

文章编号: 0253-2239(2004)08-1130-7

光子晶体光纤的正交函数模型

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, 保定 071002)

摘要: 提出了一种用于分析光子晶体光纤的正交函数模型。采用一种新型超格子的构造方法, 将光子晶体光纤的横向介电常量表示为两种周期性结构叠加。将横向电场以厄密-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矩阵本征值问题, 求解本征值问题可得到模式的传输常量及模场分布。利用此模型举例讨论了椭圆孔三角格子光子晶体光纤的模场分布和偏振特性以及三角格子光子晶体光纤的色散特性和有效面积等传输特性。作为一种普适的模型, 此方法还可适用于四方结构、蜂窝结构及椭圆孔等多种结构光子晶体光纤。

关键词: 光子晶体光纤; 超格子; 正交函数; 矩阵本征值

中图分类号: TN929.11 文献标识码: A

Localized Orthogonal Function Model of Photonic Crystal Fibers

Ren Guobin^{1,2} Wang Zhi¹ Lou Shuqin¹ Jian Shuisheng¹

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

(Received 7 April 2003; revised 29 September 2003)

Abstract: A novel and general model for light propagation in photonic crystal fibers (PCF) is proposed. A new method for constructing supercell lattice is proposed, the transverse index profile of PCF is represented with overlapping of two periodic structures and the modal field is decomposed by using Hermite-Gaussian functions. The propagation constant and the mode field distribution of the PCF can be calculated by recasting the Maxwell equations into matrix eigenvalue system. The transmission properties of PCF including modal field distributions, dispersion properties, polarization properties and effective area are analyzed. As a general method, it is an accurate and efficient model for square, honeycomb lattice and elliptical-hole PCF.

Key words: photonic crystal fiber; supercell; orthogonal functions; matrix eigenvalue

1 引 言

光子晶体光纤(PCF)自1996年^[1]问世以来,因其具有的独特传输特性而倍受研究者关注。光子晶体光纤一般是通过规则地堆积未掺杂的石英(SiO₂)管棒,同时引入中心缺陷,然后拉丝制成。选择不同的堆积方式及缺陷会导致两种不同的导模机制^[2,3]:光子带隙(Photonic band gap, PBG)效应和全内反射(Total internal reflection, TIR)。对应不同导模机制

的光子晶体光纤分别被称为光子带隙光子晶体光纤(PBG-PCF)和全内反射光子晶体光纤(TIR-PCF)。

目前光子晶体光纤的发展非常迅速,其损耗已经降到了0.58 dB/km^[4]。通过利用光子晶体光纤的传输特性如单模特性、大有效面积、高数值孔径、偏振特性和色散特性,一些基于光子晶体光纤的无源、有源器件业已出现,例如^[5~7]:基于光子晶体光纤的光纤光栅,结构型可调谐滤波器,高功率光子晶体光纤激光器,包层抽运大有效面积光子晶体光纤激光器等。

随着光子晶体光纤制造技术的发展,对其理论分析也逐步深入。目前已有的分析光子晶体光纤的理论模型和方法有^[8~11]:等效折射率模型,平面波

E-mail: guobin_ren@yahoo.com.cn

收稿日期:2003-04-07;收到修改稿日期:2003-09-29

方法,基于双正交基的全矢量模型,束传播方法,正交函数方法等。下面简要介绍一下这些方法。

等效折射率模型是最早提出的分析光子晶体光纤的一种标量模型。此模型将光子晶体光纤等效为传统的阶跃光纤,其包层的等效折射率通过求解无限大光子晶体的基空间填充模计算。它可以粗略地解释光子晶体光纤的“无尽单模”特性和色散特性^[12],但当包层中空气孔较大时,由于必须考虑麦克斯韦方程的矢量特性,此方法不再适用。

平面波方法是计算光子晶体能带结构的一种常用算法。将磁场和介电常量分别用平面波展开,通过求解关于磁场的矢量波动方程计算能带结构、带隙位置及宽度。这种方法的缺点是对于较大的超格子,需要极大的计算量。另外没有考虑材料色散的影响。

在文献[11]中提到了一种基于双正交基的矢量方法,模场和折射率分布都用平面波展开,然后将波动方程转化为本征值问题。尽管此方法考虑了光子晶体光纤横向折射率的分布特征,但需要较大的计算量,对计算的条件要求较高。

