

文章编号: 1001-3806(2012)04-0480-05

八边形低色散高非线性光子晶体光纤的设计

陈娟 葛文萍* 王晓薇

(新疆大学 信息科学与工程学院, 乌鲁木齐 830046)

摘要: 为了得到平坦色散高非线性的光子晶体光纤,设计了一种用于新颖的八边形三包层光子晶体光纤结构,采用多极法研究了空气孔直径、孔间距对色散和非线性的影响。结果表明,色散值和非线性系数随着内层空气孔直径 d_1 的增大整体逐渐减小;随着第3圈空气孔直径 d_3 的逐渐增大,色散值逐渐增大,但非线性基本保持不变;第2圈及外圈空气孔直径的变化对色散及非线性的影响较小。通过合理调节结构参量,在 $1.46\mu\text{m} \sim 1.73\mu\text{m}$ 近270nm波段内,色散绝对值在 $0.5\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 范围内波动;在 $1.5\mu\text{m} \sim 1.65\mu\text{m}$ 近150nm范围内的非线性系数值介于 $42.5\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \sim 50\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 。这一结果对设计特定功能的光子晶体光纤提供了理论参考。

关键词: 光纤光学;光子晶体光纤;多极法;非线性;色散

中图分类号: TN253; TN929.11

文献标识码: A

doi: 10.3969/j.issn.1001-3806.2012.04.012

Design of a novel octagonal photonic crystal fiber with flat dispersion and high nonlinearity

CHEN Juan, GE Weng-ping, WANG Xiao-wei

(College of Information Science and Engineering, Xinjiang University, Urumqi 830046, China)

Abstract: In order to obtain a new flattened dispersion photonic crystal fiber with high nonlinearity, a novel octagonal photonic crystal fiber (O-PCF) with three-cladding structure was designed. The effect of the hole size and hole space on the nonlinearity and dispersion of the PCF was analyzed by means of the multi-pole method. The result shows that the dispersion and the nonlinearity coefficient of O-PCF decrease with the increasing of the diameter of inner air hole. With the increasing of the diameter of the third air hole, the dispersion increases. Meanwhile, the nonlinearity coefficient almost remains constant. The dispersion and nonlinearity coefficient is affected little by the diameter of the second layer and peripheral air hole. By optimizing the diameters of the O-PCF holes and the hole pitch, an O-PCF with high flattened dispersion and nonlinearity was achieved. At the wavelength range of $1.46\mu\text{m} \sim 1.73\mu\text{m}$, the dispersion coefficient is merely changed within $\pm 0.5\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$, and the nonlinearity coefficient is merely changed from $42.5\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ to $50\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ at $1.5\mu\text{m}$ to $1.65\mu\text{m}$. These results offer theoretical references for designing the photonic crystal fiber with some specific function.

Key words: fiber optics; photonic crystal fiber; multi-pole method; nonlinearity; dispersion

引言

光子晶体光纤 (photonic crystal fiber, PCF) 自1996年问世以来,其独特的传输特性,如无限单模特性、灵活可调的色散特性、强烈的非线性效应等倍受人们关注^[1-3]。近零平坦色散高非线性光子晶体光纤的研究具有一定的现实意义,能产生高效、均衡的超连续谱,在反常色散区通过色散和非线性效应之间的平衡,能够维持孤子传输、超短脉冲的产生和谐波的获得等一系列非线性效应^[4]。自 CHIANG 等人^[5]提出了八

角晶格光子晶体光纤 (octagonal PCF, O-PCF),并用边界元方法分析了其有效场模面积、限制损耗等特性以来,研究人员对八角晶格光子晶体光纤色散损耗特性做了进一步的研究^[6-9]。本文中基于八角晶格光子晶体光纤提出1种三包层的八边形光子晶体光纤,并对光子晶体光纤的色散及非线性与其结构参量的变化关系做了研究。

在光子晶体光纤设计过程中,非线性系数和色散值是一对矛盾的量,如果仅考虑提高光子晶体光纤的非线性系数,就会导致色散值大且起伏也大;如果仅考虑减小色散值且让其色散值平坦,非线性系数就很小。本着寻求具有低平坦色散和高非线性双重特点的光子晶体光纤的目的,本文中提出的一种新型的三包层结构的八边形光子晶体光纤:采用多极法,通过调节第1

作者简介:陈娟(1984-),女,硕士研究生,主要从事光子通信方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: wenpingge@sohu.com

