

文章编号: 0253-2239(2004)10-1310-6

## 折射率导模高双折射光子晶体光纤\*

娄淑琴 王 智 任国斌 简水生  
(北京交通大学光波所, 北京 100044)

**摘要:** 与传统光纤相比,光子晶体光纤芯区与包层之间具有更高的折射率差,并且制作过程中可以灵活地制造各种对称与非对称结构,这在光子晶体光纤中实现高双折射提供了可能。应用全矢量模型分析一种折射率导模高双折射光子晶体光纤,其包层采用两种尺寸的空气孔,使该光纤具有二重旋转对称性,原来简并的两个正交偏振模不再简并,呈现出较高的双折射,模式双折射比普通的保偏光纤高至少一个量级。分析结果表明,在波长 1540 nm,其拍长可达 0.4067 mm。理论分析结果与实验测量结果相吻合。

**关键词:** 导波与光纤光学;光子晶体光纤;双折射;光纤偏振;拍长

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

### Highly Birefringent Index Guiding Photonic Crystal Fibers

Lou Shuqin Wang Zhi Ren Guobin Jian Shuisheng

(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing, 100044*)

(Received 8 October 2003; revised 15 December 2003)

**Abstract:** Photonic crystal fibers (PCFs) offer new possibilities of realizing highly birefringent fibers due to a higher intrinsic index difference and flexibilities of fabrication process compared to conventional fibers. A kind of highly birefringent index guiding PCF with a full vector model is analyzed theoretically. Two-fold rotational symmetry was introduced into the fiber structure by creating a regular array of air-holes of two different sizes in its cladding. The degeneracy of two orthogonal polarized-modes of the fundamental mode is removed. This creates a possibility to attain a modal birefringence of at least one order of magnitude larger than for conventional high birefringence fibers. A beat length of 0.4067 mm is obtained at the wavelength 1540 nm. The numerical results are in very good agreement with the experimental results.

**Key words:** guided wave and fiber optics; photonic crystal fibers; birefringence; optical fiber polarization, beat length

## 1 引 言

传统单模光纤支持两个正交偏振模,这两个偏振模几乎是简并的,只要有一个很小的微扰,光纤中的场很容易从一个偏振模转换到另一个偏振模。如果偏振简并被移去,偏振模之间场的转换将大大减小,光纤成为双折射光纤。

自从 Kaminow 等<sup>[1]</sup>提出了保偏光纤概念和制

造方法后,通过人为在光纤中引入双折射,研制出熊猫型、领结型、椭圆包层和椭圆芯等多种保偏光纤,并已应用于偏振器件、相干光通信系统以及象光纤陀螺这样的高级传感器上<sup>[2]</sup>。随着光纤通信网的发展,光信息传输速度的提高,现有的保偏光纤已难以满足高速发展的需求,研制高性能的保偏光纤已经成为国内外的研究热点。

自 1996 年第一根光子晶体光纤(PCF)<sup>[3]</sup>问世以来,光子晶体光纤的制作技术逐步完善<sup>[4,5]</sup>,与传统光纤相比光子晶体光纤拥有许多独特的性质<sup>[6~10]</sup>。折射率导模光子晶体光纤的包层中周期排列着空气孔,通过改变部分周期性空气孔的形状、

\* 国家 863 计划(2002AA312190)、北京交通大学基金(PD232)资助课题。

E-mail: loushuqin@sina.com

收稿日期:2003-10-08;收到修改稿日期:2003-12-15

大小或位置,可以制作极高双折射的光子晶体光纤<sup>[11,12]</sup>,这为实现高保偏提供了新的可能。

本文基于我们提出的超格子构造法<sup>[13]</sup>,采用全矢量模型,详细讨论了高双折射光子晶体光纤。

## 2 全矢量模型

讨论的高双折射光子晶体光纤结构如图 1 所示。在纯 SiO<sub>2</sub> 材料上,按三角结构沿轴向周期排列着圆空气柱,在光纤中心的位置,缺少一个空气柱,

