

文章编号: 0253-2239(2010)04-1178-06

光子晶体光纤布拉格光栅传输谱特性研究

齐跃峰 毕卫红 刘燕燕 王 洋

(燕山大学信息科学与工程学院, 河北 秦皇岛 066004)

摘要 结合多极法和耦合模理论,对一种典型的正六边形空气孔包层结构光子晶体光纤布拉格光栅的传输谱进行了研究,使用 Matlab 工具对这种光栅特性进行了计算和仿真。对比了常规单模光纤所成光栅与相同光栅周期光子晶体光纤布拉格光栅反射谱及时延特性之间的差异,并给出了定性解释。在此基础上,对光纤光栅的切趾特性进行了研究,选择不同的切趾函数,得出最佳切趾函数下光栅传输谱。理论计算和仿真结果表明,随波长增加,基模有效折射率下降;与相同周期常规光纤光栅相比,光子晶体光栅谐振波长出现蓝移;采用啾啾化处理,10 cm 长光子晶体光纤光栅可以提供 1200 ps 以上的线性时延。

关键词 光纤光学;光子晶体光纤光栅;多极法;耦合模理论;切趾

中图分类号 TN253 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103004.1178

Research on Transmission Spectrum Characteristics of the Photonic Crystal Bragg Fiber Grating

Qi Yuefeng Bi Weihong Liu Yanyan Wang Yang

(Institute of Information Science and Engineering, Yanshan University, Qinhuangdao, Hebei 066004, China)

Abstract Based on multipole method and coupled-mode theory, the transmission spectrum of a typical hexagonal lattice photonic crystal fiber Bragg grating is analyzed and simulated by Matlab. The differences between conventional fiber grating and photonic crystal fiber grating on their transmission spectrum and delay characteristics are compared, and derived qualitatively. The apodization characters of this fiber grating are also researched, the optimal apodization function and corresponding transmission spectrum are obtained. It is found that the effective refractive indexes of core mode decline as wavelength rising, compared with the conventional fiber grating, photonic crystal fiber grating has the shorter resonant wavelength, when it is added chirp, 10 cm photonic crystal fiber grating can provide 1200 ps linear delay.

Key words fiber optics; photonic crystal fiber grating; multipole method; coupled-mode theory; apodization

1 引言

光纤光栅(FG)作为一种重要的无源器件,具有制作简单、体积小、插入损耗低及易于和光纤系统集成等诸多优点,在激光器调谐、光分插复用、光纤传感和色散补偿等领域获得了广泛的应用^[1~4]。在光子晶体光纤(PCF)问世之初,人们就尝试在光子晶体光纤中写入光纤光栅,从而制作光子晶体光纤光栅(PCFG)。

研究发现,基于光子晶体光纤的光栅和常规光纤光栅相比,在某些方面具有更加优良的特性:1)二

维或多维空间结构,提供了更大的设计自由度(无需改变材料折射率,仅仅改变空气孔结构即改变光纤中的模场分布,还可做成单芯或多芯结构);2)波长调谐范围宽(可达 100 nm 以上);3)低阶包层模不受外界折射率变化影响;4)可进行多参量多功能感测等等(还可加入介质提高对被测参量的敏感性)^[5~7]。

2 理论基础

目前光子晶体光纤光栅的研究方法有光束传播

收稿日期: 2009-07-13; 收到修改稿日期: 2009-08-28

基金项目: 国家 973 计划(2010CB327801)和国家自然科学基金(60850001)资助课题。

作者简介: 齐跃峰(1972—),男,博士,副教授,主要从事光纤通信方面的研究。E-mail: yfqi@ysu.edu.cn

法、有限元法和时域有限差分法^[8~10],本文提出了利用多极法结合模式耦合理论和矩阵传输法对光子晶体光纤布拉格光栅特性进行分析和计算,使用 Matlab 工具进行仿真,得出光子晶体光纤光栅传输特性和时延特性。此方法理论清晰,运算量少,所得结论与相关文献结论一致,证明此方法是正确可行的。

2.1 多极法光子晶体光纤分析

多极法理论最早由瑞利(Rayleigh)在 1892 年提出,White 等将它引入到光子晶体光纤的色散及损耗特性的计算。这种方法适合于计算圆柱形空气孔构成的光子晶体光纤,可以计算出模式传播常数及有效折射率,利用有效折射率的虚部可以计算有限包层空气孔情况下的限制损耗,利用实部可以计算色散。

