

Airy 光纤: 基于阵列波导耦合的光场调控方法

赵浩宇 邓洪昌 苑立波

Airy fiber: waveguides array coupling based light beam control method

Zhao Hao-Yu Deng Hong-Chang Yuan Li-Bo

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, **66**, 074211 (2017) DOI: 10.7498/aps.66.074211

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.074211>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2017/V66/I7>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

空芯光子带隙光纤色散特性的实验研究

Experimental research on the dispersion property of hollow core photonic bandgap fiber

物理学报.2016, 65(19): 194212 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.194212>

基于飞秒激光抽运的石墨烯包裹微光纤波导结构的级联四波混频研究

Four-wave-mixing generated by femto-second laser pumping based on graphene coated microfiber structure

物理学报.2015, 64(18): 184214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.184214>

一种高双折射高非线性多零色散波长光子晶体光纤

Photonic crystal fibers with high nonlinearity, large birefringence and multiple zero dispersion-wavelength

物理学报.2014, 63(13): 134210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.134210>

中红外色散平坦硫系光子晶体光纤设计及性能研究

Design and performance of mid-IR dispersion in photonic crystal fiber prepared from a flattened chalcogenide glass

物理学报.2014, 63(1): 014210 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.014210>

新型超宽带双芯光子晶体光纤偏振分束器的研究

Novel ultra-broadband polarization beam splitter based on dual-core photonic crystal fiber

物理学报.2013, 62(24): 244202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.62.244202>

专题: 光纤传感

## Airy 光纤: 基于阵列波导耦合的光场调控方法\*

赵浩宇<sup>2)</sup> 邓洪昌<sup>1)2)</sup> 苑立波<sup>1)†</sup>

1) (桂林电子科技大学电子工程与自动化学院, 桂林 541004)

2) (哈尔滨工程大学理学院, 哈尔滨 150001)

(2016年10月11日收到; 2017年3月24日收到修改稿)

近年来, Airy 光束作为一种无衍射光束, 其特性引起了研究者的广泛关注, 人们对它的理论研究、实验验证、实际应用多个方面都取得了长足的进步. 而 Airy 光纤作为一种可生成 Airy 光束的波导器件, 结合其光纤自身优点可适用于多种应用领域, 因此开展新型 Airy 光纤的探索研究、拓展 Airy 光束的应用范围具有重要现实意义. 本文从 Airy 光束的原理、光纤结构设计、光纤内部光束生成机理、生成光束波长响应特性以及 Airy 光纤研究现状和应用五个方面展开了较系统的讨论.

**关键词:** Airy 光束, 无衍射, 自由加速, 微结构光纤

**PACS:** 42.81.Qb, 42.25.Fx, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.66.074211

## 1 引言

无衍射光束, 顾名思义是一种在传输过程中光波包络保持不变、没有衍射展宽过程的光束. 由于此类光束在传输方向上任意垂直切面的光强分布始终保持相同无畸变, 且能量强度高度局域化, 所以自 Durnin 等推导发现以来<sup>[1-3]</sup>, 引起了研究者广泛关注. 1979年, Berry 和 Balazs<sup>[4]</sup> 以及 Unnikrishnan 和 Rau<sup>[5]</sup> 从薛定谔方程出发, 成功求解出具有 Airy 函数形式的波包络解析解, 从理论上证明了 Airy 光束的无衍射特性.

2007年, Siviloglou 等<sup>[6,7]</sup> 首次从理论和实验上得到了有限能量的 Airy 光束. 自此, 关于 Airy 光束研究开始加速, 且不断展现出其非凡的特质, 拓展了其应用空间. 比如一些研究者使用其进行光俘获或导引<sup>[8-11]</sup>, 近场成像<sup>[12]</sup>、利用自由加速特性形成的自聚焦光斑进行微加工<sup>[13-15]</sup>、在大气

中形成等离子通道<sup>[16]</sup>、激发曲线型表面等离子激元<sup>[17-19]</sup>. 在实验中, 有限能量 Airy 光束一般可以采用高斯光束通过立方相位的调制, 再经过傅里叶透镜实现. 生成 Airy 光束的方法有很多, 比如使用空间光调制器<sup>[7,20]</sup>、相位模板<sup>[16]</sup>、非线性光子晶体<sup>[21]</sup>、表面金属光栅结构等<sup>[22]</sup>. 我们则采用阵列光波导的光耦合来实现对输入高斯光场的强度和相位调控, 从而生成 Airy 光束<sup>[23-31]</sup>, 此方法展示了一种新型的 Airy 光束产生技术, 且由于光纤体积小、可集成高等特性, 极具潜在应用价值.

本文从 Airy 光束原理出发, 介绍了 Airy 光束的独特性质; 讨论如何使用光纤构造 Airy 光场; 详细阐述了基于阵列波导耦合机理能够实现光场的转换与重构的原理, 以及高斯光场与 Airy 光场之间相互转换的能量特性和相位特性; 并解释了基于 Airy 光纤的出射光场横向加速的彩虹效应, 最后对 Airy 光纤潜在应用进行了简略的评述.

\* 国家自然科学基金 (批准号: 61290314, 61535004, 11274077, 61675052)、中国博士后基金 (批准号: 2015M581428) 和黑龙江省博士后基金 (批准号: LBH-Z15039, LBH-TZ1605) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: lbyuan@vip.sina.com

## 2 Airy 光束

我们从二维有限能量 Airy 光束出发, 其输入光场表示如下:

$$\begin{aligned} \phi(x, y, z = 0) &= \prod_{m=x,y} \text{Ai}(s_m) \exp(a_m s_m) \exp(i v_m s_m). \end{aligned} \quad (1)$$

这样, 有限能量的二维艾里光束在空间中的传输光场就可表示为

$$\phi(x, y, z) = \prod_{m=x,y} u_m(s_m, \xi_m), \quad (2)$$

其中

$$\begin{aligned} u(s_m, \xi_m) &= \text{Ai} \left[ s_m - \frac{\xi_m^2}{4} - v_m \xi_m + i a_m \xi_m \right] \\ &\times \exp \left[ a_m s_m - \frac{a_m \xi_m^2}{2} - a_m v_m \xi_m \right. \\ &+ i \left( -\frac{\xi_m^3}{12} + (a_m^2 - v_m^2 + s_m) \frac{\xi_m}{2} \right. \\ &\left. \left. + v_m s_m - \frac{v_m \xi_m^2}{2} \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

这里,  $\text{Ai}(s_m)$  为艾里函数,  $\xi_x = z/kx_0^2$  和  $\xi_y = z/ky_0^2$  表示归一化传输距离,  $s_x = -x/x_0$  和  $s_y = -y/y_0$  为无量纲横向坐标,  $x_0$  和  $y_0$  为归一化坐标,  $a_m > 0$  是截断孔径函数, 而  $v_m$  与光束的初始入射角度  $\theta_m$  相关 [32],

$$\theta_m = \frac{v_m}{km_0}. \quad (4)$$

图 1 (a) 给出了有限能量艾里光束在  $z = 0$  时的光强分布情况. 从图中可看出, 有限能量艾里光束非对称, 且能量分布重心偏向光束主瓣. 对比图 1 (b) 和图 1 (c), 可以发现高斯光束在直线传输过程中且发生衍射, 而有限能量艾里光束的扩散则非常缓慢并且其传输路径总是朝着固定方向弯曲, 因此有限能量艾里光束传输具有近似无衍射性, 其传输的路径如同粒子在重力场中做抛物运动的轨迹, 因此得名为“自由加速”.

图 2 (a)—(d) 所示为只保留 L 型主边带情况下的二维有限能量 Airy 光束在自由空间 XY 平面的传输情况. 主瓣位置在对角线上移动, L 型主边带内部出现与二维 Airy 光束类似的内部旁瓣, 即传输过程中能量发生转移并趋于还原成原有光束的形态. 这种特性即 Airy 光纤第三大特性——自愈性.

