

文章编号: 0258-7025(2005)01-0059-05

# 用于光子晶体光纤研究的超格子构造法

王 智, 任国斌, 娄淑琴, 简水生

(北京交通大学电子信息工程学院, 北京 100044)

**摘要** 提出应用“超格子构造法”研究光子晶体光纤(PCF)的传输特性。电场用正交完备的厄米-高斯(Hermite-Gauss)函数展开,有中心缺陷的周期性分布的介电常数用两组不同周期的介电常数分布迭加构成超格子,每组介电常数都用余弦函数展开,然后利用波动方程及厄米-高斯函数的正交性,得到光子晶体光纤的传输特性(模场分布、双折射、色散)。模式双折射的大小可用以衡量该算法的精度。

**关键词** 光电子学;光子晶体光纤;超格子;双折射;色散

**中图分类号** TN 929.11 **文献标识码** A

## Novel Supercell Lattice Method for the Photonic Crystal Fibers

WANG Zhi, REN Guo-bin, LOU Shu-qin, JIAN Shui-sheng

(School of Electronic and Information Engineering, Beijing Jiaotong University, Beijing 100044, China)

**Abstract** A novel supercell lattice method (SLM), induced from both the plane wave expansion method (PWM) and the semi vector method, is presented to analyze the photonic crystal fibers (PCF). The electric field is still expanded with the Hermite-Gaussian function, the dielectric constant of the PCF missing the center air hole can be considered as the sum of two perfect PCFs, which have different dielectric constant and different structure parameters (the hole pitch, the hole diameter). The periodical dielectric structures of the two perfect PCFs are expanded in cosine function with different periods. From the wave equation and the properties of Hermite-Gaussian function, the propagation characteristics of the PCF, such as the mode field distribution, birefringence, the dispersion property, can be obtained. The accuracy of the SLM can be scaled by the birefringence because the ideal triangular lattice PCF has no birefringence based on the group theory.

**Key words** optoelectronics; photonic crystal fiber; supercell lattice; birefringence; dispersion

## 1 引 言

光子晶体光纤(PCF)的理论分析方法都是基于数值计算,关键在于对其周期性介电常数  $\epsilon$  和场  $E$  或  $H$  的描述方式。目前主要有三种方法<sup>[1]</sup>:平面波法(PWM)、等效折射率法(EIM)、本地函数法。平面波法<sup>[2~4]</sup>将  $\epsilon^{-1}$  和  $H$  用平面波展开,实际等价于对其进行傅里叶变换,然后代入波动方程并求解,得到光子晶体光纤的传输特性(模场分布、能带结构等)。平面波法需要利用非常多的展开项才能达到一定的分析精度,计算速度比较慢,但周期性介电常

数的平面波展开比较简单,而且通过傅里叶变换可以得到各展开系数的解析形式。等效折射率法<sup>[5~8]</sup>将光子晶体光纤的周期性石英-空气孔包层等效成一个具有等效折射率的均匀包层,然后利用传统的光纤理论得到光子晶体光纤的传输特性(传输常数、色散、损耗等)。等效折射率法能够粗略地阐述光子晶体光纤的各种基本概念及部分光学特性,但不能精确地描述光子晶体光纤的矢量模场分布和双折射。本地函数法(或正交函数展开法)<sup>[9~12]</sup>将介电常数和电场按照选定的完备正交基函数展开,如厄米-高斯函数,利用波动方程得到关于传输常数的本

收稿日期:2003-07-07;收到修改稿日期:2003-11-26

基金项目:国家自然科学基金(60402006)资助项目。

作者简介:王 智(1971—),男,湖北蕲春人,北京交通大学电子信息工程学院副教授,主要从事光纤通信、光纤工艺、光电子学、特种光纤、光子晶体等领域的教学与科研工作。E-mail:zhiwang@center.njtu.edu.cn

征方程,从而得到传输常数和对应的横向电场,进而研究光子晶体光纤的色散、双折射等。本地函数展开法能比较精确地描述光子晶体光纤的各种传输特性,但基函数、 $\epsilon$  和  $E$  展开时的特征参数、以及展开式阶数的选取,都对数值分析结果有影响,而且当阶数较高时,计算速度比较慢。

