

一种适合低阈值中红外超连续谱产生的 新型微结构光纤

谢 栋 文建国 赵楚军 夏兰叶

(湖南大学计算机与通信学院, 湖南 长沙 410082)

摘要 提出并设计了一种适合低阈值中红外超连续谱产生的新型微结构光纤。采用多极法对光纤的传输常数和模场分布进行计算。计算结果表明, 光纤在中红外波段具有极高的非线性系数、平坦的色散曲线、极低的模式限制损耗以及良好的单模传输特性, 在 $2.2 \mu\text{m}$ 和 $3.32 \mu\text{m}$ 处分别有一个零色散点。采用分步傅里叶的数值模拟方法, 研究了光纤中超连续谱的产生。通过合理调节抽运脉冲的波长、脉宽和峰值功率, 发现在 $2.5 \mu\text{m}$ 处抽运脉宽为 100 fs , 峰值功率为 100 W 的脉冲, 通过 0.1 m 长的光纤后, 能产生 $1.5 \sim 5.5 \mu\text{m}$ 波段的中红外超连续谱, 而单个抽运脉冲能量只有 10 pJ 。孤子自频移和色散波放大是光纤中超连续谱产生的主要原因。

关键词 光纤光学; 中红外超连续谱; 微结构光纤; 光纤设计; 硫化物玻璃

中图分类号 O472

文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP48.020601

Microstructured Fiber for Low-Threshold Mid-IR Supercontinuum Generation

Xie Dong Wen Jianguo Zhao Chujun Xia Lanye

(School of Computer and Communication Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract A new microstructured fiber for low-threshold mid-infrared (mid-IR) supercontinuum generation is proposed and designed. The transmission parameters and mode field intensity are calculated by multipole method. The results show the fiber has high nonlinear coefficient, widely flattened chromatic dispersion, low confinement loss together with a single mode operation in the mid-IR range. It has two zero-dispersion wavelengths (ZDWs) at $2.2 \mu\text{m}$ and $3.32 \mu\text{m}$. The supercontinuum generation in fiber is studied by a split-step Fourier numerical stimulation method. We find the pulse with pump pulse width of 100 fs and peak power of 100 W , can generate the mid-IR supercontinuum spectrum covering $1.5 \sim 5.5 \mu\text{m}$, but the energy of pump single pulse is only 10 pJ . Soliton self-frequency shift and dispersion wave amplification are the major reasons for supercontinuum generation in fiber.

Key words fiber optics; mid-IR supercontinuum; microstructured optical fiber; fiber design; chalcogenide glass

OCIS codes 060.2280; 060.4005; 060.2310

1 引 言

中红外超连续光源在光学频率测量、高分辨率光谱检测、天文学、光学层析成像以及红外成像等方面有着重要的应用。到目前为止, 以二氧化硅为材料的光子晶体光纤 (PCF)^[1] 和锥形光纤^[2] 在可见光到近红外波段超连续谱的产生中占主导地位, 然而, 二氧化硅在 $2 \mu\text{m}$ 外开始有很大的损耗, 所以有必要考虑用复合物玻璃来产生中红外波段的超连续谱。

与普通二氧化硅玻璃相比, 复合物玻璃在中红外波段不仅具有很高的透光性, 还具有极高的非线性系数, 有利于加速频谱的展宽。最近, 一种在 1550 nm 拥有可调的负群速度色散, 非线性系数达 $13000 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ 的混合复合物微结构光纤被报道, 此光纤在 1850 nm 处抽运能产生 $0.8 \sim 2.4 \mu\text{m}$ 的超连续谱^[3]。然而, 与二氧化硅玻璃相比, 复合物玻璃的零色散点一般都在更长的波段, 这就需要在更长的波段抽运, 让人感兴趣的是, 采用微结构能把光纤的零色散点移到近红外波段 ($1.0 \sim 2.5 \mu\text{m}$), 以使用激光二极管抽运的全固态激光

收稿日期: 2010-08-28; 收到修改稿日期: 2010-10-20

基金项目: 湖南省自然科学基金重点项目 (10JJ2047) 资助课题。

作者简介: 谢 栋 (1985—), 男, 硕士研究生, 主要从事光通信方面的研究。E-mail: xiedong@hnu.edu.cn

导师简介: 文建国 (1954—), 男, 博士, 教授, 主要从事光信息处理方面的研究。E-mail: jgwen911@126.com

器来作为输入脉冲。采用掺铒光纤放大器在 1550 nm 处抽运是一个不错的选择, Xia 等^[4]在 ZBLAN 光纤中得到了 0.8~4.5 μm 的超连续谱; 2.0~2.25 μm 的抽运源也可以通过商用的光学参量振荡器和光学参量放大系统得到^[5], 目前, 通过调节 OPA-800C 最多能达到 2.5 μm ^[6], Shaw 等^[7]在 2.5 μm 处抽运 100 fs, 每脉冲 100 pJ 的种子脉冲, 通过 1 m 的 As_2Se_3 硫化物单层空气孔光子晶体光纤, 得到了 2.1~3.2 μm 的中红外超连续谱。

本文提出并设计了一种适合于中红外超连续谱产生的新型的双包层复合物微结构光纤, 首先给出光纤的微结构以及组成材料, 然后采用多级法对光纤中的模场分布和基模的色散特性进行分析, 得出光纤的色散和非线性特性, 并从非线性薛定谔方程出发, 数值模拟并分析光纤中中红外超连续谱的产生及其过程。

2 理论模型

2.1 光纤特性分析

为了计算圆孔包层微结构光纤的传输特性, 本文采用多极法^[8]计算光纤的模场分布和所需波段内基模 LP_{01} (HE_{11}) 的传输常数 β 与波长 λ 的关系。光纤的色散参量 D 可以通过有效折射率的实部 $\mathcal{R}(n_{\text{eff}})$ 来确定^[8]

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{\partial^2 \mathcal{R}(n_{\text{eff}})}{\partial \lambda^2}, \quad (1)$$

式中 $n_{\text{eff}} = \beta/k_0$, k_0 为真空波数。微结构光纤最显著的特征就是能够通过改变包层的结构和材料来极大地改变光纤的波导色散。波导色散能够理解为, 在短波长波段, 微结构尺寸小于波长或与波长相当, 光能够辨别光纤的结构, 从而集中在光纤的高折射率区域传输; 当波长变长时, 微结构尺寸开始小于波长, 微结构开始趋近于均匀介质, 束缚在微结构中的能量就会减少, 而光纤中的微结构在横向上的延伸是一个有限的范围, 会产生模式限制损耗, 这时的导波模式被称为漏模。对于漏模, 传输常数 β 是一个复数, 可以通过有效折射率的虚部得到光纤的模式限制损耗^[8]

$$L = \frac{20}{\ln 10} \frac{2\pi}{\lambda} \mathcal{I}(n_{\text{eff}}) \times 10^6. \quad (2)$$

为了最大限度地展宽超连续谱的带宽, 有必要考虑所设计的光纤在感兴趣的波段内是否为单模传输。高阶模的存在会导致有效模面积的增加, 从而降低非线性效应, 不利于超连续谱的展宽。在微结构光纤中, 高阶模的截止波长与有效包层折射率 n_{FSM} (去掉纤芯后包层的有效折射率) 有关^[9],

$$V_{\text{eff}} = \frac{2\pi}{\lambda} a_{\text{eff}} (n_{\text{co}}^2 - n_{\text{FSM}}^2)^{1/2}, \quad (3)$$

式中归一化频率 V_{eff} 决定微结构光纤中能容纳的模式数量, n_{co} 为纤芯折射率, a_{eff} 为有效纤芯半径, 本文计算时取 $a_{\text{eff}} = \Lambda/\sqrt{3}$ ^[10]。当归一化频率 V_{eff} 小于 2.405 时, 光纤呈单模传输特性。单模传输时, 基模的有效模面积可以通过

$$A_{\text{eff}} = \left[\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right]^2 / \left[\iint_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy \right] \quad (4)$$

来确定^[11]。式中 $F(x, y)$ 为基模的模场分布。

2.2 超连续谱仿真

复合物微结构光纤中超连续谱的产生是一个非常复杂的过程, 其非线性效应比普通光纤高出几个数量级, 因此, 本文采用高阶非线性薛定谔方程来描述光纤中基模的传输过程^[11], 如

$$\frac{\partial A}{\partial z} - i \sum_{k \geq 2} \frac{i^k \beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} + \frac{\alpha(\omega)}{2} A = i\gamma \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \left[A(z, t) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, t-t')|^2 dt' \right], \quad (5)$$

式中 $A(z, t)$ 为电场的慢变振幅, ω_0 为中心频率, $\gamma = n_2 \omega_0 / (c A_{\text{eff}})$, β_k 是中心频率的色散系数, $\alpha(\omega)$ 为损耗项, A_{eff} 采用的是抽运脉冲波长处的有效模面积。假设电学的影响是瞬时的, 则 $R(t)$ 可写为 $R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t)$, 拉曼响应函数 $h_R(t)$ 可以表示为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right). \quad (6)$$

本文采用 $\tau_1 = 15.2 \text{ fs}$, $\tau_2 = 230.5 \text{ fs}$ ^[12]。利用文献[12]中在 $1.472 \mu\text{m}$ 处测得的 As_2S_3 材料的拉曼增益谱 $g_R(\Delta\omega)$ (这里 $g_R(\Delta\omega) = (2\omega_p/c)n_2 f_R \text{Im}[H_R(\Omega)]$ ^[11]), 以及文献[13]中给出的非线性系数 $n_2 = 2.92 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, 估算出 $f_R = 0.11$ 。

3 材料选择及光纤设计

该光纤主要采用硫化物玻璃为主材料, 硫化物的组成成分为 $\text{As}_{40}\text{S}_{60}$ ^[14], 其折射率和材料色散由塞尔迈耶方程近似给出, $n^2 = 1 + \sum_{i=1}^l [A_i \lambda^2 / (\lambda^2 - L_i^2)]$, 其中 A_i, L_i 为拟合系数。图 1 给出了 $\text{As}_{40}\text{S}_{60}$ 的折射率和材料色散以及 SF57 的折射率。

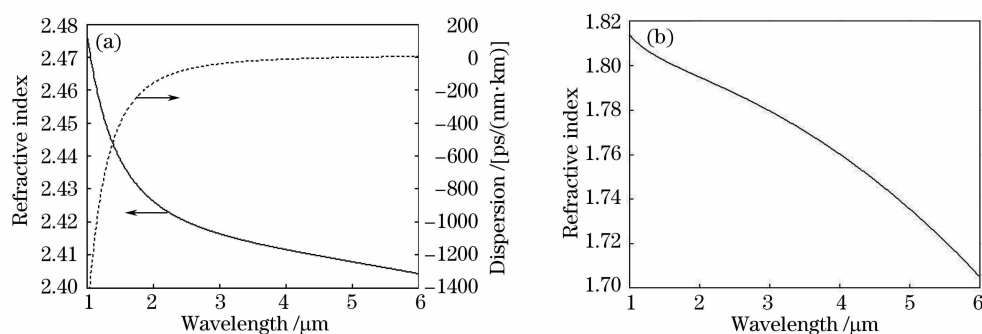


图 1 (a) 硫化物玻璃 As_2S_3 的折射率与色散特性, (b) SF57 的折射率

Fig. 1 (a) Refractive index and dispersion parameter of As_2S_3 , (b) refractive index of SF57

图 2 为光纤的结构示意图, 纤芯半径为 r , 在纤芯外引入两层六角形分布的圆孔包层, 第一层圆孔为折射率比纤芯低的复合物玻璃组成的圆孔包层, 孔径为 d_1 , 第二层为空气孔组成的圆孔包层, 孔径为 d_2 , 孔心之间的距离为 Λ 。

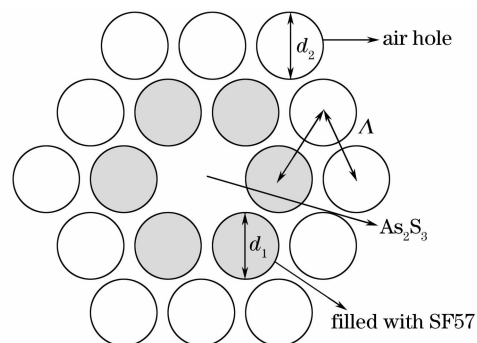


图 2 光纤微结构的设计

Fig. 2 Structure of the PCF

4 数值模拟及结果分析

先通过多极法, 计算含有两层空气孔的硫化物微结构光纤的色散特性, 光纤中 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$, $d_1 = d_2 = 1.3 \mu\text{m}$, 如图 3(a) 所示。光纤具有很陡峭的色散曲线, 并且有两个间隔很远的零色散点, 然后保持第二层为空气孔

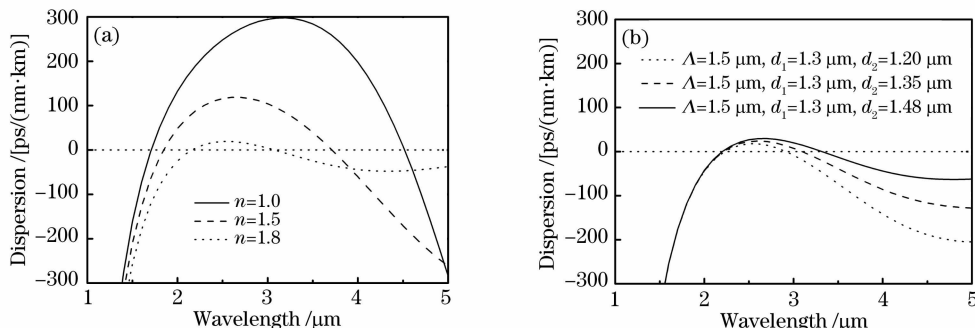


图 3 基模的色散特性。(a) 光纤色散特性与第一层圆孔包层折射率的关系, (b) 第一层圆孔包层填充 SF57, 改变第二层空气孔的直径

Fig. 3 Calculated dispersion of the fundamental mode. (a) dispersion by changing the refractive index of the first ring of inclusions, (b) the first ring of inclusions filled with SF57 while changing the hole diameter of the second

气孔,逐步增加第一层包层中圆孔填充物的折射率,计算过程中填充物的折射率设为定值(不随波长改变),发现光纤的色散曲线变得非常平坦,同时两个零色散点间的间隔减小。接下来,将第一层包层中的圆孔填充物设为 SF57^[5],设计并计算了光纤的色散特性,如图 3(b)所示。从图中可以看出,通过改变第二层空气孔包层中空气孔孔径的大小,可以很好地调节光纤的第二个零色散点的位置,从而可以很好地调节超连续谱的产生。

本文拟用结构为 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$, $d_1 = 1.3 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.48 \mu\text{m}$,第一层圆孔包层为 SF57 填充物的光纤,研究这种微结构光纤的基本性质。首先,第一层包层中介质的填充,使得光纤的包层有效折射率 n_{FSM} 增大,从而减小了光纤的数值孔径,进而减小了光纤的归一化频率 V_{eff} 。图 4 给出了光纤的归一化频率 V_{eff} 与波长之间的关系。从图 4 可以看出,光纤在光波波长大于 $1.46 \mu\text{m}$ 时能保持良好的单模传输特性。

光纤的单模传输特性使得光纤具有很大的非线性系数,图 5 给出了光纤在 $2.5 \mu\text{m}$ 处的基模(HE₁₁) 模场强度分布,从图中可以看出,绝大部分能量都被限制在纤芯中。然后通过(4)式计算了在 $2.5 \mu\text{m}$ 处光纤的基模的有效模面积 $A_{\text{eff}} = 2.17 \mu\text{m}^2$,从而计算出光纤的非线性系数 $\gamma = 3397 (\text{W} \cdot \text{km})^{-1}$ 。图 6(a)给出了计算的基模有效模面积 A_{eff} 随波长的变化图,从图中可以看出,越往长波段,基模的有效模面积越大,而光纤的微结构的尺寸有限,这就意味着微结构光纤在长波段具有很高的模式限制损耗,会影响中红外超连续谱在长波段的展宽。图 6(b)给出微结构光纤的模式限制损耗与波长的关系,从图中可以看到,光纤在 $6 \mu\text{m}$ 之前具有比较低的模式限制损耗,由于采用的光纤长度只有 0.1 m ,且仿真中频谱只展宽到了 $5.5 \mu\text{m}$,因此讨论超连续谱的产生时,可以忽略光纤的模式限制损耗。

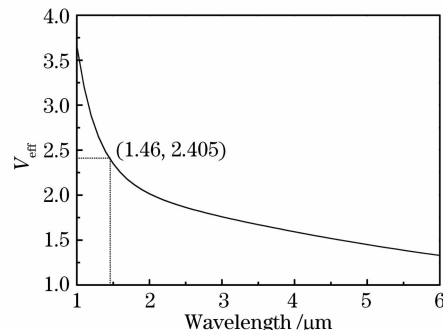
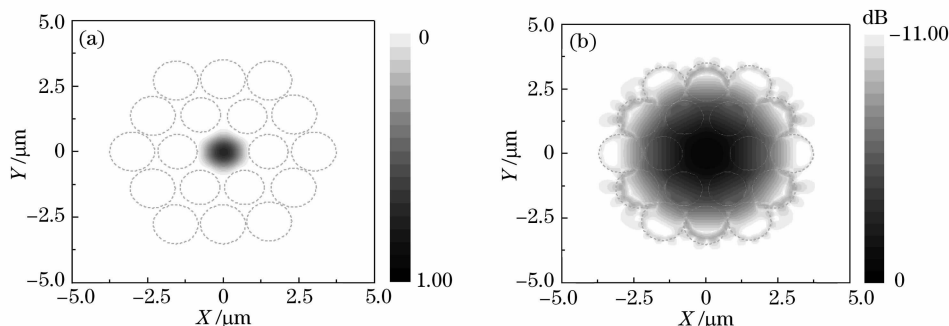


图 4 单模传输特性

Fig. 4 Operation condition of single mode

图 5 $2.5 \mu\text{m}$ 处的基模模场分布。(a)基模模场分布,(b)取对数后的基模模场分布Fig. 5 Calculated mode field intensity at $2.5 \mu\text{m}$ in fundamental mode. (a) mode field intensity, (b) logarithm of the intensity

最后,通过数值计算方程(5)来研究光纤中超连续谱的产生。目的是要找到最优化的光纤结构,然后通过合理的调节抽运脉冲的波长、脉宽和峰值功率来得到最宽的中红外超连续谱。由于所设计的光纤的非线性系数相当大,绝大部分的频谱展宽都发生在最初几厘米的传输过程中,当传输距离达到 0.1 m 后,继续增加传输距离不会使超连续谱继续展宽,因而,在仿真的过程中光纤的长度被设定为 0.1 m 。根据文献[5]研究中红外超连续谱产生时得出的结论,合理地设计光纤的微结构,调节光纤两个零色散点的位置及其间距,选取的抽运波长接近于两个零色散点之间的中间位置,利用色散波产生机制,使得频谱展宽到两个零色散点之外的正常色散区,从而极大地展宽频谱。通过研究,在结构为 $\Lambda = 1.5 \mu\text{m}$, $d_1 = 1.3 \mu\text{m}$, $d_2 = 1.48 \mu\text{m}$ (色散曲线如图 4 所示)的光纤中,抽运波长为 $2.5 \mu\text{m}$,脉宽为 100 fs ,峰值功率为 100 W 的脉冲(单个脉冲功率约为 10 pJ),得到了 $1.5 \sim 5.5 \mu\text{m}$ 波段的中红外超连续谱[图 7(b)所示],超连续谱的产生可以归结于色散波放大机制。在图 7(a)可以看到,在初始阶段,频谱的展宽主要是通过自相位调制,当传输到 0.015 m 时,高阶色散和高阶非线性效应起作用,在两个零色散点以外的正常色散区产生色散波,随着传输距离的增加,色散波逐渐被放大,反常色散区的能量转移至正常色散区,从而产生了很宽的中红外超连续谱。

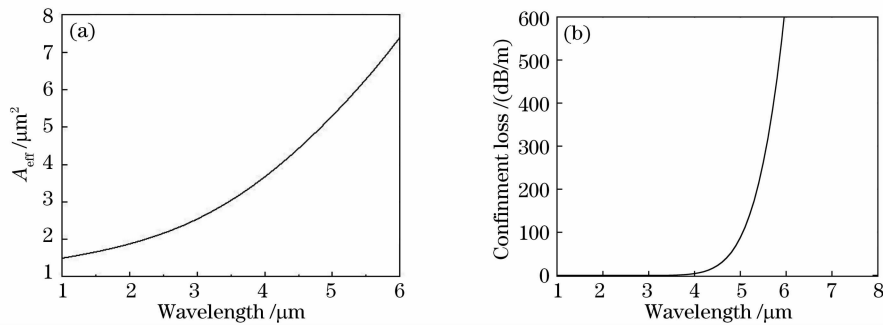


图 6 (a)基模的有效模面积,(b)光纤的模式限制损耗

Fig. 6 (a) Effective mode area of the fundamental mode, (b) calculated confinement loss of the fundamental mode

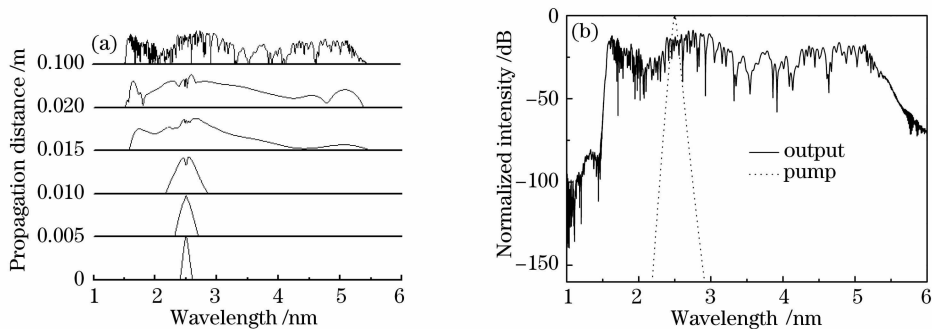


图 7 中红外超连续谱的产生。(a)超连续谱产生的过程,(b)最终频谱图

Fig. 7 Mid-IR supercontinuum generation. (a) procedure of supercontinuum generation, (b) final spectrum

5 结 论

通过多极法研究了光纤中的微结构参数对光纤传输特性的影响,设计出一种用于中红外超连续谱产生的混合复合物微结构光纤。光纤中第一层包层中介质的填充,相对于普通空气孔包层而言,增大了光纤包层的有效折射率,减小了光纤纤芯与包层的有效折射率差,使得光纤在大孔径包层下仍保持单模传输。而大孔径包层使得光纤具有极小的有效模面积和极低的模式限制损耗,极大地增加了光纤的非线性系数,所需的抽运脉冲的能量很低,光纤长度很短。因而,本文所设计的微结构光纤适合于用作低阈值中红外超连续谱的产生。

参 考 文 献

- 1 John M. Dudley, Goëry Genty, Stéphane Coen, Supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Rev. Mod. Phys.*, 2006, **78**(4): 1135~1184
- 2 T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. S. J. Russell *et al.*, Supercontinuum generation in tapered fibers[J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(19): 1415~1417
- 3 Meisong Liao, Chitrarekha Chaudhari, Guanshi Qin *et al.*, Fabrication and characterization of a chalcogenide-tellurite composite microstructure fiber with high nonlinearity[J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(24): 21608~21614
- 4 C. Xia, M. Kumar, M. Y. Cheng *et al.*, Mid-infrared supercontinuum generation to 4.5 μm in ZBLAN fluoride fibers by nanosecond diode pumping[J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(17): 2553~2555
- 5 Jonathan H. V. Price, Tanya M. Monroe, Heike Ebendorff-Heidepriem *et al.*, Mid-IR supercontinuum generation from nonsilica microstructured optical fibers[J]. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, 2007, **13**(3): 738~749
- 6 J. S. Sanghera, I. D. Aggarwal, L. B. Shaw *et al.*, Nonlinear properties of chalcogenide glass fibers [J]. *J. Optoelectronics and Advanced Materials*, 2006, **8**(6): 2148~2155
- 7 L. B. Shaw, V. Q. Nguyen, J. S. Sanghera *et al.*, IR supercontinuum generation in As-Se photonic crystal fiber[C]. *Advanced Solid State Photonics*, Vienna Austria, 2005
- 8 Boris T. Kuhlmei, Theoretical and Numerical Investigation of the Physics of Microstructured Optical Fibres [D]. Australia: The University of Sydney, 2004. 1~204

- 9 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 10 Jonathan Hu, Curtis R. Menyuk, Brandon Shaw *et al.*. Maximizing the bandwidth of supercontinuum generation in As_2Se_3 chalcogenide fibers[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(7): 6722~6739
- 11 G. P. Agrawal. Nonlinear Fiber Optics Principle & Applications of Nonlinear Fiber Optics[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong, Tan Bin *et al.* transl., 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 88, 31~35
G. P. 阿戈沃. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌等译, 第3版, 北京: 电子工业出版社, 2002. 88, 31~35
- 12 C. Xiong, E. Magi, F. Luan *et al.*. Raman response in chalcogenide As_2S_3 fiber[C]. OECC, Hong Kong, 2009. 1~2
- 13 Vahid G. Ta'eed, Neil J. Baker, Libin Fu *et al.*. Ultrafast all-optical chalcogenide glass photonic circuits[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(15): 9205~9221
- 14 P. Klocek. Handbook of Infrared Optical Materials[M]. New York: Printed on Acid-Free Paper, 1991. 427~431