

文章编号: 0258-7025(2008)07-1035-06

单模光纤中啁啾脉冲的分裂机制

邓春年 文双春

(湖南大学计算机与通信学院, 湖南 长沙 410082)

摘要 采用分步傅里叶算法数值求解非线性薛定谔方程, 分析了单模光纤中不同情形下皮秒量级啁啾脉冲的分裂机制。结果表明, 对于较短的脉冲(10 ps), 啁啾脉冲分裂从高阶孤子压缩导致的脉冲塌陷开始; 对于较长的脉冲(200 ps), 脉冲分裂主要由调制不稳定性导致; 对于介于两者之间的脉冲(50 ps), 噪声使得脉冲分裂机制从高阶孤子压缩转向调制不稳定性。初始正、负啁啾能分别加速和延缓短脉冲分裂, 而初始啁啾对长脉冲分裂影响很小。初始啁啾对脉冲分裂的影响与其分裂机制密切相关。

关键词 非线性光学; 脉冲传输; 脉冲分裂; 孤子; 啁啾; 调制不稳定性

中图分类号 TN 929. 11 **文献标识码** A **doi**: 10. 3788/CJL20083507. 1035

Breakup Mechanisms for Chirped Pulse in the Single-Mode Fibers

Deng Chunnian Wen Shuangchun

(School of Computer and Communication, Hunan University, Changsha, Hunan 410082, China)

Abstract Breakup mechanisms for chirped picosecond pulse in the single-mode fibers are numerically analyzed through solving nonlinear Schrödinger equation by the standard split-step Fourier method. The results show that, the breakup of shorter chirped pulse (10 ps) is caused by pulse collapse due to the high-order soliton compression, while the breakup of longer chirped pulse (200 ps) is caused by the nonlinear amplification of noise due to the modulation instability. For chirped pulse of intermediate durations (50 ps), its breakup is caused by modulation instability instead of high-order soliton compression due to the role of noise. Initial positive and negative chirps can speed and slow down the process of shorter pulse breakup, respectively. However, the initial chirp has little influence on the breakup of longer pulses. The effect of initial chirp on pulse breakup is closely related to the breakup mechanisms for pulse.

Key words nonlinear optics; pulse propagation; pulse breakup; soliton; chirped pulse; modulation instability

1 引言

脉冲分裂是产生超短脉冲的一种十分重要的技术, 而且与光纤中超连续谱产生密切相关。在单模光纤的反常色散区, 由于调制的不稳定性, 光脉冲上的噪声指数增长可导致光脉冲分裂成更短的子脉冲, 此外高阶孤子压缩效应可使光脉冲分裂。近年来, 在光纤中以飞秒、皮秒和纳秒光脉冲以及连续波为抽运光源产生超连续谱的技术得到广泛的研究^[1~10]。当以长脉冲为抽运光时, 由调制不稳定性

导致的光脉冲分裂和随后的脉冲内拉曼散射是产生超连续谱的重要非线性因素^[10~13]。在非线性质散介质中, 调制不稳定性是指连续波或者准连续波通过非线性质散介质产生幅度和频率的自调制, 使叠加在连续波或准连续波上的扰动成指数增长的一种非线性过程。光纤中的调制不稳定性是由于非线性效应和色散效应共同作用而产生, 它与孤子的形成有着密切的联系^[14]。当以短脉冲为抽运源时, 高阶孤子压缩效应可使光脉冲分裂。脉冲的分裂是从由自相位调制和脉冲压缩导致的脉冲塌陷开始的^[15],

收稿日期: 2007-08-25; **收到修改稿日期**: 2007-10-07

基金项目: 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)、国家 863 计划惯性约束聚变领域资助课题。

作者简介: 邓春年(1982—), 男, 湖南人, 硕士研究生, 主要从事光通信技术方面的研究。E-mail: dengchunnian@163.com

导师简介: 文双春(1966—), 男, 湖南人, 教授, 博士生导师, 主要从事光通信技术、非线性光学等方面的研究。

E-mail: scwen@hnu.cn

而脉冲内拉曼散射能导致拉曼孤子的形成^[16]。初始啁啾能够影响脉冲压缩,从而影响脉冲分裂的进程,初始正、负啁啾分别有加强、延缓脉冲分裂的效应^[17]。三阶色散会劣化脉冲的压缩效应^[18,19]。负三阶色散与拉曼散射的共同作用能够提高脉冲压缩的效果^[20]。

