

色散补偿及高阶孤子压缩啁啾光 脉冲的理论实验研究^{*}

伍 剑 姜采云 李玉华 高以智

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

(1997 年 9 月 2 日收到)

利用半导体激光器的单模速率方程及超短光脉冲在光纤中传输的非线性薛定谔(NLS)方程, 从理论及实验上研究了增益开关 DFB 半导体激光器出射的啁啾光脉冲在色散补偿光纤(DCF)及色散位移光纤(DSF)中的压缩过程与规律. 实验上, 从 $1.55\ \mu\text{m}$ 增益开关 DFB 半导体激光器出射的重复频率为 $2.5\ \text{GHz}$ 、脉冲宽度为 $53.8\ \text{ps}$ 的光脉冲经色散补偿光纤压缩至 $12\ \text{ps}$, 而后利用色散位移光纤中的高阶孤子压缩效应将脉冲压缩至 $2.5\ \text{ps}$. 改变色散位移光纤参数及入射光功率后获得最窄光脉冲宽度为 $2.1\ \text{ps}$. 理论与实验结果符合.

PACC: 4280W; 4265S; 4281W

1 引 言

皮秒或亚皮秒的超短光脉冲产生技术是高速光时分复用(OTDM)通信系统的关键技术之一. 锁模半导体激光器、主动锁模光纤激光器及增益开关半导体激光器^[1]都是适用于 OTDM 系统的超短光脉冲源. 其中, 增益开关半导体激光器由于工作稳定可靠, 重复频率可在很大范围内调节, 更具有实用前景. 但增益开关半导体激光器直接出射的光脉冲较宽, 约为 $30\text{--}50\ \text{ps}$, 且具有很严重的负啁啾, 所以必须采用一定的消啁啾及光脉冲压缩技术才可应用于高速 OTDM 系统.

利用色散补偿光纤(DCF)可压缩负啁啾光脉冲, 但存在一个与啁啾状况有关的最佳光纤长度, 在此长度下脉冲宽度压缩率最大. 高阶孤子传输也可用来压缩光脉冲, 其优点在于有较大的压缩倍率, 利用色散位移光纤(DSF)中的高阶孤子效应压缩光脉冲同样也存在一个最佳压缩条件. 对于具有理想线性负啁啾的高斯光脉冲的色散补偿压缩与无啁啾光脉冲的高阶孤子压缩已有详细的理论研究^[2,3]. 然而, 增益开关半导体激光器出射的光脉冲, 仅中心部分具有近似线性的负啁啾, 前后沿则表现为非线性啁啾, 脉冲波形也不是严格的高斯形状, 而脉冲波形及非线性啁啾对最佳压缩条件和压缩后光脉冲特性均有一定影响, 因此, 需要进一步研究增益开关半导体激光器出射光脉冲在 DCF 及 DSF 中的压缩过程.

本文在理论上, 利用半导体激光器的速率方程, 得到增益开关作用下出射光脉冲的时

^{*} 国家自然科学基金及国家高技术研究发展计划资助的课题.

域和啁啾特性. 以此光脉冲为入射光脉冲, 研究相继的色散补偿和高阶孤子压缩效应. 同时, 在实验中先采用色散补偿技术对增益开关半导体激光器出射的 53.8 ps 光脉冲进行消啁啾及压缩, 而后利用高阶孤子压缩技术进一步压缩光脉冲, 从而获得脉冲宽度为 2.5 或 2.1 ps 的光脉冲. 实验结果与理论计算结论基本一致.

2 理论分析

DFB 半导体激光器在正弦电流调制下的增益开关过程可用激光器的单模速率方程描述, 利用此方程并与实际出射光脉冲参数拟合可得出脉冲的波形和啁啾特性. 以此光脉冲作为初始脉冲, 用数值模拟方法, 求解非线性薛定谔方程, 则可详细考察光脉冲在色散补偿光纤和色散位移光纤中的压缩行为.

2.1 色散补偿光纤压缩光脉冲

增益开关半导体激光器出射的光脉冲在色散补偿光纤中传输时, 由于色散致啁啾与光脉冲中心的初始近线性负啁啾是相反的, 结果使光脉冲的净啁啾减小, 导致脉冲在光纤中传输初期变窄, 最窄脉冲宽度出现在两啁啾值相等处.

