

文章编号: 0258-7025(2009)01-0154-06

# 准连续光抽运光子晶体光纤产生超连续谱

孙婷婷<sup>1,2</sup> 王 志<sup>2</sup> 李传起<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 南京信息工程大学数理学院, 江苏 南京 210044; <sup>2</sup> 南开大学现代光学研究所, 天津 300071)

**摘要** 对准连续光在光子晶体光纤中的传输特性进行了理论和实验研究。利用分步傅里叶方法求解非线性薛定谔方程, 数值模拟了准连续光在光子晶体光纤中传输时光谱和脉冲的演化, 并分析了其非线性机理和光谱展宽机制。通过比较不同条件下脉冲时域和频域的演化过程, 发现低功率、宽脉冲条件下引起光谱展宽的主要因素是光纤反常色散区的调制不稳(MI)作用。此外, 还分析了脉冲功率、光纤非线性系数、脉冲宽度等因素对光谱展宽的影响。在理论研究基础上, 将脉冲宽度为 80 ps 的准连续光耦合入 70 m 长的非线性光子晶体光纤, 获得了覆盖整个通信波段的超连续(SC)谱, 波长范围 1300~1700 nm。

**关键词** 光纤光学; 光子晶体光纤; 超连续光谱; 分步傅里叶方法; 调制不稳

**中图分类号** O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093601.0154

## Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fiber by Using Quasi-Continuous Pump

Sun Tingting<sup>1,2</sup> Wang Zhi<sup>2</sup> Li Chuanqi<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> College of Math & Physics, Nanjing University of Information Science & Technology, Nanjing, Jiangsu 210044, China)

<sup>2</sup> Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China

**Abstract** In this paper, propagation of quasi-continuous wave in photonic crystal fiber (PCF) is theoretically and experimentally investigated. With the nonlinear Schrödinger equation (NLSE) and split-step Fourier transform method, evolution of spectrum and pulse profile of quasi-continuous pump is numerically simulated, and the nonlinear mechanism for supercontinuum (SC) generation is analyzed. By comparing different simulative conditions, it's shown that modulation instability (MI) in anomalous dispersion region dominates the spectrum broadening. Moreover, the effects of pump power, pulse width and fiber's nonlinear coefficient on SC are also studied. Based on the theoretical results, quasi-continuous wave with pulse width of 80 ps was lunched into a 70m long nonlinear PCF and SC with the spectral range from 1300 nm to 1700 nm was generated, covering the whole communication window.

**Key words** fiber optics; photonic crystal fiber; supercontinuum spectrum; split-step Fourier transform method; modulation instability

## 1 引 言

超连续(Supercontinuum, SC)谱产生是指超短脉冲在介质中传输时由于介质的非线性效应而导致光谱被极大展宽的现象。1970年, Alfano和Shapiro利用倍频锁模钎玻璃皮秒激光脉冲抽运BK7光学玻璃, 首次获得400~700 nm的SC谱<sup>[1]</sup>。此后, SC谱的产生就成为备受关注的研究课题, 并被广泛应用于光通信、光谱度量学、分光学和医学成

像等领域<sup>[2]</sup>。从光纤中超连续谱产生的发展过程看来, 光子晶体光纤(PCF)是产生SC谱的第四代传输光纤, 其良好特性满足产生SC谱的高非线性系数和色散要求。同时, 由于光子晶体光纤中材料与空气的折射率之差以及包层空气孔的参数具有很大的设计自由度, 使得它被广泛用于产生超连续谱的研究<sup>[2-7]</sup>。大多数实验中, 所使用的抽运源都是具有高峰值功率的飞秒超短脉冲激光器<sup>[6-10]</sup>。在对

收稿日期: 2008-08-26; 收到修改稿日期: 2008-10-15

基金项目: 国家973计划(2003CB314906)、江苏省自然科学基金(BK2008437)、江苏省高校自然科学基金(07KJB510066)和江苏省高校“青蓝工程”中青年学术带头人资助课题。

