

文章编号: 0253-2239(2007)02-0202-5

# 一种新结构高双折射光子晶体光纤\*

方 宏 娄淑琴 郭铁英 简水生

(北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044)

**摘要:** 提出了一种新结构的高双折射光子晶体光纤,通过引入掺氟实心圆的方式形成双折射,而不采用大多数高双折射光子晶体光纤中引入不同孔径空气孔或椭圆空气孔的结构。应用全矢量平面波法对其基模场分布、模式截止以及各种结构参量对模式双折射特性的影响进行了详细的分析和讨论。结果表明,该结构光子晶体光纤可以在较宽波长范围内产生  $10^{-3}$  量级的模式双折射,且通过调节孔径,可以灵活地将双折射最高点调整到所需的波长上。另外,该结构高双折射光子晶体光纤在拉制工艺、光纤强度以及光纤熔接等方面也具有一定的优势。

**关键词:** 光纤光学; 光子晶体光纤; 高双折射; 全矢量平面波法; 双模光纤

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

## Novel-High Birefringence Photonic Crystal Fiber

Fang Hong Lou Shuqin Guo Tieying Jian Shuisheng

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

**Abstract:** A new type of high-birefringence photonic crystal fiber is brought forward, and the method introducing circular holes with different sizes or elliptical holes which is used to design high-birefringence photonic crystal fiber is replaced by introducing fluorine-doped solid circles. Then the characteristics of fundamental mode field distribution, mode cutoff, and the effect of all structure parameters on the birefringence are analyzed and discussed in detail by full-vector plane wave method. It is concluded that this type of photonic crystal fiber can offer birefringence higher than  $10^{-3}$  in a rather broad wavelength range, and moreover, the peak of birefringence can be moved to the demanded wavelength by adjusting the hole spacing. Otherwise, it also has some advantages in the aspects of fiber drawing technique, fiber strength and fiber splicing.

**Key words:** fiber optics; photonic crystal fiber; high birefringence; full-vector plane waves method; two mode fiber

## 1 引 言

在传统的结构对称型光纤中,基模是由两个简并的正交偏振模组成的,这两个正交偏振模的模式折射率非常接近,导致了光纤中的场很容易从一个偏振模耦合到另一个偏振模中去,由此人们提出了通过改变光纤结构,人为地增大这两个偏振模之间的模式折射率差,从而大大减小它们之间的耦合,这就是双折射光纤。

光子晶体光纤(PCF)又称为多孔光纤或者微结构光纤,由于其拥有许多独特的性质,自 1996 年问世<sup>[1]</sup>以来对这种新型光纤的研究一直受到人们极大的关注。光子晶体光纤较传统光纤最大的优势在于

其结构设计的灵活性。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、大小或位置,可以制作出双折射很高的光子晶体光纤,这为实现高保偏提供了新的可能。2000 年至 2001 年间,英国 Bath 大学<sup>[2]</sup>和丹麦晶体光纤公司与丹麦理工学院合作<sup>[3]</sup>,以及日本 NNT 公司<sup>[4]</sup>分别推出了不同结构的高双折射光子晶体光纤,其后人们基于这几种结构展开了大量的理论分析和实验研究<sup>[5~7]</sup>,期间也不断提出一些新结构<sup>[8~10]</sup>,总之,高双折射保偏光子晶体光纤已经逐渐成为光子晶体光纤领域中非常重要且最可能尽快推向实用化的一个分支。

\* 国家 863 计划(2004AA31G200)和北京交通大学校基金(2005SM002)资助课题。

作者简介: 方 宏(1982-),男,江西上饶人,博士研究生,主要从事光纤通信、新型光纤和光子晶体光纤的研究工作。  
E-mail: macrofang@263.net

导师简介: 简水生(1929-),江西人,教授,中国科学院院士,主要从事光纤通信及光电子器件方面的研究工作。  
E-mail: ssjian@center.bjtu.edu.cn

