

用后向散射压缩器产生超高强度激光*

孟绍贤 杨镜新 钱列如 逯其荣

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

报道自制的一台小型的激光系统, 用后向布里渊散射与光栅压缩系统组合, 把 5 ns 激光脉冲压缩到 40 ps, 压缩率大于 100 倍。

关键词 后向布里渊散射, 自相位调制, 光压缩器。

1 引 言

目前, 激光研究的热点之一是: 通过啁啾放大的方法来获得光强大于 10^{17} W/cm² 的极高亮度的激光源。为获得如此高的光强, 通常采用稳定的连续锁模激光器作振荡源, 从中选出单一脉冲经过光纤的自相位调制和色散, 使脉冲加宽到几百皮秒、光谱加宽达几个 nm, 然后经再生放大器放大, 能量由 nJ 增强到 mJ, 增益达 10^6 倍, 再经过多级棒状放大器达到适当能量, 最后用光栅对进行压缩, 从而获得皮秒高强度激光^[1~6]。但是, 这类系统对振荡器的稳定性要求非常高, 对再生放大的稳定及与振荡器的同步特性要求亦较高, 是个技术比较复杂系统。

本文提出一个比上述啁啾放大系统简单得多的系统。不用光纤而用具有大的非线性效应和色散的有机液体。将毫微秒调 Q 脉冲聚焦于四氯化碳样品盒中, 在后向布里渊散射过程同时存在变窄(几百皮秒)和自相位调制并呈现正色散。这样, 光谱加宽的亚毫微秒脉冲经过放大再用具有负色散的光栅-棱镜系统进行压缩, 便可获得高强度的皮秒光脉冲。本文介绍初步实验。将 5 ns 的调 Q 脉冲压缩成脉宽小于 40 ps 的皮秒脉冲。

2 基本 原 理

作为布里渊介质的 CCl₄, 作者曾研究过^[7]它在皮秒脉冲作用下的喇曼光谱及光谱加宽特性, 由于振动波数 459 cm^{-1} 较小, 可产生多级斯托克斯和反斯托克斯光谱, 并伴有由自相位调制引起的加宽。而在毫微秒脉冲作用下, 主要表现为布里渊效应, 由后向布里渊散射中脉冲增益变窄的结果而造成散射光脉冲宽度小于泵浦光脉冲宽度, 并同时存在由自相位调制引起的光谱加宽。

由折射率变化所引起的相位变化 $\Delta\phi(t)$ 为

收稿日期: 1991年7月15日; 收到修改稿日期: 1991年9月16日

* 本课题获国家 863 高技术基金支持。

$$\Delta\phi(t) = \omega_0 t - \left(\frac{2\pi n_0 L}{\lambda} \right) - \left[\frac{2\pi n_2 I(t)}{\lambda} \right] L, \quad (1)$$

考虑到本文实验采用的是会聚光束, 光强与时间、位置都有关, 因此, 式中 $I(t)L$ 的表达式为

$$I(t)L = \int_0^L \frac{E(t)}{\tau A(z)} dz, \quad (2)$$

式中 $E(t)$ 为入射光能; τ 为入射光脉冲宽度, 为了简化问题, 可把 τ 视作常数; $A(z)$ 为面积

$$A(z) = \pi\omega_0^2 + (\pi\omega^2/f^2)(f-z)^2, \quad (3)$$

式中 $\omega_0 = (f\lambda/\pi\omega)$ 为焦面的光束半径; ω 为入射光束半径; f 为透镜焦距; λ 为泵浦波长, z 轴取泵浦光传播方向, 透镜处取零点. 因此, 瞬时频率

$$\frac{d\phi(t)}{dt} = \omega = \omega_0 - \frac{2\pi n_2}{\lambda} \cdot \frac{d}{dt} \int_0^L \frac{E(t)}{\tau A(z)} dz, \quad (4)$$

当泵浦脉冲为高斯型时, 可求出最大瞬时频移

$$\Delta\omega = \frac{16(ln^2)\sqrt{\frac{2\pi}{e}} n_2 E_0}{\lambda^2 \tau^2} \tan^{-1} \left(\frac{L}{z_R} \right), \quad (5)$$

式中 $z_R = \lambda f^2/\pi\omega^2$. 由此便可求出啾啾量

$$b = \frac{16(ln^2)^{3/2} \sqrt{\pi/e} n_2 E}{\lambda^2 \tau^2} \tan^{-1}(L/z_R). \quad (6)$$

应该指出, 频移和啾啾包括两部分, 一部分由泵浦光产生, 另一部分由后向布里渊散射光产生. 由于后向布里渊散射能量反射率大于 70%, 其脉冲宽度比泵浦光脉冲宽度压窄 10 倍以上, 因此布里渊散射产生的激光脉冲在频移和啾啾方面起着更重要的作用, 而泵浦光脉冲的影响可忽略.

