

文章编号: 1001-3806(2021)03-0390-06

## 紧聚焦的角向偏振艾里光束产生超分辨光针

刘嘉伟<sup>1,2</sup>, 聂仲泉<sup>1,2\*</sup>

(1. 太原理工大学 新型传感器与智能控制教育部与山西省重点实验室, 太原 030619; 2. 太原理工大学 物理与光电工程学院, 太原 030619)

**摘要:** 为了研究角向偏振艾里光束的紧聚焦特性, 采用理查德-沃夫矢量衍射理论分析优化了艾里光束的指数衰减因子、主环半径与比例因子对其入射光场分布的影响; 分别研究了角向偏振艾里光束聚焦场分布与涡旋滤波器调制的角向偏振艾里光束的聚焦场分布, 得到亚波长的角向中空场分布与亮场分布, 实验结果与理论模拟基本一致。进一步利用粒子群算法设计多环涡旋相位滤波器调制角向偏振艾里光束, 紧聚焦后得到了超长无衍射超分辨的横向偏振光针。结果表明, 光针的半峰全宽为  $0.395\lambda$ , 聚焦深度为  $37.432\lambda$ , 纵横比达到 94.788; 通过计算斯托克斯参量分析聚焦光场的偏振分布, 发现聚焦光场在径向偏振与角向偏振之间交替变化, 且光束中心奇异点消失, 实现了横向偏振的亮场分布。该研究在高密度的磁光存储、超分辨的光学成像、纳米光刻与粒子操作等领域具有广泛的应用。

**关键词:** 物理光学; 高密度磁光存储; 矢量衍射理论; 角向偏振光; 斯托克斯分量

**中图分类号:** O436.3 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2021.03.022

## Super-resolution light needle achieved by tightly focusing azimuthally polarized airy beam

LIU Jiawei<sup>1,2</sup>, NIE Zhongquan<sup>1,2</sup>

(1. Key Laboratory of Advanced Transducers and Intelligent Control System of Ministry of Education and Shanxi Province, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030619, China; 2. College of Physics and Optoelectronics, Taiyuan University of Technology, Taiyuan 030619, China)

**Abstract:** To study the tight focusing characteristics of azimuthally polarized Airy beams, the Richards-Wolf vector diffraction theory was adopted. The influences of the exponential attenuation factor, the radius of the main ring, and the proportional factor of the airy beams on the incident field patterns were respectively studied. The focal field distributions of the azimuthally polarized airy beams and the azimuthally polarized airy beams modulated by a vortex phase filter were studied, from which a sub-wavelength azimuthally polarized doughnut field and a transversally polarized bright field were garnered. The experimental results are basically consistent with the theoretical simulations. Furthermore, the multi-ring vortex phase filter was designed to modulate the azimuthally polarized airy beams according to the particle swarm algorithm, and an ultra-long and non-diffracting super-resolution transversally polarized light needle was produced on tight focusing. It turns out that the full width at half maximum and the depth of focus of the light needle are  $0.395\lambda$  and  $37.432\lambda$  respectively, which corresponds to an aspect ratio of 94.788. The polarization patterns of the focal fields are analyzed by calculating the Stokes polarization parameters. It is found that the focal field alternates between the radial polarization and azimuthal polarization and the singularity at the center of the beam disappears, which testify that the transversally polarized bright field distribution is realized. The research holds broad applications in high-density magneto-optical storage, super-resolution optical imaging, nanolithography and particle manipulation.

**Key words:** physical optics; high-density magnetic-optical storage; vector diffraction theory; azimuthally polarized beam; Stokes polarization parameters

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11974258; 11604236; 61575139; 11674239; 51602213); 山西省重点研发计划(高新领域)资助项目(201903D121127); 山西省高等学校科技创新资助项目(2019L0151)

作者简介: 刘嘉伟(1995-), 男, 硕士研究生, 主要从事微纳光学研究。

\* 通讯联系人。E-mail: 632777176@qq.com

收稿日期: 2020-03-02; 收到修改稿日期: 2020-03-24

## 引言

近年来, 无衍射超分辨光针因其在激光直写、纳米光刻、高密度磁光存储、超分辨成像和高效粒子操控等领域的广泛应用<sup>[1]</sup>, 成为了热门的研究课题。而圆柱矢量光场在无衍射聚焦方面具有独特的优势, 其中径向偏振光聚焦后可以在聚焦光场形成很强的纵向成分<sup>[2-3]</sup>。利用二元相位光学衍射元件能够使聚焦光场

