材料、结构及工艺

DOI：10.16818/j.issn1001－5868.2021.01.012

阵列艾里光束通过梯度折射率介质的光强演变特性

靳 龙*，付艳华

（湖北汽车工业学院 理学院 光信息科学与技术系，湖北 十堰 442002）

摘 要： 利用光学传递矩阵和广义惠更斯-菲涅耳积分衍射公式，研究了阵列艾里光束在梯度折射率介质中的演化规律。首先，导出了傍轴近似下，空间域内艾里和阵列艾里光束通过光学系统的传输方程。然后，分析了入射阵列艾里光束的二维光强随指数截断因子和光波束腰半径的变化规律。在此基础上，讨论了阵列艾里光束在梯度折射率介质部分横截面上的光强特征和光波传输的周期性特点，并与单艾里光束的传输规律进行了对比。因为大气的随机抖动和渐变折射率光纤都可以抽象为梯度折射率模型，所以相关结论对阵列光束的传输与通信有一定的理论意义。

关键词： 有限能量阵列艾里光束；梯度折射率介质；广义惠更斯-菲涅耳积分公式

中图分类号： O436 **文章编号：** 1001－5868(2021)01－0066－06

Evolution of Finite Array Airy Beams in Gradient Refractive Index Medium

JIN Long, FU Yanhua

(Department of Optical Information Science and Technology, School of Science, Hubei University of Automotive Technology, Shiyan 442002, CHN)

Abstract: The evolution of finite array Airy beams (FAAB) propagating in gradient refractive index medium (GRIM) is investigated based on light transfer matrix and generalized Huygens-Fresnel integral equation. Firstly, the general propagation formulae of the Airy beam and FAAB passing through the paraxial optical system are calculated in space domain, respectively. Then the incident FAAB intensity profiles changed with exponential truncation and beam wrist size factors are discussed. The intensity characteristics and the periodicity of the transmission of the FAAB on several cross-sections of the GRIM are researched. The propagation behavioral differences between two kinds of beams are compared. The results are of theoretical significance to the transmission and communication of the array beams, because both the atmospheric random dither and graded index optical fibers can be abstracted as gradient index models.

Key words: finite array Airy beam; gradient refractive index medium; generalized Huygens-Fresnel integral equation

0 引言

自1969年北野一郎等成功利用离子交换技术，在棒状玻璃中首次人工制成梯度折射率材料（Gradient Refractive Index Materials，GRIM）以来[1]，GRIM光学器件就在减小光学系统体积、提高成像质量等方面发挥了举足轻重的作用。目前，GRIM已经在微纳光学加工、光通信等领域取得了广泛的应用。在大气通信中，大气层在垂直方向因介质不均匀会产生折射率的局部渐变，导致光线在其中发生非常规折射，这种大气的随机抖动和渐变

收稿日期：2020－11－30.

基金项目：湖北省教育厅基金项目(D20201803).

* **通信作者：**靳 龙 **E-mail：** 20140007@huat.edu.cn

折射率光纤的形成机理虽然有明显不同，但是都可以抽象为梯度折射率模型，进而研究其与光波的相互作用以及对光通信的影响[2-3]。

目前，已有众多文献研究了高斯光束、厄米余弦高斯光束、异常空心光束及部分相干平顶光束等在 GRIM 中的传输规律[4-7]。2007 年 Siviloglou 等将无色散的艾里相位波包导入空间光调制器，首次在实验中产生了有限能量艾里光束（Finite Airy Beam，FAB）[8]。近年来，该光束在弯曲等离子体通道、光学清扫、电子加速、时空光子弹和微粒操控等领域的应用取得了长足的进展[9]。2008 年，Bandres 等研究了艾里高斯光束在 ABCD 光学系统中的变换特性，并就该光波在 GRIM 中的光强和相位分布进行了详细的研究[10]，之后有关艾里涡旋光束、啁啾艾里光束和余弦艾里高斯光束等在 GRIM 中的演变规律也陆续被报道[11-13]。但是单艾里光束携带的能量极其有限，并且其对称性相比其他无衍射光束如贝塞尔光束要差[14]，因此，有限能量阵列艾里光束（Finite Array Airy Beams，FAAB）应运而生[15]。2013 年，张泽等基于艾里光束的自横向加速特性，分别利用四个和八个一维艾里光束合成了自聚焦光束，从数值模拟和实验验证两个方面研究了自聚焦 FAAB 合成的效果[16]。2016 年，Ez-Zariy 等利用阵列高斯光束经过光学艾里变换系统合成了 FAAB[17]。目前，有关 FAAB 通过大气湍流的光波传输特性已有研究[18-19]，但这类光束通过 GRIM 的光强分布和光束演变特性还未见报道。

