

文章编号: 0253-2239(2007)05-0935-5

# 复合六边形空气孔格点光子晶体光纤的 色散特性分析\*

郭丽霞 武延荣 薛文瑞 周国生

(山西大学物理电子工程学院, 太原 030006)

**摘要:** 提出了一种复合六边形空气孔格点光子晶体光纤,其包层是由两种不同大小的空气孔组合而构成的。利用带有良匹配层(APML)吸收边界的全矢量频域有限差分法(FDFD)对其色散特性进行了数值分析。结果表明,通过调节包层中两种不同尺寸的空气孔的大小以及孔间距这三个参量,可以得到不同水平的平坦色散曲线,甚至超低超平坦的色散曲线。在孔间距  $\Lambda$  取  $2.1 \mu\text{m}$ ,小尺寸空气孔直径取  $0.5 \mu\text{m}$ ,大尺寸空气孔直径取  $0.8 \mu\text{m}$  的条件下,在  $1.48 \sim 1.78 \mu\text{m}$  的波长范围内得到了  $0 \pm 0.545 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  的色散。

**关键词:** 光纤光学;色散特性;平坦色散;超低超平坦色散;光子晶体光纤;频域有限差分方法

中图分类号: TN913.7 文献标识码: A

## Dispersion Properties of Photonic Crystal Fiber with Composite Hexagonal Air Hole Lattice

Guo Lixia Wu Yanrong Xue Wenrui Zhou Guosheng

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

**Abstract:** A new photonic crystal fiber (PCF) with composite hexagonal air hole lattice is proposed and analyzed using the full-vector finite difference frequency domain (FDFD) method with anisotropic perfect match layer (APML) absorbing boundaries. We numerically demonstrate that the flattened dispersion of different levels, even the nearly zero ultra-flattened dispersion characteristics can be achieved through optimizing three geometrical parameters, two for air-hole diameters and one for hole pitch. As an example, the dispersion is  $0 \pm 0.545 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  from  $1.48 \mu\text{m}$  to  $1.78 \mu\text{m}$  wavelength when  $\Lambda$ ,  $d_1$  and  $d_2$  are  $2.1 \mu\text{m}$ ,  $0.5 \mu\text{m}$ ,  $0.8 \mu\text{m}$  respectively. The flattened dispersion feature makes it suitable for the wavelength-division multiplexing communication systems and nonlinear optics.

**Key words:** fiber optics; dispersion properties; flattened dispersion; nearly zero ultra-flattened dispersion; photonic crystal fiber; finite difference frequency domain method

## 1 引 言

和传统光纤相比,光子晶体光纤(PCFs)<sup>[1,2]</sup>由于提供了比较多的设计自由度,从而具有许多吸引人的特性,使得它在光信息传输<sup>[3]</sup>和新功能光器件的实现<sup>[4]</sup>等领域都成为首选。在光子晶体光纤众多不同寻常的特性中,优良的色散特性控制能力<sup>[5~8]</sup>对波分复用光纤通信系统<sup>[9,10]</sup>和非线性光学<sup>[11]</sup>的实际应用都是非常有利的。

近年来,人们提出了几种用来实现超低超平坦色散的光子晶体光纤<sup>[12~19]</sup>,第一种光子晶体光纤包层由相同大小的空气孔组成<sup>[12~14]</sup>。第二种光子晶体光纤是在第一种的芯区引入一个小的空气孔缺陷构成的<sup>[15]</sup>。第三种光子晶体光纤的包层是由大小不同的多种空气孔组成的<sup>[16~19]</sup>。上述三种光子晶体光纤都是通过调节孔间距和空气孔的大小以获得超平坦色散,但都有各自的优点和缺点。由于第一

\* 山西省自然科学基金(20041036)资助项目。

作者简介: 郭丽霞(1979-),女,河北邯郸人,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: guolixia7579@yahoo.com.cn

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: 2006-07-17; 收到修改稿日期: 2006-09-19

