

V 形高双折射光子晶体光纤特性研究*

夏长明¹⁾ 周桂耀^{1)2)3)†} 韩颖¹⁾ 刘兆伦¹⁾ 侯蓝田¹⁾²⁾

1) (燕山大学红外光纤与传感研究所, 秦皇岛 066004)

2) (燕山大学国家亚稳材料制备科学与技术重点实验室, 秦皇岛 066004)

3) (华南师范大学信息光电子科技学院, 广州 510006)

(2010年10月22日收到; 2010年11月16日收到修改稿)

本文基于全矢量有限元法, 设计了一种 V 形结构高双折射光子晶体光纤, 数值分析结果表明: 当光纤的包层孔间距 A 为 $1.0 \mu\text{m}$, 包层大空气孔 D 和小空气孔 d 分别为 $0.95 \mu\text{m}$, $0.7 \mu\text{m}$ 时, 在波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 处, 该光纤的双折射度 B 达到 1.225×10^{-2} , 比传统光纤高约两个数量级. 另外, 分别在可见光和近红外波段出现了两个零色散波长, 使钛宝石飞秒激光器工作波段 ($700\text{--}980 \text{ nm}$) 处于光纤的反常色散区, 为新颖的光子晶体光纤非线性效应研究提供了理论基础; 同时, 其快轴与慢轴空气填充率的巨大差异也使得这种高双折射光纤对微型传感器的研制有着重要的应用.

关键词: 光子晶体光纤, 高双折射, 有限元法, V 形结构

PACS: 42.81.Gs, 42.81.-i, 81.05.Ni

1. 引言

随着光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 应用领域的不断延伸, 有关光子晶体光纤结构设计种类已有大量的文献进行报道^[1,2]. 由于高双折射光纤在高速光通信系统、光纤传感和精密光学仪器等领域都有着重要的应用, 因此也引起人们的特别关注^[3-5]. 光子晶体光纤在结构设计上具有很高的灵活性, 通过破坏包层结构对称性可以较容易地获得高的双折射, 如增大纤芯附近的空气孔直径、引入椭圆孔或是椭圆芯^[6]等方法, 双折射数量级可达 10^{-2} , 这是传统保偏光纤所不能实现的. 目前, 研究人员已通过研究六边形^[7]、八边形^[8]结构的 PCF, 获得了很好的双折射特性.

本文提出的是一种新颖 V 形结构 PCF (V-PCF), 该光纤的包层由沿 x 轴方向排列的大空气孔 (直径为 D) 和沿 y 轴方向排列的小空气孔 (直径为 d) 组成, 并按六角点阵排列, 中心处缺失一根空气孔而形成纤芯. 由于结构边缘构成一个 V 形, 所以称之为 V 形结构 PCF^[9]. 整个光纤的基质为纯石英材料, 折射率可以由 Sellmeier 公式得到, 因而可以

系统的考虑材料色散; 该光纤的包层由 6 层空气孔组成, 空气孔的折射率 $n_0 = 1.00$, 包层孔间距 $A = 1 \mu\text{m}$, 空气孔的直径为次微米量级^[10]. 从结构上分析, 这种光纤呈现整体的对称性, x 轴方向的空气填充率大于 y 轴方向的空气填充率, 这有利于提高光纤对压力敏感性, 是实现弱压力检测的极好方法. 同时, 由于石英的热膨胀系数较小, 也有利于抑制光纤对温度的敏感性, 保证其在恶劣的环境下工作.