作者简介: 孙婷婷(1981-), 女, 博士, 讲师, 主要从事光电子和光纤器件等方面的研究。E-mail: nksuntingting@gmail.com

光谱展宽机制的研究中,人们发现准连续/连续光在光子晶体光纤中的光谱展宽与超短脉冲作为抽运源的情形有着不同的动力学过程,所获得的连续谱也具有自身的特点<sup>[11~14]</sup>。目前,超连续谱方面的工作重点已经转移到实用化的进程中,主要从降低装置的复杂性和价格成本角度来考虑,全光纤化的系统更具有吸引力。本文研究了低峰值功率、宽脉冲的准连续光在光子晶体光纤中的传输特性,数值模拟并比较了不同初始条件下准连续波在传输中时域和频域的演化。

## 2 理论模型

光纤内脉冲演化的过程可以用非线性薛定谔方程进行描述<sup>[15]</sup>:

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

式中  $A(z, t)$  是脉冲慢变振幅,  $z$  为沿光纤方向的传输距离,  $\alpha$  是光纤损耗;  $\beta_n$  表示各阶色散, 定义为

$$\beta_n = (d^n \beta / d\omega^n)_{\omega=\omega_0}, \quad (n = 1, 2, 3, \dots) \quad (2)$$

(1)式等号右边包含了如自相位调制(SPM)、自陡峭、四波混频等各种非线性效应,非线性系数  $\gamma$  定义为  $\gamma = 2\pi n_2 / \lambda A_{\text{eff}}$ ,  $A_{\text{eff}}$  为光纤有效模场面积,  $n_2$  是非线性折射率,与光纤的材料性质有关。响应函数  $R(t)$  可以写成  $R(t) = (1-f_R)\delta(t) + f_R h_R(t)$ , 其中,  $f_R$  表示延时拉曼响应对非线性极化的贡献,  $h_R(t)$  为拉曼响应函数,对于石英光纤,

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1),$$

$\tau_1$  和  $\tau_2$  是两个可调节的参数,取值分别为 12.2 fs、32 fs,  $f_R$  的值约为 0.18。计算所用光纤近似为纯石英结构,长度为 70 m,光纤的非线性系数  $\gamma$  为  $11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{km}^{-1}$ ,入射波长处色散值分别为  $\beta_2 = -1.53301114 \text{ ps}^2/\text{km}$ ,  $\beta_3 = -1.2259678 \times 10^{-3} \text{ ps}^3/\text{km}$ 。输入光的中心波长在 1563.7 nm,脉冲宽度为 80 ps,峰值功率为 10 W。在计算中,忽略了损耗的影响。

(1)式非线性偏微分方程,在一般情况下不适于解析求解,通常需要做数值处理。本文中采用对称的分步傅里叶方法,其执行过程为:光纤长度被分为大量的小区间  $h$ ,光脉冲从一个区间到另一个区间

传输;在最初传输过程中,光场只与色散有关,在  $z+h/2$  处,光场乘以一非线性项,代表整个区间内的非线性效应;最后,光场在剩下的  $h/2$  区间传输,只与色散有关。其数学表达式为<sup>[15]</sup>

$$A(z+h, T) = \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) \exp\left[\int_z^{z+h} \hat{N}(z') dz'\right] \exp\left(\frac{h}{2}\hat{D}\right) A(z, T), \quad (3)$$

$\hat{D}$  和  $\hat{N}$  分别为差分算符和非线性算符:

$$\hat{D} = -\frac{\alpha}{2} - \sum_{n \geq 2} \beta_n \frac{i^{n+1}}{n!} \frac{\partial^n}{\partial T^n}, \quad (4)$$

$$\hat{N} = i\gamma \left[ |A|^2 + \frac{i}{\omega_0} \frac{1}{A} \frac{\partial(|A|^2 A)}{\partial T} - T_R \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right]. \quad (5)$$

