

噪音对飞秒脉冲在光子晶体光纤中 传输特性的影响*

陈春英, 张景贵, 文建国, 文双春

(湖南大学 a. 计算机与通信学院 信息与通信工程系; b. 教育部微纳光电器件及应用重点实验室, 长沙 410082)

摘 要: 从非线性薛定谔方程出发, 采用线性稳定性的分析理论和分布傅里叶的数值模拟方法, 研究了噪音对飞秒脉冲在两个零色散波长光子晶体光纤中传输特性的影响和超连续谱的产生. 研究表明, 在传输的初始阶段, 无论有无噪音, 频谱展宽的主要机制都是自相位调制; 但噪音加快了脉冲的分裂, 产生色散波所经历的传输距离比没有噪音时要短. 在传输的后续阶段, 高阶孤子分裂产生基态孤子, 与没有加入噪音时相比, 噪音不仅减弱了孤子走离效应, 而且还抑制了孤子自频移效应, 使得从反常色散区转移至长波长处的能量变少.

关键词: 光子晶体光纤; 飞秒脉冲; 超连续; 非线性薛定谔方程

中图分类号: TN253

文献标识码: A

文章编号: 1004-4213(2009)08-1781-5

0 引言

超连续谱光源在光谱检测、生物医学、高精密光学频率测量及波分复用光通信系统等方面有着重要的作用. 而光子晶体光纤具有的增强非线性效应和可控色散特性则使其成为产生超连续光谱的有效手段^[1], 它是一种由单一介质构成, 包层为二维光子晶体结构的新型光纤^[2]. 普通的光子晶体光纤只有一个零色散波长, 而具有两个零色散波长(ZDWs)的光子晶体光纤的诞生, 又提供了一些很新颖的色散特性, 越来越引起人们的关注. 目前, 用两个零色散波长的光子晶体光纤产生超连续谱已经有一些实验和理论研究. 对于超短脉冲的传输, Hilligsøe 等人解释超连续是自相位调制与四波混频共同作用的结果^[3]. Genty 等人则认为超连续谱产生的最重要的机制是色散波放大和孤子自频移^[4], 色散波的形成与孤子有密切的关系^[5], 高零色散波长附近的孤子可以放大正常色散区的色散波^[6]. 对于皮秒量级以及更长的脉冲的传输, 一般是用连续波泵浦^[7-9], 频谱的展宽依赖于调制不稳定性与受激曼喇散射的互作用.

许多非线性系统都表现出一种不稳定性, 它是由非线性和色散效应之间的相互作用导致的对稳态的调制, 这种现象常常称为调制不稳定性^[10]. 它也是一种通常发生在光纤的反常色散区的特殊的四波混频过程^[11]. 在高阶孤子分裂的过程中, 调制不稳定性

会使叠加在初始脉冲上的任何扰动迅速的增大^[12], 而噪音也是一种扰动, 光在光纤中传输时, 不可避免的会引入噪音, 所以在数值模拟的过程中考虑噪音的影响是很有必要的. 本文采用分布傅里叶方法进行数值模拟, 研究了两个零色散波长(ZDWs)的光子晶体光纤中, 噪音对飞秒脉冲的传输特性的影响和超连续谱产生.

1 理论模型

光子晶体光纤中超连续谱的产生是非常复杂的非线性过程, 且光子晶体光纤中大部分的非线性效应都较普通光纤有显著的提高^[13], 故其传输特性由高阶非线性薛定谔方程来描述, 如式(1)^[9-10]

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

式中 $A(z, t)$ 为电场的慢变振幅, z 为沿光纤方向的传输距离, t 是光脉冲的时间参量, β_m 是以 ω_0 为中心频率展开的泰勒级数的 m 阶色散系数. 等式右边第一项对时间 t 的高阶导数表示由高阶色散引起的时域效应. 数值模拟时传输距离很短, 故式(1)忽略了损耗. 假设电学的影响几乎是瞬时的, 故 $R(t)$ 可以写为

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

式中 f_R 表示拉曼响应对非线性极化的贡献, 在光子晶体光纤中, $f_R = 0.18$, $h_R(t)$ 是喇曼响应函数, 表达式为

$$h_R(t) = \frac{\tau_1^2 + \tau_2^2}{\tau_1 \tau_2^2} \exp(-t/\tau_2) \sin(t/\tau_1) \quad (3)$$