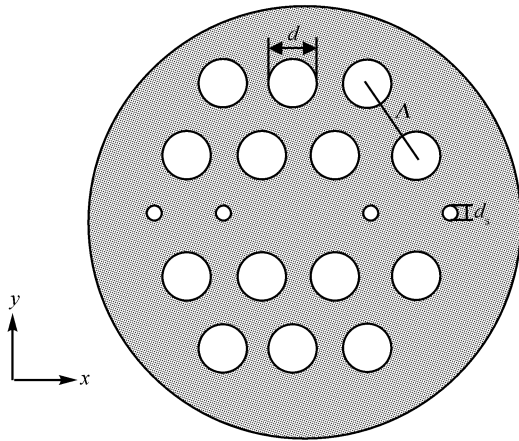


Fig. 1 The cross section of high birefringence PCF

而形成光纤的芯区。包层空气孔采用两种尺寸,大孔孔径为  $d$ ;小孔沿  $x$  方向排列,孔径为  $d_s$ ;孔距为  $\Lambda$ 。习惯做法是用孔距和相对孔径  $\frac{d}{\Lambda}$  及  $\frac{d_s}{\Lambda}$  表征结构参量。

光纤导光是电磁场传播的一种特殊情况,完全可以用二维情形来描述。可将该光子晶体光纤看成一个超元胞,在假定周期性边界条件的前提下,由超元胞构成超格子,如图 2 所示。

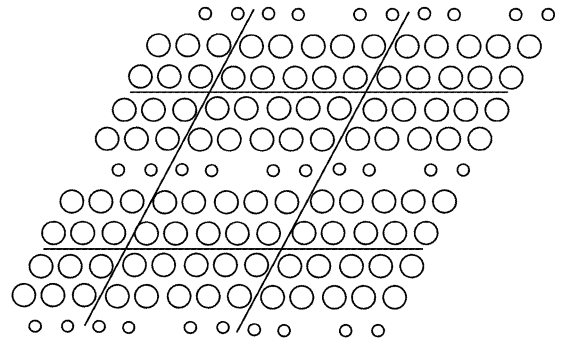


Fig. 2 Configuration of the superlattice structure

纵向均匀的光波导中,如果不考虑由于横向尺寸有限而导致的限制损耗和其它损耗,横向场  $e_i(x, y)$  可以分为  $x, y$  两个方向的偏振分量,它们分别满足矢量波动方程<sup>[14]</sup>:

$$\begin{cases} (\nabla_i^2 - \beta^2 + k^2 n^2) e_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left( e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \\ (\nabla_i^2 - \beta^2 + k^2 n^2) e_y = -\frac{\partial}{\partial y} \left( e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \end{cases} \quad (1)$$

其中  $n^2 = n^2(x, y)$  是横向折射率分布,  $k = 2\pi/\lambda$  为真空波数,  $\beta$  为对应模式的传输常量。

光子晶体光纤的横向介电结构分布,采用余弦函数对其展开;利用光子晶体光纤中场的局域性的特点,用厄米-高斯(Hermite-Gauss)函数对横向电场  $e_x$  和  $e_y$  分别展开。将场和折射率的展开式代入波动方程式(1),可以得到本征方程:

$$L \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} \equiv \begin{bmatrix} I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)x} & I_{abcd}^{(4)x} \\ I_{abcd}^{(4)y} & I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} e_x \\ e_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

其中交叠积分  $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)}, I^{(4)}$  可以写成解析形式,由此求解矢量波动方程转换成求本征值方程问题。具体的求解方法在文献[13]中有详细的报道。

