

# 半导体激光可调谐局域空心光束

杨智焜, 马晓辉, 房俊宇, 金亮, 徐英添, 张贺\*

长春理工大学高功率半导体激光国家重点实验室, 吉林 长春 130022

**摘要** 为实现局域空心光束的可调谐性,以半导体激光器作为光源,采用贝塞尔光束聚焦法来获得局域空心光束。采用平凸柱透镜和梯度折射率透镜对光束进行整形,以获得发散角可变的激光束,进而得到尺寸可调谐的局域空心光束。数值模拟结果表明,当照射在轴棱锥上的光束发散角在 $0^\circ\sim 1.5^\circ$ 范围内连续变化时,局域空心光束的最大径向尺寸在 $90.23\sim 64.05\ \mu\text{m}$ 之间可调谐,而局域空心光束的长度在 $1.85\sim 1.47\ \text{mm}$ 之间变化。可调谐局域空心光束可显著增加光镊技术的应用灵活性。

**关键词** 激光技术; 光束整形; 发散角可变; 贝塞尔光束; 局域空心光束

中图分类号 O435.1

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.1105001

## Tunable Bottle Beam of Semiconductor Laser

Yang Zhikun, Ma Xiaohui, Fang Junyu, Jin Liang, Xu Yingtian, Zhang He\*

National Key Laboratory on High Power Semiconductor Lasers, Changchun University of Science and Technology, Changchun, Jilin 130022, China

**Abstract** We obtain a bottle beam by focusing a Bessel beam with the semiconductor laser as the light source to realize the tunability of a bottle beam. The plano-convex cylindrical lens and the gradient index lens are used for beam shaping to obtain a laser beam with a variable divergence angle, and thus a size tunable bottle beam is obtained. The numerical simulation results show that, when the divergence angle of the beam incident on the axial cone varies continuously in the range of  $0^\circ\sim 1.5^\circ$ , the maximum radial size of the bottle beam can be tunable in the range of  $90.23\sim 64.05\ \mu\text{m}$ , however the length of the bottle beam varies from  $1.85\ \text{mm}$  to  $1.47\ \text{mm}$ . A tunable bottle beam makes optical tweezers more flexible.

**Key words** laser technique; laser beam shaping; divergence angle variable; Bessel beam; bottle beam

**OCIS codes** 140.3300; 200.2605; 080.1510; 350.5500

## 1 引 言

空心光束是通过激光整形技术得到的一类新型光束<sup>[1]</sup>,其传播方向的中心光强为零,具有许多独特的传输特性<sup>[2]</sup>。将光传输方向上有局域三维封闭暗中空区域的空心光束称为局域空心光束,这类空心光束因其特殊的强度分布而受到了广泛关注。局域空心光束具有非接触、低损伤的优点,已经被成功应用于活体细胞和亚细胞层次微粒的操纵,因此,获取合适尺寸的高质量局域空心光束是相关领域的研究热点之一<sup>[3]</sup>。目前,局域空心光束的获取方法主要包括光学全息法<sup>[4]</sup>、贝塞尔光相干法<sup>[5]</sup>、贝塞尔光束

聚焦法等<sup>[6-7]</sup>。其中,贝塞尔光束聚焦法具有结构简单、抗损伤阈值高等优点,便于形成局域空心光束。局域空心光束可作为光镊来操纵从微纳量级到毫米级的微观粒子,因此尺寸可变的局域空心光束<sup>[8-9]</sup>对降低仪器成本具有重要意义。

通常采用氦氖激光器作为光源来获得局域空心光束。半导体激光器转换效率高、体积小、质量轻,如果半导体激光器可直接产生局域空心光束,无论在生物还是原子冷却应用领域都具有明显优势,但由于受到非对称光波导的影响<sup>[10]</sup>,半导体激光器输出的光束在垂直结平面方向和平行结平面方向都是非对称的,输出光束为像散椭圆高斯光束,光束质量较差。

收稿日期: 2018-05-04; 修回日期: 2018-06-08; 录用日期: 2018-06-26

基金项目: 吉林省科技发展计划(20180519018JH)、吉林省优秀青年基金(20180520194JH)

