

单模光纤中皮秒啾啾脉冲压缩

曹文华* 刘颂豪 廖常俊 郭 旗 金怀诚
(华南师范大学量子电子学研究所, 广州 510631)

摘 要 对单模光纤正群速色散区皮秒啾啾脉冲的非线性传输进行了近似的解析分析和定量的数值计算。结果表明, 负啾啾脉冲在传输过程中能得到有效压缩。压缩比与脉冲初始峰值功率和初始啾啾程度有关。初始峰值功率一定的脉冲, 其压缩比随初始啾啾程度的增大而增大; 初始啾啾程度一定的脉冲, 压缩比随初始峰值功率的增大而减小, 表明自相位调制效应导致脉冲压缩效果变差。计算结果还表明, 在脉冲时域宽度得到压缩的同时, 光谱宽度也能得到同步压缩。

关键词 单模光纤, 频率啾啾, 脉冲压缩。

1 引 言

基于光纤的光脉冲压缩技术通常有负群速色散区的孤子效应压缩^[1], 正群速色散区利用暗孤子交叉相位调制的亮脉冲压缩^[2]以及正群速色散区的啾啾脉冲压缩^[3~7]。前两类压缩均与光纤中孤子的传输特性有关, 因而均有局限性。第三类压缩适用于正群速色散区负啾啾(红移啾啾)脉冲压缩, 既不象第二类压缩那样需要有暗孤子的同步输入, 也不象孤子效应压缩中需要输入脉冲的峰值功率高于基本孤子峰值功率。目前这类压缩方法普遍用于压缩从增益开关分布反馈式半导体激光器输出的脉冲^[3~5], 因为从这类激光器输出的光脉冲通常带有很严重的红移啾啾。

关于啾啾脉冲压缩已有许多理论上的研究^[6~8]。文献[6]首次通过解析分析和数值计算表明, 线性负啾啾脉冲在光纤正群速色散区的传输过程中能得到压缩。但只考虑了群速度色散(GVD)效应, 没有考虑非线性自相位调制(SPM)效应。文献[8]通过计算机模拟表明, 具有线性正啾啾的孤子形态脉冲在光纤负群速色散区的传输过程中由于负群速度色散和自相位调制的共同作用, 脉冲能得到压缩, 所分析的实际上是孤子效应压缩。文献[7]在考虑群速度色散和自相位调制的相互作用后, 对光纤正群速色散区负啾啾脉冲的传输进行了数值计算和理论分析, 主要是从光谱变窄的角度研究的, 理论分析忽略了光纤损耗, 并假定非线性效应较弱。本文在同时考虑群速度色散、自相位调制和光纤损耗的情况下, 从脉冲压缩的角度对啾啾脉冲在正群速色散区的非线性传输进行了近似的解析分析和定量的数值计算。

* 中国科技大学博士研究生, 现在五邑大学电子工程系(广东, 江门)

收稿日期: 1993年12月7日; 收到修改稿日期: 1994年4月1日

2 理论分析

皮秒脉冲在单模光纤正群速色散区的传输由下述非线性薛定谔方程描述^[9]:

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2} - r P_0 |U|^2 U \exp(-\alpha z). \quad (1)$$

式中 U 为归一化脉冲慢变包络, P_0 为脉冲初始峰功率, β_2 、 r 分别为群速色散系数和非线性系数, α 为光纤损耗。上式右边第一项和第二项分别表示脉冲的群速度色散和自相位调制效应。在同时考虑群速度色散、自相位调制和光纤损耗后, 方程(1)需要用数值法求解。但若将群速度色散和自相位调制两种效应分开考虑, 则有各自的解析解。在以下的理论分析中, 将这两种效应分开考虑(数值计算中则作了同时考虑), 虽然不能得出方程(1)的严格解, 但能很好地分析两种效应在脉冲压缩过程中所起的作用。

首先考虑脉冲的线性传输, 则方程(1)成为

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 U}{\partial T^2}. \quad (2)$$

对于具有线性啁啾的高斯脉冲输入

$$U(0, T) = \exp \left[-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2} \right], \quad (3)$$