收稿日期: 2011-10-08; 收到修改稿日期: 2011-10-20

圈和第 3 圈空气孔直径以及空气孔间距 Λ , 第 2 圈空气孔直径以及外围的空气孔直径 d 固定在一个比较大的值, 这样使得色散平坦同时不会影响光纤的非线性。

1 计算方法及物理模型

1.1 物理模型

作者主要对 4 层八边形全内反射型光子晶体光纤色散和非线性特性进行较深入的研究, 八边形全内反射光子晶体光纤其横截面为沿轴向周期性排列的空气孔, 空气孔环绕纤芯成正八边形对称, 可以看成是顶角为 45° 的 8 个相等等腰三角形单元组合而成, 如图 1a 所示。黑色部分为空气, 白色为 SiO_2 , 包层空气孔直径为 d , 晶格相邻层空气孔间距为 Λ 。基于八边形全内反射型光子晶体光纤结构, 设计了三包层结构的八边形光子晶体光纤, 如图 1b 所示; 4 层空气孔直径从内到外分别用 d_1, d_2, d_3 和 d_4 表示。

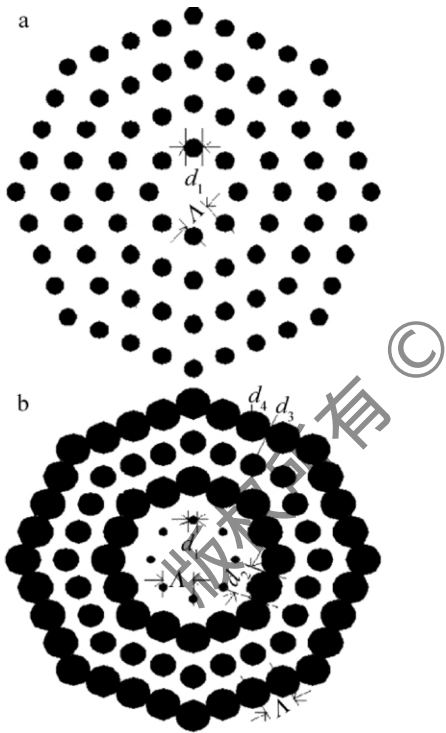


Fig. 1 a—cross section of an O-PCF b—cross section of an O-PCF with triple cladding

1.2 计算方法

多极法最早由 WHITE 和 KUHLMEY 等人^[10]提出, 根据多极法把其场模展开成 Bessel 函数的形式, 其电场纵向分量在极坐标下可以表示为:

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_{m,l} J_m(k_{\perp,l} r_l) \exp(jm\phi_l) \exp(j\beta z) \quad (1)$$

在第 l 个空气孔近邻的介质中, 其电场纵向分量可以表示为:

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_{m,l} J_m(k_{\perp,s} r_l) + c_{m,l} H_m(k_{\perp,s} r_l)] \times$$

$$\exp(jm\phi_l) \exp(j\beta z) \quad (2)$$

式中 z 是自由空间中的波阻抗, β 为传播常数, J_m 是第 m 阶 Bessel 函数, H_m 是第 1 类的第 m 阶 Hanel 函数; r_l, ϕ_l 分别是以第 l 个空气孔中心为圆心, 附近基质上点的极坐标值, $k_{\perp,l} = (k_0^2 n_a^2 - \beta^2)^{1/2}$, $k_{\perp,s} = (k_0^2 n_s^2 - \beta^2)^{1/2}$, 空气的折射率 $n_a = 1$, n_s 为 SiO_2 的折射率, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为自由空间波数, 同理可求得磁场分量的表达式。在空气孔的边界面上, 利用电磁场的边界条件, 可求得关于 $a_{m,l}, b_{m,l}$ 和 $c_{m,l}$ 的表达式, 通过 $n_{\text{eff}} = \beta/k$ 求得光子晶体光纤的基模有效折射率 n_{eff} , 进而可求得 PCF 的色散系数:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 \text{Re}[n_{\text{eff}}]}{d\lambda^2} \quad (3)$$

式中, λ 为自由空间的波长, c 为真空中的光速。Re $[n_{\text{eff}}]$ 为基模有效折射率 n_{eff} 的实部。

非线性效应的强弱用非线性系数的大小来衡量, 光纤非线性系数 γ 的定义为:

$$\gamma(\lambda) = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}} \quad (4)$$