本文利用广义惠更斯-菲涅耳积分衍射公式，分别得出了 FAB 和 FAAB 在径向渐变 GRIM 中不同横截面上的光场强度表达式。利用相关表达式详细研究了 FAB 和 FAAB 在 GRIM 普通横截面和奇点位置处的光强分布差异。研究发现，FAAB 在 GRIM 中传输时，光波的外形轮廓虽然也是周期性重现，但周期值和单 FAB 有所差别。本文的研究为阵列光束的大气通信和光纤通信提供了理论基础，特别是 FAAB 作为一致近似无衍射又对称性很高的奇异光束，在携带信息容量和降低传输误码率方面大大优于 FAB。

1　基本原理

GRIM 是一种常见的渐变折射率材料，对于径向渐变材料（如光纤和大气湍流），其折射率由中心向边缘依次减弱。在笛卡尔坐标系下，其定量表达式为[20]

$$n(r)=n_0\left(1-\frac{\beta^2 r^2}{2}\right) \tag{1}$$

其中，n_0 是介质中心轴线处的折射率，$r=\sqrt{x^2+y^2}$ 为径向尺寸，β 为梯度变化系数。

单束艾里光源的电场强度表达式为[21]

$$E(x_0,y_0,0)=E(x_0,0)\times E(y_0,0)=Ai\left(\frac{x_0}{\omega_0}\right)\exp\left(\frac{ax_0}{\omega_0}\right)\times Ai\left(\frac{y_0}{\omega_0}\right)\times\exp\left(\frac{ay_0}{\omega_0}\right) \tag{2}$$

其中，ω_0 为光波束腰半径，指数因子使得光波的能量有限化，故 $0<a\leqslant 1$ 称为截断因子。阵列艾里光源由四束单色光源通过调节相位因子，构成一种既轴对称又中心对称的新型光源，其电场表达式为[22]

$$E_1(x_0,y_0,0)=E_1(x_0,0)\times E_1(y_0,0)+E_1(-x_0,0)\times E_1(y_0,0)+E_1(x_0,0)\times E_1(-y_0,0)+E_1(-x_0,0)\times E_1(-y_0,0) \tag{3}$$

当 FAAB 沿图 1 所示路径通过 GRIM 后，在傍轴近似下，材料不同横截面处的光波电场强度可用广义惠更斯-菲涅耳积分式表述为[14]

$$E_2(x,y,z)=\left(\frac{-\mathrm{i}}{\lambda B}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz}\iint_{s_1}E_1(x_0,y_0,0)\cdot \mathrm{e}^{\left(\frac{\mathrm{i}k}{2B}[A(x_0^2+y_0^2)+D(x^2+y^2)-2(x_0x+y_0y)]\right)}\mathrm{d}x_0\mathrm{d}y_0 \tag{4}$$

其中，$\lambda=1.55\ \mu\mathrm{m}$ 为入射光波波长，$k=2\pi/\lambda$ 为其波矢，A，B，C 和 D 是光学系统的传递矩阵元素，即[23]

$$\boldsymbol{T}=\begin{pmatrix}A & B\\ C & D\end{pmatrix} \tag{5}$$

对于 GRIM 材料，其不同位置的传递矩阵可表示为[24]

$$\boldsymbol{T}(z)=\begin{pmatrix}\cos(\beta z) & \frac{1}{\beta}\sin(\beta z)\\ -\beta\sin(\beta z) & \cos(\beta z)\end{pmatrix} \tag{6}$$

