

基于腔内选模的全固态涡旋激光器及手性控制

丁曼曼¹, 刘琦瑶^{2,3}, 赵永光^{1,3*}, 沈德元^{1,2,3}

¹江苏师范大学江苏省先进激光材料与器件重点实验室, 江苏 徐州 221116;

²复旦大学光学科学与工程系, 上海 200433;

³江苏师范大学江苏省先进激光技术与新兴产业协同创新中心, 江苏 徐州 221116

摘要 涡旋激光是指中心光强为零且携带轨道角动量的激光光束。近年来, 由于其在粒子操控、信息通信以及超分辨成像等领域的独特应用, 涡旋激光的产生及其手性控制技术得到广泛关注。对固体激光器腔内直接振荡产生涡旋激光的技术进行归纳总结, 并分析其优缺点。对驻波腔内不同手性涡旋激光的光场传输进行理论模拟, 给出涡旋激光在固体激光腔内的光场分布。结合不同手性涡旋激光的场分布特征, 综述了腔内直接振荡产生涡旋激光过程中的手性控制技术, 并对各种手性控制技术的原理与技术方案进行比较分析。

关键词 激光器; 涡旋激光; 轨道角动量; 固体激光器; 手性控制

中图分类号 O436 文献标识码 A

doi: 10.3788/LOP54.120006

All-Solid-State Vortex Lasers Based on Intra-Cavity Mode Selection and Its Handedness-Control

Ding Manman¹, Liu Qiyao^{2,3}, Zhao Yongguang^{1,3}, Shen Deyuan^{1,2,3}

¹Jiangsu Provincial Key Laboratory of Advanced Laser Materials and Devices, Jiangsu Normal University, Xuzhou, Jiangsu 221116, China;

²Department of Optical Science and Engineering, Fudan University, Shanghai 200433, China;

³Jiangsu Provincial Collaborative Innovation Center of Advanced Laser Technology and Emerging Industry, Jiangsu Normal University, Xuzhou, Jiangsu 221116, China

Abstract Vortex lasers are the optical beams possessing intensity center of zero and orbital angular momentum. In recent years, generation of the vortex lasers and chirality-control techniques get more and more attention due to their unique applications in particle manipulation, information communication and super-resolution imaging, etc. The techniques of the vortex lasers directly generated from solid-state cavities are summarized, and the corresponding merits and drawbacks are respectively analyzed. Then, the optical field distributions of opposite-handedness vortex lasers in the standing wave cavity are derived through theoretical simulation. Finally, based on the field distribution characteristics of vortex lasers with different handednesses, the handedness-control techniques for vortex lasers directly generated are reviewed, and their principles and technical proposals are further compared and analyzed.

Key words lasers; vortex laser; orbital angular momentum; solid-state lasers; handedness-control

OCIS codes 140.3460; 140.3070; 080.4865

1 引言

涡旋激光是指具有连续螺旋状相位的激光束。与传统高斯光束相比, 其光场表达式中含有相位因子项 $\exp(\pm il\phi)$, 其中 ϕ 为方位角, l 为拓扑荷数。当光波前沿传播方向旋转一周 (2π) 时, 相位改变 $2\pi l$, 涡旋光

收稿日期: 2017-05-23; 收到修改稿日期: 2017-07-12

基金项目: 国家自然科学基金(61505072)、江苏省自然科学基金(BK20150240)

作者简介: 丁曼曼(1992—), 女, 硕士研究生, 主要从事新型全固态激光器方面的研究。E-mail: 18205253656@163.com

导师简介: 沈德元(1962—), 男, 博士, 教授, 主要从事中红外高功率激光技术方面的研究。E-mail: shendy@fudan.edu.cn

* 通信联系人。E-mail: yongguangzhao@yeah.net

的每个光子携带轨道角动量(OAM)为 lh ^[1]。根据光的波动性原理,螺旋前进的涡旋光,会因中心相位连续变化而具有不确定性,这种不确定性导致场振幅消失,光束中心形成暗斑。具有相位奇点的涡旋光束不仅可以应用于量子纠缠^[2]、相衬图像^[3]、新型光信息处理^[4]以及光学微控^[5-8]等重要物理研究领域,在通信领域同样表现出巨大的应用价值。2008年,Barreiro等^[9]利用涡旋光的轨道量子纠缠态的性质打破传统的线性光子超密编码通道的容量限制,实现高容量量子通信,预言了涡旋光在量子通信中的应用。2012年,Wang等^[10]利用涡旋激光相互正交的本征态完成信息通信中的横模模式复用,实现了 TByte 量级的自由空间信息传输,证明了涡旋光可以对通信领域技术产生重大革新的结论。除此之外,具有高能量、高峰值功率的脉冲涡旋激光的应用将拓展到高质量材料处理、手性物质的特殊控制、强场激光物理及非线性频率转换等领域^[11-16]。

涡旋激光的产生技术一直是研究的热点。21世纪初“腔内产生”涡旋激光技术进入人们的视野,迅速得到各国科研人员的关注。主要特点为:1)整体结构紧凑;2)光束质量好;3)更适合产生高能量脉冲涡旋激光。经过不断研究,该类技术不断成熟,但其不足也逐渐显现出来,即获得的涡旋光手性难以控制。两种手性的涡旋光同时存在,意味着总轨道角动量趋于零。这种简并模式极大地限制了涡旋激光自身的发展,也阻碍了其他领域的研究进程。因此研究涡旋激光手性控制问题具有重要意义。

本文围绕涡旋激光手性问题展开讨论,归纳总结目前“腔内产生”涡旋激光的方法,理论分析激光驻波腔内涡旋光束的传播模式及光场强度分布,重点总结与分析环形抽运技术中涡旋光束的手性控制方法,并对不同控制方法进行比较与讨论。