假设输入脉冲为无啁啾( $C=0$ )的双曲正割脉冲,可以表示为<sup>[15]</sup>:

$$U(0, t) = A_0 \text{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{iCt^2}{2T_0^2}\right), \quad (6)$$

式中  $A_0$  为振幅,  $C$  为啁啾参量,  $T_0$  为脉冲半宽度(光强度为峰值的  $1/e$  处)。为研究噪声的作用,在输入脉冲中叠加高斯白噪声  $\Delta A(t)$ , 其统计特性为

$$\begin{aligned} \langle n(t) \rangle &= 0, \quad \langle n(t)n(s) \rangle = 0, \\ \langle n(t)n^*(s) \rangle &= (N_0/2)\delta(t-s), \end{aligned} \quad (7)$$

叠加噪声之后的输入脉冲可以表示为:

$$A(t) = U(t) + \Delta A(t), \quad (8)$$

## 3 数值模拟结果和分析

图 1 为叠加高斯白噪声情况下,计算所得的不同传输距离下脉冲时域和频域的演化过程。当传输距离为 20 m 时,对于频域,除高强度部分频谱略有展宽外,中心频率两边开始出现对称的旁瓣。由于此时的传输距离还不到非线性长度,所以不能十分清楚地辨析,但是在时域图中,可以看到脉冲顶部出现了比  $z=0$  时大的扰动。当脉冲继续传输,到  $z=50$  m 时,已经可以清晰地看到中心频率两侧的旁瓣,并且初始脉冲分裂成一系列的超短脉冲串,这正是调制不稳定性(MI)的一个明显特征<sup>[15]</sup>。当  $z=70$  m 时,所形成的超短脉冲具有更大的强度,相应地在频谱旁瓣的两侧,又出现了新的频率成分,即更高阶的旁瓣。在以前的报道中,曾利用这种调制不稳定性产生稳定的亚皮秒脉冲,而且其重复频率可以通过改变探测波的波长来控制<sup>[15]</sup>。在计算中,由于采用的是高斯白噪声作为微扰,所以产生的超短脉冲是不均匀的。

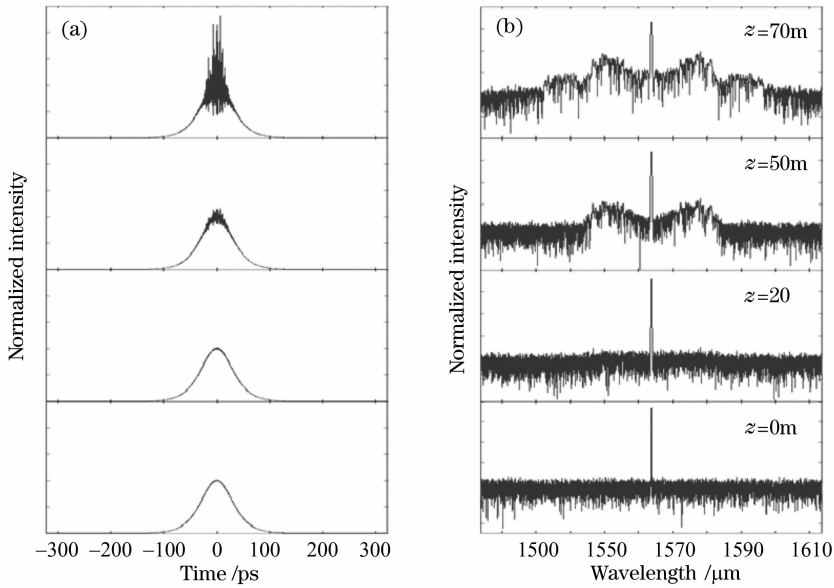


图 1 有初始噪声情况下不同传播距离的脉冲演化。(a) 时域, (b) 频域

Fig. 1 Pulse evolution with propagating distance under the existence of noise. (a) Time domain, (b) frequency domain