通常求解本征方程的本征值可借助于数值方法求解。这样,通过求解本征值和本征矢量便可得到各阶模式的传输常量和相应的模场分布,从而进一步分析相应的传输特性。

## 3 模场分布

对于图 1 所示的光纤,其结构参量为:  $\Lambda =$

1.96  $\mu\text{m}$ , 大孔  $d/\Lambda = 0.6$ , 小孔  $d_s/\Lambda = 0.2$ 。应用上述的全矢量模型,数值求解该光子晶体光纤的本征方程,获得基模的两个偏振模的横向场分布。由于包层中引入两种尺寸的空气孔,光纤变成二重对称结构,正是由于结构的对称性改变,光子晶体光纤基模的两个偏振模式的简并被击破,分解成两个不简并的偏振模—— $x$  偏振模和  $y$  偏振模。图 3 给出  $x$  偏振模的场分布,图 4 给出  $y$  偏振模的场分布。对于  $x$  偏振模,  $x$  分量场的强度明显比  $y$  分量场要强得多,因此,沿  $x$  方向场呈现出明显的线偏振,这点从矢量场

分布图 3(a) 中得到验证。对于  $y$  偏振模,  $y$  分量场的强度明显比  $x$  分量场要强得多, 沿  $y$  方向场呈现出明显的线偏振, 这点同样可从矢量场分布图 4(a) 中

得到验证。比较两图可以发现,  $x$  偏振模的场  $e_x$  和  $e_y$  的强度分布与  $y$  偏振模的场  $e_y$  和  $e_x$  强度分布相似。这点在不同结构参量的光纤分析中得到验证。

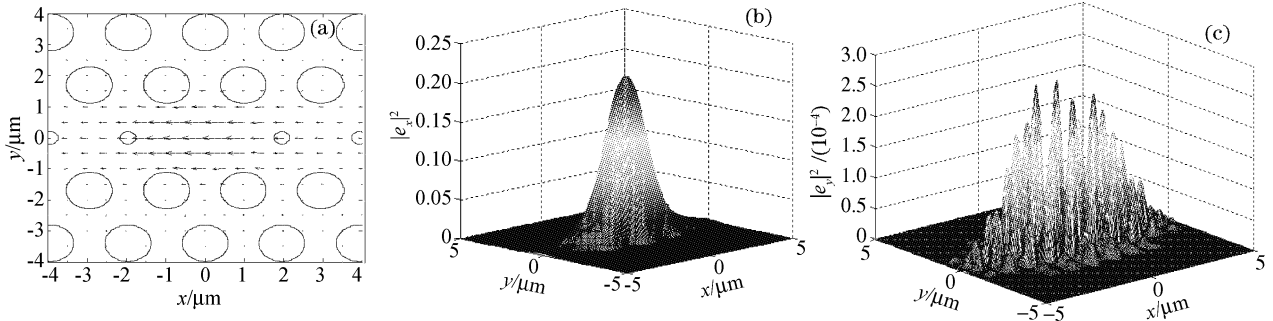


Fig. 3  $x$ -polarized modal field and field intensity profile for a PCF with  $\Lambda=1.96 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=0.6$  and  $d_s/\Lambda=0.2$ .

