

文章编号: 0253-2239(2010)09-2513-06

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

张 斌 侯 静* 姜宗福

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 目前产生超连续谱大多采用全内反射光子晶体光纤,光谱宽度达两个倍频程,但无法对其位置和宽度进行主动控制。全固态光子带隙光纤的带隙效应具有光谱滤波功能,通过设计全固态光子带隙光纤的带隙和带隙内色散特性,可产生特定范围内的超连续谱输出,同时色散特性受纤芯直径影响很小,有利于光谱可控的大功率超连续谱产生。根据 $1.064 \mu\text{m}$ 的抽运脉冲激光的需要,设计了全固态光子带隙光纤,并计算了第一带隙内的色散、损耗及非线性系数等参数。通过与波长有关的损耗将带隙效应引入到广义非线性薛定谔方程中,模拟了飞秒脉冲在全固态光子带隙光纤中传输的时域和频谱演化,得到带隙内超连续谱输出。比较了在有无带隙的情况下,飞秒脉冲的时域和频谱在带隙光纤中随传输距离的演化,分析了带隙效应对超连续谱产生的影响。

关键词 非线性光学;超连续谱产生;飞秒脉冲;全固态光子带隙光纤

中图分类号 TN929.11252 文献标识码 A doi: 10.3788/AOS20103009.2513

Controllable High-Power Supercontinuum Generation in All-Solid Photonic Bandgap Fibers

Zhang Bin Hou Jing Jiang Zongfu

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

Abstract Recently, total internal reflection photonic crystal fibers are widely used in most supercontinuum generation, but the output spectra cannot be actively controlled. All-solid photonic bandgap fibers (AS-PBGF) with proper bandgap and dispersion can also be used for supercontinuum generation. The scheme is a candidate for controlling the range of supercontinuum generation because AS-PBGF can work as a filter, moreover, AS-PBGF is in favor of controllable high power supercontinuum generation because the core diameter has little influence on dispersion. The AS-PBGF used for supercontinuum generation with a pulse laser at $1.064 \mu\text{m}$ is designed, and its group-velocity dispersion, loss and nonlinear coefficient are calculated according to the structure and material parameters. The bandgap is included in the generalized non linear Schrödinger equation (GNLSE) through the loss dependent on wavelengths. The temporal and spectral evolutions of femtosecond pulse in the first bandgap are gained by solving the GNLSE using split-step Fourier method. The effect of the bandgap on the spectra extension is analyzed by comparing the output with bandgap and the one without bandgap.

Key words nonlinear optics; supercontinuum generation; femtosecond pulse; all-solid photonic bandgap fibers

收稿日期: 2009-10-26; 收到修改稿日期: 2009-12-09

基金项目: 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-08-0142)资助课题。

作者简介: 张 斌(1981—),男,博士研究生,主要从事光纤激光及光子晶体光纤等方面的研究。

E-mail: zhangbin203@yahoo.com.cn

导师简介: 姜宗福(1963—),男,教授,博士生导师,主要从事高能激光技术、光束控制及气动光学等方面的研究。

E-mail: jiangzongfu@yahoo.com.cn

* 通信联系人。E-mail: houjing25@sina.com

1 引言

超连续谱(SC)产生是指窄带光入射到高非线性介质后,在多种非线性效应的共同作用下,输出光谱得到极大展宽。这些非线性效应包括自相位调制、交叉相位调制、四波混频和受激拉曼散射等。SC光源具有光谱范围宽、相干性好等特点,在光学测量^[1]、光谱学、光学频率测量^[2,3]、光学相干层析(OCT)^[4]、光通信^[5,6]以及军事上都有广泛的应用。

