基于脉冲非线性压缩技术的 71.3 W 飞秒激光产生*

张旭[1)2)] 王兆华[1)2)3)†] 王羡之[1)] 李佳文[1)2)]
李佳俊[1)2)] 赵国栋[1)2)] 魏志义[1)2)3)‡]

1) (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)

2) (中国科学院大学物理学院, 北京 100049)

3) (松山湖材料实验室, 东莞 523808)

(2023 年 5 月 8 日收到; 2023 年 5 月 14 日收到修改稿)

采用了 Herriott 型多通腔对高平均功率皮秒激光进行非线性压缩产生飞秒激光的脉冲宽度压缩系统, 并通过 ABCD 矩阵对腔内本征模式分布进行了求解计算. 实验上通过利用多通腔脉冲压缩装置将 100 W 钕离子激光器输出的脉冲光谱宽度从 0.20 nm 展宽到 2.75 nm, 光谱展宽比为 13.75, B 积分累积总量接近 15.6. 利用透射光栅将补偿色散后脉冲宽度从 12.5 ps 压缩到了 780 fs, 脉冲压缩比为 16, 最终输出功率为 71.3 W, 装置整体效率为 71.3%. 该装置提供了一种更加结构简单, 成本廉价的高平均功率飞秒激光产生方式.

关键词: 脉冲非线性压缩, 光谱展宽, Herriott 型多通腔

PACS: 42.65.–k, 42.65.Re, 42.60.–v **DOI:** 10.7498/aps.72.20230746

1 引 言

超快激光经过多年发展已经覆盖了物理、化学、生命、信息、加工和国防等学科的多个方面, 是取得新发现、建立新理论的重要工具. 特别是高重频、平均功率的飞秒激光器在激光焊接、增材制造和微纳加工等诸多领域[1–5]有着广泛的应用需求. 自 1991 年, Spence 等[6]在钛宝石晶体中实现克尔透镜锁模后, 钛宝石晶体就因其良好的物理和化学性能, 被视为飞秒激光器的首选增益介质. 但是钛宝石激光器存在较大的量子亏损, 导致很难实现很好的热管理, 因此钛宝石激光器输出的平均功率通常被限制在 20 W 以内[7,8]. 同时钛宝石晶体的吸收光谱范围在 400—600 nm 通常需要对纳秒的掺钕激光器进行倍频作为泵浦源, 而且为了实现钛宝石激光的高功率输出, 往往需要使用啁啾脉冲放大技术, 这都极大地增加了激光系统的成本和结构的复杂性.

相较于钛宝石增益介质, 掺钕离子的增益介质量子亏损更小, 可以利用高功率的激光二极管直接进行泵浦, 通过板条、碟片和 Innoslab 等放大器输出很高的平均功率, 甚至可以达到 10 kW 以上[9–13], 而且成本更加低廉, 结构更加简单可靠. 但是受限于掺钕离子激光增益介质, 如 Nd:YAG 和 Nd:YVO_4 很窄的发射带宽, 其输出的激光脉冲宽度通常会被限制在 10 ps 以上, 无法达到百飞秒量级.

根据傅里叶变换极限理论, 为了获得更短的脉冲宽度, 需要对激光脉冲的光谱进行展宽. 通过对皮秒激光脉冲的光谱进行非线性展宽, 并结合对色

* 中国科学院稳定支持基础研究领域青年团队计划 (批准号: YSBR-065)、国家自然科学基金 (批准号: 11774410) 和中国科学院战略性先导科技专项 (批准号: XDB16030200) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: zhwang@iphy.ac.cn

‡ 通信作者. E-mail: zywei@iphy.ac.cn

© 2023 中国物理学会 Chinese Physical Society

散的补偿管理, 便可获得飞秒量级的脉冲宽度. 这种脉冲非线性后压缩技术的出现, 为产生高平均功率的飞秒激光提供了一种全新技术途径[14,15]. 根据其对激光模式限制的能力, 常见的脉冲非线性压缩装置可以分为 3 种: 1) 具有波导结构的非线性压缩装置, 如空心光纤、充气的 Kagome 光纤和光子晶体光纤等[16–18]; 2) 激光模式自由传输的基于固体材料的压缩装置, 如固体块材料和薄片组等[19–21]; 3) 具有类波导结构的 Herriot 多通腔脉冲压缩装置[22–25].

