

F-P 滤波窗在半导体光孤子源中的作用

许宝西 高以智 李艳和

娄采云 周静煜 周炳琨

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

摘 要 利用光谱窗滤波法对增益开关半导体激光器输出光脉冲消啁啾进行了理论分析, 在线性啁啾近似下得到了啁啾光脉冲经 F-P 后的谱宽表达式, 给出了经 F-P 后光脉冲的宽度、波形以及自相关测量时的波形因子与 F-P 参数的关系曲线. 实验结果与理论分析基本一致.

关键词 光孤子通讯, 超短光脉冲, F-P 标准具.

1 引 言

光孤子通讯作为一种新的大容量长距离通讯技术已得到各国普遍重视, 其光源以增益开关半导体激光器最为方便^[1,2]. 目前直通光孤子传输的最高水平为 $20 \text{ Gbit/s} \times 1850 \text{ km} = 37 \text{ Tbit/s} \cdot \text{km}$ ^[1], 其实验系统的光源正是增益开关 DFB 激光器. 由于增益开关法产生超短光脉冲时半导体激光器激活区的载流子发生强烈的变化, 而激活区的折射率与载流子浓度密切相关, 因此, 产生的超短光脉冲具有严重的频率啁啾^[3]. 含有啁啾的光脉冲作为孤子通讯光脉冲在光纤中传输时将产生严重的色散拖尾^[4], 限制了通讯容量并降低信噪比, 因此利用增益开关 DFB 激光器作光孤子源时必须进行消啁啾处理. 文献[1,2]中利用了 F-P 滤波窗进行消啁啾处理. 作者的实验证明 F-P 滤波窗不仅使啁啾光脉冲谱宽和脉宽变窄, 还使光脉冲波形有所变化. 时间带宽乘积接近变换极限值 (< 0.44)^[5]. 本文从理论上对啁啾光脉冲经 F-P 后的频域和时域特性进行了分析, 并与实验结果相对照.

2 理论分析

利用 F-P 滤波窗法消啁啾的实验原理图如图 1 所示, 半导体激光器输出光脉冲电场以 $E_1(t)$ 表示, 经 F-P 后光脉冲电场以 $E_2(t)$ 表示, 其对应的频谱分别以 $E_1(\omega)$, $E_2(\omega)$ 表示.

增益开关半导体激光器输出的光脉冲通常为高斯型. 理想的高斯型光脉冲可表示为:

$$E(t) = A \exp[-(t/\tau)^2] \exp(j\omega_0 t) \quad (1)$$

式中 A 为峰值振幅, τ 为标志脉宽的参数, ω_0 为光波中心频率. 则(1)式表示的光脉冲的强度

* 本课题得到国家自然科学基金资助.

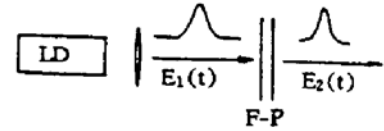
收稿日期: 1993年5月4日; 收到修改稿日期: 1994年1月28日

宽度为:

$$\Delta t_0 = \tau \sqrt{2 \ln 2} \quad (2)$$

光谱宽度: $\Delta \nu_0 = \sqrt{2 \ln 2} / \pi \tau \quad (3)$

时间带宽积: $\Delta t_0 \Delta \nu_0 = 2 \ln 2 / \pi \approx 0.44 \quad (4)$



这种光脉冲称为变换极限光脉冲, 对任何一个高斯光脉冲, (4)式给出的值为其脉宽与谱宽乘积的最小值, 它是不含任何啁啾成份的.

