双波长二极管合束端面抽运掺镨氟化钇锂单纵模 360 nm 紫外激光器

窦微[1)†] 浦双双[1)] 牛娜[1)] 曲大鹏[1)] 孟祥峻[1)] 赵岭[1)2)] 郑权[1)2)]

1) (长春新产业光电技术有限公司, 长春 130012)

2) (中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 长春 130033)

(2018 年 11 月 12 日收到; 2018 年 12 月 17 日收到修改稿)

报道了一种双波长半导体激光二极管 (LD) 合束端面抽运掺镨氟化钇锂晶体 (Pr^{3+}:$LiYF_4$) 全固态、单纵模 360 nm 紫外激光器. 该激光器采用 V 形折叠腔结构, 利用反射式体布拉格光栅作为波长选择反射镜来压缩光谱线宽, 与法布里-珀罗 (F-P) 标准具组合构成窄带滤波器进行单纵模的有效选取, 通过 I 类位相匹配切割的倍频晶体三硼酸锂对腔内 720 nm 基频光进行倍频. 在 444 nm LD 输出功率为 1200 mW 和 469 nm LD 输出功率为 1400 mW 时, 合束抽运获得了功率为 112 mW 的连续单纵模 360 nm 紫外激光稳定输出, 光-光转换效率为 4.3%. 测量结果表明, 边模抑制比大于 60 dB, 4 h 功率均方根值稳定性优于 0.5%, 1 h 频率漂移小于 220 MHz, 激光振幅噪声小于 0.5%.

关键词: Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体, 单纵模, 反射式体布拉格光栅, 双波长

PACS: 42.55.–f, 42.55.Rz, 42.55.Xi, 42.72.Bj **DOI:** 10.7498/aps.68.20182018

1 引 言

近年来, 全固态紫外激光器在光谱学、生物分析、精密材料加工、光学数据存储、高分辨率印刷、医学和光刻技术等领域有着潜在的应用前景[1]. 与传统紫外波段的准分子激光器相比, 激光二极管抽运的全固态紫外激光器具有性能稳定、效率高、寿命长、结构紧凑和使用简单等优点, 已成为紫外激光器发展的主要方向[2,3].

全固态紫外激光器主要是利用倍频、和频技术在非线性晶体中进行腔外或腔内频率转换得到 Nd:YAG 或 Nd:YVO_4 激光的三次谐波. 通常用于紫外激光产生的非线性晶体 β-BaB_2O_4(BBO) 接收角较小、离散角大, 不易获得优良的光束质量, 基频光与倍频光走离, 不宜用较长的晶体, 限制转换效率, 且容易潮解. 六硼酸铯锂 ($CsLiB_6O_{10}$, CLBO) 也同样具有易潮解的特点, 因此需要长期保存在温度高的干燥环境下或者密封使用, 在商业领域中还没有得到广泛应用. 三硼酸锂 (LiB_3O_5, LBO) 属于正交晶系, 负双轴晶体, 这种晶体具有不易潮解、透明波段范围宽、光学均匀性高、接受角度宽、离散角小、激光损伤阈值高等优点. 而这种利用三倍频实现紫外光输出的激光器中一般采用两个非线性晶体, 一个用于相位匹配的二次谐波产生, 另一个实现和频过程. 这就使得器件结构非常复杂, 价格比较昂贵. 三价镨离子 (Pr^{3+}) 作为一种可以直接通过下转换实现可见光输出的稀土元素离子而备受关注, 它在可见光谱范围内 (包括 720, 698, 640, 607, 604, 523, 485 nm) 存在丰富的跃迁[4–6]. Pr^{3+}的出现也使通过一次频率转换获得紫外光的方法成为可能. 随着 InGaN 半导体激光技术的不断发展, 已经可以实现大功率紧凑型全固态激光器在可见光谱区发射[7]. 720 nm 谱线是一

† 通信作者. E-mail: douwei@cnilaser.com

© 2019 中国物理学会 Chinese Physical Society

个重要的掺镨激光线, 该线的二次谐波 (SHG) 约为 360 nm, 接近于 Nd:YAG 激光器的第三次谐波的波长. 但是由于 Pr^{3+}的激光上能级非辐射多声子跃迁较严重, 适合其掺杂的基质材料较少. 目前已报道的可实现室温激光运转的氧化物晶体只有 Pr:YAP, Pr:$LuAlO_3$, Pr,Mg:$SrAl_{12}O_{19}$, 其中只有 Pr,Mg:$SrAl_{12}O_{19}$ 可以在室温下实现绿光运转. Pr^{3+}在氟化物如 Pr^{3+}:$LiYF_4$, Pr:$LiLuF_4$ 晶体中的 ^3P_J 能级寿命大约为 35—50 μs (浓度$<$ 0.65 at.%), 在其他氧化物材料如 YAG, YVO_4 等中的 ^3P_J 能级寿命更短, 大约在 5 μs以内, 这些材料也无法实现室温激光运转. 此外, 掺 Pr^{3+}氧化物晶体的发射谱较宽, 峰值受激发射截面较低. 在所有材料中, Pr^{3+}:$LiYF_4$ 因为能级寿命较长、受激发射截面较大、可见光波段无激发态吸收、生长工艺较成熟等优势, 对其的研究最为广泛[8]. 2007 年相干公司使用输出功率 1.3 W 的 479 nm OPS 抽运 Pr:YLF 晶体, 再通过 LBO 腔内倍频获得了 500 mW 的 360 nm 激光输出[9]. 2015 年, Zhang 等[10] 采用最大入射功率为 5 W 的 444.3 nm InGaN 激光二极管, 获得了高达 460 mW 的连续 360 nm 激光, 4 h 功率稳定性优于 3.86%, 光束质量 M^2 因子为 1.4. 但是, 在上述文献中均未涉及如何获得高功率、高光束质量及高稳定性的单纵模 360 nm 紫外激光运转. 理想的情况是, 希望通过具有良好单色性 (即窄光谱线宽) 的高性能紫外激光精确测量光谱吸收来检测特定蛋白质, 在拉曼光谱中增强干涉仪中干涉条纹的可见度, 在高密度存储或声光偏转器中将光束聚焦到较小的光斑[11]. 在激光全息、激光雷达、高分辨激光光谱学及相干探测等领域的应用和实验研究中, 为了提高测试系统精度及灵敏度, 也要求窄线宽, 高频率稳定性的单纵模低噪声光源[12–15]. 而在自由运行状态下, 激光器谱线一般较宽, 由于低 Q 腔和电场振幅相位之间的相互耦合, 使光的振幅和相位噪声较大. 因此, 光谱窄化和模式选择是实现单纵模激光器必不可少的步骤. 实验中通常采用短腔、行波腔、短程吸收、法布里-珀罗 (F-P) 标准具和复合腔等诸多方法, 可以实现单纵模操作[16,17]. 但往往由于存在单纵模获取概率不高、结构复杂以及抗干扰能力弱等原因, 使得单纵模激光器的应用受到限制. 体布拉格光栅 (VBG) 为固体激光器的波长选择和线宽窄化提供了一种可选择的方法. VBG 是光热敏折变 (PTR) 玻璃, 主要包括透射式体布拉格光栅 (TBG) 和反射式体布拉格光栅 (RBG). 其具有极好的光学性能, 被认为是理想的光谱和角度选择器, 具有很高的可调性, 通过调整光栅对满足布拉格条件的波长出现窄的反射峰, 压缩光谱线宽[18–20].

