

文章编号: 0253-2239(2004)09-1253-6

掺铒光纤环镜中超短光孤子的放大与压缩 II. 环镜及输入脉冲特性对放大结果的影响*

曹文华¹ 刘颂豪²

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

摘要: 最近的研究发现,用掺铒光纤环镜放大并压缩超短光孤子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增大而指数规律增大的困难。进一步研究了环镜及输入脉冲特性对放大结果的影响。数值计算表明,对于确定的输入脉冲,当环镜参量(环镜长度、增益、耦合器功率耦合系数)在较大范围内变化时,环镜放大器的孤子输出性能基本稳定。对于确定的环镜,输入脉冲形状的变化、初始输入功率的起伏以及高阶效应等因素对放大结果的影响较小;相对而言,初始频率啁啾对输出孤子宽度的影响较大,但对输出孤子质量的影响并不严重。

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 Optical Solitons in an Erbium-Doped Nonlinear Amplifying Fiber Loop Mirror II Effects of the Loop Mirror and Input Pulse Characteristics

Cao Wenhua¹ Liu Songhao²

(¹ School of Information, Wuyi University, Jiangmen, Guangdong Province 529020
² School for Information and Optoelectronic Science and Engineering,
South China Normal University, Guangzhou 510631)

(Received 11 August 2003; revised 24 October 2003)

Abstract: Recent work has shown that amplification and compression of ultrashort fundamental solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror not only can avoid soliton distortion caused by nonlinear effects such as self-phase modulation etc., but also overcome the difficulty of adiabatic amplification that the amplifier length must increase exponentially with the input pulse width. In this paper, the effects of loop and input pulse characteristics on the device performance are investigated. Numerical simulation has shown that, for given input pulses, the device performance is fairly insensitive to variations in the loop parameters such as the the loop length, loop gain and coupler's power coupling coefficient ratio. For a fixed amplifying fiber loop mirror, the input pulse parameters such as pulse shape and initial input power fluctuation and the higher-order effects have small influence on the device performance. The initial frequency chirp of the input pulse has a larger influence on the output pulse-width but a small influence on the output soliton-quality.

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

* 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: 2003-08-11; 收到修改稿日期: 2003-10-24

1 引 言

用常规掺铒光纤放大器(EDFA)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与群速度色散(GVD)之间的相互作用会引起孤子波形及频谱畸变^[1,2],使得输出脉冲不再具有孤子特性。我们最近通过数值计算发现^[3],用掺铒光纤环镜放大超短光孤子不仅能避免掺铒光纤放大器中的孤子畸变,而且可同时获得啁啾脉冲放大技术^[4]所不能提供的孤子压缩。由于无需满足绝热条件^[5],该方法还可克服绝热放大技术中放大器长度随输入脉宽增大而指数规律增大的困难。

文献[3]的研究结果是在一组确定的环境参量下取得的,同时还设定输入脉冲为基阶孤子。实际情况下,从大多数激光器直接输出的脉冲都不一定满足基阶孤子要求;在不同场合下对环境各项参量的选取和控制也难以保证完全一致。本文进一步计算了环境及输入脉冲特性对环境放大器输出性能的影响,这些影响因素包括环境长度、增益、耦合器功率耦合系数、输入脉冲宽度、形状、峰值功率以及初始频率啁啾等。结果表明,当上述参量在较大的范围内发生变化时,环境放大器的孤子输出性能基本稳定。

2 理论模型

图1为环境的工作原理图,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^[6],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。

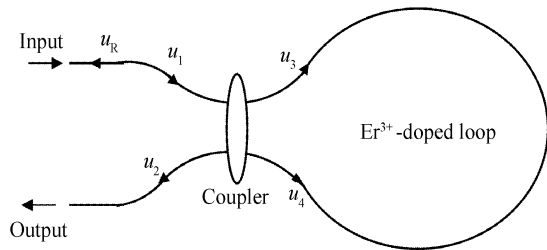


Fig. 1 Schematic of the amplifying fiber loop mirror

输入脉冲 u_1 经耦合器被分成 u_3 和 u_4 两部分^[7,8]:

$$u_3(0, \tau) = \sqrt{r}u_1(0, \tau), \quad (1)$$

$$u_4(0, \tau) = i\sqrt{1-r}u_1(0, \tau), \quad (2)$$

其中 $r/(1-r)$ 为耦合器的功率耦合比(r 为耦合系数), u_3 和 u_4 分别代表沿环境顺、逆时针方向传输脉

冲的归一化复振幅,它们在环境中的演化可由下述方程描述^[9,10]:

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

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 μ, d, τ_R, δ 有关的项分别表示增益、增益色散、拉曼自频移(RSS)和三阶色散(TOD)。 $\xi, \tau, \mu, d, \tau_R, \delta$ 分别按以下形式归一化:

$$\begin{cases} \xi = z/L_D = z|\beta_2|/T_0^2, \\ \tau = (t - z/v_g)/T_0, \\ d = g_0 L_D (T_0^2/T_0^2), \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \mu = (g_0 - \alpha)L_D, \\ \delta = \beta_3/(6|\beta_2|T_0), \\ \tau_R = T_R/T_0, \end{cases} \quad (5)$$

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, β_2, β_3 分别为群速度色散和三阶色散系数, T_R 为拉曼常量, α 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(3)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(3)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^[11]。当输入脉冲重复率很高或信道数增加时(对波分复用系统而言),为了保证增益的均匀与稳定,可采取自动增益控制措施。已有研究表明^[12],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。

对于某一确定的输入脉冲 $u_1(0, \tau)$, 由(1)式、(2)式可求出进入环境后沿环境顺、逆时针方向传输脉冲的初始值 $u_3(0, \tau)$ 及 $u_4(0, \tau)$, 再应用(3)式并利用分步傅里叶变换方法对其进行数值求解便可计算顺、逆时针脉冲在环境中的演化情况。当它们各自绕环一周返回耦合器时,可用耦合器的逆向耦合方程求出透射波 u_2 和反射波 u_R , 即

$$u_2 = \sqrt{r}u'_3 + i\sqrt{1-r}u'_4, \quad (6)$$

$$u_R = i\sqrt{1-r}u'_3 + \sqrt{r}u'_4, \quad (7)$$

其中 u'_3 和 u'_4 分别表示 $u_3(0, \tau)$ 及 $u_4(0, \tau)$ 各自绕环一周返回耦合器时的归一化复振幅。透射波 u_2 就是所需的经环境放大后的输出脉冲,反射波 u_R (本文中的脉座)从环境左上端口输出(见图1)。

3 计算结果及分析

3.1 基阶孤子在环境中的放大与压缩

设输入脉冲为以下形式的基阶孤子

$$u(0, \tau) = \text{sech } \tau, \quad (8)$$

其初始宽度 $T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$ (T_{FWHM} 表示孤子半功率点之间的全宽度, $T_0 = T_{\text{FWHM}}/1.763$), 初始峰值功率 P_0 由下式确定:

$$P_0 = |\beta_2| / (\gamma T_0^2), \quad (9)$$

γ 为光纤环境的非线性系数。掺铒光纤环境在波长 $1.55 \mu\text{m}$ 附近的典型参量值为 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\beta_3 = 0.1 \text{ ps}^3/\text{km}$, $\gamma = 3 \text{ km}^{-1} \text{ W}^{-1}$, $T_R = 3 \text{ fs}$, $T_2 = 80 \text{ fs}$ 。设环境每单位色散长度的增益为 10 dB [$\exp(\mu) = 10$, $\mu \approx 2.3$], 则由(4)式、(5)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。设耦合器的功率耦合系数 $r = 0.55$, 由于非对称耦合, 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所经历的非线性相移也不一样。若环境长度选择合适, 则当它们重新返回耦合器端口时, 两脉冲中央部分会产生 π 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放大脉冲。图 2(a) 和图 2(b) 分别以线性和对数归一化强度示出经环

