

大芯径晶体方波导 SESAM 锁模激光器的色散补偿研究

张凯伦¹, 李国泰¹, 李帅¹, 朱占达^{1,2,3,4}, 惠勇凌^{1,2,3,4}, 雷旬^{1,2,3,4}, 李强^{1,2,3,4*}¹北京工业大学材料与制造学部激光工程研究院, 北京 100124;²北京市激光应用技术工程技术研究中心, 北京 100124;³激光先进制造北京市高等学校工程研究中心, 北京 100124;⁴跨尺度激光成型制造技术教育部重点实验室, 北京 100124

摘要 报道了一种基于 Yb:YAG 大芯径晶体方波导的全固态被动锁模激光器。在腔内使用 Gires-Tournois 干涉 (GTI) 镜对色散进行补偿, 获得了平均功率为 16 W、脉冲宽度为 2 ps、重复频率为 31.7 MHz 的激光输出。实验研究了大芯径晶体方波导锁模激光器的输出特性, 并提出了提升输出功率的方法。

关键词 激光器; 锁模; 晶体波导; 半导体可饱和吸收镜; 高功率

中图分类号 TN248.1 **文献标志码** A

DOI: 10.3788/CJL221044

1 引言

运转在皮秒和飞秒时域的大功率超短脉冲激光器在许多领域中都有重要应用, 如强场物理、生物医学成像、光学频率变换以及激光核聚变等^[1-4]。

为了实现更大的输出功率, 一种方式是通过啁啾脉冲放大 (CPA)、主振荡放大 (MOPA) 等放大技术将低功率种子源进行放大^[5-9], 但复杂的多级放大结构降低了脉冲信号的稳定性, 并且放大链路中的自发辐射 (ASE)^[10]会降低锁模信号的信噪比。另一种方式是锁模振荡器直接输出高功率超短脉冲激光, 具有代表性的是半导体可饱和吸收镜 (SESAM) 锁模碟片激光器^[11], 该激光器基于 Yb:YAG 增益介质可提供 16 W 的平均输出功率, 重复频率为 34.6 MHz, 脉宽为 730 fs。这种锁模方式的优点是可饱和吸收体与谐振腔解耦, 可作为谐振腔的腔镜插入, 通过增大可饱和吸收体上的光斑半径来缩放功率。人们不断优化腔型设计、SESAM 参数、色散补偿方式以及碟片制造工艺, 使得 SESAM 锁模振荡器得到了极大发展, 目前在大气中其最高平均输出功率为 210 W^[12]。由于碟片激光器的薄片增益介质面积体积比较高, 具有出色的散热能力, 因此在高功率下也可以稳定运行。但是薄片增益介质很薄 (厚度小于 200 μm), 单程增益小, 需要采用复杂的多冲程泵浦以提高泵浦光的吸收效率, 这降低了系统稳定性。

本课题组在 2022 年报道了大芯径晶体方波导锁模激光器, 为高功率锁模激光器提供了一种新的设计方案。在未进行色散补偿的情况下, 激光器的平均输

出功率为 10.2 W, 脉宽为 65 ps, 锁模脉冲的时间带宽积为 2.021, 腔内积累了较大群速度色散^[13]。作为一种新型增益介质, 晶体波导具有良好的模式限制能力, 散热能力较强, 可以获得稳定的高功率输出。波导为单层结构, 芯层为 320 $\mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$ 的 Yb:YAG 晶体。虽然 Yb:YAG 增益带宽 (约为 8 nm^[14]) 有限, 不支持脉宽小于 500 fs 的脉冲, 但其具有出色的物理性能以及较低的量子缺陷, 仍是目前应用广泛的高功率增益材料。晶体波导包层为 600 $\mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$ 的 Er:YAG 晶体, 与芯层进行折射率匹配后能够保证基横模输出。并且, 较大的基横模面积可以降低峰值功率密度, 减小非线性效应的影响。综合上述特点, 我们认为这种新型锁模振荡器具有缩放功率的潜质, 但是目前关于晶体波导锁模激光器的色散补偿研究较少, 因此进一步研究色散补偿, 寻找提高功率的方法具有重要意义。

本文报道了一种利用 Gires-Tournois 干涉 (GTI) 镜进行腔内色散补偿的 Yb:YAG 大芯径晶体方波导锁模激光器。该激光器使用半导体可饱和吸收镜作为可饱和吸收体, 获得了平均功率为 16 W、重复频率为 31.7 MHz、脉冲宽度为 2 ps 的锁模脉冲。实验研究了大芯径晶体方波导锁模激光器的输出特性, 并讨论了大功率输出的主要限制因素及解决办法, 提出了进一步提升输出功率的方法。

