶体光纤的偏振特性和传输性质进行了研究。结果表明,椭圆孔聚合物光子晶体光纤的双折射是由于包层的不对称性引起的全局双折射。椭圆率 $\eta$ 愈大,其基模双折射愈强,在 $\eta=3.0$ 时,双折射最高可达 $5.312 \times 10^{-2}$ ,比普通光纤的模式双折射 $10^{-5}$ 高出3个数量级。零走离点对应的波长也比普通保偏光纤长,随着椭圆率的增大,走离曲线将向长波长方向移位,零走离点发生红移。零走离点的出现,将有效地抑制一阶偏振模色散。

**关键词** 光纤光学;偏振特性;全矢量平面波方法;聚合物;高双折射

中图分类号 TN929.11

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP48.080605

## Polarization Properties of Polymer Photonic Crystal Fiber with Elliptical Air-Holes

Xu Qiang<sup>1</sup> Wang Miao<sup>2</sup> Liu Fei<sup>1</sup> Zhang Yani<sup>1,3</sup>

<sup>1</sup> Department of Physics and Information Technology, Baoji University of Arts and Sciences, Baoji, Shaanxi 721016, China

<sup>2</sup> Library of Baoji University of Arts and Sciences, Baoji, Shaanxi 721016, China

<sup>3</sup> State Key Laboratory of Transient Optics and Photonics, Xi'an Institute of Optics and Precision Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Xi'an, Shaanxi 710119, China

**Abstract** Polarization properties and propagation characteristics of polymer photonic crystal fibers (PCFs) with elliptical air-holes and hexagonal structure are investigated by using the full vectorial plane wave method. The results show that the birefringence of the fiber is induced by asymmetries of the cladding. The modal birefringence of a PCF is  $5.312 \times 10^{-2}$  at the elliptical ratio  $\eta=3.0$ . The numerical results show that the modal birefringence of PCF is three orders of magnitude higher than the conventional polarization-maintaining fibers (PMFs). Moreover, by adjusting the elliptical ratio of cladding, we find the optimized design parameters of the fiber with birefringence. Zero walk-off point occurs at a wavelength longer than that of convention elliptical PMF. With increasing elliptical ratio, the walk-off curve and zero walk-off point would shift towards the long wavelength region. The occurrence of zero walk-off point can efficiently restrain the first-order polarization mode dispersion.

**Key words** fiber optics; polarization properties; full vectorial plane wave method; polymer; high birefringence

**OCIS codes** 060.2330;060.2280;060.5295;060.4005

## 1 引言

近年来,光子晶体光纤(PCF)由于其独特的光学性质<sup>[1~3]</sup>(如无截止单模、可见光波段的异常色散、极强的双折射、可控的模式面积、高非线性、容易拉制多芯结构等)引起了广泛关注。一般情况下,PCF是由纤芯缺陷区域和沿光纤轴方向在包层横截面上周期性排列的空气孔构成。通常,引入不对称性来改变包层空气孔形状和排列方式,可以设计制作高双折射PCF<sup>[4~6]</sup>。在光纤芯区引入一个较大的空气孔可形成光子带隙型PCF<sup>[1]</sup>,或在光子晶体芯区部分周期性地引入缺陷可形成折射率导模型PCF<sup>[7]</sup>。已有研究表明,PCF中

收稿日期: 2011-01-18; 收到修改稿日期: 2011-02-21; 网络出版日期: 2011-05-19

基金项目: 国家第43批博士后科学基金(20080431258)、陕西省科学技术研究计划项目(2010K01-078)、陕西省教育厅自然科学基金专项基金(2010JK403)和宝鸡文理学院重点项目(ZK1015,ZK1016)资助课题。

作者简介: 许强(1980—),男,讲师,主要从事光通信材料方面的研究。E-mail: xuqiangwlx@163.com

的矩形点阵排列比六角蜂窝点阵或三角点阵排列的各向异性更强<sup>[8]</sup>,一般矩形点阵 PCF 中的双折射可以达到  $10^{-3}$  量级,通过结合矩形点阵椭圆空气孔设计,其双折射可以达到  $10^{-2}$  量级<sup>[9,10]</sup>。为了获得更强的双折射,设计了一种新型结构的 PCF,在纤芯移去一个空气孔,形成椭圆孔六角点阵,引入不对称性来进一步提高双折射程度。