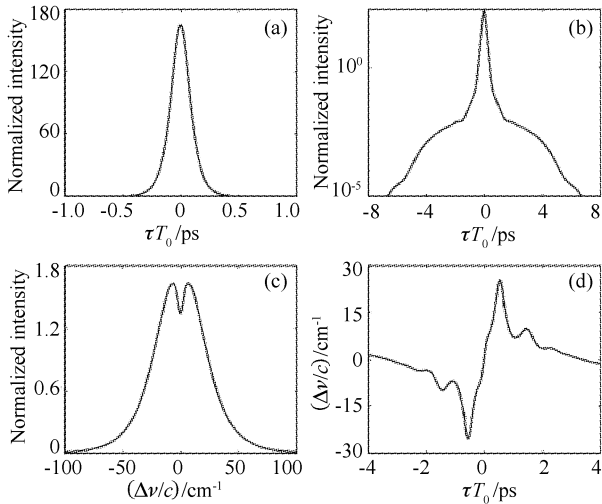


Fig. 2 Temporal shapes of the transmitted pulse from the amplifying fiber loop mirror in (a) linear and (b) logarithmic scale, (c) spectrum and (d) frequency chirp of the pulse. The input is a fundamental soliton with $T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$. The coupler power-splitting ratio is 0.55 and the optimum loop length is 92.6 m. The other parameters are $\mu = 2.3$, $d = 0.01144$, $\tau_R = 0.0026$, and $\delta = 0.00073$

镜放大输出的脉冲波形, 图 2(c) 和图 2(d) 分别示出放大脉冲的频谱及频率啁啾特性。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%。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半峰全宽与放大脉冲半峰全宽之比, 归一化脉座能量 E_p 的定义如下:

$$E_p = \frac{|E_{\text{total}} - E_{\text{sech}}|}{E_{\text{total}}}, \quad (10)$$

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半峰全宽和峰值强度。可见上述放大后的脉冲非常接近双曲正割形状。文献[3]已通过数值计算验证了上述放大脉冲的孤子特性, 即将其耦合入一段长达 110 个孤子周期的无增益的常规光纤, 该光纤具有与环境相同的群速度色散系数 β_2 及非线性系数 γ 。结果表明脉冲在演化过程中形状愈来愈稳定, 很大程度具有基阶孤子的特性。

3.2 环境特性对放大结果的影响

上述结果是在一组确定的环境参量下取得的。实际操作中对环境各项参量的选取很难做到十分准确, 因此, 有必要研究环境参量的变化对放大结果的影响。主要参量包括: 环境长度、增益、以及耦合器功率耦合系数。

图 3(a) 示出放大脉冲的归一化峰值强度、压缩比、以及归一化脉座能量与环境长度的关系。这里假设输入脉冲以及其余环境参量 $\beta_2, \gamma, T_2, \mu, d$ 均与计算图 2 时所设定的相同, 只是环境长度在 $80 \sim 97 \text{ m}$ 范围内发生变化。可见, 尽管环境长度的变化对放大脉冲峰值强度和压缩比的影响较大, 但对放大脉冲质量的影响却很小 (归一化脉座能量保持在 4% 以下), 表明在上述环境长度变化范围内放大脉冲都能保留孤子特性。图 3(a) 还表明环境长度存在一最佳值, 与之对应的放大脉冲峰值功率和压缩比最大, 因为此时放大后的顺、逆时针脉冲在峰值功率处的相位差最接近 π , 以下称此时的环境长度为最佳环境长度。

图 3(b) 示出放大脉冲的归一化峰值强度、压缩比以及归一化脉座能量与耦合器功率耦合系数 r 的关系, 所有其它初始参量 (包括输入脉冲、环境长度以及环境参量 $\beta_2, \gamma, T_2, \mu, d$) 均与计算图 2 时所设定的相同, 只是参量 r 在 $0.52 \sim 0.57$ 范围内发生变化。图 3(b) 表明, 放大脉冲的压缩比和归一化脉座