其他一些传统的电磁场数值计算方法,如有限元法(FEM)和有限时域差分(FDTD)等,计算精度非常高,能很好地说明光子晶体光纤的各种传输特性,但由于光子晶体光纤结构的复杂性,网格划分比较困难,运算时间较长。事实上,正交函数法基本能

达到与 FEM, FDTD 相当的精度,因此更便于实际应用。本文提出一种新的“超格子构造法”来研究光子晶体光纤的传输特性。

## 2 构造超格子

微结构石英-空气孔光子晶体光纤如图 1 所示,这是一种三角型格子的周期结构,中心空气孔消失而形成高折射率的导光区。为了研究该光子晶体光纤的光学性质,可将其看成一个超元胞(supercell),在假定周期性边界条件的前提下,由超元胞构成超

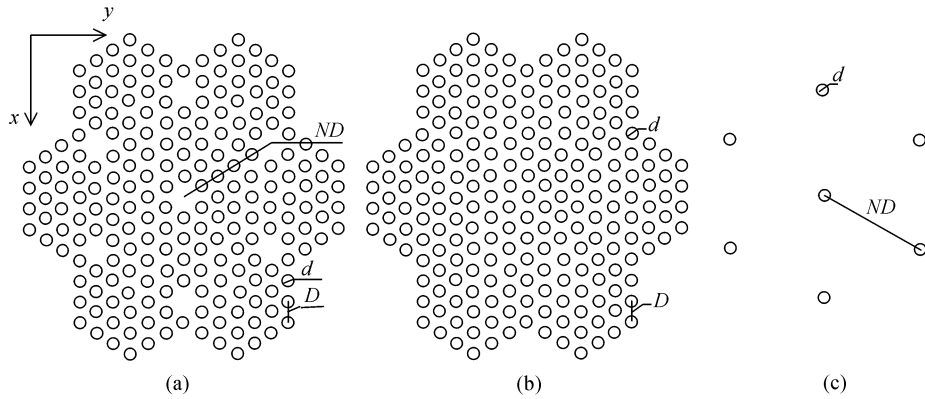


图 1 超格子构造示意图

(a) 超格子; (b) 光子晶体光纤 1; (c) 光子晶体光纤 2

Fig. 1 Scheme of the supercell lattice construction

(a) the supercell lattice; (b) PCF1; (c) PCF2

表 1 两组完美光子晶体光纤结构参数

Table 1 Structure parameters of both virtual perfect PCF

Fibers	Hole pitch	Hole diameter	Dielectric constant of the background		Dielectric constant in the hole	
			$\epsilon$	$\text{Im}\epsilon$	$\epsilon$	$\text{Im}\epsilon$
PCF1	$D$	$d$	$n_{\text{Si}}^2$	$\text{Im}n_{\text{Si}}^2$	$n_{\text{air}}^2$	0
PCF2	$ND$	$d$	0	0	$n_{\text{Si}}^2 - n_{\text{air}}^2$	$\text{Im}n_{\text{Si}}^2$

格子,如图 1(a)。图中光子晶体光纤的孔距为  $D$ ,孔直径为  $d$ ,超格子周期为  $ND$ 。为了描述超格子介电常数分布,引入两组无缺陷的完美二维光子晶体结构光子晶体光纤 1 和光子晶体光纤 2,如图 1(b), (c)所示,它们的结构参数如表 1 所示,光子晶体光纤 1 和光子晶体光纤 2 叠加就构成超格子。