不叠加高斯噪声时,输入脉冲在 PCF 中传输 70 m 后的脉冲和光谱如图 2 所示。脉冲波形在传输过程中几乎保持不变,也没有出现如图 1 的分裂,这说明在传输过程中没有调制不稳定现象发生,并且色散对脉冲的作用很小。 $z=70$  m 时,可以从嵌入图中看到由于 SPM 调制作用引起的频谱展宽,但并没有出现噪声存在时的增益旁瓣。这是因为我们采用了脉宽较大的脉冲入射,自相位调制引起的光谱展宽并不能到达调制不稳定的增益频率范围之内。而对于有噪声的情形,噪声光子被调制不稳定性提供的增益放大,所以噪声尖峰迅速增强。因此,噪声在发生调制不稳定性的初始阶段起到了关键的作用。当超短脉冲串继续在光纤中传输时,经历更充分的非线性作用,将有更高级次的增益旁瓣产生并逐渐融合在一起,形成超连续谱。

令初始脉冲参数保持不变,分别改变 PCF 的色散值来观察输出光谱的变化。图 3 是不同色散参数下初始脉冲经过 70 m 光纤后的时域和频域特性。可以看到,在光纤反常色散区,当色散绝对值增大时,调制不稳现象仍然可以产生,但是其增益区的范围明显减小,旁瓣靠近中心波长。而当入射波长位于光纤的零色散点和正常色散区时,即使在初始脉冲中叠加了噪声,仍然没有调制不稳定现象出现,仅观察到由 SPM 引起的很窄的光谱展宽,因此,利用 MI 产生超连续谱时,应使抽运源位于反常色散区靠近零色散点的位置。

在其他参量保持不变的情况下,改变初始脉冲的宽度,比较脉冲在 PCF 中传输相同距离后的时域和频域特性。图 4 分别为脉冲宽度为 80 ps 和 40 ps 的入射光在同一光纤中传播 70 m 后的光谱和脉冲

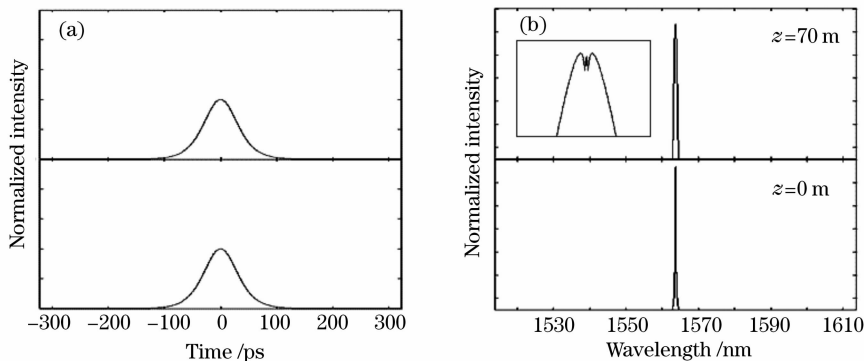


图 2 无初始噪声情况下的脉冲演化。(a) 时域, (b) 频域

Fig. 2 Pulse evolution without the existence of noise. (a) Time domain, (b) frequency domain

形状。对比两者的光谱图可以看出,斯托克斯波和反斯托克斯波的位置都没有改变,但是较窄脉冲形成的连续谱相对来说更加清晰,可以分辨出更高级次的不稳定性增益。而且,此时抽运波长附近的光谱展宽也更加明显,图 4(b)图中的插图给出了波长范围为 1562~1564 nm 的光谱细节,可以看到,40 ps 脉冲所对应的中心波长的展宽更加明显,其受到的 SPM 调制作用要大于 80 ps 的脉冲。从图 4(a)