2 实验原理与装置

2.1 腔型设计

在被动锁模激光器中, 锁模所需的半导体可饱和

收稿日期: 2022-07-13; 修回日期: 2022-08-12; 录用日期: 2022-09-07; 网络首发日期: 2022-09-17

基金项目: 国家自然科学基金 (62075003)、北京市自然科学基金、教委科研计划 (4202007, KZ202110005010)

通信作者: *ncltlq@bjut.edu.cn

吸收镜会使激光器产生调 Q 不稳定性,激光器工作在重复频率为 kHz 的调 Q 锁模状态,产生的高能脉冲会对 SESAM 造成不可逆损伤。Hönninger 等^[15]给出了抑制调 Q 锁模的条件,即激光器实现连续锁模(CWML)操作需要满足以下三个条件。

1) SESAM 上的能量大于连续锁模阈值能量,即

$$E_p > E_{p,c} = (F_{sat,L} A_{eff,L} F_{sat,A} A_{eff,A} \Delta R)^{1/2}, \quad (1)$$

式中: E_p 为腔内锁模脉冲能量; $E_{p,c}$ 为激光器实现连续锁模的阈值能量; 增益晶体的等效饱和和通量 $F_{sat,L} \propto 1/m_s$, 其中 m_s 为激光晶体的发射截面; $A_{eff,L}$ 为增益晶体信号光的光斑面积; $F_{sat,A}$ 为 SESAM 的饱和和通量; $A_{eff,A}$ 为可饱和吸收体上的光斑面积; ΔR 为 SESAM 的调制深度。

2) SESAM 上的能量密度超过 SESAM 饱和通量的 3~5 倍, 即

$$E_p/A_{eff,A} > 5F_{sat,A} \quad (2)$$

3) SESAM 上的光斑能量密度小于 SESAM 的损伤阈值, 即

$$E_p/A_{eff,A} \ll F_d, \quad (3)$$

式中: F_d 为 SESAM 的损伤阈值。

当确定波导和 SESAM 参数后, $F_{sat,L} A_{eff,L} F_{sat,A} \Delta R$ 为定值, 只有 SESAM 上的光斑面积 $A_{eff,A}$ 为变量。

波导芯层所使用的 Yb:YAG 晶体具有优良的光学和热力学性质, 是高功率超短脉冲激光器的理想增益介质。但是, 它的发射截面小, 等效饱和和通量大, 这使得连续锁模阈值较高, 因此合理的腔型设计是必要的。

为了实现大芯径晶体波导激光器的稳定连续锁模, 我们采取以下手段抑制调 Q 锁模(QML)趋势:

- 1) 选择调制深度 ΔR 和饱和通量 $F_{sat,A}$ 较小的 SESAM, 降低连续锁模阈值能量 $E_{p,c}$;
- 2) 选用透过率较小 ($T=10\%$) 的输出镜增加腔内锁模脉冲能量 E_p ;
- 3) 在腔内使用多组 4f 系统将波导端面的光场以近似比例传输到 SESAM 上, 在不改变腔内高斯光束 Q 参数的情况下增加腔长^[16], 获得更大的锁模脉冲能量 E_p ;
- 4) 改变最后一组 4f 系统中反射镜的焦距比, 减小 SESAM 上的光斑的面积 $A_{eff,A}$ 。

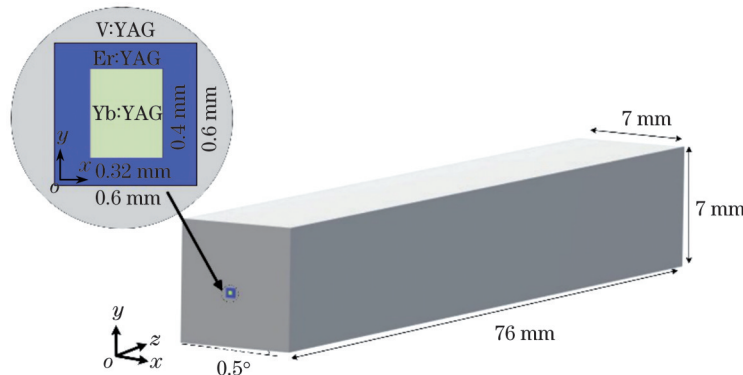


图 2 大芯径晶体方波导的结构示意图(插图为波导端面示意图)

Fig. 2 Structural diagram of large core diameter crystal rectangular waveguide with schematic of waveguide end face shown in inset

