

文章编号: 1001-3806(2005)03-0275-03

利用 DCF, DSF 和 ED-NALM 获得无基座超短光脉冲的设计方案

陈海涛¹, 吴正茂^{1,2}, 吴建伟¹, 潘英俊², 夏光琼^{1,2*}

(1 西南师范大学 物理学院, 重庆 400715; 2 重庆大学 教育部光电技术与系统重点实验室, 重庆 400044)

摘要: 提出了一种利用色散补偿光纤 (DCF)、色散位移光纤 (DSF) 和非线性掺铒光纤放大环境 (ED-NALM) 对增益开关分布反馈 (GS-DFB) 半导体激光器产生的啁啾光脉冲进行压缩的方案。数值模拟的结果表明, 利用此方案可将 GS-DFB 半导体激光器产生的脉冲宽度 (半极大全宽度) 为 30 ps 的啁啾光脉冲压缩为 180 fs 的无基座超短脉冲。

关键词: 色散补偿光纤; 色散位移光纤; 非线性掺铒光纤放大环境; 光脉冲压缩

中图分类号: TN 929.1 文献标识码: A

A designed model for pedestal-free ultra-short pulse generation using DCF, DSF and ED-NALM

CHEN Hai-tao¹, WU Zheng-mao^{1,2}, WU Jian-wei¹, PAN Ying-jun², XIA Guang-qiong^{1,2}

(1. School of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 400715, China; 2. The Key Laboratory for Optoelectronic Technology & System of Ministry of Education, Chongqing University, Chongqing 400044, China)

Abstract Based on the dispersion-compensation fiber (DCF), the dispersion-shift fiber (DSF) and erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror (ED-NALM), a novel designed model of the optical pulse compression to the chirped pulse generated from gain-switched distributed feedback (GS-DFB) semiconductor laser was presented. The numerical simulations reveal that a chirped optical pulse with 30 ps full width in half maximum generated from GS-DFB semiconductor laser can be compressed to a pedestal-free pulse with 180 fs full width.

Key words dispersion-compensation fiber (DCF); dispersion-shift fiber (DSF); erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror (ED-NALM); optical pulse compression

引 言

高重复率超短光脉冲的产生是高速时分复用 (OTDM) 系统的关键技术之一。OTDM 系统的传输速率越高, 所需要的光脉冲的宽度就越窄。目前常采用 GS-DFB 半导体激光器作为 OTDM 系统的光脉冲源, 这种脉冲源产生的光脉冲一般较宽, 并带有一定的负啁啾^[1], 因而必须采用光脉冲压缩技术才能满足高速 OTDM 系统的要求。人们已研究出许多方法对光脉冲进行压缩, 如利用光纤-光栅对脉冲进行压缩^[2]; 利用色散位移光纤 (DSF) 进行光脉冲压缩^[3]; 利用交叉相位调制进行光脉冲压缩^[4]; 利用色散渐变光纤进行光脉冲压缩^[5]; 以及利用光纤光栅进行压缩^[6]等。在众多的压缩方式中, 利用色散位移光纤 (DSF) 中的高阶孤子效应对光脉冲进行压缩的方法, 因其结构简单

且压缩倍率大等优点而倍受青睐。但利用该压缩方法得到的光脉冲含有较大基座, 基座的存在一方面造成能量浪费, 另一方面会导致相邻光脉冲的交叠, 加剧相邻码在传输过程中的干扰, 恶化光信号的传输特性。为了解决这个问题, 并进一步提高压缩质量, 作者设计了一种利用非线性掺铒光纤放大环境 (ED-NALM) 来消除经 DSF 压缩后的基座, 并对脉冲宽度作进一步的压缩同时提高峰值功率的方案。数值模拟的结果表明: 利用此方案, 可将脉冲宽度为 30 ps、中心波长位于 1.55 μm 的啁啾光脉冲压缩为脉冲半宽度为 180 fs 的具有较高峰值功率的无基座脉冲。

1 设计模型

图 1 为利用 DCF, DSF 和 ED-NALM 获得无基座的超短脉冲的设计模型示意图。该模型由 3 部分构

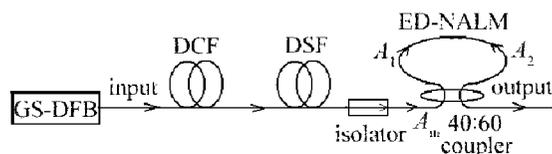


Fig 1 A designed model for pedestal-free ultra-short pulse generation based on DCF, DSF and ED-NALM

基金项目: 教育部科学技术重点资助项目 (03140); 重庆市应用基础研究资助项目 (2003-7983)