给出的脉冲演变看来,40 ps 入射脉冲形成的超短脉冲串强度要大于 80 ps 脉冲入射的情形。由于 SPM 调制引起的光谱展宽与脉冲宽度有关,当脉冲宽度继续减小时,SPM 引起的频谱展宽加剧,以致接近调制不稳定的增益区被放大。这时,即使不加入噪声,也可以产生调制不稳定性。并且,当脉冲宽度足够窄时,色散也逐渐在脉冲传输过程中表现出越来越重要的作用<sup>[15]</sup>。

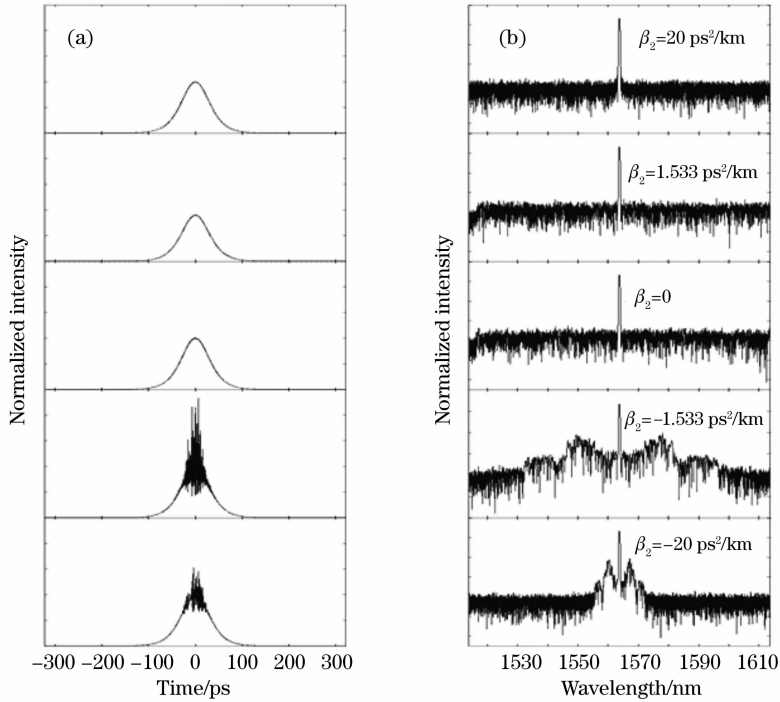


图 3 有初始噪声时不同色散区域的脉冲演化。(a) 时域, (b) 频域

Fig. 3 Pulse evolution in different dispersion region under the existence of noise. (a) Time domain, (b) frequency domain

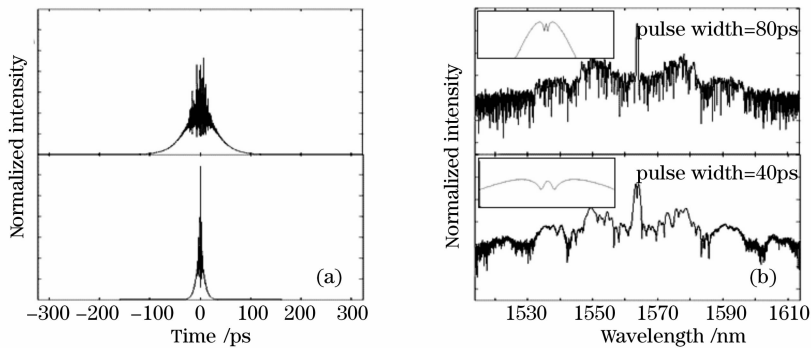


图 4 脉冲宽度不同的入射光在 PCF 中的演化。(a) 时域, (b) 频域

Fig. 4 Pulse evolution in PCF with different pulse width. (a) Time domain, (b) frequency domain

在光纤反常色散区,保持脉冲宽度和传输长度不变,分别改变光纤非线性系数和脉冲的峰值功率,计算得到输出端的光谱特性和时域特性,如图 5 所示。当入射脉冲峰值功率和光纤非线性系数比较低时,输出光谱中抽运光还占有比较高的成分,这说明

