

文章编号: 1001-3806(2006)02-0202-04

EDFA 对基孤子脉冲进行压缩与放大的数值研究

陈海涛¹, 吴正茂¹, 范云霞², 姜广东¹, 夏光琼^{1*}

(1. 西南大学 物理学院, 重庆 400715; 2. 西南科技大学 理学院, 绵阳 621002)

摘要: 从描述光脉冲在掺铒光纤放大器 (EDFA) 中传输的非线性薛定谔方程出发, 对基孤子脉冲在 EDFA 中的压缩与放大进行了数值研究, 并对孤子脉冲在其中的压缩提出优化方案。结果表明, 通过合理地选择 EDFA 的参数, 可使无啁啾的基孤子脉冲实现绝热压缩和放大; 对具有初始啁啾的基孤子脉冲, 压缩过程将不再满足绝热条件; 对于正啁啾的基孤子脉冲, 可得到较好的压缩与放大; 而对于负啁啾的基孤子脉冲, 压缩效果却较差。

关键词: 非线性光学; 掺铒光纤放大器; 基孤子脉冲; 绝热压缩; 压缩因子; 基座能量比

中图分类号: TN913.7 **文献标识码:** A

Numerical studies on the compression and amplification of the fundamental soliton pulse using erbium-doped fiber amplifier

CHEN Hai-tao¹, WU Zheng-mao¹, FAN Yun-xia², JIANG Guang-dong¹, XIA Guang-qiong¹

(1. School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China; 2. School of Science, Southwest University of Science and Technology, Mianyang 621002, China)

Abstract Starting from the nonlinear Schrödinger equation describing the pulse propagation in erbium-doped fiber amplifier (EDFA), the compression and amplification of fundamental soliton pulse using EDFA are investigated numerically, and the optimum schemes for soliton pulse compression are proposed. The results show that for the fundamental soliton pulse without the chirp, the pulse can be compressed and amplified adiabatically by selecting appropriate parameters of erbium-doped fibers; for the chirped fundamental soliton pulse, the process of the compression and amplification is not satisfied adiabatical condition; the effective compression and amplification can be obtained for the positive chirped fundamental soliton pulse, but the compression effect for the negative chirped fundamental soliton pulse is poor.

Key words nonlinear optics; erbium-doped fiber amplifier; fundamental soliton pulse; adiabatic compression; compression factor; pedestal energy ratio

引 言

掺铒光纤放大器 (EDFA) 因其具有高增益、宽频带、低噪声、高饱和增益等特性, 在光纤通信系统中得到了广泛应用。作为放大元件, EDFA 成功地解决了光纤传输中的损耗问题^[1-3], 使光纤损耗不再成为限制信息传输的主要因素; 利用 EDFA 的宽频带特性, 可用于放大包括光孤子在内的超短光脉冲; 利用 EDFA 中的非线性和色散效应可对脉冲进行压缩。迄今为止, 人们已对利用 EDFA 对光脉冲的放大进行了大量的研究^[4-8], 而对 EDFA 对光脉冲压缩的研究却较少, 尤其对利用 EDFA 对超短基孤子脉冲进行绝热压缩还有待深入。绝热压缩是基孤子脉冲压缩的一种有效技

术, 其原理是将基孤子注入光纤, 在能量、二阶色散和非线性效应的微弱扰动下, 通过保持基孤子的稳定性来实现脉冲压缩的。如果在传播过程中, 这种微扰的平衡被破坏, 脉冲就得调整其脉宽来维持这种平衡。目前, 虽然脉冲能量的微扰较多采用分步喇曼放大增益的方法来实现, 但由于 EDFA 与喇曼放大相比, 具有更低的噪声和更小的抽运功率, 因此, 利用 EDFA 对基孤子脉冲进行压缩和放大具有一定的发展潜力。基于此, 作者针对基孤子脉冲在 EDFA 中的压缩与放大进行深入细致的研究, 并着重研究了 EDFA 长度对基孤子脉冲绝热压缩的影响, 以及基孤子脉冲的初始啁啾对压缩效果的影响。

