

DOI: 10.3969/j.issn.1007-5461.2023.03.011

全固态瓦级 388 nm 紫外连续激光器

钱龙龙, 沈咏, 刘曲, 邹宏新*

(国防科技大学理学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 采用自行研制的 776.9 nm 半导体激光器作为种子源, 经过锥形半导体放大器并整形后得到 2.3 W 的基频光, 再利用 I 类相位匹配的三硼酸锂晶体和蝶形倍频腔产生了 388.4 nm 紫外连续激光。分析了锥形放大器中热透镜效应对光束质量的影响, 并通过透镜、柱面镜、棱镜对光束进行整形, 提高了倍频腔的输入耦合效率。进一步通过优化倍频腔的束腰尺寸和腔参数, 提高了紫外激光二次谐波的转换效率。最终 2.3 W 的基频光产生 940 mW 的紫外倍频光输出, 倍频效率达到 41%。

关键词: 非线性光学; 紫外连续激光; 二次谐波; 热透镜效应; 三硼酸锂晶体

中图分类号: O437.1

文献标识码: A

文章编号: 1007-5461(2023)03-00392-08

All-solid-state watt-level 388 nm continuous-wave ultraviolet laser

QIAN Longlong, SHEN Yong, LIU Qu, ZOU Hongxin*

(College of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Using a homemade 776.9 nm semiconductor laser as seeder, a 2.3 W fundamental frequency output is obtained through amplification of a tapered amplifier (TA) and shaping. Then, a 388.4 nm continuous-wave laser is generated by the second harmonic generation (SHG) of a Class I phase matched lithium borate (LBO) crystal with an external bow-tie cavity. It is shown that the severely thermal effect of TA can change the waist position of the generated laser beam and limit the conversion efficiency of the second harmonic generator. Therefore, the thermal effect of TA is analyzed, and a laser beam shaping scheme consisted of cylindrical lens, prism pair and lens is proposed to compensate for the thermal effect. Furthermore, by optimizing the beam waist size and cavity parameters of the cavity, the conversion efficiency of the second harmonic is improved. Finally, the basic frequency input of 2.3 W can generate a ultraviolet laser output of 940 mW, with SHG efficiency of 41%.

Key words: nonlinear optics; ultraviolet continuous-wave laser; second harmonic generation; thermal lens effect; LiB₃O₅ crystal

基金项目: 国家自然科学基金面上项目 (62275268), 湖南省自然科学基金重点项目 (2019JJ50743)

作者简介: 钱龙龙 (1997 -), 河南周口人, 研究生, 主要从事非线性频率变换产生紫外或深紫外激光方面的研究。

E-mail: qianlonglong15@nudt.edu.cn

导师简介: 邹宏新 (1979 -), 湖北宜昌人, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事量子频标、全固态连续激光器、量子光学方面的研究。

E-mail: hxzou@nudt.edu.cn

收稿日期: 2021-10-06; 修改日期: 2021-11-08

*通信作者。

0 引言

紫外激光具有光子能量高、分辨率高等优点,在精细加工^[1-3]、医疗生物^[4,5]、原子分子精密光谱^[6-8]等领域都有非常重要的应用。基于非线性晶体的二阶非线性效应进行频率转换是目前产生高质量紫外相干光源的重要方法,利用该方法制成的全固态紫外激光器具有结构紧凑、线宽窄、光束质量高等优点,并且可以通过外腔增强的方式提高二次谐波(SHG,简称倍频)的转换效率。

自1961年Franken等^[9]第一次在石英晶体中发现倍频相干光,科学家将目光放在了寻找更高效的非线性晶体上。在国内,20世纪80年代,陈创天团队在其提出的阴离子基团模型的基础上研发了 β -BaB₂O₄(BBO)晶体^[10]和LiB₃O₅(LBO)晶体^[11],并在实验测试中证明了其优越的非线性性能,被冠以中国牌晶体的美誉。随后,为解决无法直接倍频产生深紫外激光(<200 nm)的问题,陈创天团队又研发了新的KBe₂BO₃F₂(KBBF)晶体^[12,13]。通常选取非线性晶体时,要考虑晶体的透光范围、非线性系数、损伤阈值等参数,以及晶体是否易潮解和是否易生长等问题。综合对比之下,LBO作为成熟的非线性晶体,具有接收角度宽、离散角小、不潮解等优点,并且拥有较高的非线性系数和损伤阈值,所以本研究最终采用LBO作为倍频晶体。