实际的增益开关半导体激光器在产生光脉冲的过程中由于激活区折射率随载流子浓度的变化而变化, 使其输出的光脉冲产生频率啁啾, 脉冲的主要部分(除前后沿尾部)具有近线性负啁啾, 如图 2 所示. 若忽略非线性啁啾, 则激光器输出的具有负线性啁啾的光脉冲电场可表示为:

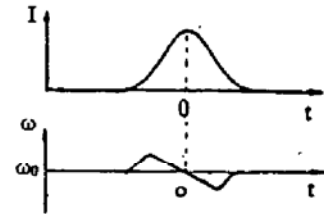


Fig. 2 Scheme of chirped pulse

$$E_1(t) = A \exp[-(t/\tau)^2] \exp(-jbt^2) \exp(j\omega_0 t) \quad (b > 0) \quad (5)$$

式中 b 为表征线性啁啾的参数, 在光脉冲内的不同瞬间频率为 $\omega = \omega_0 - 2bt$. 对(5)式表示的光脉冲, 利用傅里叶变换可求出其频谱 $E_1(\omega)$ 、频谱宽度 $(\Delta \nu)_1$ 和时间带宽积 $(\Delta t)_1$ 为

$$E_1(\omega) = \frac{\sqrt{\pi} A \tau}{\sqrt{1 + b^2 \tau^4}} \exp \left\{ - \left[\frac{(\omega - \omega_0) \tau}{2} \right]^2 \frac{1}{1 + b^2 \tau^4} \right\} \times \exp \left\{ j \left[\left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \right)^2 \frac{b \tau^4}{1 + b^2 \tau^4} - \frac{\arctg(b \tau^2)}{2} \right] \right\} \quad (6)$$

$$(\Delta \nu)_1 = \frac{1}{\pi \tau} \sqrt{2 \ln 2} \sqrt{1 + b^2 \tau^4} = \Delta \nu_0 \sqrt{1 + b^2 \tau^4} \quad (7)$$

$$(\Delta t)_1 \cdot (\Delta \nu)_1 = \Delta t_0 \Delta \nu_0 \sqrt{1 + b^2 \tau^4} \quad (8)$$

由上式可看出, 存在啁啾时时间带宽积大于变换板限值 $\Delta t_0 \cdot \Delta \nu_0$. 在实验中, 若实验已测得光脉冲脉宽 $(\Delta t)_1$ 与谱宽 $(\Delta \nu)_1$, 可由(8)式求得 b 为:

$$b = \frac{1}{(\Delta t)_1^2} \sqrt{[\pi (\Delta t)_1 \cdot (\Delta \nu)_1]^2 - (2 \ln 2)^2} \quad (9)$$

利用 F-P 光谱窗消啁啾实际上是对光脉冲进行滤波, 压窄其光谱. 由于光脉冲的不同部位具有不同的频率, 所以, 滤波的同时也压缩光脉冲宽度.

根据多光束干涉原理, 在频域中可得出 F-P 标准具入射光电场 $E_1(\omega)$ 与透射光电场 $E_2(\omega)$ 之间有关系式:

$$E_2(\omega) = \frac{1 - R}{1 - R \exp(-j\delta)} E_1(\omega), \quad \delta = \frac{2n_2 H}{c} \omega \sqrt{1 - \left(\frac{n_2}{n_1} \sin \theta_i \right)^2} \quad (10)$$

式中 R 为 F-P 端面反射率, H 为 F-P 间隔, ω 为光波频率, c 为真空中光速, θ_i 为入射角, n_1 、 n_2 分别为 F-P 腔外、内的折射率. 若使光束正入射于 F-P, 并且 F-P 为空气间隙, 则

$$\delta = 2H\omega/c, \quad (11)$$

将(6)式代入(10)式, 可得经 F-P 后的频谱 $E_2(\omega)$ 和光脉冲谱宽 $(\Delta \nu)_2$

$$E_2(\omega) = \frac{1 - R}{\sqrt{1 + R^2 - 2R \cos \delta}} \frac{\sqrt{\pi} A \tau}{\sqrt{1 + b^2 \tau^4}} \exp \left[\left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \right)^2 \frac{\tau^2}{1 + b^2 \tau^4} \right]$$