式中, $\tau_1 = 12.2$ fs, $\tau_2 = 32$ fs, 方程(1)等号右边包含

* 国家自然科学基金委员会与中国工程物理研究院联合基金(10576012)资助

Tel: 0731-6550131

Email: yxyxycy@126.com

收稿日期: 2008-07-26

修回日期: 2008-09-03

了高阶色散(HOD)效应、自相位调制(SPM)、自陡峭(self-steepening)、四波混频(FWM)和喇曼散射(SRS)等各种非线性效应. 数值模拟中使用的光子晶体光纤的两个零色散波长分别是 750 nm 和 1320 nm, 色散曲线如图 1, 位于两个零色散波长中间的区域为反常色散区, 两边的为正常色散区. 两旁的竖虚线和中间的竖点虚线分别表示两个零色散波长及泵浦波长. 数值模拟中的泵浦波长为 804 nm, 光纤表现出反常色散, 对应的色散阶数取至 15 阶, 其中二阶色散 $\beta_2 = -9.819\ 262\ 496\ \text{ps}^2/\text{km}$, 光纤纤芯的有效截面积 $A_{\text{eff}} = 1.666\ \mu\text{m}^2$, 非线性系数 $\gamma = 122\ \text{w}^{-1}\ \text{km}^{-1}$.

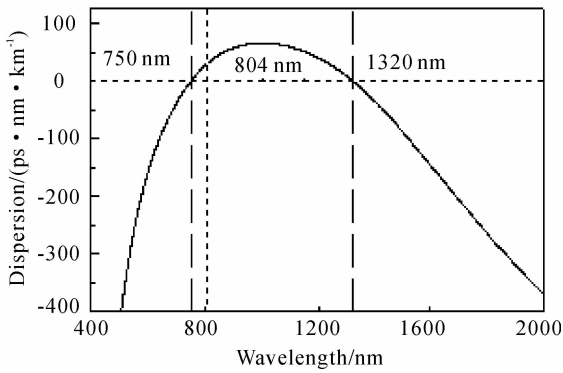


图 1 两个零色散波长的光子晶体光纤的色散曲线
Fig. 1 Dispersion profile of the PCF with two ZDWs

在连续波条件下, 振幅 $A(z, t)$ 在光纤的输入端 $z=0$ 处与 t 无关. 假设 $A(z, t)$ 在光纤内传输时仍保持与时间无关, 方程(1)很容易获得稳态解 $A(z, t) = \sqrt{P_0} \exp(i\varphi_{\text{NL}})$, 其中 P_0 是初始功率, $\varphi_{\text{NL}} = \gamma P_0 z$ 是由自相位调制引起的非线性相移. 微扰该稳态解.

$$A(z, t) = \sqrt{P_0} [1 + a(z, t)] \exp(i\varphi_{\text{NL}}) \quad (4)$$

将(4)式代入式(1), 采用线性稳定性分析方法^[14-15], 可以得到调制不稳定性增益的表达式

$$g(\Omega) = \frac{P_0 \gamma \Omega f_B}{\omega_0} \text{Im}[\tilde{h}_R] + \text{Im} \left[\frac{P_0^2 \gamma^2 \Omega^2}{\omega_0^2} (1 - f_R + f_R \tilde{h}_R)^2 \right] + \text{Im} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \Omega^{2m} \frac{\beta_{2m}}{(2m)!} \left[\sum_{m=1}^{\infty} \Omega^{2m} + 2P_0 \gamma (1 - f_R + f_R \tilde{h}_R) \right] \right]^{1/2} \quad (5)$$

式中 Im 为对公式取虚部, \tilde{h}_R 为 $h_R(t)$ 的傅里叶变换. 为了提高数值模拟的精度, 采用分布傅里叶算法^[11]对方程(1)进行了数值求解, 假设初始的入射光场的形式为^[16]

$$A(0, t) = a A_0 [1 + u(\Omega, t)] \quad (6)$$

式中 A_0 为本底光场, 选用双曲正割脉冲.

