

采用啁啾反射镜色散补偿的 7 fs 掺钛 蓝宝石激光振荡器

赵研英 王 鹏 张 炜 田金荣¹⁾ 魏志义*

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

摘要 通过对钛宝石激光晶体及空气色散的计算分析, 仅采用四镜腔结构的啁啾镜色散补偿激光振荡器, 在 3.1 W 的抽运功率下, 直接产生了平均功率 340 mW, 最短脉宽小于 7 fs 的周期量级脉冲输出. 该激光的重复率为 173 MHz, 中心波长约 791 nm, 光谱全宽覆盖了从 600~900 nm 的范围. 这是目前国际上所能获得亚 10 fs 激光脉冲的最简化腔型结构.

关键词 钛宝石激光器 啁啾反射镜 飞秒激光 周期量级脉冲

超短脉冲激光由于在非线性光学以及时间分辨光谱学中的重要应用^[1], 一直是令人感兴趣的前沿研究内容. 自从 20 世纪 80 年代人们采用染料锁模激光的压缩技术获得亚 10 fs 的激光脉冲以来, 追求周期量级的极短光脉冲便成了该领域最重要的努力方向之一^[2]. 随着掺钛蓝宝石固体激光锁模技术的出现和发展, 在最近 10 年左右的时间里, 人们不仅通过各种腔外压缩技术得到了脉宽小于 5 fs, 对应不到两个光学周期的实验结果^[3~5], 而且采用啁啾反射镜、棱镜及材料对腔内色散的精确补偿, 也从振荡器直接产生了类似宽度的脉冲输出^[6~8]. 与腔外压缩方案相比, 虽然振荡器直接产生的脉冲具有略长的宽度和低的单脉冲能量, 但在造价成本和重复频率方面具有显著优势, 因此更易获得实际应用, 特别是在光学频率梳等应用研究方面, 一个基本的要求就是要有高的重复频率. 尽管迄今已有多个研究组采用不同结构的振荡器直接产生了 5~8 fs 的脉冲输出^[6~10], 国内也报道了小于 10 fs 的结果^[11,12], 但由于苛刻的色散补偿要求, 通常这类激光振荡器的腔内同时伴随有棱镜或特殊材料以调节色散, 致使结构复杂化的同时, 也增加了腔内的损耗. 本文在对所用光学元件色散及空气色散严格计算的基础上, 通过选择特殊厚度的钛宝石晶体及对自相位调制效应的控制, 采用四镜腔结构的谐振腔, 在 3.1 W 功率的 532 nm 激光抽运下直接获得了平均功率 340 mW、最短脉宽小于 7 fs 的稳定输出. 测量结果表明脉冲的重复频率为 173 MHz, 对应的光谱覆盖了从 600~900 nm 的宽

收稿日期: 2006-02-10; 接受日期: 2006-12-28

国家自然科学基金(批准号: 60490280, 10227401, 60225005, 60321003)及中国科学院知识创新工程重要方向项目部分基金(批准号: KJCX2-SW-W14)资助项目

* 联系人, E-mail: zywei@aphy.iphy.ac.cn

1) 现在地址: 北京工业大学

带范围. 据我们所知, 这不仅是迄今国内研制的飞秒激光振荡器所能产生的最短脉冲, 而且与国际同类研究工作相比, 我们的结果除具有较高的重复频率外, 激光谐振腔的结构也是最简化的实用方案.

1 色散分析

根据 Fourier 变换关系, 我们知道激光脉冲宽度越短, 其所对应的光谱宽度也就越宽, 窄的脉宽要有宽的光谱为前提条件^[13]. 除此之外, 还必须在该光谱范围内实现色散的良好补偿. 实际上, 获得极短激光脉冲的核心技术是色散的管理技术, 但对于周期量级的极短脉宽, 由于光谱宽度的变宽, 要在一个宽带宽的范围内实现色散的精确补偿, 并不是一件容易的事情, 通常仅靠单一光学元件所提供的色散是无法实现完美补偿的, 为此就需要不同元件的色散组合, 这就必须对所用元件的色散进行准确的计算.