其中，z 为光波传输的轴向距离。

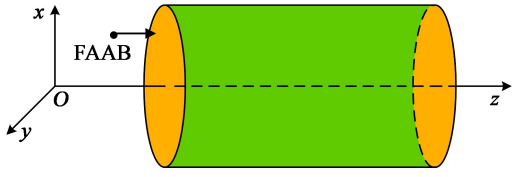


图 1　FAAB 通过 GRIM 不同横截面光波传输示意图

将式(3)和式(6)代入式(4)，可得到 FAAB 在 GRIM 不同位置处的电场强度定量表达式：

$$E_2(x,y,z)=E_2(x,z)\times E_2(y,z)+E_2(-x,z)\times E_2(y,z)+E_2(x,z)\times E_2(-y,z)+E_2(-x,z)\times$$

$$E_2(-y,z) \tag{7}$$

其中，

$$E_2(x,z)=\frac{1}{\sqrt{A}}Ai\left(\frac{x}{A\omega_0}-\frac{B^2}{4A^2k^2\omega_0^4}+\mathrm{i}\frac{aB}{Ak\omega_0^2}\right)\cdot \exp\left(-\mathrm{i}\frac{kCx^2}{2A}\right)\cdot\exp\left(\frac{ax}{A\omega_0}-a\frac{B^2}{2A^2k^2\omega_0^4}-\mathrm{i}\frac{B^3}{12A^3k^3\omega_0^6}+\mathrm{i}\frac{a^2B}{2Ak\omega_0^2}+\mathrm{i}\frac{Bx}{2A^2k\omega_0^3}\right) \tag{8}$$

$$E_2(y,z)=\frac{1}{\sqrt{A}}Ai\left(\frac{y}{A\omega_0}-\frac{B^2}{4A^2k^2\omega_0^4}+\mathrm{i}\frac{aB}{Ak\omega_0^2}\right)\cdot \exp\left(-\mathrm{i}\frac{kCy^2}{2A}\right)\cdot\exp\left(\frac{ay}{A\omega_0}-a\frac{B^2}{2A^2k^2\omega_0^4}-\mathrm{i}\frac{B^3}{12A^3k^3\omega_0^6}+\mathrm{i}\frac{a^2B}{2Ak\omega_0^2}+\mathrm{i}\frac{By}{2A^2k\omega_0^3}\right) \tag{9}$$

其中，A，B 和 C 元素可由式(6)替换，式(7)中其他电场强度分量可通过自变量前面的符号按式(8)和式(9)得出。这里定义 $L=2\pi/\beta$ 为 GRIM 的空间周期，当 $z=(2m+1)L/4$，$m=0,1,2,\cdots$ 时，$\cos(\beta z)=0$，此时，传递矩阵变为

$$\boldsymbol{T}(z)=\begin{pmatrix}0 & \pm\frac{1}{\beta}\\ \mp\beta & 0\end{pmatrix} \tag{10}$$

因而，无法直接使用式(7)计算这些奇点位置的电场分布。将式(10)代入式(4)，可得

$$E_2(x,y,z)=\left(\frac{-\mathrm{i}}{\lambda B}\right)\mathrm{e}^{\mathrm{i}kz}\iint_{s_1}E_1(x_0,y_0,0)\cdot \mathrm{e}^{-\frac{\mathrm{i}k}{B}(x_0x+y_0y)}\,\mathrm{d}x_0\,\mathrm{d}y_0 \tag{11}$$

因此，当 $z=(2m+1)L/4$，$m=0,1,2,\cdots$ 时，式(11)中的电场分量变为

$$E_2(x,z)=\left[\frac{\mathrm{i}k\beta\omega_0^2}{2\pi}\exp\left(\frac{2a^2}{3}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\exp\{-a(k\beta\omega_0^2x)^2+\frac{\mathrm{i}}{3}[(k\beta\omega_0^3x)^3-3a^2k\beta\omega_0x]\} \tag{12}$$

$$E_2(y,z)=\left[\frac{\mathrm{i}k\beta\omega_0^2}{2\pi}\exp\left(\frac{2a^2}{3}\right)\right]^{\frac{1}{2}}\exp\{-a(k\beta\omega_0^2y)^2+\frac{\mathrm{i}}{3}[(k\beta\omega_0^3y)^3-3a^2k\beta\omega_0y]\} \tag{13}$$

