

# 高双折射纳米结构光子晶体光纤特性研究<sup>\*</sup>

张 磊<sup>1)</sup> 李曙光<sup>1)2)†</sup> 姚艳艳<sup>1)</sup> 付 博<sup>1)</sup> 张美艳<sup>1)</sup> 郑 义<sup>2)</sup>

1) (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)

2) (北京交通大学理学院, 北京 100044)

(2009 年 4 月 2 日收到; 2009 年 4 月 24 日收到修改稿)

设计了一种高双折射高非线性纳米结构光子晶体光纤, 利用电磁场散射的多极理论研究了这种光纤的双折射、基模模场、色散以及非线性特性. 数值研究发现, 加大纤芯及包层空气孔的非对称程度, 可使双折射变大, 其双折射最大值可达  $1.918 \times 10^{-2}$ . 通过调节孔节距大小, 可将双折射最大值调至所需波长处, 孔节距为 400 nm 的纳米光子晶体光纤在 800 nm 波长处非线性系数高达  $0.2 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ , 同时在 750—1000 nm 的波段有较大的双折射值, 高双折射和高非线性在纳米结构光子晶体光纤中实现了完美的结合. 对新型纳米光子器件的研制和集成光学的发展具有重要意义.

**关键词:** 纳米结构光子晶体光纤, 双折射, 色散, 非线性

**PACC:** 4280M, 4281F

## 1. 引 言

光子晶体光纤 (photonic crystal fibers, PCFs) 是一种由单一介质构成, 包层分布着具有周期性轴向排列的空气孔, 纤芯由周期性遭到破坏的一个或几个空气孔构成的新型光纤<sup>[1-3]</sup>, 自 1996 年 Knight 等<sup>[3]</sup> 制造出无尽单模光子晶体光纤以来, 这一研究课题引起了研究者的广泛关注. 与传统光纤相比 PCF 拥有许多特性: 无尽单模特性、可调色散特性、高非线性等<sup>[1-3]</sup>. 因此被广泛应用于光通信、光传感及非线性光学等领域.

保偏光纤是一种对线偏振光具有较强的偏振保持能力的光纤, 保偏的物理机理主要是提高光传输过程中的模式双折射, 模式双折射的产生主要来自于光纤几何形状的不对称性、材料内部应力的不均匀以及外界电磁场引起的双折射<sup>[4,5]</sup>. 在光子晶体光纤两正交轴上, 采用两种不同尺寸的空气孔, 或采用非对称的芯, 可以获得比普通双折射光纤高至少一个数量级的模式双折射<sup>[6-9]</sup>. 高双折射光子晶体光纤的应用之一是制作偏振保持光纤 (polarization maintaining fibers, PMFs). 高性能的保

偏光纤被广泛应用于偏振型器件、相干传感及大容量高速通信系统等领域<sup>[10]</sup>.

光子晶体光纤中光场能被高度局域集中, 可极大地提高非线性光学相互作用的效率, 具有比普通光纤高的非线性效应, 近几年有许多课题组在理论和实验上对 PCF 非线性效应的产生机理及应用进行了研究<sup>[11-19]</sup>. 高非线性效应的 PCF 在非线性光学领域有着重要的研究价值, 可以通过增大包层空气孔填充率或减小纤芯面积增强 PCF 的非线性效应<sup>[18]</sup>.

最近纳米结构光纤引起了人们的广泛研究和关注, 已有研究者报道<sup>[20]</sup>, 拉制了直径小至亚微米和纳米尺度的光波导, 这些光波导有很好的单模特性, 对传输光有很强的束缚能力、增强的倏逝场、巨大的波导色散等特性, 在微光子器件上有广泛的应用前景<sup>[21-23]</sup>. Chen<sup>[24]</sup> 报道了周期性长轴为 132 nm, 短轴为 44 nm 的椭圆孔构成纤芯的纳米结构光子晶体光纤 (nano-structured photonic crystal fibers, N-PCF) 及其双折射特性. White 等<sup>[25]</sup> 报道了孔节距为 80 nm 的 N-PCF 的表面增强拉曼散射特性. Dainese 和 Russell 等<sup>[26]</sup> 报道了吉赫兹声学声子在最小纤芯直径为 1.22  $\mu\text{m}$  的 N-PCF 中传导产生受

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金 (批准号: 10874145)、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

激布里渊散射. 本文设计了一种包层气孔节距为 200—800 nm 范围的高双折射高非线性纳米结构光子晶体光纤, 并用电磁场散射多极理论研究了气孔节距变化对 N-PCF 的双折射、基模模场、色散和非线性特性的影响.

