

引用格式: YOU Wei, YANG Xuezhong, SUN Yuxiang, et al. High-power Single-frequency Continuous 589 nm Diamond Sodium Guide Laser (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(5):0552202

尤崑, 杨学宗, 孙玉祥, 等. 高功率连续波单频 589 nm 金刚石钠导星激光器研究(特邀)[J]. 光子学报, 2023, 52(5):0552202

※封底论文※

高功率连续波单频 589 nm 金刚石钠导星激光器 研究(特邀)

尤崑^{1,2,5}, 杨学宗^{2,3,4,5}, 孙玉祥², 李牧野^{2,5}, 姜华卫¹, 陈迪俊^{1,2,5},
陈卫标^{1,2,5}, 冯衍^{1,2,5}

(1 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2 中国科学院大学杭州高等研究院, 杭州 310024)

(3 山东大学 晶体材料国家重点实验室, 济南 250100)

(4 山西大学 量子光学与光量子器件国家重点实验室, 太原 030006)

(5 中国科学院大学, 北京 100049)

摘 要:面向天文观测等领域对高功率单频 589 nm 钠导星激光器的应用需求, 通过金刚石拉曼谐振及腔内倍频技术结合 1 018 nm 掺镱光纤激光技术, 实现了最高功率 16.5 W 的连续波单频 589 nm 钠导星激光器研制。建立外腔拉曼振荡及腔内倍频理论, 详细分析谐振腔输出耦合率和倍频晶体相位匹配条件对输出激光功率的影响。激光光谱宽度为 16 MHz, 光束质量因子为 1.05, 光光转化效率为 20%。

关键词:固体激光器; 单纵模激光器; 金刚石; 钠导星激光器; 二次谐波产生

中图分类号: TN248

文献标识码: A

doi:10.3788/gzxb20235205.0552202

0 引言

单频 589 nm 激光可激发距离地面海拔约 100 km 大气层中钠原子, 使其发生共振, 产生强烈的后向散射荧光, 这种荧光可以作为地面光学望远镜自适应光学系统的信标光, 用于纠正大气扰动造成的波前成像畸变, 大幅提高光学望远镜实际观测分辨率。因此, 单频 589 nm 激光器在天文观测^[1-2]、空间碎片跟踪^[3-4]、星地激光通信^[5-6]、中间层磁场探测^[7]等科研和国防等领域有重要的应用价值。

为了实现高效的大气钠层原子激发, 产生足够亮度的激光钠导星, 通常需要平均功率大于 10 W、光谱线宽 MHz 量级的 589 nm 激光光源。早期 589 nm 光源主要由染料激光器中增益介质受激辐射直接产生^[8], 受限于系统体积和维护成本, 逐渐被取代。1 064 nm 和 1 319 nm 固体激光和频钠导星激光器以及基于光纤拉曼和倍频技术的光纤钠导星激光器是目前较为成熟的钠导星激光光源方案。固体和频钠导星激光器可实现极高的输出功率, 目前平均功率已突破 200 W^[9]。光纤拉曼钠导星激光器具有高稳定性、高光束质量和鲁棒性好等优点^[10], 国际上已广泛用于大型光学望远镜观测使用。尽管钠导星激光器得到了广泛研究和发

展, 但是目前该特性光源的研制依然具有挑战性, 特别是在提高激光器性能(输出功率、光谱线宽、光束质量等)以及缩减激光器成本、体积、能耗等方面。因此研制同时具备高输出功率、窄线宽、近衍射极限光束质量、高效率、结构集成紧凑的新型钠导星激光器具有重要的实际应用意义。近年来, 随着人工合成金刚石质量的提升, 以单晶金刚石为拉曼增益介质的拉曼激光器也获得了长足发展^[11-14], 不断刷新着固体拉曼激光器

基金项目:国家自然科学基金(No. 62005073), 国家重点研究发展计划(No. 2020YFC2200300), 山东大学晶体材料国家重点实验室开放课题(No. KF2101), 量子光学与光量子器件国家重点实验室开放课题(No. KF202207), 河北省自然科学基金(No. F2020202026)

第一作者: 尤崑, 15044417074@139.com

通讯作者: 杨学宗, xuezhong.yang@ucas.ac.cn

收稿日期: 2022-12-25; **录用日期:** 2023-03-02

<http://www.photon.ac.cn>

的功率记录。结合目前较为成熟的 1 018 nm 镱离子掺杂光纤激光器(Yb-doped Fiber Laser, YFL)技术,在金刚石中通过一阶拉曼转换可比较方便地获得 1 178 nm 激光输出,后续再采用光学倍频,可将输出波长拓展至 589 nm 钠导星激光波长。值得一提的是,拉曼增益不存在能级转置和能量存储过程,驻波谐振腔中的拉曼振荡不存在增益空间烧孔效应,因此在获得单纵模激光输出方面相比传统粒子数反转型激光器有着天然优势。在金刚石拉曼激光器中已经报导了瓦量级的单纵模 1 240 nm 激光输出^[15],该报导是基于自由运转的两镜线型驻波谐振腔,且腔内未插入任何选模元件,单频激光功率的提升受到激光器热致多纵模振荡的限制。MARTIN K I 等^[16]指出,通过腔内倍频可引入对除主纵模模式外相邻纵模的额外损耗,实现对其他纵模模式的抑制,进而提升单纵模输出稳定性。基于此原理,YANG Xuezhong 等^[17-18]在金刚石拉曼腔中实现了稳定的单纵模可见光输出,包括准连续 38 W 620 nm,连续波 22 W 589 nm 以及连续波 8 W 590~615 nm 波长可调谐的激光输出。综上所述,YFL 泵浦金刚石拉曼结合腔内倍频引入非线性纵模抑制是一种有效的实现稳定高功率钠导星激光波长输出的技术路线,但上述报导均侧重于实验,对腔内倍频理论(如输出耦合率、倍频晶体相位匹配条件对输出激光功率的影响)的研究尚不充分。