在一个采用啁啾反射镜进行色散补偿的激光腔内, 提供色散的因素还有钛宝石晶体、输出镜的反射膜及空气所引起的材料色散, 一般情况下还会用到熔石英之类的其他材料. 对于材料所引起的色散, 其主要由折射率而决定. 根据 Sellmeier 方程, 钛宝石晶体对 o 光的折射率方程为^[14]

$$n_o^2 - 1 = \frac{1.4313493\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0726631^2} + \frac{0.65054713\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1193242^2} + \frac{5.3414021\lambda^2}{\lambda^2 - 18.028251^2}, \quad (1)$$

熔石英折射率方程为^[15]

$$n^2 - 1 = \frac{0.6961663\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0684043^2} + \frac{0.4079426\lambda^2}{\lambda^2 - 0.1162414^2} + \frac{0.8974794\lambda^2}{\lambda^2 - 9.896161^2}, \quad (2)$$

空气折射率方程为^[15]

$$(n-1) \times 10^8 = 8060.51 + \frac{2480990}{132.274 - \frac{1}{\lambda^2}} + \frac{17455.7}{39.32957 - \frac{1}{\lambda^2}}. \quad (3)$$

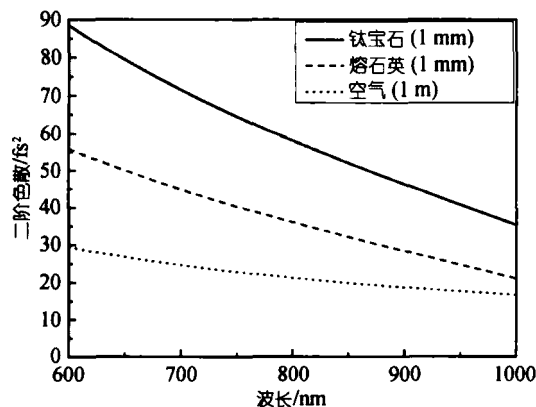


图 1 钛宝石晶体、熔石英及空气单位长度的色散曲线

据此我们算得空气、熔石英及钛宝石晶体单位长度的二阶色散如图 1. 由图中我们可以看到, 800 nm 中心波长的激光在空气中传输 1 m 长度所产生的二阶色散约为 21.3 fs², 在 1 mm 长的钛蓝宝石晶体和熔石英晶体中分别为 58 和 36.1 fs². 虽然空气的色散与钛宝石, 熔石英等材料的色散相比较微乎其微(相同长度相差三个数量级), 但是在腔内空气的长度与钛宝石相比较也是有 3 个量级差别, 因此对于亚 10 fs 的超短激光脉冲产生而言, 空气的色散是不可忽视的一个重要方面.

2 实验光路

从以上的计算分析中可以看到, 腔内影响激光脉宽的主要色散来源是钛宝石激光晶体的

材料色散, 因此采用尽可能短尺寸的增益介质, 可望实现短的脉宽输出. 为此我们实验中采用了长度约为 2 mm 钛宝石晶体(中国科学院上海光学精密机械研究所提供), 其掺杂浓度约为 0.4%(质量分数), 对 532 nm 波长激光的吸收系数为 6.5 cm^{-1} , FOM 值大于 150. 同时为了避免过多元件所带来的色散, 腔型也采用了最简化的四镜腔结构. 图 2 为我们的实验光路示意图, 其中 F 为焦距 50 mm 的透镜, M1, M2 为曲率半径 50 mm 的凹面啁啾镜对, 其在 503 ~ 535 nm 波段的透过率大于 90%, 在 700 ~ 950 nm 波段的反射率大于 99.9%, 在 680 ~ 940 nm 波段的二阶色散小于 50 fs^2 ; M3 为平面啁啾镜, 其在 580 ~ 1020 nm 波段的反射率大于 99.6%, 在 700 ~ 1000 nm 波段内的二阶色散小于 60 fs^2 . 输出镜在 680 ~ 730 nm 及 950 ~ 1100 nm 低增益波段的透过率为 4%, 而在 700 ~ 900 nm 高增益波段的透过率为 10%, 这种特殊透过率的输出镜由于降低了低增益区的腔内损耗, 因此能有效地扩展振荡激光所输出的光谱宽度. 不计输出镜表面反射带来的色散, 这样在 800 nm 波长处 2 mm 长钛蓝宝石激光晶体产生的二阶色散约为 120 fs^2 , 腔内单程传输 1 m 的空气色散约为 20 fs^2 . 三啁啾镜组合后的二阶色散约为 130 fs^2 , 腔内色散接近于 0.

