

# 微结构纤芯对光子晶体光纤基本特性的影响\*

张美艳 李曙光<sup>†</sup> 姚艳艳 张磊 付博 尹国冰

(燕山大学理学院, 亚稳材料制备技术与科学国家重点实验室, 秦皇岛 066004)

(2009 年 5 月 11 日收到; 2009 年 8 月 26 日收到修改稿)

本文设计了两种具有微结构纤芯的光子晶体光纤(PCFs)——矩形芯和椭圆芯 PCFs, 利用电磁场散射的多极理论研究了这两种光纤的基本特性. 发现在光纤包层气孔不变的情况下, 仅通过调节纤芯气孔的大小就可以灵活地调节光纤的双折射、色散和非线性特性. 随着纤芯气孔半径  $r_1$  的增大, 两种纤芯结构的 PCFs 表现出如下特点: 双折射度增大且最大双折射度对应的波长发生红移, 零色散波长由一个增加到三个, 短波段非线性系数增大而长波段非线性系数减小.  $r_1 = 0.4 \mu\text{m}$  的椭圆芯 PCFs 的三个零色散波长分别位于可见、近红外和中红外波段. 在结构参数相似的情况下, 椭圆芯 PCFs 比矩形芯 PCFs 更容易实现高双折射和高非线性.

**关键词:** 微结构纤芯光子晶体光纤, 双折射, 色散, 非线性

**PACC:** 4280M, 4281F

## 1. 引 言

光子晶体光纤( photonic crystal fiber, PCFs), 又称微结构光纤( microstructure fiber, MF) 或多孔光纤( holey fiber, HF), 凭借着常规光纤无法实现的独有特性成为近年来光纤技术领域研究的热点<sup>[1-3]</sup>. 通过改变包层空气孔的大小或空气孔间距等参数, 可以在极宽谱带内支持单模传输、高双折射特性、丰富的非线性效应、可调的色散特性等<sup>[4-10]</sup>. 其中模式双折射一般是通过降低光纤截面对称性的重数( $\leq$ 两重对称即可)而获得, 具体做法是改变光纤空气孔的形状或者纤芯附近空气孔的大小<sup>[11,12]</sup>. 高双折射 PCFs 在光调制器、光纤陀螺、光纤传感等方面具有广阔的应用前景<sup>[13-15]</sup>.

本文提出了具有微结构纤芯的光子晶体光纤, 即在纤芯中引入小空气孔, 形成具有两重旋转对称性的矩形芯或椭圆芯, 这种结构既保留了传统 PCFs 良好的光约束特性和高双折射的特点, 又可以达到灵活地调节其色散的目的. 采用电磁场散射多极理论研究了纤芯中引入小空气孔对 PCFs 的基模场、有效模式面积、限制损耗、双折射、色散和非线性等基本特性的影响, 数值模拟发现在纤芯中引入微结构, 可以有效

地调节 PCFs 的基本特性. 这种设计为改善 PCFs 的性能提供了一种新的途径, 从而为进一步开发研制相应的光纤器件提供了理论依据.

## 2. 光纤结构与理论基础

### 2.1. 光纤结构

图 1 所示为具有微结构纤芯的双折射 PCFs 的横截面示意图. 这种光纤的包层仍然由圆形气孔成六边形阵列排列, 包层气孔间距  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , 半径  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ . 纤芯则设置了小气孔来破坏结构的对称性, 以获得较强的双折射, 纤芯中的小气孔半径用  $r_1$  表示, 以水平方向为  $X$  轴, 竖直方向为  $Y$  轴. 其中图 1 (a) 所示的结构: 小空气孔排列为矩形(形成矩形芯 PCFs), 矩形的长  $4.0 \mu\text{m}$ , 宽  $2\sqrt{2} \mu\text{m}$ , 8 个小气孔的中心位于矩形的边上, 且关于  $X$  轴和  $Y$  轴对称分布; 图 1 (b) 所示的结构: 小空气孔排列为椭圆(形成椭圆芯 PCFs), 椭圆的长轴  $4.0 \mu\text{m}$ , 短轴  $2\sqrt{2} \mu\text{m}$ , 8 个小气孔的中心位于椭圆的边线上, 也关于  $X$  轴和  $Y$  轴对称分布, 在与  $X$  和  $Y$  轴成  $45^\circ$  方向上分布着 4 个小空气孔.