## 3 Airy 光纤结构设计

由于自愈性的存在, 形态非完备的 L 型主边带光场 (见图 3 (a)) 可以近似理想的有限能量 Airy 光束, 从这个特点出发, 利用阵列芯光纤的纤芯光场来替代 L 型边带的主旁瓣, 从而形成类 Airy 光束

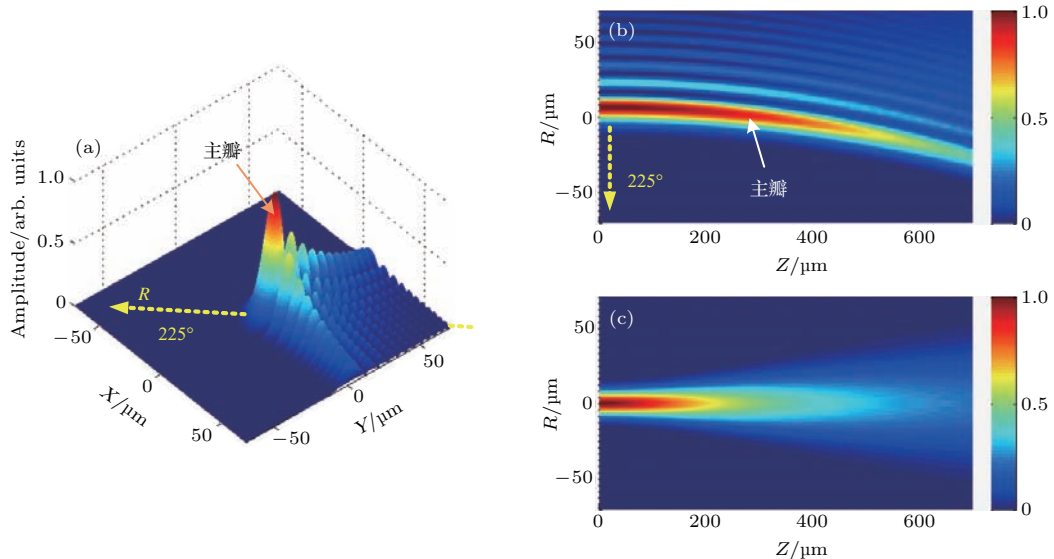


图 1 二维有限能量 Airy 光束 (a) 入射场振幅分布; (b) 在自由空间中的传输图; (c) 对应高斯光束的传输图 (图中  $R$  为自定义坐标轴, 该轴的方位角为  $225^\circ$ )

Fig. 1. 2D finite energy Airy beam: (a) The amplitude distribution at the initial plane; (b) side view of the propagation dynamic of the truncated 2D Airy beam; (c) the propagation distribution of the corresponding Gaussian beam.  $R$  is the  $225^\circ$  axis in cartesian coordinate system.

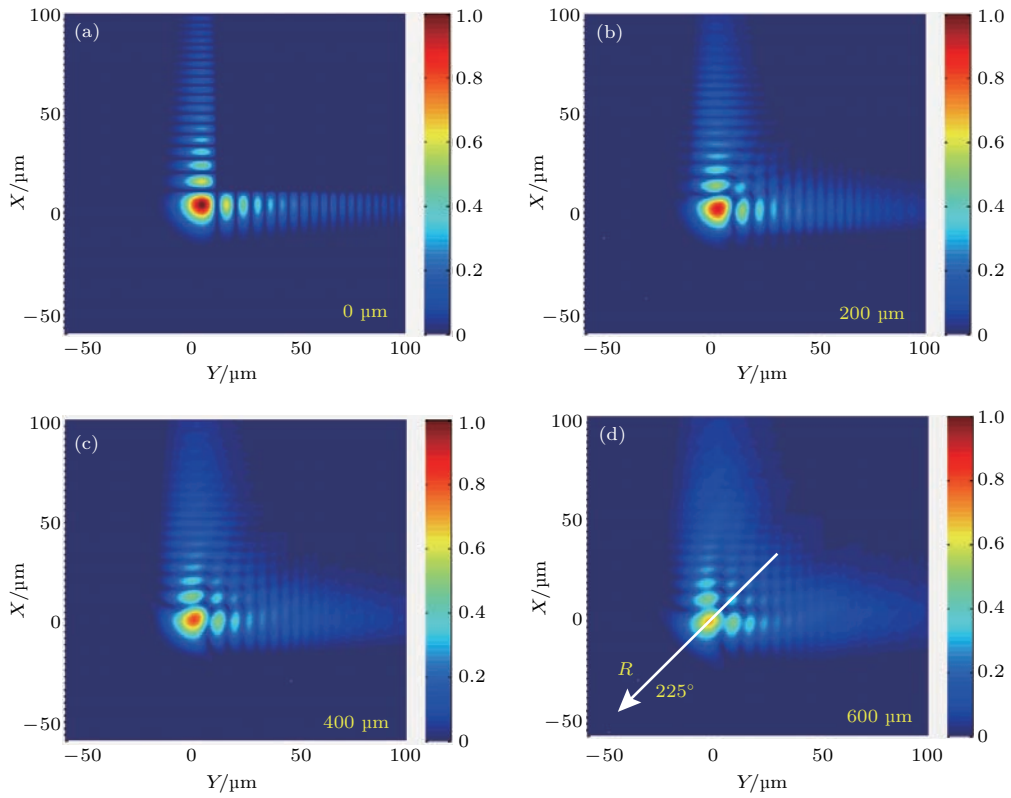


图2 二维有限能量 Airy 光束自愈特性示意 (a)–(d) L 形主边带光场传输

Fig. 2. The self-healing property of the truncated 2D Airy beam: (a)–(d) The propagation dynamic of the Airy beam without internal lobes in free space.

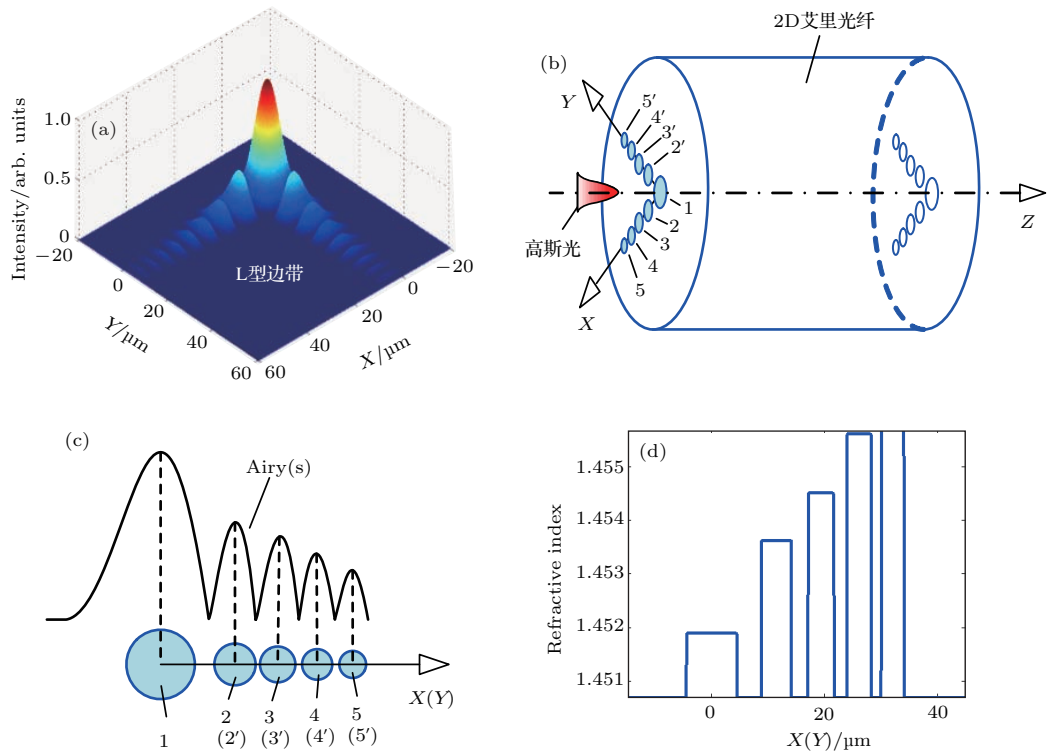


图3 二维 Airy 光纤设计 (a) 二维有限能量 Airy 光束 L 型主边带光场; (b) 二维 Airy 光纤示意图; (c) 沿坐标轴排布的纤芯阵列; (d) 沿坐标轴的纤芯阵列折射率分布

Fig. 3. Design for 2D Airy fiber: (a) The truncated 2D Airy beam without internal lobes; (b) 2D Airy fiber; (c) array-core distribution along  $X$ -axis (or  $Y$ -axis); (d) refractive index profile of array-core along  $X$ -axis (or  $Y$ -axis).

