

腔模可调的高平均功率飞秒激光再生放大器

何鹏 滕浩 张宁华 刘阳阳 王兆华 魏志义

A cavity mode size adjustable high average power Ti:sapphire femtosecond regenerative amplifier

He Peng Teng Hao Zhang Ning-Hua Liu Yang-Yang Wang Zhao-Hua Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 244201 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.244201

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.244201>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I24>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

高功率梯度掺杂增益光纤温度特性理论研究

Theoretical study of the temperature distribution in high power gain fiber of gradient doping

物理学报.2016, 65(10): 104204 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.104204>

腔共振和频系统中阻抗匹配的理论研究

Theoretical investigation of impedance matching in the process of sum-frequency generation in an external resonator

物理学报.2016, 65(4): 044207 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044207>

面向谐振式微光学陀螺应用的球形谐振腔 DQ 乘积优化

Optimization of microsphere's DQ product based on resonant micro-optical gyro

物理学报.2015, 64(15): 154206 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154206>

基于新型三环谐振器的诱导透明效应分析

Analysis of induced-transparency in an original three-order resonator system

物理学报.2015, 64(14): 144202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144202>

温度测量范围加倍的单微环传感器

Doubled temperature measurement range for a single micro-ring sensor

物理学报.2014, 63(15): 154209 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.154209>

腔模可调的高平均功率飞秒激光再生放大器*

何鹏¹⁾ 滕浩^{2)†} 张宁华¹⁾ 刘阳阳²⁾ 王兆华²⁾ 魏志义^{2)‡}

1) (西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710126)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2016年7月22日收到; 2016年8月16日收到修改稿)

介绍了一种腔模可调的高平均功率飞秒激光再生放大器. 通过调节再生腔内模式大小补偿热透镜效应, 从而获得高效率、高平均功率的激光放大. 利用该再生放大结构, 在1 kHz重复频率、20 W功率抽运下, 获得了平均功率为6.5 W的放大光输出, 压缩后的功率为4.8 W、脉冲宽度为35 fs. 腔型计算和实验结果均表明该腔型结构能很好地用于高平均功率飞秒激光放大, 是进一步进行后续放大的理想前端.

关键词: 啁啾脉冲激光放大, 腔模可调, 热透镜效应, 再生腔

PACS: 42.60.Da, 42.60.-v, 42.60.By, 42.65.Re

DOI: 10.7498/aps.65.244201

1 引言

高平均功率飞秒激光是人们开展强场物理^[1]、超快现象等^[2]研究的重要手段. 近年来, 得益于飞秒激光单脉冲能量和平均功率的不断攀升, 人们在单个阿秒脉冲产生^[3]、亚周期量级激光脉冲的获得^[4]、超快光谱学^[5]、时间分辨光化学反应^[6]、飞秒微纳加工^[7]等方面取得了一系列重要进展和突破. 特别是重复频率为1 kHz、单脉冲能量为毫焦耳量级的钛宝石飞秒激光器, 因其稳定优异的综合性能, 被广泛应用于大量与超快物理及技术相关的研究中.

目前飞秒激光脉冲的放大主要采用啁啾脉冲放大的原理与技术, 其中主要的能量放大部分可根据结构不同分为再生放大和多通放大两种类型. 在毫焦耳量级的放大器中, 再生放大因其较高的光束质量、较好的光束指向稳定性以及易于维护的优点而被普遍采用^[8]. 腔型的设计对再生放大器的放大效率、光束质量和运行稳定性起着至关重要的作用.

由于高平均功率的钛宝石激光器需要较高的抽运功率, 这会导致热透镜、热应力、热致双折射等一系列热效应^[9], 特别是热透镜作为最主要的效应, 会引起脉冲能量抖动、放大效率降低、光束质量变差、光学元件损伤甚至腔型失谐等一系列问题. 只有在再生腔的设计中对其影响进行充分考虑并加以控制, 才能实现高效率、高稳定性的能量放大. 2001年Yang和Walker^[10]报道了一种双晶体环形腔的设计结构, 用以抵消热透镜影响. 他们的结果表明: 通过双向抽运产生热透镜效应使腔内束腰极小值出现在两晶体之间, 理论上可承受0.3—30 m大范围的热透镜焦距变化, 且无需对腔型进行调节, 然而双晶体环形腔结构复杂, 具有较高的技术要求, 因此并未得到广泛应用. 考虑到温度降低时可以大幅提高钛宝石晶体的热导率 κ 并降低折射率对温度的导数 $\partial n/\partial T$, 从而增长了热透镜焦距, 因此减小乃至消除热透镜的一种行之有效的方法是液氮制冷^[11,12]. 但由于较高的建造成本和复杂的运行维护过程, 多年来也未得到普遍使用. 理论上只要根据腔型稳定运行的需要, 将热透镜焦距控制在

* 国家重大科学仪器设备开发专项基金(批准号: 2012YQ12004701)和国家重点基础研究发展计划(批准号: 2013CB922401)资助的课题.

