

文章编号: 0258-7025(2004)08-1006-07

椭圆孔光子晶体光纤的偏振特性

任国斌^{1,2}, 王 智¹, 娄淑琴¹, 简水生¹

(¹ 北京交通大学光波技术研究所, 北京 100044; ² 河北大学物理科学与技术学院, 河北 保定 071002)

摘要 采用正交函数算法, 提出了一种新型椭圆孔光子晶体光纤的本地正交函数模型。采用两种周期性结构的叠加构造超格子, 用以表征光子晶体光纤(PCF)的横向折射率分布, 同时将横向电场展开为 Hermite-Gaussian 函数。从电磁场的波动方程出发得到关于传播常数的本征方程。进而得到光子晶体光纤的传播常数、模场分布、偏振特性等传输特性。应用此模型讨论了椭圆孔光子晶体光纤基模两个偏振模式的双折射和群速度走离特性。研究表明, 椭圆孔光子晶体光纤具有较大的模式双折射和群速度走离, 双折射、群速度走离与频率的依赖关系和普通保偏光纤不同。另外椭圆孔光子晶体光纤还可实现在单模区同时保持高双折射和零群速度走离, 可用于研究光纤的非线性。

关键词 光纤光学; 光子晶体光纤; 正交函数; 双折射; 群速度走离

中图分类号 TN 929.11 **文献标识码** A

Birefringence Properties of Elliptical-Hole Photonic Crystal Fiber

REN Guo-bin^{1,2}, WANG Zhi¹, LOU Shu-qin¹, JIAN Shui-sheng¹

(¹ *Institute of Lightwave Technology, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China*
² *Physics and Technology College, Hebei University, Baoding, Hebei 071002, China*)

Abstract A novel model for light propagation in elliptical-hole photonic crystal fibers (PCF) is developed with localized orthogonal function method. The dielectric constant of the PCF missing the central air hole is considered as the sum of two different periodic dielectric structures of virtual perfect photonic crystals, and the electric field is decomposed using the localized Hermite-Gaussian functions. From the wave equations and the orthonormality of Hermite-Gaussian functions, the propagation characteristics of the PCF, such as the mode field distribution, the effective area, the birefringence, and the dispersion properties are obtained. The birefringence and group velocity walkoff parameters of elliptical-hole PCF are analyzed with this model. It is shown that the birefringence and group velocity walkoff parameters are typically stronger than that of the conventional fibers for comparable parameters, and exhibit frequency dependence quite unlike conventional birefringence systems. Moreover the unusual combination of strong birefringence with zero group velocity walkoff can be obtained, which may allow the novel nonlinear applications.

Key words fiber optics; photonic crystal fiber; orthogonal function; birefringence; group velocity walkoff

1 引 言

自从 1996 年 Knight 等^[1]首次制造出光子晶体光纤(PCF)以来, 这一研究课题受到了广泛的关注。与传统光纤相比光子晶体光纤拥有许多独特的性质^[2~4]: 无尽单模特性, 小孔径的光子晶体光纤可以在极宽的波长范围内支持单模运行; 大有效面积, 目

前已有芯径为 15 μm 的大有效面积光子晶体光纤的报道。光子晶体光纤的非线性特性可以应用于全光开关。由于光子晶体光纤高度可调的色散特性, 可以实现光孤子传输和产生。应用光子晶体光纤还可以得到模式双折射高达 10^{-3} 量级的保偏光纤。

对光子晶体光纤的偏振特性的研究是我们感兴

收稿日期: 2003-03-24; 收到修改稿日期: 2003-05-07

作者简介: 任国斌(1973—), 男, 北京交通大学通信与信息系统专业博士研究生, 主要从事光纤通信、非线性光纤光学、新型光纤和光子晶体光纤的研究工作。E-mail: guobin_ren@yahoo.com.cn

趣的问题之一。由于一般三角格子全内反射(Total Internal Reflection, TIR)光子晶体光纤具有六重旋转对称性,在理论上其基模是简并的^[5],因此要想实现高模式双折射就要破坏其对称性:改变芯子区域的形状使其为椭圆;改变空气孔的对称性,如改变空气孔的形状为椭圆孔等都可以实现高双折射^[6~8]。

