

飞秒脉冲制作啁啾光纤光栅的理论研究*

位恒政 张志刚 王淮生 柴路 王清月

(天津大学精密仪器与光电子工程学院超快激光研究室, 国家教育部光电子信息技术科学重点实验室, 天津 300072)

摘 要 提出了利用一束啁啾飞秒脉冲与另一束非啁啾飞秒脉冲相干制作啁啾光纤光栅的新方法, 并分析了其反射特性, 以及光栅结构与啁啾系数的关系, 讨论了其作为展宽器的应用, 为设计小型展宽器提供了理论基础.

关键词 啁啾光纤光栅; 飞秒脉冲; 展宽器

中图分类号 TN256 **文献标识码** A

0 引言

啁啾光纤光栅又称为非周期性光纤光栅, 由于其啁啾特性, 可用于光通信中的色散补偿, 超短脉冲的压缩, 在传感器中的应用更是广泛^[1,2]. 啁啾光栅, 主要是通过栅距非均匀或折射率非均匀实现的. 1993 年, Byron 等人首次提出了制作非均匀光栅的方法: 采用锥形光纤在均匀周期干涉条纹中曝光, 造成有效折射率 n_{eff} 沿光传播方向 Z 轴连续变化, 形成非均匀光纤光栅. 其后由于其光在光通讯、光纤传感及集成光学等领域具有巨大的应用前景而受到广泛关注, 光纤光栅的制作技术也不断发展. 就制作啁啾光栅而言, 目前较为成熟的技术是: 紫外激光双光束干涉法和相位掩模法^[3,4]. 这些技术, 都是利用双光干涉形成的均匀条纹, 加一定的辅助手段, 或者通过特定的模板, 制成啁啾光栅. UV 光源主要有准分子激光器(193nm、248nm)和倍频氩离子激光器(244~257 nm).

制作光栅和波导的材料一般是光敏和光折变材料. 光折变材料是晶体, 在光的作用下, 晶体内电子吸收光子跃迁到导带, 按光场分布漂移, 并被杂质造成的空穴俘获, 形成折射率的重新分布, 但是折射率的变化较小($\sim 10^{-4}$), 价格高. 光敏材料是非晶态玻璃, 目前还没有光敏效应物理机制的确切解释. 其折射率变化较大($\sim 10^{-2}$), 且价格便宜. 近年来, 光敏玻璃 As_2S_3 得到了充分的研究^[5,6], 其吸收边是 512 nm. 在波长 780 nm、重复频率在 82 MHz 皮秒激光的作用下, 通过双光子吸收^[5]也可以被用来制作光波导和全息光栅^[7~10].

本文讨论了飞秒啁啾脉冲与非啁啾飞秒脉冲在

As_2S_3 光纤中相干, 根据其干涉项的特点, 提出了一种形成啁啾光纤光栅的新方法. 并分析了这种啁啾光纤光栅的 Bragg 反射特性. 这个工作建立了时间啁啾与空间啁啾的联系, 期望能促进啁啾光纤光栅的研究, 推动飞秒激光的应用.

1 计算

假定从激光器发出的飞秒激光脉冲(中心波长 800 nm)倍频后(400 nm), 经分束镜 BS 分成两束, 其中一束经过时间啁啾系统, (如色散介质, 压缩器等)然后两光束成夹角为 2θ , 照射在光敏光纤上, 如图 1 所示.

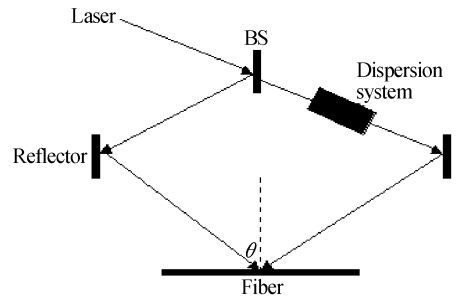


图 1 光纤光栅制作示意图

Fig. 1 Experimental Setup for fabrication of fiber gratings

假定两脉冲的初始位相均为 0, 啁啾脉冲 $E_1(t)$ 与非啁啾飞秒脉冲 $E_2(t)$ 电场强度的表达式可以写

$$E_1(t) = E_{01} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \cos\left(\omega_0 t + a \frac{t^2}{T^2}\right) \quad (1)$$

$$E_2(t) = E_{02} \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \cos(\omega_0 t) \quad (2)$$

