

doi:10.3788/gzxb20134212.1401

艾里光束自弯曲性质的控制

施瑶瑶, 吴彤, 刘友文, 李艳, 周融

(南京航空航天大学 理学院, 南京 210016)

摘要:利用薛定谔方程,理论分析了自由空间中无衍射艾里光束的自弯曲性质.研究了控制该性质的因素,并与实际物理量联系,提出采用梯度折射率材料实现控制艾里光束自弯曲性质的方法.数值模拟了一维和二维艾里光束在传播时出现的自弯曲效应,以及经过控制的艾里光束沿直线无衍射传播和反向弯曲传播的强度分布情况,讨论了艾里光束在梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播的距离与指数衰减因子、光束的主瓣宽度及波长之间的关系.结果显示:在艾里光束的中心波瓣强度衰减为最大强度 18% 的传播距离内,艾里光束能够保持近似无衍射传播;在实际应用中可以根据艾里光束近似无衍射传播距离的具体要求,通过衰减因子、主瓣宽度和波长三者分别与近似无衍射传播距离之间的关系曲线,综合考虑选取合适的参数值和梯度折射率材料,实现对艾里光束的最佳控制.

关键词:艾里光束;自弯曲;无衍射;衰减因子;梯度折射率;控制

中图分类号:O439

文献标识码:A

文章编号:1004-4213(2013)12-1401-7

Control of Self-bending Airy Beams

SHI Yao-yao, WU Tong, LIU You-wen, LI Yan, ZHOU Rong

(College of Science, Nanjing University of Aeronautics and Astronautics, Nanjing 210016, China)

Abstract: Free-space self-bending of non-diffracting Airy beams was theoretically investigated with Schrodinger's equation, the factors influencing self-bending were analyzed, which were linked to actual physical quantities, and the method of acceleration control of Airy beams with gradient-index material was given. The self-bending property appearing during propagation of one- and two-dimensional Airy beams was numerical simulated. Moreover, the numerical simulation results that the deflection of Airy beams can be compensated and reversed with proper control. The relationship between the propagation length of compensated finite Airy beam in a gradient-index material and the decay factor was discussed. The results show that the compensated finite Airy beam can keep non-diffracting propagation when intensity of the central lobe decays from maximum to eighteen percent of the maximal value. The relationship between the propagation length of compensated finite Airy beam in a gradient-index material and the central lobe width as well as the wavelength was also studied, respectively. In practical application, three appropriate parameter values and a right gradient refractive index material can be selected through the dependent relationship between the decay factor, the central lobe width as well as wavelength and the propagation length of compensated finite Airy beam at the instance of the propagation length of compensated finite Airy beam, and optimal control of Airy beam can be realized.

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 61205201, 11174147)、中央高校基本科研业务费专项资金(No. NZ2012305)、江苏省博士后研究基金(No. 1201034C)和南京航空航天大学引进人才科研启动基金资助

第一作者:施瑶瑶(1989-),女,硕士研究生,主要研究方向为光学工程. Email: shiyaoyao080730106@163.com

导师:吴彤(1984-),男,讲师,博士,主要研究方向为光学工程、生物医学光学成像等. Email: wutong@nuaa.edu.cn

通讯作者:刘友文(1966-),男,教授,博士,主要研究方向为信息光子学、微纳米光子学等. Email: ywliu@nuaa.edu.cn

收稿日期:2013-04-07; **录用日期:**2013-07-10

Key words: Airy beams; Self-bending; Non-diffraction; Decay factor; Gradient-index; Control

0 引言

无衍射光束是一种在传播过程中强度空间分布保持不变的光束^[1]. 这种无衍射光束包括贝塞尔光束、高阶贝塞尔光束、马蒂厄光束、高阶马蒂厄光束以及其他基于抛物线柱函数的光束^[2-3], 他们都是由平面波通过适当的锥形叠加产生的^[4]. 这些光束的无衍射性质造成的直接结果就是它们都具有无限的能量, 当然, 在实际操作中由于空间和能量的限制, 这些无衍射光束一般都被做了截断, 从而使得它们在传播过程中逐渐趋向于衍射^[1,5]. 近年来, 人们对无衍射光束的研究有了很大进展^[6-8], 其中艾里(Airy)光束由于其独特的性质而备受关注. 这种无衍射光束最初由 Berry 和 Balazs 在理论上证明是薛定谔方程的一个解^[9]. 直到近几年, 艾里光束才在理论和实验上得到了深入的研究. 以上提到的光束只存在二维或三维的形式, 而无衍射艾里光束即使在一维情况下也同样能够实现, 这使得一些在低维度下较为复杂的问题变得简单, 比如描述平面光束的衍射情况或色散光纤中的脉冲传输等问题^[1]. 与贝塞尔光束相比, 艾里光束并不依赖于平面波的简单锥形叠加, 并且它除了同样具有无衍射和自愈性质之外, 还具有自由空间中的自弯曲特性^[1,10]. 这是由于艾里光束的非对称场分布特点, 使其在自由空间中传播时能够自由弯曲^[11]. 在实际操作中, 艾里光束同样需要被截断, 但即使做了指数截断, 艾里光束仍然能够保持其主要特性^[1]. 这些特性已经应用于光学精密控制^[12]、光学诱捕^[13-14]、等离子体导向^[15]、光子弹产生^[16]、自聚焦光束的合成^[5]等. 然而, 这些特性也使得艾里光束难以在一些领域中得到很好地应用. 因此, 需要对艾里光束特性的控制进行研究. 文献[17]报道了通过控制空间光调制器对艾里光束初始产生条件进行调节, 来控制艾里光束弯曲方向的方法. 最近, 一种利用在二维非线性光子晶体中通过二次谐波产生艾里光束的新方法也得到了证明^[18]. 基于这种非线性艾里光束产生方法, 可通过调节晶体温度来控制非线性相互作用的相位匹配条件, 进而可以对艾里光束的自弯曲效应进行控制^[19]. 文献[20]利用一个固定光源和一个可调光源实现对非线性产生的艾里光束弯曲方向的全光控制.