能量随 r 的增大而增大,原因是当 r 增大时,耦合入环境的初始顺时针脉冲相对于初始逆时针脉冲的功率比值也增大,从而导致两脉冲干涉后输出脉冲压缩比的增大。但由于放大后的顺、逆时针脉冲在两翼处的相位匹配程度随 r 的增大而减弱,因而导致输出脉冲质量变差(脉座增大)。总体看来,当 r 在 0.52~0.57 范围内发生变化时,输出脉冲波形仍非常接近双曲正割形状,表明环境的孤子输出性能受 r 的影响较小。

图 3(c) 示出当环境增益参量 μ 取不同值时的计

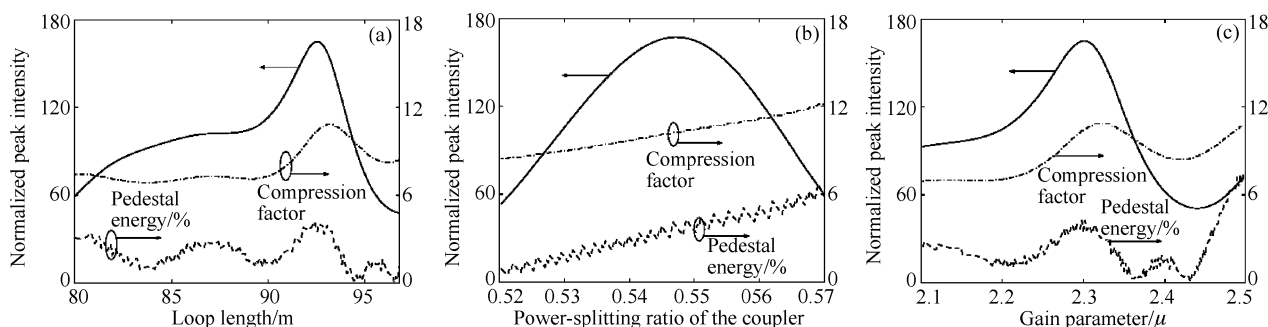


Fig. 3 Variation of the normalized peak intensity, compression factor, and normalized pedestal energy with (a) loop length, (b) coupler power-splitting ratio, and (c) gain parameter

3.3 输入脉冲特性对放大结果的影响

在以上计算中均假设输入脉冲为基阶孤子,但许多情况下输入脉冲会偏离基阶孤子特性,如可能存在一定程度的频率啁啾,输入功率及脉冲宽度会在一定范围内波动,脉冲形状也可能偏离理想的双曲正割形状等等。本节研究输入脉冲特性对放大结果的影响。图 4(a) 示出当无啁啾的输入脉冲孤子阶数在 0.85~1.1 范围内变化时,放大脉冲的归一化峰值强度、压缩比及归一化脉座能量。其余条件(包括脉冲宽度、形状以及整个环境)均固定不变且与计算图 2 时所假设的相同。由前面设定的环境参量 $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$, $\gamma = 3 \text{ km}^{-1}\text{W}^{-1}$ 以及初始脉宽 $T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$, 可估算出对应于上述孤子阶数变化范

算结果。这里当 μ 变化时其余初始条件(包括输入脉冲、耦合器功率耦合系数、环境长度以及环境参量 β_2 , γ , T_2 , d) 均与计算图 2 时所设定的相同,只是参量 μ 在 2.1~2.5 之间发生变化。与图 3(a) 比较可发现,增益变化对放大结果的影响与环境长度变化所产生的影响相似,可解释如下:当单位长度增益不变时[图 3(a)],环境越长,顺、逆时针脉冲在环境中获得的增益越大;同理,当环境长度固定时[图 3(c)],单位长度增益越大,两脉冲在环境中获得的增益也越大。因此,从放大效果来看,上述两种情况近似相同。

围的输入脉冲峰值功率的变化范围为 3.74~6.27 W。图 4(a) 表明,输入脉冲峰值功率的变化对放大结果的影响与环境增益变化产生的影响基本相似[见图 3(c)]。