$$A(0, t) = \sqrt{P_0} \text{Sech}(t/t_0) \quad (7)$$

式中 P_0 为初始脉冲的峰值功率, t_0 为初始脉冲宽, 一般用半极大宽度(FWHM)来代替 t_0 .

$$T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2}) t_0 \approx 1.763 t_0 \quad (8)$$

$u(\Omega, t)$ 是调制噪音, 可以是规则的正弦调制, 也可以是随机噪音, 这里使用正弦调制噪音, 其模型为

$$u = u_0 [\cos(\Omega t) + i \sin(\Omega t)] \quad (9)$$

式中 Ω 为噪音的调制频率, 决定了噪音的初始功率, 由于调制不稳定性, 噪音会成指数增长.

2 数值模拟及分析

首先, 根据式(5), 数值模拟出了调制不稳定性增益谱, 如图 2, 调制不稳定性增益谱有两个旁瓣, 关于中心频率 ω_0 对称, 且在 $\omega_0 + \Omega_{\text{max}}$ 处有最大增益 g_{max} . 当噪音的频率为 g_{max} 对应的频率时, 噪音的非线性增长最快, 为了保险和留有余地, 人们往往会选择最不利的条件, 所以在以下的仿真中, 加入的噪音的调制频率为调制不稳定性增益 g_{max} 对应的频率^[16]. 当初始功率 $P_0 = 5\ \text{kW}$ 时, 最大增益对应的调制不稳定性频移为 $\Omega_{\text{max}} = 318.5\ \text{THz}$.

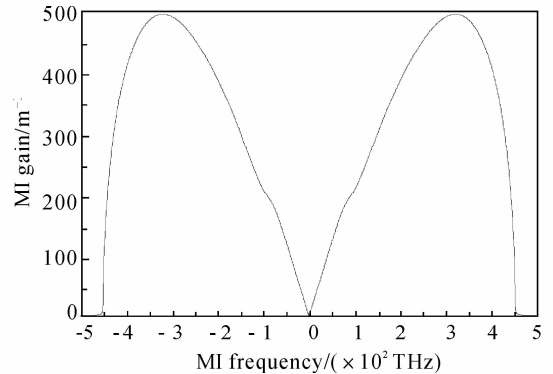


图 2 两个零色散波长的光子晶体光纤的调制不稳定性增益谱
Fig. 2 MI gain spectra in PCF with two ZDWs

模拟飞秒脉冲在两个零色散波长的光子晶体光纤中的传输时, 初始入射脉冲的脉宽 $t_0 = 60\ \text{fs}$, 泵浦波长 $\lambda_0 = 804\ \text{nm}$, 初始功率 $P_0 = 5\ \text{kW}$, 二阶色散长度 $l_d = t_0^2 / |\beta_2|$, 数值模拟中的传输距离 z 关于二阶色散长度 l_d 归一化. 当这样短的脉冲在文中用到的光子晶体光纤中传输时, 超连续谱的产生与孤子自频移和色散波放大密切相关. 虽然初始时自相位调制会逐渐的将能量转移到正常色散区, 但是反常色散区的范围比较广(570 nm), 故在反常色散区仍有足够的能量来形成孤子. 由于存在高阶色散和受激喇曼散射, 高阶孤子不稳定, 会分裂为基态孤子和色散波, 这也是噪音增长的主要阶段, 即高阶孤子分裂会伴随放大的噪音产生^[3].

图 3 中, 脉冲在光子晶体光纤中的归一化传输距离 $z/l_d = 0.5$, 此时频谱的展宽达到了饱和. 从图 3 可以看出, 噪音对超连续谱的影响主要体现在长波长处(1400 ~ 1900 nm), 脉冲分裂以后, 随着传输距离的增加, 由于喇曼散射引起的孤子自频移的

