

## 大模场一维高阶厄米-高斯激光束产生

周王哲<sup>1)2)</sup> 李雪鹏<sup>1)2)</sup> 杨晶<sup>1)4)†</sup> 杨天利<sup>1)2)</sup> 王小军<sup>1)4)</sup>  
刘炳杰<sup>4)</sup> 王浩竹<sup>4)</sup> 杨俊波<sup>3)</sup> 彭钦军<sup>1)4)</sup>

1) (中国科学院理化技术研究所, 中国科学院固体激光重点实验室, 北京 100190)

2) (中国科学院大学, 北京 100049)

3) (国防科技大学文理学院物理系, 长沙 410073)

4) (齐鲁中科光物理与工程技术研究院, 济南 250000)

(2022年7月15日收到; 2022年9月15日收到修改稿)

厄米-高斯光束在诸多前沿科学领域都有着重要的应用. 不同于目前普遍采用的晶体端面离轴泵浦方式, 本文提出了一种利用板条激光器产生厄米-高斯激光束的方法. 采用半导体激光阵列大面正交泵浦板条激光介质, 具有大模场特性. 根据预先设计的谐振腔模场, 在板条厚度和宽度方向分别采用尺寸可调的光阑限模. 由于高阶模式对谐振腔腔镜不对准的灵敏度弱于低阶模式, 可通过耦合输出镜倾斜量的控制, 实现不同阶数模式腔内损耗的差异化调控, 从而产生各阶次的高纯度厄米-高斯光束. 利用 Nd:YAG 板条激光器, 获得了 0—9 阶一维厄米-高斯光束, 其光强分布与理论值的相关系数  $\rho$  高于 0.95, 光束质量因子  $M^2$  与理论值符合良好. 最高阶 HG<sub>09</sub> 模式的输出功率为 244 mW. 在此基础上, 进一步利用柱透镜对组成的像散模式转换器, 实现了各阶厄米-高斯光束向对应拉盖尔-高斯光束的转换. 结合板条放大器结构, 基于本方案产生的厄米-高斯光束具备功率定标放大的前景.

**关键词:** 厄米-高斯光束, 板条激光器, 大模场, 倾斜量控制, 功率定标放大

**PACS:** 42.55.Rz, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221422

## 1 引言

厄米-高斯 (Hermite-Gaussian, HG<sub>*m*</sub>) 光束模式是一种在笛卡尔坐标系下具有解析表达式的矩形球面谐振腔横模<sup>[1]</sup>. 由于其特定的强度和相位分布, 在诸多领域都有广泛应用, 如空天通信<sup>[2]</sup>、原子<sup>[3]</sup>和吸光粒子<sup>[4]</sup>的捕获与操控, 以及激光电子加速<sup>[5]</sup>等. 此外, 由于厄米-高斯光束可用于产生拉盖尔-高斯光束 (Laguerre-Gaussian, LG<sub>*m*</sub>)<sup>[6–9]</sup>, 更进一步拓宽了其应用范围. 在 Couillet 等<sup>[10]</sup>通过求解 Maxwell-Bloch 方程首次提出光学涡旋的概念后, Allen 等<sup>[11]</sup>发现了拉盖尔-高斯光束中每光子携带

$lh$  的轨道角动量. 因此, 拉盖尔-高斯光束吸引了越来越多研究者的关注, 其在量子纠缠<sup>[12]</sup>、光镊<sup>[13]</sup>、微纳加工<sup>[14]</sup>和光学测量<sup>[15]</sup>等多方面都发挥着重要作用.

现有产生厄米-高斯光束的主要方法是设计特殊结构的激光器. 例如, 用一束光从增益介质端面离轴泵浦<sup>[7–9,16,17]</sup>, 或在腔内插入金属丝<sup>[18]</sup>. 还有研究者使用相位片<sup>[19]</sup>、空间光调制器<sup>[20]</sup>、光学掩膜<sup>[21]</sup>等额外的光学元器件提取高纯度的厄米-高斯模式. 然而, 这些方法结构复杂且成本昂贵, 对器件的加工精度有很高的要求. 对于最常见的离轴泵浦方式, 泵光与激光同向, 其泵浦区域较小. 典型的离轴泵浦研究中, 泵浦光的半径为 100  $\mu\text{m}$  左右,

† 通信作者. E-mail: yangjing@mail.ipc.ac.cn



(20.0±0.2) °C. 板条两个端面有 56° 切角且均镀有 1064 nm 的增透膜. 板条一个大面镀有 808 nm 的增透膜, 泵浦光通过梯形石英导光锥匀化后从该面进入晶体. 另一个大面则镀有 808 nm 的高反膜, 用于反射未被完全吸收的泵浦光, 以便增加对泵浦光的吸收效率. 产生的激光光束在板条中以 zig-zag 方式传播.