光脉冲在光纤中的传输可用如下形式的非线性薛定谔(NLS)方程进行描述:

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

式中 U 为光脉冲的复振幅, β_2 为光纤的群速度色散(GVD)系数, α 为光纤的损耗系数, 非线性系数 $\gamma = \frac{n_2 \omega_0}{c A_{\text{eff}}}$, 其中 $n_2 = 3.2 \times 10^{16} \text{ cm}^2/\text{W}$, ω_0 为光脉冲的角频率, c 为真空中的光速, A_{eff} 为光纤的有效纤芯截面, $T = t - z/v_g$, t 与 z 分别为时间坐标及光纤轴向坐标, v_g 为群速. 一般情况下, 方程(1)无法解析求解, 通常都采用分步傅里叶对方程进行数值求解. 利用色散补偿光纤压缩光脉冲时, 入射光功率很小, 方程(1)等号右边的非线性项可以忽略.

求解激光器单模速率方程^[4]获得的光脉冲波形如图 1(a)中实线所示, 图 1(a)中虚线表征光脉冲的啁啾特性, 其中 Δt 为脉冲宽度, $(\nu - \nu_0)$ 表示瞬时频率与中心频率的偏离值. 图 1(a)中出射光脉冲的脉冲宽度为 53.8 ps, 对脉冲复振幅作傅里叶变换, 则可求得其谱宽为 0.4 nm, 脉冲宽度带宽积为 2.69. 由图 1(a)可见, 出射光脉冲波形不对称, 前沿陡后沿缓, 并非标准高斯型; 脉冲中心部分的啁啾是近似线性的负啁啾, 前后沿的啁啾则是非线性的. 以此脉冲作为初始光脉冲计算其在色散补偿光纤中的压缩过程. 光纤参数取实验所用色散补偿光纤之参数, 其中色散参量为 $D = -2\pi c \beta_2 \lambda^{-2} = -150 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$. 由计算可知, 光脉冲在色散补偿光纤中传输 1.07 km 之后获得最大程度的压缩. 压缩后的光脉冲波形如图 1(b)中实线所示, 虚线描述了其啁啾特性. 从图 1(a), (b)可见, 脉冲由 53.8 压缩至 14.5 ps, 由于入射功率小, 光谱宽度未发生变化, 因此脉冲的脉冲宽度带宽积为 0.725. 由此可见, 脉冲的啁啾变小, 但未达到变换极限. 从图 1 中也可看出, 脉冲中心部分的啁啾已被完全补偿, 而脉冲的前后沿的非线性啁啾依然存在. 非线性啁啾的存在

一方面减弱了色散补偿光纤的压缩效果,另一方面使得压缩后的脉冲产生色散基座,降低了压缩后脉冲的质量。

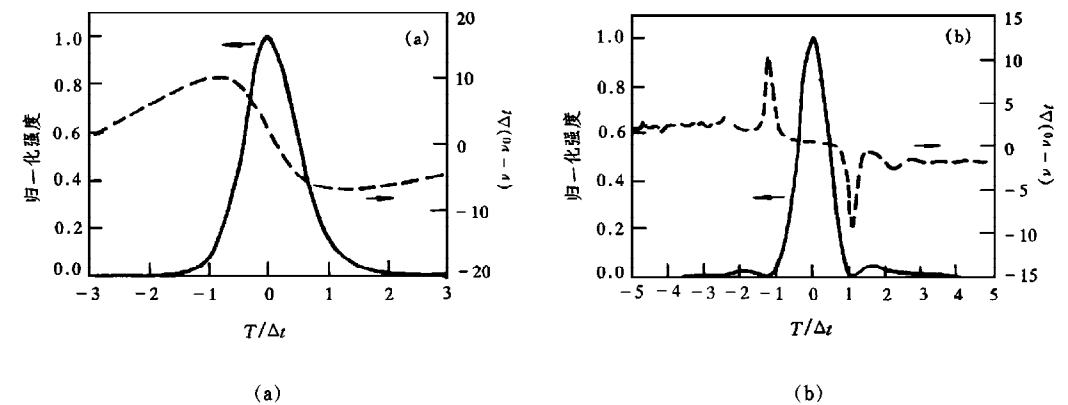


图1 初始光脉冲(a)及 DCF 压缩后脉冲(b)的波形及啁啾

2.2 利用高阶孤子效应压缩光脉冲

当入射到光纤中的光脉冲功率较高时,就必须考虑光纤中的非线性自相位调制效应. 光纤中其他非线性效应(受激喇曼散射、自陡峭效应等)及高阶色散等因素也影响光脉冲的传输,然而在本文涉及的脉冲宽度范围内以上因素可以忽略,仅需考虑最主要的自相位调制(SPM)效应. 光脉冲的演化同样用方程(1)来描述. 在色散位移光纤的反常色散区, SPM 效应与光纤的群速色散效应(GVD)相互作用,一定条件下,就会形成高阶孤子. 传输过程中,高阶孤子的波形呈周期性变化. 在每个周期的开始,脉冲都有一个窄化阶段,因而适当地选择光纤的长度,输入脉冲可被压缩,压缩倍数取决于孤子阶数 N ,即入射光脉冲峰值功率。