收稿日期: 2006-03-17; 收到修改稿日期: 2006-06-14

本文提出了一种新结构的高双折射光子晶体光纤,并基于全矢量平面波法在理论上详细分析和讨论了其基模场分布,模式截止特性以及双折射特性。

## 2 理论模型

提出的高双折射光子晶体光纤结构如图 1 所示,在纯  $\text{SiO}_2$  材料上,按三角格子结构均匀排列着圆空气孔(图中黑色小圆),这与普通三角格子光子晶体光纤相同,不同的是将  $x$  轴方向的一排空气孔用掺氟  $\text{SiO}_2$  实心圆取代,如图中灰色部分所示,由此即能使包层等效折射率低于芯区以满足全反射条件,又能在光纤横截面的两个正交方向上产生较大的折射率差,从而取得高双折射。图中所示  $\Lambda$  为孔距, $d$  为空气孔直径, $d_d$  为掺氟实心圆的直径。对于拉制光子晶体光纤常用的束管堆积拉丝法来说,该新结构的设计并没有提高其制作难度,只需在堆管时将中间一排毛细管替换为掺氟的实心细棒即可。

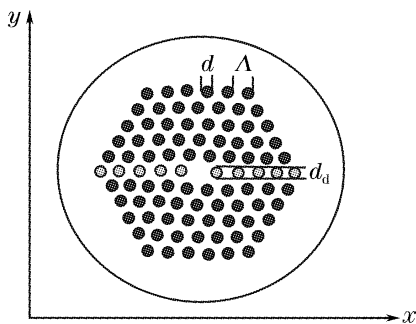


图 1 高双折射光子晶体光纤的横截面

Fig. 1 Cross section of high-birefringence photonic crystal fibers (PCFs) with air-holes

采用的理论模型是全矢量平面波法,其主要思想是应用布洛赫(Bloch)理论,将电场或磁场用全矢量的平面波展开,并将介电常量用傅里叶级数展开,代入无源、无损、时不变媒质中的全矢量波动方程,

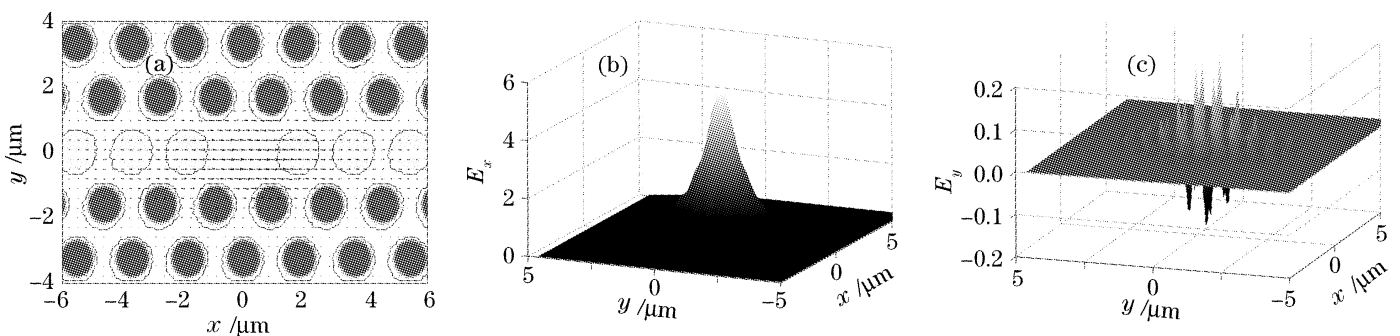


图 3  $x$  偏振模的模场分布。(a) 矢量场分布,(b) 电场的  $x$  分量  $E_x$ , (c) 电场的  $y$  分量  $E_y$

Fig. 3 Mode field distribution of  $x$ -polarized mode. (a) Vector mode field distribution, (b)  $x$  component  $E_x$ , (c)  $y$  component  $E_y$

从而变化为求解标准的本征值问题<sup>[11]</sup>。该方法的一个重要步骤是超元胞(Supercell)的选取,因为用于傅里叶级数展开的介电常量分布是由该超元胞向四周周期性延拓形成的无限分布(如图 2),所以该超元胞必须选得足够大,以免相邻两个缺陷中的模场相互耦合,然而超元胞的增大将大大增加计算量,因此超元胞大小选取必须遵循在保证一定计算精度的前提下尽可能减少计算时间的原则。大量仿真结果显示,当仅关心基模场时,超元胞可以选取得适当小一些,因为基模场的模场面积通常较高阶模略小,即包层对基模的束缚能力更强,因此更不易发生相邻缺陷间的耦合,文中选取  $L_x \times L_y = 7\Lambda \times 7\Lambda$ 。同理,当需要分析二阶或更高阶模式时超元胞必须选取得大一些,可选取  $L_x \times L_y = 9\Lambda \times 9\Lambda$ 。