本文从理论上推导了艾里光束场分布的公式, 通过分析该公式得出了控制艾里光束自弯曲性质的关键因素, 并将其定义为艾里光束的自弯曲因子. 模

拟了在自弯曲因子影响和控制下艾里光束的传播情况, 研究了限制艾里光束沿直线近似无衍射传播距离的几个关键因素.

1 理论和方法

傍轴情况下一维艾里光束的传播理论模型满足薛定谔方程^[1]

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = 0 \quad (1)$$

式中, φ 为电场包络, $s = x/x_0$ 表示无量纲的横坐标, x_0 是一任意的横向刻度; $\xi = z/kx_0^2$ 表示归一化的传播距离, $k = 2\pi n/\lambda$ 表示光波的波数.

在理想状况下, 艾里光束的电场包络 φ 的初始分布为

$$\varphi(0, s) = Ai(s) \quad (2)$$

式中, Ai 为艾里函数.

将式(2)代入薛定谔方程(1)可以得到无衍射艾里光束的场分布情况, 即

$$\varphi(\xi, s) = Ai(s - (\xi/2)^2) \exp(i(s\xi/2) - i(\xi^3/12)) \quad (3)$$

由于其固有的无衍射性质, 艾里光束具有无限的能量, 它的旁瓣衰减得非常慢. 在实际产生艾里光束的过程中, 由于空间和能量的限制, 它的旁瓣需要衰减得更快. 因此, 理论上本文采用指数衰减函数对旁瓣做振幅截断, 则初始场分布为

$$\varphi(0, s) = Ai(s) \exp(\alpha s) \quad (4)$$

式中, 衰减因子 $\alpha > 0$, 用来抑制艾里光束的旁瓣, 从而保证这类光束的物理实现. 通常情况下 $\alpha \ll 1$, 这样得到的波包与理想状况下的艾里函数能够保持一定程度上的相似.

将式(4)代入薛定谔方程(1)可以得到经过截断的有限能量艾里光束的场分布情况, 即

$$\varphi(\xi, s) = Ai(s - (\xi/2)^2 + i\alpha\xi) \exp(\alpha s - (\alpha\xi^2/2) + i(s\xi/2) - i(\xi^3/12) + i(\alpha^2\xi/2)) \quad (5)$$

对于二维情况下的艾里光束, 其场分布情况为

$$\varphi(x, y, z) = \prod_{m=x, y} \varphi_m(s_m, \xi_m) \quad (6)$$

式中, φ_m 即对应于上文所述一维情况中的场分布 φ .

为了找出控制艾里光束自弯曲性质的关键因素, 本文引入一个不确定因子 p , 将薛定谔方程改写为

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} + ps\varphi + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial s^2} = 0 \quad (7)$$

将初始场分布式(4)代入式(7)可以得到包含可控因素的有限能量艾里光束的场分布情况, 即

$$\varphi(s, \xi) = Ai \left[s - \frac{1}{4}(1+2p)\xi^2 + i\alpha\xi \right] \cdot \exp \left[\alpha \left(s - \frac{p\xi^2}{2} - \frac{\xi^2}{2} \right) + i \left(-\frac{p^2\xi^3}{6} + ps\xi - \frac{p\xi^3}{4} - \frac{\xi^3}{12} + \frac{\alpha^2\xi}{2} + \frac{s\xi}{2} \right) \right] \quad (8)$$

根据式(8)计算可知, $p > 0$ 时, 艾里光束自弯曲加剧, $p < 0$ 时, 自弯曲效果减弱; 特别地, 当 $p = -1/2$ 时, 弯曲得到补偿, 艾里光束沿直线无衍射传播, 当 $p < -1/2$ 时, 艾里光束反向弯曲传播. 也就是说, p 是控制艾里光束自弯曲性质的关键因素, 本文将 p 定义为艾里光束的自弯曲因子.