本文基于外腔拉曼腔内倍频理论对金刚石钠导星激光器输出特性进行了研究,定量分析了谐振腔输出耦合率及倍频晶体相位匹配条件对输出功率的影响。实验上搭建了金刚石拉曼腔内倍频激光器,以 1 018 nm 光纤激光器作为泵浦源,三硼酸锂(LiB₃O₅, LBO)作为倍频晶体,获得了最大功率 16.5 W,光谱线宽 16 MHz 的连续波单频 589 nm 激光输出,光束质量因子为 1.05。在本实验条件下,理论分析和实验结果均表明,满足最优激光功率输出的 LBO 晶体温度与倍频所需的最优相位匹配温度间存在约 4.5 °C 的差别。

1 理论模型

受激拉曼散射过程中,频率 ω_p 的泵浦光光子与介质内分子或晶格发生非弹性散射,使其发生振动,产生频率为 ω_s 的光学声子,同时向外辐射出红移的 Stokes 光子($\omega_s = \omega_p - \omega_n$)。在慢变振幅近似下,拉曼转换过程中 Stokes 光和泵浦光强度(I^S, I^P)耦合波方程表示为

$$\begin{aligned} \frac{\partial I^S(r, z)}{\partial z} &= g_R I^P I^S - \alpha I^S \\ \frac{\partial I^P(r, z)}{\partial z} &= -g_0 I^P I^S - \beta I^P \end{aligned} \quad (1)$$

式中, g_R 为介质的拉曼增益系数, $g_0 = \frac{\omega_p}{\omega_s} g_R$ 为泵浦光的增益系数, α, β 为介质对 Stokes 光和泵浦光的损耗。

对于外腔拉曼激光器,在泵浦光和 Stokes 光强满足基模高斯光强分布,且腔内沿晶体长度方向上的 Stokes 光光强不变时,对式(1)进行二次积分可得泵浦光功率 P_p 为^[19]

$$P_p = \frac{P_{out}^S + P_{loss}^S}{\eta} \left[1 - \exp\left(-\frac{2G}{T} P_{out}^S\right) \right]^{-1} \quad (2)$$

式中, P_{out}^S 为输出 Stokes 光功率, P_{loss}^S 为腔内 Stokes 光损耗, η 为量子亏损, T 为输出镜对 Stokes 光透射率, G 为泵浦到拉曼过程的功率增益。考虑腔内 Stokes 光在两个方向上均存在,输出 Stokes 光功率与腔内 Stokes 光功率 P_{int}^S 满足

$$P_{out}^S = \frac{T}{2} P_{int}^S \quad (3)$$

当拉曼谐振腔中引入倍频晶体,在产生的倍频光全部输出及小信号近似下,倍频光功率 P_{SHG} 为

$$P_{SHG} = \kappa_1 L_{\chi^2}^2 (P_{int}^S)^2 \text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_{\chi^2}}{2}\right) \quad (4)$$

式中, $\kappa_1 = \frac{\omega^2 d_{eff}^2}{\epsilon_0 c^3 n_2 n_1^2 A}$ 表示基频光到倍频光转换过程中的与相位匹配无关的效率, ω 表示基频光频率, d_{eff} 表示二次谐波产生过程中的有效非线性系数, ϵ_0 表示真空中的介电常数, L_{χ^2} 为 LBO 晶体的长度, c 表示光速, n_1, n_2 分别表示真空和晶体中的折射率, A 表示晶体中基频光束腰处的面积, $\Delta k = \frac{4\pi}{\lambda_s} (n_{SHG} - n_s)$ 为倍频晶体

相位匹配条件,在完全相位匹配条件下, $\Delta k=0$ 。 $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L_{\chi^2}}{2}\right)$ 为相位失配项,假设在满足 I 类相位匹配条件下,倍频晶体切割角 $\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$,基频光和倍频光偏振方向分别沿着晶体的 z 轴和 y 轴,该相位失配项随温度变化的关系可表示为

$$\vartheta_t = \text{sinc}^2 \left\{ \frac{L_{\chi^2} \omega_s}{c} \left[n_z - n_y + \left(\frac{dn_z}{dt} - \frac{dn_y}{dt} \right) (t - 20^\circ\text{C}) \right] \right\} \quad (5)$$

式中, t 为倍频晶体的实际温度, n_y 、 n_z 表示倍频光和基频光的折射率,其与波长满足 Sellmeier 方程关系, $\frac{dn_y}{dt}$ 、 $\frac{dn_z}{dt}$ 表示随温度变化晶体折射率的变化^[20]。

倍频光的产生增加了腔内 Stokes 光损耗,此时 $P_{\text{loss}}^{\text{S}}$ 可表示为

$$P_{\text{loss}}^{\text{S}} = (\alpha_d L_d + \alpha_{\chi^2} L_{\chi^2} + \kappa) P_{\text{S}}^{\text{int}} + P_{\text{SHG}} \quad (6)$$