(a)  $x$ -polarized modal field, (b)  $|e_x|^2$ , (c)  $|e_y|^2$

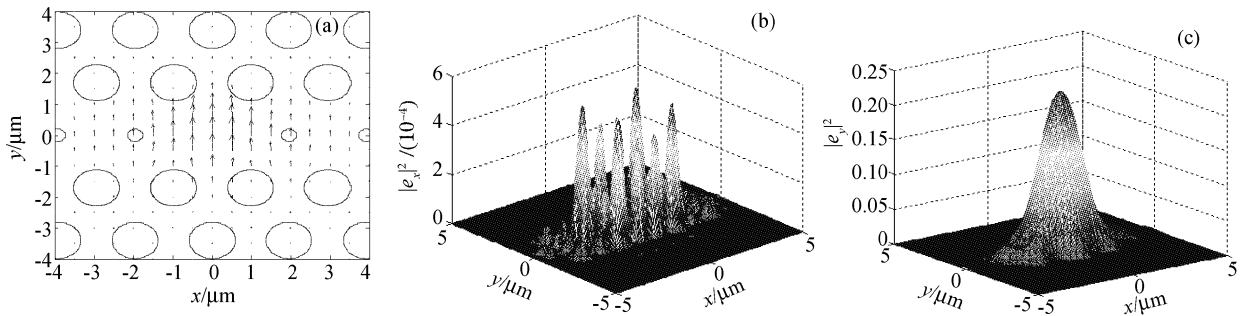


Fig. 4  $y$ -polarized modal field and field intensity profile for a PCF with  $\Lambda=1.96 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=0.6$  and  $d_s/\Lambda=0.2$ .

(a)  $y$ -polarized modal field, (b)  $|e_x|^2$ , (c)  $|e_y|^2$

总之, 偏振模的两个不同的场分量, 一个场分量比另一个场分量明显要强得多, 因此呈现出明显的线偏振特性。而且, 主场分量(对于  $x$  方向的偏振模其主场分量是  $e_x$ , 对于  $y$  方向的偏振模其主场分量是  $e_y$ )在光纤的中心达到最大。这与普通光纤中的  $LP_{11}$  模的场图相似。而对于相对强度较弱的场分量则具有完全不同的分布: 在光纤的中心强度为零, 周围是多个强度峰, 峰的位置在包层区相邻的空气孔间的高介电常量区。随着波长的增加, 模场将向包层区进一步的渗透, 这与一般的光子晶体光纤的结果是相同的。

图 5 给出在波长 1540 nm 处计算得到  $x$  偏振基模场等值图, 在波长 1540 nm, 基模严格地被限制在芯区, 场沿小孔的方向被明显的拉长。其主要原因是, 在该方向上, 空气填充比较小, 因此在包层中基模显示更高的折射率, 场沿  $x$  方向的尺寸也相应增加。计算结果与实验测量的近场场强等值图相符<sup>[7]</sup>。

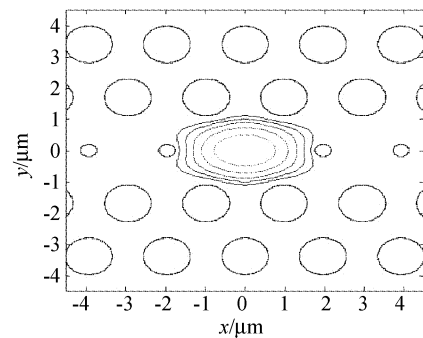


Fig. 5 Contour maps of the electric field of  $x$ -polarized fundamental mode

### 3 双折射特性

通常描述光纤双折射特性的主要参量有模双折射  $B$  和拍长  $L_B$ 。模双折射  $B$  是表示双折射大小的参量, 可以描述为

$$B = \frac{\beta_x - \beta_y}{k_0}, \quad (3)$$

这里只考虑光子晶体光纤基模的双折射, 因此模双

折射实际上是  $x$  偏振模和  $y$  偏振模之间的折射率差,即

$$B = \Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|.$$

拍长是光纤中偏振态变化一个周期的长度,可表示为

$$L_B = 2\pi/|\beta_x - \beta_y| = \lambda/B, \quad (4)$$

通常  $B$  值越大,  $L_B$  越短,表明光纤的双折射越强。

对于所讨论的高双折射光子晶体光纤,其模式双折射与光纤的结构参量有紧密的关系。与普通三角格子的光子晶体光纤相比,该光纤的突出特点是在包层中采用两种尺寸的空气孔,这种结构的改变大大提高了光纤的模式双折射。因此主要讨论两种尺寸的空气孔对模式双折射的影响。