为了更加直观地分析锁模阈值问题,我们将阈值腔内能量转换成阈值输出功率(把腔长 L 作为变量):

$$P_C = \frac{c}{2L} E_{p,c} T, \quad (4)$$

式中: P_C 为阈值输出功率; c 为光速; T 为输出镜(OC)的透过率。我们分析了不同光斑半径(r_A)下 P_C 随 L 的变化曲线, 如图 1 所示。

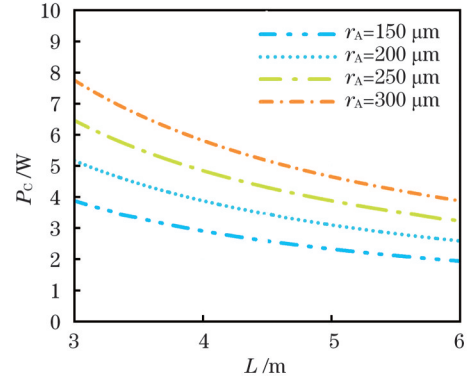


图 1 不同 r_A 下 P_C 随腔长的变化

Fig. 1 P_C versus cavity length at different r_A

考虑到连续状态下实际输出的最高功率。综合以上分析, 设定 SESAM 上的光斑半径 $r_A=200 \mu\text{m}$, 假设腔长为 4.5 m, 对应的 CWML 阈值输出功率理论值为 3.4 W。

2.2 实验装置

实验使用的大芯径晶体方波导采用扩散键合(AFB)技术制备。晶体波导经历了 8 次键合, 晶体键合过程主要包括精密抛光、光学接触和热处理三个过程。波导结构如图 2 所示。芯层为掺杂浓度(原子数分数)为 1.0% 的 Yb:YAG 晶体, 横截面尺寸为 $320 \mu\text{m} \times 400 \mu\text{m}$, 包层为掺杂浓度(原子数分数)为 0.5% 的 Er:YAG 晶体, 横截面尺寸为 $600 \mu\text{m} \times 600 \mu\text{m}$, 芯层与包层进行了折射率匹配, 可以在保证基横模输出的前提下获得更大的模场面积。外包层为掺杂浓度(原子数分数)为 4.0% 的 V:YAG 晶体, 横截面尺寸为 $7 \text{ mm} \times 7 \text{ mm}$, 用于吸收 ASE 并提高该波导的机械强度^[17], 外包层与内包层之间没有进行折射率匹配, 对泵

浦光没有限制作用。晶体波导端面镀有 940 nm 和 1030 nm 高透膜层,并且端面存在 0.5°的倾角,用于抑制端面残余反射引起的寄生振荡。晶体波导的长度为 76 mm。将波导包裹在铜箔中,再夹在两个水冷铜块之间,温度保持在 20 °C。

腔中使用了三组 4f 系统,如图 3 所示,其中 R 为反射镜曲率,HR 表示高反,AR 表示高透, $L_1 \sim L_{11}$ 为相邻镜片间的距离。总腔长约为 4.5 m,腔内光斑半径分布如图 4 所示。泵浦源为光纤耦合二极管激光器,中心波长为 940 nm,最大功率为 160 W(纤芯直径为 105 μm ,数值孔径为 0.22)。腔中采用厚度为 3 mm 的偏振片,以实现稳定的线偏振,并抑制 1050 nm 激光的起振。耦合器包括两个焦距分别为 20 mm 和

60 mm 的凸透镜,它们构成了扩束系统,将束腰直径为 315 μm 的泵浦光聚焦到波导芯层中。通过实验证明,当泵浦光束腰位于波导芯层内且距波导端面 2 mm 时,芯层的吸收率最大。腔内安置了 5 个 GTI 镜 (GTI1~GTI5),脉冲在腔内往返一次时 5 个 GTI 镜总共提供 -23500 fs^2 的群速度色散 (GVD)。当使用 $T=50\%$ 的输出镜时,在连续输出状态可得到最大功率,但锁模输出时使用了一个低透射率 ($T=10\%$) 的输出耦合器,提高了腔内功率密度,从而获得稳定的连续锁模。实验使用饱和通量为 70 $\mu\text{J}/\text{cm}^2$ 、调制深度为 0.6%、非饱和损耗为 0.4%、恢复时间为 500 fs 的商用 SESAM,将其固定在水冷铜块上,以确保激光器能够长期稳定工作。