式中, α_d 、 α_{χ^2} 为 Stokes 光在金刚石和 LBO 中的损耗, L_d 为金刚石晶体的长度, κ 表示两种晶体总的全反射损耗。结合式(2)、(3)、(4)、(6),腔内倍频拉曼谐振腔中泵浦光与输出倍频光功率关系为

$$P_{\text{p}} = \frac{(T + 2\alpha_d L_d + 2\alpha_{\chi^2} L_{\chi^2} + 2\kappa) P_{\text{S}}^{\text{int}} + 2P_{\text{SHG}}}{2\eta [1 - \exp(-GP_{\text{S}}^{\text{int}})]} \quad (7)$$

根据式(7),可对腔内倍频时输出耦合率、倍频晶体相位匹配条件与输出 Stokes 光和倍频光功率以及效率的关系进行定量分析,优化谐振腔结构设计。

在最优相位匹配条件下,由理论模型计算得到的 80.0 W 泵浦光功率下腔内倍频金刚石拉曼谐振腔输出倍频光及 Stokes 光功率与谐振腔在 Stokes 光波段透过率的关系如图 1 所示,计算中所用各物理参数如表 1,倍频晶体为 LBO,其中 Ω_{LBO} 、 Ω_{p} 、 Ω_{s} 分别为拉曼光在 LBO 中的束腰半径、泵浦光在金刚石中的束腰半径、拉曼光在金刚石中的束腰半径,以上参量均影响泵浦到拉曼过程的功率增益 G ,其表达式详见参考文献[19]。

表 1 理论模型的参数设置
Table 1 Theoretical model parameter

Variable	Value
$\kappa/\%$	0.1
$\alpha_d/(\% \cdot \text{cm}^{-1})$	0.2
$\alpha_{\chi^2}(\% \cdot \text{cm}^{-1})$	0.37
$d_{\text{eff}}/(\text{A}_s \cdot \text{V}^{-2})$	8.5×10^{-24}
$g_{\text{R}}/(\text{cm} \cdot \text{GW})$	10
$\Omega_{\text{LBO}}/\mu\text{m}$	72
$\Omega_{\text{p}}/\mu\text{m}$	21
$\Omega_{\text{s}}/\mu\text{m}$	46

随着谐振腔腔镜在 Stokes 光波段输出耦合率的逐渐提升,腔内 Stokes 光功率逐渐下降,由式(4)可知,倍频光功率与腔内 Stokes 光功率的平方成正比,因此输出倍频光功率逐渐降低,由 $T=0.03\%$ 时的 17.1 W 降至 $T=4\%$ 时的 0 W,如图 1 所示。由于谐振腔输出耦合率的提高,尽管腔内 Stokes 功率逐渐下降,由式(3)计算可知,在 0.03% 至 4% 输出耦合率范围内实际输出的 Stokes 光功率变化呈抛物线型分布,并在 $T=2\%$ 时达到最高值 5.71 W。因此,为获得高功率倍频光输出,需要设计谐振腔输出耦合率在一阶 Stokes 光波段高反;若要获得高功率单频近红外波段激光,则需优化腔镜镀膜以满足最优 Stokes 光输出^[21]。值得注意的是,通过优化输出耦合率,理论上还可获得倍频光和 Stokes 光功率均大于 5 W 的双波长单频激光输出(如图 1 中 $T=1.25\%$)。实验中,在选择输出腔镜时,通常要求其在多个波段同时进行镀膜:对 1 018 nm 泵浦光有高反射率以实现泵浦光双通,在 1 178 nm 拉曼光高反射率,同时对 589 nm 倍频光高透,本实验中选择了 1 178 nm 光透射率为 0.03% 的输出耦合镜。

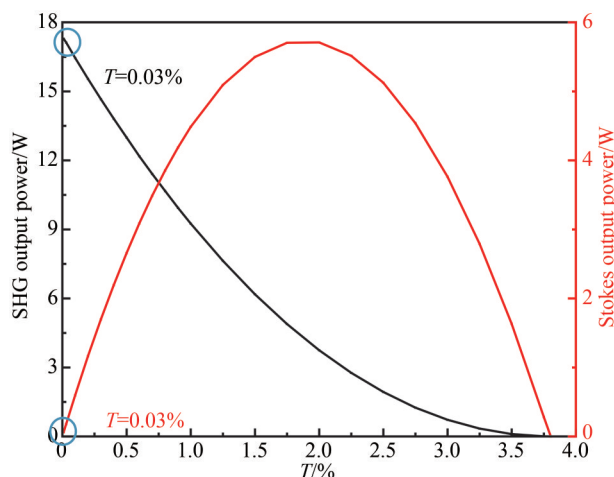


图1 输出镜不同透射率下,Stokes光和倍频光功率变化趋势。图中蓝色圆圈为本实验中所用输出耦合镜透过率
Fig.1 The Stokes and SHG powers versus the transmittance of the output coupler. The blue circle in the figure is the transmittance of the output coupling mirror used in this experiment