正交函数方法是将光子晶体光纤的横向折射率和横向电场用正交函数展开,通过直接求解麦克斯韦方程得到模式场的传输常量和场分布。由于正交函数法利用了模场在光子晶体光纤中的局域性,其计算效率得到了很大的提高。使用这种方法的关键是对光子晶体光纤的横向折射率分布的表达,对光子晶体光纤横向折射率刻画得越精确,结果就越准确。但我们研究发现,现有的模型如文献[13]中,光子晶体光纤的中心折射率缺陷(即光子晶体光纤的芯子区域)用厄密-高斯函数表示,在光子晶体光纤中空气孔较小的情况下对横向折射率的表示有较高的精度,但在空气孔较大时,这种方法对中心折射率缺陷会存在较大的误差。另外,这种方法还存在展开式项数的匹配以及特征宽度的选取等问题。

此外还有一些常用的电磁场计算方法如:时域射线传输法、散射矩阵法、有限元法和有限时域差分法等。这些方法是电磁场分析常用的算法,可用于分析复杂结构的光子晶体光纤,但实际算法过程和程序设计比较复杂,对计算条件要求较高。

本文提出了一种分析光子晶体光纤的正交函数模型。采用一种新型的超格子构造方法,将光子晶体光纤的横向折射率用两种周期性结构的叠加表示。分析表明,采用这种超格子构造方法对光子晶体光纤横向折射率的表示可以达到非常高的精度。将横向模式电场用厄密-高斯函数展开,从电磁场的

波动方程出发得到关于传播常量的本征方程,进而得到光子晶体光纤的传播常量、模场分布、偏振特性、有效面积等传输特性。这种方法可以普遍适用于各种结构的光子晶体光纤,如四方结构、蜂窝结构及椭圆孔光子晶体光纤。数值分析结果表明,这是一种通用、高效、准确的用于分析光子晶体光纤的模型。

2 叠加法构造超格子

图 1 为空气孔呈三角结构排列的全内反射光子晶体光纤的横截面示意图。图中光子晶体光纤的中心区域的空气孔被石英基质材料代替而形成导模区域(即光子晶体光纤的纤芯)。通常用参量孔距 Λ 和相对孔径(孔径孔距比 d/Λ)来表征光子晶体光纤的结构。

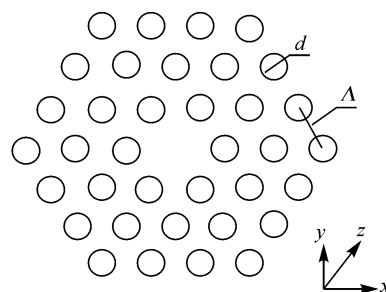


Fig. 1 Schematic diagram of PCF

对光子晶体光纤的数值分析问题的关键是如何准确地表示光子晶体光纤的横向折射率分布。为了研究该光子晶体光纤的光学性质,可将其横向折射率分布看成一个超元胞(supercell),在假定周期性边界条件的前提下,由超元胞构成超格子(supercell lattice)。将光子晶体光纤横向折射率分布用超元胞表示是一种常用的方法,例如在平面波方法中,用数值方法直接对超格子区域作傅里叶变换得到,当超格子的尺寸较大时,可以忽略周期性边界条件的影响。下面我们介绍一种新型的叠加法构造超格子,用以表示光子晶体光纤的横向折射率分布。光子晶体光纤的横向折射率分布可以被分为两部分:包层是由空气孔和石英组成的光子晶体结构,芯子由中心缺陷构成。光子晶体光纤可以看作是存在缺陷的二维光子晶体。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 表示光子晶体光纤包层区的光子晶体结构;PC2 表示由中心缺陷构成的周期性结构。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 的周期长度是 PC1 周期长度的整数(m)倍。PC1, PC2 的叠加互补就构成了二维光子晶体的超格子, m 就是超格子的归一化大小。

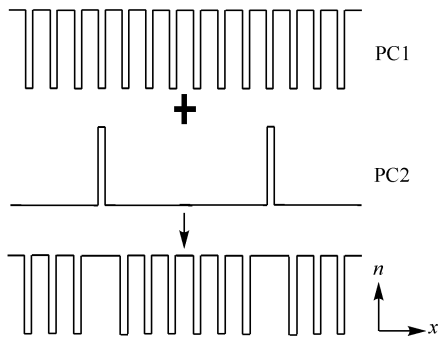


Fig. 2 Construction of 2-D photonic crystal superlattice
分别对两种二维周期性结构作傅里叶变换

$$F(\mathbf{G}) = \frac{1}{A} \oint_A f(\mathbf{R}) \exp(-i\mathbf{G} \cdot \mathbf{R}) dS, \quad (1)$$

其中 A 为元胞面积, 函数 $f(\mathbf{R})$ 表示元胞介电常量分布, \mathbf{G} 为倒格子空间的矢量. 由周期性结构的傅里叶变换理论^[14], 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. 这极大地提高了数值计算的速度和精度.