1964 年, Herriott 等[26] 发现, 当激光以一定角度离轴入射进一个由 2 片凹面反射腔镜组成的干涉装置时, 激光会在 2 个凹面腔镜的边缘多次反射, 在特定的角度下, 凹面腔镜上光线反射点的分布会形成一个标准的圆形, 此时的干涉装置可以近似视为一个由 2 个凹面镜组成的无源谐振腔, 将会存在一个本征模式在腔内实现衍射自再现. 此种结构也被命名为 Herriott 型多通腔 (Herriott multi-pass cell, MPC). 2016 年, 德国弗劳恩霍夫激光技术研究所的 Schulte 等[25] 首次将此装置与非线性压缩过程结合起来, 在该装置中实现了激光脉冲宽度的非线性压缩.

基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩装置, 可以通过将单通的 B 积分设计得很小 (大约 0.1π) 的方式, 使得注入激光峰值功率不会远超非线性介质自聚焦阈值, 在保证输出激光光束质量不会出现明显恶化、光谱均匀性较好的情况下, 压缩大能量的激光脉冲. 2018 年, Kaumanns 等[27] 在 600 mbar (1 mbar = 100 Pa) 氩气的气体 MPC 装置中, 将 18.6 mJ, 1.3 ps 的前级光源压缩到 17.8 mJ, 39 fs. 同时凹面镜之间存在固定的本征模式分布, 非线性介质放在腔内时内部的光斑模式近似不变, 可以起到类似于准波导结构的作用, 输出光斑不会出现锥状辐射的环形结构, 无时空耦合. 2020 年, Balla 等[28] 级联两级充气 MPC 装置将 1.2 ps 的前级光源压缩到了 13 fs, 实现了 92.3 倍的脉冲宽度压缩. 此外, 基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩装置仅由 2 片凹面反射腔镜和非线性介质组成, 还具有结构紧凑、指向稳定和成本低廉的优势. 基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩技术近年来得到了迅速的发展和应用.

本文对基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩技术进行了研究, 并对多通腔内本征模式的分布进行了求解. 利用 Herriott 型多通腔对 100 W 掺钕离子皮秒激光器的输出脉冲宽度进行了压缩, 获得了平均功率 71.3 W、脉冲宽度 780 fs 的高平均功率飞秒激光输出. 同时, 本文针对通过非线性压缩皮秒脉冲获得高平均功率飞秒脉冲的方法进行了验证, 所获得的高平均功率飞秒光源有着巨大的发展前景, 有望在飞秒激光加工和超快动力学等领域取得更为广泛的应用.

2 实验装置及结果讨论

2.1 实验装置

图 1 所示为基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩装置示意图. 以 1064 nm 的皮秒激光器作为前级光源, 由 SESAM 锁模振荡器、再生放大器和四级行波 Nd:YVO_4 主放大器组成. 输出平均功率 100 W, 脉冲重复频率 500 kHz. 输出光谱如图 2(a) 所示, 中心波长为 1064.5 nm, 光谱半高宽

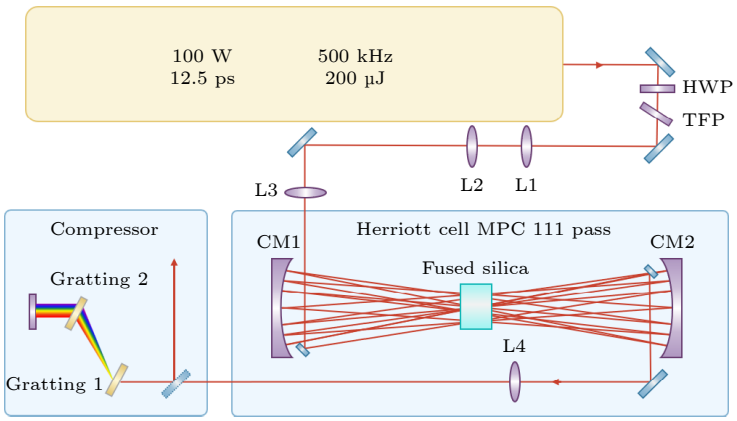

图 1 基于 Herriott 型多通腔的脉冲非线性压缩装置示意图

Fig. 1. Schematic diagram of Herriott MPC pulse nonlinear compression device.