在单模光纤的反常色散区,高阶孤子演变与调制不稳定性之间有密切的关联。研究表明,高阶孤子出现的幅度振荡可以看作是一个调制不稳定性过程,且在没有扰动的情况下,调制不稳定性会导致高阶孤子的分裂^[21~24]。D. Krylov 等^[23]发现啁啾 N 阶孤子能分裂成一连串的基态孤子。在大部分的实验和实际应用中,都存在噪声。而且,噪声能够影响初始的非线性过程,从而引起脉冲分裂和斯托克斯波的形成。最近,文献^[24]特别研究了噪声对不同宽度脉冲分裂机制的影响,发现皮秒脉冲的分裂机制不仅仅与脉冲宽度相关,而且还与噪声相关。脉冲的两种分裂机制都与光纤和脉冲参数紧密相关。

本文研究了在标准单模光纤反常色散区皮秒量级啁啾脉冲的分裂机制,分析了噪声对不同长度脉冲分裂机制的影响及在有噪声情况下初始啁啾对不同长度脉冲分裂的影响。

2 理论模型

单模光纤中超短脉冲的传输满足修正的非线性薛定谔方程

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2}\beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6}\beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} = i\gamma \left[|A|^2 A + \frac{i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial T} (|A|^2 A) - T_R A \frac{\partial |A|^2}{\partial T} \right], \quad (1)$$

式中 $A(z, T)$ 为脉冲的复包络, z 为传输距离, T 为随脉冲以群速度移动的参考系中的时间量度, $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$, 为三阶色散系数, $T_R = 3 \text{ fs}$, 为拉曼系数, $\gamma = 1.621 \text{ W}^{-1}/\text{km}$ 为非线性系数, ω_0 为脉冲的中心频率, 其对应的中心波长 λ_0 为 1550 nm , $\beta_2 = -25.5 \text{ ps}^2/\text{km}$, 为群速度色散系数。尽管对皮秒脉冲的传输、高阶色散和高阶非线性效应相对可不考虑, 但当脉冲由于调制不稳定性或其他机制而分裂成更短的脉冲时, 这些高阶效应就应当考虑^[15,16]。所以, 在(1)式中还包括三阶色散、自陡峭和拉曼效应项。

为简单起见, 对(1)式进行归一化。定义二阶色散长度、三阶色散长度和非线性长度分别为 $L_D =$

$T_0^2/|\beta_2|$, $L_D' = T_0^3/|\beta_3|$ 和 $L_{NL} = 1/\gamma P_0$, 其中 T_0 和 P_0 分别为初始脉冲宽度和峰值功率, 并令 $\xi = z/L_D$, $\tau = T/T_0$, $U(z, \tau) = A(z, T)/\sqrt{P_0}$, (1) 式变为

$$\frac{\partial U}{\partial \xi} + \frac{i}{2} \text{sgn}(\beta_2) \frac{\partial^2 U}{\partial \tau^2} - \delta_3 \frac{\partial^3 U}{\partial \tau^3} = iN^2 \left[|U|^2 U + i_s \frac{\partial}{\partial \tau} (|U|^2 U) - \tau_R U \frac{\partial |U|^2}{\partial \tau} \right], \quad (2)$$

式中 $\delta_3 = L_D/L_D'$, $\tau_R = T_R/T_0$, $s = 1/\omega_0 T_0$, N 为孤子阶数

$$N^2 = L_D/L_{NL} = \gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|, \quad (3)$$

