

# 双余弦相位调制对超高斯脉冲的频谱压缩

王蕾<sup>1</sup>, 杨光晔<sup>2\*</sup>, 任晋萍<sup>1</sup>, 罗焕波<sup>1</sup>, 李禄<sup>1</sup>

<sup>1</sup>山西大学理论物理研究所, 山西 太原 030006;

<sup>2</sup>山西医科大学物理教研室, 山西 太原 030001

**摘要** 针对具有非线性负啁啾的超高斯脉冲, 提出了一种双余弦相位调制方法, 采用该方法对高非线性光纤中超高斯脉冲的频谱压缩进行优化。结果表明: 由于初始超高斯脉冲的非线性负啁啾与非线性光纤中自相位调制引起的正啁啾失配导致时间相位不平坦, 频谱出现分裂和旁瓣, 压缩质量受限。通过对超高斯脉冲进行外部的两个余弦相位补偿调制可以减少频谱旁瓣的产生, 延长频谱压缩距离, 提高频谱压缩质量; 其中这两个余弦相位调制的振幅和频率来自于对超高斯脉冲的非线性相移分析; 在大范围展宽因子下, 超高斯脉冲的频谱压缩质量也可以优化。

**关键词** 非线性光学; 非线性薛定谔方程; 超高斯脉冲; 克尔非线性; 频谱压缩; 相位调制

中图分类号 O437

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201838.0319001

## Spectral Compression of Super-Gaussian Pulse by Dual Cosinoidal Phase Modulation

Wang Lei<sup>1</sup>, Yang Guangye<sup>2</sup>, Ren Jinping<sup>1</sup>, Luo Huanbo<sup>1</sup>, Li Lu<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Theoretical Physics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;*

<sup>2</sup>*Department of Physics, Shanxi Medical University, Taiyuan, Shanxi 030001, China*

**Abstract** A dual cosinoidal phase modulation method is proposed to improve spectrum compression of the super-Gaussian pulse with nonlinear chirp in a highly nonlinear fiber. The results show that the temporal unlevel phase of the super-Gaussian pulse resulting from the mismatch between the initial nonlinear negative chirp and the nonlinear positive chirp that induced by self-phase modulation can give rise to the spectrum splitting and residual sidelobes, which degenerates the quality of spectral compression. Phase compensation by external dual cosinoidal phase modulation can effectively reduce the residual sidelobes in the spectrum and extend the distance of spectral compression, so that the quality of the spectrum compression can be enhanced. And the amplitudes and frequencies of the dual cosinoidal phase modulation originate from the nonlinear phaseshift analysis for the pulse. Also, the quality of spectrum compression in a wide range of the initial stretching factor can be optimized.

**Key words** nonlinear optics; nonlinear Schrödinger equation; super-Gaussian pulse; Kerr nonlinearity; spectrum compression; phase modulation

**OCIS codes** 060.5530; 190.5530; 190.0190

## 1 引 言

在光子学中, 高亮度频谱和高分辨率的光源非常重要, 它在非线性显微镜、超快频谱和高速通信等方面具有广泛应用。实现高亮度频谱和高分辨率的方法是将脉冲进行频谱压缩, 并将能量重新分布到

更窄的频谱范围中。例如, 在高非线性光纤中, 可基于拉曼效应诱导的自频移机制有效压缩超短脉冲频谱<sup>[1-2]</sup>。在反常色散渐增光纤中, 利用色散渐减光纤中时域绝热压缩的相反过程<sup>[3-6]</sup>, 基态孤子也可以获得频谱压缩<sup>[7-8]</sup>。频谱压缩还可以通过自相位调制效应引起的正啁啾和初始脉冲的负啁啾之间相互补

收稿日期: 2017-08-21; 收到修改稿日期: 2017-10-21

基金项目: 国家自然科学基金(61505101, 61475198)、山西医科大学博士启动基金(03201401)

作者简介: 王蕾(1993—), 女, 硕士研究生, 主要从事非线性动力学方面的研究。E-mail: 973801069@qq.com

导师简介: 李禄(1960—), 男, 博士, 教授, 主要从事复杂系统中动力学问题方面的研究。E-mail: llz@sxu.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: yang\_gy@sohu.com

偿来实现<sup>[9-11]</sup>。这种方法已被应用到标准单模光纤、光学增益光纤、光子晶体光纤和梳型光纤中<sup>[12-18]</sup>。

一般情况下,光纤中色散引起的初始负啁啾与非线性导致的正啁啾之间的比例失调会引起频谱基座出现,它可能包含了输出频谱一半的能量<sup>[8,14]</sup>。基座中的频谱旁瓣会使频谱亮度和分辨率降低。一些实验方案和装置可用于实现频谱基座抑制以及频谱压缩,例如:采用抛物线型脉冲作为初始脉冲<sup>[14,17]</sup>;选择传输中脉冲趋向于矩形的区域作为输出频谱<sup>[19-20]</sup>;单模光纤和色散位移光纤串联组合的梳型光纤<sup>[18]</sup>;高非线性光纤和非线性光学环境互连的结构装置<sup>[21]</sup>。