† 通信作者. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

可承受的变化范围内即可, 不需要完全消除热透镜效应.

基于上述的认识, 本文设计研究了一种腔内激光模式分布大小可调的线形再生放大器, 通过再生腔内透镜位置的共轴调节, 可对焦距大于 100 mm 的任意热透镜变化进行补偿, 且在 250—500 mm 的较大范围内具备热不灵敏性^[13], 满足高效率、高稳定性的能量放大需要. 利用该腔型结构, 我们在重复频率为 1 kHz、平均功率为 20 W 的 527 nm 激光抽运下, 获得了最高平均功率为 6.5 W 的放大激光输出, 经腔外压缩后的脉冲宽度达 35 fs、平均功率达 4.8 W.

2 腔型设计与分析

再生腔的设计对于激光系统的稳定运行起着至关重要的作用. 进行腔型设计时应借鉴长脉冲热不灵敏腔设计的一般原则^[14], 并充分考虑到飞秒再生放大器的参数特点. 一般而言, 谐振腔的腔长越短热稳定性越好, 但受限于选单所使用的普克尔盒电压上升沿、下降沿时间 8 ns, $\lambda/4$ 波电压型线形腔的腔长至少应大于 1.5 m 才能满足脉冲导入、导出的需要, 实验中普克尔盒靠近端镜放置, 其宽度约为 100 mm, 因此腔长最短为 1.6 m. 另外, 由于待放大的脉冲为展宽器后的皮秒脉冲, 对应光学元件损伤阈值远比纳秒量级的长脉冲要低, 如 10 ns 下损伤阈值为 6 J/cm^2 的镜片在 150 ps 下损伤阈值仅为 1.5 J/cm^2 , 为了稳定高效率地进行放大, 钛宝石处的能流密度通常设计为 2 J/cm^2 , 常规的热不灵敏腔结构上要求激光晶体紧贴端镜, 此时镜片上的能流密度将高于钛宝石处能流密度以及镜片损伤阈值, 并不适用于飞秒再生腔. 因此通过结合热不灵敏腔设计经验以及飞秒再生放大的参数特点, 设计了图 1 结构的再生腔.

线形再生腔腔长 1.6 m, 由凹面反射镜 M1、钛宝石 Ti:S 形成的热透镜、位置可调的正透镜 Lens 以及平面反射镜 M2 组成. 腔内最小束腰介于钛宝石与透镜之间, 此时由于钛宝石处的高斯光束等相位面曲率较大, 可以抵抗较大的热透镜变化引起的腔内模式变化. 实验中抽运光聚焦半径通常在 300—375 μm 左右, 若采用半导体制冷片将钛宝石冷却到 $-20 \text{ }^\circ\text{C}$, 则根据计算, 该温区下的热透镜焦距应在 250—400 mm 范围内. 因此需要

通过精确的设计, 使得腔型有尽可能大的稳区范围. 利用 $ABCD$ 传输矩阵法, 可得到热透镜焦距在 120—1000 mm 变化时的 $(A + D)/2$ 参数曲线, 当 $-1 < (A + D)/2 < 1$ 时为稳定腔. 由于腔的非对称性, 导致热透镜连续变化时必然存在稳区的分裂, 即该曲线恒与纵轴 $y = 1$ 有交点, 通过不断调整腔型参数, 使得稳腔参数与 $y = 1$ 相切, 此时热容忍度最高, 如图 2 曲线所示, 再生腔仅有热透镜焦距为 232 mm 的临界点, 具有最大的稳区范围. 谐振腔稳定性关系到腔内衍射损耗的大小, 由于高功率抽运下的小信号增益较大, 且抽运光斑具有孔径选模作用, 即使腔型达到了临界点也不会影响出光,

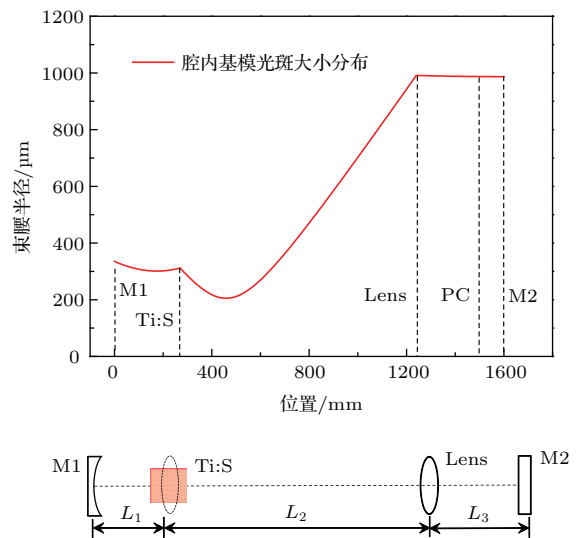


图 1 (网刊彩色) 线形再生腔结构及腔内基模光斑大小的分布
Fig. 1. (color online) Scheme of linear cavity and the radius of the TEM_{00} mode within the cavity.