多极法的主要思想是将 PCF 包层每个空气孔及周围的场分量用傅里叶-贝塞尔(Fourier-Bessel)函数展开,并把这些方程联立,加入边界条件,组成方程组,通过寻找系统矩阵行列式的零点来确定传播常数和有效折射率。

利用多极法分析光子晶体光纤的过程如图 1 所示,图中实线小圆为空气孔,外侧大圆是光纤的外轮廓,虚线代表场分布, O 是光纤的中心, Q 和 S 分别是两个空气孔的中心。 C_j 和 C_l 分别为空气孔中心到光纤中心的距离, R_0 为光纤半径, n_0 为光纤外介的折射率。以第 l 个空气孔为例,在空气孔内部,其纵向电场 E_z 可以在圆柱坐标系下展开成 Bessel 函数的形式^[11]:

$$E_z = \sum_{M=-\infty}^{\infty} a_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^l r_l) \exp(jm\varphi_l z) \exp(j\beta z). \quad (1)$$

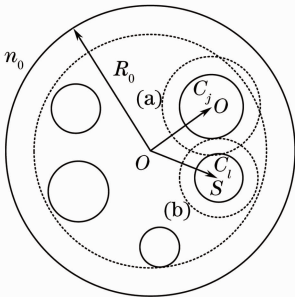


图 1 多极法分析光子晶体光纤结构示意图

Fig. 1 Schematic diagram of PCFG for multipole method analysis

在第 l 个空气孔近邻的介质中,其纵向电场 E_z 可以展开成^[11]:

$$E_z = \sum_{M=-\infty}^{\infty} [b_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + c_m^l H_m^l(k_{\perp}^e r_l) \exp(jm\varphi z) \exp(j\beta z)], \quad (2)$$

(1)式和(2)式中 a_m^l, b_m^l 和 c_m^l 为展开式系数, $k_{\perp}^l = (k_0^2 n_i^2)^{1/2}$, $k_{\perp}^e = (k_0^2 n_e^2 - \beta^2)^{1/2}$, 空气孔的折射率 $n_i = 1$, 而 n_e 是石英的折射率, $k_0 = 2\pi/\lambda$ 为自由空间波长 λ 的波数。

定义向量 \mathbf{A}^l 和 \mathbf{B}^l 表示系数矩阵 \mathbf{A}_m^l 和 \mathbf{B}_m^l 。同样,也可以把包层上的场分布展开,其系数矩阵用向量表示为 \mathbf{A}^0 和 \mathbf{B}^0 。在空气孔和基质的边界上,有 $\mathbf{B}^l = \mathbf{R}^l \mathbf{A}^l$, \mathbf{R}^l 代表空气孔边界的反射矩阵,把所有空气孔的边界条件结合起来,组成一个全局矩阵 $\mathbf{B} = \mathbf{R}\mathbf{A}$; 包层的边界条件 $\mathbf{A}^0 = \mathbf{R}^0 \mathbf{B}^0$ 。通过 Wijngaard 展开,将各点场方程系数联系起来可以得到^[11]:

$$\mathbf{A}^l = \sum_{j \neq l} \mathbf{H}^{lj} \mathbf{B}^j + \mathbf{\Gamma}^{l0} \mathbf{A}^0, \quad (3)$$

(3)式中矩阵 \mathbf{H}^{lj} 和 $\mathbf{\Gamma}^{l0}$ 为系数变换矩阵。

将边界条件运用到所有的空气孔,同时扩展矩阵可得 $\mathbf{A} = \mathbf{H}\mathbf{B} + \mathbf{\Gamma}^{B0} \mathbf{A}^0$,再联立(1)~(3)式,可以得到^[11]:

$$[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\mathbf{H} + \mathbf{\Gamma}^{B0} \mathbf{R}^0 \mathbf{\Gamma}^{0B})] \mathbf{B} = 0, \quad (4)$$

(4)式中 \mathbf{I} 是单位矩阵。(4)式如果存在非零解,必须使得 $\det[\mathbf{I} - \mathbf{R}(\mathbf{H} + \mathbf{\Gamma}^{B0} \mathbf{R}^0 \mathbf{\Gamma}^{0B})] = 0$ 。在空气孔的界面上利用电磁场的边界条件,即可以得到 a_m^l, b_m^l, c_m^l 和传播常数 β ,进而求得有效折射率 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$ 。

