

文章编号: 0258-7025(2008)05-0729-05

# 八角格子光子晶体光纤的传输特性

谭晓玲<sup>1,2</sup> 耿优福<sup>1,2</sup> 王 鹏<sup>1,2</sup> 姚建铨<sup>1,2</sup>

(<sup>1</sup> 天津大学精密仪器与光电子工程学院激光与光电子研究所, 天津 300072)  
<sup>2</sup> 天津大学教育部光电信息技术科学重点实验室, 天津 300072)

**摘要** 基于带有各向异性完全匹配层吸收边界条件的紧凑二维频域有限差分法(2D-FDFD)对八角格子光子晶体光纤(O-PCF)的模式分布、模式截止特性以及色散特性进行了数值模拟。通过计算八角格子光子晶体光纤前 20 个模式分布发现,其模场形状比六角格子光子晶体光纤(H-PCF)的好,更接近于圆形;利用有效面积方法分析了八角格子和六角格子光子晶体光纤基模和二阶模的截止特性,得到了非限制模、基模和多模的相图。比较发现相同填充率和空气孔间距时,八角格子光子晶体光纤的单模运转区域要比六角格子光子晶体光纤的宽,且更易于色散补偿。

**关键词** 光纤光学;光子晶体光纤;频域有限差分;模式截止;有效面积

**中图分类号** TN 253 **文献标识码** A

## Propagation Properties of the Octagonal Photonic Crystal Fiber

Tan Xiaoling<sup>1,2</sup> Geng Youfu<sup>1,2</sup> Wang Peng<sup>1,2</sup> Yao Jianquan<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>College of Precision Instrument and Opto-Electronics Engineering,  
Institute of Laser and Optoelectronics, Tianjin University, Tianjin 300072, China  
<sup>2</sup>Key Laboratory of Optoelectric Information Science and Technology, Ministry of Education,  
Tianjin University, Tianjin 300072, China

**Abstract** Based on a compact two-dimensional finite difference frequency domain (2D-FDFD) method with anisotropic perfectly matched layer absorbing boundary conditions, an octagonal photonic crystal fiber (O-PCF) is analyzed and investigated. Through computing the first twenty modes of octagonal photonic crystal fiber, we find that the circular field distribution of the octagonal photonic crystal fiber is better than that of hexagonal photonic crystal fiber (H-PCF). The phase diagrams of cut-off, single mode and multi-mode for the two fibers are obtained through analyzing the cut-off properties of fundamental mode and second mode by effective area method. Numerical simulation results show that under the same pitch and air filling fraction (AFF), the octagonal photonic crystal fiber has wider single mode operation region and has advantage in designing dispersion-compensating fiber in comparison to hexagonal photonic crystal fiber.

**Key words** fiber optics; photonic crystal fiber; finite difference frequency domain; mode cut-off; effective mode area

## 1 引 言

光子晶体光纤(PCF)是一种由单一介质构成,在二维方向上呈现周期性紧密排列(如周期性六角形等)而在三维空间(光纤轴向)基本保持不变的波长量级空气孔构成的微结构包层的新型光纤。光子

晶体光纤一般是通过规则地堆积未掺杂的石英(SiO<sub>2</sub>)管棒,同时引入中心缺陷,然后拉丝制成。选择不同的堆积方式及缺陷会导致两种不同的导模机制<sup>[1,2]</sup>:光子带隙(PBG)效应和全内反射(TIR)。

光纤拉制技术限定了光子晶体光纤的结构一般

收稿日期:2007-08-07; 收到修改稿日期:2007-11-26

基金项目:国家自然科学基金(60637010,60671036)和教育部南开大学、天津大学科技合作基金资助项目。

作者简介:谭晓玲(1980—),女,山东人,博士研究生,主要从事光子晶体光纤方面的研究。

E-mail: xiaoling\_tan@yahoo.com.cn

导师简介:姚建铨(1939—),男,上海人,中国科学院院士,教授,博士生导师,主要从事全固态激光器、非线性光学频率变换技术及光子晶体光纤方面的研究。E-mail:jqyao@tju.edu.cn

