

文章编号: 0253-2239(2004)11-1552-5

双折射光子晶体光纤传输特性分析

池 颢

(浙江大学信息与电子工程学系, 杭州 310027)

摘要: 采用时域有限差分法对光子晶体光纤导模的传输特性进行数值分析,通过该法可得到任意横向结构光子晶体光纤的色散特性和双折射特性。为提高精度,在计算中应用了各向异性完全匹配层作为吸收边界条件。光子晶体光纤的传输特性完全由其横向结构决定。用时域有限差分法对一类对称结构和两类非对称结构光子晶体光纤进行了数值分析,计算结果表明经合理设计的非对称结构光子晶体光纤中可存在较高的双折射(其双折射可达 0.07)。表明时域有限差分法可有效应用于分析和设计具有特定色散和偏振特性的光子晶体光纤。

关键词: 光子晶体光纤; 时域有限差分法; 色散; 双折射

中图分类号: TN25; O734 文献标识码: A

Analysis of Propagation Characteristics of Birefringent Photonic Crystal Fibers

Chi Hao

(Department of Information & Electronic Engineering, Zhejiang University, Hangzhou 310027)

(Received 30 December 2003; revised 30 April 2004)

Abstract: The propagation characteristics of the photonic crystal fibers (PCF) are numerically analyzed using the finite-difference time-domain (FDTD) method. The dispersion characteristics and the birefringent properties of PCF with any given transversal structure can be obtained by the FDTD method. To improve numerical precision, the anisotropic perfectly matched layer (APML) is used as an absorbing boundary condition in computing. The propagation characteristics of PCF are wholly determined by its transversal structure. One type of PCF with symmetric air-silica structure and two types of PCF with asymmetric air-silica structure are analyzed numerically. Numerical results show that it may exhibit high birefringence in a properly designed asymmetric PCF (whose birefringence can be as high as 0.07). It is shown that the FDTD method can be effectively used in the analysis and design of the PCF with special dispersion and polarization characteristics.

Key words: photonic crystal fiber; finite difference time domain method; chromatic dispersion; birefringence

1 引 言

光子晶体光纤是新型光纤,它是在石英光纤中沿轴向均匀排列着空气孔,从光纤端面看,存在一个周期性的二维结构,如果其中一个孔缺失,则形成缺陷,光能够在该缺陷内传播。光子晶体光纤的传输特性完全取决于其截面空气孔的分布^[1,2]。由于光

子晶体光纤的空气孔的排列和大小有很大的控制余地,可以根据需要设计光子晶体光纤的光传输特性,所以它激起了人们浓厚的兴趣^[3]。

鉴于光子晶体光纤横向结构的复杂性,对其传输特性的分析,必须采用数值计算的方法。目前为止,已经涌现出多种数值方法用于分析光子晶体光纤,包括平面波展开法^[4]、混合模散射矩阵法^[5]、全矢量双正交基法^[6,7]、有效折射率近似法^[8]、有限元法^[9]、时域有限差分法(FDTD)^[10]等。时域有限差分法已被成功应用于光子晶体和光子晶体光纤的传

E-mail: chihao@zju.edu.cn

收稿日期:2003-12-30;收到修改稿日期:2004-04-30

输特性研究,其特点是计算精确,物理意义直观。本文主要探讨时域有限差分法在研究非对称结构光子晶体光纤双折射特性中的应用。

2 数值方法

在线性各向同性介质中麦克斯韦旋度方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \nabla \times \mathbf{E} - \frac{\sigma_m}{\mu} \mathbf{H}, & (1) \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon} \nabla \times \mathbf{H} + \frac{\sigma}{\epsilon} \mathbf{E}, & (2) \end{cases}$$

其中 ϵ, μ, σ 和 σ_m 分别为介质的介电常量、磁导系数、电导率和磁导率。

时域有限差分法的基本思想是将空间和时间按照 Yee 元胞离散化,将旋度微分方程由差分方程表示。一个时域有限差分网格的 Yee 元胞如图 1 所示。例如,(1)式中的 x 分量

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) - \frac{\sigma_m}{\mu} H_x. \quad (3)$$

