

自加速类贝塞尔-厄米-高斯光束的理论和实验研究*

赵娟莹¹⁾ 邓冬梅²⁾ 张泽³⁾ 刘京郊^{1)†} 姜东升¹⁾

1) (北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) (华南师范大学, 纳米光学材料和器件实验室, 广州 510631)

3) (中国科学院光电研究院, 北京 100190)

(2013年9月4日收到; 2013年10月6日收到修改稿)

空间相位调制一直是设计新型自加速光束的重要方法. 参照类贝塞尔光束产生的思路, 从理论上提出了一种新型的自加速无衍射类贝塞尔-厄米-高斯光束, 并从数值模拟和实验两个方面研究此光束沿不同轨道的演化. 理论上通过对厄米-高斯光束进行相位调制, 产生了不同模式的自加速类贝塞尔-厄米-高斯光束. 采用分步傅里叶算法模拟了(0,1), (1,0), (1,1)和(1,2)阶类贝塞尔-厄米-高斯光束沿预设轨道的传输过程. 采用计算全息和空间光调制技术在实验中观察了类贝塞尔-厄米-高斯光束沿预设轨道的传输, 例如抛物、双曲、双曲正割和三维轨道. 实验观察与理论结果符合得很好. 实验验证了不同阶类贝塞尔-厄米-高斯光束的奇特光斑结构, 验证了光束的非衍射特性及传输轨道的可控性, 且理论模拟验证了光束的自修复特性. 作为此前研究的类贝塞尔光束的一般形式, 本文所得到的光束可用于构造出更加新型实用的光束.

关键词: 类贝塞尔-厄米-高斯光束, 空间光调制器, 无衍射, 自加速

PACS: 42.68.Ay, 42.25.Fx, 42.30.Lr, 42.40.Jv

DOI: 10.7498/aps.63.044204

1 引言

自1979年Berry和Balazs^[1]在理论上提出了不扩展、自加速的艾里波包以来, 如何实现光束的自横向加速、控制光束传输轨道一直是极具研究价值的问题, 引起了科研工作者的广泛兴趣. 2007年, Siviloglou和Christodoulides等^[2,3]在实验中实现了无衍射自加速的艾里光束, 为构建自横向加速光束开辟了道路^[4], 并引起了人们探究新型自加速光束的兴趣. 参照研究艾里光束的思路, 一些学者在麦克斯韦方程或者不含时间的亥姆霍兹方程中发现了新型自加速解. 比如: Segev等^[5]发现了非傍轴情况下沿圆形轨道大角度加速的无衍射光束; 同年, 张鹏等^[6]发现非傍轴的Mathieu, Weber

光束沿圆形、椭圆及抛物轨道大角度加速; 此外, Christodoulides等^[7]发现了可以沿着椭圆和球面轨道传输的亥姆霍兹光束. 在傍轴近似领域, 除了从波动方程出发寻找加速抛物光束^[8], 还有些学者用各种巧妙的方法去设计加速光束, 比如利用计算机全息技术产生了沿着任意焦线传输的蛇形光束^[9]; 利用螺旋形的棱镜产生螺旋状的贝塞尔光束^[10]; 通过振幅和相位调制的方法产生周期性振荡的加速光束^[11]. 上述研究为自横向加速光束的研究奠定了基础, 同时也在新型光束构建^[5,12-15]、纳米颗粒输运^[16,17]、微粒光学清洁^[18,19]、弯曲等离子体通道诱导^[20]等诸多领域显示出重要的应用价值. 作为新型的光束, 对其进行完善是科学发展的必经过程, 并且自加速光束本身的奇异特性及应用价值进一步表明了探究新型加速光束的必要性. 目

* 国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2013CB632703)、国家自然科学基金 (批准号: 11374108, 10904041)、广东省优秀博士学位论文作者专项基金 (批准号: SYBZZXM201227) 和国家留学基金资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: juanyingzhao@gmail.com

前Efremidis及其合作者^[21,22]通过对基模高斯光束相位调制产生了能够沿着多种预设轨道传输的类贝塞尔光束,但对于高阶厄米-高斯光束经相位调制后的传输过程却未见报道.在本文中,厄米-高斯光束经相位调制后产生了类贝塞尔-厄米-高斯光束,实验观察了此光束沿着抛物、双曲、双曲正割和三维立体等多种轨道传输,探讨了不同阶类贝塞尔-厄米-高斯光束的奇特光斑结构,验证了光束的无衍射和自修复特性.本文所得到的光束进一步完善了加速光束种类,为光束操控提供了新的途经.

