

900 nm 波段的全固态高功率单频可调谐 钛宝石激光器

张连平¹, 殷国玲¹, 李凤琴^{1,2}, 石柱^{1,2}, 卢华东^{1,2}

¹山西大学光电研究所量子光学与光量子器件国家重点实验室, 山西 太原 030006;

²山西大学极端光学协同创新中心, 山西 太原 030006

摘要 采用自制的全固态高功率 532 nm 单频绿光激光器端面抽运布氏角切割的钛宝石晶体, 设计了紧凑、稳定、像散自补偿的嵌入式六镜环形谐振腔结构。通过调节抽运光与振荡光之间的最佳模式匹配关系, 实现了高光束质量、高转换效率的 900 nm 波段全固态单频可调谐钛宝石激光器。当抽运功率为 15 W、输出镜在 922 nm 处定点透射率为 4.5% 时, 获得了平均输出功率大于 2 W、波长可调谐范围为 852~934 nm 的宽带可调谐单频红外激光器, 3 h 内的功率稳定性优于 $\pm 0.7\%$, 光束质量因子 $M^2 < 1.04$ 。

关键词 激光器; 钛宝石激光器; 高功率; 单模单频; 宽带可调谐; 连续波

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1201002

All-Solid-State Tunable Ti:Sapphire Laser with High-Power and Single-Frequency at 900 nm

Zhang Lianping¹, Yin Guoling¹, Li Fengqin^{1,2}, Shi Zhu^{1,2}, Lu Huadong^{1,2}

¹State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Institute of Opto-Electronics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China;

²Collabrative Innovation Center of Extreme Optics, Shanxi University, Taiyuan, Shanxi 030006, China

Abstract By pumping the Ti:sapphire crystal cutted by the Brewster angle with a homemade all-solid-state high-power 532 nm single-frequency green laser, we design a compact, stable and self-compensating embedded six-mirror ring resonator structure. By adjusting the best mode matching relationship between pumping light and oscillating light, we establish an all-solid-state single-frequency tunable Ti:sapphire laser with high beam quality and high conversion efficiency at 900 nm. With the pump power of 15 W and the output mirror fixed point transmission of 4.5% at 922 nm, the broadband tunable single-frequency infrared laser with average output power of more than 2 W and tunable wavelength range from 852 nm to 934 nm is obtained. The power stability is better than $\pm 0.7\%$ within 3 h and the beam quality factor M^2 is less than 1.04.

Key words lasers; Ti:sapphire laser; high power; single-mode and single-frequency; tunable broadband; continuous-wave

OCIS codes 140.3570; 140.3580

1 引 言

随着光与原子相互作用研究的深入,人们对可调谐激光器的性能指标提出了越来越高的要求,其输出波

收稿日期: 2017-06-23; 收到修改稿日期: 2017-07-31

基金项目: 国家自然科学基金(61640404)、科技部重大科学研究计划(2016YFA0301401)

作者简介: 张连平(1992—),女,硕士研究生,主要从事光量子器件与可调谐全固态激光器方面的研究。

E-mail: 1340128223@qq.com

导师简介: 李凤琴(1977—),女,博士,副教授,主要从事光量子器件与全固态激光技术方面的研究。

E-mail: lfq@sxu.edu.cn (通信联系人)

长已经从紫外扩展到远红外。900 nm 波段的可调谐单频红外激光对应着几种原子、离子的跃迁吸收线,近年来在冷原子物理、光-原子操控等研究领域有着重要的应用前景。例如,920.85 nm 和 917.23 nm 的单频红外激光分别对应于铯原子 $6^2P_{3/2} \rightarrow 6^2D_{3/2}$ 和 $6^2P_{3/2} \rightarrow 6^2D_{5/2}$ 的跃迁吸收线,应用于无粒子数反转放大等原子相干效应的研究^[1-2]; 894.34 nm 的激光对应于铯原子 $6^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{1/2}$ 的跃迁吸收线,用于开展电磁感应透明(EIT)光放大、连续变量量子关联光场等实验研究^[3-4]; 911.05 nm 的红外激光可经过倍频技术产生蓝色激光,对应于铯原子(^{133}Cs)高能态 $6^2S_{1/2} \rightarrow 7^2P_{3/2}$ 及钡离子($^{138}\text{Ba}^{2+}$) $6S_{1/2} \rightarrow 6P_{3/2}$ 的跃迁吸收线,可用于实现短波长纠缠态的制备、量子态的操控及量子计算等研究^[5-7]; 921.72 nm 的单频红外激光可经过倍频技术产生用于铯原子一级冷却和俘获的蓝色激光^[8]。在这些研究中,900 nm 波段的单频可调谐红外激光光源的性能指标对建立较强原子相干性及产生高效非线性效应起着至关重要的作用,这要求激光光源具有低噪声、窄线宽输出,较高的输出功率以及较好的光束质量,从而减小光束传输损耗、提高非线性效率^[9]。

