

微微秒超短脉冲的光学压缩

段春立* 赵庆春 陆雨田 董景元 郭晶华 何慧娟

(中国科学院上海光学精密机械研究所激光技术开放研究实验室, 上海 201800)

提 要

在研究了短光纤($L \sim L_w$)中受激喇曼散射的斯托克斯脉冲对基波脉冲能量箝位效应的基础上进行了脉冲压缩实验。以高泵浦功率($P=1600$ W)注入长度为 8.95 m 绿光单模光纤中,采用双光程的光栅对压缩结构,并引入空间频率窗口滤除自相位调制光谱的非线性啁啾部分,将 40 ps 的锁模 Nd:YAG 倍频光脉压缩至 <5 ps。

关键词: 光脉冲压缩, 受激喇曼散射箝位效应。

一、前 言

八十年代发展起来的利用超短光脉冲在单模光纤中传输时产生的自相位调制效应以及光栅对色散补偿的脉冲压缩方法,已成为当今产生微微秒或亚微微秒量级激光脉冲的主要手段。如果将此方法与碰撞锁模技术联合使用,可产生飞秒量级的超短光脉冲^[1]。

对于光纤-光栅对压缩光脉冲的方法已有许多理论和实验研究。Grishkowsky^[2]和 Tomlinson^[3]对光脉冲在单模光纤中传输所产生的自相位调制效应和光纤的群速度色散联合作用导致的光脉冲频谱、波形等变化及光栅对的负色散补偿压缩进行了理论分析和计算机模拟; Nakatsuka 等^[4]人选取恰当的单模光纤长度,使得光纤输出光脉冲的线性啁啾部分占据了 95% 以上的能量,得到了峰值功率比很高的压缩脉冲; Heritage^[5]于 1985 年利用空间频率窗口对啁啾脉冲的瞬时频谱进行空间滤波,抑制或消除非线性啁啾的高低频部分,获得了旁瓣小的压缩脉冲; Halas^[6]和 Dianov^[7]利用光纤的自相位调制和非线性双折射作用很好地抑制了压缩脉冲的旁瓣和基底; Weiner^[8]在实验中发现:由于光纤具有群速度色散作用,其受激喇曼散射的斯托克斯脉冲经过一段传输后与基波脉冲发生分离,因此基波光脉冲的能量受到箝位。在这种条件下进行脉冲压缩就可以得到输出能量稳定的压缩脉冲。

本文对脉冲锁模 Nd:YAG 倍频光脉冲(脉宽为 40 ps)进行了压缩实验,获得了 5ps 以下的压缩脉冲。文内对单模光纤中的受激喇曼散射,自相位调制非线性作用进行了数值计算,并计算了光栅对的压缩能力,其结果与实验基本一致。

二、实 验 装 置

图 1 是光纤-光栅对压缩光脉冲的实验装置。泵浦光源 Nd:YAG 脉冲锁模激光器,经

收稿日期: 1990 年 7 月 20 日; 收到修改稿日期: 1990 年 11 月 14 日

* 87 级硕士生。

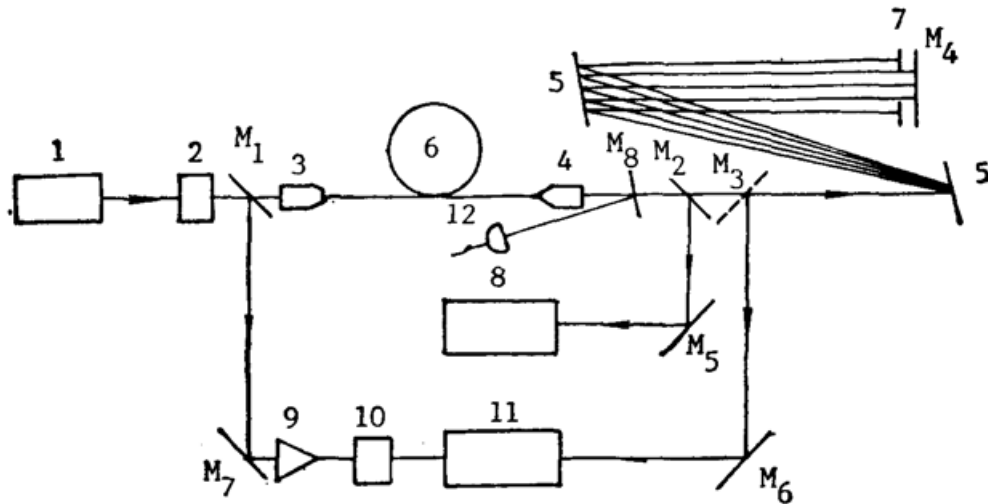


Fig. 1 Experimental setup

1. Mode-locked Nd:YAG laser; 2. KTP crystal for SHG; 3, 4. Microscope objectives; 5. A pair of gratings; 6. Single mode fiber; 7. Spatial frequency window; 8. Spectrograph; 9. Opto-electronic transducer; 10. Time-delayer; 11. Streak camera; 12. Silicon photodetector; $M_1, M_2, M_3, M_4, M_5, M_6, M_7, M_8$ Beam splitters; M_3, M_4, M_5, M_6, M_7 Mirrors