2. 理论基础

根据有限元法^[11,12], 我们对图 1(a) 的 PCF 进行了理论模拟, 对于任何可用相对介电常数 ϵ_r 和磁导率 μ_r 的复张量描述的介质来说, 都可用下式来表示:

$$\bar{\nabla} \times (\bar{\epsilon}_r \bar{\nabla} \times \bar{h}) - k_0^2 \bar{\mu}_r \bar{h} = 0, \quad (1)$$

式中, h 为磁场, k_0 为空间的波数, $k_0 = 2\pi/\lambda$, λ 是波长, \bar{h} 可以被写成 $\bar{h} = H e^{-\gamma z}$ (H 为横截面的场分布), 并且 γ 是一个复传播常数 ($\gamma = \alpha + jk_0 n_{\text{eff}}$), α 是衰减常数, n_{eff} 是有效折射率. 通过应用标量有限元, 方程(1)式可转换成代数问题

* 国家自然科学基金重点项目 (批准号:60637010) 和国家重点基础研究发展计划 (973 计划) (批准号:2010CB327604) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zguiyao@163.com

$$\left([A] - \left(\frac{\gamma}{k_0} \right)^2 [B] \right) \{H\} = 0, \quad (2)$$

式中, $\{H\}$ 为模的离散磁场矢量分布, 矩阵 $[A]$, $[B]$ 为稀疏对称矩阵, 这样能够保证通过高阶代数求解器获得一个有效解. 为了更加接近计算区域而又不影响计算结果, 一个各向异性完美匹配层被应用于计算区域的外部边界, 通过有效的解可以获得模式的复有效传播常数 γ , 并进一步获得光纤的其他性能参数.

取模式的复有效传播常数 γ 的实部, 可以得到该模式所对应 PCF 的限制损耗 (单位为 dB/m)

$$L = 20\alpha \log_{10} e = 8.686\alpha \text{ (dB/m)}, \quad (3)$$

式中 λ 为波长, 取复有效传播常数 γ 的虚部, 即可得到有效折射率 n_{eff} , 由 n_{eff} 得到色散系数

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}. \quad (4)$$

光纤的归一化模双折射 $B(\lambda)$ 可以表示为

$$B(\lambda) = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|, \quad (5)$$

式中 n_{eff}^x 和 n_{eff}^y 分别是基模的两个正交偏振态 x 轴和

y 轴对应的模式有效折射率. 两个正交偏振的模之间的偏振拍长 L_B 为

$$L_B = \frac{\lambda}{B}. \quad (6)$$

非线性系数 $\gamma(\lambda)$ 可表示为

$$\gamma(\lambda) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (7)$$

式中, A_{eff} 为有效模面积; n_2 是石英的非线性折射系数, 可以通过多种测量技术得到 (如基于自相位调制、交叉相位调制、四波混频), 本文采用文献 ($n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$)^[13] 中的结果.

3. 数值模拟与结果分析

从图 1(b) 的分析结果可看出, 在波长 $\lambda = 1550 \text{ nm}$ 处该光纤具有单模特性, 模场能量基本被完全约束在纤芯中. 图 1(c), (d) 分别对应基模两个偏振态 $\text{HE}_{11}^x, \text{HE}_{11}^y$ 模的模场分布, 模场均表现出向 y 方向延伸, 呈现出椭圆形状, 这是由于 x 轴方向引入大

