

# 基于非线性渐增原理获得抛物线型自相似脉冲的研究

李莉苹 张爱玲

(天津理工大学计算机与通信工程学院, 天津理工大学电子信息工程学院,  
天津市薄膜电子与通信器件重点实验室, 教育部通信器件与技术工程研究中心, 天津 300384)

**摘要** 采用理论推导和数值模拟相结合的方法研究了脉冲在指数渐增的非线性渐增光纤(NIF)中的自相似演化。结果表明,与双曲渐减的正色散渐减光纤(ND-DDF)类似,利用指数渐增的 NIF 也可获得具有严格线性啁啾的抛物线型自相似脉冲。同时深入研究了 ND-DDF 和 NIF 两种增益等效方式对自相似演化特性的影响,结果表明:1) 等效增益决定了脉冲自相似演化的结果,等效方式决定了脉冲自相似演化进程快慢;2) 在具有相等的等效增益条件下,脉冲在指数渐增 NIF 和双曲渐减 ND-DDF 中演化为相同的自相似脉冲,但是前者对脉冲的自相似演化更高效,即前者实现自相似演化所需光纤长度更短;3) 两种增益等效方式所需光纤长度的关系是使得各自具有相同的光纤“有效放大因子”。

**关键词** 非线性光学; 非线性渐增光纤; 抛物线型自相似脉冲; 正色散渐减光纤; 等效增益

**中图分类号** TN253 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.0805006

## Study on Parabolic Self-Similar Pulse Generation in a Nonlinearity Increasing Fiber

Li Liping Zhang Ailing

(School of Computer and Communications Engineering, School of Electronics Information Engineering,  
Key Laboratory of Film Electronics and Communication Devices of Tianjin,  
Communications Devices and Technology Engineering Research Center, Ministry of Education,  
Tianjin University of Technology, Tianjin 300384, China)

**Abstract** The self-similar evolution of an initial Gaussian pulse propagating in a nonlinearity increasing fiber (NIF) with an exponential nonlinearity profile is studied theoretically and numerically. As well as the dispersion decreasing fiber with normal group velocity dispersion (ND-DDF with a hyperbolic dispersion profile), the NIF is also equivalent to a fiber amplifier, which can generate a parabolic self-similar pulse with strictly linear chirp. Furthermore, the impacts of two equivalent ways of ND-DDF and NIF on characteristics of the self-similar evolution are studied. The theoretical and simulation results show that: 1) the equivalent gain determines the results of self-similar evolution while the equivalent method determines the process speed; 2) with the same equivalent gain, the initial pulses in ND-DDF and NIF both evolve into the same parabolic self-similar pulse, but the process of NIF is more efficient, needing a shorter fiber length; 3) the relationship of fiber lengths of NIF and ND-DDF is to make the two fibers have the same “effective amplification”.

**Key words** nonlinear optics; nonlinearity increasing fiber; parabolic self-similar pulse; dispersion decreasing fiber; equivalent gain

**OCIS codes** 190.4370; 060.2280; 060.2310; 060.3510; 060.5295

## 1 引 言

自从 Fermann 等<sup>[1]</sup>提出在具有正群速度色散

(GVD)的增益光纤中抛物线型脉冲可以实现自相似传输和放大以来,应用自相似技术产生高功率超

**收稿日期**: 2011-01-30; **收到修改稿日期**: 2011-04-18

**基金项目**: 国家自然科学基金(60808004)、天津市科技计划(08JCYBJC14500)和教育部新世纪优秀人才计划(NCET-07-0611)资助课题。

**作者简介**: 李莉苹(1985—),女,硕士研究生,主要从事非线性光学方面的研究。E-mail: liping.li1985@gmail.com

**导师简介**: 张爱玲(1973—),女,教授,博士后,硕士生导师,主要从事光通信方面的研究。E-mail: alzhang99@hotmail.com (通信联系人)

短脉冲已成为目前国际上一个新的热点。在增益光纤中,超短脉冲在正常色散、增益和自相位调制(SPM)的共同作用下被同步展宽和放大,并逐渐演化为时域形状为抛物线形、频率啁啾为严格线性形状的自相似脉冲。脉冲在传输过程中能较好地维持抛物线形状,并可实现较长距离的无波分裂传输,因此又被称为抛物线型自相似脉冲<sup>[1~4]</sup>。自相似脉冲的演化只与输入脉冲的初始能量和光纤参数有关,与入射脉冲形状无关,而且自相似脉冲在高功率传播时脉冲形状不变,具有抵御光波分裂的能力。它的另一个优良特性是引入了严格的线性啁啾,通过补偿自相似抛物脉冲的线性啁啾,易于获得脉宽较窄、近似转换极限的超短脉冲。

