

文章编号:1004-4213(2010)11-1938-5

# 光子晶体光纤中超连续谱产生的蓝移光谱分析\*

张会<sup>1,2</sup>, 王祎<sup>2</sup>, 常胜江<sup>2</sup>

(1 中石油大港(华东)物理科学与技术学院, 山东 东营 257061)

(2 南开大学 现代光学研究所, 天津 300071)

**摘 要:**以理论和实验相结合的方法对光子晶体光纤中超连续谱产生的蓝移光谱进行了研究. 实验研究了超连续谱蓝移光谱随入射激光的功率的变化, 着重分析了光谱在短波方向展宽的机制. 结果表明:在入射激光功率较低的情况下, 利用包含色散、自相位调制、自变陡及脉冲内拉曼散射效应的非线性薛定谔方程可以准确地分析光谱的展宽情况, 理论和实验结果一致;但是, 当功率较高时, 光谱展宽的蓝移部分理论和实验结果出现差别. 因此, 在理论和实验的基础上讨论了四波混频及交叉相位调制效应对超连续谱产生的影响, 从而为超连续谱在短波方向的展宽提供了很好的实验和理论依据.

**关键词:**超连续谱产生; 光子晶体光纤; 蓝移光谱; 四波混频

**中图分类号:**O437; O451

**文献标识码:**A

**doi:**10.3788/gzxb20103911.1938

## 0 引言

超连续谱产生是指超短激光脉冲在介质中传输时由于介质的非线性效应导致脉冲的光谱被极大地加宽的现象. 从光纤中超连续谱产生的发展过程看来, 光子晶体光纤(Photonic Crystal Fiber, PCF)能够满足超连续谱产生对光纤高非线性系数和色散的要求, 而且 PCF 中材料与空气的折射率之差以及包层空气孔的参量等为 PCF 的设计提供了多个自由度, 使得它被广泛用于超连续谱产生的研究<sup>[1-4]</sup>. 从 2000 年 Ranka<sup>[5]</sup>利用 PCF 在实验上实现了超连续谱之后, 关于超连续谱产生及其应用的研究被广泛关注, 很多理论分析超连续谱产生机制的研究被报道, 如 Anton V. Husakou<sup>[6]</sup>, 成纯富<sup>[7]</sup>等在理论上分析了入射激光功率、PCF 色散特性及 PCF 中高阶孤子衰变等因素对超连续谱产生的影响. 而近几年来, 利用高非线性材料或控制 PCF 色散特性得到超宽超连续谱的报道不断增多, 例如巴斯大学的 Knight 研究小组研制了亚碲酸盐芯及高占空比结构的 PCF 用来产生超连续谱, 其超连续的范围可向长波方向延伸至 4 870 nm<sup>[8]</sup>, 向短波方向延伸至

400 nm 以下<sup>[9]</sup>. 但是迄今为止, 关于超连续谱产生的机制问题, 以及在高非线性或高功率下交叉相位调制及四波混频效应对超连续谱蓝移光谱的影响, 却很少有理论和实验结果相结合的系统的报道. 因此, 本文从理论和实验的角度对超连续谱蓝移光谱的展宽机制进行了系统的分析, 讨论了入射激光功率及脉宽等因素对超连续谱产生的影响, 理论分析的结果和实验结果具有很好的一致性. 同时, 在理论和实验的基础上讨论了超连续谱产生过程中的四波混频及交叉相位调制效应, 从而为超连续谱在短波方向的展宽提供了很好的实验和理论依据.

## 1 超连续谱产生的实验装置及输出模式

### 1.1 超连续谱产生的实验装置

实验中采用的激发光源为钛宝石锁模飞秒脉冲激光器, 其中心波长在 800 nm, 输出的最大平均功率为 750 mW, 脉冲宽度在 170 fs 左右, 光谱宽度只有 5~6 nm, 重复频率为 76 MHz, 输出的光斑直径为 1.5 mm. 超连续谱产生的实验装置如图 1, 飞秒脉冲激光经 4 倍扩束系统扩束后, 再经放大倍数 10 倍、数值孔径为 0.25 的物镜耦合到 PCF 中, 耦合效率在 40%左右. 产生的超连续谱由光谱仪测量, 光谱仪的量程范围为 200~900 nm. 实验中采用的 PCF 为六边形结构石英芯的保偏高非线性 PCF, 其参量如表 1.