对于非线性频率变换产生近紫外激光(300~400 nm)的报道主要集中在355 nm紫外激光上,而且通常是脉冲光,对连续激光报道较少^[14-16]。2014年,Pizzocaro等^[17]利用LBO晶体产生了瓦级的399 nm连续激光。2016年,Wang等^[18]采用光纤放大方案,通过和频产生4 W的637 nm激光作为基频光,利用BBO晶体产生了2.2 W的318.6 nm连续激光,这也是目前所知该波段的最高功率。

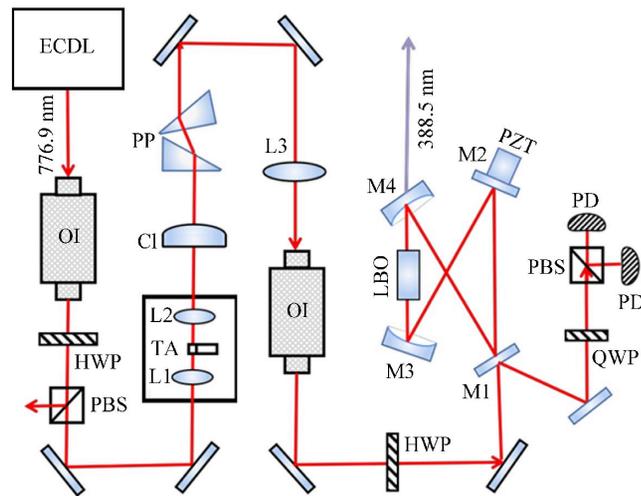
虽然倍频产生紫外激光的方法已经成熟,但其大多采用光纤放大的方式,整体系统体积大、造价高。本文采用的锥形放大器(TA)体积小,倍频腔采用了一体化、小型化设计,易于系统集成。但是传统的TA输出的光束质量差,并且伴随明显的热效应。对TA的热透镜效应进行了理论和实验研究,同时采用由透镜、柱面镜和棱镜对组成的光束整形方案对光束质量进行了优化,显著提高了基频光的输入耦合效率。研究了基频光束腰尺寸对倍频效率的影响,通过优化倍频腔型获得了较高的倍频转换效率。

1 实验方案与装置

实验装置如图1所示,用自行研制的776.9 nm半导体激光器作为基频光种子源,输出功率约为23 mW;隔离器用来防止TA放大器反射回来的光干扰半导体激光器模式;半波片和偏振分束棱镜(PBS)用来调整输入激光的偏振,因为TA放大器是对偏振敏感的,只对水平偏振的输入光有放大作用。

TA放大器由前后两个焦距为4.6 mm的激光透镜和TA芯片组成。TA芯片为Eagleyard公司生产的780 nm锥形放大器,其采用电泵浦的方式,最大泵浦电流达到5 A,可在775~785 nm范围内达到接近3 W的输出功率。TA输出激光的发散角 $\theta_{//}=18^\circ$, $\theta_{\perp}=40^\circ$,所以经过TA放大器后激光光束质量较差,无法直接用于倍频,分别用激光透镜L2和柱面镜C1将激光光束横向、纵向准直,加入棱镜对并在不改变激光平行度的情况下调整横向腰斑的大小。通过调整棱镜对的夹角和柱面镜的焦距可以改变光束准直后的横向、纵向腰斑的大小,这里采用的柱面镜焦距为30 mm,棱镜的顶角为30°,棱镜对的夹角约为22°。随后使用焦距为300 mm的透镜L3将光束聚焦在腔镜M1和M2的中心位置。通过光束分析仪观察激光光束状态以确定柱面镜和透镜的位置。