SC产生发展到目前阶段,主要是在光子晶体光纤(PCF)和拉锥光纤中产生SC。与传统光纤相比,利用PCF产生SC具有无可比拟的优势,这种全内反射光子晶体光纤的包层为周期性排列的空气孔,其“平均”折射率低于纤芯的折射率,类似于传统光纤的全内反射导光。通过设计包层空气孔的位置和大小,可以制成高非线性、色散可控的PCF。PCF的特性为产生平坦、相干的宽带SC输出提供了很好的条件,如无截止单模特性^[7],高度可控的色散^[8],高非线性^[9]等。目前,利用石英PCF能够产生达到两个倍频程以上的SC输出^[10]。但是,在实际应用中常常只需要某一波长范围内的SC,这需要

对SC的光谱范围进行控制。全固态光子带隙光纤^[11](AS-PBGF)的带隙特性已广泛应用于光谱滤波^[12~15],抑制多余波长成分的产生。这种光纤通过包层光子晶体的光子带隙(PBG)导光。波长位于PBG中的光被限制在纤芯中传输。在AS-PBGF的每一个带内都有一个零色散点,在带的短波边缘有很大的正常色散值,长波边缘有很大的反常色散值,整个带内的三阶色散都为正值。

方晓惠等^[16]模拟了AS-PBGF中的非线性过程,为了模拟AS-PBGF中超连续的产生,设计了具有更宽带隙的AS-PBGF,同时考虑到1.064 μm的抽运脉冲激光和所需的零色散波长(ZDW)的位置。根据设计的光纤结构,计算了AS-PBGF第一带隙的位置及带内群速度色散等特性参数,利用分步傅里叶方法求解广义非线性薛定谔方程(GNLSE),并研究了带隙效应对SC产生的影响。

2 理论基础

光脉冲在光子晶体光纤中的传输可用GNLSE^[17]描述为

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

式中 A 表示复电场包络, α 表示损耗, β_k 表示传播常数 β 在中心频率 ω_0 处的 k 阶泰勒展开系数, $T = t - \beta_1 z$ 表示延时系, $R(t)$ 表示非线性介质的响应函数, 包含了电学和振动的影响, 可以表示为

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (2)$$

式中 f_R 表示延时拉曼响应的贡献, 对于石英材料, $f_R = 0.18$ 。

γ 是非线性系数, 可表示为

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

式中 n_2 是非线性折射率, 对于石英材料, $n_2 \approx 2.6 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, A_{eff} 表示模场有效面积。

(1)式右边的前两项表示线性项。第三项表示非线性项, 包含了自相位调制、交叉相位调制、四波混频、受激拉曼散射和自陡效应。将(1)式改写为

$$\frac{\partial A}{\partial z} = (\hat{D} + \hat{N})A, \quad (4)$$

这是非线性偏微分方程, 式中

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} + \sum_{k \geq 2} \frac{i^{k+1}}{k!} \beta_k \frac{\partial^k}{\partial T^k}$$

是差分算符, 表示损耗和色散;

$$\hat{N} = i \frac{\gamma}{A(z, T)} \left(1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T}\right) \left[A(z, T) \int_{-\infty}^{+\infty} R(t') |A(z, T-t')|^2 dt' \right]$$

是非线性算符。该方程需要数值求解, 常用的方法就是分步傅里叶方法^[17,18](SSFM), 其基本思想是假设光通过光纤每一小段距离 h 时, 线性项和非线性项分别作用。经过长为 L 的光纤后,

$$A(L, T) \approx \exp\left(-\frac{h}{2}\hat{D}\right) \left[\prod_{m=1}^M \exp(h\hat{D}) \exp(h\hat{N}) \right] \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(0, T), \quad (5)$$

式中 $M = L/h$, 然后在时域中求解非线性过程, 在频域中求解线性过程。

3 全固态光子带隙光纤的设计

根据SC产生所需要的抽运脉冲激光光源和光纤色散特性, 选择带隙最宽的第一带隙, 设计了AS-PBGF的结构。由于采用1.064 μm的脉冲光抽运,

所以要求 $1.064 \mu\text{m}$ 的波长位于 AS-PBGF 的带隙内。同时为了更有效地产生 SC, 要求带内的零色散波长略小于 $1.064 \mu\text{m}$, 使得在 $1.064 \mu\text{m}$ 有较小的反常色散。

