

文章编号: 0253-2239(2004)08-1067-6

# 掺铒光纤环镜中超短光孤子的放大与压缩 I. 基本原理\*

曹文华<sup>1</sup> 刘颂豪<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> 五邑大学信息学院, 江门 529020  
<sup>2</sup> 华南师范大学信息光电子科技学院, 广州 510631)

**摘要:** 用常规掺铒光纤放大器放大超短光孤子存在一个重大困难,就是在放大过程中光纤非线性效应会引起孤子波形及频谱畸变,使得输出脉冲不再具有孤子特性,从而影响系统性能。提出一种利用掺铒光纤环镜放大超短光孤子的新方法,数值计算表明,该方法不仅可实现无畸变的光孤子放大,而且能同时实现孤子宽度的有效压缩。当宽度为 2 ps 的基阶孤子经过长度为 92.6 m、增益为 14.4 dB 的环镜后,其峰值功率被放大 165 倍,脉冲宽度被压缩到 0.19 ps,时间-带宽积为 0.303,脉座能量仅占整个脉冲能量的 3.8%,表明由环镜输出的放大脉冲很大程度上具有基阶孤子特性。

**关键词:** 非线性光学; 掺铒光纤放大器; 光孤子; 超短光脉冲放大; 脉冲压缩

中图分类号: TN25 文献标识码: A

## Amplification and Compression of Ultrashort Solitons in an Erbium-Doped Nonlinear Amplifying Fiber Loop Mirror I. Basic Principles

Cao Wenhua<sup>1</sup> Liu Songhao<sup>2</sup>

(<sup>1</sup> School of Information, Wuyi University, Jiangmen 529020  
<sup>2</sup> School for Information and Optoelectronic Science and Engineering,  
South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 9 May 2003; revised 22 July 2003)

**Abstract:** A technique for simultaneous amplification and compression of ultrashort fundamental solitons is proposed. It is based on an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror. Numerical simulations show that, unlike conventional erbium-doped fiber amplifiers in which nonlinear effects lead to serious distortion of amplified pulses, the proposed device performs not only distortion-free amplification but also efficient compression of ultrashort solitons. Using a 92.6 m erbium-doped fiber loop with a gain of 14.4 dB, the peak intensity of a 2 ps fundamental soliton is amplified by a factor of 165 with a compression factor of 10.48 and a time-bandwidth product of 0.303. The pedestal energy accounts for only 3.8% of the total energy of the amplified pulse which means that the pulse is very close to a fundamental soliton.

**Key words:** nonlinear optics; erbium-doped fiber amplifiers; optical solitons; ultrashort pulse amplification; pulse compression

### 1 引 言

在光孤子通信、超快速激光光谱学以及光信息处理等众多领域中,超短光脉冲放大技术显得至关重要。掺铒光纤放大器(EDFA)由于具有高增益

\* 国家自然科学基金(60277016)、广东省自然科学基金(021357)、广东省“千百十工程”优秀人才培养基金资助课题。

E-mail: wcao@wyu.cn

收稿日期:2003-05-09;收到修改稿日期:2003-07-22

(约 40~50 dB)、宽带宽(~50 nm)以及高饱和能量(~1  $\mu$ J)等特点,因而在上述领域中获得了广泛应用。然而,现有理论<sup>[1~3]</sup>和实验<sup>[4,5]</sup>均表明,对于超短光脉冲放大,当掺铒光纤放大器中的非线性效应不可忽略时,很难从掺铒光纤放大器获得无畸变的放大脉冲,这对于光孤子的中继放大是极其不利的。尽管采用绝热放大技术<sup>[3,6]</sup>可避免脉冲畸变,但对于有限长度的掺铒光纤放大器,绝热放大所能提供的增益很小;而且,随着输入脉宽的增大,掺铒光纤放大器的长度必须按指数规律增大才能保证绝热条件。为此,有人提出了啁啾脉冲放大(CPA)技术<sup>[7~11]</sup>。但是,啁啾脉冲放大技术只能放大而不能压缩脉冲,因为脉冲压缩需要利用非线性自相位调制(SPM)与群速度色散(GVD)之间的相互作用,而啁啾脉冲放大技术本质上是抑制非线性自相位调制效应。