2 理论模型

研究表明,基模高斯光束经过特殊相位调制后,可以演化为沿多种预设轨道传输的类贝塞尔光束^[21,22].基于此,本文研究了一种新型的自加速类贝塞尔-厄米-高斯光束,此光束是由厄米-高斯光束经过特殊的相位调制得到,其扩展了类贝塞尔光束的概念,可以证明此前研究的类贝塞尔光束^[21,22]是此类贝塞尔-厄米-高斯光束的一个特例,即(0,0)阶类贝塞尔-厄米-高斯光束.此光束的初始输入光场表达式为

$$u(x, y, 0) = \frac{C_{mn}}{\omega_0} H_m\left(\frac{\sqrt{2}x}{\omega_0}\right) H_n\left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0}\right) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega_0^2}\right) \exp(iQ), \quad (1)$$

其中 m, n 分别表示厄米高斯光束在 x 和 y 方向上的节线数, C_{mn} 为归一化系数, ω_0 为光束初始宽度, $H_m(x), H_n(x)$ 分别为 m 和 n 阶厄米多项式.相位因子 Q 可从下列方程^[21,22]得到:

$$Q(x, y) = \frac{k_0}{2} \int_0^z \{[f'(\zeta)]^2 + [g'(\zeta)]^2 - (\beta/k_0)^2\} \times d\zeta - k_0 \frac{(f-x)^2 + (g-y)^2}{2z}, \quad (2a)$$

$$\beta^2 z^2 / k_0^2 = [x - f(z) + zf'(z)]^2 + [y - g(z) + zg'(z)]^2, \quad (2b)$$

其中 k_0 是自由空间波数, β 是横截面的归一化系数, $f(z), g(z)$ 分别为光束在 $x-z$ 平面和 $y-z$ 平面设定的轨迹方程, $f'(z), g'(z)$ 为轨道方程 $f(z)$ 和 $g(z)$ 对 z 的一阶导数, ζ 为变量.

在相位 $Q(x, y)$ 的作用下,光束由初始面上一系列半径为 $\beta z/k_0$,圆心为 $(f(z) - zf'(z), g(z) - zg'(z))$ 的等值圆 $C(\beta z/k_0)$ 上发射出来,其中圆 $C(\beta z/k_0)$ 的方程由(2b)式决定,圆 $C(\beta z/k_0)$ 上发

出来的光束干涉得到 z 处的光斑,即构成一个锥形光束.随着 z 的增大,等值圆的半径不断扩展,圆心逐渐移动,由这些连续移动的等值圆上所发出的锥形光线的顶点构成了光束的传输轨道 $(f(z), g(z), z)$.光束在 z 处的横截面光场分布近似于零阶贝塞尔函数 J_0 ,但中心包含 $(m+1) \times (n+1)$ 个主瓣,在传播过程中每个主瓣保持不变的光斑直径,且光束在传播过程中出现自会聚现象,在遇到障碍物后能够自修复.

3 数值模拟算法及实验方法

基于上节物理模型,本文采用分步傅里叶算法^[23]模拟了光束沿不同轨道的演化过程.分步傅里叶算法是通过多个小演化过程迭代的方法来求解光束的整个传播过程,即以上一个小演化过程的输出解作为下一个小演化过程的初始条件进行运算,其中第一个小演化过程的初始条件为初始入射的光场.在每一个小演化过程中都需要将初始条件进行傅里叶变换,在频域传输一“步”距离后,再进行逆傅里叶变换得到实空间的输出解,如此循环可以模拟出整个光束的传输过程.

为了验证数值模拟的结果,实验中利用计算全息图驱动空间光调制器的方法^[13,17,22]产生此新型自加速光束,实验装置如图1所示.氩离子激光器发射波长为488 nm的高斯光束,经过扩束,入射到由全息图驱动的空间光调制器上.此全息图是通过Matlab软件编程计算的初始输入光和平面波干涉的强度图样.从空间光调制器反射后,加载的相位信息通过一个4f系统重现,不同传播位置处光束的横截面强度采用CCD相机进行记录.实验过程中,通过切换加载有类贝塞尔-厄米-高斯光束和普通高斯光束的全息图,以普通高斯光束的直线传输轨道为参考,记录新型类贝塞尔-厄米-高斯光束弯曲的轨道.

4 理论与实验结果

图2为 $m=0, n=1$ 阶类贝塞尔-厄米-高斯光束沿抛物线轨道传输的数值模拟及实验结果.初始输入光束表达式为

$$u(x, y, 0) = \frac{C_{01}}{40} H_1\left(\frac{\sqrt{2}y}{40}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{40^2}\right) \times \exp(iQ),$$