所设计的 AS-PBGF 具有 C_{6v} 的对称结构, 如图 1 所示。基质材料为石英。包层周期性排列的高折射率柱共 7 层, 如图中黑色圆点所示, 柱直径 $d = 1.9 \mu\text{m}$, 柱间距 $\Lambda = 3.8 \mu\text{m}$, 高折射率柱与基质材料的折射率差为 2%。缺失一个高折射率柱来引入线缺陷作为纤芯。

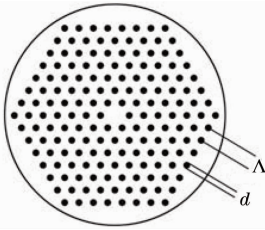


图 1 全固态光子带隙光纤截面图

Fig. 1 Cross-section image of all-solid photonic bandgap fiber

利用多极法计算 AS-PBGF 第一带隙的限制损耗, 得到第一个带隙的位置, 如图 2 所示。带隙中心的损耗很小; 在带隙的长波边, 损耗随波长的增加而增大; 在带隙的短波边, 损耗随波长的减小而急剧增大。带隙效应可通过与波长有关的损耗项加入到 GNLSE 中。将式中的损耗项表示为波长的函数 $\alpha(\lambda)$, 通过该函数将带隙效应引入到 GNLSE 中, 并在频域中求解, 数值计算时只需设置离散波长处的损耗值即可。应用平面波展开法计算了 AS-PBGF 第一个带隙内的群速度色散, 如图 3 所示。该 AS-PBGF 第一带隙内的零色散波长为 $1.040 \mu\text{m}$ 。

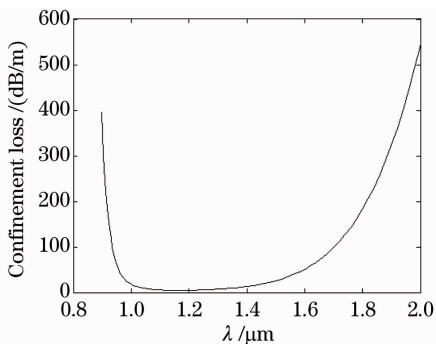


图 2 AS-PBGF 第一带隙的限制损耗

Fig. 2 Confinement loss in 1st bandgap of all-solid photonic bandgap fiber

由定义将传播常数 $\beta(\omega)$ 在抽运光的中心频率 ω_0 处作泰勒展开, 得到各阶色散系数如表 1 所示。

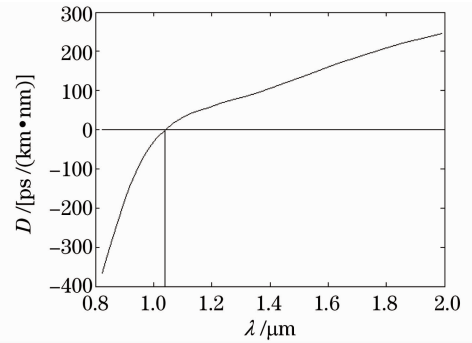


图 3 AS-PBGF 第一带隙内的群速度色散

Fig. 3 Group-velocity dispersion in 1st bandgap of all-solid photonic bandgap fiber

表 1 抽运波长处的各阶色散系数

Table 1 Dispersion coefficients at the pump wavelength

Dispersion	value
$\beta_2 / (\text{ps}^2 / \text{m})$	$-8.7219631 \times 10^{-3}$
$\beta_3 / (\text{ps}^3 / \text{m})$	2.0200583×10^{-4}
$\beta_4 / (\text{ps}^4 / \text{m})$	3.7271854×10^{-7}
$\beta_5 / (\text{ps}^5 / \text{m})$	2.0185102×10^{-9}
$\beta_6 / (\text{ps}^6 / \text{m})$	$-1.9399115 \times 10^{-11}$
$\beta_7 / (\text{ps}^7 / \text{m})$	$-1.6478008 \times 10^{-14}$
$\beta_8 / (\text{ps}^8 / \text{m})$	$9.5581281 \times 10^{-17}$

