



基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光

刘俊杰 盛泉 王盟 张钧翔 耿兴宁 石争 王爱华 史伟 姚建铨

High-order Laguerre-Gaussian mode laser generated based on spherical aberration cavity

Liu Jun-Jie Sheng Quan Wang Meng Zhang Jun-Xiang Geng Xing-Ning Shi Zheng Wang Ai-Hua
Shi Wei Yao Jian-Quan

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 71, 014204 (2022) DOI: 10.7498/aps.71.20211514

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211514>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光*

刘俊杰¹⁾²⁾³⁾ 盛泉^{1)2)†} 王盟¹⁾²⁾ 张钧翔¹⁾²⁾ 耿兴宁⁴⁾
石争¹⁾²⁾ 王爱华¹⁾²⁾ 史伟^{1)2)‡} 姚建铨¹⁾²⁾

1) (天津大学精密仪器与光电子工程学院, 天津 300072)

2) (天津大学, 光电信息技术教育部重点实验室, 天津 300072)

3) (天津航技术物理研究所, 天津 300308)

4) (光电信息控制和安全技术重点实验室, 天津 300308)

(2021 年 8 月 16 日收到; 2021 年 9 月 7 日收到修改稿)

本文报道了基于腔内球差在端泵 Nd:YVO₄ 激光器中选择单一高阶拉盖尔-高斯 (LG) 振荡模式的实验研究. 在激光谐振腔内使用短焦距透镜引入明显的球差, 使具有不同光斑半径的各阶 LG 模式的光路在空间上发生分离, 从而实现对模式的选择作用. 1.03 W 泵浦功率下线偏振 1064 nm 激光能够在 LG_{0,±10} 和 LG_{0,±33} 之间以单横模工作. 分析发现适当的横模间球差是抑制边模、选择单一高阶 LG 模式的必要条件, 而过大的球差又会导致单一 LG 模式自身遭受明显的损耗, 不利于产生高阶的 LG 模式输出. 据此进一步优化实验参数, 获得了角向指数 m 达到 ± 75 的高阶 LG 模式输出.

关键词: 拉盖尔-高斯模式, 固体激光器, 模式选择, 球差

PACS: 42.60.Jf, 42.55.-f, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.71.20211514

1 引言

具有中空强度分布和非零轨道角动量的拉盖尔-高斯 (LG) 模式激光在光镊、超分辨率荧光显微、通信和微加工等领域具有重要的应用^[1-5]. 产生 LG 模式激光的方法主要分为无源和有源两类. 前者在激光谐振腔外利用相位板、柱透镜等器件对既有的高斯或厄米-高斯 (HG) 光束进行变换, 获得 LG 模式的激光, 该类方法简单直接, 但转换效率和功率处理能力尚不理想^[1-3]. 由于 LG 模式是亥姆赫兹方程的本征解, 也可以通过模式选择方法

在柱对称的激光谐振腔中直接获得 LG 模式的激光输出, 称为有源方法^[1-3]. 实现有效的模式选择的关键在于使不同模式的净增益具有明显的差异. 对于所需的 LG 横模激光, 已见诸报道的相关方法包括采用环形的泵浦光使 LG 模式相比基模具有更好的模式匹配^[6-9]、在腔镜上制备缺陷点对基模引入损耗^[10,11]、离轴泵浦^[12,13]以及在腔内插入振幅或相位调制模板和双折射晶体等^[14-16].

球差是球面光学系统固有的一种像差, 具体体现为远轴光线相比近轴光线受到更强的折射 (发散或会聚) 作用^[17]. 球差会导致光束的畸变, 因此在激光谐振腔中一般应尽量避免或补偿球差的影

* 国家自然科学基金 (批准号: 61975146) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: shengquan@tju.edu.cn

‡ 通信作者. E-mail: shiwei@tju.edu.cn

响^[18]. 但对于高阶激光横模, 特别是具有环形光强分布的高阶 LG 模式来说, 球差能够使不同阶数模式的光路在空间上发生分离, 从而使模式选择成为可能. 2009 年, Senatsky 等^[19]首次提出在端泵激光器中利用小焦距透镜的球差来选择得到环形的激光输出光斑; 该课题组的后续工作中, 通过将激光谐振腔拉长至 1 m 左右以压窄稳区, 成功获得了单模的高阶 LG 模式输出, 最高径向指数 p 和角向指数 m 分别达到 12 和 28^[20,21]. 最近, 我们通过增大腔内球差加强选模效果, 克服了前述相关工作中需要使用很长谐振腔压窄稳区才能实现单模运转的缺陷, 在紧凑的端泵 Nd:YVO₄ 激光器中获得了角向指数 m 从 ± 10 到 ± 33 可调的 LG 模式输出^[22].

