

文章编号: 0253-2239(2004)09-1193-6

有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤传输特性研究*

娄淑琴 王 智 任国斌 简水生
(北京交通大学光波所, 北京 100044)

摘要: 基于超格子构造法, 采用全矢量模型研究了具有中心缺陷孔的椭圆光子晶体光纤的传输特性, 着重讨论了中心缺陷孔对光纤中基模的模场分布、双折射特性和色散特性的影响。研究表明: 与椭圆孔光子晶体光纤相比, 由于中心椭圆缺陷孔的引入, 使该光纤具有更高的模式双折射。光纤的传输特性对光纤的结构参量和波长具有较强的依赖关系, 随着波长和中心缺陷孔的增加, 双折射将增大, 其模式双折射在 10^{-3} 量级。改变光纤的结构参量, 可以获得超宽带的色散平坦或异常的色散特性。分析结果显示, 当中心孔的尺寸 $d_c/D=0.4$ 时, 在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 附近, 可获得近 400 nm 的色散平坦区。

关键词: 导波和光纤光学; 光子晶体光纤; 全矢量; 双折射; 色散
中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

Transmission Properties of Elliptical-Hole Photonic Crystal Fiber with a Central Defect Hole in the Core Region

Lou Shuqin Wang Zhi Ren Guobin Jian Shuisheng
(*Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing, 100044*)
(Received 21 July 2003; revised 21 October 2003)

Abstract: Based on the supercell overlapping method developed before by authors, the full vector is adopted to model transmission properties of elliptical-hole photonic crystal fiber (EHPCF) with a central smaller elliptical-hole core. It is concentrated on the influence of the smaller central elliptical hole on modal field, modal birefringence and dispersion. It was found that this EHPCF has a larger birefringence than the solid core EHPCF does because of the introduction of the smaller central hole. The transmission properties strongly depend on wavelength and the structure parameter of the EHPCF. The birefringence will increase due to an increase in the wavelength and the central smaller elliptical-hole core. The magnitude of birefringence can attain the level of 10^{-3} . The broadband flat dispersion or anomalous dispersion can be obtained through changing the structure parameter of this EHPCF. The numerical results show that there is 400 nm flat dispersion region near the wavelength $1.55 \mu\text{m}$ in this EHPCF with the central small holes $d_c=0.4D$.

Key words: guided wave and fiber optics; photonic crystal fiber; full-vector; birefringence; dispersion

1 引 言

自从 1996 年 Knight 等^[1]首次制造出无尽单模光子晶体光纤 (Photonic crystal fiber, PCF) 以来, 这

一研究课题引起广泛的关注。与传统光纤相比光子晶体光纤拥有许多独特的性质^[2~6], 光子晶体光纤具有无尽单模特性; 通过控制光子晶体光纤的结构参量获得零色散波长在可见或近红外区、超色散平坦、高双折射、低损耗、无色散、大有效面积单模运转和小有效面积高非线性的光子晶体光纤等。目前, 光子晶体光纤广泛用于光通信、光传感及非线性光学等领域。

一般三角格子全内反射光子晶体光纤 (TIR-

* 国家 863 计划 (2002AA312190)、北京交通大学基金 (PD222) 资助课题。

E-mail: loushuqin@sina.com

收稿日期: 2003-07-21; 收到修改稿日期: 2003-10-21

PCF)具有六重旋转对称性,在理论上其基模是简并的^[7],因此要想实现高模式双折射就要破坏这种对称性结构,文献[8]报道椭圆孔光子晶体光纤(Elliptical-hole photonic crystal fiber, EHPCF)可以获得高达 10^{-3} 量级的双折射。研究发现如果在椭圆孔光子晶体光纤芯区中心引入一个小的椭圆空气孔,可以获得比普通椭圆孔光子晶体光纤更高的双折射。

本文基于我们前期提出的新颖的超格子构造法^[9],采用全矢量模型,分析具有中心缺陷孔的椭圆三角排列的光子晶体光纤传输特性。着重讨论了中心缺陷孔对光纤中基模的模场分布、双折射特性和色散特性的影响。分析结果显示该种光子晶体光纤在色散控制和偏振保持方面具有明显的优势。

