

文章编号: 0253-2239(2007)04-0593-5

单偏振光子晶体光纤*

武延荣 郭丽霞 薛文瑞 周国生

(山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

摘要: 提出了一种能够在较宽波长范围内保持单偏振的光子晶体光纤, 并利用频域有限差分法对其偏振特性进行了数值分析。在孔间距 Λ 取 $2.3 \mu\text{m}$, 第一层较大空气孔直径 d_1 取 $2.4 \mu\text{m}$, 较小空气孔直径 d_s 取 $1.4 \mu\text{m}$, 包层中其它空气孔的直径 d 取 $0.6 \mu\text{m}$ 的条件下, 这种单偏振光子晶体光纤在 $1.02 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 波长范围内, 保持较高的模式双折射。当较大空气孔直径 d_1 取 $2.8 \mu\text{m}$, 较小空气孔直径 d_s 取 $1.4 \mu\text{m}$ 时, 在 $1.35 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 波长范围内, 仅有一个偏振模能够存在, 且波长 $1.31 \mu\text{m}$ 处的模式双折射度达到 3.5×10^{-3} 。

关键词: 光纤光学; 单偏振; 光子晶体光纤; 模式双折射; 频域有限差分法

中图分类号: TN913.7 文献标识码: A

Photonic Crystal Fiber with Single Polarization

Wu Yanrong Guo Lixia Xue Wenrui Zhou Guosheng

(College of Physics and Electronics Engineering, Shanxi University, Taiyuan 030006)

Abstract: A novel photonic crystal fiber that maintains single polarization at a relatively wide wavelength range is presented and analyzed with a full-vectorial compact-two-dimensional finite-difference method. When the space of hole to hole is $2.3 \mu\text{m}$, the diameter of the larger holes in the first ring is $2.4 \mu\text{m}$, the diameter of the smaller air holes in the first ring is $1.4 \mu\text{m}$, and the diameter of other air holes is $0.6 \mu\text{m}$, this single polarization fiber (SPF) maintains a high mode birefringence at wavelength range of $1.02 \sim 2.0 \mu\text{m}$. When the diameter of the larger air holes is $2.8 \mu\text{m}$, and the diameter of the smaller air holes is $1.4 \mu\text{m}$, only one polarization mode can be guided in the range of $1.35 \sim 2.0 \mu\text{m}$ and the modal birefringence at the wavelength $1.31 \mu\text{m}$ can reach 3.5×10^{-3} .

Key words: fiber optics; single polarization; photonic crystal fiber; modal birefringence; frequency domain finite difference

1 引 言

单偏振光纤(SPFs)的概念最早出现于 20 世纪 80 年代。由于这类光纤中只存在一个偏振模, 这样就可以消除由于两个偏振模的耦合和偏振模色散(PMD)所带来的问题, 从而提高光学器件和光传输系统的稳定性。实现单偏振的主要方法有: 利用应力致双折射产生单偏振效应, 如“熊猫”光纤(或“领结”光纤)^[1,2]; 打破芯区的圆柱对称性, 把纤芯做成椭圆形的结构^[3]; 在芯区附近加入吸收材料^[4]; 或者把两个空气孔对称地放于具有掺杂的椭圆芯区两边^[5]等。单偏振光纤已应用于很多领域, 如高功率光纤激光器、光纤陀螺和光纤传感器等。

近年来, 光子晶体光纤成为热门的研究课题。与一般的光纤比较, 光子晶体光纤给人们提供了比较多的设计自由度。最初人们通过改变光子晶体光纤芯区或者包层空气孔的形状或者大小实现了高双折射^[6~10], 双折射度可达到 10^{-3} 数量级, 比传统的“熊猫”光纤(或“领结”光纤)型保偏光纤的双折射要高出一个数量级。现在利用光子晶体光纤来产生单偏振效应已成为人们关注的热点。文献[11]通过打破光子晶体光纤芯区对称性, 在 $1.42 \sim 1.81 \mu\text{m}$ 的范围内实现了单偏振。文献[12]通过改变芯区附近空气孔的大小, 在 $1.48 \sim 1.6 \mu\text{m}$ 的范围内也实现了单偏振。