本文为进一步提高球差选模能力、获得更高阶的 LG 模式输出, 设计搭建具有强腔内球差的端泵 Nd:YVO₄ 激光器, 根据实验现象规律对单一高阶横模运转的条件进行分析, 得到横模间球差是抑制边模、选择单一高阶 LG 模式的必要条件, 而高阶横模自身的球差反而又不利于高阶横模运转的结论. 在此基础上优化器件, 在未配合其他选模方法、仅通过球差控制的条件下, 获得了最高角向指数 $m = \pm 75$ 的高阶 LG 模式稳定输出.

2 激光器光路和选模原理

激光器的光路示意图如图 1. 泵浦源是光纤耦合输出的 878.6 nm 半导体激光器, 光纤芯径为 100 μm 、数值孔径为 0.14; 泵浦光经耦合镜组准直聚焦后进入激光晶体, 泵浦光斑半径约为 120 μm . 实验中所用激光晶体为 a 切割的 Nd:YVO₄ 晶体, 尺寸 3 mm $\times$ 3 mm $\times$ 5 mm, 掺杂浓度为 0.5 at.%, 对入射的随机偏振泵浦光吸收约为 61% (无激光状态). 1064 nm 激光谐振腔由全反镜 M1 和输出镜 M2 构成, M1 为平-凹镜, 曲率半径为 50 mm,

镀 878.6 nm 增透、1064 nm 高反膜; M2 为平镜, 对 1064 nm 激光透过率 $T = 10\%$. 为实现横模选择, 腔内插入一片长焦距透镜 L1 和一片短焦距透镜 L2. 由于 M1 镜的曲率半径较小, 在激光晶体附近存在一较小的激光束腰, 透镜 L1 到该激光束腰的距离约等于其焦距, 这样到达透镜 L1 的光束就具有较大的光斑尺寸并被 L1 所准直, 以相近的光斑尺寸入射透镜 L2. 因 L2 的焦距较小且入射光斑较大, 会引入明显的球差, 也即不同口径的光束的实际焦点位置不同. 对于径向和角向指数分别为 p 和 m 的 LG _{p, m} 模式, 其二阶矩定义的光斑半径 W_{pm} 为基模 TEM₀₀ 光斑半径 w_0 的 $(2p + |m| + 1)^{1/2}$ 倍, 以柱对称情况下径向指数 $p = 0$, 正负手性强度相同的 LG_{0, $\pm m$} 模式相干叠加的情况为例进行分析, 当角向指数 m 越大时, 其花瓣状光斑的半径就越大, 如图 2 所示. 在球差的作用下, 模式阶数越高、光斑尺寸越大的光束的实际焦点就越靠近透镜 L2. 对于这里由透镜 L2 和置于其焦点附近的平面输出镜 M2 构成的“猫眼”结构来说, M2 只能对实际焦点落在其反射面上的聚焦光束实现有效的逆射作用. 因此, 在球差使各阶横模的空间光路发生分离的情况下, 可以通过微调输出镜 M2 的位置实现模式的选择: 当 M2 镜处于基模高斯光束的实际焦点时, 基模激光得到良好的反馈而高阶横模的损耗较大, 激光器以基模运转; 适当调节透镜 L2 与输出镜 M2 之间的距离 d_3 , 使某一高阶 LG 模式的实际焦点落在 M2 镜上, 则激光器能够以高阶横模工作; d_3 越小, 输出镜 M2 的位置对应更高阶横模的实际焦点, 则激光器输出的模式越高.