KTP 晶体倍频后输出, 其波长为 532 nm、脉宽为 40 ps 的光脉冲, 峰值功率最大可达 10 MW。实验中所使用的光纤是 532 nm 单模石英光纤*, 芯径 $3.8 \mu\text{m}$ 折射率差 $\Delta n \approx 0.4\%$ 。用 BWS-5K 条纹相机测量了压缩脉冲波形, 其时间分辨率为 5 ps; 使用 2 m 光栅摄谱仪记录光谱, 分辨率为 0.4 nm/mm, 并同时采用大面积 GaAs ($5 \times 5 \text{ mm}^2$) 光电池测量光脉冲能量, 其响应灵敏度可达 nJ 量级。

三、理论模型及数值计算

为了对单模光纤中受激励曼散射和自相位调制共同作用下的激光脉冲输出进行分析, 采用差分求解耦合波方程方法进行了模拟计算。在计算模型中引入了以下几个近似:

- (1) 由于泵浦光脉冲宽度远大于光纤的振动失相时间 ($\tau_p \gg T^{-1}$), 而采用准稳态近似;
- (2) 忽略磁化率张量随频率的变化;
- (3) 对于短光纤 ($L \sim 10 \text{ m}$) 条件采用一级色散近似, 即不考虑啁啾光谱导致的脉冲波形变化;
- (4) 慢变振幅近似。

另外, 只考虑一级斯托克斯脉冲与基波脉冲的相互作用。

设泵浦光和斯托克斯光电场分别为

$$\left. \begin{aligned} E_p(r, z, t) &= \frac{1}{2} A_p(r, z, t) \exp(-i\omega_p t + ik_p z) + \text{c.c.}, \\ E_s(r, z, t) &= \frac{1}{2} A_s(r, z, t) \exp(-i\omega_s t + ik_s z) + \text{c.c.}, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

非线性极化率可写为

* 由中国科学院上海硅酸盐研究所提供。

$$\left. \begin{aligned}
 P_p^{NL}(r, z, t) &= \frac{1}{2} \left\{ \left[i \frac{3}{2} \chi_R |A_s(r, z, t)|^2 + \frac{3}{4} \chi_{PM} (|A_p(r, z, t)|^2 + 2|A_s(r, z, t)|^2) \right] \right. \\
 &\quad \left. \cdot A_p(r, z, t) \cdot \exp(-i\omega_p t + ik_p z) + \text{c. c.} \right\}, \\
 P_s^{NL}(r, z, t) &= \frac{1}{2} \left\{ \left[-\frac{3}{2} i \chi_R |A_p(r, z, t)|^2 + \frac{3}{4} \chi_{PM} (|A_s(r, z, t)|^2 + 2|A_p(r, z, t)|^2) \right] \right. \\
 &\quad \left. \cdot A_s(r, z, t) \exp(-i\omega_s t + ik_s z) + \text{c. c.} \right\},
 \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

式中 χ_P, χ_{PM} 分别为磁化率的实部与虚部, 脚标 p, s 分别对应于泵浦光和斯托克斯光的物理量。将(1)式和(2)式代入麦克斯韦方程, 在慢变振幅近似下可得

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial a_p}{\partial \xi} + \left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_s} \right) \frac{\partial a_p}{\partial \tau} &= -\frac{\alpha_p}{2} |a_s|^2 a_p + i \frac{\gamma_p}{2} (|a_p|^2 + 2|a_s|^2) a_p, \\
 \frac{\partial a_s}{\partial \xi} &= \frac{\alpha_s}{2} |a_p|^2 a_s + i \frac{\gamma_s}{2} (|a_s|^2 + 2|a_p|^2) a_s, \\
 \tau = t - \frac{z}{v_p}, \quad \alpha_i &= 3\omega_i^2 \mu_0 \chi_R / 4k_i, \quad \gamma_i = 3\omega_i^2 \mu_0 \chi_{PM} / 8k_i, \\
 \xi = z, \quad (i = p, s)
 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 a_i 为电场的复振幅; v 为群速度。对(3)式进行差分求解, 就可以模拟光脉冲在单模光纤中的非线性传输过程。计算中参量为: 脉宽 40ps, 光纤芯径 $3.8 \mu\text{m}$, 无量纲色散 $D=0.071$ ($\lambda=532 \text{ nm}$), 非线性折射率系数 $n_2=1.1 \times 10^{-13}$ (e.s.u.); $\lambda=532 \text{ nm}$ 时, 受激喇曼散射增益系数 $g_0=0.93 \times 10^{-11} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$ (非保偏光纤)。