近年来,进一步的研究发现,放大增益不仅可由分布放大(例如拉曼放大)提供,正色散渐减光纤(ND-DDF)或不同色散值组成的光纤链也可以起到类增益的作用,从而获得抛物线型自相似脉冲<sup>[5~8]</sup>。另一方面,高非线性光纤<sup>[9]</sup>尤其是光子晶体光纤为

制造非线性渐增光纤(NIF)提供了基础和条件<sup>[10,11]</sup>。陈海涛等<sup>[12]</sup>采用理论分析与数值模拟结合的方法对脉冲在非线性渐增光纤中的自相似演化进行了数值仿真,结果表明指数渐增的非线性渐增光纤中脉冲可以最终演化为良好线性啁啾的抛物线形自相似脉冲。

本文从光脉冲在具有正色散的NIF中传输时满足的非线性薛定谔方程(NLSE)出发,推导了指数渐增的NIF获得自相似脉冲的解析解,并数值模拟了自相似演化过程。同时还进一步深入研究了增益等效方式对脉冲自相似演化的影响,分别从“自相似子阶数” $N$ 角度和光纤“有效放大因子”角度研究了两种等效增益方式对产生自相似脉冲的影响。

## 2 理论分析

超短光脉冲(脉冲宽度大于5 ps)在具有常数增益的正色散光纤放大器中传输时,光纤的高阶非线性效应可以忽略,不考虑损耗,则可用NLSE来描述<sup>[2]</sup>

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

式中 $\psi(z, T)$ 是脉冲的慢变复振幅, $z$ 为传输距离, $T = t - z/v_g$ 为时延系中测得的时间, $t$ 为时间, $v_g$ 表示脉冲的群速度, $\beta_2$ 为光纤二阶色散系数, $\gamma$ 为光纤非线性系数, $g$ 为增益系数。利用对称约简法可得到(1)式的自相似渐近解析解。在求解(1)式的解析解时利用了脉冲能量 $U(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(z, T)|^2 dT$ 随传输距离指数增加的条件,即 $U(z) = U_{in} \exp(gz)$ , $U_{in}$ 为输入脉冲的能量。

而超短光脉冲(脉冲宽度大于5 ps)在色散不变、非线性系数随着传输距离变化的光纤中传播时,同样忽略光纤的高阶非线性效应及损耗,则可用NLSE来描述<sup>[10]</sup>

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

式中 $\gamma(z)$ 为光纤随传输距离变化的非线性系数,定义归一化非线性系数 $R(z) = \gamma(z)/\gamma(0)$ 。

引入变量 $\psi(z, T) = u(z, T)/\sqrt{R(z)}$ ,代入(2)式即可得到

$$i \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{1}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + \gamma(0) |u|^2 u = i \left( \frac{1}{2R} \frac{dR}{dz} \right) u. \quad (3)$$

对比(1)式和(3)式,称 $g(z) = \frac{1}{R} \frac{dR}{dz}$ 为类增益项。当光纤非线性系数以指数形式渐增时,即 $R(z) = \exp(gz)$ ,类增益 $g(z) = g$ 为常数。与(1)式一样,带有常数增益的方程可用对称约简法<sup>[13]</sup>得到其自相似渐近解析解。脉冲在NIF中传输时,脉冲的能量守恒,即 $U(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(z, T)|^2 dT = U_{in}$ ,进一步变化得到(3)

式中 $u(z, T)$ 的能量关系 $U'(z) = \int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, T)|^2 dT = U'_{in} R(z) = U'_{in} \exp(gz)$ 。故此时(3)式具有与(1)式完全一样的解析表达式,只需利用 $\psi(z, T) = u(z, T)/\sqrt{R(z)}$ 即可得到指数渐增的NIF中自相似脉冲的渐近解析解

$$\phi(z, T) = \frac{u(z, T)}{\sqrt{R(z)}} = \begin{cases} \sqrt{P(z)} \left[ 1 - \frac{T^2}{T_p^2(z)} \right]^{1/2} \exp[i\phi(z, T)], & |T| \leq T_p(z) \\ 0, & |T| > T_p(z) \end{cases} \quad (4)$$

$$\phi(z, T) = \varphi(z) + C(z)T^2 = \varphi_0 + \frac{3\gamma A_0^2}{2g} \exp\left(\frac{2}{3}gz\right) - \frac{g}{6\beta_2} T^2, \quad (5)$$