由于激光束腰处在平面输出镜 M2 处, 腔内输出激光发散较快, 故采用一片焦距 25 mm 的消球差透镜 L3 对输出光束进行准直, 其后用一片焦距 300 mm 的球面透镜 L4 对光束进行聚焦, 以在靠近 L4 处和 L4 焦点处分别测量激光的近场和远场

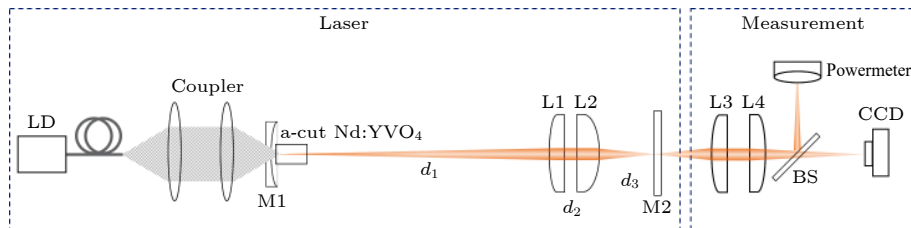
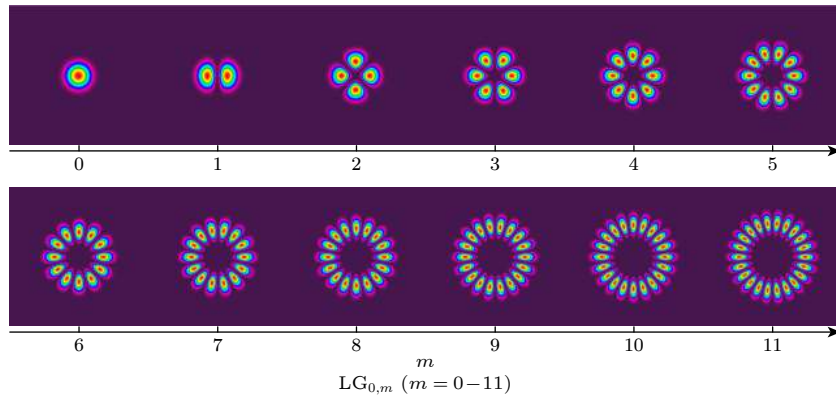


图 1 高阶拉盖尔-高斯模式激光器光路示意图

Fig. 1. Schematic of the high-order Laguerre-Gaussian mode laser.

图 2 不同角向指数 m 的 $\text{LG}_{0, \pm m}$ 光束理论相对尺寸Fig. 2. Calculated relative beam sizes of the $\text{LG}_{0, \pm m}$ mode laser.

光斑, 实验中采用 CCD 相机 (Ophir SP907) 对激光器光斑进行采集分析, CCD 相机之前放置了一片分束镜 (BS), 将 90% 的激光功率反射至激光功率计探头 (Ophir 30 A) 中以测量激光输出功率. 后文中所给出的激光输出功率均指经 BS 反射之前的激光功率. 上述器件中各透镜均镀有 1064 nm 增透膜, 激光晶体镀有 1064 和 878.6 nm 增透膜.

3 实验结果和讨论

实验中将 M2 镜的镜架置于螺旋测微器驱动的位移平台, 实现对其位置的精细调节. 首先采用焦距分别为 150 mm 和 33.9 mm 的透镜 L1 和 L2, 全反镜 M1 到透镜 L1 的距离 d_1 以及透镜 L1 到 L2 的距离 d_2 分别为 155 mm 和 20 mm. 固定入射 878.6 nm 泵浦功率 1.03 W, 在 L2 焦点附近调节 M2 镜的位置, 使 1064 nm Nd:YVO₄ 激光器以基模 TEM_{00} 运转, 如图 3(a) 所示, 记录此时的 M2 镜位置 (螺旋测微器读数). 然后减小输出镜 M2 与透镜 L2 之间的距离, 记距离相对 TEM_{00} 时的变化量为 δ . 随 δ 不断增大, 激光横截面上的能量分布由高斯模式逐渐变为平顶分布, 当 δ 达到 1.04 mm 时, 激光的近场光斑变为中空分布, 呈环形和花瓣形光斑叠加的状态, 观察此时的远场光斑, 发现与近场能量分布不一致, 如图 3(b) 所示, 这说明此时的激光输出为由 $\text{LG}_{0,1}$ 和 $\text{LG}_{0,2}$ 等较低阶 LG 模式构成的多模光束. 进一步调节 M2 的位置增加 δ , 激光的环状光斑尺寸和其中的热点数量逐渐增大, 说明激光横模在逐渐增加, 但此时近场和远场的能量分布仍不一致, 激光器仍处于多横模状态.