1 理论分析

EDFA 对基孤子进行放大和压缩系统结构主要包括抽运源和 EDFA 两部分。文中的 EDFA 是在分布式增益^[2,3] (分布式增益可以保证在整个 EDFA 中产生均匀的增益) 的作用下对基孤子脉冲进行压缩与放大

基金项目: 教育部科学技术重点资助项目 (03140)

作者简介: 陈海涛 (1979-), 男, 硕士研究生, 主要从事激光与光纤通信方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: gqxj@swnu.edu.cn

收稿日期: 2004-12-16 收到修改稿日期: 2005-03-19

的。根据文献 [1], 在忽略影响极其微弱的双光子吸收效应的条件下, 可得到基孤子脉冲在具有反常群色散的 EDFA 中传输时所满足的方程为:

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

式中, 方程式的左边第 2 项、第 3 项分别代表二阶色散项与自相位调制项, 方程的右边各项分别代表增益项、三阶色散项、自陡峭效应项和喇曼效应项。其中 ξ τ 和 $u(\xi, \tau)$ 分别代表归一化的传输距离、归一化的延迟时间和归一化脉冲慢变振幅, 参数 p d s τ_R 和 δ 分别代表掺铒光纤增益系数、增益色散 (增益色散的存在使 EDFA 的等效损耗系数变大, 从而导致脉冲的能量增益下降^[9, 10])、自陡峭效应、喇曼延时效应和三阶色散效应, 可写成^[11]:

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

$$p = (g_0 - \alpha) L_d, \quad \delta = \frac{\beta_3}{6|\beta_2|T_0^3}, \quad \tau_R = \frac{T_R}{T_0}, \quad s = \frac{2}{\omega_0 T_0} \quad (3)$$

式中, T_0 是光脉冲的 $1/e$ 半宽度, v_g 为脉冲在光纤中传输时的群速度, β_2 为脉冲的群速度色散 (GVD) 系数, β_3 为脉冲的三阶色散 (GVD) 系数, T_R 表征喇曼增益斜率, α 为光纤的衰减系数, T_2 为偶极子的弛豫时间, g_0 表示 EDFA 的峰值增益系数 ((2) 式、(3) 式中用掺铒光纤的小信号增益系数 g_0 近似表示 EDFA 的增益系数, 这对于脉冲能量满足远小于饱和能量时是合理的^[5, 11])。

入射到 EDFA 的无啁啾基孤子脉冲可表示为 $u(0, \tau) \text{sech}(\tau)$, 峰值功率为 $P_0 = |\beta_2| / \gamma T_0^2$, 其中 $r = n_2 \omega_0 / c A_{\text{eff}}$ 为非线性系数, n_2 为非线性折射率系数, ω_0 为被压缩脉冲的中心角频率, A_{eff} 为光纤纤芯的有效面积, c 为真空中的光速。

如果传输过程满足绝热压缩的条件, 脉冲始终近似保持孤子形状, 则传输后的脉冲宽度可表示成群色散、非线性系数和增益的函数^[12, 13]:

$$T_{\text{FWHM}}(L) = \frac{\beta_2(L)}{\beta_2(0)} \frac{\gamma(0)}{\gamma(L)} \frac{T_{\text{FWHM}}(0)}{G} \quad (4)$$

式中, L 为 EDFA 对 L_d 进行归一化后的长度, $T_{\text{FWHM}}(0)$, $T_{\text{FWHM}}(L)$ 分别表示入射和出射脉冲的半值全宽度, $\beta(0)$, $\beta(L)$ 分别为光纤始末两端的群色散, $\gamma(0)$, $\gamma(L)$ 分别为光纤始末两端的非线性系数, G 为光纤对脉冲的净增益, 定义为:

$$G = \frac{E_{\text{out}}}{E_{\text{in}}} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} |u(L, \tau)|^2 d\tau}{\int_{-\infty}^{\infty} |u(0, \tau)|^2 d\tau} \quad (5)$$