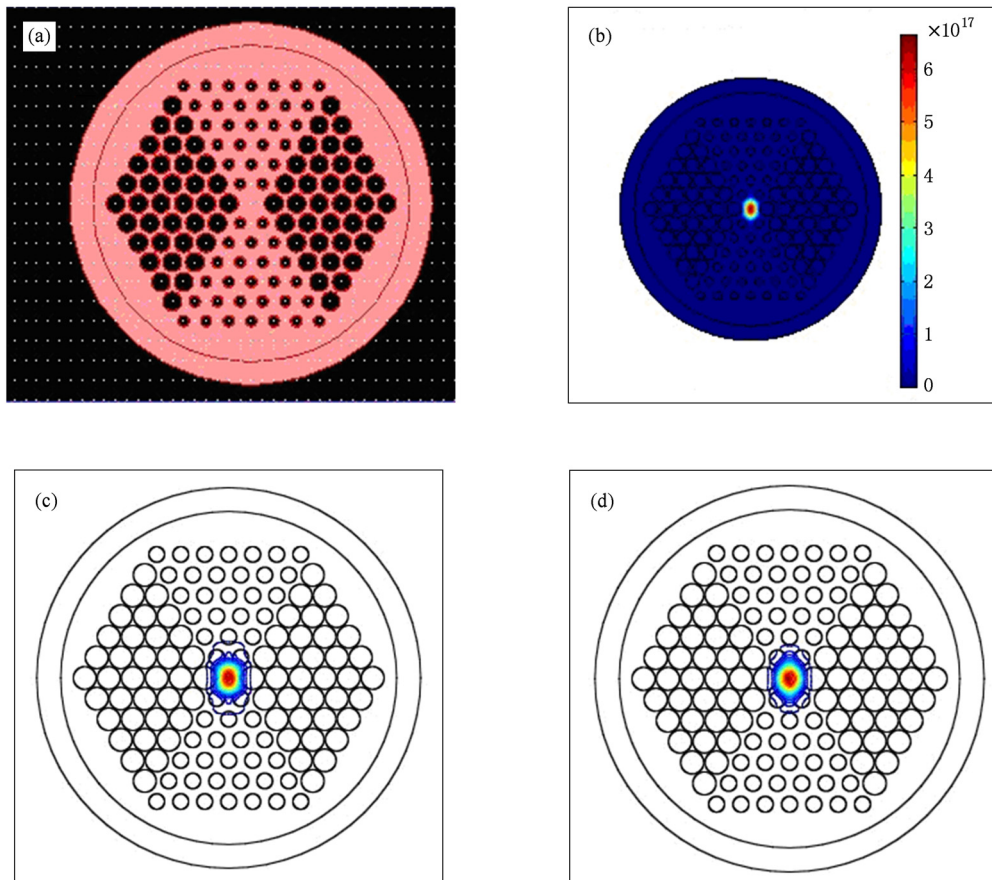


图 1 光纤结构和模场分布图 (a) 光纤结构端面图; (b) 1550 nm 基模模场分布图; (c) HE_{11}^x 模场分布图; (d) HE_{11}^y 模场分布图

的光纤包层空气孔,空气填充率较高,使得 x 方向的有效折射率减小,从而模场向 y 方向延伸.

3.1. 基模的有效折射率

由于 PCF 基模的有效折射率是波长的函数,结合 Sellmeier 公式,当归一化直径 $D/\Lambda = 0.95$ 不变,随归一化直径 d/Λ 以 0.1 的步长从 0.4 增大到 0.9 时, HE_{11} 模有效折射率随着波长的增加,光纤折射率有减小的趋势(如图 2),并且随着空气孔直径 d 不断增加,折射率曲线整体下移,同一波长对应的折射率也逐渐减小. 分析认为随着 d 的增大,光纤包层的空气填充率不断增加是影响有效折射率减小的主要原因.

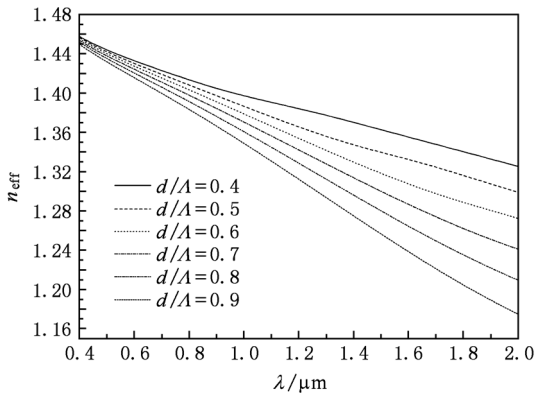


图 2 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以 0.1 的步长从 0.4 增大到 0.9 时 HE_{11} 有效折射率随波长变化曲线