为等边三角形结构排列,第一层由六个空气孔环绕纤芯组成,因此也被称为六角格子光子晶体光纤(H-PCF),灵活设计空气孔直径和空气孔间距,六角格子光子晶体光纤能够实现传统光纤难以实现的特性,如无限单模特性<sup>[3]</sup>、强烈的非线性效应<sup>[4]</sup>、在可见光和近红外的反常色散<sup>[5]</sup>、极强的双折射效应<sup>[6,7]</sup>等,因此倍受关注。随着光纤拉制技术的改进,考虑到空气孔排列的可控性,研究人员根据需要设计了不同排列的光子晶体光纤,如复合六边形排列<sup>[8]</sup>、四方排列<sup>[9]</sup>、蜂窝排列<sup>[10]</sup>以及圆形排列<sup>[11,12]</sup>光子晶体光纤,这些结构都显示了各自的优越性。2005年,Chiang等<sup>[13]</sup>提出了一种新颖的八角排列的光子晶体光纤(O-PCF),用边界元方法分析了其相对于六角格子光子晶体光纤的一些优点,但在模式分布和色散等方面没有进行深入的研究。因此本文基于紧凑二维频域有限差分法(2D-FDFD)<sup>[14]</sup>,使用单轴各向异性完全匹配层吸收边界条件(PML)对八角格子光子晶体光纤的模式分布、模式截止以及色散等特性进行了详细的分析。

## 2 理论模型

使用各向异性完全匹配层吸收边界条件的麦克斯韦方程为

$$\begin{aligned} jk_0 s \epsilon_r \mathbf{E} &= \nabla \times \mathbf{H}, \\ -jk_0 s \mu_r \mathbf{H} &= \nabla \times \mathbf{E}, \end{aligned} \quad (1)$$

$$\mathbf{s} = \begin{bmatrix} s_y/s_x & & \\ & s_x/s_y & \\ & & s_x s_y \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中  $s_x = 1 - \sigma_x / j\omega \epsilon_0$ ,  $s_y = 1 - \sigma_y / j\omega \epsilon_0$ ,  $\sigma$  为电导率。

将方程(1)中的微分进行基于 Yee 元胞的差分离散便可写成矩阵形式

$$\begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$\begin{bmatrix} P_{xx} & P_{xy} \\ P_{yx} & P_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}, \quad (4)$$

式中  $\mathbf{Q}$  和  $\mathbf{P}$  为稀疏矩阵<sup>[15]</sup>,  $\beta$  为传播常数。求解此本征方程便可得到本征值  $\beta_0$ ,  $\beta$  为一复数,进一步通过  $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$  从而获得模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ 。

## 3 数值模拟结果与分析

### 3.1 八角格子光子晶体光纤结构

图1为八角格子光子晶体光纤横截面分布示意图,其中空气孔直径为  $d$ ,相邻层空气孔间距为  $\Lambda$ 。

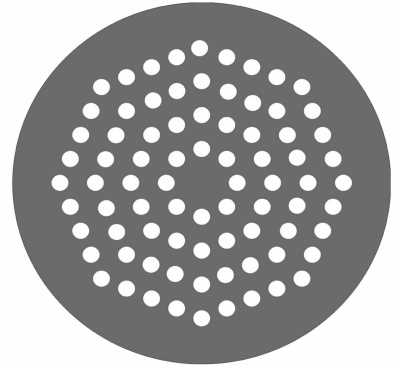


图1 八角格子光子晶体光纤横截面分布示意图

Fig. 1 Schematic cross section of the O-PCF

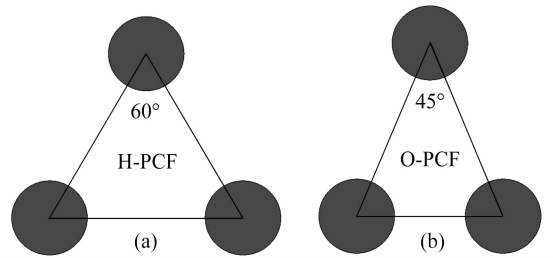


图2 六角格子光子晶体光纤(a)和八角格子光子晶体光纤(b)的单元三角形示意图

Fig. 2 Schematics of the unit triangle of H-PCF (a) and O-PCF (b)