对保偏 PCF(PM-PCF)偏振特性的研究需要建立近似模型进行理论模拟。目前,研究 PCF 的理论模型有平面波法、有限时域差分法、等效折射率模型、有限元法、多极法等<sup>[11,12]</sup>。但是,上述方法都涉及复杂的算法设计,要分析 PM-PCF 的偏振特性,则必须进行矢量分析。为此,本文采用全矢量平面波方法,对椭圆孔聚合物 PCF 的偏振特性及传输性质进行研究。

## 2 光纤结构和理论模型

椭圆孔的聚合物 PCF 的端面如图 1 所示,在聚合物材料聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)中,沿光纤轴向周期性排列着空气柱,在纤芯移去一个空气柱,形成芯区。光纤结构用椭圆孔长轴直径  $b$ 、短轴直径  $a$ 、孔间距  $\Lambda$  和椭圆率  $\eta$ (定义为  $\eta = b/a$ ) 等参数描述,芯区聚合物 PMMA 折射率为 1.49。

为了研究图 1 所示光纤的传输性质及偏振特性,采用全矢量平面波展开法模拟光纤的传输特性。亥姆霍兹方程表示为

$$\nabla \times \frac{1}{\epsilon(\mathbf{r})} \nabla \times \mathbf{H}(\mathbf{r}) = \frac{\omega^2}{c^2} \mathbf{H}(\mathbf{r}), \quad (1)$$

式中  $\epsilon(\mathbf{r})$  为介电常数。

由于沿着  $z$  方向折射率是不变的,电场  $\mathbf{E}$  与磁场  $\mathbf{H}$  的横向独立性很容易被分离,并遵从矢量波动方程

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \epsilon) \mathbf{E}_t + \nabla_t (\mathbf{E}_t \cdot \nabla_t \ln \epsilon) = \beta^2 \mathbf{E}_t, \quad (2)$$

$$(\nabla_t^2 + k_0^2 \epsilon) \mathbf{H}_t + \nabla_t \ln \epsilon \times (\nabla_t \times \mathbf{H}_t) = \beta^2 \mathbf{H}_t. \quad (3)$$

由平面波方法,对上式应用周期性边界条件,假设介电常数是空间的周期函数,则其傅里叶展开式为

$$\begin{cases} \epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} \epsilon_{\mathbf{G}} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}), \\ \ln \epsilon(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{G}} k_{\mathbf{G}} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}), \end{cases} \quad (4)$$

其中  $\mathbf{G}$  为互易空间的格子矢量。同时,横向电场  $\mathbf{E}$  也可以使用傅里叶序列展开为

$$\mathbf{E}_t = \sum_{\mathbf{G}} [E_{G_x} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}) \mathbf{x} + E_{G_y} \exp(i\mathbf{G}\mathbf{r}) \mathbf{y}]. \quad (5)$$

将(4)式和(5)式代入波动方程(2)中,用  $\mathbf{G} + \mathbf{G}'$  代替  $\mathbf{G}$  得到标准的本征值方程

$$\begin{aligned} & -|\mathbf{G}|^2 (E_{G_x} \mathbf{x} + E_{G_y} \mathbf{y}) + k_0^2 \sum_{\mathbf{G}'} \epsilon_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} (E_{G'_x} \mathbf{x} + E_{G'_y} \mathbf{y}) - \\ & \sum_{\mathbf{G}'} k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} [G_x - G'_x] E_{G'_x} + (G_y - G'_y) E_{G'_y} (G_x \mathbf{x} + G_y \mathbf{y}) = \beta^2 (E_{G_x} \mathbf{x} + E_{G_y} \mathbf{y}), \end{aligned} \quad (6)$$

写成矩阵形式即

$$\begin{bmatrix} \mathbf{M}_1 & \mathbf{M}_2 \\ \mathbf{M}_3 & \mathbf{M}_4 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{G'_x} \\ E_{G'_y} \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_{G'_x} \\ E_{G'_y} \end{bmatrix}, \quad (7)$$

式中

$$\begin{cases} \mathbf{M}_1 = -|\mathbf{G} + \mathbf{k}|^2 I + k_0^2 \epsilon_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} - k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \cdot (\mathbf{G}_x - \mathbf{G}'_x) \mathbf{G}_x, \\ \mathbf{M}_2 = -k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \cdot (\mathbf{G}_y - \mathbf{G}'_y) \mathbf{G}_x, \quad \mathbf{M}_3 = -k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \cdot (\mathbf{G}_x - \mathbf{G}'_x) \mathbf{G}_y, \\ \mathbf{M}_4 = -|\mathbf{G} + \mathbf{k}|^2 I + k_0^2 \epsilon_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} - k_{\mathbf{G}-\mathbf{G}'} \cdot (\mathbf{G}_y - \mathbf{G}'_y) \mathbf{G}_y. \end{cases} \quad (8)$$