将光子晶体光纤 1 和光子晶体光纤 2 的介电常数分布都用余弦函数展开,叠加构成超格子介电常数分布<sup>[13]</sup>

$$n^2(x, y) = \sum_{a,b=0}^{P_1} P_{1ab} \cos \frac{2\pi ax}{D} \cos \frac{2\pi by}{\sqrt{3}D} + \sum_{a,b=0}^{P_2} P_{2ab} \cos \frac{2\pi ax}{ND} \cos \frac{2\pi by}{\sqrt{3}ND}, \quad (1a)$$

$$\text{ln}n^2(x, y) = \sum_{a,b=0}^{P_1} P_{1ab}^{\text{ln}} \cos \frac{2\pi ax}{D} \cos \frac{2\pi by}{\sqrt{3}D} + \sum_{a,b=0}^{P_2} P_{2ab}^{\text{ln}} \cos \frac{2\pi ax}{ND} \cos \frac{2\pi by}{\sqrt{3}ND}, \quad (1b)$$

其中  $(P_1 + 1)$  和  $(P_2 + 1)$  为光子晶体光纤 1 和光子晶体光纤 2 展开式的项数,  $P_{1ab}, P_{2ab}, P_{1ab}^{\text{ln}}, P_{2ab}^{\text{ln}}$  为对应各项的展开系数,可以通过傅里叶变换求得。下面以  $P_{1ab}$  为例,简单介绍该变换过程。

光子晶体光纤 1 的介电常数  $\epsilon(x, y)$  的傅里叶变换形式为

$$\epsilon(x, y) = n^2(x, y) = \sum_{m,n=-P_1}^{P_1} F(K_{mn}) \cos(k_x x) \cos(k_y y), \quad (2)$$

其中  $F(K_{mn})$  为二维傅里叶变换系数<sup>[4]</sup>

$$F(K_{mn}) = n_{\text{air}}^2 \delta(|K_{mn}|) + 2(n_{\text{air}}^2 - n_{\text{si}}^2) f \frac{J_1(|K_{mn}|R)}{|K_{mn}|R},$$

$$F(0) = n_{\text{air}}^2 + f(n_{\text{air}}^2 - n_{\text{si}}^2), \quad (3)$$

式(2), (3) 中  $J_1$  为一阶贝塞耳函数,  $K_{mn} = k_x + ik_y$  ( $i$  是虚数单位),  $k_x = 2\pi(m+n)x/D$ ,  $k_y = 2\pi(m-n)y/(\sqrt{3}D)$ , 与三角型格子的倒格子矢量有关<sup>[3,4]</sup>,  $R$  为孔半径,  $f$  是填充比, 定义为孔面积与元胞面积之比

$$f = \frac{2\pi R^2}{\sqrt{3}D^2} \quad (R = d/2). \quad (4)$$

经过下标变换, 式(2)可以改写为

$$n^2(x, y) = \sum_{m,n=0}^{2P_1} F(K_{mn}) \cos \frac{2\pi(m+n-2P_1)x}{D} \times \cos \frac{2\pi(m-n)y}{\sqrt{3}D}. \quad (5)$$

对比式(5)与式(1a)右侧第一个求和部分, 可以由  $F(K_{mn})$  得到  $P_{1ab}$  的解析形式. 采用相同的方法, 也能得到其他三个系数  $P_{2ab}$ ,  $P_{1ab}^{\text{ln}}$ ,  $P_{2ab}^{\text{ln}}$  的解析形式, 不再赘述. 图 2 是  $D = 2.3 \mu\text{m}$ ,  $d = 0.69 \mu\text{m}$ ,  $P_1 = 50$ ,  $N = 10$ ,  $P_2 = 500$  时, 数值计算得到的  $y = 0$  截面的介电常数分布, 可以看到, 仿真结果精度很高.