此时非线性作用并不十分充分,进一步的作用需要更长的光纤。而当光纤的非线性系数或抽运光的强度增加时,输出光谱中抽运光已基本被吸收,形成的连续谱范围更宽,形状也更加平坦。相应地,时域图中的脉冲分裂也表现得更加剧烈。

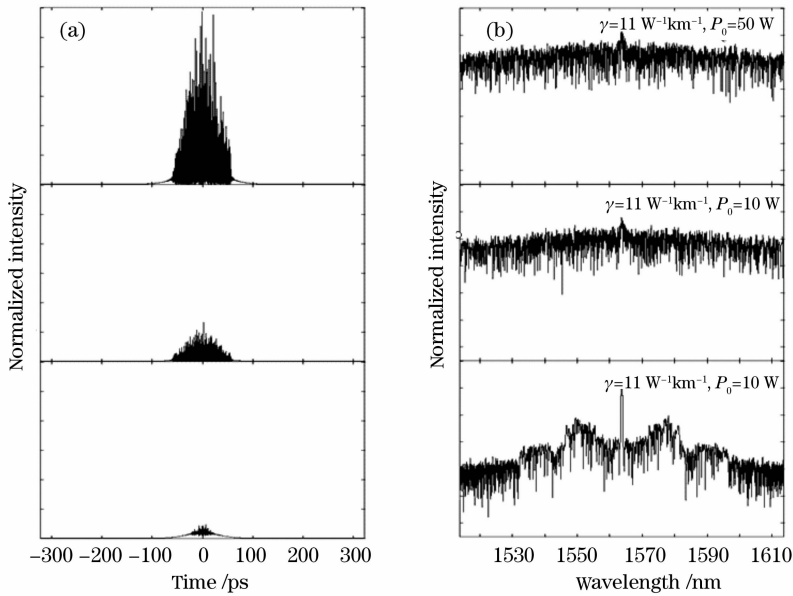


图 5 不同峰值功率和非线性系数下脉冲演化。(a) 时域, (b) 频域

Fig. 5 Pulse evolution with different peak power in PCF with different nonlinear coefficient. (a) Time domain, (b) frequency domain

可以看出,利用光纤反常色散区的调制不稳定现象,可以使用低峰值功率、宽脉冲作为抽运光产生超连续谱。其中,噪声作为探测波加速入射脉冲的破裂,使之形成无序的超短脉冲,进而在光纤中继续传输实现光谱的展宽。并且,当入射功率增加或光纤非线性系数提高时,获得的 SC 谱宽度更大。

#### 4 实验装置和实验结果

为了验证前面理论计算的结果,设计了加入噪声的宽脉冲在 PCF 中的传输实验。图 6 为利用调制不稳定产生 SC 谱的实验装置图。其中 TFL 为环形腔可调谐光纤激光器,利用  $\text{LiNbO}_3$  调制器,可以使之产生  $1 \sim 10\text{GHz}$  的锁模脉冲输出。EYDFA 为铷镨共掺双包层光纤放大器,当激光器输出的光在放大器中被放大时,认为引入了自发辐射噪声。为了使引入的噪声幅度足够大,在脉冲进入 EYDFA 之前首先经过掺铷放大器的一级放大,在图中没有表示出来。在放大后的脉冲进入 PCF 之前,使用由光栅 (FBG) 和环行器组成的反射装置

