

双零色散波长光子晶体光纤中产生超连续谱的数值模拟

陈海寰 陈子伦 周旋风 侯 静

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 通过数值模拟双零色散波长光子晶体光纤(PCF)中超连续谱(SC)的产生,详细分析了在正常和反常色散区抽运时超连续谱的产生机理。模拟了四种不同结构参数的双零色散波长光子晶体光纤中超连续谱的产生,进而分析了两个零色散波长位置及间隔对光谱分布的影响。基于数值模拟,提出了通过优化光子晶体光纤的结构参数设计,实现控制超连续谱的谱宽和能量分布的方法。

关键词 光纤光学;超连续谱;双零色散波长;孤子;色散波

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi:** 10.3788/CJL201239.s205002

Numerical Study of Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibers with Two Zero Dispersion Wavelengths

Chen Haihuan Chen Zilun Zhou Xuanfeng Hou Jing

(College of Optoelectric Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract Supercontinuum generation (SC) in photonic crystal fibers (PCFs) with two zero dispersion wavelengths is investigated numerically, and the mechanism of SC generation in both normal dispersion region pumping and abnormal dispersion region pumping is analyzed. In order to investigate the effect of structure parameters, SC generation in four different PCFs is analyzed. And the influence of two zero dispersion wavelengths is investigated. In addition, a method for SC control on spectral width and energy distribution by designing structure parameters is proposed.

Key words fiber optics; supercontinuum; two zero dispersion wavelengths; soliton; dispersive wave

OCIS codes 320.6629; 060.5295; 060.4370

1 引言

超连续谱(SC)的产生是指光脉冲在光纤中传输时,各种非线性效应和介质色散共同作用,在脉冲频谱内产生新的频率,使频谱得到极大展宽。这主要受到包括自相位调制(SPM)、交叉相位调制(XPM)、四波混频(FWM)和受激拉曼散射(SRS)等非线性效应和光纤色散特性的影响^[1]。

光子晶体光纤(PCF)^[2]的诞生,使得研究孤子

演化和频率转化过程(例如拉曼效应、超连续谱的产生等)都在理论和实验上取得了巨大进展^[3~13]。PCF纤芯大小以及空气孔直径等参数,可以在灵活调节光纤的群速度色散、色散斜率和非线性系数等参数的同时增大光纤中的光强密度,从而达到增强非线性效应和提高超连续谱转化效率的目的,在产生较宽超连续谱的同时,大大缩短了所需的光纤长度,对超连续谱的产生具有重要意义。在常规光纤

收稿日期: 2012-05-16; **收到修改稿日期:** 2012-07-05

基金项目: 国家自然科学基金(11004247,61007037,61077076)资助课题。

作者简介: 陈海寰(1988—),女,硕士研究生,主要从事光纤激光及光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: chenhaihuan2010@sina.com

导师简介: 侯 静(1975—),女,研究员,博士生导师,主要从事光纤激光及光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: houjing25@sina.com(通信联系人)

中,一般只存在一个零色散波长(ZDW),通常位于1300 nm附近,而通过灵活设计PCF,可以存在两个ZDW。同时由于相位匹配条件,在ZDW附近的四波混频效应拥有最大的增益带宽;而位于ZDW附近的孤子可以放大正常色散区的色散波^[14]。因此,双零色散波长的光子晶体光纤在超连续谱的产生与控制上具有优势。

本文简要介绍了非线性薛定谔方程,然后对双零色散波长PCF中正常和反常色散区抽运时超连续谱的产生进行了数值模拟,分析了不同双零色散波长的PCF中超连续谱的产生,最后提出了利用双零色散波长PCF控制超连续谱谱宽和能量分布的方案。