式中, E_{in} , E_{out} 分别为基孤子脉冲的输入和输出能量, $u(0, \tau)$, $u(L, \tau)$ 分别为掺铒光纤的输入和输出脉冲的归一化振幅。

由于在本文中采用的是掺铒光纤, 此时在整段光纤上群色散系数和非线性系数均为常数, 因此在绝热条件下, 输出脉冲宽度仅与光脉冲的增益 G 和入射脉冲宽度有关, 即 $G = T_{\text{FWHM}}(0) / T_{\text{FWHM}}(L)$ 。

在这里引入两个表征脉冲压缩效果的重要参量: 脉冲压缩因子 F_c 和基座能量比 R , 其表达式分别为^[11]: $F_c = \frac{T_{\text{FWHM}}(0)}{T_{\text{FWHM}}(L)}$, $R = \frac{|E_t - E_{\text{sech}}|}{E_t}$, 其中 E_t 代表压缩后脉冲的总能量, $E_{\text{sech}} = 2P_p \frac{T_{\text{FWHM}}(L)}{1.763}$ 代表孤子脉冲的能量, P_p 为基孤子脉冲的峰值功率。若传输过程满足绝热条件, 则 $F_c = G_0$ 。

2 结果与讨论

在数值计算的过程中, 采用分步傅里叶的分析方法。所选用的数据为: 入射脉冲的中心波长 $\lambda_0 = 1.550 \mu\text{m}$, $T_{\text{FWHM}}(0) = 1 \text{ps}$ ($T_0 = T_{\text{FWHM}}(0) / 1.763$), $T_2 = 80 \text{fs}$, $\beta_2 = -20 \text{ps}^2 / \text{km}$, $\beta_3 = 0.1 \text{ps}^3 / \text{km}$, $T_R = 3 \text{fs}$, $\alpha = 0.6 \text{dB} / \text{km}$, 在 L 取任何长度时其峰值增益 G_0 ($G_0 = \exp(g_0 L)$) 均为 10dB 。

2.1 无啁啾基孤子脉冲在掺铒光纤中的压缩与放大

由于脉冲压缩过程中基孤子脉冲宽度在飞秒量级, 且峰值功率较大, 因此, 在数值模拟的过程中应充分考虑高阶效应对脉冲的影响, 此时脉冲在 EDFA 中的传输特性可通过数值求解 (1) 式得到。

图 1 为脉冲经 EDFA 后, 压缩因子 (曲线 1)、能量增益 (曲线 2) 和出射脉冲基座能量比 (曲线 3) 随 EDFA 的归一化长度 L 的变化曲线。从图中可以看出:

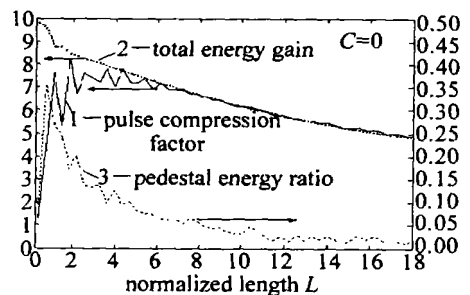


Fig 1 Dependence of the compression factor (curve 1), the energy gain (curve 2) and the pedestal energy ratio (curve 3) on the normalized length of EDFA for the input fundamental soliton without chirp

当 L 较小时, 脉冲的压缩因子随 L 的增加而迅速增大, 并伴有明显的起伏, 相应的脉冲基座能量比较大。这是因为: 当 L 较小时, 要使峰值增益 $G_0 = 10 \text{dB}$, 则单位长度的增益较大, 过大的增益使基孤子脉冲峰值功率迅速提高, 自相位调制效应变强, 从而形成类似于高阶