\* E-mail: zhanghe@cust.edu.cn

在实际应用中必须采用不同的光束整形方法<sup>[11-13]</sup>,以解决光束质量差、功率密度低的问题。目前,半导体激光器多作为部分相干光源与相关光源进行对比,而直接应用半导体激光器产生贝塞尔光束及局域空心光束的研究鲜有报道。2010年,Sokolovskii等<sup>[14]</sup>采用宽条形边发射半导体激光器作为光源,发现在贝塞尔光束形成过程中,发射光场的空间均匀性比时间相干性的作用大得多。2013年,Hu等<sup>[15]</sup>利用液芯光纤产生空心光束,发现采用部分相干的半导体激光可以得到品质更好的局域空心光束。2014年,Sokolovskii等<sup>[16]</sup>采用光纤耦合形式输出的半导体激光产生贝塞尔光,并将其用于粒子捕获研究。然而,在以半导体作为光源来产生贝塞尔光束和局域空心光束方面,缺乏对半导体激光远场光场调控的系统研究。

本文首先通过光束整形获得变发散角半导体激

光,利用贝塞尔光束聚焦法形成尺寸可变的局域空心光束;然后具体研究梯度折射率透镜移动距离和半导体激光光束变发散角以及最大无衍射距离的关系,并定量分析激光光束变发散角与局域空心光束尺寸的变化关系;最后建立局域空心光束的光强解析式并进行数值仿真。

## 2 原理分析

### 2.1 变发散角整形设计

半导体激光器发射光束的角度随发光面尺寸的不同而不同。在快轴方向上,发光面尺寸小,但发散角大;在慢轴方向上,发光面尺寸较大,但发散角小。因此在距离半导体激光器发光面  $s$  处存在这样一个面,在该平面上所有光束宽度都相等,光斑的形状为对称分布的圆形<sup>[17]</sup>,如图 1 所示。

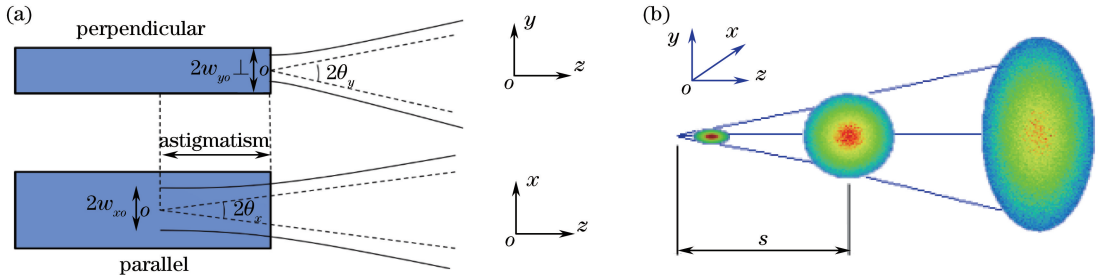


图 1 半导体激光器的特性。(a)在快轴和慢轴方向上的发光特性;(b)传播特性

Fig. 1 Characteristics of semiconductor laser. (a) Luminescent properties along fast and slow axes; (b) propagation characteristics

为了校正像散,在  $s$  处插入一个特殊设计的平凸柱透镜,以压缩快轴方向上的发散角,使其快轴方向出射后的光束发散角与慢轴方向上的发散角相同,此时的出射光束为近似圆形、同发散角的光束。在平凸柱透镜的后面放置一个径向梯度折射率(GRIN)透镜,移动 GRIN 透镜,可调节出射光束的发散角。此整形系统有两个作用:1)对半导体激光器准直,消除像散的影响,将椭圆光束整形为圆光束;2)使出射的光束能够在一定范围内改变发散角。图 2 为光束整形系统结构以及产生局域空心光束的示意图。

根据几何光学的传输原理和半导体激光器的像散以及高斯光束在  $x$ 、 $y$  方向上光束宽度的传输规律,可以计算出平凸柱透镜的具体放置位置  $s$ 。这样的位置  $s$  有两处,选择其一即可。

$$s = \frac{1}{w_{x0}^2 - w_{y0}^2} \left\{ w_{x0}^2 A_s \pm w_{x0} w_{y0} + \left[ A_s^2 \pm \frac{\pi^2}{\lambda^2} (w_{x0}^2 - w_{y0}^2)^2 \right]^{\frac{1}{2}} \right\}, \quad (1)$$

式中: $w_{x0}$ 、 $w_{y0}$  分别为慢轴和快轴方向的束腰半径; $\lambda$  为半导体激光器发射激光的波长; $A_s$  为半导体激光器的像散值。

首先对平凸柱透镜进行设计。如图 3 所示,设平凸柱透镜后表面的曲率中心位于  $O$  点,半径为  $r$ ,两种介质的折射率分别为  $n_1, n_2$ 。