式中 n_2 为纤芯的非线性折射率, 主要由 PCF 的背景材料决定(一般取 $n_2 = 2.76 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$)^[11-12]; ω_0 为角频率; A_{eff} 为基模的有效面积^[13], 基模的有效面积 A_{eff} 可以作为非线性特性的一个指标:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\iint_S |E_t|^2 dx dy \right)^2}{\left(\iint_S |E_t|^4 dx dy \right)} \quad (5)$$

式中 E_t 是横电场矢量, S 是 PCF 的横截面积, A_{eff} 取值的大小依赖于 E_t 和 S 两个因素。由于光子晶体光纤芯与空气孔包层之间的高折射率差, 从而对其中的光波有很强的模场限制, 有很高的非线性特性, 另外, 可以通过小的纤芯直径来减小 A_{eff} , 从而提高非线性。

2 数值模拟与结果分析

改变空气孔间距 Λ 和空气孔直径 d 的数值大小, 光子晶体光纤的传输特性会发生显著的变化。为了设计色散平坦高非线性光子晶体光纤, 外围的空气孔直径 d_4 和第 2 层空气孔直径 d_2 固定在一个比较大的值。可以调节的量是第 1 层空气孔直径 d_1 和第 3 层空气孔直径 d_3 以及空气孔间距 Λ 。通过这些结构参数的调节最后使得宽带色散平坦, 并且保持有效模场面积较小, 非线性系数较大。本节中主要通过数值计算研究各参量变化对色散及非线性特性的影响。

2.1 内层空气孔直径 d_1 对 O-PCF 色散及非线性系数的影响

研究内层空气孔直径 d_1 对光纤色散及非线性造成的影响,取 $\Lambda = 1750\text{nm}$ 和 $d_2 = d_4 = 0.8\Lambda$, $d_3 = 0.6\Lambda$, d_1 分别取 0.16Λ , 0.17Λ , 0.18Λ , 0.19Λ 和 0.2Λ 时,得到相应光纤色散系数 D 及非线性系数随波长变化的关系,如图 2a 和图 2b 所示。

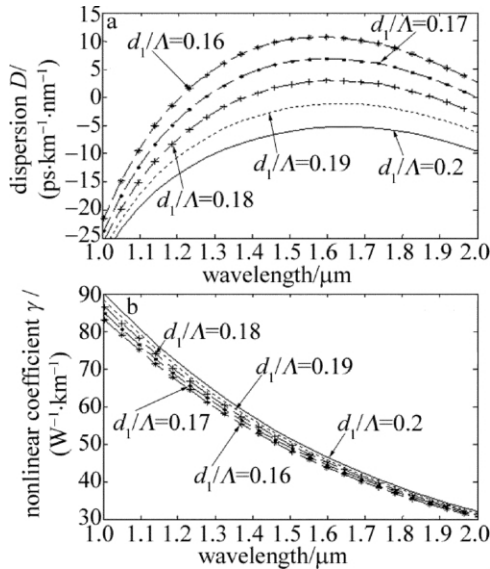


Fig. 2 a—dispersion with different d_1 b—nonlinear coefficient with different d_1

在空气孔间距 Λ 和其它空气孔直径都不变的情况下,随着内层空气孔直径 d_1 的增大,色散值整体逐渐减小,色散曲线整体下移。 d_1 分别取 0.16Λ , 0.17Λ 和 0.18Λ 时在研究波段范围内出现了双零色散点,随着 d_1 的增大,双零色散点之间的波长间隔逐渐增大,第一零色散点向短波方向移动,第二零色散点向长波方向移动,随着 d_1 的继续增大,在研究波段范围内色散的最大峰值点为负数。内层空气孔直径 d_1 的变化对光纤色散特性有较大的影响,可通过改变内层空气孔直径 d_1 来灵活控制光子晶体光纤的色散系数。

非线性系数随着 d_1 的增大而增大,这是由于第 1 圈孔径变大使得芯区变小,模场直径减小,由 (4) 式可知,有效模场面积 A_{eff} 不断减小,导致非线性系数增大。综合考虑色散平坦和非线性系数两个因素,选取内层空气孔直径 d_1 值为 0.18Λ 的情况来研究,此时在波段 $1.3\mu\text{m} \sim 1.55\mu\text{m}$ 范围内的非线性系数值在 $47\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1} \sim 62\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ 内变动。

2.2 第 3 层空气孔直径 d_3 对 O-PCF 色散及非线性系数的影响

研究内层空气孔直径 d_3 改变对光纤色散及非线性造成的影响,取 $\Lambda = 1750\text{nm}$ 和 $d_2 = d_4 = 0.8\Lambda$, $d_1 =$