式中各参数的定义为

自相似脉冲的峰值功率：

$$P(z) = \frac{U_{in}^{2/3}}{4} \left[ \frac{2g^2}{\gamma(0)\beta_2} \right]^{1/3} \exp\left(-\frac{g}{3}z\right), \quad (6)$$

自相似脉冲的有效脉宽：

$$T_p(z) = 3U_{in}^{1/3} \left[ \frac{\gamma(0)\beta_2}{2g^2} \right]^{1/3} \exp\left(\frac{g}{3}z\right), \quad (7)$$

$A_0 = \frac{1}{2} \left[ \frac{gU_{in}}{\sqrt{\gamma(0)\beta_2/2}} \right]^{1/3}$  为常数。由(4)式可知自相似脉冲强度  $|\phi(z, T)|^2$  时域是抛物线形状,且只与输入脉冲的起始能量有关,而与入射脉冲的形状和谱宽无关。由相位表达式(5)式可得到自相似脉冲的啁啾为  $\delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \left(\frac{g}{3\beta_2}\right)T$ ,该式表明自相似脉冲具有只与光纤参数有关的线性啁啾,其斜率称为啁啾因子  $c = g/(3\beta_2)$ 。

为了描述脉冲与理想抛物线型自相似脉冲的近似程度,引入自相似指数  $M$

$$M^2 = \int (|\phi|^2 - |\phi_{p-fit}|^2)^2 dt / \left( \int |\phi|^4 dt \right), \quad (8)$$

式中  $\phi_{p-fit}$  为脉冲相对应的理想抛物线形脉冲,  $M$  越小,则脉冲的时域形状越接近抛物线,  $M \leq 0.005$  时,即可认为脉冲已演化为自相似脉冲,脉冲完成自相似演化,所需最短光纤长度用  $z_{min}$  表示。

综上所述可知,与双曲渐减的 ND-DDF 等效增益光纤放大器类似,非线性系数以指数形式渐增的 NIF 也可实现脉冲的自相似演化。对(2)式进行自相似演化过程的数值模拟,采用计算快速的分步傅里叶算法,结果如图 1 所示。输入高斯脉冲峰值功

率为  $P_0 = 1$  W,脉冲强度  $1/e$  处的脉冲宽度为  $2T_0 = 10$  ps,指数渐增的 NIF 在  $z=0$  处的光纤参数为:  $\beta_2 = 50$  ps<sup>2</sup>/km,  $\gamma(0) = 1$  W/km,选取光纤总长度为  $L = 0.2$  km,等效增益为  $g = 0.03$  m<sup>-1</sup>。

图 1(a)为  $R(z)$  随传输距离  $z$  的指数型变化曲线,图 1(b)为脉冲在整个光纤长度内的三维演化图。很明显,脉冲中心的高强度区域与边翼的低强度区域相比,脉冲展宽较大,而脉冲中心部分引入的啁啾也比边翼部分大。因此,受 SPM 引入的啁啾影响,脉冲中心部分受 GVD 作用产生的时域展宽比边翼部分展宽迅速,在 SPM 和 GVD 共同作用下,脉冲边翼部分将被脉冲中心部分的展宽挤压和覆盖,最终形成了边缘很陡的自相似脉冲。

在数值模拟时,计算(8)式,该高斯脉冲经过  $L = 0.16$  km 的光纤长度后自相似因子为  $M = 0.0043$ ,脉冲的自相似因子首次满足自相似演化完成的要求  $M \leq 0.005$ ,即有  $z_{min} = 0.16$  km。在之后的传输中,随着传输距离的增加,脉冲的抛物线形状基本不变,只是峰值功率降低、脉冲变宽。图 2 更直观地表示了高斯脉冲在上述 NIF 长度分别为  $z = 0.16$  km 和  $0.2$  km 得到的自相似脉冲强度的时域形状,可以看出  $z = 0.16$  km 处得到的自相似脉冲在低峰值功率部分(边沿部分)是指数渐近形的,这是因为解 NLSE(1)式时,实际上是在  $z \rightarrow \infty$  时得到的解析解表达式(4)式,所以只有在经过足够长的光纤长度后,比如  $z = 0.2$  km 处的自相似脉冲几乎整个脉冲都是抛物线形状的,与之相对应的理想抛物线脉冲的解析解表达式(4)式用“\*”表示。可以看

