

doi: 10.3788/gzxb20124105.0516

# Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃光子晶体光纤的中红外色散特性

刘永兴, 张培晴, 许银生, 戴世勋, 王训四, 徐铁峰, 聂秋华

(宁波大学 信息科学与工程学院; 材料化学与工程学院; 红外材料与器件实验室, 浙江 宁波 315211)

**摘要:** 硫系玻璃与石英玻璃相比具有高折射率(2.0~3.5)、低声子能量( $<350\text{ cm}^{-1}$ )、优良的中远红外透过性能(可至  $25\text{ }\mu\text{m}$ )等特性. 本文制备了一种在中红外具有优良透过特性的无 As 环保型 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃材料, 以此为基质材料设计了一种三层空气孔结构光子晶体光纤, 利用多极法对光纤的中红外色散特性进行了数值模拟, 系统研究了结构参量孔径  $d$ 、孔间距  $\Lambda$  以及  $d/\Lambda$  对其色散特性的影响. 分析表明: 通过改变包层空气孔直径  $d$  或空气孔间距  $\Lambda$ , 可灵活的调节光子晶体光纤的零色散波长向短波或长波方向移动. 通过优化结构参量发现, 当  $\Lambda=3\text{ }\mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda=0.35$  附近变化时, 可获得  $3\sim 5\text{ }\mu\text{m}$  色散平坦, 且色散值小于  $5\text{ ps}\cdot\text{nm}^{-1}\cdot\text{km}^{-1}$  的光子晶体光纤.

**关键词:** 光子晶体光纤; 硫系玻璃; 中红外色散; 多极法

**中图分类号:** TN253

**文献标识码:** A

**文章编号:** 1004-4213(2012)05-0516-6

## 0 引言

光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)是一种基于光子晶体<sup>[1-2]</sup>技术发展起来的新一代传输光纤. 其独特的结构和传导模式使其具有传统光纤无法比拟的优异特性, 如无截止单模传输、低传输损耗、可控模场面积、可控色散及高双折射等特性<sup>[3-6]</sup>, 被广泛应用于光通信、光纤激光器、光纤放大器、孤子传输、超连续光谱产生和光纤传感器等领域<sup>[7-11]</sup>.

传统石英基质的光子晶体光纤工作波长往往受石英材料红外截止边的限制, 最长的工作波长位于  $2\text{ }\mu\text{m}$ , 限制其中红外波段的应用. 硫系玻璃具有高折射率(2.0~3.5)、低声子能量( $<350\text{ cm}^{-1}$ )、优良的中远红外透过性能(可达  $25\text{ }\mu\text{m}$ )、较宽的组分可调范围等独特特性. 近年来, 硫系玻璃光子晶体光纤作为一种新型中红外光子晶体光纤备受关注<sup>[12]</sup>. 国内外许多著名光电子研究机构纷纷开展了硫系玻璃光子晶体光纤研究工作, 在硫系光子晶体光纤制备<sup>[13]</sup>、传输特性和结构设计<sup>[14]</sup>、色散特性<sup>[15-16]</sup>、高非线性特性<sup>[17-20]</sup>、以及在超连续谱产生、传感与检测领域<sup>[21]</sup>等领域取得了重要的进展.

硫系光子晶体光纤的色散特性对光纤传输, 非线性应用等具有重要的影响, 成为众多研究方向中的热点之一. 研究发现可以通过调节光子晶体光纤的结构参量实现光纤在近红外波段的色散调控<sup>[15-17]</sup>. 以开展的研究多集中在 As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> 玻璃基质材料中, 但对于无 As 环保型的 Se 基硫系玻璃光子晶体光纤中红外色散特性的研究只有零星报道, 且少有对色散平坦性的关注. 本文通过熔融淬冷法制备了一种无 As 环保型 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃<sup>[19]</sup>, 并以此为基质设计了一种折射率引导型光子晶体光纤, 利用多极法系统研究了光纤色散与结构参量的关系, 通过优化结构参量, 获得了在大气第二窗口  $3\sim 5\text{ }\mu\text{m}$  附近具有可调色散零点且色散平坦的光子晶体光纤结构.