用上述叠加方法将光子晶体光纤的横向折射

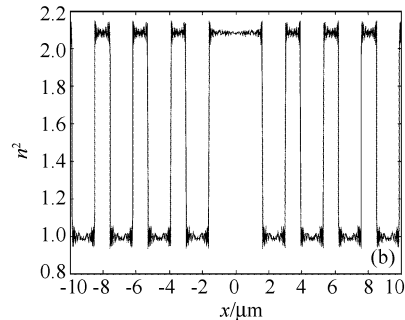
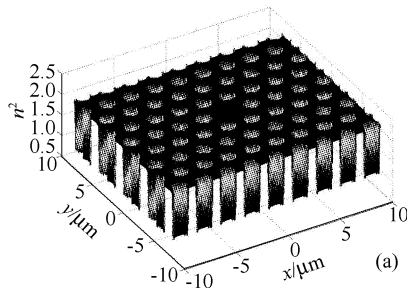


Fig. 3 Reconstruction of transverse refractive index profiles with parameters: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.6$, $m = 10$. (a) 3-D refractive index reconstruction, (b) cross section along the $y=0$ axis of refractive index reconstruction

用来表示光子晶体光纤包层区的光子晶体结构 PC1 的展开式项数若取为 P , 则表示由中心缺陷构成的周期性结构 PC2 的展开式项数取为 $m \times P$, 这样对导模区域的描述, 可以达到最佳的效果. 这一点可以从傅里叶变换的理论得到解释. 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.

通过对傅里叶变换中基矢作变换, 用叠加方法还可以构造其他结构的超格子元胞, 用以描述各种结构光子晶体光纤的横向折射率分布, 此方法还可以用来分析椭圆孔光子晶体光纤. 图 4 为椭圆孔四方结构和蜂窝结构光子晶体光纤的横向折射率的三维分布图. 由于篇幅限制, 光子晶体光纤的结构参量不再给出. 对各种结构光子晶体光纤横向折射率的准确描

率分布 n^2 和 $\ln n^2$ 表示为

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

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(1)式中的 $F(\mathbf{G})$ 得到, P 、 D 为展开式项数, l_x 、 l_y 分别是周期性折射率分别在 x 、 y 两个方向上的周期长度.

图 3 为我们应用这种新型光子晶体光纤超格子构造方法仿真得到的介电常量 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. 光子晶体光纤的结构参量选为: $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda = 0.6$. 超格子的归一化大小 $m = 10$. 展开式项数选取为: $P = 50$, $D = m \times P = 500$.

述显示了叠加法的通用性与强大的功能.

蜂窝结构光子晶体光纤的导模机制为光子带隙效应, 涉及到二维光子晶体的能带分析, 须用到平面波法等分析方法. 本文所讨论的光子晶体光纤均为折射率导模光子晶体光纤.

此外还有一种方法可以表示光子晶体光纤横向折射率的分布: 光子晶体光纤横向折射率可以分为两部分, 即周期性部分和缺陷部分. 周期性部分可以用周期性函数展开, 缺陷部分用二维阶跃函数表示. 比较文献[13]中的中心折射率缺陷也由厄密-高斯函数展开, 这种方法的优点是不再需要考虑中心缺陷的厄密-高斯函数展开式中的特征宽度以及展开式项数的匹配等问题, 在随后的交叠积分的解析表达式也得到了大大的简化. 这种方法的缺点