随着光子晶体光纤制造技术的发展,对光子晶体光纤的理论分析也逐步深入。目前已有的理论模型和方法有:等效折射率模型^[9~11]、平面波方法、基于双正交基的全矢量模型、本地正交函数方法^[12]以及一些电磁场计算的常用方法,如:传输矩阵法、有限时域差分法、有限元法等均可用于分析光子晶体光纤。这些方法中,由于本地正交函数方法合理地利用了模式场的局域性,其计算效率得到很大提高。

我们利用本地正交函数方法,提出了一种分析光子晶体光纤的新型模型^[13],从电磁场的波动方程出发得到关于传播常数的本征方程。应用这一方法对椭圆孔光子晶体光纤的偏振特性进行了分析。

2 本地正交函数模型

对于椭圆孔三角排列的光子晶体光纤(图1),定义表征其结构的参量:孔中心距 Λ ,空气孔长轴 b ,短轴 a ,或椭圆率 $V = b/a$ 。实际上研究的是光子晶体光纤的偏振特性,用无量纲参量 $A = A_e/A_{\text{cell}}$ (归一化面积)和椭圆率 V 来表征其结构参量更为合适,其中 $A_e = \pi ab/4$ 为椭圆孔的面积, $A_{\text{cell}} = \sqrt{3}\Lambda^2/2$ 为光子晶体光纤光子晶体包层的元胞面积。有一点必须注意,由于 x 方向和 y 方向的不对称性,我们定义椭圆孔的长轴沿 y 方向时椭圆率为 V_y ,椭圆孔的长轴沿 x 方向时椭圆率为 V_x 。

假设光子晶体光纤沿纵向(传播方向)均匀,其

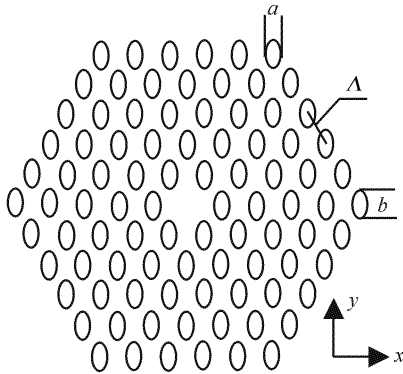


图1 椭圆孔光子晶体光纤的横截面

Fig.1 Schematic diagram of elliptical-hole PCF

模式电场可以写成

$$\vec{E}_j(x, y, z) = [\vec{e}_{t_j}(x, y) + \vec{e}_{z_j}(x, y)]e^{i\beta_j z} e^{-\alpha z} \quad (1)$$

其中 β_j 为 j 阶模式的传播常数, α 为光子晶体光纤的衰减系数, $\vec{e}_t(x, y) = e_x \hat{x} + e_y \hat{y}$, $\vec{e}_z(x, y)$ 分别为电场的横向分量与纵向分量。本文不考虑光纤衰减,即 $\alpha = 0$ 。将模式电场的表达式(1)代入矢量波动方程,可得到横向模式电场 $e_x(x, y)$, $e_y(x, y)$ 的耦合波动方程^[14],若不考虑两偏振模的耦合过程,将得到(简化起见,略去模式阶数 j)

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

其中 β_x, β_y 为分别沿 x, y 方向的两个偏振模式的传播常数, $n^2 = n^2(x, y)$ 为横向折射率分布, $k = 2\pi/\lambda$ 为真空波数, $\nabla_t^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 。如果忽略右侧两项即成为标量波动方程,并且有 $\beta_x = \beta_y$ 。为了解方程(2),可以将电场用正交函数展开。

2.1 电场的展开

由基模的对称性,选取 Hermite-Gaussian 函数将模式场展开,即

$$\begin{aligned} e_x(x, y) &= \sum_{a,b=0}^{F-1} \epsilon_{ab}^x \psi_a(x) \psi_b(y) \\ e_y(x, y) &= \sum_{a,b=0}^{F-1} \epsilon_{ab}^y \psi_a(x) \psi_b(y) \end{aligned} \quad (3)$$

其中, F 为展开式的项数, $\psi_i(s)$ ($i = a, b, s = x, y$)为正交归一化 Hermite-Gaussian 函数,定义为

$$\psi_i(s) = \frac{2^{-i} \pi^{-1/4}}{\sqrt{(2i)!} \omega} \exp\left(-\frac{s^2}{2\omega^2}\right) H_{2i}(s/\omega) \quad (4)$$