种光子晶体光纤可以调节的参量较少,为了减小损耗,包层需要大约二十层空气孔。第二种光子晶体光纤的色散特性对芯区空气孔的尺寸非常敏感。第三种光子晶体光纤由于包含多种大小不同的空气孔,可以调节的参量很多,但同时也意味着设计起来比较困难,而且从制造的角度来看,并不实用。本文力图于找到一种简单、实用且具有超低超平坦色散的光子晶体光纤。

## 2 结构模型与计算方法

图 1 是一种新的光子晶体光纤结构,它的包层由两种大小不同的空气孔排列成复合六边形格点而构成,利用带有各向异性良匹配层(APML)吸收边界的全矢量频域有限差分法(FDFD)对其色散特性进行了数值分析,结果表明在合适的参量下该结构可以获得不同水平的平坦色散和超低超平坦的色散。

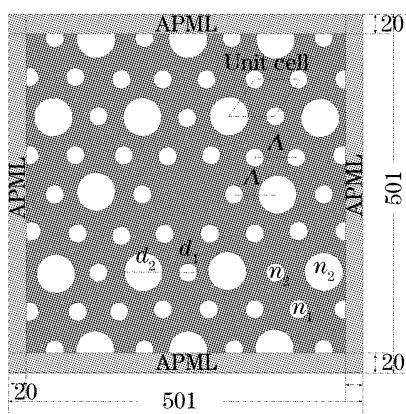


图 1 具有复合六边形空气空格点的光子晶体光纤的横截面、计算区域和各向异性良匹配层,其中  $d_1$  和  $d_2$  分别是小空气孔和大空气孔的直径,  $\Delta$  是相邻空气孔之间的距离,  $n_1 = 1.45$ ,  $n_2 = 1.0$  分别是硅和空气的折射率,图中的数字代表在全矢量频域有限差分法中所用的网格点数

Fig.1 Cross section of the photonic crystal fiber with composite hexagonal lattices, the computational domain and the anisotropic perfect match layer (APML), where  $d_1$  and  $d_2$  are the diameters of small air holes and big air holes in the cladding of the photonic crystal fiber (PCF) respectively,  $\Delta$  is the distance between adjacent air holes, and  $n_1 = 1.45$  and  $n_2 = 1.0$  are refractive indices of silica and air respectively, the numbers in the figure denote the mesh points used in the finite difference frequency domain (FDFD) method

全矢量的压缩的二维频域有限差分(FDFD)方法<sup>[20~22]</sup>是一种简单有效的数值计算方法,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<sup>[20~22]</sup>:

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

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

其中,

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

$$s_x = 1 - \frac{\sigma_x}{j\alpha\epsilon_0}, \quad s_y = 1 - \frac{\sigma_y}{j\alpha\epsilon_0}, \quad (4)$$

其中  $\sigma_x$  和  $\sigma_y$  是沿  $x$  轴和  $y$  轴各自的电导率。

假设沿  $z$  方向的传播常数是  $\beta$ , 每个场分量用如下形式表示:

$$\phi(x, y, z) = \phi(x, y) \exp(j\beta z), \quad (5)$$

式中  $\phi$  代表任意。

根据压缩的二维频域有限差分法<sup>[20~22]</sup>, 可以得到以下本征值方程:

$$\begin{bmatrix} Q_{xx} & Q_{xy} \\ Q_{yx} & Q_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} H_x \\ H_y \end{bmatrix}, \quad (6)$$

其中

$$Q_{xx} = \epsilon'_{ry} U_y \epsilon'^{-1}_{rz} V_y + V_x \mu'^{-1}_{rz} U_x \mu'_{rx} + k_0^2 \epsilon'_{ry} \mu'_{rx} + k_0^{-2} V_x \mu'^{-1}_{rz} (U_x U_y - U_y U_x) \epsilon'^{-1}_{rz} V_y, \quad (7)$$