* 山西省自然科学基金(20041036)资助课题。

作者简介: 武延荣(1979-), 男, 河南洛阳人, 硕士研究生, 主要从事光纤光学和光子晶体光纤方面的研究。

E-mail: wyrpcf@hotmail.com

导师简介: 薛文瑞(1967-), 男, 山西河曲人, 教授, 硕士生导师, 主要从事导波光学、光纤光学和光子晶体光纤方面的研究。E-mail: wrxue@sxu.edu.cn

收稿日期: 2006-05-12; 收到修改稿日期: 2006-07-03

2 结构模型与计算方法

文中提出了一种单偏振光子晶体光纤的新型结构,其横截面结构如图 1 所示,其中, Δ 表示空气孔之间的距离, d 为包层空气孔的直径, d_1 、 d_s 分别为靠近芯区附近第一层的两种空气孔的直径,它们之间满足 $d_1 > d_s > d$ 的关系。不同大小空气孔的引入不仅可以提高基模的模式双折射,而且还可以进一步产生单偏振效应。此光子晶体光纤结构与文献 [10] 中的结构比较相似,不同之处在于增大了芯区附近第一层空气孔中除原来两个较大空气孔外的其他四个空气孔的直径,这样改变的目的首先是可以形成横截面折射率呈 W 型分布的结构,折射率呈 W 型分布的保偏光纤(PM)消除了基态偏振模的简并,于是两个基态偏振模存在不同的截止波长。其次是能够进一步打破芯区的对称性,从而实现更高的模式双折射和更宽的单偏振波长范围。由于折射率对比度较大,采用全矢量的压缩的二维频域有限差分法(FDFD)^[13~15]来分析这种光纤的双折射和偏振特性。与其它方法相比,频域有限差分法方法具有简单有效的特点。只要给定光波导的几何和电磁参量,就可以算出在给定波长处的传播常量 β 以及每个模式的场分布,下面对这种方法作一简单介绍。

带有各向异性良匹配层边界的麦克斯韦方程表达如下^[13~15]:

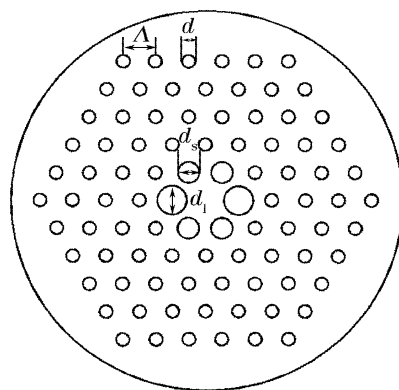


图 1 新型单偏振光子晶体光纤的横截面结构
Fig. 1 Cross section of the novel single polarization photonic crystal fiber

$$jk_0 s \epsilon_r \mathbf{E} = \nabla \times \mathbf{H}, \quad (1)$$

$$-jk_0 s \mu_r \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{E}, \quad (2)$$

这里,

$$s = \begin{bmatrix} s_y/s_x & & \\ & s_x/s_y & \\ & & s_x s_y \end{bmatrix} \quad (3)$$

$$s_x = 1 - \sigma_x/(j\omega \epsilon_0), \quad s_y = 1 - \sigma_y/(j\omega \epsilon_0), \quad (4)$$

其中 σ_x 和 σ_y 是沿轴 x 和 y 轴各自的电导率。

在光子晶体光纤中,由于沿纵向(z 方向)折射率不变,如果假设沿 z 方向的传播常量是 β ,就可以把电场或者磁场分解为纵向分量和横向分量的形式,可表示为

$$\zeta(x, y, z, t) = [\zeta_t(x, y) + \zeta_z(x, y)] \exp[-j(\omega t - \beta z)], \quad (5)$$

