

## 高功率声光调 Q 厄米-高斯模固体激光器

连天虹<sup>1\*</sup>, 杨磊<sup>1</sup>, 朱家华<sup>1</sup>, 寇科<sup>1</sup>, 张泽煜<sup>1</sup>, 焦明星<sup>1</sup>, 王石语<sup>2</sup><sup>1</sup>西安理工大学机械与精密仪器工程学院, 陕西 西安 710048;<sup>2</sup>西安电子科技大学物理与光电工程学院, 陕西 西安 710071

**摘要** 在离轴泵浦激光器中, 离轴热透镜效应会引起激光器出现厄米-高斯(HG)模式的跳模现象, 即随着泵浦功率升高, 激光器先由单一的 HG 模式转变为混合模式, 进而跳模到相邻的低阶 HG 模式。这是由离轴泵浦时离轴的热透镜使谐振腔光轴发生偏移, 从而使有效的离轴量减小引起的。激光器所处的模式阶数越高, 发生跳模对应的泵浦功率越低。实际中可以通过对离轴量增加一个修正量, 使激光器重新恢复到跳模前的模式, 泵浦功率越高, 需要的修正量越大。实验产生了 HG<sub>1,0</sub>~HG<sub>16,0</sub> 16 个模式的高功率脉冲光束, 在 10 kHz 重复频率下, HG<sub>1,0</sub> 光束的脉冲宽度为 32 ns, 峰值功率为 4.1 kW; HG<sub>16,0</sub> 光束的脉冲宽度为 79 ns, 峰值功率为 0.7 kW。

**关键词** 激光器; 固体激光器; 厄米-高斯光束; 离轴泵浦; 跳模; 热效应

中图分类号 TN248.1

文献标志码 A

doi: 10.3788/AOS202242.0714001

## High-Peak-Power Acoustic-Optic Q-Switched Solid-State Laser with Hermite-Gaussian Modes

Lian Tianhong<sup>1\*</sup>, Yang Lei<sup>1</sup>, Zhu Jiahua<sup>1</sup>, Kou Ke<sup>1</sup>, Zhang Zeyu<sup>1</sup>,  
Jiao Mingxing<sup>1</sup>, Wang Shiyu<sup>2</sup><sup>1</sup>School of Mechanical and Precision Instrument Engineering, Xi'an University of Technology,  
Xi'an, Shaanxi 710048, China;<sup>2</sup>School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an, Shaanxi 710071, China

**Abstract** In an off-axis pumped laser, the off-axis thermal lens effect gives rise to the Hermite-Gaussian (HG) mode hopping. Namely, with the pump power increasing, the running laser turns from a single HG mode into mixed modes and then into the adjacent low-order HG mode. Our analysis shows that this is due to the decrease in the effective off-axis amount caused by the off-axis thermal lens-induced optic axis shift of the resonant cavity for off-axis pumping. The experimental results demonstrate that a higher-order mode has a lower pump power for mode hopping. Moreover, we can return the laser to the original HG mode by modifying the off-axis amount in practice. A larger adjustment is required as the pump power increases. We experimentally demonstrate pulsed outputs at a high peak power in sixteen HG modes, from mode HG<sub>1,0</sub> to mode HG<sub>16,0</sub>. At a repetition rate of 10 kHz, a pulse width of 32 ns and a peak power of 4.1 kW are realized for the mode HG<sub>1,0</sub>, and a pulse width of 79 ns and a peak power of 0.7 kW are realized for the mode HG<sub>16,0</sub>.

**Key words** lasers; solid-state laser; Hermite-Gaussian beam; off-axis pumping; mode hopping; thermal effect

## 1 引言

由于具有独特的振幅和相位空间分布, 拉盖尔-

高斯(LG)光束和厄米-高斯(HG)光束在光学捕获、光学微操纵、超分辨光学成像, 以及大容量空间光通信等领域展现出重要的应用前景<sup>[1-7]</sup>。随着应用研

收稿日期: 2021-07-25; 修回日期: 2021-08-27; 录用日期: 2021-10-08

基金项目: 国家自然科学基金(61805196)

通信作者: \*tianhongl@126.com

究的深入,人们对这类特殊光束的产生技术提出了更高的要求,要求其具有更大的功率、更高的模式纯净度、更小的脉冲宽度,以及更丰富的模态等。通常,通过在激光谐振腔外用空间光调制器、数字微镜等对基模光束进行调制,产生特殊光束<sup>[8-9]</sup>。但是,腔外法的效率、模式纯净度较低,受器件损伤阈值等因素的限制,该方法难以产生高功率的脉冲光束,无法满足在远距离空间光通信等领域的需求。而用激光器直接产生特殊光束的方法在脉冲的功率水平、模式纯净度等方面具有较大的优势,逐渐受到研究人员的关注<sup>[10-15]</sup>。