4 全固态光子带隙光纤中超连续谱的产生

采用 FiberDesk 软件求解 GNLSE, 计算飞秒脉冲在有和无带隙情况下, 时域和频谱随传输距离的演变。软件中主要设置的参数和原理如理论部分所述, 设置的参数包括: 入射脉冲为中心波长为 $1.064 \mu\text{m}$ 的双曲正割脉冲, 峰值功率 $P_0 = 26.4 \text{ kW}$, 脉冲宽度 $T_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$, $T_0 = T_{\text{FWHM}} / 1.763 \approx 57 \text{ fs}$; 光纤长 $L = 0.5 \text{ m}$; 非线性折射率 n_2 , 模场有效面积 $A_{\text{eff}} (\gamma = 6.704 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1} \text{ m}^{-1})$; 损耗 $\alpha(\lambda)$ 及各阶色散系数(如表 1 所示); 拉曼响应函数; 仿真参数(如步长等)。

图 4, 5 分别给出了在没有和有带隙效应的情况下, 传输距离为 4, 8, 16 和 40 cm 时的时域和频谱输出。从图 4(a) 和图 5(a) 中可以看出, 在传输 4 cm 后, 由于受激拉曼散射, 出现了很强斯托克斯峰, 使光谱展宽。但此时光谱的展宽还没有达到带隙的边缘, 所以不受带隙的影响。在没有和有带隙情况下的时域和频谱输出相同, 只是在有带隙的情况下, 由于加入了损耗, 使得功率会有所下降。