利用电场及其复共轭可得 FAAB 在 GRIM 不同位置处的光场强度定量表达式为

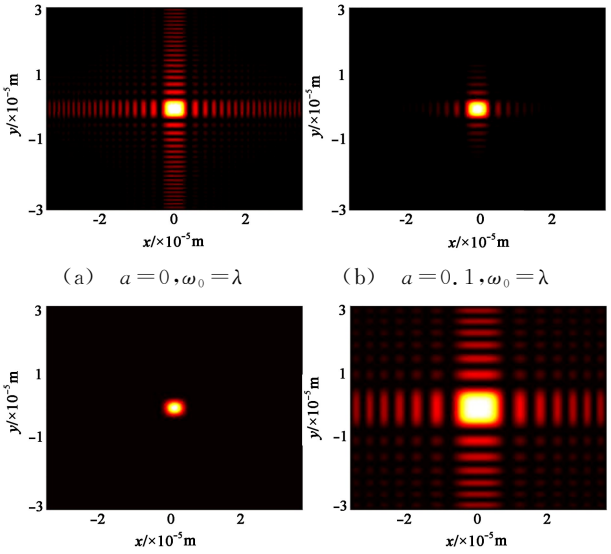
$$I=\frac{n}{2c\mu_0}\mid E_2(x,y,z)\mid^2\propto\mid E_2(x,y,z)\mid^2 \tag{14}$$

其中，c 和 μ_0 分别为真空中的光速和磁导率。

2 结果与讨论

2.1 入射 FAAB 的光强分布特性

由式(2)可知，艾里光束主要受 a 和 ω_0 的影响，图 2 给出了这两类参数变化时，入射 FAAB 的光强演变图样。可以看出，相较于 FAB，FAAB 具有良好的对称性，它和激光通过矩形孔后的衍射图样比较相似，但却是由四束 FAB 叠加而成，因而具有近似无衍射效应。当 $a=0$ 时，从图 2(a)可知，光波的旁瓣铺展到很远的地方，因而其能量无限大。当 a 逐渐增加，旁瓣数量逐渐减少。当 $a=0.5$ 时，从图 2(c)可知，FAAB 的旁瓣完全消失，这时，它将变成阵列高斯光束，将不再具有无衍射、自弯曲和自愈合效应。从图 2(d)可知，随着 ω_0 的增加，光波的主、旁瓣也按比例增加，其外形轮廓也变得更大，但 ω_0 的变化不会影响光波的传输特性。



(a) $a=0,\omega_0=\lambda$　(b) $a=0.1,\omega_0=\lambda$

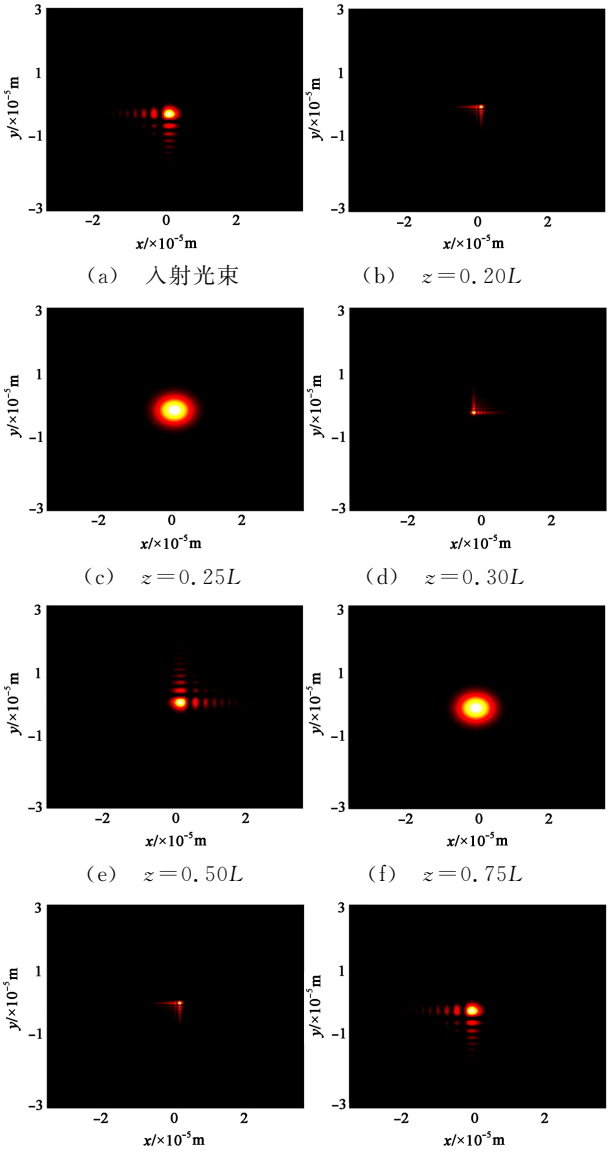
(c) $a=0.5,\omega_0=\lambda$　(d) $a=0,\omega_0=2\lambda$