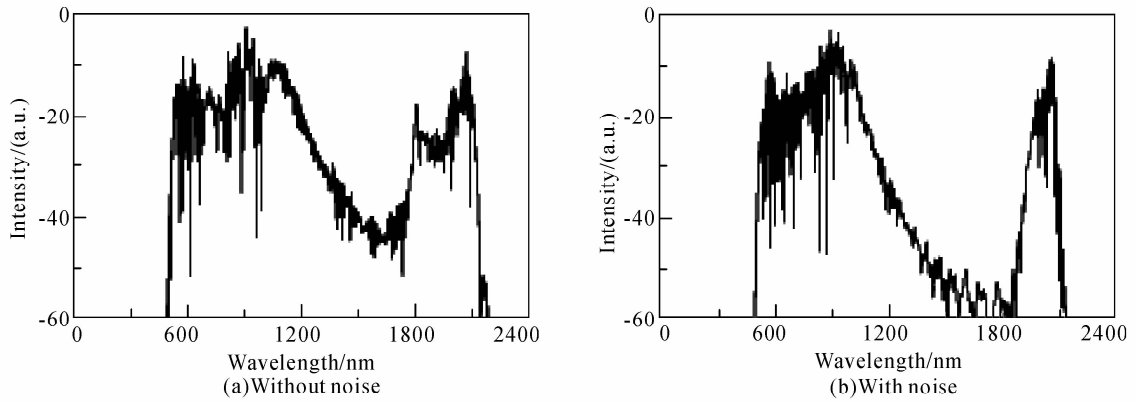


图 3 两个零色散波长的光子晶体光纤中超连续谱的产生
 Fig. 3 The generation of supercontinuum spectrum in PCF with two ZDWs

存在以及孤子是红移的,能量会逐渐转移至长波长处.但是图 3(b)中长波长处的塌陷明显要比图 3(a)中的深,可见在有噪音存在时能量的转移减少,因为

噪音抑制了孤子自频移,使得从反常色散区转移至长波长处的能量变少.