本文采用 RBG 作波长选择反射镜与 F-P 标准具组合构成窄带滤波器进行单纵模的有效选取. 一支 444 nm 的π偏振 LD 与一支 469 nm 的π偏振 LD 合束整体作为抽运源, 端面抽运长度 5 mm、Pr^{3+}掺杂浓度 0.5 at.% 的 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体, 利用 I 类相位匹配切割的倍频晶体 LBO 对腔内 720 nm 基频光倍频, 构建 V 形折叠腔, 在两个波长 LD 抽运功率之和为 2600 mW 时, 获得了 112 mW 的全固态单纵模 360 nm 紫外激光稳定输出. 组合式窄带滤波器结构简单, 引入的损耗小, 选模效果好, 与国内外同类激光器相比较, 该激光器在波长、光谱线宽、功率稳定性及光束质量 M^2 因子等方面有较大优势, 完全达到了实用化和产品化要求.

2 选模原理

RBG 的光谱线宽压缩和 F-P 标准具的光谱选择性相配合, 等效于光通过两个光滤波器. 虽然 RBG 和 F-P 标准具的带宽已经很窄, 但对于某些高功率输出的腔长来说, 均宽于腔的纵模间隔. 通过精细调节两滤波器, 产生相对失谐量, 其相交的公共部分可形成小于等于纵模间隔的光滤波器, 则 F-P 标准具其他透过率波长不在 RBG 反射带宽内, 因此只有在重合区内损耗最小的纵模可以起振. 这种方法区别于通过竞争来选单纵模的方法, 且显著提高了单纵模激光输出的稳定性和单纵模概率. 谐振腔的相邻两个纵模频率间隔满足以下公式:

$$\Delta\nu_q = \frac{c}{2\eta l}, \tag{1}$$

(1) 式中 $\Delta\nu_q$为两个相邻纵模间隔, c 为真空中光速, η为谐振腔内工作物质的折射率, l 为谐振腔腔长. 选模原理如图 1 所示, 根据谐振腔长臂 $l_1 =$ 35 mm , 短臂 $l_2 = 21$ mm, 计算谐振腔相邻纵模间隔约 2.68 GHz, 即 0.0046 nm@720.7 nm. 谐振腔基频光 720.7 nm 的发射光谱宽度为 0.89 nm, 约有 193 个纵模同时起振. RBG 的带宽 (FWHM) 为 0.06 nm, RBG 作为谐振腔输出镜可以将基频

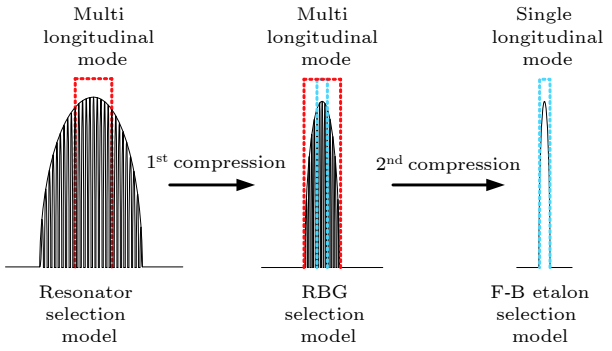


图 1 选模原理图

Fig. 1. Principle of the longitudinal mode selection.

光的起振宽度限制到 0.06 nm 以下, 减少起振的纵模数量, 经 RBG 选模后约有 13 个纵模起振, 完成一次光谱线宽的压缩. 在 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体与输出镜 M2 之间插入中心波长 720.7 nm 的 F-P 标准具, 其折射率为 1.4548, 双面镀膜反射率为 70%, 峰值透过率为 97%, F-P 标准具谐波片的自由光谱范围 (FSR) 为 33.98 GHz, 即 0.059 nm@720.7 nm, F-P 标准具的每一个周期内峰值透过率带宽为 3.99 GHz, 即 0.007 nm@720.7 nm. 当 F-P 标准具透过率峰值处的纵模起振后, 相邻纵模已经超出 F-P 标准具透过率带宽, 由于损耗差异较大, 相邻纵模无法起振, 只有 F-P 标准具透过率曲线中心的一个纵模在谐振腔内运转, 实现 720 nm 单纵模输出, 经 LBO 倍频得到紫外 360 nm 单纵模输出.