图2为六角格子光子晶体光纤和八角格子光子晶体光纤的单元三角形图,二者的主要区别在于六角格子光子晶体光纤是顶角为  $60^\circ$ ,边长为  $\Lambda$  的等边三角形,而八角格子光子晶体光纤则是顶角为  $45^\circ$ ,腰长为  $\Lambda$  的等腰三角形。为了比较相同空气孔填充率时两种光纤的传输特性,空气孔填充率(AFF)定义为<sup>[13]</sup>

$$\text{AFF} = A_{\text{hole}}/A_{\text{cell}},$$

式中  $A_{\text{cell}}$  为单元三角形的面积,  $A_{\text{hole}}$  为三角形中空气孔的面积。可以得出六角格子光子晶体光纤的  $\text{AFF} = (2\pi/\sqrt{3})(d/2\Lambda)^2$ ,八角格子光子晶体光纤的  $\text{AFF} = (2\pi/\sqrt{2})(d/2\Lambda)^2$ ,且相同填充率时,八角格子光子晶体光纤的空气孔直径要比六角格子光子晶体光纤的小10%左右。

### 3.2 传导模式

为了理解八角格子光子晶体光纤的特性,需对其模式分布有一个清晰的认识。对于光子晶体光纤,当相对孔径  $d/\Lambda$  超过某值,波长小于截止波长时,高阶模才会存在。因此选取八角格子光子晶体光纤结构为  $d/\Lambda = 0.8$ ,  $\lambda/\Lambda = 0.1$ 。基于上述方法,计算了前20个模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ ,并根据普通阶

跃光纤的电场模式对其命名,如表 1 所示,其中二氧化硅的折射率取为 1.45。从表 1 中各阶模的折射率可以看出,HE<sub>11</sub>模和 HE<sub>21</sub>模均为二重简并的,TE<sub>01</sub>模和 TM<sub>01</sub>模是非简并的,这就是说八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤一样可以传输二重简并的基模和四个二阶模。 $\Delta n$  为采用频域有限

差分法(FDFD)计算时存在的误差,在理论上简并模式的折射率是完全相同的,但在实际计算中,考虑到计算量,计算中划分的网格是有限的,不可避免地存在一定的误差,一般计算误差  $\Delta n$  越小,计算的准确性越高。从表 1 中可以看出计算误差量级为  $10^{-5} \sim 10^{-7}$ ,表明计算的精确性比较高。

表 1 前 20 个模式的有效折射率、简并度、计算误差及命名

Table 1 Effective index, degeneracy, computation error and label for first 20 modes

Mode step	$n_{\text{eff}}$	Degeneracy	Computation error $\Delta n$	Mode label
1	1.448689606836489	2	$3.2185 \times 10^{-6}$	HE <sub>11</sub>
	1.448686388364601			
2	1.446721266677371	1	$5.7129 \times 10^{-6}$	TE <sub>01</sub>
	1.446692904207140			
	1.446687191336509	2		HE <sub>21</sub>
	1.446672800141293			
	1.444154609239299			
3	1.444148633431821	2	$5.9758 \times 10^{-6}$	EH <sub>11</sub>
	1.444101442321718			
	1.444078962545186	2		HE <sub>31</sub>
	1.443239348662453			
	1.443222547756159			
	1.441101335773902			
4	1.441101014309555	2	$3.2146 \times 10^{-7}$	EH <sub>21</sub>
	1.441069027837606			
	1.440971109827511	2		HE <sub>41</sub>
	1.439329587230940			
5	1.439256057635628	1	$9.7918 \times 10^{-5}$	TE <sub>02</sub>
	1.439249429125671			
	1.439212240903049	2		HE <sub>22</sub>
		1	$6.6285 \times 10^{-6}$	TM <sub>02</sub>