进一步增加 δ , 当 $\delta = 1.30$ mm 时, 激光输出

光斑由环形和花瓣形光斑叠加的形态变为清晰的单圈花瓣状分布, 且光斑的近场和远场能量分布一致, 如图 3(e) 所示, 说明此时激光输出为单一 $\text{LG}_{0, \pm m}$ 模式; 花瓣状的强度分布是由轨道角动量分别为 $+m$ 和 $-m$ 的两种不同手性的模式相干叠加而成, 通过查看花瓣之间暗点的数量, 可以确定 $\text{LG}_{0, \pm m}$ 模式的角向指数 m , 图 3(e) 所示的 $\delta = 1.30$ mm 时的激光模式为 $\text{LG}_{0, \pm 10}$. 继续增加 δ 至 1.41, 1.75 和 1.80 mm 时, 分别得到了 $\text{LG}_{0, \pm 16}$ 、 $\text{LG}_{0, \pm 28}$ 和 $\text{LG}_{0, \pm 33}$ 的单模输出, 如图 3(f)–(h) 所示, 与理论预期相符; 当 δ 超过 1.80 mm 时, 激光在 1.03 W 的入射泵浦功率下不能起振. 需要说明的是, 图 3 中花瓣状光斑的能量分布非未理想的对称结构, 而是存在一定的不均匀性, 这主要与谐振腔的准直状态有关, 精细调整谐振腔能够使光斑分布的均匀性得到一定程度的改善. 用柱透镜将输出的 LG 模式光束进行变换为厄米特-高斯 (HG) 模式后, 可以观察到其中两种手性的强度基本一致. 实验中我们也尝试了在腔内分别插入厚度为 0.42 和 0.5 mm 的熔融石英标准具进行手性的选择, 通过微调标准具的角度控制两种手性模式的损耗差异, 能够使二者的强度比例发生明显的变化, 但始终无法完全抑制其中一个手性的振荡以获得单一手性的均匀环状激光输出, 原因在于透镜与反射镜构成“猫眼”逆射结构, 使谐振腔存在失调时光束仍能得到相对有效的反馈. 图 4 给出固定泵浦功率 1.03 W 下、不同 δ 时的激光输出功率, 可以看出激光器以角向指数 $m > 10$ 的单模运转时功率发生明显下降. 在整个过程中 1064 nm 激光为平行于晶体 c 轴方向的线偏振态, 即产生的 LG 模式激光为标量光束.

