

# 高非线性高双折射光子晶体光纤特性的理论研究

李德月<sup>1</sup> 周桂耀<sup>1,2,3</sup> 夏长明<sup>1</sup> 刘建涛<sup>1</sup> 苑金辉<sup>3</sup> 侯蓝田<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>燕山大学红外光纤与传感研究所, 河北 秦皇岛 066004  
<sup>2</sup>燕山大学亚稳材料制备科学与技术国家重点实验室, 河北 秦皇岛 066004  
<sup>3</sup>华南师范大学微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广东 广州 510006

**摘要** 基于全矢量有限元法,设计了一种新型零色散波长为 1550 nm 的高非线性双折射光子晶体光纤(PCF),并分析了 PCF 的有效折射率、有效模面积、双折射、非线性系数以及色散特性。数值结果表明,当光纤包层孔间距  $\Lambda$  为 1.6  $\mu\text{m}$ ,大空气孔直径  $d_1$  为 1.4  $\mu\text{m}$ ,小空气孔直径  $d_2$  为 0.74  $\mu\text{m}$  和 0.76  $\mu\text{m}$  时,光纤的零色散波长都在 1550 nm 处,该 PCF 的双折射为  $4.049 \times 10^{-3}$ ,非线性系数可达  $28.4 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ 。这种高非线性高双折射 PCF,在 1550 nm 通信波段具有非常广泛的应用前景。

**关键词** 光纤光学;光子晶体光纤;高非线性;高双折射;有限元法

**中图分类号** TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201239.1105003

## Theoretical Investigation of Photonic Crystal Fiber with Highly Nonlinear and Birefringent

Li Deyue<sup>1</sup> Zhou Guiyao<sup>1,2,3</sup> Xia Changming<sup>1</sup> Liu Jiantao<sup>1</sup> Yuan Jinhui<sup>3</sup> Hou Lantian<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Infrared Optical Fibers & Sensors, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China  
<sup>2</sup>State Key Laboratory of Metastable Materials Science & Technology, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China  
<sup>3</sup>Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou, Guangdong 510006, China

**Abstract** According to the full-vector finite element method, a new highly nonlinear and birefringence photonic crystal fiber (PCF) with zero-dispersion at wavelength of 1550 nm is designed. The effective refractive index, effective mode area, birefringence, nonlinear coefficient and dispersion characteristics of the PCF are analyzed. Simulation results show that birefringence of the PCF is  $4.049 \times 10^{-3}$ , and nonlinear coefficient reaches  $28.4 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  at wavelength of 1550 nm, which are obtained under the condition of cladding air hole pitch size of 1.6  $\mu\text{m}$ , large air hole diameter of 1.4  $\mu\text{m}$  and small air hole diameter of 0.74  $\mu\text{m}$  and 0.76  $\mu\text{m}$  respectively. The PCF has very broad prospect of application in 1550 nm communication band.

**Key words** fiber optics; photonic crystal fiber; high nonlinear; high birefringent; finite element method

**OCIS codes** 060.2280; 060.2310; 060.2420; 060.4370; 060.5295

## 1 引 言

光子晶体光纤<sup>[1~3]</sup>(PCF)具有优异的光学特性,例如超高双折射<sup>[4~7]</sup>、非线性<sup>[8~10]</sup>以及独特的色散<sup>[11~14]</sup>,使其在光纤传感技术、光纤激光器和非线性

性光学等方面得到了广泛的应用。

特定零色散波长的高非线性 PCF<sup>[15]</sup>在超连续谱、全光信号处理和光学参数器件等方面具有非常广泛的应用。超连续谱的应用需要改变色散特性,

**收稿日期**: 2012-06-11; **收到修改稿日期**: 2012-07-23

**基金项目**: 国家 973 计划(2010CB327604),河北省自然科学基金(F2012203122)和南京信息工程大学气象探测与信息处理重点实验室开放基金(KDXS1107)资助课题。

**作者简介**: 李德月(1987—),男,硕士研究生,主要从事特种光纤方面的研究。E-mail: lideyue87029@qq.com

**导师简介**: 周桂耀(1972—),男,博士,教授,主要从事特种光纤研究与制备等方面的研究。

E-mail: zguiyao@163.com(通信联系人)