$$\times \exp \left\{ j \left[\left(\frac{\omega - \omega_0}{2} \right)^2 \frac{b\tau^4}{1 + b^2\tau^4} - \frac{\arctg(b\tau^2)}{2} - \arctg \left(\frac{R \sin \delta}{1 - R \cos \delta} \right) \right] \right\} \quad (12)$$

$$\exp \left\{ - \left[\frac{\pi\tau(\Delta\nu)_2}{2} \right]^2 \frac{2}{1 + b^2\tau^4} \right\} = \frac{1 + R^2 - 2R \cos [2H\pi(\Delta\nu)_2/c]}{2(1 - R)^2} \quad (13)$$

图 3 为入射 F-P 光脉冲宽度 $(\Delta t)_1 = 30$ ps 时对不同 b, R, H 值所得谱宽 $(\Delta\nu)_2$ 计算结果. 由图可知, 对一确定的 F-P, 不同啁啾量的入射光脉冲经 F-P 后具有不同的谱宽. 若在实验中已测出激光器输出光脉冲的 $(\Delta t)_1, (\Delta\nu)_1$ (或 b 值), 为得到某一 $(\Delta\nu)_2$ 值, 可从图 3 中求得所需的 F-P 参数.

为得到 F-P 出射光脉冲的时域特性, 可对 (12) 式进行傅里叶反变换:

$$E_2(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E_2(\omega) \exp(j\omega t) d\omega$$

由于 $E_2(\omega)$ 表示式太复杂, 难以给出其积分的解析表达式, 利用快速傅里叶变换 (FFT) 法对 (12) 式进行傅里叶反变换数值

求解, 所得结果如图 4~图 7. 不同 F-P 参数所得出射光脉冲宽度曲线如图 4 所示, 随着端面反射率 R 增加, 光脉冲宽度减小, 但变化逐渐减小, 当 R 较小时, 不同 H 所得光脉宽差别较大, 随 R 增加, 脉宽差别越来越小. 由图 3 和图 4, 求出图 5 所示的时间带度积 $(\Delta t)_2 \cdot (\Delta\nu)_2$ 随 F-P 参数变化曲线. 为便于了解经 F-P 后光脉冲与变换极限值的差异, 图中还画出了经 F-P 后所得光脉冲波形的变换极限值曲线. 当 $R < 0.85$ 时, $(\Delta t)_2 \cdot (\Delta\nu)_2$ 与极限值相差较大, 当 $R = 0.9$ 时, 两值相差较小, 此种情况下若再利用色散元件来压缩光脉冲 (因为脉冲还具有一定的啁啾), 将不会得到明显的效果, 文献 [2] 的实验已证实了这一结论.