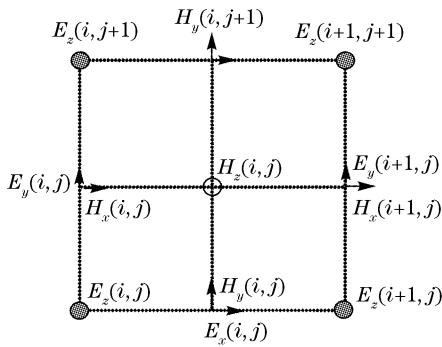


Fig. 1 Unit cell of the two-dimensional FDTD mesh
假定沿光纤方向(z 轴)的传播常量为 β ,则上述微

分方程可用如下差分方程表示:

$$H_x |_{i,j}^{n+1/2} = H_x |_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu} \left(\frac{E_z |_{i,j+1}^n - E_z |_{i,j}^n}{\Delta y} - i\beta E_y |_{i,j}^n \right), \quad (4)$$

为避免在方程中出现虚数项以提高计算效率,假定 E_z, H_x, H_y 分量具有 $\cos(\beta z + \phi)$ 项,而 H_z, E_x, E_y 分量具有 $\sin(\beta z + \phi)$ 项。为提高计算精度,还需要在计算区四周进行特殊边界处理,采用 Berenger 的各项异性完全匹配层(APML)作为吸收边界条件^[11],如图 2 所示。

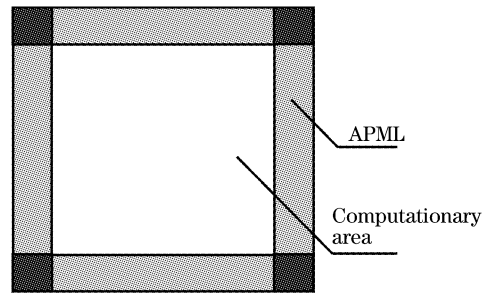


Fig. 2 The APML layer and the computational area.
Conductivity parameters: $(\sigma_x, \sigma_y, \sigma_{mx}, \sigma_{my})$ in the four corners, $(\sigma_x, 0, \sigma_m, 0)$ in the left and right regions and $(0, \sigma_y, 0, \sigma_{my})$ in the upper and lower regions

该匹配层在垂直于边界的方向上电导率和磁导率不为零,而在切向方向上为零。在各项异性匹配层中,磁场分量 H_z 分裂为两个子分量 H_{zx} 和 H_{zy} ,且有 $H_z = H_{zx} + H_{zy}$,同样电场分量 E_z 分裂为 E_{zx} 和 E_{zy} ,且有 $E_z = E_{zx} + E_{zy}$ 。在计算中,计算区内为各项同性介质,但不失一般性,给出作用于计算区和边界匹配层上统一的各项异性差分表达式:

$$H_x |_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\mu - \sigma_m \Delta t/2}{\mu + \sigma_m \Delta t/2} H_x |_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu + \sigma_m \Delta t/2} \left(\frac{E_z |_{i,j+1}^n - E_z |_{i,j}^n}{\Delta y} - \beta E_y |_{i,j}^n \right), \quad (5)$$

$$H_y |_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\mu - \sigma_{mx} \Delta t/2}{\mu + \sigma_{mx} \Delta t/2} H_y |_{i,j}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\mu + \sigma_{mx} \Delta t/2} \left(\frac{E_z |_{i+1,j}^n - E_z |_{i,j}^n}{\Delta x} - \beta E_x |_{i,j}^n \right), \quad (6)$$

$$H_{zx} |_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\mu - \sigma_{mx} \Delta t/2}{\mu + \sigma_{mx} \Delta t/2} H_{zx} |_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu + \sigma_{mx} \Delta t/2} \frac{E_y |_{i+1,j}^n - E_y |_{i,j}^n}{\Delta x}, \quad (7)$$

$$H_{zy} |_{i,j}^{n+1/2} = \frac{\mu - \sigma_{my} \Delta t/2}{\mu + \sigma_{my} \Delta t/2} H_{zy} |_{i,j}^{n-1/2} - \frac{\Delta t}{\mu + \sigma_{my} \Delta t/2} \frac{E_y |_{i,j+1}^n - E_y |_{i,j}^n}{\Delta y}, \quad (8)$$