图 4(b) 是计及初始频率啁啾的计算结果。所有情况下,输入脉冲宽度和峰值功率均与计算图 2 时所设定的相同,但具有以下形式的频率啁啾:

$$u_1(0, \tau) = \text{sech } \tau \exp(-iC\tau^2/2), \quad (11)$$

其中 C 为啁啾参量,变化范围为 $C = -1 \sim 1$ 。 $C > 0$ 和 $C < 0$ 分别表示从脉冲前沿到后沿的瞬时频率线性升高(正啁啾)和线性下降(负啁啾); $C = 0$ 表示输入为无啁啾的变换限制脉冲,即相当于图 2 中的初始输入情况。与图 3 及图 4(a) 所示的结果相比较

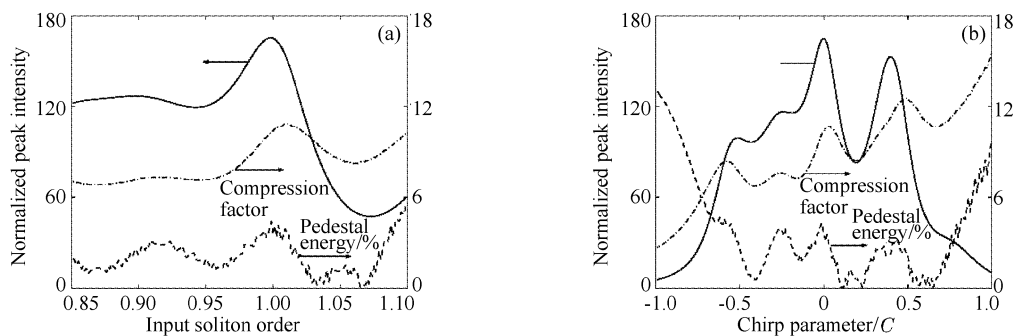


Fig. 4 Variation of the normalized peak intensity, compression factor, and normalized pedestal energy with (a) input soliton order and (b) initial frequency chirp

可看出,初始频率啁啾对脉冲放大的影响相对于前述其它参量(如环境长度、耦合器功率耦合系数、环境增益以及初始输入功率)的影响结果更复杂。具体表现在当初始频率啁啾由负到正发生变化时,放大脉冲的峰值功率和压缩比呈现较快的振荡特征,说明初始啁啾对顺、逆时针脉冲在耦合器输出端口干涉结果的影响较剧烈。然而,初始啁啾对放大脉冲质量的影响并不严重,例如,当 C 在 -0.7 和 0.7 之间变化时,放大脉冲的归一化脉座能量均保持在 4% 以下,表明初始啁啾仅仅影响输出脉冲宽度,并不影响环境的孤子输出特性。

在前述计算中,均假设输入脉冲为孤子形状的双曲正割脉冲。许多情况下从激光器直接输出的脉冲更接近高斯形状。图 5 对高斯输入和双曲正割输入的放大结果进行比较,其中实线代表图 2 所示的结果,即输入为双曲正割形状的基阶孤子;虚线表示高斯输入的放大结果,其初始输入脉冲为 $u_1(0, \tau) = \exp(-\tau^2/2)$ 。两种情况下所使用的环境均与计算图 2 所设定的相同。图 5 表明,输入脉冲形状对放大结果的影响非常小,两者放大后的脉宽及峰值功率几乎相同,频谱特性也基本一致。但从图 5(b)可看出,对应于高斯输入的放大脉冲具有较小的脉座。这是因为在输入端高斯脉冲的两翼相对于双曲正割脉冲两翼要陡峭一些,因而放大后的脉座也相对陡峭,反映在频率啁啾特性上就是高斯情况下两翼附近的啁啾略大[图 5(d)所示]。