2 实验与分析

基于腔内倍频的外腔金刚石钠导星激光器实验装置如图2所示。所用泵浦源为自研的窄线宽连续波1 018 nm 掺镱光纤激光器。最高输出功率82 W,长期功率稳定性RMS优于1%(5 h),光束质量因子 $M^2=1.23$,光谱半高全宽15.7 GHz,偏振消光比优于25 dB。为防止残余泵浦光进入光纤激光器内对其造成损坏,泵浦光后放置了热透镜补偿的隔离器ISO(SteadyBeam, AFR公司)。半波片HWP1用于调整注入隔离器泵浦光的偏振方向。通过隔离器的泵浦光经望远镜系统(Telescope)扩束准直后再经反射镜M1,M2,半波片HWP2和平凸透镜L1($f=50$ mm)后进入拉曼谐振腔并在金刚石晶体中心处实现紧聚焦,束腰半径为21 μm 。其中半波片HWP2用于调整泵浦光偏振方向与金刚石晶体[111]轴重合以满足最优拉曼增益条件^[22]。拉曼谐振腔由两面凹面镜,输入镜IC和输出镜OC组成,曲率半径分别为50 mm和100 mm。IC与金刚石、金刚石与LBO晶体、LBO晶体与OC距离分别为47.5 mm, 4 mm和88.3 mm,谐振腔总长156.8 mm。腔内能够形成稳定振荡的Stokes光场,其束腰位于金刚石中心,束腰半径46 μm 。为了提高泵浦光利用效率及腔内拉曼激光倍频转化效率,选用输入镜IC镀有在泵浦光波段高透($T=94.5\%$)、1 178 nm波段高反($R>99.99\%$)、589 nm波段部分透射($T=79.71\%$)的宽带介质膜,输出镜OC镀有在泵浦光波段高反($R=99.98\%$)、1 178 nm波段高反($R=99.97\%$)、589 nm波段高透($T=99.5\%$)的宽带介质膜。此外,IC和OC镀膜在1 397 nm波段均满足高透过率条件以抑制二阶Stokes光产生。实验中所用金刚石为英国Element Six公司通过化学气相沉积法生长的低氮、低双折射单晶晶体,尺寸为7 mm \times 4 mm \times 1.2 mm,底部通过与水冷铜块(温度22 $^{\circ}\text{C}$)接触促进散热,金刚石中通光方向沿着晶体[110]轴。LBO晶体长度10 mm,慢轴方向与

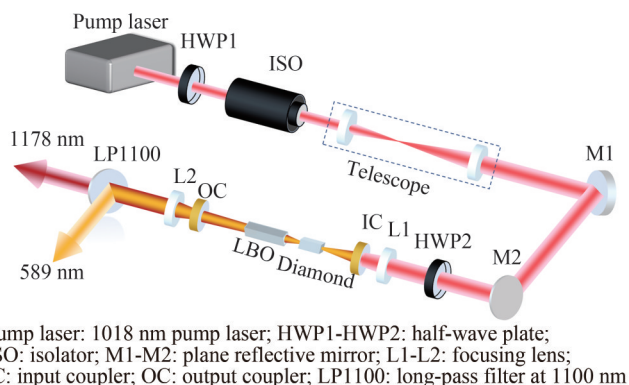


图2 实验装置图

Fig.2 Schematic diagram of experimental set-up

金刚石晶体[111]轴重合,切割角 $\theta=90^\circ$, $\varphi=0^\circ$,在第I类相位匹配条件下满足1 178 nm拉曼光倍频的相位匹配温度为40.4℃^[23]。LBO晶体温度由高稳定性数字温控模块调节,调节精度0.1℃。金刚石和LBO晶体均镀有在泵浦光和拉曼光波段高透的宽带介质膜。谐振腔输出的589 nm和1 178 nm激光经平凸透镜L2准直后,在长通滤光片LP1100处实现分离。589 nm激光为双向输出,实验中总功率根据单向输出功率计算得到。随后利用功率计(Nova II, Ophir)、光谱仪(AQ6370D, Yokogawa; USB2000+, OceanOptics)和扫描式法布里-珀罗干涉仪(SA200-5B, Thorlabs)对输出激光功率、光谱、单纵模特性进行表征。

在LBO设定温度为37.8℃时,实验中获得的二次谐波(Second-Harmonic Generation, SHG)总功率和在隔离器处测得的残余泵浦功率随入射泵浦光功率的变化如图3所示。谐振腔出光阈值为22.8 W,阈值之上,输出SHG功率呈类指数增长,在82.0 W泵浦光功率下达到最高值16.5 W,从1 018 nm泵浦光至589 nm倍频光的光-光转换效率为20%。根据理论模型(式(7))计算所用参数见表1)可对实验数据进行拟合,结果如图3所示,其中实线为理论模拟结果,圆点为实验结果。理论计算下的谐振腔出光阈值为22.6 W,在82.0 W泵浦光功率下的SHG功率为18.0 W,与实验结果差值分别为0.9%和9.1%,理论计算结果和实验结果基本吻合。需要注意的是,图3中残余泵浦功率在阈值之上仍呈上升趋势,表明此时腔内泵浦光转换效率较低,增加的泵浦光功率无法有效转换为589 nm激光功率输出,这可能是由于金刚石晶体内泵浦光和拉曼光模式匹配非最优状态导致的。

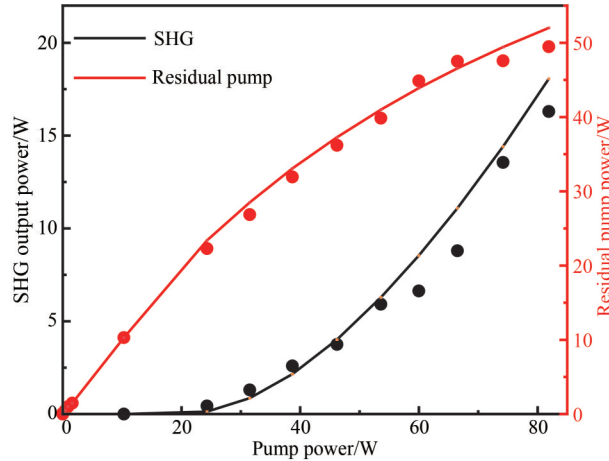


图3 随着泵浦功率变化,返回泵浦光和倍频光的变化关系

Fig.3 The residual pump and SHG powers as a function of the intracavity pump power

