

利用光谱展宽再压缩技术实现 5.1 fs 亚毫焦耳激光脉冲

朱江峰, 王鹏, 韩海年, 滕浩, 魏志义*

中国科学院物理研究所重点实验室, 北京 100190

* 联系人, E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

收稿日期: 2007-04-24; 接受日期: 2007-07-13

国家自然科学基金资助项目(批准号: 60490280, 60225005, 60621063, 60608003)

摘要 采用光谱展宽再压缩的方法, 将能量为 0.8 mJ、脉冲宽度为 25 fs 的激光脉冲注入充有一定气压的空芯波导光纤中. 由于自相位调制效应, 将入射激光光谱展宽到 460~950 nm. 采用啁啾镜的组合将它压缩至所对应的极限脉冲. 经优化各参数, 获得了脉冲宽度为 5.1 fs, 单脉冲能量为 400 μ J, 对应峰值功率为 80 GW 的激光脉冲.

关键词

空芯波导光纤
自相位调制
超连续
脉冲压缩

超短脉冲激光特别是高能级的周期量级的激光脉冲不仅是激光科学的重要内容, 而且也有广泛的应用前景, 如飞秒化学^[1]、光学频率梳^[2]、高次谐波的产生^[3]、强场物理等^[4], 特别是自 2003 年产生单个的阿秒脉冲以来, 采用阿秒脉冲探测原子内部的瞬态动力学已成为当前物理学前沿研究的重要内容^[5]. 高能级的周期量级激光脉冲是产生单个的阿秒脉冲的驱动光源, 同时它本身也在凝聚态物理、生命科学、纳米制作与纳米加工等方面起着越来越重要的作用. 所以研究输出脉宽更短、能量更强的超短激光脉冲, 一直是人们努力的重要方向. 利用棱镜对和双啁啾镜补偿腔内色散, Jung 等人^[6]直接从钛宝石振荡器中获得了 6.5 fs 的激光脉冲. Baltuska 等人^[7]利用腔倒空自锁模钛宝石激光器实现了 4.6 fs 的超短激光脉冲输出. 然而, 从钛宝石振荡器中直接输出的激光脉冲能量很低, 只有纳焦耳的量级, 大大限制了其应用范围. 而在 1996 年 Nisoli 等人^[8]利用光谱展宽再压缩技术, 将从啁啾脉冲放大系统中输出的激光脉冲注入充有一定气压的空芯波导光纤中, 激光脉冲的光谱展宽后再通过棱镜对压缩实现了 10 fs, 240 μ J 的激光脉冲. 此后采用这种技术并优化色散补偿获得脉冲宽度小于 5 fs, 单脉冲能量达到 0.5 mJ 的激光脉冲^[9]. 最近更是有文献报道了利用空间光调制器(SLM)来精确补偿啁啾脉冲的相位^[10], 从而获得了脉冲宽度为 2.6 fs、仅包含 1.3 个光学周期的周期量级光脉冲.

本文介绍利用空芯波导光纤与啁啾色散补偿镜相结合的方法, 将能量为 0.8 mJ、脉冲宽度

为 25 fs 的激光脉冲展宽再压缩获得脉冲宽度为 5.1 fs、单脉冲能量为 400 μJ 的高能量周期量级的激光脉冲, 为周期量级激光脉冲与物质相互作用提供了有力的工具.

1 实验原理

由脉冲的光谱宽度与时间宽度的乘积为常数可知激光脉冲的时间宽度越短, 所对应的光谱宽度就越宽. 所以要获得更短的激光脉冲, 首先要将脉冲的光谱展宽, 使该光谱能支持更短的脉冲. 激光脉冲光谱展宽通常由脉冲在介质里如惰性气体的非线性自相位调制来实现, 但脉冲在气体中的自由传输, 与气体相互作用的距离仅限于它的瑞利长度, 其作用长度有限, 所以引入一个充有一定气压的波导光纤, 以增加脉冲在气体中的传播距离, 使脉冲光谱充分被展宽, 分别向短波方向和长波方向产生新的频谱成分. 脉冲在气体中传输时所引入的色散则由后面的色散补偿系统补偿, 进而压缩到该光谱所对应的极限脉宽, 获得周期量级的高能量激光脉冲. 由于空芯光纤允许大的模体积, 所以特别适合大能量的激光脉冲. 另外, 采用惰性气体作为相互作用介质主要是由于惰性气体具有较大的三阶非线性系数, 可以容易地通过控制气体的类型和气压来控制非线性强度, 而且它还具有高的多光子电离阈值, 能承受更高的激光能量.

