

部分相干光对周期性局域空心光束的影响

朱清智 沈栋辉 吴逢铁 何西

Effects of a partially coherent beam on periodic bottle beam

Zhu Qing-Zhi Shen Dong-Hui Wu Feng-Tie He Xi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 044103 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.044103

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.044103>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I4>

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

栅极热变形对离子推力器工作过程影响分析

[Analysis on the effects of optics thermal deformation on the ion thruster operation](#)

物理学报.2015, 64(9): 094104 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.094104>

无衍射 Mathieu 光束自重建特性的理论和实验研究

[Theoretical and experimental studies on the self-reconstruction property of non-diffracting Mathieu beam](#)

物理学报.2015, 64(1): 014201 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.014201>

多环涡旋光束的实验研究

[Experimental study on multiple-ring vortex beams](#)

物理学报.2014, 63(24): 244103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.244103>

一种基于双光束干涉的分级身份认证方法

[Multi-level authentication based on two-beam interference](#)

物理学报.2013, 62(6): 064205 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.064205>

离轴拉盖尔-高斯涡旋光束传输中的光斑演变

[Change of the off-center Laguerre-Gaussian vortex beam while propagation](#)

物理学报.2012, 61(6): 064103 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.61.064103>

部分相干光对周期性局域空心光束的影响*

朱清智 沈栋辉 吴逢铁[†] 何西

(华侨大学信息科学与工程学院, 福建省光传输与变换重点实验室, 厦门 361021)

(2015年9月16日收到; 2015年10月30日收到修改稿)

用旋转毛玻璃和光阑把激光变成部分相干光, 再经过双轴棱锥系统把一束平行光变成两束同频率但不同径向波矢分量的无衍射贝塞尔光, 相干叠加产生了部分相干的周期性局域空心光束. 通过干涉理论与实验结果相互佐证, 得出局域空心光束的周期为 2.5 mm. 进一步探究入射光场相干度对产生局域空心光束的影响, 发现随着相干度的降低, 局域空心光束中心暗斑与周围光强的衬比度会降低, 但不影响局域空心光束的周期以及中心暗斑尺寸.

关键词: 局域空心光束, 部分相干光, 轴棱锥

PACS: 41.85.-p, 42.25.Hz, 42.25.Kb, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.65.044103

1 引言

局域空心光束 (bottle beam) 是一束在传播轴向上存在光强度极小值 (或为零) 的空间区域, 同时其周围区域完全被高强度的光所包围的特种空心光束^[1]. 由于局域空心光束具有三维封闭的暗中空区域以及周围极高的光强度梯度, 使得它能够对捕获的目标进行全方位三维操控, 极大激发局域空心光束的应用潜能^[2]. 目前局域空心光束可作为光镊^[3,4]和光学扳手^[5]等现代粒子操纵工具; 特别是在现代生物科学领域有着重要的应用, 作为光镊由于其本身具有非接触、低损伤的优点已经被成功应用于活体细胞^[6]、亚细胞层次微粒^[7]的操纵. 因此, 对于局域空心光束的研究一直都受到重视. 目前产生局域空心光束方法有很多, 如: 利用光纤光栅产生的特定模式贝塞尔光束 (Bessel beam) 进行相干叠加得到一定周期的局域空心光束^[8]、用莫尔条纹技术 (Moiré technique) 产生局域空心光束^[9]、轴棱锥-透镜系统产生单周期局域空心光束^[10]、双轴棱

锥系统^[11,12]等. 其中, 用轴棱锥产生局域空心光束的方法具有装置简单、可操作性强等优点. 轴棱锥是 McLeod^[13]于 1954 年提出来的一种非球面线聚焦透镜, 它的一个重要应用是产生无衍射贝塞尔光. 后来经过深入研究发现轴棱锥能对光束进行整形从而得到局域空心光束^[14], 极大地拓展了该光学元件应用的广度和深度.

目前产生局域空心光束的光源大都采用完全相干光源, 而对于部分相干光源却鲜有报道^[10]. 由于部分相干光束具有光强均匀、对散斑灵敏度低以及在大气中传输时抗扰动强等优点^[15,16], 因此在某些实际应用中是完全相干光所不及的. 本文基于轴棱锥与部分相干光的优点, 提出用部分相干光产生具有 Talbot 效应的局域空心光束, 即先用旋转毛玻璃和光阑把相干光转换成部分相干光, 再经过双轴棱锥系统把这束部分相干光变成两束同频率但不同径向波矢分量的无衍射贝塞尔光, 相干叠加产生部分相干的周期性局域空心光束. 运用几何光学原理与干涉理论对其进行描述并设计相关实验进行验证.