因此,高非线性 PCF 的零色散波长需要与抽运光精确匹配。全光信号处理一般应用在高速波分复用系统的波长转换中,需要零色散波长位于通信波段。光学参数器件需要光纤具有高的双折射特性,尤其是在传感方面的应用,需要光纤保持一种线性偏振态用于减小偏振耦合。

随着新技术的高速发展,具有高非线性和零色散波长为 1550 nm 的 PCF 已经相继被设计并成功制造出来。2001 年 Ferrando 等<sup>[16]</sup>对这种光纤进行了理论设计与计算,但非线性不是很高;2002 年 Hansen 等<sup>[17]</sup>制作了第一根这种光纤,纤芯直径为 2.3 μm,孔间距为 1.6 μm,孔直径为 0.8 μm,并且纤芯中有一个直径为 0.8 μm 的掺锗石英芯。掺锗的石英能够提高光纤的非线性并且增加了双折射,得到的非线性系数为 20 km<sup>-1</sup> · W<sup>-1</sup>,双折射在 10<sup>-4</sup>量级。

本文在前期工作基础上<sup>[6]</sup>,提出了一种改进的新型高非线性高双折射且零色散波长为 1550 nm 的 PCF,光纤的基质为纯石英,通过设计不对称的包层结构和小纤芯,形成一个非常小并且不对称的纤芯,从而使得光纤具有非常高的非线性系数和双折射,并且结构调整更加灵活,能为后期的研究提供更好的空间。

## 2 PCFs 结构设计

设计的模型为六角形的 PCF 结构,如图 1(a)所示。以纯石英为基质材料,截面分为包层区和纤芯区,包层是由两种大小不同的空气柱按六角形排列形成的对称结构,沿 y 轴排列的是一列大空气孔,并且在 x 轴方向也排列了 4 列大空气孔,形成了两个箭头的形状,纤芯是由原中心的空气孔缺失形成。根据高非线性双折射 PCF 的特性,设计时考虑到两点因素:1) 为了提高非线性效应,芯部要做得足够小,保持在 2~3 μm 之间,只有这样才能达到所需要的功率密度;2) 为了提高双折射,纤芯需做成椭圆形状,并且增加应力元,所以应用了两种大小不同的空气孔。

为了在 1550 nm 处获得零色散,对包层空气孔进行了优化设计,并最终确定了该模型的包层孔间距  $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$ ,大空气孔直径  $d_1 = 1.4 \mu\text{m}$ ,空气孔的折射率  $n_0 = 1.0$ ,当小空气孔直径  $d_2 = 0.74 \mu\text{m}$  时在 x 轴方向出现零色散, $d_2 = 0.76 \mu\text{m}$  时在 y 轴方向出现零色散。石英的折射率由 Sellmeier 公式得到:

$$n_{\text{silica}} = \sqrt{1 + \sum_{j=1}^3 \frac{\lambda^2 B_j}{\lambda^2 - \lambda_j^2}}, \quad (1)$$

式中  $B_1 = 0.6961663$ ,  $B_2 = 0.4079426$ ,  $B_3 = 0.8974794$ ,  $\lambda_1 = 0.0684043 \mu\text{m}$ ,  $\lambda_2 = 0.1162414 \mu\text{m}$ ,