目前,最常用的 900 nm 波段的激光光源为半导体激光器,其输出功率约为 40 mW,采用光纤放大器放大后,输出功率可达到 1 W。但是,由于半导体激光器本身的光束质量较差,该红外激光经过光纤耦合输出后损耗较大,损耗率约为 40%,激光功率不能被充分利用。此外,由于半导体材料的发射谱线线宽窄,因此波长调谐范围较窄,约为 5 nm。相比之下,全固态连续可调谐单频钛宝石激光器具有空间光束质量好、线宽窄、噪声低、相干长度长等优点,备受科研工作者的青睐^[10-11],其输出波长范围较宽,可覆盖 700~1000 nm 的红外波段^[12-13],有利于实现较大的调谐范围。目前,最具有代表性的全固态可调谐钛宝石激光器是美国相干公司推出的 MBR 系列单频可调谐激光器。在 18 W 绿光抽运条件下,该激光器在 900 nm 波段的平均输出功率可达到 2.5 W,光-光转换效率约为 13.8%,光束质量因子 M^2 优于 1.1。但是,该激光器的谐振腔结构由两个平面镜和两个凹面镜组成,为了保证抽运光与振荡光之间的最佳模式匹配,谐振腔腔长需较长(约为 1.1 m),这会导致整个激光器体积较大,约为 620 mm×300 mm×150 mm。

为了获得结构紧凑、稳定的高功率 900 nm 波段全固态可调谐单频钛宝石激光器,采用自制全固态高功率 532 nm 单频绿光激光器^[14]作为抽运源端面抽运布氏角切割的钛宝石晶体,设计了像散自补偿的嵌入式六镜环形谐振腔结构。该设计可以灵活调节抽运光与振荡光之间的最佳模式匹配关系,有效降低激光振荡阈值,提高光-光转换效率,最大程度地弥补钛宝石晶体在 900 nm 波段增益较低的缺陷^[15],从而缩小整个激光器的体积。当抽运功率为 15 W、输出镜在 922 nm 处定点透射率(T)优化为 4.5%时,获得了平均输出功率大于 2 W、波长可调谐范围为 852~934 nm 的宽带可调谐单频红外激光输出。当激光中心波长为 921.72 nm 时,其单频红外光输出功率可达到 2.05 W,光-光转换效率为 13.7%,光束质量因子 M^2 优于 1.04,长期功率不稳定性在 3 h 内优于 $\pm 0.7\%$;当激光中心波长为 920.85 nm 时,其单频红外光输出功率可达到 2.15 W,光-光转换效率为 14.3%;当激光中心波长为 917.23 nm 时,其单频红外光输出功率可达到 2.18 W,光-光转换效率为 14.5%;当激光中心波长为 911.05 nm 时,其单频红外光输出功率可达到 2.2 W,光-光转换效率为 14.7%。

2 钛宝石激光器的设计

2.1 理论分析

在端面抽运的固体激光器中,激光输出特性与抽运光和振荡光之间的空间模式匹配有关,优化空间模式匹配条件有利于获得较高的输出功率、斜效率和光束质量^[16-17]。实验中选用光束质量因子小于 1.1 的全固态单模单频绿光激光器作为抽运源,抽运光经过整形聚焦系统后与布氏角切割的钛宝石晶体相互作用,其空间坐标系统如图 1 所示。

该系统中基模高斯抽运光的归一化光强分布可以表示为^[18]

$$I_0(x, y, z) = \frac{2\alpha \exp(-\alpha z)}{\pi w_p^2(z) [1 - \exp(-\alpha l)]} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_p^2(z)}\right], \quad (1)$$

式中 $\alpha = 1.13 \text{ cm}^{-1}$ 为钛宝石晶体对抽运光的吸收系数; $l = 20 \text{ mm}$ 为晶体长度; $w_p(z) = w_{p0} [1 + (z - z_{p0})^2 / f_p^2]^{1/2}$ 为抽运光在钛宝石晶体中的腰斑分布^[19],其中 w_{p0} 为抽运光高斯光束的束腰半径, z_{p0} 为抽运光束束腰位置, f_p 为抽运光瑞利长度。