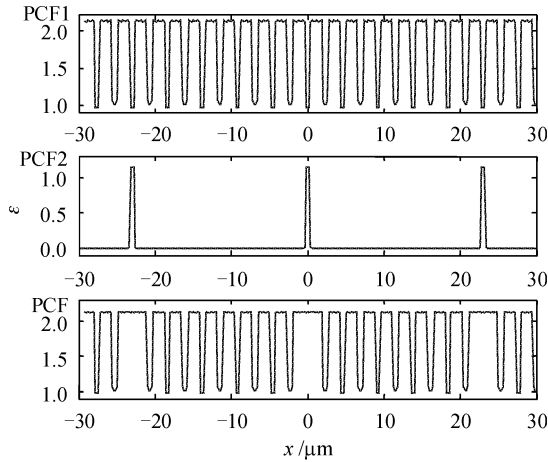


图 2 介电常数仿真结果

Fig. 2 Simulation result of the dielectric constant

### 3 电场与本征值方程

如果光子晶体光纤纵向均匀, 且不考虑光纤衰减, 主要研究光子晶体光纤的模式特征即横向场分布. 横向场  $\vec{e}_i(x, y)$  可以分为  $x, y$  两个方向的偏振分量, 如下式所示

$$\vec{e}_i(x, y) = e_x(x, y)\hat{x} + e_y(x, y)\hat{y}, \quad (6)$$

它们满足矢量波动方程<sup>[14]</sup>

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

$$(\nabla_i^2 - \beta_y^2 + k^2 n^2) e_y = -\frac{\partial}{\partial y} \left( e_x \frac{\partial \ln n^2}{\partial x} + e_y \frac{\partial \ln n^2}{\partial y} \right), \quad (7)$$

选取厄米 - 高斯函数将场  $e_x$  和  $e_y$  分别展开, 即

$$e_x(x, y) = \sum_{a,b=0}^F \epsilon_{ab}^x \psi_a(x) \psi_b(y),$$

$$e_y(x, y) = \sum_{a,b=0}^F \epsilon_{ab}^y \psi_a(x) \psi_b(y), \quad (8)$$

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

$$\psi_i(s) = \frac{2^{-i/2} \pi^{-1/4}}{\sqrt{i! \omega}} \exp\left(-\frac{s^2}{2\omega^2}\right) H_i(s/\omega), \quad (9)$$

其中  $H_i(s/\omega)$  为  $i$  阶厄米函数.

将场和折射率的展开式代入波动方程式(7), 可以得到特征方程<sup>[15]</sup>

$$L \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)x} & I_{abcd}^{(4)x} \\ I_{abcd}^{(4)y} & I_{abcd}^{(1)} + k^2 I_{abcd}^{(2)} + I_{abcd}^{(3)y} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{bmatrix} = \beta_j^2 \begin{bmatrix} \epsilon_x \\ \epsilon_y \end{bmatrix}, \quad (10)$$

其中  $L$  为一个四维向量, 阶数为  $2 \times (F+1) \times (F+1) \times 2 \times (F+1) \times (F+1)$ , 其中四个交迭积分形式为

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

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

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

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

$$I_{abcd}^{(4)x} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial x} [\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial y}] dx dy,$$

$$I_{abcd}^{(4)y} = \iint_{-\infty}^{+\infty} \psi_a(x) \psi_b(y) \frac{\partial}{\partial y} [\psi_c(x) \psi_d(y) \frac{\partial \ln n^2}{\partial x}] dx dy. \quad (11)$$

将折射率的展开式(1)代入上式, 并利用厄米 - 高斯函数的递推关系和各种积分公式, 式(11)可以写成解析形式

$$I_{abcd}^{(1)} = -\frac{2a+2b+1}{\omega^2} \delta_{ac} \delta_{bd} + \frac{\sqrt{2b(2b+1)}}{2\omega^2} \delta_{ac} \delta_{b-1,d} +$$

$$\begin{aligned} & \frac{\sqrt{2a(2a+1)}}{2\omega^2} \delta_{a-1,c} \delta_{bd} + \\ & \frac{\sqrt{2(b+1)(2b+1)}}{2\omega^2} \delta_{ac} \delta_{b,d-1} + \\ & \frac{\sqrt{2(a+1)(2a+1)}}{2\omega^2} \delta_{a,c-1} \delta_{bd}, \end{aligned} \quad (12a)$$

$$I_{abcd}^{(2)} = \sum_{f,g=0}^{P_1} P_{1fg} I_{fac}^{(21)x} I_{gbd}^{(21)y} + \sum_{f,g=0}^{P_2} P_{2fg} IN_{fac}^{(21)x} IN_{gbd}^{(21)y}, \quad (12b)$$