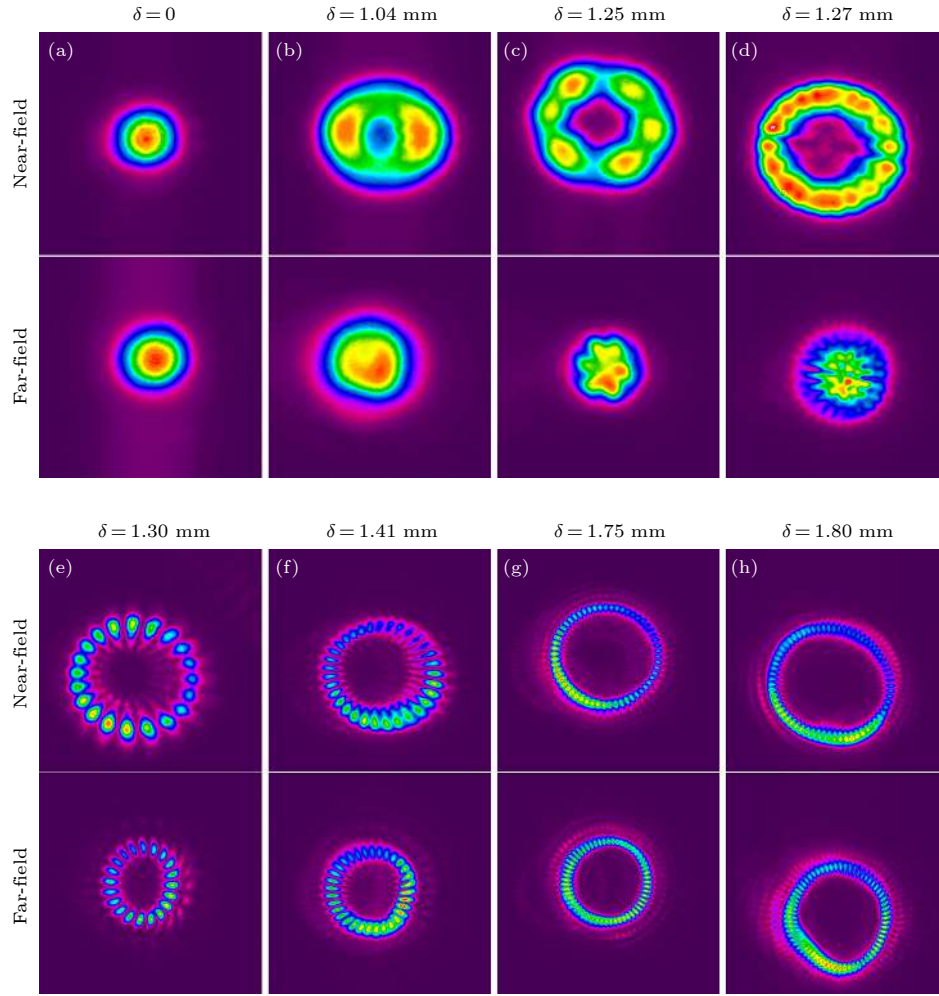


图 3 输出镜 M2 处于不同位置时激光输出的典型近场和远场光斑 (入射泵浦功率 1.03 W)

Fig. 3. Typical near- and Far-field beam patterns of the laser output when the output coupler M2 was located at different positions (incident pump power 1.03 W).

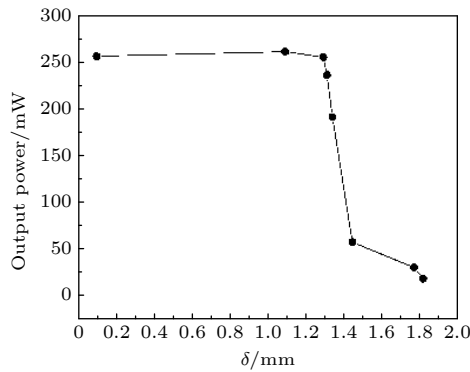


图 4 激光器处于不同运转模式时的激光输出功率 (泵浦功率 1.03 W)

Fig. 4. Laser output power when the laser operating in different modes (pump power 1.03 W).

由上述实验现象可知, 在角向指数 $m < 10$ 的较低阶 LG 模式下无法产生单模激光输出, 也即 δ 较小时激光器以多横模状态运转. 对此给出如下

解释: 如引言中所述, 实现有效的模式选择的关键在于使不同模式的净增益存在足够大的差异, 本实验中净增益的差异取决于由球差决定的实际焦点偏移. 图 5 给出焦点偏移量随光斑半径的变化关系, 可以看出光斑半径越大, 偏移量增长越快; 也就是说, 当光斑尺寸较小时 (根据 ABCD 矩阵计算, TEM_{00} 基模在 L2 处的光斑半径约为 $600 \mu\text{m}$), 不同模式之间球差导致的焦点偏移量较小, 因而不能引入足够的损耗差来实现对相邻阶横模的抑制作用. 而当 δ 较大、对应的模式阶数较高时, 光斑尺寸 W 可以达到 TEM_{00} 基模光斑尺寸 w 的数倍, 如图 6 所示, 实际焦点位置随光斑尺寸的变化更快, 相邻模式之间实际焦点的偏离量更大, 有助于选择单一高阶模式.

另一个值得注意的现象是输出功率随模式阶数增大发生下降, 我们认为原因主要在以下两方

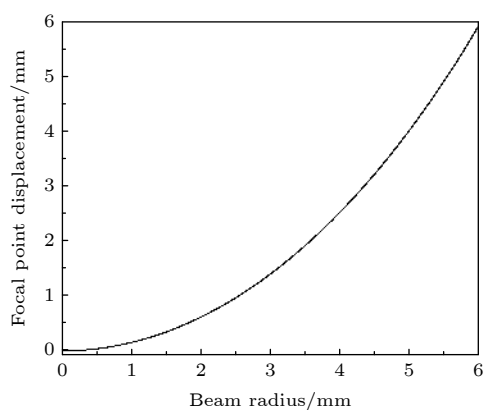


图 5 不同环形光斑半径时球差引起的焦点偏移计算值
Fig. 5. Calculated focal point displacement induced by SA considering the radius of the ring LG beams.