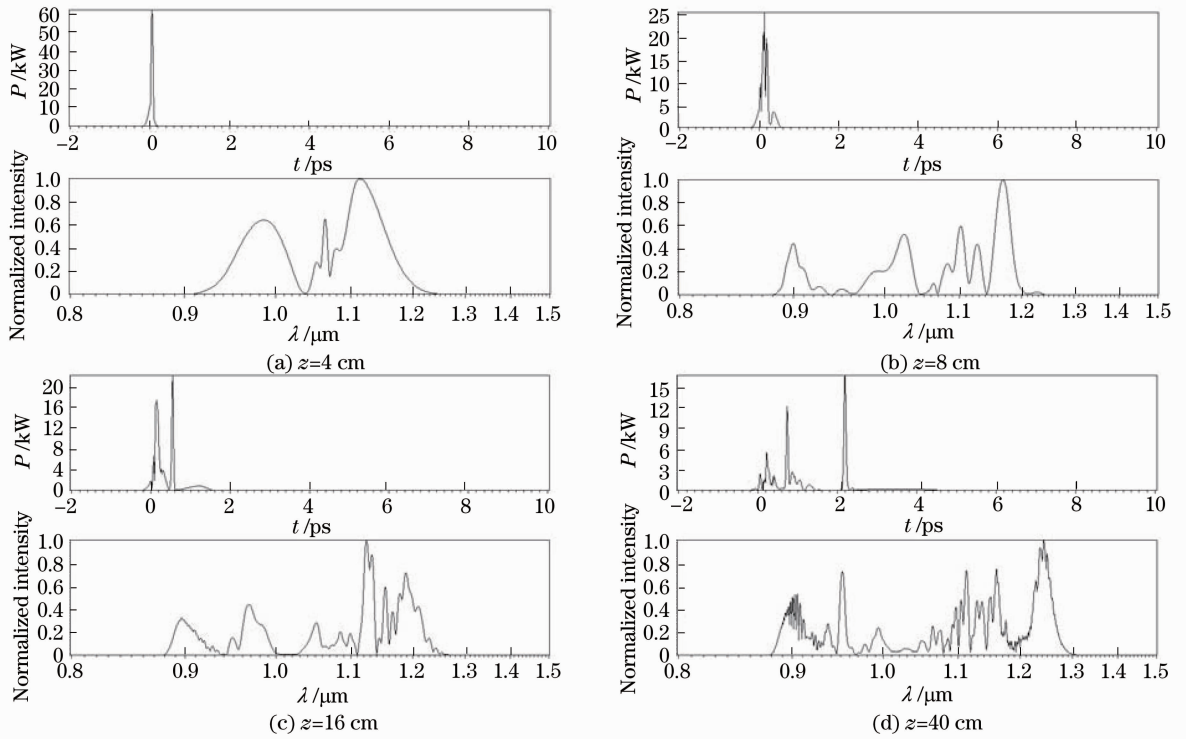


图 4 无带隙和损耗情况下,入射飞秒脉冲的时域和频谱随传输距离的演化

Fig. 4 Temporal and spectral evolution with distance for a femtosecond pulse propagating in AS-PBGF without bandgap and loss

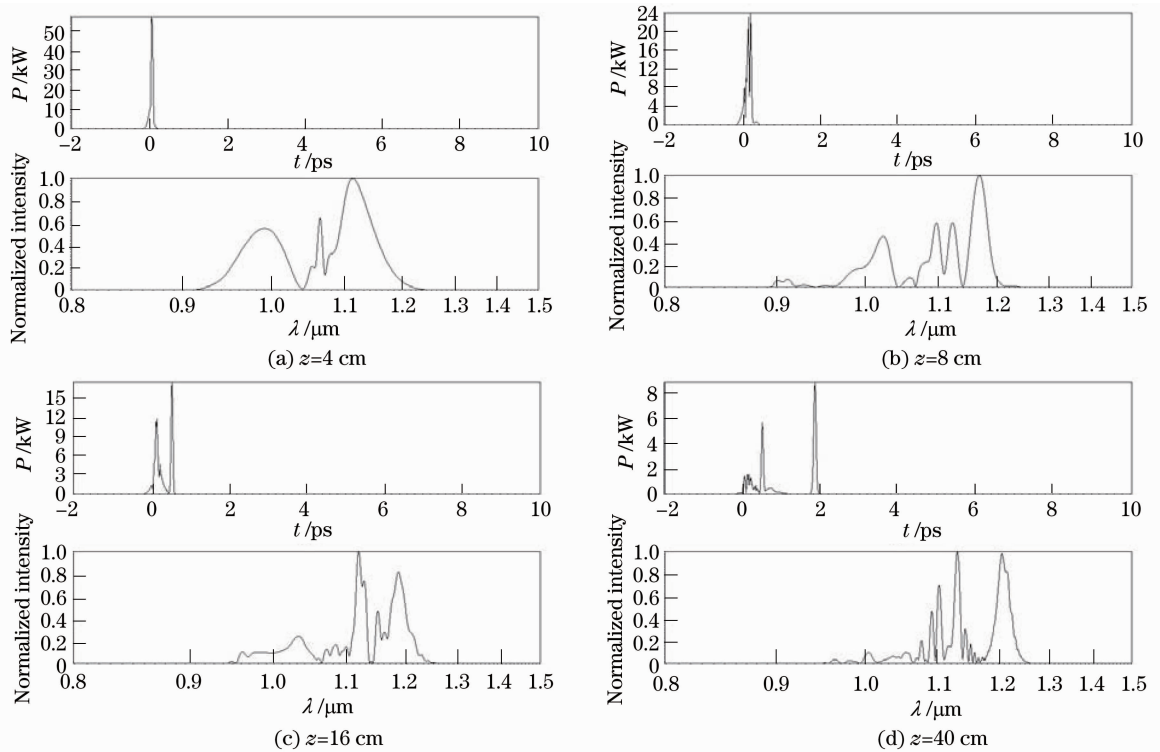


图 5 有带隙的情况下,入射飞秒脉冲的时域和频谱随传输距离的演化

Fig. 5 Temporal and spectral evolution with distance for a femtosecond pulse propagating in AS-PBGF with bandgap