\* 国家重点基础研究发展计划(2007CB310403)、国家自然科学基金(60772105, 10704043)、天津市自然科学基金重点项目(10JCZDJC15200)和教育部博士点基金(20090031110033)资助

Tel:0546-8391947

Email:zhanghuizhx@126.com

收稿日期:2010-03-30

修回日期:2010-06-07



图1 飞秒激光在 PCF 中的传输及超连续谱产生装置  
Fig.1 Setup for the supercontinuum generation in PCF

表1 PCF 参量

Table 1 Parameters of PCF

Length of PCF	120±5 mm
Fiber core-size	1.8±0.3 μm
Zero-dispersion wavelength	750±15 nm
Nonlinear coefficient	95 (W·km) <sup>-1</sup>
NA	0.27±0.05
Single-mode cut-off wavelength	<650 nm

## 1.2 输出模式

实验中,观测到 PCF 输出端的模式特性.当入射激光功率较小时,频谱展宽很小,能量主要还是集中在 800 nm 附近,光斑为红色,能量呈高斯形分布,表现为单模传输,且光束的发散角比较小.随着入射激光功率增大,输出频谱向短波方向展宽,光斑变成彩色的环,从外到内为红色到黄绿色,且光束发散角变大.当入射激光功率很大时,如图 2 所示为入射激光功率为 62 mW,光斑中心变为白色,周围为黄色.可见随着激光功率的增大,光谱展宽越来越大,向短波方向延伸,但传输模式不变,始终为单模传输.

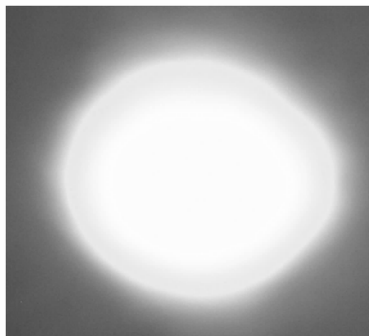


图2 输出功率为 62 mW 时 PCF 输出端的光斑  
Fig.2 Light spot when output power is 62 mW

## 2 超连续谱产生的理论和实验研究

### 2.1 超连续谱产生的理论计算模型

本文利用脉冲激光在非线性光纤中传输的非线性薛定谔方程在理论上对超连续谱的产生进行了理论分析.非线性薛定谔方程表示为<sup>[10]</sup>

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\alpha}{2} A - \sum_{k=1}^{\infty} i^{k+1} \frac{\beta_k}{k!} \frac{\partial^k A}{\partial t^k} = i\gamma \left( 1 + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} \right) \cdot$$

$$\left[ (A(z, t)) \int_{-\infty}^{\infty} R(t') t' |A(z, t-t')|^2 dt' \right] \quad (1)$$

式中: $A$  为脉冲慢变包络振幅; $z$  为脉冲在光纤中传输的距离; $\alpha$  为光纤损耗系数; $\beta_k$  为各阶群速度色散常量; $\gamma$  为非线性系数,它与纤芯材料的非线性折射率系数  $n_2$  和光纤的有效纤芯面积  $A_{\text{eff}}$  有关

$$\gamma = n_2 \frac{\omega}{c A_{\text{eff}}} \quad (2)$$

光纤的有效纤芯面积可以根据光场的横向分布函数  $F(x, y)$  来计算

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left( \int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^2 dx dy \right)^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |F(x, y)|^4 dx dy} \quad (3)$$