* 国家自然科学基金 (批准号: 61178015)、福建省科技创新平台计划 (批准号: 2012H2002) 和泉州市科技重点项目 (批准号: 2014Z127) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn

2 部分相干光产生周期性局域空心光束的理论

光波在无源自由空间传播时, 电场分量 E 满足标量亥姆霍兹 (Helmholtz) 方程:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \cdot E(r, t) = 0. \quad (1)$$

柱坐标下, 假设光波场为圆柱对称, 电场分量的复振幅 $H(\rho) \exp(-ik_z \cdot z)$; 分离变量后, (1) 式变为

$$\frac{d^2 H}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dH}{d\rho} + k_\rho^2 H = 0, \quad (2)$$

式中, ρ 为径向坐标, k 为波数, k_ρ 为径向波矢, k_z 为轴向波矢, $|k|^2 = k_\rho^2 + k_z^2$. 可以看出 (2) 式为零阶贝塞尔微分方程, 它的两个线性无关解为

$$\begin{cases} E_{\text{out}}(\rho, z) \\ = E_0 H_0^{(1)}(k_\rho \rho) \exp(ik_z z) \\ = [J_0(k_\rho \rho) + iN_0(k_\rho \rho)] \exp(ik_z z), \\ E_{\text{in}}(\rho, z) \\ = E_0 H_0^{(2)}(k_\rho \rho) \exp(ik_z z) \\ = [J_0(k_\rho \rho) - iN_0(k_\rho \rho)] \exp(ik_z z), \end{cases} \quad (3)$$

式中, $H_0^{(1)}(k_\rho \rho)$, $H_0^{(2)}(k_\rho \rho)$ 分别表示第一类与第二类零阶汉克尔 (Hankel) 函数, $J_0(k_\rho \rho)$ 为零阶贝塞尔函数, $N_0(k_\rho \rho)$ 为零阶诺依曼函数.

因此, 零阶贝塞尔光束表达式:

$$E(\rho, z) = E_{\text{out}}(\rho, z) + E_{\text{in}}(\rho, z) \\ = 2J_0(k_\rho \rho) \exp(ik_z z), \quad (4)$$

(4) 式表示零阶贝塞尔光束是由一对出射锥面 Hankel 波 $E_{\text{out}}(\rho, z)$ 与入射锥面 Hankel 波 $E_{\text{in}}(\rho, z)$ 相叠加而成的.

部分相干光产生周期性局域空心光束的构想如图 1 所示. 先用旋转毛玻璃打散相干光场的相干性, 再经过双轴棱锥得到周期性局域空心光束. 设轴棱锥 1 的底角为 β , 轴棱锥 2 的底角为 γ (其中 $\beta < \gamma$), 根据几何原理, 部分相干光经过双轴棱锥聚焦后, 在轴棱锥 2 后面将产生两对不同波矢的 Hankel 波相互叠加, 形成两束部分相干的贝塞尔光束; 其中在 $OABC$ 范围内的光束相当于底角为 $\gamma + \beta$ 的轴棱锥形成的, 并设其径向波矢分量为 k_{r1} , 在 $ODEF$ 范围内的光束相当于底角为 $\gamma - \beta$ 的轴棱锥形成的, 其径向波矢分量为 k_{r2} . 由干涉理论 [11] 可知, 这两束无衍射贝塞尔光相干会产生

具有 Talbot 效应的局域空心光束 (或称周期性的局域空心光束). 所产生的局域空心光束的周期 (或称 Talbot 距离) 为

$$Z_T = \left| \frac{2\pi}{k_{z1} - k_{z2}} \right|, \quad (5)$$

其中, 纵向波矢分量分别为 $k_{z1} = \sqrt{k_1^2 - k_{r1}^2}$, $k_{z2} = \sqrt{k_2^2 - k_{r2}^2}$; 径向波矢分量分别为 $k_{r1} = k_1(n-1)(\gamma + \beta)$, $k_{r2} = k_2(n-1)(\gamma - \beta)$, $k_1 = k_2 = k = 2\pi/\lambda$.

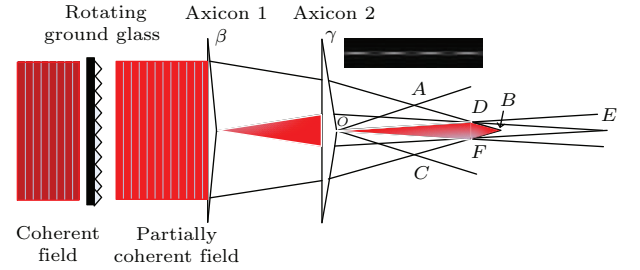


图 1 (网刊彩色) 原理图

Fig. 1. (color online) Schematic diagram.

根据部分相干光的干涉理论 [17], 轴棱锥 2 后两束部分相干贝塞尔光束干涉后的光强分布为

$$I(Q) = I^{(1)}(Q) + I^{(2)}(Q) + 2\sqrt{I^{(1)}(Q)}\sqrt{I^{(2)}(Q)} \\ \times |\gamma_{12}(\tau)| \cos(\alpha_{12}(\tau) - \delta), \quad (6)$$

式中 $I^{(1)}(Q)$, $I^{(2)}(Q)$ 分别为两束部分相干贝塞尔光的光强, $|\gamma_{12}(\tau)|$ 代表两束光束的相干度, 相干度介于 0 到 1 之间; 若相干度为 0, 代表两束光束完全不相干的情况, 若相干度为 1, 代表完全相干的情况.