由于脉冲位于光纤的反常色散区,在群速度色散和自相位调制的共同作用下,将形成光学孤子,由

高阶孤子的定义可以计算出 $z = 4$ cm 时,斯托克斯峰处产生的孤子阶数 $N \approx 4$ 。三阶色散和脉冲内拉

曼散射等微扰使得高阶孤子并不稳定,导致高阶孤子分裂为多个不同的基态孤子。当传输距离 $z = 8$ cm时,由图 4(b)和图 5(b)可明显地看见高阶孤子分裂,产生基态孤子。由于脉冲内拉曼散射,分裂的基态孤子不断红移,同时由于高阶色散扰动,在短波边的 $0.9 \mu\text{m}$ 处,出现了蓝移的色散波^[19]。在不考虑带隙的情况下,在频谱域可以看见色散波对应的峰,但在考虑带隙的情况下,色散波分量因带隙效应引起的损耗而受到衰减,因为此时光谱展宽达到了带隙的短波边缘。

传输距离 $z = 16$ cm时,由图 4(c)和图 5(c)可见,在频谱域上,由于脉冲内拉曼散射,分裂的基态孤子不断红移。在时域上,因为分裂的基态孤子位于反常色散区,所以红移的基态孤子在时间上的延迟增加。图 5(c)中扩展到带隙短波边缘的光谱分量受损耗的影响很大,色散波对应的光谱分量受到衰减,与之相对应的很宽的低幅度时域底座也消失。长波边缘由于没有达到带隙边缘,主要的差异就是损耗对输出功率的影响。

随着脉冲在光纤中进一步的传输,基态孤子继续红移,同时入射脉冲进一步分裂出新的基态孤子。高阶孤子产生 \bar{N} (\bar{N} 为最接近于 N 的整数值) 个不同波长和峰值功率的基态孤子。它们的宽度和峰值功率与 N 有关

$$\begin{aligned} T_k &= \frac{T_0}{2N+1-2k}, \\ P_k &= \frac{(2N+1-2k)^2}{N^2} P_0, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 $k = 1 \sim \bar{N}$, 从(6)式可知,后面分裂的孤子脉

宽更宽,峰值功率更低。当 $z = 40$ cm时,由图 4(d)和图 5(d)可知带隙对短波边的影响如上所述。但是在长波边由于损耗的影响,考虑带隙时的时域和光谱输出与不考虑带隙时相比,出现显著的差异。主要原因在于与功率有关的孤子自频移受到影响。孤子自频移引起的频移量^[17]可以近似地表示为

$$\Delta\nu_R(z) \approx -\frac{4T_R(\gamma P_0)^2 z}{15\pi|\beta_2|}, \quad (7)$$

式中 T_R 表示拉曼参数。当分裂的基态孤子在光纤内进一步传输时,由于损耗的存在,孤子的峰值功率降低,由(7)式可知,传输相同的距离时,孤子自频移引起的频移量减小,所以损耗影响了光谱向长波方向的展宽。同理,后面分裂出的基态孤子由于峰值功率较低,其频移量也会减小。

随着传输距离的增加,基态孤子进一步红移,光谱向长波长方向展宽。图 6 为 $z = 50$ cm, 没有带隙和有带隙时的输出光谱图。该光谱图将 SC 的时域和频谱域表示在同一个图中,并将时域和频谱域向两个轴上投影,该图中频谱域投影的纵坐标单位为 dB。从图中可用看出,短波长的色散波与宽的低幅度时域底座相对应,从时域和频谱上都可以明显看到带隙对 SC 短波边缘的抑制,控制了 SC 向短波方向的扩展。由于损耗的存在,在频谱上影响了孤子红移的速度;在时域上,孤子的时间延迟减小。需要说明的是,即使带隙内损耗很小,对基态孤子的红移影响可以忽略,但当光谱展宽达到带隙的长波边缘时,带隙效应也会抑制 SC 向长波方向的扩展,使产生的 SC 位于带隙内。