0.18Λ , d_3 分别取 0.54Λ , 0.56Λ , 0.58Λ , 0.60Λ 和 0.62Λ 时,得到相应光纤色散系数 D 及非线性系数随波长变化的关系,如图 3a 和图 3b 所示。

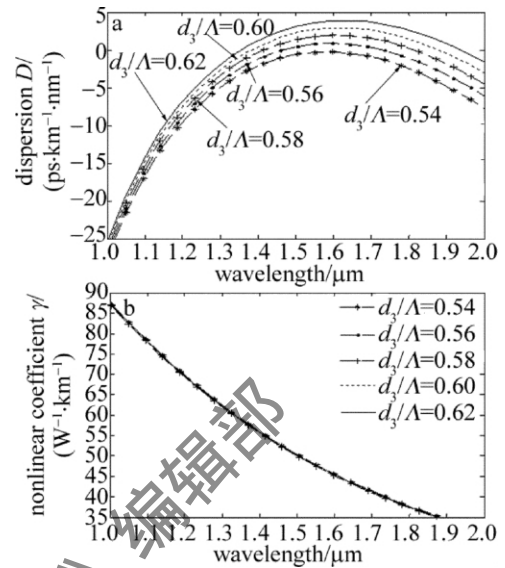


Fig. 3 a—dispersion with different d_3 b—nonlinear coefficient with different d_3

随着 d_3 的逐渐增大,色散值也逐渐增大, $d_3 = 0.56\Lambda$ 时也出现了双零色散点,随着 d_3 的继续增大,光子晶体光纤的色散值变大,双零色散点之间的波长间隔逐渐增大并且两个零色散点分别向短波长和长波长方向移动。 d_3 对色散的平坦性影响比较明显。 $d_3 = 0.56\Lambda$ 时,在 $1.4\mu\text{m} \sim 1.8\mu\text{m}$ 范围内其色散绝对值在 $1\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 范围内波动。

d_3 的变化对有效模场面积的影响不大,非线性系数几乎没有影响,从图 3b 中可以看到,在此变化过程中,非线性系数曲线几乎完全重合,这一点对于高非线性色散平坦光纤设计很有用处。此处只需考虑色散平坦一个因素,选取第 3 层空气孔直径 $d_3 = 0.56\Lambda$ 为最优值。

2.3 空气孔间距 Λ 对 O-PCF 色散及非线性系数的影响

取 $d_1 = 0.18\Lambda$ 和 $d_3 = 0.56\Lambda$,改变空气孔间距 Λ 的大小,当 Λ 分别取 1700nm , 1750nm , 1800nm , 1850nm 和 1900nm 时,图 4a 和图 4b 是相应光纤色散及非线性系数 D 随波长变化的关系图。 $\Lambda = 1700\text{nm}$ 时,在 $1\mu\text{m} \sim 1.7\mu\text{m}$ 范围内色散值相对较大,色散绝对值在 $20\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 范围内波动; $\Lambda = 1750\text{nm}$ 时,色散值相对较小,色散比较平坦,尤其是在 $1.37\mu\text{m} \sim 1.82\mu\text{m}$ 范围内其色散值在 $-2\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm}) \sim 1\text{ps}/(\text{km} \cdot \text{nm})$ 范围内波动;当 Λ 增大到 1800nm 后,在 $1\mu\text{m} \sim 1.3\mu\text{m}$ 范围内色散值随着 Λ 的增大基本不变,在 $1.3\mu\text{m} \sim 2.0\mu\text{m}$ 范围内色散值随着 Λ 的增大整体逐渐

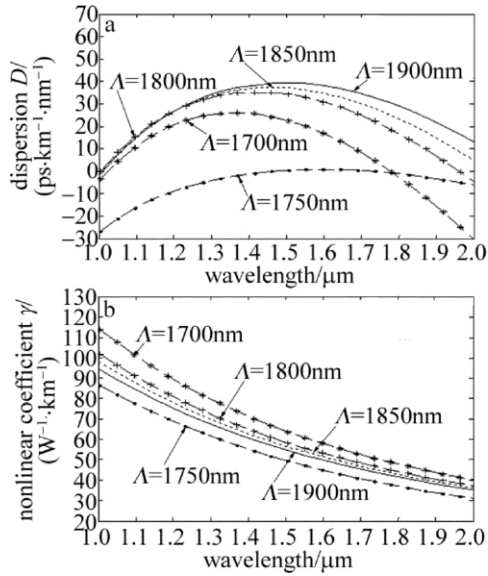


Fig. 4 a—dispersion with different kinds of Λ b—nonlinear coefficient with different kinds of Λ