Boscolo 的研究表明,在外部对高非线性光纤中的脉冲进行余弦相位调制来抑制输出频谱的基座,可以提高频谱的压缩<sup>[22]</sup>。值得注意的是,具有初始线性负啁啾的高斯脉冲在高非线性光纤中的频谱分裂为规则的频谱旁瓣,可以通过单个余弦进行相位调制来减小频谱旁瓣的强度。但初始为非线性负啁啾的脉冲将会使频谱分裂成更复杂的图样,频谱压缩很难通过单一的余弦进行相位调制。本文以非线性负啁啾的超高斯脉冲作为初始条件,研究其在高非线性光纤中的频谱分裂特征,分析其瞬时相位规律,通过对其进行双相位调制来实现脉冲频谱压缩和优化。

## 2 研究模型

光纤系统中皮秒量级脉冲频谱压缩的理论研究基于标准的非线性薛定谔方程<sup>[23]</sup>:

$$i \frac{\partial \psi}{\partial z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} + \gamma |\psi|^2 \psi = 0, \quad (1)$$

式中  $\psi(z, t)$  为脉冲包络慢变振幅,  $z$  和  $t$  分别为群速度  $v_g$  ( $t = \tau - \xi/v_g$ ) 移动参考系下的脉冲传输距离和弛豫时间,  $\beta_2$  为群速度色散参数,  $\gamma$  为光纤的克尔非线性系数。选择具有非线性负啁啾的超高斯脉冲作为初始条件<sup>[22-23]</sup>:

$$\psi(0, T) = |\psi_0(T)| \exp(-icT^{2m}), \quad (2)$$

式中  $T = t/T_0$  为归一化时间,  $|\psi_0(T)|$  为超高斯脉冲包络,  $c = -1/(2A^{2m-1})$  为啁啾参数,  $A$  为时间展宽因子,  $m$  为决定脉冲前后沿陡度的参数。 $|\psi_0(T)|$  的表达式为

$$|\psi_0(T)| = \sqrt{\frac{P_0}{A}} \exp\left(-\frac{T^{2m}}{2A^{2m}}\right), \quad (3)$$

式中  $P_0$  和  $T_0$  分别为峰值功率和峰值半宽度。这样的非线性负啁啾脉冲可以通过在反常色散介质中的

时域拉伸来实现,例如通过一段具有反常群速度色散的低非线性光纤或空芯光纤来实现<sup>[17,24]</sup>。下面将讨论该非线性负啁啾超高斯脉冲在非线性占主导的光纤中的演化,并通过外部的相位调制对它的频谱进行压缩<sup>[13,17]</sup>。

脉冲在光纤中频谱窄化的程度可通过压缩因子  $C_{\text{FWHM}}$  和  $C_{\text{RMS}}$  度量,其中  $C_{\text{FWHM}}$  和  $C_{\text{RMS}}$  分别为光纤入口处与任意位置处脉冲频谱半峰全宽(FWHM)和均方根(RMS)的比值。频谱压缩质量可用斯特列比  $S$  来评估,其定义为实际脉冲的最大频谱亮度与平坦相位脉冲频谱亮度的比值<sup>[17]</sup>,该值介于 0 和 1 之间,1 表示理想压缩。

## 3 超高斯脉冲在非线性占主导的光纤中的频谱演化

在非线性占主导的光纤中,即(1)式中只考虑  $\gamma$  的情况,超高斯脉冲(即(2)式)的演化依赖于该初始脉冲施加的相移,传输  $z$  距离后的表达式为

$$\begin{aligned} \psi(z, T) &= \exp(i\gamma |\psi(0, T)|^2 z) \psi(0, T) = \\ &= \exp(i\gamma |\psi_0(T)|^2 z - icT^{2m}) |\psi_0(T)|, \quad (4) \end{aligned}$$

其中瞬时相位为

$$\begin{aligned} \phi(Z, T) &= \gamma |\psi_0(T)|^2 z - cT^{2m} = \\ &= \frac{Z}{A} \left[ \exp\left(-\frac{T^{2m}}{2A^{2m}}\right) \right]^2 + \frac{T^{2m}}{2A^{2m-1}}, \quad (5) \end{aligned}$$

式中  $Z = z/L_{\text{NL}}$  为归一化传输距离,  $L_{\text{NL}} = 1/(\gamma P_0)$  为非线性长度。由(5)式可以看出,瞬时相位随传输距离而非线性变化,因此超高斯脉冲的频谱也随距离非线性变化。图 1 给出了初始超高斯脉冲 ( $m=2$ ) 在展宽因子  $A=20$  时,非线性占主导的光纤中的频谱演化。从图 1(a) 可以看出:在传输前期频谱能够得到压缩,并在归一化传输距离  $Z_2=282$  处达到最大压缩;之后,频谱分裂为双峰结构,并在  $Z_3=428$  处达到极大;随后又变为单峰结构,在  $Z_4=548$  处达到极大。需要指出的是,在  $Z_2=282$  之后始终伴有小的旁瓣结构。图 1(b) 给出了光纤入口和不同传输距离处频谱强度的分布,可以看出:当  $Z < Z_2$  时,频谱得到了有效压缩;当  $Z > Z_2$  时,双峰和单峰的频谱结构始终伴有小的旁瓣。