3 部分相干光场对周期性局域空心光束影响的数值模拟

由图 1, 结合几何光学的分析, 部分相干光经过两个轴棱锥后在第二个轴棱锥后方将产生两束部分相干的贝塞尔光束. 其光场表达式分别为

$$E_1(\rho, k_{r1}, k_{z1}, z, t) \\ = J_0(k_{r1}\rho) \exp[i(k_{z1}z - \omega t + \varphi_1)], \quad (7)$$

$$E_2(\rho, k_{r2}, k_{z2}, z, t) \\ = aJ_0(k_{r2}\rho) \exp[i(k_{z2}z - \omega t + \varphi_2)], \quad (8)$$

其中 a 为两束光的振幅之比, 我们在模拟中取 $a = 1$.

两束部分相干贝塞尔光束干涉后的光强分布为

$$I(z, \rho) = [J_0(k_{r1}\rho)]^2 + [J_0(k_{r2}\rho)]^2 + 2J_0(k_{r1}\rho)J_0(k_{r2}\rho) |\gamma_{12}| \times \cos[(k_{z1} - k_{z2})z + (\varphi_1 - \varphi_2)], \quad (9)$$

由 van Cittert-Zernike 定理, 扩展单色非相干光源从光阑出发将在第二个轴棱锥前表面上任何两点的光振动产生关联, 通常近似处理^[17,18]下其空间相干长度:

$$\delta = \frac{1.22L\lambda}{\phi}, \quad (10)$$

式中, ϕ 为光源线度, 即为本实验中光阑的孔径; L 是光阑到第二个轴棱锥的距离. 实验中 $L = 633 \text{ mm}$, $\lambda = 632.8 \times 10^{-6} \text{ mm}$ (即为 He-Ne 激光器发出的光波长). 当光阑孔径为 0.15 mm 时, 由 (10) 式可计算出产生周期性局域空心光束场的空间相干长度为 $\delta = 3.26 \text{ mm}$.

本实验采用高斯-谢尔模型^[19]描述部分相干光, 光场的相干度为

$$|\gamma_{12}| = \exp\left[-\frac{(r_1 - r_2)^2}{2\sigma^2}\right]. \quad (11)$$

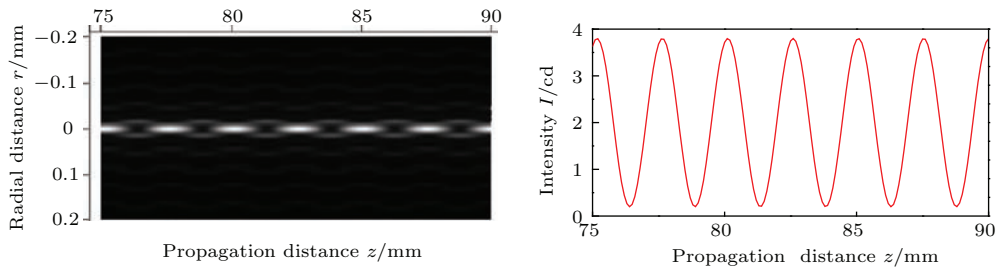


图2 数值模拟光强的轴向三维分布及轴上分布

Fig. 2. Simulated three- and two-dimensional axial intensity distribution.