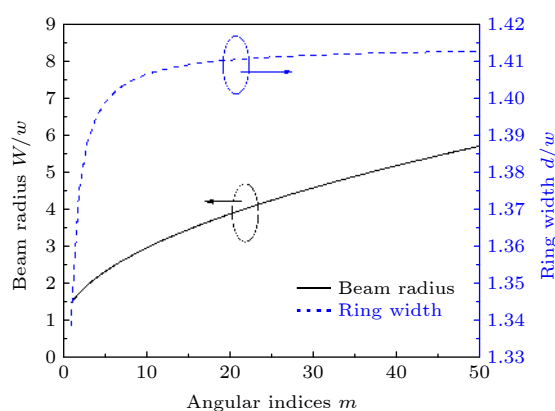


图 6 不同角向指数 m 对应的透镜 L2 处 $LG_{0,m}$ 模式的光斑半径以及环宽度 (对基模 TEM_{00} 光斑半径 w 归一)
Fig. 6. Calculated beam radii and the ring widths of the $LG_{0,m}$ mode with different angular indices m at the lens L2 (normalized to the beam radius w of fundamental mode TEM_{00}).

面: 首先是振荡光与泵浦光之间的模式匹配, 上述谐振腔参数下, 由 ABCD 矩阵计算出激光晶体处的基模 TEM_{00} 光斑半径约为 $90\ \mu\text{m}$, 当激光器运转于高阶 LG 模式时, 激光晶体处的振荡光斑尺寸过大 (例如前述最高阶 $LG_{0,\pm 33}$ 模式的理论光斑半径达到约 $520\ \mu\text{m}$), 且呈中空分布, 因此难以有效提取晶体泵浦区域中的能量; 另一方面, 高阶 LG 模式的环状光斑自身也有一定的宽度 (定义为环外侧和内侧光强分别降至极值 $1/e^2$ 处的半径之差), 记为 d , 那么在球差的作用下, 该模式自身必然也有一部分能量不能得到理想的逆射, 即受到一定的损耗; 以 $LG_{0,m}$ 为例进行计算, 可知这个环宽度也是其角向指数 m 的增函数, 如图 6 中蓝色虚线. 结合图 5 可知, 当角向指数 m 增大时, 大的光

斑半径和光斑环宽度都会增加球差导致的模式自身损耗, 使激光器的输出功率发生下降, 甚至停止振荡. 这一模式损耗机制也可以解释为何实验中获得的高阶 LG 模式都工作在径向指数 $p = 0$ 的状态: 当 $p \neq 0$ 时, 多环状的光斑具有更大的宽度, 球差导致的模式自身损耗更大, 因而无法起振.

基于上述分析可知, 适当的横模间球差是抑制边模、选择单一高阶 LG 模式的必要条件, 而过大的球差又会导致单一 LG 模式自身遭受明显的损耗, 不利于产生高阶的 LG 模式输出. 因此, 为获得更高阶的 LG 模式激光输出, 进一步采用焦距分别为 $100\ \text{mm}$ 和 $51.8\ \text{mm}$ 的透镜 L1 和 L2 搭建激光谐振腔. 相比焦距 $150\ \text{mm}$ 和 $33.9\ \text{mm}$ 的透镜组合, 更小的 L1 焦距使透镜处有更小的光斑尺寸, 结合更大焦距的 L2 共同起到减小球差的作用, 以降低球差对高阶模式的损耗. 在入射泵浦功率仍为 $1.03\ \text{W}$ 的条件下, 将单一 $LG_{0,\pm m}$ 模式输出的最高角向指数成功提高至 $m = \pm 75$, 验证了上述关于高阶模起振条件分析的合理性, 其近场和远场光斑分别如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 根据上述分析和实验结果还可以推断, 如果需要产生相对较低阶角向指数 m 以及径向指数 $p > 0$ 的单一 LG 模式输出, 则需要加强小光斑尺寸下的选模能力并降低单一模式自身的损耗; 也即使用更大焦距的透镜 L1 和更小焦距的透镜 L2.