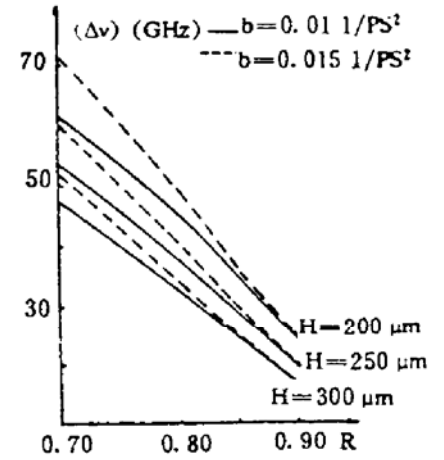


Fig. 3 Dependent of $(\Delta\nu)_2$ on R in different H and b

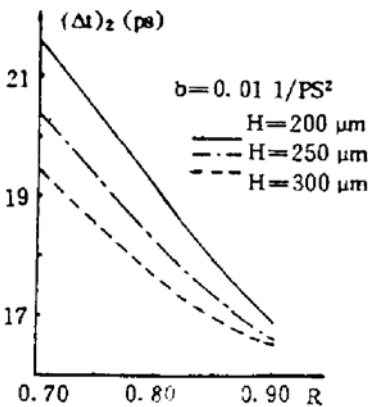


Fig. 4 Dependent of $(\Delta t)_2$ on R in different H

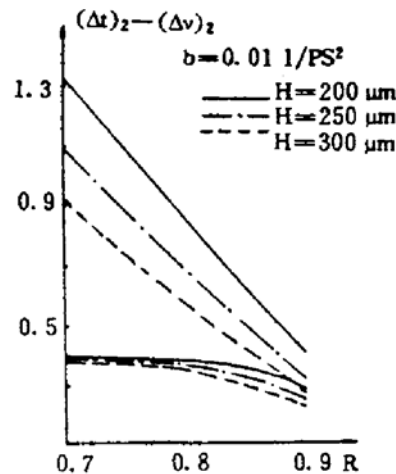


Fig. 5 Dependent of $(\Delta t)_2(\Delta\nu)_2$ on R in different H and transform-limited value

图 6 为经 F-P 前后光脉冲波形以及频率啁啾分布, 由图可看出, 经 F-P 后光脉冲将不再为对称分布波形, 其频率分布出将产生下移: 即中心峰值处频率已不再为 F-P 透射峰频率 ω , 而是低于 ω , 此结果与文献 [6] 结论相一致. 频率下移是由于 F-P 高阶色散效应所引起. 由于频移量不大, 这一现象对光孤子传输没有影响. 由图 6 可见, F-P 并不能完全消啁啾, 但确实使啁啾有所减小.

二次谐波强度自相关法是光脉冲宽度测量行之有效的方法之一. 对(1)式或(5)式表示的高斯光脉冲, 可求得自相关曲线宽度 $(\Delta t)_1$ 与实际光脉冲宽度 $(\Delta t)_0$ 之间有关系式:

$$(\Delta t)_1 = \beta (\Delta t)_0 = \sqrt{2} (\Delta t)_0$$

$\beta = \sqrt{2}$ 称为高斯形光脉冲的波形因子. 不同的光脉冲形状波形因子不相同. 具有啾啾的高斯形光脉冲经 F-P 后, 由于波形发生了变化, 利用二次谐波强度自相关法测量光脉宽时必须利用新的波形因子来确定实际光脉宽. 图 7 为经 F-P 后光脉冲的波形因子随 F-P 参数的变化.

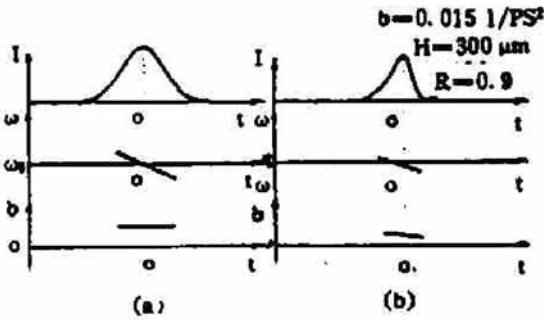


Fig. 6 Waveform of linearly chirped pulse (a) before F-P, (b) after F-P

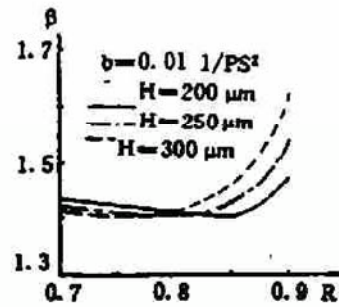


Fig. 7 Dependent of β on R in different H

3 与实验结果比较

作者利用 F-P 滤波窗法进行了光脉冲消啾啾实验. 波长 $1.5 \mu\text{m}$ 半导体激光器输出光脉冲的频谱与强度自相关曲线如图 8 所示. 输出模式有三个, 边模抑制比为 10 dB 图 8(a), 中心模谱宽 $(\Delta\nu) = 1.2 \text{ nm}$ 图 8(b), 经与理论自相关曲线拟合, 光脉冲为高斯形, 脉宽 $(\Delta t)_1 = 37 \text{ ps}$, $(\Delta t)_1 \cdot (\Delta\nu)_1 = 5.9$, 说明有啾啾存在. 若以线性啾啾近似, 则利用(9)式可得 $b = 0.014 (\text{ps} \cdot \text{ps})^{-1}$.

