

弯曲阶跃型光纤中光学涡旋的传输特性研究

孙喜博 耿远超 刘兰琴 朱启华 黄志华 黄晚晴 张 颖 王文义

中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 四川 绵阳 621900

摘要 研究了光学涡旋在光纤中传播特性。从 Maxwell 方程出发, 推导光波导中的波动方程, 并进行阶跃光纤传输的本征模式求解, 根据光学涡旋模式(OAM 模)和线偏振模式(LP 模)与矢量模式之间的关系, 解出光学涡旋以及线偏振模在光纤中的模式分布, 理论分析了光学涡旋在光纤中较 LP 模的传播优势, 并通过计算模拟其在弯折光纤中的传播过程, 发现其光场强度空间分布具有周期性旋转特性。研究光纤弯曲半径以及涡旋拓扑荷对光学涡旋传播的影响。光纤弯曲半径越小, 传输损耗越大; 涡旋拓扑荷越大, 传输损耗越大, 对应的旋转周期越小。

关键词 光纤光学; 光学涡旋; 弯曲光纤; 轨道角动量; 阶跃光纤

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/AOS201535.s106001

Study on Propagation Characteristics of Optical Vortices in Bent Fibers

Sun Xibo Geng Yuanchao Liu Lanqin Zhu Qihua Huang Zhihua

Huang Wanqing Zhang Ying Wang Wenyi

China Academy of Engineering Physics, Research Center of Laser Fusion, Mianyang, Sichuan 621900, China

Abstract The propagation characteristics of optical vortices in fibers are studied. The wave equations in the optical waveguide based on the Maxwell's equation are derived, and then the eigen modes of the step index fiber are solved. According to the relationship of the orbital angular momentum (OAM) and linear polarization (LP) modes with the vector modes, the distributions of optical vortices and linear polarization modes in fibers are solved and the advantage of optical vortices in fibers over the LP modes in theory are analyzed. The propagation of the optical vortices in bend fibers is simulated. It is found that the distribution of the optical field has periodic rotating properties. The effects of the fiber's bending radius and the topological charge on the propagation of optical vortices are researched. The smaller the bending radius is, the greater loss in propagation is produced. The larger the topological charge is, the greater loss in propagation and the shorter rotating period is.

Key words fiber optics; optical vortices; bent fiber; orbital angular momentum; step index fiber

OCIS codes 060.2320; 060.2310; 060.3510; 350.5500

1 引 言

随着激光的产生和人们对光认识的深入, 光学涡旋这一现象也逐渐引起人们的关注。到了 20 世纪 Couillet 根据螺旋相位波与超流漩涡之间的数学相似性, 将携带有相位奇异性且围绕奇点旋流的波叫做光学涡旋。1974 年 Berry、Nye 和 Wright 首次深入报道了对相位奇异性的研究。20 世纪末, 大量关于光学涡旋的研究文章陆续发表^[1-8], 1992 年 Allen 等^[6]提出了具有角向相位函数 $\exp(i\ell\varphi)$ 的光学涡旋携带有高于自旋角动量若干倍的轨道角动量(OAM)。

收稿日期: 2015-03-25; **收到修改稿日期:** 2015-04-28

基金项目: 中国工程物理研究院科学技术发展基金(2014A0401018)

作者简介: 孙喜博(1991-), 女, 硕士研究生, 主要从事光学涡旋和高功率激光技术等方面的研究。

E-mail: sxb_09@163.com

导师简介: 刘兰琴(1973-), 女, 博士, 研究员, 主要从事激光脉冲传输放大以及激光装置总体光纤设计等方面的研究。

E-mail: lylymao2013@163.com(通信联系人)

光学涡旋具有广阔的应用领域,不仅可以用于光导、频率移动^[9-10]、角动量改变,而且还可以作为自聚焦介质中的暗孤子^[11-12]。涡旋光束所拥有的轨道角动量更可以用于自由空间光通信的信息解码、光通信等^[13]。2014年华中科学技术大学王健课题组利用环形光纤实现了 Pbit/s 的总传输容量以及几百 bit/(s·Hz)的谱效率^[14]。另外,光学涡旋在光学微操控领域^[15-17]中的应用也尤为突出,如利用其光束中空且具有轨道角动量等特性,进行微粒和原子的光陷阱、捕获和引导粒子、旋转和吸收粒子等操控^[18],其中,带有偏振态分布的涡旋光束,因为独特的聚焦性质可以用于激光加工和材料处理^[19]等领域。