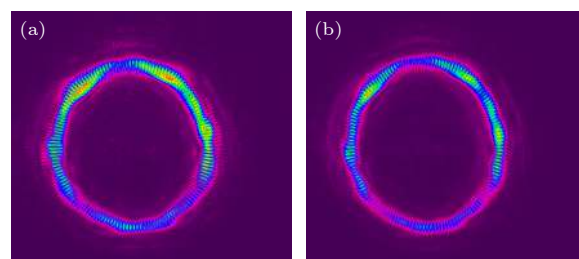


图 7 $LG_{0,\pm 75}$ 高阶横模输出的近场 (a) 和远场 (b) 激光光斑 (泵浦功率 $1.03\ \text{W}$)
Fig. 7. (a) Near-field and (b) far-field beam patterns of the $LG_{0,\pm 75}$ high-order transverse mode output (pump power $1.03\ \text{W}$).

4 结 论

本文研究了基于腔内球差选模产生高阶 LG 模式激光输出的方法, 通过引入并增强端泵 Nd:YVO₄ 激光器谐振腔内的球差, 使不同阶数的 LG 模式光路在空间上发生分离, 可以通过调节激光

输出镜的位置便捷地选择出单一的高阶 LG 振荡模式, 并控制模式的阶数. 进一步分析模式间球差和模式自身球差对激光器能否以高阶 LG 模式单模运转以及能够产生的最高模式阶数的影响, 通过优化器件参数, 获得了最高 $LG_{0, \pm 75}$ 的高阶横模输出.

参考文献

- [1] Miles J P 2017 *Opt. Express* **25** 11265
- [2] Forbes A 2019 *Laser Photonics Rev.* **13** 1900140
- [3] Omatsu T, Miyamoto K, Lee A J 2017 *J. Opt.* **19** 123002
- [4] Wang Y N, Zhao D, Fang A P, Jiang C W, Gao S Y, Li F L 2015 *Acta Phys. Sin.* **64** 224214 (in Chinese) [王延娜, 赵迪, 方爱平, 蒋臣威, 高韶燕, 李福利 2015 物理学报 **64** 224214]
- [5] Zhang G Y, Liu L J, Zhang C L 2017 *Acta Phot. Sin.* **46** 0101001 (in Chinese) [张光宇, 刘琳婧, 张成龙 2017 光子学报 **46** 0101001]
- [6] Bisson J F, Senatsky Y, Ueda K I 2005 *Laser Phys. Lett.* **2** 327
- [7] Zhao Y, Liu Q, Zhou W, Shen D 2016 *Opt. Express* **24** 15596
- [8] Xu Y, Yu J J, Han X H, Li G Y, Xia K G, Zhou C H, Li J L 2016 *Chin. J. Las.* **43** 14 (in Chinese) [徐云, 余俊杰, 韩侠辉, 李桂运, 夏克贵, 周常河, 李建郎 2016 中国激光 **43** 14]
- [9] Ma Y, Lee A J, Pask H M, Miyamoto K, Omatsu T 2020 *Opt. Express* **28** 24095
- [10] Ito A, Kozawa Y, Sato S 2010 *J. Opt. Soc. Am. A* **27** 2072
- [11] Lee A J, Omatsu T, Pask H M 2013 *Opt. Express* **21** 12401
- [12] Chen Y F, Lan Y P, Wang S C 2001 *Appl. Phys. B* **72** 167
- [13] Luo S Y, Cai Z P, Sheng C X, Li L, Chen Q 2020 *Opt. Laser Technol.* **127** 106185
- [14] Kogelnik H, Li T 1966 *Appl. Opt.* **5** 1550
- [15] Belanger P, Pare C 1991 *Opt. Lett.* **16** 1057
- [16] Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S 2006 *Opt. Lett.* **31** 2151
- [17] Yu D Y, Tan H Y 2016 *Engineering Optics* (Vol. 4) (Beijing: China Machine Press) (in Chinese) [郁道银, 谈恒英 2016 工程光学 (北京: 机械工业出版社)]
- [18] Yao Q Q, Wang Q H, Feng C, Chen S, Jin G Y, Dong Y 2018 *Acta Phys. Sin.* **67** 174204 (in Chinese) [姚强强, 王启晗, 冯池, 陈思, 金光勇, 董渊 2018 物理学报 **67** 174204]
- [19] Senatsky Y, Bisson J F, Shelobolin A, Shirakawa A, Ueda K 2009 *Laser Phys.* **19** 911
- [20] Thirugnanasambandam M P, Senatsky Y 2010 *Laser Phys. Lett.* **7** 637
- [21] Senatsky Y, Bisson J F, Li J, Shirakawa A, Thirugnanasambandam M, Ueda K 2012 *Opt. Rev.* **19** 201
- [22] Wang M, Ma Y, Sheng Q, He X, Liu J, Shi W, Yao J, Omatsu T 2021 *Opt. Express* **29** 27783