谐振腔由曲率半径  $R = 1600$  mm 的凹面 1064 nm 高反镜 (HR) 和 1064 nm 透射率为 10% 的平面输出耦合镜 (OC) 构成. OC 被放置在一个俯仰可调的镜架上. 谐振腔的总光学腔长  $l = 800$  mm. 两个一维可调光阑 ( $x$ -aperture 和  $y$ -aperture) 分别在水平和垂直方向限模, 与 OC 的距离分别为 40 mm 和 20 mm. 其中, 水平方向光阑的宽度为  $D_x$ , 与基模半径相匹配, 其限制  $x$  方向的横模场, 使腔内只能存在一维厄米-高斯模式, 即  $HG_{0n}$  模. 垂直方向光阑的宽度为  $D_y$ , 根据其所处位置的理论模式半径调节  $D_y$ , 控制腔内可存在  $HG_{0n}$  模式的最高阶数为  $N$ , 即此时阶数  $n$  满足  $0 \leq n \leq N$ . 由于光阑孔径限制, 腔内只可能存在  $HG_{00} \sim HG_{0N}$  模式. 考虑腔内增益介质横截面的孔径作用, 板条宽度方向不会限制  $HG_{00} \sim HG_{0N}$  模式, 并可为其提供均匀的增益. 此外, 板条提供了充足的增益长度, 模式在增益介质中具有更大的模体积. 因此, 可认为板条宽度方向具有大的模场. 可见, 具备大模场特性的必要条件是板条增益区大于腔内最高阶厄米-高斯模式的光斑大小.

进一步地, 要从  $HG_{00} \sim HG_{0N}$  中提取出  $HG_{0N}$  模式, 则需引入对各阶模式增益  $G_{0n}$  和损耗  $L_{0n}$  的差异化调控. 对于大面泵浦板条, 可认为泵浦光经过匀化后为平顶光束, 即反转粒子数均匀分布. 增益介质面激励使得整个  $HG_{0n}$  模式的光斑都在增益区内. 由 (2) 式不难得出, 高阶模式具有更大的

模体积, 与增益区具有更大的重叠. 因此在大模场增益介质中, 高阶模式能够获得更多的反转粒子, 即增益  $G_{0n}$  更大. 另一方面, 当谐振腔的菲涅耳数确定后, 高阶模式受孔径的衍射损耗高于低阶模式 [26], 因此高阶模式的阈值一般高于低阶模式. 但可以在腔内引入倾斜量来改变这一点. 研究表明, 对于一个给定的谐振腔结构, 两个腔镜不对准对高阶模式的影响更小 [27]. 由图 1 可知, 当 OC 与  $y$  方向夹角为  $\theta$  时, 光轴与 OC 不再完全垂直. 倾斜量的引入导致腔内振荡模式的总损耗  $L_{0n}$  (例如几何偏折损耗) 增加, 但高阶模式的损耗增加要小于低阶模. 由于只有  $G_{0n} - L_{0n} > 0$  的模式可以起振, 对于给定的  $D_y$ , 存在一个合适的  $\theta$  角使得低阶模式由于损耗过大增益不足而无法起振, 使得高阶模式  $HG_{0N}$  在模式竞争中胜出. 然而, 当泵浦功率很大时, 谐振腔中各阶模式均可获得足够的增益  $G_{0n}$ . 这导致谐振腔中各阶模式同时起振, 产生多模激光输出. 因此, 为实现特定高阶模式的输出还需将泵浦强度控制在合理水平.

### 3 高纯度一维厄米-高斯光束的实现

按照上述思路, 首先需要利用板条宽增益区, 构建多模运转的谐振腔. 实验中板条的宽度方向通光口径为 20 mm, 有效增益区大于 8 mm. 由 (1) 式—(3) 式可计算出各阶模的模式半径. 对于该谐振腔, 板条通光面上的  $HG_{09}$  模式最大半径的理论值为 2.61 mm. 这使得谐振腔可允许  $HG_{00} \sim HG_{09}$  运转, 满足具备大模场特性所需的条件. 进一步, 根据光阑位置的 HG 模式半径  $w_{ns}$  (表 1) 使用光阑选模. 实验中光阑宽度略大于理论模式半径时, 具有更好效果. 垂直方向光阑的大小最终被固定在  $D_x = 1.5$  mm, 以限制垂直方向为基模大小.  $D_y$  则根据需要获取的 HG 模式调整. 将水平方向

表 1 各阶 HG 模式半径的计算理论值 ( $w_{ns}$ ), 对应的光阑实际宽度 ( $D_x, D_y$ ), OC 的俯仰角 ( $\theta$ ) 和功率 ( $P$ )  
Table 1. Calculated radius ( $w_{ns}$ ) of different order HG mode, the corresponding width of the aperture ( $D_x, D_y$ ), pitch angle ( $\theta$ ) of OC and power ( $P$ ).