将半导体激光器放在与平凸柱透镜前表面距离为  $s$  处,快轴方向上发散角  $\theta_y$  的光线入射到柱透镜的前表面,其折射角为  $\theta_{y1}$ ;在透镜内部,该光线相对于后表面的入射角为  $\theta_{y2}$ ;再经后表面折射,光线的出射角变为  $\theta_{y3}$ ,则由折射定律可得

$$n_1 \sin \theta_y = n_2 \sin \theta_{y1}, \quad (2)$$

$$n_2 \sin \theta_{y2} = n_1 \sin \theta_{y3}. \quad (3)$$

又根据几何关系式: $\theta_{y1} + \theta_{y2} = \theta_{y3} + \beta$ ,且折射率  $n_1, n_2$ ,入射角  $\theta_y$  及出射角  $\beta$  已知,可解得角  $\theta_{y1}$ 、 $\theta_{y2}$ 、 $\theta_{y3}$  的值,则在  $\triangle MON$  中,由正弦定理可得

$$\frac{\sin \theta_{y2}}{OM} = \frac{\sin(90^\circ + \theta_y)}{ON}, \quad (4)$$

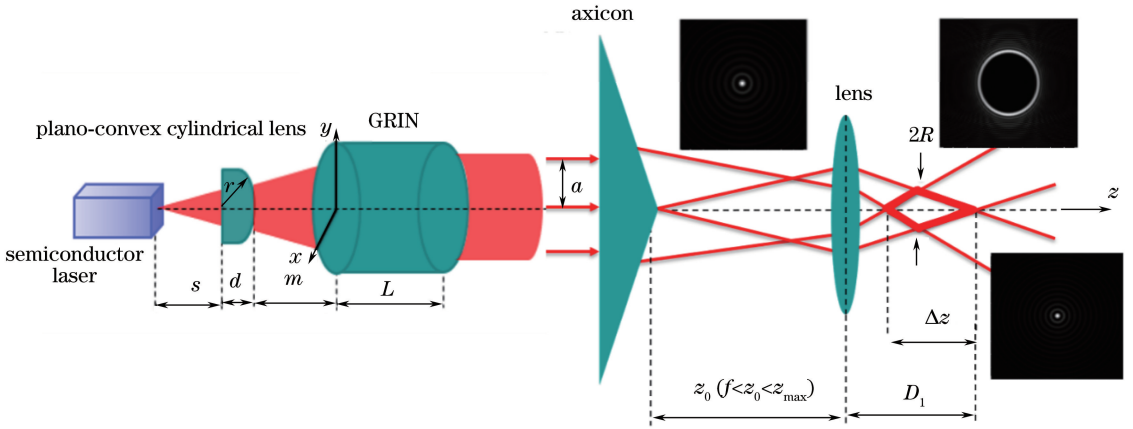


图 2 光束整形系统结构以及局域空心光束的示意图

Fig. 2 Schematic of the structure of beam shaping system and the bottle beam

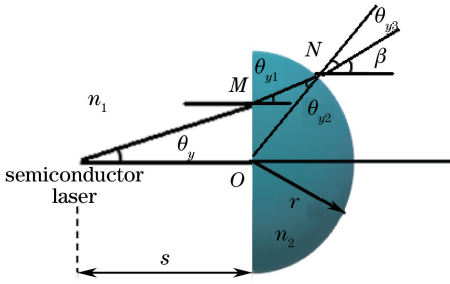


图 3 光线经柱透镜后传播方向的变化

Fig. 3 Propagation direction change of light after cylindrical lens

式中： $OM = s \tan \theta_y$ ； $ON = r$ 。由(4)式可解得柱透镜后表面的半径  $r$ 。在满足快轴压缩的条件下，柱透镜的厚度  $d$  应尽量小，便于光学系统的微型化集成。

变发散角光束整形系统采用  $f_x = f_y$  的 GRIN 透镜。在 GRIN 介质中，介质的折射率沿着垂直光轴的方向变化，而等折射率面是以光轴为旋转对称轴的圆柱面系。系统中采用典型的折射率分布，其折射率分布的表达式为

$$n_G^2 = n_0^2 [1 - \alpha^2 (x^2 + y^2)], \quad (5)$$

式中： $n_G$  为 GRIN 透镜的折射率； $n_0$  为轴上折射率；

$\alpha$  为介质分布常数。

由上述分析可知，系统采用  $f_x = f_y$  的 GRIN 透镜，因此可忽略平凸柱透镜在  $x$  轴方向上对光束的偏移，只要求出光束在此方向上的轨迹即可。半导体激光光束在 GRIN 透镜中的轨迹方程为

$$x = (s + d + m) \tan \theta_x \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right) + \frac{P_0}{n_0 \alpha} \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} z \right), \quad (6)$$