是不能描述更为复杂的折射率分布,如椭圆孔或多芯的情况。限于篇幅,不再这里详细讨论。

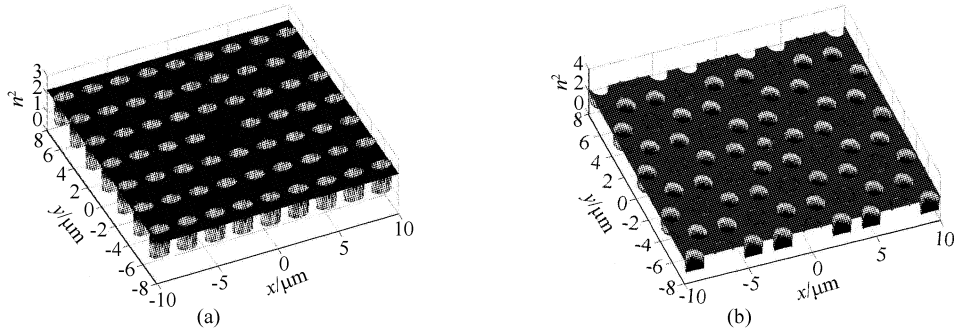


Fig. 4 Reconstruction of transverse refractive index profiles of (a) elliptical-hole square lattice PCF, (b) honeycomb lattice PCF

3 波动方程及电场展开

假设折射率导模光子晶体光纤(图 1)沿纵向(z 方向)均匀,其模式电场可以写成

$$\mathbf{E}_j(x, y, z) = [\mathbf{e}_{ij}(x, y) + \mathbf{e}_{sj}(x, y)] \exp(i\beta_j z) \exp(-\alpha z), \quad (3)$$

其中 β_j 为 j 阶模式的传播常量, α 为光子晶体光纤的衰减系数, $\mathbf{e}_i(x, y) = e_x \mathbf{x} + e_y \mathbf{y} + e_z \mathbf{z}$ 分别是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(3)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^[15],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)

$$\begin{cases} (\nabla_i^2 - \beta_x^2 + k^2 n^2) e_x = -\frac{\partial}{\partial x} \left(e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \right), \\ (\nabla_i^2 - \beta_y^2 + k^2 n^2) e_y = -\frac{\partial}{\partial y} \left(e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \end{cases} \quad (4)$$

其中 β_x, β_y 是分别沿 x, y 方向的两个偏振模式的传输常量, $n^2 = n^2(x, y)$ 是横向折射率分布, $k = 2\pi/\lambda$, 是真空波数, $\nabla_i^2 = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$ 。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(4),将电场和横向折射率分布用正交函数展开。由基模的对称性,选取厄密-高斯函数将模式电场展开,即

$$\begin{cases} e_x(x, y) = \sum_{a,b=0}^{F-1} \epsilon_{ab}^x \psi_a(x) \psi_b(y), \\ e_y(x, y) = \sum_{a,b=0}^{F-1} \epsilon_{ab}^y \psi_a(x) \psi_b(y), \end{cases} \quad (5)$$

其中 F 为展开式的项数, $\psi_i(s)$ ($i = a, b, s = x, y$) 是正交归一化厄密-高斯函数,定义为

$$\psi_i(s) = \frac{2^{-i} \pi^{-1/4}}{\sqrt{(2i)! \omega}} \exp\left(-\frac{s^2}{2\omega^2}\right) H_{2i}\left(\frac{s}{\omega}\right), \quad (6)$$

其中 $H_{2i}(s/\omega)$ 是 $2i$ 阶厄密函数, ω 为特征宽度。

4 本征值问题

将模式电场的厄密-高斯函数展开式(5)式代入(4)式,可得两个偏振模式的特征方程:

$$\begin{cases} e_x: \sum_{c,d=0}^F \epsilon_{cd}^x [I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)x}] = \beta_x^2 \epsilon_{ab}^x, \\ e_y: \sum_{c,d=0}^F \epsilon_{cd}^y [I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)y}] = \beta_y^2 \epsilon_{ab}^y, \end{cases} \quad (7)$$

其中

$$\begin{cases} I_{abcd}^{(1)} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \nabla_i^2 [\psi_c(x) \psi_d(y)] dx dy, \\ I_{abcd}^{(2)} = \iint_{-\infty}^{+\infty} n^2 \psi_a(x) \psi_b(y) \psi_c(x) \psi_d(y) dx dy, \\ I_{abcd}^{(3)x} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial x} \left[\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} \right] dx dy, \\ I_{abcd}^{(3)y} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial y} \left[\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right] dx dy, \end{cases} \quad (8)$$

采用叠加方法构造超格子,将光子晶体光纤的横向折射率用余弦函数展开(2)式。将(2)式代入(8)式,利用厄密-高斯函数的递推关系和积分公式^[16], (8)式可以写成解析形式。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。由于表达式非常复杂,这里就不再详细写出。