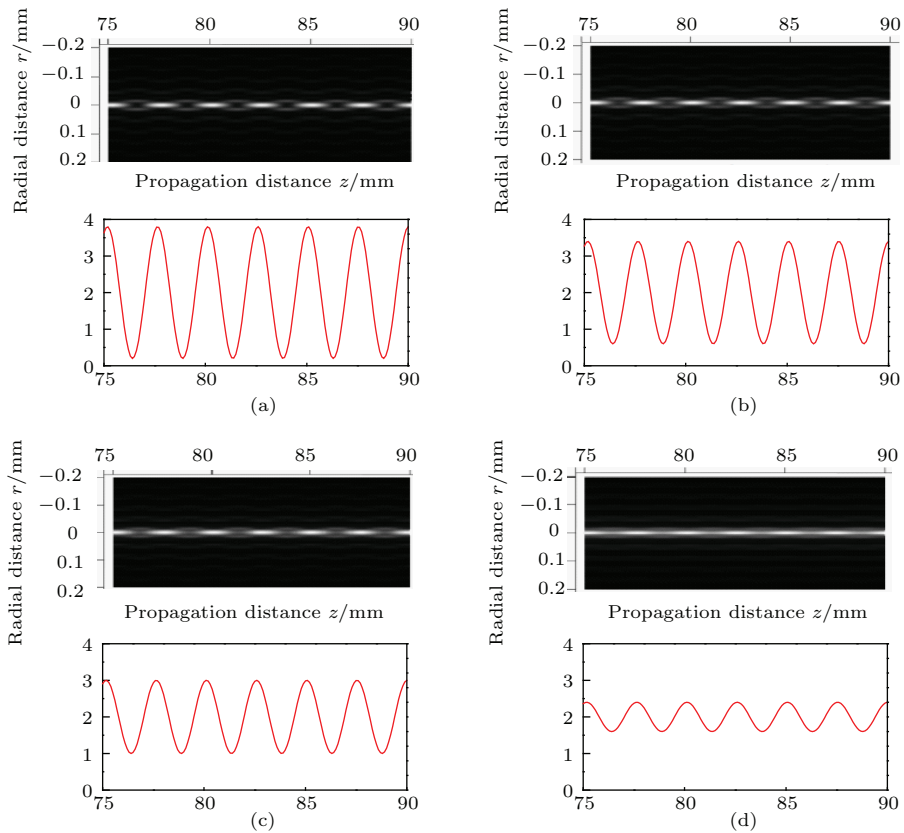


图3 不同相干度的轴向三维光强分布与轴上光强模拟图 (a) 相干度为 0.9; (b) 相干度为 0.7; (c) 相干度为 0.5; (d) 相干度为 0.2

Fig. 3. Three- and two-dimensional axial intensity distributions of the field with different coherent degrees: (a) 0.9; (b) 0.7; (c) 0.5; (d) 0.2.

根据高斯-谢尔模型并结合实验可以求得入射光场的相干度. 当光阑孔径为0.15 mm时, 测得光场入射到第二个轴棱锥处的光束半径约为0.75 mm, 即 $r_1 - r_2$ 取为1.5 mm, 此时产生周期性局域空心光束光场的相干度为 $|\gamma_{12}| = 0.9$. 本实验理论模拟中所用的参数: $\beta = 1^\circ$, $\gamma = 2^\circ$, $\lambda = 632.8$ nm, $L = 633$ mm, $|\gamma_{12}| = 0.9$, 两轴棱锥折射

率与距离分别为 $n = 1.458$ 和 $Z_0 = 193$ mm, $\varphi_1 - \varphi_2$ 为一常数, 为了理论模拟的光斑与实验的位置相匹配, 取 $\varphi_1 - \varphi_2 = -2.3$. 按照(9)式进行模拟仿真, 得到相干度为0.9的周期性局域空心光束的轴向三维光强分布图和轴上光强的模拟图, 如图2所示. 由(5)式可计算出局域空心光束的周期为 $Z_T = 2.5$ mm.