整形后的光束通过一个 780 nm 的隔离器和半波片后进入倍频腔, 从输入耦合 M1 反射光经过 1/4 波片和 PBS 构成锁腔回路, 便于采用 Hansch-Couillaud 方法^[19]进行腔长锁定。LBO 晶体长度为 10 mm, 晶体两端镀 776.9 nm/388.4 nm 的增透膜, 采用 I 类相位匹配, 相位匹配角 $\theta=90^\circ$ 、 $\varphi=34^\circ$ 。固定晶体的铜座上有热电冷却器 (TEC) 和热敏电阻用于控制晶体的温度。腔镜 M1 为输入耦合镜, 对 776.9 nm 透过率为 1.4%, 其他三个镜片均为 776.9 nm 高反镜, 反射率大于 99.9%。其中, M3 和 M4 为凹面镜, 曲率半径 $R=30$ mm, M4 为输出耦合镜, 镀有 388.4 nm 增透膜。M2 后有压电陶瓷 (PZT) 用于腔长锁定。M1 和 M2 距离为 54 mm, M3 和 M4 距离为 37.2 mm, 总腔长约为 192.7 mm, M3 和 M4 处激光的入射角为 13° 。



ECDL: external cavity diode laser; OI: opto-isolator; HWP: half wave plate;
 PBS: polarization beam splitter; TA: tapered amplifier; Cl: cylindrical lens;
 PP: prism pairs; PZT: piezo-electric transducer; QWP: quarter wave plate; PD: photodetector

图1 倍频系统示意图

Fig. 1 Schematic of SHG system

1.1 TA 中的热效应

高功率激光器工作时产生的热量会导致增益介质沿光轴方向产生温度梯度, 温度的变化会导致增益介质折射率的变化, 造成增益介质各部分折射率不同, 从而对光束产生类似于“透镜”的效果。尤其是对于折射率温度系数 (dn/dT) 大的介质, 热透镜效应更加明显。大部分非线性晶体 (如 BBO, KTP) 和常见激光晶体 (如 Nd^{3+} : YVO₄, YAG) 的折射率温度系数在 $10^{-5}/\text{K}$ 量级, LBO 和 SiO_2 的折射率温度系数则在 $10^{-6}/\text{K}$ 量级, 受热透镜效应影响较小。TA 中采用的增益介质通常为 $\text{Ga}_{0.5}\text{As}_{0.5}\text{P}$ 、 $\text{Ga}_{0.49}\text{In}_{0.51}\text{P}$ 等半导体材料, 而半导体材料的折射率温度系数在 $10^{-4}/\text{K}$ 量级^[20], 更容易受到热透镜效应的影响。

为了更直观地展示热效应对 TA 输出光束质量的影响, 使用光束分析仪测量整形后的激光在不同输出功率时的光斑大小, 测量位置为腔镜 M1 和 M2 的中心位置。图 2(a)~(d) 分别是 TA 输出功率为 0.4、1.0、1.9、2.9 W 时腔镜 M1 和 M2 中心位置处的光斑大小, 由图可见热效应对 TA 放大器的光束质量有很大影响, 尤其是在 y 方向上。而在倍频过程中, 倍频效率对光束质量很敏感, 所以想要提高倍频过程中的转化效率, 必须考虑 TA 放大过程中热效应对光束质量的影响, 并且采取措施补偿热效应的影响。

虽然理论上可以计算热透镜的焦距, 但在实践中, 由于未知的材料细节、复杂的几何形状或非完美热接

触,常常存在不确定性。对热透镜效应的深入分析往往需要采用有限元 (FEA) 等方法来计算激光晶体的温度场和应力场。然而,在很多情况下,这种计算缺乏可靠数据,例如泵浦强度分布、介质的热特性和机械接触、增益介质中的淬火效应等,往往难以获得高精度的结果。所以,使用基于各种简化模型的方法可以减少工作量,并为实验提供有用的指导。