High-order Laguerre-Gaussian mode laser generated based on spherical aberration cavity*

Liu Jun-Jie¹⁾²⁾³⁾ Sheng Quan^{1)2)†} Wang Meng¹⁾²⁾ Zhang Jun-Xiang¹⁾²⁾
 Geng Xing-Ning⁴⁾ Shi Zheng¹⁾²⁾ Wang Ai-Hua¹⁾²⁾
 Shi Wei^{1)2)‡} Yao Jian-Quan¹⁾²⁾

1) (School of Precision Instrument and Optoelectronics Engineering, Tianjin University, Tianjin 300072, China)

2) (Key Laboratory of Optoelectronic Information Science and Technology
 (Ministry of Education), Tianjin University, Tianjin 300072, China)

3) (Tianjin Jinhang Institute of Technical Physics, Tianjin 300308, China)

4) (Science and Technology on Electro-Optical Information Security Control Laboratory, Tianjin 300308, China)

(Received 16 August 2021; revised manuscript received 7 September 2021)

Abstract

The high-order Laguerre-Gaussian (LG) mode output from an end-pumped Nd:YVO₄ laser cavity with strong spherical aberration (SA) induced by short-focal-length lens is studied in this work. A long-focal-length lens L1 is used in the cavity to expand and collimate the beam, so that the beam incident on another short-focal-length lens L2 in the cavity undergoes a strong SA. Since the ring-shaped LG modes with different values of angular index m have different beam radii, the actual focal points of each order of beam are then spatially displaced. A flat output coupler (OC) is located near the focal point of L2, which is composed of a cat-eye retroreflector together with the lens. Such a retroreflector can provide only ideal retroreflection to the incident beam with a focal point exactly on the OC. Given the focal point displacements of the LG beams with different orders, such a mechanism can be used for implementing the transverse mode selection. The mode which has an actual focal point on the OC has a smaller loss than the other defocused modes. With an a -cut Nd:YVO₄ as laser crystal, scalar (linear-polarized) single-mode LG output with radial index $p = 0$ and angular index $m > 0$ is obtained. The laser mode-order is selectable from LG_{0, ±10} to LG_{0, ±33} under 878.6-nm incident diode pump power of 1.03 W, by simply adjusting the distance between the OC and L2 in a range of 0.5 mm, when using lens L1 with $f = 150$ mm and lens L2 of $f = 33.9$ mm. It is found that sufficient SA which makes the optical paths of the neighboring modes well distinguishable is essential for single-mode operation of a wanted order of LG mode. However, too strong an SA can stop the high-order mode beam from oscillating, since the width and radius of the ring-shaped LG mode are an increasing function of indices p and m , which bring a stronger loss to the corresponding mode. Based on this analysis, we turn to a focal-length combination of $f_1 = 100$ mm and $f_2 = 51.8$ mm, to reduce the SA to a level suitable for further higher mode operation. A highest-order LG_{0, ±75} is obtained by such an SA mode-selecting technique under fixed pump power of 1.03 W.

Keywords: Laguerre-Gaussian mode, solid-state laser, mode selection, spherical aberration

PACS: 42.60.Jf, 42.55.-f, 42.60.Da

DOI: 10.7498/aps.71.20211514

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61975146).

† Corresponding author. E-mail: shengquan@tju.edu.cn

‡ Corresponding author. E-mail: shiwei@tju.edu.cn