## 2. 光纤结构与理论基础

本文设计的高双折射高非线性 N-PCF 为三角形阵列结构, 如图 1 所示. 光纤中心部分消去三个空气孔形成类椭圆的纤芯, 在纤芯左右有两个较小的空气孔, 上下有 8 个较大的空气孔, 这样的结构设计破坏了常见的三角形阵列均匀空气孔 PCF 的六重旋转对称性, 形成具有二重旋转对称性的高双折射 N-PCF. 外层空气孔直径为  $d$ , 孔间距为  $\Lambda$ , 两个较小的空气孔直径为  $d_1$ , 8 个较大空气孔直径为  $d_2$ .

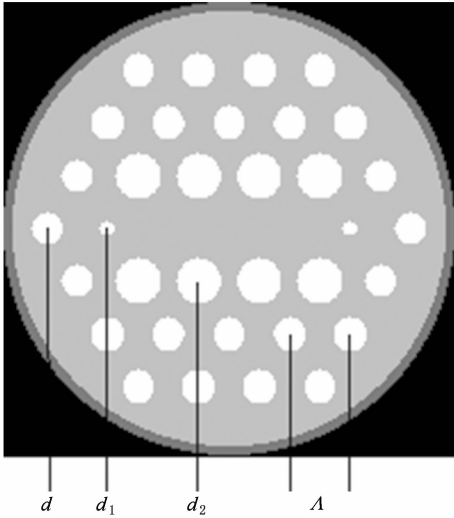


图 1 高双折射 N-PCF 截面图

电磁场散射多极理论由 Rayleigh 在 1982 年提出, 随后由 White 和 Kuhlmeier 等<sup>[27,28]</sup>用于计算 PCF 的模场、色散及损耗等特性. 这一理论将电场和磁场分量在圆柱坐标系内表示为柱函数 (Bessel 函数) 的形式, 利用边界条件, 求解亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程. 它适用于分析具有圆形孔的光子晶体光纤, 利用对称性来简化运算, 具有高精度、收敛快、可以处理孔任意分布的 PCF 等特点. 它的另一个优势是输出传播常数是输入角频率的函数, 可以很方便地考虑到材料色散.

利用多极理论, 模场可以展开成 Bessel 函数的形式<sup>[27,28]</sup>, 在第  $l$  个空气孔的内部, 其纵向电场可在

极坐标系下展开为

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

在第  $l$  个空气孔近邻的介质中, 其纵向电场可以表示为

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

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,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  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  $n_{\text{eff}}$ , 模式有效面积可通过  $A_{\text{eff}} = \frac{[\int I(r) dr]^2}{\int I^2(r) dr}$  求得, 式中  $I \propto |E(r)|^2$  是光的强度.

在求得模式有效折射率和有效模式面积的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.

模式双折射是衡量保偏光纤性能的重要参数, 基模模式的双折射<sup>[6]</sup>可表示为

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

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.

光纤中的色散参量  $D$ <sup>[28]</sup> 表示为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 |\text{Re}(n_{\text{eff}})|}{\partial \lambda^2}, \quad (4)$$

式中  $\lambda$  和  $c$  分别是光在真空中的波长和速度,  $\text{Re}(n_{\text{eff}})$  表示传播模式有效折射率的实部.