式中： $P_0$  和  $L_0$  分别为  $x$ 、 $z$  方向的光学方向余弦（或称第 1、第 3 光学方向余弦）， $P_0 = n_0 \cdot \sin \theta_x$ ， $L_0 = n_0 \cdot \cos \theta_x$ ； $m$  为梯度折射率透镜与平凸柱透镜的距离。由(6)式可知，将  $x$  达到第一个峰值时所对应的  $z$  值记为  $z_{\max 1}$ ，相应的  $x$  则记为  $x_{\max 1}$ 。令  $x_{\max 1} = R$ ， $z_{\max 1} = L$ ，此时出射光束为准直后的平行光束，其中  $L$  为 GRIN 棒的长度，半导体激光束经过平凸柱透镜后出射的光束为圆形光束，其发散角为  $\theta_x$ 。

梯度折射率透镜中光线轨迹上任意一点处的光学方向余弦  $P$  为

$$P = P_0 \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} L \right) (s + d + m) \tan \theta_x n_0 \alpha \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} L \right). \quad (7)$$

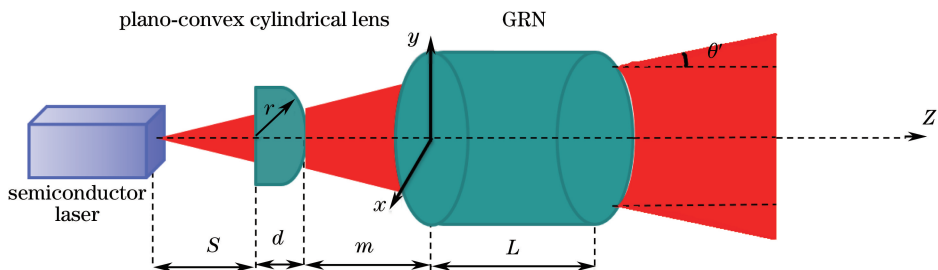


图 4 半导体激光器光束整形系统

Fig. 4 Beam shaping system of semiconductor laser

在出射端面  $x = x_{\max}$  处,有  $P = n(x) \sin \theta'_n = \sin \theta'$ , 其中  $n(x)$  为梯度折射率透镜出射端面处的折射率,  $\theta'_n$  为后端面处入射角,  $\theta'$  为出射光束的发散角。当 GRIN 透镜向左微小移动时,  $\theta'$  将变大, 但少量离焦对光束质量影响不大, 因此  $m$  和发散角  $\theta'$  之间的关系为

$$\theta' = \arcsin \left[ P_0 \cos \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} L \right) + (s + d + m) \tan \theta_x n_0 \alpha \sin \left( \frac{n_0 \alpha}{L_0} L \right) \right]. \quad (8)$$

对于不同的半导体激光器来说, 整形系统的结构参数也不同。由于 GRIN 透镜的尺寸有限, 所以此发散角的变化范围也是有限的, 所设计的发散角

在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  连续变化。

## 2.2 可调谐局域空心光束衍射积分理论

本节将分析入射轴棱锥的光束发散角和入射宽度与近似无衍射光束的传播距离和局域空心光束尺寸之间的关系。

半导体激光器发出的光波经过光束整形后, 可得到带有发散角的激光光束, 为了简便计算, 该光束的振幅分布可写为  $E_1(r_1) \exp(i\theta')$ 。其入射到轴棱锥后可产生无衍射类贝塞尔光束, 该光束的光场分布为

$$E_1(r_1) \exp(i\theta') = A_0 J_0(k_r r_1) \exp(i\theta'), \quad (9)$$

式中:  $k_r$  和  $r_1$  分别为径向波矢和坐标;  $J_0$  为第一类零阶贝塞尔函数。利用广义惠更斯-菲涅耳衍射积分来求解透镜聚焦后的光强分布, 其光束传输矩阵为

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & D_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & z_0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{D_1}{f} & \frac{z_0 D_1}{f} - z_0 \\ -1/f & 1 - \frac{z_0}{f} \end{pmatrix}, \quad (10)$$