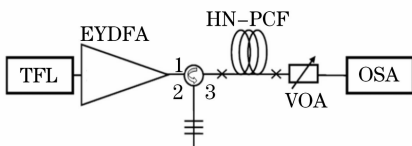


图 6 实验装置

Fig. 6 Experimental setup

将中心波长区域的光滤出,以避免放大器中剩余放大自发辐射 (ASE) 对 PCF 输出端光谱的影响。在 PCF 后接可调节衰减器 VOA,利用光谱仪观察脉冲经 PCF 后的光谱展宽情况。实验中用到的 PCF 是丹麦 Crystal Fiber 公司的产品,在  $1500 \sim 1600\text{nm}$  波长范围保持绝对值很小的反常色散。光纤的损耗为  $9\text{dB/km}$ ,非线性系数为  $11\text{km}^{-1}\text{W}^{-1}$ ,光纤长度为  $70\text{m}$ 。在光纤的两端利用过渡光纤与单模光纤熔接,插入损耗小于  $0.5\text{dB}$ 。改变 EYDFA 的输出,从光谱仪中观察不同入纤功率情况下脉冲在 PCF 中的光谱展宽。

图 7 是入纤功率分别为  $10\text{mW}$ 、 $322\text{mW}$  和  $996\text{mW}$  时,测量得到的光谱。当入纤功率比较小时,并没有非线性作用,只有抽运光存在,中心波长处的

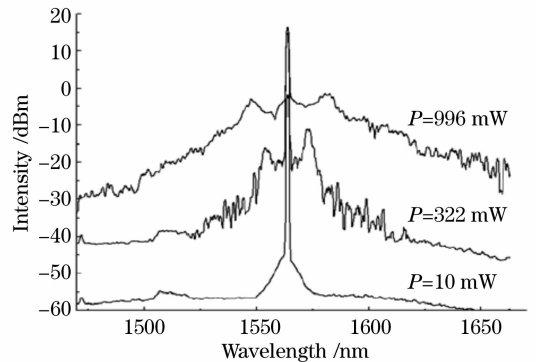


图 7 不同入纤功率情况下脉冲在 PCF 中的光谱展宽

Fig. 7 Spectral broadening with different launched power in PCF

三角形底座为没有滤净的放大器 ASE 谱。逐渐增大入射光功率,抽运光增长且光谱稍有展宽,噪声基底的水平也随之增加。当入射光功率增长到一定程度时,抽运光的两侧开始有毛刺现象出现,输入功率为 322 mW 时,已经可以很清楚地看到抽运光左右两侧各有一个峰出现,峰值对应波长分别为 1553 nm 和 1573 nm。继续增大入纤功率,发现中心波长处的强度并没有显著增加,但是观测波长范围内的整个谱强度有所上升。而且,后来出现的两个峰有所变宽,间距也逐渐增大,仍然对称地分布在抽运光波长两侧。在抽运平均功率为 996 mW(峰值功率约 10 W)时,测得两峰对应的波长分别为 1547 nm 和 1580 nm,这与图 1 中的数值模拟结果是一致的。

从图 7 的光谱中可看到,在脉冲传输 70 m 后,仍有大量的剩余抽运光存在,说明非线性作用并不充分。这是由于实验中较低的人射抽运功率和光纤较低的非线性系数造成的。理论计算表明,提高抽运功率或 PCF 的非线性系数,可以在光纤长度相同的条件下获得更大范围的光谱展宽。保持放大器输出功率不变,去掉图 6 中的反射光栅以增大入纤抽运功率,此时调制不稳增益进入拉曼增益区,两种作用将共同促进光谱的进一步展宽。抽运波长为 1564.2 nm 时,得到了波长范围 1300~1700 nm 的超连续谱,如图 8 所示。

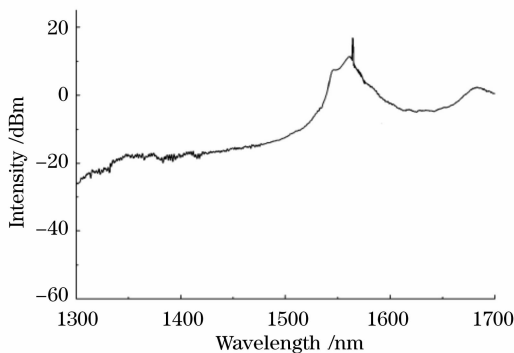


图 8 抽运波长为 1564.2 nm 时经 70 m PCF 后的超连续谱  
Fig. 8 SC spectrum in 70 m long PCF with the pump wavelength of 1564.2 nm