其中 $H_{2i}(s/\omega)$ 为 $2i$ 阶 Hermite 函数, ω 可以称为特征宽度。

2.2 横向折射率的展开

光子晶体光纤可以看作是存在缺陷的二维光子晶体,其横向折射率分布可以分为两部分,由空气孔和石英组成的光子晶体结构构成包层;芯子由中心缺陷构成。一种新的构造光子晶体超格子的方法,如图2所示,将含有缺陷的光子晶体结构视为两种周期性结构(PC1, PC2)的叠加,PC1, PC2的排列方式与光子晶体光纤的包层相同,在这里都是三角排列,区别在于PC2的周期是PC1周期的整数倍。PC1, PC2的叠加互补就构成了二维光子晶体的超格子。

对二维周期性结构作傅里叶变换

$$F(G) = \frac{1}{A} \iint_A f(R) e^{-i\vec{G} \cdot \vec{R}} dS \quad (5)$$

其中 A 为元胞面积, 函数 $f(R)$ 表示元胞介电常数分布, G 为倒格子空间的矢量。由周期性结构的傅里

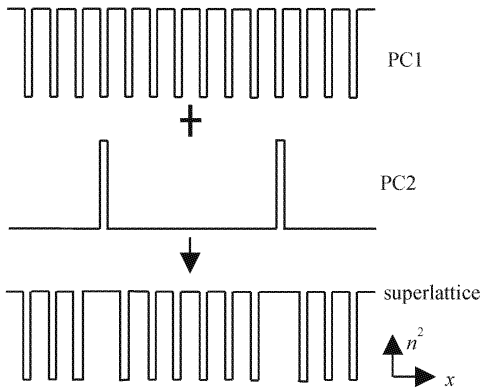


图 2 二维光子晶体的超格子构造
Fig. 2 Construction of 2D photonic crystal superlattice

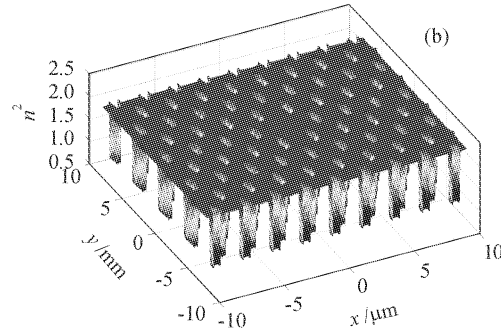
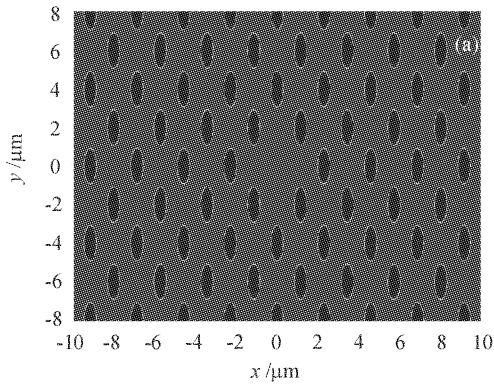


图 3 全内反射光子晶体光纤的横向折射率分布图。结构参数: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $A = 0.19$, $V_y = 3$, $m = 10$
(a) 平面分布图; (b) 三维分布图

Fig. 3 Reconstruction of transverse refractive index profiles with parameters: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $A = 0.19$, $V_y = 3$, $m = 10$
(a) top view; (b) 3-D view

图 3 为应用新型光子晶体超格子构造方法仿真得到的介电常数 n^2 分布的结果, 受计算量的限制, 只给出一个元胞的仿真结果。展开式项数选取为: $P = 30$, $D = 300$ 。由图 3 可知, 用这种超格子构造方法, 可以准确地描述光子晶体光纤横向折射率的分布。

2.3 模式的特征值方程

考虑基模的两个偏振模式 e_x, e_y 所满足的矢量波动方程(2), 将(3)式代入(2)式, 可得两个偏振模的特征方程; 将两个偏振模的特征方程(2)简写为

$$M^S \hat{V}^S = \beta^S \hat{V}^S$$

$$M^S = I^{(1)} + k^2 I^{(2)} + I^{(3)S} \quad S = x, y \quad (7)$$

其中的 $I^{(1)}, I^{(2)}, I^{(3)S}$ 分别为

叶变换理论^[15], 具有反演对称性的周期性结构的傅里叶变换经推导可以得到解析形式。用上述方法将光子晶体光纤的横向折射率 n^2 和 $\ln n^2$ 表示为

$$n^2(x, y) = \sum_{a,b=0}^{P-1} P_{ab} \cos \frac{2\pi ax}{l_x} \cos \frac{2\pi by}{l_y} + \sum_{a,b=0}^{D-1} D_{ab} \cos \frac{2\pi ax}{ml_x} \cos \frac{2\pi by}{ml_y}$$

$$\ln n^2(x, y) = \sum_{a,b=0}^{P-1} P_{ab}^{\ln} \cos \frac{2\pi ax}{l_x} \cos \frac{2\pi by}{l_y} + \sum_{a,b=0}^{D-1} D_{ab}^{\ln} \cos \frac{2\pi ax}{ml_x} \cos \frac{2\pi by}{ml_y} \quad (6)$$