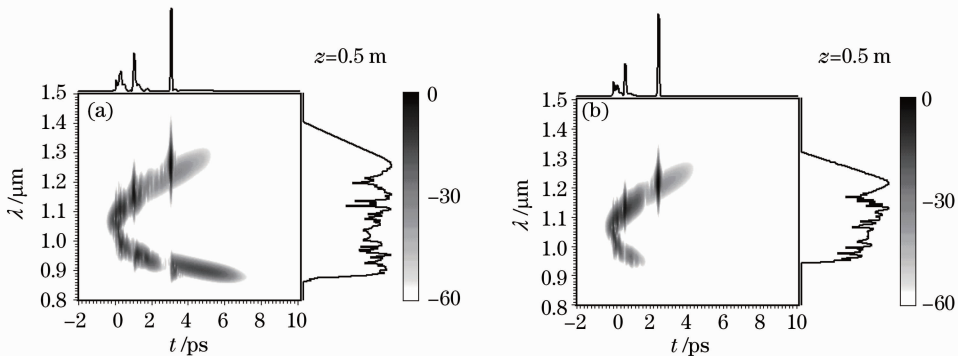


图 6 AS-PBGF 中产生的 SC 的光谱图。(a)没有带隙的光谱图;(b)有带隙的光谱图

Fig. 6 Spectrogram of the output supercontinuum in AS-PBGF. (a) Without bandgap; (b) with bandgap

由于非线性效应与峰值功率有关,而不是平均功率,所以对于脉冲宽度和峰值功率相同而平均功率不同的入射脉冲,产生 SC 的光谱范围相同^[20]。故模拟结果适用于大功率的情况。AS-PBGF 的色

散特性受纤芯直径影响很小,对于所需要的 ZDW, AS-PBGF 的纤芯直径可以比全内反射 PCF 大得多,使得 AS-PBGF 能够承受更大功率,有利于大功率 SC 的产生。AS-PBGF 的带隙对弯曲很敏感^[21],

通过改变 AS-PBGF 弯曲的曲率半径,可显著改变带隙短波边的位置。这样就可以通过弯曲 AS-PBGF 来改变带隙位置,进而实现对 SC 光谱的主动控制。

5 结 论

设计了 AS-PBGF 的带隙结构和带内色散,该光纤的第一带隙内的 ZDW 为 $1.040 \mu\text{m}$ 。计算了带内损耗和群速度色散等光纤参数。通过与波长有关的损耗,将带隙效应引入到 GNLSE 中,模拟了飞秒脉冲在第一带隙内传输时,时域和频谱的输出情况。由于产生的 SC 的色散波扩展到了带隙的短波边缘,带隙效应对其有很好的抑制作用,使 SC 在短波方向不能扩展到带隙外;在长波边缘,光谱的展宽主要是由于高阶孤子分裂和孤子自频移的贡献,但是由于损耗的存在,使得分裂的基态孤子红移速度变慢,在传输距离相同的情况下,SC 向长波方向的频移量减小,光谱扩展受到抑制。模拟结果说明 AS-PBGF 的带隙效应能够在一定程度上控制产生 SC 的光谱范围。

参 考 文 献

- 1 Wang Zhiguang, Zeng Zhanan, Li Ruxin. Measurement of Gouy phase shift by supercontinuum spectral interference [J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1905~1908
王之光,曾志男,李儒新等. 超连续谱干涉方法测量古依相移 [J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1905~1908
- 2 Th. Udem, R. Holzwarth, T. W. Hänsch. Optical frequency metrology [J]. *Nature*, 2002, **416**(6877): 233~237
- 3 S. A. Diddams, D. J. Jones, J. Ye *et al.*. Direct link between microwave and optical frequencies with a 300 THz femtosecond laser comb [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(22): 5102~5105
- 4 I. Hartl, X. D. Li, C. Chudoba *et al.*. Ultrahigh resolution optical coherence tomography using continuum generation in an air-silica microstructure optical fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(9): 608~610
- 5 H. Takara, T. Ohara, K. Mori *et al.*. More than 1000 channel optical frequency chain generation from single supercontinuum source with 12.5 GHz channel spacing [J]. *Electron. Lett.*, 2000, **36**(25): 2089~2090
- 6 Xu Yongzhao, Wang Zinan, Zhang Xia *et al.*. 10 GHz-spaced over 1100 channel flat supercontinuum source generated in a microstructure fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(5): 675~679