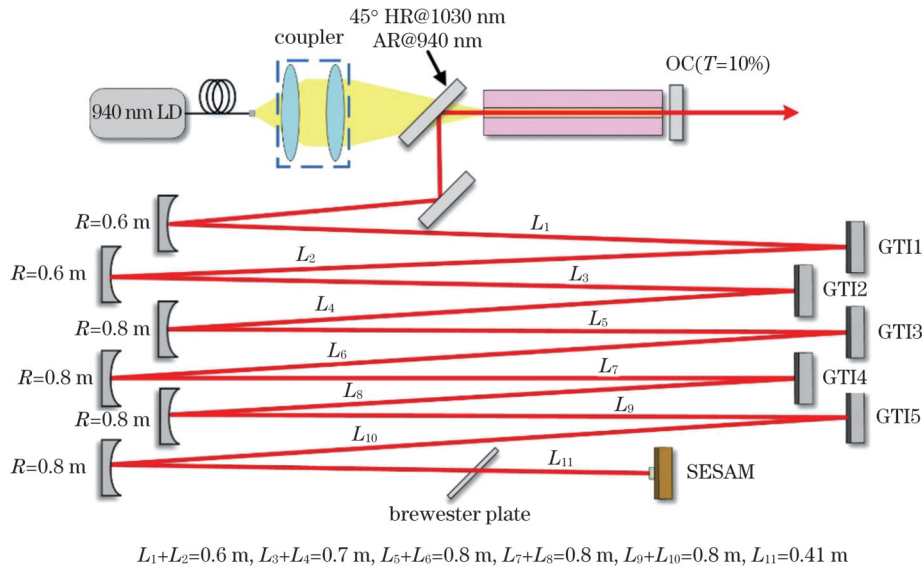


图 3 大芯径晶体方波导锁模激光器的实验装置示意图

Fig. 3 Experimental setup of large core diameter crystal rectangular waveguide mode-locked laser

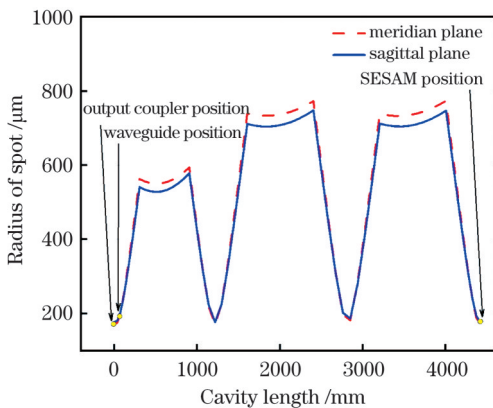


图 4 腔内光斑半径分布曲线

Fig. 4 Radius distribution curve of light spot in cavity

3 实验结果及分析

在进行锁模实验之前,使用全反镜代替 SESAM,在激光器的连续工作状态下调节器件,实现最佳匹配状态。当泵浦功率为 160 W 时,波导芯吸收的泵浦功

率为 84 W,泵浦吸收效率为 52.5%。输出功率为 21 W,光-光效率为 25%。在下文中我们对较低的光-光效率进行研究,并提出优化的方案。在增加泵浦功率时,我们发现示波器中的信号在强度上存在着抖动。随后使用光谱仪对输出激光的光谱进行检测,可以看到,1030 nm 和 1050 nm 两个波长的激光同时起振并且存在竞争关系,导致示波器检测到的连续波 (CW) 信号不稳定。出现双波长现象的原因主要是 Yb:YAG 晶体的发射光谱中存在着两个主峰^[17],分别位于 1030 nm 和 1050 nm 左右。通过精确控制 1030 nm 和 1050 nm 激光的增益损耗比,可以实现双波长运行;并且这两种波长的激光对应的偏振态略有不同,通过在腔中插入偏振片可以实现波长的切换,锁模实验中也观察到了同样的现象。

将连续腔调整到最佳工作状态后,将全反镜换成 SESAM,进行锁模实验,通过微调 SESAM 的角度能够获得锁模信号。随着泵浦功率的增加,激光器会经历不同的输出状态,图 5(a) 中的虚线显示了

锁模(ML)运行时的输出功率随泵浦吸收功率的变化,其中 η 为光-光效率。当输出功率小于2.85 W时,系统表现为QML锁模,没有检测到连续波信号;当输出功率为2.85 W时,激光器实现了稳定的CWML。实验中的锁模阈值(2.85 W)小于理论计算值(3.4 W),这是因为实验中 SESAM 上的光斑半径

与理论计算不完全一致。在最大泵浦功率下,输出锁模功率为16 W,光谱曲线如图5(b)所示,其中 λ 为中心波长, $\Delta\lambda$ 为光谱宽度,入射到 SESAM 上的脉冲能量密度约为饱和通量的73倍。在这种情况下,我们没有观察到任何损坏迹象,激光器可以长期稳定运行。