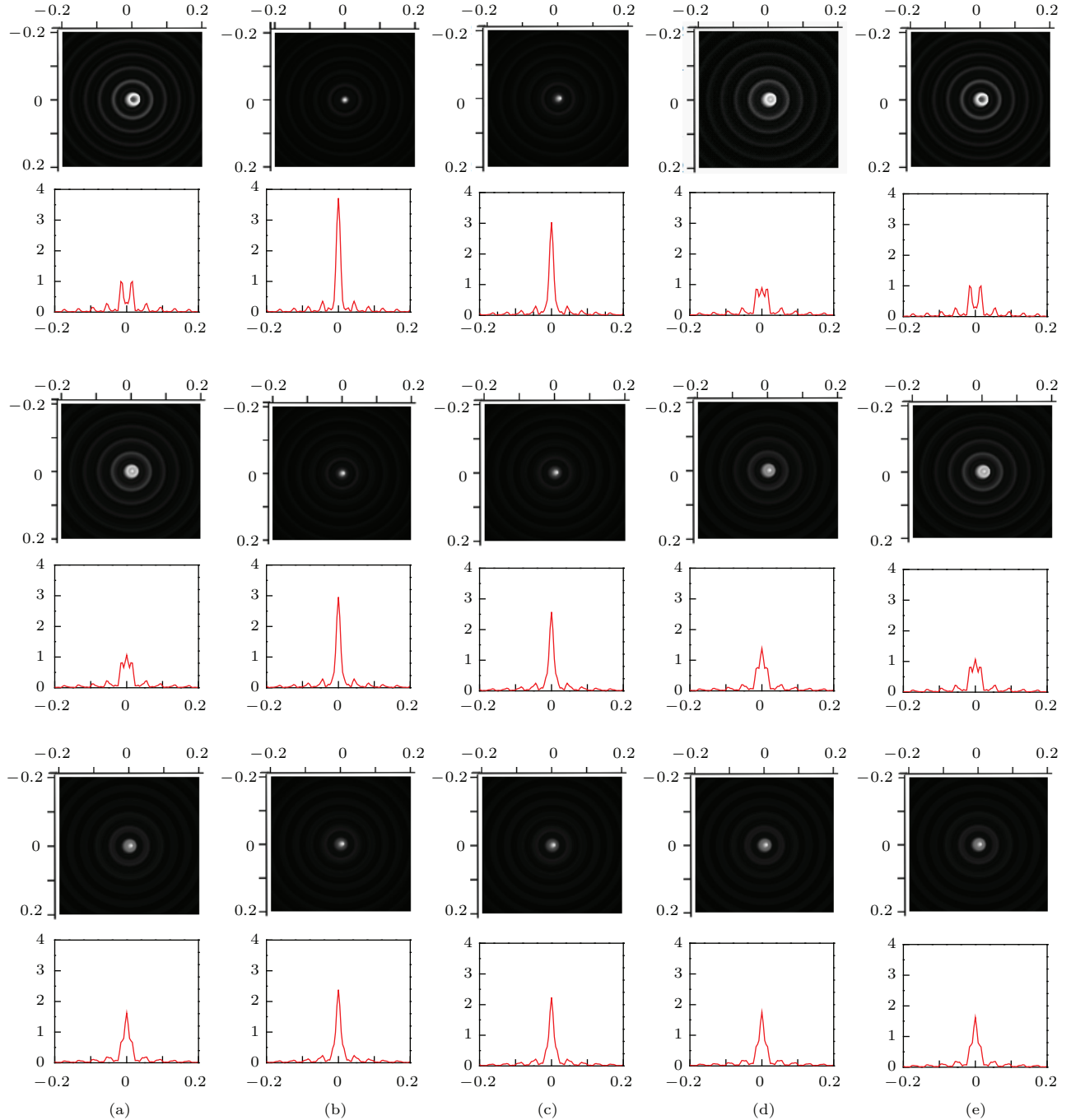


图4 数值模拟一个完整周期的光斑图与二维光强分布, 其中第一、二行相干度为0.9, 第三、四行相干度为0.5, 第五、六行相干度为0.2 (a) $z = 79$ mm; (b) $z = 80$ mm; (c) $z = 80.5$ mm; (d) $z = 81$ mm; (e) $z = 81.5$ mm

Fig. 4. Simulation results for the spot and two-dimensional intensity distribution in a complete period: (a) $z = 79$ mm; (b) $z = 80$ mm; (c) $z = 80.5$ mm; (d) $z = 81$ mm; (e) $z = 81.5$ mm. The spectral degrees of coherence of the first two lines, middle two lines, and last two lines are 0.9, 0.5, and 0.2, respectively.

根据干涉理论, 当入射光场相干度下降时, 局域空心光束的中心暗斑的光强会得到提高, 光场衬比度下降. 我们改变(9)式中的相干度因子, 模拟入射光场相干度为0.9, 0.7, 0.5和0.2的周期性局域空心光束的光强分布, 如图3所示. 为了更客观地说明相干度的影响, 本文模拟了不同相干度的一个周期局域空心光束的光斑图和轴向径向光强分布, 如图4所示. 图4直观地反映了一个周期局域空心光束的产生过程, 并且其周期距离为2.5 mm, 与理论计算基本一致. 从图3和图4可知, 随着入射光场相干度的下降, 局域空心光束光强分布趋于均匀化, 且中心暗斑的光强会增强, 即中心暗斑处会变亮, 使得视场对比度下降, 梯度力下降; 但是入射光场相干度并不会改变局域空心光束的周期. 正如图4中相干度为0.2的光斑图那样, 当相干度过低时, 暗斑中心的光强会变得很强, 中心暗斑会趋于消失, 掩盖了局域空心光束的周期性, 但是仔细

观察在 $z = 79$ mm 及 81.5 mm 位置处光斑图的第一个亮环的尺寸, 发现它并不随相干度变化, 因此光场相干度并不会改变局域空心光束的周期.

4 实验结果

4.1 部分相干光产生周期性局域空心光束

双轴棱锥产生部分相干的周期性局域空心光束的实验装置见图5. 在 He-Ne 激光器之后加旋转毛玻璃片, 打散光场的相干性, 后面加一个孔径很小的光阑以提高光场的相干性. 光阑的孔径取为 $\phi_2 = 0.15$ mm, 其中准直扩束系统中两透镜的焦距分别为 $f_1 = 15$ mm, $f_2 = 190$ mm, 两轴棱锥的底角分别为 $\beta = 1^\circ$, $\gamma = 2^\circ$, 两轴棱锥之间的距离为 $Z_0 = 193$ mm. 实验拍摄相干度为0.9时两个周期光斑图如图6所示.