这里 ζ 表示电场 E 或磁场 H ,角标 t 和 z 分别指代横向场分量和纵向场分量。

在压缩的二维频域有限差分法中,用 $i\beta$ 代替对 z 的偏微分,其他的微分式用 Yee's 网格的中心差商形式表示。这样可以把旋度方程(1)式、(2)式转化为矩阵形式:

$$-jk_0 \begin{bmatrix} (s_y/s_x)\epsilon_{rx} & & \\ & (s_x/s_y)\epsilon_{ry} & \\ & & s_x s_y \epsilon_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j\beta \mathbf{I} & \mathbf{V}_y \\ j\beta \mathbf{I} & 0 & -\mathbf{V}_x \\ -\mathbf{V}_y & \mathbf{V}_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix}, \quad (6a)$$

$$jk_0 \begin{bmatrix} (s_y/s_x)\mu_{rx} & & \\ & (s_x/s_y)\mu_{ry} & \\ & & s_x s_y \mu_{rz} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \\ H_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & -j\beta \mathbf{I} & \mathbf{V}_y \\ j\beta \mathbf{I} & 0 & -\mathbf{V}_x \\ -\mathbf{U}_y & \mathbf{U}_x & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix}, \quad (6b)$$

其中 \mathbf{U} 和 \mathbf{V} 都是稀疏矩阵, \mathbf{I} 为单位矩阵。

把方程(6a)代入方程(6b)并消去 H_z 我们可以得到一个本征值方程

$$\begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (7)$$

$$\text{其中,} \quad Q_{xx} = \epsilon'_{ry} U_y \epsilon'^{-1}_{rz} V_y + V_x \mu'^{-1}_{rz} U_x \mu'_{rx} + k_0^2 \epsilon'_{ry} \mu'_{rx} + k_0^{-2} V_x \mu'^{-1}_{rz} (U_x U_y - U_y U_x) \epsilon'^{-1}_{rz} V_y, \quad (8)$$

$$Q_{xy} = -\epsilon'_{ry} U_y \epsilon'^{-1}_{rz} V_x + V_x \mu'^{-1}_{rz} U_y \mu'_{ry} + k_0^{-2} V_x \mu'^{-1}_{rz} (U_y U_x - U_x U_y) \epsilon'^{-1}_{rz} V_x, \quad (9)$$

$$Q_{yx} = -\epsilon'_{rx} U_x \epsilon'^{-1}_{rz} V_y + V_y \mu'^{-1}_{rz} U_x \mu'_{rx} + k_0^{-2} V_y \mu'^{-1}_{rz} (U_x U_y - U_y U_x) \epsilon'^{-1}_{rz} V_y, \quad (10)$$

$$Q_{yy} = \epsilon'_{rx} U_x \epsilon'^{-1}_{rz} V_x + V_y \mu'^{-1}_{rz} U_y \mu'_{ry} + k_0^2 \epsilon'_{rx} \mu'_{ry} + k_0^{-2} V_y \mu'^{-1}_{rz} (U_y U_x - U_x U_y) \epsilon'^{-1}_{rz} V_x, \quad (11)$$

以上各式中：

$$\epsilon'_{rx} = \frac{\epsilon_{rx} s_y}{s_x}, \quad \epsilon'_{ry} = \frac{\epsilon_{ry} s'_x}{s_y}, \quad \epsilon'_{rz} = \epsilon_{rz} s_x s_y, \quad (12)$$

$$\mu'_{rx} = \frac{\mu_{rx} s_y}{s_x}, \quad \mu'_{ry} = \frac{\mu_{ry} s'_x}{s_y}, \quad \mu'_{rz} = \mu_{rz} s_x s_y. \quad (13)$$

在给定的光波导几何参量和电磁参量的情况下，就能够得到在特定波长下的传播常量 β ，有效模折射率 n_{eff} 和每个模式的场分布。

为了检验频域有限差分法的准确性，分析了一种传统的阶跃光纤，结构参量取中心半径为 $4.0 \mu\text{m}$ ，包层半径为 $62.5 \mu\text{m}$ ，中心折射率为 1.5，包层折射率为 1.45。计算结果如表 1 所示。