2 全矢量模型

具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤如图1所示。在纯 SiO_2 材料上,按三角结构沿轴向周期排列着椭圆空气柱,在芯子中心的位置,引入一个小的

椭圆空气柱,破坏了结构的周期性,在光纤的中心形成缺陷。我们定义表征其结构的参量:包层晶格周期 D ;椭圆空气孔长轴沿 y 轴,用 d 表示;短轴沿 x 轴,用 a 表示;椭圆率 $\eta = d/a$ 。中心缺陷孔与包层空气孔具有相同的椭圆率,长轴沿 y 轴,用 d_c 表示。

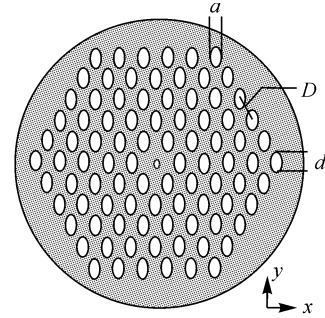


Fig. 1 Schematic diagram of elliptical-hole PCF with a central smaller hole

假设图1所示的光子晶体光纤纵向均匀,且不考虑光纤衰减,主要研究光子晶体光纤的模式特征即横向场分布。横向场 $e_r(x, y)$ 可以分为 x, y 两个方向的偏振分量,它们满足矢量波动方程^[10]:

$$(\nabla_t^2 - \beta_x^2 + k^2 n^2)e_x = -\frac{\partial}{\partial x}\left(e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y}\right), \quad (\nabla_t^2 - \beta_y^2 + k^2 n^2)e_y = -\frac{\partial}{\partial y}\left(e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y}\right), \quad (1)$$

其中 $n^2 = n^2(x, y)$ 是横向折射率分布, $k = 2\pi/\lambda$ 为真空波数, β 为对应模式(x, y 方向)的传输常量。

选取厄米-高斯函数将场 e_x 和 e_y 分别展开,即

$$\begin{cases} e_x(x, y) = \sum_{a,b=0}^F \epsilon_{ab}^x \psi_a(x) \psi_b(y), \\ e_y(x, y) = \sum_{a,b=0}^F \epsilon_{ab}^y \psi_a(x) \psi_b(y). \end{cases} \quad (2)$$

显然分析光子晶体光纤的传输特性,需要求解矢量波动方程。而光子晶体光纤横向折射率分布比较复杂,如何表示该种光子晶体光纤的横向介电结构是求解方程的一个关键的问题。

根据光子晶体的周期性结构的特点,我们提出超格子构造法^[9]来描述光子晶体光纤的横向介电结构。可将研究的光子晶体光纤看成由两组完美三角排列的二维光子晶体PC1和PC2叠加而成。PC1的晶格周期为 D ,PC2周期为PC1的 N 倍。

则光子晶体光纤的介电常量为PC1和PC2的介电常量叠加,如式(3)所示:

$$\begin{cases} \epsilon(x, y) = \epsilon|_{\text{PC1}} + \epsilon|_{\text{PC2}}, \\ \ln \epsilon = (\ln \epsilon)|_{\text{PC1}} + (\ln \epsilon)|_{\text{PC2}}, \end{cases} \quad (3)$$

将PC1和PC2的介电常量分别用余弦函数展开,

如式(4)所示:

$$\begin{cases} \epsilon|_{\text{PC1}} = \sum_{a,b=0}^{P_1-1} P_{1ab} \cos\left(\frac{2\pi ax}{l_{1x}}\right) \cos\left(\frac{2\pi by}{l_{1y}}\right), \\ \epsilon|_{\text{PC2}} = \sum_{a,b=0}^{P_2-1} P_{2ab} \cos\left(\frac{2\pi ax}{l_{2x}}\right) \cos\left(\frac{2\pi by}{l_{2y}}\right), \\ (\ln \epsilon)|_{\text{PC1}} = \sum_{a,b=0}^{P_1-1} P_{1ab}^{\ln} \cos\left(\frac{2\pi ax}{l_{1x}}\right) \cos\left(\frac{2\pi by}{l_{1y}}\right), \\ (\ln \epsilon)|_{\text{PC2}} = \sum_{a,b=0}^{P_2-1} P_{2ab}^{\ln} \cos\left(\frac{2\pi ax}{l_{2x}}\right) \cos\left(\frac{2\pi by}{l_{2y}}\right), \end{cases} \quad (4)$$