的能量重新分布,形成光针。由五环相位滤波器调制的径向偏振贝塞尔-高斯光束经高数值孔径物镜聚焦,形成半峰全宽 (full width at half maximum, FWHM) 为  $0.43\lambda$  ( $\lambda$  为波长), 以及聚焦深度 (depth of focus, DOF) 为  $4\lambda$  的亚波长纵向偏振光针<sup>[4]</sup>。同样,利用粒子群优化算法 (particle swarm optimization, PSO) 优化设计的新型正弦三元混合滤波器,可以调制径向偏振的贝塞尔-高斯光束形成 FWHM 为  $0.414\lambda$  以及 DOF 为  $7.58\lambda$  的超分辨纵向偏振光针<sup>[5]</sup>。以上提到的光针都是由径向偏振光形成,其纵向成分占主导。

同样的,角向偏振光聚焦后可以在聚焦光场形成有着超长的 DOF,更有利于应用于激光直写、高密度磁光存储等领域<sup>[6-7]</sup>。角向偏振光直接聚焦,聚焦光场是中空的暗场<sup>[8]</sup>,与横向偏振光针相关的科研工作较少。而用  $2\pi$  涡旋相位滤波器调制角向偏振光,经高数值孔径物镜聚焦后可以形成纯横向偏振的光针。由  $2\pi$  涡旋相位滤波器和二元相位光学衍射元件调制的角向偏振的贝塞尔-高斯光束聚焦后,形成 FWHM 为  $0.40\lambda$  以及 DOF 为  $6.32\lambda$  的无衍射横向偏振光针<sup>[9]</sup>。贝塞尔-高斯光束具有无衍射和自愈合的特性,成为研究者们设计优化光针的热门选择。艾里光束不仅具备无衍射和自愈合的特性,而且拥有独特的自加速性质,可以应用到粒子操控等 1 维领域,而其它光束只能应用到更高维的领域。

本文中利用多环涡旋相位滤波器调制角向偏振的艾里光束,经过高数值孔径物镜聚焦后形成超长无衍射超分辨横向偏振光针。在仿真中,设置艾里光束的指数衰减因子  $a_0 = 0.03$ ,主环半径  $r_0 = 2.8\text{mm}$ ,比例因子  $w = 0.03\text{mm}$ 。通过 PSO 算法设计优化了不同的滤波器,其中五环滤波器可以形成 FWHM 是  $0.395\lambda$  与 DOF 是  $37.432\lambda$  的光针。进一步利用斯托克斯参量分析聚焦光场的偏振分布,得出聚焦光场在径向偏振与角向偏振之间交替变化,且光束中心奇异点消失,证明实现了横向偏振的亮场分布。

## 1 理 论

### 1.1 角向偏振艾里光束的紧聚焦特性分析

如图 1 所示,角向偏振的艾里光束沿  $z$  轴水平入射,通过高数值孔径 (numerical aperture, NA) 物镜聚焦,根据理查德-沃夫矢量衍射理论,其聚焦光场附近的电场分布可表示为<sup>[10-11]</sup>:

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = \begin{bmatrix} \mathbf{E}_r \\ \mathbf{E}_\phi \\ \mathbf{E}_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -A_0 e^{i\phi} (I_0 + I_2) \\ -iA_0 e^{i\phi} (I_0 + I_2) \\ 0 \end{bmatrix} \quad (1)$$

式中,  $\mathbf{E}_r, \mathbf{E}_\phi, \mathbf{E}_z$  分别表示聚焦光场在圆柱坐标系中  $r, \phi, z$  方向的分量,  $A_0$  是常数,仿真中可以忽略。

$$I_n = \int_0^\alpha \sqrt{\cos\theta} \sin\theta l_n(\theta) \times \exp(ikz\cos\theta) J_n(kr\sin\theta) d\theta \quad (2)$$

式中,  $\alpha = \arcsin d_{NA}/n_0$  是物镜的最大半会聚角,  $n_0$  是空间的折射系数,  $k = 2\pi/\lambda$  是真空中波矢,  $\lambda$  是入射光的波长,  $J_n$  是第 1 类  $n$  阶贝塞尔函数,  $l_n(\theta)$  是角向偏振艾里光束的切趾函数<sup>[12]</sup>,可表示为:

$$l_n(\theta) = A \left( \frac{r_0 - r_1}{w} \right) \exp \left[ a_0 \left( \frac{r_0 - r_1}{w} \right) \right] \quad (3)$$

式中,  $A(\cdot)$  表示艾里函数,  $r_1$  可以设置  $r_1 = f\sin\theta$ ,  $f$  是聚焦物镜的焦距,  $a_0 > 0$  是指数衰减因子。强度最高的艾里环位于  $r_0 - w$  处,它的 FWHM 近似为  $2.28w$ <sup>[13]</sup>。



Fig. 1 Schematic setup to generate the super-resolution and transversally polarized light needle