表 1 HE₁₁ 模传播常量 β 同波长 λ 的关系

Table 1 Calculated relationship of propagation constant β with wavelength λ for HE₁₁ mode

$\lambda / (10^{-6} \text{ m})$	$\beta (10^6 \text{ m}^{-1})$		Relative error / %
	FD	theory	
1.0	9.40890	9.40905	0.00157
1.1	8.55084	8.55102	0.00212
1.2	7.83563	7.83624	0.00788
1.3	7.23031	7.23083	0.00722
1.4	6.71134	6.71206	0.01070
1.5	6.26147	6.26296	0.02386
1.6	5.86774	5.86859	0.01456
1.7	5.52025	5.52109	0.01519
1.8	5.21130	5.21173	0.00828
1.9	4.93482	4.93575	0.01878

从表 1 中可以看出，对于 HE₁₁ 模来说，频域有限差分法方法得到的传播常量 β 随波长 λ 变化的关系与用传统的解析的模场分析方法^[16] 所获得的结果吻合得很好，所以频域有限差分法方法能够给出准确的结果。

3 分析与讨论

对于保偏光纤而言，它的模式双折射度通常定义为 $B = n_s - n_f$ ，其中 n_s 和 n_f 分别对应慢轴和快轴上两个正交偏振模的有效折射率。包层的有效折射率定义为 n_{fsm} ，即通常所说的基空间填充模 (FSM) 的有效折射率，可通过等效折射率模型^[17] 等方法获得。也就是把包层中允许的最大传播常量 β_{fsm} 所对应模式的有效折射作为包层的有效折射率， β_{fsm} 对应的模式即为基空间填充模。文中 n_{fsm} 是直接通过频域有限差分法方法计算没有中心缺陷时理想包层结构中能够传播的模式的最大传播常量所对应的有效折射率而获得的。

当两个正交偏振模在光纤芯区同时传输时，它们的传输状态与包层的有效折射率有很大关系：当两个偏振模的有效折射率 n_s 和 n_f 都大于包层的有效折射率 n_{fsm} 时，两个偏振模将以导模的方式传输，所以它们会同时存在；当两个偏振模的有效折射率 n_s 和 n_f 都小于包层的有效折射率 n_{fsm} 时，两个偏振