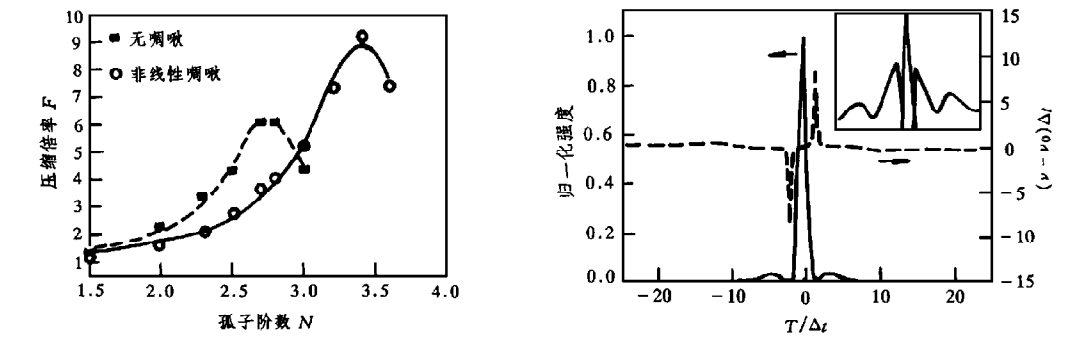


图2 压缩倍率 F 随注入孤子阶数 N 变化曲线

理论计算中,入射光脉冲为由 DCF 出射的光脉冲,脉冲宽度为 14.5 ps . 色散位移光纤参数取实验所用光纤之参数,其色散参量为 $D=3.92\text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$, 光纤长度为 $L=4.64\text{ km}$, 光纤损耗为 $\alpha=0.23\text{ dB/km}$, 光纤模场直径为 $d=8.3\text{ }\mu\text{m}$ 。

图2为理论计算所得结果.其中纵坐标为脉冲的压缩倍率 F ,横坐标为孤子阶数 N

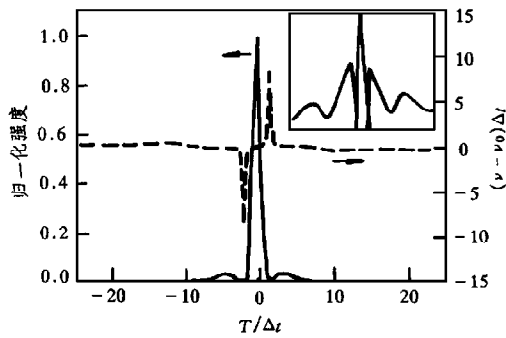


图3 高阶孤子压缩后脉冲的波形及啁啾

(取决于入射光脉冲宽度及 DSF 参数). 图 2 中虚线为光脉冲无啁啾时的情况, 实线为光脉冲有非线性啁啾的情况. 从图 2 中可以看出, 相同孤子阶数条件下, 无啁啾光脉冲的压缩倍率要大于光脉冲有非线性啁啾的情况. 由以上理论计算可知, 对于实验所用色散位移光纤, 若入射光脉冲有非线性啁啾, 则入射 3.5 阶孤子时, 脉冲得到最佳压缩, 压缩倍率为 9.2. 图 3 为压缩后脉冲的波形及啁啾特性, 其中小插图 of 光脉冲波形的对数坐标显示. 由对数波形可见, 中心脉冲两侧不仅存在高阶孤子压缩固有的基座, 在距中心较远的地方还存在非线性啁啾导致的色散基座. 从图示啁啾特性可看出, 脉冲中心部分是无啁啾的, 啁啾主要分布在脉冲前后沿部分.