### 1.2 角向偏振艾里光束的紧聚焦实验方法

如图 2 所示,艾里光束可以利用液晶空间光调制器 (spatial light modulator, SLM) 加载空间相位产生<sup>[14]</sup>。首先,激光光源发射一束线偏振激光 ( $\lambda = 532\text{nm}$ ),通过激光扩束镜扩展,以合适的角度入射到加载了艾里空间相位的反射式 SLM 的液晶面板。接着,将经相位调制后的线偏振激光反射到傅里叶薄透镜。经过傅里叶变换,在透镜的焦平面,产生了线偏振艾里光束。将一个环形孔径放置在透镜焦平面,过滤光束的低频成分。之后,线偏振艾里光束经零阶涡旋波片 (LBTEK, VR1-532) 调制生成角向偏振艾里光束。该波片并不会改变艾里光束的光强分布。最后,角向

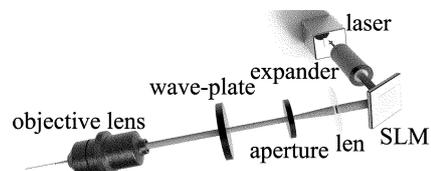


Fig. 2 Experimental method to generate an azimuthally polarized Airy beam

偏振艾里光束通过高数值孔径物镜聚焦,在聚焦平面生成超长无衍射超分辨的横向光针。

## 2 仿真结果

### 2.1 指数衰减因子 $a_0$ 、主环半径 $r_0$ 和比例因子 $w$ 对入射艾里光束的影响

入射艾里光束的各项参量,影响着紧聚焦后超分辨横向偏振光针的性质<sup>[15-16]</sup>。因而通过仿真模拟,探究指数衰减因子  $a_0$ 、主环半径  $r_0$  和比例因子  $w$  对入射艾里光束的影响有着重要意义。首先,设置聚焦物镜的焦距  $f = 3\text{mm}$ ,主环半径  $r_0 = 2.8\text{mm}$ ,比例因子  $w = 0.03\text{mm}$ ,指数衰减因子  $a_0$  分别为  $0.01, 0.1, 1$ 。图 3a ~ 图 3c 所示。是不同的指数衰减因子  $a_0$  所对应的入射场光强的分布情况。在  $a_0 = 0.01$  时,艾里光束的能量散布在其主瓣和诸多旁瓣上;在  $a_0 = 1$  时,艾里光束的能量只集中分布在主瓣上,光场变为甜甜圈的形状;而  $a_0 = 0.1$  时,艾里光束的能量主要分布在主瓣上,少量分布在旁瓣上,是一种中间态。接着,设置聚焦物镜的

焦距  $f = 3\text{mm}$ ,指数衰减因子  $a_0 = 0.25$ ,比例因子  $w = 0.03\text{mm}$ ,主环半径  $r_0$  分别为  $2\text{mm}, 2.5\text{mm}, 3\text{mm}$ 。图 3d ~ 图 3f 所示是不同的主环半径  $r_0$  所对应的入射场光强的分布情况。从图 3d ~ 图 3f 可知,艾里光束的主瓣和旁瓣能量分布比例并无变化,主瓣的直径从  $2\text{mm}$  变化到  $3\text{mm}$ 。最后,设置聚焦物镜的焦距  $f = 3\text{mm}$ ,指数衰减因子  $a_0 = 0.25$ ,主环半径  $r_0 = 2.8\text{mm}$ ,比例因子  $w$  分别为  $0.05\text{mm}, 0.1\text{mm}, 0.5\text{mm}$ 。如图 3g ~ 图 3i 所示,艾里光束的主瓣和旁瓣能量分布比例并无变化,主瓣的直径也保持一致,而主瓣的宽度从  $0.05\text{mm}$  变化到  $0.5\text{mm}$ 。

综上所述,对于艾里光束,指数衰减因子  $a_0$  影响其光场能量在主瓣和旁瓣的分布比例,主环半径  $r_0$  影响其主瓣的直径,比例因子  $w$  影响其主瓣的宽度。为了提升紧聚焦后产生的超分辨光针的 DOF 并压缩其 FWHM,在之后的仿真实验中,设置聚焦物镜的焦距  $f = 3\text{mm}$ ,指数衰减因子  $a_0 = 0.03$ ,主环半径  $r_0 = 2.8\text{mm}$ ,比例因子  $w = 0.03\text{mm}$ 。