图 4 是飞秒脉冲在光子晶体光纤中随归一化传

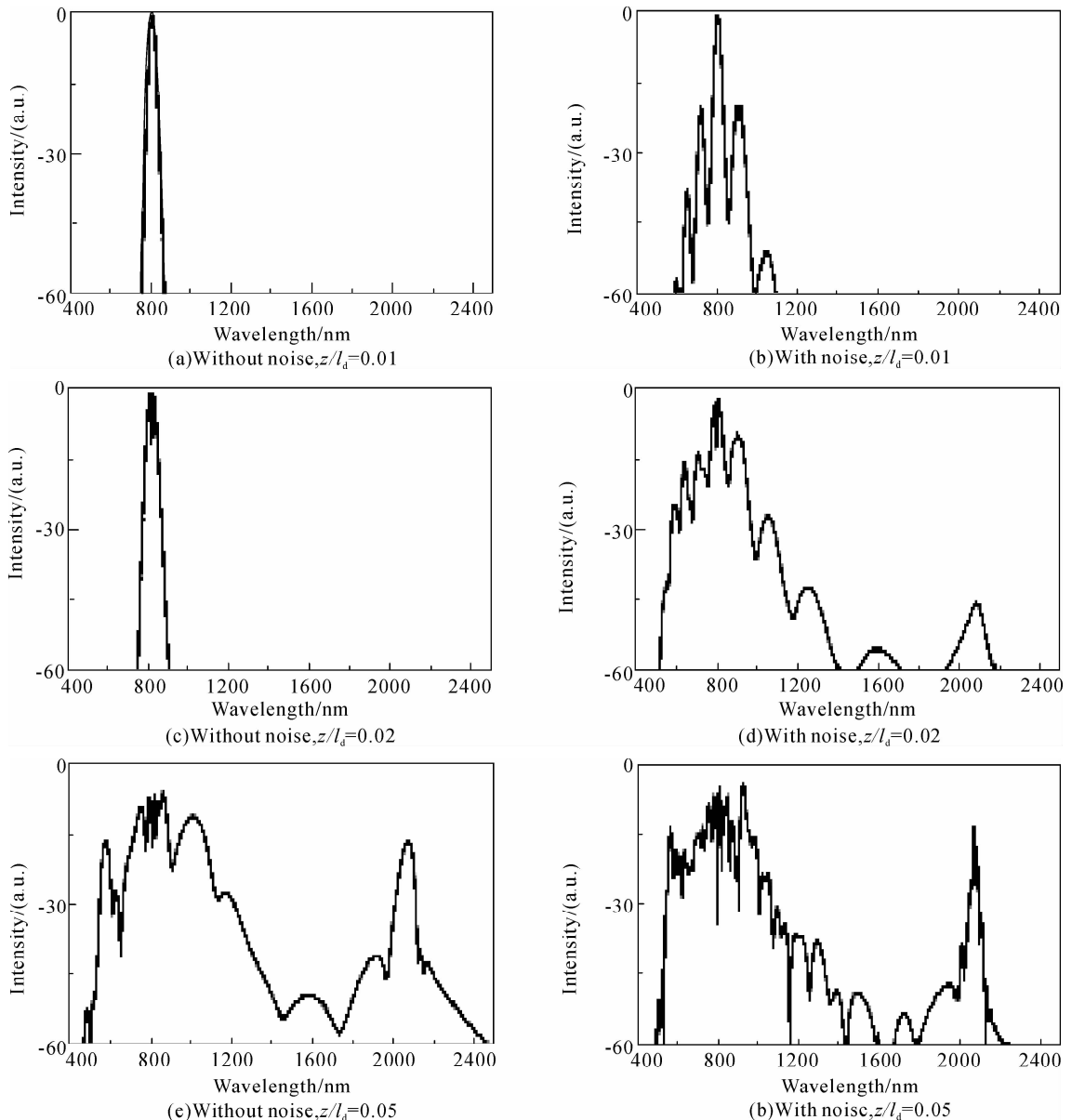


图 4 飞秒脉冲在光子晶体光纤中随归一化传输距离的频域演化图
 Fig. 4 Spectral evolution of femtosecond pulse along with normalized propagation distance in PCF

输距离的频域演化情况,在传输的初始阶段,高阶效应还没发挥作用,频谱的展宽主要是由自相位调制引起的,脉冲的前沿红移,而脉冲的后沿蓝移.随着传输距离的增加,高阶色散和高阶非线性效应发生作用,脉冲开始分裂,产生孤子和色散波,脉冲的频谱也展宽至红外区域.但是在有噪音存在时,频谱的展宽更加迅速,在归一化传输距离 $z/l_d = 0.02$ 时,图 4(b)、(d)、(f) 中短波长 600 nm 和长波长 2 100 nm 处就有色散波产生.而对于没有加入噪音的脉冲, $z/l_d = 0.02$ 时频谱的展宽还是依赖于自相位调制,高阶色散和受激喇曼散射还没起作用,不存在高阶孤子分裂和色散波.当传输至 $z/l_d = 0.05$ 时,图 4(a)、(c)、(e) 中长波长和短波长处才有明显

的色散波产生,此时高阶孤子已分裂为基态孤子和一些色散波.可见,噪音加快了脉冲的分裂,相对于无噪音时出现色散波所需的传输距离要短.

在图 5 中,没有加入噪音的情况下,脉冲分裂明显要慢,图 5(a) 中,脉冲传输了 $z/l_d = 0.04$ 以后才开始分裂,但是在有噪音时,如图 5(b), $z/l_d = 0.02$ 时脉冲就已经分裂了,这与图 4 的频域分析是一致的,即噪音加速了脉冲分裂.随着传输距离的增加,高阶孤子分裂产生基态孤子和色散波,长波长处的孤子相对于短波长处的孤子群速度更小,所以滞后于泵浦波的程度更深,如图 5,但是在有噪音存在的情况下,这种滞后效应明显被减弱,即基态孤子的走离效应比没有噪音时弱.