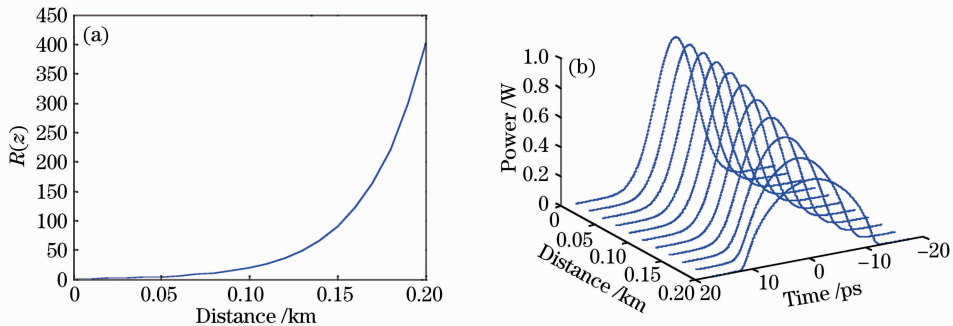


图 1 (a) NIF 的归一化非线性系数曲线; (b) 经过不同光纤长度得到的脉冲时域形状

Fig. 1 (a) Exponential nonlinearity profile of NIF; (b) temporal intensity profiles after propagation in different fiber lengths

出, NIF 经过足够光纤长度后可产生抛物线型自相似脉冲, 数值模拟结果与解析解符合得很好。

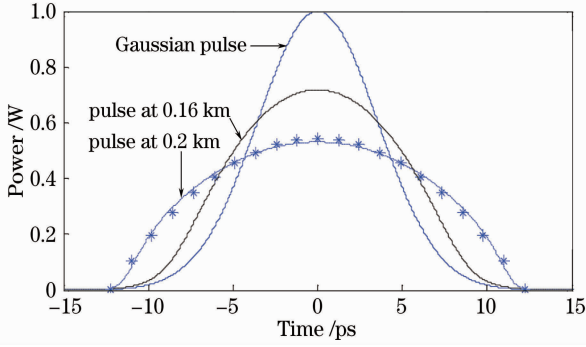


图 2 高斯脉冲在 NIF 长度为 0.16 km 和 0.2 km 时得到的自相似脉冲时域形状

Fig. 2 Temporal intensity profiles of pulses generated at 0.16 km and 0.2 km long NIF

### 3 增益等效方式对自相似演化特性的影响

双曲渐减的 ND-DDF 和指数渐增的 NIF 都可以等效为具有常数增益的光纤放大器获得自相似脉冲。分别从脉冲演变时“自相似子阶数” $N$  的变化和光纤“有效放大因子”两个角度结合理论推导和数值模拟, 研究 ND-DDF 和 NIF 对脉冲自相似演化的影响。

#### 3.1 从“自相似子阶数” $N$ 定性研究

忽略高阶效应和损耗时, 皮秒脉冲在双曲渐减的正色散渐减光纤中传输受色散和 SPM 共同作用, 光纤色散作用使得高斯脉冲在时域上展宽, 引入线性啁啾; SPM 使得脉冲在频域上展宽, 在脉冲的中心部分引入线性啁啾, 脉冲的中心部分比边翼部分展宽得迅速。在合适的条件下, GVD 和 SPM 共

同作用, 脉冲的边翼展宽将被脉冲中心部分展宽挤压和覆盖, 脉冲时域上将演化为具有严格线性啁啾的抛物线型自相似脉冲, 脉冲慢变振幅的表达式如(4)式, 相位表达式为<sup>[6]</sup>

$$\phi(z, T) = -\frac{g}{6\beta_2(0)}T^2 + \gamma \int_0^z P(z') dz'. \quad (9)$$

此时, 各个参数的定义表达为

自相似脉冲的峰值功率:

$$P(z) = \frac{U_{in}^{2/3}}{4} \left[ \frac{2g^2}{\gamma\beta_2(0)(1+gz)} \right]^{1/3}, \quad (10)$$

自相似脉冲的有效宽度:

$$T_p(z) = 3U_{in}^{1/3} \left[ \frac{\gamma\beta_2(0)(1+gz)}{2g^2} \right]^{1/3}, \quad (11)$$

式中 ND-DDF 的等效增益为  $g = -\frac{1}{D^2} \frac{dD}{dz}$ ,  $D(z)$  为归一化色散系数,  $D(z) = \beta_2(z)/\beta_2(0)$ 。类比孤子阶数, 定义自相似脉冲的“自相似子阶数” $N$

$$N^2(z) = \frac{L_D}{L_{NL}} = \frac{\gamma(z)P(z)T_p^2(z)}{\beta_2(z)}. \quad (12)$$