l_{1x}, l_{1y}, l_{2x} 和 l_{2y} 分别是PC1和PC2沿 x 方向和 y 方向的周期长度。 P_1 和 P_2 是相应的展开式的项数, $P_{1ab}, P_{2ab}, P_{1ab}^{\ln}$ 和 P_{2ab}^{\ln} 是对应各项的展开系数,可通过傅里叶变换求得。 P_{1ab}, P_{1ab}^{\ln} 在我们的前期工作^[9]已详细讨论过。下面重点讨论 P_{2ab}, P_{2ab}^{\ln} 的求法。

PC2中的中心小孔椭圆率 η 与包层孔相同,PC2中的两部分参量 f_c 和 f_2 定义为

$$\begin{cases} f_c = \pi d_c^2 / (2\eta l_{2x} l_{2y}), \\ f_2 = \pi d^2 / (2\eta l_{2x} l_{2y}), \end{cases} \quad (5)$$

PC2的介电常量 $\epsilon(x, y)$ 的傅里叶变换形式是

$$\varepsilon(x, y)|_{\text{PC2}} = \sum_{m, n=-(P_2-1)}^{P_2-1} F_2(K_{nm}) \cos(k_1 x) \cos(k_2 y), \quad (6)$$

其中 $F(K_{nm})$ 是二维傅里叶变换系数, 由(7) 式表示:

$$\begin{cases} F_2(K_{nm}) = 2(n_{\text{Si}}^2 - n_{\text{air}}^2) \left[f \cdot \frac{J_1(|K_{nm}|d/2)}{|K_{nm}|d/2} - f_c \cdot \frac{J_1(|K_{nm}|d_c/2)}{|K_{nm}|d_c/2} \right], & K_{nm} \neq 0, \\ F_2(0) = (f - f_c)(n_{\text{Si}}^2 - n_{\text{air}}^2), \end{cases} \quad (7)$$

其中 J_1 是一阶贝塞尔函数, $K_{nm} = k_1 + ik_2$ (i 是虚数单位) 取决于二维光子晶体的倒格子矢量, 可以表示为

$$K_{nm} = (m+n)k_x - i(m-n)k_y, \quad k_x = 2\pi/l_{2x}\eta, \quad k_y = 2\pi/l_{2y}. \quad (8)$$

将文献[7](9)式中的 F_1 用 F_2 代替即可获得 P_{2ab} 。 P_{2ab}^{in} 可用类似 P_{2ab} 的方法获得。

将场和折射率的展开式代入波动方程式(1), 可以得到本征方程:

$$L \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)x} & I_{abcd}^{(4)x} \\ I_{abcd}^{(4)y} & I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)y} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \end{bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} \varepsilon_x \\ \varepsilon_y \end{bmatrix}, \quad (9)$$

其中交叠积分 $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)}, I^{(4)}$ 可以写成解析形式, 具体的求解方法在我们的先前的工作中有详细的报道^[9,11]。由此求解矢量波动方程转换成求本征值方程问题。

通常求解方程的本征值可借助于数值方法求解, 得到各阶模式的传播常量和相应的模场分布, 从而分析相应的传输特性。值得注意的是, 上述本征方程的本征值有 F^2 个, 但大部分没有物理意义, 实际可以根据光子晶体光纤中模式的传输常量 $\beta: n_{\text{clad}} < \beta/k < n_{\text{SiO}_2}$ 来确定光子晶体光纤中模式的传输常量 β , 其中 n_{SiO_2} 是工作波长的纯石英折射率, n_{clad} 是光子晶体包层等效折射率^[12]。