考虑到自弯曲因子 p 能够在较大范围内改变, 且能够与实际物理量相对应, 因此可将其与梯度折射率材料联系起来. 令线性梯度折射率材料的梯度指数为 δn (在同一梯度折射率材料中为常量), 则梯度折射率材料中的一维艾里光束的传播情况可以由式(9)给出^[21].

$$i \frac{\partial \varphi}{\partial z} + \frac{k \delta n}{n_0} x \varphi + \frac{1}{2k} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0 \quad (9)$$

式中, φ 为电场包络, k 为光波的波数, n_0 为梯度折射率材料初始面上的折射率, $\delta n \ll n_0$.

对比式(7)和式(9)并进行整理, 可以得出自弯曲因子 p 与梯度指数 δn 的关系为 $p = k^2 x_0^3 \delta n / n_0$, 并由此推出: 当 $\delta n > 0$ 时, 艾里光束在该梯度折射率材料中自弯曲加剧; 当 $\delta n = -n_0 / 2k^2 x_0^3$ 时, 弯曲得到补偿, 艾里光束在该材料中沿直线无衍射传播; 当 $\delta n < -n_0 / 2k^2 x_0^3$ 时, 艾里光束在材料中反向弯曲传播. 由此可以看出, 梯度折射率沿 x 轴方向变化, 而艾里光束的自弯曲性质正是因为具有近似垂直于传播方向的横向加速度而导致的运动轨迹弯曲, 那么横向加速度方向与梯度折射率变化方向一致, 从而得以实现对艾里光束弯曲的控制. 因此, 通过选择具

有合适梯度指数 δn 的梯度折射率材料, 可以相应的控制艾里光束的自弯曲情况, 使其在该材料中实现沿直线无衍射传播或反向弯曲传播. 这种梯度折射率材料可以是满足合适梯度折射率分布的光学器件, 如梯度折射率透镜, 也可以是满足合适梯度折射率分布的溶液介质, 或两块金属板之间受到压电控制而满足合适梯度折射率分布的空气介质^[22-23].

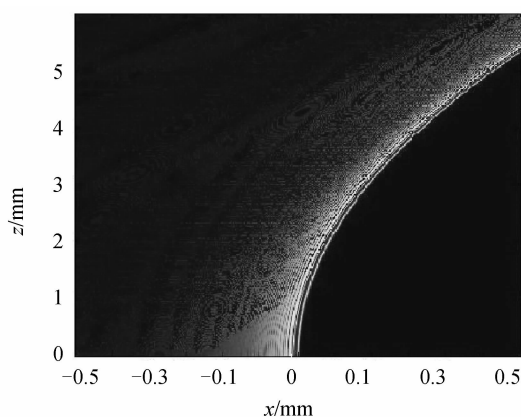
2 模拟和结果

2.1 数值模拟

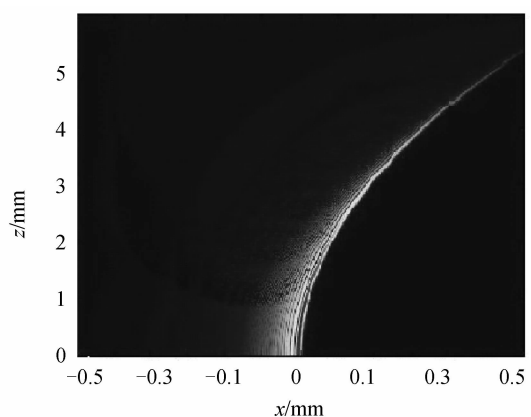
分别模拟了自由空间中理想情况下的一维艾里光束 (衰减因子 $\alpha = 0$) 与做了截断的一维艾里光束 (衰减因子 $\alpha = 0.01$) 在传播距离 $z = 0 \sim 5$ mm 之间的强度分布情况, 如图 1(a) 和 (b). 模拟的光束主瓣宽度为 $9.8 \mu\text{m}$ (对应的 $x_0 \approx 6 \mu\text{m}$), 波长 $\lambda = 850$ nm. 由图中可以看出, 经过一段距离的传播, 一维艾里光束的自弯曲效应非常明显; 理想情况下的一维艾里光束在传播过程中一直保持其无衍射性质, 而经过截断的艾里光束在一定的传播距离后无衍射效果减弱最后消失.

图 1(c) 和 (d) 是模拟的自由空间中二维艾里光束在 $z = 0$ 处和 $z = 5$ mm 处的强度分布图, 其中衰减因子均为 $\alpha = 0.01$. 模拟的光束主瓣宽度为 $9.8 \mu\text{m}$ (对应的 $x_0 \approx 6 \mu\text{m}$), 波长 $\lambda = 850$ nm. 两图对比可以明显看出, 经过 5 mm 的传播距离, 艾里光束在 x 和 y 方向都有明显偏移, 这就是其自弯曲特性的反映. 另外, 经过 5 mm 的传播距离后经过截断的艾里光束的无衍射性质减弱.