四、计算结果与实验结果及讨论

根据文献[9], 单模光纤中受激喇曼散射阈值功率 P_{CR} 为

$$P_{CR} = 1.97 \frac{A_{\text{eff}}}{g_0 L_{\text{eff}}}, \quad (4)$$

式中 A_{eff} 为有效作用面积, 这里近似认为是单模光纤芯的截面面积; g_0 为峰值受激喇曼散射增益系数, $\lambda=532 \text{ nm}$ 时, 对非保偏石英光纤 $g_0=0.93 \times 10^{-11} \text{ cm} \cdot \text{W}^{-1}$; 设 L_w 为受激喇曼散射的一级斯托克斯脉冲与基频光脉冲的分离长度, 有

$$L_w = \frac{\tau_p}{[(1/v_p) - (1/v_s)]}, \quad (5)$$

而 $L_{\text{eff}}=1.06 L_w$; 对 $\lambda_p=532 \text{ nm}$, $\tau_p=40 \text{ ps}$, 则 $L_w=6.94 \text{ m}$, $P_{CR}=326.4 \text{ W}$ 。

本文对短光纤 ($L \sim L_w$) 条件下的基波脉冲能量箝位效应做了实验研究。图 2 是光纤长度 $L=8.95 \text{ m}$ 时基波脉冲能量与总能量的关系曲线。532nm 光能量是用光栅把它从光纤输出中分离出以后测量的*。

研究表明: 当注入光纤的光脉冲峰值功率高于受激喇曼散射阈值时, 光脉冲在光纤中经过一段距离的传输后, 受激喇曼散射的斯托克斯脉冲便产生, 其位置与注入光脉冲功率有关。泵浦低, 产生斯托克斯脉冲的位置距光纤输入端较远; 泵浦高, 则位置靠近光纤输入

* 光栅的损耗实验前已标定好。

端^[9]。因此,对于短光纤($L \sim L_w$), 光纤输出的基波能量与总能量的关系与长光纤($L \gg L_w$)的情况不同; 当注入功率 $P < P_{CR}$ 时, 基波能量随总能量的变化呈线性变化。 $P \approx P_{CR}$ 时, 受激喇曼散射的斯托克斯光脉冲产生, 其位置距光纤输入端较远, 于是在输出端与基波脉冲尚未分开, 基波脉冲能量被斯托克斯脉冲消耗, 且随泵浦功率提高, 基波能量被消耗亦增大, 出现凹陷现象。此时的受激喇曼散射增益 G 为

$$G = g_0 \frac{P_0 L}{A_{eff}} \quad (6)$$

即增益 G 与基波峰值功率 P_0 有关。而当注入功率 $P \gg P_{CR}$ 时, 斯托克斯脉冲在距光纤输入端很近的位置产生, 在光纤输出端, 基波与斯托克斯脉冲分离(walk-off)。此时受激喇曼散射增益可写成

$$\left. \begin{aligned} G &= \frac{g_0 U_p}{|\alpha| A_{eff}} \\ U_p &= \int P(t) dt, \quad |\alpha| = \frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_s} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

即增益 G 依赖于基波光脉冲的能量 U_p , 而不是峰值功率 P_0 , 因此高的注入功率最初使斯托克斯脉冲产生并消耗基波脉冲能量。由(7)式可知, 基波脉冲能量的被消耗又导致受激喇曼散射的增益减小, 从而使得基波脉冲能量保持不变, 具有箝位效应。它对于超短脉冲的压缩, 尤其对于脉冲锁模器件输出的光脉冲压缩是很有意义的。

利用上述箝位效应和为了提高压缩脉冲的能量, 实验中采用 $L = 8.95 \text{ m}$ 的短单模石英光纤, 注入高的泵浦功率 ($P = 1600 \text{ W}$) 进行光脉冲压缩实验。