3.2. 双折射特性

对于保持 x 轴方向包层孔直径 $D/\Lambda = 0.95$ 不变, y 轴方向包层孔 $d/\Lambda = 0.6, 0.7, 0.8, 0.9$ 变化时,双折射 B 随波长的增大而先逐渐增加达到最大值,随后逐渐减小,出现一个拐点(极大值),并且极大值也会随 d/Λ 的增加而向长波方向移动(见图 3);为研究沿 x 轴方向变化情况,保持 y 轴包层孔直径 $d/\Lambda = 0.6$ 不变, x 轴方向包层孔直径 $D/\Lambda = 0.7, 0.8, 0.9$ 时,双折射 B 出现了与图 3 相同的结果(见图 4). 由图 3 和图 4 可知,所提出的 V-PCF 的双折射在光通信波段 $1.55 \mu\text{m}$ 处最大可达到 1.225×10^{-2} 的高双折射,比传统偏振保持光纤高两个数量级,并高于文献所报道的 2.58×10^{-3} ^[14], 1.001×10^{-2} ^[15]. 这主要是因为光纤包层空气孔的直径达到了次微米量级,模场受光纤的椭圆芯和非对称包层因素的影响较大.

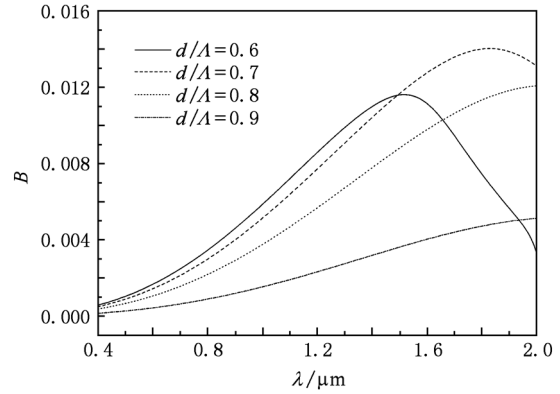


图 3 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以 0.1 的步长从 0.6 增大到 0.9 时双折射 B 随波长变化曲线

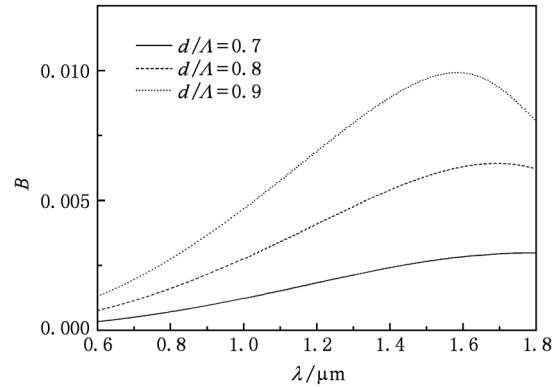


图 4 $d/\Lambda = 0.6$, D/Λ 以步长 0.1 从 0.7 增大到 0.9 时双折射 B 随波长变化曲线

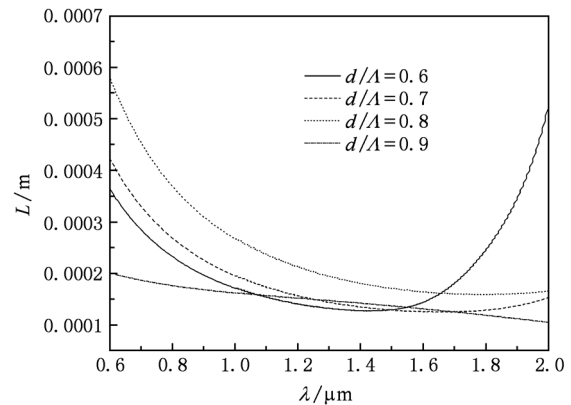


图 5 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以 0.1 的步长从 0.6 增大到 0.9 时拍长随波长变化曲线

为研究光纤结构参数与拍长的关系,在保持 $D/\Lambda = 0.95$ 不变时, d/Λ 以 0.1 的步长从 0.6 增大到 0.9,拍长随波长变化曲线,如图 5 所示. 从图中可

以看出:随着波长的增加先减小,然后逐渐增大,与双折射的变化曲线正好相反,与(6)式计算结果相符. 当 $D/\Lambda = 0.95$, $d/\Lambda = 0.7$ 时,在光通信波段 $1.55 \mu\text{m}$ 处,拍长实现了最小(其值为 $1.261 \times 10^{-4} \text{m}$),即双折射达到最大.