用光栅对压缩器可对上述正啾啾进行补偿, 可获得变换限制的脉冲. 其色散补偿条件^[8]为

$$S = \frac{\pi c^2 d^2 \cos^2 \theta_0}{\lambda^3 b}, \quad (7)$$

式中 S 为光栅对间隔; d 为光栅常数; θ_0 为衍射角, 可由光栅方程 $m\lambda = d(\sin \alpha + \sin \theta_0)$ 求出, 其中 m 为衍射级次, 一般取 $m=1$, α 为光束入射角.

根据上述分析, 可以看到, 利用后向布里渊散射与光栅压缩器组合也可以获得高强度皮秒光脉冲.

3 实验结果与讨论

实验装置如图 1 所示. 采用 Nd:YAG 染料调 Q 激光器作振荡器, 调 Q 染料为 BDN 溶于 1.2——二氯乙烷溶液, 腔长取 35 cm 以便获得短的调 Q 激光脉冲. 激光经过格兰棱镜起偏, 再经 $\lambda/4$ 波片, 使激光由线偏振光变为圆偏振光, 并通过长焦距透镜聚焦于四氯化碳的布里渊盒中. 当激光强度达到布里渊散射阈值时, 产生后向布里渊散射, 再经过 $\lambda/4$ 波片, 变为与入射偏振方向旋转 90° 的线偏振光, 并由格兰棱镜分出. 这时, 后向布里渊散射的光脉冲波长向红外移动零点零几纳米, 光谱宽度由于强光自相位调制作用产生加宽, 而布里

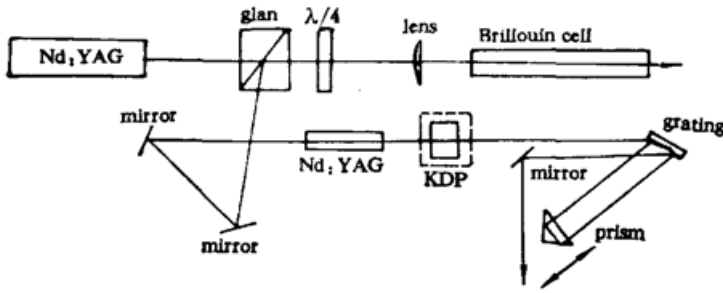


Fig. 1 Experimental setup for nonlinear compressor

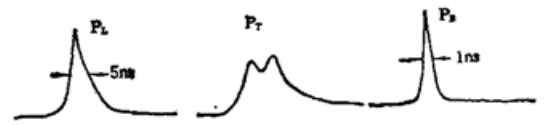


Fig. 2 Oscilloscope traces of the incident laser pulse P_L , the transmitted laser pulse P_T in CCl_4 , and the backward Brillouin pulse P_B

渊脉冲宽度则由于增益变窄效应,远短于入射激光脉宽. 这个脉冲,再经过一级 Nd:YAG 放大器放大后由 1200 line/mm 的光栅与直角棱镜组成的系统压缩,并用条纹相机观测脉冲在压缩前后的变化.

利用示波器观察并拍摄振荡器输出波形,透过布里渊盒的波形及后向布里渊光脉冲波形,示于图 2. 由图 2 看出,振荡器输出脉冲的半宽度约 5 ns. 由透过布里渊盒的波形可以判断,后向布里渊散射有一定阈值特性. 达到阈值后,布里渊散射将倒空泵浦光. 而由于增益变窄效应,布里渊光脉冲远短于泵浦脉冲,达到示波器响应极限的范围内.

利用光栅-棱镜系统代替光栅对压缩器的优点是:减少一个光栅,降低工艺价格,且所占的空间也减小了. 本文实验调整棱镜相对于光栅距离,这等效于改变光栅对距离. 因此,上述推导的光栅压缩公式照样成立.

利用条纹相机测量受激布里渊散射光的脉宽和经光栅压缩后的脉宽,当光栅与棱镜间距调到 1.05 m——相当于光栅对间距 2.1 m 时,获得了最佳压缩,结果见图 3.