在泵浦光功率82 W, LBO温度37.8℃时测得的泵浦光、Stokes光和倍频光光谱如图4(a)~4(c)所示,其中泵浦光和Stokes光光谱由光谱仪(AQ6370D, Yokogawa)测试,其光谱分辨率为0.03 nm,倍频光光谱由光谱仪(USB2000+, OceanOptics)测试,其光谱分辨率为1.42 nm。由图4(a)可知,泵浦光中心波长1 018.3 nm,光谱3 dB线宽为15.7 GHz,经金刚石晶体激发产生的一阶Stokes光中心波长为1 178.1 nm,与金刚石晶体 $1\,332.3\text{ cm}^{-1}$ 拉曼频移量一致,谐振腔总光学长度约为172.6 mm,拉曼振荡纵模间隔约为868 MHz。由图4(b)可知,Stokes光光谱3 dB线宽为7.3 GHz,已达到所用光谱仪的分辨率极限,其光谱形状类似于文献报道中的单纵模光谱^[24]。由图4(c)可知,倍频光中心波长约为589.1 nm,精细的光谱结构由扫描式法布里-珀罗干涉仪(SA200-5B, Thorlabs,分辨率7.5 MHz,自由光谱范围1.5 GHz)测得,如图4(d)所示,其中插图是对单个峰对应的精细光谱结构。在F-P干涉仪输出信号单个自由光谱范围内,输出信号中并未出现杂散峰,表明此时输出589 nm激光光谱中仅包含单个纵模。本实验通过高功率(82 W)多纵模宽光谱(15.7 GHz)1 018 nm泵浦源,获得了功率16.5 W的589 nm单频激光,其线宽为16 MHz,如图4(d)所示,因此相比泵浦光其功率谱密度增强因子^[25]提升了197倍。

为研究LBO晶体温度相位匹配条件对倍频光输出性能的影响,实验中,采用数字温控模块对LBO晶体温度(调节步长0.5℃)在33.0~51.0℃范围内进行调节,输出倍频光功率(黑色矩形)和纵模特性如图5中所示。在LBO晶体最优相位匹配温度40.5℃下,倍频效率最高,此时腔内Stokes光非线性损耗最大,腔内

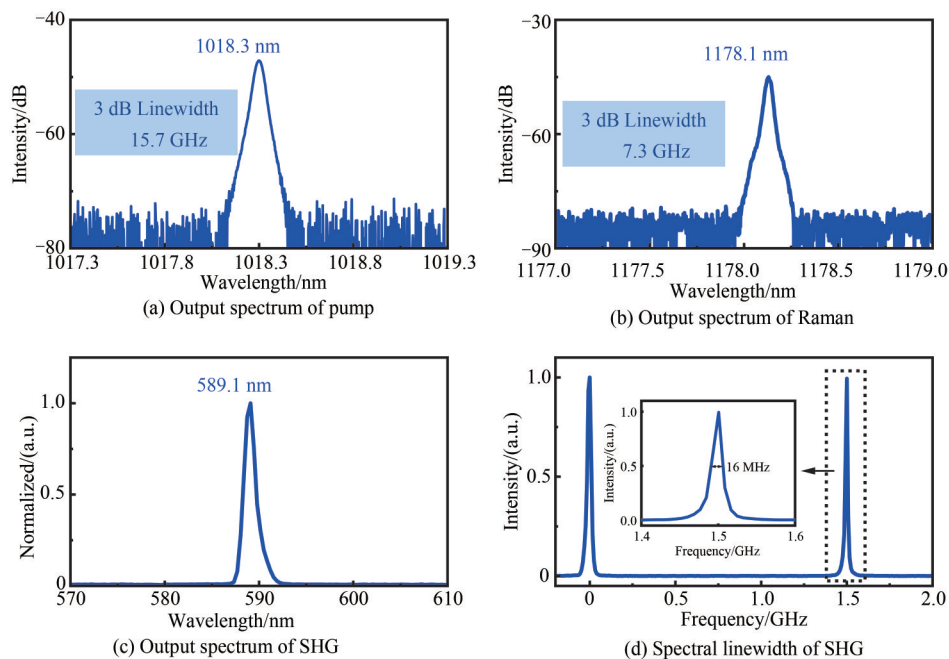


图4 光谱特性

Fig.4 Spectral characteristics

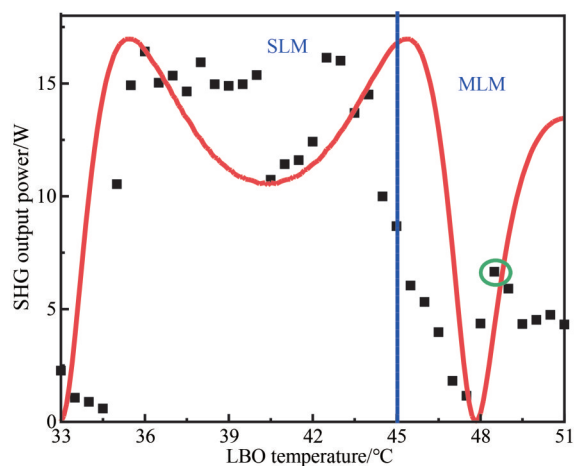


图5 倍频光随LBO温度改变的功率和纵模变化

Fig.5 The output power and longitudinal mode characteristic of SHG versus LBO temperature