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。Email: gqxixi@swnu.edu.cn

收稿日期: 2004-04-28; 收到修改稿日期: 2004-06-08

成:色散补偿光纤 (DCF),色散位移光纤 (DSF),以及 ED-NALM (环镜长度为 L)。由 GS-DFB产生的啁啾光脉冲首先经 DCF 进行消啁啾处理;再进入 DSF 进行高阶孤子压缩,得到一带有基座的窄脉冲;最后利用 ED-NALM 对此脉冲进行放大和进一步压缩并消除脉冲的基座。模拟显示,通过合理选择各器件的参量,可得到高质量无基座的超短脉冲输出。

2 理论分析

2.1 GS-DFB 半导体激光器产生的光脉冲

由 GS-DFB 半导体激光器输出的脉冲可近似描述为一具有负啁啾的高斯型分布,脉冲的复振幅 A_0 可表示为: $A_0 = \sqrt{P_0} \exp[-(1 + C)T^2 / 2T_0^2]$ (1) 式中, P_0 为脉冲的峰值功率, C 为高斯脉冲的啁啾系数, T_0 为脉冲的 $1/e$ 半宽度,它与半峰全宽 T_{FWHM} 的关系为: $T_{FWHM} = 2(\ln 2)^{1/2} T_0$, 以下所述的脉冲宽度均指脉冲的半峰全宽。

2.2 脉冲在 DCF 与 DSF 中的传输

由于在 DCF 与 DSF 中传输的脉冲其宽度为皮秒量级,因此,脉冲在传输过程中可以忽略喇曼自频移效应 (RSS) 和自陡峭效应的影响。光脉冲在 DCF 和 DSF 中的传输特性可由非线性薛定谔方程 (NLSE) 表述^[7]:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + \frac{i}{2} \beta_2 \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A}{\partial T^3} + \frac{\alpha}{2} A = i \gamma |A|^2 A \quad (2)$$

式中, A 为脉冲的复振幅, z 为沿光纤的传输距离, T 为时延系中的时间 ($T = t - z/v_g$, t 为时间, v_g 为脉冲在光纤中传输时的群速度), β_2 为光纤的群速度色散 (GVD) 参量, β_3 为光纤的三阶色散系数 (在 DCF 中, 可忽略), α 为光纤的衰减系数, γ 为光纤的非线性系数 ($\gamma = n_2 \omega_0 / c A_{eff}$, n_2 为非线性折射率系数, ω_0 为光脉冲的中心角频率, A_{eff} 为光纤纤芯的有效面积, c 为真空中的光速)。

2.3 脉冲在 ED-NALM 中的传输

ED-NALM 是由一个耦合器和一段掺铒光纤 (EDF) 构成 (见图 1)。ED-NALM 中的掺铒光纤在双向抽运 (双向抽运可以保证在整个掺铒光纤中产生均匀的增益) 的作用下可对脉冲进行放大。同时由于 ED-NALM 是一个非线性光纤环境,所以,它具有一般环镜所具有的消基座的特性。下面分析光脉冲在 ED-NALM 中的传输特性。

从 DSF 出射的光脉冲经 ED-NALM 中的耦合器的分为两束,进入环内分别沿顺时针 (CW) 和逆时针 (CCW) 相向传输。沿顺时针 (CW) 方向和逆时针 (CCW) 方向传输的复振幅 A_1 和 A_2 分别满足的群时

延下的广义非线性薛定谔方程 (NLSE) 为^[8]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + \frac{i}{2} (1 - id) \beta_2 \frac{\partial^2 A_1}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A_1}{\partial T^3} - \frac{\mu}{2} A_1 = i \gamma (|A_1|^2 A_1 - T_R A_1 (\partial |A_1|^2) / \partial T) \quad (3)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + \frac{i}{2} (1 - id) \beta_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial T^2} - \frac{1}{6} \beta_3 \frac{\partial^3 A_2}{\partial T^3} - \frac{\mu}{2} A_2 = i \gamma (|A_2|^2 A_2 - T_R A_2 (\partial |A_2|^2) / \partial T) \quad (4)$$

其中,初始条件为^[8]: $A_{10} = \sqrt{K} A_{in}$ (5)

$$A_{20} = i \sqrt{1 - K} A_{in} \quad (6)$$

式中, A_{in} 为经 DSF 的出射脉冲复振幅, K 为耦合器的耦合效率, d 为掺铒光纤的增益色散,它的存在使掺铒光纤的等效损耗系数变大^[9], T_R 表征喇曼增益斜率, μ 为传输过程中的净增益系数,当选取脉冲的中心频率等于原子的跃迁频率时可分别表示为^[7]:

$$d = g_0 L_d T_2^2 T_1^2, \mu = g_0 - \alpha L_d = T_1^2 / l \beta_2 \quad (7)$$