LG 光束和 HG 光束分别是激光谐振腔在柱坐标系和直角坐标系下的本征模式。除基模外,  $LG_{p,l}$  光束具有指数相位分布 $[\exp(il\theta)]$ , 其中  $\theta$  为相位,  $l$  为拓扑荷数, 对应于  $lh$  ( $h$  为归一化普朗克常量) 大小的单光子轨道角动量<sup>[16]</sup>, 成为最常见的相位涡旋光。在激光器中, 可以通过环形光泵浦等方式直接产生 LG 涡旋光, 但这种方法对谐振腔的圆柱对称性有较高的要求, 而且需要在腔内对 LG 模式的手性进行控制<sup>[17]</sup>。用激光器产生 LG 光束的另一种方法是: 在谐振腔中产生  $HG_{m,n}$  光束, 然后通过模式转换器转换为  $LG_{p,l}$  涡旋光[其中  $p = \min(m, n)$ ,  $l = m - n$ ]。模式转换器由柱透镜等简单的光学元件构成, 能承受的功率水平很高且成本很低。除了能产生涡旋光, HG 光束在粒子加速、空间光通信等方面也有重要应用<sup>[18]</sup>; 另外,  $HG_{m,n}$  模式集合中, 下标之和(即  $m + n$ ) 相等的模式的频率相等, 可以通过相干叠加形成涡旋阵列等复杂的空间结构光<sup>[19]</sup>。因此, 用固体激光器直接产生 HG 光束具有重要的研究价值。

固体激光器产生 HG 光束的常用方法有离轴泵浦<sup>[20]</sup>、泵浦光整形<sup>[21]</sup>、腔内加入空间调制器等<sup>[22]</sup>。其中, 离轴泵浦法的结构简单, 相对于传统激光器, 这种方法不需要加入额外的光学元件, 只需要对泵浦光或谐振腔腔镜进行离轴移动即可实现。声光调 Q 是产生脉冲光的一种重要方法, 而目前研究声光调 Q 离轴泵浦 HG 激光器的文献较少。一般来讲, 声光调 Q 激光器运行时, 横向模式间缺少长时间的竞争过程, 更容易出现多模振荡, 实现单一 HG 模输出的难度更大<sup>[23]</sup>。另外, 为了获得高的峰值功率, 需要较高的泵浦功率, 这会引起热透镜效应, 且离轴热透镜效应会对激光器的模式特性产生一定的影响。本文研究了离轴泵浦固体激光器中热透镜效应对激光器模式特性的影响, 进而在声光调

Q 激光器运行状态下, 产生多个 HG 模的高峰值功率脉冲激光。

## 2 实验装置与方法

离轴泵浦声光调 Q 固体激光器的实验装置如图 1(a) 所示。中心波长为 808 nm 的光纤耦合输出激光二极管(LD)作为泵浦源, 耦合光纤的纤芯直径为 105  $\mu\text{m}$ , 数值孔径(NA)为 0.22。耦合光纤输出的泵浦光由透镜  $L_1$  准直、透镜  $L_2$  聚焦到激光晶体 Nd:YAG 的端面。将耦合透镜  $L_1$ 、 $L_2$  安装在精密位移台上, 其在  $x$  方向移动, 可实现离轴泵浦。Nd:YAG 的掺杂浓度(原子数分数)为 1.0%, 直径为 5 mm, 长度为 10 mm。晶体的泵浦端面镀有 808 nm 增透膜和 1064 nm 高反膜, 另一端面镀有 1064 nm 增透膜。输出耦合镜(OC)的曲率半径  $R$  为 200 mm, 透过率为 5%, OC 和激光晶体的泵浦端面构成平-凹光学谐振腔。声光 Q 开关(AOM)由中国电子科技集团公司第 26 研究所提供, 其横截面尺寸为 5 mm  $\times$  10 mm, 有效衍射区域直径为 1 mm, 驱动信号频率为 70 MHz, 重复频率设置为 10 kHz。用高速光电探测器(型号 DET025A, Thorlabs)测量激光脉冲波形, 所用示波器的带宽为 300 MHz, 采样率为 2GSa/s。用 Cinogy 公司生产的光斑分析仪(型号 CinCam CMOS-1202)拍摄输出光斑。

离轴泵浦产生 HG 模的基本原理是: 泵浦光与 HG 模边缘的亮斑实现模式匹配, 从而向目标 HG 模式提供增益, 使其振荡; 泵浦光与其他非目标模式的重叠要足够小, 使其不能振荡。因此, 合理地选择泵浦光斑大小对实验十分重要。由谐振腔理论可知, 对本文采用的平-凹腔而言, 当谐振腔长度  $L_c = R/2 = 100$  mm 时, 激光晶体端面上的振荡光半径达到最大, 基模半径约为 180  $\mu\text{m}$ , 此时最容易实现模式匹配。因此, 将谐振腔长度先初步设计为 100 mm 用于泵浦光斑大小的选择。对于该谐振腔, 数值计算了各 HG 模式边缘亮斑的半径, 结果如图 1(b) 所示。从  $HG_{0,0}$  模开始, 随着模式阶数的升高, 一开始边缘亮斑的半径急剧减小, 然后减小趋势逐渐变缓。 $HG_{6,0}$  模边缘亮斑的半径约减小为  $HG_{0,0}$  模光斑半径的一半, 对于  $HG_{12,0}$  模, 其边缘亮斑的半径约为 80  $\mu\text{m}$ 。因此, 为了产生高阶 HG 模式, 实验中泵浦光斑的半径应该接近 80  $\mu\text{m}$ 。