孤子的脉冲压缩,使压缩因子随着 L 的改变而出现波动,并导致脉冲的边缘来不及被压缩,从而存在较大的基座。显然,此时脉冲的压缩不符合绝热压缩的条件(只有当的增益系数小于一定值时,脉冲压缩才可近似为绝热压缩^[4,14]);当 L 增大到一定值,压缩因子将随 L 的增加而逐渐减小,相应的脉冲基座能量比也逐渐减小,这是因为:随着 L 的增加,在 G_0 不变的条件下,单位长度 EDFA 的增益将减小,此时可满足峰值功率逐渐提高的同时,脉冲的边缘可得到有效的压缩,从而脉冲的基座能量比较小;但对较长的 EDFA,在压缩的过程中基孤子脉冲所受的高阶效应较强,从而使得脉冲压缩因子逐渐降低。从图中还可以看出,当 $L > 8$ 时,曲线 1 曲线 2 基本重合,即 $F_c \approx G$,相应的基座能量比也较小(小于 5%),说明 $L > 8$ 时脉冲的压缩与放大近似符合绝热条件。另外,脉冲总的增益小于峰值增益 10dB 且随 L 的增加呈现下降的趋势。这是因为^[10]:脉冲的不同的频率成分对应的增益是不同的,只有频率等于原子跃迁频率的部分才可获得 10dB 的最大增益,而频率不等于原子跃迁频率的部分,其增益则小于峰值增益 10dB,且与原子跃迁频率相差越大增益越小,因此总的能量增益总是小于 10dB,能量增益随 L 的增大逐渐减小是因为:脉冲在 EDFA 中传输时由于受到自相位调制和高阶效应的影响,特别是喇曼

效应将使脉冲的中心频率发生明显的频移,且传输距离越长频移越严重,从而导致能量增益随着 L 的增加而逐渐减小,此外光纤的损耗也降低了脉冲的实际增益。

图 2 是 $L = 8$ 时的输入(曲线 1)和输出(曲线 2)脉冲形状。输出脉冲的基座能量比为 0.047,压缩因子为 6.56,峰值功率为初始时的 41.7 倍,总的能量增益为 6.66 因此,在考虑高阶效应时脉冲的压缩效果近似符合绝热条件。

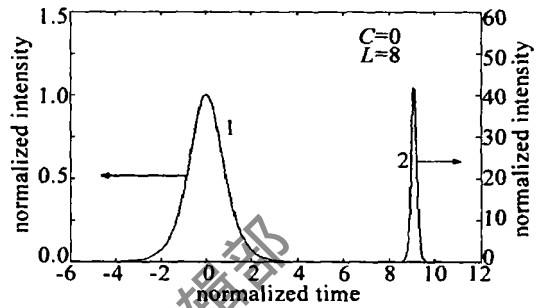


Fig 2 The shapes of the input (curve 1) and output (curve 2) pulses for $L=8$

2.2 啁啾基孤子脉冲在掺铒光纤中的压缩与放大
啁啾基孤子脉冲可表示为 $u(Q, \tau) = \text{sech}(\tau) \times \exp(-C \frac{\tau^2}{2})$, 其中 C 为初始啁啾系数^[15]。