其中 $P_{ab}, D_{ab}, P_{ab}^{\ln}, D_{ab}^{\ln}$ 分别为两种周期性结构 PC1 和 PC2 的展开式系数, 可以由(5)式中的 $F(G)$ 得到, P, D 为展开式项数, l_x, l_y 分别是周期性折射率分布在 x, y 两个方向上的周期长度。 m 为 PC2 与 PC1 的周期的比值, 也就是超格子的归一化尺寸。

$$I_{abcd}^{(1)} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \nabla_i^2 [\psi_c(x) \psi_d(y)] dx dy$$

$$I_{abcd}^{(2)} = \iint_{-\infty}^{+\infty} n^2 \psi_a(x) \psi_b(y) \psi_c(x) \psi_d(y) dx dy$$

$$I_{abcd}^{(3)x} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial x} [\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial x}] dx dy$$

$$I_{abcd}^{(3)y} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial y} [\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial y}] dx dy \quad (8)$$

将折射率的展开式(6)代入(8)式, 并利用 Hermite-Gaussian 函数的递推关系和积分公式^[16], 式(8)可以写成解析形式。这是提高计算速度的关键因素之一, 也是正交函数法的主要优点。

式(7)中的 M^S 是一个四维向量。将 M^S 转化为

二维矩阵, (7) 式就成为矩阵的本征值问题。矩阵 M^S 的特征值有 F^2 个, 大部分没有物理意义, 根据 $n_{\text{cladding}} < \beta/k < n_{\text{SiO}_2}$ 来确定光子晶体光纤中模式的传输常数 β , 其中 n_{SiO_2} 为工作波长时纯石英折射率, n_{cladding} 为光子晶体包层等效折射率^[2,9]。利用与传输常数对应的特征向量即可根据电场展开式(3)得到模式电场分布。

3 椭圆孔光子晶体光纤的模场分布

由于结构的对称性发生变换, 椭圆孔光子晶体光纤基模的两个偏振模式的简并被击破。图 4 为应用正交函数模型得到的椭圆孔光子晶体光纤基模两个偏振态的模场分布。y 方向与 x 方向偏振的模式 E_y, E_x 的有效折射率分别为 $n_{\text{eff}}^y = 1.412221, n_{\text{eff}}^x = 1.410228$, 其模式折射率差定义了模式双折射 Δn_{eff}

$= |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x| = 1.9933 \times 10^{-3}$, 这个数值比普通的保偏光纤大一个量级。由图 4 可知两个模式在芯子附近都保持了大致的六角对称性, 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存在。另一点值得注意的是 E_x 的模场较 E_y 的模场更集中于芯子附近, 但其电场却更多地穿过了椭圆空气孔, 导致了它的模式折射率较低; E_y 场虽然比 E_x 的模场分散一些, 其电场却更多地集中于高介电常数区, 从而导致了其模式折射率较高。

如果椭圆孔的长轴沿 x 方向 ($V_x = 3$), 其他参数保持不变, 得到图 5 所示的模场分布。偏振的模式 E_y, E_x 的有效折射率分别为 $n_{\text{eff}}^y = 1.410391, n_{\text{eff}}^x = 1.412302$, 模式双折射 $\Delta n = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x| = 1.9106 \times 10^{-3}$ 。这种结构的光子晶体光纤的双折射比图 4 中的模式双折射略小。与图 4 中的模场分布类似, 模式 E_y 的模场更集中于芯子, 却有较小的模式折射率。