许多情况下直接从激光器输出的脉冲较宽,如目前普遍使用的增益开关分布反馈半导体激光二极管输出的脉冲宽度通常在几十皮秒(ps)以上。而在高速大容量光纤通信系统中,往往要求脉冲宽度为几皮秒甚至皮秒量级以下。因此,有必要探索一种既能放大又能压缩光脉冲的新技术。本文提出利用掺铒光纤环镜放大超短光脉冲的新方法,该环镜包含一段双向抽运的掺铒光纤和一个 $2 \times 2$ 双向光纤耦合器。数值计算表明,该方法不仅能避免常规掺铒光纤放大器中脉冲波形和频谱的畸变,而且可同时实现啁啾脉冲放大技术不可能做到的脉冲压缩。当用于孤子脉冲放大时,输出脉冲仍然保留孤子特性。由于不需要满足绝热压缩条件,还可克服绝热放大技术放大器长度随输入脉宽指数规律增大的困难。

应该说明的是,非线性光纤环镜(NOLM)已被广泛应用于脉冲压缩<sup>[12,13]</sup>、脉冲整形<sup>[14,15]</sup>以及超短光脉冲产生<sup>[16,17]</sup>中。但非线性光纤环境是一种被动光纤器件,不能放大脉冲。为了既能利用非线性光纤环境的脉冲整形功能又能对脉冲进行放大,有人非线性光纤环境中插入一小段掺铒光纤放大器<sup>[18,19]</sup>,其结果是,放大输出的脉冲尽管形状规则但不具有孤子特性,而且压缩比很小。相反,本文提出的非线性掺铒光纤放大环境(以下简称为放大环镜)是一种分布放大器件,脉冲放大过程中同时利用了非线性自相位调制与群速度色散之间的相互作用,放大后的脉冲不仅保留孤子特性,而且可得到有效压缩。

## 2 超短光孤子在掺铒光纤放大器中的放大

在研究放大环境中的超短光孤子放大之前,有必要首先讨论常规掺铒光纤放大器中的超短光孤子放大过程。在同时计及群速度色散、非线性自相位调制、拉曼自频移(RSS)、三阶色散(TOD)以及放大器增益和增益色散等因素后,超短光脉冲在掺铒光纤放大器中的放大可用下述方程描述<sup>[20,21]</sup>:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2}(1 - id) \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = \frac{i}{2} \mu u + i\delta \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + \tau_R u \frac{\partial |u|^2}{\partial \tau}, \quad (1)$$

其中 $\xi, \tau, u(\xi, \tau)$ 分别为归一化距离、时间和脉冲包络复振幅,与参量 $\mu, d, \tau_R, \delta$ 有关的项分别表示增益、增益色散、拉曼自频移和三阶色散, $\xi, \tau, \mu, d, \tau_R, \delta$ 分别按以下形式归一化:

$$\xi = \frac{z}{L_D} = \frac{z|\beta_2|}{T_0^2}, \tau = \frac{t - z/v_g}{T_0}, d = g_0 L_D \frac{T_2^2}{T_0^2}, \quad (2)$$

$$\mu = (g_0 - \alpha)L_D, \delta = \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0}, \tau_R = \frac{T_R}{T_0}, \quad (3)$$

其中 $T_0$ 为输入脉冲在 $1/e$ 功率处的半宽度, $v_g$ 为脉冲群速度, $\beta_2, \beta_3$ 分别为群速度色散和三阶色散系数, $T_R$ 为拉曼常数, $\alpha$ 为损耗系数, $T_2$ 为偶极子弛豫时间, $g_0$ 为小信号增益系数, $L_D = T_0^2/|\beta_2|$ 为色散长度。方程(1)未包括脉冲在传输过程中的自陡峭效应和双光子吸收效应,因为这两种效应对脉冲放大的影响与前述已考虑的诸效应相比可忽略不计。方程(1)还忽略了放大器的增益饱和效应。增益饱和与输入脉冲串的重复率有关,在计算单脉冲放大时,单脉冲能量通常远小于掺铒光纤放大器的饱和能量<sup>[1]</sup>。