2 理论基础

脉冲光在光纤中的传输满足广义非线性薛定谔方程,因此数值模拟超连续谱的产生过程,需要对该方程进行详细求解。由于文中涉及的PCF较短,因此未考虑损耗项时,

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

式中 A 为电场的慢变振幅, $T = t - z/v_g$ 为随脉冲以群速度移动的参考系中的时间量度, $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$ 为非线性系数, $n_2 \approx 3.0 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 为非线性折射率, A_{eff} 为有效模场面积。响应函数 $R(t)$ 包含电学和振动的作用,由于电学响应时间小于1 fs,可假设电学影响是瞬时的,则 $R(t)$ 可写为 $R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$,其中 f_R 为延时拉曼响应对非线性极化 P_{NL} 的贡献,拉曼响应函数 $h_R(t)$ 的近似形式为 $h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right) \sin\left(\frac{t}{\tau_1}\right)$,对于石英光纤来说,参数 $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$, $\tau_2 = 32 \text{ fs}$,而 f_R 估算为0.18。色散参数 β_m 定义为

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2!}(\omega - \omega_0)^2\beta_2 + \frac{1}{3!}(\omega - \omega_0)^3\beta_3 + \dots, \quad (2)$$

$$\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}. \quad (3)$$

文中数值模拟均使用双曲正割脉冲且无初始啁啾,其初始包络为 $A(0, T) = \sqrt{P_0} \text{sech}\left(\frac{T}{T_0}\right)$,其中 P_0

为峰值功率, T_0 为初始脉冲宽度。

3 超连续谱产生的数值模拟

为数值模拟双零色散波长的PCF中超连续谱的产生,选取空气孔直径 $d = 0.7 \mu\text{m}$,孔间距 $\Delta = 1.4 \mu\text{m}$ 的PCF,其ZDW分别为 $0.83 \mu\text{m}$ 和 $1.31 \mu\text{m}$ 。

3.1 正常色散区

为分析在正常色散区抽运双零色散波长PCF的情况,模拟参量选择如下:光纤长度 $L = 0.2 \text{ m}$,抽运脉冲中心波长分别为700 nm和800 nm,初始脉宽为100 fs,重复频率为50 MHz,平均功率为20 mW。图1为超连续谱产生的数值模拟结果,由于两个ZDW相距较远,抽运脉冲并未感受到第二个ZDW的作用。当抽运波长为700 nm时,SPM是光谱展宽的主要原因,可以看到时域和频域上都呈现几乎对称的展宽[见图1(a)]。当抽运波长为800 nm时,由于抽运波长较接近第一个ZDW,进入反常色散区的能量增加,光谱展宽是正常色散区的SPM和反常色散区的拉曼孤子共同作用的结果[见图1(b)]^[15]。与反常色散区抽运情况相比较(见3.2节),正常色散区抽运产生的SC光谱范围较窄,这是由于脉冲时域上迅速展宽,导致峰值功率迅速下降,从而使得非线性效应受限。

3.2 反常色散区

为分析在反常色散区抽运双零色散波长PCF的情况,模拟参量选择如下:光纤长度 $L = 0.2 \text{ m}$,抽运脉冲中心波长分别为900 nm和1064 nm,初始脉宽为100 fs,重复频率为50 MHz,平均功率为20 mW。图2为反常色散区抽运的输出。

由图2(a)可知,当抽运波长为900 nm时,一开始SPM形成了几乎对称的光谱展宽,随后孤子分裂,在自频移作用下^[16]向第二个ZDW移动,当传输距离达到14 cm之后,孤子逐渐接近第二个ZDW,孤子自频移效应被抑制^[17],在1600 nm附近形成了一个鳍状的光谱带,光谱平坦性增加,但在1800 nm附近的光谱带隙依然存在^[18]。频域图中长波方向的色散波对应时域上超前的低幅度分量。当抽运波长增加为1064 nm时,距离其最大反常色散处(1080 nm)较近,在起初的2 cm传输距离内,由SPM引起的光谱展宽只存在于反常色散区。随后光谱周期性地展宽,这是由呈现“呼吸”行为的高阶孤子造成的^[19],在每一个周期内,脉冲都展宽进入正常色散区,将孤子的能量逐步地转移给色散波^[17]。