就成为可能. 需要注意的是, 由于远离中央主瓣的旁瓣能量逐渐减少至0, 越远的旁瓣对光束性质的影响越小且几乎可忽略不计, 因此用数量有限的纤芯替代主旁瓣理论上是可行的, 这里我们使用9芯光纤来进行设计近似. 如图3(b)所示, 纤芯由两组相互垂直( $X$ 向和 $Y$ 向)的纤芯阵列组成, 且每组纤芯的大小、空间排布都如图3(c)所示满足或近似满足Airy函数. 向中央纤芯输入光纤基模 $LP_{01}$ 或高斯光或后, 如图3(d)所示, 由于纤芯阵列折射率保持非均匀排布, 光能量会从低折射率部耦合到高折射率部, 从而让每个纤芯传输一部分能量进而形成

L型边带光场.

图4(a)所示为波长980 nm情况下在9.7 mm长的二维Airy光纤横截端面处的光场分布. 其出射光场几何分布近似图3(a)所示的二维有限能量Airy光束L型主边带光场, 纤芯能量幅度同样近似Airy函数主旁瓣幅度大小. 而出射光场在传输过程中, 主瓣在 $R$ 对角线方向进行自由加速偏转, 且逐渐自愈形成多个容易区分的内部旁瓣(见图4(b)), 充分体现了Airy光束的三大特性, 也证明了使用阵列芯光纤生成的类Airy光束的可靠性.

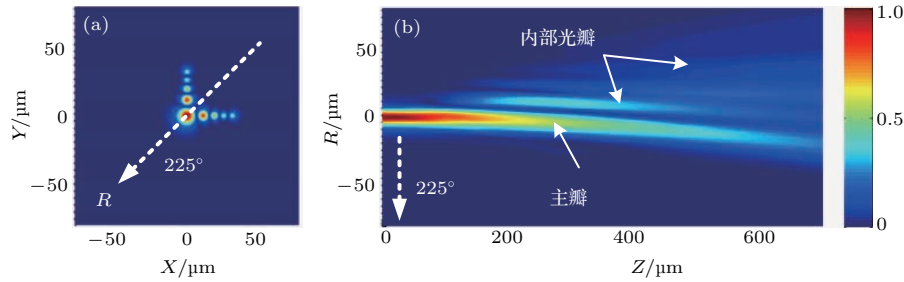


图4 二维Airy光纤特性示意 (a) 波长为980 nm时Airy光纤9.7 mm横截端面处出射光场; (b) 出射光场在自由空间的传输示意

Fig. 4. The characteristics of the optical field for 2D Airy fiber: (a) The transversal output field from the end face of 9 mm Airy fiber at wavelength 980 nm; (b) the propagation dynamics of the output beam in free space in  $R$  direction.

#### 4 Airy光纤内部光束生成机理

首先, 我们采用超模理论来分析光波在Airy光纤中的传输<sup>[29-31]</sup>. 在二维阵列芯Airy光纤(图3(b))中, 光波在波导之间的耦合可表示为下面的耦合方程:

$$\frac{d\tilde{a}_p}{dz} = -j\beta_p\tilde{a}_p - j\sum_{q=1}^9\kappa_{pq}\tilde{a}_q, \quad (5)$$

在(5)式中,  $\tilde{a}_p = a_p \exp(-i\beta_p z)$ 表示在纤芯 $p$ 中传输模式 $(\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p)$ 的复振幅,  $\beta_p$ 为该模式的传输,  $\kappa_{pq}$  ( $q \neq p$ )是纤芯 $p$ 和纤芯 $q$ 之间的互耦合系数,  $\kappa_{pp}$  ( $q = p$ )为在纤芯 $p$ 中的自耦合系数. 这两种耦合系数可以分别表示为

$$\kappa_{pq} = \frac{\omega\epsilon_0}{4\sqrt{P_p P_q}} \int_S [n_p^2(x, y) - n_0^2] \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_q^* dS, \quad (6)$$

$$\kappa_{pp} = \frac{\omega\epsilon_0}{4P_p} \int_S [\bar{n}^2(x, y) - n_p^2(x, y)] \mathbf{E}_p \cdot \mathbf{E}_p^* dS, \quad (7)$$

这里,  $\bar{n}(x, y)$ 表示整个阵列纤芯的折射率,  $n_p(x, y)$ 和 $n_0$ 分别为纤芯 $p$ 和包层的折射率. 而在纤芯 $p$ 中传输的模式 $(\mathbf{E}_p, \mathbf{H}_p)$ 的功率 $P_p$ 为( $\mathbf{u}_z$ 表示 $z$ 轴向的单位方向矢量)

$$P_p = \frac{1}{2} \int_S (\mathbf{E}_p \times \mathbf{H}_p^*) \cdot \mathbf{u}_z dS. \quad (8)$$

把(5)式转化为其矩阵形式得

$$\frac{d}{dz} \tilde{\mathbf{A}}(z) = -j\mathbf{M} \tilde{\mathbf{A}}(z), \quad (9)$$

这里,  $\tilde{\mathbf{A}}(z) = [\tilde{a}_1, \tilde{a}_2, \dots, \tilde{a}_9]^T$ 为纤芯模式的复振幅矩阵. 耦合系数矩阵 $\mathbf{M}$ 对应的特征根(超模的传输常数)和解向量分别记为 $\beta'_i$ 和 $\mathbf{V}_i$ . 由此可以得到在整个纤芯阵列传输的超模横向电场:

$$\mathbf{E}'_i = \left[ \frac{\mathbf{E}_1}{\sqrt{P_1}} \quad \frac{\mathbf{E}_2}{\sqrt{P_2}} \quad \dots \quad \frac{\mathbf{E}_9}{\sqrt{P_9}} \right] \cdot \mathbf{V}_i. \quad (10)$$

当向纤芯1(中央主芯)输入高斯光时, 激发出纤芯基模 $LP_{01}$ . 由(9)式可求得各个超模的复振幅 $\tilde{a}'_i$ :

$$\begin{bmatrix} \tilde{a}'_1 & \tilde{a}'_2 & \dots & \tilde{a}'_9 \end{bmatrix}^T = \begin{bmatrix} \mathbf{V}_1 & \mathbf{V}_2 & \dots & \mathbf{V}_9 \end{bmatrix}^{-1} \cdot \mathbf{A}_0^T, \quad (11)$$



其中,  $\mathbf{A}_0 = [1, 0, \dots, 0]$  为  $1 \times 9$  的初始条件矩阵. 由 (10) 式和 (11) 式就可得到在整个纤芯阵列传输的总电场:

$$\mathbf{E}_t = \sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i \cdot \exp(-j\beta'_i z). \quad (12)$$

通过 (12) 式就可计算出在 Airy 光纤二维阵列纤芯中光波的传输光场和各个纤芯的功率耦合曲线, 如图 5(a) 和图 5(b) 所示. 从图中可以发现, 当 Airy 光纤中央主芯输入高斯光场时, 光能量会逐渐耦合到外侧纤芯中, 并且耦合到更外侧纤芯中的能量依次减少. 这种阵列纤芯的耦合也呈现周期性, 如图 5(b) 所示, 其耦合周期  $T_0$  为 3.74 mm. 图 5(c) 给出了在一个耦合周期内, 光纤在不同长度  $Z = (3.5 + m/6)T_0$  时的输出光场分布, 其中  $m$  为  $-3 \sim 3$  的整数, 它们分别对应的的光纤长度记作

$Z_A$  到  $Z_K$ . 在前半周期内, 即光纤长度从  $Z_A$  到  $Z_F$  时, 光能量从中央主芯 1 耦合到侧芯 (纤芯 2—5 或纤芯 2'—5') 中, 并且在  $Z_F$  处得到最接近于理想的 Airy 光场, 这样通过阵列波导的光场振幅和相位的调控就实现了高斯光场与 Airy 光场的转化; 同样, 在后半周期内, 即光纤长度从  $Z_F$  到  $Z_K$  时, 光能量又从侧芯耦合到主芯, 并在  $Z_K$  处得到了高斯光场, 这样 Airy 光场又转化为高斯光场. 因此, 当采用高斯光场激发 Airy 光纤时, 我们就可以分别用  $(2m - 1)T_0/2$  和  $mT_0$  长的 Airy 光纤实现 Airy 光场和高斯光场的转化.