$$E_x |_{i,j}^{n+1} = \frac{\mu - \sigma_y \Delta t/2}{\mu + \sigma_y \Delta t/2} E_x |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon + \sigma_y \Delta t/2} \left(\frac{H_z |_{i,j}^{n+1/2} - H_z |_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta y} + \beta H_y |_{i,j}^n \right), \quad (9)$$

$$E_y |_{i,j}^{n+1} = \frac{\mu - \sigma_x \Delta t/2}{\mu + \sigma_x \Delta t/2} E_y |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon + \sigma_x \Delta t/2} \left(\frac{H_z |_{i,j}^{n+1/2} - H_z |_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} + \beta H_x |_{i,j}^{n+1/2} \right), \quad (10)$$

$$E_{zx} |_{i,j}^{n+1} = \frac{\mu - \sigma_x \Delta t/2}{\mu + \sigma_x \Delta t/2} E_{zx} |_{i,j}^n + \frac{\Delta t}{\epsilon + \sigma_x \Delta t/2} \left(\frac{H_y |_{i,j}^{n+1/2} - H_y |_{i-1,j}^{n+1/2}}{\Delta x} \right), \quad (11)$$

$$E_{zy} |_{i,j}^{n+1} = \frac{\mu - \sigma_y \Delta t / 2}{\mu + \sigma_y \Delta t / 2} E_{zy} |_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\epsilon + \sigma_x \Delta t / 2} \left(\frac{H_x |_{i,j}^{n+1/2} - H_x |_{i,j-1}^{n+1/2}}{\Delta y} \right), \quad (12)$$

(5)式~(12)式中, σ_x, σ_y 分别为 x 方向和 y 方向的电导率, σ_{mx} 和 σ_{my} 分别为 x 方向和 y 方向的磁导率, 在各向同性且认为无耗的计算区内, 它们都为零。

时域有限差分的计算过程稳定要求选择的时间步长满足

$$\Delta t < \frac{1}{c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + (\beta/2)^2}}, \quad (13)$$

通过时域有限差分法直接得到的是各场分量的时域信息, 为了得到频域信息, 需要对相应的离散时域信号进行傅里叶变换^[11]。通过傅里叶变换可得到一个传播常量 β 对应的各模式的共振频率。本文只考虑基模的情形。

3 光子晶体光纤的横向结构和传输特性

光子晶体光纤的传输特性由其横向结构决定。与传统光纤比较, 光子晶体光纤有着较大的设计自由度, 可以设计出特殊用途的光纤。对于图 3(a)所示的规则六边形横向结构, 若通过时域有限差分法得到某特定结构参量(空气孔间距 Λ 和空气孔之间间距比 d/Λ) 光子晶体光纤的色散特性, 可通过尺寸变换特性得到任意结构参量规则六边形横向结构的光子晶体光纤的色散曲线, 从而可以设计出针对特定色散相关用途(如色散补偿光纤、色散平坦光纤和色散位移光纤)的光子晶体光纤^[12]。

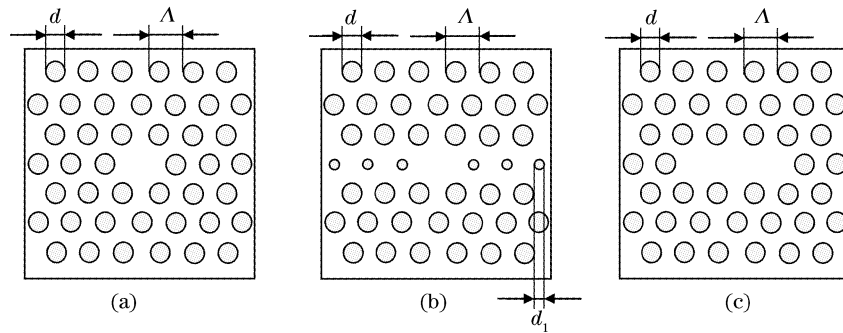


Fig. 3 Transversal air hole-silica microstructures of PCFs. (a) Symmetric hexagonal structure, (b) asymmetric structure I, (c) asymmetric structure II