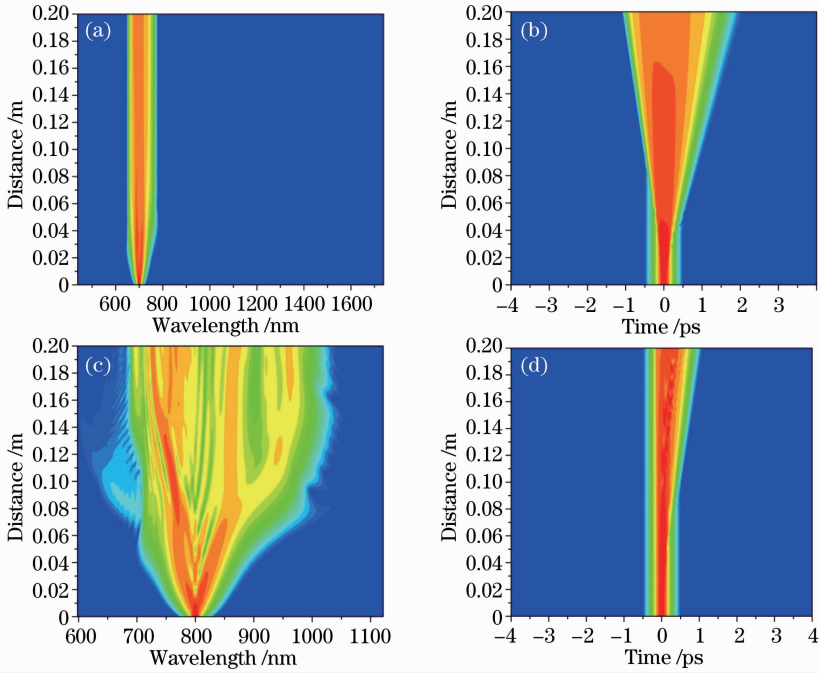


图 1 正常色散区抽运的 SC 输出。(a)抽运波长为 700 nm 的频域图;(b)抽运波长为 700 nm 的时域图;
(c)抽运波长为 800 nm 的频域图;(d)抽运波长为 800 nm 的时域图

Fig.1 SC generation pumped in normal dispersion region. (a) Frequency domain, pump wavelength 700 nm; (b) time domain, pump wavelength 700 nm; (c) frequency domain, pump wavelength 800 nm; (d) time domain, pump wavelength 800 nm

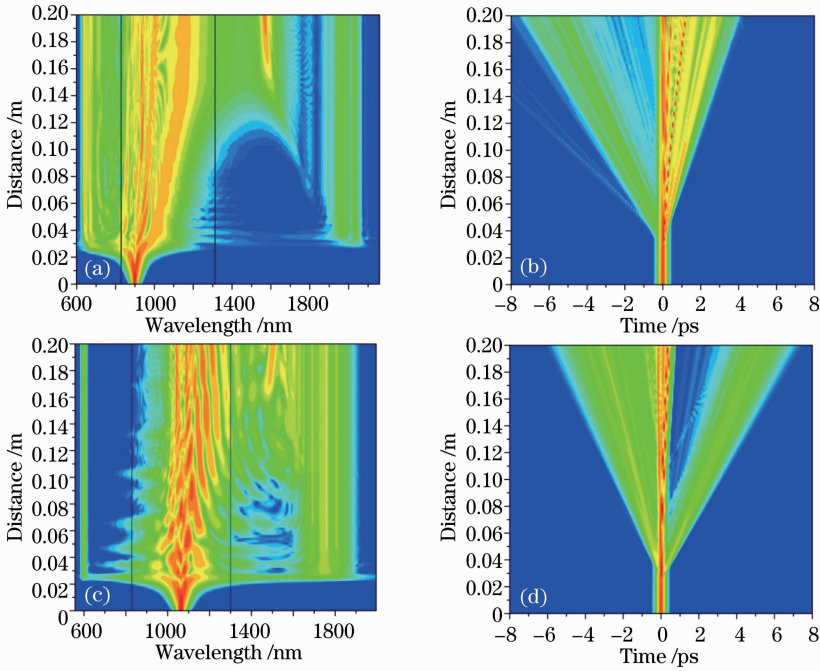


图 2 反常色散区抽运的 SC 输出。(a)抽运波长为 900 nm 的频域图;(b)抽运波长为 900 nm 的时域图;
(c)抽运波长为 1064 nm 的频域图;(d)抽运波长为 1064 nm 的时域图