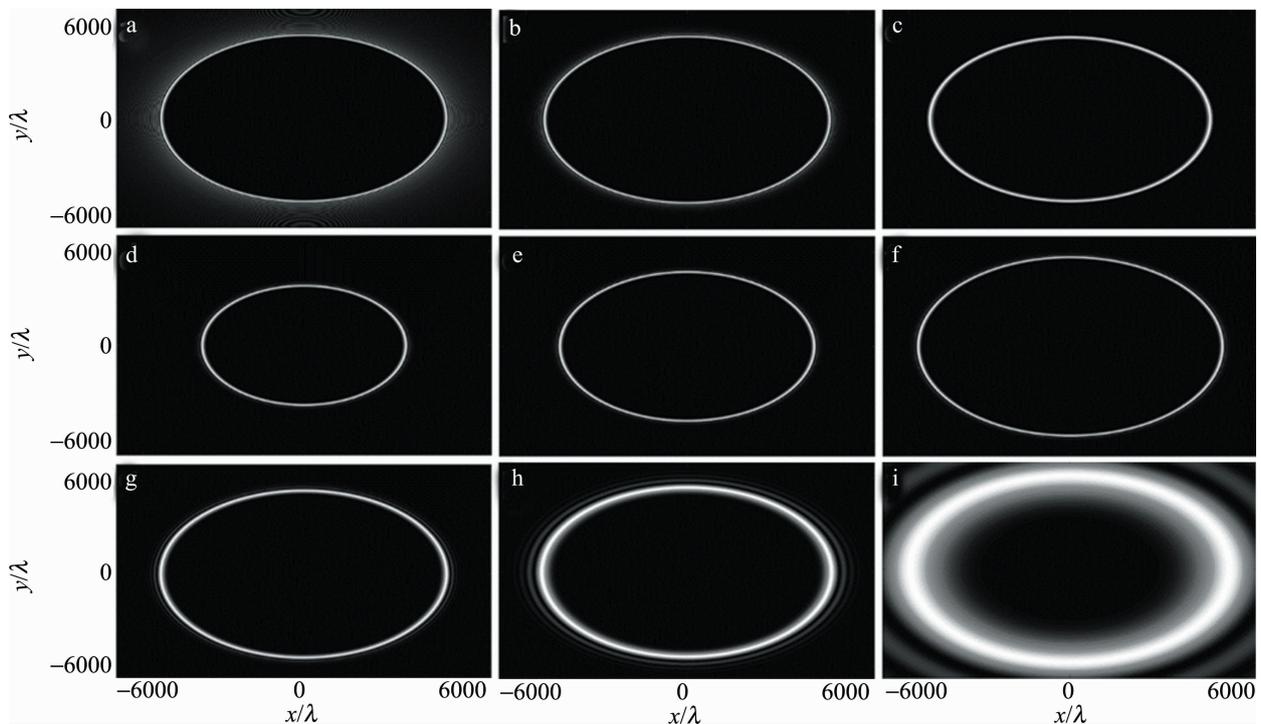


Fig. 3 a ~ c—the normalized intensity patterns of input Airy beams for given input parameters  $r_0 = 2.8\text{mm}$ ,  $w = 0.03\text{mm}$  and  $a_0 = 0.01, 0.1$  and  $1$ , respectively in the  $x$ - $y$  plane d ~ f—the normalized intensity patterns of input Airy beams for given input parameters  $a_0 = 0.25$ ,  $w = 0.03\text{mm}$  and  $r_0 = 2\text{mm}, 2.5\text{mm}$  and  $3\text{mm}$ , respectively in the  $x$ - $y$  plane g ~ i—the normalized intensity patterns of input Airy beams for given input parameters  $a_0 = 0.25$ ,  $r_0 = 2.8\text{mm}$  and  $w = 0.05\text{mm}, 0.1\text{mm}$  and  $0.5\text{mm}$ , respectively in the  $x$ - $y$  plane

### 2.2 多环涡旋相位滤波器对紧聚焦性质的影响

如图 4a、图 4b 所示,未经调制的角向偏振光紧聚焦后,在聚焦光场只存在角向成分,径向成分和轴向成分为零,光场呈现中空分布。如图 4c 所示,在实验中

生成了紧聚焦后未经调制的角向偏振光<sup>[17]</sup>。根据(1)式,经涡旋相位滤波器调制的角向偏振光紧聚焦后<sup>[18]</sup>,在聚焦光场产生径向成分。这是因为偏振分布和相位分布之间有联系,入射光相位的改变会导致聚