Mode	HG <sub>00</sub>	HG <sub>01</sub>	HG <sub>02</sub>	HG <sub>03</sub>	HG <sub>04</sub>	HG <sub>05</sub>	HG <sub>06</sub>	HG <sub>07</sub>	HG <sub>08</sub>	HG <sub>09</sub>
$D_x/\text{mm}$	1.5									
$w_{ns}/\text{mm}$	0.52	0.90	1.16	1.38	1.56	1.72	1.87	2.01	2.14	2.27
$D_y/\text{mm}$	1.5	2.0	2.4	2.7	3.2	3.5	4.0	4.2	4.5	5.0
$\theta/\mu\text{rad}$	0	101.5	23.6	18.2	96.1	32.7	96.1	76.2	58.1	142.7
$P/\text{mW}$	213	215	223	232	239	235	241	237	242	244

光阑宽度  $D_y$  分别调节到 1.5, 2.0, 2.4, 2.7, 3.2, 3.5, 4.0, 4.2, 4.5, 5.0 mm. 再调节 OC 的俯仰角  $\theta$  为 0, 101.5, 23.6, 18.2, 96.1, 32.7, 96.1, 76.2, 58.1, 142.7  $\mu\text{rad}$  时 (设定 OC 与 HR 完全对准时  $\theta = 0 \mu\text{rad}$ ), 则可分别获得  $\text{HG}_{00}$ — $\text{HG}_{09}$  模式的输出. 对于同一个模式,  $D_y$  确定后, 存在唯一的最小  $\theta$  角, 两者组成从腔内提取该本征模式的一个解 ( $D_y, \theta$ ). 但实验中  $D_y$  可以在一定范围内取值, 例如, ( $D_y = 1.8 \text{ mm}, \theta = 50.5 \mu\text{rad}$ ) 是获得  $\text{HG}_{00}$  模式的解之一; ( $D_y = 3 \text{ mm}, \theta = 103.5 \mu\text{rad}$ ) 的条件下, 可获得  $\text{HG}_{03}$  输出. 由于光阑大小影响了不同阶模式的衍射损耗. 当光阑宽度小幅变化又不足以允许更高阶模式存在时, 衍射损耗对总损耗的贡献使得要获取当前模式所需的倾斜量也发生变化. 这些 ( $D_y, \theta$ )

构成了一个解空间, 对于每个 HG 模式本文给出了其解空间中的一个特定的解. 激光功率使用热电堆功率计 (Ophir, F50 A-BB-18) 测得, 如表 1 所列, 获得最高阶  $\text{HG}_{09}$  模式的功率为 244 mW. 实验验证了第 2 节描述的产生机理, 当谐振腔中 OC 和 HR 严格共轴时, 足够小的  $D_x$  和  $D_y$  可将腔内模式限制在基模. 随着  $D_y$  的增大, 通过调节 OC 引入适当的倾斜量, 可从大模场增益介质中提取更高阶的 HG 模式. 实验中由于泵浦光尺寸限制, 未能完全利用板条宽度方向, 因此最高阶输出为  $\text{HG}_{09}$  模式. 当进一步增加泵浦功率时, 其他模式相继起振, 光斑轮廓趋于长方形. 只有在激光阈值附近能够获得高纯度的 HG 模式. 因此, 合适的增益大小是损耗差异化调控能否起效的关键因素之一.