3 模场特性分析

选取结构参量 $D=2.3 \mu\text{m}$, $d/D=0.8$, $d_c/D=0.4$, $\eta=2$, 展开式项数为: $P_1=50$, $P_2=500$, 对该光子晶体光纤进行数值计算, 得到相应基模的模场分布。图 2(a)、图 2(b) 给出波长 1550 nm 的基模 HE_{11} 模的模场强度分布。由于结构的对称性的改变, 原来基模的两个简并态分离成两个不简并的偏

振模 HE_{11y} 和 HE_{11x} 。与传统的光子晶体光纤类似, 两个偏振模在芯子附近大致显示了包层区的六角对称性, 但在模场的外边缘, 模场分布反应了光子晶体包层中的椭圆孔的影响。 y 偏振模受到更强的束缚, 电场更多地集中于高介电常量区。 x 偏振模电场比 y 偏振模的场要略微分散些, 相对有更多的场扩展到包层中。这导致 y 偏振模的等效折射率比 x 偏振模的要高。从场图可以看出, 虽然芯区中心是椭圆空气孔, 孔中的电场仍然很强, 但场强最大点已经不在芯区的中心, 而是在中心空气孔的外侧与包层第一圈椭圆空气环之间, 介电常量较大的位置。

图 3 是波长 $\lambda=633 \text{ nm}$ 的 y 方向偏振基模场的强度分布。与图 2(a) 比较可以明显看出, 模场的横向局域性与波长密切相关, 短波长电磁波能更好地限制在光子晶体光纤的高折射率芯中。

增加中心缺陷孔到 $d_c/D=0.6$, 其它参量保持不变, 在波长 $\lambda=1550 \text{ nm}$ 得到 y 方向偏振基模场的强度分布如图 4。与图 2(a) 比较可以明显看出, 当中心缺陷孔增加时, 基模场的强度分布将向横向扩散, 更多的场能量扩散到包层中。

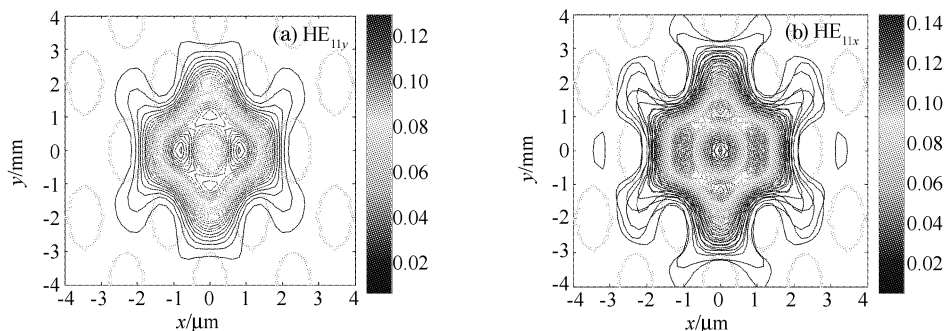


Fig. 2 Intensity profile of the first (a) and second, (b) fundamental mode at wavelength 1550 nm. (a) HE_{11y} , (b) HE_{11x}

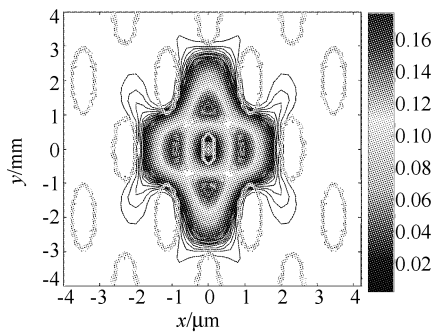


Fig. 3 Intensity profile of the first fundamental mode at wavelength 633 nm

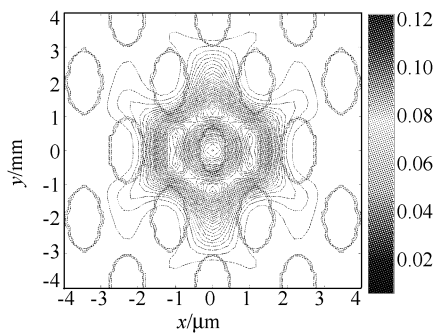


Fig. 4 Intensity profile of fundamental mode HE_{11y} at wavelength 1550 nm with $d_c/D=0.6$