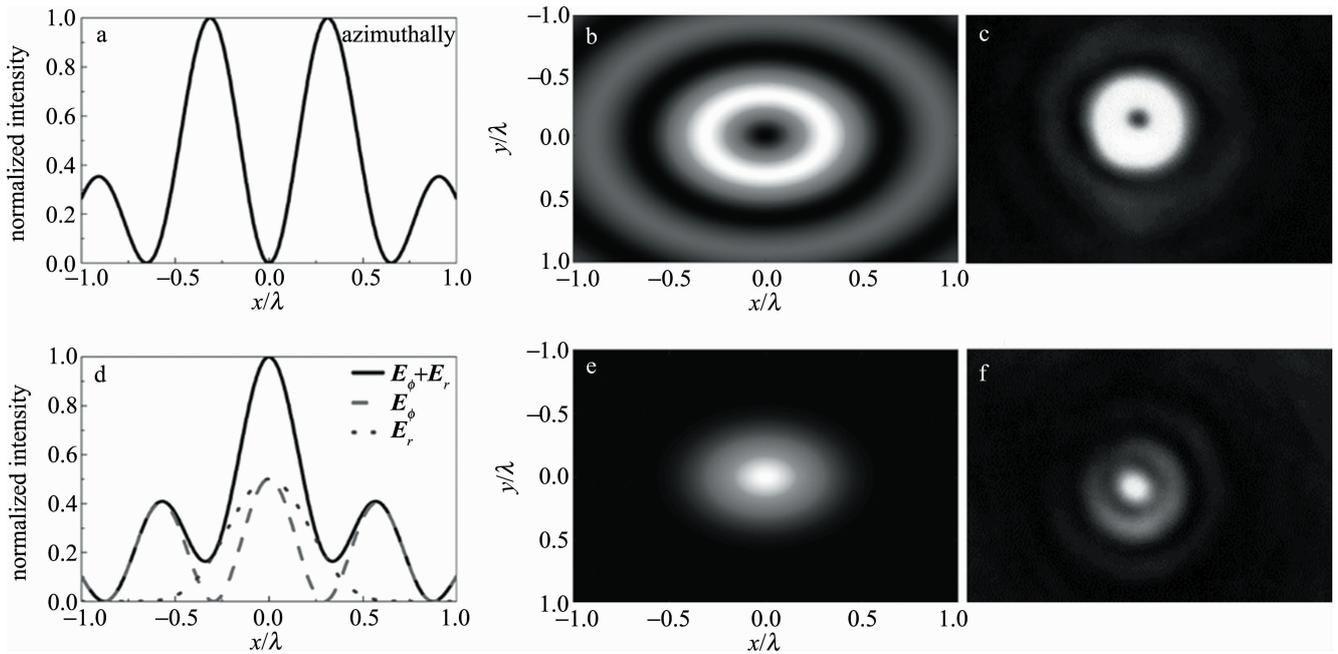


Fig. 4 a ~ c—the normalized intensity profiles, normalized intensity patterns in the  $x$ - $y$  planes and experimental results of unmodulated azimuthally polarized beam by tightly focusing, respectively d ~ f—the normalized intensity profiles, normalized intensity patterns in the  $x$ - $y$  planes and experimental results of modulated azimuthally polarized beam by tightly focusing, respectively

焦光场的偏振发生改变。如图 4d ~ 图 4e 所示,经调制的角向偏振光紧聚焦后,由于同时存在角向成分和径向成分,中心的偏振奇异点消失,光场的中空分布消失。如图 4f 所示,是经调制的角向偏振光紧聚焦后的实验结果。

为了实现超长无衍射超分辨横向偏振艾里光针,作者设计了  $N$  环涡旋相位滤波器,可压缩沿  $r$  方向的旁瓣并延长  $z$  方向的聚焦深度。如图 1 所示,角向偏振的艾里光束沿  $z$  轴水平入射,经由  $N$  环涡旋相位滤波器调制和高数值孔径物镜聚焦,该滤波器由不同透过率  $f(\theta)$  和不同相位  $\varphi(\theta)$  的同心环组成,每个环对应的径向位置可以表示为  $r_t = \sin\theta_t/d_{NA}$  (相对于光瞳的归一化半径)。经调制后聚焦场的  $I_n$  可重新表示为:

$$I_n = \sum_{t=1}^N f_t \exp(i\varphi_t) \int_{\theta_{t-1}}^{\theta_t} \sqrt{\cos\theta} \sin\theta l_0(\theta) \times \exp(ikz\cos\theta) J_n(kr\sin\theta) d\theta \quad (4)$$

式中,环形滤波器的环数  $t = 1, 2, 3, \dots, N; \theta_t = \arcsin r_t \times d_{NA}/n_0$  是物镜的半会聚角 ( $\theta_0 = 0, \theta_N = \theta_{max} = \arcsin d_{NA}/n_0$ )。在仿真中,设定入射光的波长  $\lambda = 532\text{nm}$ ,物镜的数值孔径为 0.95,空间的折射系数  $n_0 = 1$ 。作者使用了 PSO 算法,该算法是一种基于群体的启发式优化算法,由肯尼迪和艾伯哈特提出。PSO 算法先要设置一个随机的解群空间,然后搜索最优解,每个解都是解群空间里面的一个粒子,每个粒子都有自己的位置矢量