通过在一个合适的波长求解本征值方程(6)或(7),可以得到 PCF 的模式解和相应的传输常量。为了高

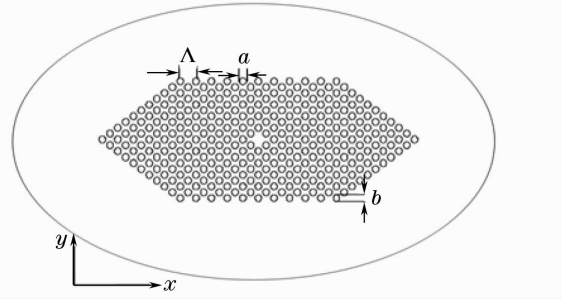


图 1 椭圆孔微结构 PCF 端面图

Fig. 1 Cross section of polymer PCF with elliptical air-holes

精度构建 PCF 微结构,模拟中选取的超元胞达到  $10 \times 10$ 。通过采用超格子结构可以计算光纤的有效折射率,还可以得到缺陷模及 PCF 中束缚模的模式解与传播常量,进而分析偏振特性。

### 3 包层有效折射率及双折射

为了研究椭圆孔聚合物 PCF 的各向异性,引入基空间填充模(FSM)的概念。FSM 是纤芯无缺陷时无限 PCF 的基模<sup>[1]</sup>。根据平面波展开理论,其实质是一定波长、周期性结构中可能达到的最高有效折射率所对应的辐射模。更确切地说,它是指在周期网格的光子带隙结构中,在  $\Gamma$  点( $k_x = 0$ ) 时对应最低频率时的布洛赫态。对应的传播常数  $\beta_{\text{FSM}}$  是包层中允许的最大传播常数,由于基空间填充模有效折射率  $n_{\text{FSM}}$  起包层等效折射率作用,因此,包层有效折射率被定义为  $n_{\text{cl}} = n_{\text{FSM}} = \beta_{\text{FSM}}/k$ ,  $k$  是波数。 $n_{\text{FSM}}$  是波长的函数,波长越短,对应的  $n_{\text{FSM}}$  越大,这也正是 PCF 能够实现无休止单模传输的原因所在。图 2 给出了当孔间距  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$ ,短轴直径  $a = 0.54 \mu\text{m}$ ,椭圆率  $\eta$  为 1.0, 1.6, 2.0 和 3.0 时,基空间填充模有效折射率与波长之间的变化关系。由图可知,随着椭圆率的增加,两偏振态之间的折射率差异增大。

图 3 给出了当椭圆率  $\eta$  取不同值时,基空间填充模双折射[定义为  $B_{\text{FSM}}(\lambda) = \lambda/2\pi(\beta_{\text{FSM},x} - \beta_{\text{FSM},y})$ ](实线)和基模双折射(虚线)随波长的变化关系。从图 3 可以看出,椭圆孔 PCF 椭圆率  $\eta$  越大,两偏振态的模折射率差异越大,因而其双折射越高。随着波长的增加,基模双折射最终趋近于基空间填充模双折射。因此,这种结构的 PCF 其最大可能双折射主要取决于包层双折射(即全局双折射)。当  $\eta = 3.0$  时,光纤的模式双折射最高达到  $5.312 \times 10^{-2}$ ,比普通光纤的模式双折射  $10^{-5}$  高出 3 个数量级。另外,随着椭圆率的增加,基空间填充模双折射明显减小,当  $\eta = 1.0$  时,两偏振态相遇,基空间填充模双折射几乎接近于 0。

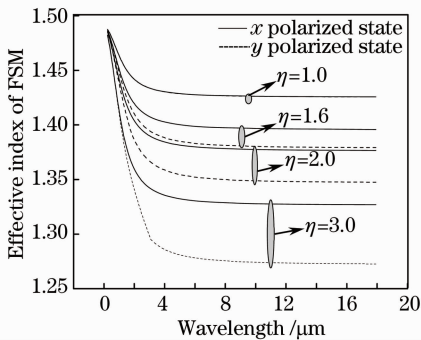


图 2 基空间填充模有效折射率随波长的变化关系  
Fig. 2 Effective index of the FSM as a function of wavelength