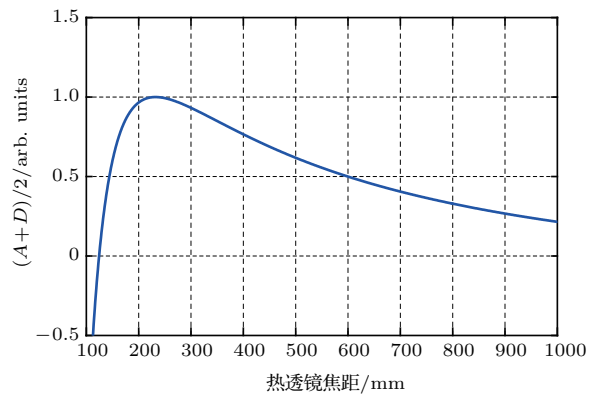


图 2 稳腔参数 $(A + D)/2$ 随热透镜焦距的变化
Fig. 2. Calculated results of cavity stability characterized by $(A + D)/2$ as a function of focal length of thermal lens.

而且仅通过移动透镜位置就可使得腔内模式渡越到稳区内,因而具有较高的热稳定性. 对应腔型参数列于表 1.

表 1 再生腔满足热容忍度最高时所对应的最佳腔型参数
Table 1. The optimal cavity parameters which provides the highest thermal tolerance.

镜片参数/mm	M1	Lens	M2
	$R = 900$	$F = 800$	$R = \infty$
相对距离/mm	$L_1 = 270$	$L_2 = 970$	$L_3 = 360$

抽运功率不变时,光斑大小的变化会导致热透镜焦距的变化,从而间接改变腔内钛宝石处的激光模式大小,为了使抽运光和激光在晶体内的模体重合度最高,从而达到最佳放大效率,应计算出该腔型条件下抽运光与激光模式匹配时的光斑大小. 热透镜焦距的计算公式如下 [15]:

$$f_{\text{thermal}} = \frac{\pi \kappa \omega_p^2}{P \eta_{\text{abs}} \gamma (dn/dT)}, \quad (1)$$

其中 f_{thermal} 为热透镜焦距, ω_p 为晶体上的抽运光焦斑半径, κ 为晶体热导率, P 为抽运光功率, η_{abs} 为钛宝石对抽运光的吸收率, γ 为吸收的抽运光耗散为热量的比例系数, dn/dT 为折射率随温度的变化率. 需要指出的是,我们采用的抽运光接近高斯光束,若抽运光为平顶光束,则对应热焦距大小为上式的两倍. 抽运光功率 $P = 20 \text{ W}$, $\eta_{\text{abs}} = 98\%$, 根据抽运光波长 $\lambda_p = 527 \text{ nm}$ 和激光中心波长 $\lambda_l = 800 \text{ nm}$ 可估算出 $\gamma = 1 - \frac{\lambda_p}{\lambda_l} = 0.34$, 温度为 $-20 \text{ }^\circ\text{C}$ 时,钛宝石的 $\kappa = 0.6 \text{ W}/(\text{cm}\cdot\text{K})$, $dn/dT = 1 \times 10^{-5} \text{ K}^{-1}$, 因此可得到热透镜光焦度 $\varphi = 1/f_{\text{thermal}}$ 与抽运光聚焦光斑半径 ω_p 的关系曲线. 此外,通过腔型模拟软件可以得到钛宝石处激光横模半径大小 ω_l 随热透镜光焦度 φ 的变化曲线,两条曲线的交点位置即是抽运光与激光模式完全匹配时的光斑大小和热透镜条件,其中 $\omega_p = \omega_l = 312 \text{ }\mu\text{m}$, φ 为 3.62 D, 即 $f_{\text{thermal}} = 276 \text{ mm}$, 如图 3 所示.