石英的非线性折射率系数为  $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ . 式(1)中  $R(t)$  为响应函数,表示为

$$R(t) = (1 - f_R) \delta(t) + f_R h_R(t) \quad (4)$$

式中  $f_R$  表示延时喇曼响应对非线性极化的贡献,对于石英芯的 PCF,  $f_R = 0.18$ .  $h_R(t)$  的形式为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (5)$$

式中  $\tau_1, \tau_2$  是可调参量,分别为:  $\tau_1 = 12.2 \text{ fs}$ ,  $\tau_2 = 32 \text{ fs}$ . 利用有限元方法,本文设计和实验用 PCF 结构基本一样的 PCF 模型,如图 3. 包层相邻两空气孔之间的间距为  $\Lambda = 1.8 \mu\text{m}$ ,空气孔半径为  $r = 0.75 \mu\text{m}$  时,光在 PCF 中保持单模传输,如图 3 中所示能量保持始终保持在纤芯中,且能量在纤芯中接近高斯形分布.

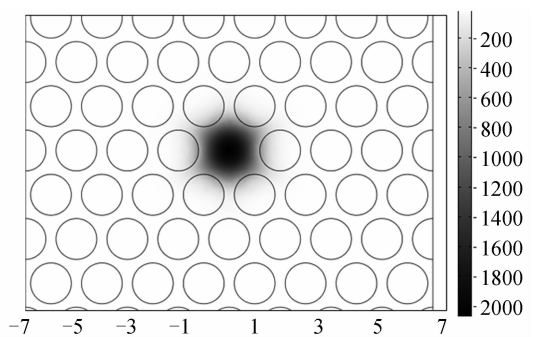


图3 PCF 模型截面图

Fig.3 Cross section of the PCF

通过计算不同波长的光在 PCF 中的传播常量,得到 PCF 的零色散波长为 751 nm,各阶色散常量分别为: $\beta_2 = -10.9 \times 10^{-6} \text{ fs}^2 \cdot \text{nm}^{-1}$ ,  $\beta_3 = 6.48 \times 10^{-5} \text{ fs}^3 \cdot \text{nm}^{-1}$ ,  $\beta_4 = -6.7 \times 10^{-5} \text{ fs}^4 \cdot \text{nm}^{-1}$ ,  $\beta_5 = 8.59 \times 10^{-5} \text{ fs}^5 \cdot \text{nm}^{-1}$ ,  $\beta_6 = -3.18 \times 10^{-4} \text{ fs}^6 \cdot \text{nm}^{-1}$ . PCF 的非线性系数  $\gamma$  为  $0.098 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ . 因此,所建 PCF 的模型结构及其参量和实验中所用的 PCF 参量基本一致.入射激光各参量同实验中相

同,取中心波长 800 nm,重复频率 76 MHz,脉宽取为 170 fs.

## 2.2 超连续谱蓝移光谱的理论和实验结果比较

本文分析了当入射脉冲激光的中心波长为 800 nm 时,PCF 的输出光谱随入射激光平均功率的变化关系,并对理论结果和实验结果做了比较.图 4 为入射激光功率较低的情况下,实验和理论得到的 PCF 输出光谱,光纤输出端功率分别为 3.1、4.3 和 5.1 mW.由于光纤很短,损耗很小,这些输出端的功率和耦合到光纤的输入功率几乎一样.其中,图 4(a)为实验结果,图 4(b)为理论计算结果.由图 4(a)光谱图中可以看出:输出光谱宽度随入射功率的增加而增加,光谱结构变化较大,当平均功率为 3.1 mW 时在 800 nm 附近有两个明显的峰,此时脉冲激光在 PCF 中保持二阶孤子传输;当平均功率为 4.3 mW 和 5.1 mW 时,PCF 中的脉冲分别保持三阶和四阶孤子传输,频谱振荡的谷底加深.当功率为 5.1 mW 时,由于高阶色散及孤子衰变的作用,在 635 nm 附近出现了非孤子辐射峰.在低功率泵浦时(未出现非孤子辐射峰时),由自变陡效应、脉冲内喇曼散射效应导致的能量红移和频谱展宽主要出现在中心波长红侧.但是,随着泵浦功率的增大,非孤子辐射出现以后,部分能量转移到短波方向的非孤子辐射峰处.