为了分析这些特征,给出了对应的频谱压缩参数  $C_{\text{FWHM}}$ 、 $C_{\text{RMS}}$  和斯特列比  $S$  随传输距离的演化,如图 2 所示。从图 2 可以看出:在传输前期,各频谱压缩参数逐渐增大,说明频谱能够得到有效压缩,如图 1(b) 中在初始位置、 $Z_1=100$  和  $Z_2=282$  处的频谱强度分布所示,其中在  $Z_2$  处的斯特列比  $S$  达到最

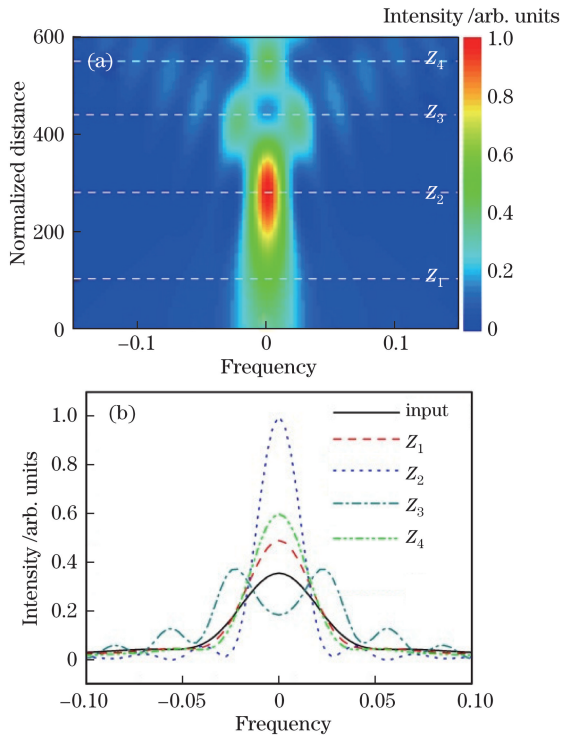


图 1 (a) 频谱强度随距离的演化;  
 (b) 光纤入口处和不同传输距离处的频谱强度分布  
 Fig. 1 (a) Evolution of spectral intensity with distance;  
 (b) spectral intensity profiles at the entrance and the different propagation distances

大值, 此时即可实现脉冲频谱的最佳压缩, 同时 FWHM 压缩因子  $C_{FWHM}$  达到 1.90, RMS 压缩因子  $C_{RMS}$  为 1.484。从图 1(b) 中  $Z_2$  处的频谱强度分布可以看出, 在频谱的两翼出现了小的振荡, 这些振荡将演化为旁瓣, 最终导致脉冲频谱中不可忽视的基座出现。这些基座将导致频谱的压缩质量降低, 此后斯特列比  $S$  没有超过在  $Z_2$  处的 0.63。

上述结果表明, 超高斯脉冲在非线性占主导的光纤中传输时, 其频谱只在  $Z \leq Z_2$  时才能得到有效压缩。观察(5)式可以看出, 其第一项是脉冲在非线性占主导的光纤中引起的随距离变化的相移, 第二

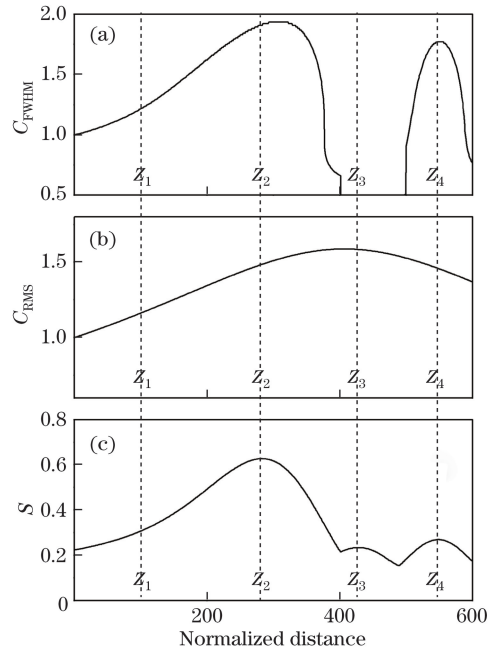


图 2 (a) FWHM 压缩因子; (b) RMS 压缩因子; (c) 斯特列比  
 Fig. 2 (a) FWHM spectral compression factor;

(b) RMS spectral compression factor; (c) Strehl ratio 项是初始脉冲施加的固有相移。随着传输距离的变化, 对于所有的时间  $T$ , 脉冲相位通常不等于零。因此, 超高斯脉冲在非线性占主导的光纤中传输时, 其频谱的压缩是有限的。