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

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

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

以上各式中,

$$\epsilon'_{rx} = \frac{\epsilon_{rx} s_y}{s_x}, \quad \epsilon'_{ry} = \frac{\epsilon_{ry} s_x}{s_y}, \quad \epsilon'_{rz} = \frac{\epsilon_{rz} s_x}{s_y}, \quad (11)$$

$$\mu'_{rx} = \frac{\mu_{rx} s_y}{s_x}, \quad \mu'_{ry} = \frac{\mu_{ry} s_x}{s_y}, \quad \mu'_{rz} = \frac{\mu_{rz} s_x}{s_y}. \quad (12)$$

给定光纤的几何参量和电磁参量, 输入自由空间中的波长, 通过计算就能够得到在特定波长下的传播常量  $\beta$ , 有效模折射率  $n_{\text{eff}}$  和每个模式的场分布。(6)式所示本征值问题可以由 Arnoldi 算法<sup>[23]</sup>来解决, 该算法能够有效地处理高阶复矩阵问题。

光子晶体光纤的色散  $D$  能够简单地由下列公式计算出:

$$D(\lambda) = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}[n_{\text{eff}}]}{d\lambda^2}, \quad (13)$$

其中  $c$  是真空中光速,  $\text{Re}$  代表实部,  $n_{\text{eff}}$  是有效模折射率。材料色散已包含在(13)式中, 它可由塞耳迈耶尔方程给出。

光子晶体光纤的有效模面积由下式得到：

$$A_{\text{eff}} = \left( \iint |E^2| dx dy \right)^2 / \left[ \iint |E^4| dx dy \right]. \quad (14)$$

文中所进行的数值模拟的计算区域和各向异性良匹配层的取法如图 1 所示,计算区域包含 251001 (501×501)个网格点,其中 20 层用于截断网格的各向异性良匹配层。区域中的空间离散步长为  $\Delta x = \Delta y = 0.05 \mu\text{m}$ 。

为了检验编制的频域有限差分法 FORTRAN 程序的准确性,分析了传统的阶跃光纤,结构参量选取如下: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,从表中可以看出,对于  $\text{HE}_{11}$  模,全矢光频域有限差分法方法得到的传播常量  $\beta$  随波长  $\lambda$  变化的关系与用传统的解析的模场分析方法<sup>[24]</sup>所获得的结果吻合得很好,所以全矢光频域有限差分法能够给出准确的结果。

表 1  $\text{HE}_{11}$  模传播常量  $\beta$  同波长  $\lambda$  的关系

Table 1 Calculated relationship of propagation constant  $\beta$  with wavelength  $\lambda$  for  $\text{HE}_{11}$  mode

$\lambda / \times 10^{-6} \text{ m}$	$\beta / \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	$\beta / \times 10^6 \text{ m}^{-1}$	Relative error / %
	FDFD	Theor. value	
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