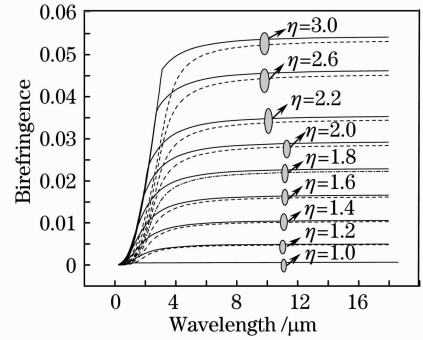


图 3 双折射随波长的变化关系  
Fig. 3 Birefringence versus wavelength at different  $\eta$

### 4 相位双折射和群模双折射

椭圆孔聚合物 PCF 的结构具有  $C_{2v}$  对称性,其基模的两个正交偏振态分离成两个不简并的偏振模式: $x$  偏振基模和  $y$  偏振基模。相位双折射和群双折射是描述光纤偏振特性的两个重要参数。相位双折射定义为

$$B(\lambda) = \frac{\lambda}{2\pi}[\beta_x(\lambda) - \beta_y(\lambda)], \quad (9)$$

群双折射定义为

$$G(\lambda) = \frac{d\beta_x}{dk} - \frac{d\beta_y}{dk} = B(\lambda) - \lambda \frac{dB(\lambda)}{d\lambda}, \quad (10)$$

式中  $k$  是自由空间的波数, $\beta_x$  和  $\beta_y$  是模传输常量。群双折射与偏振模色散(PMD) $\tau = G/c$  紧密联系,描述两个偏振脉冲在传播过程中的分离速度,又叫走离参数。一般情况下,具有几何双折射的保偏光纤,无论是微结构还是普通结构都表现出明显的相位双折射色度色散(CD) $dB(\lambda)/d\lambda$ ,因此,相位双折射与群双折射具有明显的不同。在偏振保持光纤设计中,通过破坏 PCF 的对称性来引入高的双折射,使得在此类光纤中,微小、随机的双折射起伏不会对光的偏振特性产生影响。

高双折射 PCF,其模式双折射与光纤的结构参量有密切的关系。与普通三角点阵 PCF 相比,该光纤的突出特点是通过引入不对称性来改变包层空气孔形状,该结构大大提高了光纤的模式双折射。图 4 给出了椭圆孔微结构 PCF 在椭圆率  $\eta$  取不同值时,相位双折射随波长变化的关系曲线。

由图 4 可知,相位双折射在短波长段接近于 0,但在较长波长段逐渐趋于非零的恒值,这是由于包层不对称性引起的包层双折射在较长波长段不为 0 所致。对于该 PCF,相位双折射在合适的波长(波长范围  $1.0 \mu\text{m} < \lambda < 3.0 \mu\text{m}$ )呈现最大值,并且随着  $\eta$  的增加,这一最大值出现的位置向长波长段移动,即发生红移。对于不同的  $\eta$ ,随着波长的增加,基模的简并程度被明显破坏。 $\eta$  越大,两偏振模分裂程度明显增强,双折射程度越高。

图 5 给出在光纤参数取  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}, a = 0.54 \mu\text{m}$ ,  $\eta$  取不同值时,群双折射随波长变化的曲线。由图可知,在短波长,群双折射为负值并出现最小值,且该最小值随着  $\eta$  的增加而发生红移。随着波长的继续增加,群双折射迅速越过零点并趋于恒定值。随着波长的增加,模场会向包层渗透。与普通保偏光纤相比,走离参数在较长的波长处获得一个零走离点。当选取  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}, a = 0.54 \mu\text{m}$  不变时,随着  $\eta$  增加,零走离点向长波长方向移动。因此,可以通过适当选择光纤的结构参数,包括相对孔径和孔距,使零走离点位于单模区,设计在更长波长处获得零群模双折射的保偏光纤,有效抑制一阶偏振模色散。

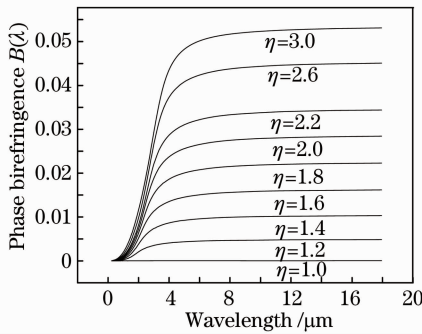


图 4 相位双折射随波长的变化曲线

Fig. 4 Phase birefringence as a function of wavelength

相位模双折射与群模双折射之间明显的差异在于群双折射色散色散的存在,即(10)式中的第二项  $dB(\lambda)/d\lambda$ 。图 6 给出了色散色散随波长的变化关系。由图可知,在合适的波长处,群模双折射最小时,色散色散明显高于相位双折射;当选取  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}, a = 0.54 \mu\text{m}$  不变时,随着  $\eta$  的增加,色散色散出现最大值,且该最大值随着  $\eta$  的增加而发生红移;随着波长的继续增加,色散色散趋于零。因此,通过调节椭圆率  $\eta$ ,该光纤有可能在可见光和近红外波段实现零色散单模运行。