$$I_{abcd}^{(3)x} = - \sum_{f,g=0}^{P_1} P_{1fg}^{ln} I_{fac}^{(32)x} I_{gbd}^{(32)y} - \sum_{f,g=0}^{P_2} P_{2fg}^{ln} IN_{fac}^{(32)x} IN_{gbd}^{(32)y}, \quad (12c)$$

$$I_{abcd}^{(3)y} = - \sum_{f,g=0}^{P_1} P_{1fg}^{ln} I_{fac}^{(32)x} I_{gbd}^{(32)y} - \sum_{f,g=0}^{P_2} P_{2fg}^{ln} IN_{fac}^{(32)x} IN_{gbd}^{(32)y}, \quad (12d)$$

$$I_{abcd}^{(4)x} = - \sum_{f,g=0}^{P_1-1} P_{1fg}^{ln} I_{fac}^{(42)x} I_{gbd}^{(42)y} - \sum_{f,g=0}^{P_2-1} P_{2fg}^{ln} IN_{fac}^{(42)x} IN_{gbd}^{(42)y}, \quad (12e)$$

$$I_{abcd}^{(4)y} = - \sum_{f,g=0}^{P_1-1} P_{1fg}^{ln} I_{fac}^{(42)x} I_{gbd}^{(42)y} - \sum_{f,g=0}^{P_2-1} P_{2fg}^{ln} IN_{fac}^{(42)x} IN_{gbd}^{(42)y}, \quad (12f)$$

其中

$$I_{i_1 i_2 i_3}^{(21)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(2\pi i_1 s / L_s) \psi_{i_2}(s) \psi_{i_3}(s) ds, \quad (13a)$$

$$IN_{i_1 i_2 i_3}^{(21)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \cos(2\pi i_1 s / N L_s) \psi_{i_2}(s) \psi_{i_3}(s) ds, \quad (13b)$$

$$I_{i_1 i_2 i_3}^{(32)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \cos(2\pi i_1 s / L_s)}{\partial s} \frac{\partial \psi_{i_2}(s)}{\partial s} \psi_{i_3}(s) ds, \quad (13c)$$

$$IN_{i_1 i_2 i_3}^{(32)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \cos(2\pi i_1 s / N L_s)}{\partial s} \frac{\partial \psi_{i_2}(s)}{\partial s} \psi_{i_3}(s) ds, \quad (13d)$$

$$I_{i_1 i_2 i_3}^{(41)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial \cos(2\pi i_1 s / L_s)}{\partial s} \psi_{i_2}(s) \psi_{i_3}(s) ds, \quad (13e)$$

$$I_{i_1 i_2 i_3}^{(42)s} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\partial [\psi_{i_3}(s) \cos(2\pi i_1 s / L_s)]}{\partial s} \psi_{i_2}(s) ds, \quad (13f)$$

通过简单的下标变换,式(10)中的矩阵  $L$  和特征向量可以分别变为二维  $[2 \times (F+1)^2] \times [2 \times (F+1)^2]$  阶矩阵和一维  $2 \times (F+1)^2$  个元素的向量,便于直接求解特征值问题。该算法所涉及的各种关于厄米-高斯函数的积分均有解析形式,而且除折射率展开系数与波长有关外,其余均与波长无关,因此在研究光子晶体光纤的色散特性时,计算过程并不需要

完全重复进行,数值分析效率很高。

## 4 数值分析结果

选取结构参数为:  $D = 2.3 \mu\text{m}$ ,  $d = 0.69 \mu\text{m}$ ,  $P_1 = 50$ ,  $N = 10$ ,  $P_2 = 500$ ,对该光子晶体光纤进行数值研究。图 3(a),(b)分别为波长  $\lambda = 0.633 \mu\text{m}$  和  $1.55 \mu\text{m}$  的基模  $x$  方向偏振分量的强度分布 ( $|E_x|^2$ )。显然,模式的横向局域性与波长密切相关,短波长电磁波能更好地限制在光子晶体光纤的高折射率芯层。而且,在空气孔区域,电场强度分布图上出现凹陷,说明周期性空气孔对电场起到了较强的限制作用,横向场部分能量绕过空气孔位置,在空气孔之间的石英区域向外扩展。