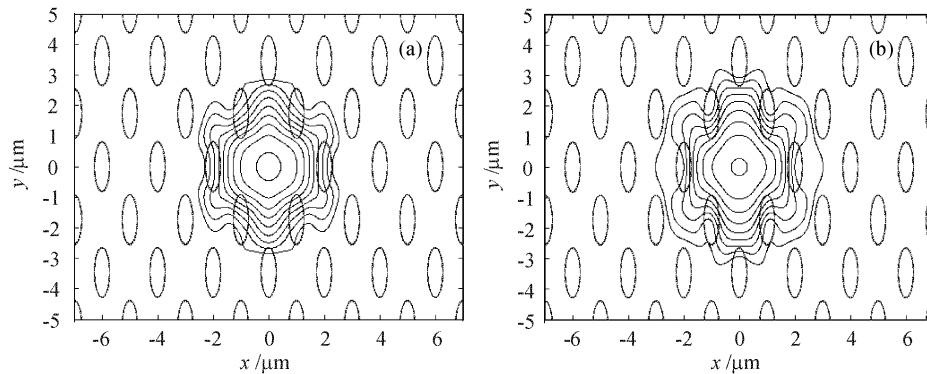


图 4 椭圆孔长轴沿 y 方向光子晶体光纤基模的两个偏振态的模场分布

(a) $|E_x|^2$; (b) $|E_y|^2$, 等高线间距为 3 dB, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $A = 0.2$, $V_y = 3$, 波长为 $1.55 \mu\text{m}$

Fig. 4 Intensity contours of two fundamental polarization modes of elliptical-hole PCF with the long-axis along y $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $A = 0.2$, $V_y = 3$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. (a) x component, (b) y component. The intensity contours are spaced by 3 dB

4 模式双折射

对于椭圆孔光子晶体光纤, 我们最感兴趣的是其双折射特性。我们只考虑光子晶体光纤基模的双折射: $\Delta n = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x|$, 并忽略材料色散。定义归一化频率为 Λ/λ 。图 6 为两种结构的光子晶体光纤的双折射与归一化频率的关系, 图中不同的线形对应不同的归一化面积 A , A 的变换范围从 $0.05 \sim 0.3$ 。图 6 表明, 对于一定的椭圆率 V , 双折射随面积的增大而增加。在高频处, 双折射消失, 而随频率的降低双折射增大。这与传统的保偏光纤如椭圆芯光纤有很大的不同, 对于椭圆芯光纤, 双折射在频率极高或极低处都将消失^[17]。对此可作如下解释: 当频率升高达到一定值时, 由于麦克斯韦方程中的矢量

项可以忽略不计, 进入标量近似的适用范围^[14], 所以双折射消失。当频率降低时, 对于椭圆芯保偏光纤, 模场将向包层区域扩展, 芯子中的功率随波长的增大而减少, 双折射降低; 而对于椭圆孔光子晶体光纤来说, 随频率降低, 波长增大, 模场的功率向光子晶体包层中扩展, 由于包层中的空气孔也都是椭圆的, 模场所感受到的双折射依然存在, 所以波长增加时, 双折射不会消失。

对比图 6 中的(a), (b), 发现当椭圆孔面积一定时, 其长轴的方向对光子晶体光纤的双折射有较大的影响。双折射与椭圆的取向有关, 可解释为由光子晶体光纤横截面上(如图 1) x 方向与 y 方向的不对称性引起的。图 7 为保持椭圆孔面积不变, 椭圆长轴沿 y 方向与 x 方向的双折射与归一化频率的关

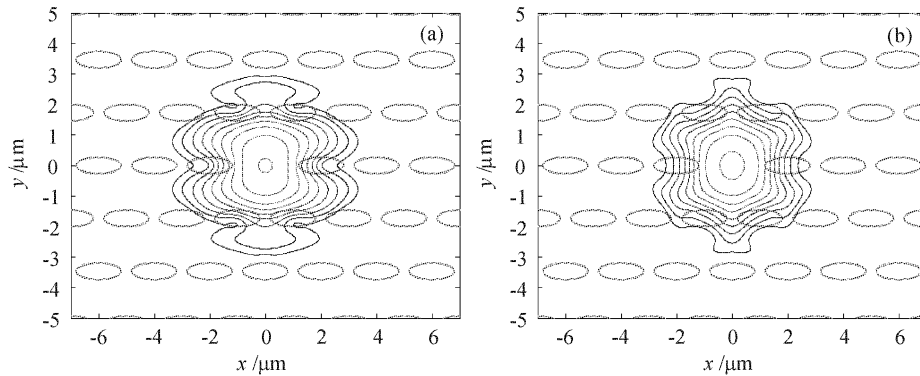


图 5 椭圆孔长轴沿 x 方向光子晶体光纤基模的两个偏振态的模场分布

(a) $|E_x|^2$; (b) $|E_y|^2$, 等高线间距为 3 dB, $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, $A = 0.2$, $V_x = 3$, 波长为 $1.55 \mu\text{m}$