3 实验设计

3.1 双波长抽运 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体

Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体在蓝光波段存着在三个比较大的吸收带, 其峰值波长分别为 444, 469 和 479 nm, 并且对 π 偏振方向的抽运光吸收系数较大[21–23]. 其中 $^3H_4\rightarrow{}^3P_0$ 跃迁对应的峰值波长 479 nm 吸收截面最大, 达 2.17×10^{-19} cm^2, 但是此吸收带线宽仅为 0.5 nm. 若利用此吸收带进行抽运, 抽运源的波长准确性要比较高, 且线宽需较窄. $^3H_4\rightarrow{}^3P_2$ 跃迁对应的峰值波长 444 nm 有足够大的吸收截面 (9.0×10^{-20} cm^2) 和较大的吸收带线宽 (1.8 nm), 适合蓝光激光二极管抽运. $^3H_4\rightarrow{}^3P_1+{}^1H_6$ 跃迁对应的峰值波长 469 nm 吸收截面为 6.5×10^{-20} cm^2, 可用于辅助增加抽运源功率, 如表 1 所列[24–28]. 由于蓝光二极管存在单管功率不高的缺点, 所以本文提出用两支二极管合束的办法来提升抽运源功率. 在上述 3 种吸收带中, 目前国内市场上未发现有合适的 479 nm 半导体光源, 而 444 nm 和 469 nm 是比较容易获得的高功率半导体激光光源. 此外, Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体对光的吸收存在偏振特性, 对 π 偏振方向抽运光的吸收最强. 所以我们选用两支 π 偏振方向、功率为 1.4 W 的 444 nm LD 和功率为 1.5 W 的 469 nm LD 在自由空间合束整体作为抽运源.

表 1 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体蓝光波段峰值吸收截面 (室温)

Table 1. Peak absorption cross section of blue light in Pr^{3+}:$LiYF_4$ crystal (room temperature).

Peak wavelength λ/nm	Absorption cross section $\sigma_a/10^{-20}$ cm^2	Polarization	Corresponding transition	Line width/nm
444	9.0	π	$^3H_4\rightarrow{}^3P_2$	1.8
469	6.5	π	$^3H_4\rightarrow{}^3P_1+{}^1I_6$	0.9
479	21.7	π	$^3H_4\rightarrow{}^3P_0$	0.5

图 2 是 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体对 444, 469 及 444 与 469 nm 加和的吸收效率对比曲线. 虽然 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 对 444 nm LD 吸收效率较高, 但由于 444 nm LD 功率高于 1.4 W 后, 光谱线宽变宽, 吸收效率降低, 且高功率吸收受到了限制, 因此 444 nm 和 469 nm LD 合束是高功率抽运源的较好选择.

3.2 实验装置

全固态单纵模 360 nm 紫外激光器如图 3 所示. 采用 V 形折叠腔结构, 抽运源是一支功率 1.4 W, π 偏振的 444 nm LD(OSRAM 公司) 和一支功率 1.5 W, π 偏振的 469 nm LD 在自由空间合束并整体作为抽运源. 两支 LD 分别经过焦距为 4.2 mm 的非球面透镜 L1 和 L2 进行准直, 准直后两支 LD 的光束质量因子 (M^2) 分别为 $X=17.016$, $Y=3.800$ 和 $X=10.784$, $Y=1.837$. 两支 LD 合束后光束尺寸为 4.3 mm × 1.3 mm. 合束镜片 M5 镀 444 nm 45°增透膜 ($T>99.5\%$) 及 469 nm 45°高反膜 ($R>99$ %), 合束镜片 M6 镀 469 nm 45°高反膜 ($R>99\%$). 抽运源经焦距为

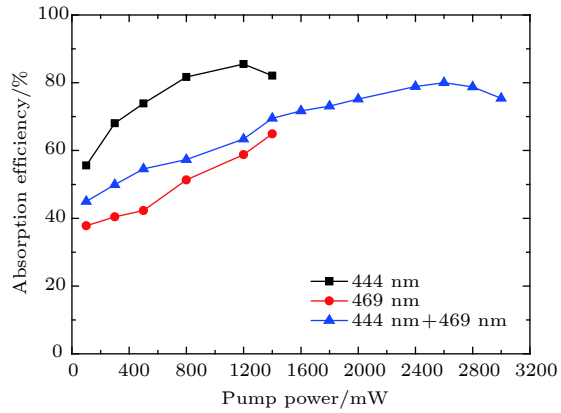


图 2 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体对 444 nm 和 469 nm 以及两者加和的吸收效率曲线

Fig. 2. Absorption efficiency curves of Pr^{3+}:$LiYF_4$ crystal for 444 nm LD and 469 nm LD and their hybrid.

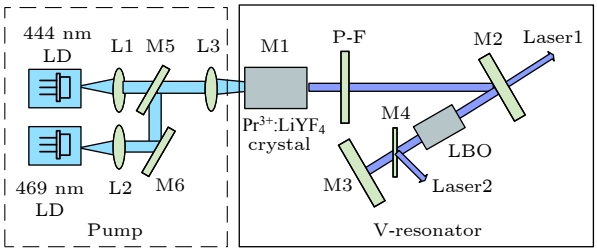


图 3 全固态单纵模 360 nm 紫外激光器

Fig. 3. All solid state single longitudinal mode 360 nm UV laser.