增大。在研究波段范围内出现了双零色散点，第一零色散点随着 Λ 的增大变化不是很大，第一零色散点基本重合，第二零色散点随着 Λ 的增大向长波方向移动。

当 Λ 增大到 1800nm 后，非线性系数随着 Λ 的增大整体逐渐减小。当 $\Lambda = 1700\text{nm}$ 时，非线性系数较大，但由于其色散值也较大，综合考虑两个因素，选取 $\Lambda = 1750\text{nm}$ 为最优值。

3 高非线性色散平坦光纤

经过对结构参数的反复调整，得到了高非线性色散平坦的光子晶体光纤结构。结构参量分别为 $\Lambda = 1750\text{nm}$ ， $d_1/\Lambda = 0.18$ ， $d_3/\Lambda = 0.55$ ， $d_2/\Lambda = d_4/\Lambda = 0.8$ 及 $d_1 = d_2 = d_3 = d_4 = 0.8\Lambda$ 时，色散系数 D 及非线性系数随波长变化的关系如图 5a 和图 5b 所示，从图 5a 中可

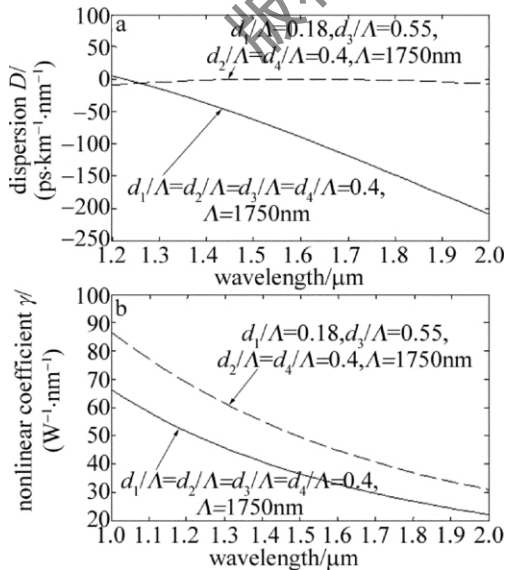


Fig. 5 a—dispersion of four layers O-PCF and O-PCF with triple cladding b—nonlinear coefficient of four layers O-PCF and O-PCF with triple cladding

以明显看出，等空气孔结构的 O-PCF 在 1280nm 后出现了负色散，负色散绝对值随着波长的增加逐渐增大，而本文中提出三包层 O-PCF 的在较大范围内色散值接近于 0，并且保持比较平坦的状态，色散特性更优越；该光子晶体光纤的两个零色散点波长分别为 1510nm 和 1665nm。具有 2 个零色散点的光子晶体光纤由于相位匹配条件而在长波长和短波长处产生非孤子辐射，使得超短脉冲的光谱能量能够到 3 个倍频程，还能够优化超连续光谱的产生和抑制孤子的自频移现象^[14-15]。

从图 6 中可以明显看出，在整个研究波段三包层结构的 O-PCF 出现了较大范围内的近零色散值且保持比较平坦的状态，在 1.4 μm ~ 1.8 μm 近 400nm 波段内色散绝对值变化范围不超过 1ps/(km·nm)。尤其是在 1.46 μm ~ 1.73 μm 近 270nm 波段内色散绝对值在 0.5ps/(km·nm) 范围内波动。从图 5b 中可以看出，在波段 1.3 μm ~ 1.7 μm 近 400nm 范围内的非线性系数值介于 41W⁻¹·km⁻¹ ~ 62W⁻¹·km⁻¹，在波段 1.5 μm ~ 1.65 μm 近 150nm 范围内的非线性系数值介于 42.5W⁻¹·km⁻¹ ~ 50W⁻¹·km⁻¹，这种色散平坦高非线性光子晶体光纤结构紧凑，制作工艺上易于实现，除了可在波分复用通信系统以及光孤子的产生和传输中作为理想的传输介质外，在优化一些非线性器件的性能，例如超连续光源产生平坦超连续光谱方面提供一定的理论依据。