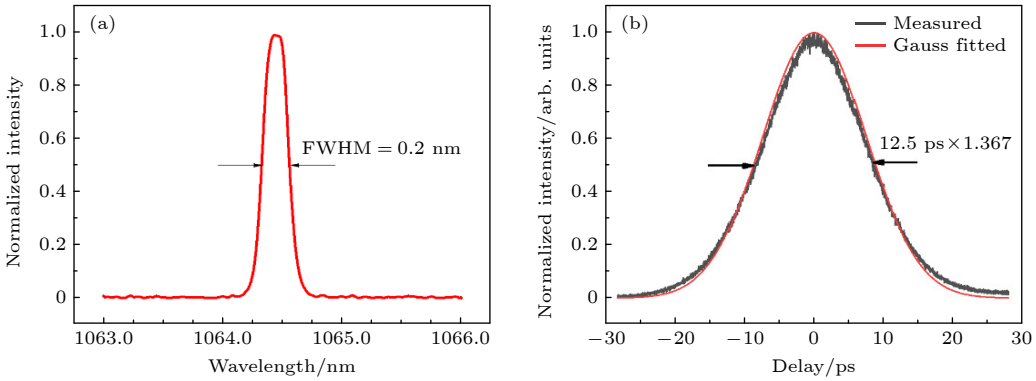

图 2 100 W 钕离子激光器输出特性 (a) 输出光谱; (b) 输出脉冲宽度自相关信号

Fig. 2. Output charactertstic of 100 W Nd-doped laser: (a) Output spectrum; (b) autocorrelation signal of output pulse width.

(FWHM) 为 0.2 nm; 输出脉冲宽度自相关测量结果如图 2(b) 所示, 高斯拟合结果为 12.5 ps.

利用一个薄膜偏振片和半波片组成可调节的能量衰减装置, 以控制注入 MPC 腔的能量. 利用扩束透镜组 L1, L2 和聚焦透镜实现前级激光对 MPC 腔的模式匹配. 利用 3 mm×10 mm 的小方形镜作为导入镜, 导入 MPC 中保证焦点位置位于 MPC 腔的中心处. 其中 2 个腔镜曲率半径 $R = +300$ mm 的凹面反射镜, 间距初步设定 500 mm. 在左侧腔镜下方装有精密平移台, 根据 MPC 腔镜上反射光斑数量精细调节 2 个凹面腔镜的间距. 选用 25 mm 的融石英片放置于 MPC 腔中心位置处. 经过一定反射次数后, 利用小方形镜导出. 为防止损伤压缩用的透射光栅, 将发散的输出光用 L4 透镜扩束准直. 使用一对 1000 线/mm 的透射光栅对 MPC 后输出的激光进行色散补偿, 完成脉冲宽度的压缩.

2.2 腔内本征模式

从稳定谐振腔的角度去分析 MPC 装置时, 当凹面反射镜的曲率半径和间距确定时, 腔内能满足衍射自再现条件的本征模式分布也随之确定. 腔内各处的光斑大小是确定的, 可以根据其本征模式推算出来. 这对分析基于自相位调制的光谱展宽过程中的非线性累积有着重要的意义. 可以利用 ABCD 传输矩阵求解这个本征模式.

如图 3 所示, 从束腰点出发的激光到腔镜上多次反射自再现的过程可以分解为 3 个过程的不断重复, 即自由传输 $L/2$ 距离到达腔镜; 在焦距为 $R/2$ 的凹面镜上反射; 自由传输 $L/2$ 距离回到焦点.

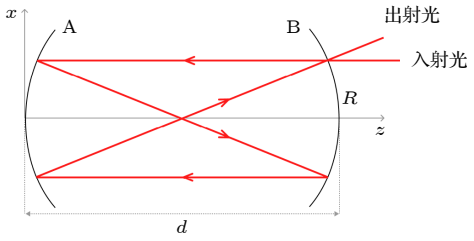

图 3 MPC 腔内反射过程示意图

Fig. 3. Diagram of reflection process in MPC.

自由传输的 ABCD 矩阵为

$$\boldsymbol{M}_{\text{prop}} = \begin{bmatrix} 1 & d/2 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{1}$$

在凹面镜上反射的 ABCD 矩阵为

$$\boldsymbol{M}_{\text{mirror}} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}. \tag{2}$$

激光在 MPC 腔中多次传输反射的 ABCD 矩阵可以写为

$$\begin{aligned} \boldsymbol{M}_{\text{mpc}} &= (\boldsymbol{M}_{\text{prop}} \cdot \boldsymbol{M}_{\text{mirror}} \cdot \boldsymbol{M}_{\text{prop}})^j \\ &= \begin{bmatrix} 1-C & d(1-C/2) \\ -2/R & 1-C \end{bmatrix}^j, \end{aligned} \tag{3}$$

式中 $C = d/R$, j 为本征模式在 2 个凹面反射腔镜上的反射次数. 为保证本征模式的自再现, 应有

$$q_0 = \boldsymbol{M}_{\text{mpc}} \cdot q_0. \tag{4}$$

可以计算出 MPC 腔本征模式的 q 参数为

$$q_0 = -\frac{R}{2}\sqrt{C(C-2)}. \tag{5}$$

根据 q 参数的特性可以计算出相应的 MPC 腔本征模式的束腰半径 ω_0 和腔镜上光斑半径 ω_{m}, 分别为:

$$\omega_0^2 = \frac{R\lambda}{2\pi}\sqrt{C(2-C)}, \tag{6}$$

$$\omega_{\rm m}^2 = \frac{R\lambda}{\pi}\sqrt{\frac{C}{2-C}}. \tag{7}$$

对于 MPC 腔中 2 个凹面反射镜间任意位置处的光斑大小, 可以通过高斯光束的传播公式求出. 本文 MPC 装置的本征模式分布如图 4 所示.