12 mm 的非球面透镜 L3 聚焦后, 入射到 a 切割的 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体上, Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体掺杂浓度 0.5 at.%, 尺寸 (3 mm × 3 mm × 5 mm) , 折射率 1.46. 光入射端面为谐振腔镜 M1, 镀有 444—469 nm 增透膜 ($T > 99.5\%$) 及 720, 360 nm 高反膜 ($R > 99.8\%$), 光出射端面镀有 444—469, 720 和 360 nm 增透膜 ($T > 99.5\%$). 倍频晶体为 I 类位相匹配切割 LBO 晶体, 规格为 2 mm × 2 mm × 5 mm, 切割角度 $\theta = 90.0°$, $\Phi = 40.7°$, 双面镀 720 和 360 nm 增透膜 ($T > 99.6\%$). M2 输出镜曲率半径 R 为 600 mm, 镀有 720 nm 高反膜 ($R > 99.8\%$) 及 360 nm 增透膜 ($T > 96\%$). M3 全反镜为 RBG 反射镜, 镀有 720 nm 增透膜 ($T > 99.6\%$), 谐振波长为 720.7 nm, 衍射效率大于 99%, 尺寸为 (3 mm × 3 mm × 5 mm). 由于 RBG 腔镜为 PTR 材料, 在 200—450 nm 之间有较强吸收, 所以在 LBO 与 M3 之间放置谐波片 M4, 将 M3 方向的紫外倍频光反射出去, 并用于激光器稳定性的监测. M4 镀膜包括 720 nm 增透膜 ($T > 99.5\%$) 及 360 nm 高反膜 ($R > 95\%$). L1 内插入 P-F 标准具, 厚度为 3 mm. LD 与 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体均用半导体制冷器 (TEC) 进行严格精确控温, 以实现激光器稳定运行.

3.3 标准具选模

目前大部分调节输出激光中心波长是通过锆钛酸铅压电陶瓷 (PZT) 改变激光器腔长实现的, 为了使 F-P 标准具更好的匹配 RBG 中心波长, 本研究提出了改变 F-P 标准具温度来调谐中心波长和改变 F-P 标准具角度来调谐中心波长两组实验方法. F-P 标准具是熔融石英材料, 热膨胀系数为 5.5×10^{-7}/℃, F-P 标准具固定在金属卡具上, 通过 TEC 对金属卡具控温来改变 F-P 标准具厚度, 从而调谐激光中心波长, 如图 4(a) 所示. F-P 标准具角度调谐装置如图 4(b) 所示, PZT 用胶粘在金属卡具右下端, F-P 标准具一端用胶固定在金属卡具上, 另一端固定在 PZT 上, 并形成图中所示的倾角. 通过改变 PZT 电压来改变 F-P 标准具角度, 从而调谐激光中心波长. 金属卡具长度为 20 mm, 施加 150 V 电压时, PZT 厚度增加 3 μm, PZT 厚度增加 0.02 μm/V.

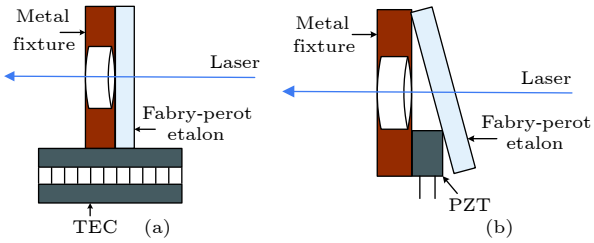


图 4 选模装置 (a) F-P 标准具控温装置; (b) F-P 标准具角度变换装置

Fig. 4. Longitudinal mode selection device: (a) Temperature control device for F-P etalon; (b) control device for F-P etalon angle.

4 实验结果与分析

4.1 光学谐振腔分析

V 形折叠腔结构有两个单独的束腰, 一个束腰可以满足模式匹配条件, 另一个可以提高倍频效率. 在谐振腔长臂 $l_1 = 35$ mm, 短臂 $l_2 = 21$ mm时, 根据谐振腔内束腰半径公式:

$$W(n) = \lambda^{\frac{1}{2}} \cdot |b|^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{\pi} \cdot \left[1 - \left(\frac{a+d}{2}\right)^2\right]^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

(2) 式中 $W(n)$ 为谐振腔内任意一点处光腰半径; λ

为入射光波长; a, b, d 为腔内光束传输矩阵元素. 用 Matlab 软件模拟 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 和 LBO 晶体内束腰半径及谐振腔稳定参数 G 随晶体热透镜焦距 R_{th} 的变化, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示. 图 5(a) 是在热焦距 R_{th} 为 300 mm 时, 模拟得到 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体内束腰半径 ω_1 约 149 μm, LBO 晶体内束腰半径 ω_2 约为 138 μm. 图 5(b) 是模拟热焦距 R_{th} 在 0—1000 mm 范围下谐振腔稳定参数 G 的变化曲线, 满足 $0 < G < 1$, 腔内傍轴光线在腔内往返无限多次不会横向逸出腔外, 可见在此腔长下谐振腔可以稳定运行.

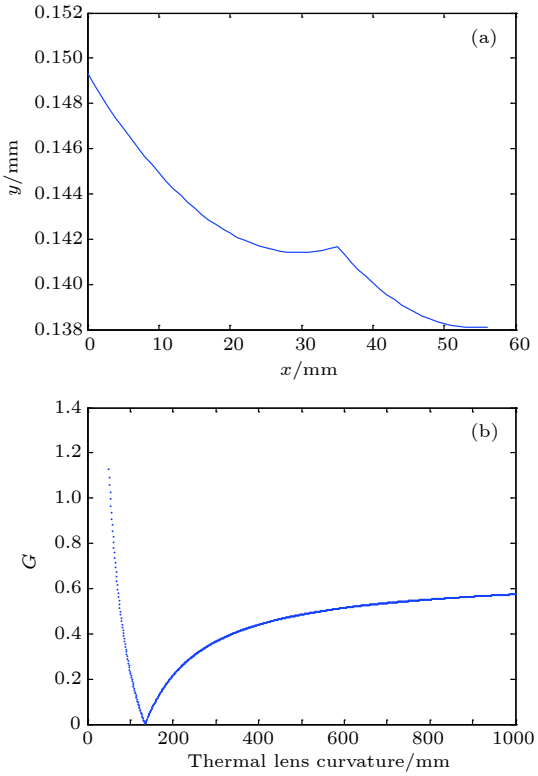


图 5 谐振腔稳定性分析 (a) 晶体热焦距 R_{th} 取 300 mm 时, 腔内两个束腰半径模拟图; (b) 谐振腔稳定参数 G 随热焦距 R_{th} 的变化

Fig. 5. Stability analysis of optical resonator: (a) Simulation ofbeam waist radii inside Pr^{3+}:$LiYF_4$ and LBO in the resonant cavity when the thermal focal length is 300 mm; (b) the variation curve of the stability parameter G of the resonator with the thermal focal length of the crystal.