- 徐永钊,王子南,张霞等. 基于微结构光纤的 10 GHz 超过 1100 信道的平坦超连续谱光源 [J]. *中国激光*, 2007, **34**(5): 675~679
- 7 T. A. Birks, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Endlessly single-mode photonic crystal fibre [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(13): 961~963
- 8 K. Saitoh, M. Koshiba, T. Hasegawa *et al.*. Chromatic dispersion control in photonic crystal fibers: application to ultra-flattened dispersion [J]. *Opt. Express*, 2003, **11**(8): 843~852
- 9 K. Saitoh, M. Koshiba. Highly nonlinear dispersion-flattened photonic crystal fibers for supercontinuum generation in a telecommunication window [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(10): 2027~2032
- 10 J. M. Stone, J. C. Knight. Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(4): 2670~2675
- 11 F. Luan, A. K. George, T. D. Hedley *et al.*. All-solid photonic bandgap fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(20): 2369~2371
- 12 A. Wang, A. K. George, J. C. Knight. Three-level neodymium fiber laser incorporating photonic bandgap fiber [J]. *Opt. Lett.*, 2006, **31**(10): 1388~1390
- 13 T. Taru, J. Hou, J. C. Knight. Raman gain suppression in all-solid photonic bandgap fiber [C]. *European Conference and Exhibition of Optical Communication, Berlin*, 2007, 7.1.1
- 14 C. B. Olausson, C. I. Falk, J. K. Lyngso *et al.*. Amplification and ASE suppression in a polarization-maintaining ytterbium-doped all-solid photonic bandgap fibre [J]. *Opt. Express*, 2008, **16**(18): 13657~13662
- 15 A. Shirakawa, H. Maruyama, K. Ueda *et al.*. High-power Yb-doped photonic bandgap fiber amplifier at 1150~1200 nm [J]. *Opt. Express*, 2009, **17**(2): 447~454
- 16 Fang Xiaohui, Hu Minglie, Liu Bowen *et al.*. Numerical simulation for nonlinear evolution in all-solid photonic bandgap fibers [J]. *Chin. J. Quant. Electron.*, 2008, **25**(6): 742~748
方晓惠,胡明列,刘博文等. 全固态带隙结构光子晶体光纤中非线性过程的数值模拟 [J]. *量子电子学报*, 2008, **25**(6): 742~748
- 17 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. San Diego: Academic Press, 2007. 453~454
- 18 Cui Xiuyan, Zhao Jianlin, Yang Dexing. Simulation of supercontinuum generation by using modified split-step Fourier algorithm [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(8): 2046~2051
崔秀艳,赵建林,杨德兴等. 利用改进的分步傅里叶算法模拟超连续谱的产生 [J]. *中国激光*, 2009, **36**(8): 2046~2051
- 19 I. Cristiani, R. Tediosi, L. Tartara *et al.*. Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers [J]. *Opt. Express*, 2004, **12**(1): 124~135
- 20 Xia Chenan, Kumar Malay, Cheng Mingyuan *et al.*. Power scalable mid-infrared supercontinuum generation in ZBLAN fluoride fibers with up to 1.3 watts time-averaged power [J]. *Opt. Express*, 2007, **15**(3): 865~871
- 21 T. A. Birks, F. Luan, G. J. Pearce *et al.*. Bend loss in all-solid bandgap fibres [J]. *Opt. Express*, 2006, **14**(12): 5688~5698