式中:  $z_0$  为轴棱锥和会聚透镜之间的距离;  $D_1$  为会聚透镜与局域空心光束截止位置之间的距离;  $f$  为会聚透镜焦距。透镜聚焦后的光场分布为

$$E_2(r_2) = \frac{-i}{\lambda B} \exp(ikL) \int_0^a E_1(r_1) \times \exp(i\theta') \times 2 \pi J_0 \left( \frac{kr_1 r_2}{B} \right) \times \exp \left\{ i \frac{k}{2B} [A(r_1)^2 + D(r_2)^2] \right\} r_1 dr_1, \quad (11)$$

式中:  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ ;  $r_2$  为透镜聚焦后径向坐标;  $a$  为入射光束的半径。透镜聚焦后的光强分布为

$$I(r, z) = |E_2(r_2)|^2. \quad (12)$$

由几何光学可知, 当带有发散角  $\theta'$  的激光束入射轴棱锥时, 出射光束的会聚角为  $\theta = (n-1)\gamma - \theta'$ , 则传统轴棱锥法所产生贝塞尔光束的最大无衍射距离  $z_{\max}$ <sup>[18]</sup> 的表达式为

$$z_{\max} = \frac{a}{(n-1)\gamma - \theta'}, \quad (13)$$

式中:  $n$  为轴棱锥的折射率;  $\gamma$  为轴棱锥底角。由几何关系可得到焦平面处空心光束的最大径向尺寸为

$$R = f[(n-1)\gamma - \theta'], \quad (14)$$

空心光束的长度为

$$\Delta z = z_2 - z_1 = \frac{z_{\max}}{\left( \frac{z_0}{f^2} - \frac{1}{f} \right) \left( \frac{z_{\max}}{f^2} + \frac{1}{f} - \frac{z_0}{f^2} \right)}. \quad (15)$$

由(8)式和(13)~(15)式可以看出, 光束的发散角  $\theta'$  将随着梯度折射率透镜与平凸柱透镜的距离  $m$  的改变而改变, 而发散角  $\theta'$  的改变会影响贝塞尔光

束的最大无衍射距离  $z_{\max}$  以及局域空心光束尺寸。

## 3 数值模拟分析

对上述计算结果进行数值模拟, 初始条件设置为: 半导体激光器的发光面尺寸为  $75 \mu\text{m} \times 1 \mu\text{m}$ , 波长  $\lambda = 0.808 \mu\text{m}$ , 快轴发散角  $2\theta_y = 10^\circ$ , 慢轴发散角  $2\theta_x = 40^\circ$ 。通过一个平凸柱透镜、一个 GRIN 透镜对半导体激光器进行光束整形, 使出射光束的发散角在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  之间连续变化。然后, 将出射光束经过一个底角为  $10^\circ$  的轴棱锥和一个聚焦透镜, 得到尺寸可调谐的局域空心光束。

通过(1)式计算得到  $s$  值为  $401.35 \mu\text{m}$  和  $671.11 \mu\text{m}$ , 选择  $s = 401.35 \mu\text{m}$  处放置平凸柱透镜, 通过(2)~(4)式计算得到平凸柱透镜后表面的半径  $r$  为  $-0.53 \text{ mm}$ ,  $d$  取  $0.1 \text{ mm}$ ; 通过(6)式, 求得 GRIN 透镜的  $R$  约为  $0.23 \text{ mm}$ ,  $L$  约为  $1.12 \text{ mm}$ 。通过(8)式可知, 梯度折射率透镜与平凸柱透镜的距离  $m$  的改变会影响光束发散角  $\theta'$ , 进而影响贝塞尔光束的最大无衍射距离  $z_{\max}$ , 这三者间的关系如图 5 所示。可以看出,  $\theta'$  和  $z_{\max}$  均随着  $m$  的减小而呈线

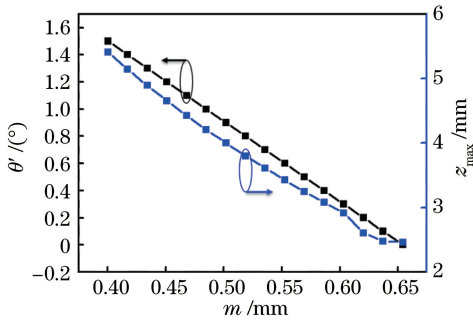


图 5 发散角  $\theta'$  和最大无衍射距离  $z_{\max}$  与梯度折射率透镜和平凸柱透镜间的距离  $m$  的关系

Fig. 5 Divergence angle  $\theta'$  and maximum non-diffraction beam distance  $z_{\max}$  versus distance  $m$  between gradient index lens and plano-convex cylindrical lens