2.2 传输矩阵法

PCFG 谐振波长表达式为^[12]

$$\lambda_B = (n_{\text{clad}} + n_{\text{core}}) \Lambda, \quad (5)$$

式中 n_{clad} 为包层模有效折射率, n_{core} 为纤芯折射率, Λ 为光栅周期。在前面的研究中,已经利用多极法求出不同离散波长下的 n_{clad} 值,对其进行拟合,得到 n_{clad} 与波长的关系 $n_{\text{clad}}(\lambda)$,然后代入(5)式,即可得到光子晶体光纤光栅的谐振波长,然后将其代入求解耦合模方程得到的传输谱表达式,即可得到光子晶体光纤光栅传输谱。

需要注意的是,与常规光纤光栅不同,在求光子晶体光纤光栅传输谱时,直流自耦合系数 σ 、交流耦合系数 k 和包层模有效折射率 n_{clad} 都是波长的函数。

对于啁啾或切趾类型光栅(折射率变化量 Δn 沿光纤轴向变化),耦合模方程不存在解析解,只能通过数值求解。目前常用的方法有龙格-库塔法和传输矩阵法两种。传输矩阵法的原理是将非均匀光栅分成 M 小段,假定每小段是均匀光栅,即可确定

一个 2×2 矩阵, 设 $R_i, R_{i-1}, S_i, S_{i-1}$ 分别是正、反向光场通过 i 段光栅前后的振幅, 可以得到传输矩阵方程表达式^[13]

$$\begin{bmatrix} R_i \\ S_i \end{bmatrix} = \mathbf{F}_i \begin{bmatrix} R_{i-1} \\ S_{i-1} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中 \mathbf{F}_i 为第 i 段光栅的传输矩阵, 由下式给出^[13]:

$$\mathbf{F}_i = \begin{bmatrix} \cosh(\gamma_B \Delta z) - i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & -i \frac{k}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \\ i \frac{k}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) & \cosh(\gamma_B \Delta z) + i \frac{\hat{\sigma}}{\gamma_B} \sinh(\gamma_B \Delta z) \end{bmatrix}, \quad (7)$$

(7) 式中交流耦合系数 k 、直流自耦合系数 $\hat{\sigma}$, $\gamma_B = \sqrt{k^2 - \hat{\sigma}^2}$ 都是第 i 段“均匀”光栅的本地值, 把整个光栅 M 段矩阵连乘起来, 根据边界条件 $R_0(-L/2) = 1$, $S_0(-L/2) = 0$ 得^[13]:

$$\begin{bmatrix} R_M \\ S_M \end{bmatrix} = \mathbf{F}_M \cdot \mathbf{F}_{M-1} \cdot \cdots \cdot \mathbf{F}_i \cdot \cdots \cdot \mathbf{F}_1 \begin{bmatrix} R_0 \\ S_0 \end{bmatrix} = \mathbf{F} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

则光栅反射系数为 $\rho = S_M/R_M$ 。

在上述理论模型结果的基础上, 即可模拟出均匀 PCFG、啁啾 PCFG、包层模耦合、时延特性曲线以及各种切趾效果的谱图。

3 数值计算与结果讨论

3.1 光子晶体光纤布拉格反射谱特性仿真

使用多极法对如图 2 所示 3 包层正六边形结构光子晶体光纤进行了分析和计算, 光纤结构参数为: 节距 $A = 3 \mu\text{m}$, 间隙孔的直径 $d = 1.15 \mu\text{m}$, 占空比 d/A 为 0.38, 满足单模传输条件 $d/A < 0.4$ ^[14]。包层部分为 SiO_2 材料, 折射率为 $n_{\text{clad}} = 1.44402$, 纤芯掺锗, 折射率为 $n_{\text{core}} = 1.45128$, 芯径 $3 \mu\text{m}$ 。