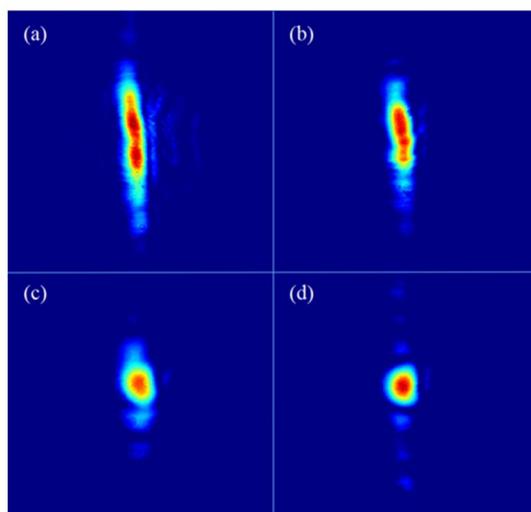


图2 TA 输出功率为 (a) 0.4 W、(b) 1.0 W、(c) 1.9 W、(d) 2.9 W 时,腔镜 M1 和 M2 中心位置处的光斑大小

Fig. 2 The spot size at the center of M1 and M2 when output power of TA is (a) 0.4 W, (b) 1.0 W, (c) 1.9 W, (d) 2.9 W

采用激光增益介质中的热透镜效应简化模型来模拟 TA 中的热透镜效应。假设一个各向同性的激光增益介质,其中有均匀的泵浦强度和纯径向热流。由于增益介质温度梯度产生的热透镜效应,其等效焦距与功率将呈反比关系^[21]

$$\frac{1}{f} = \frac{dn/dT}{2\kappa A} P_{\text{heat}}, \quad (1)$$

式中: dn/dT 为折射率温度系数; P_{heat} 为耗散功率; A 为泵浦面积; κ 为热导率,与增益介质的长度无关。 $\text{Ga}_{0.49}\text{In}_{0.51}\text{P}$ 的折射率温度系数约为 $2 \times 10^{-4}/\text{K}$ ^[22], 热导率约为 $5.2 \text{ W}/(\text{m} \cdot \text{K})$ ^[23]。耗散功率与泵浦功率的比值难以确定,但是不影响对结果进行定性分析。

热透镜焦距测量方法为: 在多个位置测光斑大小,并逐渐增大泵浦功率,通过光斑大小的变化估算热透镜焦距。结果与图2中展示的情况类似,在 x 方向腰斑大小没有发生明显变化,这可能与增益介质的形状相关。TA 中的增益介质为薄片状半导体材料,在 x 方向的厚度约为 0.1 mm ,而在 y 方向厚度约为 1.5 mm 。较薄的厚度有利于散热,并且难以在 x 方向产生温度梯度,因此在 x 方向没有观察到明显的热透镜效应。基于测量数据估计了 y 方向热透镜的焦距大小,结果如图3所示。

从图3中可以看出,功率为 0.3 W 时就可以观测到比较明显的热透镜效应,焦距 $f=93 \text{ mm}$,在 2.9 W 输出时 $f=3.4 \text{ mm}$; 并且热透镜焦距的倒数与 TA 输出功率存在明显的线性关系,基本符合 (1) 式的理论结果。在基频光功率最大时补偿热透镜效应的影响,即可获得最高的倍频输出功率。采用前文所述方案对光束进行整形和聚焦,结果如图2(d)所示,此时测得的光束质量因子 $M_x^2=1.16$, $M_y^2=1.21$ 。

1.2 束腰尺寸对倍频效率的影响

Boyd-Kleinman^[24]曾指出,二次谐波的效率与激光在非线性晶体中的束腰尺寸有很大关系,并用参数

$h(\sigma, B, \xi)$ 描述了聚焦参数、走离角、相位匹配对倍频效率的影响。二次谐波效率与聚焦参数的关系可表示为

$$\eta = \frac{P_2}{P_1} = \frac{2\omega_1^2 d_{\text{eff}}^2}{\pi n_1^2 n_2 \varepsilon_0 c^3} P_1 l k_1 h(\sigma, B, \xi), \quad (2)$$