光波沿着空芯波导光纤的传播可以看作是在光纤内表面的掠入射反射, 由于多次反射损耗, 只有基模可以通过相当长的光纤, 而高阶模由于比较大的损耗, 几乎不能从光纤中输出. 当光纤的芯径远远大于光波波长时, 最低损耗的模式是 EH_{11} 模, 其强度分布可以表示为

$$I(r) = I_0 J_0^2(2.405r/a), \quad (1)$$

式中 I_0 为峰值强度, J_0 为零阶贝赛尔函数, a 为光纤内芯的半径.

假设入射激光是高斯脉冲, 在忽略色散和自聚焦的情况下, 经过长度为 l 的光纤后, 由于自相位调制的作用, 其最大的光谱展宽由下式给出^[8]:

$$\delta\omega_{\max} = 0.86\gamma P_0 z_{\text{eff}}/T_0, \quad (2)$$

式中 $z_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha l)]/\alpha$, α 为传播常数的虚部; P_0 为脉冲峰值功率; T_0 为脉冲宽度; γ 为非线性系数, 由 $\gamma = n_2\omega_0/cA_{\text{eff}}$ 给出, n_2 为非线性折射率常数, ω_0 为激光中心频率, c 为光速, A_{eff} 为有效模面积. 对于特定的气体参数和光纤参数, 就可以根据(2)式计算出最大的光谱展宽.

2 实验装置及实验过程

图1为整个实验的光路示意图. 系统的前端是一台标准的啁啾脉冲放大系统, 输出脉冲宽度约为 25 fs、单脉冲能量为 800 μJ 、重复频率为 1 kHz 的激光脉冲. 从放大器中输出的激光脉冲首先经过一个焦距为 1.5 m 的高损伤阈值宽带增透聚焦透镜和两个高损伤阈值宽带反射镜聚焦耦合进入空芯导波光纤中. 导波光纤的内径为 250 μm , 外径为 1.6 mm,

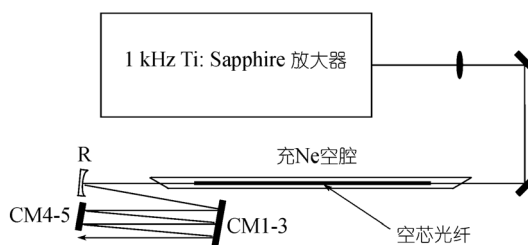


图1 实验装置示意图

CM1-3 和 CM4-5 为啁啾镜; R 为银反射镜

长度大约为 1.1 m, 材料基质是熔融石英. 将它固定在一个 V 型槽上, 并放置在一个端面密封的腔内. 腔的两端是布儒斯特角放置的石英窗口, 厚度为 0.5 mm, 整个腔长为 1.6 m, 导波光纤就放置于腔的中心. 整个腔体放置在两个精密调节的二维平移台上, 可以在水平和竖直二维方向上精密调节. 在实验中, 仔细调节导波光纤的位置, 使聚焦后的激光完全同轴通过空芯光纤. 当腔内充入合适压强的惰性气体时, 可以看到在光纤输出端口输出超连续白光, 再用一个曲率半径为 2 m 的银镜 R 对超连续白光进行准直, 并分别依次通过 5 次啁啾镜(CM1-3, CM4-5)进行色散补偿, 最后可得到接近傅里叶变换极限的几个飞秒的高能量激光脉冲.

3 实验结果及分析

啁啾脉冲放大系统输出能量为 800 μJ 、光谱宽度为 40.2 nm、脉冲宽度为 25 fs 的激光脉冲, 图 2 为该激光脉冲的光谱测量曲线和脉冲宽度测量曲线. 其时间带宽积 $\Delta\tau \cdot \Delta\nu = 0.492$, 可见该激光脉冲已经接近傅里叶变换极限.