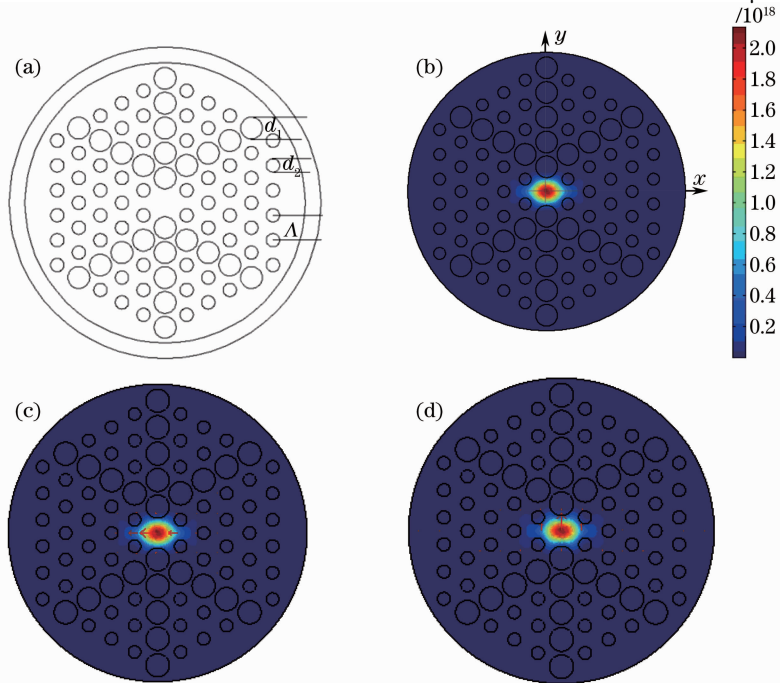


图 1 光纤结构和模场分布图。(a) 光纤结构图; (b) 1550 nm 基模模场分布图; (c) HE<sub>11</sub> 模场分布图; (d) HE<sub>11</sub> 模场分布图

Fig. 1 Structure and mode field distributions of PCF. (a) Optical fiber structure; (b) mode field distribution of fundamental mode at 1550 nm, (c) HE<sub>11</sub> mode field distribution; (d) HE<sub>11</sub> mode field distribution

$\lambda_3 = 9.896161 \mu\text{m}$ 。

### 3 仿真与结果分析

对该光纤进行模拟仿真,从图 1(b)可以看出,在波长  $\lambda = 1550 \text{ nm}$  时,模场能量几乎全被限制在纤芯中,光纤保持了单模特性。图 1(c)和(d)分别是基模的两个正交的偏振态  $\text{HE}_{11}^x$  和  $\text{HE}_{11}^y$  的模场分布,模场呈椭圆状,均沿  $x$  轴延伸。这是由于包层的不对称性,导致了  $x$ 、 $y$  轴的有效折射率不同,从而使光纤基模的模场分布呈椭圆形状。

#### 3.1 基模的有效折射率

由于 PCF 基模的有效折射率  $n_{\text{eff}}$  是波长的函数,利用有限元法,根据 Sellmeier 方程可以求出光纤在任意波长下的有效折射率。选取  $500 \sim 2000 \text{ nm}$  的波长范围,从图 2(a)可以看出,  $\text{HE}_{11}^x$  模有效折射率一直大于  $\text{HE}_{11}^y$  模有效折射率,并且随着波长的增加差值变大,当波长达到  $1.8 \mu\text{m}$  时,差值不再增加并且有减小的趋势。分析认为,导致两个模式的有效折射率差变化的因素有两个,一个是纤芯的尺寸,另一

个是包层的不对称性。短波时,由于波长与纤芯尺寸相差较大,能量被完全地限制在纤芯中,所以纤芯尺寸对两个偏振态有效折射率的影响占主导地位。随着波长的增加,波长与纤芯尺寸越来越接近,包层的不对称性就开始起主要作用,由于两个方向上空气填充率的不同,使得纤芯中能量分布的不对称性增加,这就导致了折射率差变大。当波长与纤芯尺寸相当或大于纤芯时,包层就不能很好地把光束限制住,有一部分开始泄漏到包层中,所以能量分布的不对称性减小,导致了两个模式的折射率差不再变大并出现减小的趋势。

当  $d_1 = 1.4 \mu\text{m}$ 、 $\Lambda = 1.6 \mu\text{m}$  不变时,随  $d_2$  从  $0.74 \mu\text{m}$  增大到  $0.85 \mu\text{m}$ ,  $\text{HE}_{11}^x$  模和  $\text{HE}_{11}^y$  模有效折射率随波长增加而减小,并且随着小空气孔  $d_2$  的不断增大,整体曲线有下移的趋势[如图 2(b)和(c)所示]。分析认为,这是由于随着  $d_2$  的增大,包层的空气填充比变大,影响了基模有效折射率的变化,导致光纤的有效折射率的整体曲线下移。