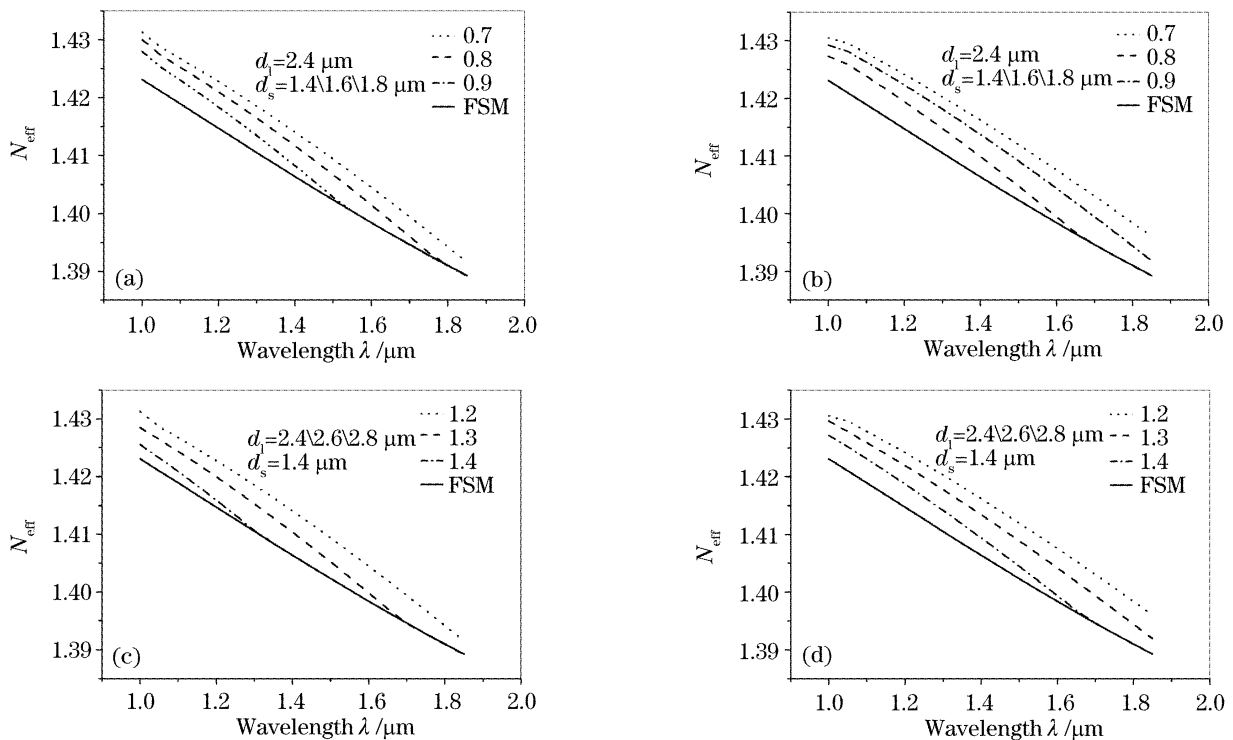


图 2 偏振模有效折射率与基空间填充模的有效折射率随波长的变化曲线图。其中 (a)、(c) 为快轴模，(b)、(d) 为慢轴模
Fig. 2 Effective refractive indices of two fundamental polarization modes and fundamental space-filling modes (FSM) as a function of wavelength. (a), (c) fast axis modes, (b), (d) slow axis modes

模都变为泄漏模，即基模处于截至状态，光信号无法在此光纤芯区传输。当慢轴上偏振态有效折射率 n_s 大于包层的有效折射率 n_{ism} ，而快轴上的偏振态有效折射率 n_f 小于包层有效折射率 n_{ism} 时，基模的两个偏振态只能有一个存在，即沿慢轴方向传输的偏振模是导模，而沿快轴方向传播的偏振模变为泄漏模。这样就可以在一定的波长范围之内产生单偏振效应，同时也应该认识到大的模式双折射会更易于产生单偏振效应。

对于图 1 所示结构，首先分析了沿慢轴和快轴方向上两个偏振模的有效折射率随波长变化的规律，由于要产生大的双折射和明显的单偏振效应主要与靠近芯区附近的空气孔有关，因此仅分析了芯区附近第一层六个空气孔对两个偏振态有效折射率的影响。固定孔间距 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ ，以及除第一层外包层其他空气孔的直径 $d = 0.6 \mu\text{m}$ ，计算了取不同 d_1 和 d_s 时，不同波长对应的偏振模有效折射率，并画出了变化曲线图，如图 2 所示。

从图 2 中可以看出，固定 $d_1 = 2.4 \mu\text{m}$ ，两个轴上偏振模的有效折射率会随着 d_s 增大而减小；固定 $d_s = 1.4 \mu\text{m}$ ，两个轴上偏振模的有效折射率随着 d_1 的增大而减小。这说明芯区附近空气孔的大小对模式有效折射率的影响较大，通过调节第一层空气孔合适的大小比例，就可以得到所需要的效果。

图 3 表示出了慢轴方向偏振基模、快轴方向偏振基模以及空间填充模(包层)三者有效折射率随波长变化的情况。通过调节合适的结构参量，在 $1.02 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 波长范围内，均保持较大的双折射，在 $1.55 \mu\text{m}$ 波长处，模式双折射 $B = 2.85 \times 10^{-3}$ ，且两个