非线性系数  $\gamma(\lambda)$ <sup>[15]</sup> 可表示为

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

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

## 3. 数值模拟与结果分析

### 3.1. 双折射特性

图 2 给出了不同 N-PCF 结构参数下双折射随波长的变化, 由图 2(a) 可以看出, 当结构参数一定

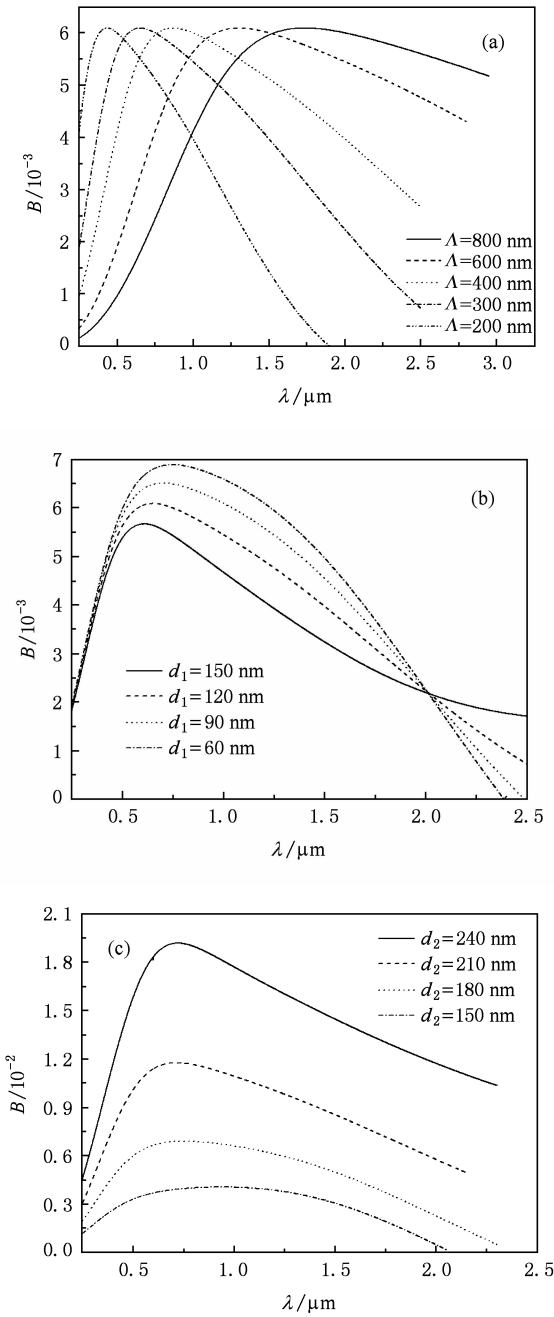


图 2 N-PCF 双折射随波长  $\lambda$  的变化 (a)  $d_1/\Lambda = 0.4, d/\Lambda = 0.5, d_2/\Lambda = 0.6$ , 改变  $\Lambda$ ; (b)  $\Lambda = 300 \text{ nm}, d = 150 \text{ nm}, d_2 = 180 \text{ nm}$ , 改变  $d_1$ ; (c)  $\Lambda = 300 \text{ nm}, d = 150 \text{ nm}, d_1 = 60 \text{ nm}$ , 改变  $d_2$

时, 双折射随着波长的增大, 先增后减, 有一个最大的波长点. 这是因为当光波在光纤中传输时, 存在一适当波长, 在此波长处基模模场受光纤的椭圆芯和非对称包层空气孔等非对称因素的影响最大. 相应地双折射最大. 小于此波长处于短波段的光波往往被束缚在纤芯中心部分, 其基模模式面积较小, 光纤非对称因素对模场的影响较弱. 大于此波长的

长波波段的光波, 其基模模场则扩散到了包层非对称空气孔之外的对称部分, 模场受非对称因素的影响也相对较弱. 从图 2(a) 可以看出, 当  $d_1/\Lambda = 0.4, d/\Lambda = 0.5, d_2/\Lambda = 0.6$ , 改变  $\Lambda$  值, 随  $\Lambda$  依次变小时, 双折射的最大值基本相等, 而其对应的波长向短波方向移动. 当孔间距由 800 nm 变小至 200 nm 时, 双折射最大值对应的波长由 1700 nm 移动到了 433 nm 处. 这主要是因为当孔间距变小时, 相应的纤芯面积和包层空气孔直径也变小, 受光纤非对称因素影响最大的光波段向短波方向移动. 这为控制在所需波段有最大双折射值的 N-PCF 提供了一种方法.

从图 2(b) 可以看出, 当 N-PCF 参数  $\Lambda = 300 \text{ nm}, d = 150 \text{ nm}, d_2 = 180 \text{ nm}$ , 改变  $d_1, d_1$  由 60 nm 到 150 nm 依次变大时, 双折射最大值依次减小, 其对应的波长向短波方向移动. 这是因为当结构参数  $\Lambda, d, d_2$  固定, 改变  $d_1$ , 随  $d_1$  变大时, 一方面引起了等效椭圆纤芯长轴的变小, 使得纤芯等效椭圆的椭圆率减小; 另一方面也逐渐缩小了  $d_1$  和  $d_2$  以及  $d$  之间的差距. 这两方面均导致了  $x$  轴和  $y$  轴非对称性程度的降低, 使得双折射最大值变小. 这与文献 [6—9] 中, 加大光纤横轴和纵轴包层或纤芯非对称性程度, 光纤双折射值变大相一致. 另外, 当  $d_1$  变大时, 光纤纤芯面积随之变小, 引起了受光纤非对称因素影响最大的光波波段向短波方向移动, 所以双折射最大值对应的波长向短波方向发生了轻微移动. 同时可以看出, 在波长 2.0  $\mu\text{m}$  附近, 这四组参数的 N-PCF 双折射基本相等. 在波长小于 2.0  $\mu\text{m}$  的短波区, 光纤  $d_1$  相对较大的 N-PCF, 其双折射较小, 在波长大于 2.0  $\mu\text{m}$  的长波区, 光纤  $d_1$  相对较大的 N-PCF, 其双折射也较大. 这是因为在短波区时, 光场的大部分被束缚在纤芯中, 受 N-PCF 非对称因素的影响较大, 随着光波波长的增大, 光场的泄露程度逐渐增加, 受非对称因素影响的光场部分逐渐变小, 对图 2(b) 中两组参数 N-PCF 的双折射做比较时, 它们的关系可以表示为, 当  $\Lambda_a = \Lambda_b, d_a = d_b, d_{2a} = d_{2b}, d_{1a} < d_{1b}$  时,