### 3 结果与讨论

为了研究这种光子晶体光纤的色散特性,进行了大量的计算来寻找各个自由度对色散特性的影响规律,得到的色散特性曲线如图 2 和图 3 所示。

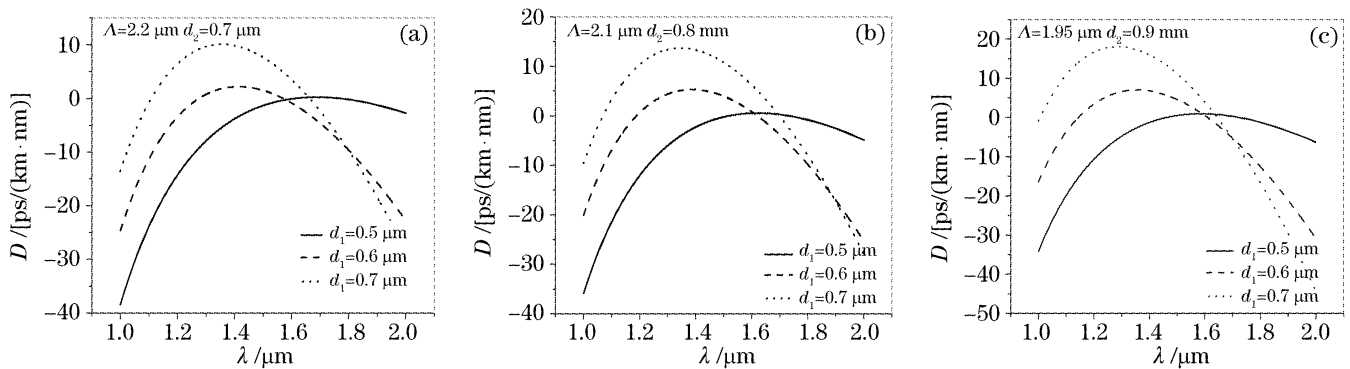


图 2 小空气孔的直径  $d_1$  的变化对色散特性的影响

Fig. 2 Effect of changing the diameter of small air hole  $d_1$  from  $0.5 \sim 0.7 \mu\text{m}$  on the chromatic dispersion behavior with (a)  $\Lambda = 2.2 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0.7 \mu\text{m}$ , (b)  $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0.8 \mu\text{m}$ , (c)  $\Lambda = 1.95 \mu\text{m}$ ,  $d_2 = 0.9 \mu\text{m}$

图 2 是该光子晶体光纤的色散值  $D$  与小空气孔直径  $d_1$  关系的曲线。计算时,令孔间距  $\Lambda$  和大空气孔直径  $d_2$  取确定的值, $d_1$  的取值从  $0.5 \sim 0.7 \mu\text{m}$  变化。从图 2 可看出:在所选取的结构参量范围以及所计算的波长  $1.0 \sim 2.0 \mu\text{m}$  范围内,不同  $d_1$  所对应的曲线都有一个极大值。 $d_1$  越大,该光子晶体光纤的色散曲线的峰值就越大,曲线变化也越剧烈。而且可以发现,对应于不同  $d_1$  值的曲线的上升部分(斜率为正的部分),曲线近似是平行的,并且随  $d_1$  的减小,上升部分延长并向右移动,同时使得曲线的峰值右移。这种规律有利于对该光子晶体光纤进行设计。例如,通过调节  $d_1$  可以获得位于不同波长范围的平坦色散。为了得到波长  $1.55 \mu\text{m}$  附近的平坦色散曲线,选取  $d_1$  为  $0.5 \mu\text{m}$ 。

图 3 为该光子晶体光纤的色散值  $D$  随孔间距

$\Lambda$  和大空气孔直径  $d_2$  变化的关系图。计算时选取小空气孔直径  $d_1 = 0.5 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda$  从  $2.05 \sim 2.15 \mu\text{m}$  变化,  $d_2$  从  $0.7 \sim 0.9 \mu\text{m}$  变化。从图中可看出:在波长  $1.0 \sim 2.0 \mu\text{m}$  范围内,所有的曲线都是先上升、再下降,中间都有一个极大值,而且在波长较长的波段内,所有的曲线都几乎是平行的。 $d_1$  和  $d_2$  确定时,  $\Lambda$  越大,色散  $D$  越大,曲线在长波长部分拉得越开,曲线变化平缓,上升部分向右延长,峰值右移;  $d_1$  和  $\Lambda$  确定时,  $d_2$  的影响规律与  $\Lambda$  的影响规律相似,也是  $d_2$  的增大引起色散  $D$  的增大和峰值的右移。由于计算时,  $\Lambda$  和  $d_2$  的取值变化较小,故在文中它们对曲线峰值移动的影响不是很明显,主要影响色散  $D$  的大小。在所选取的参量范围内,可以通过调节  $\Lambda$  和  $d_2$  得到具有不同色散值的平坦色散曲线。但是,如果  $\Lambda$  和  $d_2$  的取值变化比较大,则它们无论