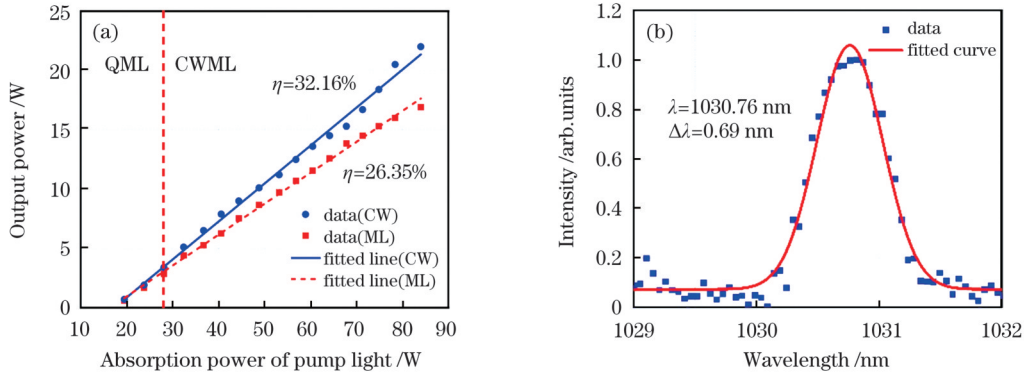


图5 锁模实验结果。(a)输出功率随泵浦光吸收功率的变化;(b)输出激光的光谱曲线

Fig. 5 Mode-locking experiment results. (a) Output power versus absorption power of pump light; (b) spectrum curve of output laser

图6(a)是示波器检测到的连续锁模脉冲信号。为了说明锁模操作的状态,我们使用射频频谱分析仪检测激光输出脉冲,结果如图6(b)所示,分析仪的分

辨率带宽(RBW)为30 kHz。测量显示,重复频率为31.75 MHz,信噪比高达42 dB。显然,我们得到了稳定的CWML运行。

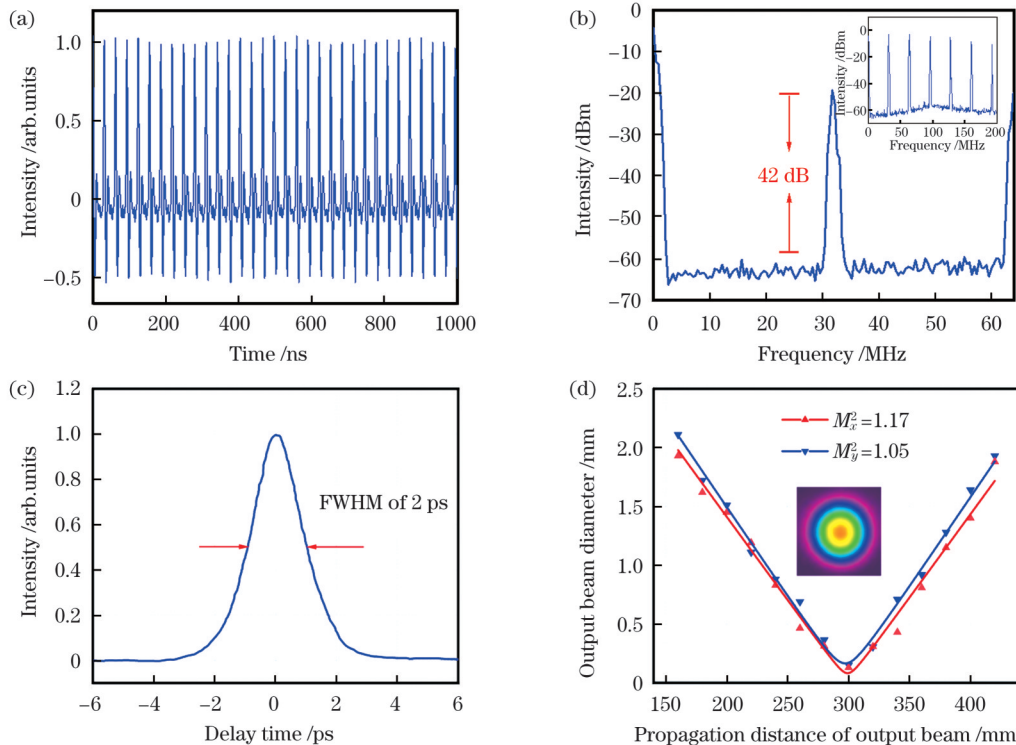


图6 最大输出功率下的激光特性。(a)连续锁模脉冲序列;(b)射频频谱(插图为200 MHz范围内的频谱);(c)自相关轨迹;(d)输出光束直径与输出光束传播距离的关系(插图为测量的远场光斑)

Fig. 6 Laser characteristics at maximum output power. (a) CWML pulse train; (b) radio frequency spectrum with spectrum in 200 MHz range shown in inset; (c) autocorrelation trace; (d) output beam diameter versus propagation distance of output beam with measured far-field spot shown in inset