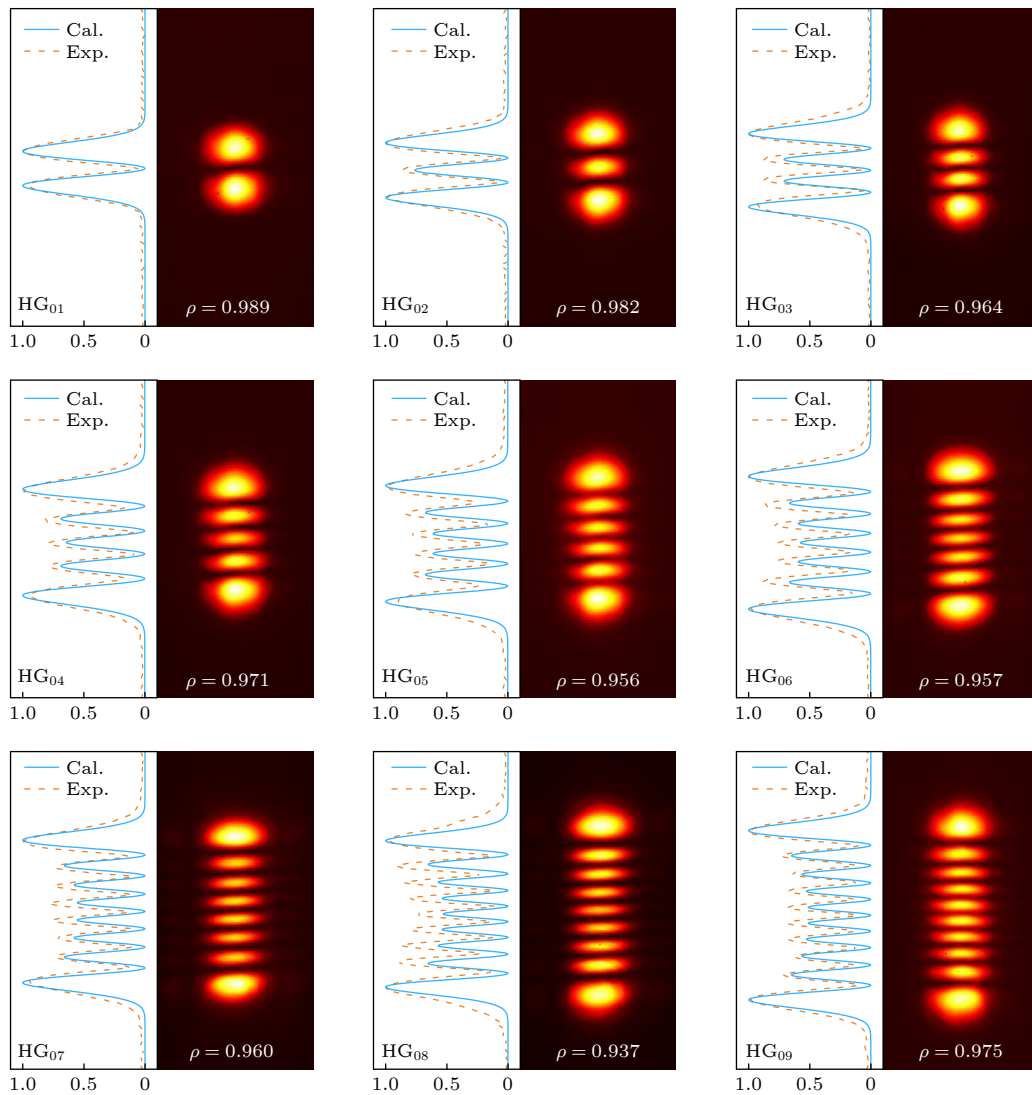


图 2 测量的高阶 HG 模式光斑强度分布及其沿中心轴线强度与理论强度的比较,  $\rho$  是各阶模式实验值与理论值的相关系数  
 Fig. 2. Measured intensity distributions of different high order HG mode, corresponding intensity distribution curves along the central axis and the calculation curves.  $\rho$  is the correlation coefficient between the experimental and theoretical values of each mode.

HG 模式光斑的强度分布使用集成式电荷耦合器件 (CCD, Spiricon, LBA-FW-SCOR-20) 监测. 输出光经过衰减片后, 被  $f = 300\text{mm}$  的凸透镜成像在 CCD 靶面上. 测量的  $\text{HG}_{01}$ — $\text{HG}_{09}$  阶模式强度分布如图 2 所示, 并给出了实测光斑沿中心轴线的归一化强度曲线 (橙色虚线), 以及 (1) 式所描述的理论强度曲线 (蓝色实线). 参考 Pearson 相关系数的定义 [28],  $\rho$  用于评价实验值与理论值符合情况:

$$\rho = \frac{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I}) (I_i^{\text{HG}} - \bar{I}^{\text{HG}})}{\sqrt{\sum_{i=1}^N (I_i - \bar{I})^2} \sqrt{\sum_{i=1}^N (I_i^{\text{HG}} - \bar{I}^{\text{HG}})^2}}, \quad (4)$$

其中,  $I_i$  是每个像素实测的归一化光强,  $\bar{I}$  为所有像素归一化光强的平均值;  $I_i^{\text{HG}}$  是理论计算的归一化光强,  $\bar{I}^{\text{HG}}$  为对应的平均值. 各阶模式的实测光斑与理论符合很好, 有极高的相关性, 相关系数  $\rho > 0.95$ . 可以观察到, 实测光斑在边缘区域存在较理论值更长的拖尾. 腔内光阑的衍射效应和腔镜

轴外像差造成的光斑扩散, 是边缘下降不够锐利的原因. 对比常用的端面离轴泵浦方式 [9], 本方案利用板条宽度方向的大模场特性, 获取厄米-高斯模式的强度呈对称分布. 这种面激励的方式避免了点激励增益区较小的缺点, 不存在沿中心轴线光斑强度不一致的问题.

由 (1) 式和光束质量因子  $M^2$  的定义可知,  $\text{HG}_{mn}$  模式的光束质量因子  $M^2$  满足  $(M_x^2, M_y^2) = (2m + 1, 2n + 1)$ . 因此  $M^2$  因子可用以评价实验获得 HG 模式的纯度,  $M^2$  由光束质量分析仪 (Gentec-EO, BEAMAGE-M2) 测量. 图 3(a)—(c) 分别列举了  $\text{HG}_{01}$ ,  $\text{HG}_{05}$  和  $\text{HG}_{09}$  三个典型模式焦点附近光束直径与传输距离的关系, 图 3(d) 是  $\text{HG}_{00}$ — $\text{HG}_{09}$  模式测量与理论计算  $M^2$  因子的对比. 测量值分别为  $(M_x^2, M_y^2) = (1.08, 1.09), (1.24, 3.40), (1.43, 5.80), (1.33, 7.97), (1.15, 9.92), (1.15, 11.04), (1.30, 13.65), (1.34, 15.39), (1.18, 17.91), (1.31, 19.57)$  与理论值有很好的—致性, 验证了利用大面泵浦板条激光器获得高纯度 HG 模式的可行性.