2 涡旋激光产生技术

自1992年Allen等^[1]证明涡旋光携带轨道角动量以来,科研人员对如何产生涡旋激光进行了大量研究。目前为止,获得涡旋激光的方法大致分为“腔内产生”和“腔外产生”两大类。“腔外产生”涡旋激光的研究始于20世纪90年代,该类技术一般是在激光腔外利用特殊器件对传统高斯激光束进行相位调制,从而获得涡旋激光。常用的技术有全息技术(计算全息技术^[17]、计算全息与空间光调制器的结合^[18-19]、体全息技术^[20-21]等)、空间光调制器技术^[22-24]、螺旋相位板^[25-29]、Q-plate^[30]、几何模式转换^[31-32]、腔外高斯光束叠加^[33]等。总体而言,“腔外产生”技术发展相对成熟,是目前产生连续及飞秒涡旋激光束的常用方法。然而,这种技术对光学器件有较强的依赖性,只能对单一波长的激光实现有效转换,对连续调谐激光以及宽光谱激光具有一定的局限性;另外,受限于转换器件本身的材料特性,其转化效率普遍不高,且易被高功率或高能量的激光束损坏。为了进一步实现结构紧凑、高能高效、可一体化集成的涡旋激光器,相关研究人员展开了腔内直接振荡产生涡旋激光的研究^[34-54]。这种方法是在激光振荡过程直接获得涡旋光输出,本质上是通过调节振荡激光模式的主动选择来完成。1999年,Scheuer等^[34]率先通过材料调控的方式在非线性半导体微腔中获得了涡旋光束,自此腔内产生技术拉开序幕。目前典型的“腔内产生”涡旋激光技术可分为以下5种:

第1种也是最直观的,即将相位调制元件直接插入腔内,在激光振荡的同时实现相位调制。2005年,Ishaaya等^[35]用这种技术获得了脉冲能量高达10 mJ的1 μm 波段涡旋激光。该类技术简单易行,但起关键作用的依然是特制的光学调制元件,因此该技术同样受限于器件本身的光学特性。

第2种技术为非平面旋转光路技术^[36],这种方法不用额外插入相位调制元件,而是通过调节激光光路,使其在非平面内传播从而产生相位畸变,操作过程较复杂。

第3种为bounced laser技术,该技术采用侧面抽运,输出的激光功率较高。2007年,日本千叶大学Okida等^[37]用该技术结合腔内柱透镜对的方法获得了7.7 W的1.3 μm 波段连续涡旋激光输出。2009年,Chard等^[38]在同样的腔型中将柱透镜对拆除,通过控制抽运尺寸和反弹角度的方式获得了平均功率为16.6 W的1 μm 波段脉冲涡旋激光。遗憾的是,目前该类侧面抽运长腔模式的bounced laser技术在产生涡旋光高阶模式以及手性控制方面都没有明确的报道。

第4种环形光斑抽运技术,最早是由Chen等^[39]提出,该类技术方案操作简单、易于一体化,尤其是在近几年得到了快速的发展。2011年,Kim等^[40]采用中空的光纤将抽运光引导成环状进行抽运,获得了13.1 W、1645 nm的连续涡旋激光输出;2013年,他们用同样的方法获得了脉冲能量250 μJ 、脉冲宽度33 ns

的涡旋脉冲激光输出^[41]。除此之外, Fang 等^[42-43]使用少模光纤将抽运光整形为环状, 最终获得径向偏振连续、以脉冲形式输出的涡旋光。2016年, Li 等^[44]使用圆环达曼光栅进行环形光斑抽运, 实现了斜率效率 η_{slope} 为51%的涡旋激光输出。在脉冲涡旋激光方面, 2012年山东大学 Zhao 等^[45]使用带尾纤的激光二极管抽运源首次在简单的两镜腔内实现了被动调Q 涡旋激光脉冲的直接输出, 最短脉冲宽度为13.8 ns, 最大峰值功率为4.57 kW; 2014年, 他们用同样的方法实现了1.3 μm 波段的石墨烯被动调Q 涡旋激光输出^[46]。上述环形抽运技术中, 从半导体激光器出射的抽运光在中空光纤中全反射形成环状光斑, 然而转换过程中光束质量急剧下降, 这在很大程度上影响了涡旋激光产生过程中的模式匹配及激光效率。2016年, 江苏师范大学的 Zhao 等^[47]采用特制的光学镜片获得了光束质量保持不变的环形抽运光。如图1所示, 这种特制的光学镜片呈环状, 内部直径为4 mm, 抽运光经过镜片全反射得到外直径为10 mm、内直径为4 mm的环状光斑, 图中IC为输入耦合器, AO为声光调制器, YAG为钇铝石榴石的简称, OC为输出耦合器。实验最终获得了单脉冲能量高达1 mJ的1645 nm 涡旋激光输出, 证明了环形抽运技术在腔内直接振荡产生涡旋光技术中的优越性。另外, 同年, 他们还使用Er:LuYAG晶体作为增益介质, 实现了1619.5 nm和1647.7 nm 双波段输出^[48]; 首次将黑磷片同时作为可饱和吸收体以及手性控制元件, 实现了一阶与二阶拓扑荷数的脉冲涡旋激光输出^[49]; 2017年, 在腔内插入1/4波片对涡旋激光的轨道角动量进行分析, 并利用腔内不同手性涡旋激光的偏振态特性实现了对涡旋激光轨道角动量的控制^[50]。

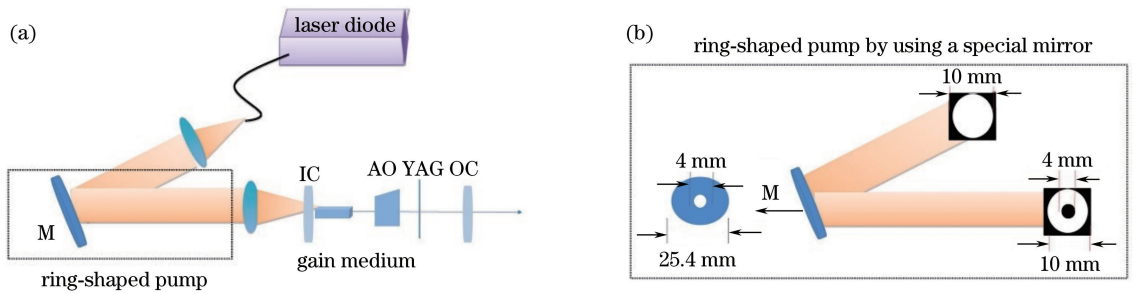


图1 (a) 环形抽运技术在腔内直接振荡产生涡旋光; (b) 使用特殊平面镜进行环形抽运局部放大图^[47]

Fig. 1 (a) Annular pump technique producing the vortex laser directly in the cavity; (b) partial enlarged view of ring-shaped pump by using a special flat mirror^[47]