性增大,当  $m$  在 0.65 mm 到 0.40 mm 之间变化时, $\theta'$  从  $0^\circ$  增加到  $1.5^\circ$ ,  $z_{\max}$  从 2.46 mm 增加到 5.41 mm。

不同发散角的激光光束入射到轴棱锥后会产生不同的类贝塞尔光束,分析发散角为  $0^\circ$ 、 $0.5^\circ$ 、 $1^\circ$ 、 $1.5^\circ$  时半导体激光光束通过轴棱锥后的类贝塞尔光场分布,聚焦镜放置在轴棱锥后 1.80 mm 处(即  $z_0 = 1.80$  mm),  $z_0$  值的选取并不是唯一的,只须满足大于聚焦透镜的焦距  $f$  且小于  $z_{\max}$  即可,根据(9)式进行相应的模拟,结果如图 6 所示。

可以看出,发散角在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  之间变化时,激光光束通过轴棱锥后都会形成质量良好的类贝塞尔光束,当发散角增大时,光场强度更密集。如图 6(d) 所示,当发散角为  $1.5^\circ$  时,激光光束入射到轴棱锥后,所形成的类贝塞尔光束结构开始变差,当发散角继续增大(大于  $1.5^\circ$ ) 时,这种现象会持续,并影响所形成的局域空心光束的质量,因此本研究只针对  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  连续变化的变发散角进行讨论。

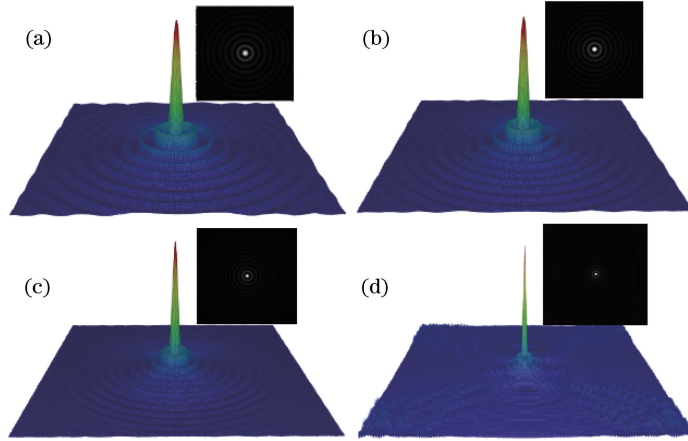


图 6 入射到轴棱锥的光束发散角  $\theta'$  对类贝塞尔光束的影响。(a)  $\theta' = 0^\circ$ ; (b)  $\theta' = 0.5^\circ$ ; (c)  $\theta' = 1^\circ$ ; (d)  $\theta' = 1.5^\circ$

Fig. 6 Influence of divergence angle  $\theta'$  of beam incident on axial cone on quasi-Bessel beam.

(a)  $\theta' = 0^\circ$ ; (b)  $\theta' = 0.5^\circ$ ; (c)  $\theta' = 1^\circ$ ; (d)  $\theta' = 1.5^\circ$

利用贝塞尔光束聚焦法形成局域空心光束,局域空心光束的暗中空区域与聚焦透镜的焦距有关,为了定量分析,选择  $z_0$  为 1.80 mm(满足  $f < z_0 < z_{\max}$ ),在该位置放置焦距  $f = 1$  mm 的会聚透镜,观察发散角为  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  通过轴棱锥-聚焦系统所产生的局域空心光束的尺寸变化情况,图 7 所示为局域空心光束随着  $z$ (聚焦透镜后的位置)的增大在不同横截面处的局域空心光束的光强分布。

如图 7 所示,当发散角为  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  时,贝塞尔光束聚焦法能产生质量较高的局域空心光束,从而形成光强为零的封闭空间。当发散角为  $1.5^\circ$  时,激光光束透过轴棱锥形成的类贝塞尔光束结构开始变差,对后期形成的局域空心光束质量有稍许影响。当发散角在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  连续变化时,局域空心光束的长度会从 1.85 mm 连续变化到 1.47 mm;当  $z_0$  与

$z_{\max}$  相近时,局域空心光束长度方向关于焦平面位置呈现近似轴对称的形式。当发散角从  $0^\circ$  增加到  $1.5^\circ$  时,  $z_{\max}$  从 2.48 mm 增加到 5.41 mm,导致  $z_0$  与  $z_{\max}$  的偏移量从 0.68 mm 增加到 3.61 mm,这与焦平面位置处的轴对称形式不同。从图 7 可以看出,局域空心光束的中心有一亮斑,是受到衍射效应等因素的影响,局域空心光束内部的轴上光强通常不为零,而是形成一个亮斑,可以采用相位调制的方法将其消除<sup>[19]</sup>。