图 2 入射 FAAB 随参数 a 和 ω_0 的变化规律

2.2 FAB 在 GRIM 不同横截面上的光强演变规律

对于单束艾里高斯涡旋光束通过 GRIM 的传输特性，已有广泛研究，其相关结论可以迁移到 FAB 的光波演变规律的研究中。图 3 给出了 GRIM 不同横截面上的 FAB 光强分布，其中 $a=0.1$，$\omega_0=\lambda$，$\beta=\sqrt{0.02}\times\lambda^{-1}$。从图 3 可知，FAB 在 GRIM 中的光波外形轮廓和位置的变化是其自身自加速效应和材料梯度渐变效应相互影响的结果。因此，在 0～1/4L 范围内，随着传输距离的增加，光波会出现横向加速和光斑变小，直到奇点位置 1/4L 处，演变为高斯光束。需要说明的是，分析图 3(b)

和图 3(d)可知，在 $1/4L$ 两侧很近的位置，由于 GRIM 的自聚焦效应，中心主瓣位置不仅迅速从第一象限降落到第三象限，而且光斑图样发生了翻转。接下来，随着距离的增加，FAB 继续横向加速，直到光波主瓣在 $1/2L$ 处达到又一极值，但此位置较奇点附近的最大值要小。过了 $1/2L$ 后，光波主瓣位置逐渐回落到最小值，此处的轴向长度 z 在另一奇点 $3/4L$ 左侧附近。然后光波位置迅速变化，在奇点位置 $3/4L$ 处，演变为高斯光束，如图 3(f)所示。之后，光波再次发生图样翻转，最后光波位置逐渐回落。对比图 3(h)和图 3(a)可知，若不考虑介质损耗，在 $z=L$ 处和 $z=0$ 处，光波外形轮廓一模一样。然后，光波以 $L=2\pi/\beta$ 为周期，重复上述演变过程。