Fig.2 SC generation pumped in abnormal dispersion region. (a) Frequency domain, pump wavelength 900 nm; (b) time domain, pump wavelength 900 nm; (c) frequency domain, pump wavelength 1064 nm; (d) time domain, pump wavelength 1064 nm

由图 2 可知,当改变抽运波长相对于 ZDW 的位置时,光谱的位置及范围改变较小。但是通过变换抽运波长,可以调节两个边峰的相对强弱。当抽运波长由第一个 ZDW 向第二个 ZDW 移动时,光谱的主要能量由短波方向的边峰移向长波方向的边峰,当抽运波长靠近第二个 ZDW,超连续谱红外方向的扩展变少,而光谱的短波长边峰基本不移动。

4 不同结构参数 PCF 中超连续谱的产生

为研究双零色散波长 PCF 的结构参数对 SC 产生的影响,选取了四种不同结构的 PCF,其结构参

数见表 1。图 3 给出了四种 PCF 的色散曲线,PCF1 具有最窄的反常色散区,PCF2、3、4 的第一个 ZDW 较为接近,而第二个 ZDW 逐渐向长波方向移动。同时,根据图 3 的色散曲线,得到了四种 PCF 在 1064 nm 处的各阶色散参数,如表 2 所示。

表 1 PCF 结构参数及 ZDW

Table 1 Structure parameters and ZDWs of PCFs

	$d / \mu\text{m}$	$\Lambda / \mu\text{m}$	ZDW1 / μm	ZDW2 / μm
PCF1	0.60	1.2	0.82	1.02
PCF2	0.70	1.4	0.83	1.31
PCF3	0.75	1.5	0.84	1.44
PCF4	0.80	1.6	0.85	1.58

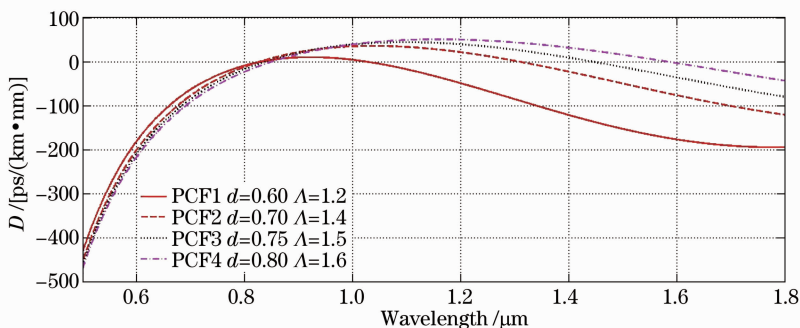


图 3 PCF 的色散曲线

Fig. 3 Calculated dispersion curves

表 2 PCF 在 1064 nm 处的各阶色散参数

Table 2 Dispersion coefficients of PCFs at 1064 nm

	$\beta_2 / (10^{-26} \text{ s}^2 \cdot \text{m}^{-1})$	$\beta_3 / (10^{-40} \text{ s}^3 \cdot \text{m}^{-1})$	$\beta_4 / (10^{-55} \text{ s}^4 \cdot \text{m}^{-1})$	$\beta_5 / (10^{-69} \text{ s}^5 \cdot \text{m}^{-1})$	$\beta_6 / (10^{-84} \text{ s}^6 \cdot \text{m}^{-1})$
PCF1	0.65057	-1.0797	5.5683	-1.4119	2.3519
PCF2	-2.1360	-0.08761	3.2732	-1.0313	1.9214
PCF3	-2.6621	0.23603	2.2101	-0.78363	1.5263
PCF4	-2.8740	0.46922	1.3177	-0.55554	1.1393

数值模拟中采用相同的抽运条件,光纤长度为 $L=0.2 \text{ m}$,抽运脉冲中心波长为 1064 nm,初始脉宽为 100 fs,重复频率为 50 MHz,平均功率为 20 mW,结果如图 4 所示,图中黑色直线表示两个 ZDW 的位置。由图 4(a),(b)可见,对于 PCF1 而言,由于在正常色散区抽运,产生的超连续谱范围较窄,但具有较好的平坦度。图 4(c)~(h)表明,抽运功率为 20 mW 时,PCF2 和 PCF3 中,在 SPM 和孤子自频移的作用下,两个 ZDW 的外侧都形成了放大的色散波^[20],使得输出的 SC 得到明显展宽,而 PCF4 中只在短波方向形成了色散波,对应于时域中延迟的低幅度成分。可以看到,由于 PCF2~4 具有较为接近的第一个 ZDW,所以在 20 mW 的抽运