图 3 为八角格子光子晶体光纤基模和二阶模的总电场强度分布图,可以看出八角格子光子晶体光纤的模场分布与六角格子光子晶体光纤相似,但模场形状比六角格子光子晶体光纤的要好,更接近于圆形。图 4 和图 5 分别为其他模式  $x$  分量电场强度和总电场强度分布图,模式的分布与文献[16]中分析六角格子光子晶体光纤的一致,同时确定了计算

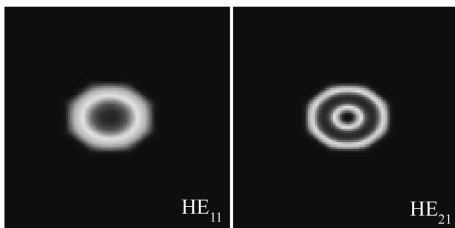


图 3 八角格子光子晶体光纤基模和二阶模的电场强度分布图

Fig. 3 Total modal intensity distribution of fundamental mode and second-order mode in O-PCF

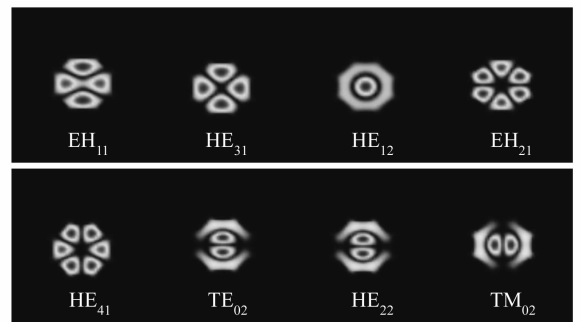


图 4 3~5 阶模的  $x$  分量电场强度分布图

Fig. 4 Modal intensity distribution in  $x$  direction from third-order to fifth-order mode

的准确性。

### 3.3 模式截止特性

在很多应用中要求光子晶体光纤支持单模传输,本文采用有效面积方法<sup>[17]</sup>来研究八角格子光子晶体光纤的模式截止特性。有效面积方法的中心思想是观察某一模式有效面积随波长的变化情况,得

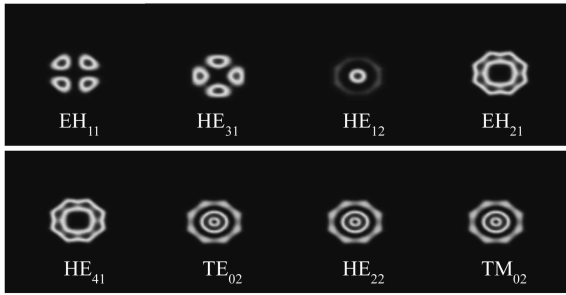


图 5 3~5 阶模的总电场强度分布图

Fig. 5 Total modal intensity distribution from third-order to fifth-order mode

到其截止波长,当波长小于截止波长时该模式为限制模可以传输;当波长大于截止波长时,模式扩散为包层模而不能传输。

图 6 为八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤二阶模面积随波长的变化关系。从图中可以看出波长较短时,模式被很好地限制在纤芯中,有效面积比较小;当波长变大到某一值时,有效面积突变,此时模式开始向包层渗透,模式逐渐转化为包层模,波长进一步增大,模场有效面积几乎不随波长的增大而变化。这是由于设定的计算区域是有限的,当有效面积突变后,模场几乎已经分布在整个计算区域了,但这并不影响对模式截止特性的判断<sup>[18]</sup>。在曲线开始突增处,取其切线如图中虚线所示,虚线与  $x$  轴的交点即为二阶模的截止波长。这里需要说明一点,空气孔的层数对截止波长也有影响,一般随空气孔层数的增加而增加,这是因为层数越多,对模式的限制性越高,单模区域越窄。但当空气孔层数较多时,截止波长的变化就不明显了,本文计算的八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤都为 6 层空气孔。从图中还可以看到相同结构参数下,