$$\begin{aligned}
 B_a &> B_b, \lambda < \lambda_D, \\
 B_a &= B_b, \lambda = \lambda_D, \\
 B_a &< B_b, \lambda > \lambda_D,
 \end{aligned} \tag{6}$$

其中  $\Lambda_a$  和  $\Lambda_b$  分别表示如图 1 所示的两 N-PCF 的包层孔间距,  $d_a$  和  $d_b$  分别表示两 N-PCF 的外包层

气孔直径,  $d_{2a}$  和  $d_{2b}$  分别表示两 N-PCF 的大气孔直径,  $d_{1a}$  和  $d_{1b}$  分别表示两 N-PCF 的小气孔直径,  $B_a$  和  $B_b$  分别表示两光纤的双折射,  $\lambda$  表示波长,  $\lambda_D$  表示两 N-PCF 双折射相等时对应的波长.

从图 2(c) 可以看出, 当 N-PCF 参数  $\Lambda = 300$  nm,  $d = 150$  nm,  $d_1 = 60$  nm 固定, 改变  $d_2$ , 随  $d_2$  由 150 nm 到 240 nm 依次变大时, 光纤双折射最大值依次增大, 当  $d_2 = 240$  nm 时双折射在波长 0.72  $\mu\text{m}$  处达到了最大值  $1.918 \times 10^{-2}$ , 比文献[6]报道的双折射为  $10^{-3}$  量级的高双折射 PCF 的双折射大一个数量级, 同时双折射最大值对应的波长向短波方向移动. 这是因为当结构参数  $\Lambda$ ,  $d$  和  $d_1$  一定, 仅  $d_2$  变大时, 一方面引起了等效椭圆纤芯短轴的变小, 使得纤芯等效椭圆的椭圆率增加; 另一方面增大了  $d_2$  和  $d_1$  以及  $d$  之间的差距. 这两方面均导致了 N-PCF 的  $x$  轴和  $y$  轴非对称性程度增大, 使得双折射最大值变大. 另外, 当  $d_2$  变大时, N-PCF 纤芯面积随之变

小, 引起了受 N-PCF 非对称因素影响最大的光波波段向短波方向移动.

### 3.2. 基模模场特性

基模是光波在光纤中传输时的最低阶模式, 光波大部分的能量以基模的形式传播. 光波在光纤中传输时, 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.

图 3 给出了波长 1300 nm 处  $x$  轴偏振基模  $|E_x|$  场在光纤截面上的分布情况. 由图可以看出当结构参数  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$  时, 改变  $\Lambda$ , 随  $\Lambda$  依次变小, 波长 1300 nm 处的基模模场向包层扩散的程度逐渐加大, 倏逝场增强. 增强的倏逝场可以很大程度地提高传感器的灵敏度<sup>[21]</sup>, 有强倏逝场的 N-PCF 在集成光学及光学传感领域将有重要的应用.