已有文章报道了光学涡旋可以用于增大激光腔的模体积,根据这样的特性,光学涡旋激光器较普通的高斯光束激光器更容易提高抽运效率,实现高功率的输出。起初人们认为涡旋光束并不适于在光纤中传输,2011年 Nenad Bozinovic 等^[20]提出了涡旋光纤的结构,并进行了传输实验,证明了光学涡旋的本征模式在光纤中传输的可能性。光学涡旋在光纤中传输具有单一的传播常数,且具有相同的圆偏振态,空间耦合简易。光学涡旋因其具有大模场、传输稳定的特性,在光波导方面具有很大的应用前景,如大模场放大实现高功率输出等。本文研究了光学涡旋在阶跃光纤中传播问题,从 Maxwell 方程出发,推导阶跃光波导中的波动方程,并进行光纤传输的本征模式求解,分析光学涡旋在光纤中的模式分布,模拟其在弯曲光纤中的传播过程,为进一步研究光学涡旋在光波导中的应用奠定理论基础。

2 理 论

2.1 阶跃光纤中电磁场方程的矢量解

圆形光纤中,光纤芯区和包层内场的纵向分量 E_z 和 H_z 均满足标量形式的 Helmholtz 方程,采用以纤芯中心为坐标原点的柱坐标形式^[20]:

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} E_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} E_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} E_z + K_c^2 E_z = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} H_z + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} H_z + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} H_z + K_c^2 H_z = 0, \quad (2)$$

$$K_c^2 = n^2 K_0^2 - \beta^2, \quad (3)$$

式中, K_0 为电磁波在真空中的波数, β 为传播常数, n 为纤芯相对折射率。

由分离变量法,设 $E_z(r, \varphi, z) = AR(r)\varphi(\varphi)\exp(-i\beta z)$, 代入求解,可以得到

$$\frac{r^2}{R} \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + \frac{r}{R} \frac{\partial R}{\partial r} + K_c^2 r^2 = -\frac{1}{\varphi} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial \varphi^2}. \quad (4)$$

设左右两边为常数 l^2 , 也就是后文提到的拓扑荷 l 。

径向函数 R 与角向函数 φ 所满足的微分方程为

$$r^2 \frac{\partial^2 R}{\partial r^2} + r \frac{\partial R}{\partial r} + (K_c^2 r^2 - l^2)R = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \varphi^2} + l^2 \varphi = 0. \quad (6)$$

电磁场的边界条件,切向分量连续,纤芯表面处(芯径为 a) 有

$$E_{z1} = E_{z2}, \quad H_{z1} = H_{z2}, \quad E_{\varphi 1} = E_{\varphi 2}, \quad H_{\varphi 1} = H_{\varphi 2}. \quad (7)$$

根据导模特征方程得到的相应特征参数来确定满足电磁场方程和边界条件的特定的导模场的空间分布(TE 模、TM 模、EH 模和 HE 模),并将其转换到直角坐标系下表示(m 为径向有关的模叙述)。

TE_{0m} 模横向电磁场可表示为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A_1 J_1 \left(\frac{U r}{a} \right) \begin{bmatrix} \sin \varphi \\ -\cos \varphi \end{bmatrix}, \quad A_1 = i \frac{a}{U} \frac{\omega \mu \beta}{J_0(U)}, \quad (8)$$

式中 $J(\cdot)$ 模参量 U 为光纤的归一化径向相位常数,表征光纤的模式特征和结构:

$$U = K_c a = a \sqrt{n^2 K_0^2 - \beta^2}. \quad (9)$$

TM_{0m} 模横向电磁场可表示为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A_1 J_1 \left(\frac{U_r}{a} \right) \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}. \quad (10)$$