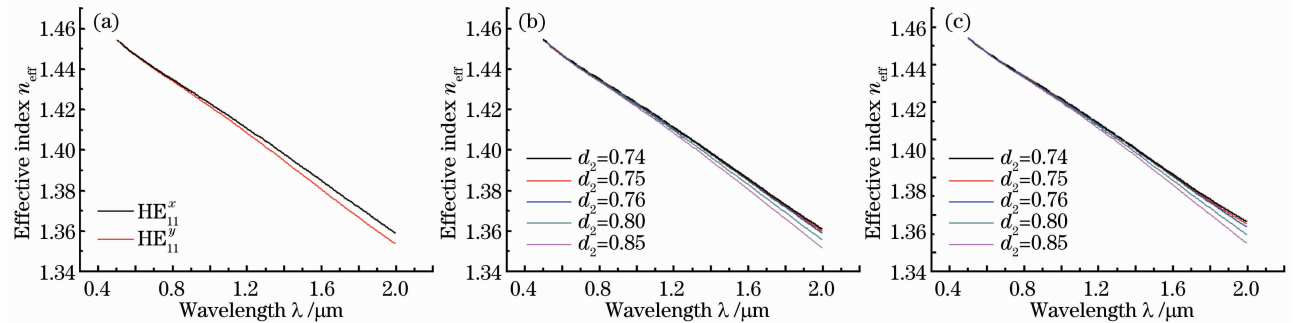


图 2 不同模式下有效折射率随波长的变化曲线。(a)基模  $d_1/\Lambda=0.875$ ;(b)  $\text{HE}_{11}^x$  模;(c)  $\text{HE}_{11}^y$  模

Fig. 2 Curves of different modes' effective index varying with wavelength. (a) Fundamental mode and  $d_1/\Lambda=0.875$ ; (b)  $\text{HE}_{11}^x$  mode; (c)  $\text{HE}_{11}^y$  mode

#### 3.2 色散特性

根据基模的有效折射率,可以求出光纤在各个波长下的色散系数。色散是光纤的一个重要参数,决定着光纤是否可以应用到超连续谱的产生和谐波的获得等领域,对设计色散补偿光纤和光纤激光器起着决定性的作用。色散系数的定义为

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

式中  $c$  为真空中的光速,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  是取有效折射率的实部。因为光纤的基质是纯石英,所以可以系统地考虑材料色散。

图 3 为保持  $d_1/\Lambda=0.875$  不变,  $d_2$  从  $0.74 \mu\text{m}$  增大到  $0.85 \mu\text{m}$  时,  $\text{HE}_{11}^x$  和  $\text{HE}_{11}^y$  模场总色散随波长的变化曲线。随着  $d_2$  的增加,第一个零色散波长

整体都向短波方向移动,第二个整体都向长波方向移动。由于  $d_2$  的增加导致折射率的减小,而色散系数是关于折射率的函数,从色散的物理公式,可以推导出:在其他参数不变的条件下,随折射率的减小色散系数整体增大。在可见光和近红外波段都分别出现了两个零色散波长,第一个零色散波长都处于钛宝石激光超短脉冲工作波长范围内 ( $700 \sim 980 \text{ nm}$ ),这有助于钛宝石飞秒激光器的频率转换。通过改变小空气孔  $d_2$  的大小,计算得到了两种零色散波长位于 C 波段的结构,  $1550 \text{ nm}$  是目前通信最常用的波段。

#### 3.3 模式双折射特性

光纤的基模是由两个线性正交的偏振模组成,  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  分别是这两个偏振态所对应的有效折射