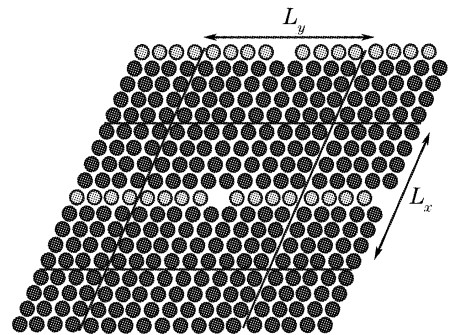


图 2 超格子结构示意图

Fig. 2 Schematic diagram of superlattice structure

## 3 基模场分布特性

对于图 1 所示结构的光子晶体光纤,设其结构参量分别为: $\Lambda = 1.96 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = d_d/\Lambda = 0.6$ ,掺氟浓度用折射率的变化量  $\Delta n$  来表征,设  $\Delta n = 2\%$ ,即  $n_{\text{doped F}} = (1 - 2\%) \times n_{\text{SiO}_2}$ 。应用上述全矢量平面波法,获得基模的两个偏振模的横向场分布。由于包层中引入了一排掺氟的实心圆,该光纤横截面由六重对称变为二重对称,由此,基模的两个偏振模式的

简并被击破,分解为不简并的  $x$  偏振模和  $y$  偏振模。图 3 和图 4 分别给出了它们在波长为  $1.55 \mu\text{m}$  处的矢量场分布以及电场  $E$  的  $x$  分量和  $y$  分量。由图可见,对于  $x$  偏振模,电场强度  $x$  分量比  $y$  分量要大得多,因此其矢量场呈现明显的沿  $x$  方向的线偏振,同理,对于  $y$  偏振模,电场强度的  $y$  分量要

远大于  $x$  分量,矢量场呈现沿  $y$  方向的线偏振。比较两图可以发现, $x$  偏振模的  $E_x$  和  $y$  偏振模的  $E_y$  强度分布相似,且呈类高斯型分布。 $x$  偏振模的  $E_y$  和  $y$  偏振模的  $E_x$  强度分布相似,在光纤正中心强度为零,周围呈现多峰,且向两边迅速衰减。

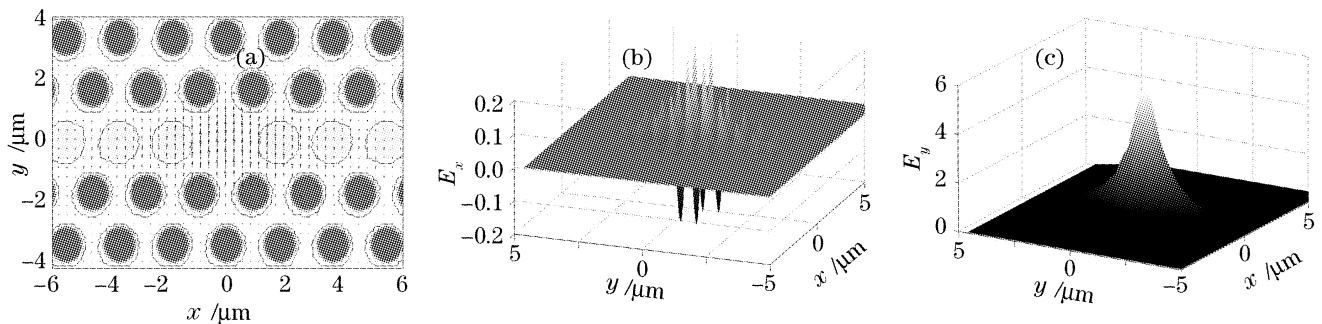


图 4  $y$  偏振模的模场分布。(a) 矢量场分布, (b) 电场的  $x$  分量  $E_x$ , (c) 电场的  $y$  分量  $E_y$

Fig. 4 Mode field distribution of  $y$ -polarized mode. (a) Vector mode field distribution, (b)  $x$  component  $E_x$ , (c)  $y$  component  $E_y$