稳态激光谐振腔内的振荡光呈厄米-高斯分布,低阶厄米-高斯光束横电磁模(TEM_{00} 、 TEM_{10} 、 TEM_{01} 和

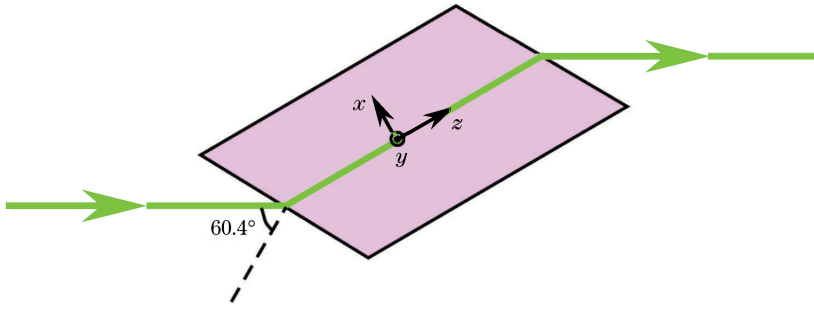


图 1 激光晶体的空间坐标系

Fig. 1 Spatial coordinate system of laser crystal

TEM₁₁)的归一化光强分布函数可分别表示为^[20]

$$S_{00}(x, y, z) = \frac{2}{\pi l w_s^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_s^2(z)}\right] \quad (\text{TEM}_{00}), \quad (2)$$

$$S_{10}(x, y, z) = \frac{8}{\pi l w_s^4(z)} x^2 \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_s^2(z)}\right] \quad (\text{TEM}_{10}), \quad (3)$$

$$S_{01}(x, y, z) = \frac{8}{\pi l w_s^4(z)} y^2 \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_s^2(z)}\right] \quad (\text{TEM}_{01}), \quad (4)$$

$$S_{11}(x, y, z) = \frac{32}{\pi l w_s^6(z)} x^2 y^2 \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_s^2(z)}\right] \quad (\text{TEM}_{11}), \quad (5)$$

式中 $w_s(z) = w_{s0} [1 + (z - z_{s0})^2 / f_s^2]^{1/2}$ 为振荡光在钛宝石晶体内的腰斑分布, w_{s0} 为振荡光束腰半径, z_{s0} 为振荡光束腰位置, f_s 为振荡光瑞利长度。各阶振荡光的阈值功率 P_i^{th} 和输出功率 P_i^{out} 可分别表示为

$$P_i^{\text{th}} = \frac{1}{\eta_a \eta_c} \frac{h \nu_p (T + \delta)}{2 l \sigma \tau_f} \frac{1}{J_{i0}}, \quad (6)$$

$$P_i^{\text{out}} = \eta_a \eta_c \frac{\nu_s}{\nu_p} \frac{T}{(T + \delta)} \frac{J_{i0}^2}{J_{i1}} (P_i^{\text{in}} - P_i^{\text{th}}), \quad (7)$$

式中 $\eta_c = 95\%$ 为耦合聚焦系统的耦合效率; $\eta_a = 1 - e^{-\alpha l}$ 为激光晶体对抽运光的吸收效率; h 为普朗克常数; T 为输出镜透射率; $\delta = 3.3\%$ 为腔内往返损耗; σ 为受激辐射截面 (922 nm 时 $\sigma = 0.874 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$); $\tau_f = 3.15 \mu\text{s}$ 为激光上能级荧光寿命; ν_s 为振荡光频率, ν_p 为抽运光频率, ν_s / ν_p 为量子亏损; $J_{i0} = \int_V I_0(x, y, z) S_i(x, y, z) dV$, $J_{i1} = \int_V I_0(x, y, z) S_i^2(x, y, z) dV$ 分别为抽运光和振荡光归一化分布函数的两种交叠积分因子, $S_i(x, y, z)$ 为各阶厄米-高斯光束横模的归一化光强分布函数, P_i^{in} 为各阶振荡光的输入功率。

利用(1)~(7)式计算得到抽运光输入功率为 15 W、激光晶体处抽运光腰斑半径约为 28 μm 时, 921.72 nm 激光各低阶高斯光束的振荡阈值功率及其输出功率随钛宝石晶体中振荡光束腰半径 w_{s0} 的变化

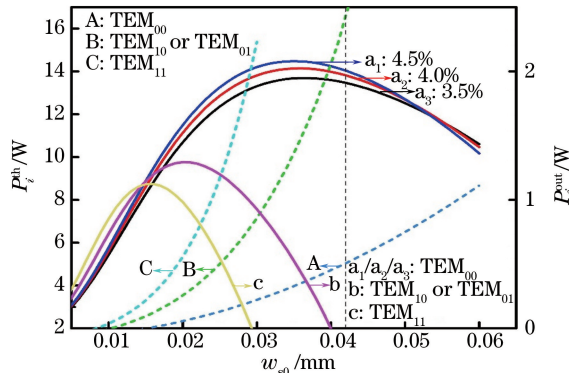


图 2 激光振荡阈值功率及其输出功率随钛宝石晶体中振荡光束腰半径的变化

Fig. 2 Oscillating threshold power and output power of laser as function of waist radius in Ti:sapphire crystal