对色散  $D$  大小还是峰值位置的影响都会很明显,这一点在进行大量计算寻找规律的过程中已被证实。

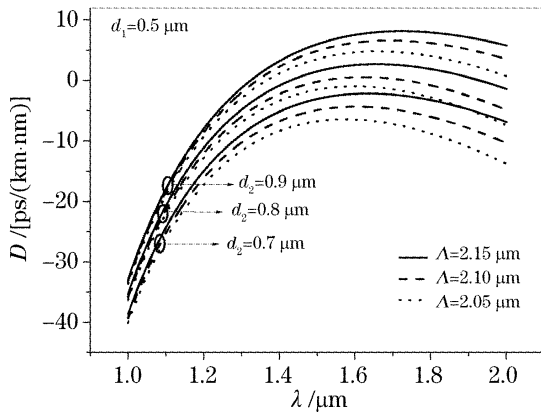


图 3 大空气孔的直径  $d_2$  的变化和孔间距  $\Lambda$  的变化对色散特性的影响

Fig. 3 Effect of the diameter of the big air hole  $d_2$  and air-hole pitch  $\Lambda$  on the dispersion behavior with  $d_2 = 0.7 \mu\text{m}, 0.8 \mu\text{m}, 0.9 \mu\text{m}$  respectively and  $\Lambda = 2.05 \mu\text{m}, 2.1 \mu\text{m}, 2.15 \mu\text{m}$  respectively, for the fixed diameter of the small air hole  $d_1 = 0.5 \mu\text{m}$

此外,在所计算的曲线中  $d_1$  对  $D$  的影响明显剧烈于  $d_2$  对  $D$  的影响,主要是该光子晶体光纤包层中每个元胞包括三个小空气孔和一个大空气孔,故三个小空气孔的作用明显大于一个大空气孔的影响。

从以上各个参量对色散特性的影响规律能够看出:在计算时选取的结构参量范围以及计算的波长范围内,调节  $d_1$ 、 $d_2$  和  $\Lambda$  这三个自由度,就可以在合适的波长范围内获得具有合适色散值的平坦色散。首先,根据所需要的平坦色散所在的波长范围,选取合适的小空气孔直径  $d_1$ ;然后,调节大空气孔直径  $d_2$  和孔间距  $\Lambda$ ,使得平坦色散达到预期的色散值。

能够获得平坦色散的原因可以理解为:就图 1 所示的这种光子晶体光纤结构而言,它的包层中的

第一层空气孔全是由较小的空气孔组成的,大空气孔从第二层才开始出现(层数的定义是按从内到外的),在短波长范围内,导模被很好地束缚在芯区,有效模面积较小,色散特性主要受内层空气孔的影响,而在长波长范围内,有效模面积增大,所以色散特性不仅受内层空气孔,也受外层空气孔的影响,因此就为产生一定波长范围内的平坦色散提供了可能性。

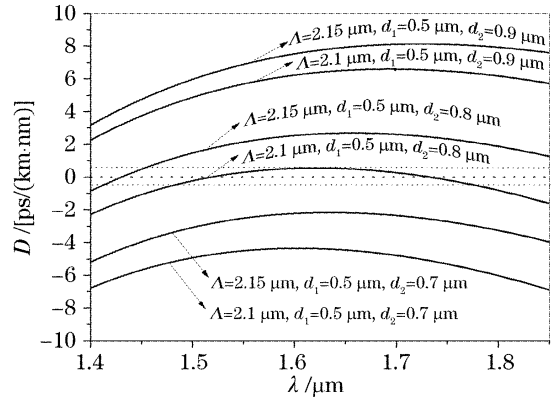


图 4 光子晶体光纤的几条平坦色散曲线

Fig. 4 Some of the flattened dispersion curves of different levels we have achieved from the proposed photonic crystal fiber (PCF), among them one dispersion curve has the chromatic dispersion behavior of the nearly zero wavelength-flattened photonic crystal fiber with flattened dispersion of  $0 \pm 0.545 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  from  $1.48 \mu\text{m}$  to  $1.78 \mu\text{m}$  with  $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}, d_1 = 0.5 \mu\text{m}, d_2 = 0.8 \mu\text{m}$