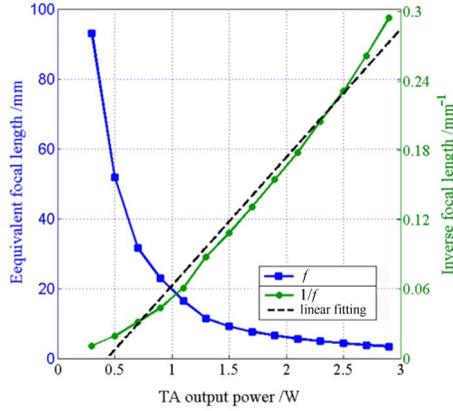


图3 热透镜效应的等效焦距随TA输出功率的变化

Fig. 3 Equivalent focal length of the thermal lens effect as a function of TA output power

式中: η 为倍频效率, P_1 、 P_2 分别为基频光和倍频光的功率, ω_1 为基频光的频率, d_{eff} 是倍频晶体的有效非线性系数, n_1 、 n_2 分别为基频光和倍频光的折射率, l 是晶体长度, k_1 是基频光的波矢。在倍频晶体和基频光功率确定的情况下, $h(\sigma, B, \xi)$ 参数决定了二次谐波过程的转换效率, 其与聚焦参数、走离角、相位匹配因子有关, 表达式为

$$h(\sigma, B, \xi) = \frac{1}{4\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \int_{-\xi}^{\xi} \frac{\exp[i\sigma(\tau-\tau') - B^2(\tau-\tau')^2/\xi]}{(1+i\tau)(1-i\tau')} d\tau d\tau', \quad (3)$$

式中: $\sigma = b\Delta k/2$, $\Delta k = 2k_1 - k_2$ 为相位匹配因子; $B = \rho\sqrt{lk_1}/2$ 为走离度, ρ 为走离角; $\xi = lb$ 为聚焦参数^[25], $b = \omega_0^2 k_1$, ω_0 为束腰大小。从 Boyd-Kleinman 给出的模型中可以看出, 在非线性晶体确定的情况下, $h(\sigma, B, \xi)$ 函数主要由相位匹配情况和高斯光束的束腰半径决定。在实际情况下, 可以通过调节基频光的入射角度和晶体角度来满足相位匹配条件, 使得 $\Delta k \approx 0$, 此时 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数与聚焦参数的关系如图4所示。图4中展示了不同走离度情况下 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数与聚焦参数 ξ 的关系。对应于 776.9 nm 基频光、I 类相位匹配 LBO 晶体的情况, 走离角 $\rho = 0.992^\circ$, 走离度 $B = 3.126$, 此时 $h(\sigma, B, \xi)$ 函数极大值点为 $\xi = 1.52$, 相应的束腰大小 $\omega_0 = 22.5 \mu\text{m}$ 。此时, $h(\sigma, B, \xi)$ 函数有最大值 0.212, 即二次谐波效率达到最大。

而在外腔倍频的过程中, 晶体处的腰斑大小取决于倍频腔的参数, 如腔长、腔镜的曲率半径和折叠角等。倍频腔的具体参数如前文所述, 根据高斯光束的传输矩阵可以计算出晶体处的腰斑大小 $\omega_x = 20.2 \mu\text{m}$ 、 $\omega_y = 21.1 \mu\text{m}$, 基本符合 Boyd-Kleinman 理论中预测的最佳束腰尺寸。

2 实验结果

采用蝶形腔进行倍频时, 腔内循环功率 P_c 与基频光的输入功率 P_1 的关系为^[26]

$$P_c = \frac{TP_1}{\left[1 - \sqrt{(1-T)(1-L)(1-\gamma P_c)}\right]^2}, \quad (4)$$

式中: T 为输入耦合镜 M1 的透过率, γ 为单次通过转换系数, L 为腔内除 M1 外的所有线性损耗。实际过程中 $\gamma \approx 2.6 \times 10^{-5} \text{ W}^{-1}$, 腔内损耗 $L = 0.3\%$ 。倍频光的输出功率 P_2 与循环功率的平方 P_c^2 成正比, 即

$$P_2 = \gamma P_c^2 = \frac{\gamma T^2 P_1^2}{\left[1 - \sqrt{(1-T)(1-L)(1-\gamma P_c)}\right]^4} \quad (5)$$