色散的尺度变换关系可表示为^[12]

$$D_g(\lambda, M) |_{\text{fixed } d/\Delta} = \frac{1}{M} D_g\left(\frac{\lambda}{M}\right), \quad (14)$$

$$D_g(\lambda, N) |_{\text{fixed } \Delta} \approx A(N) D_g\left[\frac{\lambda}{N(N)}\right], \quad (15)$$

其中 M 为相对空气孔间距 Λ/Λ_0 , $\Lambda_0 = 2.3 \mu\text{m}$, N 为空气孔相对直径 d/d_0 , $d_0 = 1.0 \mu\text{m}$, 而非线性系数 $A(N)$ 和 $B(N)$ 可由多项式和余弦项拟合

$$A(N) \approx 0.1510 - 0.1391N + 1.6458N^2 - 0.8221N^3 + 0.1648N^4, \quad (16)$$

$$B(N) \approx N^2 \frac{[0.94 + 0.082\cos(3.39N - 4.5)]}{A(N)}. \quad (17)$$

如果光子晶体光纤的横向结构呈非对称特性, 光纤将会出现双折射特性。与普通双折射光纤不同, 对于光子晶体光纤, 只要恰当改变空气孔的布局, 就可以实现较高的双折射。对于如图 3(a)所示的对称六边形结构的光子晶体光纤, x 方向偏振模

和 y 方向偏振模为简并, 而对于图 3(b)和图 3(c)所示的非对称结构, 将会出现双折射现象。一般来说, 光纤中的色散 $D_g(\lambda)$ 包括波导色散 $D_w(\lambda)$ 和材料色散 $D_m(\lambda)$ (只考虑基模, 无模式色散)

$$D(\lambda) = D_w(\lambda) + \Gamma(\lambda) D_m(\lambda), \quad (18)$$

其中 Γ 为在石英中的约束因子, 对于光子晶体光纤的情形, $\Gamma(\lambda) \approx 1$ 。与波导色散相比, 材料色散的变化量和设计自由度均较小。为简单起见, 只讨论波导色散。

4 数值结果和讨论

针对图 3 中三种横向空气孔结构的光子晶体光纤用时域有限差分法进行了数值计算。假定计算区域是无损耗的, 石英和空气的折射率分别为 1.45 和 1。在迭代计算开始时, 需要人为设置一个初始场分布, 为了激励较多的模式, 可以给定一个非均匀、非对称的场分布, 如

$$E_z = 3(1-x)^2 \exp[-x^2 - (y+1)^2] - 10\left(\frac{x}{5} - x^3 - y^5\right) \exp(-x^2 - y^2) - \frac{1}{3} \exp[-(x+1)^2 - y^2], \quad (19)$$

对于任意的初始场分布,随着计算的时间进程,其中的不匹配部分会逐渐消失,保留下来的是实际的各导模部分,并逐渐趋于稳态分布^[13]。

将计算区域分成 400×400 的网格,各向异性完全匹配层设为 6 格,时间步长为

$$\Delta t = 0.95 / [c \sqrt{\Delta x^{-2} + \Delta y^{-2} + (\beta/2)^2}],$$

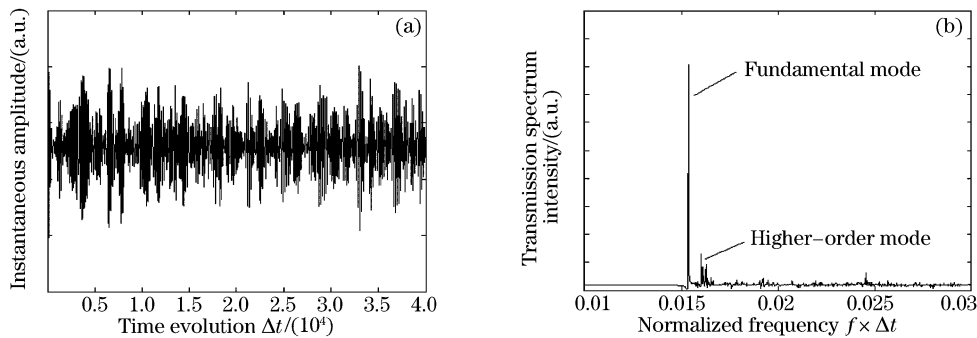


Fig. 4 (a) The time-domain signal obtained by FDTD and (b) the frequency domain signal derived by FFT