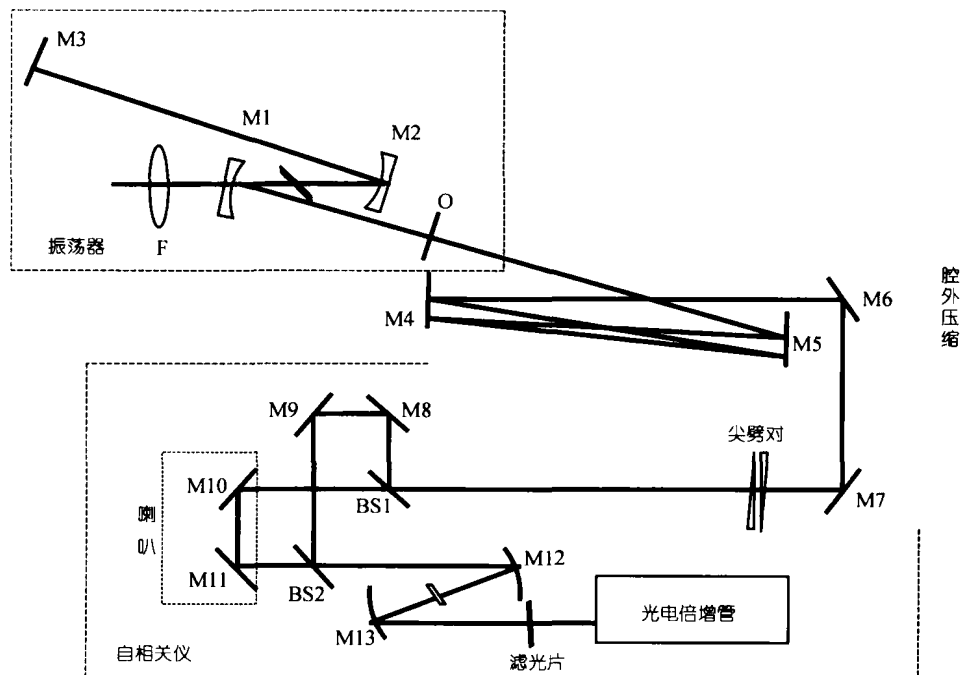


图 2 激光实验光路及测量系统

通过上述的腔内色散补偿计算, 理论上可以产生很短的激光脉冲. 但是对于周期量级的极短脉冲而言, 其经过输出镜的材料色散、空气色散以及测量过程中自相关仪的分束片引入的材料色散都会引起脉冲的显著展宽, 因此为了测量到所能产生激光脉冲的真实宽度, 还必须在腔外进行色散的预补偿. 图 2 中同时也画出了预补偿的实验光路, M4 和 M5 为平面啁啾反射镜, 用于提供负色散, 其在 500 ~ 1000 nm 波段的反射率大于 99.6%, 在 500 ~ 930 nm 波段内二阶色散小于 40 fs^2 ; M6 和 M7 为平面反射镜. 同时我们在光路中也插入了一对熔石英尖

劈, 以引入正的材料色散对色散进行最佳调整, 尖劈的顶角为 $2^{\circ}48'$, 最薄处的厚度仅 $200\ \mu\text{m}$. 经计算, 其可提供在 $15 \sim 110\ \text{fs}^2$ 范围内调整变化的二阶色散. 此外 $1\ \text{mm}$ 输出镜、 $1\ \text{mm}$ 分束片、 $20\ \mu\text{m}$ 厚的 BBO 倍频晶体及空气引入的总色散大约在 $100\ \text{fs}^2$. 这些色散经调节尖劈的插入量, 可以得到较好地补偿, 从而测量得到优化补偿的激光脉冲.

为了保证测量脉宽结果的准确可靠, 我们先后采用自建的干涉相关仪及一台商用的干涉自相关仪(奥地利 Femtolaser 公司 PC-DAQ)分别进行脉冲测量, 其光路结构类似(如图 2), 其中 M8 ~ M11 为平面镀银镜, M12, M13 为曲率半径为 $50\ \text{mm}$ 的凹面银镜, BS1, BS2 为厚度仅 $1\ \text{mm}$ 的宽带分束片. 为了减小色散, 我们除了尽可能的采用薄的输出镜和分束片外, 采用的 BBO 晶体也仅有 $20\ \mu\text{m}$.

3 实验结果与讨论

实验中采用的抽运激光为全固态的 $532\ \text{nm}$ 倍频 Nd: YVO₄ 激光(光谱物理公司 Millennia), 考虑到光学频率梳的应用要求, 我们将激光的总腔长设置在小于 $1\ \text{m}$ 的长度, 以利于获得高的重复频率. 实验中由于采用了 $50\ \text{mm}$ 曲率的凹面反射镜, 因此很容易获得连续波运行, 在 $3\ \text{W}$ 的抽运功率下, 即可得到大于 $300\ \text{mW}$ 的连续平均输出功率, 优化调节两凹面镜之间的距离, 轻轻推动置于导轨上的输出镜或第二凹面镜 M2, 即可得到锁模运行. 为了保持锁模的稳定性, 我们用有机玻璃罩对振荡器进行简单的屏蔽, 在此情况下锁模可长期运行, 功率计测得 $5\ \text{min}$