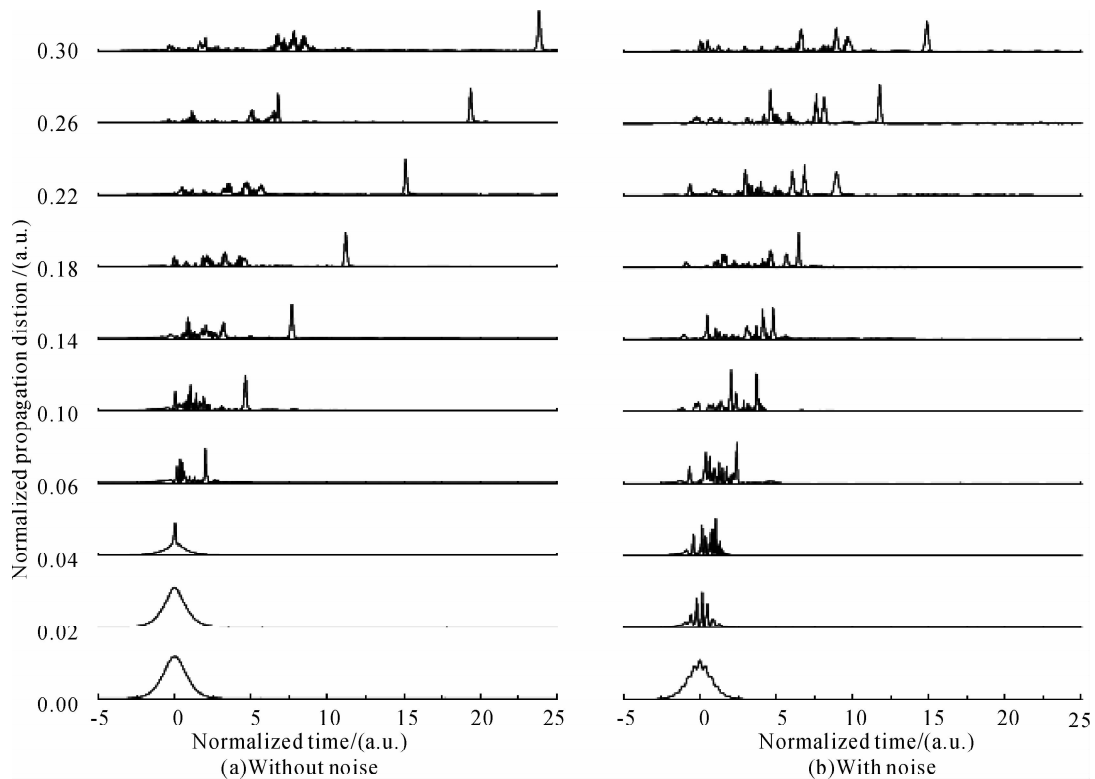


图 5 光子晶体光纤中飞秒脉冲随归一化传输距离演变的时域图

Fig. 5 Temporal evolution of femtosecond pulse along with normalized propagation distance in PCF

3 结论

本文从非线性薛定谔方程出发,采用数值模拟的方法,通过将调制噪音的频率设为调制不稳定性增益最大值对应的频率,研究噪音以最快速度增长时对两个零色散波长的光子晶体光纤中飞秒脉冲的传输和超连续谱产生的影响.研究结果表明,无论有无噪音,频谱展宽的主要机制都是孤子自频移和色散波放大.噪音加快了脉冲的分裂,色散波出现所需的传输距离比没有噪音时要短.噪音对超连续谱的影响主要体现在长波长波段,噪音减弱了孤子走离效应且抑制了孤子自频移,使得反常色散区转

移至长波长处的能量变少.为了获得更加平坦而有效的超连续谱,应尽量减少噪音的影响.

参考文献

- [1] WANG Qing-yue, HU Ming-lie, CAI Lu. Progress in nonlinear optics with photonic crystal fibers[J]. *Chinese J Lasers*, 2006, **33**(1):57-66.
王清月,胡明列,柴路.光子晶体光纤非线性光学研究新进展[J].*中国激光*, 2006, **33**(1):57-66.
- [2] GUO Xia-rui, YANG De-xing, ZHAO Jian-lin, et al. Experimental investigation on the bending loss properties of photonic crystal fibers[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(10):1817-1820.
郭夏锐,杨德兴,赵建林,等.光子晶体光纤弯曲损耗特性研究[J].*光子学报*, 2007, **36**(10):1817-1820.