聚焦光斑太大时, 无法实现与目标 HG 模亮斑的匹配; 而实际中, 泵浦光在激光晶体中需要传播一

定的距离才能被完全吸收,当聚焦光斑太小时,虽然泵浦光与 HG 模亮斑在焦平面上能实现模式匹配,但在焦平面之后泵浦光束快速发散,快速发散的泵浦光可能与非目标模式发生重叠,使得非目标模式振荡,即不能实现良好的三维模式匹配。因此,通过实验对谐振腔腔长和泵浦光半径进行进一步优化以达到良好的模式匹配效果。耦合透镜  $L_1$ 、 $L_2$  的焦距主要影响聚焦后泵浦光斑的大小,实验中选用准

直透镜  $L_1$  的焦距  $f_1 = 20$  mm,聚焦透镜  $L_2$  的焦距  $f_2$  分别为 20, 30, 40 mm,并对谐振腔长度在 50~120 mm 进行调节,最终确定谐振腔的几何长度为 60 mm,透镜  $L_2$  焦距  $f_2$  为 30 mm。考虑到激光晶体和声光 Q 开关的折射率,设置光学腔长约为 70 mm,对应的激光晶体端面处的基模振荡光半径约为  $170 \mu\text{m}$ 。此时,由几何光学理论计算出的焦平面上泵浦光斑半径约为  $75 \mu\text{m}$ ,这与理论分析值十分接近。

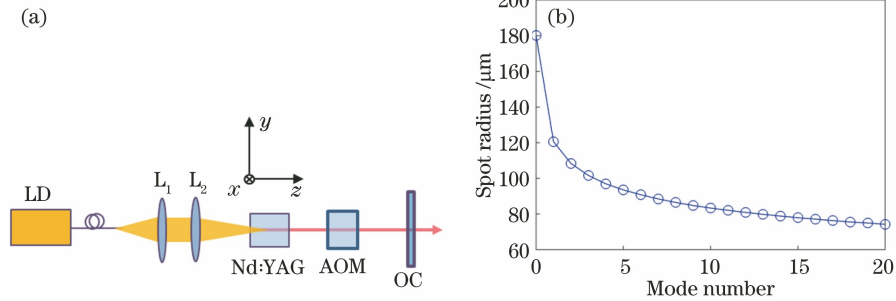


图 1 离轴泵浦声光调 Q 激光器实验装置图和 HG 模边缘亮斑半径。(a)离轴泵浦声光调 Q 激光器实验装置图;(b) HG 模边缘亮斑半径

Fig. 1 Experimental setup of off-axis pumped acousto-optic Q-switched laser, and spot radius of outmost spot of HG mode.

(a) Experimental setup of off-axis pumped acousto-optic Q-switched laser; (b) radius of outmost spot of HG mode

### 3 结果与讨论

#### 3.1 HG 模式的阈值及离轴量

打开声光调 Q 开关,设置重复频率为 10 kHz。首先调节泵浦光横向位置,使其与谐振腔同轴。逐渐增加泵浦功率,激光器输出  $\text{HG}_{0,0}$  模,阈值泵浦功率为 0.7 W。为了产生 HG 模光束,沿  $x$  方向精密调节泵浦光的横向位置,形成离轴泵浦。当离轴量为  $130 \mu\text{m}$  时,激光器输出  $\text{HG}_{0,0}$  模;继续增大离轴量至  $200 \mu\text{m}$ ,激光器输出  $\text{HG}_{2,0}$  模;产生其他更高阶模式对应的离轴量如图 2(a)所示,图中也给出了产生的各个单一 HG 模式的光斑。可见,对于阶数高于  $\text{HG}_{3,0}$  的模式,离轴量随模式阶数近似呈线性增加。模式阶数升高时,激光器的阈值泵浦功率随之增加,如图 2(b)所示。本研究中,当离轴量增加到  $635 \mu\text{m}$  时,输出  $\text{HG}_{16,0}$  模光束的光斑如图 2(c)所示。 $\text{HG}_{16,0}$  模的阈值泵浦功率为 1.02 W,这也是本研究中能产生的最高阶 HG 模式。继续增加离轴量时,不能产生单一 HG 模式,而是产生混合模式。

离轴泵浦下,通过泵浦光斑与目标 HG 模式边缘的亮斑匹配实现 HG 模式的选择激发。 $\text{HG}_{m,n}$  模与泵浦光的交叠积分  $J_{m,n} \propto \iint \gamma(x, y) \times$

$\Phi_{m,n}(x, y) dx dy$  决定了泵浦光的利用效率,其中  $\gamma(x, y)$  为泵浦速率密度分布函数,  $\Phi_{m,n}(x, y)$  为  $\text{HG}_{m,n}$  模的归一化分布函数。对于 HG 模式而言,随着模式阶数的升高,边缘亮斑的面积变小,交叠积分减小,泵浦光的有效利用率降低,从而使得阈值泵浦功率升高。另外,高阶模式的衍射损耗要略大于低阶模式的衍射损耗,这也使得高阶模式的阈值泵浦功率有所增加。本研究中不能产生比  $\text{HG}_{16,0}$  更高阶的单一模式:一个原因是各 HG 模的光斑在空间上并不是完全分离的,而是部分分离、部分重叠的,加之随着阶数升高亮斑减小,泵浦光更容易同时激发多个模式;另一个原因是阶数升高,阈值泵浦功率升高。增加泵浦功率后,吸收泵浦光需要的晶体长度增加,而泵浦光在会聚点后很快发散,给多个模式提供增益,从而使多个 HG 模式同时振荡。