Stokes 功率较低,导致此温度下输出倍频光功率反而为附近区域内的极小值 10.7 W。在 35.0~44.0 °C 范围内,随着 LBO 晶体温度远离最优相位匹配温度,腔内 Stokes 光功率因非线性损耗降低而逐渐提升,尽管相位匹配非最优,但是输出倍频光功率最高可达 16.5 W,高于中心极小值。在温度 35.5~40.0 °C 范围内,实验中 589 nm 激光功率变化很小,稳定在 15 W 左右。随着 LBO 晶体温度进一步偏离(34.5~36.0 °C 及 44.5~47.5 °C),输出倍频光功率快速下降,由 36.0 °C 下 16.4 W 降至 34.5 °C 下 0.6 W。在 LBO 晶体温度 48.5 °C 处达到倍频光功率的第二个峰值,为 6.6 W,如图 5 中绿色圆圈所示。值得一提的是,在 LBO 晶体温度低于 45.0 °C 范围内,实验中输出倍频光均能保持良好的单纵模(SLM)特性,在 45.5 °C~51 °C 温度范围内倍频光均为多纵模(Multi-Longitudinal Mode, MLM),该结果表明在通过腔内倍频引入非线性损耗实现单纵模激光输出时,倍频晶体的多纵模抑制效果对晶体相位匹配程度的敏感性较低,相比之下,晶体相位匹配程度对倍频光输出功率影响较大。

理论计算中,由式(4)~(7)得到的倍频光功率随 LBO 晶体温度变化的结果如图 5 中红色实线所示。倍频晶体最优相位匹配温度为 40.4 °C 时,此温度下倍频光功率为 10.7 W,与实验结果相似,在此温度区间内同

为极小值,在 35.5~45.5 °C 范围内,倍频光功率演变呈现先下降再上升的趋势,在 35.5 °C、45.5 °C 处达到最大值 16.9 W。将倍频光功率为零所对应的 LBO 晶体温度范围定义为可接受温度全宽,由图 5 可知,实验和理论计算下的晶体可接受温度全宽分别为 13.0 °C 和 15.0 °C。此外,理论模型和实验结果在 LBO 晶体最优相位匹配处所得到的倍频光功率极小值的差值为 1.0%,验证了理论模型的在预测倍频光功率与倍频晶体相位匹配条件关系方面的可靠性。主要差别在于,理论模型中倍频晶体相位匹配条件 sinc^2 函数关于最优相位匹配温度对称,而实验中倍频光功率在 LBO 晶体温度较低(33.0~35 °C)和较高(46~48 °C)时存在一定差别,这可能是由于 LBO 晶体中温度分布不均匀引发的热致相移导致的,此现象在先前报导中^[26-27]也有提及。此外,值得注意的是,虽然图 5 中理论与实验结果吻合较好,但与先前所报导的实验结果仍存在一定差别。在文献[17]中,当泵浦光功率为 321 W 时,输出 620 nm 激光功率在最优相位匹配温度处达到最大值 38 W,光光效率仅为 12%。

拉曼转换过程中,泵浦光的相位信息不会传递给拉曼光,激发产生拉曼光时,谐振腔内基横模具有振荡优势,表现为输出拉曼光光束质量的提升,如图 6 所示,输出倍频光光束质量因子由入射泵浦光时的 1.23 提升至 1.05,近基模高斯分布,稳定的高斯基模输出也表明在此输出功率情况下,金刚石晶体中不存在明显热效应。泵浦光和倍频光光斑形貌(WinCamD-LCM, DataRay)如图 6 中插图所示,其中倍频光光斑形貌在输出镜后 200 cm 处测得。输出倍频光偏振态为线偏振,其偏振消光比为 19 dB。

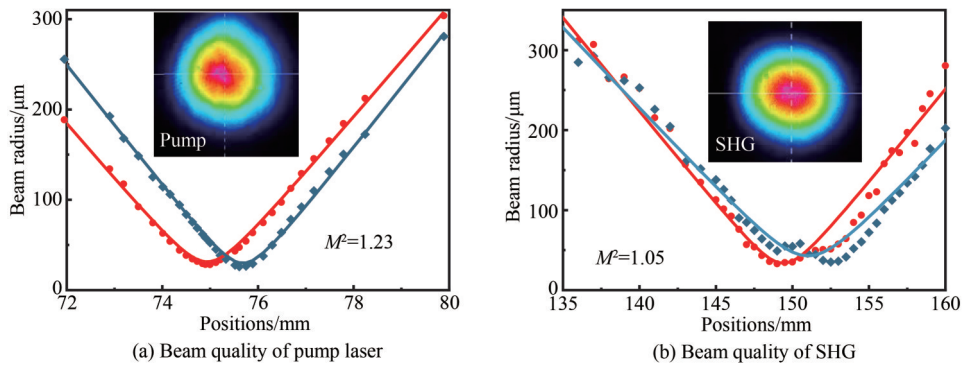


图 6 泵浦光与倍频光光束质量因子 M^2
Fig.6 Beam quality of pump and SHG

3 结论

1 018 nm 掺镱光纤激光泵浦金刚石拉曼结合腔内倍频的方案,在获得高功率、单纵模、高光束质量的 589 nm 钠导星激光方面展现出极大的优越性。理论分析谐振腔输出耦合率以及倍频晶体的相位匹配程度对倍频光输出功率和单纵模特性的影响,指导实验设计高 Q 值的拉曼谐振腔,在拉曼光输出耦合率约为 0.03% 和倍频晶体温度 37.8 °C 时,获得最高输出功率 16.5 W 单纵模 589 nm 激光,其光谱线宽为 16 MHz,光束质量因子为 1.05,理论分析与实验结果较为接近。实验上改变 LBO 的温度调节相位匹配条件,在较大温度变化范围内,输出激光均保持了良好的单纵模特性运转。同时,LBO 温度匹配与倍频光功率的关系,其实验结果与理论分析基本吻合。本文研究工作证实了通过结合掺镱光纤激光器技术与金刚石晶体拉曼技术获得高功率钠导星波长激光输出的可行性,下一步工作将针对金刚石拉曼钠导星激光的具体应用对激光效率进行继续优化,同时通过锁腔和频率调节等方案,实现稳定功率输出并实现钠吸收谱线频率精准锁定。