\* 国家自然科学基金(批准号:10874145), 高校博士点专项基金(批准号:20091333110010), 河北省自然科学基金(批准号:F2009000481) 和中国博士后科学基金(批准号:20080440014, 200902046)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn

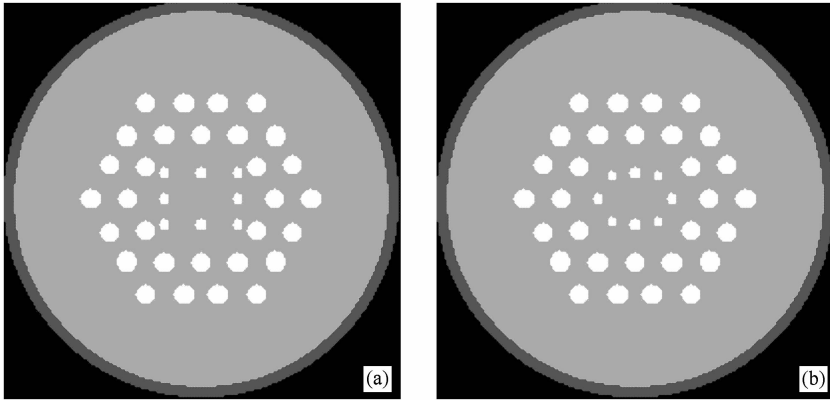


图1 微结构纤芯光子晶体光纤的截面图 (a)矩形芯;(b)椭圆芯

## 2.2. 理论基础

电磁场散射多极理论由 Rayleigh 在 1982 年提出,随后由 White 和 Kuhlmeiy 等首先用于计算 PCFs 的模场、色散及损耗等特性<sup>[16,17]</sup>. 这一理论适用于分析具有圆形孔的光子晶体光纤,可以产生有效折射率的实部和虚部,以及有效模式面积,在此基础上可以进一步求解光纤的模式双折射、色散系数、非线性系数等特性参数. 根据多极理论,模场可以展开成 Bessel 函数的形式<sup>[16,17]</sup>,在第  $l$  个空气孔的内部,其纵向电场可以在极坐标系下展开成

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^i r_l) \exp(im\phi_l) \exp(i\beta z). \quad (1)$$

在第  $l$  个空气孔近邻的介质中,其纵向电场可以表示成

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + c_m^{(l)} H_m^1(k_{\perp}^e r_l)] \times \exp(im\phi_l) \exp(i\beta z), \quad (2)$$

其中,  $k_{\perp}^i = (k_0^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $k_{\perp}^e = (k_0^2 n_e^2 - \beta^2)^{1/2}$ , 空气的折射率  $n_i = 1$ ,  $n_e$  是石英折射率,  $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$  是自由空间的波数,  $\beta$  是对应模式的传播常数. 磁场分量  $H_z$  的表达式与此类似. 通过在空气孔的界面上利用电磁场的边界条件,我们可以得到关于  $a_m^{(l)}$ ,  $b_m^{(l)}$  和  $c_m^{(l)}$  的表达式,进一步通过  $\beta = n_{\text{eff}} k_0$  求得所求模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ . 其中有效模式面积为<sup>[16,17]</sup>

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[ \int I(r) dr \right]^2}{\int I^2(r) dr}, \quad (I \propto |E(r)|^2 \text{ 是光的强度}). \quad (3)$$

根据导波光学的理论,光纤基模的模式双折射为<sup>[18-20]</sup>

$$B = |\text{Re}(n_{\text{eff}}^y) - \text{Re}(n_{\text{eff}}^x)|, \quad (4)$$

其中  $n_{\text{eff}}^x$  和  $n_{\text{eff}}^y$  分别表示  $x$  偏振方向和  $y$  偏振方向基模的有效折射率,  $\text{Re}$  表示实部. 限制损耗 (其单位为  $\text{dB/m}$ ) 为<sup>[21,22]</sup>

$$L = \frac{20}{\ln 10} \frac{2\pi\Delta}{\lambda} \text{Im}(n_{\text{eff}}) \times 10^6, \quad (5)$$

式中  $\lambda$  的单位是  $\mu\text{m}$ ,  $\text{Im}(n_{\text{eff}})$  表示传播模式有效折射率的虚部. 色散系数  $D$ <sup>[22-24]</sup> 为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 |\text{Re}(n_{\text{eff}})|}{\partial \lambda^2}, \quad (6)$$

式中  $\lambda$  和  $c$  分别是光在真空中的波长和速度,非线性系数  $\gamma(\lambda)$  为<sup>[25]</sup>

$$\gamma(\lambda) = \frac{2\pi n_2}{\lambda A_{\text{eff}}}, \quad (7)$$

其中,  $A_{\text{eff}}$  是模式有效面积,  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$  是石英的非线性折射率系数.

## 3. 模拟与结果分析

### 3.1. 基模模场特性及限制损耗

基模是光波在光纤中传输时的最低阶模式,基模模场的分布和有效模式面积的大小,是反映光纤特性和性能的重要指标. 为什么我们将光纤内层的小空气孔看做是“微结构纤芯”而不是包层气孔呢? 这要从光纤基模的模场分布和限制损耗特性来分析.