(a)　入射光束　　(b)　$z=0.20L$

(c)　$z=0.25L$　　(d)　$z=0.30L$

(e)　$z=0.50L$　　(f)　$z=0.75L$

(g)　$z=0.80L$　　(h)　$z=L$

图 3　GRIM 不同横截面上 FAB 光强分布图

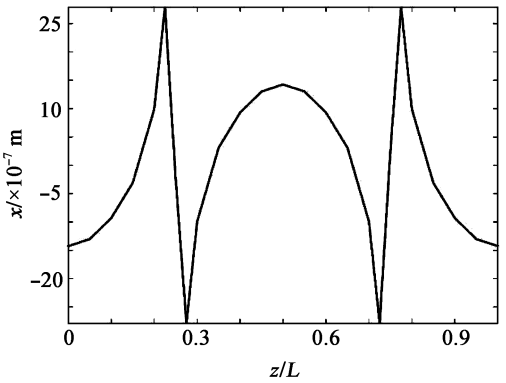


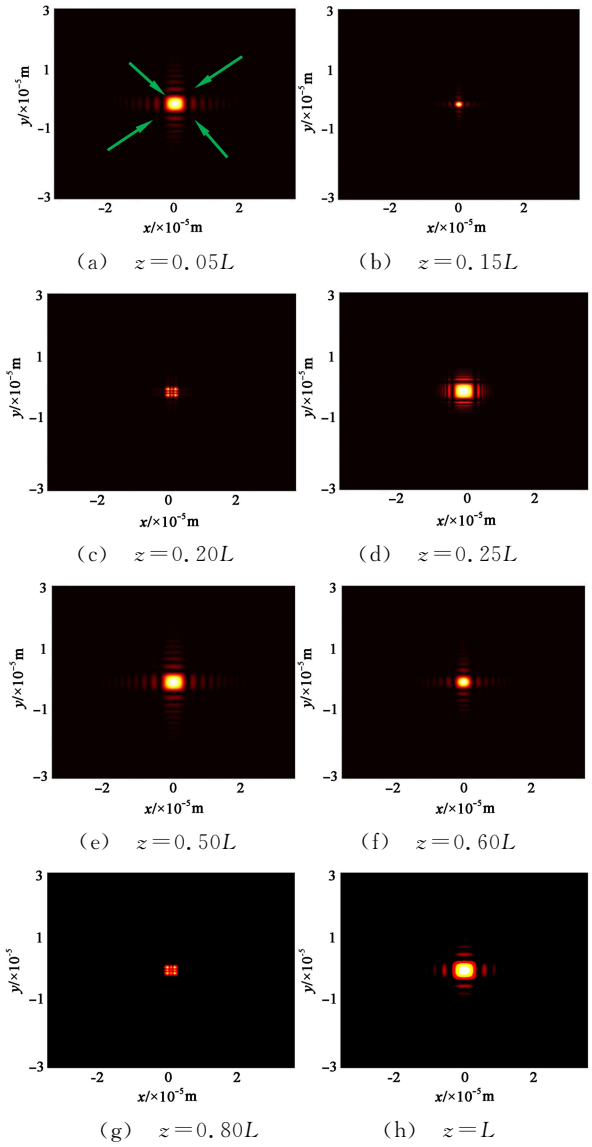
图 4　FAB 主瓣最大光强横向位置（x 轴）随传输距离 z 变化曲线

其中心主瓣位置随传输距离 z 的变化曲线如图 4 所示，因为 FAB 中心亮斑的 x-和 y-位置变化趋势相同，所以仅给出了主瓣 x-轴的横向位置随 z 的变化曲线，可以看出，光波主瓣的位置变化规律与图 3 光强演变的规律很吻合。

2.3　FAAB 在 GRIM 不同横截面上的光强演变规律

FAAB 在 GRIM 不同横截面上的光强分布规律如图 5 所示，所有计算参数同图 3 保持一致。其中，绿色箭头代表各艾里光束起始的自加速方向。在 $0\sim1/4L$ 范围内，由于梯度系数对光波横向传输的影响和四束艾里光束每个的自加速方向一致，所以，随着传输距离的增加，FAAB 轮廓逐渐缩小，到 $z=0.15L$ 处达到最小，然后，四束光波逐渐散开。从图 5(c)可知，此时 FAAB 的四个主瓣已完全分开。和单束艾里光束不同的是，从图 5(d)可以看出，在奇点位置 $z=1/4L$ 处，光波轮廓仍为 FAAB，但它是由多束阵列高斯光束叠加而成的，所以光波主瓣是完全重叠的，即中心亮斑的横向位置位于坐标原点。接下来，由于 GRIM 的自聚焦效应，在 $1/4L\sim1/2L$ 范围内，随着传输距离的增加，光波又沿着相反的方向横向运动。对比图 5(e)、图 2(b)可得，在 $z=1/2L$ 处，光波的外形轮廓又和入射阵列光束完全一样。这表明：当由四束 FAB 按式(3)形成 FAAB，这类光束在 GRIM 传输时，其外形轮廓也是周期性地出现，但周期 $L_1=1/2L=\pi/\beta$，即为单束 FAB 传输周期的一半。图 6 给出了 FAAB 横向位置 x-坐标沿正方向随传输距离的变化规律。可以看出，由于 GRIM 自聚焦效应，光波在奇点位置附近横向变化非常明显，并且图 6 关于 $z=1/4L$ 轴对称，表明当刚超过奇点位置 $z=1/4L$ 处，四束