图 4 列出了计算得到的几条具有不同色散值的平坦色散曲线,相应的参量取值也标于图中。其中有一条超低超平坦色散曲线,对应的三个结构参量的取值分别为  $\Lambda = 2.1 \mu\text{m}, d_1 = 0.5 \mu\text{m}$  和  $d_2 = 0.8 \mu\text{m}$ ,从  $1.48 \sim 1.78 \mu\text{m}$  的波长范围内得到几乎为零的色散值  $0 \pm 0.545 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 。此外,在波长  $1.55 \mu\text{m}$  处的有效模面积是  $26.7 \mu\text{m}^2$ ,如图 5(a) 所示。在波

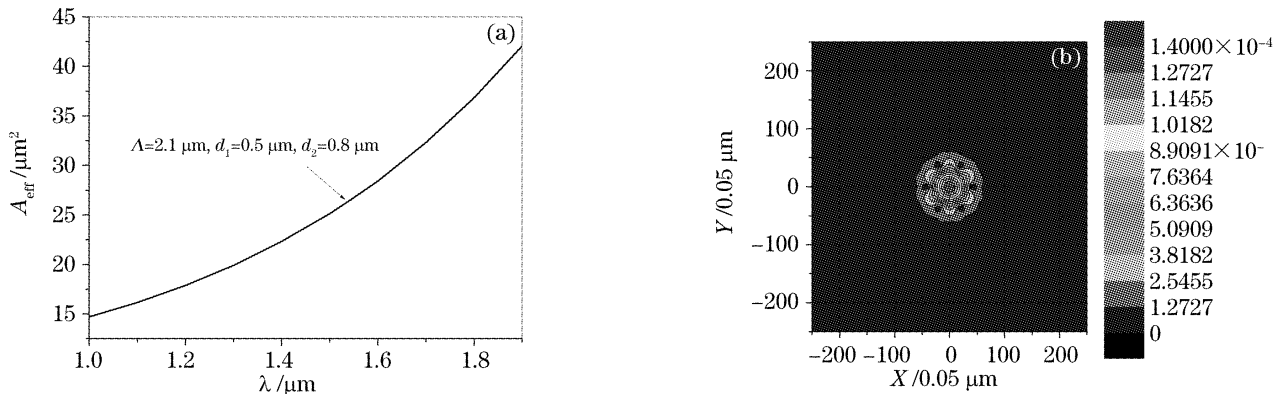


图 5 具有超低超平坦色散的例子的(a)有效模面积,(b)基模在波长  $1.55 \mu\text{m}$  处的场分布

Fig. 5 Example of the chromatic dispersion behavior of the nearly zero wavelength-flattened PCF (a) effective mode areas (b) the field distribution of the fundamental mode at the wavelength of  $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$

长  $1.55 \mu\text{m}$  处的场分布如图 5(b) 所示, 从中可看出场被很好地束缚在芯区。

## 4 结 论

提出了一种新的具有复合六边形格点空气孔包层的光子晶体光纤, 通过调节其三个自由度, 赋予参量合适的值, 能够得到既超低又超平坦的色散曲线。在  $1.48 \sim 1.78 \mu\text{m}$  的波长范围内可得到  $\pm 0.545 \text{ ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$  的色散值, 而且在  $1.55 \mu\text{m}$  波长处的有效模面积为  $26.7 \mu\text{m}^2$ 。具有这些特性的光子晶体光纤能够适应不同的场合需求, 如波分复用通信系统和非线性光学等等。