其中 C 为啁啾参数, T_0 表示 $1/e$ 功率处的脉冲半宽度。可用傅里叶变换法^[9]求解方程(2), 得出光纤任一位置处的脉冲振幅、宽度、相位以及啁啾分别为

$$U(z, T) = \left[\frac{T_0^2}{T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)} \right]^{1/2} \exp \left[-\frac{(1+iC)T^2}{2[T_0^2 - i\beta_2 z(1+iC)]} \right], \quad (4)$$

$$T_1(z) = T_0 \left[\left(1 + \frac{C\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2}\right)^2 \right]^{1/2}, \quad (5)$$

$$\Phi(z, T) = -\frac{1}{2} \frac{T^2(C\beta_2 z + C^2\beta_2 z + \beta_2 z)}{(T_0^2 + C\beta_2 z)^2 + \beta_2^2 z^2} + \frac{1}{2} \tan^{-1} \left(\frac{\beta_2 z}{T_0^2 + C\beta_2 z} \right), \quad (6)$$

$$\delta\omega = -\frac{\partial \Phi}{\partial T} = \frac{(CT_0^2 + C^2\beta_2 z + \beta_2 z)T}{(T_0^2 + C\beta_2 z)^2 + \beta_2^2 z^2}. \quad (7)$$

(5)式表明, 当 $C > 0$, 即初始啁啾为正时, 色散导致脉冲逐渐展宽; 当 $C < 0$, 即初始啁啾为负时, 色散使脉冲经历一初始变窄过程, 在 $z = z_{\min} = CT_0^2/[\beta_2(1+C^2)]$ 处的脉冲最窄, 其宽度 $(T_1)_{\min} = T_0/(1+C^2)^{1/2}$ 。当 $z > z_{\min}$ 时, 脉冲又逐渐展宽。

$C < 0$ 情况下的脉冲初始变窄过程可从脉冲啁啾演化的角度来解释。由(7)式知, 色散作用的结果是在脉冲的初始啁啾[(7)式中 $z=0$ 处的 $\delta\omega$ 值]上叠加一个正的线性啁啾量, 当脉冲初始啁啾为负时, 叠加的结果导致总啁啾随传输距离不断减小。在 $z = z_{\min}$ 处, 色散导致的正啁啾与初始负啁啾完全抵消, 即 $\delta\omega = 0$, 从而导致脉冲压缩。当 $z > z_{\min}$ 时, 由于色散引起的正啁啾愈来愈大, 使得脉冲的净啁啾愈来愈大, 从而导致脉冲逐渐展宽。

其次分析自相位调制效应在脉冲传输过程中的作用, 这时方程(1)成为

$$i \frac{\partial U}{\partial z} = -r P_0 |U|^2 U \exp(-\alpha z). \quad (8)$$

其解为^[9]

$$U(z, T) = U(0, T) \exp \left\{ \frac{irP_0}{\alpha} |U(0, T)|^2 [1 - \exp(-\alpha z)] \right\}. \quad (9)$$

对于初始值由(3)式给出的具有线性啁啾的高斯脉冲输入, 光纤任一位置 z 处的脉冲振幅、宽度、相位和啁啾分别为

$$U(z, T) = \exp\left[-\frac{(1+iC)T^2}{2T_0^2}\right] \exp\left\{\frac{irP_0}{\alpha}[1 - \exp(-\alpha z)] \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right)\right\}, \quad (10)$$

$$T_1(z) = T_0, \quad (11)$$

$$\Phi(z, T) = \Phi_L(0, T) + \Phi_{NL}(z, T) = -\frac{CT^2}{2T_0^2} + \frac{rP_0}{\alpha}[1 - \exp(-\alpha z)] \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (12)$$

$$\delta\omega = -\frac{\partial\Phi}{\partial T} = (\delta\omega)_L + (\delta\omega)_{NL} = \frac{CT}{T_0^2} + \frac{4rP_0T}{\alpha T_0^2}[1 - \exp(-\alpha z)] \exp\left(-\frac{T^2}{T_0^2}\right), \quad (13)$$