由(8)式,将两个偏振模的特征方程简写为

$$\begin{cases} M^s \mathbf{V}^s = \beta^s \mathbf{V}^s, \\ M^s = I^{(1)} + k^2 I^{(2)} + I^{(3)s}, s = x, y \end{cases} \quad (9)$$

其中 M^s 是一个四维向量。将 M^s 转化为二维矩阵, (9) 式就成为求矩阵的本征值问题。矩阵 M^s 的特征值有 F^2 个,大部分没有物理意义,可以根据光子晶体光纤中模式的传输常量 β : $n_c < \beta/k < n_{\text{SiO}_2}$ 来确定光子晶体光纤中模式的传输常量 β ,其中 n_{SiO_2} 是工作波长处纯石英折射率, n_c 是光子晶体包层等效折射率^[12]。利用与传输常量对应的特征向量即可根据电场展开(5)式得到模式电场分布。

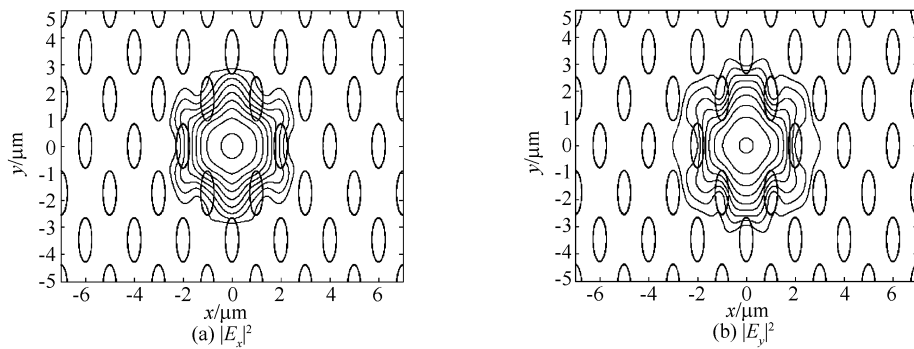


Fig. 5 Intensity of two fundamental polarized modes with $\Lambda=2 \mu\text{m}$, $A=0.2$, $V=3$ at $\lambda=1.55 \mu\text{m}$.

The intensity contours are spaced by 3 dB

由于结构的对称性发生了变换,椭圆孔光子晶体光纤的基模的两个偏振模式的简并被击破。 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 $\Delta n_{\text{eff}} = |n_{\text{eff}}^y - n_{\text{eff}}^x| = 1.9933 \times 10^{-3}$, 这个数值比普通的保偏光纤大一个量级。显示了椭圆孔光子晶体光纤用作保偏光纤的应用前景。由图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,模场分布反映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,但其电场却更多的穿过了椭圆空气孔,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,但其电场却更多的集中于高介电常量区,从而导致了其模式折射率较高。

5.2 模式双折射

对于椭圆孔光子晶体光纤,最感兴趣的是其双

5 数值结果

应用上述模型可以研究各种结构的光子晶体光纤的传输特性。下面分别以三角结构椭圆孔和圆孔光子晶体光纤为例讨论其模场分布、偏振特性、色散特性及有效面积等传输特性。

5.1 模场分布

以椭圆孔三角结构光子晶体光纤为例,图5为应用正交函数模型得到的椭圆孔光子晶体光纤基模的两个偏振态的模场分布,图中同时显示了空气孔在光子晶体光纤横截面上的分布(图中的椭圆)。可以用无量纲参量 $A = A_c/A_{\text{cell}}$ (归一化面积)和椭圆率 $V = b/a$ 来表征椭圆孔光子晶体光纤的结构,其中 b, a 分别为椭圆孔的长轴与短轴, $A_c = \pi ab$ 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。光子晶体光纤的结构参量为: $\Lambda = 2 \mu\text{m}$, 归一化面积 $A = 0.2$, $V = 3$, 工作波长为 1550 nm 。

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为椭圆孔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 , 双折射随归一化面积 A 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]。对此我们作如下解释: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被忽略不计,进入标量近似的适用范围^[15], 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,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。