图2给出了波长  $1.5 \mu\text{m}$  处  $X$  偏振基模的电场  $|E_x|$  在光纤截面上的分布情况. 由图可以看出包层

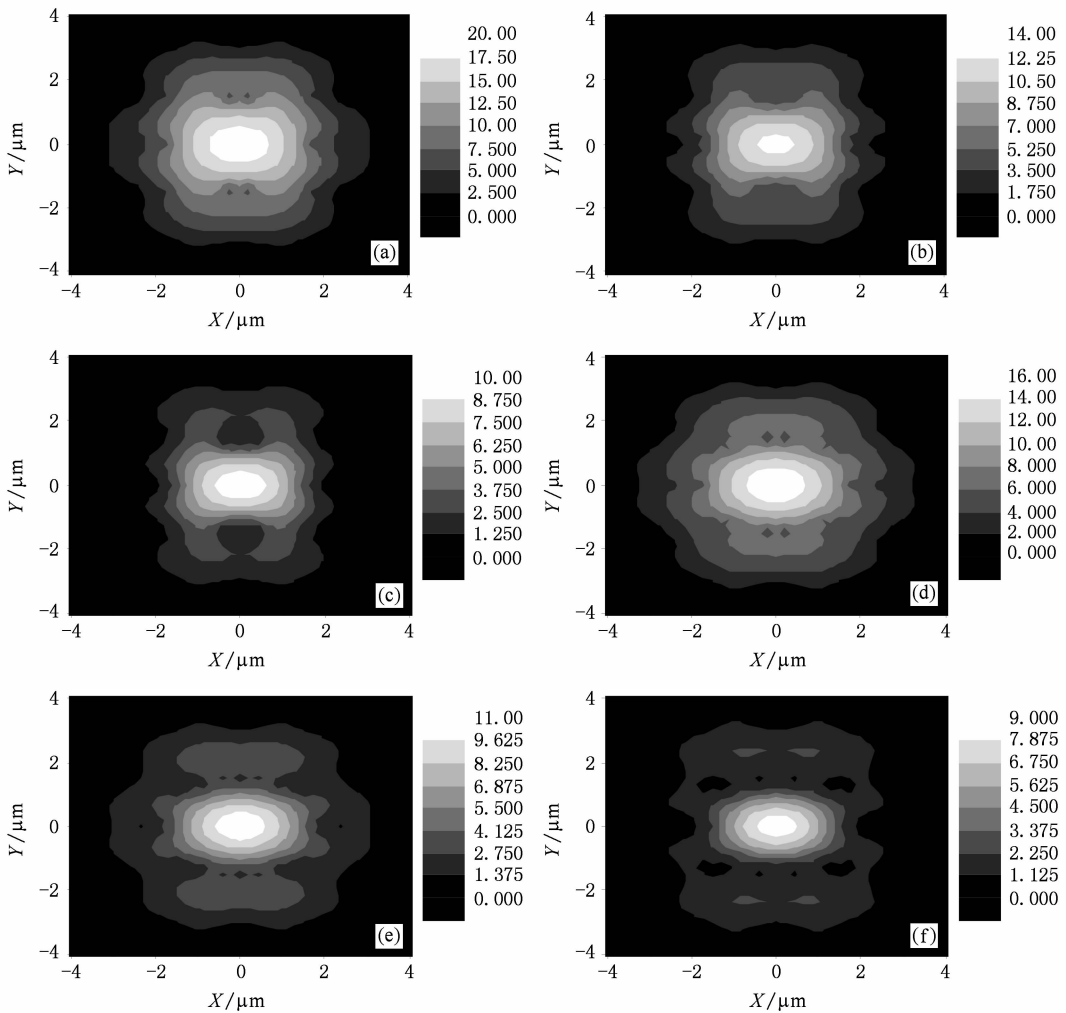


图2 波长  $1.5 \mu\text{m}$  处  $X$  轴偏振基模电场  $|E_x|$  的分布图 (a)  $r_1 = 0.2 \mu\text{m}$ , (b)  $r_1 = 0.3 \mu\text{m}$ , (c)  $r_1 = 0.4 \mu\text{m}$  是矩形芯 PCFs 模场随纤芯气孔半径  $r_1$  的变化; (d)  $r_1 = 0.2 \mu\text{m}$ , (e)  $r_1 = 0.3 \mu\text{m}$ , (f)  $r_1 = 0.4 \mu\text{m}$  是椭圆芯 PCFs 模场随纤芯气孔半径  $r_1$  的变化图

气孔间距  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , 半径  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  一定, 纤芯小空气孔半径  $r_1$  依次增大时, 小空气孔不但不能把大部分能量限制在中心的石英区, 而且逐渐将基模模场分割成两部分, 模场与小空气孔交叠程度还是很大, 这一点可以说明小空气孔是纤芯部分, 而不是包层. 进一步比较矩形芯和椭圆芯 PCFs 的场分布, 得出椭圆芯 PCFs 的纤芯空气孔与模场交叠程度比矩形芯 PCFs 要大, 模场向包层区扩展较多, 因而光容易泄露出去.