如上所述, Airy 光纤可以实现周期性的高斯光场与 Airy 光场的转换, 那么这种转换的具体机理是怎样的呢? 下面我们采用在 Airy 光纤阵列波导中传输的超模耦合来分析这一转换机理.

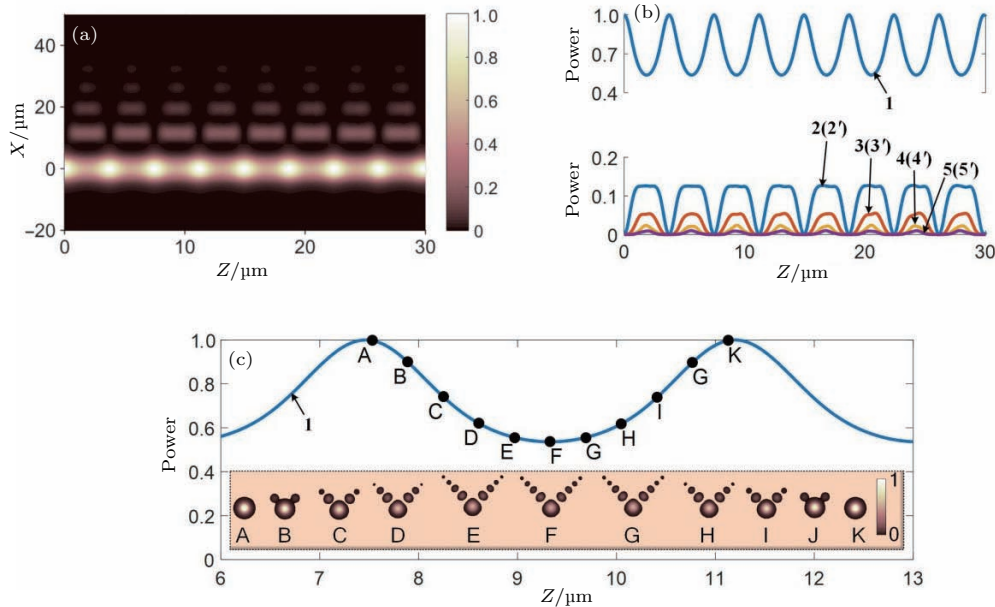


图 5 在二维阵列波导芯 Airy 光纤中光波的传输 (a) 在  $XZ$  平面上的光场强度分布; (b) 阵列纤芯各个纤芯传输光能量耦合曲线; (c) 在纤芯 1 光功率耦合曲线上标记的点 A 到点 K 所对应的的光纤横截面光场分布

Fig. 5. Wave propagation in Airy fiber: (a) Intensity pattern in the  $XZ$  plane; (b) the normalized power curves of arrayed cores as a function of fiber length; (c) intensity snapshots taken at planes as marked in light power curve of core 1.

由 (10) 和 (11) 式可以分别计算出在 Airy 光纤中传输的九个超模光场的振幅分布 (见图 6(a1)—(a9)) 以及对应的模式传输常数 (参见图 6 中用 “o” 表示的曲线). 从图中可看出, 由于 Airy 光纤阵列波导独特的折射率分布特性 (见图 3(d)), 使得低阶超模能量主要分布在折射率较高的外侧纤芯中, 而高阶超模能量则主要分布在折

射率较低的中央纤芯及其邻近纤芯中. 然而, 由于采用了中央主芯的高斯光场激发, 因此并不是所有 9 个超模都被激发, 只有振幅分布关于  $X_1$  轴 ( $45^\circ$ ) 方向对称分布的超模被激发, 它们主要对应于模式数为 3, 5, 7 和 9 的超模 (参见图 6(b) 中用 “□” 表示的曲线). 其中, 模式 9 占所有激发超模总能量的 80% 以上. 从 (12) 式中可看出, 当输入激励光场

为高斯光场时, 在 Airy 光纤输入端 ( $Z = 0$ ) 上超模光场的总光场  $\sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i$  即为高斯光场; 而当 Airy 光纤长度为  $Z = mT_0$  时, 经过计算发现, 超模传输的光程都为  $2\pi$  的整数倍, 也就是  $\exp(-j\beta'_i Z) = 1$ ,

因此, 此时的横向总光场仍为高斯光场  $\sum_{i=1}^9 \tilde{a}'_i \cdot \mathbf{E}'_i$ . 当 Airy 光纤长度为  $Z = (2m - 1)T_0/2$  时, 我们发现四个主要激发超模的相位差恰好为  $\pi$ , 如图 6 (c) 所示. 这样就通过 Airy 光纤的波导耦合同时实现了

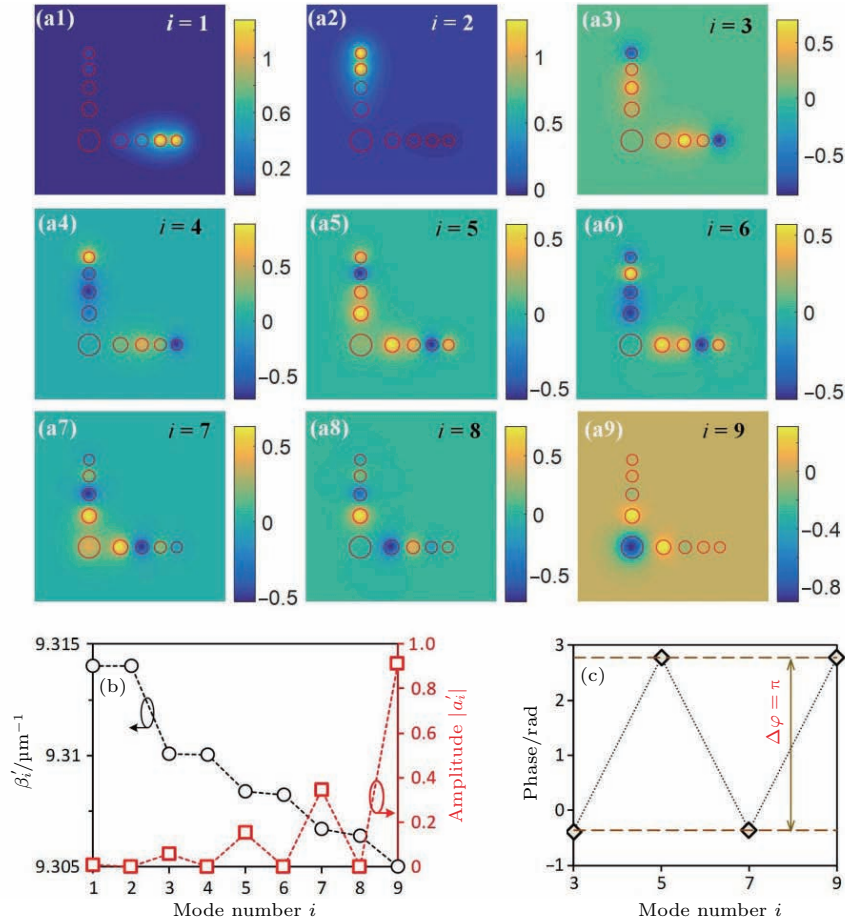


图 6 Airy 光纤的超模特性 (a1)—(a9) 分别对应于九个超模的振幅分布; (b) 超模的振幅  $a'_i$  和传输常数  $\beta'_i$  曲线; (c) 在  $Z = (2m - 1)T/2$  处四个激发超模对于的相位分布  
Fig. 6. The supermodes of Airy fiber: (a1)–(a9) Amplitude distributions of nine supermodes; (b) the amplitude  $a'_i$  and the propagation coefficient  $\beta'_i$  as a function of mode number  $i$ ; (c) phases of four excited supermodes at  $Z = (2m - 1)T_0/2$ .