式中, a 是啁啾系数, T_0 是脉冲光强极大值 $1/e$ 处的半宽度, ω_0 是脉冲的中心角频率. 对于变换极限脉冲, 群延迟色散与啁啾系数的关系为

$$D = 2aT_0^2 \quad (3)$$

并且展宽脉冲的极大值 $1/e$ 处的半宽度为

$$T = T_0(1 + 4a^2)^{1/2} \quad (4)$$

两束脉冲沿轴的电场表达式可以写为

$$E_{1x}(t) = E_{01} \sin \theta \exp\left(-\frac{t^2}{2T_0^2}\right) \cos\left[\left(\omega_0 t + a \frac{t^2}{T^2}\right) \cdot\right.$$

*国家重点基础研究专项经费(G1999075200-2)、国家自然科学基金(60178007)、中国博士后科学基金(2002032163)资助

Tel: 022-27404204 Email: wlh2z3@eyou.com

收稿日期: 2003-08-11

$$\sin \theta] \quad (5)$$

$$E_{2x}(t) = E_{02} \sin \theta \exp \left(-\frac{t^2}{2T_0^2} \right) \cos(\omega_0 t \sin \theta) \quad (6)$$

两束脉冲沿 x 轴传播的表达式为

$$E_{1x}(t, x) = E_{1x} \left(t - \frac{x}{\nu} \right) \quad (7)$$

$$E_{2x}(t, x) = E_{2x} \left(t + \frac{x}{\nu} \right) \quad (8)$$

其中 ν 是光波在光纤中传输的速度, 则时间平均强度沿 x 轴的分布

$$P(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}(t - \frac{x}{\nu}) + E_{2x}(t + \frac{x}{\nu})]^2 dt \quad (9)$$

将被积分部分展开

$$P(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}^2(t - \frac{x}{\nu}) + E_{2x}^2(t + \frac{x}{\nu})] dt + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}(t - \frac{x}{\nu}) E_{2x}(t + \frac{x}{\nu})] dt \quad (10)$$

通过变量代换 $t' = t - x/\nu$, 然后再作 $t = t'$ 的变量代换, 则积分式变为

$$P(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}^2(t) + E_{2x}^2(t)] dt + 2 \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}(t) E_{2x}(t + \frac{2x}{\nu})] dt \quad (11)$$

由于第一项的积分为常数, 所以只考虑第二项积分, 令

$$K(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} [E_{1x}(t) E_{2x}(t + \frac{2x}{\nu})] dt \quad (12)$$

应用广义积分计算 $K(x)$, 最后结果为

$$K(x) = \frac{1}{4} E_{01} E_{02} T_0 (\sin \theta)^2 \sqrt{\pi} \left[\frac{1 + 4a^2}{1 + a^2} \right]^{1/2} \cdot \exp \left(-\frac{x^2}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} \right) \cos \varphi \quad (13)$$

其中

$$\varphi = (2k_0 \sin \theta)x - \frac{a \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} x^2 - \varphi \quad (14)$$

$$k_0 = \omega_0 / \nu \quad (15)$$

$$\varphi = \arctan \frac{a}{1 + 2a^2} \quad (16)$$

x 处的波数 $k(x)$ 可以写为

$$K(x) = \frac{d\varphi}{dx} = 2 \left[k_0 \sin \theta - \frac{a \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} x \right] \quad (17)$$

令 $k(x) = 2k_p(x)$, $k(x)$ 是光栅的 Bragg 波矢, $k_p(x)$ 是脉冲在光栅中的波矢, 其中

$$k_p(x) = k_0 \sin \theta - \frac{a \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} x \quad (18)$$

从此式可以看出, $k_p(x)$ 与 x 成线性关系, 不同的波长将在不同的位置反射, 满足了啁啾光栅所需要的条件. 所以, 用此方法可以制作啁啾光纤光栅.

由式(13), 折射率的分布函数可近似表示为

$$n(x) = n_0 + \Delta n \exp \left(-\frac{x^2 \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} \right) \cos \varphi \quad (19)$$

1) n_0 是改变之前 As_2S_3 的折射率, Δn 是 As_2S_3 的折射率变化的最大值(0.01)形成光栅的长度 L_0 取折射率变化最大值 $1/e$ 处的半宽度 $L_0 = \nu T_0 \cdot \sqrt{(1 + a^2)/2 \sin \theta}$.

2) 光栅的空间周期为: $\Lambda(x) = 2\pi/k(x)$

$\Lambda(x)$ 可近似写为

$$\Lambda(x) = \frac{\lambda_0}{2n \sin \theta} + \frac{a \lambda_0^2}{8\pi^2 n_0^2 \nu^2 T_0^2 (1 + a^2) \sin \theta} x \quad (20)$$

其中 λ_0 是光在真空中的中心波长.