图3 给出了包层孔间距  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , 半径  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  一定, 纤芯小空气孔尺度不同时基模有效模式面积随波长的变化情况. 由图可以看出, 不管是矩形芯还是椭圆芯 PCFs, 基模有效模式面积都随波长的增加而增大. 在短波段随着纤芯小空气孔半径  $r_1$  的增大光纤的有效模式面积减小, 而在长波段

随着小空气孔半径  $r_1$  的增大光纤的有效模式面积反而增大. 一般来说, 光子晶体光纤的有效模式面积随包层气孔的增大而减小<sup>[26]</sup>, 这就是说在长波段光纤内层的小空气孔不能被视为包层气孔, 而应该看做是纤芯的组成部分, 因此我们将这种光纤称为微结构纤芯光子晶体光纤. 进一步比较矩形芯和椭圆芯 PCFs 的基模有效模式面积的不同, 可以得出矩形芯 PCFs 比椭圆芯 PCFs 对光波局域能力强.

图4 是包层孔间距  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , 孔半径  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  不变,  $r_1$  变化时, 对 PCFs 的  $X$  轴偏振模限制损耗的模拟结果, 从图4 可以看出限制损耗随波长的增加呈指数增大, 这与以前的许多研究结果相同<sup>[27]</sup>. 这里出现了一种很特别的情况, 即随着光纤内层气孔半径  $r_1$  的增大光纤基模的限制损耗也增大, 特别是长波段更为明显. 这与以前的研究结果

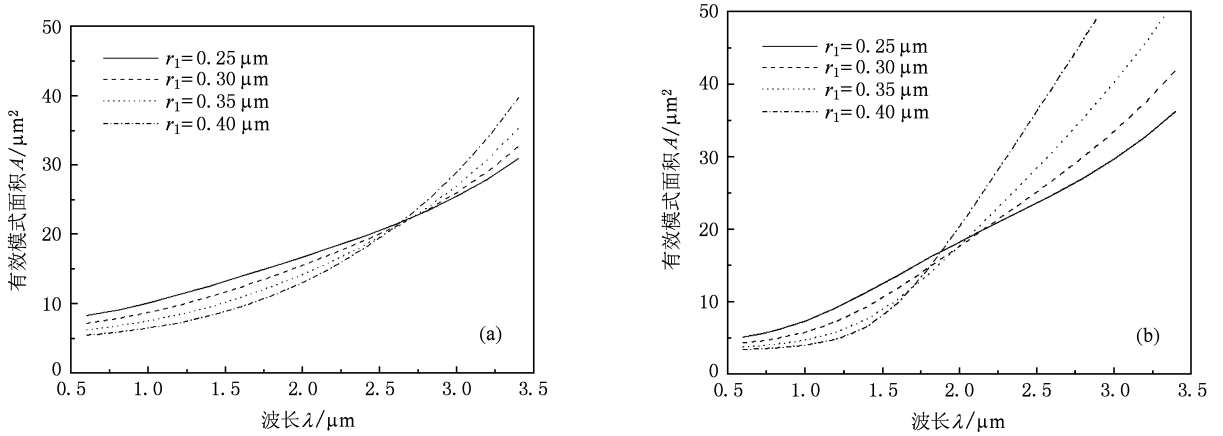


图3  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ , PCFs 沿  $X$  轴偏振方向有效模场面积随波长的变化 (a) 矩形芯; (b) 椭圆芯

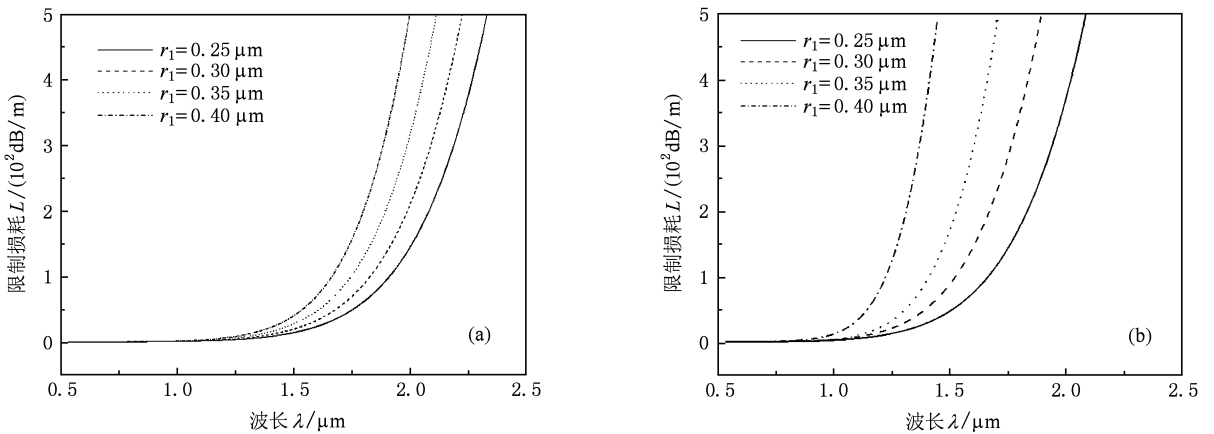


图4  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ , PCFs 沿  $X$  轴偏振方向限制损耗随波长的变化 (a) 矩形芯; (b) 椭圆芯

(随着包层气孔的增大限制损耗减小)相矛盾. 从这一点看, 内层小空气孔也不应视为包层而应看做是纤芯的一部分. 进一步的解释是: 随着纤芯空气孔直径增大, 纤芯区的有效折射率减小, 而包层的有效折射率不变, 所以限制损耗增加.