选取结构参量  $\Lambda = 1.96 \mu\text{m}$ , 分别改变包层中两种孔的尺寸,分析模式双折射在给定的波长段(0.5~

2.2  $\mu\text{m}$ )随入射波长的变化情况。图 6(a)和图 6(b)分别给出光纤结构参量小孔  $d_s/\Lambda = 0.2$  为一固定值,改变大孔  $d/\Lambda$  的数值大小和固定大孔值  $d/\Lambda = 0.6$ ,改变小孔  $d_s/\Lambda$  的数值大小两种情况下,模式双折射随入射波长的变化情况。由图 6 可以看出,模式双折射在短波长端,双折射将趋于零,主要由于在短波长端波动方程中的矢量项可以忽略,在标量近似下,双折射将消失。而随着波长的增加,矢量项的影响不能忽略,电场能量已不象短波长那样被有效地限制在芯区,有更多的电场能量扩展到包层区如图 7 所示。与普通三角格子光子晶体光纤相比,由于研究的光子晶体光纤的包层引入了两种不同尺寸的空气孔,改变了光纤的对称性,包层的双折射较强,因此,当随着波长的增加,电场能量向包层渗透,其模式双折射将随着波长的增加而单调增大。

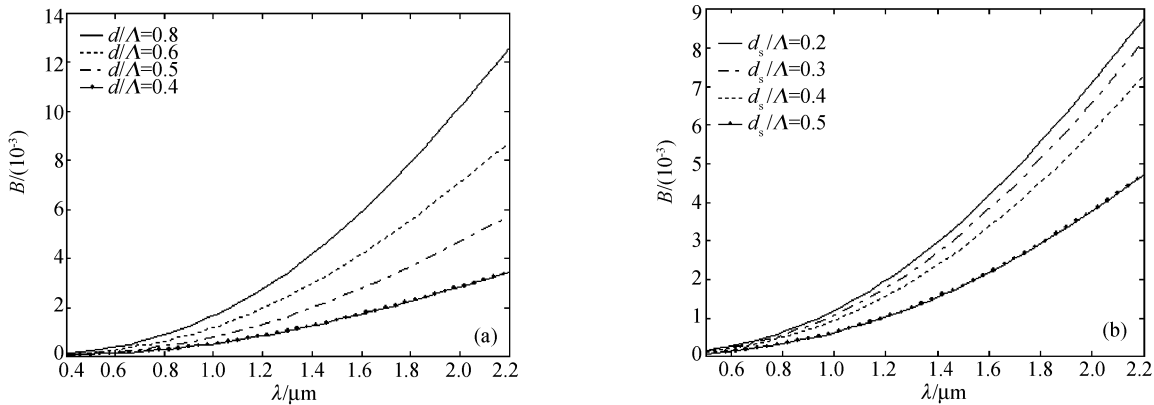


Fig. 6 Birefringence versus wavelength for PCFs with  $\Lambda = 1.96 \mu\text{m}$  and (a)  $d_s/\Lambda = 0.2$  at the different large hole diameter and (b)  $d/\Lambda = 0.6$  at different small hole diameter

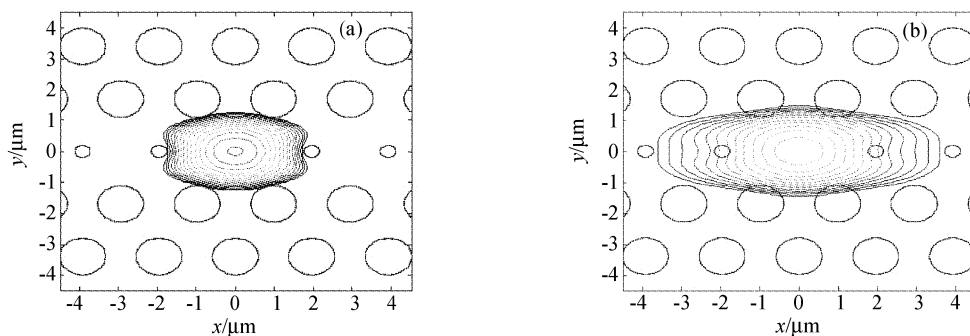


Fig. 7 Contour map of the lowest polarized modal field intensity for a PCF with  $\Lambda = 1.96 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0.6$  and  $d_s/\Lambda = 0.2$  at wavelength (a)  $\lambda = 500 \text{ nm}$  and (b)  $\lambda = 2000 \text{ nm}$