曲线,如图 2 所示。图中曲线 $a_1 \sim a_3$ 分别为输出镜在 922 nm 处透射率为 4.5%、4.0%、3.5% 时 TEM_{00} 模振荡激光的输出功率变化曲线;曲线 b 和 c 分别为 TEM_{10} (TEM_{01}) 模、 TEM_{11} 模激光的输出功率变化曲线;曲线 A、B、C 分别为 TEM_{00} 模、 TEM_{10} (TEM_{01}) 模、 TEM_{11} 模激光的振荡阈值功率随振荡光束腰的变化曲线。可以看出,当 $\omega_{s0} > 21 \mu\text{m}$ 时, TEM_{11} 模、 TEM_{10} (TEM_{01}) 模激光的输出功率呈大幅下降趋势, TEM_{00} 模激光的输出功率远大于其他模式, 振荡光输出以 TEM_{00} 模为主;当 $\omega_{s0} > 40 \mu\text{m}$ 时, TEM_{11} 模、 TEM_{10} (TEM_{01}) 模激光的振荡阈值功率均高于最大抽运功率 15 W, 无法振荡, 输出均为零, 此时, 激光输出模式为 TEM_{00} 模。而且在 15 W 的抽运功率下, 当谐振腔输出镜透过率为 4.5% 时, TEM_{00} 模振荡激光输出功率较大。因此, 为了兼顾 TEM_{00} 模激光输出的高功率和较好的光束质量, 实验中通过设计谐振腔使振荡基模在钛宝石晶体处的束腰半径约为 $42 \mu\text{m}$ 。

2.2 实验装置与谐振腔设计

实验装置如图 3 所示, 抽运源为太原山大宇光科技有限公司自主研发生产的全固态 532 nm 单模单频绿光激光器, 其最大输出功率为 15 W。激光经过两个焦距分别为 150 mm 和 85 mm 的平凸透镜 f1 和 f2 组成的望远镜系统聚焦至钛宝石晶体的中心。激光束腰半径 ω_{p0} 约为 $28 \mu\text{m}$ 。M1、M2 分别为两个 45° 高反镜, 对波长为 532 nm 光波的反射率 (R) 大于 99.9%。由于钛宝石晶体在 532 nm 处呈现出很强的偏振吸收特性, π 偏振时的吸收强度大于 σ 偏振, 控制抽运光的偏振方向以 π 偏振的方式抽运, 可以避免不均匀的吸收, 获得高功率激光输出。因此, 通过在导光光路中加入 532 nm $\lambda/2$ 波片 (HWP) 来调整绿光抽运源的偏振方向, 实现 π 偏振光抽运。激光晶体选用直径为 4 mm、长度为 20 mm、双端面布氏角 (60.4°) 切割、品质因子 (FOM 值) 大于 275 的钛宝石晶体, 该晶体对 532 nm 绿光的吸收系数为 1.13 cm^{-1} , 并设计高效散热装置, 该散热装置与冷却循环水系统、高精度温控仪一起精确控制激光晶体的温度保持在 16.50°C 。钛宝石晶体的荧光谱线也具有很强的偏振特性, 在波长 900 nm 范围内 π 偏振的荧光强度约为 σ 偏振的 2 倍, 因此, 实验中将钛宝石晶体的通光方向垂直于 c 轴, 为谐振腔内 π 偏振基模激光振荡提供便利条件。谐振腔是由 M3~M8 组成的嵌入式六镜环形腔结构, 即在两个凹面镜 (M3 和 M4) 和两个平面镜 (M5 和 M8) 组成的四镜环形谐振腔内部嵌入一对凹面镜 M6 和 M7。这种嵌入式谐振腔结构的优势在于振荡光在钛宝石晶体中心的束腰半径 ω_{s0} 对凹面镜 M6 和 M7 之间的距离 l_3 比较敏感。因此, 微调 l_3 就可以较好地控制钛宝石晶体处的腰斑半径, 以灵活调节抽运光与振荡光之间的最佳模式匹配关系, 有效降低 900 nm 波段激光的振荡阈值功率, 提高光-光转换效率, 而且可以使整个激光器系统的体积大大缩小, 便于集成化。谐振腔输入耦合镜 M3 为曲率半径为 75 mm 的弯月透镜, 可以有效避免抽运光通过输入耦合镜时产生的像散, 其凸面镀 532 nm 减反膜 ($R < 0.2\%$), 凹面镀宽带 (850~950 nm) 高反膜 ($R > 99.9\%$)、532 nm 高透膜 ($T > 95\%$)。M4 为曲率半径为 75 mm 的平凹镜, 凹面镀宽带 (850~950 nm) 高反膜 ($R > 99.9\%$), 在凹面镜 M3 和 M4 中间的腰斑位置放置钛宝石晶体, 它们距离钛宝石晶体端面的距离均为 l_1 。谐振腔内存在离轴工作的凹面镜, 基频光高斯光束在子午面和弧矢面产生反射像散, 使得腔内振荡光退变为椭圆高斯光束, 直接影响抽运光与振荡光