偏振模的有效折射率都大于包层的有效折射率，即 $n_s > n_f > n_{ism}$ ，这样基模在光波导中传输的同时，两个偏振态保持较大的双折射，这对制作保偏光子晶体光纤有很好的理论指导意义。

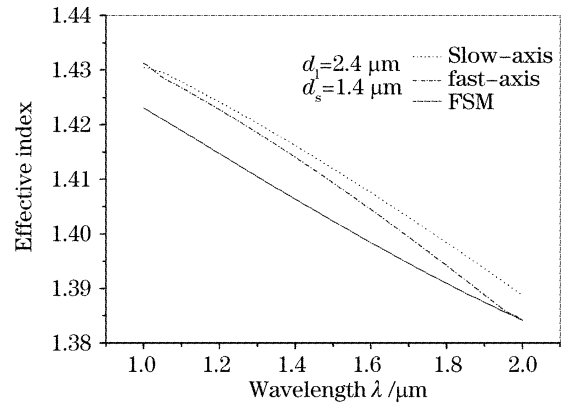


图 3 两个正交偏振模有效折射率与包层有效折射率随波长变化的关系

Fig. 3 Effective refractive indices of two orthogonal polarization modes and cladding fundamental space filling mode (FSM) as a function of wavelength

进一步的调节芯区附近空气孔的直径等结构参量，可以从大的双折射获得单偏振效应，如图 4 所示，在 $1.35 \sim 2.0 \mu\text{m}$ 波长范围内，两个偏振模有效折射率和包层基空间填充模的有效折射率三者之间满足 $n_s > n_{ism} > n_f$ ，因此慢轴方向上的偏振模以导模方式传输，而快轴方向上的偏振模以泄露模方式截至，在整个光纤中传输就可以产生单偏振效应。

在 1310 nm 波长处，数值分析的结果显示两个正交方向上的偏振模都是导模，且可得到模式双折射度 3.5×10^{-3} ，图 5 为产生单偏振效应时两个偏振模的双折射度。

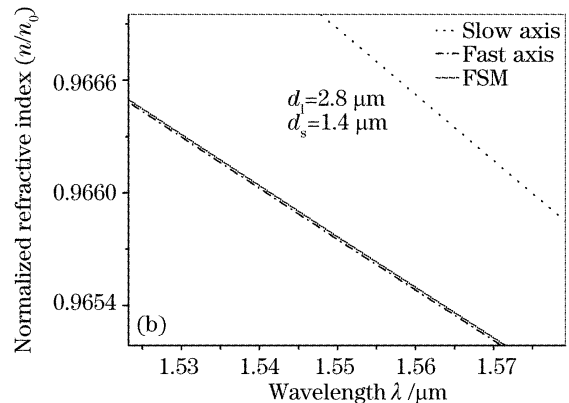
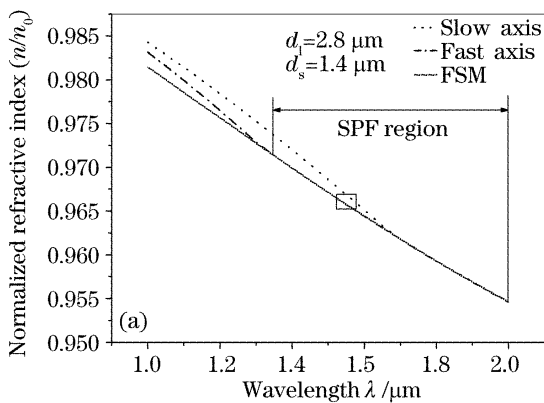


图 4 两个正交偏振模有效折射率与包层有效折射率随波长变化的关系。(b)图是(a)图中矩形框所示区域的放大图
Fig. 4 Effective refractive indices of two orthogonal polarization modes and fundamental space-filling mode (FSM) as a function of wavelength. (b) is magnified from the rectangular region of (a)