其中 $\Phi_L(0, T) = -CT^2/(2T_0^2)$, $(\delta\omega)_L = CT/T_0^2$, 分别表示脉冲初始相位和初始啁啾。(10)、(11)式表明, 自相位调制并不导致脉冲形状和宽度的变化, 但由(13)式可知, 自相位调制导致脉冲产生一非线性频率啁啾 $(\delta\omega)_{NL}$, 这一非线性啁啾量在脉冲各部位的大小和正负均不相同。因此, 当考虑群速度色散后, 自相位调制导致的非线性频率啁啾使得由群速度色散引起的正线性啁啾量[相当于(7)式中 $C=0$ 时的 $\delta\omega$ 值]不能完全抵消脉冲初始负线性啁啾[(13)式中的 $(\delta\omega)_L$ 项], 即同时考虑群速度色散和自相位调制后, 在光纤的任一位置都不能得到无啁啾脉冲。因此, 自相位调制导致脉冲压缩效果的变差。而且, (13)式表明, 脉冲初始峰值功率愈高, 自相位调制引起的非线性啁啾愈显著, 因此, 脉冲初始峰值功率愈高, 自相位调制对脉冲压缩的影响也愈大。

3 数值计算结果及讨论

方程(1)就是用于计算脉冲演化的数学模型。在同时考虑群速度色散、自相位调制和光纤损耗后, 可用分步傅里变换法^[1]对其数值求解。在以下的计算中, 以增益开关分布反馈半导体激光器输出的脉冲为例。假设输出脉冲具有高斯形状, 中心波长为 $0.9 \mu\text{m}$, 脉冲宽度 $T_{\text{FWHM}} = 30 \text{ ps}$, 则对于高斯脉冲有 $T_0 = T_{\text{FWHM}}/1.665 = 18 \text{ ps}$ 。常规光纤在 $0.9 \mu\text{m}$ 处各参数分别为 $\beta_2 = 28.4 \text{ ps}^2/\text{km}$, $r = 11.2 \text{ W}^{-1}\text{km}^{-1}$, $\alpha = 2.2 \text{ dB/km}$ 。

在计算初始负啁啾脉冲的压缩之前, 有必要考虑无初始啁啾或正初始啁啾脉冲在光纤中

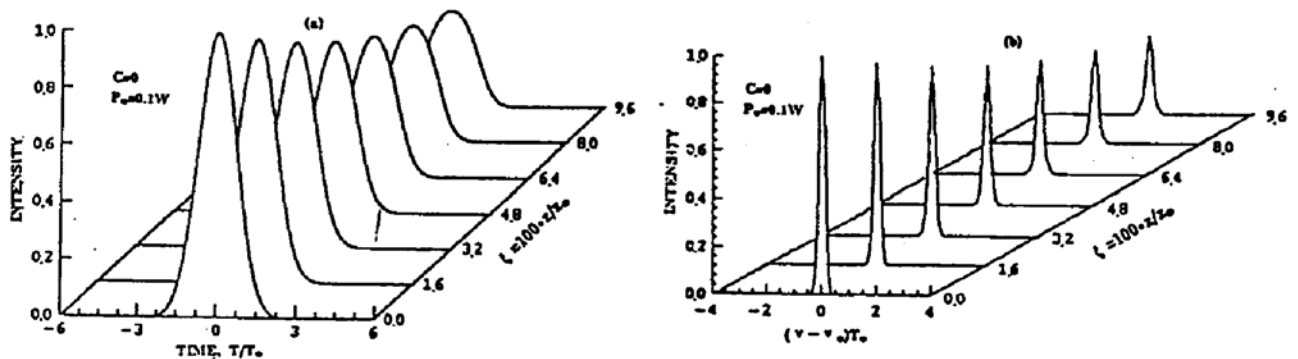


Fig. 1 Evolution of (a) the pulse shape and (b) the pulse spectrum for an initially unchirped Gaussian pulse propagating in the normal dispersion regime of the fiber with parameters of $T_{\text{FWHM}} = 30 \text{ ps}$ and $P_0 = 0.1$ 的传输情况。图 1(a)和图 1(b)分别示出初始峰值功率 0.1 W 、脉宽 $T_{\text{FWHM}} = 30 \text{ ps}$ 的无初始啁