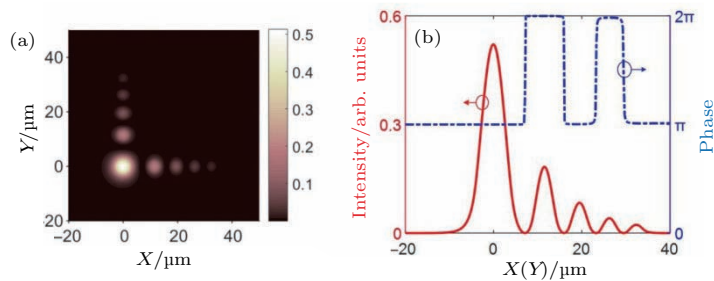


图 7 Airy 光纤输出光场特性 (a) 在  $Z_F = 13.09$  mm ( $3.5T$ ) 处 Airy 光纤输出横截面光场强度分布; (b) 在  $X$  或  $Y$  轴上的强度 (实线) 和相位 (虚线) 分布曲线  
Fig. 7. The intensity and phase properties of the output beam from Airy fiber: (a) The transverse intensity pattern of the output beam from  $Z_D = 13.09$  mm ( $3.5T_0$ ) length of the Airy fiber; (b) the corresponding intensity and phase distributions along  $X$ -aixs (or  $Y$ -aixs).

对输入高斯光场的 Airy 强度和 Airy 相位的调制, 输出类 Airy 光场, 如图 7(a) 和图 7(b) 所示. 同理理想 Airy 光场类似, 该输出光场不但满足 Airy 强度分布, 并且其相邻光瓣之间的相位差为  $\pi$ , 和激发超模的相位差相符 (见图 6(c) 和图 7(b)).

### 5 光场横向加速的彩虹效应(波长响应)

在实验中, 有限能量 Airy 光束一般通过对高斯光束的立方相位调制和傅里叶透镜变换实现, 并且可以通过沿着垂直于光轴的方向平移傅里叶透镜来增加额外的初始相位, 从而改变 Airy 光束的自由加速传输路径<sup>[32]</sup>. 由 (1) 式可知, Airy 光束的初始附加相位可表示为

$$\Delta\varphi = v_m \cdot s_m = v_m \cdot (-m/m_0) = K_m \cdot m, \quad (13)$$

而  $K_m = -v_m/m_0$  则表示附加相位  $\Delta\varphi$  关于  $x$  或者  $y$  的斜率. 这样 (4) 式可变形为

$$\theta_m = -K_m/k. \quad (14)$$

利用 (14) 式, 可通过 Airy 光束的初始附加相位的斜率  $K$  来计算出光束的初始入射角  $\theta$ . 当有限能量 Airy 光束的入射角分别为 0 和 5 mrad 时, 它们的相位分布曲线分布如图 8(a) 中的实线和短划线所示. 它们的相位之差是由入射角引起的额外附加相位  $\Delta\varphi$ , 见图 8(a) 中的点线. 由 (14) 式可知, 利用附加相位  $\Delta\varphi$  的直线斜率就可求得此时的光束入射角:

$$\theta = -\frac{K}{2\pi/\lambda} = -\frac{-0.0321}{2\pi/0.98} = 5 \text{ mrad}. \quad (15)$$

(15) 式的计算结果与实际相符. 因此, 通过这种方法, 只要知道 Airy 光纤出射场的相位分布情况, 就可以计算出光束的初始入射角, 从而对出射光束的自由加速能力进行评估. 从图 8(b) 中可看出, 三束波长分别为 970, 980 和 990 nm, 而初始入射角都为 0 的二维有限能量 Airy 光束在传输过程中, 其光束主瓣的偏移量曲线几乎无法分开. 然而, 如果把 980 nm 波长的 Airy 光束的初始入射角变为 5 mrad, 其主瓣的偏移量曲线则明显地和其他曲线分离开. 这说明初始入射角对理想二维有限能量 Airy 光束的自由加速影响巨大; 初始入射角度越大, 光束的偏移越明显, 自由加速的能力越强. 但

光束波长的微小变化则对自由加速能力影响甚微. 在阵列芯 Airy 光纤中, 光波长的变化对其出射的近似 Airy 光场则表现出不一样的性质.

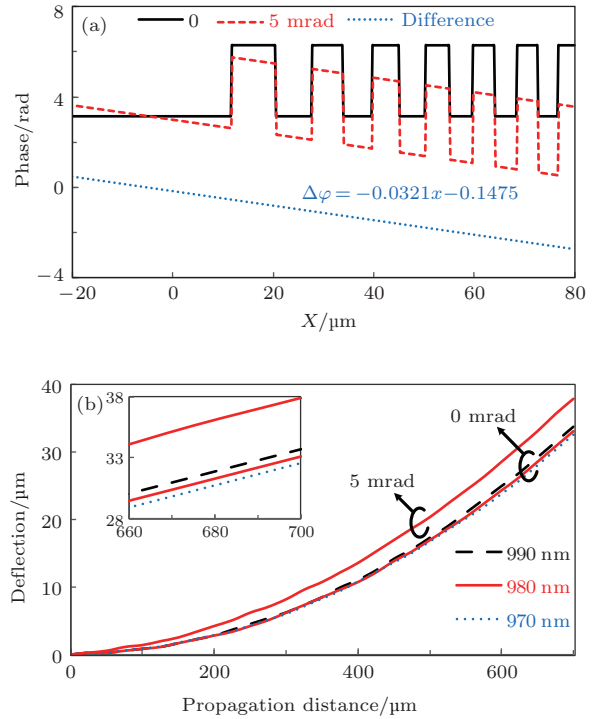


图 8 一维有限能量 Airy 光纤的自由加速特性 (a) 入射角分别为 0 和 5 mrad 的光束的初始相位及其相位差曲线; (b) 不同波长下光束主瓣随传输距离的偏移量变化曲线 (插图为局部视图)

Fig. 8. Self acceleration of 2D Airy finite energy beam: (a) Phase distributions of two truncated Airy beams with different initial launch angle  $\theta_m = 0$  and  $\theta_m = 5 \text{ mrad}$ , the dotted line depicts the phase difference  $\Delta\phi$  of the two beams; (b) the parabolic trajectories of main lobes of the truncated Airy beams with different wavelengths, the enlarged image is shown in the inset.

当二维 Airy 光纤长度为 9.7 mm 时, 图 9 给出了它在光波长为 990, 980 和 970 nm 时的输出光场及其在自由空间中相应的传输图. 除了输出光场的旁瓣能量都随着光波长的减小而出现明显的降低 (见图 9(a)—(c)), 准 Airy 光场各个光瓣 (特别是旁瓣或内部光瓣) 在传输过程中的振幅衰减也明显增大 (见图 9(d)—(f)), “无衍射” 能力也随之减弱. 另外可以很明显地观察到光束朝着 225° 方向弯曲传输, 且 970 nm 情况下的弯曲程度大一些. 下面从 Airy 光纤出射的准 Airy 光场的相位分布特性出发来分析这些问题.