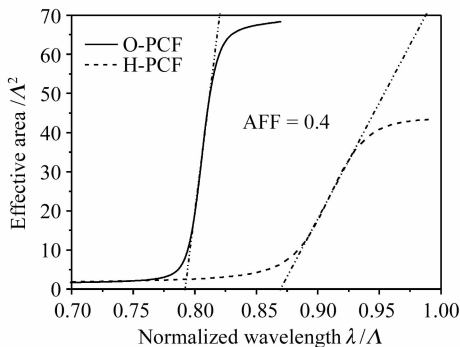


图 6 八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤二阶模有效面积随波长的变化关系

Fig. 6 Normalized effective area versus normalized wavelength of second order mode for O-PCF and H-PCF

八角格子光子晶体光纤的截止波长要比六角格子光子晶体光纤的短。采用相同方法计算不同结构八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤二阶模的截止波长,便可获得基模和多模的相图,如图 7 所示。当空气孔填充率分别小于 0.158 和 0.151 时,八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤可以保持无限单模传输。

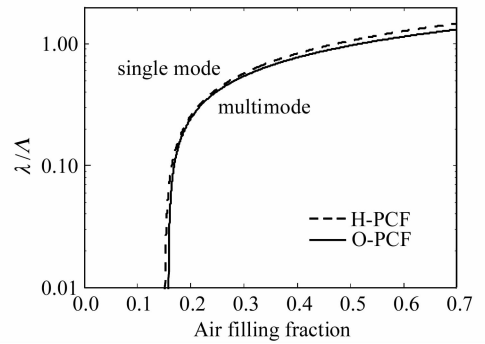


图 7 八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤基模和多模相图

Fig. 7 Phase diagram of single mode and multimode for O-PCF and H-PCF

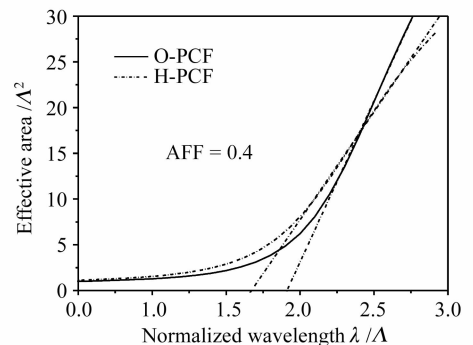


图 8 八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤基模有效面积随波长的变化关系

Fig. 8 Normalized effective area versus normalized wavelength of fundamental mode for O-PCF and H-PCF

理想的光子晶体光纤具有无限多层空气孔,通过合理设计结构便可实现无限单模传输,但实际中光子晶体光纤的包层空气孔数是有限的,因此当波长大于某波长时,基模也将变成包层模。图 8 为八角格子光子晶体光纤与六角格子光子晶体光纤基模面积随波长的变化关系图。采用同样的方法获得了基模的截止波长,且相同填充率时八角格子光子晶体光纤的截止波长比六角格子光子晶体光纤的长。结合图 7,得到了两种光纤非限制模、基模和多模的相图,如图 9 所示。其中介于非限制模和多模两条相线之间的区域为单模传输范围,很容易看出在相同填充率时八角格子光子晶体光纤的单模运转区域

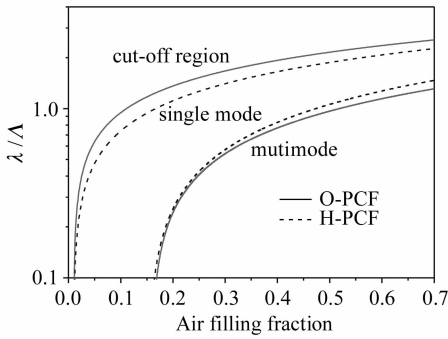


图9 八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤非限制模、基模和多模相图

Fig. 9 Phase diagram of cut-off, single mode and multimode for O-PCF and H-PCF

要比六角格子光子晶体光纤的宽。

### 3.4 色散特性

色散也是衡量波导特性的一个重要参数。图10为填充率分别为0.278和0.4时,八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤色散随波长的变化关系,其中固定 $\Lambda = 1 \mu\text{m}$ 。从图中可以看出相同填充率下,八角格子光子晶体光纤的色散值幅度比六角格子光子晶体光纤大,在通信波段,色散斜率比六角格子光子晶体光纤的陡,这表明八角格子光子晶体光纤更易于色散补偿。