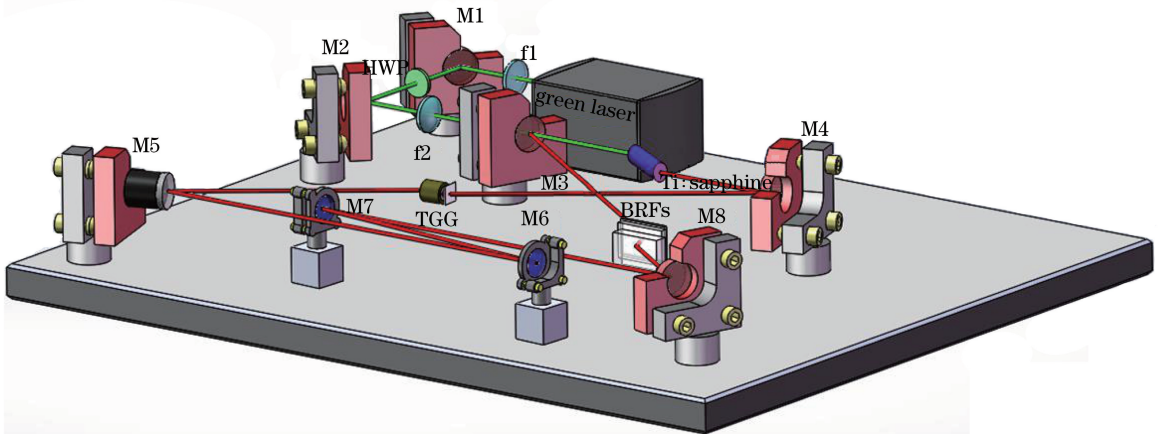


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 Diagram of experimental setup

之间的模式匹配关系,导致光-光转换效率下降。因此,为了实现谐振腔内的像散自补偿,将钛宝石晶体的双端面以布氏角切割,以产生透射像散。设计凹面镜 M3 和 M4 的最佳离轴工作角度 θ 为 18.5° ,在子午面和弧矢面产生一个最佳像散调整量,使得布氏角切割钛宝石晶体产生的透射像散与凹面镜离轴工作带来的反射像散能够实现有效地相互补偿,避免了离轴工作凹面镜带来的反射像散对激光转换效率和光束质量的影响。平面镜 M5 镀宽带(850~950 nm)高反膜($R > 99.9\%$)。平面镜 M8 一面镀 922 nm 定点增透膜,透射率优化为 $T = 4.5\%$,另一面镀宽带(850~950 nm)减反膜(剩余反射率 $R < 0.2\%$)。嵌入式结构由一对曲率半径均为 75 mm 的平凹镜 M6 和 M7 组成,它们之间的距离为 l_3 ,M6 和 M7 的凹面均镀宽带(850~950 nm)高反膜($R > 99.9\%$),为了尽量减小这两个凹面镜引起的像散损耗,应将其离轴工作角度 θ_1 尽量减小至机械结构不挡光为止,约为 4.0° 。由于振荡光在钛宝石晶体处的束腰半径对于 l_3 比较敏感,微调 M6 与 M7 之间的距离就可以有效控制钛宝石晶体处振荡光的腰斑半径,以获得良好的模式匹配。

实验中采用布氏角切割、直径为 4 mm、长度为 3.5 mm 的铽镱石榴石(TTG)晶体和厚度为 0.342 mm 的自然旋光补偿片组成光学单向器,以实现基频光在较宽调谐范围内单向运转;在谐振腔内插入以布氏角放置的三片直径为 25.4 mm,光轴与晶片表面平行,厚度分别为 1,2,4 mm 的石英晶体组成的双折射滤波片组合(BRFs),可实现基频光在 850~950 nm 宽波长范围内的连续调谐。在此基础上,插入一片厚度为 0.3 mm 的熔融石英标准具片,进一步实现精细调谐和选模,并设计紫铜散热装置,该散射装置与高精度控温仪相结合可精确控制其工作温度。旋转标准具片的角度并改变其工作温度,可精细调谐激光器基频光的输出波长。