啁啾脉冲其形状和光谱在光纤中的演化。图中初始脉冲宽度和频率均已用 T_0 归一化，脉冲在光纤中的传输距离以 z_0 为单位 $z_0 = \pi T_0^2 / (2\beta_2) \approx 18 \text{ km}$ 。图 1 表明，正群速度色散、自相位调制和光纤损耗共同作用的结果导致脉冲形状和光谱的不断展宽以及脉冲峰值功率的不断减小，光纤损耗导致脉冲能量的不断降低。

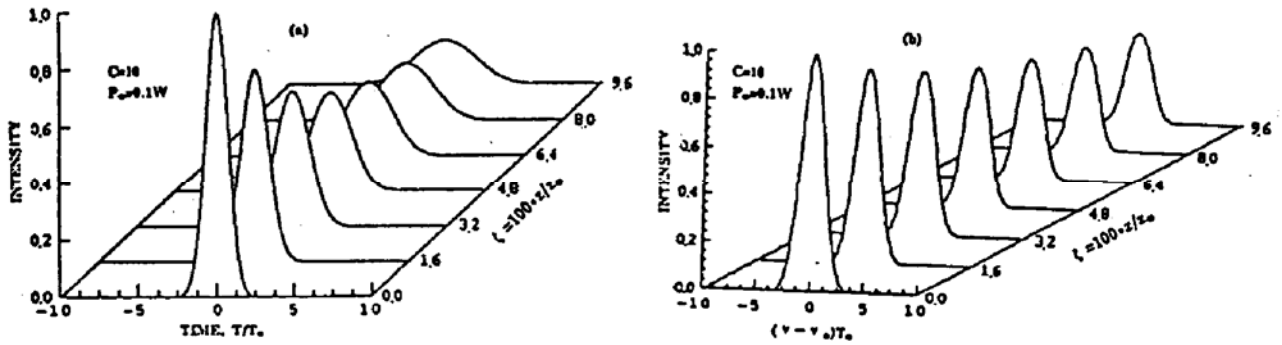


Fig. 2 Evolution of (a) the pulse shape and (b) the pulse spectrum under conditions identical to those of Fig. 1 except that the input Gaussian pulse has a linear positive frequency chirp with chirp parameter of $C = 10$

图 2(a)和图 2(b)分别示出正线性啁啾(啁啾参数 $C = 10$)的输入脉冲形状和光谱的演化情况，输入脉冲的峰值功率和宽度与图 1 中相同。由于输入脉冲的啁啾特性，因而其初始光谱比无啁啾情况下(图 1(b)所示)要宽。与图 1 相比，这里脉冲展宽得更快，峰值功率减小得更迅速。

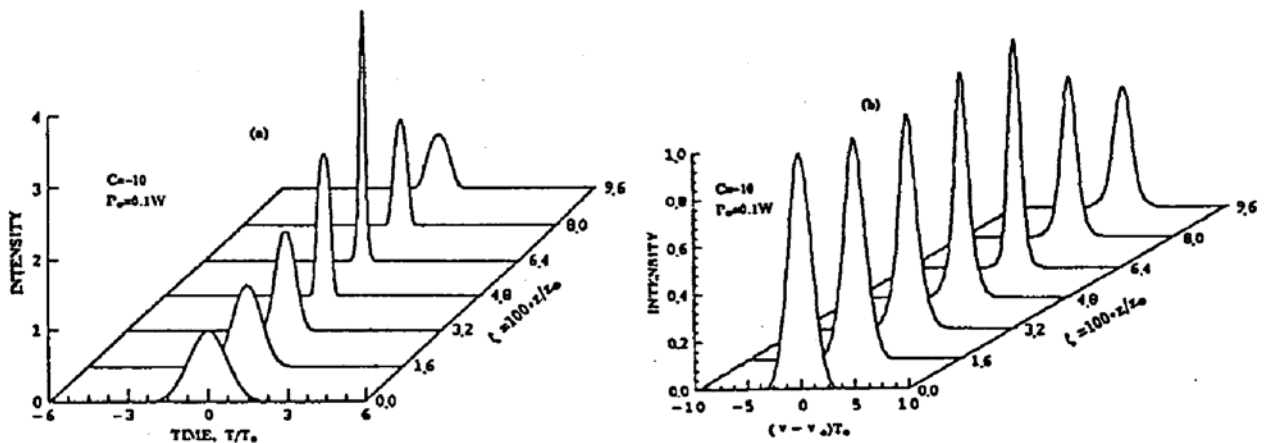


Fig. 3 Evolution of (a) the pulse shape and (b) the pulse spectrum under conditions identical to those of Fig. 1 except that the input Gaussian pulse has a linear negative frequency chirp with chirp parameter of $C = 10$