这与传统的保偏光纤如椭圆芯光纤有很大的不同,对于椭圆芯光纤,双折射在短波长或长波长处都将趋于零<sup>[15]</sup>。在短波长端,双折射消失的原因与前面相同。在长波长区,由于模场分布将向包层扩散,而包层是均匀材料的,不存在双折射,因此双折射随着频率的降低也将趋于零。

对于一个固定波长,小孔  $d_s/\Lambda = 0.2$ ,模式的双折射与包层中大孔的几何尺寸有密切的关系,随着包层中大孔的增加,模式双折射显著增加。同样如果固定包层中的大孔  $d/\Lambda = 0.6$ ,小孔尺寸  $d_s/\Lambda$  从 0.1 逐渐增加,模式的双折射将随小孔的增加,而明显减小。综上所述,模式的双折射实际上与包层中

两种孔尺寸的相对大小有关,两孔孔径相差越大,其模式双折射值就越高。

在结构参量为  $\Lambda=1.96 \mu\text{m}$ ,  $d_s/\Lambda=0.2$ ,  $d/\Lambda=0.6$  高双折射光子晶体光纤中,由数值计算结果得到,在波长  $\lambda=1540 \text{ nm}$  处,模式双折射可达  $3.7865 \times 10^{-3}$ ,由此可计算拍长  $L_B$  为  $0.4067 \text{ mm}$ ,比普通保偏光纤的拍长短至少一个量级,计算结果与实验测量结果<sup>[10]</sup>符合的很好。

## 5 色散特性

光纤中的色散  $D$  主要包含波导色散  $D_w$  和材料色散  $D_m$  两部分。光子晶体光纤中采用的是纯石英材料,因此对于不同结构参量的光子晶体光纤来说,材料色散  $D_m$  是相同的,它的大小可以应用塞耳迈耶尔公式计算得到。波导色散  $D_w$  可由下式得到:

$$D_w = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}, \quad (5)$$

其中  $c$  为真空中的光速,  $\lambda$  为波长。

为了分析光纤结构的改变对色散特性的影响,不只讨论结构参量为  $\Lambda=1.96 \mu\text{m}$ ,  $d_s/\Lambda=0.2$ ,  $d/\Lambda=0.6$  高双折射光子晶体光纤的色散曲线,同时给出结构参量  $\Lambda=1.96 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=0.6$  的普通三角格子的光子晶体光纤色散特性,分析结果在图 8 中给出。从图 8 可知,由于光纤具有二重对称性,不再像普通三角格子光子晶体光纤那样具有六重旋转对称性。光纤基模的两个正交偏振态不再简并。因此,  $x$  偏振模和  $y$  偏振模的色散曲线发生分离,对应同一个波长,  $y$  偏振模的色散要比  $x$  偏振模的色散要略大一些。在短波长端,包层孔尺寸的变化对光纤的色散影响很小;但随着波长的增加,讨论的高双折射光子晶体光纤的色散要比对应的普通三角格子的

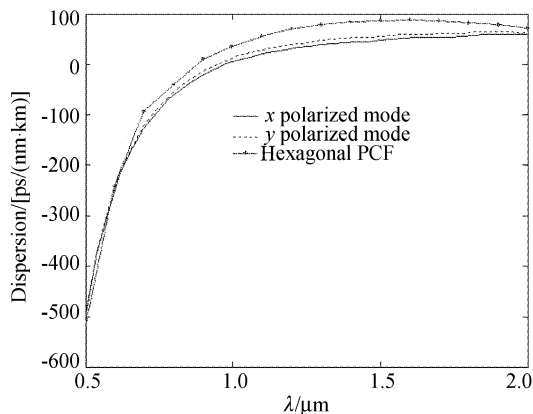


Fig. 8 Dispersion of the conventional hexagonal PCF and  $x$ - and  $y$ -polarized mode of high birefringence PCF