设输入脉冲为下式表示的基阶孤子:

$$u(0, \tau) = \text{sech } \tau, \quad (4)$$

其初始峰值功率 $P_0$ 为

$$P_0 = |\beta_2|/\gamma T_0^2, \quad (5)$$

其中 $\gamma$ 为非线性系数。对于(4)式给定的初始脉冲,利用分步傅里叶变换对方程(1)进行数值求解便可计算脉冲在掺铒光纤放大器中的放大过程。

设输入孤子初始宽度 $T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$ ( $T_{\text{FWHM}}$ 表示孤子半功率点之间的半宽度, $T_0 = T_{\text{FWHM}}/1.763$ ),掺铒光纤放大器在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 附近的典型参量值为 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}, \beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}, \gamma = 3 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}, T_R = 3 \text{ fs}, T_2 = 80 \text{ fs}$ 。设掺铒光纤放大器每单位色散长度的增益为 $10 \text{ dB}/L_D$  [ $\exp(\mu) = 10, \mu \approx 2.3$ ],则由

(2)、(3) 两式得： $d \approx 0.01144$ ， $\tau_R \approx 0.0026$ ， $\delta \approx 0.00073$ 。可见，对于初始宽度为 2 ps 的孤子，拉曼自频移和三阶色散效应可忽略不计。图 1 示出脉冲在放大过程中归一化峰值强度、压缩比以及脉座能量与掺铒光纤放大器长度的关系。这里的归一化峰值强度是指放大脉冲相对于初始输入脉冲的峰值强度，压缩比是指输入脉冲宽度与放大后的脉冲宽度之比，脉座能量  $E_{ped}$  的定义如下：

$$E_{ped} = \frac{|E_{total} - E_{sech}|}{E_{total}}, \quad (6)$$

其中  $E_{total}$  是放大脉冲的总能量， $E_{sech}$  是假想的双曲正割脉冲能量，该双曲正割脉冲具有与放大脉冲相同的宽度 (FWHM) 和峰值强度 (注：放大脉冲具有脉座，双曲正割脉冲无脉座，二者能量之差即脉座能量)。任意双曲正割脉冲的能量可由下式计算：

$$E_{sech} = 2P_{peak} \frac{T_{FWHM}}{1.763}, \quad (7)$$

其中  $P_{peak}$  和  $T_{FWHM}$  分别代表该脉冲的峰值功率和半峰全宽度。

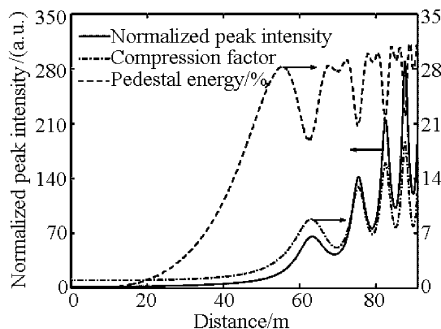


Fig. 1 Normalized peak intensity, compression factor, and corresponding pedestal energy for an input 2 ps (FWHM) fundamental soliton as a function of the EDFA length. The other simulation parameters are  $\mu \approx 2.3$ ， $d = 0.01144$ ， $\tau_R = 0$ ，and  $\delta = 0$

图 1 表明，当放大器长度大于 50 m 时，脉冲可获得有效的放大与压缩，但与此同时，脉座增大，脉冲质量严重下降。例如，在 75.5 m 处，脉冲峰值功率被放大 142 倍，压缩比达到 12.7，但脉座能量却占整个脉冲能量近 20%。图 2(a) 和图 2(b) 分别以线性和对数归一化强度示出此时放大脉冲的波形，可见脉座很大。图 2(c) 和图 2(d) 分别示出放大脉冲的频谱和频率啁啾特性，这里频谱强度已用输入脉冲频谱的峰值强度归一化。图 2 表明，脉座的形成不仅导致脉冲两翼出现很强的频率啁啾，而且引起脉冲频谱的分裂。显然，这类脉冲不适合于长距

离传输，因为脉座的存在会加速相邻脉冲之间的相互作用，进而造成系统误码率的增大。

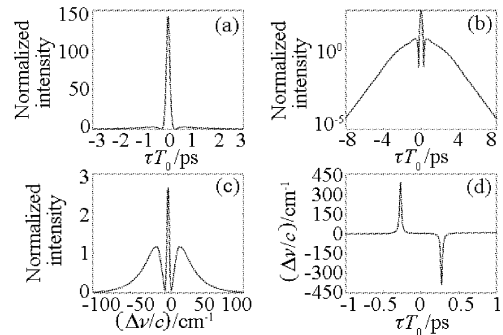


Fig. 2 Temporal pulse shapes in (a) linear and (b) logarithmic scale at an EDFA length of 75.5 m, (c) spectrum, (d) frequency chirp of the pulse. The input pulse and the simulation parameters  $\mu$ ， $d$ ， $\tau_R$  and  $\delta$  are identical to those used for Fig. 1