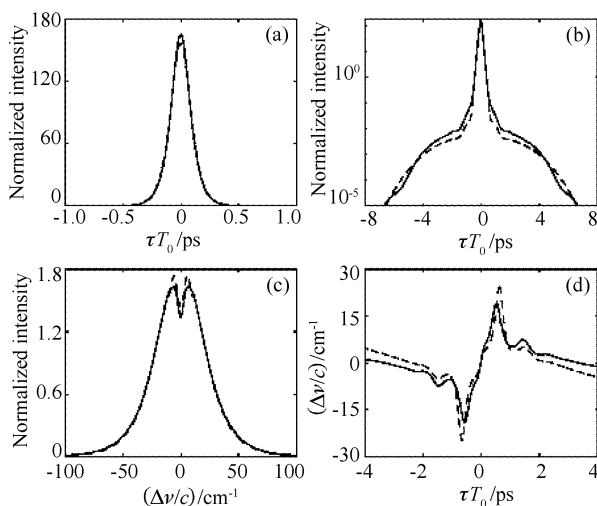


Fig. 5 Comparison of the amplification of Gaussian (dashed lines) and soliton (solid lines) pulses from the amplifying fiber loop mirror

3.4 计及高阶效应

以上计算均是针对初始宽度(FWHM)为 2 ps

的输入脉冲进行的。进一步计算表明,当初始脉宽增大时,经环境放大输出的脉冲同样能保留基阶孤子特性。唯一的变化是,输出脉冲的压缩比和峰值功率放大倍数随初始脉宽的增大而增大,对应的最佳环境长度也随之增长。前面已提到,对于初始宽度大于 2 ps 的输入脉冲,放大过程中受高阶效应(拉曼自频移和三阶色散)的影响可忽略不计。然而,已有研究表明^[11,13],在常规光纤或常规掺铒光纤放大器中,对于初始宽度小于 1 ps 的脉冲压缩或放大,高阶效应会导致脉冲质量的严重下降。本节讨论用掺铒光纤环境作飞秒脉冲放大器时,高阶效应对放大结果的影响。

以初始宽度 $T_{\text{FWHM}} = 0.7 \text{ ps}$ ($T_0 = 0.4 \text{ ps}$) 的基阶孤子为例。设环境每单位色散长度的增益以及耦合器的功率耦合系数仍与前述相同($\mu = 2.3, r = 0.55$),环境其它参量(β_2, β_3, T_R 以及 T_2)也保持不变,则由(4)式、(5)式得 $d = 0.092, \tau_R \approx 0.0075, \delta \approx 0.0021$ 。应说明的是,由于色散长度($L_D = T_0^2/\beta_2$)与输入脉冲宽度的平方值成正比,因此,由(5)式知,对于相同的增益参量 μ ,对应于 $T_{\text{FWHM}} = 0.7 \text{ ps}$ 的环境小信号增益系数 g_0 近似为前述($T_{\text{FWHM}} = 2 \text{ ps}$) g_0 值的 8 倍。这里增大 g_0 值的目的是为了减小最佳环境长度,从而减小高阶效应对脉冲放大的影响。

图 6 中的虚线和实线分别表示计及和不计($\tau_R = 0, \delta = 0$)高阶效应后的放大结果,对应的最佳环境长度分别为 10.66 m (虚线)和 10.75 m (实线)。由色散长度的表示式可估算出上述环境长度分别为 $1.33L_D$ 和 $1.34L_D$ 。由于已设定环境每单位色散长度的增益为 10 dB ,因此,环境提供的总增益应分别为 13.3 dB 和 13.4 dB ,这对于现有的掺铒光纤放大器技术来说并不难做到。当环境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境内小信号增益的均匀与稳定。图 6 表明,尽管放大后的脉冲短达 113 fs (压缩比约 6.2),但高阶效应对脉冲放大的影响非常小,两种情况下的输出脉宽完全相同,归一化峰值强度仅降低 5% ,归一化脉座能量基本不变(分别为 1.5% 和 1.7%)。唯一的区别是,拉曼自频移效应导致输出脉冲在时间上少量延迟以及频谱向低频方向轻微移动。显然,与常规掺铒光纤放大器相比^[11],放大环境具有很强的抗高阶效应能力,这同样得益于环境的开关特性,因为在放大过程中高阶效应对环境中沿顺、逆时针方向传输的两脉冲的影响近似相同,干涉结果使得脉冲两翼出现的脉