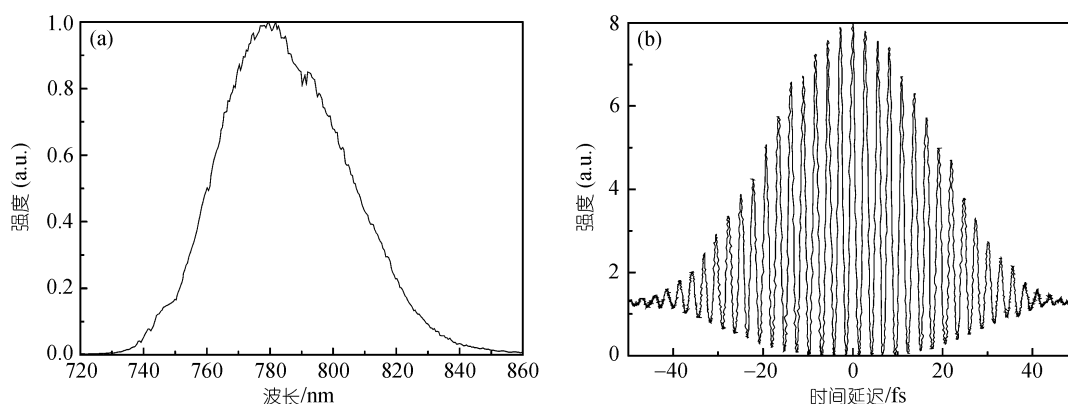


图 2 (a) 放大器输出脉冲的光谱图, 中心波长 $\lambda_c = 783 \text{ nm}$, 光谱宽度 $\Delta\lambda = 40.2 \text{ nm}$; (b) 测量得到的干涉自相关曲线, 脉冲宽度为 25 fs

实验中腔体内充入一定气压的氦气, 将入射激光注入到波导光纤中, 优化耦合后可以获得输出的功率为 400 mW, 对应的耦合效率为 50%. 当腔内充入不同压强的氦气时, 由于激光在气体中的自相位效应调制强弱不同, 出射激光的光谱展宽效率也不一样. 图 3 为当气压分别为 0.5, 1.0 和 1.5 atm (1 atm = $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$) 时出射激光的光谱分布. 可以看出, 当充气气压增大时, 自相位调制效应增强, 出射激光的光谱展宽得越宽. 所以我们就可以根据需要来调节腔内气压, 来获得不同的展宽效率.

从波导光纤中出射的激光光束有大约 10 mrad 的发散角, 在距离出射窗口 0.5 m 的地方放置一个曲率半径为 2 m 的银镜, 可以把它准直成为平行光束. 激光脉冲从压缩器中输出后, 依次经过了熔融石英透镜、石英窗口、波导光纤中的氦气以及空气等色散介质, 使其带有很大的啁啾. 为了补偿介质引起的色散, 获得接近零啁啾的超短脉冲, 我们用啁啾镜的组合来补偿二阶色散, 如图 1 中的 CM1-3 和 CM4-5 为 5 个啁啾镜, 出射激光在每个啁啾镜上面反射一次, 入射角要求小于 7° . 5 个啁啾镜的总 GDD 由图 4 示出. 这 5 个啁啾镜的组合预补偿了以下几种介