应提及的是，上述放大脉冲质量的下降可以通过减小掺铒光纤放大器单位长度增益来克服<sup>[6]</sup> (即所谓绝热放大)，但单位长度增益的减小意味着获取同样放大效果所需的掺铒光纤放大器总长度的增加；而且，为保证绝热条件，放大器总长度必须随输入脉冲宽度的增大而指数规律增大。已有研究指出<sup>[22]</sup>，当输入脉宽为 10 ps 时，所需的放大器长度接近 20 km，这显然是不实际的。

### 3 超短光孤子在放大环境中的放大

图 3 为放大环境的工作原理图。信号脉冲  $u_1$  从耦合器左上端口输入，放大后的脉冲  $u_2$  经左下端口输出，整个环境由掺铒光纤构成。为保证增益均匀，可以采取双向抽运形式，即在环境两端分别用两个功率相同的半导体激光器作为抽运源。

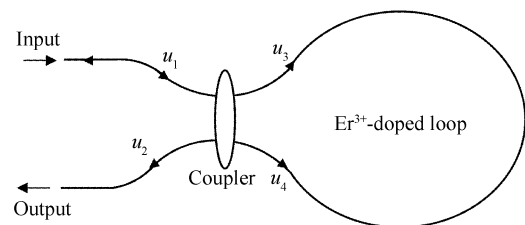


Fig. 3 Schematic of the amplifying fiber loop mirror

输入脉冲  $u_1$  经耦合器被分成  $u_3$  和  $u_4$  两部分<sup>[23,24]</sup>：

$$u_3(0, \tau) = \sqrt{r} u_1(0, \tau), \quad (8)$$

$$u_4(0, \tau) = i \sqrt{1-r} u_1(0, \tau), \quad (9)$$

其中  $u_3$  和  $u_4$  分别代表沿环镜顺、逆时针方向传输脉

冲的归一化复振幅,  $r/(1-r)$  为耦合器的功率耦合比, 称  $r$  为耦合系数。

为便于与掺铒光纤放大器的放大结果比较, 假设输入放大环境的脉冲与计算图 1 和图 2 所使用的输入脉冲相同, 所有的环境参量  $\beta_2, \gamma, T_2, \mu$ , 以及  $d$  也分别与前述掺铒光纤放大器的各项参量相同, 耦合器的功率耦合系数  $r = 0.55$  (非对称耦合)。图 4(a) 和图 4(b) 分别以线性和对数归一化强度示出经环境放大输出的脉冲波形。此时环境长度为 92.6 m, 脉冲峰值功率被放大 165 倍, 压缩比为 10.5 (输出脉冲宽度为 0.19 ps), 脉座能量仅占整个脉冲能量 3.8%, 表明放大后的脉冲非常接近双曲正割形状。

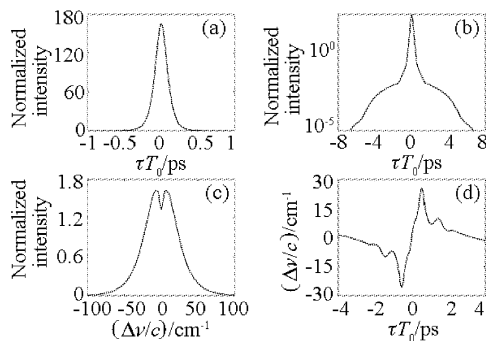


Fig. 4 Temporal shapes of the transmitted pulse from the amplifying fiber loop mirror in (a) linear and (b) logarithmic scale. (c) Spectrum and (d) frequency chirp of the pulse. The coupler power-splitting coefficient is 0.55 and the optimum loop length is 92.6 m. The input pulse and other parameters  $\mu, d, \tau_R$ , and  $\delta$  are identical to those used for Fig. 2

由图 4(c) 可看出放大脉冲的频谱也接近双曲正割形状, 只是在中心频率处出现轻微凹陷, 这是由于放大脉冲在时域中具有少量脉座所引起的。图 4(d) 示出放大脉冲的频率啁啾特性, 与图 2(d) 所示掺铒光纤放大器的输出特性相比, 可见这里的频率啁啾非常小。由图 4(a) 和图 4(c) 可估算出放大脉冲的时间-带宽积为 0.303, 非常接近双曲正割脉冲的变换极限值 0.315; 由图 4(a) 示出的峰值强度和脉宽可估算出放大脉冲的孤子阶数为 1.23。