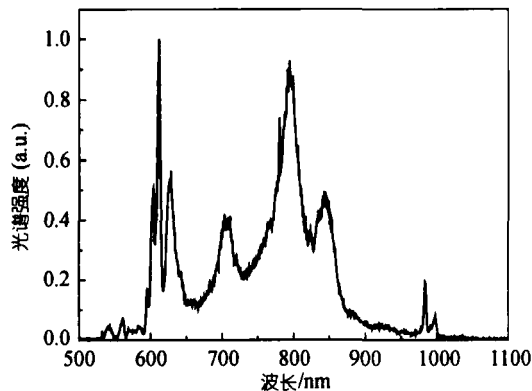


图 3 由振荡器直接输出的超宽激光光谱

内的锁模平均功率不稳定性为 0.9% , 示波器测得的峰-峰典型不稳定性优于 5% . 实验中我们发现可实现锁模的 M2 凹面镜的可移动范围约为 $200\ \mu\text{m}$, 并且在不同的位置, 输出激光的光谱颜色是很不一样的, 在对应极宽光谱的优化位置, 直接用肉眼可以看到微弱的黄色光. 与此前我们研制的大于 $10\ \text{fs}$ 宽度的飞秒激光不同, 由于相对宽得多的光谱, 所以所得激光的光斑不太规则, 并且尺寸比较大. 采用光谱仪(Ocean Optics Inc)测量实际的光谱, 所得的最宽光谱曲线如图 3.

首先我们采用自建的相关仪直接测量对应输出的激光脉宽, 尽管此时的光谱范围很宽, 但显示的激光脉宽却并不理想, 多在近 $20\ \text{fs}$ 左右. 采用啁啾镜 M4 和 M5 进行色散预补偿, 经优化激光腔的运行状态及腔外色散补偿的反射次数后, 所得的最短脉宽为 $10\ \text{fs}$ 左右, 远不到对应光谱所支持的 Fourier 转换极限脉宽. 为此我们又进一步采用商用的 PC-DAQ 相关仪对同一结果进行测量比较, 结果表明 PC-DAQ 具有更短的脉宽数据, 我们认为产生这一差别的主要原因是自建的相关仪中所采用的金属反射镜及分束镜的加工精度所致, 由于这些金属反射镜及分束镜均在国内加工制作, 其精度可能存在一定的不足, 这对亚 $10\ \text{fs}$ 的激光脉冲而言, 足以引起一定的展宽. 为此在进一步的优化测量中, 我们采用 PC-DAQ 商用相关仪, 特别是该相关仪的控制界面能直接显示脉宽数据.

引入石英尖劈对, 通过实时观察相关仪显示的脉宽曲线, 经优化调节激光凹面镜 M2 的位置、抽运功率及腔外测量光路中石英尖劈的插入量, 得到了显示最短脉宽小于 $7\ \text{fs}$ 的数值结果,

稳定的脉冲宽度保持在 7~8fs 之间. 图 4 为典型的干涉自相关曲线, 此时测得的条纹约为 5.4 个, 并有非常清晰理想的两翼分布, 其所反应的脉冲宽度为 7 fs. 图 5 为对应的光谱曲线, 可以看出中心波长约在 791 nm, 光谱半宽为 112 nm, 以 791 nm 作为该脉冲的载波波长, 那么这一脉冲仅有 2.8 个光振荡周期.

图 4 和 5 是在 3.1 W 抽运功率下得到的测量结果, 此时相应的锁模平均功率为 340 mW、重复频率为 173 MHz, 与文献[6~10]的方案不同, 由于我们这里仅采用了四镜腔的激光器结构, 腔内也无尖劈等色散材料, 输出镜的透过率达 10%, 因此具有更高的输出功率, 特别是高于同类结果的重复频率使得其在飞秒光梳中具有更加实际的应用效果. 据我们所知, 这一工作是可以产生周期量级激光脉冲的最简化方案.