图 5 为基频输入功率与倍频输出功率的关系, 其中曲线 a 为理论功率曲线, 散点为实验实测数据。虽然 TA 可达 2.9 W 的输出功率, 但在实验中由于各光学器件的损耗, 最终在倍频腔前只有 2.3 W 的基频光输入。TA 的热透镜效应导致其放大后的光束束腰位置及大小会随着泵浦功率的变化而变化, 无法做到动态补偿, 所以针对不同功率的情况, 通过调整透镜 L2 和柱面镜 C1 的位置对束腰尺寸和位置进行优化。分别对输入功率为 0.4、1.4、2.3 W 的光束进行了优化, 获得的倍频光功率随基频光功率变化的关系分别如图 5 中 b 、 c 、 d 曲线所示。以曲线 b 为例, 整形后得到的倍频光输出功率与理论曲线符合地较好, 但是随着基频光功率的增加, 由于 TA 的热透镜效应影响, 光束束腰位置及大小发生变化, 倍频腔的模式匹配效率降低, 倍频光的输出功率低于理论值。优化最大输入功率时的光束即可获得最高的倍频输出, 结果如曲线 d 所示。

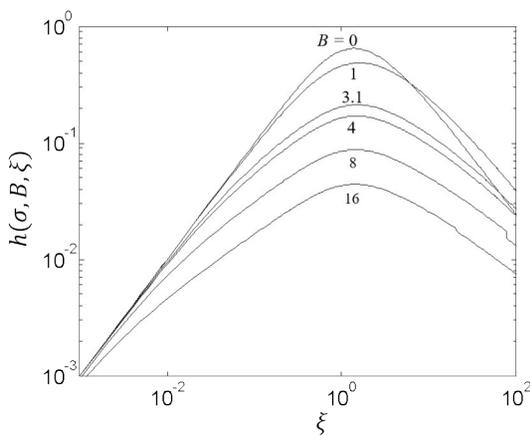


图 4 $h(\sigma, B, \zeta)$ 函数与聚焦参数 ζ 的关系图

Fig. 4 $h(\sigma, B, \zeta)$ as a function of ζ

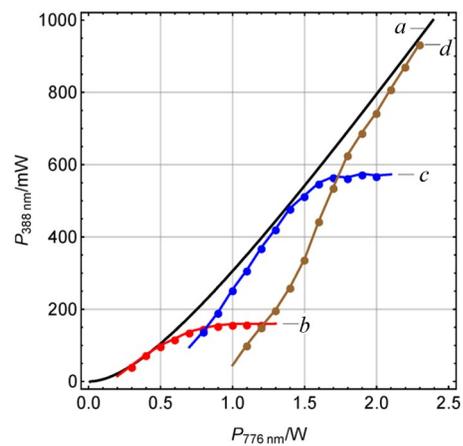


图 5 基频输入功率与倍频输出功率关系

Fig. 5 Output power as a function of input power

由(4)、(5)式可知, 在输入功率和腔内损耗确定时, 倍频光的输出功率与腔镜 M1 的透过率有关, 存在最佳的透过率以达到阻抗匹配。在输入功率为 2.3 W 时, 倍频光功率与 M1 反射率关系如图 6 所示, 虚线为根据(4)、(5)式得到的理论预测曲线, 最佳透过率为 0.9%。实验中选择了较为接近的、透过率为 1.4% 的输入镜, 此时得到的倍频光输出功率为 940 mW。

虽然采用的是角度相位匹配, 但是晶体的温度仍然是影响倍频效率的关键因素。温度的改变会使基频光和倍频光在晶体中的折射率发生变化, 从而导致相位失配。在实验过程中, 可以通过 TEC 元件控制晶体的温度, 通过热敏电阻阻值得到晶体处的实际温度。在输入功率为 2.0 W、2.3 W 时, 测得倍频光输出功率与晶体温度的关系如图 7 所示, 该 LBO 晶体的最佳工作温度为 31 °C。