式中, T_1 为进入 ED-NALM 的初始脉冲的 $1/e$ 半宽度, T_2 为偶极子的弛豫时间,式中用掺铒光纤的小信号增益系数 g_0 近似表示掺铒光纤的增益系数,这对于脉冲能量满足远小于饱和能量时是合理的^[8]。在这里忽略了自陡峭效应和耦合器的插入损耗,同时由于脉冲的宽度远小于其在 ED-NALM 中的传输时间,因此,

(3) 式、(4) 式中忽略了两相向传输的脉冲之间的交叉相位调制 (XPM)。

3 结果与讨论

对于给定的 GS-DFB 半导体激光器产生的啁啾高斯光脉冲,通过对 (2) 式进行数值求解可得到经过 DCF 和 DSF 后的脉冲复振幅分布 A_{in} ; 利用 (5) 式和 (6) 式可得到沿顺时针和逆时针方向传输的光脉冲复振幅的初始值,再根据 (3) 式和 (4) 式可得到两相向传输的光脉冲绕环镜 1 周后到达耦合器的复振幅 $A_1(L, T)$, $A_2(L, T)$, 从而可通过下式计算出从 ED-NALM 输出的脉冲复振幅 $A_{out}(L, T)$:

$$A_{out}(L, T) = \sqrt{K} A_1(L, T) + i \sqrt{1 - K} A_2(L, T) \quad (8)$$

这样就可以得到最后的出射脉冲形状。

在图 2 中给出了由 GS-DFB 半导体激光器产生的、

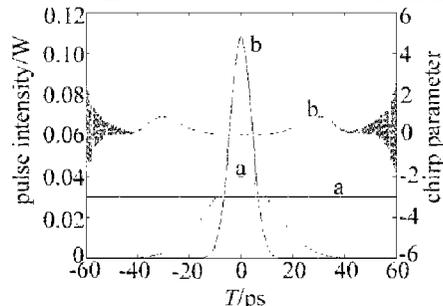
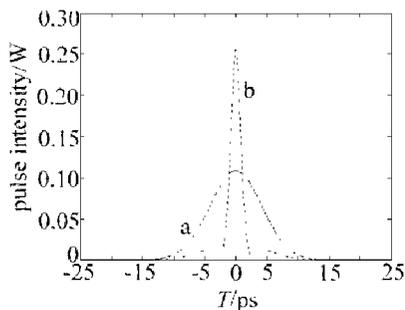


Fig 2 Pulse shapes (solid line) and pulse chirp parameter (dashed line) before and after DCF, where curves a and b represent input and output pulses respectively

中心波长为 $1.55\mu\text{m}$ 的啁啾高斯脉冲经过 DCF 前后的脉冲波形 (图中实线所示) 以及脉冲啁啾系数 (虚线所示), 图 2 中 a 组和 b 组曲线分别对应 GS-DFB 半导体激光器产生的脉冲和经过 DCF 后的脉冲。作图所用的数据为: $P_0 = 40\text{mW}$, $T_0 = 18\text{ps}$ ($T_{\text{FWHM}} = 30\text{ps}$), $C = -3$, $\beta_2 = 128\text{ps}^2/\text{km}$, $\alpha = 1.5 \times 10^{-4}/\text{m}$, $A_{\text{eff}} = 50\mu\text{m}^2$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $n_2 = 3.2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 。从图中可以看出, 由 GS-DFB 半导体激光器产生的啁啾脉冲, 经过 DCF 后其啁啾得到了较好的抑制, 脉冲得到了初步压缩。计算表明, 当 DCF 的长度为 0.77km 时, 可使光脉冲的啁啾得到明显地抑制, 并使脉冲得到一定的压缩, 此时脉冲宽度由初始时的 30ps 减小到 9.8ps 。

经过啁啾补偿后的光脉冲入射到 DSF 中, 利用 DSF 中的高阶孤子效应对脉冲进行压缩, 压缩后的输出脉冲形状如图 3 所示, 图 3 中曲线 a b 分别为脉冲



经 DSF 前后的形状。计算中 DSF 的参数取值为: $\beta_2 = -1\text{ps}^2/\text{km}$, $\alpha = 4.6 \times 10^{-5}/\text{m}$, 其余参量与计算图 2 时所用的相同。通过改变 DSF 的长度, 发现当 DSF 的长度取 13.3km 时, 可使脉冲宽度达到最小值 1.86ps , 但此时脉冲带有较大的基座。这是因为在 DSF 中, 由于自相位调制引起的啁啾仅在脉冲的中心部分才是线性的, 因此, 只有中心部分才能由 SPM 和 GVD 共同作用得到有效压缩, 而脉冲的两翼其啁啾是非线性的, 因而导致脉冲两侧具有较大的基座。