图 3(a)和图 3(b)分别示出负线性啁啾(啁啾参数 $C = -10$)的输入脉冲形状和光谱的演化结果，输入脉冲的峰值功率和宽度与图 1 中相同。正如理论分析中所述，由于正群速度色散导致的频率啁啾与初始频率啁啾符号相反，因而脉冲经历一初始变窄过程。在 $z/z_0 = 0.064$ 处(实际光纤长度相当于 1.15 km)脉冲压缩到最窄，此时的压缩比(输入脉冲与压缩后脉冲

的宽度之比)为 7.10, 压缩后脉冲的峰值功率是初始峰值功率的 3.65 倍。在这一最佳光纤长度之后, 脉冲逐渐展宽, 这是由于正群速色散引起的频率啁啾逐渐超过初始啁啾所致。图 3 还表明, 在脉冲时域宽度得到压缩的同时, 其光谱宽度也能得到压缩^[7], 而且两者的变窄过程近似同步。

为对负啁啾脉冲压缩进行定量分析, 图 4(a) 是假设输入脉冲的啁啾程度一定(啁啾参数 $C = -10$), 通过改变耦合入光纤的初始峰值功率所计算的脉冲压缩到最窄时的压缩比、压缩脉冲相对于输入脉冲的峰值功率以及所需的最佳光纤长度。图 4(b) 则是假设输入脉冲的峰值功率一定($P_0 = 0.1 \text{ W}$), 在不同的初始啁啾程度下所算出的结果。两种情况下初始脉冲宽度均为 30 ps。图 4(a) 表明, 压缩比 W_0/W 、压缩脉冲相对于输入脉冲的峰值功率 P/P_0 随输入脉冲峰值功率的升高而降低, 最佳光纤长度 z_{opt}/z_0 随输入脉冲峰值功率的升高而加长。图 4(b) 表明, 脉冲压缩比和压缩脉冲相对于输入脉冲的峰值功率随脉冲初始啁啾程度的增大而增大, 最佳光纤长度随初始啁啾程度的增大而减小。这些结果与理论分析相一致。