从(3)式可知, 若 P_0 不变, 改变初始脉冲宽度可改变孤子阶数。

假设输入的归一化初始脉冲为高斯脉冲

$$U(0, \tau) = \exp\left[\frac{(1+iC)\tau^2}{2}\right], \quad (4)$$

式中 C 为啁啾。为了分析有噪声情况下啁啾脉冲的分裂机制, 采用噪声模型

$$u_{\text{noise}}(\tau_n) = u_0 [a(\tau_n) + ib(\tau_n)], \quad (5)$$

式中 $a(\tau_n)$ 和 $b(\tau_n)$ 均为遵循标准正态分布的随机数, 下标 n 代表时间上第 n 个点, u_0 决定了噪声的初始功率。

在有噪声情况下, 由于光纤中的调制不稳定性会导致噪声的非线性增长, 对于峰值功率为 P_0 的抽运波, 调制的最快增长频率为

$$\Omega_{\text{max}} = \pm \left(\frac{2\gamma P_0}{|\beta_2|} \right)^{1/2}, \quad (6)$$

对于所取的光纤参数和 $P_0 = 10 \text{ W}$, $\Omega_{\text{max}} = \pm 1.13 \text{ THz}$, 因波长漂移量 $\Delta\lambda = \Omega_{\text{max}} \lambda_0^2 / 2\pi c$, 从而对应的 $\Delta\lambda = 1.44 \text{ nm}$ 。

本文采用成熟的分步傅里叶方法数值求解归一化(2)式来分析单模光纤中啁啾脉冲的分裂机制, 保持脉冲初始功率 P_0 和光纤参数不变, 通过改变脉冲宽度和初始啁啾值揭示不同情况下脉冲的分裂机制。

3 数值模拟及结果分析

脉冲的分裂机制与脉冲宽度相关, 所以分别分析不同长度脉冲的分裂机制。考虑的几种脉冲的初始功率都保持不变, 均为 $P_0 = 10 \text{ W}$ 。由于孤子阶数 $N = \sqrt{\gamma P_0 T_0^2/|\beta_2|}$, 因此一个不同长度的脉冲对应一个确定的 N 。对于三种不同宽度的脉冲, 首先分析它们在无噪声时和有噪声时的分裂机制, 然后分析在噪声情况下初始啁啾对其的影响。

3.1 $T_0 = 10$ ps 时啁啾对脉冲分裂的影响

$T_0 = 10$ ps 的短脉冲的孤子阶数 $N = 8$ 。从图 1 可见,即使在噪声情况下,脉冲的分裂仍是由自相位调制导致的高阶孤子压缩引起的^[24],噪声对其影响十分小。由于噪声是随机分布的,导致了噪声本身的随机和不对称性,因此在一定程度上影响了脉冲波形和频谱的对称性。

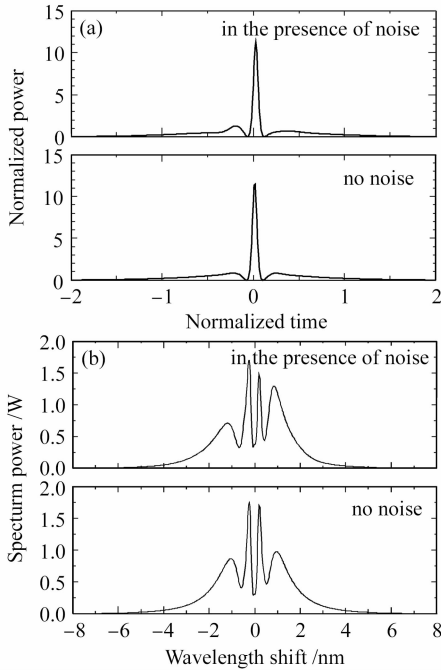


图 1 传输 353 m 后无初始啁啾 10 ps 脉冲的波形图(a)和频域图(b)

Fig. 1 Temporal waveforms (a) and spectrum power (b) of non-prechirped 10 ps pulse after propagating 353 m