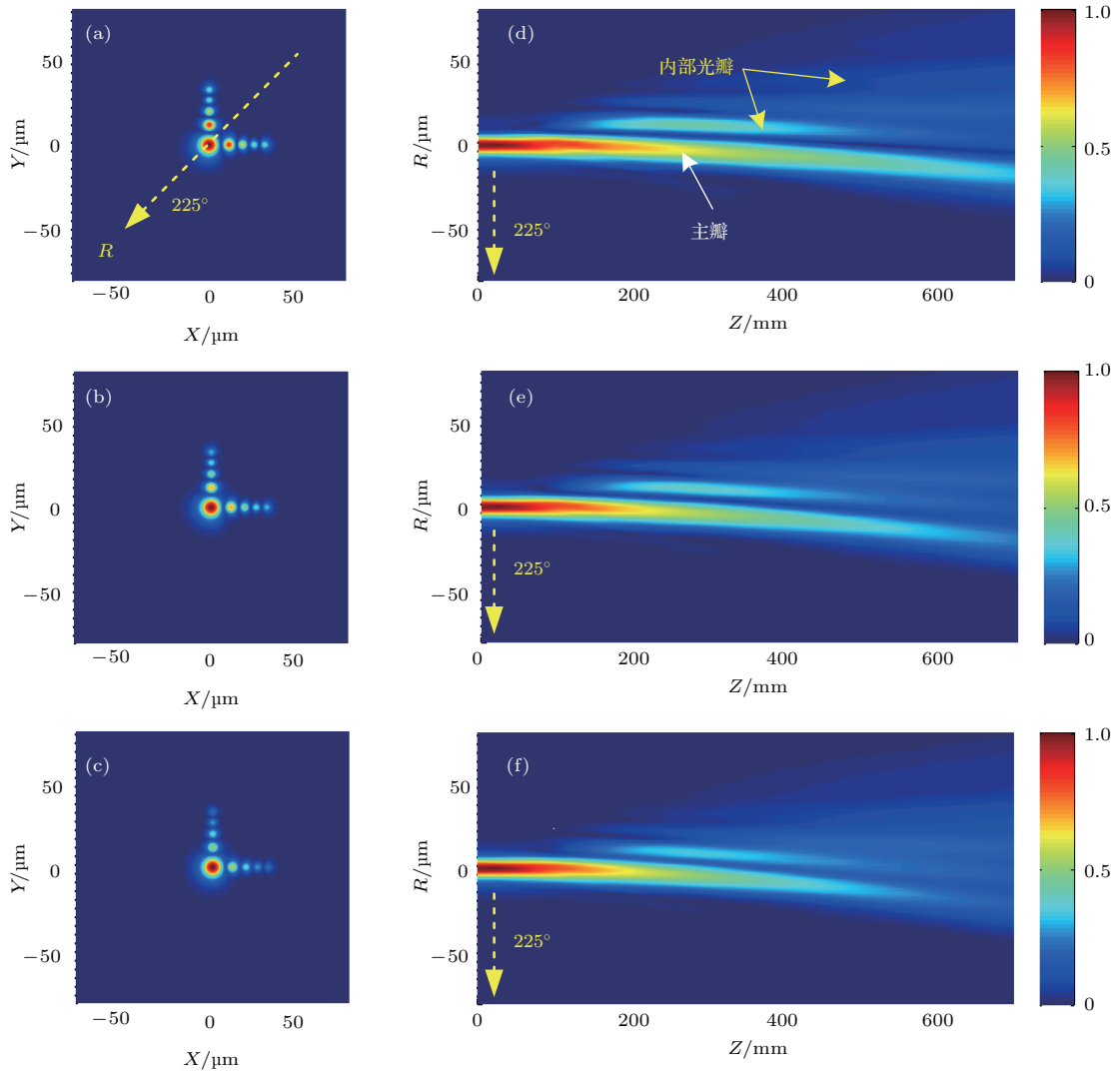


图9 二维 Airy 光纤出射光场的自由加速 (a)—(c) 分别为在光波长为 990, 980 和 970 nm 下 Airy 光纤的出射光场; (d)—(f) 为对应在自由空间 RZ 平面上的传输光场  
 Fig. 9. The amplitude profiles of output beams from 2D Airy fiber with different incident wavelength: (a)  $\lambda = 990$  nm; (b)  $\lambda = 980$  nm; (c)  $\lambda = 970$  nm; (d), (e), (f) are corresponding to wave propagation of (a)—(c) along the 225° axis in free space, respectively.

图 10(a) 分别给出了在波长为 990, 980 和 970 nm 时二维 Airy 光纤出射的准 Airy 光场相位曲线. 图中点划线表示初始入射角为零的理想有限能量 Airy 光场的相位分布, 其相位分布在  $\pi$  和  $2\pi$  之间周期变化. 而准 Airy 光场的相位分布近似于立方相位分布, 它们与理想 Airy 光场的相位差如图 10(b). 从图中可看出, 光波长的不同导致 Airy 光纤出射的准 Airy 光场与理想 Airy 光场的相位差曲线产生分离, 离中央主瓣越远 (即是  $X, Y$  越大) 的旁瓣相位差曲线分得越开. 因此随着波长的改变, 相位差曲线的变化趋势也发生相应变化, 如图 10(c) 所示. 这样, 就得到了二维 Airy 光纤输出的准 Airy 光场相对于理想 Airy 光束的相

位变化趋势. 由 (14) 式可知, 通过这些相位变化趋势直线的斜率就可求得 Airy 光纤输出的准 Airy 光场的等效初始入射角. 对于二维 Airy 光纤的出射光场, 在波长为 990, 980 和 970 nm 时的相位变化趋势直线的斜率分别为:  $-0.0196, -0.0478$  和  $-0.0888$ , 如图 10(c) 所示. 这样, 利用 (14) 式就可计算出相应的准 Airy 光场的初始入射角为 3.1, 7.5 和 13.7 mrad.

通过以上的分析可以发现, 随着光波长的减小, Airy 光纤出射的准 Airy 光场的初始入射角在增加. 由此可以判断, 随着光波长的减小, 准 Airy 光场的自由加速特性在加强. 如图 11 所示, 准 Airy 光场的主瓣偏移量曲线随着光波长的不同而出现

明显的分离, 而偏移量的大小则体现了自由加速特性的强弱. 当输入到光纤的光波长增加时, 其输出的准 Airy 光束在传输过程中的偏移量减小, 图中的结果显然与图 9 的分析结果符合.

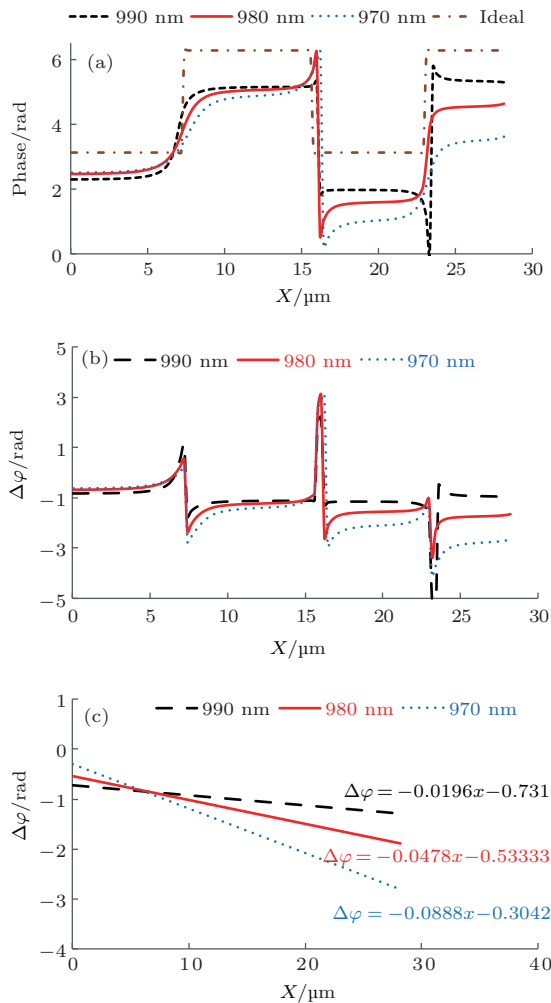


图 10 不同波长下二维 Airy 光纤的出射光场相位分布特性 (a)–(c) 分别为出射场的相位分布、与理想 Airy 光束的相位差分布及其相位差变化趋势

Fig. 10. The phase characteristic of output beam from Airy fibers in different wavelength: (a) The real phase distributions of output beam, the dash-dot line depicts the phase profile of the ideal Airy beam; (b) the additional phase of three output beams compared to ideal truncated Airy beam; (c) is corresponding to linear fitting curves of (b).