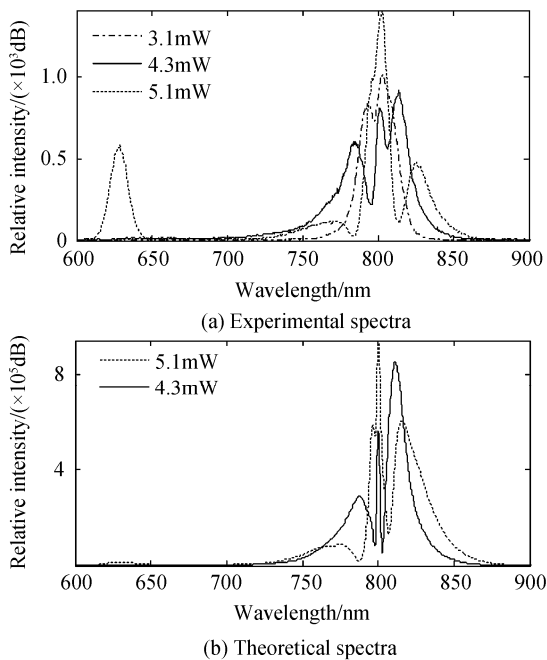


图 4 功率较小时 PCF 的输出光谱

Fig. 4 Output spectra with low input power

将图 4(b)中理论计算结果和图 4(a)的实验结果相互比较可以看出:当功率为 4.3 mW 时,理论和实验结果都表现为三个振荡峰的结构,激光在 PCF 中保持三阶孤子传输,光谱展宽范围相同,峰的光谱

位置相同;同样当功率为 5.1 mW 时,理论得到的光谱和实验中得到的光谱形状及光谱展宽范围基本相同,且在 600~650 nm 之间出现了非孤子辐射峰.只是理论中非孤子辐射峰的峰值偏低,这与 PCF 的色散有关,理论计算中 PCF 的三阶色散值小于实际 PCF 的色散.由此可见在低功率的情况下,包含了自相位调制、自变陡及脉冲内拉曼散射等非线性效应的薛定谔方程可以较准确地模拟光谱在 PCF 中的展宽特性,理论和实验结果基本一致.

图 5 为入射激光功率增大的情况下,PCF 的实验和理论输出光谱图.图 5(a)为入射功率为 6.7、13.9、22.7 和 62 mW 时 PCF 输出的实验光谱图.图 5(b)为入射功率为 6.7 mW 和 22.7 mW 时 PCF 输出的理论光谱图,纵坐标为对数形式.由图 5(a)可以看出:在实验过程中,输出光谱中非蓝移孤子辐射峰的位置随功率增大向短波方向移动,且强度增大.当然,随着入射激光功率的增大,光谱更加复杂,可以看到在中心波长附近的振荡峰和非孤子辐射峰之间的光谱空隙被渐渐填满,光谱变得平坦,能量越来越向短波方向集中.对比图 5(a)和(b)可以看出,当入射激光功率为 6.7 mW 时,光谱展宽的轮廓大致相同,理论结果和实验结果基本相同,但是实验得到的光谱更加平坦且在 600~650 nm 部分的展宽能量比 800 nm 附近能量差不多,而理论得到的光谱能量还是集中在 800 nm 附近.这是由于理论中 PCF 的二阶色散大于实际值,因此自相位调制效应比较强,振荡的谷底比较深,光谱不平坦,同时理论中 PCF 的三阶色散比实际小,因此在 600~650 nm 的非孤子辐射峰能量较低.随着功率进一步增大,当功率为 22.7 mW 时,理论分析的结果和实验偏差较大.这是因为随着功率的增大,交叉相位调制及四波混频效应也会导致在孤子辐射峰和非孤子辐射峰之间产生新的光谱成份.对于单模光纤,实现四波混频的相位匹配有三种方式<sup>[11]</sup>:1)利用小频移和低泵浦来减小相位失配;2)运转在零色散波长附近几乎可以使相位失配项为零;3)运转在反常色散区可以完全抵消相位失配项.当入射脉冲激光在光纤的反常色散区传输时,随着功率增大,光谱展宽,四波混频的相位匹配条件满足,且高阶色散产生的位于 600 nm 左右的非孤子辐射,更增强了四波混频效应,使得四波混频过程出现级联,此时四波混频更容易产生短波成分,使得能量向短波方向转移.而交叉相位调制也使新的光谱成分出现在短波方向,即靠近非孤子辐射峰的位置<sup>[12]</sup>.因此,由理论光谱和实验光谱对比可以看出,理论分析的结果显示能量还是集中在入射激光中心波长附近且向长波方向展宽