2 光纤光栅的群延迟色散 GDD

群延迟可以写为

$$\tau = 2\Delta x / \nu = 2(x - x_0) / \nu \quad (21)$$

式中 $2\Delta x$ 是光波成分在光栅中传输的路程, ν 是光波在光栅中传输的速度, x 是 $k_p(x)$ 在光栅中反射的位置, x_0 是光栅入射端的位置, 而群延迟色散可以写为

$$D_{\text{GDD}} = \frac{d\tau}{d\omega} \cong \frac{\Delta\tau}{\Delta\omega} \quad (22)$$

由 $k_p(x) = k_0 \sin \theta - \frac{a \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1 + a^2)} x$, 及 $k_p(x) = \omega / \nu$

可以得出

$$\frac{d\omega}{dx} = \frac{a \sin \theta}{\nu T_0^2 (1 + a^2)} \quad (23)$$

由 $\tau = 2\Delta x / \nu = 2(x - x_0) / \nu$ 可以得出

$$\frac{d\tau}{dx} = 2 / \nu \quad (24)$$

所以由以上两式可以得出

$$D_{\text{GDD}} = \frac{d\tau}{d\omega} = \frac{2(1 + a^2) T_0^2}{a \sin \theta} \quad (25)$$

当 $a \gg 1$ 时,

$$D_{\text{GDD}} = \frac{2a T_0^2}{\sin \theta} = \frac{D}{\sin \theta} \quad (26)$$

D 是入射啁啾脉冲的群延迟色散. 当参数 $D = 7 \times 10^6 \text{ fs}^2$, $T_0 = 35 \text{ fs}$, $\theta = 30^\circ$ 的极限变换脉冲进入光栅后, $D_{\text{GDD}} = 1.4 \times 10^7 \text{ fs}^2$, 可以将反射脉冲展宽到 $T = T_0 (1 + \frac{D_{\text{GDD}}}{T_0^4})^{1/2} = 400 \text{ ps}$.

3 反射特性分析

由于式(18)表示的是非均匀光栅, 我们应用 Round 方法^[13]来分析其 Bragg 反射特性. 调整入射角 θ , 可以将其中心谐振波长调整在 800 nm , 图 2 是一定条件 $a = 100$, $T_0 = 20 \text{ fs}$, $n = 2.6$, $\Lambda_0 = 0.01$ 的反射率曲线和位相曲线. 对图 2 中位相曲线做二

次曲线拟合

$\psi = -162.74779 - 1.89816 \times 10^{-13}(\omega - \omega_0) + 7.67983 \times 10^{-26}(\omega - \omega_0)^2$, 可以得出 $D_{\text{CDD}}/2 = 7.67983 \times 10^4 \text{ fs}^2$, 由式(3)、(26)可以得出: $D_{\text{CDD}}/2 = 8 \times 10^4 \text{ fs}^2$, 拟合结果与计算结果基本一致.

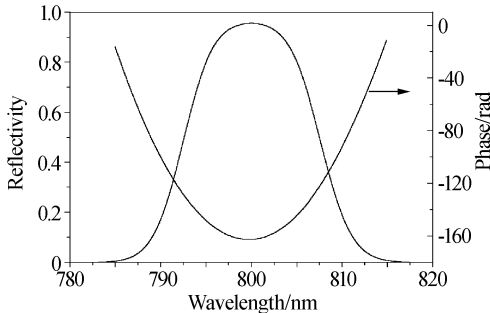


图2 光纤光栅的反射率及位相曲线

Fig. 2 The reflectivity and phase of fiber gratings

4 讨论

1) 当 $a=0$ 时, $k(x) = 2k_0 \sin \theta$, 这与没有啁啾的两脉冲的相干吻合, 符合布喇格衍射条件.

2) 当 a 值增加时, 条纹数和条纹区域的长度都随之增加. 光栅的长度 L_0 取折射率变化最大值 $1/e$ 处的半宽度 $L_0 = \nu T_0 \sqrt{(1+a^2)}/2 \sin \theta$.

3) 从 $K(x)$ 表达式可以看出, 其包含变迹因子 $\exp\left(-\frac{x^2 \sin \theta}{\nu^2 T_0^2 (1+a^2)}\right)$, 所以通过这种方法实际制得的是变迹啁啾光纤光栅. 变迹因子可以抑制反射谱线的旁瓣和群延迟曲线的振荡.

4) 当 $a=0$ 时, 通过调节入射角度, 可以使反射谱的中心波长为 800 nm. 通过调节 a 的大小, 调节反射光的脉宽, 制成的光纤光栅可以当作飞秒脉冲展宽器来用. 而且体积大大减小, 色散量的设计更为灵活.