为使放大光能量对热透镜的变化不敏感,需满足 $\omega_l = 312 \text{ }\mu\text{m}$ 处的 $\partial\omega_l/\partial\varphi \approx 0$, 且 ω_l 在 $312 \text{ }\mu\text{m}$ 附近不随 φ 呈明显变化. 通过对图 3 曲线的计算,激光光斑在交点处的斜率 $\partial\omega_l/\partial\varphi$ 接近于 0, 且在 2 D—4 D 的变化范围内较为平坦,可容纳 250—500 mm 范围内较大的热透镜变化量. 当变化量超过该范围时,移动透镜前后位置,可补偿

焦距大于 100 mm 的任意热透镜变化. 图 4 为根据腔型模拟得到的不同透镜偏移量对热透镜的补偿曲线,其中透镜安装在长度为 300 mm 的共轴调节底座上,横轴以靠近钛宝石移动为正向,通过在 $-10\text{--}270 \text{ mm}$ 范围内调节透镜的位置,对腔内的基横模大小分布可实现连续的调节,同时钛宝石处激光模式半径大小始终控制在 $310\text{--}320 \text{ }\mu\text{m}$ 范围内,放大效率基本不变,腔内各光学元件处的能量密度均处于安全范围以内. 热透镜动态补偿范围为 0—10 D, 即大于 100 mm 的任意热透镜焦距.

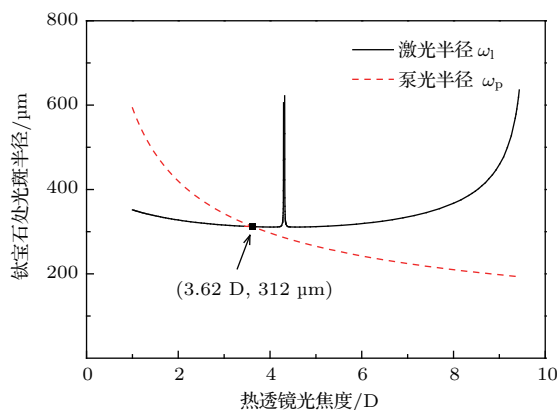


图 3 热透镜光焦度与钛宝石处抽运光、激光光斑半径大小的关系,交点处对应抽运光与激光模式匹配时的最佳横模大小

Fig. 3. Radius of the pump beam and cavity mode size as a function of the focal power. The intersection point of two curves corresponding to the optimal radius of TEM₀₀ mode size.

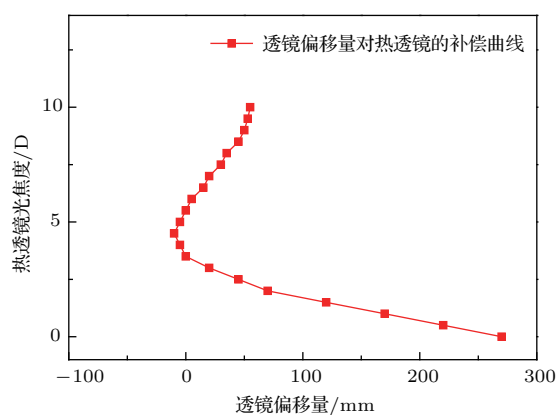


图 4 通过调节透镜对热透镜效应进行主动补偿的最佳偏移量

Fig. 4. Active compensation of thermal lens by coaxially adjusting the lens position.

3 实验装置与结果分析

图 5 为整套再生放大实验装置的光路示意图,主要由马丁内兹展宽器、腔模可调线形再生

腔、平行光栅对压缩器三部分组成, 集成在一个 $1.2\text{ m} \times 0.4\text{ m}$ 的光学平板上, 体积仅为同类商用飞秒激光放大器的一半. 实验采用的钛宝石飞秒激光振荡器输出的种子光中心波长为 800 nm 、脉宽约为 20 fs 、重复频率为 82 MHz 、单脉冲能量约为 3 nJ , 种子光通过光隔离器后, 入射单光栅结构的马丁内兹展宽器. 展宽器由光栅 SG、凹面镀金反射镜 SM1、长条镜 SM2 以及爬低镜 SM3-4 组成, 所选择的光栅刻线密度为 1200 线/mm , 凹面镜曲率半径为 1219.2 mm , 光栅距离凹面镜 440 mm , 其等效光栅间距 267 mm , 光栅入射角为 20° , 提供的群延迟色散为 $1.43 \times 10^6\text{ fs}^2$, 可将脉冲展宽至 200 ps . 展宽后的种子光经透镜 SL1 与 SL2 组成的望远镜

系统, 使其模式与再生腔的激光模式匹配, 并通过格兰棱镜 RP2 与半波片、法拉第旋光器 FR 组成的隔离器将其偏振态旋转为 S 偏振, 由格兰棱镜 RP1 导入再生腔进行放大.