为验证放大脉冲的孤子特性, 将其耦合入一段无增益的常规光纤, 该光纤具有与放大环境相同的群速度色散系数  $\beta_2$  及非线性系数  $\gamma$ 。图 5 示出放大脉冲在上述光纤中的演化情况, 这里光纤长度为 101 m, 若按输入端的脉冲宽度计算, 该长度相当于 110 个孤子周期 (孤子周期  $z_0 = \pi t_0^2 / 2 |\beta_2|$ , 其中  $t_0 = 0.19$  ps 为输入脉冲宽度)。图 5 表明, 由于放大脉冲的孤子阶数大于 1, 因而在演化的初始阶段出

现压缩现象, 然后又由于频率啁啾的作用而逐渐展宽。非线性自相位调制与群速度色散的共同作用使得脉冲在演化过程中的啁啾愈来愈小, 形状愈来愈稳定, 并最终演化成宽度为 0.26 ps 的基阶孤子。整个演化过程表明, 由环境输出的放大脉冲很大程度上具有基阶孤子的特性, 通常称这类脉冲为类孤子脉冲。

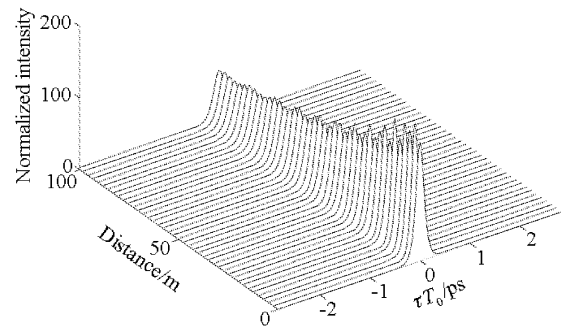


Fig. 5 Propagation of the transmitted pulse shown in Fig. 4 in a conventional lossless fiber

类孤子的产生源于环境固有的开关特性, 其基本原理如下: 由于环境耦合器的非对称性, 使得沿环境顺、逆时针方向传输的脉冲振幅不等, 因而两者在放大过程中经历的非线性相移也不一样。当它们重新返回耦合器端口时, 由于环境长度选择合适, 两脉冲中央部分会产生  $\pi$  相位差, 而两翼处的相位差近似为零。干涉结果使得脉座被反射, 与此同时透射出无脉座的类孤子脉冲。图 6(a) 示出在初始条件与图 4 相同的情况下顺、逆时针脉冲绕环一周后 (干涉前) 的波形, 其中实线和虚线分别表示顺、逆时针脉冲, 点画线表示干涉后的透射脉冲; 图 6(b) 示出与 6(a) 相对应的频谱特性。可见, 尽管干涉前顺、逆时针脉冲的波形和频谱都与双曲正割形状相差甚远, 但干涉后的透射脉冲波形及频谱都非常接近双曲正割形状。

图 6 还表明了基于放大环境的孤子放大与基于常规掺铒光纤放大器的孤子绝热放大之间的区别。绝热放大要求脉冲在放大变窄过程中始终保持基阶孤子特性, 因此, 掺铒光纤放大器单位色散长度的增益必须被限制在某个很小的临界值以下, 这样才不会导致孤子变形。但由于增益受限, 孤子获得有效放大所需的放大器长度就会相对增大。由色散长度与输入脉宽的关系 ( $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ ) 可知, 为满足上述绝热条件, 掺铒光纤放大器的长度必须随输入脉宽的增大而指数规律增大。相反, 光孤子在放大环境中的放大无需满足绝热条件, 或者说在环境内沿