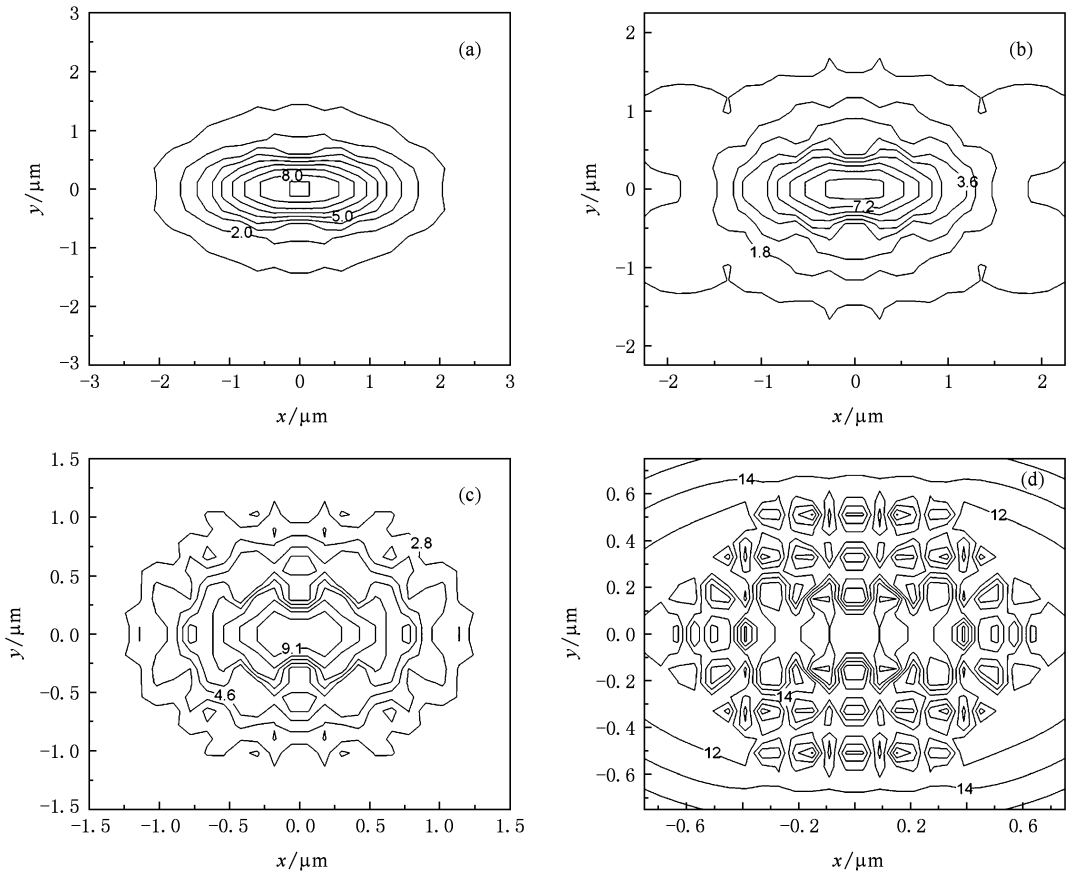


图 3 波长 1300 nm 处  $x$  轴偏振基模  $|E_x|$  场等强分布曲线图  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ . (a)  $\Lambda = 800$  nm, (b)  $\Lambda = 600$  nm, (c)  $\Lambda = 400$  nm, (d)  $\Lambda = 200$  nm

图4给出了结构参数满足  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ , 波长 1300 nm 处, 基模有效模式面积  $A_{\text{eff}}$  和横截面面积  $S$  之比  $\eta$  随孔间距  $\Lambda$  的变化情况. 由图中可以看出, 当  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$  和  $d_2/\Lambda = 0.6$ , 改变  $\Lambda$  值, 随  $\Lambda$  的变小, 比例系数  $\eta$  变大, 在  $\Lambda = 0.3 \mu\text{m}$  时,  $\eta = 0.84$ , 此时基模有效模式面积已经接近光纤横截面面积, 有一部分的光场能量扩散到了光纤外部;  $\Lambda = 0.2 \mu\text{m}$  时,  $\eta = 1.16$ , 标志着这时有更多的光场能量以倏逝波的形式在光纤外部传输. 可见  $\Lambda \leq 0.3 \mu\text{m}$  的 N-PCF 有强倏逝场, 特别适合应用于光纤传感领域.