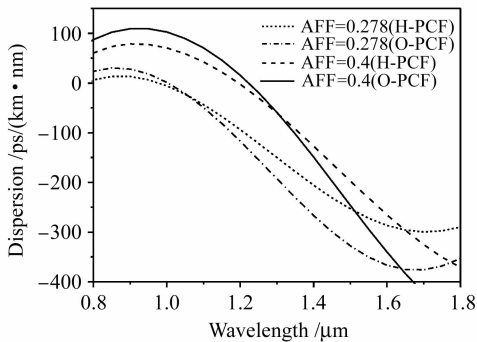


图10 八角格子光子晶体光纤和六角格子光子晶体光纤色散系数随波长的变化关系

Fig. 10 Dispersion as a function of wavelength for O-PCF and H-PCF

## 4 结论

数值模拟结果表明八角格子光子晶体光纤的模式特性与六角格子光子晶体光纤一致,但基模分布形状好,更接近圆形。在相同填充率和空气孔间距时,相比于六角格子光子晶体光纤,八角格子光子晶

体光纤的单模运转区域较宽,作为色散补偿光纤更有优势。

## 参考文献

- 1 J. C. Knight, P. St. J. Russell. New ways to guide light [J]. *Science*, 2002, **296**(5566):276~277
- 2 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
- 3 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):961~963
- 4 N. G. R. Broderick, T. M. Monro, P. J. Bennett *et al.*. Nonlinearity in holey optical fibers: measurement and future opportunities [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(20):1395~1397
- 5 J. C. Knight, J. Arriaga, T. A. Birks *et al.*. Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2000, **12**(7):807~809
- 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 S. B. Libori, J. Broeng, E. Knudsen *et al.*. High-birefringent photonic crystal fiber [C]. OFC2001, 2001. TuM2-1~TuM2-3
- 8 Guo Lixia, Wu Yanrong, Xue Wenrui *et al.*. Dispersion properties of photonic crystal fiber with composite hexagonal air hole lattice [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(5):935~939
- 9 郭丽霞,武延荣,薛文瑞等. 复合六边形空气孔格子光子晶体光纤的色散特性分析[J]. *光学学报*, 2007, **27**(5):935~939
- 10 A. H. Bouk, A. Cucinotta, F. Poli *et al.*. Dispersion properties of square-lattice photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(5):941~946
- 11 J. B. Nielsen, T. Sondergaard, S. E. Barkou *et al.*. Two-dimensional Kagomé structure, fundamental hexagonal photonic crystal configuration [J]. *Electron. Lett.*, 1999, **35**(20):1736~1737
- 12 Jianqiu Xu, Jie Song, Cheng Li *et al.*. Cylindrically symmetrical hollow fiber [J]. *Opt. Commun.*, 2000, **182**(4):343~348
- 13 A. Argyros, I. M. Bassett, M. A. V. Eijkelenborg *et al.*. Ring structures in microstructured polymer optical fibres [J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(13):813~820
- 14 Jung-Sheng Chiang, Tzong-Lin Wu. Analysis of propagation characteristics for an octagonal photonic crystal fiber [J]. *Opt. Commun.*, 2006, **258**(2):170~176
- 15 Zhaoming Zhu, Thomas G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers [J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(17):853~864
- 16 Shangping Guo, Feng Wu, Sacharia Albin *et al.*. Loss and dispersion analysis of microstructured fibers by finite-difference method [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15):3341~3352
- 17 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Mode classification and degeneracy in photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(11):1310~1321
- 18 Niels Asger Mortensen. Effective area of photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(7):341~348
- 19 Fang Hong, Lou Shuqin, Ren Guobin *et al.*. Mode cutoff in photonic crystal fiber with non-uniform holes [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(4):493~498
- 20 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