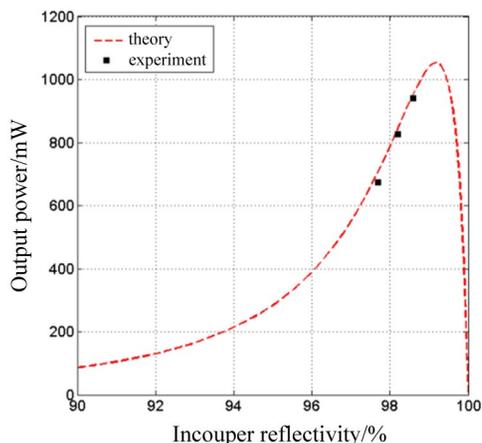


图6 倍频光功率与输入镜反射率关系

Fig. 6 Output power as a function of incoupler reflectivity

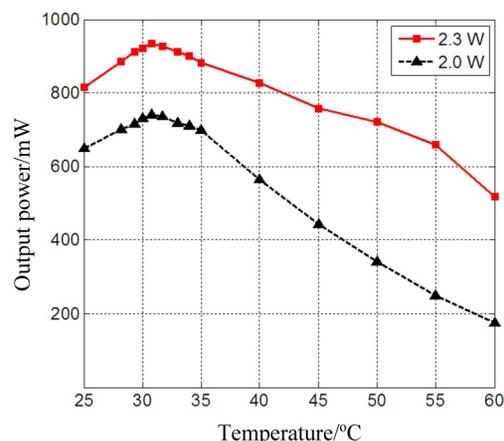


图7 倍频光功率与晶体温度的关系

Fig. 7 Output power as a function of crystal temperature

3 结 论

采用半导体激光器和外腔倍频方案产生了瓦级的388.4 nm紫外连续光输出,研究了TA放大器中的热透镜效应,并估算了不同功率下热透镜效应的等效焦距。研究了光束束腰尺寸对倍频效率的影响,模拟得到了最适合的束腰大小,并采用了一套通用的激光光束整形方案,取得了较好的效果。最终2.3 W的基频光输入获得了940 mW的倍频光输出,倍频过程转换效率达到41%,锁定后稳定工作时间超过4 h。理论上,通过减少腔前光路损耗或者换用最佳透过率的输入镜,可以获得更高的输出功率和倍频效率。整体系统采用紧凑集成化设计,基本达到了商用化水平,为后一级倍频或和频产生200 nm以下的深紫外连续激光提供了优质光源。

参考文献:

- [1] Furukawa Y, Sasahara H, Kakuta A, *et al.* Principal factors affecting the sub-micrometer grooving mechanism of SiC thin layers by a 355 nm UV laser [J]. *CIRP Annals*, 2006, 55(1): 573-576.
- [2] Gu E, Howard H, Conneely A, *et al.* Microfabrication in free-standing gallium nitride using UV laser micromachining [J]. *Applied Surface Science*, 2006, 252(13): 4897-4901.
- [3] Park C, Shin B S, Kang M S, *et al.* Experimental study on micro-porous patterning using UV pulse laser hybrid process with chemical foaming agent [J]. *International Journal of Precision Engineering and Manufacturing*, 2015, 16(7): 1385-1390.
- [4] Colombelli J, Reynaud E G, Stelzer E H K. Subcellular nanosurgery with a pulsed subnanosecond UV-a laser [J]. *Medical Laser Application*, 2005, 20(3): 217-222.
- [5] Hammer C M, Kunert K S, Zhang Y, *et al.* Interface morphology and gas production by a refractive 347 nm ultraviolet femtosecond laser: Comparison with established laser systems [J]. *Journal of Cataract & Refractive Surgery*, 2018, 44(11): 1371-1377.
- [6] Chou C W, Hume D B, Koelemeij J C J, *et al.* Frequency comparison of two high-accuracy Al⁺ optical clocks [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 104(7): 070802.
- [7] Rosenband T, Hume D B, Schmidt P O, *et al.* Frequency ratio of Al⁺ and Hg⁺ single-ion optical clocks; metrology at the 17th decimal place [J]. *Science*, 2008, 319(5871): 1808-1812.