图 2 分别给出了无噪声及有噪声情况下,初始啁啾 C 分别为 5, 10, -5 和 -10 时 10 ps 脉冲传输 356 m 后的波形图。由于 10 ps 的脉冲孤子阶数 ($N = 8$) 不高,在脉冲传输的初始阶段,色散效应与非线性效应共同作用。而初始啁啾的作用与色散的正负密切相关,在单模光纤的反常色散区 $\beta_2 < 0$,初始啁啾对脉冲传输的影响取决于 $\beta_2 C$ 的符号。当初始啁啾为正时, $\beta_2 C < 0$,啁啾能够加强脉冲的压缩,从而导致脉冲分裂的加速。当初始啁啾为负时, $\beta_2 C > 0$,脉冲传输初始阶段有一个展宽的过程,从而延缓了脉冲的分裂。这个现象从图 2 可观察到,尤其当初始啁啾 $C = 10$ 时,相比较图 1,脉冲已经分裂成了几个子脉冲;当初始啁啾为负时,在没有噪声情况下,脉冲还处于初始展宽阶段。从图 1,图 2 可知,正啁啾有加速脉冲分裂的作用,而负啁啾会延缓脉冲的分裂进程,且初始啁啾的强度越大,相对应的效应也

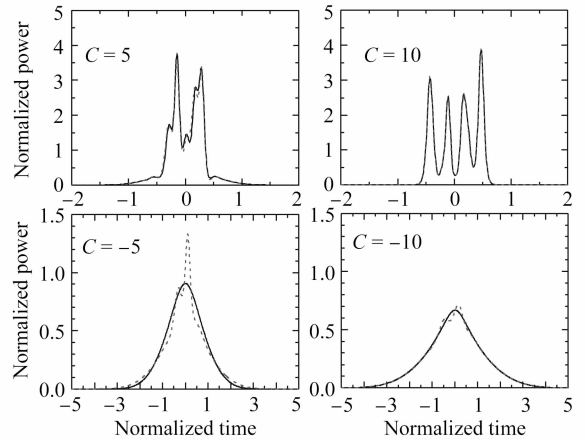


图 2 无噪声(实线)和有噪声(虚线)情形下不同啁啾的 10 ps 脉冲传输 356 m 后的波形图

Fig. 2 Temporal waveform of 10 ps chirped pulse after propagating 356 m with different initial chirps under the cases of no noise (solid line) and noise (dashed line)

越强。

对于正啁啾脉冲,由于正啁啾加速脉冲的压缩,可知正啁啾脉冲的分裂还是由高阶孤子压缩主导的。而且,从图 2 可知,噪声并不影响正啁啾脉冲的分裂进程;在负啁啾情况下,在没有噪声情况下,由于负啁啾的作用,脉冲还处于展宽阶段,而在同一传输距离,在加噪声的情况下,脉冲已经开始分裂。可知,在负啁啾短脉冲的情况下,噪声有加速脉冲压缩的效果。当 $C = -10$ 时,脉冲经过一段展宽后,直接从脉冲的顶部开始分裂,而没有脉冲压缩的过程。不过,在有噪声情况下,初始啁啾并不改变短脉冲的分裂机制,啁啾短脉冲的分裂本质上是由高阶孤子导致的。

3.2 $T_0 = 50$ ps 时啁啾对脉冲分裂的影响

对于处于中间长度的脉冲,以 $T_0 = 50$ ps ($N = 40$) 的脉冲为例。图 3 是在没有噪声情况下,无初始啁啾脉冲分裂的初始阶段。从图 3 可见,脉冲的分裂主要是由高阶孤子压缩引起的^[21]。当考虑噪声时,从图 4 中时域图可知,对于无初始啁啾的 50 ps 脉冲,脉冲压缩过程不明显,而在脉冲顶部有大量的振幅振荡,这是脉冲分裂的初始阶段。从图 4(b)可知,在中心波长左右 1.44 nm 处有两个旁瓣,与前面计算得到的线性调制不稳定性分析相符,即频移 1.44 nm 附近是调制不稳定性导致噪声最快增长的波长,从而可知在噪声情况下,中间长度脉冲分裂是由调制不稳定性导致的噪声非线性增长引起的,而不是高阶孤子压缩所导致的。