第5种技术为日本千叶大学提出的离轴耦合注入光纤受压放大技术。早在1998年, 光纤作为模式转换器直接产生涡旋光的技术就已出现^[51], 随着双包层光纤在高功率激光器方面应用的推广与对高功率激光需求的增加, 这种产生技术获得了进一步的改进与发展。2009年, Tanaka 等^[52]在掺Yb³⁺双包层光纤中实现了厄米-高斯(HG)模到拉盖尔-高斯(LG)模的转换, 获得平均功率为8.5 W皮秒涡旋光输出。如图2所示, 采用离轴耦合方法将皮秒或纳秒激光耦合进光纤放大器里产生TEM₀₁模式, 然后在与光纤垂直方向成45°的方向上施加压力获得涡旋激光。2011年, 他们用相同的方法获得了平均功率为25.3 W、脉冲宽度为8.2 ps、峰值功率为34.2 kW的涡旋激光, 并通过倍频获得了1.5 W的绿光涡旋脉冲输出^[53]。同年他们还获得了脉冲宽度为14 ns、输出能量为0.83 mJ、峰值功率为59 kW的涡旋激光^[54]。激光振荡过程中光纤波导

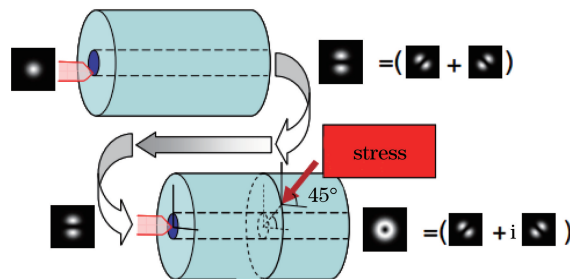


图2 光纤模式转换示意图^[52]

Fig. 2 Schematic for mode conversion in the fiber^[52]

集模式转换器与激光放大器于一体,在后续涡旋激光放大技术中扮演了重要的角色。但离轴程度和压力的大小均会影响涡旋激光输出的稳定性,所以对这两项指标的控制是该类技术的关键。

3 驻波腔内不同手性涡旋激光传输模式理论分析

由于光束在腔内以驻波形式存在,所以首先对驻波腔传输模式进行分析。LG 光束是最典型的涡旋激光, $LG_{0,\pm l}$ 模式的场振幅的表达式为^[55]

$$u_{0,\pm l} = \sqrt{\frac{2}{\pi |l|!}} \frac{1}{\omega(z)} \left[\frac{\sqrt{2}r}{\omega(z)} \right]^{|l|} \exp \left[\frac{-r^2}{\omega(z)^2} - \frac{ikr^2}{2R(z)} \right] \times L_0 \left[\frac{2r^2}{\omega(z)^2} \right] \times \exp \left[\mp il\phi - i(|l|+1)\arctan \left(\frac{z}{z_R} \right) \right], \quad (1)$$

式中 r 和 ϕ 是径向和方位角坐标, k 为波数, $\omega(z) = \omega(0)\sqrt{(z_R^2 + z^2)}/z_R$ 为光束在位置 z 处的半径, $\omega(0)$ 为束腰半径, z_R 为瑞利长度, $R(z) = z[1 + (z_R/z)^2]$ 为高斯光束的曲率半径, $L_n^m(\cdot)$ 为拉盖尔多项式。通常情况下相反手性的涡旋激光在腔内是同时存在的,但是两者在腔内往返振荡时形成的驻波强度空间分布不同。 $LG_{0,\pm 1}$ 模式驻波电场强度可以表示为^[56]

$$E^\pm = 2u(r) \cos(\omega t) \cdot \cos(-kz \pm \phi), \quad (2)$$

式中 ω 为角频率, $u(r)$ 为描述电场强度的函数,因此瞬时驻波光强分布可以写为

$$I^\pm = 4|u(r)|^2 \cos^2(\omega t) \cdot \cos^2(-kz \pm \phi). \quad (3)$$

根据(3)式可以模拟出 LG 模式在腔内的驻波光强分布,如图 3 所示。

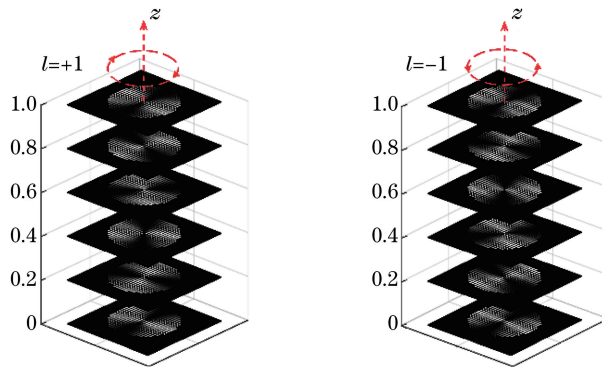


图 3 腔内瞬时驻波光强分布图

Fig. 3 Instantaneous intra-cavity intensity pattern

从图 3 可以看出, $l = +1$ 和 $l = -1$ 的涡旋光的驻波光场在横截面上呈两页“花瓣状”分布且涡旋光在传播方向上是沿相反方向螺旋传播前进的。这说明能流密度在传播方向上也是螺旋传播的。拉盖尔高斯模式的坡印亭矢量可以表示为^[57]

$$\mathbf{S} = \epsilon_0 \left(\frac{\omega krz}{z_R^2 + z^2} \hat{\mathbf{r}} + \frac{\omega l}{r} \hat{\boldsymbol{\phi}} + \omega k \hat{\mathbf{z}} \right) |u|^2, \quad (4)$$

式中 $\hat{\mathbf{r}}, \hat{\boldsymbol{\phi}}, \hat{\mathbf{z}}$ 分别表示 r, ϕ, z 方向的单位向量。从(4)式可以看出,涡旋光的坡印亭矢量是沿传播方向螺旋前进的,其旋转方向由方位角阶数 l 的符号决定,因此相反手性涡旋光的坡印亭矢量在腔内是对称传播的,如图 4 所示。

4 涡旋激光手性控制技术

与间接产生技术相比,腔内直接振荡产生技术可产生高功率、高能量的涡旋激光,然而由于激光腔内光场传输截面的对称性,左右两种手性涡旋光往往同时起振,导致两种手性难以区分。腔内直接振荡技术产生以来,涡旋光手性控制问题一直存在,但是专门针对该问题的研究较少。2012年, Naidoo 等^[58]证明相反手