为了证明连续锁模时腔内仅存在单个脉冲振荡,我们使用高精度探头测量了大跨度(200 MHz)的射频

频谱曲线,并使用自相关仪(探头测量精度小于1 fs)测量了大跨度(200 ps)的自相关曲线图。图6(c)为测

量的自相关曲线,半峰全宽(FWHM)为 ~ 2 ps。经过计算,相应的时间带宽乘积为 0.4,相比于未进行色散补偿的实验配置^[13],更加接近傅里叶变换极限,但是脉冲仍然存在着轻微的啁啾。腔内的色散主要来自晶体波导,每毫米 YAG 晶体产生的 GVD 约为 108 fs^2 ^[18],对于 76 mm 长的晶体波导来说,腔内脉冲在晶体波导内往返一次产生的 GVD 约为 16416 fs^2 。色散会导致脉冲展宽,需要引入色散补偿器件对脉宽进行压缩,实验中使用 GTI 镜进行色散补偿。脉冲在腔内往返一次的过程中,5 片 GTI 镜引入了 -23500 fs^2 的 GVD(反射镜和插入的器件也会引入色散),有效降低了脉宽,由未补偿时的 65 ps 降至 2 ps 左右。同时需要注意的是,GTI 镜对角度变化很敏感,需要尽量减小入射光和反射光的夹角。我们使用刀口法测量了输出激光的光束质量,如图 6(d)所示, x 方向的光束质量(M_x^2)和 y 方向的光束质量(M_y^2)分别为 1.17 和 1.05。虽然波导芯层 x 方向的直径($320 \mu\text{m}$)小于 y 方向的直径($400 \mu\text{m}$),但 x 方向的光束质量比 y 方向差,这主要是因为水冷块上、下两面的水流速度大于左、右两面,所以晶体波导在 x 方向上的散热性能差于 y 方向。另外, y 方向的直径大于理论计算的基模模场直径 $332 \mu\text{m}$,但是仍然能够获得近衍射极限的输出,这主要是因为腔内多次振荡加剧了模式竞争。

较低的光-光效率与以下因素有关:第一,波导为单包层结构,只有一部分泵浦光在芯层中传播并被吸收,并且 45° 双色镜(HR@1030 nm, AR@940 nm)在 940 nm 激光范围内的损耗为 15%,泵浦光的吸收效率受到限制;第二,虽然我们使用了低掺杂浓度的 Yb:YAG 晶体,但仍然存在重吸收现象;第三,在实验中使用了低透过率($T=10\%$)的输出耦合器,因此输出功率的斜率效率和光-光效率降低。采用高输出功率的泵浦源和高传输率的输出耦合器可以提高光-光转换效率。所以,SESAM 锁模大尺寸晶体波导激光器具有进一步提升输出功率的潜力,它主要表现在以下几个方面:1) 在输出功率与泵浦功率的关系曲线上没有观察到明显的饱和现象,因此使用高功率泵浦激光器可以获得更高的输出;2) 将大尺寸晶体波导制成双包层结构,通过优化晶体波导的长度或串联多个晶体波导,可以大大提高泵浦效率和输出功率;3) 当腔中的功率增加一定倍数时,调节最后一组反射镜的焦距比,使 SESAM 上的光斑面积也增加相应倍数,从而实现稳定的锁模;4) 当输出功率较大时,可以选择透射比较大的输出耦合器,以提高激光器的斜效率。在接下来的实验中,功率扩展将成为我们的主要工作。当峰值功率增大时,在晶体波导和空气中会积累大量的群速度色散,因此色散管理将是我们的重点考虑的问题。

4 结 论

报道了一种 Yb:YAG 大芯径晶体波导 SESAM 锁模激光器,经过色散补偿后,以 31.7 MHz 的重复频率获得了脉宽短至 2 ps、平均输出功率为 16 W 的脉冲。分析了功率缩放的阻碍因素,给出了继续进行功率扩展的方法,期望在未来的工作中获得更高功率的锁模脉冲激光器。