采用的 ND-DDF 其他色散曲线均为双曲渐减型, 且 NIF 采用的非线性渐增方式都是指数型的。将 ND-DDF 和 NIF 中脉冲参数的表达式(6), (7)式和(10), (11)式分别代入(12)式可得到各自“自相似子阶数” $N$  随光纤长度变化的具体表达式。明显地, 经过相同的光纤长度, NIF 中得到的脉冲“自相似子阶数”更大, 非线性作用更强, 脉冲的自相似演化进程更快。

数值模拟时, 取两种等效方式具有相同的等效增益为  $g = 0.03 \text{ m}^{-1}$ , 且有着相同的初始光纤参数, 即  $z=0$  处的光纤色散参数都为  $\beta_2(0) = 50 \text{ ps}^2/\text{km}$ , 非线性系数为  $\gamma(0) = 3 \text{ W/km}$ 。后面的 NIF 和 ND-DDF 都采用此处的初始光纤参数。两种等效方式的光纤参数如图 3 所示。

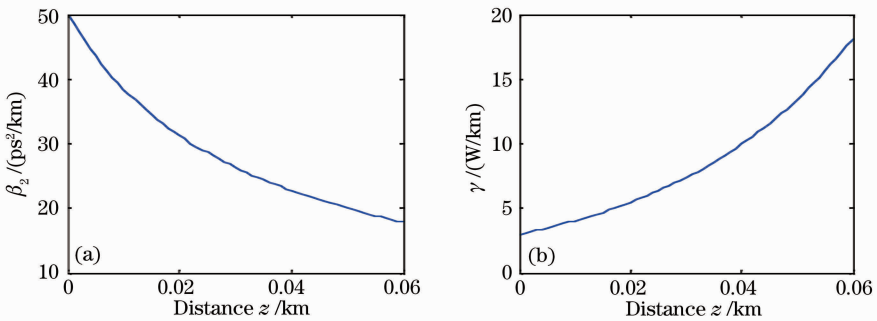


图 3 (a) ND-DDF 色散系数曲线; (b) NIF 非线性系数曲线

Fig. 3 (a) Dispersion profile of ND-DDF; (b) nonlinearity profile of NIF

利用(12)式,联立(6),(7)式和(10),(11)式,图4为脉冲在具有上述光纤参数的 NIF 和 ND-DDF 传输时,其“自相似子阶数”随传输距离变化的曲线。该图直观地表明,在具有相同等效增益和相同初始光纤参数的 NIF 和 ND-DDF 中传输时,同一脉冲经过同样长度的非线性渐增光纤演变后的脉冲具有更大的“自相似子阶数”。

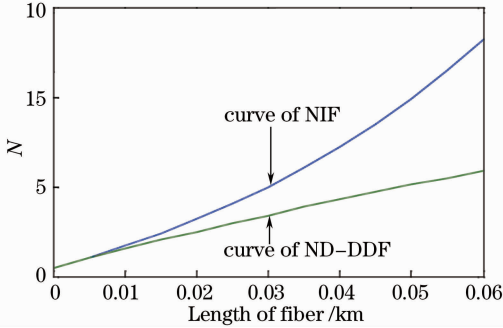


图4 自相似子阶数随传输距离的变化曲线

Fig.4 Curve of  $N$  along with the fiber length

图5为同一高斯脉冲(峰值功率  $P_0=20$  W,  $1/e$  处的脉冲宽度为  $2T_0=10$  ps)分别经过相同光纤长度  $L=0.06$  km 的具有上述光纤参数的 ND-DDF 和 NIF 得到的脉冲时域形状(分别用长划线和虚线表示)。图5表明,经过  $L=0.06$  km 的 ND-DDF 得到的脉冲自相似因子为  $M=0.012$ ,还未进入自相似演化阶段。而经过相同长度的 NIF 后脉冲的自相似因子为  $M=1.2 \times 10^{-3}$ ,图5直观地表明脉冲中心部分和低峰值功率边沿部分都已完成自相似演化。所以,脉冲在具有相同等效增益和相同初始参数的 NIF 中自相似演化更快,即非线性以指数渐增方式等效比色散以双曲渐减方式等效更高效。

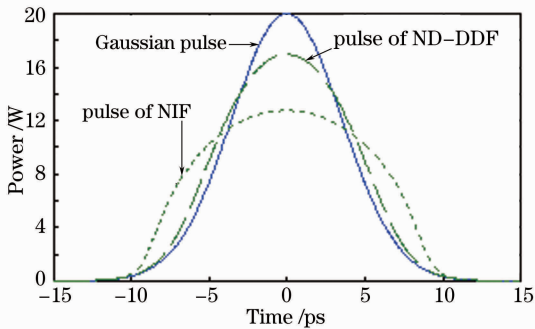


图5 分别经过 0.06 km 的 ND-DDF 和 NIF 得到的脉冲强度时域形状

Fig.5 Temporal intensity profiles after propagation in 0.06 km long NIF and ND-DDF