## 参 考 文 献

- 1 Jes Broeng, Dmitri Mogilevstev, Stig E. Barkou *et al.*. Photonic crystal fibers: A new class of optical waveguides[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 1999, **5**(3): 305~330
- 2 T. A. Birks, J. C. Knight, B. J. Mangan *et al.*. Photonic crystal fibers: An endless variety[J]. *IEICE Trans. Electron.*, 2001, **E84-C**(5): 585~592
- 3 Yang Guangqiang, Zhang Xia, Ren Xiaomin *et al.*. Experimental research on dispersion compensation of 10 Gb/s clock signal using photonic crystal fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2005, **32**(9): 1221~1224 (in Chinese)  
杨光强, 张霞, 任晓敏等. 利用光子晶体光纤实现 10 Gb/s 光传输系统的色散补偿[J]. *中国激光*, 2005, **32**(9): 1221~1224
- 4 Jingyuan Wang, Mingyi Gao, Chun Jiang *et al.*. Design and parametric amplification analysis of dispersion-flat photonic crystal fibers[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(7): 380~382
- 5 Li Yanfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm[J]. *Chin. J. Lasers*, 2003, **30**(5): 427~430 (in Chinese)  
栗岩峰, 胡明列, 王清月. 800 nm 处为零色散的光子晶体光纤的计算与设计[J]. *中国激光*, 2003, **30**(5): 427~430
- 6 Li Shuguang, Liu Xiaodong, Hou Lantian. Numerical simulation and analysis on photonic crystal fibers with closing to zero and flattened chromatic dispersion[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(6): 713~717 (in Chinese)  
李曙光, 刘晓东, 侯蓝田. 接近于零色散的色散平坦光子晶体光纤的数值模拟与分析[J]. *中国激光*, 2004, **31**(6): 713~717
- 7 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)  
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
- 8 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Study on photonic crystal fibers by effective index model[J]. *Chin. J. Lasers*,

- 2004, **31**(6): 723~727 (in Chinese)  
任国斌, 王智, 娄淑琴等. 应用等效折射率模型研究光子晶体光纤[J]. *中国激光*, 2004, **31**(6): 723~727
- 9 M. D. Nielsen, C. Jacobsen, N. A. Mortensen *et al.*. Low-loss photonic crystal fibers for transmission system and their dispersion properties[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(7): 1372~1376
- 10 L. P. Shen, W. P. Huang, G. X. Chen. Design and optimization of photonic crystal fibers for broad-band dispersion compensation[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003, **15**(4): 540~542
- 11 Vittoria Finazzi, Tanya M. Monro, David J. Richardson. Small-core silica holey fibers: nonlinearity and confinement loss trade-offs[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(7): 1427~1436
- 12 A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(11): 790~792
- 13 Albert Ferrando, Enrique Silvestre, Pedro Andres *et al.*. Designing the properties of dispersion-flattened photonic crystal fiber[J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(13): 687~697
- 14 W. H. Reeves, J. C. Knight, P. St. J. Russell *et al.*. Demonstration of ultra-flattened dispersion in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(14): 609~613
- 15 Kunimasa Saitoh, Nikolaos Florous, Masanori Koshiba. Ultraflattened chromatic dispersion controllability using a defected-core photonic crystal fiber with low confinement losses[J]. *Opt. Express*, 2005, **13**(21): 8365~8371
- 16 K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa *et al.*. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultraflattened dispersion[J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(8): 843~852
- 17 Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(10): 2027~2032
- 18 Tzong-lin Wu, Chia-Hsin Chao. A novel ultraflattened dispersion photonic crystal fiber[J]. *IEEE. Photon. Technol. Lett.*, 2005, **17**(1): 67~69
- 19 Wu Jinqing, Xue wenrui, Zhou Guosheng. Dispersion property analysis of square-lattice varying microstructured optical fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(2): 174~178 (in Chinese)  
武劲青, 薛文瑞, 周国生. 方形渐变空气微结构光纤的色散特性分析[J]. *光学学报*, 2005, **25**(2): 174~178
- 20 Zhaoming Zhu, Thomas G. Brown. Full-vectorial finite-difference analysis of microstructured optical fibers[J]. *Opt. Express*, 2002, **10**(17): 853~864
- 21 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
- 22 Chin-ping 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
- 23 Arnoldi W. E.. The principle of minimized iteration in the solution of matrix eigenvalue problems[J]. *Appl. Math.*, 1959, **9**: 17~29
- 24 A. W. Snyder, J. D. Love. *Optical Waveguide Theory* [M]. London: Chapman and Hall, 1983