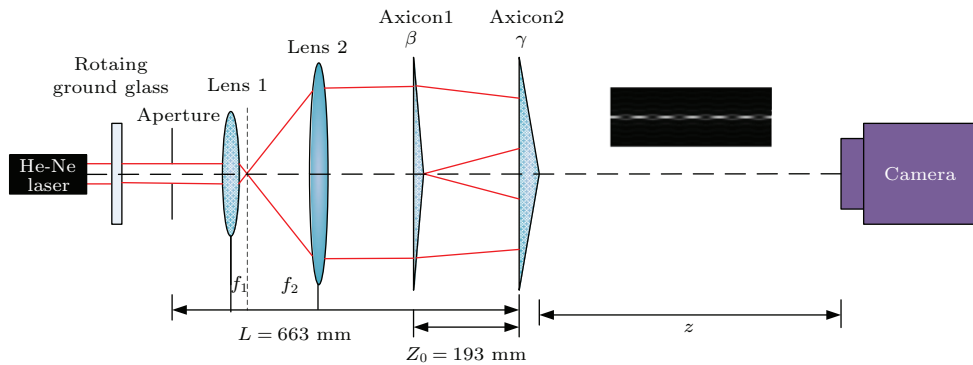


图5 (网刊彩色) 实验装置图

Fig. 5. (color online) The schematics of the experimental setup.

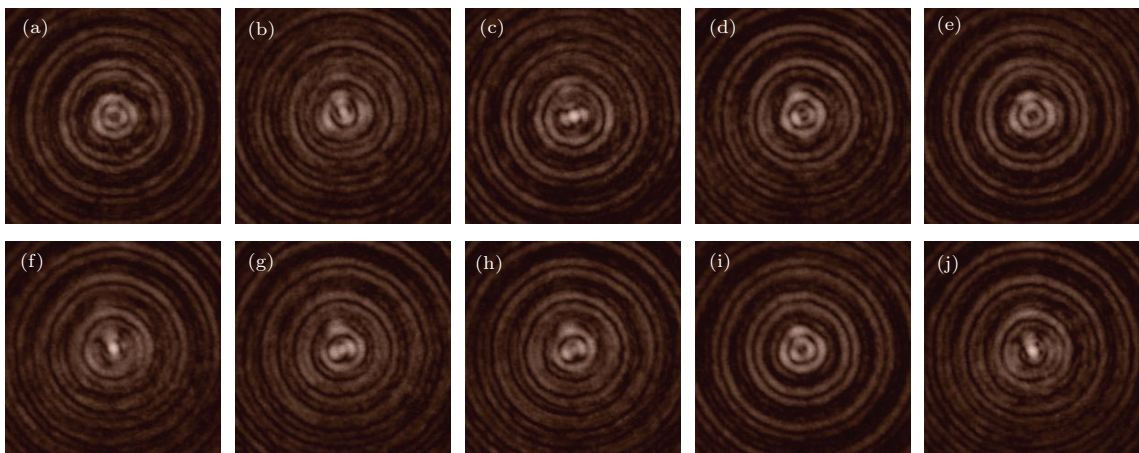


图6 两个周期部分相干局域空心光束的实验光斑图 (a) $z = 79$ mm; (b) $z = 80$ mm; (c) $z = 80.5$ mm; (d) $z = 81$ mm; (e) $z = 81.5$ mm; (f) $z = 82$ mm; (g) $z = 82.5$ mm; (h) $z = 83$ mm; (i) $z = 84$ mm; (j) $z = 84.5$ mm

Fig. 6. Experimental spots of partially coherent bottle beam in two production periods: (a) $z = 79$ mm; (b) $z = 80$ mm; (c) $z = 80.5$ mm; (d) $z = 81$ mm; (e) $z = 81.5$ mm; (f) $z = 82$ mm; (g) $z = 82.5$ mm; (h) $z = 83$ mm; (i) $z = 84$ mm; (j) $z = 84.5$ mm.

图6展示了两个周期局域空心光束的产生过程. 从图4和图6可以看出, 两束部分相干贝塞尔光相干叠加在不同 z 平面上产生光斑的中心光强由极小变为极大再变为极小, 完美诠释局域空心光束的产生过程; 特别从图6可以看出, 中心光强极小出现在79, 81.5和84 mm处, 因此我们实验产生的局域空心光束周期大约为2.5 mm, 与理论计算基本符合. 对比图4(相干度为0.9)与图6(a)—(e)可以看出, 实验和理论基本符合.

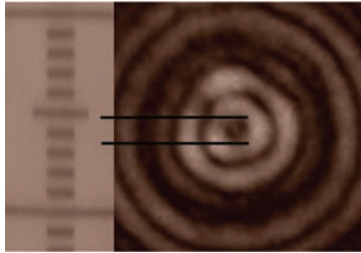


图7 相干度为0.9的局域空心光束暗斑尺寸

Fig. 7. Dark spot size of bottle beam when the coherent degree is 0.9.