利用(13)~(15)式建立激光束变发散角  $\theta'$  与局域空心光束尺寸变化的关系,结果如图 8 所示。

如图 8 所示,当 GRIN 在轴上移动  $\Delta m$  时,激光光束发散角在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  范围内连续变化。当发散角在  $0^\circ \sim 1.5^\circ$  范围内连续变化时,局域空心光束的最大径向尺寸由  $90.23 \mu\text{m}$  连续变化到  $64.05 \mu\text{m}$ ,缩减了

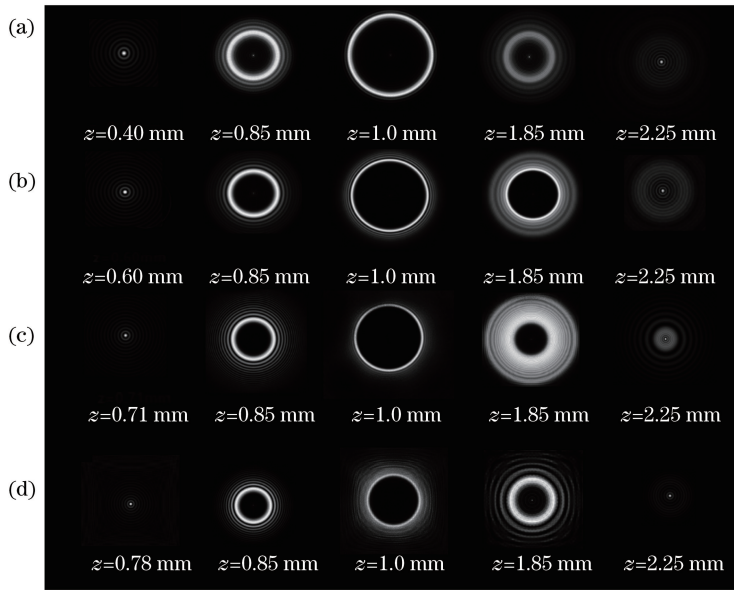


图 7 不同激光光束发散角时,局域空心光束的光强分布。(a)  $0^\circ$ ; (b)  $0.5^\circ$ ; (c)  $1^\circ$ ; (d)  $1.5^\circ$   
 Fig. 7 Intensity distributions of bottle beams for different divergence angles of laser beam.  
 (a)  $0^\circ$ ; (b)  $0.5^\circ$ ; (c)  $1^\circ$ ; (d)  $1.5^\circ$

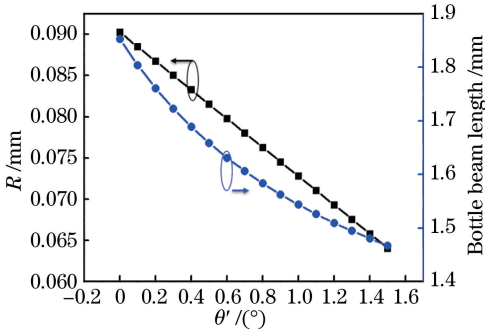


图 8 局域空心光束长度和半径随光束变发散角  $\theta'$  的变化  
 Fig. 8 Bottle beam length and radius versus beam divergence angle

28%;局域空心光束的长度由 1.85 mm 连续变化到 1.47 mm, 缩减了 21%。

## 4 结 论

提出了一种局域空心光束可调谐的新方法,对半导体激光光束进行变发散角光束整形,并通过轴棱锥-聚焦透镜系统形成可调谐的局域空心光束。基于几何光学和衍射积分理论模拟了局域空心光束的尺寸以及光场强度变化。当系统元件参数不变时,半导体激光光束发散角随 GRIN 与平凸柱透镜的间距减小而不断增大,其最大径向尺寸  $R$  和长度  $\Delta z$  减小。光束发散角从  $0^\circ$  增加到  $1.5^\circ$  时,局域空心光束尺寸与发散角呈反比关系,从而获得了可调谐的局域空心光束。