和速度矢量。设置合适的 DOF 和 FWHM 作为结束搜索的特定条件,设计优化了四环和五环涡旋相位滤波器每个环的径向位置  $r_t$ ,得到了超长无衍射超分辨横向偏振艾里光针。

如图 5a ~ 图 5c 所示,分别是当涡旋相位滤波器的  $N$  为 1,4,5 时,经过调制的角向偏振的艾里光束聚焦后,总场沿着  $z$  轴方向的分布情况。可以看出,生成的横向艾里光针沿着  $z$  轴方向分布均匀,在较长范围没有发生衍射。如图 5d 和表 1 所示,当  $N=4$  时,艾里光针的 DOF 大约是  $37.743\lambda$ ,是  $N=1$  时艾里光针 DOF 的 3.687 倍,这表明  $N=4$  时,涡旋相位滤波器可以延长  $z$  方向的聚焦深度,其纵横比达到 94.760。当  $N=5$  时,艾里光针的 DOF 大约是  $37.432\lambda$ ,与  $N=4$  时光针的 DOF 相比并没有太大变化,但是分布的均

Table 1 The essential parameters of the multi-loop vortex phase filter and properties of airy light needle

	$N=1$	$N=4$	$N=5$
$r_t$	1	0.9667, 0.9754, 0.9936, 1	0.9555, 0.9711, 0.9867, 0.9990, 1
$f(\theta)$	1	1, 0, 1, 1	1, 1, 1, 0, 1
$\varphi(\theta)$	$\pi/2$	$\pi/2, -\pi/2, \pi/2, -\pi/2$	$\pi/2, -\pi/2, \pi/2, -\pi/2, \pi/2$
DOF/ $\lambda$	10.238	37.743	37.432
FWHM/ $\lambda$	0.395	0.398	0.395
DOF/FWHM	25.918	94.760	94.788

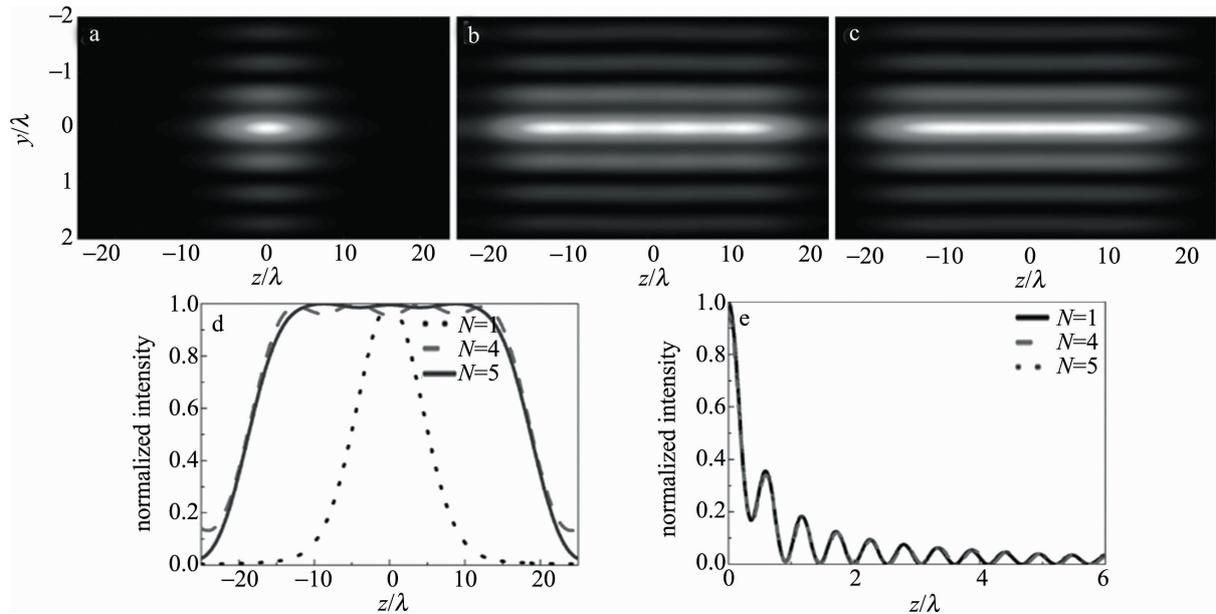


Fig. 5 a ~ c—the normalized intensity patterns of the light needle in the  $y$ - $z$  planes for  $N=1, 4$  and  $5$ , respectively d ~ e—the depth of focus and full width at half maximum of transversally polarized Airy light needle for  $N=1, 4$  and  $5$ , respectively