3.3. 色散特性

图6为保持光纤包层孔直径 $D/\Lambda = 0.95$ 不变, d/Λ 从0.6增大到0.9时, HE_{11}^x 和 HE_{11}^y 模场总色散

随波长的增长而出现极大值,同时随着 d/Λ 的增大,色散曲线整体向上移动,并且极大值也向长波长方向移动. 在可见光和近红外波段分别出现了两个零色散波长,随着 d/Λ 的增大,可见光波段的零色散波长向短波长移动,而近红外波段的零色散波长向长波长移动,这样使得两波长之间很宽的波段区域处于反常色散区,此波段位于钛宝石激光超短脉冲工作的波段(700—980 nm),为光孤子的形成创造了条件.

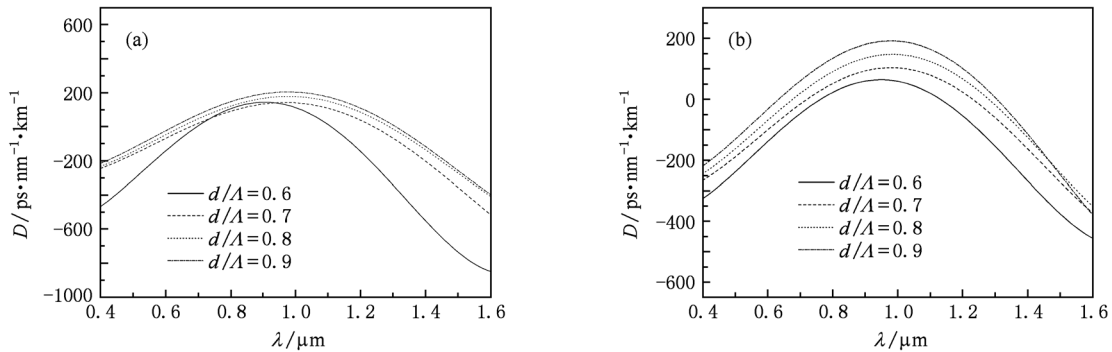


图6 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以0.1的步长从0.6增大到0.9时 HE_{11}^x (a) 和 HE_{11}^y (b) 基模总色散随波长的变化曲线

3.4. 有效模面积

当保持包层孔直径 $D/\Lambda = 0.95$ 不变, d/Λ 以0.1的步长从0.7增大到0.9时,基模的两个偏振态 HE_{11}^x 和 HE_{11}^y 有效模面积随波长的增加,光纤的有效模面积也随着增加,随着 d/Λ 的增大,曲线整体

下移,但是在相同参数条件下,在短波长处 HE_{11}^x 模的有效模面积比 HE_{11}^y 的变化小,而在长波长处 HE_{11}^x 模的有效模面积比 HE_{11}^y 的变化大,如图7所示. 根据光纤的结构对称特性,本文只计算了其四分之一的结构端面,在波长为 $1.55 \mu\text{m}$ 处的最大有效模面积 $0.5202 \mu\text{m}^2$,如此小的有效模面积为高非线性的

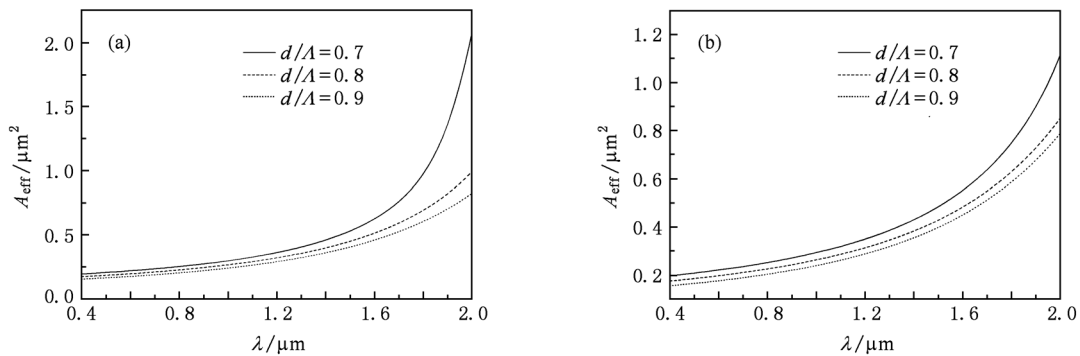


图7 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以0.1的步长从0.7增大到0.9时 HE_{11}^x (a) 和 HE_{11}^y (b) 有效模面积随波长的变化曲线

实现提供了基础.