### 3.2 从光纤“有效放大因子”角度定量研究

进一步引入光纤“有效放大因子”,从理论上推

导并对比了两种等效增益方式对自相似脉冲解析解的影响,同时得到了两种等效增益方式分别完成自相似演化所需光纤长度  $z_{\min}$  的关系式。

类比色散渐减光纤孤子压缩<sup>[14]</sup>,将色散渐减光纤输入端和输出端的色散比值称为 ND-DDF 的“有效放大因子” $W_{\text{eff}} = \beta_2(0)/\beta_2(L_{\text{ND-DDF}})$ ,将非线性渐增光纤输出端和输入端的非线性系数比值称为 NIF 的“有效放大因子” $W_{\text{eff}} = \gamma(L_{\text{NIF}})/\gamma(0)$ 。代入色散系数和非线性系数的表达式可得 ND-DDF 和 NIF 各自的“有效放大因子”分别为

$$W_{\text{eff}}^{\text{ND-DDF}} = 1/D(z), \quad W_{\text{eff}}^{\text{NIF}} = R(z). \quad (13)$$

同时,定义脉冲展宽因子  $K = T_p(z)/T_p(0)$ ,  $K_1, K_2$  分别用来表示利用 ND-DDF 和 NIF 得到的自相似脉冲的脉冲展宽因子。代入(7)式和(11)式得到:  $K_1 = 1/\sqrt[3]{D(z)}$ ,  $K_2 = \sqrt[3]{R(z)}$ 。联立(13)式,得到经过 ND-DDF 和 NIF 后脉冲的展宽因子与光纤“有效放大因子” $W_{\text{eff}}$  可统一表示为

$$K = \sqrt[3]{W_{\text{eff}}}. \quad (14)$$

联立上述 ND-DDF 和 NIF 获得自相似脉冲的解析解表达式,进一步推导,两种等效方式获得的自相似脉冲其脉冲强度时域包络和啁啾均可统一表示为

$$|\psi|^2 = \frac{U_{\text{in}}^{2/3}}{4K} \left[ \frac{2g^2}{\gamma(0)\beta_2(0)} \right]^{1/3} \left\{ 1 - \frac{1}{K^2} \left[ \frac{T}{T_p(0)} \right]^2 \right\},$$

$$|T| \leq K \cdot T_p(0) \quad (15)$$

$$\Delta\omega = -\frac{\partial\phi}{\partial T} = \frac{g}{3\beta_2(0)} T. \quad (16)$$

(15),(16)式表明,具有相同初始光纤参数的 ND-DDF 和 NIF,等效增益  $g$  决定了脉冲自相似演化的结果,与增益等效方式无关。即相同的  $g$ ,两种增益等效方式自相似演化得到的脉冲是完全一样的自相似脉冲。

利用分步傅里叶算法对(2)式进行数值模拟,图6为上述高斯脉冲分别经过各自  $z_{\min}$  的 NIF 和 ND-DDF 后得到的自相似脉冲时域形状和啁啾曲线(分别用实线和长划线表示)。图6表明,在具有上述相同初始光纤参数和相同等效增益的 NIF 和 ND-DDF 中,高斯脉冲最终演化为相同的自相似脉冲(峰值功率相同、脉宽相同、啁啾相同),数值模拟结果与推导所得结论相符:脉冲在具有相同初始光纤参数的光纤中,增益等效方式不影响脉冲自相似演化结果。

利用自相似因子的表达式(8)式,数值模拟中可得到 ND-DDF 和 NIF 完成自相似演化所需光纤

长度分别为  $z_{\min} = 0.09 \text{ km}$  和  $z'_{\min} = 0.0436 \text{ km}$ 。即 NIF 较 ND-DDF 能更快实现自相似演化进程,说明非线性以指数渐增方式等效比色散以双曲渐减方式等效更高效,这与上述从“自相似子阶数” $N$  来研究得到的结论一致。