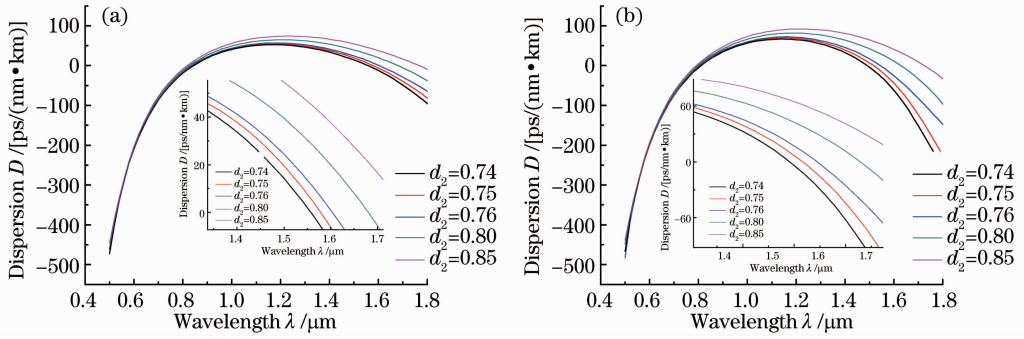


图 3 不同模式下色散随波长的变化曲线。(a) HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 模; (b) HE<sub>11</sub><sup>y</sup> 模

Fig. 3 Curves of different modes' dispersion varying with wavelength. (a) HE<sub>11</sub><sup>x</sup> mode; (b) HE<sub>11</sub><sup>y</sup> mode

率,因此,光纤的归一化双折射  $B(\lambda)$  可表示为

$$B(\lambda) = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|. \quad (3)$$

由于 PCF 包层的不对称性,形成了一个椭圆形的纤芯,使得基模传输下的两个偏振态折射率不同,这样就形成了双折射特性。随着入射光波长的增加,光纤基模的椭圆度增大,HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 模和 HE<sub>11</sub><sup>y</sup> 模两个偏振态的有效折射率相差越来越大,导致了双折射变大。由图 4 可知,当入射光波长达到一定时,双折射趋于平稳,并呈现减小的趋势。这是由于光纤基模的椭圆度不再增加,PCF 的拍长达到了最小值,所以双折射达到了最大值。还可以发现,在 1.8 μm 处随着  $d_2$  和波长的变化,双折射曲线发生突变。这是由于当波长和纤芯的尺寸相当,甚至大于纤芯时,包层对光束的限制作用开始减小,限制损耗呈指数增加,纤芯中的能量有一部分泄露到包层当中。随着  $d_2$  的增加,包层的空气填充率变大,提高了对光束的限制能力。当波长大于 1.8 μm,且  $d_2$  小于 0.76 时,双折射会逐渐下降。这主要是由于在波长大于 1.8 μm 范围内,光纤的有效模面积已超出纤芯,从而造成双折射的下降。本文所设计的 PCF,双折射在通信波长 1550 nm 处能够达到  $4.049 \times 10^{-3}$ ,比传统保偏光纤提高了 1 个量级,并高于文献 [18] 中所报道的  $2.23 \times 10^{-3}$ 。这主要是因为光纤

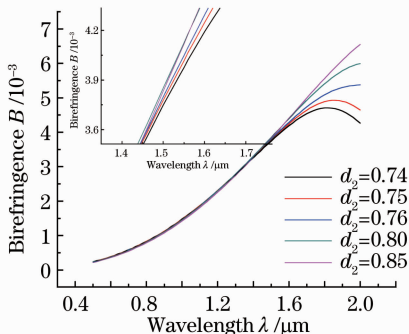


图 4 双折射  $B$  随波长变化的曲线

Fig. 4 Curves of birefringent varying with wavelength

包层在  $x, y$  方向上的空气填充比不同,等同于加入了应力,而且光纤的纤芯是椭圆状的,进一步增大了双折射。

### 3.4 有效模面积和非线性特性

根据有效模面积的定义:

$$A_{\text{eff}} = \frac{\iint |E(x, y)|^2 dx dy}{\iint |E(x, y)|^4 dx dy}, \quad (4)$$

式中  $E$  为电场分布。可以计算出光纤基模的有效模面积。

衡量光纤非线性大小的是非线性系数  $\gamma$ ,非线性系数  $\gamma$  可表示为

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (5)$$

式中  $n_2$  为非线性折射率系数,可以通过多种方法测量得到[如自相位调制法 (SPM)、交叉相位调制法 (XPM)、四波混频法 (FWM)]测量值在  $2.2 \times 10^{-20} \sim 3.9 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$  之间变化,本文采用 1978 年的测量结果 ( $3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ ) [19]。