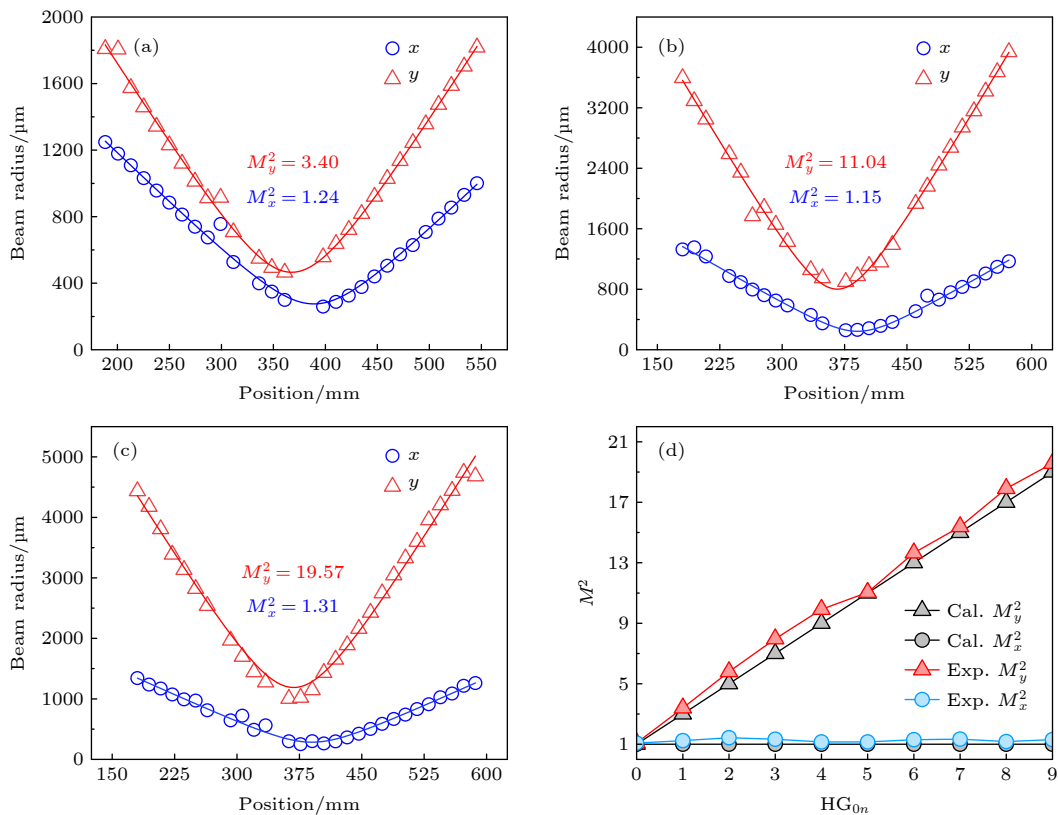


图 3 (a)—(c) 测量的典型 HG 模式光斑直径与传输距离的关系; (d) 不同 HG 模式光束质量  $M^2$  因子测量值与理论计算值对比  
 Fig. 3. (a)—(c) Beam diameter of typical HG modes versus the transmission distance; (d) the comparison of experimental and theoretical values of the beam quality factor  $M^2$  for different HG modes.

#### 4 不同半径空心拉盖尔-高斯光束的产生

利用厄米多项式和拉盖尔多项式之间的关系<sup>[29]</sup>,  $LG_{mn}$  模式可以被分解为阶数相同的 HG 模式的线性组合. 而与主轴 ( $x$  轴) 成  $45^\circ$  角的  $HG_{mn}$  模式 (对角线  $HG_{mn}$  模式) 同样可以展开成完全的线性组合, 仅在系数上相差一个  $i^k$  因子. 因此只需在相邻的同阶 HG 模式之间引入  $\pi/2$  的相位差, 即可完成从对角线  $HG_{mn}$  模式到  $LG_{mn}$  模式的转换. 经过像散模式转换器 AMC 后, 相邻同阶 HG 模式之间的相位差为

$$\begin{aligned} \theta &= \Delta\psi_{x'} - \Delta\psi_{y'} \\ &= 2 \left[ \arctan(d/z_{Rx'}) - \arctan(d/z_{Ry'}) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

令  $\theta = \pi/2$ , 可以得到 AMC 中柱透镜焦距  $f_2$  和瑞利距离  $z_{Ry'}$  分别需满足:

$$d = f_2/\sqrt{2}, \quad (6)$$

$$z_{Ry'} = f_2 + d = \left(1 + 1/\sqrt{2}\right) f_2. \quad (7)$$

如图 4 所示, 根据上述理论设计了由两个焦距  $f_2 = f_3 = 20$  mm 柱透镜组成的 AMC, 其间距  $2d = 35$  mm. 耦合透镜的焦距  $f_1 = 200$  mm, 其耦合透镜与 OC 的距离为 531 mm, 与 AMC 中第一个柱透镜的距离为 182 mm. AMC 和耦合透镜被放置在一个笼式结构中以确保共心. 整个笼式结构

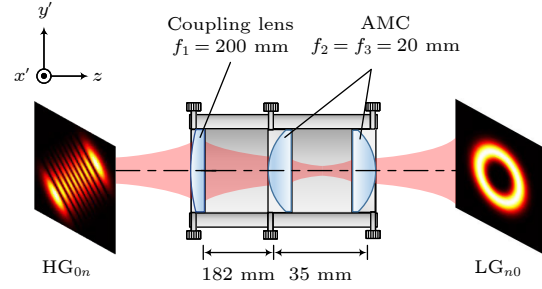


图 4 输入厄米-高斯模式产生拉盖尔-高斯模式输出装置的构造

Fig. 4. Experimental setup for generating Laguerre-Gaussian mode by inputting Hermite - Gaussian modes.