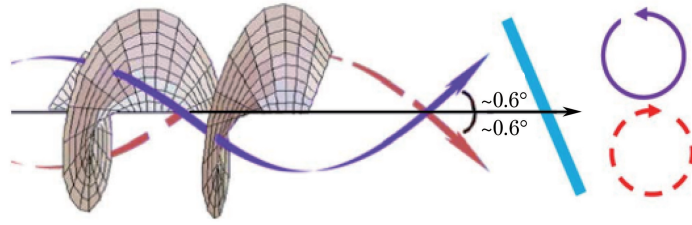


图 4 相反旋向 LG 模在传播方向上的波阵面和坡印亭矢量传播示意图^[57]

Fig. 4 Schematic of the wavefronts and the Poynting vectors for two LG modes with opposite handednesses along the propagation direction^[57]

性涡旋光的相干叠加导致激光最终输出模式为“花瓣状”。2014 年, Litvin 等^[59]发现输出的环形激光或许是“花瓣状”模式的非相干叠加或 $LG_{0,+l}$ 和 $LG_{0,-l}$ 两种模式的无序叠加, 而非真正涡旋激光。这一问题的提出使手性控制问题迅速成为腔内直接振荡产生涡旋激光技术中的研究热点, 掀起了涡旋激光手性控制研究的热潮。下面结合驻波腔内不同手性涡旋激光的传输模式, 对目前发展的涡旋激光手性控制技术进行详细介绍。

4.1 基于驻波模式传输理论的手性控制技术

由第 3 节对驻波腔内相反手性涡旋激光传输模式分析可知, 腔内 $LG_{0,+1}$ 和 $LG_{0,-1}$ 模式驻波强度分布有所不同, 并且每传播一个波长的距离, 两者沿相反方向旋转 2π 弧度。2014 年, Lin 等^[56]提出了一种基于该理论模型的涡旋激光手性控制方法, 其核心思想是通过人为引入插入损耗的方法使其中一种手性激光停止振荡。首先在抽运源方面, 采用带尾纤的 808 nm 半导体激光器, 产生的激光经过中空光纤传输后进行环形抽运。增益介质选取 Nd:YAG 晶体, 808 nm 的抽运源在简单的两镜腔内振荡输出 1064 nm 波长的涡旋光。其次, 实验中为了实现对涡旋激光手性的控制, 两根相距一段距离的纳米级金属线放置在腔内作为模式选择器件(MSE)来引入插入损耗, 具体如图 5 所示。图 5(a)给出了放置位置固定时的瞬时驻波强度分布图, 从图上可以看出, 经过第 1 根丝线时相反手性的涡旋激光有着相同的驻波强度分布, 经历的损耗也相同, 无法得到有效的区分。然而当传播到第 2 根丝线时, 由于两者沿相反方向旋转相同的角度, 其中一种手性的激光经历较大的损耗, 最终受抑制停止振荡, 如图 5(b)、(c)所示。比如当两根金属线的距离为 $(N/2+1/8)\lambda$ 时, 两种模式均旋转 $(N+1/4)\pi$, 因此调整两根金属线之间倾斜角度为 45° 。因为两种手性涡旋光沿着相反方向旋转, 所以此时 $LG_{0,-1}$ 模式的损耗最小, $LG_{0,+1}$ 模式损耗最大, 最后得到的是 $LG_{0,-1}$ 模式的涡旋光。同样的, 将两条线的距离调整至 $(N/2+3/8)\lambda$ 时就可以成功抑制 $LG_{0,-1}$ 模式, 输出 $LG_{0,+1}$ 模式的涡旋光。最后他们获得输出功率为 1 W、波长为 1064 nm 具有确定手性的涡旋激光。这是一种比较灵活的方法, 只要调整两根丝线之间的距离和倾斜角度就能实现对输出模式的控制, 不足之处是对 MSE 的制造精度要求比较高。

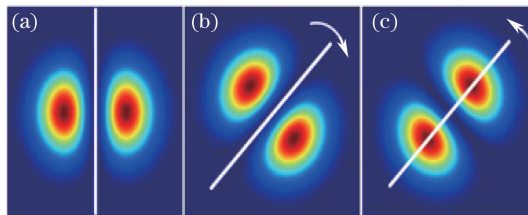


图 5 (a) $LG_{0,\pm 1}$ 模在固定位置的腔内瞬时强度图; (b) 传播 $(N/2+1/8)\lambda$ 距离 $LG_{0,-1}$ 模式瞬时强度图; (c) 传播 $(N/2+3/8)\lambda$ 距离 $LG_{0,+1}$ 模式瞬时强度图^[56]

Fig. 5 (a) Instantaneous intra-cavity intensity pattern for the $LG_{0,\pm 1}$ modes at a fixed position;

(b), (c) respective intensity patterns for the $LG_{0,-1}$ and $LG_{0,+1}$ modes after propagating a distance of $(N/2+3/8)\lambda$ ^[56]

4.2 基于菲涅耳反射损耗的模式选择技术

从能量传输角度来看, 相反手性涡旋光的坡印亭矢量在腔内是对称传播的, 腔内对称放置的光学元件对这两种手性的激光没有任何区分作用, 但是从另一角度来讲, 这种完美的对称性也为涡旋激光手性控制提供了新的突破点。2015 年, Kim 等^[57]就涡旋激光坡印亭矢量在腔内的传输模式进行了研究, 提出一种新的手

性控制方法,该方法的关键在于打破坡印亭矢量传播的对称性,使其中一种手性的激光经历较大程度的损耗而受到抑制。早在2013年, Kim等^[41]在涡旋光的放大实验中获得了具有确定手性的涡旋光,然而并没有对手性控制机理进行详细说明,所以2015年专门对这种手性控制机理进行了系统的阐述。实验中抽运源采用的是808 nm的半导体激光器,产生的激光经过中空光纤传输后进行环形抽运。为了打破坡印亭矢量传播的对称性,将1 mm未镀膜的标准具作为模式选择元件放置在腔内。当其倾斜一定角度时,相反手性涡旋光的坡印亭矢量入射角不同,根据菲涅耳反射定理,不同入射角度光束对应的菲涅耳损耗也不同。实验结果表明,当标准具倾斜的角度大于 1.5° 时,两种手性激光的损耗才呈现出明显的差别。实验最终获得了一阶与二阶有确定手性的涡旋激光输出,但没有对脉冲涡旋激光的手性进行讨论。