模拟了在自弯曲因子 p 的改变下艾里光束的强度分布情况. 模拟的光束主瓣宽度为 $9.8 \mu\text{m}$ (对应的 $x_0 \approx 6 \mu\text{m}$), 波长 $\lambda = 850$ nm, 衰减因子均为 $\alpha = 0.01$, 在初始面折射率 $n_0 = 1$ 的梯度折射率材料



(a) One-dimensional infinite energy Airy beam



(b) One-dimensional finite energy Airy beam ($\alpha = 0.01$)

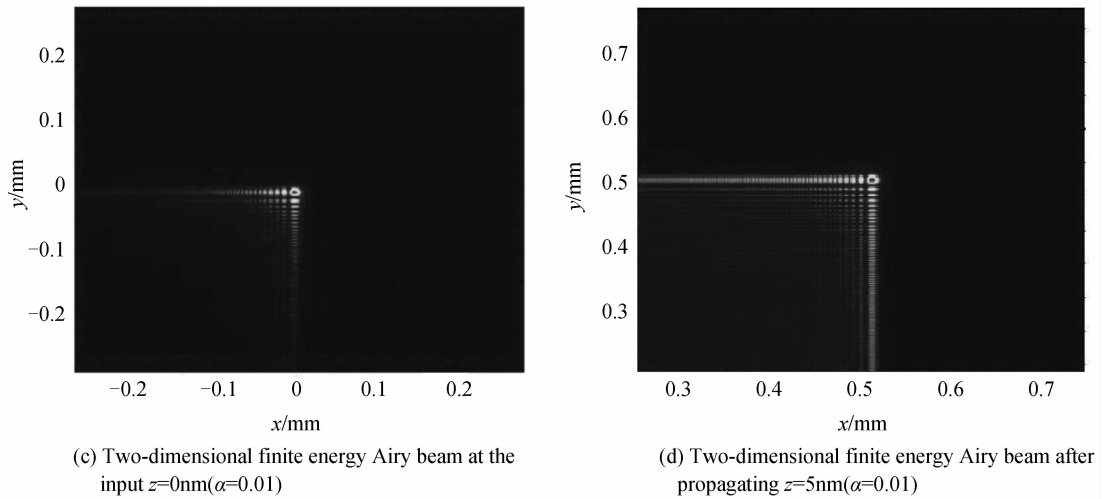
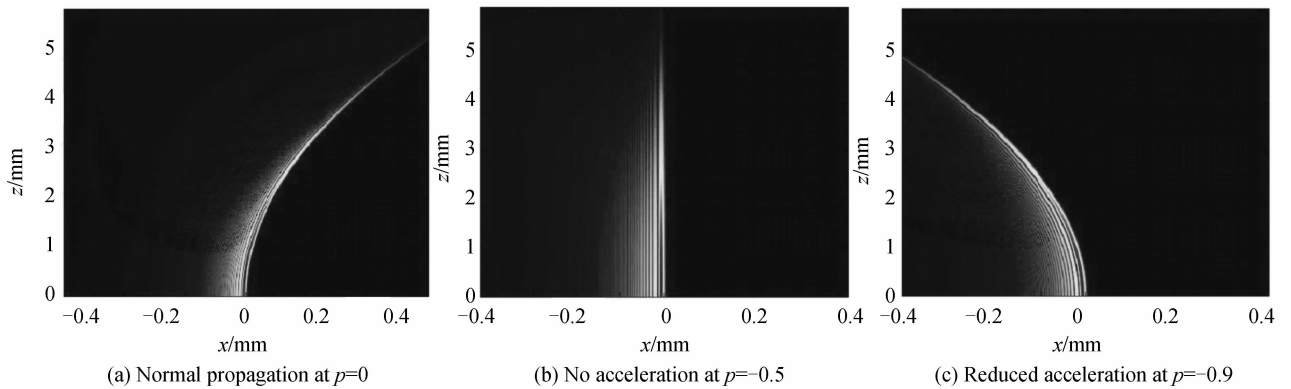


图1 艾里光束传播情况的强度分布

Fig. 1 Propagation dynamics of Airy beams

中传播. 如图 2 所示, 令自弯曲因子 $p=0$, 光束在材料中的传播情况与未经控制时艾里光束的传播情况一致(如图 2(a)); 令 $p=-0.5$, 弯曲得到补偿, 艾里

光束在该梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播(如图 2(b)); 令 $p=-0.9$, 艾里光束在该材料中反向弯曲传播(如图 2(c)).

图2 艾里光束($\alpha=0.01$)在因子 p 改变下的强度分布情况的数值模拟结果Fig. 2 Numerical results of one-dimensional finite energy Airy beams ($\alpha=0.01$) propagating with different p

以上数值模拟的结果与公式推导得出的结论相一致, 证明了自弯曲因子 p 对艾里光束自弯曲效应可控的可行性. 另外, 模拟的艾里光束在初始面折射率为 1 的梯度折射率材料中传播, 可以将该材料理解为两块金属板之间受到压电控制而满足梯度折射率要求的空气. 由模拟结果看, 当自弯曲因子为 0 时, 艾里光束在该材料中的传播情况与自由空间中的传播情况吻合, 当自弯曲因子为 -0.5 时, 考虑到梯度折射率只对艾里光束在 x 方向造成自弯曲效应的横向加速度有影响, 对传播方向 z 上没有影响, 因此这种条件下模拟的艾里光束与自由空间中的艾里光束最为贴近. 因此, 本文以艾里光束在初始面折射率为 1 的梯度折射率材料中传播的情况作为模拟对象, 使分析结果的应用面更为广泛.