图 5(a) 描述的是 PCF 的有效模面积,波长在 500~1100 nm 范围内,HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 的有效模面积大于 HE<sub>11</sub><sup>y</sup> 的有效模面积,但是在 1110~2000 nm 范围内,HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 的有效模面积小于 HE<sub>11</sub><sup>y</sup> 的有效模面积。这是由于随着波长的增加纤芯的椭圆度增大,包层对光束的限制能力逐渐减弱,短波时光束全部被限制在纤芯中,HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 模的椭圆度较大,其有效模面积相对较大;而长波时光束泄露到包层中,导致 HE<sub>11</sub><sup>x</sup> 模的椭圆度较小,其有效模面积也相对较小。

本文设计了一个小纤芯的高非线性 PCF,图 5(b) 为保持  $d_1/\Lambda = 0.875$  不变,  $d_2$  从 0.74 μm 增大到 0.85 μm 时,PCF 基模的非线性系数随波长的变化曲线。从图中可以看出,随着入射光波长的增加,光纤的非线性系数逐渐减小,并且在短波区



域,随波长减小,非线性系数急剧增大;在长波区域,非线性变化比较缓慢。随着小空气孔  $d_2$  的增大,非线性系数曲线整体向上移动,这说明随着空气填充比的增加,使得限制损耗减小,包层对光的限制性增强,

导致非线性系数增大。本文设计的 PCF 在 1550 nm 处的非线性系数为  $28.4 \text{ km}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,能够获得很宽的超连续谱。

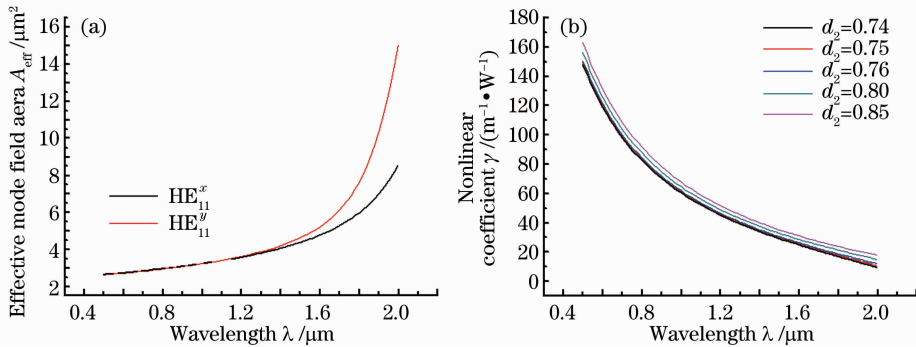


图 5 (a)有效模面积随波长的变化曲线;(b)非线性系数随波长的变化曲线

Fig. 5 (a) Curves of effective mode field area; (b) curves of nonlinear coefficient

## 4 结 论

基于全矢量有限元法,设计了一种新型的光子晶体光纤,PCF 具有高非线性高双折射的特性,并且零色散波长出现在 1550 nm。这种新型的光纤结构相对简单,非常对称,能够保证包层空气孔和纤芯在正常尺寸的条件下,实现高非线性高双折射,并且使零色散波长在 1550 nm,大大降低了制作难度,为以后 PCF 的制作提供了理论依据。PCF 的双折射比传统光纤增加了 1 个量级,提高了保偏光纤的偏振质量。较高的非线性特性,有助于光纤在通信波段产生超连续谱的展宽。两个零色散波长分别出现在钛宝石飞秒激光器的工作波段和通信波段,这既有助于钛宝石飞秒激光器的频率转换,又能为研究特殊通信提供依据。