匀性得到很大提升。如图 5e 和表 1 所示, 当  $N$  分别为 1, 4, 5 时, 艾里光针的 FWHM 几乎保持不变, 大约是  $0.398\lambda$ 。当入射光的波长  $\lambda = 532\text{nm}$ 、物镜的  $d_{\text{NA}} = 0.95$  时, 光场的阿贝衍射极限是  $0.5\lambda/d_{\text{NA}} = 0.53\lambda$ , 因此生成了超长无衍射超分辨横向偏振艾里光针。

### 2.3 通过斯托克斯偏振参量分析紧聚焦光场的偏振分布

可以通过分析斯托克斯参量来研究横向偏振艾里光针的偏振分布详情。局部偏振椭圆的方位角  $\psi$  和椭圆率  $\tan\chi$  可以表示为<sup>[19-20]</sup>:

$$\begin{cases} \tan(2\psi) = \tan[2\phi + \arg(I_0^* I_2)] \\ \sin(2\chi) = \frac{|I_0|^2 - |I_2|^2}{|I_0|^2 + |I_2|^2} \end{cases} \quad (5)$$

式中,  $\arg()$  表示复角,  $I_0^*$  表示  $I_0$  的复共轭。

图 6a 所示是局部偏振椭圆在焦点处延  $x$  轴方向的椭圆率分布情况。可以发现, 椭圆率在空间上是变化的。在聚焦平面中心, 椭圆率是 1, 表示这里是右旋圆偏振光。沿着径向方向, 椭圆率从 1 变化到 -1, 偏振从右旋圆偏振变化到左旋圆偏振。如图 6b 所示, 这些小短线是在聚焦平面内局部偏振椭圆长轴的方向, 其在径向方向和角向方向间交替变化, 呈现轴对称分布。椭圆率从 1 变化到 -1 的区域是径向分布, 反之是角向分布。在变化的边界区域, 椭圆率是  $\pm 1$ , 这里是偏振的奇异点, 属于圆偏振, 方位角  $\psi$  无法计算<sup>[21]</sup>。总之, 通过斯托克斯偏振参量分析了紧聚焦光场的偏振分布, 光场的偏振在空间上呈现径向偏振与角向偏

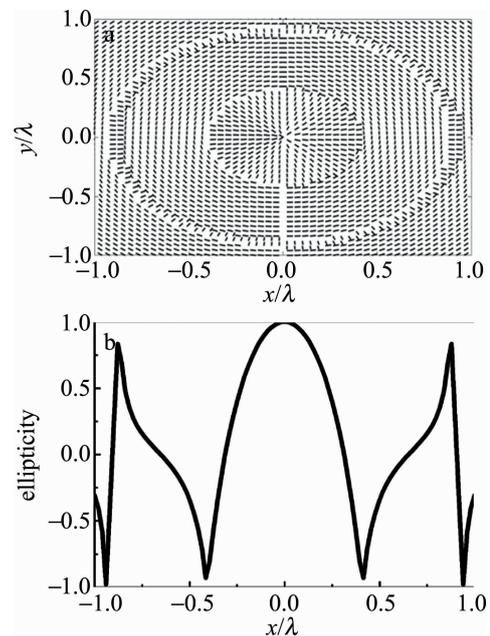


Fig. 6 a—cross section of the ellipticity of local polarization ellipses in the  $x$ - $z$  planes b—the azimuthal angle distribution in the focal plane 振的交替变化, 且中心奇点消失, 其区域大小约为  $0.4\lambda$ , 证明利用多环形涡旋滤波器实现了横向偏振的超分辨光场分布。

### 3 结论

利用 PSO 算法优化设计了多环涡旋相位滤波器调制角向偏振艾里光束, 经高数值孔径物镜聚焦后生成了超长无衍射超分辨横向偏振光针。其中, 五环涡旋相位滤波器的优化效果最好, 压缩沿横向方向的旁

瓣并延长轴向方向的聚焦深度,并且光场分布十分均匀,光针的 FWHM 大约是  $0.395\lambda$ , 低于阿贝衍射极限,DOF 大约是  $37.432\lambda$ ,纵横比达到 94.788。通过斯托克斯偏振参量分析了紧聚焦光场的偏振分布,光场的偏振在空间上呈现径向偏振与角向偏振的交替变化,其中心奇点消失,为亮的右旋圆偏振光。在实际应用中,通过 SLM 能实现作者编码的多环涡旋相位滤波器。横向偏振的超分辨光针在激光直写、纳米光子学、高密度磁光存储、超分辨成像和粒子操控等领域具有广阔的应用前景。需要注意的是,该滤波器生成的超长无衍射超分辨横向偏振光针的横向旁瓣较大,不适用于广泛应用,之后需要扩展滤波器的调制维度,减少横向旁瓣。