实验中选择谐振腔总腔长为 615 mm,当凹面镜 M3 和 M4 距离钛宝石晶体端面的距离均为 $l_1 = 35$ mm 时,利用谐振腔的 ABCD 传输矩阵计算得到了基模振荡光在钛宝石晶体中心处的束腰半径及稳定性参数 $A+D$ 随腔长 l_3 的变化,如图 4 所示。从图中可以看出,振荡光在钛宝石晶体中心处的像散得到了补偿,振荡光在子午面和弧矢面内的束腰半径变化曲线在整个稳区范围内基本重合,而且钛宝石晶体中的束腰半径随 l_3 的变化较灵敏。实验中,在其他腔长不变的条件下,只调节 l_3 的大小就可以灵活地调控抽运光与振荡光之间的设计模式匹配条件,有利于获得较高的光-光转换效率和较好的光束质量。当 $l_1 = 81.4$ mm 时,钛宝石晶体中心在弧矢面、子午面的腰斑半径分别约为 $43.2 \mu\text{m}$ 和 $42.0 \mu\text{m}$,满足理论设计的模式匹配条件。

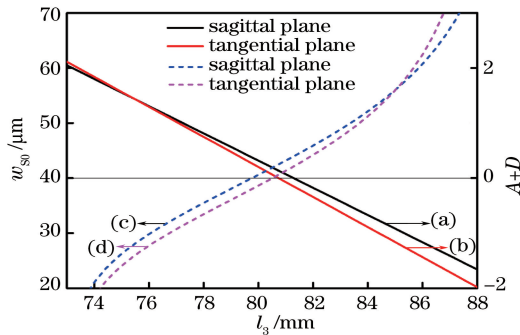


图 4 谐振腔的稳定性参数 $A+D$ 和钛宝石晶体中振荡光束腰半径随腔长 l_3 的变化曲线

Fig. 4 Variations in stability parameter $A+D$ of resonant cavity and waist radius of oscillating light in Ti:sapphire crystal with cavity length l_3

3 实验结果与分析

当利用双折射滤波片组合以及标准具片将输出激光中心波长调谐至 921.72 nm 时,在 15 W 的抽运功率下得到了最大输出功率为 2.05 W 的单频红外光输出,光-光转换效率达到 13.7%,输出功率随抽运功率的变化曲线如图 5 所示。可以看出,激光抽运阈值功率约为 5.4 W,该结果与理论计算结果基本相符。为了提高激光器的长期稳定性和抗干扰能力,将所有光学元件固定在一个散热性能较好的嵌入式整体腔内,腔的大小约为 $385 \text{ mm} \times 210 \text{ mm} \times 124 \text{ mm}$,测得其 3 h 内的功率稳定性优于 $\pm 0.7\%$,如图 6 所示。透射光束一部分被耦合进一个自由光谱区为 750 MHz 的法布里-珀罗(F-P)干涉仪,通过扫描 F-P 干涉仪的透射信号可获得红外激光的纵模结构,测试曲线如图 7 所示。在高功率激光输出条件下没有观察到多模振荡,激光器实现

了单纵模运转。采用光束质量分析仪(型号 WinCamD-U, DataRay 公司, 美国)测得高斯光束在子午面和弧矢面内的 M^2 因子分别为 $M_x^2=1.03, M_y^2=1.04$, 其光强分布如图 8 所示。当抽运功率为 15 W 时, 旋转谐振腔内的调谐元件, 采用最高测量精度为 10^{-4} nm 的波长计(WS-6 型, Highfinesse 公司, 德国)测得其最大调谐范围为 852~934 nm, 平均输出功率达到 2 W 以上, 输出功率随波长的变化曲线如图 9 所示。几种特殊波长处的激光输出功率及光-光转换效率如表 1 所示。中心波长为 911.05 nm 时的激光输出功率可达到 2.2 W, 光-光转换效率为 14.7%; 中心波长为 920.85 nm 时的激光输出功率可达到 2.15 W, 光-光转换效率为 14.3%; 中心波长为 917.23 nm 时的单频红外光输出功率可达到 2.18 W, 光-光转换效率为 14.5%。

表 1 输出功率及光-光转换效率的测量结果

Table 1 Measured results of output power and optical-optical conversion efficiency

λ /nm	Out power /W	Optical-optical conversion efficiency /%
911.05	2.20	14.7
917.23	2.18	14.5
920.85	2.15	14.3
921.72	2.05	13.7

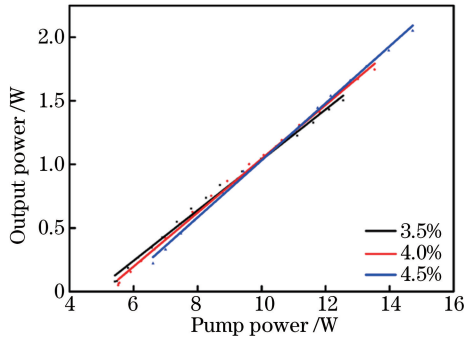


图 5 输出镜透射率不同时 921.7 nm 钛宝石激光器的输出功率随抽运功率的变化

Fig. 5 Variation in output power of 921.7 nm Ti:sapphire laser with pump power under different transmissivity of output mirror