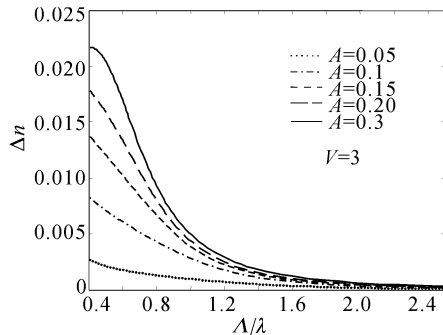


Fig. 6 Birefringence for elliptical-hole PCF with ellipticity $V=3$. In increasing order upwards, the lines are for $A=0.05, 0.1, 0.15, 0.2, 0.3$

5.3 色散特性

本节以三角结构圆孔光子晶体光纤为例(如图3所示的折射率分布),由本文提出的模型分析光子晶体光纤的色散特性。光纤中的色散参量 D 可以表示为

$$D = \frac{d\tau}{d\lambda} = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_e}{d\lambda^2} \approx D_w(\lambda) + D_m(\lambda), \quad (10)$$

其中 c 为真空中的光速, λ 为波长。 n_e 为光纤中模式的等效折射率。 $D_w = D|_{n_m(\lambda)=\text{const}}$ 为波导色散; D_m 为材料色散,可以应用塞耳迈耶尔公式计算得到。对于不同结构参量的光子晶体光纤来说,由于是纯石英材料,材料色散是相同的,我们只需要讨论波导色散 D_w 。

图7是取不同参量 d/Λ 时光子晶体光纤的波导色散、总色散,计算中取 $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$, d/Λ 的取值从 0.1 到 0.6。图7(a)中对于确定的 Λ ,在波长 $0.5 \sim 2.5 \mu\text{m}$ 范围内, d/Λ 越大,光子晶体光纤的波导色散也就越明显,曲线变化越剧烈。我们注意到,对应不同 d/Λ 值的曲线的负斜率部分(下降部分),曲线近似是平行的,并随 d/Λ 的增大下降部分延长,并向右平移,同时得到更大的负色散,这种规律有利于对光子晶体光纤的色散进行设计。图7(b)中总色散出现了色散位移、色散平坦等色散特性,显示了光子晶体光纤所具有的高度的可调色散特性^[12]。限于本文篇幅不再详细讨论。

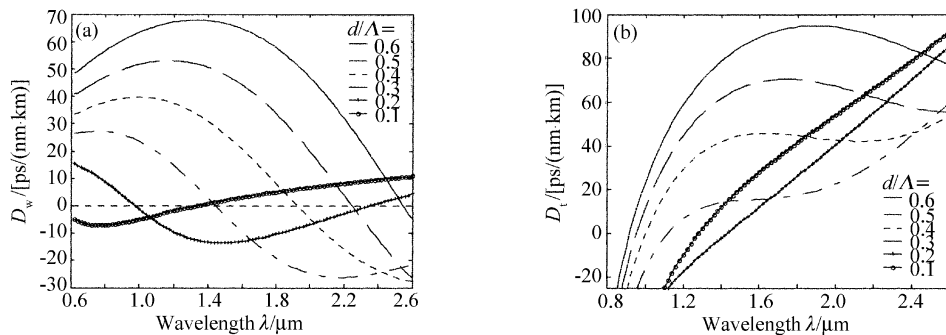


Fig. 7 Waveguide dispersion (a) and total dispersion (b) of triangular lattice PCF

5.4 有效面积

有效面积是衡量光纤非线性的重要指标。在光纤中较小的有效面积使光功率较为集中,会引起较强的非线性效应。另外有效面积还决定了数值孔径 NA ,宏弯损耗以及熔接损耗^[15]等。因此有效面积是光纤设计中的重要参量。光纤有效面积定义为

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left[\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right]^2}{\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |E(x,y)|^4 dx dy}, \quad (11)$$

其中 $E(x,y)$ 为光纤中的横向电场分量。将(5)式代入上式即可求出光子晶体光纤的有效面积。图8为三角结构圆孔光子晶体光纤(如图3所示的折射率分

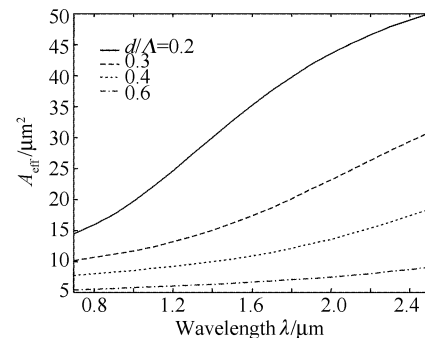


Fig. 8 Effective area of triangular lattice PCF with parameters: $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.2, 0.3, 0.4, 0.6$ 布)的有效面积与波长的关系。光子晶体光纤的结构参量取: $\Lambda=2.3 \mu\text{m}$, $d/\Lambda=0.2, 0.3, 0.4, 0.6$ 。对特定结构的光子晶体光纤,有效面积随波长的增大而