预先设计的抛物线轨道方程为 $f(z) = z^2/(2.6 \times 10^5)$, $g(z) = 0$. 其中图 2(a) 为所加的调制相位 Q , 图 2(b) 为 $y = 0$ 平面内光强随光束传播位置的演化过程. 实验所用的全息图如图 1 中所示. 图 2(c) 中曲线代表理论设计的抛物线轨道, 圆圈表示实验测量值, 可以发现实验测量值和理论的轨道符合得很好. 光束确实沿抛物线轨道传输, 且在虚线位置 g 处聚焦, 此时主瓣能量占总能量的比例达到最大值. 轨道以及峰值强度的位置可以参照文献 [24] 的方法进行随意的重构和控制. 图 2(d)–(h) 分别为光束在传播方向上不同位置处的横截面光强分布, 采集位置如图 2(b) 中白色虚线所示. 中间一行为数值模拟结果, 底端一行为实验结果, 可

以看出实验结果与理论模拟结果符合得很好. 从图 2(f)–(h) 可以看出, 光束的横截面被一条节线分为两个主瓣, 这两个主瓣被环状旁瓣光环包围, 且光束的横截面光场分布类似于贝塞尔函数, 命名为类贝塞尔-厄米-高斯光束 (BLHGB). 实验中测量图 2(e) 中光束的两个主瓣直径约为 $110 \mu\text{m}$, 且在传播过程中保持无衍射特性 (相比于相同尺寸的高斯光束), 这一点从侧面图 (图 2(b)) 也可以得到验证. 同时我们也注意到, 光束传输到远距离时逐渐失去了加速及无衍射的特性, 开始沿直线发散. 分析认为, 这是由于实验中使用有限的光斑尺寸和傍轴近似的原因.