座和不规则振荡被反射,从而透射出孤子脉冲。

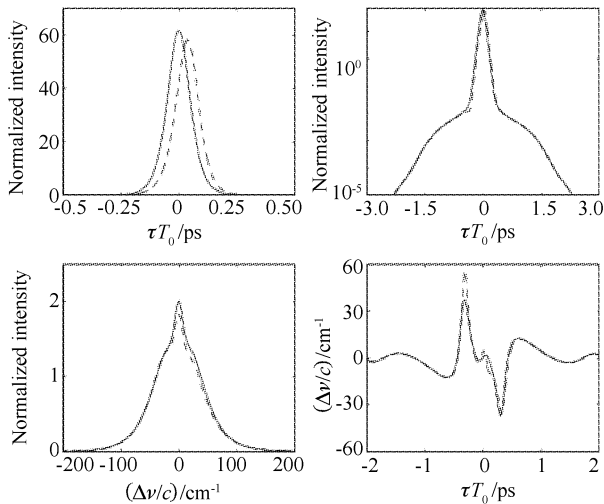


Fig. 6 Influence of higher-order effects on the amplification of a 0.7 ps (FWHM) fundamental soliton. The solid and dashed lines represent, respectively, the results without and with higher-order effects

结论 本文对掺铒光纤环境中超短光孤子的放大与压缩进行了详细的数值计算,着重分析了环境及输入脉冲特性对放大结果的影响。结果表明,对于确定的输入脉冲,当环境参量(环境长度、增益、耦合器功率耦合系数)在较大范围内变化时,环境放大器的孤子输出性能基本稳定。对于确定的环境,输入脉冲形状的变化、初始输入功率的起伏以及高阶效应等因素对放大结果的影响较小。相对而言,初始频率啁啾对输出孤子宽度的影响较大,但对输出孤子质量的影响并不严重。

综上所述,由于掺铒光纤放大环境既能有效地消除非线性效应及高阶色散效应对超短光脉冲放大的不利影响,又能克服绝热放大技术所固有的放大器长度随输入脉宽增大而指数规律增大的困难以及能同时实现啁啾脉冲放大技术所不能提供的脉冲压缩功能,这一新型放大器必将在光孤子通信、超快速激光光谱学以及光信号处理等领域获得重要应用。

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. Optical pulse propagation in doped fiber amplifiers. *Phys. Rev. (A)*, 1991, **44**(11): 7493~7501
- 2 Sun Junqiang, Huang Dexiu, Li Zaiguang. Propagation of optical soliton pulses in fiber amplifiers. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 1993, **13**(8): 695~700
- 3 Cao Wenhua, Liu Songhao. Amplification and compression of ultrashort solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror. I. Basic Principles. *Acta Optica Sinica (光学学报)*, 2004, **24**(8): 1067~1072 (in Chinese)
- 4 Hodel W, Peter D S, Weber H P. Chirped pulse amplification in Er-doped fibers. *Opt. Commun.*, 1993, **97** (3~4): 233~238
- 5 Chernikov S V, Mamyshev P V. Femtosecond soliton propagation in fibers with slowly decreasing dispersion. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(8): 1633~1641
- 6 Takada A, Iwatsuki K, Saruwatari M. Picosecond laser diode pulse amplification up to 12 W by laser diode pumped erbium-doped fiber. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, 1990, **2**(2): 122~124
- 7 Doran N J, Wood D. Nonlinear-optical loop mirror. *Opt. Lett.*, 1988, **13**(1): 56~58
- 8 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)
- 9 Agrawal G P. *Nonlinear Fiber Optics*. 2nd ed., San Diego, Boston, New York: Academic Press, 1995. 506~515
- 10 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
- 11 Agrawal G P. Effect of gain dispersion and stimulated Raman scattering on soliton amplification in fiber amplifiers. *Opt. Lett.*, 1991, **16**(4): 226~228
- 12 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)
- 13 Chan Kamtai, Cao Wenhua. Improved soliton-effect pulse compression by combined action of negative third-order dispersion and Raman self-scattering in optical fibers. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1998, **15**(9): 2371~2375