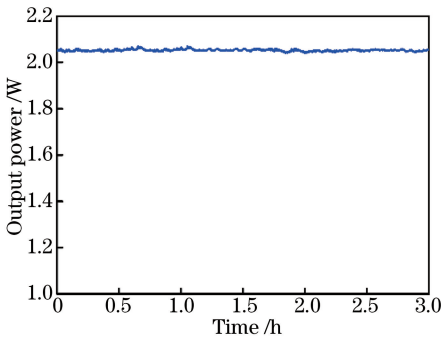


图 6 921.7 nm 单频激光器的长期功率稳定性曲线

Fig. 6 Power stability curve of 921.7 nm single-frequency laser

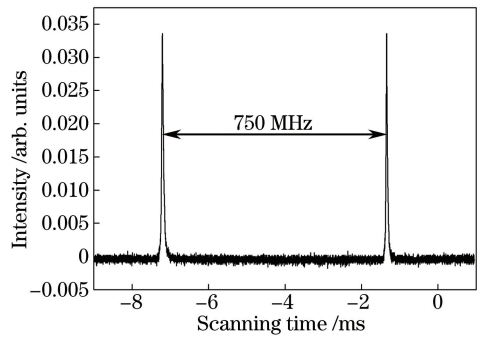


图 7 激光器的纵模特性

Fig. 7 Longitudinal mode characteristics of laser

4 结 论

采用自制的全固态高功率 532 nm 单频绿光激光器端面抽运布氏角切割的钛宝石晶体, 设计了紧凑、稳定、像散自补偿的嵌入式六镜环形谐振腔结构, 通过灵活调节抽运光与振荡光之间的最佳模式匹配关系, 实现了高光束质量、高功率 900 nm 波段宽带可调谐钛宝石激光器输出。当抽运功率为 15 W、输出镜在 922 nm 处定点透射率为 4.5% 时, 激光器平均输出功率大于 2 W, 波长可调谐范围为 852~934 nm, 3 h 内的功率稳定性优于 $\pm 0.7\%$, 光束质量因子 $M^2 < 1.04$ 。