2016年, Zhao等^[47]实现了脉冲涡旋光的手性控制。如图6(a)所示,抽运源采用的是1532 nm半导体激光器,增益介质为Er:YAG陶瓷。首先使用特质的光学镜片M使抽运光成环状进行环形抽运,腔内插入YAG晶体板用来引入菲涅耳损耗。实验表明,当晶体板倾斜 3.4° (或 -3.2°)时,两种手性的激光可以得到有效区分。如图6(b)所示,单脉冲能量随抽运功率的增加而增加,有良好的线性关系,最终获得了0.97 mJ的 $LG_{0,+1}$ 模和1.03 mJ的 $LG_{0,-1}$ 模,其能量在目前1645 nm波段直接产生涡旋光方法中相对较高。直接产生毫焦级的涡旋光将在材料改性和加工、强场激光物理学和非线性光学等方面具有潜在应用价值。

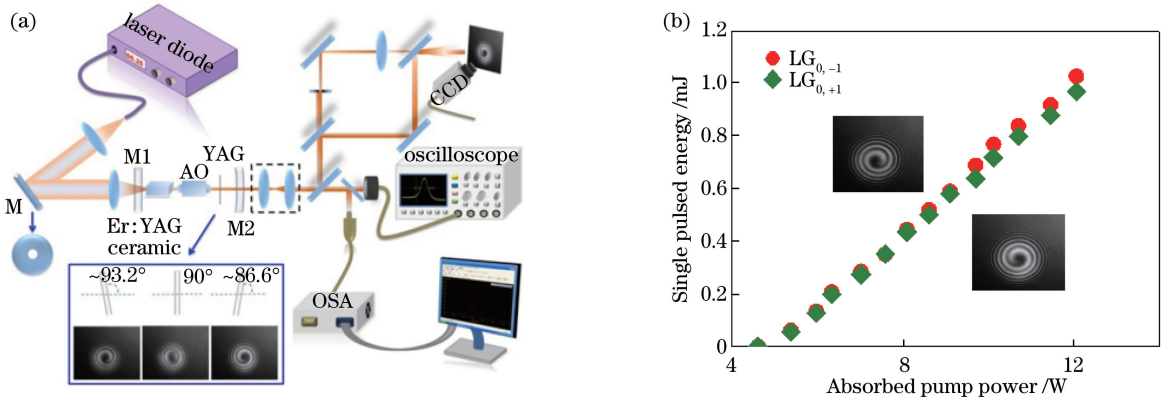


图6 (a)实验装置图;(b)脉冲重复频率为1 kHz时 $LG_{0,-1}$ 和 $LG_{0,+1}$ 模的单脉冲能量,内嵌为相反手性涡旋光干涉图^[47]

Fig. 6 (a) Experiment setup; (b) single pulsed energy of $LG_{0,-1}$ and $LG_{0,+1}$ modes at pulse repetition frequency of 1 kHz, the inserts are patterns of two opposite handednesses of vortex lasers^[47]

研究发现,在腔内同时插入Q开关和旋向控制器不仅会不可避免地引入大量插入损耗,还会导致结构的复杂性。因此, Liu等^[49]将自制的黑磷片作为涡旋光手性控制元件成功获得了具有确定手性的一阶与二阶脉冲涡旋激光($LG_{0,-1}$ 模脉冲输出 $2.15 \mu\text{J}$; $G_{0,+1}$ 模脉冲输出 $2.4 \mu\text{J}$)。与上述调Q技术不同的是,腔内没有插入Q开关元件,黑磷作为宽带饱和吸收体实现了对涡旋光的脉冲调制^[60-62]。该实验首次证明了黑磷材料不仅可以实现对涡旋光的手性控制,还可以对不同阶数的横模进行有效的脉冲调制,并且有望实现更高阶的脉冲涡旋输出。黑磷具有二维结构,是一种可与石墨烯比肩的新型半导体材料,制作成本低,具有很大的发展潜质。

4.3 基于不同偏振态的模式控制技术

基于模式间不同偏振态的手性选择方法是最新提出一种控制涡旋光手性方法,这种方法的优点在于结构简单且灵活性高。2015年, Lin等^[63]利用腔内可旋转的半波片来分别选择产生偏振相关的 LP_{01} 模或 LP_{11} 模,但没有针对腔内 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模的偏振态做进一步的比较和研究。目前对两种模式偏振态的研究也较少。2017年, Liu等^[50]首次提出在谐振腔内插入 $1/4$ 波片来区分涡旋光手性的方法,并且获得了两种 LG_{01} 模式的稳定输出。实验中分别测量了 $LG_{0,+1}$ 模和 $LG_{0,-1}$ 模自由运行时的偏振态,发现都具有一定的线偏度,如图7(a)所示。由于腔内没有任何的起偏器件,因此认为腔内的增益介质在热效应的作用下影响了两种模式的偏振状态,具有“起偏”的效果。并且由于两种相反手性的LG模式在腔内的驻波空间分布是不同的,两者所受到的热效应影响将会存在差异^[64],因此偏振态不同。实验发现两种模式偏振态长轴之间存在一定的夹角,约为 50° ,如图7(b)所示。当 $1/4$ 波片的快轴或慢轴平行于 $LG_{0,+1}$ 模式的偏振方向时

(长轴),该模式往返经过波片振荡,其偏振态基本保持不变,此时返回到增益介质这个“起偏器件”的时候所经历的损耗较少^[65]。而 $LG_{0,-1}$ 模在两次通过波片后的偏振方向将旋转 100° 或者 80° , 返回“偏振器件”的时候损耗较大。所以在这种情况下, $LG_{0,+1}$ 模式可以优先起振。同样的,适当旋转 $1/4$ 波片使其快轴或慢轴平行于 $LG_{0,-1}$ 模的偏振态长轴,即可得到该模式下的涡旋光束输出。最后成功获得输出功率为 4.3 W 的 $LG_{0,+1}$ 模和 3.8 W 的 $LG_{0,-1}$ 模。这种方法为涡旋光手性区分提供了一种新的思路。