参考文献

- [1] MELBOURNE J, WRIGHT S A, BARCZYS M, et al. Merging galaxies in GOODS-S: first extragalactic results from keck laser adaptive optics[J]. The Astrophysical Journal, 2005, 625(1): L27.
- [2] RUSU C E, OGURI M, INADA N, et al. SDSS J133401. 39+ 331534.3: a new subarcsecond gravitationally lensed quasar[J]. The Astrophysical Journal, 2011, 738(1): 30.
- [3] BENNET F, D'ORGEVILLE C, GAO Y, et al. Adaptive optics for space debris tracking[C]. Adaptive Optics Systems IV, SPIE, 2014, 9148: 518-526.
- [4] D'ORGEVILLE C, BENNET F, BLUNDELL M, et al. A sodium laser guide star facility for the ANU/EOS space debris

- tracking adaptive optics demonstrator[C]. Adaptive Optics Systems IV, SPIE, 2014, 9148: 1158-1173.
- [5] TOLKER-NIELSEN T, GUILLEN J C. SILEX: the first European optical communication terminal in orbit[J]. ESA bulletin, 1998, 96(1): 998.
- [6] GÜTLICH B, MEYER R, PHILLIP-MAY S, et al. German roadmap on optical communication in space [C]. Applications of Lasers for Sensing and Free Space Communications. Optical Society of America, 2013; LM1B. 2.
- [7] PURUCKER M, SABAKA T, LE G, et al. Magnetic field gradients from the ST-5 constellation: improving magnetic and thermal models of the lithosphere[J]. Geophysical Research Letters, 2007, 34(24): L24306.
- [8] FRIEDMAN H W, AVICOLA K, BISSINGER H D, et al. Laser guide-star measurements at lawrence livermore national laboratory[C]. SPIE, 1993, 1920: 52-60.
- [9] LU Y, ZHANG L, XU X, et al. 208 W all-solid-state sodium guide star laser operated at modulated-longitudinal mode[J]. Optics Express, 2019, 27(15): 20282-20289.
- [10] ZHANG L, JIANG H, CUI S, et al. Versatile Raman fiber laser for sodium laser guide star[J]. Laser & Photonics Reviews, 2014, 8(6): 889-895.
- [11] KITZLER O, MCKAY A, MILDREN R P. Continuous-wave wavelength conversion for high-power applications using an external cavity diamond Raman laser[J]. Optics Letters, 2012, 37(14): 2790-2792.
- [12] WILLIAMS R J, NOLD J, STRECKER M, et al. Efficient Raman frequency conversion of high-power fiber lasers in diamond[J]. Laser & Photonics Reviews, 2015, 9(4): 405-411.
- [13] WILLIAMS R J, KITZLER O, BAI Z, et al. High power diamond Raman lasers[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2018, 24(5): 1-14.
- [14] ANTIPOV S, SABELLA A, WILLIAMS R J, et al. 1.2 kW quasi-steady-state diamond Raman laser pumped by an $M^2=15$ beam[J]. Optics Letters, 2019, 44(10): 2506-2509.
- [15] LUX O, SARANG S, KITZLER O, et al. Intrinsically stable high-power single longitudinal mode laser using spatial hole burning free gain[J]. Optica, 2016, 3(8): 876-881.
- [16] MARTIN K I, CLARKSON W A, HANNA D C. Self-suppression of axial mode hopping by intracavity second-harmonic generation[J]. Optics Letters, 1997, 22(6): 375-377.
- [17] YANG X, KITZLER O, SPENCE D J, et al. Single-frequency 620 nm diamond laser at high power, stabilized via harmonic self-suppression and spatial-hole-burning-free gain[J]. Optics Letters, 2019, 44(4): 839-842.
- [18] YANG X, YU Z, XU L, et al. Underwater ghost imaging based on generative adversarial networks with high imaging quality[J]. Optics Express, 2021, 29(18): 28388-28405.
- [19] KITZLER O, MCKAY A, SPENCE D J, et al. Modelling and optimization of continuous-wave external cavity Raman lasers[J]. Optics Express, 2015, 23(7): 8590-8602.
- [20] KATO K. Temperature-tuned 90° phase-matching properties of LiB_3O_5 [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1994, 30(12): 2950-2952.
- [21] SUN Y, LI M, MILDREN R P, et al. High-power continuous-wave single-frequency diamond Raman laser at 1178 nm[J]. Applied Physics Letters, 2022, 121(14): 141104.
- [22] JASBEER H, WILLIAMS R J, KITZLER O, et al. Birefringence and piezo-Raman analysis of single crystal CVD diamond and effects on Raman laser performance[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2016, 33(3): B56-B64.
- [23] SMITH A V. Crystal nonlinear optics: with SNLO examples[M]. Albuquerque, NM, USA: AS-Photonics, 2018.
- [24] CUI S, ZENG X, JIANG H, et al. Robust single-frequency 589 nm fiber laser based on phase modulation and passive demodulation[J]. Optics Express, 2022, 30(6): 9112-9118.
- [25] GRANADOS E, STOIKOS G, ECHARRI D T, et al. Tunable spectral squeezers based on monolithically integrated diamond Raman resonators[J]. Applied Physics Letters, 2022, 120(15): 151101.
- [26] KUMAR S C, SAMANTA G K, EBRAHIMZADEH M. High-power, single-frequency, continuous-wave second-harmonic-generation of ytterbium fiber laser in PPKTP and $\text{MgO}:\text{sPPLT}$ [J]. Optics Express, 2009, 17(16): 13711-13726.
- [27] ZENG X, CUI S, QIAN J, et al. 10 W low-noise green laser generation by the single-pass frequency doubling of a single-frequency fiber amplifier[J]. Laser Physics, 2020, 30(7): 075001.