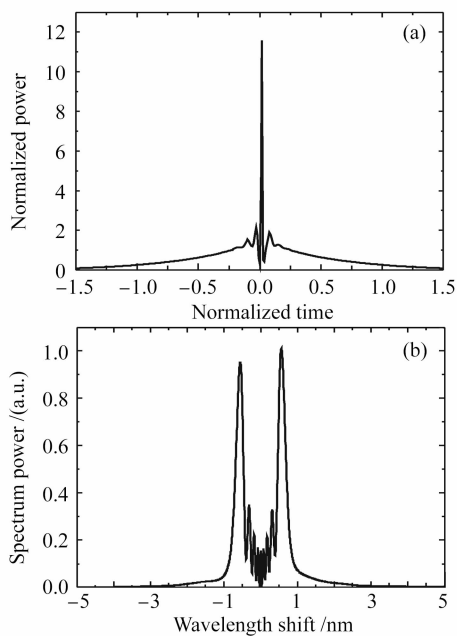


图 3 无噪声情形下无初始啾啾 50 ps 脉冲传输 1421.6 m 后的时域波形图(a)和频谱图(b)
Fig. 3 Temporal waveform (a) and spectrum power (b) of non-prechirped 50 ps pulse after propagating 1421.6 m in the absence of noise

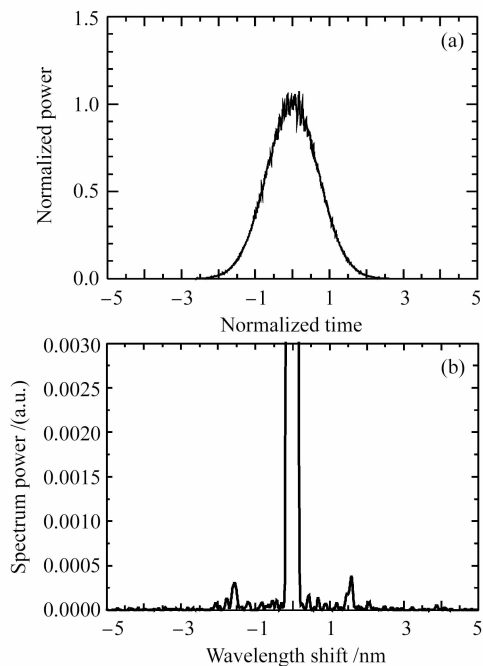


图 4 有噪声情况下无初始啾啾 50 ps 脉冲传输 170.6 m 后的时域波形图(a)和频谱图(b)
Fig. 4 Temporal waveform (a) and spectrum power (b) of non-prechirped 50 ps pulse after propagating 170.6 m in the presence of noise

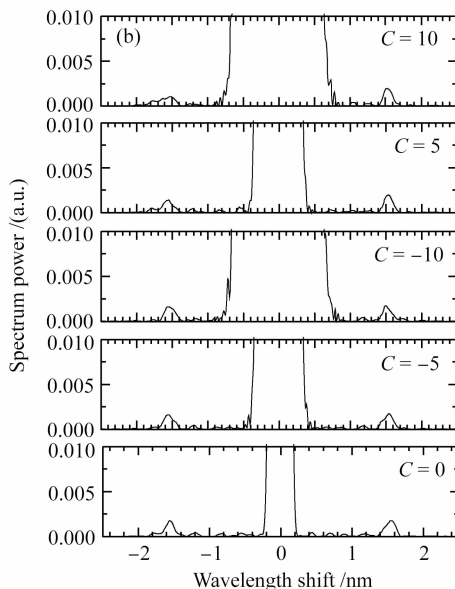
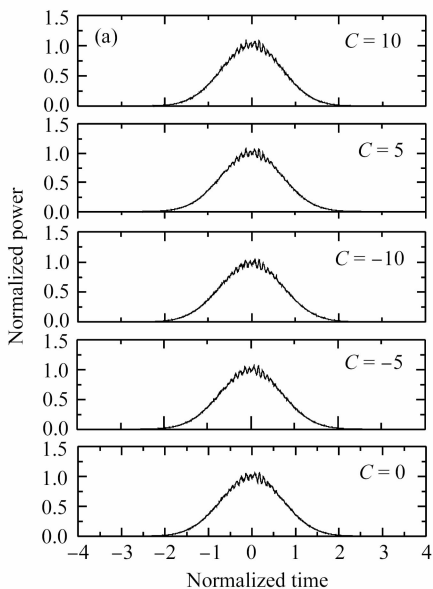