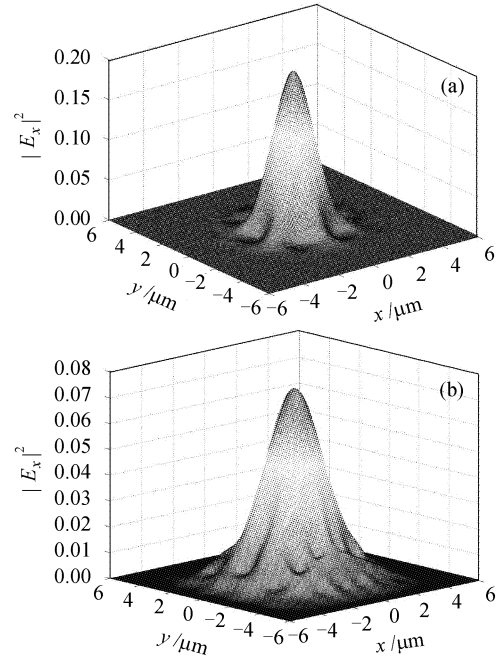


图 3 光子晶体光纤的  $|E_x|^2$  强度分布

Fig. 3 Distribution of  $|E_x|^2$  of the PCF

(a)  $0.633 \mu\text{m}$ ; (b)  $1.55 \mu\text{m}$

文献[16]指出,具有 2 阶以上旋转对称性的光波导不存在基模模式双折射,因此可以从模式双折射这一角度来评价各种数值计算方法的精度,数值计算的  $|n_x - n_y|$  越小,表明该算法的计算精度越高。图 4 为超格子构造法数值分析得到的模式双折射  $\Delta n = n_x - n_y$ ,显然,在  $0.9 \sim 1.7 \mu\text{m}$  范围内  $|\Delta n| < 5 \times 10^{-5}$ ,说明该算法具有比较高的精度,计算结果可信。对于一定结构的光子晶体光纤,提高参数  $P_1, N, P_2$ ,可以获得更高的精度,但需要比较长的计算时间。

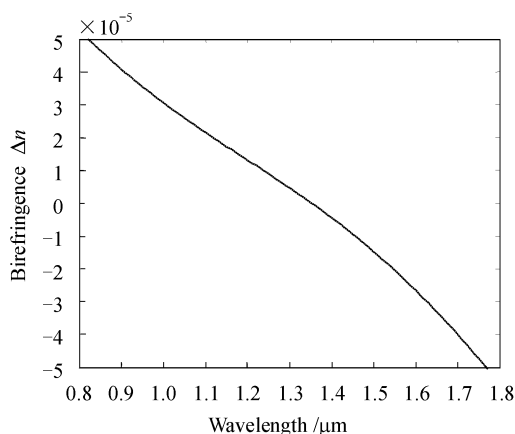
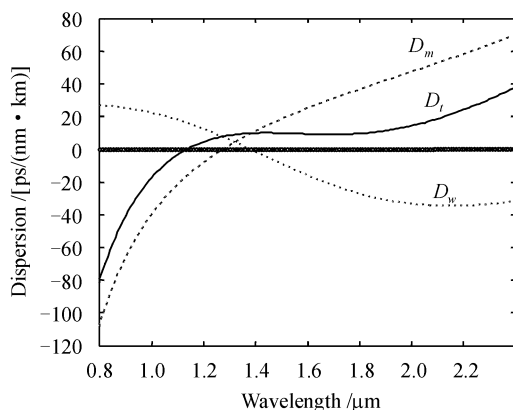
图 4 模式双折射  $\Delta n = n_x - n_y$ Fig. 4 Birefringence  $\Delta n = n_x - n_y$ 