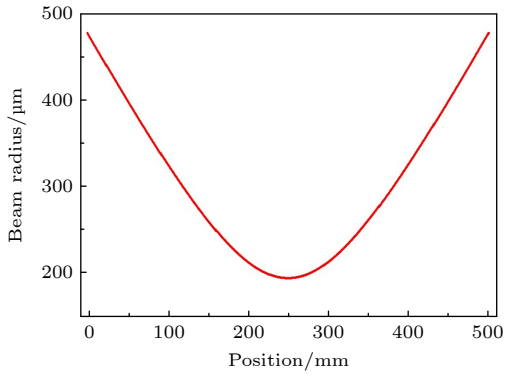

图 4 MPC 腔内本征模式分布

Fig. 4. Distribution of engine mode in MPC.

2.3 实验结果与讨论

经过对装置的优化调节, 最终使注入的皮秒激光在 MPC 的 2 个凹面反射腔镜间反射 56 次, 共 111 次通过作为非线性介质的融石英. 图 5 所示为利用夜视仪观测凹面镜上的反射点的情况, 图 6 所示为 111 次反射的反射点分布顺序.

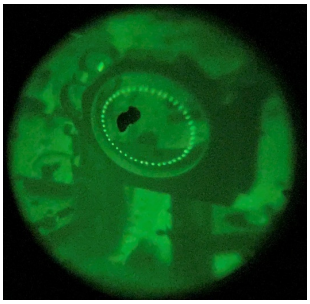

图 5 测凹面镜上的反射点

Fig. 5. Reflection spot on concave mirror.

注入 MPC 装置的激光重复频率为 500 kHz, 平均功率为 100 W, 单脉冲能量为 200 μJ, MPC 光谱展宽后输出功率为 80.6 W, 单脉冲能量为 161.2 μJ, MPC装置光谱展宽部分输出效率为 80.6%. 理论上自相位调制展宽光谱的过程是没有能量损耗的, 其中能量损耗主要来自于凹面反射腔镜与插入的融石英的光学损耗, 即使镀有高效率的高反/增透膜, 多次的透射、反射的光学损耗依旧很大. 考虑到 MPC 装置中的能量损耗, 取 MPC 腔内传输激光单脉冲能量的平均值 180 μJ 估算其中的非线性累积. 根据 B 积分的定义, $B = \frac{2\pi}{\lambda}\int_0^l n_2 I(l){\rm d}l$, 入射激光在 MPC腔中平均单通累积的 B 积分约为 0.14, 111 通总计累计 B 积分接近 15.6.

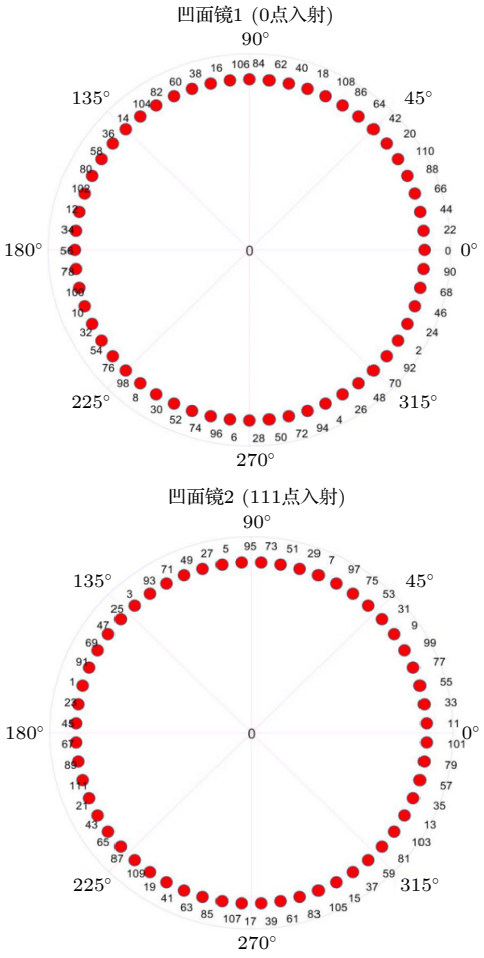

图 6 凹面镜上反射点的分布顺序

Fig. 6. Distribution order of reflection spot on concave mirror.