图 3 中给出了入射的啁啾基孤子脉冲的 C 取不同值时,压缩因子(曲线 1)、能量增益(曲线 2)和脉冲

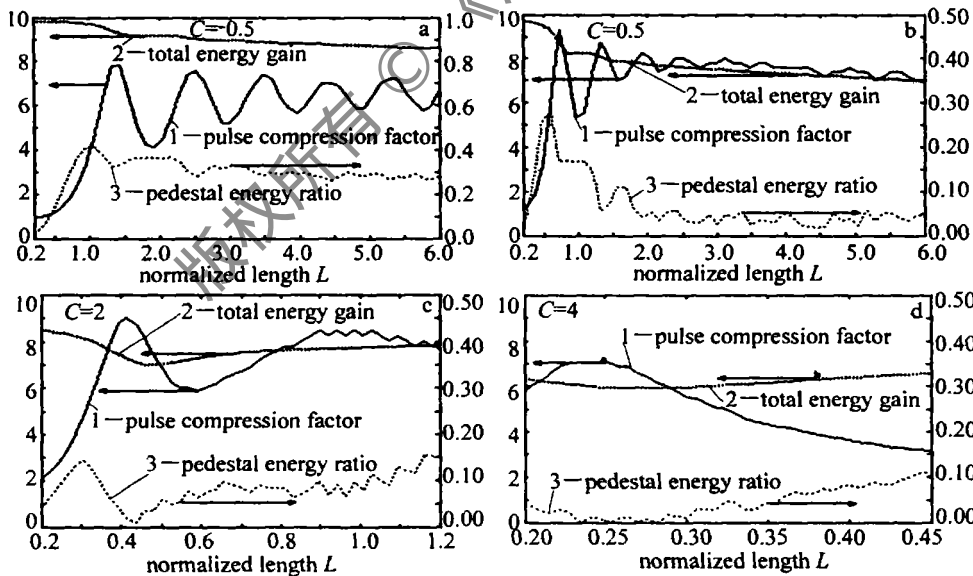


Fig 3 Variation of the compression factor (curve 1), the energy gain (curve 2) and the pedestal energy ratio (curve 3) with the normalized length of EDFA while selecting various chip parameters

基座能量比(曲线 3)随 EDFA 的归一化长度 L 的变化关系。从图中可以看出,当 $C = -0.5$ 时(见图 3a),脉冲的压缩效果较差,压缩脉冲具有较大的基座能量比,此时脉冲的压缩不再符合绝热条件,说明负啁啾对基孤子的绝热压缩极为有害;因此,在利用 EDFA 对负啁啾基孤子脉冲进行压缩与放大时,必须先进行消啁啾

处理;当入射脉冲具有正啁啾时,脉冲的压缩效果优于负啁啾的压缩效果。随着 C 的增加,得到较佳压缩效果(即具有较小的基座能量比和较大的压缩因子)的 L 的值逐渐减小,且在 L 取得较佳长度时,脉冲的基座能量比均比无啁啾时有所减小,但脉冲的压缩因子 F_c 随 L 的变化曲线将与绝热压缩时 $F_c (= G)$ 随 L 的变化曲线的偏差越来越大,脉冲的压缩不再符合绝热条件。

计算表明,入射基孤子脉冲具有合适的正啁啾时,将得到比无啁啾基孤子脉冲入射时更好的压缩效果。这是因为:具有合适的正啁啾的基孤子脉冲在 EDFA 中传输时,掺铒光纤的负色散首先使脉冲的正啁啾受到抑制,同时使脉冲得到了一定的压缩,因此脉冲的压缩因子会比无啁啾时大;同时由于所需 EDFA 的长度减小,使得高阶效应特别是喇曼效应的影响减弱,高阶效应的减弱一方面减小了基座能量,另一方面使脉冲的实际增益增加。

图 4 为 $C=0.5, L=3$ 时脉冲压缩前(曲线 1)后(曲线 2)脉冲波形。由图可以看出,压缩后的脉冲具有较好的脉冲形状。此时压缩因子为 7.81,基座能量比为 0.027,峰值功率是初始时的 57.1 倍,脉冲总的能量增益为 7.51。与无啁啾基孤子脉冲入射、 $L=8$ 时相比,此时输出脉冲宽度更窄、峰值功率更高、基座更小。

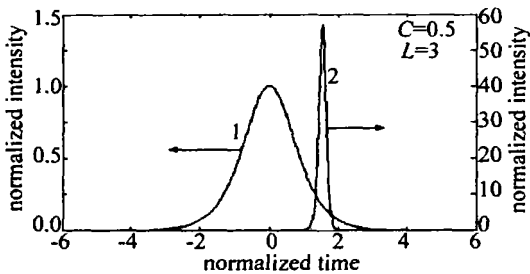


Fig 4 The pulse shapes before (curve 1) and after (curve 2) compression for $C=0.5, L=3$