图 3 是光纤输出的基波脉冲光谱。由于受激喇曼散射的出现以及斯托克斯脉冲与基波脉冲的分离, 输出光谱呈非对称, 在长波方向因被斯托克斯脉冲消耗, 其光谱的单色亮度减小。图 4 是相应条件下的模拟结果, 两者定性一致, 由于图 3 是锁模脉冲列光谱, 图 4 是对

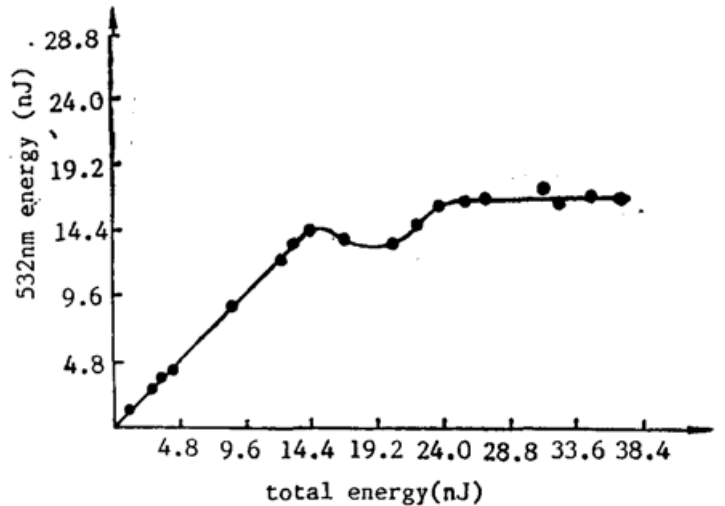


Fig. 2 Pulse energy of fundamental wave dependent on total pulse energy

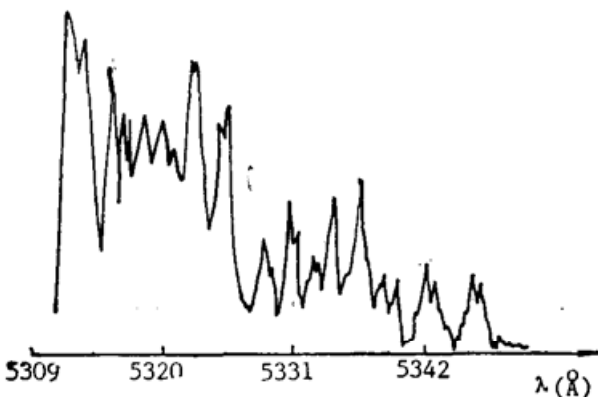


Fig. 3 Fundamental wave spectra from single mode fiber for $L = 8.95 \text{ m}$, $P = 1600 \text{ W}$

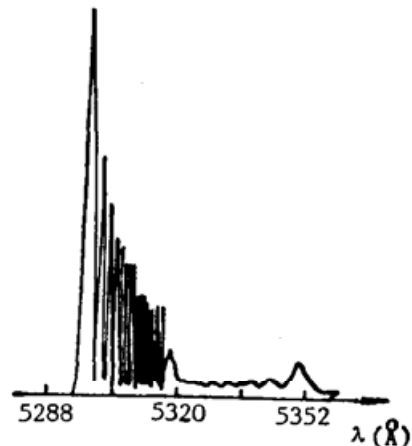


Fig. 4 Calculated fundamental wave spectra for $L = 8.95 \text{ m}$, $P = 1600 \text{ W}$

被压缩脉冲(单脉冲)模拟结果,因此在 532 nm 处两者差别较大。因为脉冲列中幅度低的脉冲在阈值附近或低于阈值,其输出谱仍在 532 nm 附近,与强脉冲在该处的光谱迭加后,造成 532 nm 处光谱亮度增加。

在脉冲压缩的实验中,采用双光程结构以获得圆光斑输出,同时引入空间频率窗口来改善由受激喇曼散射的斯托克斯波与基波相互作用产生的基波光谱的非线性啁啾和非对称。实验中窗口宽度对应于 $\Delta\lambda \approx 3 \text{ nm}$ 。调整光栅间距,当等效光栅对间距为 9.4 m 时,获得了最佳压缩脉冲,条纹相机测量结果为 5 ps*, 如图 5 所示。