下面从脉冲演化过程来考察时域相位分布与频谱压缩的关联。图 3(a)~(c) 分别为超高斯脉冲在传输距离  $Z_1$ 、 $Z_2$ 、 $Z_3$  处的时域相位分布。在  $Z_1$  处, 脉冲中心区域的相位是平坦的, 在这种平坦的相位下, 从光纤入口到  $Z_2$  处的脉冲频谱可以得到有效压缩。在  $Z_2$  处, 相位在脉冲中心区间开始出现平台, 这样的平台会导致脉冲频谱出现基座, 这预示着频谱压缩质量将会降低, 因此之后没有出现更大的斯特列比; 随着传输距离增加, 相位平台会越来越高。在  $Z_3$  处, 相位在脉冲中心区间出现了更高的平台。相位的不平坦, 尤其是平台的出现表明脉冲前后沿

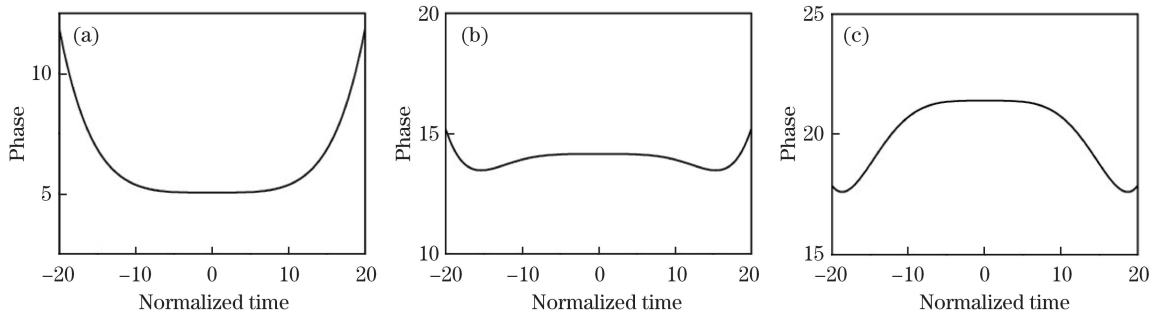


图 3 在不同传输距离处的脉冲时域相位分布。(a)  $Z_1$  处; (b)  $Z_2$  处; (c)  $Z_3$  处  
 Fig. 3 Temporal phase profiles at the different propagation distances. (a)  $Z_1$ ; (b)  $Z_2$ ; (c)  $Z_3$

处的啁啾失配,导致频谱中出现基座,使得频谱的压缩质量降低。

#### 4 外部相位调制对频谱压缩的优化

如前所述,为了获得高质量的频谱压缩,需要消除这个平台,使其相位在脉冲中心区间内变得平坦。研究表明,高斯脉冲在非线性占主导的光纤中传输时,其频谱产生旁瓣是由于初始线性啁啾受自相位调制啁啾作用出现了近似正弦的变化,因此可以通过外部单个余弦相位调制对高斯脉冲进行相位补偿,使其变得平坦<sup>[22]</sup>。但是对于非正弦的超高斯脉冲啁啾,单个相位调制是比较困难的。为了解决这个问题,考虑到频谱压缩质量降低的相位不平坦主要发生在脉冲中心区间,故而将超高斯脉冲的相位在有限区间 $[-l, l]$ 内展成傅里叶级数:

$$\phi(Z, T) = a_0(Z) + a_1(Z)\cos(\pi\nu_1 T) + a_2(Z)\cos(\pi\nu_2 T) + a_3(Z)\cos(\pi\nu_3 T) + \dots, \quad (6)$$

其中,

$$a_0(Z) = \frac{1}{2l} \int_{-l}^l \phi(Z, T) dT, \quad (7)$$

$$a_n(Z) = \frac{1}{l} \int_{-l}^l \phi(Z, T) \cos \frac{n\pi T}{l} dT, \quad (8)$$

$$\nu_n = \frac{n}{l}. \quad (9)$$

式中 $\nu$ 为调制相位的频率; $n$ 为阶数;各展开系数 $a_n(Z)$ 为调制相位的振幅; $l$ 为一个待定的参数,它决定着压缩质量的优劣。因为相位分布是关于 $T$

的偶函数,因此只有余弦函数展开。从上式可以看出,该相位可以分解为多个不同振幅和频率的余弦函数。在实验中获取这样的余弦函数的相位调制是比较容易的。这一结果提供了一个思路:通过多个余弦函数相位调制对原脉冲进行相位补偿,可以获得中心区域平坦的时域相位。值得注意的是,在(6)式中阶数越大的项所对应的振幅越小,对原相位的补偿作用也越小。因此只选择傅里叶级数展开中的前两项作为调制相位,即 $\Phi_C(Z, T) = \Phi_{C1} + \Phi_{C2} = -a_1(Z)\cos(\pi\nu_1 T) - a_2(Z)\cos(\pi\nu_2 T)$ ,它是关于时间 $T$ 的周期为 $2l$ 的函数,并且合振幅随着传输距离 $Z$ 的增大而增加。这里没有考虑直流分量 $a_0$ 是因为其在相位分布中关于时间 $T$ 是一个常量。这种调制可以通过两个相位调制器来实现,例如通过同步微波信号驱动铌酸锂相位调制器<sup>[25-26]</sup>或具有正弦信号的脉冲交叉相位调制器<sup>[27]</sup>来实现。