利用光谱仪 (OSA, YOKOGAWAAQ6370C) 测量 MPC 装置展宽后的光谱. 展宽后光谱与初始光谱对比如图 7 所示, 其中黑色线为初始光谱, 宽度为 0.20 nm, 红色线为展宽后光谱.

对于自相位调制展宽后的光谱, 会产生多个调制出来的峰, 归一化后的峰值不一定为 1, 此时使用半高全宽来描述自相位调制展宽后的光谱带宽并不合适, 使用外侧光谱调制峰强度半高宽 (half the intensity of the outer spectral maxima) 来描

述光谱宽度更为合适. 对于基于自相位调制效应展宽光谱的展宽比可以利用 B 积分的积累量进行估计, 存在以下关系[22]:

$$F \approx 0.88\phi_{\text{nonlinear}}. \tag{8}$$

根据 B 积分估算的光谱展宽比 $b = 13.73$, 实验测得展宽后的光谱宽度为 2.75 nm, 光谱展宽比为 13.75. 实验结果与计算结果符合.

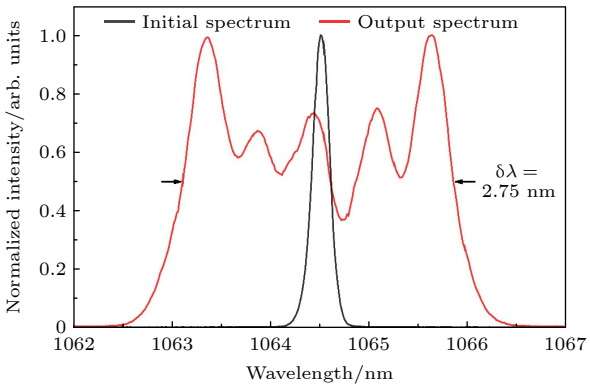

图 7 非线性展宽前后的光谱

Fig. 7. Spectrum before and after nonlinear broadening.

由于光谱的调制, 其形状已经不是标准的高斯拟合或者洛伦兹拟合, 为获得该光谱所支持的傅里叶极限脉冲宽度, 对光谱做反演计算, 经过计算, 该光谱所支持的傅里叶极限宽度为 747 fs, 反演得到的傅里叶极限脉冲如图 8 所示.

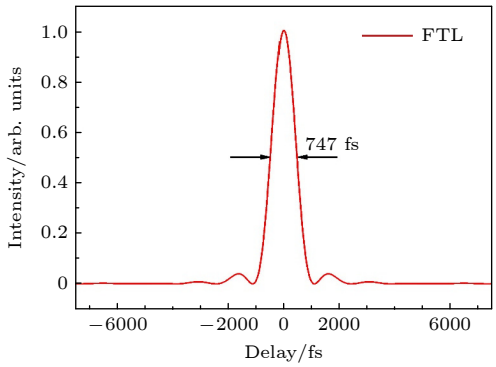

图 8 展宽后光谱的脉冲变换极限

Fig. 8. FTL of spectrum after broadening.

在 MPC 装置中, 非线性光谱展宽的部分是完全基于自相位调制效应展宽光谱的, 在此过程中只引入线性啁啾, 因此比较适合选用啁啾镜或者 GTI 镜子补偿二阶色散完成脉冲的压缩. 要将 12.5 ps 的初始脉冲压缩至展宽后的傅里叶极限, 大致需要接近 10^6 fs^2 量级的二阶色散量, 啁啾镜组和 GTI 镜组很难提供如此大的色散量, 所以选用透射光栅对压缩器进行色散补偿. 为了获得更高的衍射效率, 选择以 1064 nm 的 Littrow 角 32.1°入射透射光栅, 此时单光栅衍射效率为 97%. 经过 4 次透射光栅, 透射光栅对压缩器整体效率为 88.5%. 压缩后输出平均功率为 71.3 W, 单脉冲能量为 143 μJ, MPC 装置总效率为 71.3%.

利用自相关仪器 (APE, pulse check 50), 以非共线强度自相关模式测量压缩后脉冲. 经过优化最终在两光栅间距为 515 mm 时, 测得最短强度自相关 ACF 信号, 半高宽为 1.02 ps, 此时光栅提供–3.5×10^6 fs^2 的二阶色散量补偿.