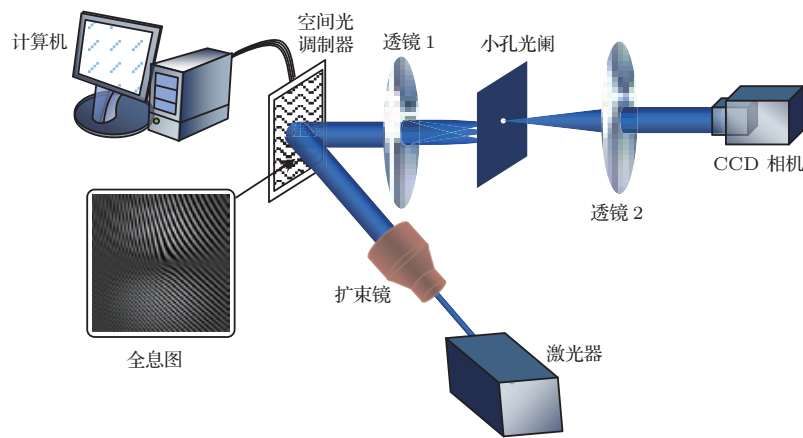


图 1 实验装置示意图

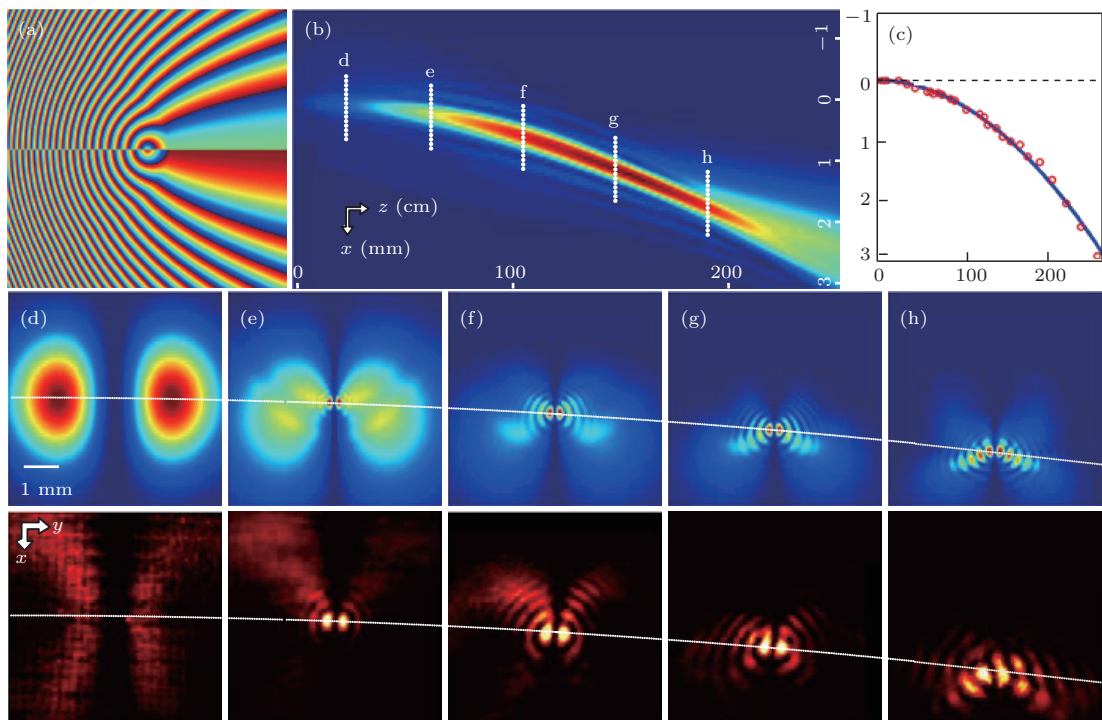


图 2 (网刊彩色) (0, 1) 阶 BLHGB 沿着抛物线轨道传输的理论和实验结果 (a) 空间相位图 Q ; (b) BLHGB 沿 z 轴传输的侧面图; (c) 实验测量数据 (圆圈) 和理论预测轨道; (d)–(h) BLHGB 在 (b) 中对应虚线位置处的横截面光强分布的理论 (中间) 和实验 (底端) 结果

通过相似的方法, 可以实现BLHGB沿着双曲、三维立体等轨道传输. 图3为(0,1)阶BLHGB沿着双曲轨道传输的数值模拟和实验结果, 其中所选用轨道方程为

$$f(z) = \sqrt{7.5 \times 10^{-7} z^2 - 2.6 \times 10^{-4} z + 0.05} - \sqrt{0.05},$$

$g(z) = 0$. 图3(a)为调制相位, 图3(b)展示了BLHGB在 $y = 0$ 平面内沿着传播方向上的光强分布, 可以看出光束在 $x-z$ 平面的传输轨迹为双曲线. 图3(c)–(f)为BLHGB在图3(b)中对应虚线位置处的横截面光强分布的数值模拟和实验结果. 实验和理论结果再一次验证了BLHGB的主瓣排列方式和类贝塞尔光斑结构. 测量得到图3(c)中光束的两个主瓣直径均为 $115 \mu\text{m}$, 且在传输过程中基本保持不变. 在远距离处主瓣的无衍射特性逐渐消失, 且横截面光斑明显退化. 分析认为, 这是由于在实验过程中使用光阑滤波导致了有限的孔径尺寸及对称破缺.

以上展示了(0,1)阶BLHGB沿不同轨道的传输. 为了证明不同阶BLHGB的演化特性, 对(1,0)

阶BLHGB沿三维立体轨道传输进行了数值模拟和实验验证, 如图4所示. 初始输入光束表达式为

$$u(x, y, 0) = \frac{C_{10}}{40} \text{H}_1\left(\frac{\sqrt{2}x}{40}\right) \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{40^2}\right) \times \exp(iQ),$$

图中列举了典型的双曲正切-双曲正割三维立体轨道方程: $f(z) = 0.04 \tanh[0.02(z - 70)] + 0.04$ ($x-z$ 平面), $g(z) = 0.046 \text{sech}[0.02(z - 70)]$ ($y-z$ 平面). 其中图4(a)为(1,0)阶BLHGB在空间的光强分布随光束传播位置的演化. 可以看出, BLHGB确实沿着三维立体轨道传输, 且在 x 和 y 方向均有偏移. 图4(b)–(e)分别为(1,0)阶BLHGB在图4(a)对应虚线位置处的横截面光强分布的数值模拟和实验结果, 实验结果和理论模拟符合得很好. 可以看出光斑在 x 方向有一条节线, 在 y 方向无节线, 图4(b)中的两个主瓣宽度约为 $100 \mu\text{m}$, 且在传输过程中保持无衍射特性. 同时实验中也观察到两个主瓣的能量分布不均匀, 这是由于光束的加速导致能量在主瓣之间的流动.