利用多极法, 对上述结构的光子晶体光纤进行计算和模拟。选择波长变化范围 $1000 \sim 2000 \text{ nm}$,

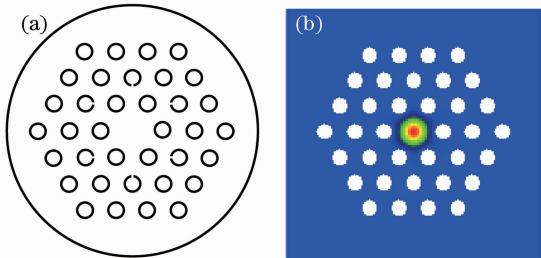


图 2 正六边形光子晶体光纤结构及光场分布。

(a) 光子晶体光纤结构; (b) 光场分布

Fig. 2 Configuration of hexagonal symmetry PCFG and the distribution of optics field. (a) cross section of PCFG; (b) distribution of optics field

得到不同波长下基模有效折射率, 结果如表 1 所示。

表 1 不同波长下的有效折射率

Table 1 Effective indexes of different wavelengths

λ	$\text{Re}\{n_{\text{eff}}\}$	$\text{Im}\{n_{\text{eff}}\}$
1.000	1.4387	7.5480×10^{-10}
1.005	1.4385	7.8762×10^{-10}
.....
1.495	1.4206	4.2102×10^{-8}
1.500	1.4204	4.3751×10^{-8}
.....
1.995	1.3993	1.4646×10^{-6}
2.000	1.3991	1.5125×10^{-6}

对以上数据进行 3 阶拟合, 得到有效折射率实部与波长表达式为

$$\text{Re}\{n_{\text{eff}}\} = -5.867 \times 10^{-3} \times \lambda^3 + 2.326 \times 10^{-2} \times \lambda^2 - 5.155 \times 10^{-2} \times \lambda + 1.473. \quad (9)$$

由表 1 数据可以看出, 基模的有效折射率实部随波长的增加而减小, 有效折射率随波长变化曲线如图 3 所示。

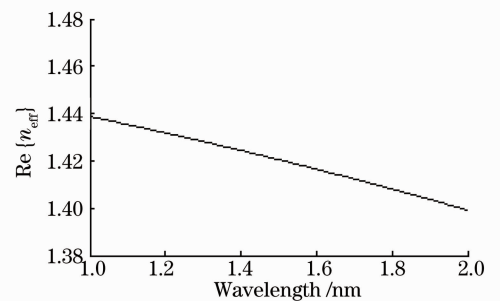


图 3 折射率随波长变化曲线

Fig. 3 Curve of refractive index versus wavelength

在上述结构光子晶体光纤中刻写光栅, 光栅参数为: 光栅长度 $L = 4 \text{ cm}$; 折射率调制深度 $\Delta n = 0.0001$; $\Lambda = 535 \text{ nm}$; 啁啾系数为 $C = 5 \times 10^{-9}$ 。利用传输矩阵法对上述光子晶体光纤光栅进行仿真, 由于光栅长度只有 4 cm , 故将光栅分为 50 段。仿真结果如图 4 所示。可以看出, PCFG 在 1548 nm 处出现了明显的反射带, 带宽约 1 nm , 此现象与参考文献^[15, 16]中的结

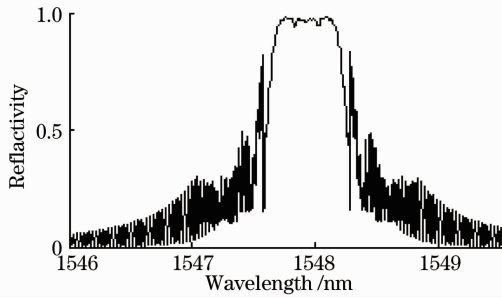


图 4 PCFG 传输谱

Fig. 4 Transmission spectrum of PCFG

论相符^[15,16]。

图 5 为普通单模光纤光栅与相同周期 PCFG 反射谱的比较,图中左侧为光子晶体光纤光栅,右侧为常规光纤 Bragg 光栅,可以看出,与相同参数的常规单模光纤布拉格光栅相比,PCFG 的谐振波长向短波长方向移动,由 1550 nm 处移动到 1548 nm 附近,左移了大约 2 nm,这是由于光子晶体光纤包层有效折射率小于常规光纤的包层折射率,因而造成谐振波长蓝移。