通过大量数值实验可以发现,当 $l$ 与展宽因子 $A$ 接近时,相位补偿和频谱压缩效果达到最佳。图4(a)分别为当 $l=A=20$ 时两个调制相位 $\Phi_{C1}$ 和 $\Phi_{C2}$ 在 $Z_3$ 处的分布图,它们的叠加合成一个双余弦调制相位 $\Phi_C$ ,如图4(b)所示。可以看出, $\Phi_C$ 的分布和图3(c)中原脉冲在 $Z_3$ 处 $\phi_{Z3}$ 的分布除去一个时域上的 $\pi$ 相位之外近似一致,如图4(c)中蓝色点虚线和红色虚线所示。这样可以在该位置用双余弦调制相位补偿原脉冲相位使其变得近似平坦,如图4(c)中黑色实线所示。这样的处理对脉冲频谱的压缩是有利的。

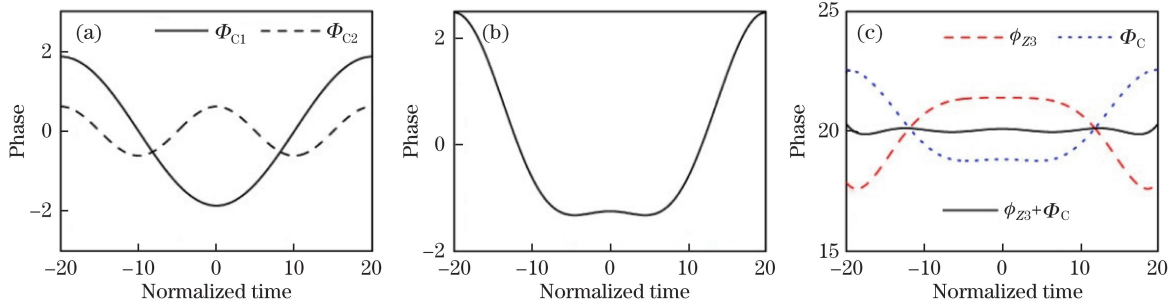


图4 (a)调制相位 $\Phi_{C1}$ 和 $\Phi_{C2}$ 分布图;(b)双余弦调制相位 $\Phi_C$ 分布图;(c)补偿后的相位在 $Z_3$ 处的分布图

Fig. 4 (a) Distribution of the modulation phases  $\Phi_{C1}$  and  $\Phi_{C2}$ ; (b) distribution of the dual cosine modulation phase  $\Phi_C$ ; (c) distribution of the compensated phase at the propagation distance  $Z_3$

以上给出了用双余弦相位对原脉冲在 $Z_3$ 处的相位进行调制,使其变得近似平坦的操作过程。通过这样的补偿操作,频谱压缩将会有所改善。然而在实际应用中,这样的相位补偿应该在斯特列比 $S$ 的最大值点 $Z_2$ 处进行。这是因为,在斯特列比 $S$ 最大值点 $Z_2$ 处脉冲的频谱达到了最大压缩,一旦传输

距离超过 $Z_2$ ,脉冲的频谱就会发生分裂,致使频谱压缩不能持续。图5为 $Z_2$ 处对原超高斯脉冲进行相位补偿之后的频谱演化。从图5(a)可以看出,在 $Z_2$ 之后,脉冲频谱得到了有效压缩,并能持续更长的传输距离。比较图1(b)和图5(b)可以发现,相位补偿后,在 $Z_3$ 处双峰的频谱结构消失了,频谱得到

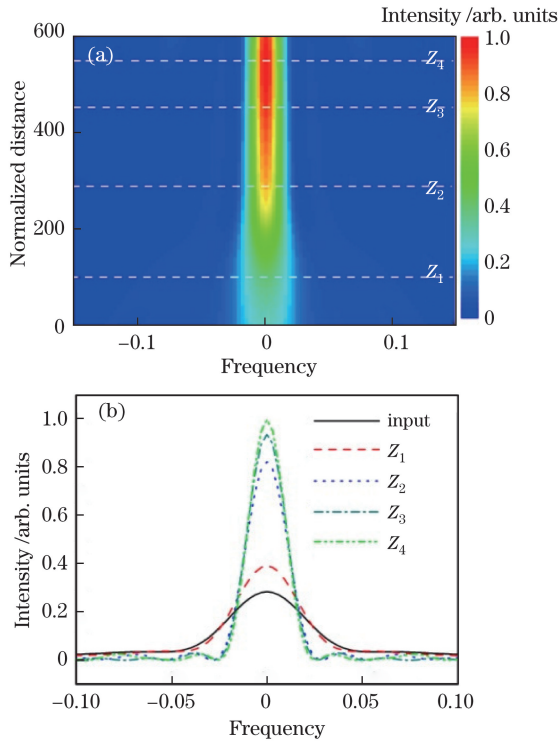


图 5 (a) 相位补偿后频谱强度随距离的演化; (b) 相位补偿后光纤入口处和不同传输距离处的频谱强度分布

Fig. 5 (a) Evolution of spectral intensity with distance after phase correction; (b) spectral intensity profiles at the entrance and different propagation distances after phase correction