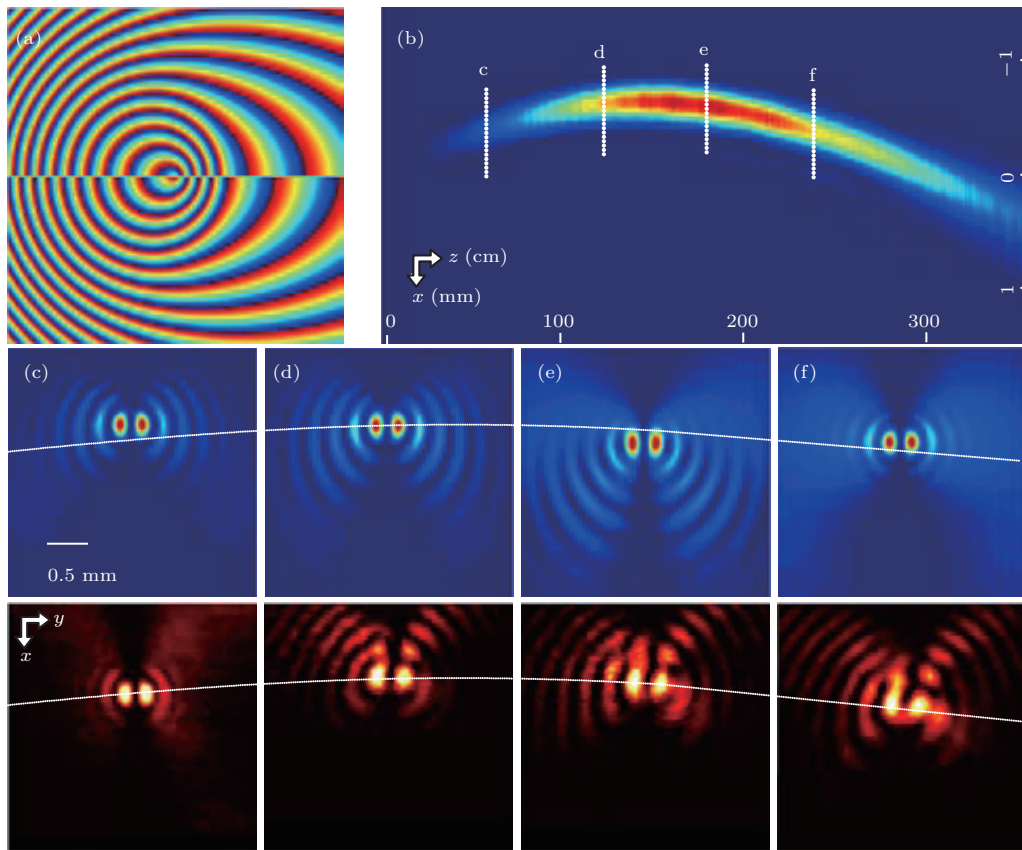


图3 (网刊彩色) (0, 1) 阶 BLHGB 沿着双曲轨道传输的理论和实验结果 (a) 调制相位 Q ; (b) BLHGB 沿着双曲轨道传输的侧面图; (c)–(f) BLHGB 在 (b) 中对应虚线位置处的横截面光强分布的理论 (中间) 和实验 (底端) 结果

为了体现更高阶 BLHGB 沿着不同轨道的传输, 图 5 列举了 (1,1) 阶 BLHGB 沿着双曲正割轨道传输的数值模拟结果. 初始输入光束表达式为

$$u(x, y, 0) = \frac{C_{11}}{40} H_1\left(\frac{\sqrt{2}x}{40}\right) H_1\left(\frac{\sqrt{2}y}{40}\right) \times \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{40^2}\right) \exp(iQ). \quad (3)$$

图中预先设定的轨道方程为

$$f(z) = 0.06 \operatorname{sech}[0.007(z - 315)], \quad g(z) = 0.$$

其中图 5 (a) 为 BLHGB 沿着传播方向光强演化的立体图, 图中光束沿着双曲正割轨道传输, 开始向 x 轴正方向加速并逐渐聚焦, 接下来又返向 x 轴负方向加速. 图 5 (b1)—(b4) 为 (1,1) 阶 BLHGB 在传播方向上不同位置处 (见图 5 (a) 标记) 的横截面光

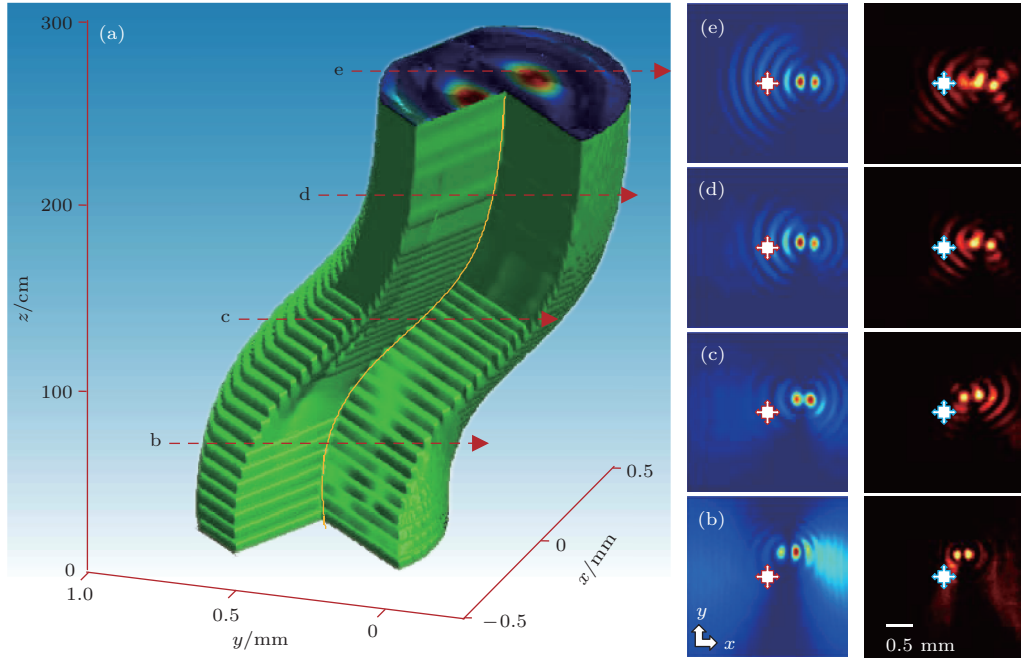


图 4 (网刊彩色) (1,0) 阶 BLHGB 沿着 3D 轨道传输的理论和实验结果 (a) BLHGB 沿 3D 轨道传输的三维立体数值模拟图; (b)—(e) BLHGB 在 (a) 中虚线位置处的横截面光强分布的中间和实验 (右侧) 结果