## 4 模式截止特性

对于上述结构参量,图 5(a)给出了该光纤中前八个矢量模的模式折射率随波长的变化关系 ( $d/\Lambda = d_d/\Lambda = 0.6$ ),图中可以明显地看出,前两个模式的折射率比较接近,类似于传统光纤中的基模,虽然该光纤中人为引入了结构不对称性,从而击破了基模的简并性,但这两个线偏振之间的折射率差较它们与其他高阶模之间的折射率差比起来还是要小得多的。图中还显示,接下来的第三个到第六个矢量模的折射率也相对接近,特别是在短波长端,由此可以近似地将这四个模式类似看作传统光纤中的二阶模。再有其它的模式即为更高阶的模。对该光纤中各模式的近似分类有利于对其模场分布形状,模式特性,截止特性等进行分析。

对于一般结构的光子晶体光纤,通常使用基于基空间填充模(FSM)的方法来判断模式截止。该

方法是首先计算无限大包层结构中允许的最大模式折射率  $n_{\text{FSM}}$ ,然后与以上计算出的各模式的折射率相比较,低于  $n_{\text{FSM}}$  的模式不能被束缚在芯区传输,由此即可以判断该模式截止。然而对于文中提出的新结构,由于掺氟实心圆的存在,使得无限大包层结构的构造不是很方便,因此文中使用基于模场半径突变的方法来判断模式截止<sup>[12]</sup>。如图 5(b)所示为该光子晶体光纤中前八个模式的  $y$  方向模场半径随波长的变化关系 ( $d/\Lambda = d_d/\Lambda = 0.6$ ),由图可以看出,前六个模式的模场半径随波长的增大略有上升,这与传统光纤中的现象类似。而第七和第八个模式的模场半径在  $1.35 \mu\text{m}$  附近陡然上升,这说明此时包层已经无法束缚这两个模式,其大部分能量扩散到包层中,随后便在包层迅速衰减,即该两个模式截止了。由此可见,在上文所述结构参量下,该结构光子晶体光纤在从  $1.35 \mu\text{m}$  到至少  $1.8 \mu\text{m}$  波段为双模传输,即同时传输基模和二阶模。双模光纤,特别

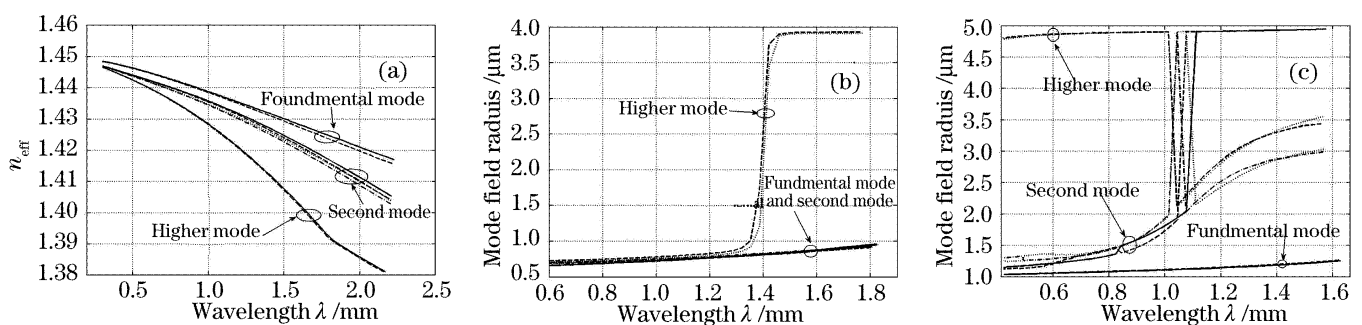


图 5 前八个矢量模的模式折射率和  $y$  方向模场半径随波长的变化关系

Fig. 5 Mode refractive indices and  $y$ -orientation mode field radii of the primal eight vector modes versus wavelength

是高双折射双模光纤应用非常广泛,如模间耦合器<sup>[13]</sup>、模式滤波器<sup>[14]</sup>、应力温度传感器<sup>[15]</sup>等。近年来,高双折射双模光子晶体光纤也逐渐成为光子晶体光纤领域分析和讨论的热点之一<sup>[16]</sup>。