了有效压缩。图 6 为两个调制相位  $\Phi_{C1}$  和  $\Phi_{C2}$  的振幅和频率随传输距离的演化, 其中第一个调制相位的振幅随传输距离单调增大, 第二个调制相位的振幅随传输距离单调减小。而两个调制相位的频率随传输距离是恒定的, 其中第一个调制频率  $\nu_1 = 0.05$ , 第二个调制频率是前者的 2 倍, 这意味着在对原脉冲相位进行补偿过程中所施加的调制频率是固定不变的。

图 7 为进行相位补偿之后, 频谱压缩参数随传输距离的演化, 与图 2 进行比较后可以看出: 相位补偿后, 超高斯脉冲的频谱在非线性占主导的光纤中的压缩比 ( $C_{FWHM}$  和  $C_{RMS}$ ) 得到了提高, 压缩效果得以优化; 特别是当最大斯特列比  $S$  从 0.6 增大到接近 0.8 时, 最大值点从  $Z_2$  增加到  $Z_4$ , 频谱压缩的质量及距离均得到了提高。通过比较  $Z_3$  和  $Z_4$  处补偿前后的频谱分布可以发现, 频谱两翼的振荡得到了有效削减。在斯特列比达到最大值点  $Z_4$  处, 频谱压缩参数  $C_{FWHM}$  和  $C_{RMS}$  分别为 2.19 和 2.28, 这表明频谱得以有效压缩。此外, 从图 7 中还可以看到, 即使传输距离超过了斯特列比的最大值点  $Z_4$ , 频谱压缩也可以持续, 直到传输距离达到 600, 此时频谱压缩参数  $C_{FWHM}$  和  $C_{RMS}$  的最大值分别为 2.21 和 2.40。

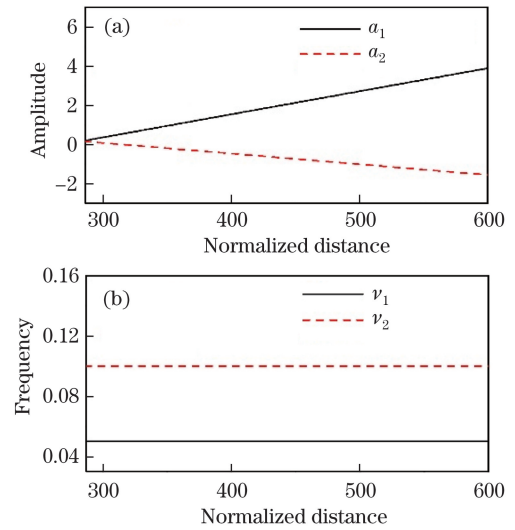


图 6 调制相位  $\Phi_{C1}$  和  $\Phi_{C2}$  的振幅和频率随距离的演化。

(a) 振幅  $a_1$  和  $a_2$  的演化; (b) 频率  $\nu_1$  和  $\nu_2$  的演化

Fig. 6 Evolutions of the amplitudes and frequencies of the modulation phases  $\Phi_{C1}$  and  $\Phi_{C2}$  with distance.

(a) Evolutions of the amplitudes  $a_1$  and  $a_2$ ;

(b) evolutions of the frequencies  $\nu_1$  and  $\nu_2$

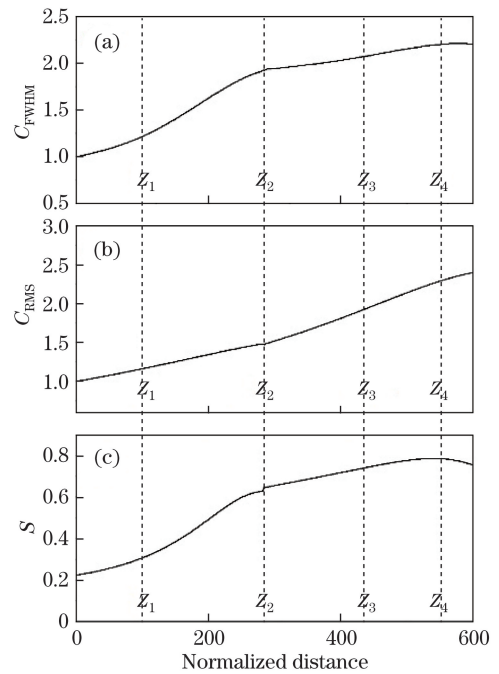


图 7 相位补偿后各参数随距离的演化。(a) FWHM 压缩因子;