图 5 给出了三种结构光子晶体光纤的色散关系,横坐标和纵坐标分别为归一化传播常量和模式折射率。对于对称六边形结构的光子晶体光纤 ($d=0.55\Lambda$), x 偏振和 y 偏振呈简并态,色散曲线完全重合。对于非对称的结构 I ($d=0.55\Lambda, d_1=0.55\Lambda$) 和非对称结构 II ($d=0.6\Lambda$) 的光子晶体光纤, x 偏振和 y 偏振是非简并的, E_x 和 E_y 对应的色散曲线不再重合,呈现双折射效应。传统结构的高双折射光纤,如熊猫光纤或蝴蝶结光纤,通过对纤芯区引入应力,产生的双折射可达到 5×10^{-4} 。而对于光子晶体光纤,如果横向结构引入非对称,就可呈现非常高的双折射,如图 3(b) 的非对称结构 I 光子

总共运行 50000 步。用 C 语言实现,在奔腾 4 2.6GHz 计算机上运行,计算一个点(对应于一个传播常量)约需 3 h。图 4 给出了由时域有限差分法得到的时域信号及其经快速傅里叶变换后得到的频域信号的示意图,其中图 4(a) 给出了光子晶体光纤中某一点的场分量随着计算进程的变化,为时域信号,图 4(b) 给出了对应时域信号的傅里叶变换结果,其中第一个峰值对应于基模频率。如前所述,只考虑基模的情形。

晶体光纤,其双折射最高可达 0.07[如图 5(b)],而对应于图 3c 的非对称结构 II,其双折射最高可达 0.034[如图 5(c)]。如果对相关参量再进行精心设计,可设计出更高的双折射晶体光纤。此外,如果设计合理的波导结构,使某一偏振态落在截止区外,则可以设计出单模单偏振的光子晶体光纤^[14]。这揭示着光子晶体光纤在偏振相关的领域有着非常广泛的应用前景^[15]。

时域有限差分法还可给出电磁场各分量的场分布,图 6 给出了非对称结构 II 光子晶体光纤各场分量分布的三维示意图,场能量主要集中在光子晶体光纤中心缺陷区域。

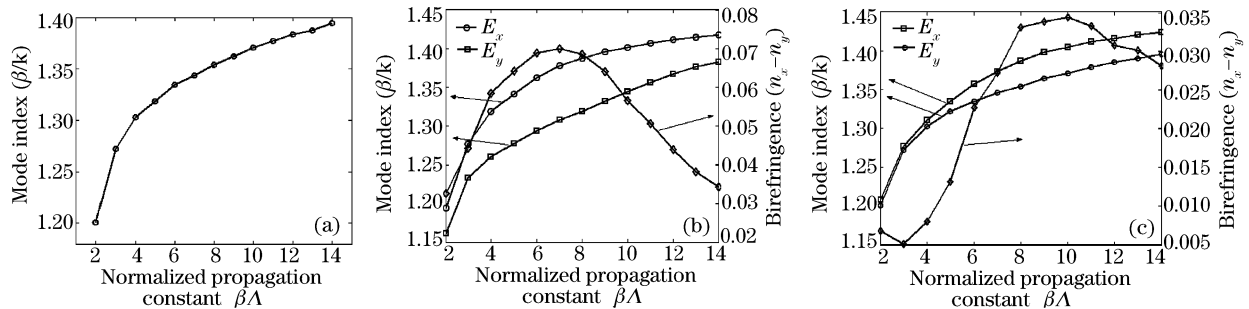


Fig. 5 Dispersive relations of PCFs obtained by FDTD. (a) Symmetric structure, (b) asymmetric structure I, (c) asymmetric structure II