Fig. 5 Intensity contours of two fundamental polarization modes of elliptical-hole PCF with the long-axis along x $\Lambda = 3 \mu\text{m}$, $A = 0.2$, $V_x = 3$, $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. (a) x component, (b) y component. The intensity contours are spaced by 3 dB

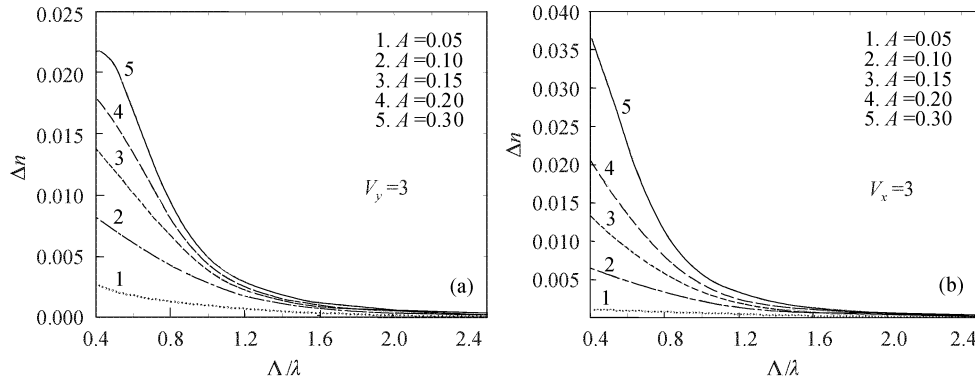


图 6 两种结构的光子晶体光纤的双折射与归一化频率的关系

Fig. 6 Birefringence as a function of normalized frequency with the long-axis along (a) y , $V_y = 3$ and (b) x , $V_x = 3$

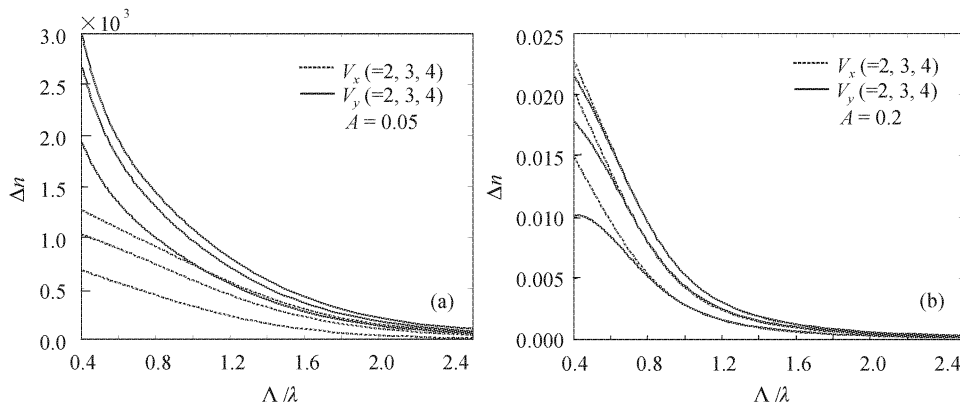


图 7 椭圆长轴沿 y 方向和 x 方向的双折射与归一化频率的关系

Fig. 7 Birefringence for (a) $A = 0.05$ and (b) $A = 0.2$. The dash lines and the solid lines correspond to the V_x and V_y respectively. For both group of lines, in increasing order upwards

系。图中不同的线型表示不同的椭圆长轴方向,实线表示 V_y ,点线表示 V_x ;对相同的线型,曲线随 V 的减小而降低。图 7 显示了当 A 保持一定时,双折射随椭圆率的增大而增大,这是一个很自然的结论。当空气

孔较小时,椭圆孔长轴沿 y 方向时双折射较大(图 7(a))。随空气孔的增大,椭圆孔长轴沿 x 方向的双折射将超过长轴沿 y 方向的双折射(图 7(b))。为了获得较高的双折射,在空气孔较小时($A < 0.2$),应