#### 3.2 高功率泵浦下的跳模现象及离轴量的修正

为了获得一定的输出功率,需要增加各个 HG 模的泵浦功率。然而,实验中发现,对于某个 HG 模,从阈值开始增加泵浦功率时,最开始激光器能够维持该模式。而当泵浦功率增加到一定值后,输出模式不再保持原来的模式,而是转变为混合模式;继续增加泵浦功率时,便会发生跳模,该模式跳跃到低一阶的 HG 模式,图 3 显示了这一过程。图 3(a)显

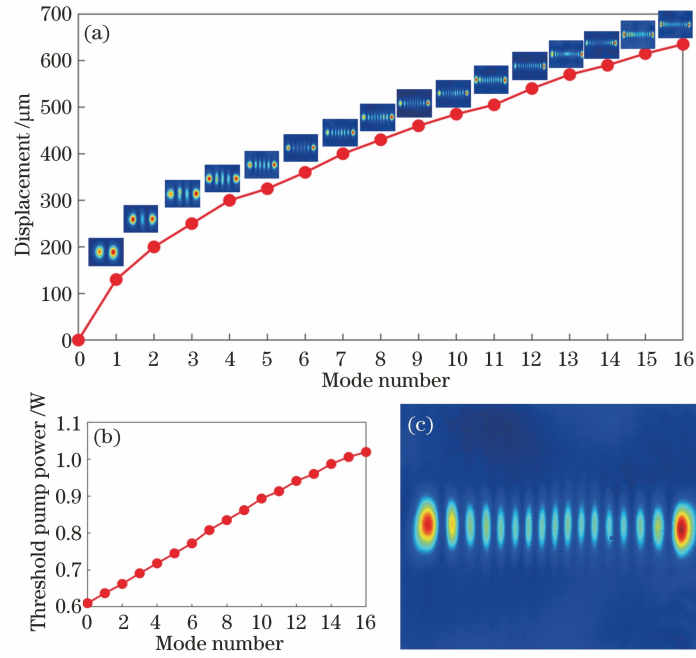


图 2 各阶模式的离轴量、阈值泵浦功率和HG<sub>16,0</sub> 模光斑。  
 Fig. 2 Off-axis displacement, threshold pump power, and pattern of HG<sub>16,0</sub> mode. (a) Off-axis displacement; (b) threshold pump power; (c) pattern of HG<sub>16,0</sub> mode

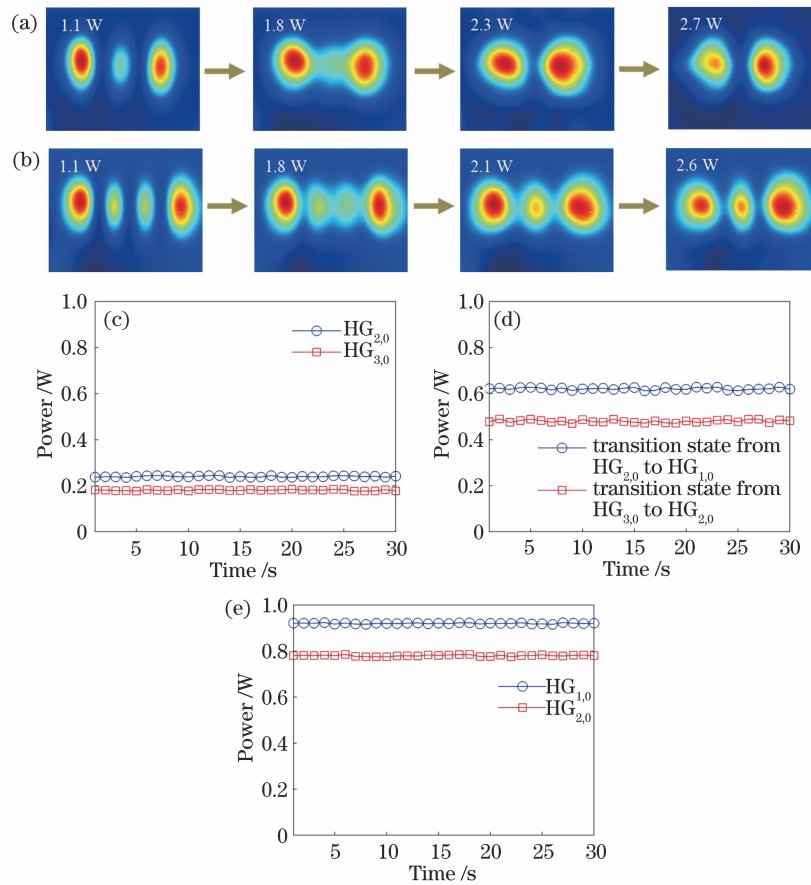


图 3 泵浦功率增加时发生跳模。(a) HG<sub>2,0</sub> 跳模到HG<sub>1,0</sub>; (b) HG<sub>3,0</sub> 跳模到HG<sub>2,0</sub>; (c)跳模前、(d)混合模时和(e)跳模后的功率波动  
 Fig. 3 Mode hopping occurs when pump power increases. (a) HG<sub>2,0</sub> hopping to HG<sub>1,0</sub>; (b) HG<sub>3,0</sub> hopping to HG<sub>2,0</sub>; power fluctuations (c) before mode hopping, (d) in mixed mode state, and (e) after mode hopping



