

文章编号: 0253-2239(2006)09-1319-6

# 高折射率椭圆芯布拉格光纤的偏振特性\*

刘小毅 张方迪 张 民 吕召彪 叶培大

(北京邮电大学光通信与光波技术教育部重点实验室, 北京 100876)

**摘要:** 应用带完全匹配层边界条件的全矢量有限元方法,分析了高折射率椭圆芯布拉格光纤的偏振特性,详细讨论了光纤结构参量对模式双折射度以及群速度走离的影响,结果发现:高折射率椭圆芯布拉格光纤的模式双折射度可达  $10^{-2}$  量级,比传统保偏光纤至少高出一个量级,并且表现出不同于传统保偏光纤的群速度走离特性;在保持较高双折射度的同时,通过合理的结构设计,可在一定的波长处灵活地获得较大的群速度走离或零走离特性,具有重要的潜在应用价值;最后,简要分析了低折射率区域的折射率变化对偏振特性的影响;研究结果有助于设计高性能的微结构保偏光纤。

**关键词:** 导波与光纤光学; 偏振; 有限元; 布拉格光纤

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

## Polarization Properties of High-Index-Elliptical-Core Bragg Fibers

Liu Xiaoyi Zhang Fangdi Zhang Min Lü Zhaobiao Ye Peida

(Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies, Ministry of Education, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876)

**Abstract:** The polarization properties of high-index-elliptical-core Bragg fibers are investigated via full-vector finite element method with anisotropic perfectly matched layer boundary conditions. The dependence of mode birefringence and group velocity walkoff on the fiber structural parameters has been fully analyzed. It is shown that the birefringence of high-index-elliptical-core Bragg fiber is on the magnitude order of  $10^{-2}$ , which is at least ten times that of the conventional polarization-maintaining fiber, and the walkoff parameters exhibit quite unusual wavelength dependence different from that of conventional polarization-maintaining fibers. These unusual properties allow the flexible combination of high birefringence and large or zero walkoff at suitable wavelengths, and it contains potential application value. And the influence on the polarization properties imposed by the refractive-index variance in the low-index region is also briefly discussed. The results is helpful for the design of microstructured polarization-maintaining fibers with high performance.

**Key words:** guided wave and fiber optics; polarization; finite element; Bragg fibers

## 1 引 言

近年来,光子晶体光纤(PCF)的研究与发展引起了广泛的关注。基于二氧化硅-空气(Silica-air)结构的光子晶体光纤中存在较高的折射率比,并且在引入结构的非对称性方面具有很高的自由度,可以灵活地获得很高的双折射,达到  $10^{-3}$  以上甚至  $10^{-2}$  量级;而且,这些高双折射光纤还表现出不同于传统保偏光纤的走离特性<sup>[1~5]</sup>,从而为开发新型的光纤保偏器件带来了良好的机遇,可广泛应用于单模单偏振光纤、非线性光纤环镜、超连续谱产生等领

域<sup>[6~8]</sup>。

高折射率芯布拉格光纤截面具有一维的周期性结构,可以看作普通光子晶体光纤与传统布拉格光纤<sup>[9,10]</sup>相结合的产物,是近年来提出的一种新型结构:其芯层由高折射率材料形成,而包层结构与传统的布拉格光纤相同,是径向折射率高低周期性分布的介电结构。研究表明,这种微结构光纤也具有许多独特的性质:如在 800 nm 和 1550 nm 附近的色散平坦特性<sup>[11]</sup>以及极高的非线性系数<sup>[12]</sup>等。利用两种固态材料制作高折射率芯布拉格光纤,可以

\* 国家自然科学基金(60372100, 60507007)资助课题。

作者简介:刘小毅(1981~),男,江西新余人,博士研究生,主要从事光子晶体光纤等方面的研究。E-mail: sliting@163.com

收稿日期:2005-11-24;收到修改稿日期:2006-02-28

有效地防止控制过程中出现横截面结构的畸变,避免实际值与设计值之间的偏离,这种结构被称为全固态(All-solid)结构<sup>[12]</sup>。

本文应用带有完全匹配层(Perfectly matched layer, PML)边界条件的全矢量有限元方法(Finite element method, FEM),讨论了高折射率椭圆芯布拉格光纤的偏振特性,详细研究了光纤结构参量与模式双折射度及群速度走离的关系,并简要分析了材料折射率变化的影响。