(b) RMS 压缩因子; (c) 斯特列比

Fig. 7 Variation of parameter with distance after phase correction. (a) FWHM spectral compression factor;

(b) RMS spectral compression factor; (c) Strehl ratio

最后, 研究了当  $l = A$  时初始超高斯脉冲的展宽因子  $A$  对频谱压缩优化过程的影响。图 8 为展宽因子  $A$  在 10~25 范围变化时, 超高斯脉冲在相位补偿前后的斯特列比  $S$  随距离的演化。从图 8 可以

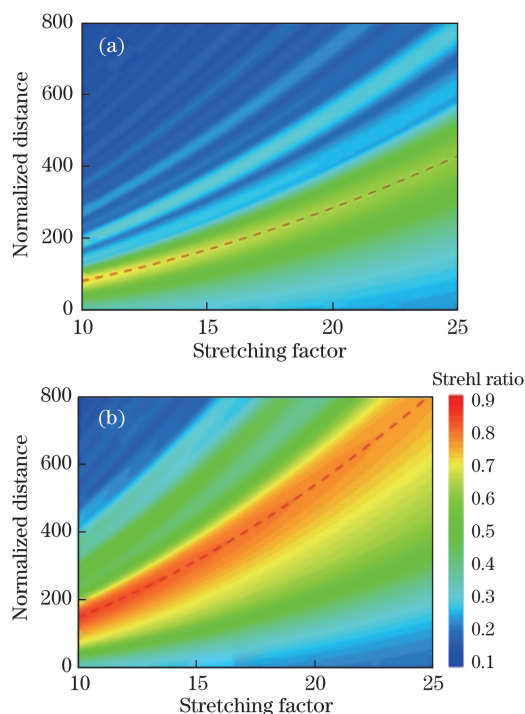


图 8 斯特列比  $S$  随展宽因子和传输距离的演化。

(a) 相位补偿前; (b) 相位补偿后

Fig. 8 Evolution of Strehl ratio with stretching factor and the propagation distance. (a) Without phase correction;

(b) with phase correction

看出: 相位补偿前, 展宽因子  $A$  越大, 最佳的频谱压缩位置越远 (如图中虚线所示), 压缩质量也在降低; 相位补偿后, 最佳的频谱压缩位置后移, 展宽因子  $A$  越大, 后移的距离越大, 并且相应的压缩质量得到了提升。这些结果说明在不同的初始展宽因子  $A$  下, 实施相位补偿方法有助于频谱压缩的改善。

## 5 结 论

提出了一种在高非线性光纤中对具有非线性啁啾超高斯脉冲进行频谱压缩的优化方法。在高非线性光纤中, 由于脉冲初始非线性啁啾与自相位调制引起的非线性啁啾之间不匹配导致了不平坦的时间相位, 脉冲频谱的两翼出现了振荡, 使频谱压缩受限。通过外部的双余弦相位调制, 可使脉冲中心区间的相位趋于平坦, 优化频谱压缩效果。比较相位调制前后各频谱压缩参数可知压缩质量得到了改善。外部的双余弦相位调制可以由受同步微波信号驱动的铌酸锂相位调制器或具有正弦信号的脉冲交叉相位调制器来实现。同时, 在更大的展宽因子范围下, 超高斯脉冲的压缩质量也得到了明显改善。此外, 进一步的研究得出, 所提方法对更高陡度的超高斯脉冲同样有效。实验结果对皮秒超高斯脉冲在

高非线性光纤中实现频谱压缩优化具有一定的理论指导作用。

## 参 考 文 献

- [1] Nishitani T, Konishi T, Itoh K. Resolution improvement of all-optical analog-to-digital-conversion employing self-frequency shift and self-phase modulation-induced spectral compression[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2008, 14(3): 724-732.
- [2] Fedotov A B, Voronin A A, Fedotov I V, *et al.* Spectral compression of frequency-shifting solitons in a photonic-crystal fiber[J]. Optics Letters, 2009, 34(5): 662-664.
- [3] Jia D F, Tan B, Wang Z Y, *et al.* Study of soliton pulse with small pedestal based on adiabatic soliton compression effects[J]. Acta Optica Sinica, 2006, 26(2): 166-170.  
贾东方, 谈斌, 王肇颖, 等. 基于绝热孤子压缩效应的小基座孤子脉冲研究[J]. 光学学报, 2006, 26(2): 166-170.
- [4] Zhang H, Xie K, Jiang H M. Pulse compression in dispersion decreasing fibers with increasing nonlinearity[J]. Chinese Journal of Lasers, 2008, 35(12): 1951-1954.  
张浩, 谢康, 姜海明. 基于色散渐减、非线性渐增原理的脉冲压缩[J]. 中国激光, 2008, 35(12): 1951-1954.
- [5] Cao W H, Xu P, Liu S H. Soliton-effect pulse compression in a dispersion-decreasing fiber-based Mach-Zehnder interferometer[J]. Acta Optica Sinica, 2011, 31(4): 0419001.  
曹文华, 徐平, 刘颂豪. 马赫-曾德尔型色散渐减光纤干涉仪的孤子效应脉冲压缩研究[J]. 光学学报, 2011, 31(4): 0419001.
- [6] Wang L, Yang R C, Jia H P, *et al.* Periodically lumped amplification and recovery of soliton in dispersion-decreasing optic fiber link[J]. Acta Optica Sinica, 2017, 37(6): 0619001.  
王丽, 杨荣草, 贾鹤萍, 等. 色散渐减光纤链中孤子的周期集总放大和恢复[J]. 光学学报, 2017, 36(6): 0619001.
- [7] Tamura K, Nakazawa M. 54-fs, 10-GHz soliton generation from a polarization maintaining dispersion-flattened dispersion-decreasing fiber pulse compressor[J]. Optics Letters, 2001, 26(11): 762-764.
- [8] Chao W T, Lin Y Y, Peng J L, *et al.* Adiabatic pulse propagation in a dispersion-increasing fiber for spectral compression exceeding the fiber dispersion ratio limitation[J]. Optics Letters, 2014, 39(4):