条件下,在短波方向形成的色散波波长基本相同。而 PCF2~4 具有依次递增的第二个 ZDW,在长波方向表现出了极大的不同,PCF3 较 PCF2 在长波方向得到了更大的展宽。可以得出结论,对于一个给定的抽运波长,第二个 ZDW 离抽运波长越近,得到的色散波也越靠近第二个 ZDW;而 PCF4 由于两个 ZDW 相距过大,使得孤子红移过程中未能捕获长波方向的色散波,从而未能在长波方向获得明显展宽。同时,PCF2~4 在 1064 nm 处具有较为接近的 β_2 ,但 β_3 却相差较大,当抽运波长处的色散曲线越陡时,即 $|\beta_3|$ 越大时,脉冲越快时域展宽[如图 4(c)~(h)所示],从而使得峰值功率下降,造成非线性作用逐渐减弱^[21]。

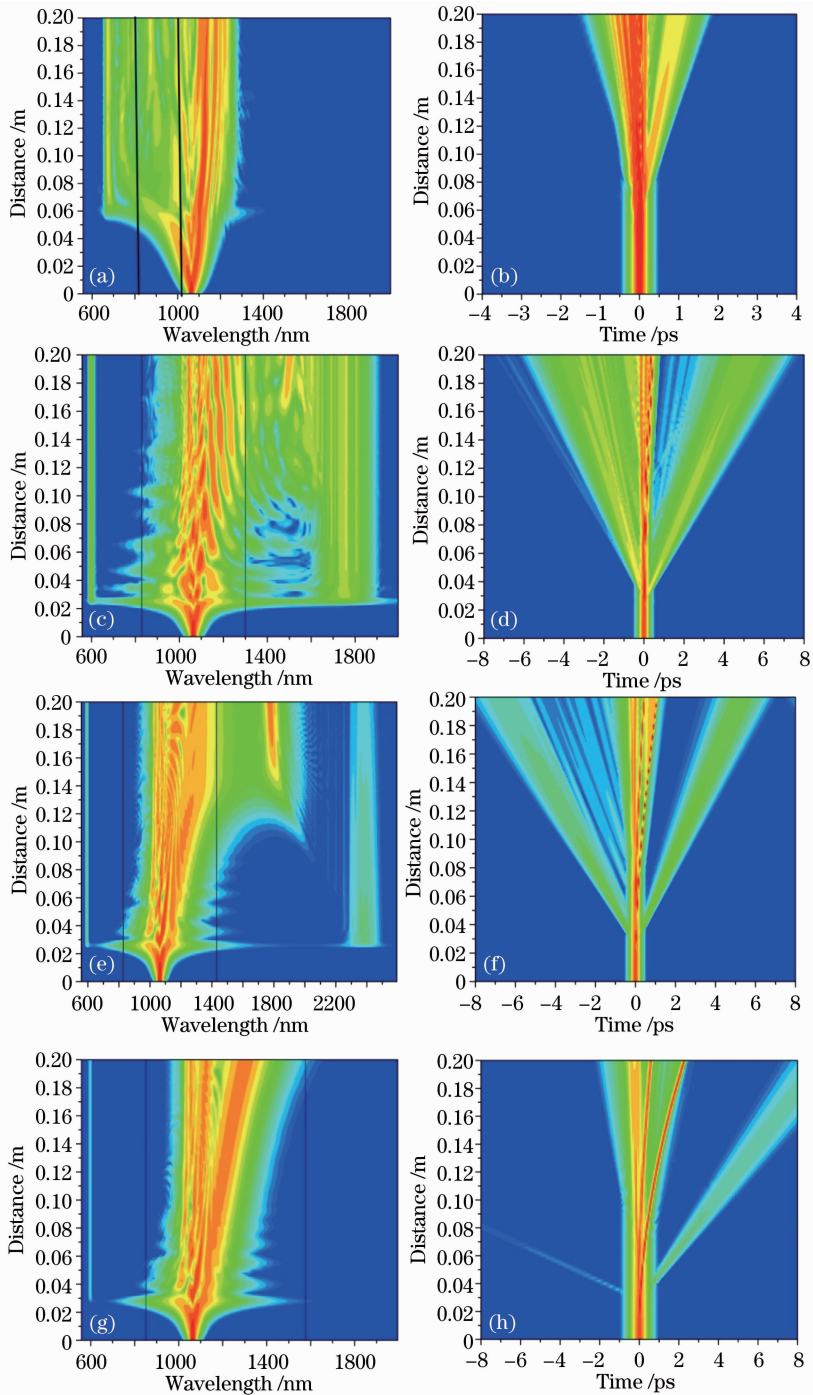


图 4 四种 PCF 中 SC 产生。(a) PCF1 频域图;(b) PCF1 时域图;(c) PCF2 频域图;(d) PCF2 时域图;(e) PCF3 频域图;
(f) PCF3 时域图;(g) PCF4 频域图;(h) PCF4 时域图

Fig. 4 SC generation in PCFs. (a) Frequency domain PCF1; (b) time domain PCF1; (c) frequency domain PCF2; (d) time domain PCF2; (e) frequency domain PCF3; (f) time domain PCF3; (g) frequency domain PCF4; (h) time domain PCF4