## 1 理论分析

色散是衡量光纤性能的一个重要参量, 对于信号传输、超连续谱发生<sup>[20]</sup>、谐波的产生和孤子传输等有重要影响. 光纤通信中, 色散是影响光纤传输距离和传输性能的关键性因素. 特别是在码速较高的数字信号传输中, 色散会引起码间干扰, 大大降低传输信号的带宽能力, 限制了信息传输容量. 因此在光

**基金项目:** 国家重点基础研究发展计划项目子课题(No. 2012CB722703)、国家自然科学基金(No. 61177087, No. 61107047)、教育部新世纪优秀人才项目(No. NCET-10-0976)、浙江省自然科学基金(No. Q12E020013, No. Q12F050015)、浙江省杰出青年基金项目(No. R1101263)、浙江省教育厅科技项目(No. y201017523)、宁波市新型光电功能材料及器件创新团队项目(No. 2009B21007)、宁波市自然科学基金(No. 2011A610189)和宁波大学王宽诚幸福基金资助

**第一作者:** 刘永兴(1987-), 男, 硕士研究生. 主要研究方向为硫系玻璃光子晶体光纤. Email: liuyongxing@mail.nbu.edu.cn

**责任作者/导师(通讯作者):** 戴世勋(1974-), 男, 研究员, 博导, 主要研究方向为红外硫系玻璃材料、特种玻璃光纤.

Email: daishixun@nbu.edu.cn

**收稿日期:** 2011-11-15; **修回日期:** 2012-01-13

纤的应用中,必须控制其色散或进行色散补偿.与传统光纤通常呈现出正常色散不同,光子晶体光纤可以通过合理调节其结构,出现零色散甚至负色散.通过调节光子晶体光纤的空气孔占空比  $d/\Lambda$ ,还可以灵活改变零色散点的位置<sup>[18]</sup>.光子晶体光纤的奇异色散特性,使其在色散管理方面具有独特的优势.

光纤的色散通常由三部分组成:材料色散 ( $D_m$ )、波导色散 ( $D_w$ )和模式色散 ( $D_p$ ),即总色散  $D=D_m+D_w+D_p$ .模式色散仅存在于多模光纤中,本文设计的光纤为折射率引导型光子晶体光纤,基本结构如图 1(a),为三层三角排列空气孔结构.文中使用的各参量,经理论模拟验证在 3~5  $\mu\text{m}$  各参波段均具有单模传输特性,故不考虑其模式色散,因而其总色散性,  $D=D_m+D_w$ .图 1(b)为当  $d=0.8\ \mu\text{m}$ ,  $\Lambda=1.5\ \mu\text{m}$ ,  $\lambda=1.0\ \mu\text{m}$  时,其单模模场分布.

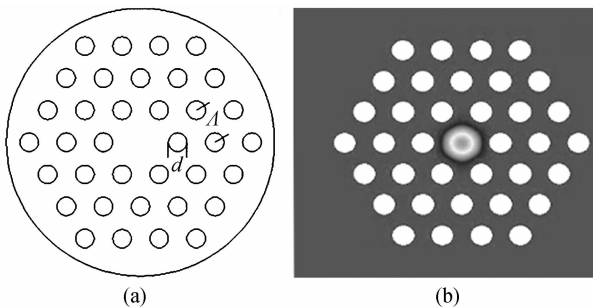


图 1 (a)折射率引导型 PCF 结构,(b)基模传输模式模场分布图

Fig. 1 (a) Structure schematic diagram of refractive index guide PCF, (b) Foundation mode field distribution

光纤的材料色散由基质材料决定,本文以自制的 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃为基质材料,其材料色散关系可由 Sellmeier 公式<sup>[21]</sup>表达为

$$n^2 = A + \frac{B_1\lambda^2}{\lambda^2 - C_1} + \frac{B_2\lambda^2}{\lambda^2 - C_2} + \frac{B_3\lambda^2}{\lambda^2 - C_3} \quad (1)$$

式中  $n$  为材料折射率,  $\lambda$  为波长,系数  $A$ 、 $B_1$ 、 $B_2$ 、 $B_3$ 、 $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$  由实验数据拟合得到.通过测量,得到 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃材料在 2~6  $\mu\text{m}$  的折射率,如表 1 所示,并拟合获得了公式 1 中的各系数如表 2 所示.图 2 和图 3 分别为根据 Sellmeier 公式获得的材料折射率随波长变化曲线以及材料的色散曲线.