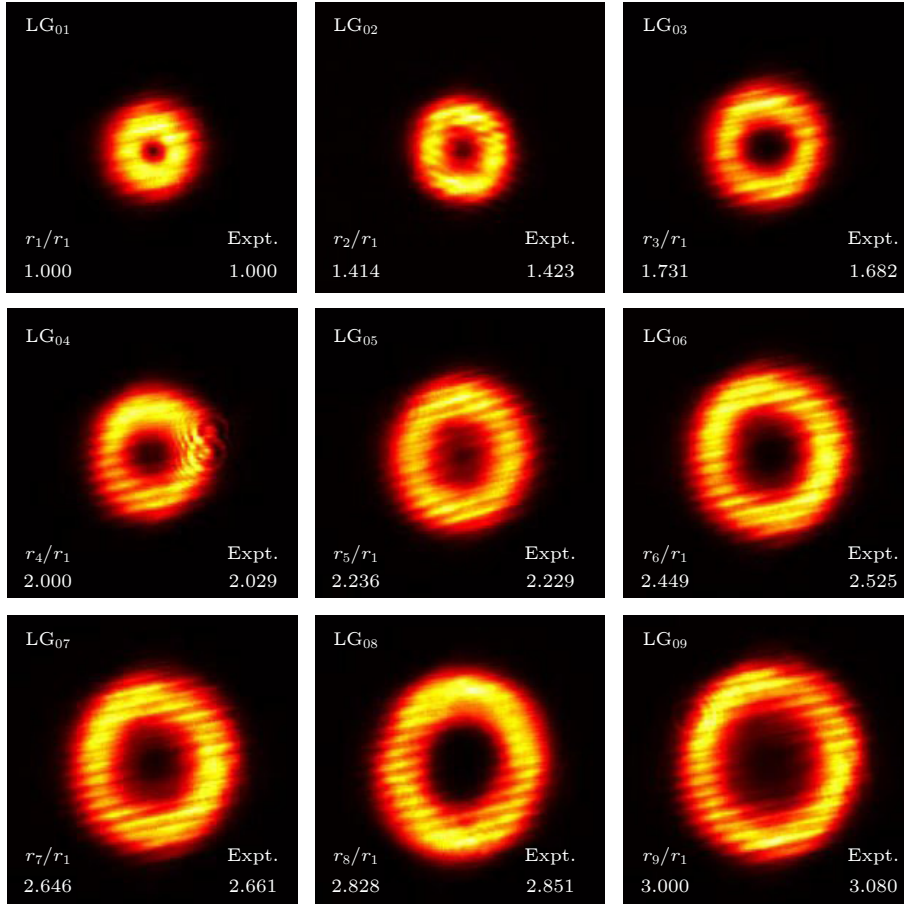


图 5 测量的各阶 LG 模式的光斑,  $r_n/r_1$  是  $LG_{0n}$  与  $LG_{01}$  模式光斑半径比值

Fig. 5. Measured beam spots of different LG modes,  $r_n/r_1$  is the spot radius ratio between  $LG_{0n}$  and  $LG_{01}$  mode.

所在坐标系  $x'-y'-z$  是由  $HG_{0n}$  所在坐标系  $x-y-z$  中  $x$  轴和  $y$  轴在  $x-y$  平面内绕  $z$  轴旋转  $45^\circ$  形成, 可等效为对角线  $HG_{0n}$  模式输入 AMC.

空心拉盖尔-高斯光束的光强分布通过集成式互补金属氧化物半导体器件 (CMOS, BASLER, acA2500) 测量, 如图 5 所示. 由于 CMOS 芯片前的塑料保护板内存在对 1064 nm 光的弱反射, 光斑呈现出横向干涉条纹, 但并不影响光斑轮廓. 为了更直观地验证  $LG_{0n}$  模式的纯度, 利用  $LG_{0n}$  模式光斑呈圆环状的性质, 定义光斑半径为光斑最亮点围成圆周的半径  $r_n = \sqrt{n/2}w(z)$ <sup>[30]</sup>. 由于光斑半径与阶数  $n$  存在特定关系, 为了便于比较, 计算了  $LG_{0n}$  与  $LG_{01}$  模式光斑半径比值  $r_n/r_1$ . 理论值和实测值均标注在图 5 中, 两者仅存在轻微差距. 这说明了大模场一维厄米-高斯光束具有高纯度, 并验证了其向空心拉盖尔-高斯光束转换的可行性.