3 实验结果与分析

实验系统与文献[5]中所示相同. 激光器为 DFB 量子阱半导体激光器. 激光器阈值电流为 $I_{th} = 17 \text{ mA}$, 工作时偏置电流为 $I_b = 30 \text{ mA}$, 并由一重复频率为 2.5 GHz 的微波源调制, 出射光脉冲宽度 $\Delta t_0 = 53.8 \text{ ps}$, 谱宽度为 $\Delta \lambda_0 = 0.4 \text{ nm}$, 中心波长为 $\lambda_0 = 1553.25 \text{ nm}$.

激光器出射的光脉冲耦合入一段色散补偿光纤以实现消啁啾及压缩. 补偿光纤的长度为 660 m , 色散参量为 $D = -150 \text{ ps}/(\text{nm} \cdot \text{km})$. 这一段色散补偿光纤基本上补偿了初始光脉冲的线性负啁啾, 并将脉冲压缩至 12 ps . 压缩后脉冲的自相关曲线示于图 4 中(对于双曲正割脉冲, 脉冲宽度为 $\Delta t = \Delta \tau / 1.55$, 其中 $\Delta \tau$ 为自相关曲线宽度). 从图 4 中可以看出, 压缩后脉冲有基座而且脉冲的时间带宽积为 0.6, 与理论计算所得结论一致.

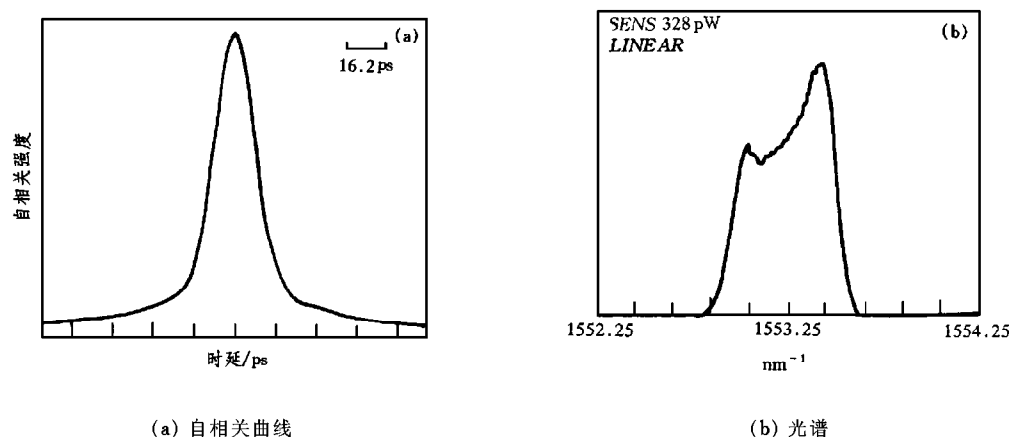


图 4 DCF 压缩后脉冲的自相关曲线(a)及光谱(b)

色散补偿光纤压缩后宽度为 12 ps 的光脉冲经两级掺铒光纤放大器放大后注入色散位移光纤中. 由于光纤长度一定, 实验中通过改变入射光功率来获得最佳压缩效果, 功率增大时, 光孤子阶数 N 增大. 从光纤参数可计算出脉冲宽度为 12 ps 的一阶孤子的峰值功率, 由实际测得的入射功率则可知入射孤子阶数 N . 图 5 为经 4.64 km DSF 压缩后光脉冲宽度随入射孤子阶数 N 的变化曲线. 由图 5 可见, 随入射功率增大, 脉冲宽度变窄. 在 $N = 4.0$ 时, 脉冲宽度最窄, 此时脉冲宽度为 2.5 ps . 入射功率继续增加, 光脉冲宽度增加

并开始分裂.理论计算同样也说明了这一点.同时,由上述理论计算已知最佳压缩点为 $N=3.5$,考虑到实验中功率测量的误差及未扣除光纤焊点损耗的影响,理论与实验结论基本符合.图 6 为压缩后脉冲的自相关曲线及光谱.由图 6 可见,压缩脉冲存在两个基座,与理论计算基本一致.图 6 中光谱分裂的不对称起源于光脉冲的不对称.

利用另一段色散位移光纤,通过改变入射光功率获得了更窄的脉冲,脉冲宽度为 2.1 ps .此色散位移光纤的长度为 5.48 km ,在脉冲中心波长处的色散参量为 $D=2.36\text{ ps}/(\text{nm}\cdot\text{km})$.理论计算 $N=4.4$ 时获得最佳压缩效果,实验测得 $N=4.8$ 时光脉冲被压至最窄.