由于展宽后的光谱存在调制, 自相关测得的脉冲宽度也不适合使用常用标准函数型来拟合. 对傅里叶极限脉冲进行自相关卷积, 可以求解出其自相关解卷积因子等于压缩后脉冲的自相关解卷积. 747 fs 傅里叶变换极限脉冲的自相关信号脉冲宽度 $\tau_{\text{FTL AFC}} = 979$ fs, 经计算解卷积因子为 0.763, 如图 9 所示, 将所测得的自相关 ACF 信号宽度 $\tau_{\text{AFC}} = 1.02$ ps, 乘以解卷积因子, 可以获得压缩实际脉冲宽度为 780 fs, 接近展宽后光谱的傅里叶变换极限. MPC 装置脉冲宽度压缩比为 16.

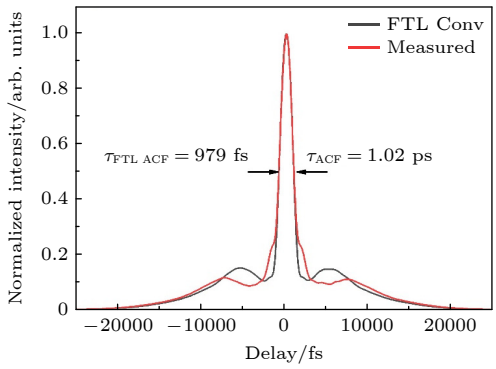

图 9 非线性压缩后脉冲自相关曲线

Fig. 9. The measured autocorrelation signal of output pulse after nonlinear compression.

通过 M^2 因子仪对 MPC 输出的光束质量进行测量, 结果如图 10 所示, 图 10(a) 为入射光在水平方向和垂直方向上光束质量, 分别为 $M_x^2 = 1.36$, $M_y^2 = 1.45$; 图 10(b) 为输出光束在水平方向和垂直方向上的光束质量, 分别为 $M_x^2 = 1.47$, $M_y^2 = 1.60$. 经过 MPC 后光束质量略有下降, 但是变化不大.

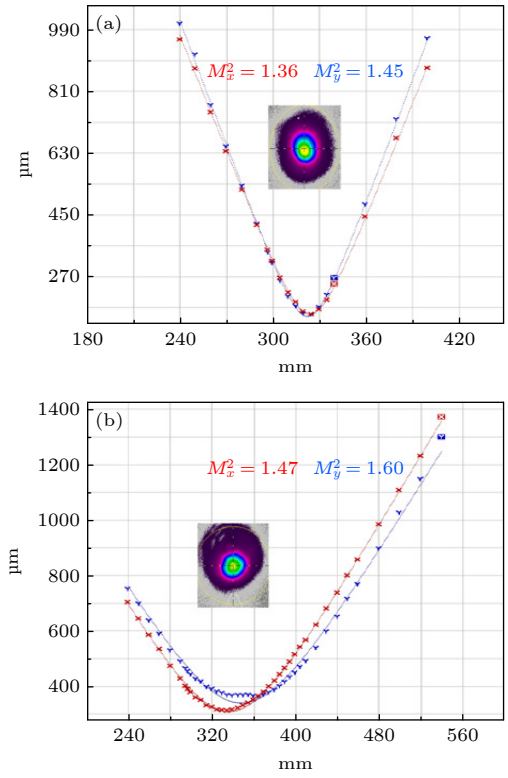

图 10 非线性压缩前后光束质量

Fig. 10. Beam quality before and after nonlinear compression.

3 结 论

本文报道了一种基于脉冲非线性压缩获得高功率飞秒激光的方法, 基于 Herriott 型多通腔进行光谱展宽, 在腔中采用融石英片作为非线性材料, 并以一对透射光栅作为色散补偿装置, 实现了对前级的皮秒光源进行脉冲压缩. 在实验中平均功率 100 W, 脉冲宽度 12.5 ps 的前级光源注入多通腔后往返 111 次经过融石英非线性介质, 光谱从 0.20 nm 展宽到 2.75 nm, 光谱展宽比为 13.75, 经过一对 1000 线/mm 的透射光栅补偿色散后, 脉冲宽度压缩至 780 fs, 脉冲宽度压缩比为 16, 最终输出平均功率为 71.3 W, 整体效率为 71.3%, 输出光束质量为 1.47×1.60. 为高平均功率百飞秒光源的产生提供了有效方法并展现出了巨大的潜力, 有望在飞秒激光加工和超快动力学等领域取得更为广泛的应用.