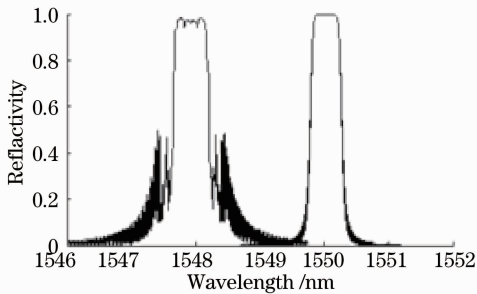


图 5 普通光纤光栅与 PCFG 的比较

Fig. 5 Comparison between conventional fiber grating and PCFG

另外,与常规光纤光栅相比,PCFG 在谐振峰两侧有较多的起伏振荡,这一方面是由于光栅两端折射率突变形成的法布里-珀罗(Fabry-Pérot)结构反射效应造成,另一方面是由于光子晶体光纤包层的特殊结构,更容易激发出包层高阶模的反向耦合,导致出现更多的反射峰旁瓣^[12]。实际应用当中,需采取切趾等手段来消除这些旁瓣。

3.2 啾啾 PCFG 的时延特性

根据耦合模理论,求出光栅的反射系数 ρ 后,光栅时延量 τ_ρ 为^[13]

$$\tau_\rho = \frac{d\theta_\rho}{d\omega} = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\theta_\rho}{d\lambda}, \quad (10)$$

式中 θ_ρ 的是反射系数 ρ 的相位。

图 6 和图 7 分别是光栅长度 $L=4$ cm 和 $L=10$ cm 时光栅的时延特性曲线。由图 6 可以看出,当

光栅长度较短时,啾啾光栅的时延特性并不理想,大约只有 300 ps 左右,但当加大光栅长度时,光栅的时延特性得到很大提高,图 7 中 $L=10$ cm,相同啾啾系数条件下,带内可获得大约 1200 ps 的时延。

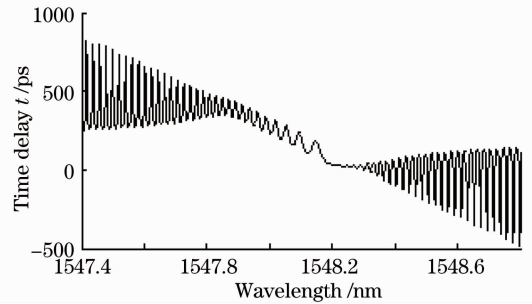
图 6 $L=4$ cm 时 PCFG 时延特性曲线

Fig. 6 Delay spectrum of 4 cm PCFG

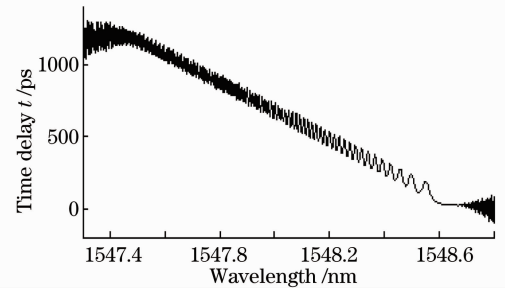
图 7 $L=10$ cm 时 PCFG 时延特性曲线

Fig. 7 Delay spectrum of 10 cm PCFG

由图 6 和图 7 还可以看出,时延特性曲线上有较强烈的起伏和振荡,在实际应用时将造成较大的传输噪声,必须通过切趾方法来消除。

3.3 切趾技术对 PCFG 特性的影响

从 PCFG 的反射谱和时延特性曲线上可以看出,反射谱和时延谱上都存在较多的起伏和振荡,对光栅进行切趾处理可以很好地减少这种振荡,改善光栅的传输谱性能。选择不同的切趾函数,对比高斯切趾、超高斯切趾、余弦切趾和抛物线切趾函数下的反射谱,如图 8 所示。

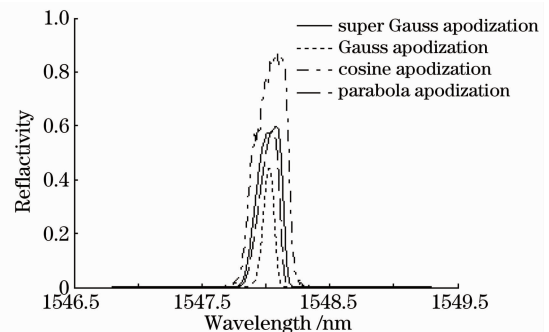


图 8 不同切趾方法的反射谱

Fig. 8 Reflective spectrum of different apodization PCFG

由图 8 可以看出,经过切趾后,反射谱上的振荡起伏大大减小,但反射强度相对切趾前有所降低。而且不同切趾策略对反射谱的影响是不一样的,余弦切趾下,光栅具有最大的反射强度和最宽的反射带宽,高斯切趾具有最小的反射强度和最窄的反射带宽,超高斯切趾和抛物线切趾介于二者之间。