表 1 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 玻璃折射率实验数据

Table 1 Refractive index of Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> glass

$\lambda/\mu\text{m}$	2	3	4	5	6
$n$	2.526 7	2.514 8	2.51	2.507 1	2.504 7

表 2 Sellmeier 公式拟合系数

Table 2 Coefficient of Sellmeier formula

$A$	$B_1$	$B_2$	$B_3$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
3.866 7 0	136 6 2	272 7 0	0.013 8 0	0.042 0 0	189 8 68	830 3

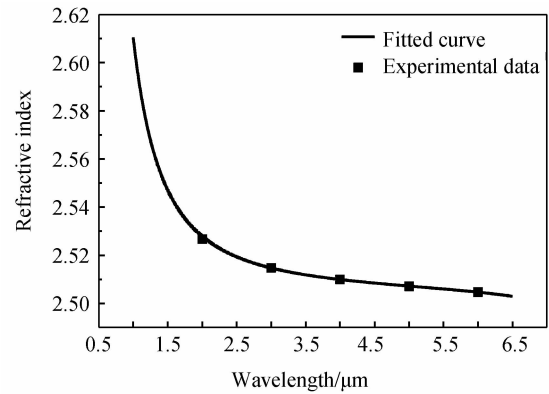


图 2 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 玻璃在不同波长下的折射率曲线  
Fig. 2 Refractive index curve of Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> glass

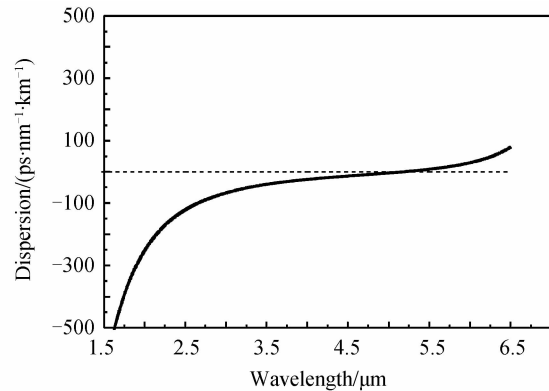


图 3 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 玻璃的材料色散曲线

Fig. 3 Material dispersion of Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> glass

由图 3 所示的材料色散曲线可知,在波长  $\lambda < 5.16\ \mu\text{m}$  时材料呈现正常色散,当波长  $\lambda > 5.16\ \mu\text{m}$  时材料为反常色散,且在 3~6  $\mu\text{m}$  区域中材料的色散的绝对值都相对较小.材料色散  $D_m$  由材料本身决定,而波导色散  $D_w$  可通过光纤结构参量调节,从而实现光纤的色散补偿和色散设计.波导色散可以通过许多分析方法计算,如有效折射率法<sup>[22]</sup>、平面波展开法<sup>[4]</sup>、时域有限差分法 (Finite Different Time Domain, FDTD)<sup>[23]</sup> 以及有限元法 (Finite Element Method, FEM)<sup>[24]</sup> 等.

本文采用多极法分析硫系玻璃光子晶体光纤的色散特性.多极法是一种对光子晶体光纤色散特性进行数值模拟的有效而快捷的方法,最早由 White 和 Kuhney 等人提出<sup>[25-26]</sup>,可以获得高准确度的模式有效折射率和损耗.多极法与其他展开法类似,只是使用了更多的展开项,每一项基于结构中的一个空气孔,将每个元素扩展起来的得到各种模式,从而具有较高的准确度和较快的收敛速度.利用多级法可以将模场展开为柱函数,在第一个空气孔的内部,纵向电场可以展开为

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} a_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^l r_l) \exp(im\varphi_l) \exp(i\beta_z z) \quad (2)$$

在空气孔周围临近的介质中,其纵向电场可展

开为式(3)的形式

$$E_z = \sum_{m=-\infty}^{\infty} [b_m^{(l)} J_m(k_{\perp}^e r_l) + c_m^{(l)} H_m(k_{\perp}^e r_l)] \cdot \exp(im\varphi_l) \exp(i\beta z) \quad (3)$$