顺、逆时针方向传输的两脉冲不必保持基阶孤子特性(可从图 6 示出的干涉前的波形和频谱看出)。因此,可以通过增大环镜单位色散长度增益的办法来

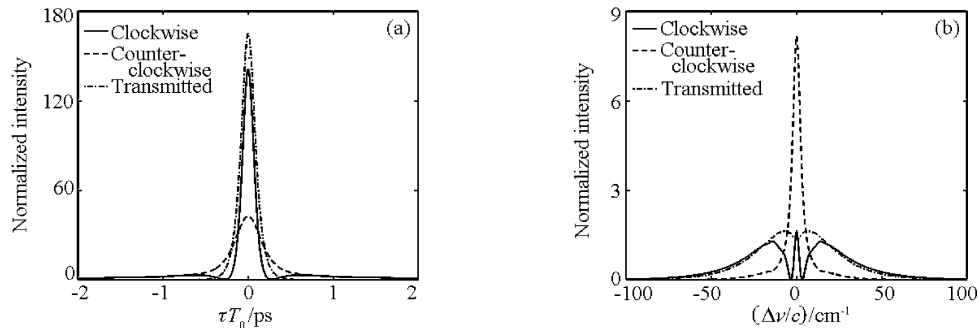


Fig. 6 (a) Temporal shapes and (b) spectra of the clockwise (solid lines) and counterclockwise (dashed lines) traveling pulses before recombination. The dashed-dotted lines represent the transmitted pulse

如上所述,为了从环镜获得具有孤子特性的放大脉冲,必须严格控制沿环镜顺、逆时针方向传输的两路脉冲在返回耦合器时的相位差。该相位差是由于非线性自相位调制效应引起的,而非线性自相位调制效应又直接与光强有关。因此,如何保证两路脉冲在环镜内获得足够的增益以及保证增益的均匀和稳定便显得至关重要。在前述计算中,设定环镜每单位色散长度的增益为  $10 \text{ dB}/L_D$ ,求出的最佳环镜长度为  $92.6 \text{ m}$ (相当于  $1.44L_D$ ),因此,环镜提供的总增益应为  $14.4 \text{ dB}$ ,这对于现有的掺铒光纤放大器技术来说并不难做到。当环镜工作在非饱和状态时,采用双向抽运形式很容易保证整个环镜内小信号增益的均匀与稳定。然而,当输入脉冲重复率增大或信道数增加时(对波分复用系统而言),环镜放大器很容易进入增益饱和状态<sup>[25]</sup>。为了保证增益的均匀与稳定,必须采取自动增益控制措施。已有研究表明<sup>[26]</sup>,采用双波长激光增益控制技术不仅能有效地控制增益的变化,而且可减弱控制激光引起的空间烧孔效应。

**结论** 本文提出了一种新型超短光孤子放大器,该放大器包含一段能提供分布增益的掺铒光纤环和一个双向光纤耦合器,由此构成一个放大环镜。数值计算表明,新型放大器不仅能避免常规掺铒光纤放大器中由于非线性效应引起的孤子畸变,而且可克服绝热放大技术中放大器长度随输入脉宽指数规律增大的困难,同时还可实现啁啾脉冲放大技术所不能提供的脉冲压缩功能。

应该指出的是,上述结论是在一组确定的环镜参量下取得的,同时还设定输入脉冲为基阶孤子。

减小孤子放大所需的环镜长度,从而克服绝热放大技术中放大器长度随输入脉宽指数规律增大的困难。

实际条件下对环镜各项参量的选取不一定能保证十分精确,输入脉冲也不一定严格满足基阶孤子要求。因此,有必要进一步研究环镜及输入脉冲参量的变化对放大器输出性能的影响。主要影响因素包括环镜长度、增益、耦合器功率耦合比、输入脉冲宽度、形状、峰值功率以及初始频率啁啾等等。影响结果如何,我们将另外讨论。

**致谢** 本文所有的理论计算工作是第一作者在香港理工大学电子及资讯工程系任研究员(Research Fellow)期间完成的。感谢该系许立新博士(访问学者)、陈礼贤博士和关玉霞博士关于掺铒光纤放大器特性的有益讨论。

## 参 考 文 献

- 1 Agrawal G P. Effect of gain dispersion and stimulated Raman scattering on soliton amplification in fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4): 226~228
- 2 Gross B, Manassah J T. Numerical solutions of the Maxwell-Bloch equations for a fiber amplifier. *Opt. Lett.*, 1992, **17**(5): 340~342
- 3 Hodel W, Schutz J, Weber H P. Limits to the amplification efficiency of ultrashort fundamental solitons using Er-doped fibers. *Opt. Commun.*, 1992, **88**(2~3): 173~179
- 4 Khrushchev I Y, Grudinin A B, Dianov E M *et al.*. Amplification of femtosecond pulses in Er<sup>3+</sup>-doped single-mode optical fibers. *Electron. Lett.*, 1990, **26**(7): 456~458
- 5 Kurokawa K, Nakazawa M. Wavelength-dependent amplification characteristics of femtosecond erbium-doped optical fiber amplifiers. *Appl. Phys. Lett.*, 1991, **58**(25): 2871~2873
- 6 Nakazawa M, Kurokawa K, Kubota H *et al.*. Femtosecond erbium-doped optical fiber amplifier. *Appl. Phys. Lett.*, 1990, **57**(7): 653~655