抽运激光为镭宝光电公司生产的重频为 1 kHz 的 527 nm 绿光激光器 (Tolar-527-20), 最大单脉冲能量为 20 mJ , 抽运光经焦距 $f = 350\text{ mm}$ 的透镜 PL 聚焦到钛宝石晶体 Ti:S 上, 光斑半径为 $310\text{ }\mu\text{m}$. 钛宝石采用半导体低温制冷到 $-15\text{ }^\circ\text{C}$ 左右, 并将其放置在真空室内以防止表面结霜. 再生腔核心元件由凹面镜 RM1、透镜 RL、平面镜 RM4 组成, 钛宝石与透镜之间用两个 45° 平面反射镜 RM2 和 RM3 折叠光路, 使系统更加紧凑.

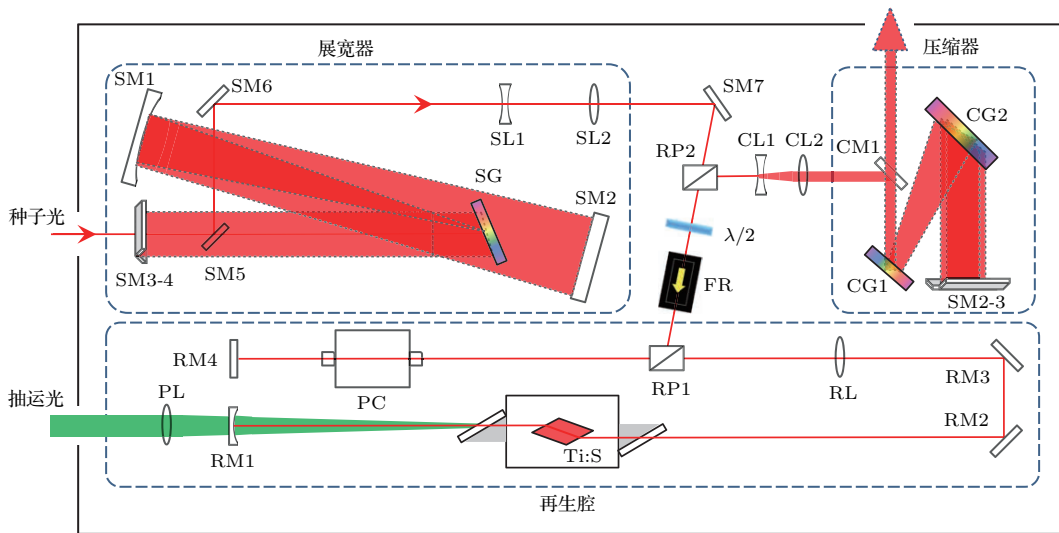


图5 (网刊彩色) 钛宝石飞秒再生放大器整体光路

Fig. 5. (color online) An optical layout of a Ti:sapphire regenerative amplifier.

为了使种子光模式、再生腔模式、抽运光模式三者得到最佳的匹配, 从而提高放大效率, 可通过调节透镜 RL 的位置以改变再生腔内模式分布, 使脉冲建立时间尽量缩短. 同时, 放大光斑的衍射环出现与否也可作为模式匹配的判断标准, 当钛宝石处激光模式大于抽运光模式时, 抽运光区域外的温度梯度随中心距离呈指数分布^[16], 造成严重的热畸变, 此时抽运光相当于一个孔径光阑, 使腔内实际的激光横模变为截断高斯光束分布, 输出激光带有明显的衍射环, 调节透镜至衍射环恰好消失时, 抽运光与激光达到最佳模式匹配. 另外, 调节展宽后的望远镜系统 SL1, SL2 间距使得种子光与再生腔模式匹配, 也可提高放大效率. 在不同的抽运能

量条件下, 通过控制普克尔盒的门宽使脉冲能量达到饱和, 我们得到了再生放大光输出功率随抽运功率的变化, 如图 6 所示. 在 20 W , 1 kHz 的抽运功率下, 该腔型可输出最高 6.5 W 的放大光功率, 斜率效率为 33.6% , 脉冲放大到饱和的时间为 80 ns , 腔内往返仅为 8 次. 利用浸没式制冷器 (Immersion Cooler HAAKE EK90) 将钛宝石冷却至 $-45\text{ }^\circ\text{C}$, 得到了相同的最高放大能量, 证明该腔型具有较好的热稳定性与兼容性.