图 5 光子晶体光纤的色散特性曲线

Fig. 5 Dispersion profile of PCF

光子晶体光纤具有与普通光纤不同的色散特性,图 5 为所研究的光子晶体光纤的色散特性,图中同时给出材料色散 ( $D_m$ ),波导色散 ( $D_w$ ) 和总色散 ( $D_t$ )。虽然数值分析存在误差(模式双折射不为零),但计算表明,两个偏振模式的色散差异很小,因此图 5 只显示了  $e_x$  的色散曲线。显然,零色散波长小于  $1.2 \mu\text{m}$ ,而且在非常宽的波长范围内(如  $1.2 \sim 1.8 \mu\text{m}$ ),色散比较平坦。如果该光纤得到应用,将能很好地克服目前光纤通信中的非线性问题和色散补偿后的残余色散问题。

## 5 结 论

提出一种新的“超格子构造法”来研究光子晶体光纤的传输特性。该方法中,电场用正交完备的厄米-高斯函数展开,有中心缺陷的周期性分布的介电常数由两组不同周期的介电常数分布叠加构成超格

子,选用余弦函数将这两组介电常数分别展开并迭加,获得超格子结构的展开系数,然后利用波动方程和厄米-高斯函数的正交性,类似正交函数法求解,可得到光子晶体光纤的传输特性。该算法不仅能将所有的展开系数表示为解析形式,而且计算速度很快。以文献中常见结构的光子晶体光纤为例,得到模场分布、模式双折射和色散特性。模式双折射量级为  $10^{-5}$ ,因此该算法具有比较高的分析精度。

## 参 考 文 献

- 1 Jes Broeng, Dmitri Mogilevtsev, Stig E. Barkou *et al.*. Photonic crystal fibers: a new class of optical waveguides [J]. *Optical Fiber Technology*, 1999, **5**:305~330
- 2 Stig E. Barkou, J. Broeng, A. Bjarklev. Dispersion properties of photonic bandgap guiding fibers [C]. *OFC98*, 1998, FG5, 117~119
- 3 J. D. Joannopoulos, R. D. Meade, J. N. Winn. Photonic Crystals: Molding the Flow of Light [M]. New York: Princeton University Press, 1995. 12~13
- 4 Shangping Guo, Sacharia Albin. Simple plane wave implementation for photonic crystal calculations [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**:167~175
- 5 T. A. Birks, D. Mogilevtsev, J. C. Knight *et al.*. The analogy between photonic crystal fibres and step index fibres [C]. *OFC98*, 1998, FG4, 114~116
- 6 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22** (13):961~963
- 7 T. A. Birk, D. Mogilevtsev, J. C. Knight *et al.*. Single material fibers for dispersion compensation [C]. *OFC99*, 1999, FG2-1~FG2-3
- 8 Bjarklev J. Broeng, K. Dridi, S. E. Barkou. Dispersion properties of photonic crystal fibres [C]. *ECOC98* (Madrid, Spain), 135~136
- 9 T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick *et al.*. Modeling large air fraction hole optical fibers [J]. *J. Lightwave Technol.*, 2000, **18**(1):50~56
- 10 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
- 11 T. M. Monro, D. J. Richardson, N. G. R. Broderick. Efficient modeling of hole fibers [C]. *OFC99*, 1999, FG3, 111~113
- 12 D. Mogilevtsev, T. A. Birks, P. St. J. Russell. Localized function method for modeling defect modes in 2-D photonic crystals [J]. *J. Lightwave Technol.*, 1999, **17**(11):2078~2081
- 13 W. Zhi, R. G. Bin, L. S. Qin *et al.*. Supercell lattice method for photonic crystal fibers [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**:980~991
- 14 A. W. Snyder. Optical Waveguide Theory [M]. New York: Chapman and Hall, 1983
- 15 R. Guobin, W. Zhi, L. Shuqin *et al.*. Mode classification and degeneracy in photonic crystal fiber [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**:1310~1321
- 16 M. J. Steel, T. P. White, C. Martijn de Sterke *et al.*. Symmetry and degeneracy in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(8):488~490