## 参 考 文 献

- 1 J. C. Knight, T. A. Birks, P. St. J. Russell *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 2 J. C. Knight, J. Broeng, T. A. Birks *et al.*. Photonic band gap guidance in optical fibers [J]. *Science*, 1998, **282** (5393): 1476~1478
- 3 J. C. Knight. Photonic crystal fibers [J]. *Nature*, 2003, **424**: 847~851
- 4 Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth. Highly birefringent photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 5 Daru Chen, Linfang Shen. Highly birefringent elliptical-hole photonic crystal fibers with double defect [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2007, **25**(9): 2700~2705
- 6 Xia Changming, Zhou Guiyao, Han Ying *et al.*. Investigation of V type photonic crystal fiber with high birefringence [J]. *Acta Physica Sinica*, 2007, **60**(9): 094213  
夏长明,周桂耀,韩颖等. V型高双折射光子晶体光纤特性研

- 究[J]. *物理学报*, 2007, **60**(9): 094213
- 7 S. M. Abdur Razzak, Yoshinori Namihira. Highly birefringent photonic crystal fibers with near-zero dispersion at 1550 nm wavelength [J]. *J. Mod. Opt.*, 2009, **56**(10): 1188~1193
- 8 Vittoria Finazzi, Tanya M. Monro, David J. Richardson. Small-core silica hole fibers: nonlinearity and confinement loss trade-offs [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2003, **20**(7): 1427~1436
- 9 J. C. Knight, D. V. Skryabin. Nonlinear waveguide optics and photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2007, **15** (23): 15365~15376
- 10 Zhang Dapeng, Hu Minglie, Xie Chen *et al.*. A high power photonic crystal fiber laser oscillator based on nonlinear polarization rotation mode-locking [J]. *Acta Physica Sinica*, 2012, **61**(4): 044206  
张大鹏,胡明列,谢辰等.基于非线性偏振旋转锁模的高功率光子晶体光纤飞秒激光振荡器[J]. *物理学报*, 2012, **61**(4): 044206
- 11 Li Shuguang, Liu Xiaodong, Hou Lantian. Numerical simulation and analysis on photonic crystal fiber with closing to zero and flattened chromatic dispersion [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(6): 713~717  
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
- 12 Li Yanfeng, Hu Minglie, Wang Qingyue. Calculation and design of photonic crystal fibers with zero-dispersion wavelength at 800 nm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2003, **30**(5): 427~430  
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
- 13 Hou Yu, Zhou Guiyao, Hou Lantian *et al.*. Analysis of dispersion properties of octagonal structural photonic crystal fiber with double cladding [J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37** (4): 1068~1072  
侯宇,周桂耀,侯蓝田等.八边形双包层光子晶体光纤色散特性分析[J]. *中国激光*, 2010, **37**(4): 1068~1072
- 14 Yang Wangxi, Zhou Guiyao, Xia Changming *et al.*. An improved design method for C-band photonic crystal fibers with flat near-zero dispersion [J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(10): 104222  
杨旺喜,周桂耀,夏长明等. C波段具有平坦近零色散光子晶体光纤的一种改进设计方法[J]. *物理学报*, 2011, **60**(10): 104222
- 15 Feroza Begum, Yoshinori Namihira, S. M. Abdur Razzak *et al.*. Novel broadband dispersion compensating photonic crystal fibers: applications in high-speed transmission systems [J]. *Opt.*

- & *Laser Technol.*, 2009, **41**(6): 679~686
- 16 Albert Ferrando, Enrique Silvestre, Pedro Andres. Designing the properties of dispersion flattened photonic crystal fibers[J]. *Opt. Express*, 2001, **9**(13): 687~697
- 17 K. P. Hansen, J. R. Jensen, C. Jacobsen *et al.*. Highly nonlinear photonic crystal fiber with zero-dispersion at 1.55  $\mu\text{m}$  [C]. Optical Fiber Communication Conference, Anaheim, California, 2002. FA9
- 18 Xiaoyan Wang, Shuguang Li, Ying Han. The polarization-dependent supercontinuum generation in photonic crystal fibers with high birefringence and two-zero dispersion[J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2012, **55**(2): 199~203
- 19 Ribert W. Boyd. *Nonlinear Optics* (3rd ed.)[M]. San Diego: American Academic Press, 2008. 212

栏目编辑: 王晓琰