我们用海洋光学公司的 HD2000 型光纤光谱仪对展宽、放大过程中的光谱窄化进行了测量, 如图 7 所示, 种子光的半高全宽为 69 nm , 经展宽器、再生腔放大后的半高宽为 29 nm , 光谱的窄化是由

于镜片镀膜带宽引起的光谱损失与放大过程中的增益窄化效应所导致的综合结果. 放大后的光谱呈高斯型, 其支持的傅里叶变化极限脉冲宽度为 32 fs.

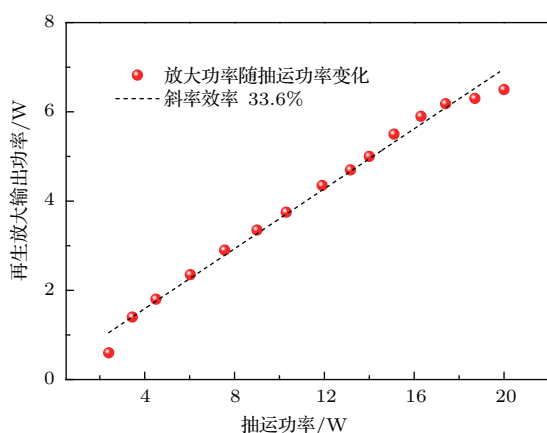


图6 1 kHz 重复频率下的放大功率随抽运功率的变化
Fig. 6. Output power of the regenerative amplifier as a function of pump power at 1 kHz.

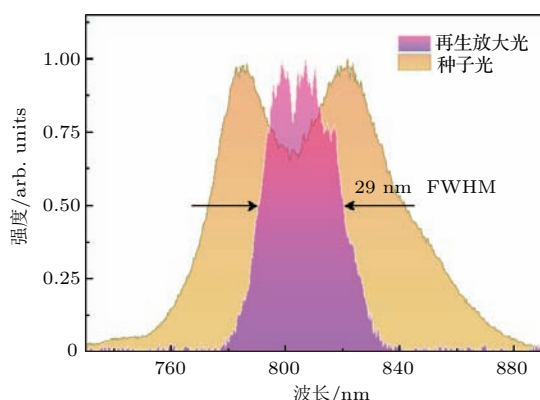


图7 (网刊彩色) 种子光与再生放大光的光谱
Fig. 7. (color online) Seed beam spectrum and amplified beam spectrum.

脉冲放大后经格兰棱镜 RP1 导出, 通过半波片和法拉第旋光器组成的光隔离器后, 偏振方向保持不变, 由格兰棱镜 RP2 导入压缩器. 腔内的偏振元件没有选择薄膜偏振片, 而是使用格兰棱镜的原因是, 薄膜偏振片前后表面的多次反射会造成能量损失, 并在主脉冲前后引入皮秒量级的预脉冲, 影响放大脉冲对比度. 系统中格兰棱镜 RP2 平行于 RP1 放置, 以补偿激光从 RP1 出射时引入的少量角啁啾. 压缩器由两块平行放置的、刻线密度 1500 线/mm 的光栅 CG1, CG2 以及爬高镜 CM2-3 组成, 利用自行开发的色散管理程序, 我们得到最佳的光栅入射角为 41.6° , 光栅间距 216 mm, 此时可将展

宽器、放大器引入的二阶、三阶色散全部补偿至零. 压缩后光斑近似为基横模, 单脉冲能量为 4.8 mJ, 压缩效率 73.8%. 利用 Femtolasers 公司生产的干涉自相关仪 (FEMTOMETER) 测得自相关曲线如图 8 (a) 所示, 脉冲宽度为 35 fs, 非常接近傅里叶变换极限脉宽 32 fs; 电荷耦合器件 (CCD) 相机测得的远场光斑形貌如图 8 (b) 所示, 由于再生腔模式和抽运光模式大小基本重合, 因此输出光斑的空间分布近似为基模高斯光束.

脉冲宽度与傅里叶变换极限脉宽相比仍有一定差距的原因是, 马丁内兹展宽器的零色散带很窄, 凹面镜的像差造成中心波长两侧的冗余群延迟曲线较为陡峭, 这部分光谱相位无法被完全补偿. 后续实验中我们将使用更大曲率半径的凹面镜做展宽器, 使冗余群延迟曲线相对平坦, 同时利用特殊镀膜的腔镜对中心波长光谱进行压制^[17], 从而抑制再生放大中的增益窄化效应.