图 6 是在晶体热焦距 R_{th} 分别为 200 mm, 300 mm, 400 mm 时腔内各处束腰半径的对比. 在调整抽运功率时, Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体内束腰半径变化很小, LBO 晶体内束腰半径变化较大. 随着抽运源功率增加, 晶体热焦距 Rth 变小, LBO 晶体内束腰半径变小, 倍频效率变大, 360 nm 激光输出功率

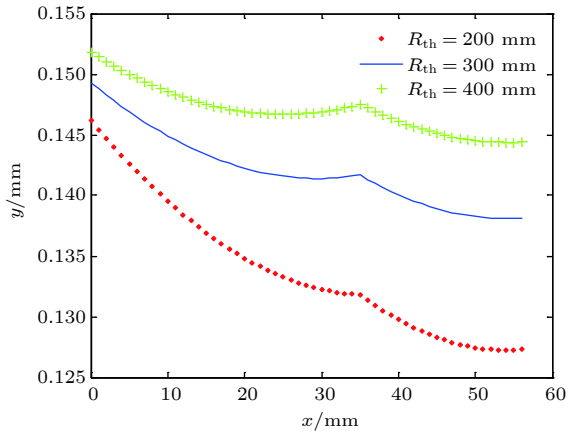


图 6 晶体热焦距 R_{th} 分别为 200, 300, 400 mm 时, Pr^{3+}:$LiYF_4$ 和 LBO 晶体内束腰半径随着 LBO 晶体与 M1 之间距离的变化情况

Fig. 6. The beam waist radii inside Pr^{3+}:$LiYF_4$ and LBO of the resonator vary with the distance between M1 and the LBO crystal when thermal focal length of the crystal is 200, 300 and 400 mm.

逐渐增大, 因此有斜效率变大的趋势.

4.2 选模分析

在相同抽运功率和谐振腔长条件下, 分别给出中心波长随 F-P 标准具温度的变化曲线及中心波长随 PZT 电压的变化曲线, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 图 7(a) 为 F-P 标准具温度从 20 ℃ 上升到 70 ℃ 时, 利用 High Finesse 公司的 WS7 波长计 (自由光谱范围为 3—4 GHz) 测得中心波长从 720.63922 nm 偏移到 720.65941 nm, 波长总偏移量为 20.19 pm. 根据标准具热膨胀系数 (5.5×10^{-7}/℃) 计算出 F-P 标准具厚度从 3 mm 增加到 3.0000825 mm, 厚度增加总量约 82.5 pm, 基频光中心波长向波长更长的方向移动约 0.165 pm/℃. 图 7(b) 为 PZT 电压从 0 V 增加到 30 V 时, 实验测得中心波长从 720.63923 nm偏移到 720.66123 nm, 波长总偏移量为 22 pm;对 PZT 施加电压由 0 V 增加到 30 V 时, 计算出 PZT 厚度增大量为 0.6116 μm, F-P 标准具角度增大量约 0.00003058 度; PZT 电压每改变 1 V, F-P 标准具角度改变约 0.019×10^{-6} 度, 测得基频光中心波长向波长更长方向移动约 0.73 pm/V. 基于以上数据分析可知, 调节 F-P 标准具角度对中心波长调谐范围更宽, 调节 F-P 标准具温度对中心波长调谐精度更高, 更容易实现. 两种选模方法实验对比, 为锁模激光器做了前期准备工作.

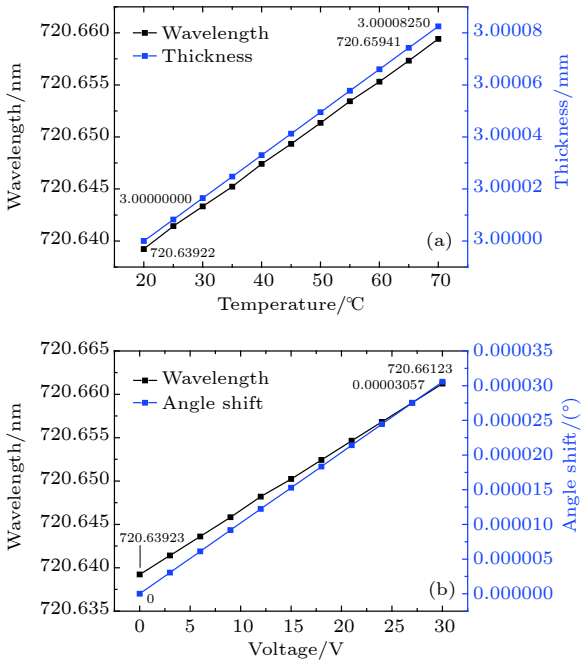


图 7 720 nm 激光中心波长调谐 (a) 中心波长随 F-P 标准具温度及厚度的变化; (b) 中心波长随 PZT 电压及 F-P 标准具角度的变化

Fig. 7. Tuning of 720 nm laser center wavelength: (a) The central wavelength vary with the temperature and thickness of F-P etalon; (b) the central wavelength vary with the angle of the PZT voltage and F-P etalon.