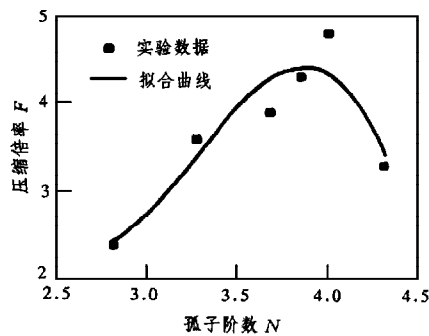


图 5 光脉冲宽度随入射孤子阶数 N 变化曲线

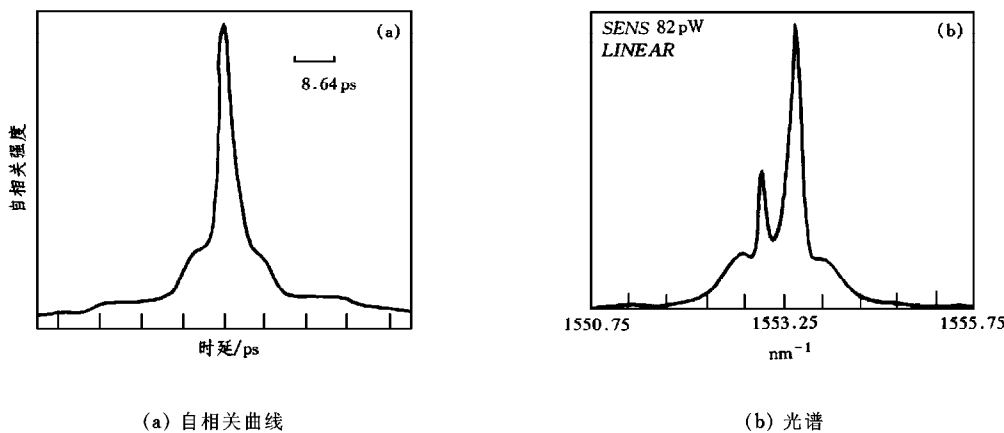


图 6 高阶孤子压缩后脉冲的自相关曲线(a)及光谱(b)

4 结 论

利用色散补偿及高阶孤子压缩技术,可将增益开关半导体激光器出射的较宽的啁啾光脉冲($30\text{—}50\text{ ps}$)压缩至 $2.1\text{—}2.5\text{ ps}$.利用半导体激光器的单模速率方程模型及非线性薛定谔方程并应用数值方法,可以比较准确地设计光脉冲压缩系统参数.由理论及实验可见,增益开关半导体激光器出射光脉冲的非线性啁啾对脉冲的压缩有重要影响,因而,若要获得好的压缩效果,非线性啁啾的消除是非常重要的.

- [1] M. Nakazawa, K. Suzuki, Y. Kimura, *Opt. Lett.*, **15**(1990), 588.
- [2] H. F. Liu, Y. Ogawa, S. Oshiba, *Appl. Phys. Lett.*, **59**(1991), 1284.
- [3] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, Boston, 1980).
- [4] Zhong Shan, Xu Bao-xi, Yao Min-yu, Lou Cai-yun, *Acta Optica Sinica*, **15**(1995), 604 (in Chinese).

- [5] Wu Jian, Lou Caiyun, Li Yuhua, Gao Yizhi, The 8th National Optical Fiber Communication Conference (1997), p.673.

THEORETICAL AND EXPERIMENTAL STUDY ON COMPRESSION OF CHIRPED OPTICAL PULSES UTILIZING DISPERSION-COMPENSATION AND HIGH-ORDER SOLITON EFFECT *

WU JIAN LOU CAI-YUN LI YU-HUA GAO YI-ZHI

(*Department of Electronic Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084*)

(Received 2 September 1997)

ABSTRACT

In this paper, we study theoretically and experimentally the compression of chirped optical pulses in dispersion-compensation fiber and dispersion-shifted fiber utilizing single mode rate equation of semiconductor laser and nonlinear Schrödinger (NLS) equation. In experiment, the 53.8 ps pulses generated by a gain-switched DFB semiconductor laser diode with 2.5 GHz repetition rate were compressed to 12 ps in a length of dispersion-compensation fiber. Then, the 12 ps pulses were compressed to 2.5 or 2.1 ps due to high-order soliton effect in dispersion-shifted fiber. Experimental results agree with theoretical results.

PACC: 4280W; 4265S; 4281W

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China and the National High Technology Development Program of China.