## 5 结 论

本文提出并证实了利用板条激光器产生一维厄米-高斯光束的新方法. 采用大面泵浦板条的几何结构并充分利用板条宽度方向, 将增益区域较传统方式的百微米级提升到毫米级, 同时增益长度显著增加至百毫米, 具有大模场的优势, 有利于获得更高功率的厄米-高斯光束. 从理论研究入手, 考虑到各阶厄米-高斯模式不同的光束尺寸, 采用光阑限制腔内可存在的最高阶模式. 而腔镜倾斜对高阶模式的影响弱于低阶模. 通过调节输出耦合镜的俯仰角, 引入倾斜量, 可在腔内模式竞争中筛选出预期的高阶模. 基于该思路, 本研究成功获得高纯度的  $HG_{00}$ — $HG_{09}$  光束, 其光强分布与理论值的相关系数  $\rho$  高于 0.95, 光束质量因子  $M^2$  与理论值符合很好. 使用腔外像散模式转换器, 可将一维厄米-高斯光束成功转换为  $LG_{00}$ — $LG_{09}$  光束. 若结合板条的 MOPA 放大技术, 利用本方案产生的厄米-高斯或拉盖尔-高斯光束作为种子光, 具有实现高功率定标放大的前景. 综上, 该方案为高功率厄米-高斯和拉盖尔-高斯光束的产生提供了一条新的技术路线.

感谢中国科学院理化技术研究所崔大复研究员对本文修改提供的重要帮助.

## 参考文献

- [1] Kogelnik H, Li T 1996 *Appl. Opt.* **5** 1550
- [2] Sayan Ö F, Gerçekcioğlu H, Baykal Y 2020 *Opt. Commun.* **458** 124735
- [3] Meyrath T P, Schreck F, Hanssen J L, Chuu C S, Raizen M G 2005 *Opt. Express* **13** 2843
- [4] Wadhwa J, Singh A 2019 *Phys. Plasmas* **26** 062118
- [5] Ghotra H S, Jaroszynski D, Ersfeld B, Saini N S, Yoffe S, Kant N 2018 *Laser Part. Beams* **36** 154
- [6] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H E L O, Woerdman J P 1993 *Opt. Commun.* **96** 123
- [7] Chu S C, Ohtomo T, Otsuka K 2008 *Appl. Opt.* **47** 2583
- [8] Ohtomo T, Chu S C, Otsuka K 2008 *Opt. Express* **16** 5082
- [9] Shen Y, Meng Y, Fu X, Gong M 2018 *Opt. Lett.* **43** 291
- [10] Couillet P, Gil L, Rocca F 1989 *Opt. Commun.* **73** 403
- [11] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [12] Romero J, Leach J, Jack B, Dennis M R, Franke-Arnold S, Barnett S M, Padgett M J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 100407
- [13] Gecevičius M, Drevinskas R, Beresna M, Kazansky P G 2014 *Appl. Phys. Lett.* **104** 231110
- [14] Hamazaki J, Morita R, Chujo K, Kobayashi Y, Tanda S, Omatsu T 2010 *Opt. Express* **18** 2144
- [15] Gu Y, Gbur G 2010 *Opt. Commun.* **283** 1209
- [16] Ohtomo T, Kamikariya K, Otsuka K, Chu S C 2007 *Opt. Express* **15** 10705
- [17] Lian T H, Wang S Y, Kou K, Liu Y 2020 *Acta Phys. Sin.* **69** 114202 (in Chinese) [连天虹, 王石语, 寇科, 刘芸 2020 物理学报 **69** 114202]
- [18] Chu S C, Chen Y T, Tsai K F, Otsuka K 2012 *Opt. Express* **20** 7128
- [19] Delaubert V, Shaddock D A, Lam P K, Buchler B C, Bachor H A, McClelland D E 2002 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **4** 393
- [20] Ma L, Guo H, Sun H, Liu K, Su B, Gao J 2020 *Photonics Res.* **8** 1422
- [21] Hu A, Lei J, Chen P, Wang Y, Li S 2014 *Appl. Opt.* **53** 7845
- [22] Li S, Guo Y D, Chen Z Z, Zhang L, Gong K L, Zhang Z F, Xu Z Y 2019 *Chin. Phys. Lett.* **36** 044204
- [23] Boyd G D, Gordon J P 1961 *Bell Syst. Tech. J.* **40** 489
- [24] Carter W H 1980 *Appl. Opt.* **19** 1027
- [25] Zhang L, Guo Y D, Chen Z Z, Gong K L, Xu J L, Yuan L, Lin Y Y, Meng S, Li Y, Shao C F, Li S, Zhang Z F, Bo Y, Peng Q J, Cui D F, Xu Z Y 2019 *IEEE Photonics Technol. Lett.* **31** 405
- [26] McCumber D E 1965 *Bell Syst. Tech. J.* **44** 333
- [27] Freiberg R J, Halsted A S 1969 *Appl. Opt.* **8** 355
- [28] Benesty J, Chen J, Huang Y, Cohen I 2009 *Noise Reduction in Speech Processing* (Berlin: Springer) pp1–4
- [29] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Physical Review A* **45** 8185
- [30] Ding P F, Pu J X 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 094204 (in Chinese) [丁攀峰, 蒲继雄 2011 物理学报 **60** 094204]