参 考 文 献

- [1] Gibson G N, Li M, Guo C, et al. Strong-field dissociation and ionization of H_2^+ using ultrashort laser pulses[J]. Physical Review Letters, 1997, 79(11): 2022-2025.
- [2] Dela Cruz J M, Lozovoy V V, Dantus M. Coherent control improves biomedical imaging with ultrashort shaped pulses[J]. Journal of Photochemistry and Photobiology A: Chemistry, 2006, 180(3): 307-313.
- [3] Seka W, Jacobs S D, Rizzo J E, et al. Demonstration of high efficiency third harmonic conversion of high power Nd-glass laser radiation[J]. Optics Communications, 1980, 34(3): 469-473.
- [4] Zou D B, Yu D Y, Yu M Y, et al. Efficient generation of ~ 100 MeV ions from ultrashort $\sim 1021 \text{ W/cm}^2$ laser pulse interaction with waveguide target[J]. Nuclear Fusion, 2019, 59(6): 066034.
- [5] Saraceno C J, Emaury F, Schriber C, et al. Toward millijoule-level high-power ultrafast thin-disk oscillators[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(1): 106-123.
- [6] Jia Y C, Chen F. Compact solid-state waveguide lasers operating in the pulsed regime: a review[J]. Chinese Optics Letters, 2019, 17(1): 012302.
- [7] 赵其锴, 丛振华, 刘兆军, 等. 百微焦飞秒光纤啁啾脉冲放大激光系统[J]. 中国激光, 2021, 48(7): 0701001.
Zhao Q K, Cong Z H, Liu Z J, et al. Hundred microjoule femtosecond fiber chirped pulse amplification laser system[J]. Chinese Journal of Lasers, 2021, 48(7): 0701001.
- [8] 陈忆兰, 朱小磊. 高重复频率大能量簇式脉冲输出激光器技术[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(17): 1700003.
Chen Y L, Zhu X L. Burst-mode laser technology with high repetition frequency and high pulse energy output[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(17): 1700003.
- [9] 田浩, 史朝督, 付士杰, 等. 0.59 mJ 单频掺 Yb³⁺ 百纳秒脉冲全光纤激光器[J]. 中国激光, 2022, 49(13): 1301005.
Tian H, Shi C D, Fu S J, et al. 0.59-mJ single-frequency Yb³⁺-doped hundred-nanosecond pulsed all-fiber laser[J]. Chinese Journal of Lasers, 2022, 49(13): 1301005.
- [10] Hofer M, Fermann M E, Haberl F, et al. Mode locking with cross-phase and self-phase modulation[J]. Optics Letters, 1991, 16(7): 502-504.
- [11] Aus der Au J, Spühler G J, Südmeyer T, et al. 16.2-W average power from a diode-pumped femtosecond Yb:YAG thin disk laser[J]. Optics Letters, 2000, 25(11): 859-861.
- [12] Saltarelli F, Diebold A, Graumann I J, et al. Self-phase modulation cancellation in a high-power ultrafast thin-disk laser oscillator[J]. Optica, 2018, 5(12): 1603-1606.
- [13] 李帅, 李国泰, 张凯伦, 等. 基于大芯径晶体波导的半导体可饱和吸收镜锁模激光器[J]. 光学学报, 2022, 42(10): 1014004.
Li S, Li G T, Zhang K L, et al. Semiconductor saturable absorption mirror mode-locked laser based on large core size crystal waveguide[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(10): 1014004.
- [14] Beil K, Friedrich-Thornton S T, Tellkamp F, et al. Thermal and laser properties of Yb:LuAG for kW thin disk lasers[J]. Optics Express, 2010, 18(20): 20712-20722.
- [15] Hönninger C, Paschotta R, Morier-Genoud F, et al. Q-switching

- stability limits of continuous-wave passive mode locking[J]. Journal of the Optical Society of America B, 1999, 16(1): 46-53.
- [16] Mu X D, Meissner S, Meissner H, et al. High efficiency Yb: YAG crystalline fiber-waveguide lasers[J]. Optics Letters, 2014, 39(21): 6331-6334.
- [17] Cheng D J, Hu X, Lei H, et al. Design and experimental verification of near diffraction-limited output of a large core size Yb: YAG crystalline waveguide laser[J]. Optics Communications, 2019, 451: 307-310.
- [18] 居桂方. 全固化 Yb: YAG 锁模激光器的研究[D]. 天津: 天津大学, 2004.
- Ju G F. Studies on the all-solid-state Yb: YAG mode-locked laser [D]. Tianjin: Tianjin University, 2004.

Dispersion Compensation of Large Core Diameter Crystal Rectangular Waveguide SESAM Mode-Locked Laser

Zhang Kailun¹, Li Guotai¹, Li Shuai¹, Zhu Zhanda^{1,2,3,4}, Hui Yongling^{1,2,3,4}, Lei Hong^{1,2,3,4}, Li Qiang^{1,2,3,4*}

¹Institute of Laser Engineering, Faculty of Materials and Manufacturing, Beijing University of Technology, Beijing 100124, China;

²Beijing Engineering Research Center of Laser Technology, Beijing 100124, China;

³Beijing Colleges and Universities Engineering Research Center of Advanced Laser Manufacturing, Beijing 100124, China;

⁴Key Laboratory of Trans-Scale Laser Manufacturing Technology, Ministry of Education, Beijing 100124, China