抽运基于选模精度更高的 F-P 标准具温度调谐方法, 谐振腔长臂 $l_1 = 35$ mm, 短臂 $l_2 = 21$ mm 条件下, 444 nm LD 和 469 nm LD 阈值分别为 180 mW 和 200 mW, 在 444 nm LD 输出功率 1200 mW, 469 nm LD 输出功率 1400 mW 时, 得到一路由 M1 输出功率为 90 mW 的单纵模 360 nm 紫外激光, 另一路由 M3 反射出功率为 22 mW 的单纵模 360 nm 紫外激光, 总功率达 112 mW. 360 nm 激光输出特性如图 8 所示, 随着抽运功率的增加,

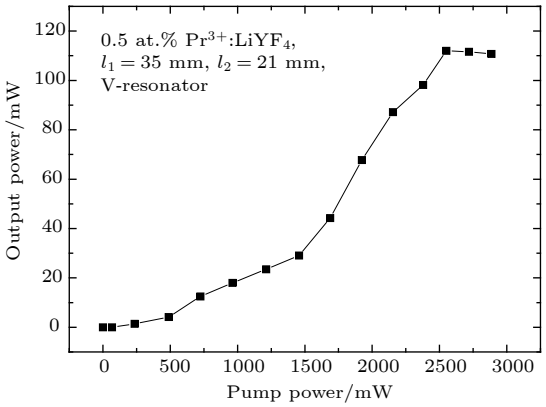


图 8 360 nm 单纵模激光输出功率相对于入射抽运功率 (444 nm 与 469 nm 合束) 的变化

Fig. 8. Variation curve of output power of single longitudinal mode 360 nm laser with respect to pump power (combining LD @ 444 nm and LD @ 469 nm).

单纵模 360 nm 紫外激光输出功率上升趋势较快, 但是 LD 中心波长会随着抽运电流的增加向较长的波长方向移动, 当 LD 中心波长超过 Pr^{3+}离子的吸收区, 功率不再升高甚至会有下降趋势, 与图 6 得到的结论一致.

图 9—图 12 均是在 360 nm 激光输出最大功率 112 mW 时的参数测量结果. 图 9 和图 10 表征横模特性. 图 9 为光斑轮廓分析仪 (Spiricon) 测量的远场光斑形貌, 光斑椭圆度为 0.982, 激光光斑上的能量分布满足高斯分布. 图 10 为光束质量分析仪 (Thorlabs) 测得高斯光束质量 M^2 因子在 X 轴方向为 1.01, Y 轴方向为 1.01. 说明该 360 nm 激光的横模模式为基横模.

图 11 和图 12 表征纵模特性. 图 11 为波长计 (High Finesse) 测得的 360 nm 激光光谱, 中心频率为 831.55370 THz, 没有相邻纵模, 1 h 的频率漂移

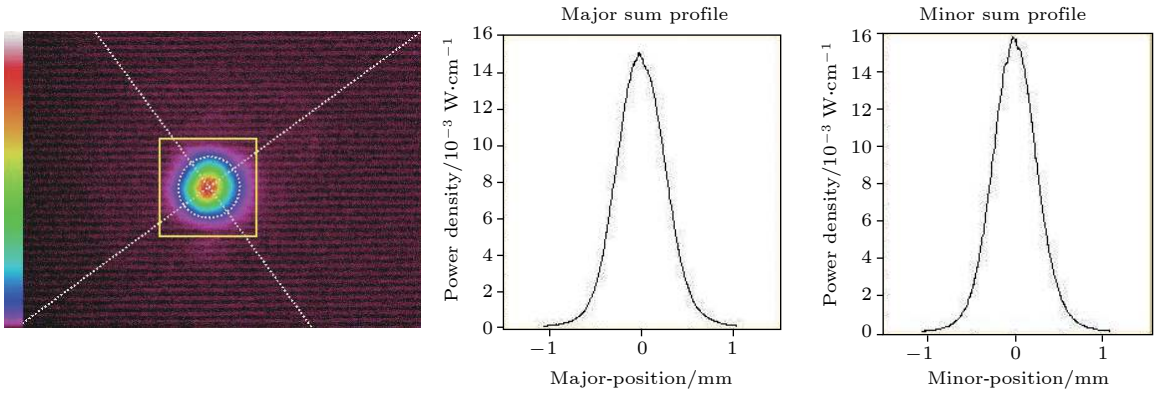


图 9 远场光斑

Fig. 9. Farfield laser facular profile.

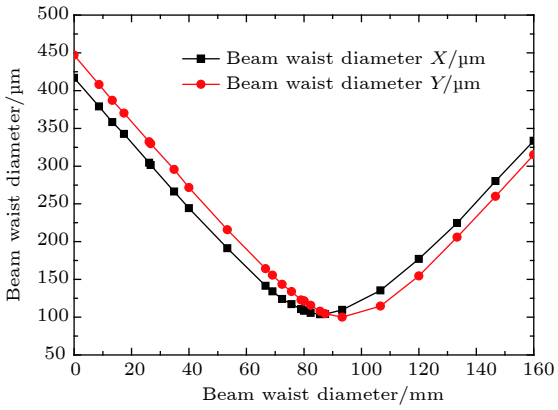


图 10 光束质量 M^2 因子

Fig. 10. M^2 factor of laser beam.

小于 220 MHz. 图 12 为光谱分析仪 (YOKOGAWA/AQ6374) 测得 10 nm 范围内的 360 nm 紫外光谱, 边模抑制比 (SMSR) 大于 60 dB. 从波长计测试结果可以看出, 沿频谱横向方向无其他频率纵模存在. 从光谱分析仪的测试结果可以看出, 沿频谱的纵向方向其他频率强度的纵模被抑制掉. 说明该 360 nm 激光模式为单纵模.

此外, 用海洋光学光谱仪 (HR4000) 测量在 200—1100 nm 范围内光谱. 结果显示, 除了 360 nm 激光和 444 nm 及 469 nm 两个抽运光外, 无其他波长存在. 激光振幅噪声小于 0.5%; 用相干公司功率计测得功率均方根值的稳定性值小于 0.5%.