### 参 考 文 献

- [1] NIE Zh Q, LIN H, LIU X F, *et al.* Three-dimensional super-resolution longitudinal magnetization spot arrays[J]. *Light: Science & Applications*, 2017, 6(8): e17032.
- [2] NIE Zh Q, SHI G, ZHANG X R, *et al.* Generation of super-resolution longitudinally polarized beam with ultra-long depth of focus using radially polarized hollow Gaussian beam[J]. *Optics Communications*, 2014, 331(22): 87-93.
- [3] ZHAO Y C, NIE Zh Q, ZHAI A P, *et al.* Optical super-resolution effect induced by nonlinear characteristics of graphene oxide films [J]. *Optoelectronics Letters*, 2018, 14(1): 21-24.
- [4] WANG H F, SHI L P, LUKYANCHUK B, *et al.* Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics[J]. *Nature Photonics*, 2008, 2(8): 501-505.
- [5] SHI C K, NIE Zh Q, TIAN Y T, *et al.* Super-resolution longitudinally polarized light needle achieved by tightly focusing radially polarized beams[J]. *Optoelectronics Letters*, 2018, 14(1): 1-5.
- [6] WANG H Ch, HU A J, CHEN P F. Generation of Laguerre-Gaussian beam based on spatial light modulator [J]. *Laser Technology*, 2017, 41(3): 447-450 (in Chinese).
- [7] ZHANG Y J, GAO Sh H, S Y, *et al.* Preparation and characteristics of large aperture liquid crystal q-wave-plates [J]. *Laser Technology*, 2019, 43(4): 6-11 (in Chinese).
- [8] NIE Zh Q, LI Z G, SHI G, *et al.* Generation of a sub-wavelength focal spot with a long transversally polarized optical needle using a double-ring-shaped azimuthally polarized beam[J]. *Optics and Lasers in Engineering*, 2014, 59(12): 93-97.
- [9] GUAN J, LIN J, CHEN C, *et al.* Transversely polarized sub-diffraction optical needle with ultra-long depth of focus[J]. *Optics Communications*, 2017, 404(9): 118-123.
- [10] LI G, LU F, ZHU B, *et al.* Effect of wavefront aberrations on focusing characteristics of ultrashort femtosecond laser pulses [J]. *Laser Technology*, 2020, 44(1): 14-19 (in Chinese).
- [11] ZHAO J H, WANG Q, ZHU M B, *et al.* Compact focusing properties of radial vector beam with vortex phase encoding [J]. *Laser Technology*, 2017, 41(2): 187-190 (in Chinese).
- [12] LIU S, WANG M R, LI P, *et al.* Abrupt polarization transition of vector autofocusing Airy beams[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(14): 2416-2418.
- [13] ZHU W G, SHE W L. Tightly focusing vector circular Airy beam through a hard aperture [J]. *Optics Communications*, 2015, 334(28): 303-307.
- [14] WANG F, ZHAO C B L, DONG Y, *et al.* Generation and tight-focusing properties of cylindrical vector circular Airy beams[J]. *Applied Physics*, 2014, B117(3): 905-913.
- [15] JIN L, ZHANG X Q. Characteristics of Airy beam propagating in circular periodic media [J]. *Laser Technology*, 2019, 43(3): 432-436 (in Chinese).
- [16] LI Y, MO W Ch, YANG Zh G. Generation of terahertz vortex beams base on metasurface antenna arrays [J]. *Laser Technology*, 2017, 41(5): 644-648 (in Chinese).
- [17] ZHAN Q W. Properties of circularly polarized vortex beams[J]. *Optics Letters*, 2006, 31(7): 867-869.
- [18] ZHANG Y Zh, WANG J M, LU Y G, *et al.* Application of the manipulated vectorial laser filed in surface treatment [J]. *Laser Technology*, 2020, 44(1): 32-36 (in Chinese).
- [19] GUAN J, LIN J, MA Y, *et al.* A subwavelength spot and a three-dimensional optical trap formed by a single planar element with azimuthal light[J]. *Science Letters*, 2017, 7(1): 1-8.
- [20] MAN Z S, MIN C J, DU L P, *et al.* Sub-wavelength sized transversely polarized optical needle with exceptionally suppressed side-lobes[J]. *Optics Express*, 2016, 24(2): 874-882.
- [21] ZENG L W, CAI Y J, TAN C S, *et al.* Optimization of Stokes optical polarization measurement system [J]. *Laser Technology*, 2017, 41(1): 74-78 (in Chinese).