5 超连续谱的控制

通过数值模拟,在不同波长处抽运双零色散波长的 PCF 或者用同一脉冲抽运不同的双零色散波长 PCF,获得了不同的 SC 输出。控制第一个 ZDW 可以控制短波方向的超连续谱展开,控制第二个

ZDW 可以控制长波方向的 SC。而调整抽运波长的位置,可以调节光谱中的能量分布,因此,可以调整抽运条件或者调节 PCF 中两个 ZDW 的位置进行超连续谱的控制。由图 5 可知,通过对 PCF 结构参数的调整,可以得到不同的零色散波长位置及两个

零色散波长间的间隔,例如,增大孔间距获得的第二个 ZDW 更长,增大 d/Λ 可以获得更宽的 ZDW 间隔,由此可进一步控制超连续谱的产生。

下面设计一种光纤结构,使得其 SC 产生覆盖整个可见光波段。通过调整结构参数,获得较短的第一个 ZDW 以获得短波方向的色散波,并通过第二个 ZDW 限制孤子自频移,以获得主要频谱成分位于可

见光波段的 SC。选取 PCF 参数为 $d = 0.55 \mu\text{m}$, $\Lambda = 0.6 \mu\text{m}$, 其零色散波长分别为 $0.53 \mu\text{m}$ 和 $0.73 \mu\text{m}$, 色散曲线如图 6(a)所示。采用抽运脉冲中心波长为 690 nm , 初始脉宽为 100 fs , 重复频率为 50 MHz , 平均功率为 20 mW 。由图 6(b)、(c)可见,光谱较为平坦,未出现光谱带隙,光谱范围为 $445 \sim 1000 \text{ nm}$, 几乎覆盖了整个可见光范围。