## 2 全矢量有限元模型

高折射率椭圆芯布拉格光纤的横截面结构如图 1 所示,注意其纤芯已经退化为椭圆形。固定椭圆的短轴为  $y$  轴方向,长轴为  $x$  轴方向。利用纤芯椭圆率( $U = \text{椭圆短轴长度} / \text{椭圆长轴长度}, U < 1$ )以及长轴方向的波导结构参量就可以完整地描述整个结构,即一维光子晶体包层的周期  $\Lambda$ ,低折射率部分的厚度  $\tau$ ,以及椭圆芯长半轴的长度  $R$ (以下简称半径  $R$ )。为方便讨论,定义归一化包层周期  $a = \Lambda / R$ 、包层低折射率材料填充比  $d = \tau / \Lambda$ 。选取二氧化硅为高折射率材料  $n_1 = 1.46$ ,低折射率区域的折射率为  $n_2 = 1.0$ 。本文的一般性结论同样适用于其他折射率配置。

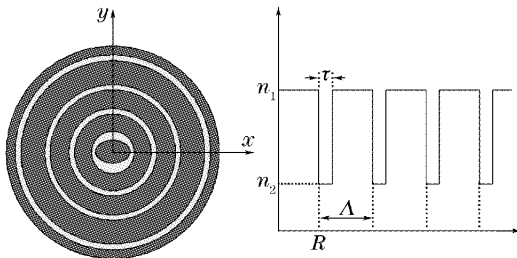


图 1 高折射率椭圆芯布拉格光纤截面及其沿长轴方向折射率分布示意图

Fig. 1 Cross section of high-index-elliptical-dore Bragg fiber and its index profile along the long axis

使用完全匹配层边界条件,由麦克斯韦方程出发,电场满足如下矢量波动方程:

$$\nabla \times (\boldsymbol{\mu}_r^{-1} \boldsymbol{s}^{-1} \nabla \times \boldsymbol{E}) - \kappa_0^2 \boldsymbol{s} \boldsymbol{\epsilon}_r \boldsymbol{E} = 0, \quad (1)$$

其中  $\kappa_0$  为自由空间波矢量值,  $\boldsymbol{E}$  代表电场矢量,  $\boldsymbol{\epsilon}_r$  和  $\boldsymbol{\mu}_r$  分别为相对介电常量张量和磁导率张量,  $\boldsymbol{s}$  为完全匹配层系数矩阵,且有

$$\boldsymbol{s} = \begin{bmatrix} s_y s_z / s_x & 0 & 0 \\ 0 & s_z s_x / s_y & 0 \\ 0 & 0 & s_x s_y / s_z \end{bmatrix}$$

其中  $s_x, s_y, s_z$  的取值见表 1。

表 1 完全匹配层参量

Table 1 Perfectly matched layer parameters

Perfectly matched layer parameters	Perfectly matched layer regions		
	1	2	3
$s_x$	$S_1$	1	$S_1$
$s_y$	1	$S_2$	$S_2$
$s_z$	1	1	1

其中  $S_j = 1 - i\alpha_j (j = 1, 2), \alpha_j = \frac{\sigma_{\max}}{\omega \epsilon} \left( \frac{\rho}{d_j} \right)^2$ ,  $\sigma_{\max}$  为完全匹配层中最大电导率,  $\omega$  为入射波的角频率,  $\epsilon$  的取值与完全匹配层相邻侧介质取值相同,  $\rho(x, y)$  为点  $(x, y)$  到完全匹配层起始边界的距离,  $d_j$  为第  $j$  个完全匹配层区域的厚度(完全匹配层区域的划分见图 2)。(1)式的泛函可表达为

$$F(\boldsymbol{E}) = \frac{1}{2} \iint_{\Omega} [\boldsymbol{\mu}_r^{-1} \boldsymbol{s}^{-1} (\nabla \times \boldsymbol{E}) \cdot (\nabla \times \boldsymbol{E})^* - \kappa_0^2 \boldsymbol{s} \boldsymbol{\epsilon}_r \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{E}^*] d\Omega, \quad (2)$$