2.2 结果分析

基于艾里光束在梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播的模拟, 可以对艾里光束在梯度折射率

材料中的直线近似无衍射传播距离进行测量, 研究限制其大小的影响因素, 进而实现对艾里光束直线近似无衍射传播距离的精确控制. 由包含可控因素的有限能量艾里光束的场分布情况式(8)可以推出, 限制艾里光束的近似无衍射传播距离 z 的可能影响因素有以下几个: 衰减因子 α 、对传播距离归一化时用到的一任意的横向刻度 x_0 以及波长 λ .

2.2.1 衰减因子的影响

为了分析艾里光束的近似无衍射传播距离与衰减因子 α 之间的关系, 本文模拟了衰减因子 α 取 0 到 1 之间的多个值时沿直线近似无衍射传播的艾里光束的强度分布情况, 模拟的光束主瓣宽度为 $9.8 \mu\text{m}$ (对应的 $x_0 \approx 6 \mu\text{m}$), 波长 $\lambda=850 \text{ nm}$, 自弯曲因子 $p=-0.5$, 在初始面折射率为 1 的梯度折射率材料中传播. 在模拟 α 大于 0.4 的情况时发现, 光束的衍射效应变得很强, 传播距离也很短, 验证了只有满足 $0 < \alpha \ll 1$ 时才能保证被截断的艾里光束不失

真这一理论,并据此选择分析 α 取值为 0.005、0.01、0.02、0.03、0.04、0.05、0.06、0.07、0.08、0.09、0.1、0.15、0.2、0.25、0.3 和 0.4 时沿直线近似无衍射传播的艾里光束的强度分布情况.为了准确测量经截断的艾里光束的无衍射传播距离,分别对与各个衰减因子相对应的多幅艾里光束传播图像的采样点进行分析,统计每个艾里光束在传播过程中的中心波瓣的半峰全宽(Full Width at Half Maximum, FWHM)保持基本不变的距离 z ,认为 z 即为沿直线传播的艾里光束的近似无衍射传播距离.对应于所取的各个衰减因子 α ,测得的艾里光束的近似无衍射传播距离具体为 z 等于 7.01、5、3.55、2.96、2.6、2.34、2.14、1.99、1.89、1.81、1.75、1.53、1.37、1.26、1.22、1.18 mm.根据测量点拟合出了近似无衍射传播距离 z 和衰减因子 α 的依赖关系曲线,如图 3 中的实线所示,图中各“*”对应所测得的点.

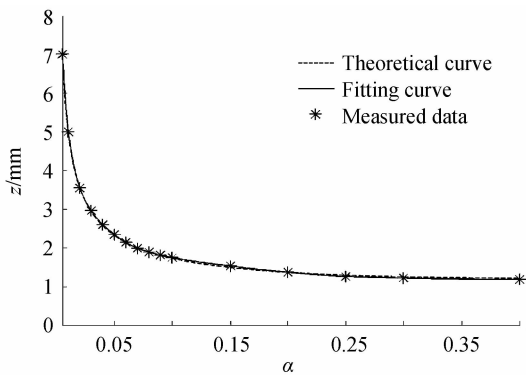


图 3 近似无衍射传播距离 z 与衰减因子 α 的依赖关系
Fig. 3 Dependent relationship between the propagation length of compensated finite Airy beam and the decay factor

找出每个艾里光束中心波瓣的近似无衍射传播距离对应处的强度值,并计算该强度值占此光束中心波瓣的最大强度的百分比 ω .经过统计整理,得到对应于各个衰减因子 α 的百分比 ω 的分布图,如图 4.所测点均匀分布于 18% 的两侧,因此可以认为,艾里光束的中心波瓣经过一段大小为 z' 的传播距离之后强度约衰减为最大强度的 18%,在这段传播距离之内,光束能够保持近似无衍射传播.根据这一结论,利用式(8)数值模拟了衰减因子 α 在 0.005~0.4 的连续变化范围内,光束中心波瓣的近似无衍射传播距离 z' 的变化情况.两者的依赖关系如图 3 中虚线所示.可以看出,拟合曲线与模拟的理论曲线较为吻合,验证了光束中心波瓣强度衰减到 18% 范围内光束能够保持近似无衍射传播,以及模拟结果曲线的准确性,但两者间也存在微小的偏差.存在这种微小偏差的原因是拟合曲线是由所取的 16 个取样点拟合而成,但取样时无法做到使每个取样点都

精确地落在近似无衍射距离 z' 处,从而造成了偏差;另外,模拟的理论曲线采样点之间可能存在一定微小间隔,无法做到真正的连续取样,导致理想曲线采样点恰好落在模拟采样点之间,而只能提取与理想点接近的点,造成细微偏差.分析两条关系曲线不难发现其与反函数曲线相类似,近似无衍射传播距离 z 随着衰减因子 α 的增大而减小,并且在 $0 < \alpha < 0.1$ 的范围内, z 减小得很快, $\alpha > 0.1$ 后 z 逐渐缓慢减小.