示了  $HG_{2,0}$  模的跳模过程。当泵浦功率低于 1.8 W 时,激光器保持  $HG_{2,0}$  模输出;泵浦功率增大到 1.8 W 时,输出转变为混合模式;当泵浦功率增大到 2.3 W 时,输出已接近  $HG_{1,0}$  模;当泵浦功率增大到 2.7 W 时,输出完全转变为  $HG_{1,0}$  模。图 3(b)显示了  $HG_{3,0}$  模的跳模过程。当泵浦功率为 1.8 W 时,输出转变为混合模式;当泵浦功率增加到 2.1 W 时,输出接近  $HG_{2,0}$  模;当泵浦功率增加到 2.6 W 时,输出完全转换为  $HG_{2,0}$  模。图 3 所示的  $HG_{3,0}$  模和  $HG_{2,0}$  模的跳模过程类似,不同的是,  $HG_{3,0}$  模跳模对应的泵浦功率略有降低。

测量了跳模前后及处在混合模状态时,激光器的功率稳定度。实验中每隔 1 s 测量激光器的功率,基于经过 30 s 测量得到的 30 个功率值计算相对功率稳定度。相对功率稳定度  $S_i = \left[ \sqrt{\sum_i (P_i - \bar{P})^2 / (N\bar{P})} \right] \times 100\%$ ,其中  $P_i$  为功率测量值, $\bar{P}$  为功率的平均值, $N$  为测量次数。图 3(c)显示了跳模前  $HG_{2,0}$  模和  $HG_{3,0}$  模的功率波动(泵浦功率为 1.5 W),此时二者的相对功率稳定度分别为 1.7% 和 1.5%;图 3(d)显示了处于  $HG_{2,0}$  模向  $HG_{1,0}$  模过渡状态、 $HG_{3,0}$  模向  $HG_{2,0}$  模过渡状态,泵浦功率为 2.0 W 时激光器的功率波动,二者的相对功率稳定度分别为 2.4% 和 3.2%;图 3(e)显示了跳模后  $HG_{1,0}$  模和  $HG_{2,0}$  模的功率波动(泵浦功率为 2.5 W),此时二者的相对功率稳定度分别为 1.2% 和 1.6%。可以看出,在跳模前及跳模后,激光器的功率稳定性要优于混合模状态,这主要是由混合模状态时存在模式竞争引起的。图 4 为各 HG 模跳跃到低一阶 HG 模时对应的跳模泵浦功率  $P_{hop}$ 。可以看出,HG 模式的阶数越高,其对应的跳模泵浦功率越低,获得高功率输出的难度越大。

实验中还发现,当输出模式转变为混合模式或跳跃到低一阶 HG 模式时,可以通过增加离轴量使激光器回到原来的输出模式。也就是说,相对于阈值附近的离轴量,随着泵浦功率的增加,要对各模式的离轴量进行一定的修正,激光器才能保持该模式。图 5 为测量的几个 HG 模式离轴量的修正量随泵浦功率的变化。可以看出,对于  $HG_{1,0}$  模,当泵浦功率高于 1.5 W 时,需要进行离轴量修正,修正量随泵浦功率的升高呈增加趋势。对于阶数较高的模式,如  $HG_{13,0}$ 、 $HG_{16,0}$  模,开始进行离轴量修正时最小泵浦功率值降低,且模式阶数越高,修正量越大。

在泵浦功率增加的过程中,通过修正离轴量,激

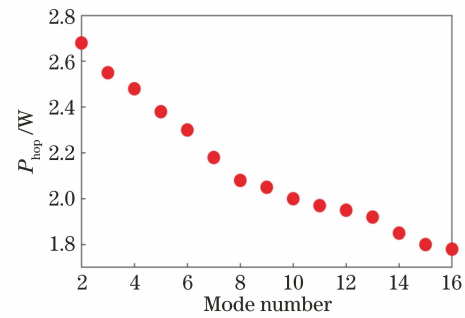


图 4 各 HG 模跳模时对应的泵浦功率

Fig. 4 Pump power of HG modes for mode hopping

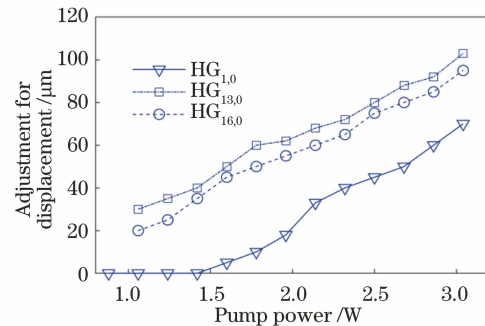


图 5 离轴量的修正量随泵浦功率的变化

Fig. 5 Variation in correction value of off-axis displacement with pump power

光器可以保持相应的 HG 模式输出,从而产生高功率的 HG 光束。图 6 为经过离轴量修正后各 HG 模式的功率特性。图 6(a)为输出功率随泵浦功率的变化。可以看出,各模式的输出功率随泵浦功率几乎呈线性变化,但是随着模式阶数的升高,输出功率增加的斜率减小。本实验中,当泵浦功率超过 3.1 W 后,输出模式发生畸变,此时通过调整离轴量输出模式也无法恢复到原来的 HG 模式。这和泵浦功率增大后增益长度增加引起的多模振荡及热透镜的像差有关。图 6(b)为 3.1 W 泵浦功率下各模式的输出功率,这也是本研究中能获得的最大输出功率。对于  $HG_{1,0}$ 、 $HG_{2,0}$ 、 $HG_{3,0}$  模,在泵浦功率为 3.1 W 时,平均功率分别达到 1.32, 1.28, 1.15 W;对于最高阶  $HG_{16,0}$  模,平均功率为 0.58 W。