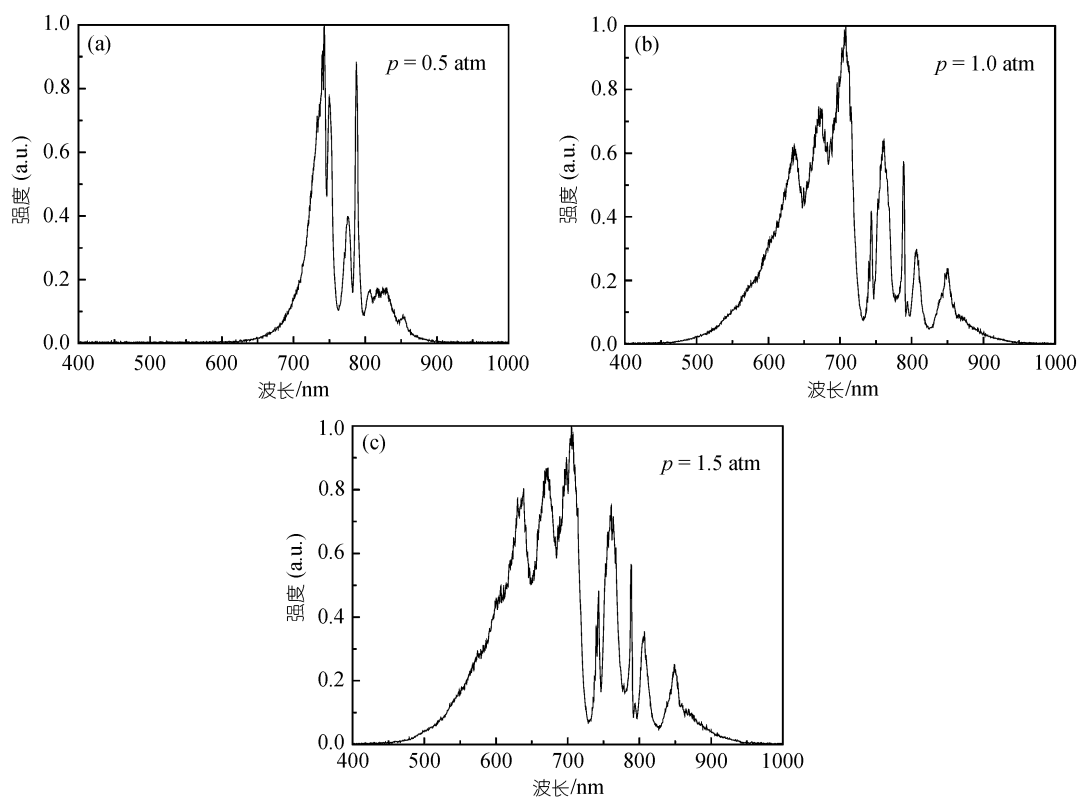


图 3 不同气体压强下的光谱展宽图

质的色散量: 3 mm 的熔融石英、3 m 的空气和 1 m 长的充有 1.5 atm Ne 的空芯光纤. 对于我们的实验装置来说, 可以完全补偿材料带来的正色散.

由于波导光纤中不同气压所对应的自相位调制强弱不同, 这样光谱展宽也不相同. 通过优化充气的气压和采用不同的啁啾色散镜的组合, 我们在气压为 1.5 atm 时获得了最窄的脉冲宽度, 其光谱和脉冲宽度测量曲线如图 5 所示. 可以看出, 实验获得的激光脉冲宽度为 5.1 fs, 光谱覆盖范围为 550~950 nm 的超宽带光谱, 理论上该光谱对应的傅里叶变换极限脉冲宽度为 4.0 fs. 可见获得的是接近零啁啾的周期量级脉冲. 当气压继续增大时, 虽然光谱展宽略有增加, 但是增加得不明显, 而且这个时候多光子电离效应变得比较严重, 一方面消耗了入射激光脉冲的能量, 另一方面也造成了输出脉冲的不稳定. 所以 1.5 atm 是比较合适的充气气压.