参考文献

[1] Kawata S, Sun H B, Tanaka T, et al. 2001 *Nature* **412** 697
[2] Saha S K, Wang D, Nguyen V H, Chang Y N, Oakdale J S, Chen S C 2019 *Science* **366** 105
[3] Gan Z S, Cao Y Y, Evans R A, Gu M 2013 *Nat. Commun.* **4** 2061
[4] He F, Cheng Y 2007 *Chinese J. Lasers* **34** 595 (in Chinese) [何飞, 程亚 2007 中国激光 **34** 595]
[5] Zheng C, Hu A M, Kihm K D, et al. 2015 *Small* **11** 3007
[6] Spence D E, Kean P N, Sibbett W 1991 *Opt. Lett.* **16** 42
[7] Bagnoud V, Salin F 2000 *Appl. Phys. B:Lasers Opt.* **70** S165
[8] He P 2017 *Ph. D. Dissertation* (Xi'an: Xidian University) [何鹏 2017 博士学位论文 (西安: 西安电子科技大学)]
[9] Gao Q S, Hu H, Pei Z P, Tong L X, Zhou T J, Tang C 2012 *Chinese J. Lasers* **39** 7 (in Chinese) [高清松, 胡浩, 裴正平, 童立新, 周唐建, 唐淳 2012 中国激光 **39** 7]
[10] Wang H L, Dong J, Liu H Y, Hao J J, Zhu X, Zhang J W 2021 *Acta Photonica Sin.* **50** 117 (in Chinese) [王海林, 董静, 刘贺言, 郝婧婕, 朱晓, 张金伟 2021 光子学报 **50** 117]
[11] Nubbemeyer T, Kaumanns M, Ueffing M, Gorjan M, Alismail A, Fattahi H, Brons J, Pronin O, Barros H G, Major Z, Metzger T, Sutter D, Krausz F 2017 *Opt. Lett.* **42** 1381
[12] Dietz T, Jenne M, Bauer D, Scharun M, Sutter D, Killi A 2020 *Opt. Express* **28** 11415
[13] Dong X Y, Li P X, Li Y, Wang T T, Yang M 2021 *Chinese J. Lasers* **48** 41 (in Chinese) [董雪岩, 李平雪, 李舜, 王婷婷, 杨敏 2021 中国激光 **48** 41]
[14] Khazanov E A 2022 *Quantum Electron.* **52** 208
[15] Nagy T, Simon P, Veisz L 2021 *Adv. Phys. :X* **6** 1845795
[16] Nisoli M, DeSilvestri S, Svelto O 1996 *Appl. Phys. Lett.* **68** 2793
[17] Chen X W, Jullien A, Malvache A, et al. 2009 *Opt. Lett.* **34** 1588
[18] Su Y B, Fang S B, Wang S, Liang Y Y, Chang G Q, He X K, Wei Z Y 2022 *Appl. Phys. Lett.* **120** 121105
[19] Rolland C, Corkum P B 1988 *J. Opt. Soc. Am. B* **5** 641
[20] Lu C H, Tsou Y J, Chen H Y, Chen B H, Cheng Y C, Yang S D, Chen M C, Hsu C C, Kung A H 2014 *Optica* **1** 400
[21] Shaykin A, Ginzburg V, Yakovlev I, et al. 2021 *High Power Laser Sci. Eng.* **9** e54
[22] Viotti A L, Seidel M, Escoto E, Rajhans S, Leemans W P, Hartl I, Heyl C M 2022 *Optica* **9** 197
[23] Hanna M, Delen X, Lavenu L, Guichard F, Zaouter Y, Druon F, Georges P 2017 *J. Opt. Soc. Am. B* **34** 1340
[24] Kaumanns M, Kormin D, Nubbemeyer T, Pervak V, Karsch S 2021 *Opt. Lett.* **46** 929
[25] Schulte J, Sartorius T, Weitenberg J, Vernaleken A, Russbueldt P 2016 *Opt. Lett.* **41** 4511
[26] Herriott D, Kompfner R, Kogelnik H 1964 *Appl. Optics* **3** 523
[27] Kaumanns M, Pervak V, Kormin D, Leshchenko V, Kessel A, Ueffing M, Chen Y, Nubbemeyer T 2018 *Opt. Lett.* **43** 5877
[28] Balla P, Bin Wahid A, Sytcevich I, et al. 2020 *Opt. Lett.* **45** 2572

Pulse nonlinear compression generated 71.3 W femtosecond laser*

Zhang Xu [1)2)] Wang Zhao-Hua [1)2)3)†] Wang Xian-Zhi [1)] Li Jia-Wen [1)2)]
Li Jia-Jun [1)2)] Zhao Guo-Dong [1)2)] Wei Zhi-Yi [1)2)3)‡]

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

2) (*School of Physical Sciences*, *University of Chinese Academy Sciences*, *Beijing* 100049, *China*)

3) (*Songshan Lake Material Laboratory*, *Dongguan* 523808, *China*)

(Received 8 May 2023; revised manuscript received 14 May 2023)