Abstract

Objective High-power ultrashort pulse lasers operating in the picosecond and femtosecond time domains have important applications in strong-field physics, biomedical imaging, optical frequency conversion, and nuclear laser fusion. One approach for obtaining such high-power ultrashort pulses is the use of the amplification systems, such as chirped pulse amplification (CPA) or a master oscillator power amplifier (MOPA). However, amplifier chains produce amplified spontaneous emission (ASE), and the complex structure of the amplifier reduces the stability of the system. Another method is to use the direct output from the mode-locked oscillator, represented by a semiconductor saturable-absorber mirror (SESAM) mode-locked disk laser, which was demonstrated in 2000. The disk gain medium has a high area-to-volume ratio, which leads to excellent heat dissipation and therefore stabilizes the operation at high power. However, its low single-pass gain requires a complex multi-pass pump for improving the absorption efficiency of the pumped light, which can reduce the system stability. In 2022, our group reported a large core-size crystal waveguide mode-locked laser, providing a new solution for realizing high-power mode-locked lasers. Crystal waveguides used as gain media have good mode limiting capability and high heat dissipation capability, and they can achieve a stable high-power output. We believe that this new mode-locked oscillator has potential for power scaling. As studies related to dispersion compensation for crystal waveguide mode-locked lasers have been scarce, investigation of dispersion compensation to find ways to increase power is essential.

Methods The semiconductor saturable-absorber mirror used for mode-locking introduces the tendency of the laser towards Q-switching instabilities; thus, the Q-switching mode-locking (QML) operation of the laser can be realized with a repetition frequency of the order of kHz. This leads to the generation of high-energy pulses that will cause irreversible damage to the SESAM. The cavity design follows the conditions proposed by Hönninger *et al.* with regard to achieving continuous-wave mode locking (CWML). We calculate the threshold powers for different spot radii on the SESAM and different cavity lengths (Fig. 1) and then select suitable cavity parameters. The spot radius on the SESAM is set as 200 μm , the cavity length is 4.5 m, and the theoretical value of power for CWML is 3.4 W. To achieve a stable CWML, a commercial SESAM with a small modulation depth is selected, an output coupler with a lower transmittance is used, multiple $4f$ systems are employed to increase the cavity length, and the focal length ratio of the last set of mirrors is changed to scale the spot radius on the SESAM. Furthermore, we analyze the main sources of dispersion in the cavity and experimentally implement dispersion compensation by inserting five Gires-Tournois-Interferometer (GTI) mirrors in the cavity (Fig. 3) and the -23500 fs^2 group velocity dispersion (GVD) per round trip is achieved. The experimental results show a significant improvement compared to the configuration without dispersion compensation, and no obvious saturation is observed in the output power curve [Fig. 5(a)], indicating further power expansion.

Results and Discussions At a pump power of 160 W, the waveguide core absorbs a pump power of 84 W, the pump absorption efficiency is 52.5%, the output power is 21 W, and the optical-to-optical efficiency is 25%. The beam quality values in the x and y directions of the output beam are 1.17 and 1.05, respectively, which indicates impressive beam quality. The wide-span radio frequency (RF) spectrum and autocorrelation curve indicate single-pulse operation. Figure 6(a) shows a single-pulse shape, illustrating an autocorrelation trace with an full width at half-maximum (FWHM) of ~ 2 ps, corresponding to a time-bandwidth product of 0.4. The time-bandwidth product is closer to the Fourier limit compared with that of the configuration without dispersion compensation. We analyze the reasons for the low optical-to-optical efficiency and suggest ways for further power expansion: 1) No significant

saturation is observed in the experiment and a higher output can be obtained when a high-power pump laser is used. 2) Using a crystal waveguide with a large core size as a double-cladding structure, optimizing the length of the crystal waveguide, or connecting multiple crystal waveguides in series can help to improve the pumping efficiency and increase the output power. 3) The focal length ratio of the last set of mirrors can be adjusted so that the spot area on the SESAM will also increase by a corresponding multiple; when the power in the cavity increases by a certain multiple, then stable mode locking can be achieved. 4) With an increase in the output power, the use of an output coupler with a higher transmission ratio can improve the slope efficiency of the laser.

Conclusions An all-solid-state passively mode-locked laser based on a Yb:YAG large-core-diameter crystal rectangular waveguide is reported. Using a GTI mirror to compensate the dispersion in the cavity as well as using a laser with average power of 16 W, a pulse width of 2 ps, time-bandwidth product of 0.4, and repetition rate of 31.7 MHz can be obtained. The mode-locked output characteristics of the large-core-diameter crystal rectangular waveguide mode-locked laser are experimentally studied. The main sources of intracavity dispersion are analyzed, and methods to expand the output power are proposed.

Key words lasers; mode locking; crystal waveguide; semiconductor saturable absorption mirror; high power