很多,这是由于理论部分考虑了自变陡和脉冲内拉曼散射效应,使展宽向长波方向延伸较多,且能量较大.但是实验结果显示能量高的波长位于短波方向,可见正是由于理论分析中未考虑四波混频及交叉相位调制对光谱展宽的贡献,非孤子辐射减小,短波方向展宽的能量变小,更不平坦.

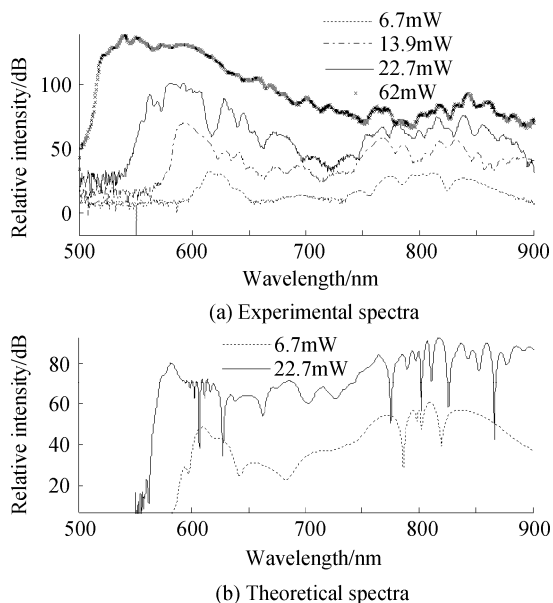


图5 功率较大时 PCF 的输出光谱  
Fig. 5 Output spectra with high input power

### 3 结论

本文实验研究了入射激光的功率对超连续谱产生的影响.随着激光功率的增大,光谱向短波方向展宽增大、能量集中,且光谱平坦性变好.为了分析光子晶体光纤中的蓝移光谱产生机制,我们在理论上根据非线性薛定谔方程对 PCF 中超连续谱的产生进行了模拟计算.发现在入射激光功率较低的情况下自相位调制、自变陡、脉冲内喇曼散射效应可以很好地解释光谱的展宽机制,而在功率较高的情况下交叉相位调制及四波混频效应对蓝移光谱展宽的影响不可忽视.

#### 参考文献

[1] RANKA J K, WINDELER R S, STENTZ A J. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800nm[J]. *Opt Lett*, 2000, **25** (1): 25-27.

[2] ZHANG H, CHANG S, ZHANG Y, *et al.* Design of supercontinuum source for coherent antiStokes Raman scattering microscopy[J]. *Optoelectron Lett*, 2008, **4**(2): 103-105.

[3] FANG P, YANG Z, WANG Y, *et al.* An improved simulation method of supercontinuum generated by sub-nanosecond pulse[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2010, **39**(1): 16-20.

[4] SUN Xi-wen, WANG Qing-yue, HU Ming-lie, *et al.* Modulation instability and supercontinuum generation in photonic crystal fiber[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36** (1): 51-54.  
孙喜文,王清月,胡明列,等.光子晶体光纤中调制不稳定现象与超连续谱的产生[J].*光子学报*,2007,**36**(1):51-54.