单调增大,这是因为随波长的增大模式场将逐渐向光子晶体光纤芯层以外的光子晶体包层扩展,致使光功率分布向光子晶体包层扩展,导致了有效面积的增大。对于一定的孔距 Λ 和波长,相对孔径 d/Λ 决定了有效面积的大小。相对孔径 d/Λ 越大,光子晶体光纤的包层区的有效折射率越低,使光功率越集中于光子晶体光纤的芯层,致使有效面积越小。

实际上对于相同的相对孔径 d/Λ ,光子晶体光纤的孔距 Λ 直接影响有效面积的大小。孔距 Λ 越大,有效面积就越大。限于篇幅,不再给出结果。

通过调整光子晶体光纤的结构参量孔距 Λ ,相对孔径 d/Λ ,可获得传统光纤所不能得到的较大或较小的有效面积,同时保持光子晶体光纤的单模传输特性。为研究高功率激光器,光纤非线性等开辟了新的途径。

结论 本文提出了一种分析光子晶体光纤的正交函数模型。采用一种新型的超格子构造方法,将光子晶体光纤的横向折射率用两种周期性结构的叠加表示,分析表明,采用这种超格子构造方法对光子晶体光纤横向折射率的表示可以达到非常高的精度。将横向模式电场用厄密-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矩阵本征值问题,求得两偏振模式传输常量。这种方法可以普遍适用于各种结构的光子晶体光纤,如四方结构、蜂窝结构及椭圆孔光子晶体光纤。最后应用此模型研究了椭圆孔三角结构光子晶体光纤的模场分布和双折射特性,以及圆孔三角结构光子晶体光纤的色散特性和有效面积。数值分析结果表明,这是一种通用、高效、准确的用于分析光子晶体光纤的模型。

参 考 文 献

- 1 Knight J C, Birks 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 Knight J C, Russell P S. New ways to guide light. *Science*, 2002, **296**(5566): 276~277
- 3 Cregan R F, Mangan B J, Knight J C *et al.*. Single-mode photonic band gap guidance of light in air. *Science*, 1999, **285**(5433): 1537~1539
- 4 Farr L, Knight J C, Mangan B J *et al.*. Low loss photonic crystal fiber, Proc. ECOC2002, PD1.3
- 5 Eggleton B J, Westbrook P S, Windeler R S *et al.*. Grating resonances in air-silica microstructured optical fibers. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(21): 1460~1462
- 6 Kakarantzas G, Ortigosa-Blanch A, Birks T A *et al.*. Structural rocking filters in highly birefringent photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(3): 158~160
- 7 Wadsworth W J, Percival R M, Bouwmans G *et al.*. High power air-clad photonic crystal fibre laser. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(1): 48~53
- 8 Birks T A, Knight J C, Russell P S *et al.*. Endlessly single-mode photonic crystal fiber. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 9 Barkou S E, Broeng J, Bjarklev A. Dispersion properties of photonic bandgap guiding fibers. Proc. OFC98, FG5, 117~119
- 10 Monro T M, Richardson D J, Broderick N G R *et al.*. Hole optical fibers: an efficient modal model. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(6): 1093~1102
- 11 Ferrando A, Silvestre E, Miret J J *et al.*. Full-vector analysis of a realistic photonic crystal fibers. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(5): 276~278
- 12 Ren Guobin, Lou Shuqin, Wang Zhi *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 Monro T M, Richardson D J, Broderick N G R *et al.*. Modeling large air fraction hole optical fibers. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(1): 50~56
- 14 Guo Shangping, Albin S. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations. *Opt. Exp.*, 2003, **11**(2): 167~175
- 15 Snyder A W, Love A D. *Optical Waveguide Theory*. New York: Chapman and Hall, 1983
- 16 Gradshteyn I S, Ryzhik I M. *Tables of Integrals, Series and Products*. New York: Academic, 1994
- 17 Dyott R B. *Elliptical Fiber Waveguides*. Boston, MA: Artech House, 1995