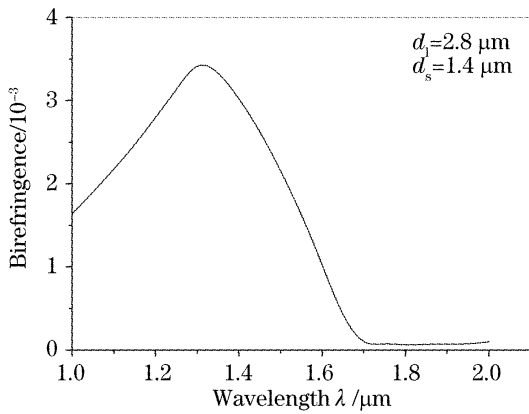


图 5 模式双折射度随波长的变化曲线

Fig. 5 Birefringence as a function of wavelength

4 结 论

提出了一种新型的光子晶体光纤,其中靠近芯区第一层空气孔对双折射和单偏振特性起到关键作用。在不同结构参量下,分析了第一层两种直径不同的空气孔对模式双折射度和单偏振带宽的影响,结果显示取适当的结构参量,这种光子晶体光纤结构在 $1.35\sim 2.0\ \mu\text{m}$ 波长范围内,仅有一个偏振模能够存在。在 $1.02\sim 2.0\ \mu\text{m}$ 波长范围内,一直保持较高的模式双折射,这对制作宽带宽保偏光纤具有一定的理论指导意义。

参 考 文 献

- 1 W. Eickhoff. Stress-induced single-polarization single mode fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1982, **7**(12): 629~631
- 2 K. S. Chiang. Stress-induced birefringence fibers designed for single polarization single mode operation [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1989, **7**(2): 436~441
- 3 K. Okamoto. Single polarization operation in highly birefringent optical fibers[J]. *Appl. Opt.*, 1984, **23**(15): 2638~2642
- 4 J. R. Simpson, R. H. Stolen, E. M. Sears *et al.*. A single polarization fiber[J]. *J. Lightwave Technol.*, 1983, **LT-1**(2): 370~373

- 5 D. A. Nolan, G. E. Berkey, M. J. Li *et al.*. Single polarization fiber with a high extinction ratio[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(16): 1855~1857
- 6 A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth *et al.*. Highly birefringent photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 7 T. P. Hansen, J. Broeng, S. E. B. Libori *et al.*. Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(6): 588~590
- 8 K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi *et al.*. Optical properties of a low-loss polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(13): 676~680
- 9 Lou Shuqin, Jian Wei, Ren Guobin *et al.*. An ultra-broadband single-polarization single-mode photonic crystal fiber[J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2005, **22**(9): 2302~2304
- 10 Lou Shuqin, Ren Guobin, Wang Zhi *et al.*. Polarization properties of high birefringence photonic crystal fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(12): 1503~1507 (in Chinese)
- 11 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
- 11 Hiironkazu Kubota, Satoki Kawanishi, Shigeki Koyanagi *et al.*. Absolutely single polarization photonic crystal fibers[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2004, **16**(1): 182~184
- 12 K. Saitoh, M. Koshiba. Single-polarization single-mode photonic crystal fibers[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003, **15**(10): 1384~1386
- 13 Zhaoming Zhu, Thomas G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fiber [J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(17): 853~864
- 14 Shangping Guo, Feng Wu, Sacharia Albin. Loss and dispersion analysis of microstructured optical fibers by finite-difference method[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3341~3352
- 15 Chinping Yu, Hung-Chun Chang. Yee-mesh-based finite difference eigenmode solver with PML absorbing boundary conditions for optical waveguides and photonic crystal fibers[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(25): 6165~6177
- 16 A. W. Snyder, J. J. D. Love. *Optical Waveguide Theory* [M]. London, U. K.; Chapman & Hall, 1983
- 17 Ren Guobin, Lou Shuqin, Wang Zhi *et al.*. Study on dispersion properties of photonic crystal fiber by equivalent-index model[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3): 319~323 (in Chinese)
- 17 任国斌,娄淑琴,王智等. 等效折射率模型研究光子晶体光纤的色散特性[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3): 319~323