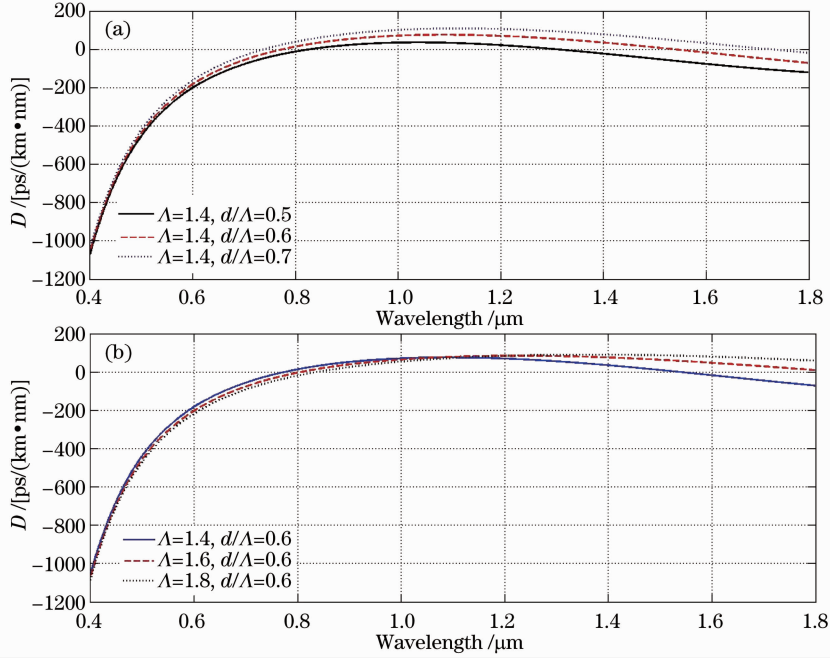


图 5 不同结构参数 PCF 的色散曲线

Fig. 5 Calculated dispersion curves versus structure parameters

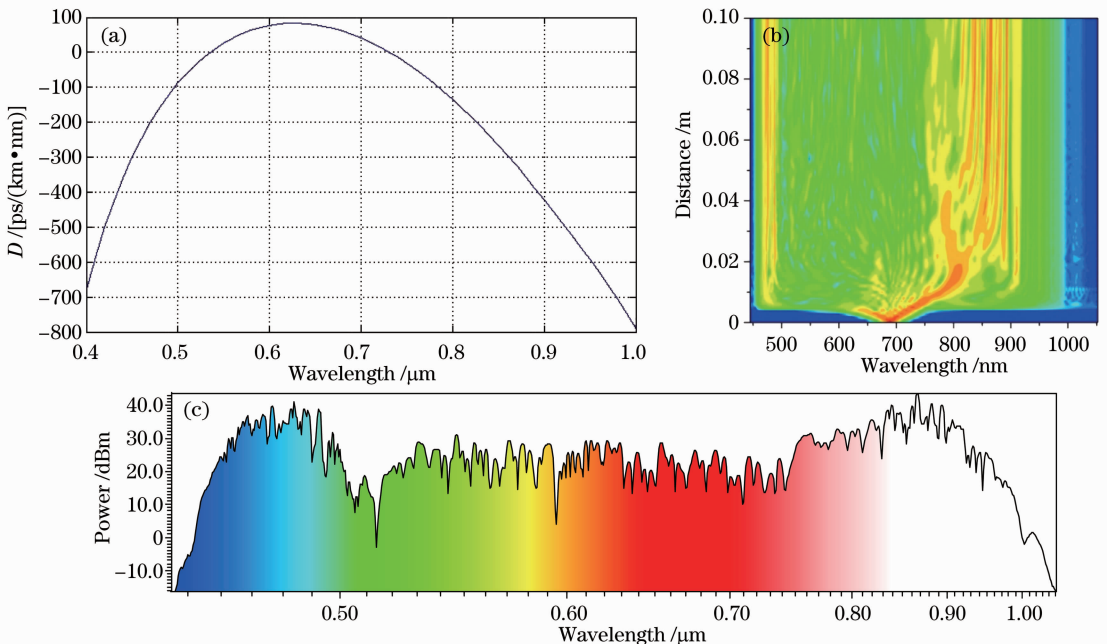


图 6 可见光 SC。(a)色散曲线;(b)频谱演化图;(c) 10 cm 处光谱分布

Fig. 6 Visible SC. (a) Calculated dispersion curve; (b) evolution of the spectrum; (c) power spectrum at 10 cm

6 结 论

通过数值模拟双零色散波长 PCF 中超连续谱的产生,详细分析了正、反常色散区中 SC 的产生机制。通过同一波长脉冲抽运不同结构 PCF 的数值模拟,讨论了两个零色散波长对 SC 产生的影响,并设计 PCF 结构,理论上得到了覆盖可见光波段的 SC 输出,为 SC 的光谱控制提供了新思路。