在(2)式中引入变换  $\boldsymbol{E}_z = j\beta \boldsymbol{e}_z$ , 其中  $\beta$  为复传播常量, 并利用基本的恒定切向/线性法向(Constant tangential and linear normal, CT/LN)矢量基函数对横向场进行离散, 而仍然采用传统的线性插值函数离散轴向分量<sup>[13]</sup>。这种混合棱边/节点元(Hybrid edge/nodal elements)不仅可以有效地消除伪解(非物理模式), 而且由于强加了横向场的连续性, 消除了处理波导内部复杂的界面连续性条件的困难, 可以方便地使用电场作为工作变量。完成标准的离散过程之后, 可得到一个复数广义本征值方程<sup>[14]</sup>:

$$\begin{bmatrix} A_u & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_t \\ e_z \end{Bmatrix} = \beta^2 \begin{bmatrix} B_u & B_{tz} \\ B_{tz} & B_{zz} \end{bmatrix} \begin{Bmatrix} e_t \\ e_z \end{Bmatrix},$$

其中  $e_t$  为电场沿棱边的切向分量,  $e_z$  为变换后的电场纵向分量, 即  $e_z = E_z / j\beta$ ;  $A_u, B_u, B_{tz}, B_{tz}, B_{zz}$  分别为相应的总体矩阵, 它们均为大型复数稀疏矩阵。数值求解该本征值方程, 即可得到指定频率下的复传播常量和电场分布。矩阵的具体形式及求解过程请参考

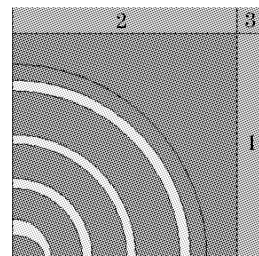


图 2 完全匹配层区域示意图

Fig. 2 Perfectly matched layer regions

文献[14].利用波导结构的对称性,只需分析四分之一的波导结构,可大大节约计算时间和内存需求。

### 3 模场分布

对图 1 所示的高折射率椭圆芯布拉格光纤,选取其结构参量为:椭圆率  $U=0.5$ , 芯径  $R=1.0 \mu\text{m}$ , 归一化包层周期  $\alpha=\Delta/R=0.8$ , 包层填充比  $d=\tau/\Delta=0.5$ , 实际中包层周期的数目应是有限的,在综合考虑计算精度及计算工作量的前提下,数值计算中均取 6 个包层周期。应用上述完全匹配层-有限元法分析,数值求解得到的广义本征值方程,可分别获得基模( $\text{HE}_{11}$ )两个偏振模的全矢量电场分布。图 3

给出了  $x$  偏振模—— $\text{HE}_{11}^x$  的三个电场分量的归一化场强分布,横向场主分量在中心位置达到峰值,并逐渐向边缘减弱;而横向场次分量则为分布在中心周围的多个小峰;显然  $\text{HE}_{11}^x$  模式的次分量( $y$  分量)的场强明显弱于主分量( $x$  分量),大约为其 0.4%,从而保证横向场具备良好的线偏振特性。另一偏振模式  $\text{HE}_{11}^y$  的场分布与此类似,不再给出。图 4 给出了波长 1500 nm 处  $x$  偏振基模的模场等高线图,可见模场被严格限制在芯区,且呈椭圆形分布,沿椭圆长轴方向被明显拉长,与预期相符。而且,计算发现,随着波长的增加,模场将向包层区域进一步渗透,与一般的光子晶体光纤结果相同。

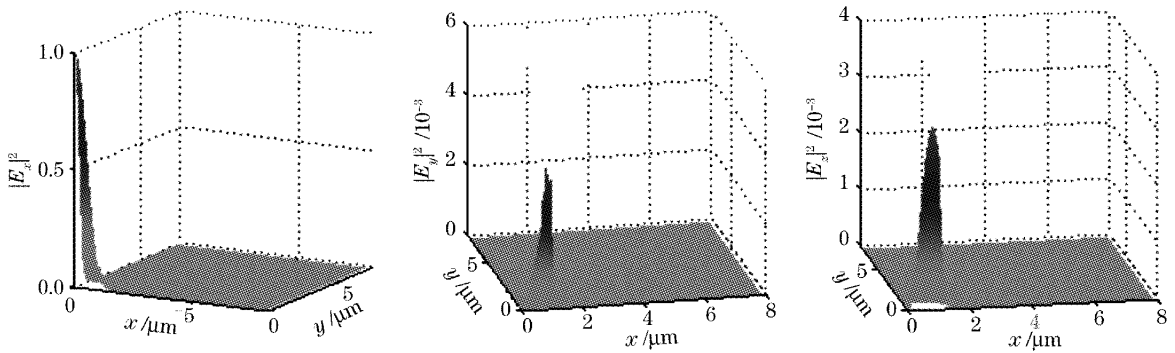


图 3 结构参量为  $U=0.5, R=1.0 \mu\text{m}, \alpha=0.8, d=0.5$  的高折射率椭圆芯布拉格光纤在 1500 nm 处  $x$  偏振模的场强分布(四分之一)