对不同切趾函数下光栅的时延特性进行仿真,得到了同样光栅参数下不同切趾的时延特性曲线,图 9~图 12 分别是高斯切趾、超高斯切趾、余弦切趾和抛物线切趾下的时延特性曲线。

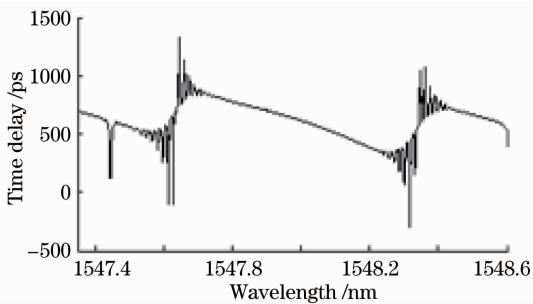


图 9 高斯切趾时延谱

Fig. 9 Delay spectrum of Gauss apodization PCFG

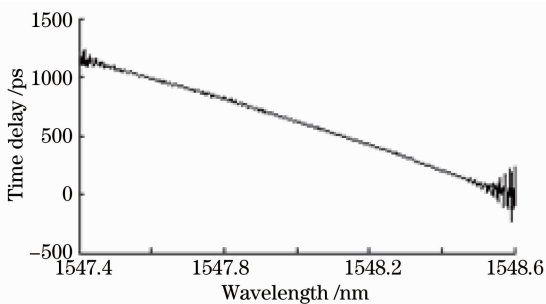


图 10 超高斯切趾时延谱

Fig. 10 Delay spectrum of super Gauss apodization PCFG

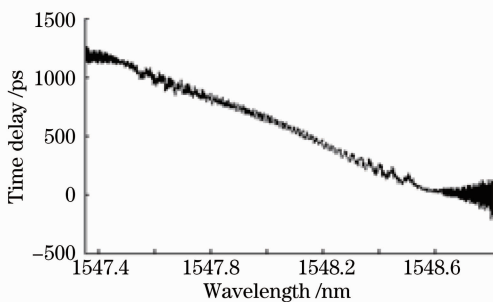


图 11 余弦切趾时延谱

Fig. 11 Delay spectrum of cosine apodization PCFG

由图 9~图 12 可以看出,经过切趾处理后光栅时延谱上的起伏振荡得到了很大改善,光栅时延线性大大提高,10 cm 长的 PCFG 可以提供大约 1200 ps 的带内线性时延。另外,还可以看出,超高斯切趾和抛物线切趾具有较好的切趾效果,可以得到很好的线

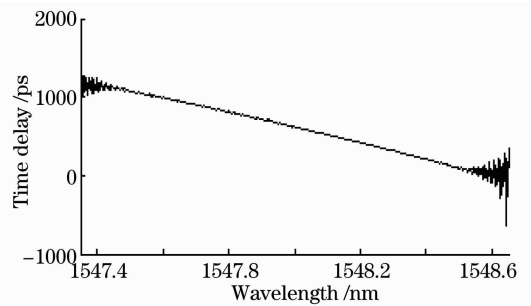


图 12 抛物线切趾时延谱

性时延谱,而余弦切趾的线性较差,高斯切趾的线性带宽较窄,只有 0.7 nm 左右。

4 结 论

本文对光子晶体光纤光栅的传输特性和时延特性进行了研究,利用 Matlab 工具对光子晶体光纤布拉格光栅的特性进行了计算和仿真,得到了 PCFG 的基模反射谱和时延谱,对比了常规单模光纤光栅与相同周期光子晶体光纤布拉格光栅之间的差异,分析了出现这种差异的原因。对光纤光栅的切趾特性进行了研究,比较了 4 种切趾函数对光栅反射谱和时延谱的影响,得出了最佳的切趾方案。最后,探讨了啁啾 PCFG 用作色散补偿器件的可能性,计算结果表明,10 cm 长 PCFG 可以提供大约 1200 ps 的带内线性时延,如增加光栅长度,将获得更大的时延量,这表明光子晶体光纤光栅可以作为色散补偿器件应用于光纤通信领域。