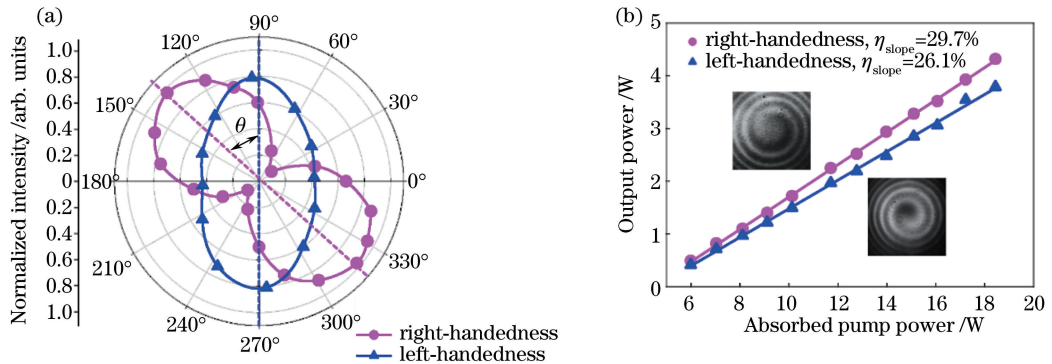


图 7 (a) 两个 LG_{01} 模式偏振方向随偏振器(相对角度)旋转角度变化图;

(b) 相反手性 LG_{01} 模输出功率随吸收抽运功率变化曲线图^[50]

Fig. 7 (a) Polarization directions of two LG_{01} modes with opposite handednesses as a function of polarizer's rotating angle (relative value); (b) output power of two LG_{01} modes with opposite handednesses as a function of absorbed pump power^[50]

4.4 调整激光腔输出镜的手性选择技术

调整输出耦合镜的方法是指不需要额外使用其他光学控制元件,仅通过调整输出耦合镜的角度便可实现对涡旋光的手性控制。这种方法降低了腔结构的复杂性,然而灵活性较差,同时可能会牺牲一部分抽运光与激光模式之间的匹配效率。在 $1\ \mu\text{m}$ 波段,2015年,Fang等^[66]在 Nd:YAG 激光器中使用这种方法实现了对连续涡旋光的手性控制,但是脉冲形式的涡旋光只得到了左旋手性的输出。2016年,Liu等^[48]使用掺 Er 的 LuYAG 混合晶体作为增益介质,通过调整输出耦合镜实现了具有稳定右旋手性的 1647.7 nm 与 1619.5 nm 两个波长的 LG_{01} 模。 $1.6\ \mu\text{m}$ 属于人眼安全波段,该波段的涡旋光可以潜在地应用于特殊材料加工、电光对抗等领域,或可用作非线性频率转换光源。稀土掺杂的 LuYAG 混合晶体由于其结构无序而具有广泛的发射带宽和更长的荧光寿命,相比于 $Y_3Al_5O_{12}$ 和 $Lu_3Al_5O_{12}$ 晶体更适合产生激光宽调谐和高能量或超短脉冲^[67-69]。除此之外,还进一步研究了该激光器的脉冲运行下的性能,对 1647.7 nm 的涡旋光的进行了主动调 Q,最终获得了 65 ns 脉宽、 0.66 mJ 脉冲能量的稳定右旋手性的 LG_{01} 模式脉冲序列。而在这个实验中,并没有获得稳定的左旋手性涡旋光模式。总之,通过调整输出镜的方式来选择手性的优点是不需要在腔内插入额外的模式控制元件,避免了插入损耗,但是其手性控制的灵活性较差。

5 结束语

总体而言,腔内直接振荡产生涡旋激光技术由于具有结构简单、易获得高能量脉冲涡旋、可产生不同波长涡旋激光等优势已成为一类重要的涡旋激光产生方法。但相反手性两种模式涡旋激光的简并存在,使得最终输出的激光容易丢失轨道角动量。因此,根据相反手性涡旋激光在固体腔中的光场空间分布特性,对不同传输模式引入不同损耗来进行选择性输出的研究成为目前相位涡旋激光的研究重点之一。目前选择机制包括:基于驻波模式传输理论的手性控制、基于菲涅耳反射损耗的模式选择、基于不同偏振态的模式控制,以及调整激光腔镜技术。考虑到操作的简易性、系统的稳定性以及普适性等特点,通过菲涅耳反射损耗的模式选择方法是目前最有效的技术路线。然而,随着激光技术的不断发展以及人们对涡旋激光认识的不断加深,新的技术路线有待进一步开发。本文针对涡旋激光的研究现状,对固体激光器腔内直接振荡产生涡旋激光及其手性控制技术进行了详细的研究和讨论,理论分析了驻波腔内涡旋激光的光场分布,对未来涡旋激光的发展具有重要的指导意义。