Abstract

The power of femtosecond lasers based on Ti: sapphire or Yb-doped gain media has reached a high level by using chirped pulse amplification. The dispersive elements are normally employed in CPA devices, thereby increasing the complexity and cost of the laser system. However, for the Nd-doped laser, its power can be amplified to hundreds of microjoules or even several millijoules directly without CPA technology. So compressing the picosecond pulse to obtain femtosecond laser pulses with hundreds of microjoules pulse energy by post-compression technology becomes meaningful. The pulsed post-compression technology is the combination of nonlinear spectral broadening and dispersion compensation. Currently, the most effective method of nonlinear spectral broadening is achieved through self-phase modulation. The multi-pass cell (MPC) device based on self-phase modulation for broadening spectral bandwidth has been extensively studied, since it was demonstrated. The MPC concept demonstrates significant practical benefits. Essentially, it requires only two curved mirrors and a Kerr medium in between, making it a cost-effective and easily implementable method. Moreover, the MPCs are robust, quite insensitive to beam pointing, and can evendeal with small mode mismatch without transmission losses. These favorable characteristics make MPCs very attractive not only for scientific applications, but also for commercial and facility laser systems where reliability is crucial. The striking progress of the technique in the past six years has made it possible to obtain high average power femtosecond laser.

In this work, we demonstrate the generation of a high average power femtosecond laser pulse by nonlinearly compressing the picosecond pulse in the Herriott multi-pass cell device, and the distribution of eigenmode is analyzed. With this efficient and robust scheme, the spectrum is broadened from 0.20 nm to 2.75 nm, with a broadening ratio of 13.75, and the pulse duration of a picosecond amplifier is compressed from 1.25 ps to 780 fs, with a compression factor of 16. The average power before and after pulse compression are 100 W and 71.3 W respectively, so the overall transmission reaches 71.3%. The present scheme offers a viable route to low-cost and simple-configuration high-power femtosecond lasers driven by Nd-doped picosecond amplifiers.

Keywords: pulse nonlinear compression, spectral broadening, Herriott multi-pass cell

PACS: 42.65.–k, 42.65.Re, 42.60.–v **DOI:** 10.7498/aps.72.20230746

* Project supported by the Project for Young Scientists in Basic Research of Chinese Academy of Sciences (Grant No. YSBR-065), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 11774410), and the Strategic Priority Research Program of Chinese Academy of Sciences (Grant No. XDB16030200).

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

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

物理学报 Acta Physica Sinica

Chinese Physical Society

Institute of Physics, CAS

基于脉冲非线性压缩技术的71.3 W飞秒激光产生

张旭 王兆华 王美之 李佳文 李佳俊 赵国栋 魏志义

Pulse nonlinear compression generated 71.3W femtosecond laser

Zhang Xu Wang Zhao-Hua Wang Xian-Zhi Li Jia-Wen Li Jia-Jun Zhao Guo-Dong Wei Zhi-Yi

引用信息 Citation: Acta Physica Sinica, 72, 144205 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20230746

在线阅读 View online: https://doi.org/10.7498/aps.72.20230746

当期内容 View table of contents: http://wulixb.iphy.ac.cn

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于Herriott型多通结构的块材料展宽与棱栅对色散补偿的啁啾脉冲放大

Herriott multi-pass block material stretcher and grism compressor in chirped-pulse amplification

物理学报. 2022, 71(11): 114202 https://doi.org/10.7498/aps.71.20212381

基于光纤中超短脉冲非线性传输机理与特定光谱选择技术的多波长飞秒激光的产生

Generation of multi-wavelength femtosecond laser pulse based on nonlinear propagation of high peak power ultrashort laser pulse in single-mode fiber and spectral selectivity technology

物理学报. 2018, 67(18): 184205 https://doi.org/10.7498/aps.67.20181026

基于光纤耦合宽带LED光源的Herriott池 测量NO_2的研究

NO_2 measurement using fiber coupled broadband LED source combining a Herriott multi-pass cell

物理学报. 2019, 68(16): 164201 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190243

基于全保偏光纤结构的主振荡脉冲非线性放大系统

Master oscillator pulse nonlinear amplifier system based on all polarization-maintaining fiber

物理学报. 2019, 68(23): 234204 https://doi.org/10.7498/aps.68.20190925

基于等离激元纳米结构非线性响应的超快光开关及脉冲激光器

Ultrafast optical switches and pulse lasers based on strong nonlinear optical response of plasmon nanostructures

物理学报. 2020, 69(18): 189101 https://doi.org/10.7498/aps.69.20200456

基于飞秒锁模光纤激光脉冲基频光的差频产生红外光梳

Fiber-type difference frequency generation infrared optical frequency comb based on the femtosecond pulses generated by a mode-locked fiber laser

物理学报. 2018, 67(9): 094207 https://doi.org/10.7498/aps.67.20172503