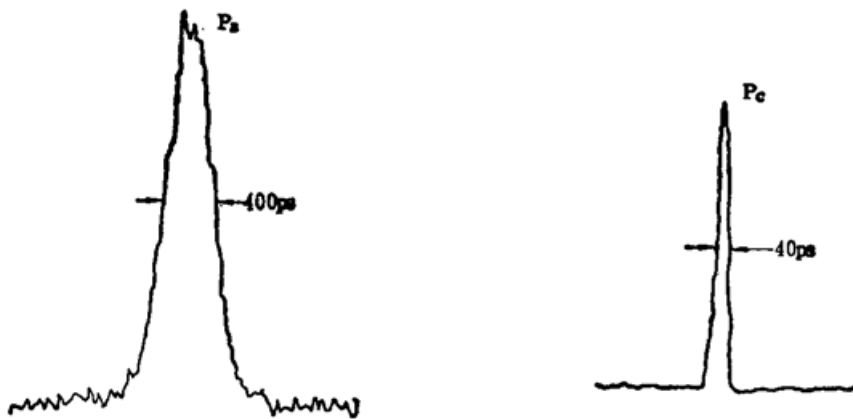


Fig. 3 Streak camera record of the backward Brillouin pulse P_B and the compressed pulse P_C

此时,条纹相机扫速在 5 ns 档,后向布里渊脉宽 380 ps,经过压缩器后的脉冲波形半宽仅为 4 道(条纹相机空间分辨率为 7 道). 这就可以说,压缩后脉宽远小于 40 ps,即经过压缩器后脉冲压缩了 10 倍,证实了布里渊散射过程中存在自相位调制.

有关后向受激散射的压缩特性作者曾作过详细讨论^[9,10],现在主要讨论自相位调制特性. 在后向散射过程中,泵浦到后向布里渊光散射能量转换效率大于 70%,后向散射光功率由于脉冲压缩特性,明显大于泵浦光功率. 因此,自相位调制主要由后向散射光引起.

将实验数据和有关参数代入(6)式,可求出自相位调制最大频率加宽. 如,四氯化碳

$n_2 = 2.5 \times 10^{-13}$ esu, 后向布里渊散射脉冲能量 $E_0 = 60$ mJ, 脉宽 $\tau = 400$ ps, 自相位调制加宽 0.1 nm 以上, 用光栅-棱镜压缩系统可获得 30 ps 脉冲, 与小于 40 ps 的实验测量结果基本上一致, 说明理论和实验相符合.

将布里渊光脉冲进行倍频再经过光栅压缩器, 在相同条件下观察不到压缩, 根据(7)式不难理解, 因为光栅间隔的补偿条件与 λ^3 成反比. 要压缩 532 nm 的光, 就需将本实验的光栅-棱镜间距扩大 8 倍, 限于条件, 作者没进行此实验.

本文叙述了一种获得高亮度短脉冲激光的新方法, 用实验结果证实了理论思维的正确性, 这种新方法相对已有的方案, 既简单又灵活, 可根据不同要求插入布里渊散射装置, 适当增强自相位调制, 可获得 1 ps 左右的高强度激光脉冲.

参 考 文 献

- [1] P. Maine *et al.*, *IEEE J. Q. E.*, 1988, **24** (2): 398
- [2] M. H. R. Hutchinson. *Contemp. Phys.*, 1989, **20** (5): 355
- [3] F. G. Patterson *et al.*, *Proc. SPIE*, 1989, **1040**: 160
- [4] E. G. Patterson *et al.*, *Proc. SPIE*, 1990, **1229**: 2
- [5] C. Sauteret *et al.*, *Opt. Lett.*, 1991, **16** (4): 238
- [6] M. C. Downer *et al.*, *Proc. SPIE*, 1990, **1209**: 166
- [7] 孟绍贤等. *光学学报*, 1985, **5** (7): 640
- [8] S. A. Akhmanov *et al.*, *Sov. Phys. Usp.*, 1986, **29**, (7): 642
- [9] 孟绍贤等. *强激光与粒子束*, 1990, **2** (2): 203
- [10] 孟绍贤等. *高速摄影与光子学*, 1991, **20** (1): 99

Generation of ultra-high intensity laser using backward scattering compressor

MENG SHAOXIAN YANG JINGXIN QIAN LIEJIA LU QIRONG

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

(Received 15 July 1991; revised 16 September 1991)

Abstract

Combination of backward Brillouin scattering and grating compressor has made possible the production of extremely bright laser sources. The first step towards the realization of such a source is the development of small size laser system. Using this suggestion, 100 times pulse compression of an 5 ns initial puls down to 40 ps is obtained.

Key words backward Brillouin scattering, self-phase modulation, optical compressor