进一步,(15)式同时也表明具有相同等效增益的

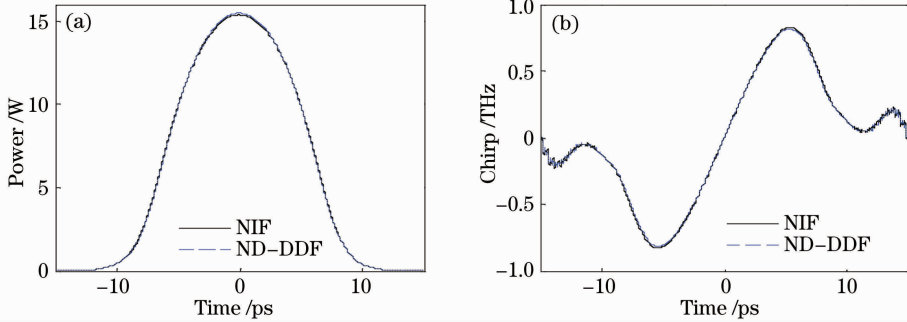


图 6 分别经过 ND-DDF 和 NIF 得到的自相似脉冲的(a)时域形状和(b)啁啾曲线

Fig. 6 (a) Temporal intensity profiles and (b) chirp profiles of self-similar parabolic pulses from ND-DDF and NIF

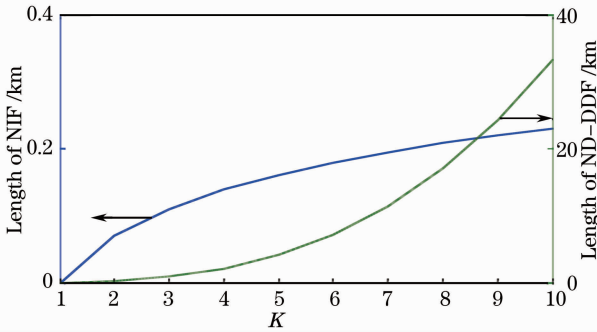


图 7 NIF 和 ND-DDF 光纤长度与脉宽展宽因子  $K$  的关系曲线

Fig. 7 Curve of fiber length of NIF and ND-DDF to  $K$

最后,联立(13),(14)式,可得到两种等效增益方式完成自相似演化所需光纤长度的关系式

$$R(z_2) = 1/D(z_1), \quad (17)$$

式中  $z_1, z_2$  分别代表 ND-DDF 和 NIF 完成自相似演化所需的光纤长度。在本文中,代入 ND-DDF 和 NIF 中各自自相似演化所需光纤长度得:ND-DDF 的“有效放大因子”为  $W_{\text{eff}}^{\text{ND-DDF}} = 1/D(z_{\min}) = 3.7$ , NIF 的“有效放大因子”为  $W_{\text{eff}}^{\text{NIF}} = R(z'_{\min}) = 3.6988$ , 满足(17)式,数值模拟结果与理论推导相符。

综合图 6 和图 7 表明,等效增益决定了脉冲自相似演化的结果,等效方式决定了 NIF 和 ND-DDF 中自相似演化进程的快慢。在相同等效增益条件下,指数渐增 NIF 比双曲渐减 ND-DDF 获得自相似脉冲更高效,需要光纤长度更短,两种增益等效方式获得自相似脉冲所需光纤长度的关系式为(17)式。

ND-DDF 和 NIF 获得的自相似脉冲其展宽因子  $K$  也是相同的,图 7 为双曲渐减的 ND-DDF 和指数渐增的 NIF 中,光纤长度与脉冲展宽因子的关系曲线。该图直观地表明,相同等效增益下,指数渐增 NIF 比双曲渐减 ND-DDF 获得自相似脉冲高效得多。

## 4 结 论

采用理论推导和数值模拟相结合的方法,发现指数渐增的 NIF 与双曲渐减的 ND-DDF 一样也可等效为常数增益的光纤放大器得到具有严格线性啁啾的抛物线型自相似脉冲。进一步通过研究两种等效增益方式(ND-DDF 和 NIF)对产生自相似脉冲的影响,引入“自相似子阶数  $N$ ”和光纤“有效放大因子”的概念,得到如下结论:1) 等效增益决定了脉冲自相似演化的结果,与等效方式无关,即脉冲在具有相同等效增益  $g$  的 NIF 和 ND-DDF 中演化为相同的自相似脉冲;2) 等效方式的不同决定了脉冲自相似演化进程的快慢,指数渐增的 NIF 比双曲渐减的 ND-DDF 在等效增益光纤放大器获得自相似脉冲方面更高效,即前者所需光纤长度更短;3) 两种等效方式完成自相似演化所需光纤长度是以 NIF 和 ND-DDF 具有相同的光纤“有效放大因子” $W_{\text{eff}}$  为特征的,即各自的  $z_{\min}$  有关系式  $R(z_2) = 1/D(z_1)$ 。