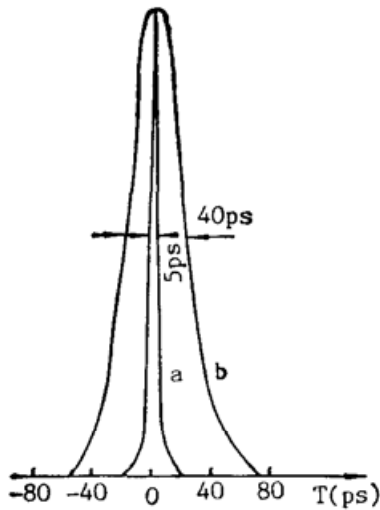


Fig. 5

(a) Compressed pulse; (b) Pumping pulse

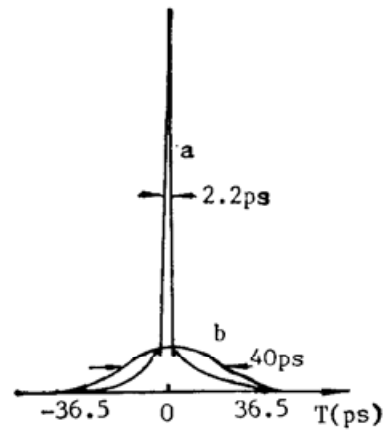


Fig. 6

(a) Calculated compressed pulse; (b) Pumping pulse

根据文献[10],对啁啾光脉冲通过平行放置的光栅对后的压缩进行了理论计算。压缩前后的脉冲波形如图 6 所示。在实验和计算中,光栅是 600 l/mm,利用其二级衍射,入射角 $\gamma = 13^\circ$,光栅间距 9.4 m。计算出压缩脉冲宽度为 2.2 ps。从图 5 的实验结果和图 6 的计算结果均可以看出:压缩脉冲的基底比较小且没有旁瓣,脉冲波形平滑。这说明压缩脉冲质量很好。

五、结 论

对于短光纤($L \sim L_w$)中产生受激喇曼散射的条件下,从基波脉冲能量与总能量关系的研究中认识到:斯托克斯脉冲消耗基波脉冲能量而使基波脉冲能量出现凹陷,如果在此之后,斯托克斯脉冲与基波脉冲分离,则基波脉冲能量保持不变,具有箝位效应。这一过程总是存在的,但是对光纤输出端的测量结果取决于光纤长度。光纤较长时($L \gg L_w$),凹陷存在于光纤之中,在输出端无法测量;反之,光纤较短($L \sim L_w$),这一过程可以在光纤输出端表现出来。

采用短光纤,高注入光功率产生具有受激喇曼散射作用的啁啾基波脉冲,此时基波脉冲能量稳定且比较高,引入空间频率窗口抑制非线性、非对称啁啾光谱。在这些措施下,可以得到能量高且稳定,基底小,无旁瓣的压缩脉冲。

参加工作的还有李永春、顾圣如、钱林兴、赵隆兴等同志。感谢上海硅酸盐研究所张翔

* 因为条纹相机的分辨率是 5 ps,所以实际脉冲宽度应小于 5 ps。

同志对本工作的大力支持。

参 考 文 献

- [1] W. H. Knox *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **46**, No. 12 (Jun), 1120~1121.
- [2] D. Grischkowsky *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 1 (Jul), 1~3.
- [3] W. J. Tomlinson; *J. O. S. A. (B)*, 1984, **B1**, No. 2 (Apr), 139~149.
- [4] H. Nakatsuka *et al.*; *Phys. Rev. Lett.*, 1981, **47**, No. 3 (Sep), 910~913.
- [5] J. P. Heritage *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1985, **47**, No. 2 (Jul), 87~95.
- [6] N. J. Halas *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, **41**, No. 3 (Aug), 223~225.
- [7] E. M. Dianov *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1989, **25**, No. 4 (Apr), 828~835.
- [8] A. M. Weiner *et al.*; *J. O. S. A. (B)*, 1988, **B5**, No. 2 (Feb), 364~372.
- [9] R. H. Stolen *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **22**, No. 11 (Nov), 2154~2160.
- [10] E. B. Treacy *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1969, **5**, No. 9 (Sep), 454~456.

Optical compression of ultrashort ps pulses

DUAN CHUNLI, ZHAO QINGHUN, LU YUTIAN, DONG JINGYUAN, GUO JINHUA AND HE HUIJUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 20 July 1990; revised 14 November 1990)

Abstract

Pulse compression experiment was conducted by studying the clamping effect of Stokes pulses in SRS of short optical fiber ($L \approx L_w$) on pulse energy of fundamental wave. With the high pumping power ($P = 1600$ W) injecting into a 8.95 m long monomode optical fiber for green light, mode-locked and frequency doubled Nd:YAG laser pulse of 40 ps was compressed to have the duration of less than 5ps (due to the limitation of temporal resolution of the streak camera), by employing the configuration of a pair of grating with double optical path length, and filtering out the portion of nonlinear chirp of SPM spectrum with the spatial frequency window.

Key words: optical compression of pulse, SRS clamping effect.