图 5 加噪情况下啾啾 50 ps 脉冲传输 170.6 m 后的时域波形图(a)和频谱图(b)

Fig. 5 Temporal waveform (a) and spectrum power (b) of chirped 50 ps pulse after propagating 170.6 m in the presence of noise

有噪声情况下,初始啾啾对中间长度脉冲分裂的影响如图 5 所示,可见当初始啾啾为 -5 , -10 , 5 和 10 时,脉冲都是从顶部开始分裂,并不改变脉冲的分裂机制。即当有初始啾啾时,脉冲分裂也是由调制不稳定性导致的非线性增长引起的。初始啾啾

对脉冲分裂的进程影响很小,这是因为在有噪声情况下,中间长度脉冲的分裂机制为调制不稳定性起主导作用。不过,初始啾啾对脉冲的频谱影响比较大。当初始啾啾强度为正时,正啾啾与自相位调制产生的啾啾使得频谱展宽;而初始啾啾为负时,自相

位调制产生的啾啾补偿了脉冲的初始负啾啾,脉冲频谱有一个窄化的过程,当继续传输时,频谱会展宽。而且,初始啾啾强度越大,相对应的效应越强,即正啾啾强度越大,脉冲频谱越宽。

3.3 $T_0 = 200$ ps 时啾啾对脉冲分裂的影响

以 $T_0 = 200$ ps ($N = 160$) 为例考察长脉冲的分裂机制。图 6 为无噪声情况下无初始啾啾脉冲在初始阶段的分裂,可见脉冲的分裂由调制不稳定性引起,即(a)中脉冲顶部的振幅振荡是一个调制不稳定性过程。从图 6(b)可见,在中心频率附近约 1.44 nm 处有两个明显的调制不稳定性增益旁瓣。当有噪声时,情况类似,脉冲分裂由调制不稳定性引起。

在有噪声情况下,初始啾啾对脉冲分裂的影响如图 7 所示。与 50 ps 脉冲情形相似,啾啾长脉冲也是从脉冲顶部开始分裂,且脉冲分裂是由调制不稳定性主导的,初始啾啾对脉冲时域分裂进程几乎没有影响。在图 7(b)中,能在 1.5 nm 周围观察到噪声的非线性增长。然而,正啾啾与自相位调制的共同作用能展宽脉冲频谱,当初始啾啾为负时,自相位调制产生的啾啾补偿了脉冲的初始负啾啾,脉冲频谱有一个窄化的过程,当继续传输时,频谱会展宽。

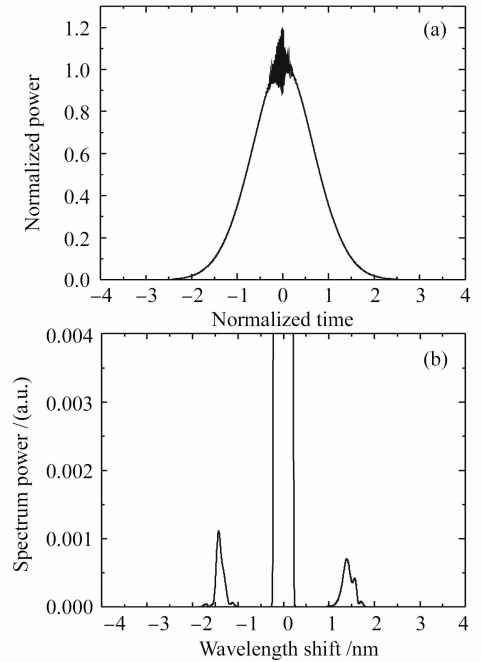


图 6 无噪声情况下无初始啾啾 200 ps 脉冲传输 1756.9 m 后的时域波形图(a)和频谱图(b)