- [8] Kielpinski D, Cetina M, Cox J A, *et al.* Laser cooling of trapped ytterbium ions with an ultraviolet diode laser [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(6): 757-759.
- [9] Franken P A, Hill A E, Peters C W, *et al.* Generation of optical harmonics [J]. *Physical Review Letters*, 1961, 7(4): 118-119.
- [10] Chen C T, Wu B C, Jiang A D, *et al.* A new-type ultraviolet SHG crystal— β -BaB₂O₄ [J]. *Scientia Sinica*, 1985, 28(3): 235-243.
- [11] Chen C T, Wu Y C, Jiang A D, *et al.* New nonlinear-optical crystal: LiB₃O₅ [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 1989, 6(4): 616-621.
- [12] Chen C T, Xu Z Y, Deng D Q, *et al.* The vacuum ultraviolet phase-matching characteristics of nonlinear optical KBe₂BO₃F₂ crystal [J]. *Applied Physics Letters*, 1996, 68(21): 2930-2932.
- [13] Wang X Y, Liu L J. KBe₂BO₃F₂ crystal and all-solid-state deep ultraviolet laser [J]. *Chinese Journal of Quantum Electronics*, 2021, 38(2): 131-147.
王晓洋, 刘丽娟. 氟硼铍酸钾晶体及深紫外全固态激光 [J]. 量子电子学报, 2021, 38(2): 131-147.
- [14] Lv Y F, Zhang X H, Yao Z H, *et al.* Laser-diode pumped all-solid-state continuous-wave ultraviolet laser at 355 nm [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2007, 34(8): 1048-1050.
吕彦飞, 张喜和, 姚治海, 等. 激光二极管抽运全固态 355nm 连续波紫外激光器 [J]. 中国激光, 2007, 34(8): 1048-1050.
- [15] Liu H, Gong M L. Compact laser diode end-pumped Nd: YAG intracavity frequency-tripled quasi-continuous 355 nm laser [J]. *Acta Physica Sinica*, 2009, 58(10): 7000-7004.
刘欢, 巩马理. 紧凑型激光二极管抽运全固态 355nm 连续波紫外激光器 [J]. 物理学报, 2009, 58(10): 7000-7004.
- [16] Han Y S, Wen X, Bai J D, *et al.* Generation of 130 mW of 397.5 nm tunable laser via ring-cavity-enhanced frequency doubling [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2014, 31(8): 1942-1947.
- [17] Pizzocaro M, Calonico D, Pastor P C, *et al.* Efficient frequency doubling at 399 nm [J]. *Applied Optics*, 2014, 53(16): 3388-3392.
- [18] Wang J Y, Bai J D, He J, *et al.* Development and characterization of a 2.2 W narrow-linewidth 318.6 nm ultraviolet laser [J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2016, 33(10): 2020-2025.
- [19] Hansch T W, Couillaud B. Laser frequency stabilization by polarization spectroscopy of a reflecting reference cavity [J]. *Optics Communications*, 1980, 35(3): 441-444.
- [20] Ghosh G. *Handbook of Optical Constants of Solids: Handbook of Thermo-Optic Coefficients of Optical Materials with Applications*[M]. San Diego: Academic Press, 1998: 171-235.
- [21] Innocenzi M E, Yura H T, Fincher C L, *et al.* Thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers [J]. *Applied Physics Letters*, 1990, 56(19): 1831-1833.
- [22] Sokolov S, Lian J, Combrié S, *et al.* Measurement of the linear thermo-optical coefficient of Ga_{0.51}In_{0.49}P using photonic crystal nanocavities [J]. *Applied Optics*, 2017, 56(11): 3219-3222.
- [23] Adachi S. Lattice thermal resistivity of III-V compound alloys [J]. *Journal of Applied Physics*, 1983, 54(4): 1844-1848.
- [24] Boyd G D, Kleinman D A. Parametric interaction of focused Gaussian light beams [J]. *Journal of Applied Physics*, 1968, 39(8): 3597-3639.
- [25] Chen Y F, Chen Y C. Analytical functions for the optimization of second-harmonic generation and parametric generation by focused Gaussian beams [J]. *Applied Physics B*, 2003, 76(6): 645-647.
- [26] Ashkin A, Boyd G, Dziedzic J. Resonant optical second harmonic generation and mixing [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1966, 2(6): 109-124.