从图4(a)和(b)比较得出: 对于某一确定的波长椭圆芯 PCFs 的损耗比矩形芯 PCFs 的大. 从图2的模场分析可知, 对于椭圆芯 PCFs 其模场与纤芯气孔的交叠程度比矩形芯 PCFs 要大, 光场能量更容易向外包层泄露, 所以椭圆芯 PCFs 限制损耗也要比矩形芯 PCFs 更大一些.

### 3.2. 双折射特性

图5是包层孔间距  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  不变, 纤芯微结构孔  $r_1$  变化时 PCFs 双折射特性随波长的变化规律, 从图中可以看出双折射随着波长的增加先增大后减小, 存在一个极大值, 呈现抛物

线变化. 主要原因是光子晶体光纤双折射效应最强区是在小空气孔形成的交界面处, 模场越靠近该交界面模式双折射越大. 波长较短时, 模场被有效的限制在芯区, 远离双折射最强的交界面, 边界对模场的作用减弱, 因此双折射度小. 波长较长时, 因为有比较多的电场能量进入包层区, 远离双折射最强的交界面, 边界对模场的作用减弱, 因此其模式双折射也将逐渐下降. 从图中也可以看出双折射随着  $r_1$  的增加而增加, 且极大值点对应的波长发生红移. 从图2的模场图可知: 随着纤芯空气孔半径的增大, 模场与气孔的交叠程度增强, 因此双折射度随着纤芯微结构气孔的增大而增大.

从图5中也可以看出: 椭圆芯比矩形芯光纤的双折射大得多, 这是由于椭圆芯 PCFs 的纤芯气孔与模场交叠程度比矩形芯 PCFs 要大, 导致  $X$  与  $Y$  偏振模的有效折射率差比矩形芯光纤大许多, 从而椭圆芯比矩形芯光纤的双折射度大.

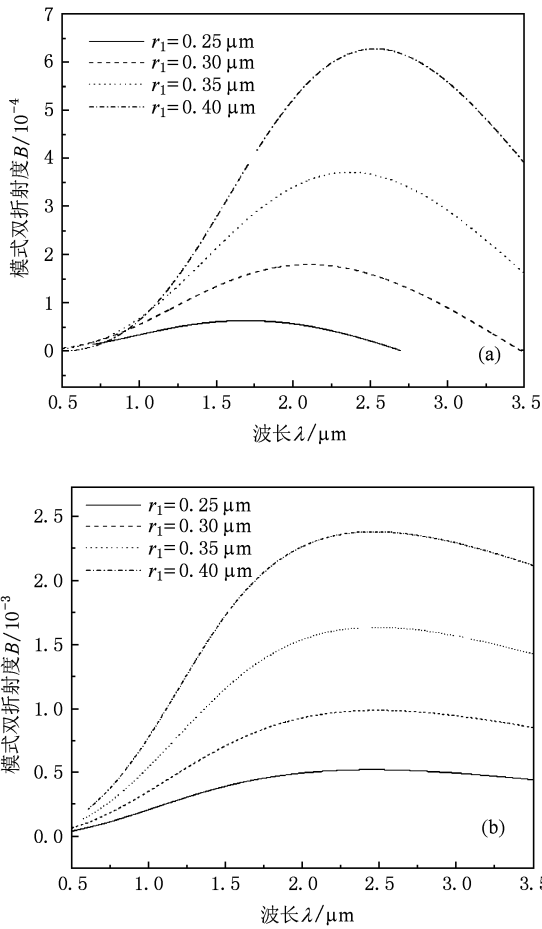


图5  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ , PCFs 沿  $X$  轴偏振方向的双折射度随波长的变化 (a) 矩形芯; (b) 椭圆芯