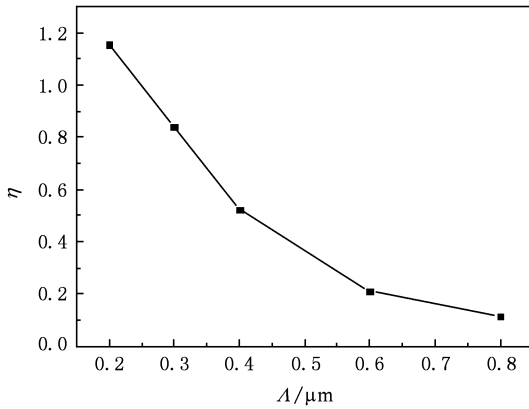


图4 基模有效模式面积和光纤横截面面积之比  $\eta$  随孔间距  $\Lambda$  的变化  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ , 波长 1300 nm

### 3.3. 色散特性

图5给出了 N-PCF 的  $x$  轴偏振模式色散参量随结构参数和波长的变化. 从图中可以看出当  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$  时, 改变  $\Lambda$  值, 随  $\Lambda$  依次变小, 偏振模式色散的反常色散区范围也逐渐减小,

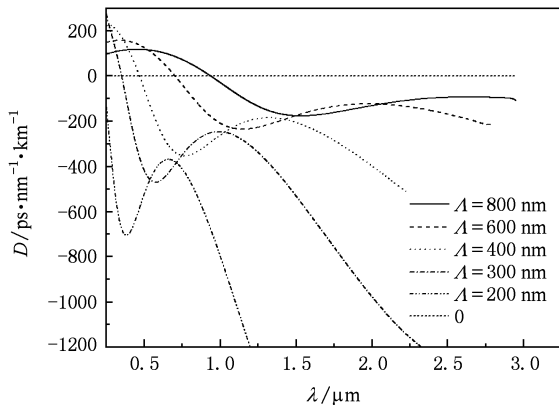


图5 不同  $\Lambda$  时, 色散参量  $D$  随波长  $\lambda$  的变化  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$

零色散波长向短波段移动, 为调节零色散点至所需的波长提供了一种方法. 同时, 随着孔节距的变小, 正常色散区范围逐渐变大. 当孔节距为 400 nm 时, 在波长 470—2000 nm 的传输波段, 都处于正常色散区. N-PCF 具有很好的宽带正常色散特性, 为宽带色散补偿光纤的设计提供了一种思路.

### 3.4. 非线性特性

图6给出了非线性系数随结构参数和波长的变化关系. 把所研究 N-PCF 分为两组,  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ ,  $\Lambda = 200, 300, 400$  nm 的为第一组,  $\Lambda = 600, 800$  nm 的为第二组, 从图6(a)可以看出, 第一组光纤的非线性系数整体上比第二组的大. 这是因为第一组光纤的纤芯面积比第二组的小, 包层结构把光波主要束缚于纤芯内传输, 基模光斑较小, 非线性效应较大. 说明适当地按比例减小 N-PCF 的结构参数  $\Lambda$ ,  $d$ ,  $d_1$ ,  $d_2$  可使非线性效应增强. 图6(b)所示为  $\Lambda = 200, 300, 400, 600, 800$  nm

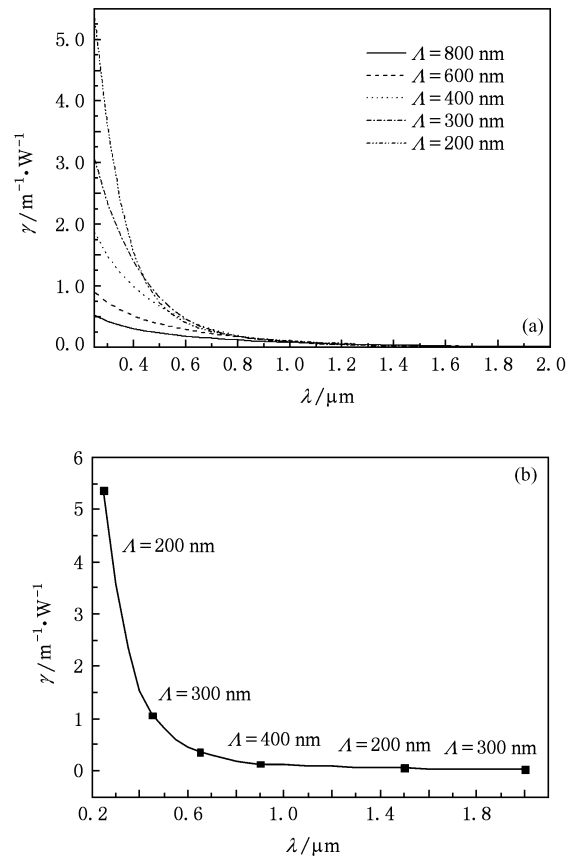


图6 非线性系数  $\gamma$  随波长  $\lambda$  的变化 (a)  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ ,  $\Lambda$  依次变小; (b)  $d_1/\Lambda = 0.4$ ,  $d/\Lambda = 0.5$ ,  $d_2/\Lambda = 0.6$ ,  $\Lambda$  变化