下面对泵浦功率增加过程中,激光器向低一阶的模式发生跳模以及可以通过修正离轴量恢复到原模式的原因进行分析。对于光学谐振腔而言,其光轴由各反射镜的曲率中心决定。如图 7 所示,对于反射镜  $M_1$ 、 $M_2$  构成的平凹稳定谐振腔,无热透镜时,谐振腔的光轴为点 C、O 的连线 CO,点 C 为反射镜  $M_2$  的曲率中心。当泵浦光在  $x_0$  位置泵浦时,离轴量为  $\Delta x_0$ 。当泵浦光在  $x_0$  位置引起的热透镜

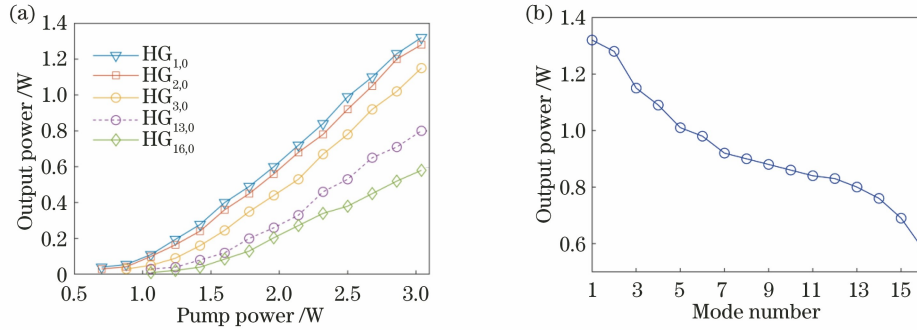


图 6 HG 模式的输出功率。(a)功率随泵浦功率的变化;(b) 3.1 W 泵浦功率下各 HG 模式的功率  
Fig. 6 Output power of HG modes. (a) Power varying with pump power; (b) power of each HG mode for pump power of 3.1 W

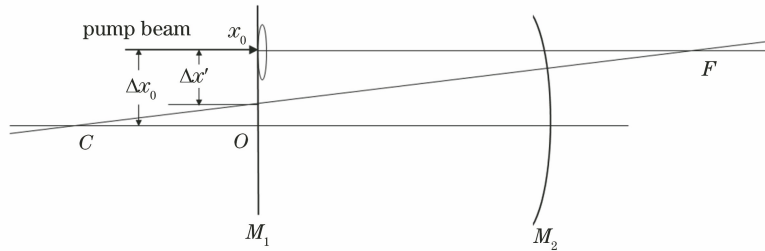


图 7 离轴热透镜引起的有效离轴量减小

Fig. 7 Decrease in effective off-axis amount caused by off-axis thermal lens

效应不可忽略时,谐振腔的光轴不再是  $CO$ ,而是偏移为  $CF$ ,  $F$  为热透镜的焦点。泵浦光在  $x_0$  位置泵浦时,相对于偏移后光轴  $CF$  的离轴量为  $\Delta x'$ ,这是热透镜作用下实际的有效离轴量。显然,  $\Delta x' < \Delta x_0$ ,即离轴热透镜效应使得有效的离轴量减小。热透镜焦距可以近似为<sup>[24]</sup>

$$f_{th} = \frac{\pi K_c \omega_p^2}{P_{pump} (d\eta/dt)}, \quad (1)$$

式中:  $K_c$  为晶体的热导率;  $\omega_p$  为泵浦光半径;  $P_{pump}$  为吸收的泵浦功率;  $d\eta/dt$  为晶体的热致折射率变化系数。可以看出,泵浦功率越大,热透镜焦距越小,光轴偏移越大,有效离轴量的减小量也越大。因此,通过修正离轴量调整输出模式时,泵浦功率越

高,需要的修正量越大。对于阶数越高的 HG 模式,  $\Delta x_0$  越大,相同热透镜焦距引起的光轴偏移越大,需要的修正量也越大。

### 3.3 HG 模式的脉冲特性

实验中对各模式的脉冲特性进行了测量,图 8 (a)为脉冲序列时域波形,可见激光器输出脉冲的重复频率为 10 kHz。在 3.1 W 泵浦功率下,测量了各个模式的脉冲宽度。该功率是本研究中能保持单一 HG 模式输出的最大泵浦功率。图 8(b)是  $HG_{1,0}$  和  $HG_{16,0}$  的脉冲波形,  $HG_{1,0}$  模的脉冲宽度(FWHM)为 32 ns。图 9(a)为各模式的脉冲宽度,随着模式阶数的增加,脉冲宽度增大,  $HG_{2,0}$ 、 $HG_{3,0}$  模的脉冲宽度分别为 34 ns、36 ns,最高阶模式  $HG_{16,0}$  模的