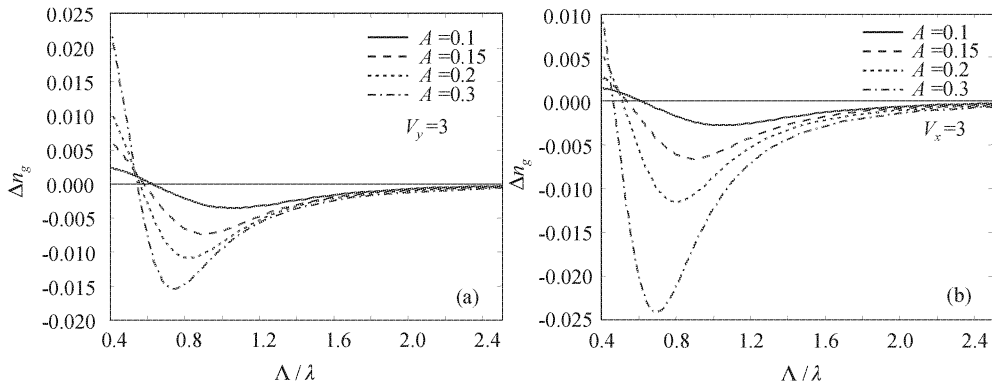


图 8 群速度走离与归一化频率的关系

Fig. 8 Group velocity walkoff Δn_g for (a) $V_y = 3$ and (b) $V_x = 3$, with $A = 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$

选取椭圆孔长轴沿 y 方向的光子晶体光纤;空气孔较大时,则选用椭圆孔长轴沿 x 方向的光子晶体光纤。

5 群速度走离

群速度走离是描述光脉冲在双折射波导系统中传播的重要参数,它表征了脉冲的两个偏振态的速度差,实际上它就是一阶偏振模色散(PMD)。群速度走离定义为

$$\Delta n_g = n_g^y - n_g^x = \Delta n + \omega \frac{d\Delta n}{d\omega} \quad (9)$$

其中 n_g^x, n_g^y 为基模的两个正交偏振态的群折射率, ω 为角频率, Δn 为双折射。

图 8 为 $V_y = 3$ 和 $V_x = 3$ 时,椭圆孔光子晶体光纤的群速度走离与归一化频率的关系(图 8(b)中群速度走离定义为 $\Delta n_g = n_g^x - n_g^y$),椭圆孔的归一化面积分别为 0.1, 0.15, 0.2, 0.3。与普通保偏光纤(如椭圆芯保偏光纤)相比,在一定的波长范围内,椭圆孔光子晶体光纤在保持较高的双折射的同时,其群速度走离 Δn_g 也较大。对椭圆芯保偏光纤,其群速度走离在低频时趋于零,而其零点一般在多模区^[17]。而椭圆孔光子晶体光纤的群速度走离随频率的降低先到达一极值点,然后上升到达零点,其后随频率的降低而增大,群速度走离的零点处在较低频率处。由于光子晶体光纤的无尽单模特性,使我们在单模区获得零群速度走离,同时保持较高的双折射,有利于对光纤非线性的研究。由图 8, V 一定时随椭圆面积的增大,群速度走离也增大,同时表征曲线的极值点和零点向低频方向移动。通过 (a), (b) 两图的比较,在一定的波长范围内,当椭圆孔面积较小时,椭圆孔的长轴沿 y 方向时,可以得到更大的群速度走离;椭圆孔面积较大时,要获得较大

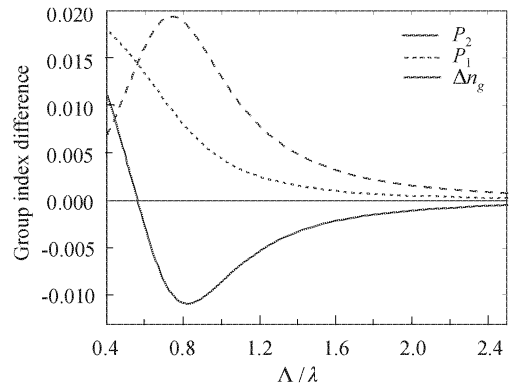


图 9 群折射率差与归一化频率的关系

P_1 表示 Δn 曲线, P_2 表示 $-\omega d\Delta n/d\omega$, 结构参数为: $A = 0.2, V_y = 3$ 。

Fig. 9 Group index difference for elliptical hole PCF with structure parameters $A = 0.2, V_y = 3, P_1: \Delta n, P_2: -\omega d\Delta n/d\omega$