以上结果说明:EDFA 对具有负啁啾的基孤子脉冲,压缩效果较差;但对具有合适的正啁啾的基孤子脉冲,通过选取合适的 EDFA 长度能获得较好的压缩和放大效果。同时也发现,啁啾将使压缩与放大过程不再满足绝热条件,因此,利用 EDFA 对啁啾基孤子进行绝热压缩时,需首先对其进行消啁啾处理。

3 结论

对基孤子脉冲在 EDFA 中的压缩与放大作了详细地分析。数值模拟发现,通过合理的选择 EDFA 的参数,可使无啁啾的基孤子脉冲进行有效的压缩与放大,且符合绝热条件;对具有初始啁啾的基孤子脉冲,压缩过程将不再满足绝热条件;但如果入射的基孤子脉冲

具有正啁啾时,通过合理选取 EDFA 的长度可使其得到较好的压缩与放大效果;而对具有负啁啾的基孤子脉冲入射,压缩效果却较差。因此,要实现 EDFA 对啁啾基孤子进行绝热压缩,需对入射基孤子脉冲进行消啁啾处理。

参 考 文 献

- [1] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. California Academic Press Inc 1995 512.
- [2] KAWAKAMI H, KATAOKA T, MIYAMOTO Y *et al* Transmission line with distributed erbium-doped fiber amplifier [J]. IEEE Journal of Lightwave Technology, 2001, 19(12): 1887~1891.
- [3] WEN S D. Distributed erbium-doped fiber amplifier for soliton transmission [J]. Opt Lett, 1994, 19(1): 22~24.
- [4] ONG J T, TAKAHASHI R, TSUCHIYA M *et al* Subpicosecond soliton compression of gain-switched diode laser pulses using an erbium-doped fiber amplifier [J]. IEEE JQE, 1993, 29(6): 1701~1707.
- [5] HOTDEL W, SCHÜTZ J, WEBER H P. Limits to the amplification efficiency of ultrashort fundamental solitons using Er-doped fibers [J]. Opt Commun, 1992, 88: 173~179.
- [6] AGRAWAL G P. Optical pulse propagation in doped fiber amplifier [J]. Phys Rev, 1991, A44(11): 7493~7501.
- [7] AGRAWAL G P. Amplification of ultrashort solitons in erbium-doped fiber amplifiers [J]. IEEE Photonics Technology Letters, 1990, 2(12): 875~877.
- [8] NAKAZAWA M, KUROKAWA K, KUBOTA H *et al* Femtosecond erbium-doped optical fiber amplifier [J]. APL, 1990, 57(7): 653~655.
- [9] AGRAWAL G P. Effect of gain dispersion and stimulated Raman scattering on soliton amplification in fiber amplifiers [J]. Opt Lett, 1991, 16(4): 226~228.
- [10] AGRAWAL G P. Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifier [J]. IEEE JQE, 1991, 27(6): 1843~1849.
- [11] WAIP K A, CAO W. Simultaneous amplification and compression of ultrashort solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror [J]. IEEE JQE, 2003, 39(4): 555~561.
- [12] PELUSIM D, LU H F. Higher order soliton pulse compression in dispersion-decreasing optical fibers [J]. IEEE JQE, 1997, 33(8): 1430~1439.
- [13] MOSTOFIA, HATAM-IFANZA H. Optimum dispersion profile for compression of fundamental solitons in dispersion decreasing fibers [J]. IEEE JQE, 1997, 33(4): 620~628.
- [14] CHENRN KOV S V, DIANOV E M, RICHARDSON D J *et al* Soliton pulse compression in dispersion-decreasing fibers [J]. Opt Lett, 1993, 18(7): 476~478.
- [15] WANG R X. Effect of loss and chirp on picosecond pulse soliton-effect compression [J]. Laser Technology, 2003, 27(5): 415~418 (in Chinese).