## 参 考 文 献

- [1] Cai Y J, Lu X H, Lin Q. Hollow Gaussian beams and their propagation properties [J]. Optics Letters, 2003, 28(13): 1084-1086.
- [2] Wei C, Lu X Y, Wu G F, *et al.* A new method for generating a hollow Gaussian beam [J]. Applied Physics B, 2014, 115(1): 55-60.
- [3] Lin J H, Wei M D, Liang H H, *et al.* Generation of supercontinuum bottle beam using an axicon [J]. Optics Express, 2007, 15(6): 2940-2946.
- [4] Isenhower L, Williams W, Dally A, *et al.* Atom trapping in an interferometrically generated bottle beam trap [J]. Optics Letters, 2009, 34(8): 1159-1161.
- [5] Arlt J, Padgett M J. Generation of a beam with a dark focus surrounded by regions of higher intensity: the optical bottlebeam [J]. Optics Letters, 2000, 25(4): 191-193.
- [6] Ahluwalia B P S, Yuan X C, Tao S H. Generation of self-imaged optical bottle beams [J]. Optics Communications, 2004, 238(1/2/3): 177-184.
- [7] Wei M D, Shiao W L, Lin Y T. Adjustable generation of bottle and hollow beams using an axicon [J]. Optics Communications, 2005, 248(1/2/3): 7-14.
- [8] Zhang Q A, Wu F T, Zheng W T, *et al.* Simulated and experimental studies on changing the size of bottle beam [J]. Chinese Journal of Lasers, 2011, 38(4): 0402008.

- 张前安, 吴逢铁, 郑维涛, 等. 局域空心光束尺寸变换的模拟及实验 [J]. 中国激光, 2011, 38(4): 0402008.
- [9] Liu X Y, Pu J X, Dong M M. Generation of adjustable bottle beams using anaxicon[J]. Journal of Optoelectronics • Laser, 2006, 17(5): 625-628.  
刘晓云, 蒲继雄, 董梅梅. 用轴棱锥实现可改变的局域空心光束[J]. 光电子 • 激光, 2006, 17(5): 625-628.
- [10] Fu E S. Semiconductor diode laser optics[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2004, 41(2): 15-20.  
傅恩生. 半导体二极管激光器光学[J]. 激光与光电子学进展, 2004, 41(2): 15-20.
- [11] Xie H B, Lü E Y, Zhu X C, *et al.* Shaping and collimation of LD beam with astigmatism[J]. Laser Technology, 2013, 37(4): 551-555.  
谢洪波, 吕二阳, 祝晓晨, 等. 一种激光二极管像散光束准直整形方法研究[J]. 激光技术, 2013, 37(4): 551-555.
- [12] Pan C Y, Cui Q F, Tong J B, *et al.* Optical design of laser diode beam-shaping system with variable divergence angle[J]. Infrared and Laser Engineering, 2011, 40(7): 1287-1293.  
潘春艳, 崔庆丰, 佟静波, 等. 变发散角半导体激光器光束整形发射系统设计[J]. 红外与激光工程, 2011, 40(7): 1287-1293.
- [13] Fei B, Wang Y Z, Liu T, *et al.* Variable beam divergence design method for high power diode laser [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2012, 49(7): 071401.  
费冰, 王悠子, 刘涛, 等. 大功率半导体激光束变发散角整形系统设计方法[J]. 激光与光电子学进展, 2012, 49(7): 071401.
- [14] Sokolovskii G S, Dudelev V V, Losev S N, *et al.* Study of non-diffracting light beams from broad-stripe edge-emitting semiconductor lasers [J]. Technical Physics Letters, 2010, 36(1): 9-12.
- [15] Hu X, Gao W, Sun P, *et al.* Generation of a high-quality hollow laser beam by a liquid-core optical fiber [J]. IEEE International Conference on Optoelectronics and Microelectronics, 2013: 75-78.
- [16] Sokolovskii G S, Dudelev V V, Losev S N, *et al.* Optical trapping with Bessel beams generated from semiconductor lasers [J]. Journal of Physics: Conference Series, 2014, 572: 012039.
- [17] Sun H Y. A practical guide to handling laser diode beams[M]. Springer: London, 2012: 53-103.
- [18] Dong M M, Pu J X. On-axis irradiance distribution of axicons illuminated by spherical wave[J]. Optics & Laser Technology, 2007, 39(6): 1258-1261.
- [19] Zhang Q A, Wu F T, Zheng W T. Eliminating the center spot of bottle beam generated by axicon-lens system [J]. Acta Physica Sinica, 2012, 61(3): 034205.  
张前安, 吴逢铁, 郑维涛. 轴棱锥-透镜系统产生局域空心光束中心亮斑的消除[J]. 物理学报, 2012, 61(3): 034205.