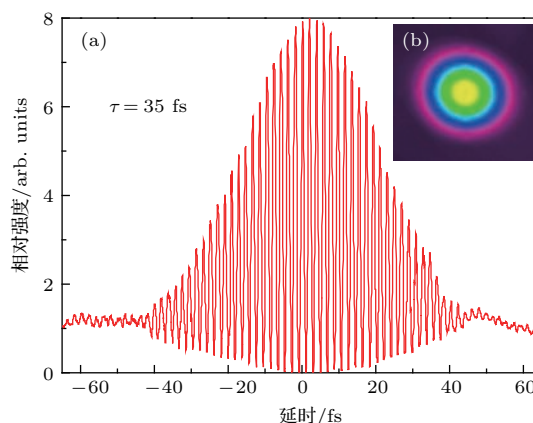


图8 (网刊彩色) (a) 干涉自相关仪对脉冲宽度的测量结果; (b) 经压缩后的 4.8 mJ 激光脉冲的光斑模式
Fig. 8. (color online) (a) Interferometric autocorrelation trace of the compressed laser pulse; (b) far-field beam profile of the 4.8 mJ compressed pulse measured by a CCD camera.

4 结 论

本文报道了一种腔模可调的线形再生腔结构, 腔型的分析计算表明其具备较高的热不灵敏性, 实验中利用腔内模式大小的可调性实现了高效率的激光放大, 在重复频率 1 kHz、单脉冲能量 20 mJ 的 527 nm 激光抽运下, 可将 3 nJ 的 800 nm 啁啾脉冲种子光放大至 6.5 mJ, 斜率效率为 33.6%. 通过精密的色散补偿得到了脉冲宽度为 35 fs、平均功率为 4.8 W、重复频率为 1 kHz 的飞秒激光. 该飞秒再生

放大器具有热稳定性好、放大效率高、脉冲宽度较短的优势,且结构紧凑、体积相对较小,是高次谐波产生、超快光谱学研究、飞秒微纳加工等应用的理想飞秒激光光源;此外,输出能量高、腔内模式大小可调的优点使其非常适合作为更大能量、更高平均功率的飞秒激光装置的前级放大系统.

参考文献

- [1] Mourou G A, Tajima T, Bulanov S V 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 309
- [2] Diels J C, Rudolph W 2006 *Ultrashort Laser Pulse Phenomena* (New York: Academic Press) pp143–213
- [3] Zhao K, Zhang Q, Chini M, Wu Y, Wang X, Chang Z 2012 *Opt. Lett.* **37** 3891
- [4] Wirth A, Hassan M T, Grguraš I, Gagnon J, Moulet A, Luu T T, Pabst S, Santra R, Alahmed Z A, Azzeer A M, Yakovlev V S, Pervak V, Krausz F, Goulielmakis E 2011 *Science* **334** 195
- [5] Cerullo G, Lanzani G, Nisoli M, Priori E, Stagira S, Zavelani-Rossi M, Svelto O, Poletto L, Villoresi P 2000 *Appl. Phys. B* **71** 779
- [6] Fuß W, Schmid W E, Trushin S A 2000 *J. Chem. Phys.* **112** 8347
- [7] Valette S, Audouard E, Le Harzic R, Huot N, Laporte P, Fortunier R 2005 *Appl. Surf. Sci.* **239** 381
- [8] Wang Q S, Cheng G H, Liu Q, Sun C D, Zhao W, Chen G F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 87 (in Chinese) [王屹山, 程光华, 刘青, 孙传东, 赵卫, 陈国夫 2004 物理学报 **53** 87]
- [9] Koechner W 2013 *Solid-State Laser Engineering* (Berlin: Springer) pp350–386
- [10] Yang J Z H, Walker B C 2001 *Opt. Lett.* **26** 453
- [11] Backus S, Bartels R, Thompson S, Dollinger R, Kapteyn H C, Murnane M M 2001 *Opt. Lett.* **26** 465
- [12] Brown D C 2005 *IEEE J. Sel. Top. Quant.* **11** 587
- [13] Steffen J, Lortscher J P, Herziger G 1972 *IEEE J. Quant. Electr.* **8** 239
- [14] Wei Z Y 1990 *Laser J.* **11** 234 (in Chinese) [魏志义 1990 激光杂志 **11** 234]
- [15] Clarkson W A 2001 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **34** 2381
- [16] Salin F, Le Blanc C, Squier J, Barty C 1998 *Opt. Lett.* **23** 718
- [17] Feng X, Gilbertson S, Mashiko H, Wang H, Khan S D, Chini M, Wu Y, Zhao K, Chang Z 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 183901

A cavity mode size adjustable high average power Ti:sapphire femtosecond regenerative amplifier*

He Peng¹⁾ Teng Hao^{2)†} Zhang Ning-Hua¹⁾ Liu Yang-Yang²⁾
Wang Zhao-Hua²⁾ Wei Zhi-Yi^{2)‡}

1) (School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710126, China)

2) (Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 22 July 2016; revised manuscript received 16 August 2016)

Abstract

High average power femtosecond lasers based on Ti:sapphire are widely used in strong-field physics and ultrafast dynamics. Continued advances include isolated attosecond pulse generation, few-cycle pulse generation, ultrafast spectroscopy, time-resolved photo-chemical reaction dynamics and laser micro-machining benefit greatly from use of such laser systems. The regenerative amplifiers are mostly utilized and have inherent advantages over multipass ones for applications in chirped pulse amplification. In this paper we describe a design, performance, and the characterizations of a novel linear cavity regenerative amplifier which has produced 4.8 W average power with 35 fs pulse durations at 1 kHz repetition rate.