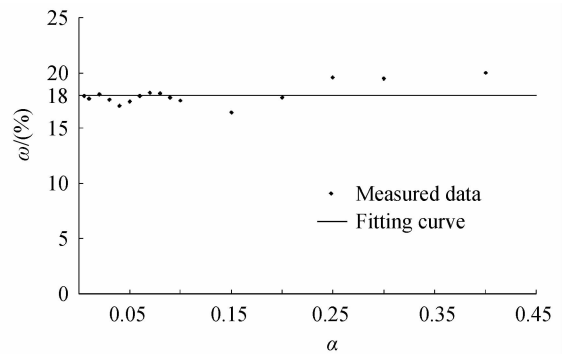


图 4 对应于不同衰减因子 α 的近似无衍射传播最远距离处的相对强度

Fig. 4 Relative intensity at the longest location of the compensated finite Airy beam corresponding to different decay factors

2.2.2 主瓣宽度的影响

由式(8)可以看出,当衰减因子 α 固定时,无量纲的横坐标 $s=x/x_0$ 和归一化的传播距离 $\xi=z/kx_0^2$ 之间的关系是确定的.因此可以根据上面的结论找出艾里光束的中心波瓣经过一段距离的传播之后强度约衰减为最大强度的 18% 所对应的点的坐标 (s_0, ξ_0) ,则艾里光束的近似无衍射传播距离 $z=\xi_0 kx_0^2$,式中 ξ_0 为固定值,那么两个可变量 x_0 和波长 λ 的取值便对 z 起着至关重要的作用.

分析衰减因子 α 和波长 λ 一定时,改变 x_0 取值的情况.当 x_0 增大时,由于此时 $z=\xi_0 kx_0^2$ 中 ξ_0 和波数 k 都固定不变,则艾里光束在某一梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播的距离 z 随 x_0 的增大而增加.由 $s=x/x_0$ 可得 $\Delta s=\Delta x/x_0$,因而可知主瓣宽度 W 与 x_0 成正比,联系实际物理意义,可以解释为艾里光束的近似无衍射传播距离受主瓣宽度的影响,中心波瓣越宽的艾里光束,其近似无衍射传播距离越大.

模拟自弯曲因子 $p=-0.5$,衰减因子 $\alpha=0.01$,波长 $\lambda=850$ nm 时,在初始面折射率为 1 的梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播的艾里光束的强度分布情况. $z=\xi_0 kx_0^2=\frac{z(n)}{x_0^2(n)}x_0^2$ (n 表示在上述条件下取任意一个 x_0 值时模拟的艾里光束近似无衍

射传播). 由于主瓣宽度与 x_0 成正比, 因此光束的近似无衍射传播距离 z 与主瓣宽度 W 的关系式为 $z = \frac{z(n)}{W^2(n)} W^2$, 即 z 与主瓣宽度的平方成正比, 并由此得到艾里光束的主瓣宽度与近似无衍射传播距离的关系曲线, 如图 5. 同时, 模拟主瓣宽度 W 等于 9.8、19.56、29.34、39.1、48.9、78.24、97.8、156.5、195.6、244.5 μm 的艾里光束沿直线近似无衍射传播的情况(对应的 $x_0 \approx 6, 12, 18, 24, 30, 48, 60, 96, 120, 150 \mu\text{m}$), 并分别测出各个光束保持近似无衍射传播的距离 z 分别为 5、20.6、44.9、79.8、126、319.3、500.3、1 280.7、2 001.1、3 126.8 mm. 在上述主瓣宽度与 z 的关系曲线图中描绘出各所测点, 如图 5 中“+”. 可以看出, 所测点与理论曲线吻合, 证明艾里光束的近似无衍射传播距离随主瓣宽度的增大而增加.

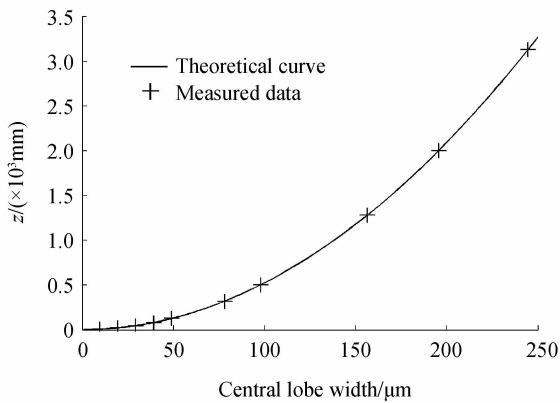


图 5 近似无衍射距离 z 与主瓣宽度 W 的依赖关系
Fig. 5 Dependent relationship between the propagation length of compensated finite Airy beam and the central lobe width