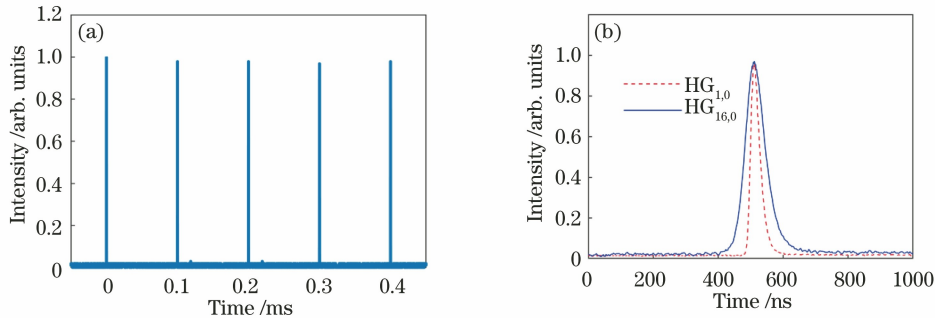


图 8 最大输出功率时的脉冲序列和脉冲波形。(a)脉冲序列;(b)脉冲波形

Fig. 8 Output pulse train and pulse shape at maximum output power. (a) Pulse train; (b) pulse shape

脉冲宽度增加到 79 ns。高阶模式脉冲宽度的增大一方面是由于高阶模增益的减小,另一方面是由于高阶模衍射损耗的增大。光场在谐振腔中传播时要经过激光晶体形成的孔径、声光调制器的通光孔径,从而产生一定的衍射损耗。高阶模式的光斑更接近上述两个孔径的边沿,衍射损耗更大。相比于连续激光器,声光调 Q 激光器由于增加了声光调制器,多了一个衍射孔径,衍射损耗的增加更加明显,从而

导致脉冲宽度随模式阶数的升高呈现明显的增大。根据  $P_{\text{peak}} = P / (\gamma\tau)$  (其中  $P$  为平均功率,  $\gamma$  为重复频率,  $\tau$  为脉冲宽度), 可以求得脉冲的峰值功率。图 9(b) 为各模式的峰值功率, 随着模式阶数的升高, 脉冲的峰值功率呈下降趋势。HG<sub>1,0</sub> 模的峰值功率达到 4.1 kW, 最高阶模式 HG<sub>16,0</sub> 的峰值功率为 0.7 kW。

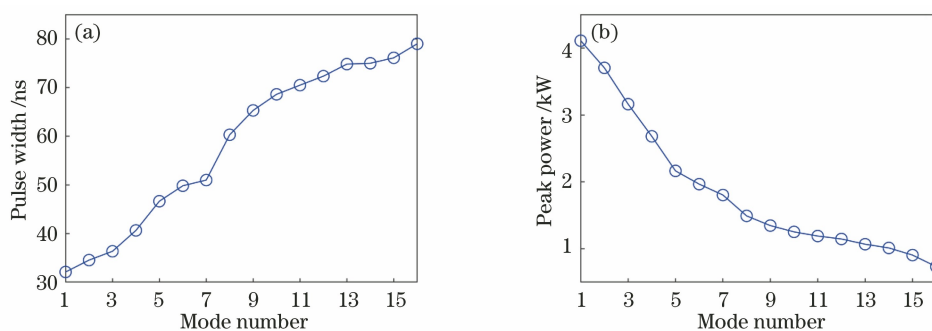


图 9 HG 模式的脉冲宽度和峰值功率。(a) 脉冲宽度; (b) 峰值功率

Fig. 9 Pulse width and peak power of HG modes. (a) Pulse width; (b) peak power

## 4 结 论

通过改变泵浦光的横向位置对谐振腔进行离轴泵浦以产生 HG 光束。在声光调 Q 工作状态下, 产生了 HG<sub>1,0</sub> 模~HG<sub>16,0</sub> 模 16 个模式的高峰值功率脉冲光束。实验中发现 HG 模式的跳模现象, 即随着泵浦功率升高, 激光器先由单一 HG 模式转变为混合模式, 然后跳模到低一阶的 HG 模式。HG 模式的阶数越高, 发生跳模对应的泵浦功率越低。分析认为, 这是由于离轴泵浦时离轴热透镜效应使得谐振腔的光轴发生偏移, 从而使得有效的离轴量变小。泵浦功率越高, 热透镜焦距越小, 谐振腔轴线的偏移越大, 则有效离轴量减小得越大。模式阶数越高, 初始的离轴量越大, 热透镜焦距引起的谐振腔偏移也越大。实际中, 当出现跳模时可以通过对离轴量增加一个修正量, 使激光器重新恢复到跳模前的 HG 模式。通过对离轴量进行修正, 在 3.1 W 泵浦功率下产生了高峰值功率的脉冲 HG 模光束。当泵浦功率超过 3.1 W 时, 激光器出现混合模式振荡, 此时通过离轴量修正无法再获得单一 HG 模式, 这和泵浦功率升高后增益长度增大、泵浦光与多个 HG 模式的空间交叠有关。

## 参 考 文 献

[1] Chen L X, Zhang Y Y. Research progress on preparation, manipulation, and remote sensing

applications of high-order orbital angular momentum of photons[J]. Acta Physica Sinica, 2015, 64(16): 164210.