4 双折射特性

双折射特性是光纤的一个重要参量。这里我们只考虑光子晶体光纤基模的双折射,即模 HE_{11y} 和 HE_{11x} 之间的折射率差 $\Delta n = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x|$, 忽略材料色散。关于没有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤的双折射在文献[8]已详细讨论过。这里我们重点讨论中心缺陷孔对光子晶体光纤双折射的影响。

选取与图 2 相同的结构常量,采用全矢量模型计算得到模式双折射随波长 λ 和中心空气孔 d_c/D 变化关系,如图 5 所示。

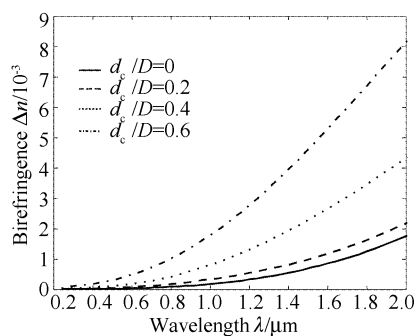


Fig. 5 Birefringence Δn versus wavelength λ at different central defect hole d_c/D

固定中心缺陷 d_c/D , 模式的双折射 Δn 随波长的增加而单调的增加。在短波长处,由于波动方程中的矢量项可以忽略,在标量近似下,双折射将消失。当波长增加时,由于更多的电场能量扩展到包层区,模场的面积增加,模场将受到更多椭圆孔的影响。因此在长波长区,双折射的行为主要是由于包层区双折射的影响。

这与传统的保偏光纤如椭圆芯光纤有很大的不同。对于传统的椭圆芯光纤,双折射在波长极高或极低处都将消失^[13]。在短波长处,双折射消失的原因与前面相同。在长波长处,由于模场能量分布远离引起双折射的芯区与包层分界面,因此双折射也将消失。

固定波长 λ , 改变中心孔的大小,从图 5 中可以看出,随着中心孔的增加,双折射将明显增大。在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 处, $d_c/D=0$ 即没有中心缺陷孔时,其双折射为 8×10^{-4} 。有中心缺陷孔如 $d_c/D=0.6$ 时,双折射增至 5×10^{-3} 。显然,由于中心缺陷孔的存在,光纤的双折射比具有相同结构参量的椭圆孔光子晶体光纤要高得多。

另外,由于长波长处,大多数模场能量位于第一圈包层空气孔环外,场分布很接近基空间填充模(Fundamental space filling mode, FSM)的场分布^[8],因此可推测在基空间填充模 M_y 和 M_x 之间的双折射一定是固定波长下的最大值。而当中心孔的尺寸增加到与包层椭圆孔尺寸相同大小时,光子晶体光纤将变成完善的二维光子晶体,此时获得的基模对应着基空间填充模,如果上面的推测是正确的话,此时双折射应该在中心缺陷孔大小等于包层椭圆空气孔尺寸时达到最大值。从图 6 中可以看出, Δn 在 $d_c/D=0.8$ 时达到峰值点。充分验证了上面的推测。

影响模式双折射的因素很多,前面我们讨论了波长和中心缺陷孔对双折射的影响,改变包层椭圆

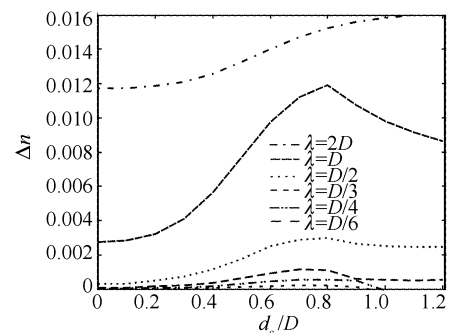


Fig. 6 Δn versus d_c/D at different wavelengths

孔面积和椭圆率的变化也将影响模式的双折射, 这点与普通椭圆孔光子晶体光纤相同^[8], 这里就不再详细讨论。

5 色散特性

光纤中的色散 D_T 主要包含波导色散 D_w 和材料色散 D_m 两部分。光子晶体光纤中采用的是纯石英材料, 因此对于不同结构参量的光子晶体光纤来说, 材料色散 D_m 是相同的, 它的大小可以应用塞耳迈尔公式计算得到。波导色散 D_w 可由式(10) 得到:

$$D_w = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{\text{eff}}}{d\lambda^2}, \quad (10)$$

其中 c 为真空中的光速, λ 为波长。

光纤的色散特性对光纤的结构参量的变化十分敏感, 改变包层晶格周期 D 、椭圆孔的椭圆率和椭圆面积及中心缺陷孔的大小, 色散特性将会出现明显的变化。关于晶格周期、椭圆孔的椭圆率和椭圆面积的变化对色散特性的影响与普通椭圆孔光子晶体光纤基本一致, 就不再详细讨论了。这里重点研究中心缺陷孔的变化对光纤色散特性的影响。图 7 给出了结构参量为 $D = 2.3 \mu\text{m}$, $d/D = 0.8$, $\eta = 2$ 时, 对应不同中心缺陷孔的基模 HE_{11x} 和 HE_{11y} 的色散特性曲线。与普通三角格子光子晶体光纤相比, 由于空气孔采用椭圆孔, 改变了光纤的对称性, 由普通三角格子的六重对称性变成二重对称性, 致使光纤中基模的两个偏振模式的色散曲线出现了分离, x 偏振模式 HE_{11x} 的色散曲线较 y 偏振模式 HE_{11y} 的要高。图 7 中每一对色散曲线中, 上面的一条是对应 x 偏振模式的色散曲线。

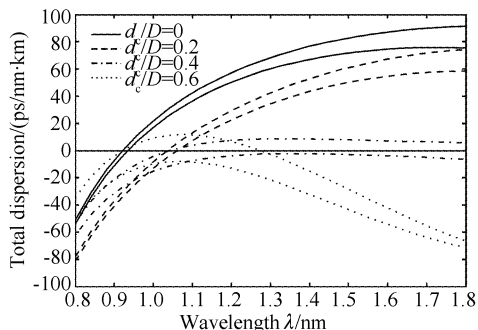


Fig. 7 Dispersion of the fundamental mode HE_{11x} and HE_{11y} for EHPCF with the small central hole in the core region

随着中心缺陷孔的变化, 光纤的色散特性发生了显著的变化。没有中心缺陷的椭圆孔光子晶体光纤 ($d_c/D=0$), 其零色散波长在 935 nm 附近, 在长

波长端, 色散值为正。随着中心缺陷孔的增大 ($d_c/D=0.4$), 在长波长端, 色散值减小, 色散曲线在波长 $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ 附近出现约 400 nm 的色散平坦区。如果继续增大中心缺陷孔 ($d_c/D=0.6$), 在长波长端, 色散值由正色散变成负色散, x 偏振模出现双色散零点, 一个波长在 935 nm 附近, 一个在 1300 nm 附近。出现这种色散变化的主要原因是中心缺陷孔的变化, 改变了光纤的波导色散, 在长波长端, 波导色散的影响更为显著。由此, 我们可以选择不同的中心缺陷孔, 设计出超色散平坦或具有异常色散特性的光子晶体光纤。

结论 本文采用全矢量模型, 应用我们提出的超格子构造法, 将具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤的横向介电常量表示为两种周期性结构二维光子晶体叠加, 这两种周期性结构的介电常量分别用余弦函数展开; 并将横向电场以厄米-高斯函数展开, 利用正交函数的性质, 将全矢量波动方程转化为本征方程问题。通过求解本征方程的本征值获得两个基模的传输常量。通过数值计算讨论了该光子晶体光纤基模两个偏振模的模场分布、双折射和色散特性。研究表明: 与相同结构参量的椭圆孔光子晶体光纤相比, 具有中心缺陷孔的椭圆孔光子晶体光纤具有更大的模式双折射。改变光子晶体光纤结构参量可以获得超宽色散平坦或异常色散特性。可广泛用于色散补偿、宽带超连续光源、光孤子传输和产生、偏振模色散补偿等。