时,每个波长处非线性系数均取最大值的轮廓图.从图中可以看出,在 250—400 nm 波段  $\Lambda = 200$  nm 的光纤非线性系数最大,400—600 nm 波段  $\Lambda = 300$  nm 的光纤非线性系数最大,600—850 nm 波段  $\Lambda = 400$  nm 的光纤非线性系数最大,850—1600 nm 波段  $\Lambda = 200$  nm 的光纤非线性系数最大,1600—2000 nm 波段  $\Lambda = 300$  nm 的光纤非线性系数最大.说明并不是结构参数  $\Lambda$  越小对应的 N-PCF 非线性效应越强,而是一定的结构参数  $\Lambda$  在特定的波段可使该 N-PCF 有最强的非线性效应.这是受光纤纤芯面积和有效模式面积综合影响的结果.为设计在不同波段有最大非线性效应强度的光纤提供了一种方法.其中  $\Lambda = 400$  nm 的 N-PCF 在 800 nm 波长处,非线性系数高达  $\gamma = 0.2 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,比文献[13,14]中的所用 PCF 非线性系数大一倍以上.具有高非线性效应的光纤在超连续光谱的产生、光孤子通信、高功率脉冲压缩、光纤器件的制作以及频率变换的实现等方面有重要的应用价值.同时,由图 2(a)可以看出, $\Lambda = 400$  nm 的 N-PCF 在 750—1000 nm 的波段范围有较大的双折射值,在 N-PCF 中同时实现了高双折射和高非线性.这为新型纳米尺度光子器件的研制具有重要的意义.

## 4. 结 论

本文设计了一种高双折射高非线性 N-PCF,用电磁场散射的多级理论研究了它的双折射、基模模场、色散以及非线性特性. N-PCF 的双折射随着纤芯以及包层空气孔非对称性程度的增强而增大,其双折射最大值达到了  $1.918 \times 10^{-2}$ ;当光纤结构参数  $\Lambda, d, d_1, d_2$  按比例均匀减小时,双折射最大值对应的波长向短波方向移动;基模模场逐渐扩散到包层以外,倏逝场增强;在宽带范围内出现正常色散;非线性效应增强. N-PCF 在双折射、基模模场、色散以及非线性方面的特性,使其在不同波长处双折射最大值的调节、高灵敏度传感器的开发、宽带色散补偿、高双折射和高非线性效应的实现等方面有其独特的优势.通过调节孔节距大小,可将双折射最大值调至所需波长处,孔间距为 400 nm 的纳米光子晶体光纤在 800 nm 波长处非线性系数高达  $0.2 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$ ,同时在 750—1000 nm 的波段有较大的双折射值.高双折射和高非线性在 N-PCF 中实现了完美的结合,对新型纳米光子器件的研制和集成光学的发展具有重要意义.

- [1] 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]
- [2] Birks T A, Knight J C, Russell P S J 1997 *Opt. Lett.* **22** 961
- [3] Knight J C, Birks T A, Russell P S J, Atkin D M 1996 *Opt. Lett.* **21** 1547
- [4] Lou S Q, Wang Z, Ren G B, Jian S S 2005 *Acta Electron. Sin.* **33** 393 (in Chinese) [娄淑琴、王智、任国斌、简水生 2005 电子学报 **33** 393]
- [5] Tian H D, Yu Z Y, Han L H, Liu Y M 2009 *Chin. Phys. B* **18** 1109
- [6] Fang H, Lou S Q, Guo T Y, Jian S S 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 202 (in Chinese) [方宏、娄淑琴、郭铁英、简水生 2007 光学学报 **27** 202]
- [7] 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]
- [8] Zhang Y N, Miao R C, Ren L Y, Wang H Y, Wang L L, Zhao W 2007 *Chin. Phys.* **16** 1719
- [9] Li S G, Li Y F, Zhao Y Y, Zhou G Y, Han Y, Hou L T 2008 *Opt. Laser Technol.* **40** 663
- [10] Liu X Y, Zhang F D, Zhang M, Ye P D 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 301 (in Chinese) [刘小毅、张方迪、张民、叶培大 2007 物理学报 **56** 301]
- [11] Cheng C F, Wang X F, Lu B 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1826 (in Chinese) [成纯富、王晓芳、鲁波 2004 物理学报 **53** 1826]
- [12] Jia Y Q, Yan P G, Lü K C, Zhang T Q, Zhu X N 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1809 (in Chinese) [贾亚青、闫培光、吕可诚、张铁群、朱晓农 2006 物理学报 **55** 1809]
- [13] Liu W H, Song X Z, Wang Y S, Liu H J, Zhao W, Liu X M, Peng Q J, Xu Z Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 917 (in Chinese) [刘卫华、宋啸中、王屹山、刘红军、赵卫、刘雪明、彭钦军、许祖彦 2008 物理学报 **57** 917]
- [14] Wang J, Shi Y M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 2820 (in Chinese) [王晶、时延梅 2006 物理学报 **55** 2820]
- [15] 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]
- [16] Zhou B, Jiang Y L, Chen X W, Leng Y X, Li R X, Xu Z Z 2007 *Acta Opt. Sin.* **27** 422 (in Chinese) [周冰、姜永亮、陈晓伟、冷雨欣、李儒新、徐至展 2007 光学学报 **27** 422]