陈理想, 张远颖. 光子高阶轨道角动量制备、调控及传感应用研究进展[J]. 物理学报, 2015, 64(16): 164210.

- [2] Shen Y J, Wang X J, Xie Z W, et al. Optical vortices 30 years on: OAM manipulation from topological charge to multiple singularities[J]. Light, Science & Applications, 2019, 8: 90.
- [3] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, et al. Terabit free-space data transmission employing orbital angular momentum multiplexing [J]. Nature Photonics, 2012, 6(7): 488-496.
- [4] Gibson G, Courtial J, Padgett M J, et al. Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum [J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5456.
- [5] Fang X Y, Ren H R, Gu M. Orbital angular momentum holography for high-security encryption [J]. Nature Photonics, 2020, 14(2): 102-108.
- [6] Yang Y J, Ren Y X, Chen M Z, et al. Optical trapping with structured light: a review [J]. Advanced Photonics, 2021, 3(3): 034001.
- [7] Qiu X D, Zhang D K, Zhang W H, et al. Structured-pump-enabled quantum pattern recognition [J]. Physical Review Letters, 2019, 122(12): 123901.
- [8] Liu K, Li Z, Guo H, et al. Generation of high-order Hermite-Gaussian beams using a spatial light modulator[J]. Chinese Journal of Lasers, 2020, 47

- (9): 0905004.  
刘奎, 李治, 郭辉, 等. 使用空间光调制器产生高阶厄米高斯光束 [J]. 中国激光, 2020, 47(9): 0905004.
- [9] Wang H, Fu S Y, Gao C Q. Tailoring a complex perfect optical vortex array with multiple selective degrees of freedom [J]. *Optics Express*, 2021, 29(7): 10811-10824.
- [10] Qiao Z, Xie G Q, Wu Y H, et al. Generating high-charge optical vortices directly from laser up to 288th order [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2018, 12(8): 1870034.
- [11] Liu Q, Pan J, Wan Z S, et al. Generation methods for complex vortex structured light field [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2020, 47(5): 0500006.  
柳强, 潘婧, 万震松, 等. 复杂涡旋结构光场的产生方法 [J]. 中国激光, 2020, 47(5): 0500006.
- [12] Zhao Y G, Wang L, Chen W D, et al. Structured laser beams: toward 2- $\mu\text{m}$  femtosecond laser vortices [J]. *Photonics Research*, 2021, 9(3): 357-363.
- [13] Fang Z Q, Yao Y, Xia K G, et al. Simple Nd:YAG laser generates vector and vortex beam [J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(3): 031405.
- [14] Xu Y, Yu J J, Han X H, et al. Acousto-optically Q-switched and vortex Nd:YAG laser by using circular Dammann grating for annular pumping [J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2016, 43(6): 0601002.  
徐云, 余俊杰, 韩侠辉, 等. 基于圆环达曼光栅整形的环形光抽运的 Nd:YAG 声光调 Q 涡旋光激光器 [J]. 中国激光, 2016, 43(6): 0601002.
- [15] Pan J, Shen Y J, Wan Z S, et al. Index-tunable structured-light beams from a laser with an intracavity astigmatic mode converter [J]. *Physical Review Applied*, 2020, 14(4): 044048.
- [16] Gao C Q, Fu S Y. *Vortex beams* [M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2019: 5-7.  
高春清, 付时尧. 涡旋光束 [M]. 北京: 清华大学出版社, 2019: 5-7.
- [17] Ding M M, Liu Q Y, Zhao Y G, et al. All-solid-state vortex lasers based on intra-cavity mode selection and its handedness-control [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2017, 54(12): 120006.  
丁曼曼, 刘琦瑶, 赵永光, 等. 基于腔内选模的全固态涡旋激光器及手性控制 [J]. 激光与光电子学进展, 2017, 54(12): 120006.
- [18] Bochove E J, Moore G T, Scully M O. Acceleration of particles by an asymmetric Hermite-Gaussian laser beam [J]. *Physical Review A*, 1992, 46(10): 6640-6653.
- [19] Zhang Z L, Zhao C M. Spontaneous phase and frequency locking of transverse modes in different orders [J]. *Physical Review Applied*, 2020, 13(2): 024010.
- [20] Shen Y J, Meng Y, Fu X, et al. Wavelength-tunable Hermite-Gaussian modes and an orbital-angular-momentum-tunable vortex beam in a dual-off-axis pumped Yb:CALGO laser [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(2): 291-294.
- [21] Schepers F, Bexter T, Hellwig T, et al. Selective Hermite-Gaussian mode excitation in a laser cavity by external pump beam shaping [J]. *Applied Physics B*, 2019, 125: 75.
- [22] Ngcobo S, Litvin I, Burger L, et al. A digital laser for on-demand laser modes [J]. *Nature Communications*, 2013, 4: 2289.
- [23] Siegman A E. *Lasers* [M]. California: University Science Books, 1986.
- [24] Koechner W. *Solid-state laser engineering* [M]. 5th ed. Beijing: World Publishing Corporation, 2005.