3.5. 非线性特性

图8为保持包层孔直径 $D/\Lambda = 0.95$ 不变, d/Λ

以0.1的步长从0.4增大到0.9时,基模两个偏振态 HE_{11}^x 和 HE_{11}^y 的非线性随波长的变化曲线. 从图中我们可以看出:随着波长的增加,光纤的非线性系数逐渐减小,且随着 d 的增大,非线性系数也减

小,但是在相同参数条件下, HE_{11}^x 模的非线性比 HE_{11}^y 的变化大. 当 d/Λ 在 0.5 以下时, 光纤的非线性在可见光波段范围内不再规则变化. 分析认为, 空气孔直径 d 的减小, 使得限制损耗增大, 一部分模式成为泄露模, 不再局域在纤芯中, 而在包层中传输. 对于 HE_{11}^y 模, 在 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以 0.1 的步长

从 0.4 增大到 0.9 时, 在 $1.55 \mu\text{m}$ 处最大非线性系数为 $307.695 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$, 这与文献报道的锥形光纤所获得最大非线性相接近^[16]; 与文献[17]报道的非线性相比较, 我们设计的光纤具有更高的非线性. 该光纤呈现的高非线性高双折射效应为其在超连续谱中的应用奠定了基础.

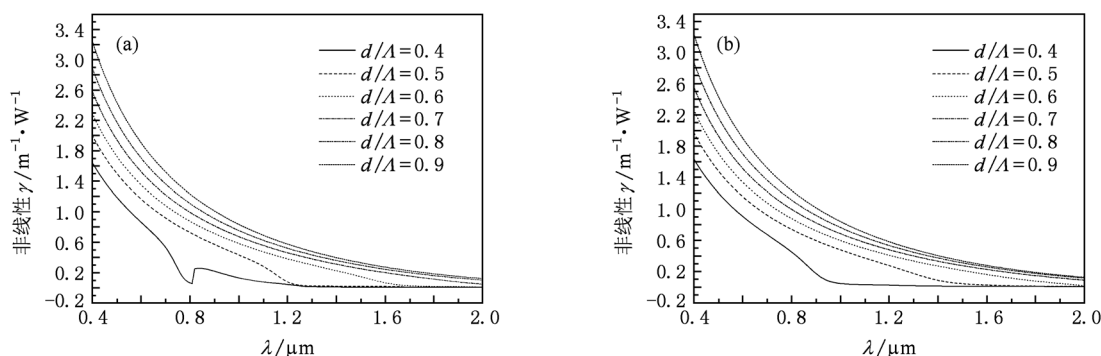


图 8 $D/\Lambda = 0.95$, d/Λ 以 0.1 的步长从 0.4 增大到 0.9 时 HE_{11}^x (a) 和 HE_{11}^y (b) 的非线性随波长的变化曲线

4. 结 论

基于全矢量有限元法, 优化设计了一种 V 形光子晶体光纤, 该光纤具有高双折射高非线性特性. 通过调整结构参数, 在 $1.55 \mu\text{m}$ 通信波段处的双折射 B 可达到 1.2249×10^{-2} , 比传统光纤高两个数量

级, 非线性系数为 $307.695 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$. 色散分析表明在可见光和近红外波段实现了两个零色散波长, 使得反常色散区位于钛宝石激光器工作波段, 为光孤子的研究提供了理论基础, 其快轴与慢轴空气填充率的巨大差异使得该种光纤对微型传感器件的研制具有重要的意义, 解决传统 PCF 传感器难于检测弱压力的难题.