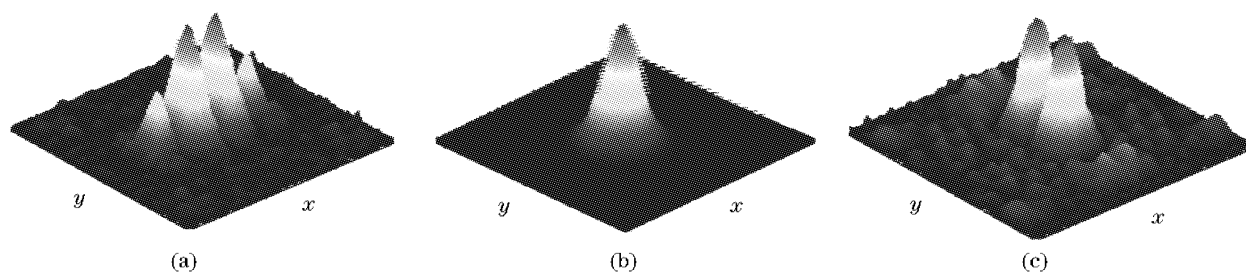


Fig. 6 Field distribution of each component in the asymmetric structure II PCF ($\beta\Lambda=9$). (a) E_x , (b) E_y , (c) E_z

结论 采用时域有限差分法对光子晶体光纤的传输特性进行了数值分析,分别给出了对称六边形结构和两类非对称结构光子晶体光纤的色散特性。由于空气孔分布的非对称, E_x 和 E_y 偏振模不再简并,呈现出双折射特性,与传统双折射光纤相比,非对称结构光子晶体光纤可表现出非常大的双折射。基于光子晶体光纤设计自由度较大的特点,可设计出特定用途的双折射光纤,如单模单偏振光纤等。结果表明,时域有限差分法是分析光子晶体光纤传输特性和非对称结构光子晶体光纤双折射的有效数值方法。

参 考 文 献

- 1 Birks T A, Knight J C, Russell P S J *et al.*. Endlessly single-mode photonic crystal fibre. *Opt. Lett.*, 1997, **22** (13): 961~963
- 2 Birks T A, Mogilevtsev D, Knight J C *et al.*. Dispersion compensation using single-material fibers. *IEEE Photonics Technol. y Lett.*, 1999, **11**(6): 674~676
- 3 Li Yanfeng, Hu Minlie, 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)
- 4 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)
- 5 Mohammed W S, Vaissie L, Johnson E G. Hybrid mode calculations for novel photonic crystal fibers. *Opt. Engng.*, 2003, **42**(8): 2311~2317
- 6 Silvestre E, Andres M V, Andres P. Biorthonormal-basis method for the vector description of optical-fiber modes. *J. Lightwave Technol.*, 1998, **16**(5): 923~928
- 7 Ferrando A, Silvestre E, Miret J J *et al.*. Vector description of higher-order modes in photonic crystal fibers. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 2000, **17**(7): 1333~1340
- 8 Monroe T M. Holey optical fibers: an efficient modal model. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(6): 1093~1102
- 9 Brechet F, Marcou J, Pagnoux D *et al.*. Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fiber by the finite element method. *Optical Fiber Technol.*, 1999, **6**(2): 181~191
- 10 Qiu Min. Aanalysis of guided modes in photonic crystal fibers using the finite-difference time-domain method. *Microwave and Optical Technol. Lett.*, 2001, **30**(5): 327~330
- 11 Qiu Min, He Sailing. Numerical method for computing defects modes in two-dimensional photonic crystals with dielectric or metallic inclusions. *Phys. Rev. (B)*, 2000, **61**(9): 12871~12876
- 12 Shen L P, Huang W P, Chen G X *et al.*. Design of photonic crystal fibers for dispersion-related applications. *J. Lightwave Technol.*, 2003, **21**(7): 1644~1651
- 13 Qiu Min, He Sailing. A nonorthogonal finite-difference time-domain method for computing the band structure of a two-dimensional photonic crystal with dielectric and metallic inclusions. *J. Appl. Phys.*, 2000, **87**(12): 8268~8275
- 14 Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba. Single-polarization single-mode photonic crystal fibers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2003, **15**(10): 1383~1386
- 15 Hansen T P, Broeng J, Libori S E B *et al.*. Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2001, **13**(6): 588~590