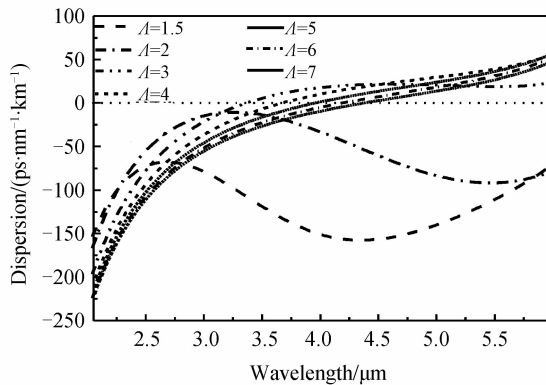
其中  $k_{\perp}^i = (k_0^2 n_i^2 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $k_{\perp}^e = (k_0^2 n_e^2 - \beta^2)^{1/2}$ ,  $n_i$  为孔的折射率,  $n_e$  为基质材料的折射率,  $k_0 = 2\pi/\lambda$  为自由空间波数. 用类似的方程可以求出磁场强度  $H_z$  的表达式. 在空气孔的界面上利用电磁场的边界条件, 可以得到关于展开系数  $a_m$ 、 $b_m$ 、 $c_m$  的具体表达式. 通过  $\beta = n_{\text{eff}} k_0$  便可求得模式的有效折射率  $n_{\text{eff}}$ , 再通过公式(4)获得光纤的色散曲线

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

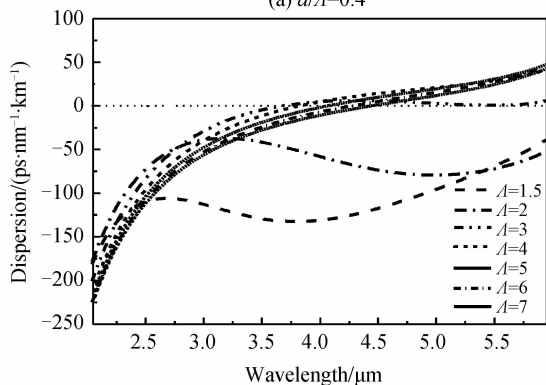
## 2 数值模拟和结果分析

### 2.1 孔间距变化对中红外波段色散的影响

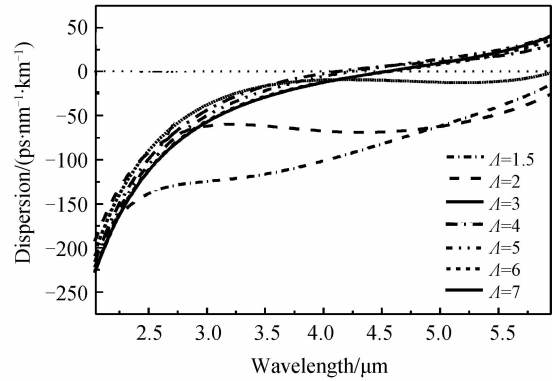
令光子晶体光纤相对孔径  $d/\Lambda$  不变, 即保持空气孔直径和孔间距等比例变化来分析结构比例对色散特性的影响. 结合文献[27]所报道, 当  $d/\Lambda < 0.42$  可实现无截止单模传输. 所以首先研究了  $d/\Lambda = 0.4$  时, 色散随孔间距  $\Lambda$  的变化规律. 如图 4(a) 为  $\Lambda$  从  $1.5 \mu\text{m}$  增大到  $7 \mu\text{m}$  时,  $\text{Ge}_{20}\text{Sb}_{15}\text{Se}_{65}$  硫系玻璃光子晶体光纤的色散曲线. 虽然各种结构下光纤的  $d/\Lambda$  是相等的, 但是色散特性却随着间距  $\Lambda$  的不同有很大的区别. 在  $\lambda < 3.3 \mu\text{m}$  时, 光纤的色散为负值, 而当  $\lambda > 3.3 \mu\text{m}$  时, 光纤的色散特性既可以表现为正



(a)  $d/\Lambda=0.4$



(b)  $d/\Lambda=0.35$



(c)  $d/\Lambda=0.3$

图 4  $d/\Lambda$  不同,  $\Lambda$  变化时, 总色散  $D$  随  $\lambda$  的变化

Fig. 4 With different  $d/\Lambda$ , control  $\Lambda$ , dispersion change with wavelength

常色散也可以表现为反常色散. 在小空气孔间距  $\Lambda$  的情况下, 如图 4(a) 中  $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$  和  $\Lambda = 2.0 \mu\text{m}$ , 光子晶体光纤的色散在整个波长范围为负值, 即在整个波长范围表现为正常色散. 当增大  $\Lambda$  值, 色散在长波长范围内由负色散转为正色散, 而且零色散波长随着  $\Lambda$  的增加逐渐向长波长方向移动. 当  $\Lambda > 6 \mu\text{m}$ , 总色散与硫系玻璃材料的色散趋于一致. 进一步研究在  $d/\Lambda = 0.35$  和  $d/\Lambda = 0.3$  时色散随孔间距的变化规律, 如图 4(b) 和 (c) 所示. 在不同的结构比例的硫系光子晶体光纤中, 零色散点的位置总是随着孔间距的增大向着长波长方向移动的. 进一步分析发现, 在  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$  时, 三种空气孔占空比的光纤在  $3.5 \sim 5 \mu\text{m}$  的区域里都存在着一个很宽的色散平坦区域, 当  $d/\Lambda = 0.4$  时, 总色散在此范围内为正值且小于  $25 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 当  $d/\Lambda = 0.3$  时, 总色散在此区域变为负值, 当  $d/\Lambda = 0.35$  时, 在此区域内总色散低于  $5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ .

### 2.2 不同空气填充比 $d/\Lambda$ 对中红外波段色散的影响

图 4(a)~(c) 分别研究了不同空气填充比 ( $d/\Lambda$ ) 下的色散曲线, 同时也显示了不同空气占空比对光纤的色散特性具有重要的影响. 下面详细讨论光纤色散特性随  $d/\Lambda$  的变化规律, 固定空气孔间距  $\Lambda = 2.3 \mu\text{m}$ , 在不同的  $d/\Lambda$  条件下获得了光子晶体光纤的总色散曲线, 如图 5(a) 所示. 当  $d/\Lambda < 0.3$  时, 在波长低于  $5 \mu\text{m}$  的区域内不存在零色散点. 随着  $d/\Lambda$  值的不断增加, 光子晶体光纤的零色散点逐渐向短波长方向移动. 研究发现在  $d/\Lambda = 0.4$  附近, 光子晶体光纤同时存在两个色散零点, 第一零色散波长  $\lambda = 3.27 \mu\text{m}$  附近, 第二零色散波长在  $\lambda = 4.01 \mu\text{m}$  附近, 在之间宽度为  $730 \text{ nm}$  的波长范围内其总色散值低于小于  $5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ . 与传统的石英色散平坦型光纤 G. 653 的两个零色散波长间的距离约  $300 \text{ nm}$  高出了一倍多.

将空气孔间距  $\Lambda$  增大到  $3.5 \mu\text{m}$ , 图 5(b) 所示的色散曲线显示此时光子晶体光纤在  $3 \sim 5 \mu\text{m}$  的范围内只存在一个零色散波长. 对比图 5(a) 和 (b) 可以发现, 在相同的孔间距  $\Lambda$  条件下, 色散零点随着  $d/\Lambda$  的增加总是向短波方向移动, 而光纤的总色散值则随着  $d/\Lambda$  的增加而逐渐增加. 并且当  $d/\Lambda$  的值处于 0.3 附近时, 在  $3 \sim 5 \mu\text{m}$  的范围内, 光纤色散绝对值都小于  $50 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ , 色散曲线比较平坦. 尤其当波长在  $3.9 \sim 5 \mu\text{m}$  范围时, Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 玻璃光子晶体光纤在宽度  $100 \text{ nm}$  范围内的总色散值均低于  $5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ .

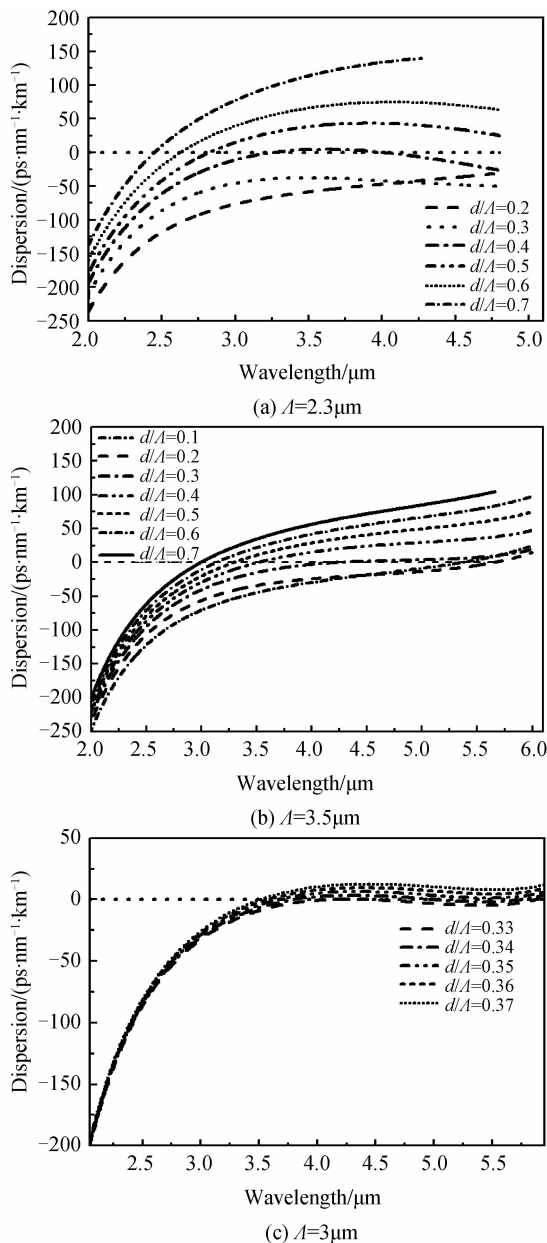


图 5 不同  $\Lambda$  值,  $d/\Lambda$  变化时, 总色散  $D$  随  $\lambda$  的变化  
Fig. 5 With different  $\Lambda$ , control  $d/\Lambda$ , dispersion change with wavelength

进一步优化光纤的结构参量, 可以发现当  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda$  值在 0.33 到 0.37 之间都可以实现宽波

段色散平坦, 且当  $d/\Lambda = 0.35$  时, Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 玻璃光子晶体光纤在  $3.5 \sim 5 \mu\text{m}$  之间的总色散小于  $5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$  (见图 5(c)), 此色散平坦光纤结构可在中红外波分复用系统中发挥重要的应用.

### 3 结论

本文采用多极法对三层空气孔折射率引导型 Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> 硫系玻璃光子晶体光纤的色散特性进行了数值模拟研究. 研究发现通过改变包层空气孔直径  $d$  或空气孔间距  $\Lambda$ , 可灵活的调节零色散波长向长波或短波方向移动. 经过优化光纤结构参量, 得到当  $\Lambda = 3 \mu\text{m}$ ,  $d/\Lambda = 0.35$ , 此光子晶体光纤在  $3 \sim 5 \mu\text{m}$  都能实现色散平坦, 且色散值小于  $5 \text{ ps} \cdot \text{nm}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ . 本文的研究为设计具有适当色散特性的无 As 环保型硫系红外光子晶体光纤提供了理论计算依据.

#### 参考文献

- [1] JOHN S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58** (23): 2486-2489.
- [2] YABLONOVITCH E. Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics[J]. *Physical Review Letters*, 1987, **58**(20): 2059-2062.
- [3] GUO Xia-rui, YANG De-xing, ZHAO Jian-lin, et al. Experimental investigation on the bending loss properties of photonic crystal fibers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36** (10): 1817-1820.  
郭夏锐, 杨德兴, 赵建林, 等. 光子晶体光纤弯曲损耗特性研究[J]. *光子学报* 2007, **36**(10): 1817-1820.
- [4] KNIGHT J, BIRKS T, RUSSELL P S J, et al. Properties of photonic crystal fiber and the effective index model[J]. *JOSA A*, 1998, **15**(3): 748-752.
- [5] WU Wei-qing, CHEN Xiong-wei, ZHOU Hui, et al. Investigation of the ultraflattened dispersion in photonic crystal fibers with hybrid cores[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2006, **35** (1): 109-113.  
吴维庆, 陈雄文, 周辉, 等. 光子晶体光纤弯曲损耗特性研究[J]. *光子学报* 2006, **35**(1): 109-113.
- [6] WANG Wei, HOU Lan-tian. Present situation and future development in photonic crystal fibers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2008, **45**(2): 43-48.  
王伟, 侯蓝田. 光子晶体光纤的现状和发展[J]. *激光与光电子学进展*, 2008, **45**(2): 43-48.
- [7] ANDRIESH A, IOVU M. Diffraction and luminescent structures based on chalcogenide glasses and polymers[J]. *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, 2009, **246**(8): 1862-1865.
- [8] LAI Yao-bing. Numerical study on femtosecond laser pulse in photonic crystal fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37** (8): 1576-1579.  
来耀兵, 光子晶体光纤中飞秒激光脉冲传输研究[J]. *光子学报*, 2008, **37**(8): 1576-1579.
- [9] NIELSEN M, JACOBSEN C, MORTENSEN N, et al. Low-loss photonic crystal fibers for transmission systems and their dispersion properties[J]. *Optics Express*, 2004, **12**(7): 1372-1376.
- [10] SONG You-jian, HU Ming-lie, XIE Chen, et al. Approaching 100 nJ pulse energy output from a mode-locked

- photonic crystal fiber laser[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(10): 7105-7110.
- 宋有建, 胡明列, 谢辰, 等. 输出近百纳焦耳脉冲能量的光子晶体光纤锁模激光器[J]. *物理学报*, 2010, **59**(10): 7105-7110.
- [11] VARSHNEY S, FUJISAWA T, SAITOH K, *et al.* Novel design of inherently gain-flattened discrete highly nonlinear photonic crystal fiber Raman amplifier and dispersion compensation using a single pump in C-band [J]. *Optics Express*, 2005, **13**(23): 9516-9526.
- [12] DAI Shi-xun, YU Xing-yan, ZHANG Wei, *et al.* Research progress of chalcogenide glass photonic crystal fibers [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2011, **48**(9): 1-10.
- 戴世勋, 於幸燕, 张巍, 等. 硫系玻璃光子晶体光纤研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2011, **48**(9): 1-10.
- [13] BRILLAND L, SMEKTALA F, RENVERSEZ G, *et al.* Fabrication of complex structures of holey fibers in chalcogenide glass[J]. *Optics Express*, 2006, **14**(3): 1280-1285.
- [14] WEIBLEN R J, DOCHERTY A, HU J, *et al.* Calculation of the expected bandwidth for a mid-infrared supercontinuum source based on As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide photonic crystal fibers [J]. *Optics Express*, 2010, **18**(26): 666-674.
- [15] GUO Shu-qin, LIU Yin-ping, ZHU Guang-xin. Photonic crystal fiber with snowflake shape crystal core[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(7): 1207-1210.
- 郭淑琴, 刘印平, 朱广信. 雪花形晶芯光子晶体光纤[J]. *光子学报* 2007, **36**(7): 1207-1210.
- [16] DABAS B. Zero dispersion demonstration for halcogenide glasses (As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> and As<sub>2</sub>S<sub>3</sub>) photonic crystal fiber: Analysis and evolution[C]. 2009 Conference on Lasers and Electro-Optics and 2009 Conference on Quantum Electronics and Laser Science Conference, 2009, pp. 504-507.
- [17] DABAS B. Dispersion characteristic of hexagonal and square lattice chalcogenide As<sub>2</sub>Se<sub>3</sub> glass photonic crystal fiber[J]. *Optics Communications*, 2010, **283**(7): 1331-1337.
- [18] WANG Xiao-yan, LI Shu-guang, LIU Shuo, *et al.* Midinfrared As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> chalcogenide glass broadband normal dispersion photonic crystal fiber with high birefringence and high nonlinearity[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, **60**(6): 367-372.
- 王晓琰, 李曙光, 刘硕, 等. 中红外高双折射高非线性宽带正常色散 As<sub>2</sub>S<sub>3</sub> 光子晶体光纤[J]. *物理学报*, 2011, **60**(6): 367-372.
- [19] CAO Ying, NIE Qiu-hua, XU Tie-feng, *et al.* Optical properties and structure of Ge<sub>28</sub>Sb<sub>6</sub>S<sub>(66-x)</sub>Se<sub>x</sub> glasses[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **37**(7): 1153-1157.
- 曹莹, 聂秋华, 徐铁峰, 等. Ge<sub>28</sub>Sb<sub>6</sub>S<sub>(66-x)</sub>Se<sub>x</sub> 玻璃系统光学特性与结构[J]. *光子学报*, 2010, **37**(7): 1153-1157.
- [20] FANG Liang, ZHAO Jian-lin, GAN Xue-tao, *et al.* Generation and control of supercontinuum in photonic crystal fibers with two-zero dispersion wavelengths [J] *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(11): 1921-1927.
- 方亮, 赵建林, 甘雪涛, 等. 双零色散光子晶体光纤中超连续谱的产生及控制[J]. *光子学报*, 2010, **39**(11): 1921-1927.
- [21] BUREAU B, MAURUGEON S, CHARPENTIER F, *et al.* Chalcogenide glass fibers for infrared sensing and space optics [J]. *Fiber and Integrated Optics*, 2009, **28**(1): 65-80.
- [22] TATIAN B. Fitting refractive-index data with the Sellmeier dispersion formula [J]. *Applied Optics*, 1984, **23**(24): 4477-4485.
- [23] MONRO T M, RICHARDSON D, BRODERICK N, *et al.* Holey optical fibers: An efficient modal model[J]. *Journal of Adhesion Science and Technology*, 1999, **17**(6): 1093-1102.
- [24] BRECHET F, MARCOU J, PAGNOUX D, *et al.* Complete analysis of the characteristics of propagation into photonic crystal fibers, by the finite element method [J]. *Optical Fiber Technology*, 2000, **6**(2): 181-191.
- [25] KUHLMEY B T, WHITE T P, RENVERSEZ G, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. II. Implementation and results[J]. *JOSA B*, 2002, **19**(10): 2331-2340.
- [26] WHITE T, KUHLMEY B, MCPHEDRAN R, *et al.* Multipole method for microstructured optical fibers. I. Formulation[J]. *JOSA B*, 2002, **19**(10): 2322-2330.
- [27] LE PERSON J, SMEKTALA F, CHARTIER T, *et al.* Light guidance in new chalcogenide holey fibres from GeGaSbS glass[J]. *Materials Research Bulletin*, 2006, **41**(7): 1303-1309.