参 考 文 献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, *et al.* Orbital angular-momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. *Physical Review A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- [2] Mair A, Vaziri A, Weihs G. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons[J]. *Nature*, 2001, 412(6844): 313-316.
- [3] Jesacher A, Fürhapter S, Bernet S, *et al.* Shadow effects in spiral phase contrast microscopy[J]. *Physical Review Letters*, 2005, 94(23): 233902.
- [4] Wang Hao, Yang Dexing, Gan Xuetao, *et al.* Analysis of interference of planar vortex beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, 29(2): 517-522.
王浩, 杨德兴, 甘雪涛, 等. 平面涡旋光干涉的分析[J]. *光学学报*, 2009, 29(2): 517-522.
- [5] Grier D G. A revolution in optical manipulation[J]. *Nature*, 2003, 424(6950): 810-816.
- [6] O'Neil A T, Padgett M J. Three-dimensional optical confinement of micron-sized metal particles and the decoupling of the spin and orbital angular momentum within an optical spanner[J]. *Optics Communications*, 2000, 185(1): 139-143.
- [7] Kuga T, Torii Y, Shiokawa N, *et al.* Novel optical trap of atoms with a doughnut beam[J]. *Physical Review Letters*, 1997, 78(25): 4713-4716.
- [8] Curtis J E, Koss B A, Grier D G. Dynamic holographic optical tweezers[J]. *Optics Communications*, 2002, 207(1): 169-175.
- [9] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G. Beating the channel capacity limit for linear photonic superdense coding[J]. *Nature Physics*, 2008, 4(4): 282-286.
- [10] 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.
- [11] Nivas J J J, Shutong H, Anoop K K, *et al.* Laser ablation of silicon induced by a femtosecond optical vortex beam[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(20): 4611-4614.
- [12] Barada D, Juman G, Yoshida I, *et al.* Constructive spin-orbital angular momentum coupling can twist materials to create spiral structures in optical vortex illumination[J]. *Applied Physics Letters*, 2016, 108(5): 051108.
- [13] Strohaber J, Zhi M, Sokolov A V, *et al.* Coherent transfer of optical orbital angular momentum in multi-order Raman sideband generation[J]. *Optics Letters*, 2012, 37(16): 3411-3413.
- [14] Bezuharov K, Dreischuh A, Paulus G G, *et al.* Vortices in femtosecond laser fields[J]. *Optics Letters*, 2004, 29(16): 1942-1944.
- [15] Toyoda K, Miyamoto K, Aoki N, *et al.* Using optical vortex to control the chirality of twisted metal nanostructures [J]. *Nano Letters*, 2012, 12(7): 3645-3649.
- [16] Toyoda K, Takahashi F, Takizawa S, *et al.* Transfer of light helicity to nanostructures[J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(14): 143603.
- [17] Heckenberg N R, McDuff R, Smith C P, *et al.* Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms[J]. *Optics Letters*, 1992, 17(3): 221-223.
- [18] Davis J A, McNamara D E, Cottrell D M, *et al.* Image processing with the radial Hilbert transform: Theory and experiments[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(2): 99-101.
- [19] Guo C S, Liu X, Renet X Y, *et al.* Optimal annular computer-generated holograms for the generation of optical vortices[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2005, 22(2): 385-390.
- [20] Li Hailian, Yang Dexing, Ren Xiaoyuan, *et al.* Experimental investigation of optical vortex generated by volume holography[J]. *Acta Optica Sinica*, 2010, 30(2): 503-507.
李海莲, 杨德兴, 任小元, 等. 体全息产生光学涡旋的实验研究[J]. *光学学报*, 2010, 30(2): 503-507.
- [21] Bekshaev A Y, Sviridova S V, Popov A Y, *et al.* Generation of optical vortex light beams by volume holograms with embedded phase singularity[J]. *Optics Communications*, 2012, 285(20): 4005-4014.
- [22] Matsumoto N, Ando T, Inoue T, *et al.* Generation of high-quality higher-order Laguerre-Gaussian beams using liquid-crystal-on-silicon spatial light modulators[J]. *Journal of the Optical Society of America A*, 2008, 25(7): 1642-1651.
- [23] Kumar A, Vaity P, Singh R P. Crafting the core asymmetry to lift the degeneracy of optical vortices [J]. *Optics*

- Express, 2011, 19(7): 6182-6190.
- [24] Wang Zheng, Xin Jingtao, Wu Zhiqiang. Accurate measurement of photon orbital angular momentum carried by helical beams through spatial light modulator[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(8): 080902.
王铮, 辛璟焘, 邬志强. 利用空间光调制器实现螺旋光束轨道角动量的精确测量[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(8): 080902.
- [25] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, *et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate[J]. Optics Communications, 1994, 112(5/6): 321-327.
- [26] Turnbull G A, Robertson D A, Smith G M, *et al.* The generation of free-space Laguerre-Gaussian modes at millimeter-wave frequencies by use of a spiral phase plate[J]. Optics Communications, 1996, 127(4/5/6): 183-188.
- [27] Xin J T, Dai K J, Zhong L, *et al.* Generation of optical vortices by using spiral phase plates made of polarization dependent devices[J]. Optics Letters, 2014, 39(7): 1984-1987.
- [28] Xiong Mengsu, Ding Panfeng, Pu Jixiong. Analysis on the beam characteristic of Gaussian beam passing multi-level spiral phase plate[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(8): 081902.
熊梦苏, 丁攀峰, 蒲继雄. 高斯光束经过多阶螺旋相位板后光束特性研究[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(8): 081902.
- [29] Guo Miaojun, Zeng Jun, Li Jinhong. Generation and interference of vortex beam based on spiral phase plate[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2016, 53(9): 092602.
郭苗军, 曾军, 李晋红. 基于螺旋相位板的涡旋光束的产生与干涉[J]. 激光与光电子学进展, 2016, 53(9): 092602.
- [30] Ji W, Lee C H, Chen P, *et al.* Meta-q-plate for complex beam shaping[J]. Scientific Reports, 2016, 6: 25528.
- [31] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H, *et al.* Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum[J]. Optics Communications, 1993, 96(1/2/3): 123-132.
- [32] Malyutin A A, Ilyukhin V A. Generation of high-order Hermite-Gaussian modes in a flashlamp-pumped neodymium phosphate glass laser and their conversion to Laguerre-Gaussian modes[J]. Quantum Electronics, 2007, 37(2): 181-186.
- [33] Vaity P, Aadhi A, Singh R P. Formation of optical vortices through superposition of two Gaussian beams[J]. Applied Optics, 2013, 52(27): 6652-6656.
- [34] Scheuer J, Orenstein M. Optical vortices crystals: Spontaneous generation in nonlinear semiconductor microcavities[J]. Science, 1999, 285(5425): 230-233.
- [35] Ishaaya A A, Davidson N, Friesem A A. Very high-order pure Laguerre-Gaussian mode selection in a passive Q-switched Nd:YAG laser[J]. Optics Express, 2005, 13(13): 4952-4962.
- [36] Smith A V, Armstrong D J. Generation of vortex beams by an image-rotating optical parametric oscillator[J]. Optics Express, 2003, 11(8): 868-873.
- [37] Okida M, Omatsu T, Itoh M, *et al.* Direct generation of high power Laguerre-Gaussian output from a diode-pumped Nd:YVO₄ 1.3 μm bounce laser[J]. Optics Express, 2007, 15(12): 7616-7622.
- [38] Chard S P, Shardlow P C, Damzen M J. High-power non-astigmatic TEM₀₀ and vortex mode generation in a compact bounce laser design[J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2009, 97(2): 275-280.
- [39] Chen Y F, Lan Y P, Wang S C. Generation of Laguerre-Gaussian modes in fiber-coupled laser diode end-pumped lasers [J]. Applied Physics B: Lasers and Optics, 2001, 72(2): 167-170.
- [40] Kim J W, Mackenzie J I, Hayes J R, *et al.* High power Er:YAG laser with radially polarized Laguerre-Gaussian (LG₀₁) mode output[J]. Optics Express, 2011, 19(15): 14526-14531.
- [41] Kim D J, Kim J W, Clarkson W A, Q-switched Nd:YAG optical vortex lasers[J]. Optics Express, 2013, 21(24): 29449-29454.
- [42] Fang Z, Xia K, Yao Y, *et al.* Radially polarized and passively Q-switched Nd:YAG laser under annular-shaped pumping[J]. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 2015, 21(1): 1600406.
- [43] Fang Z, Xia K, Yao Y, *et al.* Radially polarized LG₀₁-mode Nd:YAG laser with annular pumping[J]. Applied Physics B, 2014, 117(1): 219-224.
- [44] Li J, Yao Y, Yu J, *et al.* Efficient vortex laser with annular pumping formed by circle Dammann grating[J]. IEEE Photonics Technology Letters, 2016, 28(4): 473-476.
- [45] Zhao Y, Wang Z, Yu H, *et al.* Direct generation of optical vortex pulses[J]. Applied Physics Letters, 2012, 101(3):