在该光纤结构中,如果进一步减小空气孔及掺氟圆的相对直径  $d/\Lambda$ 、 $d_d/\Lambda$ ,高阶模和二阶模的截止波长都向短波长方向移动。如图 5(c)所示为  $d/\Lambda=d_d/\Lambda=0.4$ ,其他参量不变时, $y$  方向模场半径随波长的变化关系,由图可见四个二阶模在  $1\sim 1.2\ \mu\text{m}$ 处截止,另外两个高阶模在小于  $0.6\ \mu\text{m}$ 的波长处已经截止,因此该光纤在大于  $1.2\ \mu\text{m}$ 的波长范围内为单模传输。图中有些模场半径在上升以后出现陡然下降的现象是由于在求解模场半径时选取有限的积分边界造成的,然而这并不影响对各模式截止波长的判断<sup>[12]</sup>。

## 5 双折射特性

通常描述光纤双折射特性的主要参量是模式双折射  $B$ ,这里仅考虑光子晶体光纤基模的双折射,即  $x$  偏振模和  $y$  偏振模之间的模式折射率差

$$B = \Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|, \quad (1)$$

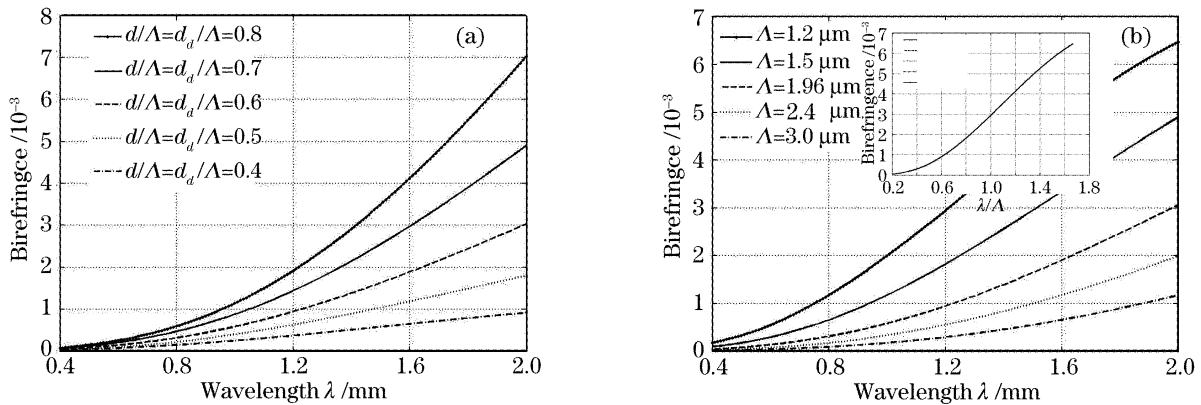


图 6 结构参量不同情况下双折射随波长的变化关系

Fig. 6 Birefringence versus wavelength for photonic crystal fibers at different structural parameters

如图 7(a)所示,固定  $\Lambda=1.96\ \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=0.6$ ,  $\Delta n=2\%$ 仅改变掺氟实心圆的相对直径  $d_d/\Lambda$ 。随着  $d_d/\Lambda$ 的减小,双折射有所增大,当  $d_d/\Lambda < d/\Lambda$ 时,增大的幅度非常小,而当  $d_d/\Lambda > d/\Lambda$ 时,幅度要略大一些。综合考虑光纤限制损耗的因素, $d_d/\Lambda$ 过小会导致光纤横截面  $x$  方向纯  $\text{SiO}_2$  连接脉络加宽,从而导致限制损耗大大增加,因此,一般选取  $d_d/\Lambda=d/\Lambda$ 比较合适。如图 7(b)所示,固定光纤的所有结构参量, $\Lambda=1.96\ \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=d_d/\Lambda=0.6$ ,仅改变掺氟溶度,如上文所述,用  $\Delta n$  来表征。由图可以看出,当掺杂浓度变化时,双折射的变化非常微小,这是