Fig. 6 Temporal waveform (a) and spectrum power (b) of non-prechirped 200 ps pulse after propagating 1756.9 m in the absence of noise

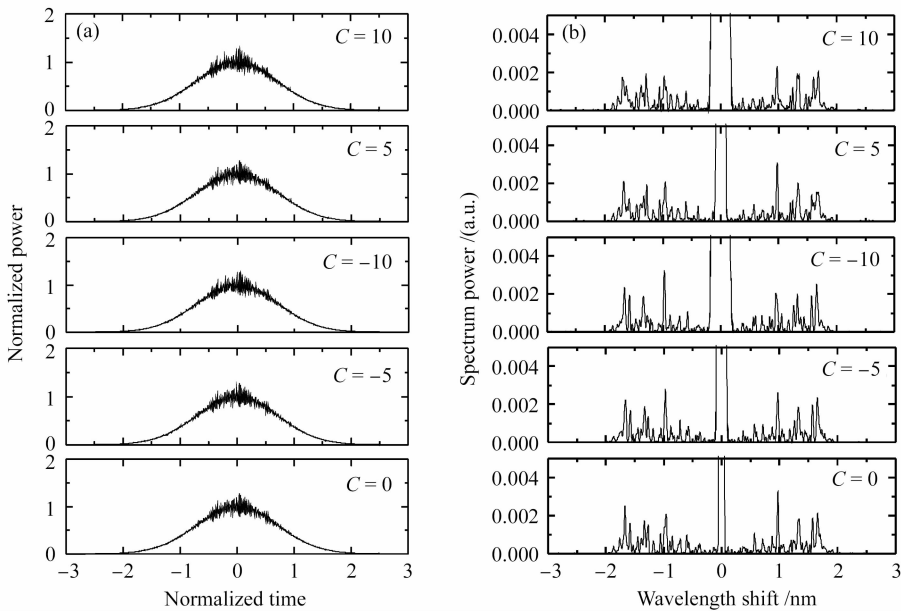


图 7 加噪情况下啾啾 200 ps 脉冲传输 188 m 后的时域波形图(a)和频谱图(b)

Fig. 7 Temporal waveform (a) and spectrum power (b) of chirped 200 ps pulse after propagating 188 m in the presence of noise

4 结 论

采用分步傅里叶算法数值求解非线性薛定谔方程,研究了单模光纤中不同情形下皮秒啾啾脉冲的

分裂机制。在有噪声情况下,中间长度的皮秒啾啾脉冲分裂机制从高阶孤子压缩转为由调制不稳定性导致的噪声非线性增长,而噪声对短脉冲和长脉冲

的分裂机制没有影响。即使在有噪声情况下,啁啾短脉冲的分裂机制仍是高阶孤子压缩,而对于啁啾长脉冲,脉冲分裂的机制是调制不稳定性主导的。对于分裂机制为高阶孤子压缩的脉冲,正、负初始啁啾分别有加速与延缓脉冲分裂的作用,而对于分裂机制为调制不稳定性的脉冲,初始啁啾对脉冲分裂进程影响十分小。