## 5 结 论

设计了一种高双折射光子晶体保偏光纤,通过将包层空气孔为椭圆形来破坏六重对称性,并在纤芯移去一个空气孔实现局部双折射。以聚合物为基材,采用全矢量平面波法,对该光纤的结构模场特性和偏振特性进行了模拟。研究表明,该光纤双折射主要是由包层不对称性引起的,当  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}, a = 0.54 \mu\text{m}$  不变时,椭圆率  $\eta$  愈大,其基模双折射愈强;当  $\eta = 3.0$  时,该光纤可在较宽的频谱范围内获得高双折射单模运行,其双折射程度达到  $10^{-2}$  量级。该研究结果进一步证明了以聚合物为基材设计和制备保偏光纤的可行性。

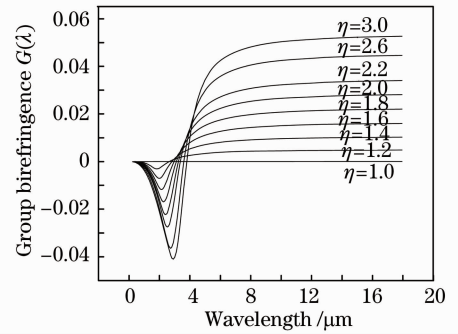


图 5 群双折射随波长的变化曲线

Fig. 5 Group birefringence as a function of wavelength

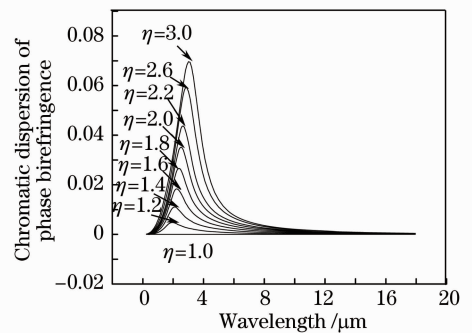


图 6 相位双折射色散色散  $dB(\lambda)/d\lambda$  随波长的变化曲线

Fig. 6 Chromatic dispersion of phase birefringence  $dB(\lambda)/d\lambda$

## 参 考 文 献

- 1 T. A. Birks, J. C. Knight, P. S. J. Russel. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 2 K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(13): 676~680
- 3 A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth *et al.*. Highly birefringent photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 4 Gong Taorong, Yan Fengping, Wang Lin *et al.*. Analysis of properties of high birefringence photonic crystal fibers[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(4): 559~562  
龚桃荣, 延凤平, 王琳等. 高双折射光子晶体光纤特性分析[J]. 中国激光, 2008, **35**(4): 559~562
- 5 Hou Yu, Zhou Guiyao, Hou Lantian *et al.*. Analysis of dispersion properties of octagonal structural photonic crystal fiber with double cladding[J]. *Chinese J. lasers*, 2010, **37**(4): 1068~1072  
侯宇, 周桂耀, 侯蓝田等. 八边形双包层光子晶体光纤色散特性分析[J]. 中国激光, 2010, **37**(4): 1068~1072
- 6 Lou Shuqin, Ren Guobin, Wang Zhi *et al.*. Polarization properties of high birefringence photonic crystal fiber[J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(12): 1503~1507  
娄淑琴, 任国斌, 王智等. 高双折射光子晶体光纤的偏振特性研究[J]. 中国激光, 2004, **31**(12): 1503~1507
- 7 R. F. Cregan, B. J. Mangan, J. C. Knight *et al.*. Single-mode photonic band gap guidance of light in air[J]. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537~1539
- 8 M. Y. Chen, R. J. Yu, A. P. Zhao. Highly birefringent rectangular lattice photonic crystal fibers[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**(10): 997~1000
- 9 M. Y. Chen, R. J. Yu. Polarization properties of elliptical-hole rectangular lattice photonic crystal fibers[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**(6): 512~515
- 10 L. Wang, D. Yang. Highly birefringent elliptical-hole rectangular lattice photonic crystal fibers with modified air holes near the core[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(14): 8892~8897
- 11 J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russel *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 12 S. P. Guo, A. Sacharia. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations[J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(2): 167~175