### 3.3. 色散特性

色散是光纤的一个重要性能参数, 光纤中的许多效应都与色散有密切的关系, 比如光通信系统中信号的传输、光纤激光器以及基于非线性光学的光器件等。

图6给出两种微结构纤芯 PCFs 的  $X$  轴偏振模色散随结构参数和波长的变化. 从图中可以看出当结构参数  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  一定,  $r_1$  依次增大时, 对于矩形芯和椭圆芯 PCFs, 光纤的零色散波长由 1 个增加到 2 个、3 个. 两种结构的光纤都出现了一个等色散波长(即在该波长附近光纤的色散值近似相等, 不随纤芯的微结构孔变化), 矩形芯 PCFs 的等色散波长在  $1.570 \mu\text{m}$  左右, 其色散值约为  $16 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ; 椭圆芯 PCFs 的等色散波长在  $1.380 \mu\text{m}$  左右, 其色散值约为  $-15 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ . 这两个波长都在光通信的窗口之内. 对于这

两种结构, 在小于等色散波长的波段色散系数随着纤芯气孔的增大而增大, 而在大于等色散波长的波段色散系数随着纤芯气孔的增大而减小. 通过以上分析可以看出, 在纤芯中引入小空气孔, 不仅可以引起纤芯的不对称, 设计具有双折射特性的 PCFs, 而且可以通过调节小气孔的尺度获得不同的色散特性. 可见, 微结构纤芯的引入为调节 PCFs 的双折射特性和色散特性提供了一种有效的方法.

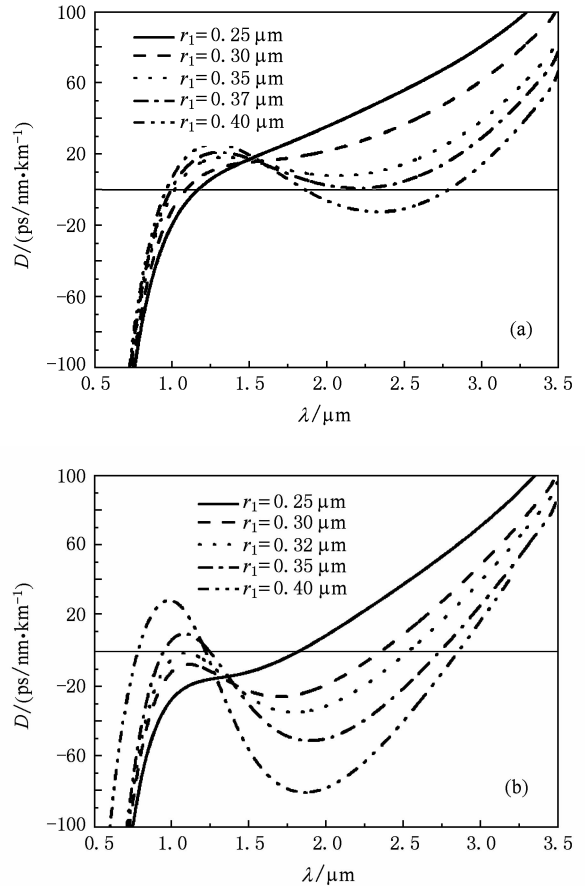


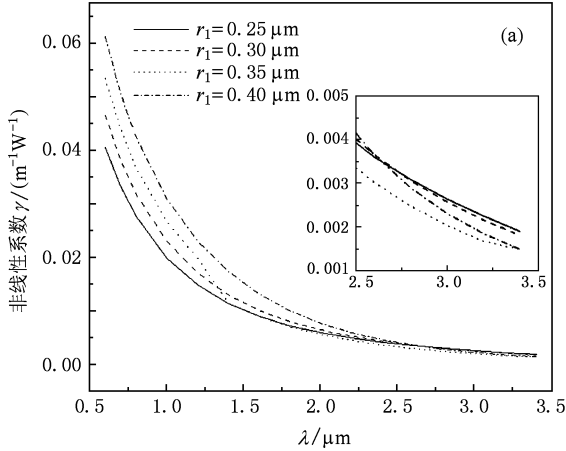
图6  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ , PCFs 沿  $X$  轴偏振方向色散系数随波长的变化 (a) 矩形芯; (b) 椭圆芯

### 3.4. 非线性特性

高非线性 PCFs 在非线性光学领域有着重要的应用, 可以通过增大 PCFs 包层空气孔填充率或减小纤芯面积增强 PCFs 的非线性效应<sup>[28]</sup>. 图7给出 PCFs 的  $X$  轴偏振模的非线性系数随结构参数和波长的变化. 从图中可以看出当结构参数  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$  一定,  $r_1$  依次增大时, 短波段非线性系数依次增大, 并且呈现高非线性, 而长波段随

着  $r_1$  的增大非线性系数减小. 这是因为在短波段随着纤芯小空气孔半径  $r_1$  的增大光纤有效模式面积减小, 在长波段随着小空气孔半径  $r_1$  的增大光纤有效模式面积增大.

比较矩形芯和椭圆芯 PCFs 的非线性系数随波长的变化. 在短波段椭圆芯 PCFs 的非线性系数明显大于矩形芯 PCFs, 由图 3 有效模式面积可以看



出, 当芯径大于波长时, 光能量主要集中在纤芯的石英中, 这时椭圆芯 PCFs 的有效模场面积小于矩形芯 PCFs, 因此非线性系数就大; 而当波长和纤芯直径相差不多, 甚至大于纤芯直径时, 有相当一部分能量扩散到包层中, 它们的有效模场面积受包层气孔影响增大, 而这两种光纤的包层结构相同, 所以非线性系数接近相同.