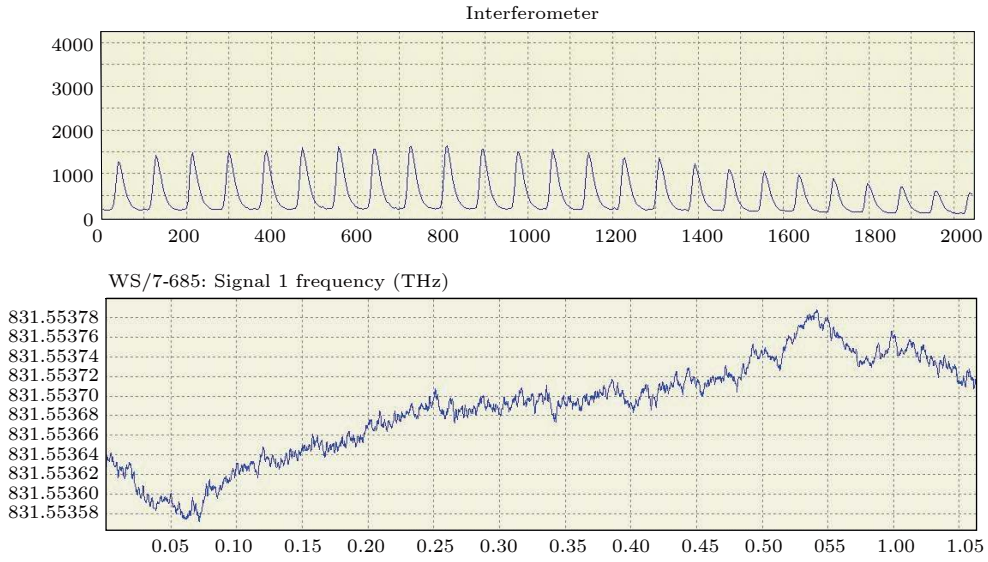


图 11 中心频率及其稳定性

Fig. 11. Center frequency and its stability.

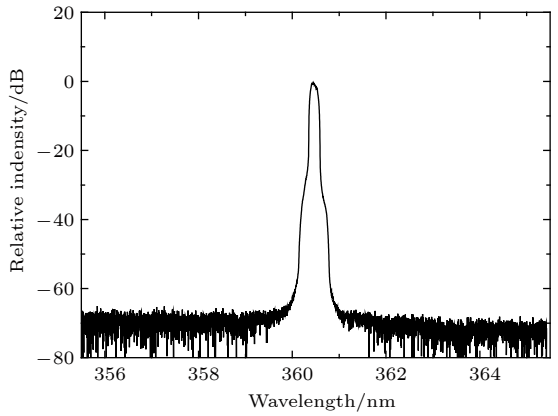


图 12 360 nm 激光光谱

Fig. 12. Spectrum of the single longitudinal mode 360 nm UV laser.

5 结 论

本文选择 V 形折叠腔结构, 利用功率为 1.4 W 的 444 nm 的 LD 和 1.5 W 的 469 nm 的 LD 合束作为抽运源, 且采用偏振方向均为π偏振的 LD 端面抽运 Pr^{3+}:$LiYF_4$ 晶体, 并提出将 RBG 同时用于选模元件以及谐振腔反射镜, 匹配 F-P 标准具进行单纵模的有效选取, 其目的简化了单纵模激光器的结构, 提高了抗干扰能力, 这种方法区别于通过竞争来选单纵模的方法, 大大提高了单纵模激光输出的稳定性和单纵模概率, 最后获得了输出功率为 112 mW、高频率稳定性的单纵模 360 nm 紫外激光, 并且已经实现了产品化. 通过对谐振腔的结构优化和更高的抽运源以及激光晶体的改进, 预计

将产生更高功率的 360 nm 激光, 从而为紫外单纵模激光开辟了新途径.

参考文献

[1] Chen M, Wang Z C, Wang B S, Yang F, Zhang G C, Zhang S J, Zhang F F, Zhang X W, Zong N, Wang Z M, Bo Y, Peng Q J, Cui D F, Wu Y C, Xu Z Y 2016 *J. Lumin.* **172** 254

[2] Mao Y F, Zhang H L, Xu L, Deng B, Sang S H, He J L, Xing J C, Xin J G, Jiang Y 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 014203 (in Chinese) [毛叶飞, 张恒利, 徐浏, 邓波, 桑思晗, 何京良, 邢冀川, 辛建国, 江毅 2015 物理学报 **64** 014203]

[3] Mao Y F, Zhang H L, Sang S H, Zhang X, Yu X L, Xing J C, Xin J G, Jiang Y 2015 *Chin. Phys. Lett.* **32** 094201-1

[4] Cai Z P, Qu B, Cheng Y J, Luo S Y, Xu B, Xu H Y, Luo Z Q, Camy P, Doualan J L, Moncorgé R 2014 *Opt. Express* **22** 31722

[5] Camy P, Xu B, Doualan J L, Moncorgé R 2011 *Advanced Solid-State Photonics* Istanbul, Turkey, February 13–16, 2011 pATuB10

[6] Luo S Y, Yan X G, Xu B, Xiao L P, Xu H, Cai Z P, Weng J 2018 *Opt. Commun.* **406** 61

[7] Liu Z 2013 *Ph. D. Dissertation* (Fujian: Xiamen University) (in Chinese) [刘哲 2013 博士学位论文 (福建: 厦门大学)]

[8] Akbari R, Major A 2013 *Laser Phys.* **23** 035401

[9] Ostroumov V, Seelert W, Hunziker L, Ihli C, Richter A, Heumann E, Huber G 2007 *Solid State Lasers XVI: Technology and Devices* San Jose, USA, January 22–25, 2007 p645103-1

[10] Zhang C M, Yu W X, Zhang C G, Yao Y, Zhu P F, Song P, Bai L 2015 *Opt. Spectrosc.* **118** 998