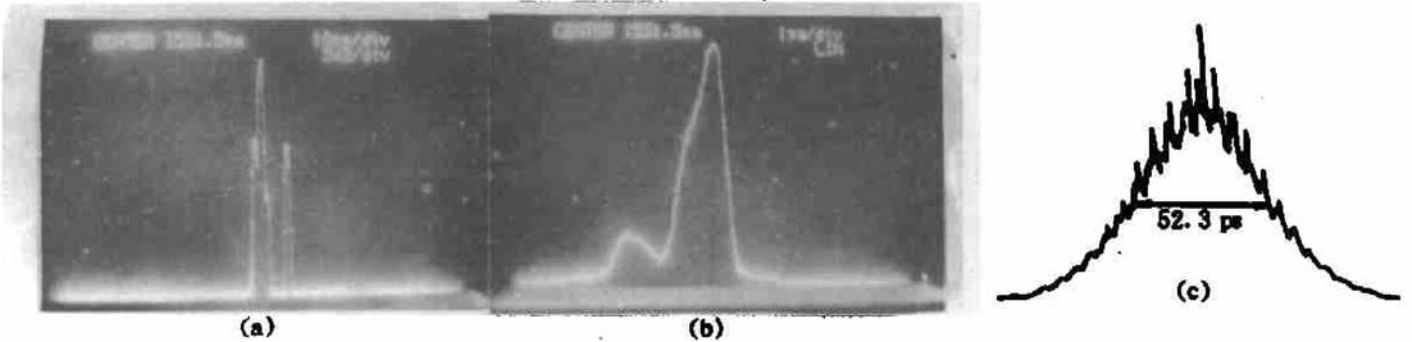
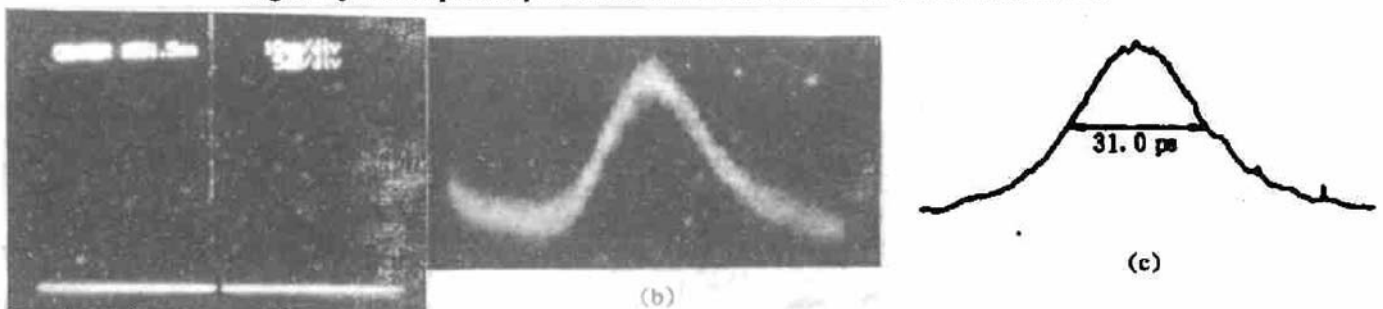


Fig. 8 Dynamic spectral profile and SHG trace at $F = 2.5 \text{ GHz}$ without F-P



(a) Fig. 9 Dynamic spectral profile and SHG trace at $F = 2.5 \text{ GHz}$ with F-P