的群速度走离,应使椭圆孔的长轴沿 x 方向。

图 8 中曲线变化的规律可以由式(9)解释,(9)式的第一项为模式双折射,第二项为双折射对频率的导数项,群速度走离即为这两项的和。图 9 反映了当归一化频率从大到小变化时(0.4~2.5),群速度走离由一较小的负值先达到极值(图 9 中 P_2 的极值位置),然后到达零点(P_1 和 P_2 的交点),最后变为正值的变化规律。

6 结 论

采用正交函数算法,提出了椭圆孔光子晶体光纤的本地正交函数模型。应用新型的叠加方法构造超格子,将光子晶体光纤的横向介电常数表示为两种周期性结构叠加,这两种周期性结构分别用余弦

函数展开;同时将横向电场以 Hermite-Gaussian 函数展开。利用正交函数的性质,将全矢量波动方程转化为矩阵本征值问题,求得两偏振模式传输常数。应用此模型讨论了椭圆孔光子晶体光纤基模两个偏振模式的双折射和群速度走离特性。研究表明,与普通保偏光纤不同,椭圆孔光子晶体光纤具有较大的模式双折射和群速度走离,可以应用于偏振模色散的补偿。双折射、群速度走离与频率的依赖关系也与普通保偏光纤不同。椭圆孔光子晶体光纤的模式双折射随椭圆孔的椭圆率及面积的增大而单调增大,为了获得较高的双折射,在空气孔面积较小时 ($A < 0.2$),应使椭圆孔长轴沿 y 方向放置;空气孔较大时,应使椭圆孔长轴沿 x 方向。另外椭圆孔光子晶体光纤还可以实现在单模区同时保持高双折射和零群速度走离,可以应用于研究光纤的非线性。

参 考 文 献

- 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
- T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13):961~963
- W. J. Wadsworth, J. C. Knight, A. Ortigose-Blanch *et al.*. Soliton effects in photonic crystal fibres at 850 nm [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(1):53~55
- A. Ferrando, E. Silvestre, J. J. Miret *et al.*. Nearly zero ultraflattened dispersion in photonic crystal fibres [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(11):790~792
- M. J. Steel, T. P. White, C. M. Sterke *et al.*. Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(8):488~490
- Guy. Millot, A. Sauter, J. M. Dudley *et al.*. Polarization mode dispersion and vectorial modulational instability in air-silica microstructure fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2002, **27**(9):695~697
- K. Suzuki, H. Kubota, S. Kawanishi *et al.*. High-speed bidirectional polarization division multiplexed optical transmission in ultra low-loss (1.3 dB/km) polarization-maintaining photonic crystal fibre [J]. *Electron. Lett.*, 2001, **37**(23):1399~1401
- M. J. Steel, R. M. Osgood, Jr. Elliptical-hole photonic crystal fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(4):229~231
- Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Study on photonic crystal fibers by effective-index model [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(6):723~728
任国斌,王 智,娄淑琴等. 应用等效折射率模型研究光子晶体光纤[J]. *中国激光*, 2004, **31**(6):723~728
- Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Study on dispersion properties of photonic crystal fiber by effective-index model [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3):319~323
任国斌,王 智,娄淑琴等. 等效折射率模型研究光子晶体光纤的色散特性[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3):319~323
- Wang Zhi, Ren Guobin, Lou Shuqin *et al.*. The mode characteristics of photonic crystal fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(3):324~329
王 智,任国斌,娄淑琴等. 光子晶体光纤模式特征的研究[J]. *光学学报*, 2004, **24**(3):324~329
- T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick *et al.*. Hole optical fibers: an efficient modal model [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(6):1093~1102
- Ren Guobin, Wang Zhi, Lou Shuqin *et al.*. Localized orthogonal function model of elliptical-hole photonic crystal fibers [J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(2):484~489
任国斌,王 智,娄淑琴等. 椭圆孔光子晶体光纤的本地正交函数模型[J]. *物理学报*, 2004, **53**(2):484~489
- A. W. Snyder, J. D. Love. *Optical Waveguide Theory* [M]. London, New York: Chapman and Hall, 1985
- Shangping Guo, Sacharia Albin. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations [J]. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(2):167~175
- I. S. Gradshteyn, I. M. Ryzhik. *Table of Integrals, Series, and Products* [M]. New York: Academic Press, 1994
- R. B. Dyott. *Elliptical Fiber Waveguides* [M]. Boston, MA: Artech House, 1995