$B$  值越大表明该光纤的双折射越强。对于文中提出的新结构,其模式双折射的大小与光纤的结构参量以及氟掺杂浓度有关,以下分别就这几个参量对双折射的影响进行分析。

如图 6(a)所示,固定  $\Lambda=1.96\ \mu\text{m}$ ,同时变化空气孔和掺氟实心圆的相对尺寸,可以发现随着  $d/\Lambda$ 、 $d_d/\Lambda$ 的增大,双折射明显增大,这是由于  $d/\Lambda$ 、 $d_d/\Lambda$ 的增大即空气填充比以及掺氟区域的填充比增大,也就是在两个正交方向上的折射率差异增大,由此导致双折射增大。图 6(b)所示为固定  $d/\Lambda=d_d/\Lambda=0.6$ ,仅改变孔距  $\Lambda$ ,由图可见随着孔距的减小,双折射在所显示的波长范围内得到大幅度提高,然而其实该光纤的双折射曲线的形状以及最大值并没有变,只是随着孔距的增大曲线整体向右平移了,这一点可以通过将该图中的波长对孔距进行归一化,即横坐标变为  $\lambda/\Lambda$ ,见图 6(b)中插入的子图,所有曲线合并为一体,这说明了该光纤的双折射曲线随孔距的变化可以在一定波长范围内平移,也就是说可以通过调整孔距将双折射的最高点或者最合适的双折射值调到需要的波长上。

由于纯  $\text{SiO}_2$  和空气的折射率差 ( $n_{\text{SiO}_2} - n_{\text{air}} \approx 0.45$ ) 要远远大于纯  $\text{SiO}_2$  和掺氟  $\text{SiO}_2$  的折射率差 ( $n_{\text{SiO}_2} - n_{\text{doped F}} = \Delta n \times n_{\text{SiO}_2}$ ),当  $\Delta n$  由  $1\%$  变化为  $3\%$  时, ( $n_{\text{SiO}_2} - n_{\text{doped F}}$ ) 仅变化  $0.029$ ,这对于  $x, y$  两正交方向上的折射率不对称性影响并不大,也就是说对模式双折射影响并不大。然而这种变化对于  $x$  方向上限制损耗的影响是比较大的,因此,具体掺杂浓度应根据限制损耗和掺杂难度综合考虑。由图 6 和图 7 都可以发现,随着波长向长波长方向移动,双折射大幅度增加,这与其它基于包层结构不对称性的高双折射光子晶体光纤中的现象及机理类似,由

于在长波长端,模场分布将向包层扩散,此时包层中两正交方向结构不对称性对模场的影响就更为明

显,表现出来的就是双折射提高。

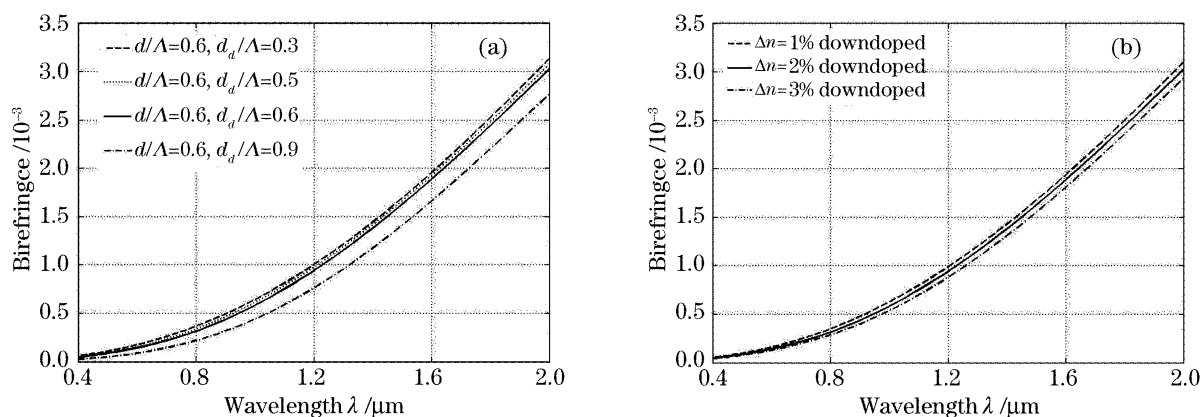


图 7 掺氟圆尺寸和浓度不同情况下双折射随波长的变化关系

Fig. 7 Birefringence versus wavelength for photonic crystal fibers at different sizes and concentrations of fluorine doped