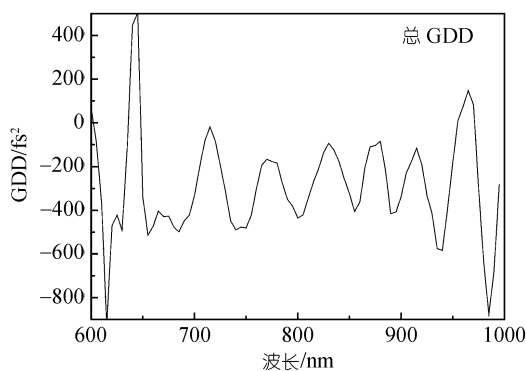


图 4 啁啾镜的总 GDD 与波长的关系

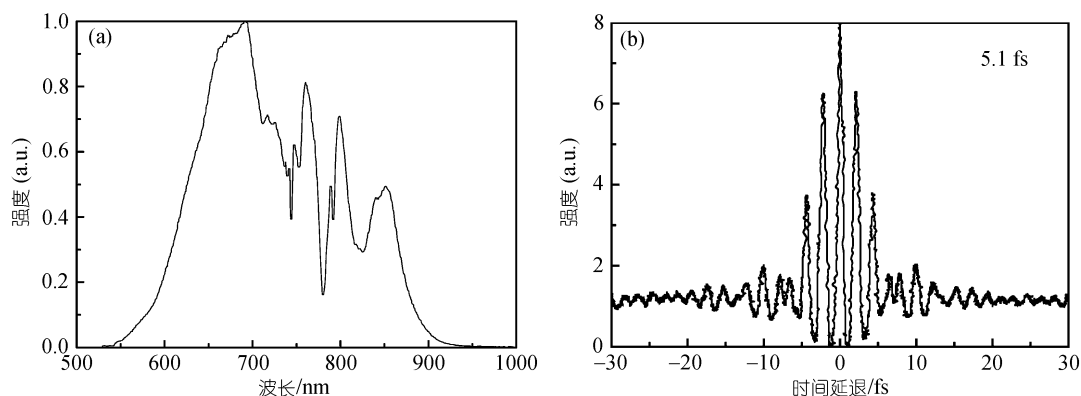


图5 色散补偿后的脉冲光谱(a)和干涉自相关曲线(b)

4 结论

将脉冲宽度为 25 fs、能量为 800 μJ 的激光脉冲通过聚焦耦合进入充有一定气压的氖气的空芯波导光纤中, 由于激光脉冲在惰性气体中的自相位调制效应, 脉冲的光谱被展宽, 然后利用啁啾镜的组合来补偿脉冲色散, 获得了脉冲宽度为 5.1 fs、单脉冲能量为 400 μJ 的超短超强激光脉冲。这为周期量级超短超强激光脉冲与惰性气体相互作用产生高次谐波, 进而驱动产生单个阿秒脉冲提供了强有力的实验平台。

致谢 感谢程昭博士的有益帮助和讨论。

参考文献

- 1 Zhong D P, Zewail A H. Femtosecond real-time probing of reactions. 23. Studies of temporal, velocity, angular, and state dynamics from transition states to final products by femtosecond-resolved mass spectrometry. *J Phys Chem A*, 1998, 102(23): 4031—4058
- 2 韩海年, 魏志义, 张军, 等. 飞秒钛宝石激光脉冲的载波包络相移测量研究. *物理学报*, 2005, 54: 155—158
- 3 Shan B, Ghimire S, Chang Z H. Effect of orbital symmetry on high-order harmonic generation from molecules. *Phys Rev A*, 2004, 69: 021404
- 4 Li Y T, Yuan X H, Xu M H, et al. Observation of a fast Electron Beam Emitted along the surface of a target irradiated by intense femtosecond laser pulses. *Phys Rev Lett*, 2006, 96: 165003
- 5 Baltuska A, Udem T, Uiberacker M, et al. Attosecond control of electronic processes by intense light fields. *Nature*, 2003, 421: 611—615
- 6 Jung I D, Kartner F X, Matuschek N, et al. Self-starting 6.5-fs pulses from a Ti:sapphire laser. *Opt Lett*, 1997, 22(13): 1009—1011
- 7 Baltuska A, Wei Z Y, Pshenichnikov M S, et al. Optical pulse compression to 5 fs at a 1-MHz repetition rate. *Opt Lett*, 1997, 22(2): 102—104
- 8 Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O. Generation of high energy 10 fs pulses by a new pulse compression technique. *Appl Phys Lett*, 1996, 68(20): 2793—2795
- 9 Sartania S, Cheng Z, Lenzner M, et al. Generation of 0.1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate. *Opt Lett*, 1997, 22(20): 1562—1564
- 10 Matsubara E, Yamane K, Sekikawa T, et al. Generation of 2.6 fs optical pulses using induced-phase modulation in a gas-filled hollow fiber. *J Opt Soc Am B*, 2007, 24(4): 985—989