同时, 用测微尺测量局域空心光束中心暗斑最大处的尺寸, 即 $z = 84$ mm处的暗斑. 如图7所示,

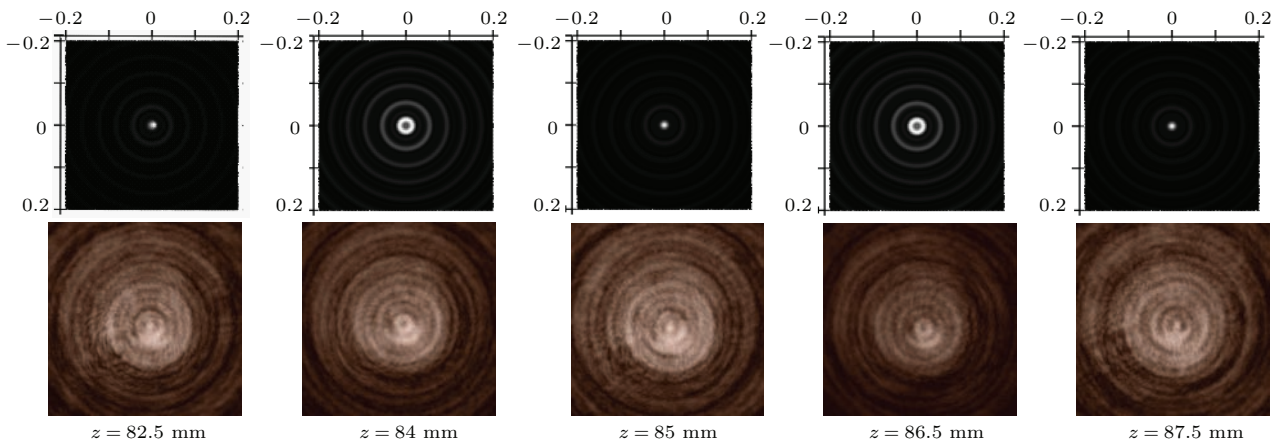


图8 理论模拟图和实验拍摄相干度为0.83的局域空心光束光斑图

Fig. 8. Simulated and experimental spots of bottle beam when the coherent degree of partially coherent field is 0.83.

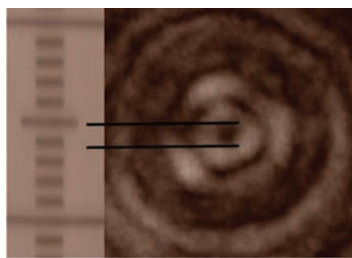


图9 相干度0.83的局域空心光束暗斑尺寸

Fig. 9. Dark spot size of bottle beam when the coherent degree is 0.83.

测微尺中一格为 $10 \mu\text{m}$, 测出局域空心光束的暗斑尺寸约为 $15 \mu\text{m}$.

4.2 不同相干度对局域空心光束相关参数的影响

在上述实验的基础上改变光阑的线度, 即将光阑孔径改为 0.2 mm , 由(10)和(11)式可计算出光场相干度变为0.83. 用实验进一步验证不同相干度对于局域空心光束相关参数如周期和中心暗斑尺寸的影响.

实验中我们观察到局域空心光束的周期变化, 并拍摄得到了两个周期的局域空心光束的光斑图, 如图8所示. 我们发现, 虽然光场相干度下降为0.83, 但是局域空心光束的周期不发生变化, 即周期仍为 2.5 mm ; 同时在实验中观察到随着相干度的下降局域空心光束暗斑中心的光强有所提高的现象. 测量了暗斑的最大尺寸, 如图9所示, 约为 $15 \mu\text{m}$, 与图7相干度为0.9产生的局域空心光束暗斑的尺寸相同. 由实验结果得知: 不同相干度的部分相干光并不影响局域空心光束的周期和中心暗斑尺寸.

5 结 论

本论文通过旋转的毛玻璃以及双轴棱锥产生两束部分相干贝塞尔光, 再利用相干理论描述这两束光束在 z 平面上的干涉情况. 通过理论计算可知, 这两束贝塞尔光相干产生类似Talbot效应的局域空心光束, 且周期约为 2.5 mm . 通过对比理论模拟的数据和实验图样, 发现实验结果基本与我们的预期是一致的. 进一步探究入射光波场相干度对局域

空心光束的影响,发现相干度并不影响局域空心光束的周期及中心暗斑尺寸,但会影响中心暗斑与周围光强的衬比度.由于部分相干光具有光强均匀、对微粒能级扰动小等优点,因而部分相干光的局域空心光束将大大拓展粒子操控的领域.本文的研究成果将对以后人们采用更廉价、更普及、更有利于集成模块化的非相干光源(如发光二极管等)产生局域空心光束具有一定的借鉴意义.