5 结论

本文计算了一飞秒啁啾脉冲与非啁啾飞秒脉冲的在 As_2S_3 光纤中相干, 根据其干涉项的特点, 提出了形成啁啾光纤光栅的新方法. 用中心波长为 800 nm, 脉宽为 20 fs, 倍频后(400 nm), 飞秒脉冲来写光栅, 通过调整两束干涉光的夹角为 60° , 使光栅的中心谐振波长在 800 nm. 反射谱接近 20 nm. 当 $D_{\text{CDD}} = 1.4 \times 10^7 \text{ fs}^2$ 时, 可以将 35 fs 脉冲展宽至

400 ps 量级. 需要指出的是: 形成光栅的长度要受到入射脉冲啁啾大小的限制, 啁啾越大, 形成的光栅长度越长. 由于光纤光栅的体积小, 将其作为展宽器使用时, 有利于飞秒激光器的小型化, 推动飞秒激光的应用.

参考文献

- 张伟刚, 赵启大, 开桂云, 等. 新型光纤光栅扭转传感器研究. 光子学报, 2001, **30**(10): 1237 ~ 1239
Zhang W G, Zhao Q D, Kai Y, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(10): 1237 ~ 1239
- 蒙红云, 董新永, 赵春柳, 等. 一种结构新颖的光纤光栅有源传感器. 光子学报, 2001, **30**(10): 1234 ~ 1236
Meng H Y, Dong X Y, Zhao C L, et al. *Acta Photonica Sinica*, 2001, **30**(10): 1234 ~ 1236
- Askins C, Tasi T E, Williams G M, et al. Fiber Bragg reflector prepared by a single excimer pulse. *Opt Lett*, 1992, **17**(11): 833 ~ 836
- Patrick H, Gilbert S L. Growth of Bragg gratings produced by continuous-wave ultraviolet light in optical fiber. *Opt Lett*, 1993, **18**(18): 1484 ~ 1486
- Ken-ichi K, Nobuhiko, Sarukura, Masahiro, Hirano, Periodic nanostructure array in crossed holographic gratings on silica glass by two interfered infrared-femtosecond laser pulses. *Appl Phys Lett*, 2001, **79**(9): 1228 ~ 1230
- Meneghini C, Villeneuve A. As_2S_3 photosensitivity by two-photo absorption: holographic gratings and self-written channel waveguides. *J Opt Soc Am B*, 1998, **15**(12): 2946 ~ 2950
- Davis K M, Miura K, Sugimoto N, et al. Writing waveguides in glass with a femtosecond laser. *Opt Lett*, 1996, **21**(21): 1729 ~ 1731
- Kawamura K, Ogawa T, Sarukura N, et al. Fabrication of surface relief gratings on transparent dielectric materials by two-beam holographic method using infrared femtosecond laser pulses. *Appl Phys B*, 2000, **71**(1): 119 ~ 121
- Guillet H, Chatellus D, Freysz E. Characterization and dynamics of gratings induced in glasses by femtosecond pulses. *Opt Lett*, 2002, **27**(13): 1165 ~ 1167
- Krabel B, Malko A, Hollingsworth J, et al. Ultrafast dynamic holography in nanocrystal solids. *Appl Phys Lett*, 2001, **78**(13): 1814 ~ 1816
- Weller-Brophy L A, Hall D G. Analysis of waveguide gratings: application of Round method. *J Opt Soc Am A*, 1985, **2**(6): 863 ~ 870

Theory of Chirped Fiber Gratings Written by Femtosecond Laser Pulses

Wei Hengzheng, Zhang Zhigang, Wang Huaisheng, Chai Lu, Wang Ching-yue

Ultrafast Laser Laboratory, School of Precision Instruments & Optoelectronics Engineering, Key Laboratory of Optoelectronic Information Technical Science, Chinese Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072

Received date: 2003-08-11

Abstract An innovative way of making chirped fiber gratings is proposed by interference of two femtosecond laser pulses. One of pulses is frequency-chirped and the other is chirp-free. The relationship between the structure of the fiber grating and the chirp parameters is studied. The reflective characters of the gratings is also given. This is important for the fabrication of new kind of stretcher.

Keywords Chirped fiber gratings; Femtosecond laser pulses; Stretcher



Wei Hengzheng was born in Shandong Province in 1978. He is pursuing his M. S. degree at School of Precision Instruments & Optoelectronics Engineering of Tianjin University since 2001. His research interests include femtosecond pulse compensation technology, multi-pass amplifier, semiconductor saturable absorption mirror (SESAM), etc.