[1] Knight J C, Briks T A, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1549
 [2] Briks T A, Mogilevtsev D, Knight J C, Russell P S J 1999 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **11** 676
 [3] Wang J Y, Jiang C, Hu W S, Gao M Y 2006 *Optical-fiber Technology* **12** 265
 [4] Wang H L, Wang C, Leng Y X, Xu Z Z, Hou L T 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054212
 [5] Ren G J, Wei Z, Zhang Z, Yao J Q 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3897 (in Chinese) [任广军、魏 臻、张 强、姚建铨 2009 物理学报 **58** 3897]
 [6] Zhang Y N, Miao R C, Ren L Y, Wang H Y, Wang L L, Zhao W 2007 *Chin. Phys.* **16** 1719
 [7] Folkenberg J R, Nielsen M D, Mortensen N A, Jakobsen C, Simonsen H R 2004 *Opt. Lett.* **28** 158
 [8] Yang Q Q, HOU L T 2009 *Acta. Phys. sin.* **58** 8345 (in Chinese) [杨倩倩、侯蓝田 2009 物理学报 **58** 8345]
 [9] Wojcik J, Mergo P, Makara M, Poturaj K, Skorupski K, Klimek J 2010 *Photonics Letters (Poland)* **2** 10
 [10] Leon-saved S G, Birks T A, Wadsworth W J, Russell P St J, Mason M W 2004 *Opt. Express* **12** 2864
 [11] Selleri S, Vincetti L, Cucinotta A, Zoboli M 2001 *Opt. Quantum Electron.* **33** 359371
 [12] Zhang H, Yang B J, Liu Y M, Wang Q G, Yu L, Zhang X G 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1116
 [13] Boyd R W 2003 *Nonlinear Optics* 3rd Ed. (Am. Academic Press) p212
 [14] Kakarantzas G, Ortigosa B A, Birks T A, Russell P St J, Couny F, Managan B J 2003 *Opt. Lett.* **28** 2831
 [15] Zhou H S, Li S G, Fu B, Yao Y Y, Zhang L 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 014208
 [16] Zheltikov A 2005 *Opt. Soc. Am. B* **22** 1100
 [17] Jiang L H, Hou L T 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1095 (in Chinese) [姜凌红、侯蓝田 2010 物理学报 **59** 1095]

Investigation of V-type photonic crystal fiber with high birefringence*

Xia Chang-Ming¹⁾ Zhou Gui-Yao^{1)2)3)†} Han Ying¹⁾ Liu Zhao-Lun¹⁾ Hou Lan-Tian¹⁾²⁾

1) (*Institute of Infrared Optical Fibers & Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

2) (*State Key Laboratory of Metastable Materials Science & Technology, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China*)

3) (*School of Information and Optoelectronic Science and Engineering, South China Normal University, Guangzhou 510006, China*)

(Received 22 October 2010; revised manuscript received 16 November 2010)

Abstract

According to the full-vector finite element method, a new kind of V-shape photonic crystal fiber with high birefringence is proposed. Simulation results show that the V-shape photonic crystal fiber has a birefringence of 1.239×10^{-2} at a wavelength of $1.55 \mu\text{m}$, when its cladding air hole pitch, large air hole diameter, small air hole diameter are $1.0 \mu\text{m}$, $0.95 \mu\text{m}$ and $0.6 \mu\text{m}$, respectively. There are two zero dispersion wavelengths in the visible and the near-infrared region respectively, and the abnormal dispersion zone includes the operation wavelength of Ti:sapphire laser, which is advantageous for nonlinear generation of photonic crystal fibers. The difference in air filling fraction between fast and slow axis can be used as a sensor for the weak strain.

Keywords: photonic crystal fiber, high birefringence, finite element method, V-type structure

PACS: 42.81.Gs, 42.81.-i, 81.05.Ni

* Project supported by the Key Program of the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60637010) and the National Basic Research Program of China (Grant No. 2010CB327604).

† Corresponding author. E-mail: zguiyao@163.com