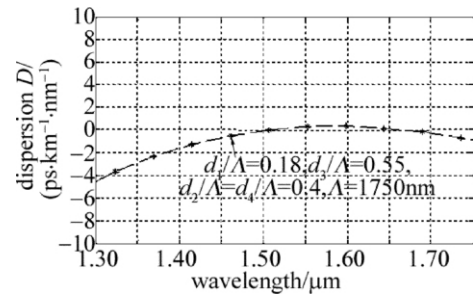


Fig. 6 Amplified dispersion of an O-PCF with triple cladding

4 结 论

研究了所设计的八边形三包层光子晶体光纤空气孔直径 d_1 及孔间距 Λ 对色散和非线性的影响，设计了高非线性色散平坦的光子晶体光纤，这不仅有利于各种非线性光电子器件的研制，而且也为光通信的发展提供了一个崭新的平台。总结了各结构参量对色散和非线性的变化规律：随着内层空气孔直径 d_1 的增大，色散值整体逐渐减小，非线性也整体逐渐减小，随着 d_3 的逐渐增大，色散值也逐渐增大，非线性基本保持不变。这对于高非线性色散平坦光纤设计很有用处；在空气孔直径一定的情况下，获得高非线性低色散的

PCF 有个最佳孔间距 Λ ; 调节 3 个结构参量的过程中, 发现 PCF 的零色散点及双零色散点的位置可以灵活调节, 双零色散光子晶体光纤对超连续谱的产生起了关键作用, 具有两个零色散波长的光子晶体光纤在优化产生的超连续谱和抑制孤子自频移方面有重要的应用^[3]。

参 考 文 献

- [1] BIRKS T A, KNIGHT J C, RUSSELL P S. Endlessly single mode photonic crystal fibre [J]. *Optics Letters*, 1997, 22(11): 961-963.
- [2] KNIGHT J C, ARRIAGE J, BIRKS T A, *et al.* Anomalous dispersion in photonic crystal fiber [J]. *IEEE Photonics Technology Letter*, 2000, 12(7): 807-809.
- [3] GE W P, LIN A X, GUINTRANG C, *et al.* Determination of dispersion and nonlinear coefficients of photonic crystal fibers by degenerate FWM method [C] // Conference on Lasers and Electro-Optics/Quantum Electronics and Laser Science and Photonic Applications Systems Technologies. San Jose CA, USA: Optical Society of America 2010: 1-3.
- [4] MARTIN-LOPEZ S, ABRARDI L, CORRDERA P, *et al.* Spectrally-bounded continuous-wave supercontinuum generation in a fiber with two zero-dispersion wavelengths [J]. *Optics Express*, 2008, 16(9): 6745-6755.
- [5] CHIANG J Sh, WU Z L. Analysis of propagation characteristics for an octagonal photonic crystal fiber (O-PCF) [J]. *Optics Communications* 2006, 258(2): 170-176.
- [6] SUN T L, LI Q H, LIU J H, *et al.* Study on photonic crystal fibers with high nonlinearity and flattened dispersion [J]. *Laser Technology* 2008, 32(3): 330-333 (in Chinese).
- [7] HOU Y, ZHOU G Y, HOU L T, *et al.* Analysis of dispersion properties of octagonal structural photonic crystal fiber with double cladding [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(4): 1068-1072 (in Chinese).
- [8] YAN H F, YU Zh Y, TIAN H D, *et al.* Investigation on propagation and nonlinearity of an octagonal photonic crystal fiber [J]. *Acta Physica Sinica* 2010, 59(5): 3273-3277 (in Chinese).
- [9] JIANG L H, HOU L T, ZOU J H, *et al.* Design of photonic crystal fiber with flat dispersion and low confinement loss [J]. *Laser Technology* 2011, 35(1): 61-64 (in Chinese).
- [10] WHITE T P, KUHLMEY B T, McPHERDRAN R C, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation [J]. *Journal of the Optical Society of America* 2002, B19(10): 2322-2330.
- [11] WU M, LIU H R, HUANG D X. Dispersion property in highly nonlinear photonic crystal fiber [J]. *Acta Optica Sinica* 2008, 28(3): 539-542 (in Chinese).
- [12] KATO T, SUETSUGU Y, NISHIMURU M. Estimation of nonlinear refractive index in various silica-based glasses for optical fibers [J]. *Optics Letters*, 1995, 20(22): 2279-2281.
- [13] MORTENSEN, A N. Effective area of photonic crystal fibers [J]. *Optics Express* 2002, 10(7): 341-348.
- [14] TSE V L M, HORAK P F, POLETTI F, *et al.* Supercontinuum generation at 1.06 μm in holey fibers with dispersion flattened profiles [J]. *Optics Express* 2006, 14(10): 4445-4451.
- [15] SAITOH K, KOSHIBA M. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window [J]. *Optics Express* 2004, 12(10): 2027-2032.

版权所有 ©