从 DSF 输出的具有较大基座的脉冲 (见图 3) 进入 ED-NALM 进行消基座。图 4 中给出了脉冲经过

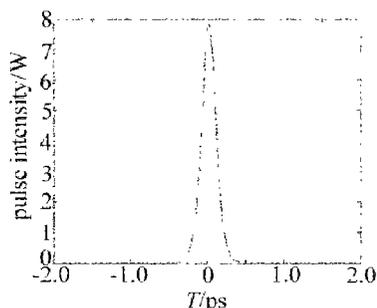


Fig 4 Optical pulse shape after passing through ED-NALM

ED-NALM 后的输出形状。计算中 EDF 的各参量分别为: $\beta_2 = -20\text{ps}^2/\text{km}$, $\alpha = 1.5 \times 10^{-4}/\text{m}$, $T_R = 3\text{fs}$, $n_2 = 3 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, $T_2 = 80\text{fs}$, $K = 0.40$ 每个色散长度 L_d

的峰值增益 G_0 为 15dB (当脉冲的中心频率与原子的跃迁频率相同时, 脉冲中心频率对应的增益为 15dB ^[7]), ED-NALM 的长度取优化值 30m , 其余参量与计算图 2 图 3 时所用的相同。从图中可以看出: 当脉冲经过 ED-NALM 后不仅脉冲的峰值功率得到较大的提高, 且脉冲基座得到了很好的抑制。很显然, 脉冲峰值功率的提高是由于 EDF 的放大作用, 而抑制脉冲基座是因为 ED-NALM 本身也是一个 NOIM。由 NOIM 的传输函数可知, 光脉冲的透过率与相向传输的光脉冲的非线性相位差相关, 而非线性相位差又与传输距离和脉冲强度成正比。调整环境的长度使两相向传输的脉冲中心部分的非线性相位差接近于 π 时, 脉冲中心部分的透过率接近于 1, 而边沿由于强度较低, 因而透过率相对较小, 从而能对脉冲基座起到很好的抑制作用。由计算可得, 最后所得的脉冲的宽度为 180fs , 峰值功率为 7.9W 。

4 结 论

提出了一种利用 DCF, DSF 和 ED-NALM 对 GS-DFB 半导体激光器产生的啁啾光脉冲进行压缩的方案。数值模拟的结果表明, 利用此方案可将 GS-DFB 半导体激光器产生的中心波长位于 $1.55\mu\text{m}$ 、脉冲宽度为 30ps 、啁啾系数为 -3 的高斯脉冲压缩为峰值功率为 7.9W 、脉冲宽度为 180fs 的无基座超短光脉冲。进一步的研究还表明, 通过合理选取系统中各参量的取值, 对任意具有皮秒量级的啁啾光脉冲经此系统后, 都可得到具有飞秒量级的无基座超短光脉冲。

参 考 文 献

- [1] 钟山, 伍剑, 姜采云 *et al*. 增益开关半导体激光器超短光脉冲消啁啾的研究 [J]. 半导体学报, 1997, 18(10): 741~747
- [2] GOLOVCHENKO E A, DLANOV E M, MAMY SHEV P V *et al*. Optical fiber-grating pulse compression [J]. Opt & Quantum Electron, 1988, 20: 343~355
- [3] AKHMED EV N N, MITZKEVICH N V. Extremely high degree of N-soliton pulse compression in an optical fiber [J]. IEEE J Q E, 1991, 27(3): 849~857.
- [4] 曹文华, 张有为, 刘颂豪 *et al*. 光纤正常色散区基于脉冲对交叉相位调制的亮脉冲压缩 [J]. 物理学报, 1997, 46(5): 919~928
- [5] SFENTZ A J, BOYD R W, EVANS A F. Dramatically improved transmission of ultrashort solitons through 40km of dispersion-decreasing fiber [J]. Opt Lett, 1995, 20(17): 1770~1772
- [6] EGGLETON B J, LENZ G, LITCHNERISER N M. Optical pulse compression schemes that use nonlinear Bragg gratings [J]. Fiber & Integrated Opt, 2000, 19: 383~421.
- [7] AGRAWAL G P. Nonlinear fiber optics [M]. California Academic Press, 1995, 43~46.
- [8] WAIP K A, CAO W. Simultaneous amplification and compression of ultrashort solitons in an erbium-doped nonlinear amplifying fiber loop mirror [J]. IEEE J Q E, 2003, 39(4): 555~561.
- [9] AGRAWAL G P. Effect of gain dispersion on ultrashort pulse amplification in semiconductor laser amplifier [J]. IEEE J Q E, 1991, 27(6): 1843~1849