# Generation of one-dimensional high-order Hermite-Gaussian laser beams with large mode volume

Zhou Wang-Zhe<sup>1)2)</sup> Li Xue-Peng<sup>1)2)</sup> Yang Jing<sup>1)4)†</sup> Yang Tian-Li<sup>1)2)</sup>  
 Wang Xiao-Jun<sup>1)4)</sup> Liu Bing-Jie<sup>4)</sup> Wang Hao-Zhu<sup>4)</sup>  
 Yang Jun-Bo<sup>3)</sup> Peng Qin-Jun<sup>1)4)</sup>

1) (*Key Laboratory of Solid State Laser, Technical Institute of Physics and Chemistry, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China*)

2) (*University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

3) (*College of Liberal Arts and Sciences, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

4) (*Institute of Optical Physics and Engineering Technology, Qilu Zhongke, Jinan 250000, China*)

( Received 15 July 2022; revised manuscript received 15 September 2022 )

## Abstract

Hermite-Gaussian (HG) beams have many important applications in the optical frontier, and the limited output power of the high-purity HG beams is partly due to the small gain volume of the mode. The commonly used off-axis end-pumped scheme offers a narrow gain volume whose diameter is about a hundred microns. In this work, a new method of generating the HG beams based on a slab resonator that has a large mode volume is proposed and experimentally demonstrated. According to the optical resonator theory, the intra-cavity modes in thickness and width direction of the slab resonator are restricted by inserting two size-adjustable apertures, respectively. The one-dimensional HG beam generation is mainly guaranteed by the size of the aperture along the thickness direction of the slab, which matches the diameter of the fundamental mode. The different order one-dimensional HG beams are obtained by refined intra-cavity mode modulation. Since the higher-order modes are less sensitive to the misalignment of the cavity mirror than the lower-order modes, and the manipulation of the modes-loss at different orders is achieved by combining the tilt control of the coupled output mirror and the size control of intra-cavity apertures. By adjusting the optical gain and loss in the resonant cavity, the single mode wins the competition of laser modes. Therefore, high-purity one-dimensional HG beams with 0 to 9 orders (HG<sub>00</sub> to HG<sub>09</sub>) are generated. The pump module is comprised of a two-dimensional laser diode array which offers face-pumping to the large surface of the slab, therefore the width of the mode volume is extended to several millimeters. By further incorporating the 100mm-level long slab, the total gain volume is much larger than the counterpart in the off-axis pumping scheme. In this work, the output power of the highest order HG<sub>09</sub> mode increases up to 244 mW. Owing to the large gain volume and uniform gain distribution caused by the face-pumped slab, the purity of high order HG modes is quite good. The correlation coefficient  $\rho$  between the measured intensity distribution and the theoretical value is larger than 0.95. The beam quality factor  $M^2$  is also in good agreement with the theoretical one. Finally, a conversion from Hermite-Gaussian beams to the donut-shaped Laguerre-Gaussian beams is realized by using an astigmatic mode converter. Hopefully, power scaling of the HG beam output is also expected by employing cascaded slab amplifiers, and the approach in this paper provides a novel solution for generation of high power HG beams.

**Keywords:** Hermite-Gaussian beam, slab laser, large mode volume, tilt control, power scaling

**PACS:** 42.55.Rz, 42.60.Jf

**DOI:** 10.7498/aps.72.20221422

† Corresponding author. E-mail: yangjing@mail.ipc.ac.cn



## 大模场一维高阶厄米-高斯激光束产生

周王哲 李雪鹏 杨晶 杨天利 王小军 刘炳杰 王浩竹 杨俊波 彭钦军

## Generation of one-dimensional high-order Hermite-Gaussian laser beams with large mode volume

Zhou Wang-Zhe Li Xue-Peng Yang Jing Yang Tian-Li Wang Xiao-Jun Liu Bing-Jie Wang Hao-Zhu  
Yang Jun-Bo Peng Qin-Jun

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 014204 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221422

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221422>

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

#### 离轴抽运厄米-高斯模固体激光器

Off-axis pumped Hermite-Gaussian mode solid-state laser

物理学报. 2020, 69(11): 114202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200086>

#### 基于腔内球差选模产生高阶拉盖尔-高斯模式激光

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

物理学报. 2022, 71(1): 014204 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211514>

#### 高光束质量、高功率稳定性激光器的设计及实验研究

Design and experimental study on high quality beam and high stability power of laser

物理学报. 2018, 67(7): 074201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171932>

#### 激光二极管直接后向泵浦的高光束质量千瓦光纤激光器

Laser diode directly backward pumped high-beam-quality 10-kW fiber laser

物理学报. 2022, 71(24): 244202 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20221433>

#### 高功率全光纤1.6微米类噪声方形脉冲激光器

High-power 1.6  $\mu\text{m}$  noise-like square pulse generation in an all-fiber mode-locked laser

物理学报. 2020, 69(16): 164202 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200245>

#### 光纤激光基模光束的因子

factor of fundamental mode of fiber laser beam

物理学报. 2021, 70(20): 204203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210281>