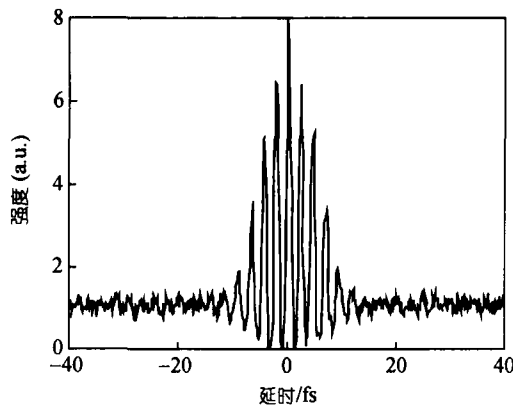


图 4 自相关曲线

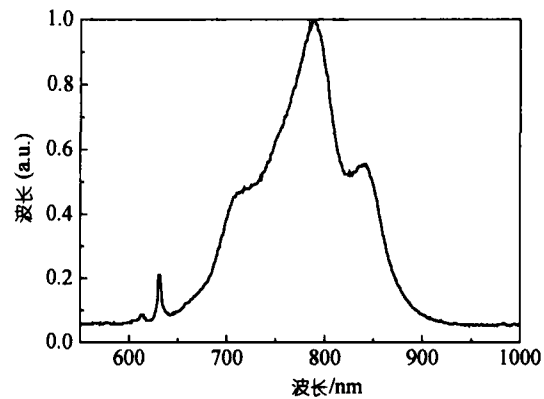


图 5 光谱曲线

4 结论

我们采用啁啾镜作为色散补偿元件, 在对腔内激光色散精确计算的基础上, 用简单的四镜腔结构获得了 7 fs 的脉冲输出. 据我们所知, 这是迄今产生周期量级激光脉宽的最简化结构. 与同类报道相比, 其较高的平均功率和重复频率在飞秒光学频率梳等方面具有更为实际的应用意义. 如果在腔内进一步引入可调节的材料色散细化色散补偿, 将可望取得更短的输出脉冲结果.

致谢 感谢中国科学院西安光学精密机械研究所王屹山、赵卫研究员提供相关仪及程昭博士的有益讨论.

参 考 文 献

- 1 Cerullo G, Lanzani G, Nisoli M, et al. Ultra-fast spectroscopy and extreme nonlinear optics by few-optical-cycle laser pulses. *Appl Phys B*, 2000, 71: 776—786
- 2 Fork R L, Brito Cruz C H, Becker P C, et al. Compression of optical to six femtoseconds by using cubic phase compensation. *Opt Lett*, 1987, 12(7): 483—485
- 3 Steinmeyer G, Sutter D H, Gallmann L, et al. *Frontiers in ultrashort pulse generation: Pushing the Limits in Linear and Nonlinear Optics*. Science, 1999, 286: 1507—1512
- 4 Schenkel B, Biegert J, Keller U. Generation of 3.8 fs pulses from adaptive compression of cascaded hollow fiber supercontinuum. *Opt Lett*, 28(20): 1987—1989

- 5 Yamane K, Zhang Z, Oka K, et al. Optical pulse compression to 3.4fs in the monocycle region by feedback phase compensation. *Opt Lett*, 2003, 28(22): 2258—2260
- 6 Morgner U, Kartner F X, Cho S H, et al. Sub-two-cycle pulses from a kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser. *Opt Lett*, 1999, 24(6): 411—413
- 7 Sutter D H, Steinmeyer G, Gallmann L, et al. Semiconductor saturable absorber mirror assisted Kerr-lens mode-locked Ti:sapphire laser producing pulses in the two-cycle regime. *Opt Lett*, 1999, 24(9): 631—633
- 8 Ell R, Fujimoto J G, Scheuer V, et al. Generation of 5 fs pulses and octave spanning spectra directly from a Ti:sapphire laser. *Opt Lett*, 2001, 26(6): 373—375
- 9 Xu L, Spielmann C, Krausz F, et al. Ultrabroadband ring oscillator for sub-10 fs pulse generation. *Opt Lett*, 1996, 21(16): 1259—1261
- 10 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
- 11 魏志义. 全固态啁啾镜补偿色散的自锁模 Ti:Al₂O₃ 激光器. 第十四届全国激光学术报告会论文集, 北京, 1999
- 12 廖睿, 文锦辉, 刘智刚, 等. KLM 钛宝石激光器产生亚 10 fs 光脉冲. *科学通报*, 2002, 47(5): 345—348
- 13 Schibli T R, Uzucu O K, Kim J W, et al. Toward single-cycle laser systems. *IEEE J Selc Top Quan Electron*, 2003, 9(4): 990—1001
- 14 Bass M. *Handbook of optics Volume II*, 2nd ed. New York: Optical Society of America, McGraw-Hill, 1995. 33: 61—69
- 15 Peck E R, Reeder K. Dispersion of air. *J Opt Soc Am*, 1972, 62: 958—962