参 考 文 献

- 1 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* (4th edition) [M]. Singapore: Elsevier, 2007
- 2 J. C. Knight. Photonic crystal fibres [J]. *Nature*, 2003, **424**(6950): 847~851
- 3 S. Coen, A. H. L. Chau, R. Leonhardt *et al.*. White-light supercontinuum generation with 60-ps pump pulses in a photonic crystal fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(17): 1356~1358
- 4 W. J. Wadsworth, A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight *et al.*. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers and optical fiber tapers: a novel light source[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(9): 2148~2155
- 5 G. Genty, M. Lehtonen, H. Ludvigsen. Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(15): 3471~3480
- 6 M. L. V. Tse, P. Horak, F. Poletti *et al.*. Supercontinuum generation at 1.06 μm in holey fibers with dispersion flattened profiles[J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(10): 4445~4451
- 7 J. H. Lin, K. H. Lin, C. C. Hsu *et al.*. Supercontinuum generation in a microstructured optical fiber by picosecond self Q-switched mode-locked Nd:GdVO₄ laser[J]. *Laser Phys. Lett.*, 2007, **4**(6): 413~417
- 8 M. Delgado-Pinar, P. J. Mosley, J. C. Knight *et al.*. Visible supercontinuum generation in the femtosecond regime in submicron structures[C]. OSA1NP2010, 2010
- 9 D. Ghosh, S. Roy, M. Pal *et al.*. Blue-extended sub-nanosecond supercontinuum generation in simply designed nonlinear microstructured optical fibers[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2011, **29**(2): 146~152
- 10 Q. Jing, X. Zhang, H. Ma *et al.*. Flatly broadened supercontinuum generation in dispersion-flattened photonic crystal fibre[J]. *J. Opt.*, 2012, **14**(1): 015203
- 11 Zhang Bin, Hou Jing, Jiang Zongfu. Controllable high-power supercontinuum generation in all-solid photonic bandgap fibers [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2513~2518
张斌,侯静,姜宗福.全固态光子带隙光纤中实现光谱可控的大功率超连续谱输出[J]. *光学学报*, 2010, **30**(9): 2513~2518
- 12 Chen Hongwei, Chen Shengping, Hou Jing. 4.6 W all-fiber supercontinuum generation using homemade photonic crystal fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, **30**(9): 2541~2543
谌鸿伟,陈胜平,侯静.国产光子晶体光纤实现4.6 W全光纤超连续谱输出[J]. *光学学报*, 2010, **30**(9): 2541~2543
- 13 Chen Shengping, Chen Hongwei, Hou Jing *et al.*. 30 W picosecond pulsed fiber laser and high power supercontinuum generation[J]. *Chinese J. Lasers*, 2010, **37**(8): 1943~1949
陈胜平,谌鸿伟,侯静等.30 W皮秒脉冲光纤激光器及高功率超连续谱的产生[J]. *中国激光*, 2010, **37**(8): 1943~1949
- 14 A. Efimov, A. V. Yulin, D. V. Skryabin *et al.*. Interaction of an optical soliton with a dispersive wave[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, **95**(21): 213902
- 15 A. Efimov, A. Taylor, F. Omenetto *et al.*. Time-spectrally-resolved ultrafast nonlinear dynamics in small-core photonic crystal fibers: experiment and modelling [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(26): 6498~6507
- 16 J. P. Gordon. Theory of the soliton self-frequency shift [J]. *Opt. Lett.*, 1986, **11**(10): 662~664
- 17 S. P. Stark, A. Podlipensky, N. Y. Joly *et al.*. Ultraviolet-enhanced supercontinuum generation in tapered photonic crystal fiber[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2010, **27**(3): 592~598
- 18 K. Hilligsøe, T. V. Andersen, H. N. Paulsen *et al.*. Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(6): 1045~1054
- 19 A. Podlipensky, P. Szarniak, N. Y. Joly *et al.*. Bound soliton pairs in photonic crystal fiber[J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(4): 1653~1662
- 20 S. Pricking, H. Giessen. Tailoring the soliton and supercontinuum dynamics by engineering the profile of tapered fibers[J]. *Opt. Express*, 2010, **18**(19): 20151~20163
- 21 H. G. Choi, C. S. Kee, H. Y. Park *et al.*. Numerical analysis of supercontinuum generation in highly nonlinear photonic crystal fibers with ultrashort pulses[J]. *J. Opt. A: Pure and Applied Optics*, 2009, **11**(12): 125101

栏目编辑:王晓琰