High-power Single-frequency Continuous 589 nm Diamond Sodium Guide Laser (Invited)

YOU Wei^{1,2,5}, YANG Xuezhong^{2,3,4,5}, SUN Yuxiang², LI Muye^{2,5}, JIANG Huawei¹,
CHEN Dijun^{1,2,5}, CHEN Weibiao^{1,2,5}, FENG Yan^{1,2,5}

(1 Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

(2 Hangzhou Institute for Advanced Study, University of Chinese Academy of Sciences, Hangzhou 310024, China)

(3 State Key Laboratory of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100, China)

(4 State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University,
Taiyuan 030006, China)

(5 University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China)

Abstract: Single-frequency 589 nm laser can resonate with sodium atoms in the sodium layer (altitude of ~100 km) to generate intense return fluorescence which is used as a bright beacon for adaptive optics and is essential for large aperture telescopes to observe the universe clearly. This Sodium Guide Star Laser (SGSL) technology is of intense interest for applications in astronomical observation, space debris tracking, ground to space communication and mesospheric magnetometry. Due to the lack of efficient direct inversion gain medium at 589 nm and the strict requirements for laser output power and spectral linewidth, it is challenging to generate suitable SGSL.

In this paper, we demonstrated a high-power single-frequency SGSL based on diamond Raman laser with intracavity Second Harmonic Generation (SHG). The laser operated in single longitudinal mode is due to the combination spatial-hole-burning-free Raman gain mechanism and harmonic self-suppression of axial-longitudinal modes. The pump was a linearly-polarized Yb-doped fiber laser at 1 018 nm with 3 dB spectral linewidth of 15.7 GHz and maximum output power of 82 W. The dimension of the diamond crystal was 7 mm × 4 mm × 1.2 mm and the Type I SHG crystal was LiB₃O₅ (LBO) cut at $\theta=90^\circ$, $\phi=0^\circ$ with the dimension of 10 mm × 4 mm × 4 mm. The directions of 1018 nm pump polarization, diamond <111> axis and LBO slow axis were aligned parallel to each other, providing the highest Raman gain and SHG angle match. The output coupling of the resonator at Stokes wavelength was 0.03%. At the LBO temperature of 37.8 °C, the SHG power increased up to a maximum of 16.5 W with a beam quality of $M^2=1.05$ at the pump power of 82 W. The optical-to-optical conversion efficiency from 1 018 nm to 589 nm was 20%. The SHG output spectrum was measured using a scanning F-P interferometer and had a 3 dB linewidth of 16 MHz. Thus, the power spectral density of the SHG was 197 times higher than that of the pump.

An analytical model about the external cavity Raman laser with intracavity SHG is adapted and used to predict the SHG and Stokes powers. The calculation results guide that a small output coupling at Stokes is critical to generate high SHG power. However, the influence of output coupling on the Stokes output power is more complicated due to the intracavity SHG. When the pump power is set to a fixed value of 82 W, Stokes output power shows a parabolic trend with the output coupling and reach the maximum at 2%. By tuning the LBO temperature and its phase-matching, the SHG output power and longitudinal-mode characteristics are analyzed theoretically and experimentally at the maximum pump power of 82 W. The temperature of the LBO crystal is tuned from 33 °C to 51 °C at a step of 0.5 °C. The experimental temperature acceptable bandwidth of the LBO crystal is 13 °C which agrees well with the theoretical temperature acceptable bandwidth of 15 °C. The maximum SHG power is achieved when the LBO temperature is tuned away from the optimum of 40.5 °C and the SHG power is only 10.7 W. The reason is that the intracavity Stokes intensity is getting weak due to the strong nonlinear loss when the LBO phase-matching is close to the optimum. The laser is maintaining single longitudinal mode operation for the LBO temperature from 33 °C to 45 °C, and when the temperature exceeds this temperature, the laser is operating in multi-longitudinal modes.

In summary, 1 018 nm Yb-fiber laser pumped external diamond Raman resonator with intracavity SHG has been demonstrated as an efficient technology to generate single-frequency 589 nm laser for SGSL

applications. Due to the high Raman gain (10 cm/GW at 1 μm) and incomparable thermal conductivity (2 000 W/m \cdot K) of diamond crystal, the diamond SGSL is well suited to achieve much higher power.

Key words: Solid-state laser; Single longitudinal mode laser; Diamond; Sodium guide star laser; Second harmonic generation

OCIS Codes: 190.5650; 140.3410; 140.3515; 140.3570

Foundation item: National Natural Science Foundation of China (No. 62005073), the National Key Research and Development Program of China (No. 2020YFC2200300), the Program of the State Key Laboratory of Crystal Materials (No. KF2101), the Program of State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices (No. KF202207), the Natural Science Foundation of Hebei Province (No. F2020202026)