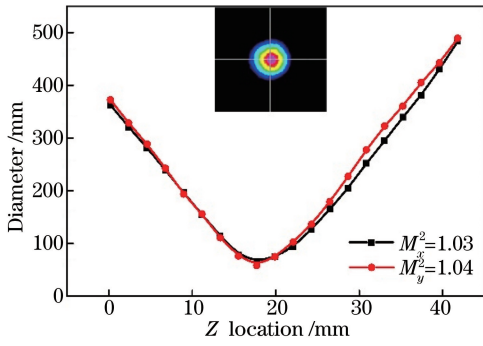


图 8 测得的 M^2

Fig. 8 Measured M^2

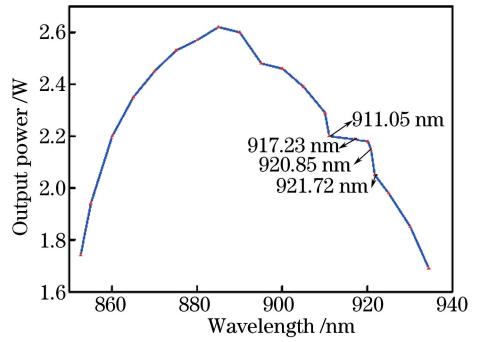


图 9 激光输出功率随波长的变化

Fig. 9 Variation in output power of laser with wavelength

参 考 文 献

- [1] Wang D W, Zhu S Y, Evers J, *et al.* High-frequency light reflector via low-frequency light control[J]. *Physical Review A*, 2015, 91: 011801.
- [2] Schultz J T, Abend S, Doring D, *et al.* Coherent 455 nm beam production in a cesium vapor[J]. *Optics Letters*, 2009, 34(15): 2321-2323.
- [3] Wang D, Hu L Y, Pang X M, *et al.* Quadripartite entanglement from a double three-level-type-atom model [J]. *American Physical Society*, 2013, 88(4): 042314.
- [4] Wang D, Wu J Z, Zhang J X. Optical control of light propagation in photonic crystal based on electromagnetically induced transparency[J]. *Chinese Physics B*, 2016, 25(6): 064202.
- [5] Li F Q, Li H J, Lu H D. Realization of a tunable 455.5-nm laser with low intensity noise by intracavity frequency-doubled Ti:sapphire laser[J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 2016, 52(2): 1700106.
- [6] Auzitnsh M, Ferber R, Gahbauer F, *et al.* Cascade coherence transfer and magneto-optical resonances at 455 nm excitation of cesium[J]. *Optics Communication*, 2011, 284(12): 2863-2871.
- [7] Auchter C, Noel T W, Hoffman M R, *et al.* Measurement of the branching fractions and lifetime of the $5D_{5/2}$ level of Ba^{2+} [J]. *Atomic Physics*, 2014: 060501.
- [8] Peng Yu, Zhao Yang, Li Ye, *et al.* Three methods to lock the second harmonic generation for 461 nm[J]. *Chinese J Lasers*, 2010, 37(2): 345-350.
彭瑜, 赵阳, 李烨, 等. 3种方法实现 461 nm 外腔倍频激光器的锁定[J]. *中国激光*, 2010, 37(2): 345-350.
- [9] Wang Wenqi, Li Zhonghua, Zhou Haitao, *et al.* An influence of laser line width on atom coherent effect[J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2009, 15(3): 211-214.
王文琦, 李中华, 周海涛, 等. 激光线宽对原子相干效应的影响[J]. *量子光学学报*, 2009, 15(3): 211-214.
- [10] Cruz L S, Cruz F C. External power-enhancement cavity versus intracavity frequency doubling of Ti:sapphire lasers using BIBO[J]. *Optics Express*, 2007, 15(19): 11913-11921.
- [11] Li Menglong, Gao Long, Shi Wenzong, *et al.* Progress in all-solid-state single-frequency lasers [J]. *Laser and Optoelectronics Progress*, 2016, 53(8): 080003.
李梦龙, 高龙, 史文宗, 等. 全固态单频激光器研究进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2016, 53(8): 080003.
- [12] Lu Huadong, Su Jing, Li Fengqin, *et al.* Compact, table, tunable Ti:sapphire laser [J]. *Chinese J Lasers*, 2010, 37(5): 1166-1171.
卢华东, 苏静, 李凤琴, 等. 紧凑稳定的可调谐钛宝石激光器[J]. *中国激光*, 2010, 37(5): 1166-1171.
- [13] Zhang Xiaocui, Si Jiliang, Xu Min, *et al.* Growth method, optical and laser properties of titanium-doped sapphire crystals[J]. *Chinese J Lasers*, 2014, 41(5): 0506001.
张小翠, 司继良, 徐民, 等. 钛宝石晶体的制备、光学和激光性能研究[J]. *中国激光*, 2014, 41(5): 0506001.
- [14] Yin Q W, Lu H D, Peng K C. Investigation of the thermal lens effect of the TGG crystal in high-power frequency-doubled laser with single frequency operation[J]. *Optics Express*, 2015, 23(4): 4981-4990.
- [15] Li Huijuan, Zhang Miao, Li Fengqin. High-power single-frequency 461 nm generation from an intracavity doubling of Ti:sapphire laser with LBO[J]. *Chinese J Lasers*, 2016, 43(3): 0302003.
李慧娟, 张淼, 李凤琴. 高功率单频 LBO 腔内倍频 461 nm 钛宝石激光器[J]. *中国激光*, 2016, 43(3): 0302003.
- [16] Guo Yongrui, Lu Huadong, Su Jing, *et al.* Investigation of hundred-watt all-solid-state continuous-wave single-

- frequency 1064 nm laser[J]. Chinese J Lasers, 2017, 44(6): 0601007.
- 郭永瑞, 卢华东, 苏静, 等. 百瓦级全固态连续单频 1064 nm 激光器的研究[J]. 中国激光, 2017, 44(6): 0601007.
- [17] Yin Qiwei, Lu Huadong. Influence of curvature radius of cavity mirrors on performance of high-power single-frequency laser[J]. Laser and Optoelectronics Progress, 2016, 53(7): 071401.
- 尹祺巍, 卢华东. 腔镜曲率半径对高功率单频激光器工作状态的影响[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(7): 071401.
- [18] Laporta P, Brussard M. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solid state lasers[J]. IEEE Journal of Auantum Electronics, 1991, 27(10): 2319-2326.
- [19] Fan T Y, Cordova-Plaza A, Dignonet M J F, *et al.* Nd:MgO:LiNbO₃ spectroscopy and laser devices[J]. Optical Society of America, 1986, 3(1): 140-148.
- [20] Yang Aifen, Li Wujun, Guo Zhen, *et al.* Control function of the end-pumping light on the oscillation light in an end-and-side composite pumped DPL[J]. Infrared and Laser Engineering, 2006, 35(2): 161-164.
- 杨爱粉, 李武军, 过振, 等. 端面抽运对组合抽运 DPL 振荡光的控制作用[J]. 红外与激光工程, 2006, 35(2): 161-164.