2.2.3 波长的影响

艾里光束在折射率材料中沿直线近似无衍射传播的距离 $z = \xi_0 k x_0^2$. 由于材料的梯度折射率沿 x 方向变化, 只对艾里光束的弯曲效应起作用, 因此材料中光波的波数 $k = 2\pi n_0 / \lambda$, 其中 n_0 为初始面上的折射率. 因此 $z = 2\xi_0 \pi n_0 x_0^2 / \lambda$, z 与 λ 成反比. 模拟自弯曲因子 $p = -0.5$, 衰减因子 $\alpha = 0.01$ 时, 主瓣宽度为 9.8 μm (对应的 $x_0 \approx 6 \mu\text{m}$) 的艾里光束在初始面折射率为 1 的梯度折射率材料中沿直线近似无衍射传播的强度分布情况. 根据公式 $z = 2\xi_0 \pi x_0^2 / \lambda$ 得到艾里光束的近似无衍射传播距离 z 与波长 λ 的理论关系曲线, 如图 6. 同时编程模拟了波长 λ 为 300、400、450、500、550、600、650、750、850、1 000 μm 的艾里光束沿直线近似无衍射传播的强度分布情况, 并依次测出各个光束保持近似无衍射传播的距离 z 分别为 14.2、10.6、9.44、8.5、7.72、7.07、6.52、5.66、5、4.27 mm, 在上述波长 λ 与 z 的依赖关系曲

线图中描绘出测量值, 如图 6 中“*”, 所测点与理论曲线吻合, 近似无衍射传播距离 z 与波长 λ 成反比.

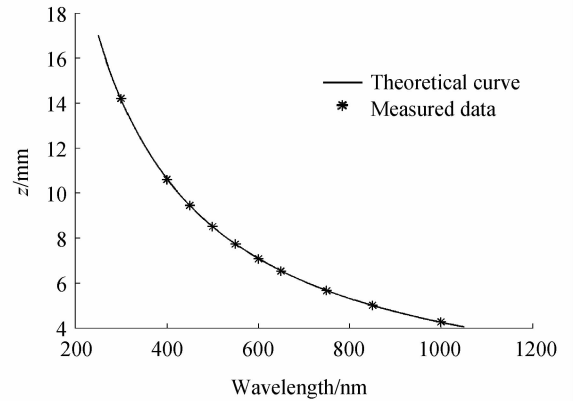


图 6 近似无衍射距离 z 与波长 λ 的依赖关系
Fig. 6 Dependent relationship between the propagation length of compensated finite Airy beam and wavelength

为了得到并分析最为贴近自由空间中传播的艾里光束的传播情况, 本文模拟均以初始面折射率为 1 的梯度折射率材料为基础. 当艾里光束在其他梯度折射率材料中传播时, 设该材料的初始面折射率为 n_0 , 由 $z = 2\xi_0 \pi n_0 x_0^2 / \lambda$ 可知, 在其他条件相同的情况下, 光束在该材料中沿直线近似无衍射传播的距离是前文模拟结果的 n_0 倍.

在实际应用中, 可以根据艾里光束近似无衍射传播距离的具体要求, 综合考虑通过衰减因子 α 、主瓣宽度 W 、波长 λ 与近似无衍射传播距离 z 之间关系曲线, 分别选取合适的参量值和梯度折射率材料, 从而实现艾里光束的最佳控制.

3 结论

本文理论推导了艾里光束的场分布公式, 分析了艾里光束的自弯曲性质, 得出了控制艾里光束自弯曲性质的关键因素, 并将其定义为艾里光束的自弯曲因子 p . 结合物理意义, 将 p 与梯度折射率材料相联系, 其中梯度指数 δn 是控制艾里光束自弯曲效应的关键. 数值模拟了一维和二维艾里光束在传播时出现的自弯曲效应, 以及经过控制的艾里光束的强度分布情况. 光束在合适梯度折射率分布的材料中能够沿直线无衍射传播和反向弯曲传播. 研究了在梯度折射率材料中沿直线传播的艾里光束的近似无衍射传播距离与衰减因子之间的关系, 得到了二者的依赖关系曲线并进行了分析. 数值模拟结果显示在艾里光束的中心波瓣强度衰减为最大强度 18% 的传播距离内, 艾里光束能够保持近似无衍射传播. 分别研究了在梯度折射率材料中沿直线传播的艾里光束的近似无衍射传播距离与光束的主瓣宽度及波长之间的关系, 在实际应用中, 可以根据艾里

光束近似无衍射传播距离的具体要求,通过衰减因子、主瓣宽度和波长三者与近似无衍射传播距离之间的关系曲线,选取合适的参数值和梯度折射率材料,实现对艾里光束的最佳控制。