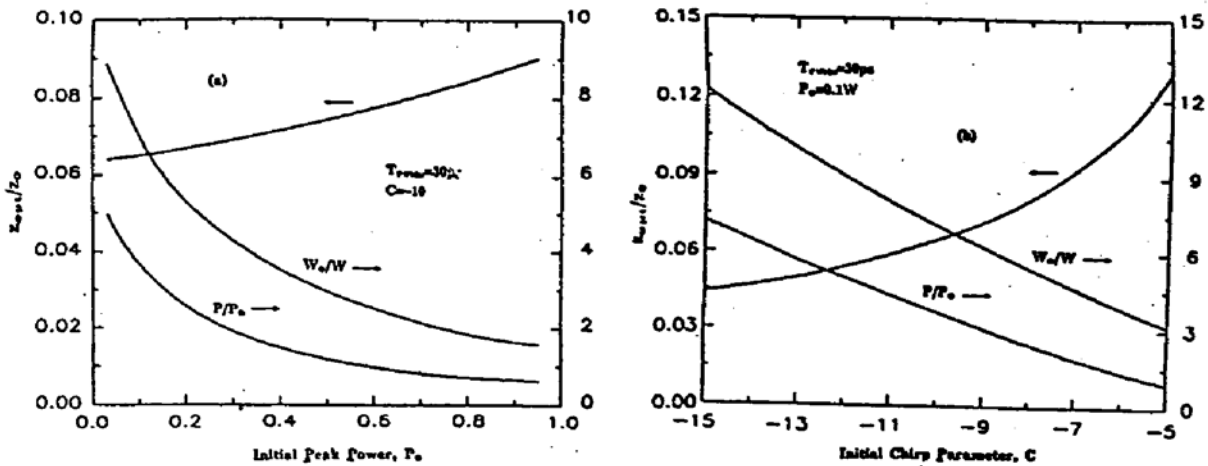


Fig. 4 (a) Variation of the compression ratio W_0/W , compressed relative peak power P/P_0 , and optimum fiber length z_{opt}/z_0 with the input peak power P_0 of an initially downchirped pulse. The parameters $C = -10$ and $T_{\text{FWHM}} = 30 \text{ ps}$ in all cases. (b) variation of W_0/W , P/P_0 , and z_{opt}/z_0 with the initial chirp parameter C . The parameters $P_0 = 0.1 \text{ W}$ and $T_{\text{FWHM}} = 30 \text{ ps}$ in all cases

值得说明的是, 本文中脉冲在时域中的变窄与文献[7]中脉冲在频域中变窄的机制不尽相同。本文中在时域中的压缩程度随输入脉冲峰值功率的升高而降低; 而文献[7]中, 脉冲光谱的压缩程度随输入脉冲峰值功率的升高而增大。这是由于在光纤正群速色散区, 脉冲在时域中的变窄起源于群速色散效应, 而脉冲在频域中的变窄起源于自相位调制效应。

综上所述, 本文对单模光纤正群速色散区皮秒啁啾脉冲的非线性传输作了近似的解析分析和定量的数值计算。结果表明, 由于正群速色散, 具有红移啁啾的输入脉冲在传输过程中能得到有效压缩。其压缩程度随输入脉冲峰值功率的升高而降低, 随初始啁啾程度的增大而增大。结果还表明, 自相位调制效应导致脉冲压缩效果变差, 输入脉冲峰功率愈高, 自相位调制效应对脉冲压缩的影响愈大。

参 考 文 献

- [1] 曹文华, 姚爱民, 廖常俊等, 皮秒脉冲在色散缓变光纤中的孤子效应压缩. *光学学报*, 1994, 14(2): 118~124
- [2] R. Jin, M. Liang, G. Khitrova *et al.*, Compression of bright optical pulses by dark solitons. *Opt. Lett.*, 1993, 18(7): 494~496
- [3] A. Takada, T. Sugie, M. Saruwatari, Picosecond optical pulse compression from gain-switched 1.3 μm distributed-feedback laser diode through highly dispersive single-mode fiber. *Electron. Lett.*, 1985, 21(21): 969~971
- [4] K. Iwatsuki, S. Nishi, M. Saruwatari *et al.*, 2.8 Gbit/s optical soliton transmission employing all laser diodes. *Electron. Lett.*, 1990, 26(1): 1~2
- [5] H. F. Liu, S. Oshiba, Y. Ogawa *et al.*, Method of generating nearly transform-limited pulses from gain-switched distributed-feedback laser diodes and its application to soliton transmission. *Opt. Lett.*, 1992, 17(1): 64~66
- [6] D. Marcuse, Pulse distortion in single-mode fibers. 3: Chirped pulses. *Appl. Opt.*, 1981, 20(20): 3573~3579
- [7] S. A. Planas, N. L. Pires Mansur, C. H. Brito Cruz *et al.*, Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 1993, 18(9): 699~701
- [8] H. E. Lassen, F. Mengel, B. Tromborg *et al.*, Evolution of chirped pulses in nonlinear single-mode fibers. *Opt. Lett.*, 1985, 10(1): 34~36
- [9] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics*. Boston, Mass: Academic Press, Inc., Harcourt Brace Jovanovich, Publishers, 1989: 40

Picosecond Chirped Pulse Compression in Single-Mode Fibers

Cao Wenhua Liu Songhao Liao Changjun Guo Qi Jin Huaicheng

(*Institute of Quantum Electronics, South China Normal University, Guangzhou 510631*)

(Received 7 December 1993; revised 1 April 1994)

Abstract The nonlinear propagation of picosecond chirped pulses in the normal dispersion regime of single-mode fibers is considered both analytically and numerically. The results show that downchirped pulses can be compressed owing to normal group-velocity dispersion. The compression depends both on the initial peak power and on the initial frequency chirp of the input pulses. We also show that self-phase-modulation degrades pulse compression and that, as the pulse compresses temporally, it synchronously experiences a spectral narrowing.

Key words single-mode fibers, frequency chirp, pulse compression.