色散要小,色散变化更平坦些。在短波长段,由于模场被有效地限制在芯子里,因此包层孔的影响较小;但随着波长的增加,越来越多的场能量将向包层中渗透,包层空气孔的影响将显现出来。

比较两种光纤的色散曲线,可以看出,虽然不同孔径的空气孔的引入光纤的包层,引起了光纤的色散特性发生改变,但更重要的是整体变化趋势并没有发生很大的改变。因此,我们可以灵活选择两种包层孔的相对大小,设计出高性能的保偏光子晶体光纤,为高速光通信及制作高性能的光电器件提供了可能。

**结论** 基于我们前期提出超格子构造法<sup>[12]</sup>,采用全矢量模型,详细讨论了折射率导模高双折射光子晶体光纤。研究表明,利用光子晶体光纤芯包之间固有的大折射率差和制作过程灵活性,可以灵活地设计具有不同对称或非对称结构的光子晶体光纤,使该光子晶体光纤具有更高的模式双折射,其导模双折射差的数值比普通保偏光纤大至少一个量级。在光纤的制造过程中,通过选择相同外径的石英管,不同厚度的管壁,即可制作出含有两种不同尺寸的空气孔的光子晶体光纤,结构对称性的改变,使该光子晶体光纤呈现出较高的双折射差。通过控制两种空气孔的相对大小,可以制作不同的高双折射光纤。高的模式双折射使该光子晶体光纤在偏振控制上呈现出明显的优势。理论分析结果显示在波长  $\lambda=1540 \text{ nm}$ ,可以获得  $0.4067 \text{ mm}$  的拍长,这点已在实验中<sup>[10]</sup>得到验证。

**致谢** 感谢英国 Bath 大学物理系光电子研究组在理论计算和实验研究上给予的支持与帮助。

## 参 考 文 献

- 1 Kaminow I P, Ramaswamy V. Single-polarization optical fibers: slab model. *Appl. Phys. Lett.*, 1979, **34**(4): 268~271
- 2 Noda J, Okamoto K, Sasaki Y. Polarization-maintaining fibers and their application. *J. Lightwave Technol.*, 1986, **4**(8): 1071~1089
- 3 Night J C, Birk T A *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 4 Ni Yi, Peng Jiangde, ke Yajie *et al.*. Single-mode photonic crystal fiber with a large core. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2003, **30**(10): 901~903 (in Chinese)
- 5 Li Yanfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion

- wavelength at 800 nm. *Chin. J. Lasers* (中国激光), 2003, **30**(5): 427~430 (in Chinese)
- 6 Song Juofeng, Wang Haisong, Zhang Jian *et al.*. Study of dispersion in photonic crystal fiber using mode symmetry. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(7): 800~803 (in Chinese)
- 7 Birks T A, Knight J C, Russell P S J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 8 Wadsworth W J, Knight J C *et al.*. Soliton effects in photonic crystal fibers at 850 nm. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(7): 53~55
- 9 Ferrando A, Silvestre E. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 790~792
- 10 Song Junfeng, Wang Haisong, Chang Yuchun *et al.*. Analysis of fundamental mode in photonic crystal fiber. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(9): 1032~1034 (in Chinese)
- 11 Ortigosa-Blanch A, Knight J C, Wadsworth W J *et al.*. Highly birefringence photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 12 Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba. Photonic Bandgap fibers with high birefringence. *IEEE Photonic Technol. Lett.*, 2002, **14**(9): 1291~1293
- 13 Zhi W, Bin R G, Qin L S *et al.*. Supercell lattice method for photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 2003, **11**: 980~991
- 14 Wu Chongqing. *Optical Waveguide Theory* (光波导理论). Beijing: Press of Tsinghua University, 2000 (in Chinese)
- 5 Snyder W. *Optical Waveguide Theory*. New York: Chapman and Hall, 1983