Fig. 3 Quarter of the  $x$ -polarized field intensity profile of high-index-elliptical-core Bragg fiber with  $U=0.5, R=1.0 \mu\text{m}, \alpha=0.8, d=0.5$  at wavelength 1500 nm

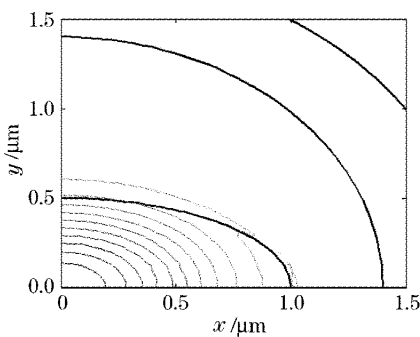


图 4  $x$  偏振模场等高线图(粗线所示为波导结构)  
Fig. 4 Contour maps of  $x$ -polarized mode field (the bold line stands for the waveguide structure)

### 4 双折射特性

由于椭圆形结构的存,基模的两个偏振模不再简并,形成模式双折射。通常,模式双折射度可以表述为两个正交传播方向上有效折射率的差异,即

$$\Delta n = \frac{|\beta_x - \beta_y|}{\kappa_0} = |n_{\text{eff}}^x - n_{\text{eff}}^y|,$$

$\beta_x$  和  $n_{\text{eff}}^i (i = x, y)$  分别代表  $i$  偏振模的传播常量和有效折射率。 $\Delta n$  的值越大,表明双折射越高。忽略材料色散的影响,所有结论均以归一化波长的形式给出。

图 5 和图 6 分别描述了模式双折射度  $\Delta n$  随包层填充比  $d$  和归一化包层周期  $\alpha$  的变化趋势。可见,  $\Delta n$  达到  $10^{-2}$  量级,比传统保偏光纤至少高出一个量级。在椭圆形纤芯和外围包层的交界处,椭圆形结构的非对称性作用最为明显,模场能量越靠近这一区域,所获得的模式双折射度也越大。在短波长区域,模场被有效地限制在纤芯内,并且麦克斯韦方程满足标量近似,矢量项的影响几乎可以忽略,使得模式双折射趋于消失,这与传统椭圆保偏光纤中的情况相同;而随着波长的增加,矢量项的影响不可忽略,模场也逐渐向着椭圆边界处渗透,模式双折射效应开始显现,  $\Delta n$  逐渐增大到某一最大值;此后,随着波长的继续增大,模场能量将进一步向包层扩散,而外围包层是均匀的圆形结构,因此导致模式双折射度逐渐下降,并最终趋于消失。

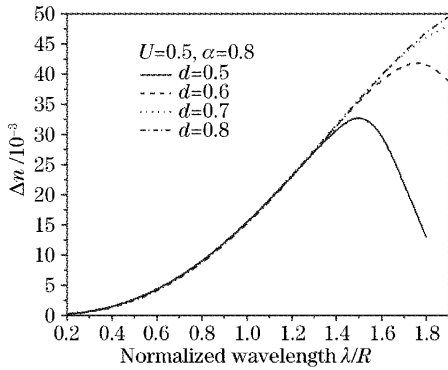


图 5 模式双折射率随包层填充比  $d$  的变化

Fig. 5 Mode birefringence versus normalized wavelength at different low-index-layer filling ratio  $d$

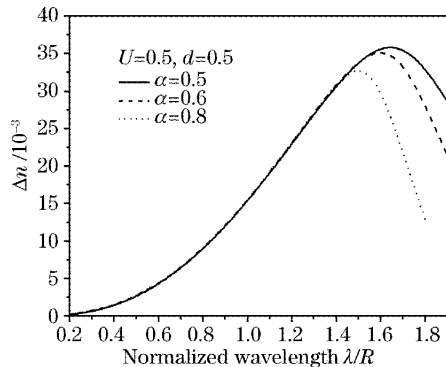


图 6 模式双折射率随归一化包层周期  $\alpha$  的变化

Fig. 6 Mode birefringence versus normalized wavelength at different normalized cladding period  $\alpha$

图 5 显示,在短波长区域,包层填充比  $d$  对模式双折射的影响比较微弱, $d$  的增大将导致模式双折射的轻微下降,这主要是因为短波长区域,模场被有效地限制在纤芯内,而  $d$  的增大将导致对模场的束缚更为有效,从而使得模场进一步远离双折射最大的椭圆交界处,使得相同波长下的模式双折射度反而轻微下降。也正是由于  $d$  的增大导致模场更为有效地束缚在纤芯内,从而使得需要在更长的波长下,其模场才能扩散到主要分布于椭圆交界处的程度,导致模式双折射度的最大值位置向长波长方向漂移。由于长波长下矢量项的影响更为明显,故其模式双折射度的最大值也得以增大。

图 6 表明,在短波长区域,归一化包层周期  $\alpha$  对模式双折射的影响也十分微弱, $\alpha$  的增大将引起模式双折射的轻微上升,其原因在于:包层可以等效为均匀排列的一维光子晶体结构, $\alpha$  的增大将导致在相同的归一化波长下,包层的等效折射率随之增大<sup>[15]</sup>,从而弱化对模场的束缚作用,使其向着椭圆交界处扩散,进而引起双折射上升。也是基于同样的

原理, $\alpha$  的增大将导致模式双折射度的最大值位置向短波长方向漂移,并且最大值本身亦有所下降,与  $d$  增大的效果正好相反。

全固态结构可以有效地避免控制过程中出现横截面结构的畸变,更好地保证实际结构与设计结构的吻合,因此,研究折射率配置的影响具有一定的意义。图 7 的结果表明,随着低折射率  $n_2$  的增大,即折射率比的下降,模式双折射度将显著下降。此外,椭圆率  $U$  的增大,即椭圆化程度降低,亦将导致模式双折射度下降,这是很自然的结论。

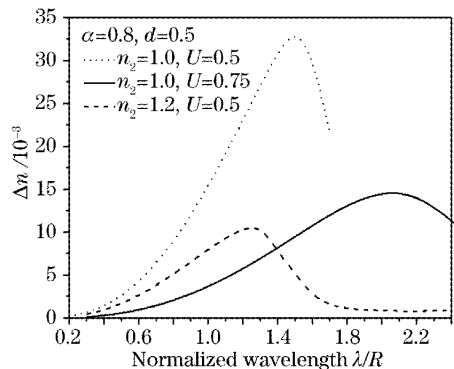


图 7 低折射率取值  $n_2$  和椭圆率  $U$  对模式双折射度的影响

Fig. 7 Mode birefringence versus normalized wavelength at different low refractive-index  $n_2$  and ellipticity  $U$

## 5 群速度走离

群速度走离描述了光脉冲的两个正交偏振态在双折射波导系统中相互分离的速度,实际上就是一阶偏振模色散(PMD),是高速光通信系统中一个十分重要的参量,其定义为

$$\Delta n_g = n_g^y - n_g^x = \Delta n - \lambda \frac{d\Delta n}{d\lambda}.$$

图 8 和图 9 分别描述了群速度走离随包层填充比和归一化包层周期的变化趋势。随着波长的增加,群速度走离首先由零逐渐扩大至最大负走离,随后到达零走离点,并继续增大到最大正走离后逐渐减少。这种随波长的变化趋势不同于传统的椭圆芯保偏光纤,后者的走离参量在长波长时趋于零,而其零走离点则位于较短波长处,并且正负走离的数值都明显偏小。与图 5、图 6 对比后可发现,在一定的波长范围内,高折射率椭圆芯布拉格光纤可以在保持较高模式双折射度的同时,达到较大的群速度走离;与传统椭圆保偏光纤相比,其零走离点处于较长的波长位置,方便了高双折射零走离的保偏光纤设计。从图 8 中可以看出,随着包层填充比  $d$  的增大,短波长区域的群速度走离受到的影响很小;而零走离点则向长波长

方向移动,同时正向走离的数值有所下降。图 9 表明,随着包层归一化周期  $\alpha$  的增大,短波长区域的群速度走离也几乎没有受到影响;而零走离点则向短波长方向移动,同时,正向走离的数值有所上升,与包层填充比  $d$  增大的影响正好相反。图 10 描述了椭圆率  $U$  以及低折射率  $n_2$  对走离特性的影响。

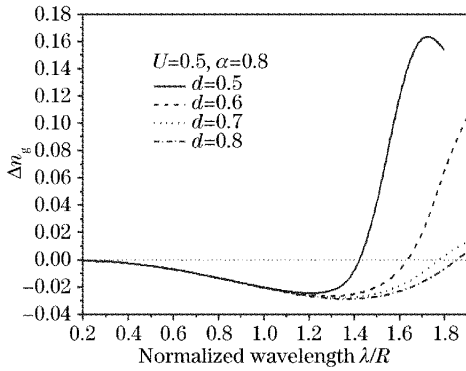


图 8 群速度走离随包层填充比  $d$  的变化

Fig. 8 Group velocity walkoff versus normalized wavelength at different low-index-layer filling ratio  $d$

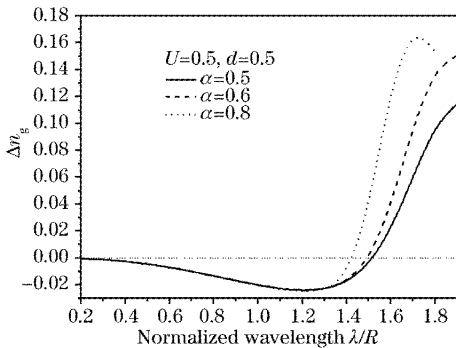


图 9 群速度走离随归一化包层周期  $\alpha$  的变化

Fig. 9 Group velocity walkoff versus normalized wavelength at different normalized cladding period  $\alpha$

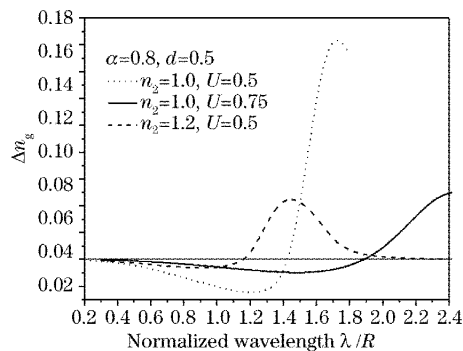


图 10 低折射率  $n_2$  和椭圆率  $U$  对群速度走离的影响

Fig. 10 Group velocity walkoff versus normalized wavelength at different low refractive-index  $n_2$  and ellipticity  $U$

## 6 结果与讨论

本文应用带完全匹配层边界的全矢量有限元法,详细探讨了高折射率椭圆芯布拉格光纤的偏振特性,分析了各种光纤结构参量对模式双折射度和群速度走离的影响。而且我们发现,在很长的波长范围内,包层填充比对模式双折射度和群速度走离的影响几乎可以忽略,因此可以利用包层填充比来调节光纤的色散性能,实现色散平坦等特殊要求。

实际上,将空气作为低折射率材料是无法支撑整个结构的,但可以用远小于工作波长尺度的二氧化硅桥梁(Silica bridge)穿过空气层将整个结构连起来,而且极细小的二氧化硅桥梁的影响是可以忽略的;利用环形结构(Ring structure)的空气洞排列,也可以形成等效的布拉格结构,这些类型的结构均已有实验上的报道<sup>[16,17]</sup>。当然,如果采用其他的材料,制造出所谓的全固态结构,可以有效地避免控制过程中出现横截面的畸变,但如何选择经济合适的材料仍然是一个需要解决的问题。以上研究结果将有助于设计高性能的微结构保偏光纤,为高速光纤通信器件拓展新的领域。

## 参 考 文 献

- 1 A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, W. J. Wadsworth *et al.*. Highly birefringent photonic crystal fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(18): 1325~1327
- 2 Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Birefringence properties of elliptical-hole photonic crystal fiber[J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(8): 1006~1012 (in Chinese)  
任国斌,王智,娄淑琴等. 椭圆孔光子晶体光纤的偏振特性[J]. *中国激光*, 2004, **31**(8): 1006~1012
- 3 Theis P. Hansen, Jes Broeng, Stig E. B. Libori *et al.*. Highly birefringent index-guiding photonic crystal fibers [J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2001, **13**(6): 588~590
- 4 Y. C. Liu, Y. Lai. Optical birefringence and polarization dependent loss of square- and rectangular-lattice holey fibers with elliptical air holes; numerical analysis[J]. *Opt. Exp.*, 2005, **13**(1): 225~235
- 5 Lou Shuqin, Wang Zhi, Ren Guobin *et al.*. Highly birefringent index guiding photonic crystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(10): 1310~1315 (in Chinese)  
娄淑琴,王智,任国斌等. 折射率导模高双折射光子晶体光纤[J]. *光学学报*, 2004, **24**(10): 1310~1315
- 6 Kunimasa Saitoh, Masanori Koshiba. Single-polarization single-mode photonic crystal fibers[J]. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2003, **15**(10): 1384~1386
- 7 Do-Hyun Kim, Jin U. Kang. Sagnac loop interferometer based on polarization maintaining photonic crystal fiber with reduced temperature sensitivity[J]. *Opt. Exp.*, 2004, **12**(19): 4490~4495
- 8 T. Yamamoto, H. Kubota, S. Kawanishi *et al.*. Supercontinuum generation at 1.55  $\mu\text{m}$  in a dispersion-flattened polarization-maintaining photonic crystal fiber[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(13): 1537~1540
- 9 R. P. Yeh, A. Yariv, E. Marom. Theory of Bragg fiber[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1978, **68**(9): 1196~1201

- 10 Minning Ji, Zhidong Shi, Qiang Guo. Mode characteristics of hollow core Bragg fiber[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2005, **3**(3): 132~135
- 11 J. A. Monsoriu, E. Silvestre, A. Ferrando *et al.*. High-index-core Bragg fibers; dispersion properties[J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(12): 1400~1405
- 12 X. Feng, T. M. Monro, P. Petropoulos *et al.*. Single-mode high-index-core one-dimensional microstructured fiber with high nonlinearity [C]. *Optical Fiber Communication Conference*, 2005. OFC 2005, Anaheim, California, USA, 2005, **4**: OThA5
- 13 M. Koshihara, Y. Tsuji. Curvilinear hybrid edge/nodal elements with triangular shape for guided-wave problems [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(5): 737~743
- 14 K. Saitoh, M. Koshihara. Full-vector imaginary-distance beam propagation method based on a finite element scheme; application to photonic crystal fibers[J]. *J. Quant. Electron.*, 2002, **38**(7): 927~933
- 15 Huang Xiaoqin, Cui Yiping. Analysis of nonlinear dispersive properties of one dimensional photonic crystals [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(3): 473~476 (in Chinese)  
黄晓琴, 崔一平. 一维光子晶体非线性色散特性的分析[J]. *光子学报*, 2005, **34**(3): 473~476
- 16 G. Vienne, Y. Xu, C. Jakobsen *et al.*. First demonstration of air-silica Bragg fiber [C]. *Optical Fiber Communication Conference*, 2004. OFC 2004, Los Angeles, California, USA, 2004, **2**: PDP25
- 17 Alexander Argyros, Ian M. Bassett, Martijn A. van Eijkelenborg *et al.*. Ring structures in microstructured polymer optical fibres[J]. *Opt. Exp.*, 2001, **9**(12): 813~820

## "名家讲坛"征稿启事

为了让读者进一步全面了解光电子各领域的发展历程及研究进展,《激光与光电子学进展》杂志将从2006年下半年开始推出专题栏目“名家讲坛”,邀请国内外著名学者、教授、高级研发人员讲述激光与光电子技术发展过程中的关键技术、重要突破以及目前的研究热点。内容涉及理论探讨、技术突破、材料研发和市场开拓等相关领域。同时面向广大读者征稿,要求如下:

- 1、作者在激光与光电子应用领域具有一定造诣,并在某一方面有较深入的研究或对该领域的发展态势有较全面和前瞻的把握。
- 2、文章涉及内容应在激光与光电子领域占有重要地位,具有客观的总结性或者高度的前瞻性。
- 3、文章最好配有一定数量的图表(最好为彩色),字数不少于6000,最好不超过20000。
- 4、投稿同时,请作者提供作者简介,包括研究领域、研究成果等。
- 5、论文一经录用,本刊将优先发表,并酌付稿酬。
- 6、投稿地址:上海市800-211邮政信箱《激光与光电子学进展》编辑部



欢迎大家踊跃投稿,让我们共同期待“名家讲坛”的精彩呈现!

邮政编码:201800

电子邮件:gwjg@mail.shcnc.ac.cn

联系电话:021-69918166

《激光与光电子学进展》编辑部

主编 朱其元