[5] YU Yong-qin, RUAN Shuang-chen, ZENG Jian-chun. Supercontinuum generation in photonic crystal fibers depends on pump wavelengths[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34** (9): 1293-1296.  
于永芹,阮双琛,曾剑春.泵浦波长对光子晶体光纤产生超连续谱的影响[J].*光子学报*,2005,**34**(9):1293-1296.

[6] HUSAKOU A V, HERRMANN J. Supercontinuum generation, four-wave mixing, and fission of higher-order solitons in photonic-crystal fibers[J]. *JOSA B*, 2002, **19**(9): 2171-2182.

[7] CHENG Chun-fu, WANG Xiao-fang, LU Bo. Nonlinear propagation and supercontinuum generation of a femto second pulse in photonic crystal fibers[J]. *Acta Physica Sinica*, 2004, **53**(6): 1826-1830.  
成纯富,王晓方,鲁波.飞秒光脉冲在光子晶体光纤的非线性传输和超连续谱产生[J].*物理学报*,2004,**53**(6):1826-1830.

[8] DOMACHUK P, WOLCHOVER N A, CRONIN-GOLOMB M, *et al.* Over 4 000 nm bandwidth of mid-IR supercontinuum generation in sub-centimeter segments of highly nonlinear tellurite PCFs[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(10): 7161-7168.

[9] STONE J M, KNIGHT J C. Visibly "white" light generation in uniform photonic crystal fiber using a microchip laser[J]. *Opt Express*, 2008, **16**(4): 2670-2675.

[10] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics & applications of nonlinear fiber optics[M]. JIA Dong-fang, YU Zheng-hong, transl, 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002:32.

[11] GENTY G, LEHTOEN M, LUDVIGSEN H. Effect of cross-phase modulation on supercontinuum generation in microstructured fibers with sub-30fs pulses [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(19):4614-4624.

[12] FANG X, KARASWAA N, MORITA R, *et al.* Nonlinear propagation of a-few-optical-cycle pulses in a photonic crystal fiber-experimental and theoretical studies beyond the slowly varying-envelope approximation [J]. *IEEE Photon Tech Lett*, 2003, **15**(2):233-235.

## Blue-shifted Spectra of Supercontinuum Generation in Photonic Crystal Fibers

ZHANG Hui<sup>1,2</sup>, WANG Yi<sup>2</sup>, CHANG Sheng-jiang<sup>2</sup>

(1 *College of Physics Science and Technology, China University of Petroleum (Huadong), Dongying, Shandong 257061, China*)

(2 *Institute of Modern Optics, Nankai University, Tianjin 300071, China*)

**Abstract:** Blue-shifted spectra of supercontinuum generation in photonic crystal fibers are studied theoretically and experimentally. The influences of input power on supercontinuum spectra generation are analyzed. The research results show that when the power of the laser is low, the theoretical results obtained by the nonlinear Schrodinger equation including self-phase modulation, self-steeping and intrapulse Raman scattering agree with the experimental results. However, when the power of the laser is high, the theoretical and experimental blue-shifted spectra are different. Therefore, the influences of the cross phase modulation and four-wave mixing effects on the supercontinuum generation are discussed, which provide the mechanism for the blue-shifted spectra of supercontinuum generation.

**Key words:** Supercontinuum generation; Photonic Crystal Fiber (PCF); Blue-shifted spectra; Four-wave mixing



**ZHANG Hui** was born in 1981. She received her Ph. D. degree from Nankai University in 2009. Now she works at College of Physics Science and Technology, China University of Petroleum (Huadong). Her research interests focus on technology of photonic crystal and THz science.



**CHANG Sheng-jiang** was born in 1965. He received his Ph. D. degree from Nankai University in 1996. As a professor of Institute of Modern Optics, Nankai University, his research interests focus on technology and science of THz.