## 5 结 论

对低峰值功率的准连续光在光子晶体光纤中的传输特性进行了数值模拟和比较,强调了调制不稳在 SC 谱产生中的重要作用,并分析了色散、脉冲宽度、光纤非线性系数等参量对 SC 谱影响。以脉冲宽度 80 ps 的激光输出作为抽运源,通过两极放大器引入自发辐射噪声,利用 70 m 高非线性 PCF 获

得了覆盖整个通信波段的超连续谱,并实验验证了理论计算的结果。相对于飞秒超短脉冲作为抽运源的情形,这种方法装置更为简单、价格更低,并且易于实现全光纤化。由于随机噪声充当探测信号被调制不稳增益放大,所以连续谱的相干度较低,可以用于光学相干成像、光学测量和光器件检测等领域。

## 参 考 文 献

- 1 Alfano R R, Shapiro S L. Emission in the region 4000 to 7000 Å via four-photon coupling in glass[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1970, **24**(11): 584~587
- 2 G. Genty, S. Coen, J. M. Dudley. Fiber supercontinuum sources[J]. *J. Optical Society of America B—Optical Physics*, 2007, **24**(8): 1771~1785
- 3 Fedotov A. B.. Supercontinuum-generating holey fibers as new broadband sources for spectroscopic applications [J]. *Laser Physics*, 2000, **10**(3): 723~726
- 4 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
- 5 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
- 6 Wei Yanfen, Zhang Xia, Xu Yongzhao *et al.*. All-optical regeneration based on highly nonlinear microstructured fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(3): 414~418
- 7 卫艳芬,张霞,徐永钊等. 基于高非线性微结构光纤的全光再生研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(3): 414~418
- 8 Schreiber T.. Supercontinuum generation by femtosecond single and dual wavelength pumping in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths[J]. *Opt. Exp.*, 2005, **13**(23): 9556~9569
- 9 Turke D.. Coherence of subsequent supercontinuum pulses generated in tapered fibers in the femtosecond regime[J]. *Opt. Exp.*, 2007, **15**(5): 2732~2741
- 10 Apolonski A.. Spectral shaping of supercontinuum in a cobweb photonic-crystal fiber with sub-20-fs pulses[J]. *J. Optical Society of America B—Optical Physics*, 2002, **19**(9): 2165~2170
- 11 Fedotov A. B.. Frequency-tunable supercontinuum generation in photonic-crystal fibers by femtosecond pulses of an optical parametric amplifier[J]. *J. Optical Society of America B—Optical Physics*, 2002, **19**(9): 2156~2164
- 12 Mitrofanov A. V.. Microjoule supercontinuum generation by stretched megawatt femtosecond laser pulses in a large-mode-area photonic-crystal fiber[J]. *Opt. Commun.*, 2007, **280**(2): 453~456
- 13 E. E. Serebryannikov, A. M. Zheltikov. Supercontinuum generation through cascaded four-wave mixing in photonic-crystal fibers; When picoseconds do it better [J]. *Opt. Commun.*, 2007, **274**(2): 433~440
- 14 Travers J C. Extended continuous-wave supercontinuum generation in a low-water-loss holey fiber[J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(15): 1938~1940
- 15 Schreiber T.. High average power supercontinuum generation in photonic crystal fibers[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **228**(1~3): 71~78
- 16 Dudley J. M.. Supercontinuum generation in air-silica microstructured fibers with nanosecond and femtosecond pulse pumping[J]. *J. Optical Society of America B—Optical Physics*, 2002, **19**(4): 765~771
- 17 Govind P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics & Applications of Nonlinear Fiber Optics* [M]. Jia Dongfang transl., Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002
- 18 Govind P. Agrawal. *非线性光纤光学原理及应用* [M]. 第 3 版, 贾东方译,北京: 电子工业出版社, 2002