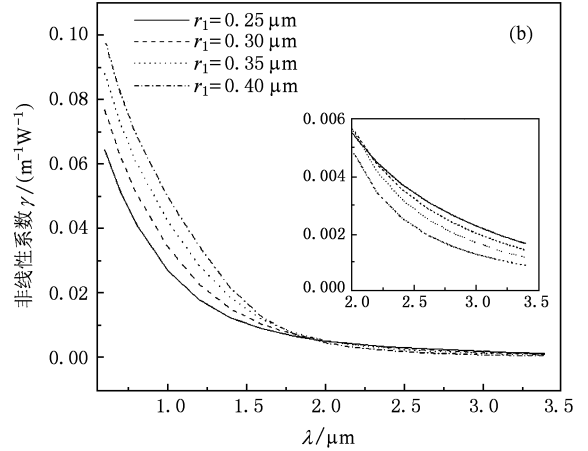


图 7  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ ,  $r_2 = 0.50 \mu\text{m}$ , PCFs 沿  $X$  轴偏振方向非线性系数随波长的变化 (a) 矩形芯; (b) 椭圆芯

## 4. 结 论

本文利用在纤芯中引入小空气孔的方法, 设计了两种具有微结构纤芯的椭圆芯和矩形芯光子晶体光纤, 用电磁场散射的多极理论研究了它们的基模模场分布、有效模式面积、限制损耗、双折射度、色散系数以及非线性特性, 比较了这两种微结构纤芯 PCFs 基本特性的不同, 分析了它们的物理机理. 数值研究发现: 当纤芯气孔半径  $r_1$  增大时, 两种纤芯结构的 PCFs 双折射度增大且最大双折射度对应的波长发生红移, 椭圆芯 PCFs 比矩形芯 PCFs 更容易实现高双折射和高非线性, 椭圆芯 PCFs 的双折

射最大值达到了  $2.4 \times 10^{-3}$ . 随着纤芯气孔半径  $r_1$  的增大, 零色散波长由一个增加到三个,  $r_1 = 0.4 \mu\text{m}$  的椭圆芯 PCFs 具有的三个零色散波长为  $0.78 \mu\text{m}$ ,  $1.22 \mu\text{m}$  和  $2.85 \mu\text{m}$ , 它们分别位于可见、近红外和中红外波段. 两种结构的光纤都出现了一个等色散波长, 矩形芯 PCFs 的等色散波长在  $1.570 \mu\text{m}$  左右, 椭圆芯 PCFs 的等色散波长在  $1.380 \mu\text{m}$  左右.

本文提出的具有微结构纤芯 PCFs, 只需要调节纤芯气孔的大小就可以达到灵活地调节光纤的模场面积、限制损耗、双折射、色散以及非线性特性的目的. 本文的设计为改善 PCFs 的性能提供了一种新的途径, 从而为进一步研制相应的光纤器件提供了理论依据.

[1] Birks T A, Knight J C, Russell P S J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961  
 [2] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547  
 [3] Knight J C, Broeng J, Birks T A, Russel P S J 1998 *Sci.* **282** 1476  
 [4] Yang T J, Shen L F, Chau Y F, Sung M J, Chen D, Tsai D P 2008 *Opt. Commun.* **281** 4334

[5] Wang J Y, Jiang C, Hu W S, Gao M Y, Ren H L 2007 *Opt. Laser. Technol.* **39** 913  
 [6] Begum F, Namihira Y, Razzak S. M. A, Kaijage S, Hai N H, Kinjo T, Miyagi K, Zou N 2009 *Opt. Commun.* **282** 1416  
 [7] Zhang F D, Liu X Y, Zhang M, Ye P D 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6447 (in Chinese) [张方迪、刘小毅、张 民、叶培大 2006 物理学报 **55** 6447]