## 6 结 论

提出了一种新结构的高双折射光子晶体光纤,应用全矢量平面波法对其基模场分布、模式截止、双折射等特性进行了详细的分析和讨论。结果表明,该结构光子晶体光纤可以在较宽波长范围内产生 $10^{-3}$ 量级的模式双折射,且通过调节孔径,可以将双折射最高点调整到所需的波长上。由于通过引入掺氟实心圆的方式取代了大多数高双折射光子晶体光纤中引入不同孔径空气孔或椭圆空气孔的结构,在光纤拉制难度上得以大大降低。而且,由于该结构光纤中间一排为实心的,这在一定程度上加大了光纤强度,同时也降低了在光纤熔接过程中由于空气孔坍塌导致模场失配的可能性。然而,这种新结构在制作上存在的一个难度在于大面积掺氟芯区预制棒的制作,由于使用传统的 MCVD 法沉积出来的预制棒掺氟芯区与包层的面积比很小,因此如果直接使用该预制棒拉制的毛细棒来堆积上述光子晶体光纤结构的话,掺氟圆的相对直径 $d_q/\Lambda$ 必然很小,不能达到上述设计的要求,因此必须考虑先使用外圆磨的方法将掺氟预制棒的芯包比提高到所需的值,再拉制成毛细棒。

## 参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, T. A. Birks, P. S. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 2 A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth *et al.*. High birefringent photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 3 Theis P. Hansen, Jes Broeng, Stig E. B. Libori *et al.*. Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers[J]. *Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(6): 588~590

- 4 Kazunori Suzuki, Hirokazu Kubota, Satoki Kawanishi *et al.*. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. *Opt. Exp.*, 2001, **9**(13): 676~680
- 5 Lou Shuqin, Wang Zhi, Ren Guobin *et al.*. Highly birefringent index guiding photonic crystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(10): 1310~1315 (in Chinese)  
娄淑琴,王智,任国斌等. 折射率导模高双折射光子晶体光纤[J]. *光学学报*, 2004, **24**(10): 1310~1315
- 6 Chi Hao. Analysis of propagation characteristics of birefringent photonic crystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(11): 1552~1556 (in Chinese)  
池灏. 双折射光子晶体光纤传输特性分析[J]. *光学学报*, 2004, **24**(11): 1552~1556
- 7 Fiona C. McNeillie, Erling Riis. Highly polarized photonic crystal fiber laser[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(17): 3981~3987
- 8 Li Shuguang, Liu Xiaodong, Zhou Guiyao *et al.*. A kind of low loss birefringent photonic crystal fiber with increasing-diameter air-holes[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(11): 2855~2857
- 9 M. J. Steel, R. M. J. Osgood. Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2001, **19**(4): 495~503
- 10 Lou Shuqin, Wang Zhi, Ren Guobin *et al.*. Polarization-maintaining photonic crystal fibre[J]. *Chin. Phys.*, 2004, **13**(7): 1052~1058
- 11 Shangping, Allin Sacharia. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(2): 167~175
- 12 Fang Hong, Lou Shuqin, Ren Guobin *et al.*. Mode cutoff in photonic crystal fibers with non-uniformly holes[J]. *Chin. J. Lasers*, 2006, **33**(4): 493~498 (in Chinese)  
方宏,娄淑琴,任国斌等. 非均匀孔径光子晶体光纤的模式截止[J]. *中国激光*, 2006, **33**(4): 493~498
- 13 J. N. Blake, B. Y. Kim, H. J. Shaw. Fiber-optic modal coupler using periodic microbending[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(3): 177~179
- 14 W. V. Sorin, B. Y. Kim, H. J. Shaw. Highly selective evanescent modal filter for two-mode optical fibers[J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(9): 581~583
- 15 Ashish M. Vengsarkar, W. Craly Michie, Ljilja Jankovic *et al.*. Fiber-optic dual-technique sensor for simultaneous measurement of strain and temperature[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1994, **12**(1): 170~177
- 16 Wei Jin, Zhi Wang, Jian Ju. Two-mode photonic crystal fibers[J]. *Opt. Exp.*, 2005, **13**(6): 2082~2088