031113.

- [46] Ding Y, Xu M, Zhao Y, *et al.* Thermally driven continuous-wave and pulsed optical vortex[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(8): 2366-2369.
- [47] Zhao Y, Liu Q, Shen D, *et al.* ~ 1 mJ pulsed vortex laser at 1645 nm with well-defined helicity[J]. *Optics Express*, 2016, 24(14): 15596-15602.
- [48] Liu Q, Zhao Y, Shen D, *et al.* Vortex operation in Er³⁺LuYAG crystal laser at ~ 1.6 μm [J/OL]. *Optical Materials*, 2016[2017-04-05]. <http://dx.doi.org/10.1016/j.optmat.2016.06.034>.
- [49] Liu Q, Zhao Y, Shen D, *et al.* Integration of helicity-control and pulse modulation for vortex laser based on a black phosphorus plate[J]. *Optics Express*, 2016, 24(26): 30031-30037.
- [50] Liu Q, Zhao Y, Shen D, *et al.* Control of vortex helicity with a quarter-wave plate in an Er³⁺YAG ceramic solid state laser[J]. *IEEE Photonics Journal*, 2017, 9(1): 1500408.
- [51] Mcgloin D, Simpson N B, Padgett M J. Transfer of orbital angular momentum from a stressed fiber-optic waveguide to a light beam[J]. *Applied Optics*, 1998, 37(3): 469-472.
- [52] Tanaka Y, Okida M, Miyamoto K, *et al.* High power picosecond vortex laser based on a large mode-area fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2009, 17(16): 14362-14366.
- [53] Koyama M, Hirose T, Okida M, *et al.* Power scaling of a picosecond vortex laser based on a stressed Yb-doped fiber amplifier[J]. *Optics Express*, 2011, 19(2): 994-999.
- [54] Koyama M, Hirose T, Okida M, *et al.* Nanosecond vortex laser pulses with millijoule pulse energies from a Yb-doped double-clad fiber power amplifier[J]. *Optics Express*, 2011, 19(15): 14420-14425.
- [55] Allen L, Padgett M J, Babiker M. The orbital angular momentum of light[J]. *Progress in Optics*, 1999, 39(1/2/3): 291-372.
- [56] Lin D, Daniel J M O, Clarkson W A. Controlling the handedness of directly excited Laguerre-Gaussian modes in a solid-state laser[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(13): 3903-3906.
- [57] Kim D J, Kim J W. Direct generation of an optical vortex beam in a single-frequency Nd:YVO₄ laser[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(3): 399-402.
- [58] Naidoo D, Ait-Ameur K, Brunel M, *et al.* Intra-cavity generation of superpositions of Laguerre-Gaussian beams[J]. *Applied Physics B: Lasers and Optics*, 2012, 106(3): 683-690.
- [59] Litvin I A, Ngcobo S, Naidoo D, *et al.* Doughnut laser beam as an incoherent superposition of two petal beams[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 704-707.
- [60] Xia F, Wang H, Jia Y. Rediscovering black phosphorus as an anisotropic layered material for optoelectronics and electronics[J]. *Nature Communications*, 2014, 5: 4458.
- [61] Tran V, Soklaski R, Liang Y, *et al.* Layer-controlled band gap and anisotropic excitons in few-layer black phosphorus [J]. *Physical Review B*, 2014, 89(23): 235319.
- [62] Lu S B, Miao L L, Guo Z N, *et al.* Broadband nonlinear optical response in multi-layer black phosphorus: An emerging infrared and mid-infrared optical material[J]. *Optics Express*, 2015, 23(9): 11183-11194.
- [63] Lin D, Clarkson W A. Polarization-dependent transverse mode selection in an Yb-doped fiber laser[J]. *Optics Letters*, 2015, 40(4): 498-501.
- [64] Casperson L W. Laser power calculations: Sources of error[J]. *Applied Optics*, 1980, 19(3): 422-434.
- [65] Clarkson W A, Felgate N S, Hanna D C. Simple method for reducing the depolarization loss resulting from thermally induced birefringence in solid-state lasers[J]. *Optics Letters*, 1999, 24(12): 820-822.
- [66] Fang Z, Yao Y, Li J, *et al.* Simple Nd:YAG laser generates vector and vortex beam[J]. *Chinese Optics Letters*, 2015, 13(3): 031405.
- [67] Kaminskii A A, Butaeva T I, Fedorov V A, *et al.* Absorption, luminescence, and stimulated emission investigations in Lu₃Al₅O₁₂-Er³⁺ crystals[J]. *Physica Status Solidi(a)*, 1977, 39(2): 541-548.
- [68] Sun M, Long J, Li X, *et al.* Widely tunable Tm:LuYAG laser with a volume Bragg grating[J]. *Laser Physics Letters*, 2012, 9(8): 553-556.
- [69] Di J Q, Xu X D, Tan W D, *et al.* A highly efficient diode-pumped passively mode-locked Nd:Lu_{1.5}Y_{1.5}Al₅O₁₂ laser[J]. *Laser Physics Letters*, 2013, 10(9): 095801.