- [8] Lou S Q, Ren G B, Yan F P, Jian S S 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 1229 (in Chinese) [ 娄淑琴、任国斌、延凤平、简水生 2005 物理学报 **54** 1229 ]
- [9] Wang Q Y, Hu M L, Chai L 2006 *Chinese J. Lasers* **33** 57 (in Chinese) [ 王清月、胡明列、柴路 2006 中国激光 **33** 57 ]
- [10] Li S G, Liu X D, Hou L T 2004 *Chinese J. Lasers* **31** 713 (in Chinese) [ 李曙光、刘晓东、侯蓝田 2004 中国激光 **31** 713 ]
- [11] Yan F P, Li Y F, Wang L, Gong T R, Liu P, Liu Y, Tao P L, Qu M X, Jian S S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5735 (in Chinese) [ 延凤平、李一凡、王琳、龚桃荣、刘鹏、刘洋、陶沛琳、曲美霞、简水生 2008 物理学报 **57** 5735 ]
- [12] Liu X Y, Zhang F D, Zhang M, Ye P D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 301 (in Chinese) [ 刘毅、张方迪、张民、叶培大 2007 物理学报 **56** 301 ]
- [13] Suzuki K, Kubota H, Kawanishi S 2001 *Opt. Express* **9** 676
- [14] Saitoh K, Koshiba M 2002 *IEEE Photonic Technol.* **14** 1291
- [15] Koshiba M, Saitoh K 2003 *Appl. Optics* **42** 6267
- [16] White T P, Kuhlmeiy B T, Mephedran R C, Maystre D, Renversez G, Martijin C de S, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [17] Kuhlmeiy B T, White T P, Renversez G, Maystre D, Botten L C, Martijin C de S, Mephedran R C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2331
- [18] Fang H, Lou S Q, Guo T Y, Jian S S 2007 *Acta Optica Sinica* **27** 202 (in Chinese) [ 方宏、娄淑琴、郭铁英、简水生 2007 光学学报 **27** 202 ]
- [19] Zhang L, Li S G 2010 arXiv:20090838 [ PCF ]
- [20] Fu B, Li S G 2009 arXiv:20090260 [ PCF ]
- [21] Yang Q Q, Hou L T 2009 arXiv:20090523 [ PCF ]
- [22] Begum F, Namihira Y, Razzak S. M. A, Kaijage S, Hai N H, Kinjo T, Miyagi K, Zou N Y 2009 *Opt. Laser Technol.* **2** 001
- [23] Gundu K M, Kolesik M, Moloney J V 2006 *Opt. Express* **14** 6870
- [24] Zhao X T, Hou L T, Liu Z L, Wang W, Wei H Y, Ma J R 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 2275 (in Chinese) [ 赵兴涛、侯蓝田、刘兆伦、王伟、魏红彦、马景瑞 2007 物理学报 **56** 2275 ]
- [25] Li S G, Ji Y L, Zhou G Y, Hou L T, Wang Q Y, Hu M L, Li Y F, Wei Z Y, Zhang J, Liu X D 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 478 (in Chinese) [ 李曙光、冀玉领、周桂耀、侯蓝田、王清月、胡明列、栗岩峰、魏志义、张军、刘晓东 2004 物理学报 **53** 478 ]
- [26] Gong T R, Yan F P, Wang L, Li Y F, Liu P, Jian S S 2008 *Chinese J. Lasers* **35** 0559 (in Chinese) [ 龚桃荣、延凤平、王琳、李一凡、刘鹏、简水生 2008 中国激光 **35** 0559 ]
- [27] Li S G, Xing G L, Zhou G Y, Hou L T 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 0238 (in Chinese) [ 李曙光、邢光龙、周桂耀、侯蓝田 2006 物理学报中 **55** 0238 ]
- [28] Liu J, Yang C X, Claire G, Jin G F 2006 *Acta Optica Sinica* **26** 1569 (in Chinese) [ 刘洁、杨昌喜、Claire Gu、金国藩 2006 光学学报 **26** 1569 ]

# Influence of micro-structured core on characteristics of photonic crystal fibers<sup>\*</sup>

Zhang Mei-Yan Li Shu-Guang<sup>†</sup> Yao Yan-Yan Zhang Lei Fu Bo Yin Guo-Bing

(Key Laboratory of Metastable Materials Science and Technology, College of Science, Yanshan University, Qinhuangdao 066004, China)

(Received 11 May 2009; revised manuscript received 26 August 2009)

## Abstract

Photonic crystal fibers (PCFs) with rectangle core and elliptical core have been designed. Their fundamental characteristics are studied by electromagnetic scattering theory of multipole method. It is found that the fiber birefringence, dispersion and nonlinear characteristics can be flexibly adjusted by changing the radius of the air holes in the core. The PCFs have the following characteristics: With the increase of radius  $r_1$  of air holes in the core, the birefringence increases and the wavelength corresponding to the maximum birefringence shifts towards the longer wavelength region, the number of zero-dispersion-wavelengths increases from one to three and nonlinear coefficient of the short-wave band decreases while it increases in the longer wavelength region. The three zero-dispersion-wavelengths of elliptical core PCFs with  $r_1 = 0.4 \mu\text{m}$  are located in visible, near-infrared and mid-infrared band, respectively. For similar structural parameters, elliptical core PCFs can achieve high birefringence and high nonlinearity more readily than rectangular core PCFs.

**Keywords:** micro-structured core photonic crystal fibers, birefringence, dispersion, nonlinear

**PACC:** 4280M, 4281F

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874145), the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education (Grant No. 20091333110010), the Nature Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2009000481) and the National Science Foundation for Post-doctoral Scientists of China (Grant Nos. 20080440014, 200902046).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn