

# 二零色散光子晶体光纤中超连续谱的产生与控制

施伟华 王梦艳

南京邮电大学光电工程学院, 江苏 南京 210023

**摘要** 提出了利用倍频效应得到双波长抽运二零色散光子晶体光纤(PCF),产生近红外、中红外波段超连续谱。设计二零色散光子晶体光纤结构,采用分步傅里叶算法数值求解非线性薛定谔方程,模拟双波长抽运二零色散光子晶体光纤产生超连续谱的演化过程,分析了不同光纤长度和脉冲峰值功率对产生的超连续谱的影响。结果表明:当抽运激光脉冲中心波长分别为1  $\mu\text{m}$ 和2  $\mu\text{m}$ 、脉宽为100 fs、重复频率为200 kHz,传输距离为10 cm、脉冲峰值功率为10 kW时,得到了谱宽为690~3150 nm的超连续谱,包含了近红外、中红外波段,光谱具有较好的连续性和平坦度。

**关键词** 非线性光学;超连续谱;二零色散光子晶体光纤;倍频效应

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201542.0805009

## Generation and Control of Supercontinuum in Photonic Crystal Fiber with Three-Zero Dispersion Wavelengths

Shi Weihua Wang Mengyan

School of Optoelectronic Engineering, Nanjing University of Posts and Telecommunications,  
Nanjing, Jiangsu 210023, China

**Abstract** Supercontinuum generation by dual-wavelength pumping in photonic crystal fiber(PCF) with three-zero dispersion wavelengths is proposed. The spectrum extended from near infrared to mid infrared. Evolutions of pulse are modeled based on the nonlinear Schrodinger equation by predictor-corrector split-step Fourier method when the pulse travels in a tellurite PCF. The impacts of the fiber length and pulse peak power on the spectrum are discussed respectively. The result reveals that a combined visible and infrared supercontinuum spectrum spanning from 690 nm to 3150 nm after 10 cm traveling distance when the fiber is pumped by two pulses centred at 1  $\mu\text{m}$  and 2  $\mu\text{m}$  simultaneously with pulse width of 100 fs, repetition frequency of 200 kHz and peak pulse power of 10 kW. The spectrum has good continuity and flatness.

**Key words** nonlinear optics; supercontinuum; three-zero dispersion wavelength photonic crystal fiber; frequency doubling effect

**OCIS codes** 060.2390; 190.4370; 140.3515

## 1 引 言

超连续谱(SC)<sup>[1]</sup>光源具有连续宽带谱、相干性好、稳定可靠等特点,已广泛的应用于光学相干层析、光通信、光学频率测量等研究领域。目前,可见光和近红外波段的SC光源研究已较为成熟,这些SC光源的产生主要基于石英材料的光子晶体光纤(PCF),在PCF零色散点(ZDW)附近由脉冲激光或连续光抽运产生SC<sup>[2-4]</sup>。但由于石英材料对中红外波段的吸收严重,以及抽运光源波长的限制,SC光源的带宽很难延伸到中红外波段。随着2  $\mu\text{m}$ 波段脉冲激光器的发展<sup>[5]</sup>,用长波长脉冲激光器抽运PCF产生中红外SC是一个新的尝试。

中红外超连续谱光源在天文学、生物医学以及军事等领域有重要的应用,近年来引起了国内外研究人员的广泛关注<sup>[6-10]</sup>。2014年,Li等<sup>[11]</sup>研究了中红外SC在单零色散光子晶体光纤中的产生,研究表明中心波长为1.95  $\mu\text{m}$ 、峰值功率为175 W的超短脉冲在1 cm的光纤中可以获得覆盖1.25~2.75  $\mu\text{m}$ 波长的SC。2013

收稿日期: 2015-03-02; 收到修改稿日期: 2015-04-17

基金项目: 国家自然科学基金(61275067)、江苏省科技厅自然科学基金(BK2012830)

作者简介: 施伟华(1969—),女,硕士,副教授,主要从事光通信与光信息处理等方面的研究。E-mail: shiwh@njupt.edu.cn

年,张斌等<sup>[12]</sup>利用氟化物单模光纤,搭建了全光纤结构的超连续谱光源,获得了1.9~4.3 μm的超连续谱。2006年,Raikkonen等<sup>[13]</sup>采用纳秒级的双波长抽运光子晶体光纤产生超连续谱,通过实验和理论仿真得出光纤中的交叉相位调制效应和群时延特性会影响光谱在可见光波段方向上的展宽。2009年,Xiong等<sup>[14]</sup>在实验中采用双波长抽运光子晶体光纤,在熔接的全光纤系统中,得到了360~1750nm的超连续谱。2011年,Boucon等<sup>[15]</sup>采用1535 nm波长的激光器通过倍频效应产生767 nm的倍频光,从而得到了双波长的抽运源,抽运零色散点波长为863、1540 nm的双零色散PCF,得到了0.55~1.9 nm的SC。研究表明多零色散波长的PCF用于产生SC时,比普通单零色散PCF更具有优势<sup>[15-16]</sup>。

本文设计了具有三个零色散点的PCF,其中两个零色散点接近1、2 μm。与双零点色散PCF相比,三零色散PCF的色散曲线更加灵活,色散零点之间的波长间隔更长,第一个零色散波长调至近红外区,第三个零色散波长调至中红外区,从而分别控制SC在短波长、中红外方向的展宽。模拟了2 μm脉冲激光器经过倍频晶体后,基频光与倍频光一同入射到三零色散PCF中,产生SC的过程。分析了不同光纤长度和脉冲峰值功率对SC的影响。

## 2 广义非线性薛定谔方程

脉冲在PCF中传输时满足广义非线性薛定谔方程(NSLE),其表达式为

$$\frac{\partial A_0}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A_0 + \sum_{m=2}^{\infty} i^{m-1} \frac{\beta_m}{m!} \frac{\partial^m A_0}{\partial T^m} = i\gamma(\omega_0) \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} \right) [A_0(z, T) \int_0^{\infty} R(T') |A_0(z, T-T')|^2 dT'], \quad (1)$$

式中  $A_0$  表示归一化的脉冲振幅,  $\alpha$  表示光纤损耗系数,  $T = t - z/v_g$  表示以群速度  $v_g$  移动的参考系的时间坐标,  $t$  表示时间,  $\beta_m$  表示各阶色散系数,  $\gamma$  表示非线性系数,  $\omega_0$  表示中心频率,  $R(T)$  表示非线性响应函数。

在中心角频率  $\omega_0$  处,对模传播常数  $\beta$  进行泰勒展开,第  $m$  阶色散系数为

$$\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega = \omega_0} \quad (2)$$

非线性系数  $\gamma$  表达式为

$$\gamma(\omega_0) = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}} \quad (3)$$

式中  $n_2$  表示非线性折射率系数,  $A_{\text{eff}}$  表示有效模场面积,  $c$  表示真空中光速。

NLSE 一般情况下没有解析解,对其求解多采用数值方法,其中最常用的方法为分步傅里叶算法,本文即采用了分步傅里叶算法求解 NLSE。

## 3 光纤设计与特性

由于石英材料具有很强的红外吸收,基于石英材料的PCF产生的超连续谱很难进一步向中红外扩展。要产生中红外波段SC须使用在该波段具有很高透过率的材料,常用的红外光纤有硫化物光纤、氟化物光纤、碲化物光纤等。其中硫化物光纤具有更高的非线性折射率,但其材料的零色散波长大于4.5 μm,难以找到合适的抽运源,而氟化物光纤适合用1.55 μm波段的脉冲光抽运。碲化物光纤具有较高的热稳定性和耐腐蚀性,而且大多碲化物玻璃材料的零色散波长略大于2 μm<sup>[11]</sup>,采用2 μm波段的激光抽运碲化物光纤产生中红外SC是一个新的研究热点。

本文采用了碲化物玻璃作为PCF的基底材料,其主要成分为75TeO<sub>2</sub>-12ZnO-5PbO-3PbF<sub>2</sub>-5Nb<sub>2</sub>O<sub>5</sub>(各物质前的系数为摩尔分数)<sup>[17]</sup>,该材料对应的Sellmeier方程为<sup>[18]</sup>

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B}{1 - C/\lambda^2} + \frac{D}{1 - E/\lambda^2} \quad (4)$$

式中  $A = 2.4843245$ ,  $B = 1.6174321$ ,  $C = 0.053715551$ ,  $D = 2.4765135$ ,  $E = 225$ 。

由(4)式可得到该材料的折射率随波长的变化关系,通过计算可设定该碲化物在2 μm处的折射率为2.02。由材料折射率可得到材料的色散随波长的变化关系,通过计算该碲化物在1 μm到2 μm波段范围内材料色散接近于0,因此,本文中未考虑材料色散。另外,碲化物玻璃的非线性折射率系数为

$n_2 = 2.5 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}^{[19]}$ , 约为石英材料非线性折射率系数的 10 倍。

通常情况下, 为获得较宽的超连续谱, 抽运光波长尽量接近光纤的零色散点<sup>[20]</sup>。本文仿真时采用波长为  $2 \mu\text{m}$  的激光器, 通过倍频效应得到  $1 \mu\text{m}$  的倍频光, 要求光纤的零色散点需在  $1.2 \mu\text{m}$  附近, 而双零色散 PCF 的零色散点之间的波长间隔很难达到  $1 \mu\text{m}$ , 因此本文考虑三零色散 PCF。碲化物 PCF 结构如图 1 所示, 采用三角形晶格周期排列的正六边形结构, 包层空气孔的层数为 6 层。

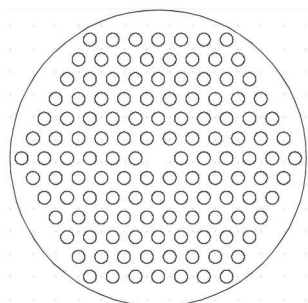


图 1 碲化物 PCF 端面结构图

Fig.1 Structure of telluride PCF

PCF 的色散与材料及光纤结构相关, 光纤的色散参量  $D$  的表达式为

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n}{d\lambda^2}, \quad (5)$$

式中  $n$  为材料折射率和波导折射率共同决定的有效折射率  $n_{\text{eff}}$  的实部。本文使用基于有限元法的 COMSOL 软件对光子晶体光纤基模有效折射率进行求解, 并通过(5)式求解碲化物 PCF 的色散。

波导色散与 PCF 结构参数的关系如图 2 所示。图 2(a) 为孔间距  $\Lambda = 1.1 \mu\text{m}$ , 空气孔直径  $d$  分别为  $0.52$ 、 $0.58$ 、 $0.64$ 、 $0.7 \mu\text{m}$  时对应的色散曲线。可以看出, 随着  $d$  的增大, 零色散波长不断向长波长方向移动; 当  $d = 0.58 \mu\text{m}$  时, 出现了三个零色散波长; 当  $d = 0.58 \mu\text{m}$ , 也具有三个零色散点, 但在  $1.0 \sim 2.0 \mu\text{m}$  的波段内, 色散变化在  $\pm 2500 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ , 其平坦度较差, 且三个零色散波长间隔较小, 因此未考虑该结构。图 2(b) 为  $d = 0.58 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda$  分别为  $1.05$ 、 $1.1$ 、 $1.15$ 、 $1.2 \mu\text{m}$  时对应的色散曲线。可以看出除了有三个零点的色散曲线外, 当空气孔直径固定时, 随着孔间距的增大, 零色散波长不断向长波长方向移动; 当  $d = 0.58 \mu\text{m}$ ,  $\Lambda = 1.0 \mu\text{m}$  时, 也具有三个零色散点, 在  $1.0 \sim 2.0 \mu\text{m}$  的波段内, 色散变化在  $\pm 1500 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$ , 其平坦度较差, 因此未考虑该结构。综上所述, 本文选取的三零色散 PCF 结构为包层层数  $N = 6$ ,  $\Lambda = 1.10 \mu\text{m}$ , 空气孔直径  $d = 0.58 \mu\text{m}$ 。对应的三个零色散波长分别为  $\lambda_{\text{ZDW1}} = 0.99 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_{\text{ZDW2}} = 1.69 \mu\text{m}$  和  $\lambda_{\text{ZDW3}} = 1.99 \mu\text{m}$ 。

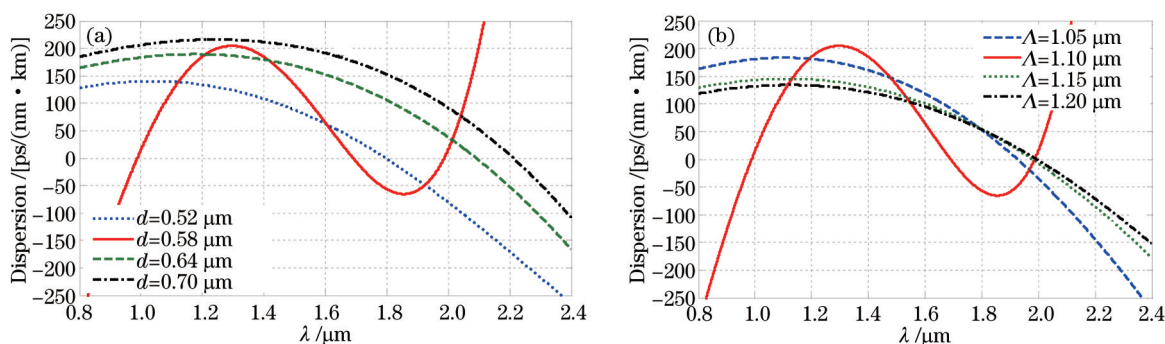


图 2 (a) 不同空气孔直径对应的波导色散曲线; (b) 不同孔间距对应的波导色散曲线

Fig.2 (a) Waveguide dispersion curve with different air hole diameters; (b) waveguide dispersion curve with different lattice constants

PCF 的限制损耗可由有效折射率的虚部来计算, 限制损耗  $\alpha_l$  的表达式为

$$\alpha_l = 8.686 \times \text{Im} \left( \frac{2\pi}{\lambda} n_{\text{eff}} \right). \quad (6)$$

仿真中使用到六阶的泰勒展开色散系数, 忽略了更高阶的色散系数。表 1 列出了在波长  $\lambda_{\text{ZDW1}} = 0.99 \mu\text{m}$ 、 $\lambda_{\text{ZDW3}} = 1.99 \mu\text{m}$  处光纤的各阶色散系数、损耗及非线性系数。

表1 波长 0.99 μm、1.99 μm 处各阶色散系数、损耗及非线性系数

Table 1 Dispersion coefficient, loss and nonlinear coefficient at the wavelength of 0.99 μm and 1.99 μm

	$\beta_2 / (\text{s}^2/\text{m})$	$\beta_3 / (\text{s}^3/\text{m})$	$\beta_4 / (\text{s}^4/\text{m})$	$\beta_5 / (\text{s}^5/\text{m})$	$\beta_6 / (\text{s}^6/\text{m})$	$\alpha / (\text{dB}/\text{m})$	$\gamma / (\text{W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1})$
$\lambda_{\text{ZDW1}}$	$-6.802 \times 10^{-25}$	$1.082 \times 10^{-38}$	$-9.125 \times 10^{-53}$	$-1.502 \times 10^{-69}$	$1.781 \times 10^{-83}$	$4.542 \times 10^{-9}$	$8.879 \times 10^2$
$\lambda_{\text{ZDW3}}$	$9.276 \times 10^{-26}$	$2.660 \times 10^{-40}$	$-7.299 \times 10^{-53}$	$-1.202 \times 10^{-69}$	$1.187 \times 10^{-83}$	0.032	$2.851 \times 10^2$

### 4 SC的数值模拟

产生超连续的系统原理图如图3所示。设定抽运源为无啁啾的双曲正割脉冲中心波长为 2.0 μm, 脉冲峰值功率范围为 1~10 kW, 重复频率为 200 kHz, 脉冲宽度为 100 fs, 经过铌酸锂晶体(LN)后得到波长为 1 μm 的倍频光, 两种频率的光同时入射到碲化物 PCF 中, 产生超连续谱。通过控制基频光的消耗情况, 使基频光与倍频光功率相等<sup>[21]</sup>。另外, 抽运光波长接近零色散点, 即尽量使抽运波长处的色散最小, 对光谱的展宽有着十分重要的影响<sup>[16]</sup>, 它保证了入射脉冲在初期能够发生足够的非线性效应。由于 1 μm 和 2 μm 两个抽运光源的相距较远, 两个脉冲同时抽运时, 忽略了其相互作用的影响<sup>[15]</sup>。对于中间的零色散点  $\lambda_{\text{ZDW2}} = 1.69 \mu\text{m}$ , 距离两个抽运光波长都较远, 不易满足相位匹配条件, 脉冲展宽仅为几纳米, 因此本文忽略了抽运光在中间零色散点处产生的影响。

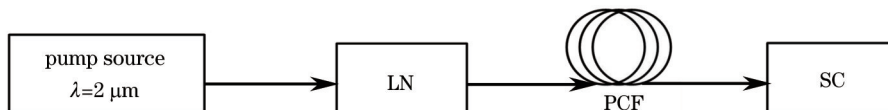


图3 产生SC的系统原理图

Fig.3 System schematic of supercontinuum generation

设定脉冲峰值功率为 5 kW, 随着 PCF 长度 L 的增加, 输出超连续谱的变化如图 4 所示。从图 4 可以看出, 入射脉冲随着传输距离的增加, 频谱随之逐渐地展宽。其展宽机理可解释为在脉冲传输的初始阶段, 主要由于自相位调制效应及孤子分裂导致光谱展宽; 随着传输距离的增加, 在高阶色散及高阶非线性效应的作用下, 脉冲波形发生畸变, 高阶孤子分裂为基阶孤子, 拉曼自频移使孤子脉冲波长变长, 同时每个孤子会辐射不同的色散波, 拉曼孤子与色散波通过交叉相位调制产生新的频率分量, 从而导致了光谱进一步展宽。当传输距离达到 20 cm 时, 超连续谱得到充分展宽, 输出光谱其波长范围为 800~3000 nm。

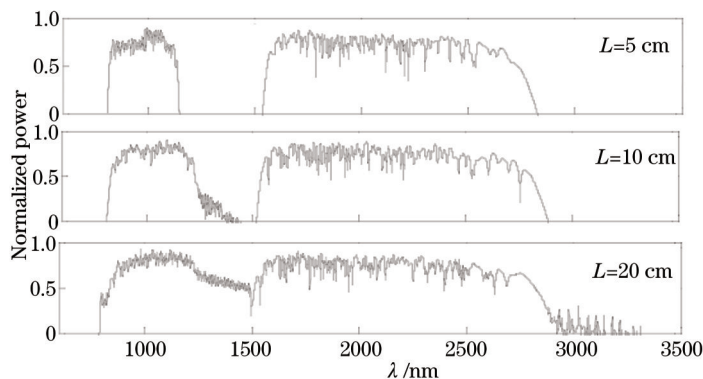


图4 输出光谱随光纤长度的演化过程

Fig.4 Evolution of output spectra with different fiber lengths

设定光纤长度  $L = 10 \text{ cm}$ , 改变抽运脉冲的峰值功率, 输出光谱的变化如图 5 所示。从图 5 可以看出, 随着脉冲峰值功率的增加, 产生的超连续谱谱宽也随之变宽, 与图 4 比较可得, 脉冲峰值功率越高, 光谱会在越短的距离内展宽。这是因为随着峰值功率的增加, 非线性效应均得到了增强, 在相同条件下, 频谱展宽更宽。当  $P=10 \text{ kW}$  时, 1 μm 处展开的超连续谱与 2 μm 处展开的超连续谱合并为一个宽带的超连续谱, 光谱范围为 690~3150 nm, 具有较好的连续性。继续增大峰值功率可使超连续谱具有更好的平坦度。

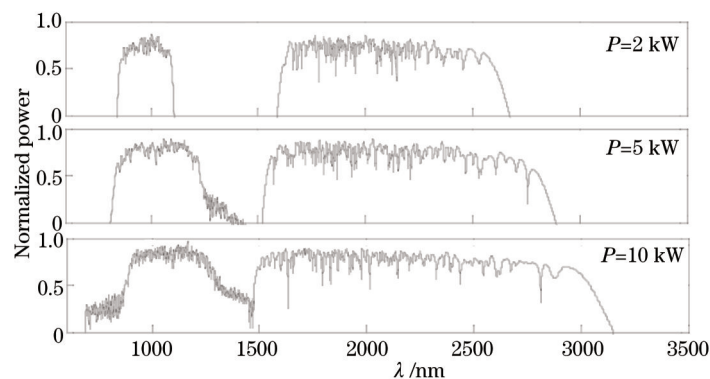


图5 输出光谱随脉冲峰值功率变化的演化过程

Fig.5 Evolution of output spectra with different peak pulse powers

## 5 结 论

利用倍频效应得到双波长的抽运源,并采用分步傅里叶算法求解非线性薛定谔方程,模拟了双波长抽运二零色散光子晶体光纤产生超连续谱的演化过程。采用脉宽 100 fs,重复频率 200 kHz,中心波长 2  $\mu\text{m}$  的无啁啾的双曲正割脉冲,通过倍频效应得到波长为 1  $\mu\text{m}$  的倍频光,两种频率的光同时入射到碲化物 PCF 中产生超连续谱。通过分析不同光纤长度和脉冲峰值功率对产生的超连续谱的影响,得到了以下结果,当传输距离为 10 cm,脉冲峰值功率为 10 kW 时,获得了谱宽为 690~3150 nm 的超连续谱,包含了近红外、中红外波段,光谱具有较好的连续性和平坦度。这一结果表明通过优化和设计光子晶体光纤结构合理调节色散特性,进而控制超连续谱,可为超连续谱应用于不同领域提供一种新思路。

## 参 考 文 献

- 1 Agrawal G P. Nonlinear Fiber Optics & Application of Nonlinear Fiber Optics[M]. Jia Dongfang, Yu Zhenhong Transl. Beijing: Electronic Industry Press, 2010: 349.  
阿格拉沃尔 G P. 非线性光纤光学原理及应用[M]. 贾东方, 余震虹, 译. 北京: 电子工业出版社, 2010: 349.
- 2 G Humbert, W J Wadsworth, S G Leon-Saval, *et al.*. Supercontinuum generation system for optical coherence tomography based on tapered photonic crystal fiber[J]. Opt Express, 2006, 14(4): 1596-1603.
- 3 Zhang L, Xin X, Liu B, *et al.*. OFDM modulated WDM-ROF system based on PCF-supercontinuum[J]. Optics Express, 2010, 18(14): 15003-15008.
- 4 Chen Xiaogang, Huang Dexiu, Yuan Xiuhua, *et al.*. Wavelength division multiplexing/optical code division multiplexing system based on supercontinuum and superstructured fiber Bragg grating[J]. Chinese J Lasers, 2008, 35(1): 77-81.  
陈小刚, 黄德修, 元秀华, 等. 基于超连续谱和超结构光纤光栅的波分复用/光码分复用系统[J]. 中国激光, 2008, 35(1): 77-81.
- 5 Wang Pu, Liu Jiang. Progress and prospect on ultrafast Tm-doped fiber lasers at 2  $\mu\text{m}$  wavelength[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(6): 0601002.  
王 璞, 刘 江. 2.0  $\mu\text{m}$  掺铥超短脉冲光纤激光器研究进展及展望[J]. 中国激光, 2013, 40(6): 0601002.
- 6 Ji Xiaoyu, Zhang Baigang, Krishnamurthi M, *et al.*. Mid-infrared spectroscopic imaging enabled by an array of Ge-filled waveguides in a microstructured optical fiber probe[J]. Opt Express, 2014, 22(23): 28459-28466.
- 7 Brun M, Labeye P, Grand G, *et al.*. Low loss SiGe graded index waveguides for mid-IR applications[J]. Opt Express, 2014, 22(1): 508-518.
- 8 Liu Jiang, Liu Kun, Shi Hongxing, *et al.*. High-power all-fiber mid-infrared supercontinuum laser source[J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(9): 0902004.  
刘 江, 刘 昆, 师红星, 等. 高功率全光纤中红外超连续谱激光源[J]. 中国激光, 2014, 41(9): 0902004.
- 9 Hou Jing, Chen Shengping, Chen Zilun, *et al.*. Recent developments and key technology analysis of high power supercontinuum source[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2013, 50(8): 080010.  
侯 静, 陈胜平, 陈子伦, 等. 高功率超连续谱光源研究进展与关键技术分析[J]. 激光与光电子学进展, 2013, 50(8): 080010.
- 10 Guo Chunyu, Ouyang Deqin, Ruan Shuangchen, *et al.*. Supercontinuum generation from a tapered photonic crystal fiber pumped

- with a high-power nanosecond fiber laser[J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(4): 0405003.
- 郭春雨, 欧阳德钦, 阮双琛, 等. 高功率纳秒光纤激光器抽运锥形光子晶体光纤产生超连续谱[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0405003.
- 11 Li X, Chen W, Xue T F, *et al.*. Low threshold mid-infrared supercontinuum generation in short fluoride-chalcogenide multimaterial fibers[J]. Opt Express, 2014, 22(20): 24179-24191.
- 12 Zhang Bin, Yang Weiqiang, Hou Jing, *et al.*. All-fiber mid-infrared supercontinuum source from 1.9 to 4.3  $\mu\text{m}$ [J]. Chinese J Lasers, 2013, 40(11): 1102013.
- 张 斌, 杨未强, 侯 静, 等. 1.9~4.3  $\mu\text{m}$ 全光纤中红外超连续谱光源[J]. 中国激光, 2013, 40(11): 1102013.
- 13 Raikonen E, Genty G, Kimmelma O, *et al.*. Supercontinuum generation by nanosecond dual-wavelength pumping in microstructured optical fibers[J]. Opt Express, 2006, 14(17): 7914-7923.
- 14 Xiong Chunle, Chen Zilun, Wadsworth W J. Dual-wavelength-pumped supercontinuum generation in an all-fiber device[J]. Journal of Lightwave Technology, 2009, 27(11): 1638-1643.
- 15 Boucon A, Sylvestre T, Huy K P, *et al.*. Supercontinuum generation by nanosecond dual-pumping near the two zero-dispersion wavelengths of a photonic crystal fiber[J]. Optics Communications, 2011, 284(1): 467-470.
- 16 Zhang Xinfen, Luo Xing, Cheng Lan, *et al.*. Visible supercontinuum generation in dual-concentric-core-like photonic-crystal fiber[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(3): 034204.
- 张心贲, 罗 兴, 程 兰, 等. 二零色散光子晶体光纤中可见光超连续谱的产生[J]. 物理学报, 2014, 63(3): 034204.
- 17 Wang Aimin. Advances in Microstructured Optical Fibers and Their Applications[D]. Bath: University of Bath, 2006.
- 18 Feng X, Loh W H, Flanagan J C, *et al.*. Singlemode tellurite glass holey fiber with extremely large mode area for infrared nonlinear applications[J]. Opt Express, 2008, 16(18): 13651-13656.
- 19 Domachuk P, Wolchover N A, Golomb M, *et al.*. Over 4000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs[J]. Opt Express, 2008, 16(10): 7161-7168.
- 20 Li Shuguang, Zhu Xingping, Xue Jianrong. Supercontinuum generation in all-normal dispersion photonic crystal fiber[J]. Acta Physica Sinica, 2013, 62(20): 204206.
- 李曙光, 朱星平, 薛建荣. 全波段正常色散光子晶体光纤中超连续谱的产生[J]. 物理学报, 2013, 62(20): 204206.
- 21 Li Chunfei. Nonlinear Optics[M]. Beijing: Electronic Industry Press, 2009: 38-40.
- 李淳飞. 非线性光学[M]. 北京: 电子工业出版社, 2009: 38-40.

栏目编辑: 史 敏