- 7 Hodel W, Peter D S, Weber H P. Chirped pulse amplification in Er-doped fibers. *Opt. Commun.*, 1993, **97** (3~4): 233~238
- 8 Fermann M E, Galvanauskas A, Harter D. All-fiber source of 100-nJ subpicosecond pulses. *Appl. Phys. Lett.*, 1994, **64**(11): 1315~1317
- 9 Galvanauskas A, Fermann M E, Harter D. High-power amplification of femtosecond optical pulses in a diode-pumped fiber system. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(16): 1201~1203
- 10 Minelly J D, Galvanauskas A, Fermann M E *et al.*. Femtosecond pulse amplification in cladding-pumped fibers. *Opt. Lett.*, 1995, **20**(17): 1797~1799
- 11 Peter D S, Hodel W, Weber H P. Efficient distortion-free amplification of 1.3  $\mu\text{m}$  femtosecond pulses in a  $\text{Pr}^{3+}$ -doped fluoride fiber amplifier. *Opt. Commun.*, 1996, **130**(1~3): 75~80
- 12 Khrushchev I Y, White I H, Penty R V. High-quality laser diode pulse compression in dispersion-imbalanced loop mirror. *Electron. Lett.*, 1998, **34**(10): 1009~1010
- 13 Wu J, Li Y, Lou C *et al.*. Optimization of pulse compression with an unbalanced nonlinear optical loop mirror. *Opt. Commun.*, 2000, **180**(1~3): 43~47
- 14 Pelusi M D, Matsui Y, Suzuki A. Pedestal suppression from compressed femtosecond pulses using a nonlinear fiber loop mirror. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1999, **35**(6): 867~874
- 15 Tamura K R, Nakazawa M. A polarization-maintaining pedestal-free femtosecond pulse compressor incorporating an ultrafast dispersion-imbalanced nonlinear optical loop mirror. *IEEE Photonics Technol. Lett.*, 2001, **13**(5): 526~528
- 16 Cao Wenhua, Chan Kamtai. Generation of bright and dark soliton trains from continuous-wave light using cross-phase modulation in a nonlinear-optical loop mirror. *IEEE J. Quantum Electron.*, 2001, **37**(5): 725~732
- 17 Cao Wenhua, Wai P K. Soliton-like pulse train generation using a nonlinear optical loop mirror constructed from dispersion decreasing fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 2002, **14**(10): 1427~1429
- 18 Smith K, Greer E J, Doran N J *et al.*. Pulse amplification and shaping using a nonlinear loop mirror that incorporates a saturable gain. *Opt. Lett.*, 1992, **17** (6): 408~410
- 19 Matsumoto M, Hasegawa A, Kodama Y. Adiabatic amplification of solitons by means of nonlinear amplifying loop mirrors. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(14): 1019~1021
- 20 Cao Wenhua, Wai P K. Amplification and compression of ultrashort fundamental solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror. *Opt. Lett.*, 2003, **28**(2): 284~286
- 21 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd ed., San Diego, Boston, New York: Academic Press, 1995. 506~515
- 22 Pelusi M D, Liu H F. Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers. *IEEE J. Quantum Electron.*, 1997, **33**(8): 1430~1439
- 23 Doran N J, Wood D. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(1): 56~58
- 24 Cao Wenhua, Liu Songhao, Guo Qi. Generation of bright and dark soliton trains from continuous-wave light using the switching characteristics of a nonlinear-optical loop mirror. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2001, **21**(12): 1409~1416 (in Chinese)
- 25 Qian Jingren, Luo Jiatong, Yu Benli. The effect of EDFA saturation on the frequency filtering characteristic of active fiber ring resonator. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(3): 303~307 (in Chinese)
- 26 Zhao Chunliu, Guan Baiou, Dong Xinyong *et al.*. A novel gain control EDFA by dual-control lasers. *Acta Optica Sinica* (光学学报), 2002, **22**(11): 1331~1335 (in Chinese)