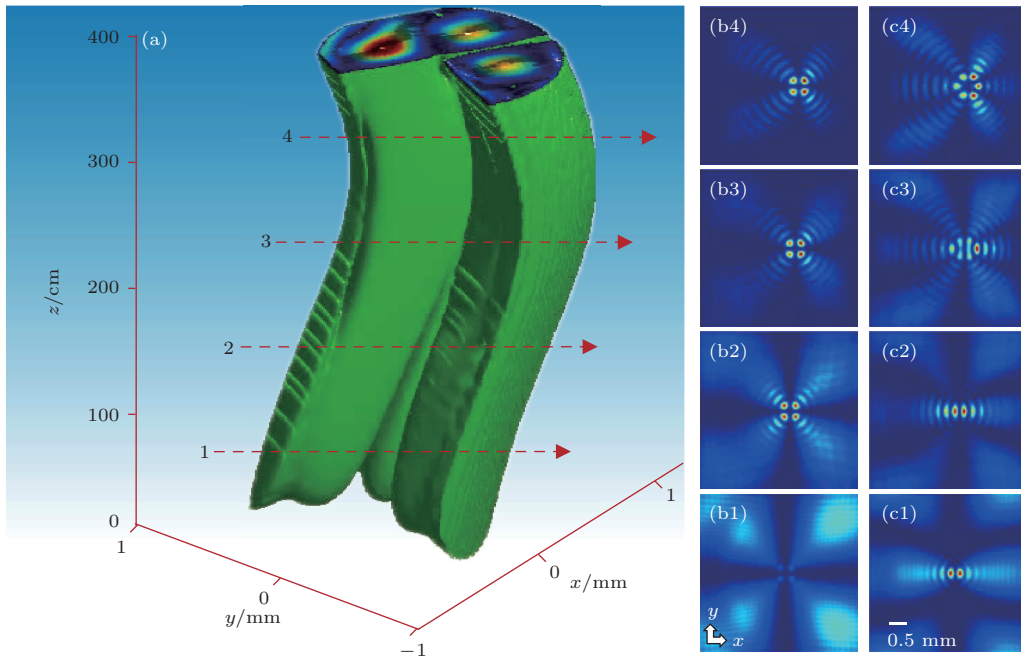


图 5 (网刊彩色) 高阶 BLHGB 沿着双曲正割轨道传输的数值模拟结果 (a) (1,1) 阶 BLHGB 沿双曲正割轨道传输的立体图; (b1)—(b4) (1,1) 阶 BLHGB 在 (a) 中虚线位置处的横截面光强分布图; (c1)—(c4) (1,2) 阶 BLHGB 在 (a) 中不同截面处的横截面光强分布

强分布. 由图可见, 光束在 x 和 y 方向均有一条节线, 传输过程中光斑的中心位置出现了 4 个均匀对称的主瓣, 且主瓣大小基本保持不变. 采用同样的方法对 (1,2) 阶 BLHGB 沿着双曲正割轨道传输进行数值模拟, 得到了不同位置处的横截面光强分布, 如图 5(c1)—(c4) 所示. 该结果清楚地显示了 (1,2) 阶 BLHGB 在传输过程中出现 6 个无衍射主瓣, 且其在聚焦点附近均匀地分布成一个项链状的环形. 由图 5 可知不同模式的 BLHGB 拥有奇异的主瓣结构, 此特点有助于构造出更有应用价值的新型自加速光束. 例如: 参照厄米-高斯光束叠加得到拉盖尔-高斯光束 [25] 及任意阶矢量光束的方法 [26–28], BLHGB 可用于叠加产生自加速的类贝塞尔-拉盖尔-高斯光束或矢量光束.