参考文献

- [1] Arlt J, Padgett M J 2000 *Opt. Lett.* **25** 191
- [2] Chen C H, Tai P T, Hsieh W F 2004 *Appl. Opt.* **43** 6001
- [3] Mondal S K, Pal S S, Kapur P 2012 *Opt. Express* **20** 16180
- [4] Taylor M A, Knittel J, Bowen W P 2013 *Opt. Express* **21** 8018
- [5] Black B J, Mohanty S K 2012 *Opt. Lett.* **37** 5030
- [6] Zhong M C, Wei X B, Zhou J H, Wang Z Q, Li Y M 2013 *Nat. Commun.* **4** 1768
- [7] Paterson L, Macdonald M P, Arlt J, Sibbett W, Bryant P E, Dholakia K 2001 *Science* **292** 912
- [8] Chen Y H, Yan L, Steinvurzel P, Ramachandran S 2012 *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)* **39** 1
- [9] Zhang P, Zhang Z, Prakash J, Huang S, Hernandez D, Salazar M, Christodoulides D N, Chen Z G 2011 *Opt. Lett.* **36** 1491
- [10] Pu J X, Dong M M, Wang T 2006 *Appl. Opt.* **45** 7553
- [11] Du T J, Wang T, Wu F T 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 134103 (in Chinese) [杜团结, 王涛, 吴逢铁 2013 物理学报 **62** 134103]
- [12] Du T J, Wang T, Wu F T 2014 *Opt. Commun.* **317** 24
- [13] Mcleod J H 1954 *J. Opt. Soc. Am.* **44** 592
- [14] Wu F T, Zeng X H 2008 *Acta Opt. Sin.* **28** 174 (in Chinese) [吴逢铁, 曾夏辉 2008 光学学报 **28** 174]
- [15] Wang T, Pu J X 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6754 (in Chinese) [王涛, 蒲继雄 2007 物理学报 **56** 6754]
- [16] Wu J 1990 *J. Mod. Opt.* **37** 671
- [17] Born M, Wolf E(translated by Yang J S) 2009 *Principle of Optics* (Beijing: Publishing House of Electronics Industry) pp466–469, 474–494 (in Chinese) [玻恩, 沃尔夫 著 (杨葭孙 译) 2009 光学原理 (北京: 电子工业出版社) 第466—469和474—494页]
- [18] He X, Wu F T, Li P, Chen Z Y 2014 *Sci. Sin.: Phys. Mech. Astron.* **44** 705 (in Chinese) [何西, 吴逢铁, 李攀, 陈姿言 2014 中国科学: 物理学 力学 天文学 **44** 705]
- [19] Lü B D 2003 *Laser Optics: Beam Characterization, Propagation and Transformation, Resonator Technology and Physics* (Beijing: Higher Education Press) pp203–205 (in Chinese) [吕百达 2003 激光光学: 光束描述、传输变换与光腔技术物理 (北京: 高等教育出版社) 第203—205页]

Effects of a partially coherent beam on periodic bottle beam*

Zhu Qing-Zhi Shen Dong-Hui Wu Feng-Tie[†] He Xi

(Fujian Key Laboratory of Optical Beam Transmission and Transformation, College of Information Science and Engineering, Huaqiao University, Xiamen 361021, China)

(Received 16 September 2015; revised manuscript received 30 October 2015)

Abstract

In this paper, we propose how to generate the periodic bottle beam by using a partially coherent beam. Firstly, a spatially completely coherent beam is transformed into a partially coherent beam by a rotating ground glass. Secondly, after passing through the double-axicon system, the parallel beam is converted into two Bessel beams which have the same optical frequencies but different radial wave vectors. Finally, the partially coherent periodic bottle beam can be generated by two interfering Bessel beams. Based on the interference theory, an analytical expression can be obtained for calculating the distribution of light intensity in the image and spot diagrams in spectral degree of coherence for the optical field with 0.9. By doing this calculation, the proposed optical system can be made to generate a partially coherent periodic bottle beam with the oscillation period of 2.5 mm. Before further investigating the effect of field coherence on the periodic bottle beam, we may also calculate the distribution of light intensity in the images and spot diagrams in the spectral degree at 0.83, 0.7, 0.5 and 0.2, respectively. Results show that the intensity contrast ratio between the dark focus and the surrounding periodic regions can be reduced with the decrease of the spatial coherence degree. In this case, the period of the bottle beam and the central dark focus size will not be affected. We have also designed and carried out an experimental generation of the periodic bottle beam and measured its focusing properties. In the experiment, we can control the coherence in the incident field by controlling the size of the circular aperture located behind the rotating ground-glass disk. When the size of the circular aperture is 0.1 (or 0.2) mm, the value of the coherence degree of the incident optical field is 0.9 (or 0.83). The two different coherence degrees of the partially coherent bottle beam have been measured by CCD. Experimental results show that the obtained bottle beams are of the same period of 2.5 mm. The measured diameters of the two different coherence degrees of the central spots (maximum sizes of the dark spot) are both 15 μm . Experimental results also show that the spectral degree of coherence cannot affect the shape and size of the periodic bottle beam except the contrast of it. Therefore, the experimental results agree well with the theoretical results.

Keywords: bottle beam, partially coherent beam, axicon

PACS: 41.85.-p, 42.25.Hz, 42.25.Kb, 42.25.-p

DOI: 10.7498/aps.65.044103

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61178015), the Technological Innovation Platform Projects of Fujian Province, China (Grant No. 2012H2002), and the Technology Key Projects of Quanzhou City, China (Grant No. 2014Z127).

[†] Corresponding author. E-mail: fengtie@hqu.edu.cn