如果向阵列芯 Airy 光纤输入一窄带光源的话, 那么其出射光场在传输过程中会出现“色散”, 在光束抛物线形传输路径上, 短波因其具有较强的自由加速能力而处于内侧, 而长波因自由加速特性较弱而处于外侧. 这与因阳光射到空中接近球形的小水滴造成色散及反射而成的彩虹现象类似, 因此我们把这种波长响应特性称为彩虹效应. 在实验中, 改

变理想有限能量二维 Airy 光束的传输路径(改变自由加速特性)的常用方法是通过平移傅里叶透镜来实现, 而这里则利用阵列芯 Airy 光纤对光波长的调制来实现. 这种波长调制异常敏感, 可以到纳米量级. 从图中可以看出, 光波长相差 10 nm 就可造成阵列芯 Airy 光纤出射光场的偏移量曲线的明显差异.

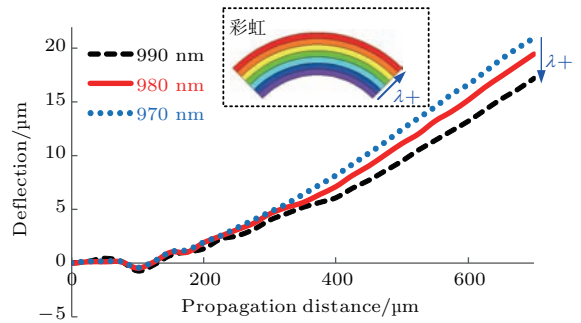


图 11 在不同波长时两种阵列芯 Airy 光纤出射光场的主瓣随传输距离偏移量的变化(插图彩虹示意图)

Fig. 11. Deflection of main lobes of output beams from the Airy fibers as a function of propagation distance in free space.

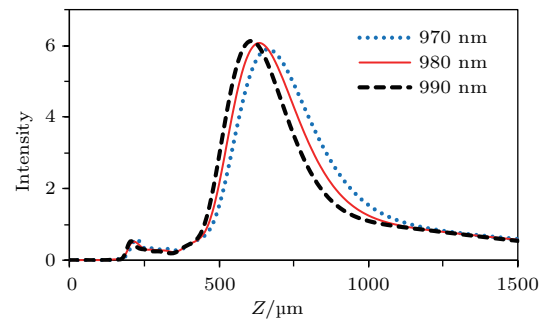


图 12 不同波长下环形 Airy 光纤输出光束在自由空间中传输的 Z 轴光强分布 [31]

Fig. 12. Intensity curve of output beam from annular-core Airy fiber along Z-axis [31].

其他种类的 Airy 光纤具有类似的波长响应特性, 比如环形 Airy 光纤出射光束在不同波长下其自聚焦点在 Z 轴上会产生偏移, 但其强度几乎没有变化(如图 12 所示). 这种光束横向偏移量随着入射波长变化而改变的特性为 Airy 光纤所特有, 也为 Airy 光纤在不同领域的实际应用提供了多种可能.

## 6 Airy 光纤的潜在应用

近年来, 因为理论的逐渐完善, Airy 光束的应用也得到了极大发展. 由于光纤的优良特性, Airy 光纤也得到了很多研究者的关注. 如图 13 所示,

Guan 等 [22] 将单模光纤表面镀上金膜, 并将部分金膜制成阵列光栅结构, 光纤出射光只从第一个凹槽狭缝中出射并激发表面等离子波, 因为凹槽阵列符合 Airy 结构, 因此解耦出射光会形成极微小的准 Airy 光束, 可广泛应用于光俘获、光束整形、光纤器件集成当中。

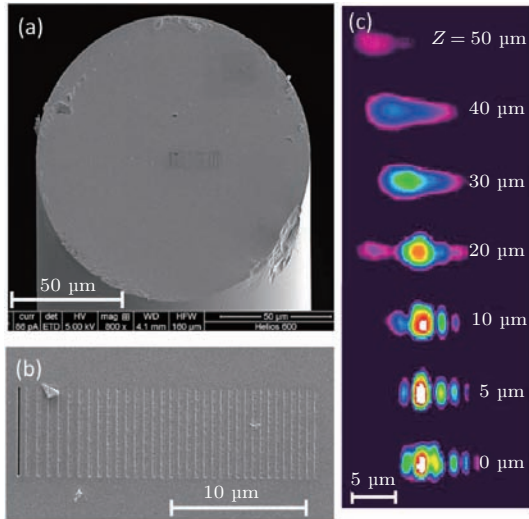


图 13 光纤等离子 Airy 光束生成器 (a) 和 (b) 为金膜微结构光纤的横截面显微图; (c) 不同传输距离光强监测图

Fig. 13. All-fiber Airy-like beam generator: (a) and (b) Scanning electron microscope images of the nanostructured gold-coated optical fiber facet; (c) images profiles at different distances.

巴斯大学的 Gris-Sánchez 等 [33] 则介绍了一种可以出射 Airy 斑模式的光纤, 他们从原理函数出发, 对每一个旁瓣进行模场函数的近似, 从而合并形成近似的最佳模场匹配并由此获得实际光纤折射率分布, 为实际制备 Airy 光束或其他新型光束光纤提供了新方法, 光纤在波长 1550 nm 的情况下, 衰减为 11.0 dB/km, 可应用到天文光信号长程传输领域。

使用二维 Airy 光束 [13] 和环形 Airy 光束可以进行材料微加工。如图 15(a) 所示, 环形 Airy 光束汇聚后会形成贝塞尔光束, 使得焦点附近为一个高强度的“长条”, 并且不会很快弥散, 利用该焦点强聚焦的性质可以进行大纵深的材料打孔。Airy 光纤无疑拥有类似的应用前景, 比如环形 Airy 光纤所出射的准环形 Airy 光束的焦点性质即与此类似。如图 15(b) 所示, 在本文提及的光学下其焦点位置光强非常尖锐, 归一化光强为入射光的 6 倍以上, 增大环形纤芯的直径或者增加环形纤芯的数量都可

以进一步增强聚焦能力, 并且由于光纤的易集成性使得加工装置更加微型化。

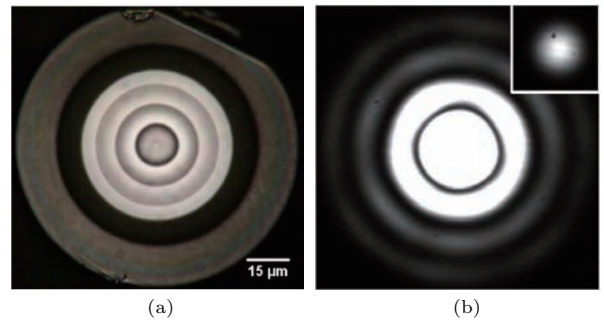


图 14 Airy 斑生成光纤 (a) 光纤横截面显微图; (b) 光纤中的 Airy 斑模场近场图像

Fig. 14. The Airy disc fiber: (a) Optical micrograph of the Airy disc fiber; (b) measured near-field image of the output of the fiber when trying to excite the Airy mode.

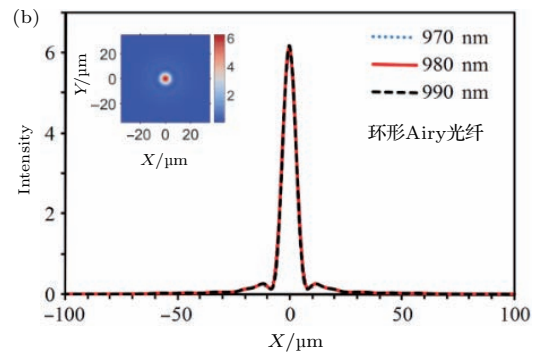
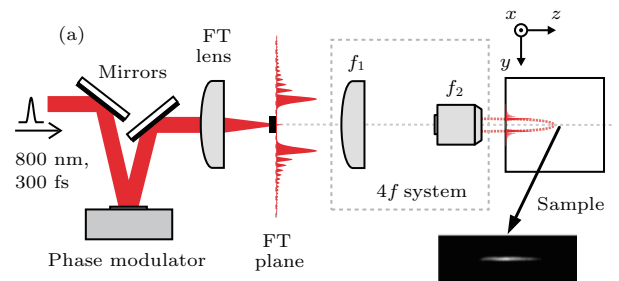


图 15 环形 Airy 光束材料的微加工应用 (a) 材料微加工实验装置 [15]; (b) 环形 Airy 光束焦点位置光强

Fig. 15. Materials processing by using abruptly autofocusing beam: (a) Experimental setup [15]; (b) the transverse intensity profile of focus of annular Airy fiber.