[11] Tu X, Wu X, Li M, Liu L Y, Xu L 2012 *Opt. Express* **20** 19996

[12] Xie S Y, Zhang X F, Yang C L, Le X Y, Bo Y, Cui D F, Xu Z Y 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 094203 (in Chinese) [谢仕永, 张小富, 杨程亮, 乐小云, 薄勇, 崔大复, 许祖彦 2016 物理学报 **65** 094203]

[13] George J, Oak S M, Singh B P 2010 *Opt. Laser Technol.* **42** 192

[14] Yao B, Jing W, Dai T, Ju Y, Wang Y 2017 *Opt. Express* **25** 27671

[15] Nunez P M, Wetter N U, Zondy J J, Cruz F C 2013 *Laser Phys.* **23** 025801

[16] Li J, Yang S, Zhao C, Zhang H, Xie W 2010 *Opt. Express* **18** 12161

[17] Dai T Y, Wu J, Ju L, Zhang Z G, Xu L W, Yao B Q, Wang Y Z 2016 *Infrared Phys. Technol.* **77** 149

[18] Qian L M, Ren D M, Zhao W J, Liu Y Y, Qu Y C, Bai Y, Chen Z L 2012 *Laser Phys.* **22** 708

[19] Shie N C, Hsieh W F, Shy J T 2011 *Opt. Express* **19** 21109

[20] Bai Y B, Xiang W H, Zu P, Zhang G Z 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 214208 (in Chinese) [白扬博, 向望华, 祖鹏, 张贵忠 2012 物理学报 **61** 214208]

[21] Qu B, Xu B, Luo S, Cheng Y, Xu H, Cai Z, Camy P, Doualan J, Moncorgé R 2015 *IEEE Photon. Technol. Lett.* **27** 333

[22] Xu B, Liu Z, Xu H, Cai Z, Zeng C, Huang S, Yan Y, Wang F, Camy P, Doualan J L, Braud A, Moncorgé R 2013 *Opt. Commun.* **305** 96

[23] Luo S, Yan X, Cui Q, Xu B, Xu H, Cai Z 2016 *Opt. Commun.* **380** 357

[24] Fibrich M, Šulc J, Jelínková H 2016 *Solid State Lasers XXV: Technology and Devices* San Francisco, United States, February 15–18, 2016 p97261E-1

[25] Fibrich M, Jelínková H, Šulc J, Nejezchleb K, Škoda V 2010 *Solid State Lasers XIX: Technology and Devices* San Francisco, United States, February 15–18, 2010 p757828-1

[26] Gün T, Metz P, Huber G 2011 *Appl. Phys. Lett.* **99** 92

[27] Metz P W, Reichert F, Moglia F, Müller S, Marzahl D T, Kränkel C, Huber G 2014 *Opt. Lett.* **39** 3193

[28] Liu Z, Cai Z P, Huang S L, Zeng C H, Meng Z Y, Bu Y K, Luo Z Q, Xu B, Xu H Y, Ye C C, Stareki F, Camy P, Moncorgé R 2013 *J. Opt. Soc. Am. B* **30** 302

Combined dual-wavelength laser diode beam end-pumped single longitudinal mode Pr^{3+}:$LiYF_4$ 360 nm ultraviolet laser

Dou Wei[1)†] Pu Shuang-Shuang[1)] Niu Na[1)] Qu Da-Peng[1)] Meng Xiang-Jun[1)]
Zhao Ling[1)2)] Zheng Quan[1)2)]

1) (*Changchun New Industries Optoelectronics Technology Co., Ltd, Changchun* 130012, *China*)

2) (*Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun* 130033, *China*)

(Received 12 November 2018; revised manuscript received 17 December 2018)

Abstract

In recent years, all-solid-state ultraviolet lasers have had widely potential applications in the fields of spectroscopy, biological analysis, precision manufacturing, optical data storage, high-resolution printing, medicine and lithography. The good monochrome of all-solid-state ultraviolet laser can improve the accuracy of spectral absorption measurement when used to detect specific proteins and reduce the laser spot diameter when used for high density data storage or acousto-optic deflector. In this paper, a combined dual-wavelength laser diode (LD) beam end-pumped single longitudinal mode Pr^{3+}:$LiYF_4$ all-solid-state UV laser at 360 nm is presented. A V-folded cavity structure is used in the laser, which consists of a reflective volume Bragg grating (RBG) and a Fabry-Perot (F-P) etalon. The RBG is used as a wavelength selection and resonator reflector to narrow the width of spectral line. The F-P etalon is hybrid in the cavity, serving as a narrow-band filter, to achieve the single longitudinal mode. The lithium triborate crystal with critical type-I phase matching at room temperature is used for implementing the second-harmonic generation of the fundamental 720 nm laser and obtaining an efficient and compact ultraviolet laser at 360 nm. The optical resonator is simulated and analyzed by MATLAB software. Two experiments are conducted to compare the accuracy of central wavelength tuning by changing the temperature of F-P etalon and the angle of F-P etalon. The result shows that the change temperature of F-P etalon can achieve 0.165 pm/℃, showing that it is a better method. The structure of the laser is simplified and the anti-interference capability is improved in this way. It is different from mode competition method and the stability of single longitudinal mode laser output is increased. When the output power of LD at 444 nm is 1200 mW and that of LD at 469 nm is 1400 mW, a single longitudinal mode CW UV laser at 360 nm with output power as high as 112 mW is achieved. The optical-to-optical conversion efficiency is 4.3%, and the longitudinal linewidth of laser is 30 MHz. The measurements show that the edge suppression ratio is greater than 60 dB, the stability of root mean square (RMS) of output power in 4 h is better than 0.5%, the frequency shift in 1h is better than 220 MHz, and amplitude noise is less than 0.5%.

Keywords: Pr^{3+}:$LiYF_4$ crystal, single longitudinal mode, reflective volume Bragg grating, dual-wavelength

PACS: 42.55.–f, 42.55.Rz, 42.55.Xi, 42.72.Bj **DOI:** 10.7498/aps.68.20182018

† Corresponding author. E-mail: douwei@cnilaser.com