光波均实现了位置翻转，因而阵列光束在 GRIM 中的演变周期是单光束的一半。



(a) $z=0.05L$ (b) $z=0.15L$

(c) $z=0.20L$ (d) $z=0.25L$

(e) $z=0.50L$ (f) $z=0.60L$

(g) $z=0.80L$ (h) $z=L$

图 5 GRIM 不同横截面上 FAAB 光强分布图

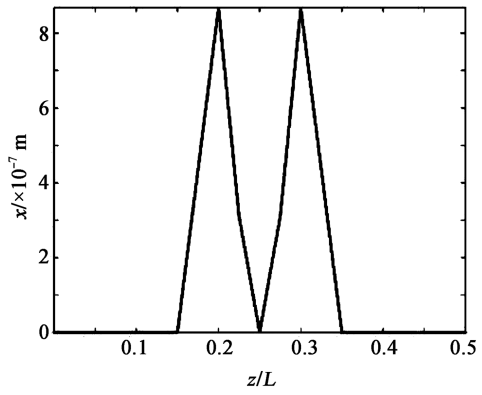


图 6 FAAB 主瓣最大光强横向位置(x 正向) 随传输距离 z 变化曲线图

3 结论

本文通过广义惠更斯-菲涅耳衍射公式结合传递矩阵，得出了傍轴近似下 FAAB 在 GRIM 不同横截面上的电场强度的解析式。分析了入射 FAAB 的光强分布特性随 a 和 ω_0 的变化规律，发现随着 a 的逐渐增加，FAAB 旁瓣数量逐渐减少直到最终消失，FAAB 也将变成阵列高斯光束。而随着 ω_0 的增加，光波的主、旁瓣也按比例增加，其外形轮廓也变得更大，但 ω_0 的变化不会影响光波的传输特性。讨论了 FAAB 在梯度折射率介质部分横截面上的光强特征和光波传输的周期性特点，并与单艾里光束的传输规律进行了对比。结果表明：虽然 GRIM 的自聚焦特性也会影响 FAAB 的光波横向加速和外形轮廓翻转，但在奇点位置，光波轮廓仍为 FAAB，因为它是由多束阵列高斯光束叠加而成的，所以光波主瓣是完全重叠的。并且，当 FAAB 在 GRIM 中传输时，其外形轮廓也是周期性地出现，但周期 $L_1=1/2L=\pi/\beta$，即为单束 FAB 传输周期的一半。以上研究结果为分析各类无衍射阵列光波在 GRIM 中的演变规律提供了行之有效的手段，也为 FAAB 在大气光通信和光纤通信等领域的传输与调控奠定了理论基础。

参考文献：

[1] Marchand, Erich W. Gradient-index imaging optics today[J]. Appl. Opt., 1982, 21(6): 983.

[2] 强若馨，赵尚弘，王 翔，等. 高空大气湍流影响下紫外光非直视链路闪烁效应研究[J]. 半导体光电，2014，35(4)：677-681.
Qiang Ruoxin, Zhao Shanghong, Wang Xiang, et al. Influence of high atmosphere turbulence on scintillation in non-line-of-sight ultraviolet channel[J]. Semiconductor Optoelectronics, 2014, 35(4): 677-681.

[3] 邵 瑞，陈 力. 梯度折射率光学的发展现状[J]. 巢湖学院学报，2006，8(3)：59-61.
Shao Rui, Chen Li. The development of grin optics[J]. Chaohu College J., 2006, 8(3): 59-61.

[4] Alda J, Boreman G. On-axis and off-axis propagation of Gaussian beams in gradient index media[J]. Appl. Opt., 1990, 29(19): 2944-2950.

[5] 黄永超，蔡达锋，张廷蓉. 厄米余弦高斯光束在梯度折射率介质中的传输特性[J]. 激光与光电子学进展，2014，51(3)：183-188.
Huang Yongchao, Cai Dafeng, Zhang Tingrong. Propagation properties of Hermite-Cosine-Gaussian beams in gradient-index medium[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2014, 51(3):

183-188.

[6] 沈　琦，王奎龙. 异常空心光束在梯度折射率介质中的传输特性[J]. 杭州师范大学学报(自然科学版)，2015，14(5)：537-543.
Shen Qi，Wang Kuilong. Propagation properties of anomalous hollow beam in gradient-index medium[J]. J. of Hangzhou Normal University (Natural Science Edi.)，2015，14(5)：537-543.

[7] 潘平平，但有全，张　彬. 部分相干平顶光束在梯度折射率介质中的传输特性[J]. 光学学报，2008，28(7)：1252-1256.
Pan Pingping，Dan Youquan，Zhang Bin. Propagation of partially coherent flat-topped beams in gradient-index media[J]. Acta Photonica Sinica，2008，28(7)：1252-1256.