参考文献

- [1] SIVILOGLOU G A, CHRISTODOULIDES D N. Accelerating finite energy Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2007, **32**(8): 979-981.
- [2] GUTIERREZ-VEGA J C, ITURBE-CASTILLO M D, CHAVEZ-CERDA S. Alternative formulation for invariant optical fields: Mathieu beams[J]. *Optics Letters*, 2000, **25**(20): 1493-1495.
- [3] BANDRES M A, GUTIERREZ-VEGA J C, CHAVEZ-CERDA S. Parabolic non-diffracting optical wave fields[J]. *Optics Letters*, 2004, **29**(1): 44-46.
- [4] MCGLOIN D, DHOLAKIA K. Bessel beams: diffraction in a new light[J]. *Contemporary Physics*, 2005, **46**(1): 15-28.
- [5] ZHANG Ze, LIU Jing-jiao, ZHANG Peng, et al. Generation of autofocusing beams with Multi-Airy beams [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2013, **62**(3): 034209.
张泽,刘京郊,张鹏,等.多艾里光束合成自聚焦光束的实验实现[J]. *物理学报*, 2013, **62**(3): 034209.
- [6] WANG Xin-ai, YANG Zhen-jun, HU Wei, et al. Spatially induced dispersion in the propagation of bessel-like pulsed beam[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(6): 997-1002.
王新爱,杨振军,胡巍,等.类贝塞尔脉冲光束传输中的空间诱导色散效应[J]. *光子学报*, 2007, **36**(6): 997-1002.
- [7] LIU Lan, WU Feng-tie. Reconstruction and rectification of non-diffracting beam after focusing [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(4): 789-793.
刘岚,吴逢铁.无衍射光束聚焦后的重建与矫正[J]. *光子学报*, 2008, **37**(4): 789-793.
- [8] WU Zhi-wei. Novel prism generating non-diffracting-like linear structured beam[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2012, **41**(8): 956-961.
吴志伟.新型棱镜产生近似无衍射线结构光[J]. *光子学报*, 2012, **41**(8): 956-961.
- [9] BERRY M V, BALAZS N L. Nonspreading wave packets[J]. *American Journal of Physics*, 1979, **47**(3): 264.
- [10] SIVILOGLOU G A, BROKY J, DOGARIU A, et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. *Physical Review Letters*, 2007, **99**(21): 213901-213904.
- [11] XU Jia, LIU Juan, XIE Jing-hui, et al. Reviews of recent researches on airy beams [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2010, **47**(7): 23-28.
徐佳,刘娟,谢敬辉,等.艾里激光束理论及应用的最新进展[J]. *激光与光电子学进展*, 2010, **47**(7): 23-28.
- [12] ZHANG P, PRAKASH J, ZHANG Z, et al. Trapping and guiding microparticles with morphing autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(15): 2883-2885.
- [13] BAUMGARTL J, MAZILU M, DHOLAKIA K. Optically mediated particle clearing using Airy wavepackets[J]. *Nature Photonics*, 2008, **2**(11): 675-678.
- [14] CHENG Hua, ZANG Wei-ping, TIAN Jian-guo. Study on optical trapping and propulsion of small particles by Airy beam[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, **31**(s1): s100405.
程化,臧维平,田建国.艾里光束对微小颗粒的捕获和输运研究[J]. *光学学报*, 2011, **31**(s1): s100405.
- [15] POLYNKIN P, KOLESIK M, MOLONEY J V, et al. Curved plasma channel generation using ultraintense Airy beams[J]. *Science*, 2009, **324**(5924): 229-232.
- [16] ABDOLLAHPOUR D, SUNTISOV S, PAPAOGLOU D G, et al. Spatiotemporal Airy light bullets in the linear and nonlinear regimes[J]. *Physical Review Letters*, 2010, **105**(25): 253901-253904.
- [17] ZHANG P, WANG S, LIU Y, et al. Plasmonic Airy beams with dynamically controlled trajectories[J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(16): 3191-3193.
- [18] TAL E, NOA V B, AVELET G P, et al. Nonlinear generation and manipulation of Airy beams [J]. *Nature Photonics*, 2009, **3**(7): 395-398.
- [19] IDO D, TAL E, NOA V B, et al. Control of free space propagation of Airy beams generated by quadratic nonlinear photonic crystals[J]. *Applied Physics Letters*, 2009, **95**(20): 201112.
- [20] IDO D, TAL E, ADV A. Switching the acceleration direction of Airy beams by a nonlinear optical process[J]. *Optics Letters*, 2010, **35**(10): 1581-1583.
- [21] YE Z Y, LIU S, LOU C B, et al. Acceleration control of Airy beams with optically induced refractive-index gradient [J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(16): 3230-3232.
- [22] CHAVEZ-CERDA S, ARRIZON U R V, MOYA-CESSA H M. Generation of Airy solitary-like wave beams by acceleration control in inhomogeneous media [J]. *Optics Express*, 2011, **19**(17): 16448-16454.
- [23] LIU W, NESHEV D N, SHADRIVOV I V, et al. Plasmonic Airy beam manipulation in linear optical potentials [J]. *Optics Letters*, 2011, **36**(7): 1164-1166.