实验中所用 F-P 参数为: $R \approx 0.9$, $H \approx 320 \mu\text{m}$. 经 F-P 后光脉冲频谱及自相关曲线如图 9 所示, 光谱为单模, 谱宽 $(\Delta\nu)_2 \approx 16 \text{ GHz}$. 若利用常用的几种对称波形(高斯形, 双曲正割形, 洛仑兹形)自相关曲线拟合, 与双曲正割形(波形因子为 1.55)相近, 因此 $(\Delta t)_2 = 20 \text{ ps}$. 若利用以上理论计算结果, 其波形因子应为 1.79, 求得光脉宽 $(\Delta t)_2 \approx 17.4 \text{ ps}$. 利用实验测得的 $(\Delta t)_1$, b 数值以及所用 F-P 的参数, 理论计算结果为 $(\Delta t)_2 = 13.5 \text{ ps}$, $(\Delta\nu)_2 = 15.6 \text{ GHz}$. 与实验测得结果相近. 理论计算与实际测量值之间的差异主要是来自光脉冲中含有非线性啁啾部分.

结 论 含有啁啾的光脉冲经 F-P 标准具后谱宽和脉宽都将得到压缩, 光脉冲波形将出现非对称分布, 其脉冲峰值处的频率略有降低, 啁啾量减小, 脉宽谱宽积减小, 但不可完全达到极限值. 文中给出了线性啁啾近似下经 F-P 后光脉冲的谱宽计算公式, 以及脉冲宽度, 波形因子等与 F-P 参数的关系曲线. 实验结果与理论计算结果基本相一致.

利用增益开关半导体激光器加 F-P 光谱窗消啁啾的光源所产生的光脉冲虽然不是严格的双曲正割形, 但它作为光孤子通讯系统的光源在实验中已取得成功.

参 考 文 献

- [1] M. Nakazawa, K. Suzuki, E. Yamada *et al.*, 20 Gbit/s-1850 km and 40 Gbit/s-750 km soliton data transmissions using erbium-doped fiber amplifiers. *OFC' 93*, PD9
- [2] M. Nakazawa, K. Suzuki, Y. Kimura, Transform-limited pulse generation in the gigahertz region from a gain-switched distributed-feedback laser diode using spectral windowing. *Opt. Lett.*, 1990, 15(12): 715~717
- [3] C. Lin, G. Eisenstein, C. A. Burrus *et al.*, Fine structure of frequency chirping and FM sideband generation in single-longitudinal-mode semiconductor lasers under 10-GHz direct intensity modulation. *Appl. Phys. Lett.*, 1985, 46(1): 12~14
- [4] C. Desem, P. L. Chu, Effect of chirping on solution propagation in single-mode optical fibers. *Opt. Lett.*, 1986, 11(4): 248~250
- [5] Xu Baoxi, Gao Yizhi, Li Yanhe *et al.*, Generation of GHz repeat rate hyperbolic secant nearly transform-limited pulses. *Chinese J. of Lasers*, 1991, B2(4): 307~311
- [6] L. F. Mollenauer, J. P. Gordon, S. G. Evangelides, The sliding-frequency guiding filter: an improved form of soliton jitter control. *Opt. Lett.*, 1992, 17(22): 1575~1577

Function of F-P Spectral Window on Semiconductor Optical Soliton Sources

Xu Baoxi Gao Yizhi Li Yanhe Lou Caiyun
Zhou Jingyu Zhou Bingkun

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

(Received 4 May 1993; revised 28 January 1994)

Abstract The method of eliminating chirp for gain-switched laser by F-P spectral window is analysed theoretically. Under the linear chirp approximation, the expression of spectral width after F-P is derived. The dependents of pulse width, pulse waveform and waveform factor after F-P on the parameters of F-P are given. Experimental results are close to the theoretical analysis.

Key words optical soliton communication, ultrashort optical pulse, F-P etalon.