参 考 文 献

- 1 Yang Jian, Zhao Yong, Ni Xingjie. Development of novel fiber Bragg grating underwater acoustic sensor [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1475~1579
杨 剑, 赵 勇, 倪 行 浩. 新型光纤光栅水声传感器的研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9): 1475~1579
- 2 G. Breglio, A. Irace, A. Cusano *et al.*. Chirped-pulsed frequency modulation (C-PFM) for fiber Bragg grating sensors multiplexing[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2006, **12**(1): 71~86
- 3 Xu Lingling, Jin Long, Kai Guiyun *et al.*. Switchable dual-wavelength erbium-doped fiber laser with a tilted fiber Bragg grating[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(9): 1658~1622
徐玲玲, 金 龙, 开桂云 等. 利用倾斜光纤光栅的可开关双波长光纤激光器[J]. *光学学报*, 2007, **27**(9): 1658~1622
- 4 Hajime Sakata, Shunpei Suzuki, Hisashi Ito *et al.*. Long-period fiber-grating-based bandpass filter using self-aligned absorptive core mode blocker [J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2008, **14**(2): 93~96
- 5 Byoung-ho Lee, Sookyoung Roh, Junghyun Park. Current status of micro-and nano-structured optical fiber sensors[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2006, **34**(15): 209~221
- 6 J. M. Lázaro, B. T. Kuhlmeier, J. C. Knight *et al.*. Ultrasensitive UV-tunable grating in all-solid photonic bandgap

- fibers[J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(12): 2358~2361
- 7 A. Cusano, A. Iadicicco, D. Paladino *et al.*. Micro-structured fiber Bragg gratings. part II: towards advanced photonic devices [J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2007, **13**(4): 291~301
- 8 Yinian Zhu, Zonghu He, Henry Du. Detection of external refractive index change with high sensitivity using long-period gratings in photonic crystal fiber[J]. *Sensor. Actuat. B: Chem.*, 2008, **131**(1): 265~269
- 9 Kokou Dossou, Michael A. Byrne, Lindsay C. Botten. Finite element computation of grating scattering matrices and application to photonic crystal band calculations[J]. *J. Comput. Phys.*, 2006, **219**(1): 120~143
- 10 Yiping Wang, Hartmut Bartelt, Wolfgang Ecke *et al.*. Sensing properties of fiber Bragg gratings in small-core Ge-doped photonic crystal fibers[J]. *Opt. Commun.*, 2009, **282**(6): 1129~1134
- 11 Boris T. Kuhlmeier. Theoretical and numerical investigation of the physics of microstructured optical fibres [D]. Australia: University of Sydney, 2004. 41~49
- 12 Liu Rui, Qu Ronghui, Cai Haiwen *et al.*. Analysis of the transmission spectral characteristics of fiber Bragg grating in photonic crystal fibers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(7): 1007~1012
- 刘 锐, 瞿荣辉, 蔡海文等. 光子晶体光纤布拉格光栅传输谱特性的分析[J]. *光学学报*, 2006, **26**(7): 1007~1012
- 13 Fatemeh Abrishamian, Yusuke Nakai, Shinya Sato *et al.*. An efficient approach for calculating the reflection and transmission spectra of fiber Bragg gratings with acoustically induced microbending[J]. *Opt. Fiber Technol.*, 2007, **13**(1): 32~38
- 14 Lu Shaohua, Xu Ou, Dong Xiaowei *et al.*. Analysis for the reflective spectrum characteristics of chirped phase-shifted fiber gratings[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(4): 577~581
- 鲁韶华, 许 鸥, 董小伟等. 啁啾相移光纤光栅的反射谱特性[J]. *中国激光*, 2008, **35**(4): 577~581
- 15 Wang Zhi, Li Xinbei, Wang Jingjing. Properties of uniform fiber Bragg grating in high birefringent photonic crystal fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(9): 1325~1329
- 王 智, 李欣蓓, 王晶晶. 高双折射光子晶体光纤中均匀布拉格光栅的特性[J]. *光学学报*, 2006, **26**(9): 1325~1329
- 16 Liu Jianguo, Kai Guiyun, Xie Lifang *et al.*. The analysis of microstructure optical fiber Bragg grating resonant peaks[J]. *Laser & Infrared*, 2006, **36**(5): 369~373
- 刘建国, 开桂云, 薛力芳等. 微结构光纤光栅谐振峰分析[J]. *激光与红外*, 2006, **36**(5): 369~373