[8] Siviloglou G，Broky J，Dogariu A，et al. Observation of accelerating Airy beams[J]. Phys. Rev. Lett.，2007，99(21)：213901.

[9] 文　伟，蔡阳健. 自加速Airy光束的产生、特性及应用研究进展[J]. 激光与光电子学进展，2017，99(21)：213901.
Wen Wei，Cai Yangjian. Research progress of generation，characteristics and applications of self-accelerating Airy beams[J]. Laser & Optoelectronics Progress，2017，99(21)：213901.

[10] Bandres M，Gutierrez-Vega J. Airy-Gauss beams and their transformation by paraxial optical systems[J]. Opt. Express，2008，15(25)：16719-16728.

[11] 程　科，夏基深，钟先琼. 艾里涡旋光束在梯度折射率介质中的动态传输与涡旋轨迹[J]. 光子学报，2014，43(9)：109-115.
Cheng Ke，Xia Jishen，Zhong Xianqiong. Propagation dynamics and vortex trajectory of an Airy vortex beam in gradient-index media[J]. Acta Photonica Sinica，2014，43(9)：109-115.

[12] Feng Liyan，Zhang Jianbin，Pang Zihao，et al. Propagation properties of the chirped Airy beams through the gradient-index medium[J]. Opt. Commun.，2017，402：60-65.

[13] Zeng Zishuai，Zhou Kangzhu，Deng Dongmei. Propagation of cosine complex variable function Airy-Gaussian beams through the gradient-index medium[J]. Appl. Phys.，2019，125(6)：91.1-8.

[14] 靳　龙，付艳华，熊永臣. 含负折射率平板介质中艾里高斯光束的传输特性[J]. 半导体光电，2018，39(4)：538-543.
Jin Long，Fu Yanhua，Xiong Yongchen. Propagation properties of Airy Gaussian beam through slab system contained negative index materials[J]. Semiconductor Optoelectronics，2018，39(4)：538-543.

[15] 王雅倩，任志君，李晓东. 加速四艾里光束的坡印亭矢量及角动量研究[J]. 光学学报，2015，35(12)：248-252.
Wang Yaqian，Ren Zhijun，Li Xiaodong. Poynting vector and angular momentum of accelerating quad Airy beams[J]. Acta Optica Sinica，2015，35(12)：248-252.

[16] 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(3)：180-185.
Zhang Ze，Liu Jingjiao，Zhang Peng，et al. Generation of autofocusing beams with multi-Airy beams[J]. Acta Physica Sinica，2013(3)：180-185.

[17] Ez-Zariy L，Hricha Z，Belafhal A. Novel finite Airy array beams generated from Gaussian array beams illuminating an optical Airy transform system[J]. Progress in Electromagnetics Research M，2016，49：41-50.

[18] Lu Q，Gao S，Sheng L，et al. Generation of coherent and incoherent Airy beam arrays and experimental comparisons of their scintillation characteristics in atmospheric turbulence[J]. Appl. Opt.，2017，56(13)：3750-3757.

[19] Wen W，Jin Y，Hu M，et al. Beam wander of coherent and partially coherent Airy beam arrays in a turbulent atmosphere[J]. Opt. Commun.，2018，415：48-55.

[20] Zhao R，Deng F，Yu W，et al. Propagation properties of Airy-Gaussian vortex beams through the gradient-index medium[J]. J. of the Optical Society of America A-Optics Image Science and Vision，2016，33(6)：1025-1031.

[21] 许森东. Airy光束通过一维光子晶体的传输特性研究[J]. 浙江科技学院学报，2019，31(1)：1-4.
Xu Sendong. Study on propagation properties of Airy beams through one-dimensional photonic crystal[J]. J. of Zhejiang University of Science and Technology，2019，31(1)：1-4.

[22] Jin Long，Wang Qinglan. Mechanism of two-dimensional finite Airy-Gaussian array beams through curved slab systems[J]. Chinese J. of Phys.，2020，66：1-8.

[23] Ghatak A. Optics[M]. Beijing：Higher Education Press，2009：67-76.

[24] McMullin J. The ABCD matrix in arbitrarily tapered quadratic index waveguides[J]. Appl. Opt.，1986，25：2184-2187.

作者简介：

靳　龙(1989—)，男，陕西西安人，硕士，讲师，主要从事激光光学、量子光电方面的研究。