The main difficulty in designing and constructing a high average power Ti:sapphire regenerative cavity is thermal lensing effect. In order to generate amplified pulses with an output power exceeding 5 W at 1 kHz, a green pump power higher than 20 W is required. Meanwhile, the focal pump beam diameter on the surface of Ti:sapphire crystal should have sub-millimeter mode size to demonstrate large pump fluence, inducing a focal length of a thermal lens about 100 mm, i.e., which is much less than the scale of the cavity length. For our experiments, a cavity mode size adjustable geometry is employed to counteract thermal lensing effect and to optimize the conversion efficiency of the amplifier. We first characterize the cavity stability by applying the well-known *ABCD* matrix formalism. The cavity consisting of $R = 900$ mm concave mirror, an $F = 800$ mm lens and a plane mirror has two stability ranges with increasing the focal length of the thermal lens. In order to obtain a highest thermal tolerance, the optimal cavity parameters are resolved when two stability zones merge into one. After characterizing the cavity in detail, we calculate the cavity mode and the pump beam size at the position of the Ti:sapphire rod as a function of the thermal focal length. The optimal mode radius occurs at 312 μm , corresponding to the intersection point of two curves. Stability curve exhibits a weak thermal sensitivity which is defined as the change of radius of cavity mode size per unit focal power change of thermal lens, keeping well below 10 $\mu\text{m}/\text{D}$ in a range of 2 D–4 D. The calculated results show that the active compensation for thermal lens focal length from 100 mm to ∞ could be achieved by adjusting the lens position, without changing the cavity.

20 fs, 3 nJ pulses at a repetition rate of 82 MHz produced by a home-made Kerr-lens mode-locked oscillator are first sent to a Martinez stretcher by using a 1200 lines/mm holographic reflectance grating, which temporally stretches the laser pulses to 200 ps. The seed pulses out of the stretcher is then injected into the regenerative cavity depicted above. The 20 mJ pumping energy at 1 kHz is focused through the $R = 900$ mm concave mirror into a 10 mm Brewster-cut Ti:sapphire rod, which is cooled to 250 K by thermoelectric elements. Condensation was avoided by placing the crystal into a small evacuated chamber. Mode matchings of pump and laser beam are found to be of critical importance for

* Project supported by the Special Foundation of State Major Scientific Instrument and Equipment Development of China (Grant No. 2012YQ12004701) and the national Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB922401).

† Corresponding author. E-mail: hteng@iphy.ac.cn

‡ Corresponding author. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

high energy extraction efficiency and high beam quality. In our experiments it is accomplished by fine adjusting the $F = 800$ mm cavity lens and the pump beam size. The amplified power of 6.5 W at 1 kHz is obtained with minimum beam distortion, giving a 33.6% slope efficiency. The trapped pulse is built-up quickly and saturated after 8-round trips. The beam size of the amplified laser is expanded to 15 mm in diameter before compressor. A transmission efficiency of 73.8% is achieved through the grating-pair Treacy-type compressor, leading to a 4.8 mJ pulse energy. The grating has a groove density of 1500 lines/mm, and the compressed output spectrum has a full width at half maximum of 29 nm. The pulse duration measurement is performed by using an interferometric autocorrelation. As a result, a typical autocorrelation trace corresponding to a 35 fs pulse width is displayed, and agrees well with the 32 fs transform limit. The far-field beam profile after the compressor is round and Gaussian in both s and p planes, respectively. This scheme is also sufficiently reliable and robust so that no components of the laser system were damaged over a year of operation. In summary, the theoretical analysis and experimental results show that the regenerative cavity developed in this work exhibits a high conversion efficiency and an extraordinary thermal stability, and it is very suitable for high power and high efficient amplification of femtosecond Ti:sapphire pulses.

Keywords: chirped pulse amplification, cavity mode size adjustable, thermal lensing effect, regenerative cavity

PACS: 42.60.Da, 42.60.-v, 42.60.By, 42.65.Re

DOI: [10.7498/aps.65.244201](https://doi.org/10.7498/aps.65.244201)