- [3] HILLIGSØE K M, ANDERSEN T V, PAULSEN H, *et al.* Supercontinuum generation in a photonic crystal fiber with two zero dispersion wavelengths [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(6): 1045-1054.
- [4] GENTY G, LEHTONEN M, LUDVIGSEN H, *et al.* Enhanced bandwidth of supercontinuum generated in microstructured fibers [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(15): 3471-3480.
- [5] CRISTIANI I, TEDIOSI R, TARTARA L, *et al.* Dispersive wave generation by solitons in microstructured optical fibers [J]. *Opt Express*, 2004, **12**(1):124-135.
- [6] EFIMOV A, TAYLOR A, OMENETTO F, *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.
- [7] MUSSOT A, BEAUGEOIS M, BOUZAOU M, *et al.* Tailoring CW supercontinuum generation in microstructured fibers with two-zero dispersion wavelengths [J]. *Opt Express*, 2007, **15**(8):11553-11563.
- [8] BOUCON A, ALASIA D, BEUGNOT J, *et al.* Supercontinuum generation from 1.35 to 1.7 μ m by nanosecond pumping near the second zero-dispersion wavelength of a microstructured fiber [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 2008, **20**(10): 842-844.
- [9] KOBTSEV S, SMIRNOV S. Modelling of high-power supercontinuum generation in highly nonlinear, dispersion shifted fibers at CW pump [J]. *Opt Express*, 2005, **13**(18): 6912-6918.
- [10] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics principle & applications of nonlinear fiber optics [M]. JIA Dong-fang, YU Zhen-hong, TAN Bin, *et al.* transl. 3rd ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002: 88, 31-35.
- 阿戈沃 GP. 非线性光纤光学原理及应用 [M]. 贾东方, 余震虹, 谈斌, 等, 译. 3 版. 北京: 电子工业出版社, 2002: 88, 31-35.
- [11] 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光谱的产生 [J]. 光子学报, 2007, **36**(1):51-54.
- [12] GU X, KIMMEL M, SHREENATH A P, *et al.* Experimental studies of the coherence of microstructure-fiber supercontinuum [J]. *Opt Express*, 2003, **11**(21): 2697-2703.
- [13] ZHU Wei-ming, YAO Duan-zheng, CHEN Su. Self-phase modulation dependent transmission characteristics of super-Gaussian pulses in photonic crystal fibers [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(12):2252-2255.
- 朱伟明, 姚端正, 陈苏. 光子晶体光纤中自相位调制效应对超高斯脉冲传输特性的影响 [J]. 光子学报, 2007, **36**(12): 2252-2255.
- [14] AGRAWAL G P. Modulation instability in erbium-doped fiber amplifiers [J]. *IEEE Photon Technol Lett*, 1992, **4**(6): 562-564.
- [15] ZHANG Hua, HAN Wen, WEN Shuang-chun, *et al.* Influence of stimulated Raman scattering on modulation instability in single-mode fibers [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2005, **34**(1): 32-37.
- 张华, 韩文, 文双春, 等. 单模光纤中受激喇曼散射对调制不稳定性的影响 [J]. 光子学报, 2005, **34**(1): 32-37.
- [16] WENS C, XIANG Y J, SU W H, *et al.* Role of the anomalous self-steepening effect in modulation instability in negative-index material [J]. *Opt Express*, 2006, **14**(4): 1568-1575.

Influence of Noise on the Propagation Character of Femtosecond Pulse in Photonic Crystal Fiber

CHEN Chun-ying, ZHANG Jing-gui, WEN Jian-guo, WEN Shuang-chun,

(Key Laboratory of Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education

College of Computer and Communication, Information and Communication Engineering, Changsha 410082, China)

Abstract: Using linear stability analysis and the standard split-step Fourier method, the influence of noise on the propagation character of femtosecond pulse and the generation of supercontinuum spectrum were studied in photonic crystal fibers with two zero dispersion wavelengths according to nonlinear Schrödinger equation. The results show that the initial spectral broadening is mainly due to SPM whatever there has noise or not, but noise increases the speed of the breakup of pulse. Comparing with no noise, dispersive waves appear in a shorter propagation distance. Higher-order soliton splits into many fundamental solitons in the later propagation, and the noise weakens the walk-off effect of soliton, and suppresses the soliton self-frequency shift. So the moving of the pulse energy of the anomalous dispersion regime into the longer wavelength becomes weakly.

Key words: Photonic crystal fibers; Femtosecond pulse; Supercontinuum; Nonlinear Schrödinger equation



CHEN Chun-ying received her B. S. degree in 2006. Now, she is studying at Key Laboratory of Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, School of Computer and Communication, Hunan University for her M. S. degree. Her research interests focus on optical communication.