作为自横向加速光束的一种, BLHGB 也具有

自修复特性. 为了验证这种自修复特性, 图 6 展示了“残缺”BLHGB 的传输过程. 理论模拟中选取图 5 中 (1,1) 阶 BLHGB 为研究对象, 其中图 6(a) 为调制相位 Q ; 图 6(b) 展示了 BLHGB 在 $y = 0$ 平面内沿着传播方向上的光强分布; 图 6(c) 为完整的入射光束分布, 当它传输到 $z = 140$ cm 时, 截断光束主瓣的传输, 即令其光强为零, 如图 6(d) 所示. 在图 6(b) 中可明显看出, 光束主瓣在虚线位置 d 处消失 (对应图 6(d)); 经过一段距离的传输, 图 6(d)—(f) 清楚地显示了光束主瓣重新恢复的过程. 这表明“残缺”的 (1,1) 阶 BLHGB 光束具有自动修补的能力, 即具有自修复的特性. 同理, 也可对图 2—4 中光束的自修复特性进行验证, 结果表明不同传输轨道的 BLHGB 均具有自修复特性.

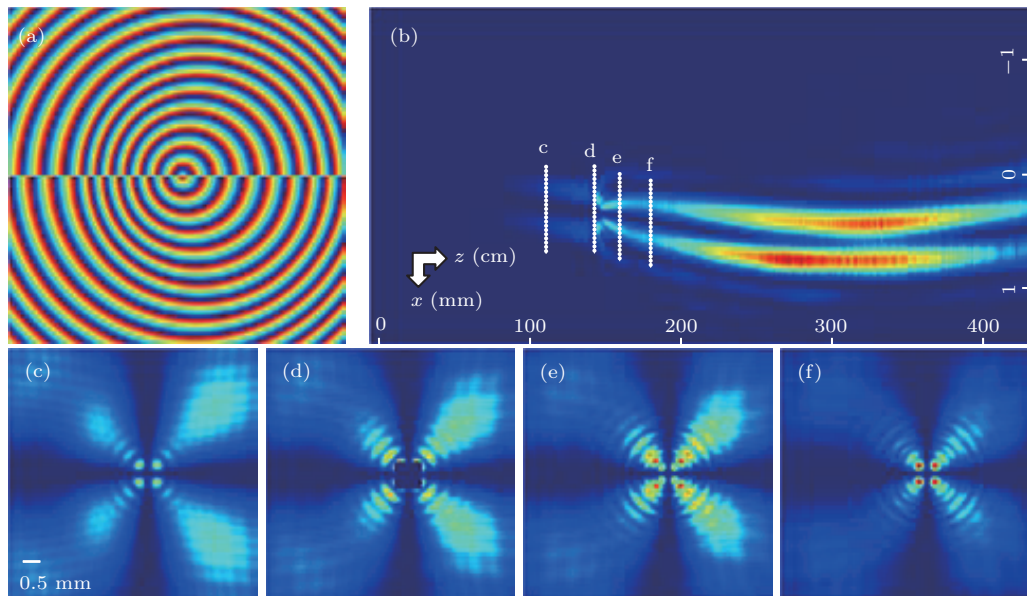


图6 (1,1) 阶 BLHGB 沿着双曲轨道传输时自修复特性的理论模拟 (a) 调制相位 Q ; (b) 当光束主瓣在位置 d 处被截断时, BLHGB 沿 z 方向传输且恢复光斑结构的侧面图; (c)—(f) BLHGB 在 (b) 中对应虚线位置处的横截面光强分布的理论结果

5 结 论

通过对厄米高斯光束施加空间相位调制, 产生了自加速无衍射的类贝塞尔-厄米-高斯光束. 分别在数值模拟和实验两方面验证了此光束拥有奇特的光斑结构, 且能沿抛物、双曲、双曲正割及三维立体等预设轨道传输. 作为类贝塞尔光束的一般形式, 此光束可用于叠加产生自加速的类贝塞尔-拉盖尔-高斯光束或者矢量光束. 本文得到的光束进一步完善了自加速光束, 其奇特的光斑结构及多样化的加速传输轨道为光束操控提供了新的方法.

参考文献

- [1] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264
- [2] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979
- [3] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, Christodoulides D N 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901
- [4] Hu Y, Siviloglou G A, Zhang P, Efremidis N K, Christodoulides D N, Chen Z G 2012 *Nonlinear Photonics and Novel Optical Phenomena* (1st Ed.) (New York: Springer) p1
- [5] Kaminer I, Bekenstein R, Nemirowsky J, Segev M 2012 *Phys. Rev. Lett.* **108** 163901