- [17] Li S G, Xing G L, Zhou G Y, Han Y, Hou L T, Hu M L, Li Y F, Wang Q Y 2006 *Chin. Phys.* **15** 437
- [18] Liu J, Yang C X, Claire G, Jin G F 2006 *Acta Opt. Sin.* **26** 1569 (in Chinese) [刘洁、杨昌喜、Claire Gu、金国藩 2006 光学学报 **26** 1569]
- [19] Liu X M 2009 *Opt. Commun.* **282** 1435
- [20] Tong L M, Gattass R R, Ashcom J B, He S L, Lou J Y, Shen M Y, Maxwell I, Mazur E 2003 *Nature* **426** 816
- [21] Lou J Y, Tong L M, Ye Z Z 2005 *Opt. Express* **13** 2135
- [22] Tong L M, Hu L L, Zhang J J, Qiu J R, Yang Q, Lou J Y, Shen R H, He J L, Ye Z Z 2006 *Opt. Express* **14** 82
- [23] Tong L M, Lou J Y, Mszur E 2004 *Opt. Express* **12** 1025
- [24] Chen D R 2006 *International Symposium on Biophotonics, Nanophotonics and Metamaterials* Hangzhou, China, pp362—365
- [25] White D J, Stoddart P R 2005 *Opt. Lett.* **30** 598
- [26] Dainese P, Russell P S J, Joly N, Knight J C, Wiederhecher G S, Fragnito H L, Laude V, Khelif A 2006 *Nature* **2** 388
- [27] White T P, Kuhlmeier B T, Mcphedran R C, Maystre D, Renversez G, de Sterke C M, Botten L C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2322
- [28] Kuhlmeier B T, White T P, Renversez G, Maystre D, Botten L C, de Sterke C M, Mcphedran R C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 2331

## Characteristics of nano-structured photonic crystal fibers with high birefringence \*

Zhang Lei<sup>1)</sup> Li Shu-Guang<sup>1)2)†</sup> Yao Yan-Yan<sup>1)</sup> Fu Bo<sup>1)</sup> Zhang Mei-Yan<sup>1)</sup> Zheng Yi<sup>2)</sup>

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

2) (School of Science, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

(Received 2 April 2009; revised manuscript received 24 April 2009)

### Abstract

A kind of high birefringence and highly nonlinear nano-structured photonic crystal fibers (N-PCFs) is proposed. The birefringence, fundamental mode field, dispersion and nonlinear characteristics of the fiber have been studied by electromagnetic scattering theory of multipole. It is found that the birefringence becomes larger by increasing the dissymmetry level of fiber core and air holes in cladding, and the largest birefringence reaches up to  $1.918 \times 10^{-2}$ . With this type of high birefringence and highly nonlinear N-PCFs, the peak of birefringence can be moved to the required wavelength by adjusting the pitch value. The non-linear coefficient of N-PCF with pitch 400 nm reaches up to  $0.2 \text{ m}^{-1} \cdot \text{W}^{-1}$  in the wavelength of 800 nm. Meanwhile, the birefringence value is also very large in the wavelength range of 750—1000 nm. A perfect combination of high birefringence and high nonlinearity is realized in N-PCF. It is useful for manufacturing new type of nano-photonics apparatus and development of integrated optics.

**Keywords:** nano-structured photonic crystal fiber, birefringence, dispersion, nonlinearity

**PACC:** 4280M, 4281F

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874145), the Natural Science Foundation of Hebei Province, China (Grant No. F2009000481), and the Postdoctoral Science Foundation of China (Grant Nos. 20080440014, 200902046).

† Corresponding author. E-mail: shuguangli@ysu.edu.cn