参 考 文 献

- Jinendra K. Ranka, Robert S. Windeler, Andrew J. Stentz. Visible continuum generation in air-silica microstructure optical fibers with anomalous dispersion at 800 nm [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(1):25~27
- T. A. Birks, W. J. Wadsworth, P. St. J. Russel. Supercontinuum generation in tapered fibers [J]. *Opt. Lett.*, 2000, **25**(19):1415~1417
- 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
- A. K. Abeeluck, C. Headley. Continuous-wave pumping in the anomalous- and normal-dispersion regimes of nonlinear fibers for supercontinuum generation [J]. *Opt. Lett.*, 2005, **30**(1):61~63
- Song Xuepeng, Chen Bo, Lin Jianfei *et al.*. Supercontinuum generation in multi-core microstructure fiber [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(8):1066~1068
宋学鹏,陈波,林健飞等.多芯微结构光纤产生超连续谱[J].中国激光,2006,**33**(8):1066~1068
- Jia Dongfang, Ge Chunfeng, Hu Zhiyong *et al.*. Studies supercontinuum generation in dispersion shifted fiber by using mode-locked fiber laser [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(6):746~750
贾东方,葛春风,胡智勇等.利用锁模光纤激光器在色散位移光纤中产生超连续谱的研究[J].光学学报,2005,**25**(6):746~750
- Gao Jieli, Xu Wengcheng, Liang Zhanqiang *et al.*. Supercontinuum spectrum generation in an optical fiber with a concave dispersion profile [J]. *Acta Optica Sinica*, 2005, **25**(12):1590~1594
高洁丽,徐文成,梁湛强等.凹形色散分布光纤中超连续谱特性分析[J].光学学报,2005,**25**(12):1590~1594
- J. M. Dudley, G. Genty, S. Coen. Supercontinuum generation in photonic crystal fiber [J]. *Reviews of Modern Physics*, 2006, **78**:1135~1184
- Li He, Bojun Yang, Xiaoguang Zhang *et al.*. Supercontinuum generation from dispersion-flattened photonic crystal fiber using picosecond pulses [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(12):715~717
- Wang Zhiguang, Zeng Zhinan, Li Ruxin *et al.*. 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
- A. Ortigosa-Blanch, J. C. Knight, P. St. J. Russell. Pulse breaking and supercontinuum generation with 200-fs pump pulses in photonic crystal fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(11):2567~2572
- A. Demircan, U. Bandelow. Supercontinuum generation by the modulation instability [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **244**(1-6):181~185
- A. Demircan, U. Bandelow. Analysis of the interplay between soliton fission and modulation instability in supercontinuum generation [J]. *Appl. Phys. B*, 2007, **86**(1):31~39
- G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics. Principle & Applications of Nonlinear Fiber Optics* [M]. Third edition. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 88~93
G. P. Agrawal. 非线性光纤光学原理及应用[M].第三版.北京:电子工业出版社,2002. 88~93
- L. F. Mollenauer, R. H. Stolen, J. P. Gordon *et al.*. Extreme picosecond pulse narrowing by means of soliton effect in single-mode optical fibers [J]. *Opt. Lett.*, 1983, **8**(5):289~291
- G. P. Agrawal. Effect of intrapulse stimulated Raman scattering on soliton-effect pulse compression in optical fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1990, **15**(4):224~226
- K. C. Chan, H. F. Liu. Effect of Raman scattering and frequency chirping on soliton-effect pulse compression [J]. *Opt. Lett.*, 1993, **18**(14):1150~1152
- K. C. Chan, H. F. Liu. Effect of third-order dispersion on soliton-effect pulse compression [J]. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(1):49~51
- Cao Wenhua, Liu Songhao. Soliton-effect pulse compression with third-order dispersion suppression in optical fibers [J]. *Chinese J. Lasers*, 1999, **A26**(1):70~74
曹文华,刘颂豪.孤子效应脉冲压缩中的三阶色散压制[J].中国激光,1999,**A26**(1):70~74
- Kam-tai Chan, Wen-hua Cao. Improved soliton-effect pulse compression by combined action of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in optical fibers [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1998, **15**(9):2371~2375
- Masataka Nakazawa, Kazunori Suzuki, Hirokazu Kubota *et al.*. High-order solitons and the modulational instability [J]. *Phys. Rev. A*, 1989, **39**(11):5768~5776
- M. J. Potasek, G. P. Agrawal. Self-amplitude-modulation of optical pulses in nonlinear dispersive fibers [J]. *Phys. Rev. A*, 1987, **36**(8):3862~3867
- D. Krylov, L. Leng, K. Bergman *et al.*. Observation of the breakup of a prechirped N-soliton in an optical fiber [J]. *Opt. Lett.*, 1999, **24**(17):1191~1193
- Sergio Mendoza-Vazquez, Evgeny A. Kuzin, Sabino Chavez-Cerda *et al.*. Pulse breakup and Raman-shifted solitons in a standard fiber with subnanosecond pumping in the presence of noise [J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2006, **23**(11):2336~2341