## Dispersion Properties of Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> Chalcogenide Glass Photonic Crystal Fiber for Mid-IR Region

LIU Yong-xing, ZHANG Pei-qing, XU Yin-sheng, DAI Shi-xun,  
WANG Xun-si, XU Tie-feng, Nie Qiu-hua

(College of Information Science and Engineering; School of Materials Science and Chemical Engineering;  
Laboratory of Infrared Materials and Devices, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China)

**Abstract:** Compared with silica glass, chalcogenide glass possesses some unique advantages, such as high refractive index (2.0~3.5), low phonon energy (lower than 350 cm<sup>-1</sup>), and large infrared transmission window (up to 25 μm). In this paper, a kind of environmental protected Ge<sub>20</sub>Sb<sub>15</sub>Se<sub>65</sub> chalcogenide glass was prepared, which showed good transmission in IR range. Based on this glass, a photonic crystal fiber with three rings air holes was designed. Multi-pole method was employed to study the dispersion properties of the designed photonic crystal fiber. The relationship between fiber structure parameters (the air diameter  $d$ , period  $\Lambda$  and the ratio  $d/\Lambda$ ) and dispersion properties was presented. The simulation results showed that the zero dispersion point of photonic crystal fiber can be flexibility tuned to short or long wavelength region by control the fiber structure parameters. Finally, by optimizing the sturcure parameters, the dispersion flat photonic crystal fiber through of 3~5 μm was obtained, with the dispersion value less than 5 ps · nm<sup>-1</sup> · km<sup>-1</sup>.

**Key words:** Photonic crystal fiber; Chalcogenide glass; Middle infrared dispersion characteristic; Multi-pole method