- [6] Zhang P, Hu Y, Li T C, Cannan D, Yin X B, Morandotti R, Chen Z G, Zhang X 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 193901
- [7] Aleahmad P, Miri M A, Mills M S, Kaminer I, Segev M, Christodoulides D N 2012 *Phys. Rev. Lett.* **109** 203902
- [8] Bandres M A 2008 *Opt. Lett.* **33** 1678
- [9] Rosen J, Yariv A 1995 *Opt. Lett.* **20** 2042
- [10] Sun Q G, Zhou K Y, Fang G Y, Liu Z J, Liu S T 2012 *Chin. Phys. B* **21** 014208
- [11] Hu Y, Bongiovanni D, Chen Z G, Morandotti R 2013 *Opt. Lett.* **38** 3387
- [12] Efremidis N K, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 4045
- [13] Zhang Z, Liu J J, Zhang P, Ni P G, Prakash J, Hu Y, Jiang D S, Christodoulides D N, Chen Z G 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 034209 (in Chinese)[张泽, 刘京郊, 张鹏, 倪培根, Prakash J, 胡毅, 姜东升, Christodoulides D N, 陈志刚 2013 物理学报 **62** 034209]
- [14] Hwang C, Kim K, Lee B 2011 *Opt. Express* **19** 7356
- [15] Guo C S, Wang S Z, Rong Z Y, Sha B 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084201 (in Chinese)[国承山, 王淑贞, 荣振宇, 沙贝 2013 物理学报 **62** 084201]
- [16] Won R, Dholakia K 2008 *Nature Photon.* **2** 702
- [17] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, Kajorndej V, Efremidis N K, Christodoulides D N, Chen Z G 2011 *Opt. Lett.* **36** 2883
- [18] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nature Photon.* **2** 675
- [19] Baumgartl J, Hannappel G M, Stevenson D J, Day D, Gu M, Dholakia K 2009 *Lab. Chip.* **9** 1334
- [20] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, Siviloglou G A, Christodoulides D N 2009 *Science* **324** 229
- [21] Chremmos I D, Chen Z G, Christodoulides D N, Efremidis N K 2012 *Opt. Lett.* **37** 5003
- [22] Zhao J Y, Zhang P, Deng D M, Liu J J, Gao Y M, Chremmos I D, Efremidis N K, Christodoulides D N, Chen Z G 2013 *Opt. Lett.* **38** 498
- [23] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (3rd Ed.) (San Diego: Academic Press) p51
- [24] Hu Y, Zhang P, Lou C B, Huang S, Xu J J, Chen Z G 2010 *Opt. Lett.* **35** 2260
- [25] Beijersbergen M W, Allen L, van der Veen H E L O, Woerdman J P 1993 *Opt. Commun.* **96** 123
- [26] Tidwell S C, Ford D H, Kimura W D 1990 *Appl. Opt.* **29** 2234
- [27] Passilly N, de Saint Denis R, Ait-Ameur K, Treussart F, Hierle R, Roch J F 2005 *J. Opt. Soc. Am. A* **22** 984
- [28] Xin J T, Gao C Q, Li C 2012 *Sci. Sin. Phys. Mech. Astron.* doi: 10.1360/132012-417 (in Chinese) [辛璟焱, 高春清, 李辰 2012 中国科学: 物理学 力学 天文学 doi: 10.1360/132012-417]

Theoretical and experimental study on self-accelerating Bessel-like Hermite-Gaussian beams*

Zhao Juan-Ying¹⁾ Deng Dong-Mei²⁾ Zhang Ze³⁾ Liu Jing-Jiao^{1)†} Jiang Dong-Sheng¹⁾

1) (School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510631, China)

3) (Academy of Opto-Electronics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100190, China)

(Received 4 September 2013; revised manuscript received 6 October 2013)

Abstract

Phase modulation is an important method of designing accelerating optical beams. In this paper, we present new self-accelerating non-diffracting Bessel-like Hermite-Gaussian beams based on our previous research on Bessel-like beams. The evolutions of the beams along different trajectories are studied numerically and experimentally. These beams are designed by modulating the phase of the initial Hermite-Gaussian beams. With the split-step beam propagation method, we show numerically that (0,1), (1,0), (1,1) and (1,2) modes of the Bessel-like Hermite-Gaussian beams can propagate along different predefined trajectories. With the computer-generated hologram and spatial light modulator, we observe the propagating behaviors of the Bessel-like Hermite-Gaussian beams along different trajectories, including parabolic, hyperbolic, hyperbolic secant and 3D trajectories. Experimental results show good agreement with the theoretical prediction. It is also demonstrated that the peculiar profile of Bessel-like Hermite-Gaussian beams exhibits nondiffracting and self-healing properties propagating along the tunable trajectories. These beams generalize the concept of Bessel-like beams, suggesting that more exotic optical beams can be obtained.

Keywords: Bessel-like Hermite-Gaussian beams, spatial light modulator, non-diffracting, self-accelerating

PACS: 42.68.Ay, 42.25.Fx, 42.30.Lr, 42.40.Jv

DOI: [10.7498/aps.63.044204](https://doi.org/10.7498/aps.63.044204)

* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2013CB632703), the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11374108, 10904041), the Foundation for the Authors of Excellent Doctoral Dissertation of Guangdong Province, China (Grant No. SYBZZXM201227), and the Postgraduate Scholarship Program of China.

† Corresponding author. E-mail: juanyingzhao@gmail.com