综上所述,由于该种非线性渐增光纤可由非线性系数灵活设计的光子晶体光纤来实现,比起正色散渐减光纤在等效结构复杂的增益光纤放大器中获得自相似脉冲有着更加良好的应用前景。

## 参 考 文 献

- 1 M. E. Fermann, V. I. Kruglov, B. C. Thomsen *et al.*. Self-similar propagation and amplification of parabolic pulse in optical fibers [J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, **84**(26): 6010~6013
- 2 V. I. Kruglov, A. C. Peacock, J. D. Harvey. Self-similar

- propagation of parabolic pulses in normal-dispersion fiber amplifiers[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 2002, **19**(3): 461~469
- 3 A. C. Peacock, N. G. R. Broderick, T. M. Monro. Numerical study of parabolic pulse generation in microstructured fiber Raman amplifiers[J]. *Opt. Commun.*, 2003, **218**(1-3): 167~172
- 4 Xu Dangpeng, Wang Jianjun, Lin Honghuan *et al.*. Self-similar propagation and amplification of high-power pulses in large mode area ytterbium doped fiber [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(11): 2994~2999
- 许党朋,王建军,林宏奂等. 高功率脉冲在模场掺 Yb<sup>3+</sup> 光纤中的自相似传输放大特性[J]. *光学学报*, 2009, **29**(11): 2994~2999
- 5 T. Hirooka, M. Nakazawa. Parabolic pulse generation by use of a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion[J]. *Opt. Lett.*, 2004, **29**(5): 498~500
- 6 Zhang Qiaofen. Generation of excellent self-similar pulse in a dispersion-decreasing fiber with normal group-velocity dispersion [J]. *Laser & Infrared*, 2008, **38**(1): 59~62
- 张巧芬. 色散渐减光纤中产生优质自相似脉冲的研究[J]. *激光与红外*, 2008, **38**(1): 59~62
- 7 B. Kibler, C. Billet, P.-A. Lacourt *et al.*. Parabolic pulse generation in comb-like profiled dispersion decreasing fibre[J]. *Electron. Lett.*, 2006, **42**(17): 965~967
- 8 Dipankar Ghosh, Mousumi Basu, Somenath Sarkar. Generation of self-similar parabolic pulse by designing normal dispersion decreasing fiber amplifier as well as its staircase substitutes[J]. *J. Lightwave Technol.*, 2009, **27**(17): 3880~3887
- 9 Jia Guangming, Jia Dongfang, Li Shichen. Highly nonlinear optical fibers and their applications [J]. *Study on Optical Communication*, 2003, (1): 43~46
- 贾光明,贾东方,李世忱. 高非线性光纤及其应用[J]. *光通信研究*, 2003, (1): 43~46
- 10 Liu Jie, Yang Changxi, Claire Gu *et al.*. A novel photonic crystal fiber with high nonlinearity and flattened dispersion [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(6): 1569~1574
- 刘洁,杨昌喜,Claire Gu等. 一种新型高非线性色散平坦光子晶体光纤结构[J]. *光学学报*, 2006, **26**(6): 1569~1574
- 11 Wu Ming, Liu Hairong, Huang Dexiu. Dispersion property in highly nonlinear photonic crystal fiber[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 539~542
- 吴铭,刘海荣,黄德修. 高非线性光子晶体光纤色散特性的研究[J]. *光学学报*, 2008, **28**(3): 539~542
- 12 Chen Haitao, Wang Fei, Deng Tao. Study of self-similar evolution for optical pulse in nonlinearity increasing fibers[J]. *Laser Technology*, 2010, **34**(2): 218~220
- 陈海涛,王飞,邓涛. 脉冲在非线性渐增光纤中自相似演化的研究[J]. *激光技术*, 2010, **34**(2): 218~220
- 13 Feng Jie, Xu Wencheng, Li Shuxian *et al.*. Analytic solutions of self-similar pulse based on Ginzburg-Landau equation with constant coefficients [J]. *Science in China Series G: Physics, Mechanics & Astronomy*, 2007, **37**(4): 427~433
- 冯杰,徐文成,李书贤等. 常系数 Ginzburg-Landau 方程自相似脉冲演化的解析解[J]. *中国科学 G 辑: 物理学, 力学, 天文学*, 2007, **37**(4): 427~433
- 14 G. P. Agrawal. *Nonlinear Fiber Optics* [M]. 3rd edition, Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2002. 20~30
- 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. 20~30