若将 Airy 光束用作光镊, 其散射力可驱动微粒获得沿光束传输方向上的动量。如图 16 所示 [34], Airy 光束在无衍射传输段其主旁瓣泾渭分明, 处于路径上的微粒会弯曲传输。所以一些研究者将其应用在微粒引导 [9]、路径清扫 [35], 粒子分选等 [36] 方面, 在生物化学、医疗领域有很好的前景。而 Airy 光纤可生成微小的 Airy 光束, 同样可以实现以上

功能,且理论上并无显微视场即操作范围的限制,可实现观测与微操装置的分隔。



图 16 Airy 场下微粒传输示意

Fig. 16. The guiding effect of an Airy beam.

近几年还有报道 Airy 光束被应用改善显微镜近场成像分辨率<sup>[12]</sup>、产生和操控 Airy 型金属表面等离子体激元等<sup>[17-19]</sup>领域,逐渐呈现出完善 Airy 光束理论发展的同时,应用更加多样化、专业化的特点.且 Airy 型波包并不局限于光学、微波、声波、超声波、电子波等多领域,结合 Airy 光纤技术与这些领域建立有机联系,同样具有非常大的应用潜力。

## 7 结 语

本文从 Airy 光束的理论出发介绍了多种 Airy 光纤设计原理及其结构特点;基于耦合模理论讨论了光纤中传输场特点以及 Airy 场转换重构的原理;重点讨论了 Airy 光纤对波长的响应特点;对比 Airy 光束的实际研究意义,介绍了 Airy 光纤潜在的应用范围.我们认为:可生成准 Airy 光束的 Airy 光纤不仅可拥有 Airy 光束的多数已知优点,更因为本身光纤的易操控易集成等特点进一步地拓展了 Airy 光束的应用范围,使得此新型光束有了更大的发展前景.现阶段我们的工作主要体现在构造新型 Airy 光束及其生成机理方面,而研究复杂环境对 Airy 光纤的影响——比如力场、温度场、声场等多种感知量对 Airy 光场的影响——探索光纤传感方面的多重应用,会成为以后研究工作的重点之一。

## 参考文献

[1] Durnin J 1987 *J. Opt. Soc. Am. A* **4** 651

[2] Durnin J, Miceli Jr J J, Eberly J H 1987 *Phys. Rev. Lett.* **58** 1499

[3] Turunen J, Friberg A T 2010 *Prog. Opt.* **54** 1

[4] Berry M V, Balazs N L 1979 *Am. J. Phys.* **47** 264

[5] Unnikrishnan K, Rau A R P 1996 *Am. J. Phys.* **64** 1034

[6] Siviloglou G A, Christodoulides D N 2007 *Opt. Lett.* **32** 979

[7] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 213901

[8] Baumgartl J, Mazilu M, Dholakia K 2008 *Nat. Photon.* **2** 675

[9] Zhang P, Prakash J, Zhang Z, et al. 2011 *Opt. Lett.* **36** 2883

[10] Zheng Z, Zhang B F, Chen H, et al. 2011 *Appl. Opt.* **50** 43

[11] Zhao J, Chremmos I D, Song D, et al. 2015 *Sci. Rep.-UK* **5**

[12] Vettenburg T, Dalgarno H I C, Nylk J, et al. 2014 *Nat. Methods* **11** 541

[13] Mathis A, Courvoisier F, Froehly L, et al. 2012 *Appl. Phys. Lett.* **101** 071110

[14] Mathis A, Froehly L, Furfaro L, et al. 2013 *J. Eur. Opt. Soc.-Rapid* **8** 13019

[15] Papazoglou D G, Panagiotopoulos P, Couairon A, et al. 2013 *Lasers and Electro-Optics* San Jose, United States, June 9-14, 2013 p1

[16] Polynkin P, Kolesik M, Moloney J V, et al. 2009 *Science* **324** 229

[17] Minovich A, Klein A E, Janunts N, et al. 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 116802

[18] Salandrino A, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 2082

[19] Zhang P, Wang S, Liu Y, et al. 2011 *Opt. Lett.* **36** 3191

[20] Hu Y, Zhang P, Lou C, et al. 2010 *Opt. Lett.* **35** 2260

[21] Ellenbogen T, Voloch-Bloch N, Ganany-Padowicz A, et al. 2009 *Nat. Photon.* **3** 395

[22] Guan C, Ding M, Shi J, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 1113

[23] Deng H, Yuan L 2013 *Opt. Lett.* **38** 1645

[24] Deng H, Yuan L 2013 *J. Opt. Soc. Am. A* **30** 1404

[25] Efremidis N K, Christodoulides D N 2010 *Opt. Lett.* **35** 4045

[26] Chremmos I, Efremidis N K, Christodoulides D N 2011 *Opt. Lett.* **36** 1890

[27] Vaveliuk P, Lencina A, Rodrigo J A, et al. 2014 *Opt. Lett.* **39** 2370

[28] Vaveliuk P, Lencina A, Rodrigo J A, et al. 2015 *J. Opt. Soc. Am. A* **32** 443

[29] Landau L D, Lifshitz E M 1958 *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* (Vol. 3) (Amsterdam: Elsevier)

[30] Snyder A W 1972 *J. Opt. Soc. Am. A* **62** 1267

[31] Deng H, Yuan Y, Yuan L 2016 *Opt. Lett.* **41** 824

[32] Siviloglou G A, Broky J, Dogariu A, et al. 2008 *Opt. Lett.* **33** 207

[33] Gris-Sánchez I, van Ras D, Birks T A 2016 *Optica* **3** 270

[34] Christodoulides D N 2008 *Nat. Photon.* **2** 652

[35] Baumgartl J, Čížmár T, Mazilu M, et al. 2010 *Opt. Express* **18** 17130

[36] Baumgartl J, Hannappel G M, Stevenson D J, et al. 2009 *Lab on Chip* **9** 1334



SPECIAL TOPIC — Optical Fiber Sensor

# Airy fiber: waveguides array coupling based light beam control method\*

Zhao Hao-Yu<sup>2)</sup> Deng Hong-Chang<sup>1)2)</sup> Yuan Li-Bo<sup>1)†</sup>

1) (*Photonics Research Center, Guilin University of Electronics Technology, Guilin 541004, China*)

2) (*Key Laboratory of In-Fiber Integrated Optics, Ministry of Education, College of Science, Harbin Engineering University, Harbin 150001, China*)

( Received 11 October 2016; revised manuscript received 24 March 2017 )

## Abstract

Recently, Airy beam as a kind of non-diffracting beam, has attracted a great deal of attention due to its unique properties to have propagation-invariant intensity profile, remain transverse accelerating and exhibit “self-healing” features. Therefore, Airy beams have found many potential applications, such as optical micro-manipulation, imaging technology, surface plasmon polaritons and laser micromachining. Airy optical fiber as a kind of waveguide device can be applied for the Airy beam generation, carry out the exploration of new Airy fiber and expand the Airy beam application range, has important practical significance. In this paper, we give a systematical introduction from the view of the Airy beam working principle, Airy fiber structure design, Airy fiber beam generated internal mechanism, Airy beam wavelength response characteristics, and Airy fiber applications.

**Keywords:** Airy beam, non-diffracting beam, free acceleration, microstructured fiber

**PACS:** 42.81.Qb, 42.25.Fx, 42.82.Et

**DOI:** 10.7498/aps.66.074211

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundations of China (Grant Nos. 61290314, 61535004, 11274077, 61675052), the China Postdoctoral Science Foundation (Grant No. 2015M581428), and the Heilongjiang Postdoctoral Fund, China (Grant Nos. LBH-Z15039, LBH-TZ1605).

† Corresponding author. E-mail: [lbyuan@vip.sina.com](mailto:lbyuan@vip.sina.com)