参 考 文 献

- 1 Knight J C, Birk T A, Russell P S J *et al.*. All-silica single-mode optical fiber with photonic crystal cladding. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(19): 1547~1549
- 2 Birks T A, Knight J C, Russell P S J. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1997, **22**: 961~963
- 3 Wadsworth W J, Knight J C, Ortigosa-Blanch A *et al.*. Soliton effects in photonic crystal fibers at 800 nm. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(1): 53~55
- 4 Ferrando A, Silvestre E. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(12): 790~792
- 5 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)
- 6 Wang Zhi, Ren Guobin, Pei Li *et al.*. Investigating the fiber Bragg grating in the scope of photonic crystal. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2003, **23**(11): 1291~1295

- (in Chinese)
- 7 Steel M J, White T P, Sterke C M *et al.*. Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(8): 488~490
- 8 Steel M J, Osgood P M. Polarization and dispersive properties of elliptical-hole photonic crystal fiber. *J. Lightwave Technol.*, 2001, **19**(4): 495~503
- 9 Zhi W, Bin R G, Qin L S *et al.*. Supercell lattice method for photonic crystal fibers. *Opt. Express*, 2003, (11): 980~991, <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-11-9-980>
- 10 Snyder W. *Optical Waveguide Theory*. New York: Chapman and Hall, 1983
- 11 Guobin R, Zhi W, Shuqin L *et al.*. Mode classification and degeneracy in photonic crystal fiber. *Opt. Express*, 2003, **11**: 1310~1321, <http://www.opticsexpress.org/abstract.cfm?URI=OPEX-11-11-1310>
- 12 Bin R G, Qin L S, Zhi W *et al.*. Study on dispersion properties of photonic crystal fiber by effective-index model. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2004, **24**(3): 319~323 (in Chinese)
- 13 Dyott R B. *Elliptical Fiber Waveguides*. Boston, MA: Artech House, 1995

《光学学报》关键词规范

本刊所刊登学术论文必须在摘要后列出不少于四个关键词。第一个关键词列出该文章主要工作所属学科名称。第二个关键词列出该文研究得到的成果名称。第三个关键词列出该文在得到上述成果或结论时采用的科学研究方法的具体名称。第四个关键词列出前三个关键词没有出现的,但是被该文作为主要研究对象的事或物质的名称。如有需要,第五、第六个关键词等列出作者认为有利于检索和文献利用的其他关键词。

为了使作者在撰写论文时更准确地选择第一关键词,本刊特推荐以下学科名称(34个),请作者从中选用。

大气与海洋光学	Atmospheric and ocean optics
原子与分子物理	Atomic and molecular physics
相干与统计光学	Coherence and statistical optics
探测器	Detectors
衍射与光栅	Diffraction and gratings
光纤光学与光通信	Fiber optics and optical communications
傅里叶光学与光信号处理	Fourier optics and optical signal processing
几何光学	Geometrical optics
全息	Holography
图像处理	Image processing
成像系统	Imaging systems
仪器,测量与计量	Instrumentation, measurement and metrology
集成光学	Integrated optics
激光器与激光光学	Lasers and laser optics
机器视觉	Machine vision
材料	Materials
医用光学与生物技术	Medical optics and biotechnology
显微	Microscopy
非线性光学	Nonlinear optics
光计算	Optical computing
光数据存储	Optical data storage
光学设计与制造	Optical design and fabrication
光学器件	Optical devices
表面光学	Optics at surfaces
光电子学	Optoelectronics
物理光学	Physical optics
量子光学	Quantum optics
遥感	Remote sensing
散射	Scattering
光谱学	Spectroscopy
薄膜	Thin films
超快光学	Ultrafast optics
视觉与色彩	Vision and color
X射线光学	X-ray optics