- 853-856.
- [9] Zohrabian A V, Mouradian L K. Compression of the spectrum of picosecond ultrashort pulses[J]. *Quantum Electronics*, 1995, 25(11): 1076-1078.
- [10] Oberthaler M, Höpfel R A. Spectral narrowing of ultrashort laser pulses by self-phase modulation in optical fibers[J]. *Applied Physics Letters*, 1993, 63(8): 1017-1019.
- [11] Planas S A, Mansur N L, Cruz C H, *et al.* Spectral narrowing in the propagation of chirped pulses in single-mode fibers[J]. *Optics Letters*, 1993, 18(9): 699-701.
- [12] Washburn B R, Buck J A, Ralph S E. Transform-limited spectral compression due to self-phase modulation in fibers[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(7): 445-447.
- [13] Andresen E R, Thøgersen J, Keiding S R. Spectral compression of femtosecond pulses in photonic crystal fibers[J]. *Optics Letters*, 2005, 30(15): 2025-2027.
- [14] Sidorov-Biryukov D A, Fernandez A, Zhu L, *et al.* Spectral narrowing of chirp-free light pulses in anomalously dispersive, highly nonlinear photonic-crystal fibers[J]. *Optics Express*, 2008, 16(4): 2502-2507.
- [15] Andresen E R, Dudley J M, Dan O, *et al.* Transform-limited spectral compression by self-phase modulation of amplitude shaped pulses with negative chirp[J]. *Optics Letters*, 2011, 36(5): 707-709.
- [16] Li H P, Zhang X J, Liao J K, *et al.* Spectral compression of femtosecond pulses in photonic crystal fibers with anomalous dispersion[C]. *SPIE*, 2009, 7630: 76301I.
- [17] Fatome J, Kibler B, Andresen E R, *et al.* All-fiber spectral compression of picosecond pulses at telecommunication wavelength enhanced by amplitude shaping[J]. *Applied Optics*, 2012, 51(19): 4547-4553.
- [18] Nishizawa N, Takahashi K, Ozeki Y, *et al.* Wideband spectral compression of wavelength-tunable ultrashort soliton pulse using comb-profile fiber[J]. *Optics Express*, 2010, 18(11): 11700-11703.
- [19] Kutuzyan A A, Mansuryan T G, Esayan G L, *et al.* Dispersive regime of spectral compression[J]. *Quantum Electronics*, 2008, 38(4): 383-387.
- [20] Finot C, Boscolo S. Design rules for nonlinear spectral compression in optical fibers[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(4): 760-767.
- [21] Chen Y, Yang F, Zhang Z Y, *et al.* All-fiber spectral compression and pedestal suppression in a two-stage structure employing a high nonlinear fiber interconnected with a high nonlinear fiber-nonlinear optical loop mirror[J]. *Optical Engineering*, 2014, 53(8): 086111.
- [22] Boscolo S, Mouradian L K, Finot C. Enhanced nonlinear spectral compression in fiber by external sinusoidal phase modulation[J]. *Journal of Optics*, 2016, 18(10): 105504.
- [23] Agrawal G P, *Nonlinear fiber optics*[M]. 3rd ed. New York: Academic Press, 2001.
- [24] Rusu M, Okhotnikov O G. All-fiber picosecond laser source based on nonlinear spectral compression[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, 89: 091118.
- [25] Godil A A, Auld B A, Bloom D M. Picosecond time-lenses[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1994, 30(3): 827-837.
- [26] Plansinis B, Donaldson W R, Agrawal G P. Spectral changes induced by a phase modulator acting as a time lens[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2015, 32(8): 1550-1554.
- [27] Varlot B, Wabnitz S, Fatome J, *et al.* Experimental generation of optical flaticon pulses[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(19): 3899-3902.