EH_{lm} 模横向电磁场可表示为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A_{l+1} J_{l+1} \left(\frac{U_r}{a} \right) \begin{bmatrix} \sin(l+1)\varphi \\ -\cos(l+1)\varphi \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = A_{l+1} J_{l+1} \left(\frac{U_r}{a} \right) \begin{bmatrix} \cos(l+1)\varphi \\ -\sin(l+1)\varphi \end{bmatrix}, \quad (12)$$

式中 $A_{l+1} = iq\beta A / [U J_l(U)]$, 模参量 $U \in (u_{l,m}, u_{l+1,m})$, $u_{l,m}$ 为贝塞尔函数 $J_l(U)$ 的零点。

HE_{lm} 模横向电磁场可表示为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = -A'_{l-1} J_{l-1} \left(\frac{U_r}{a} \right) \begin{bmatrix} \sin(l-1)\varphi \\ \cos(l-1)\varphi \end{bmatrix}, \quad (13)$$

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = -A'_{l-1} J_{l-1} \left(\frac{U_r}{a} \right) \begin{bmatrix} \cos(l-1)\varphi \\ -\sin(l-1)\varphi \end{bmatrix}, \quad (14)$$

式 $A'_{l-1} = iq\beta A / [U J_l(U)]$, 模参量 $U \in (u_{l-2,m}, u_{l-1,m})$ 。

2.2 LP 模与 OAM 模

通常弱波导近似下,对于完美的圆对称波导,矢量波动方程的解是一系列 TE, TM, HE, EH 模式的组合。通常将传播常数相同模式统一归为 LP_{lm} 模式(线偏振模)。例如模式组合电场 $E_{LP_{l,m}} = E_{HE_{l+1,m}} \pm E_{EH_{l-1,m}}$ 。严格来说,在不满足弱波导近似情况下,HE 模与 EH 模的特征方程并不完全相同,因此在波导中传播常数有所不同,从而导致了 LP 模的传播稳定性在光纤中受到了模式走离的限制。另外,(8)~(12)式中显示,组成 LP_{lm} 的每种矢量模都具有相同的径向函数,角向分布函数有两种选取方式,如 HE_{|l|m} 可选取 HE_{|l|m}^{(even)} 和 HE_{|l|m}^{(odd)},角向分布函数分别为}}

$$\begin{bmatrix} \cos l\varphi \\ -\sin l\varphi \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \sin l\varphi \\ \cos l\varphi \end{bmatrix};$$

EH_{|l|m} 可选取模式 EH_{|l|m}^{(even)} 和模式 EH_{|l|m}^{(odd)},角向分布函数分别为}}

$$\begin{bmatrix} \cos l\varphi \\ \sin l\varphi \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \sin l\varphi \\ -\cos l\varphi \end{bmatrix}.$$

因此每种矢量模具有两种简并模式(TE 模和 TM 在弱波导近似下,认为是简并的)。

角向模式具有可叠加性,满足叠加原理,四种角向模式叠加后得到 LP 的四种偏振形态。

$$\begin{bmatrix} \sin l\varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \cos l\varphi \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \text{for } x \text{ polarization};$$

$$\begin{bmatrix} 0 \\ \cos l\varphi \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} 0 \\ \sin l\varphi \end{bmatrix}, \quad \text{for } y \text{ polarization}.$$

OAM 模式适于在阶跃光纤中传播^[22],且每种 OAM 模式的可以结合简并的 even 和 odd 的 HE 模来组成,模式的电场分布可表示为

$$E_{OAM_{|l|m}}^{(\text{right},+)} = E_{HE_{|l+1,m}}^{(\text{even})} + i \cdot E_{HE_{|l+1,m}}^{(\text{odd})}, \quad (15)$$

$$E_{OAM_{|l|m}}^{(\text{left},-)} = E_{HE_{|l+1,m}}^{(\text{even})} - i \cdot E_{HE_{|l+1,m}}^{(\text{odd})}. \quad (16)$$

但是对于 OAM 模式而言,角向模式叠加后由于角向函数为 $\begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp(il\varphi)$, $\begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \exp(-il\varphi)$,即都具有圆偏振状态。

总结以上分析,OAM 模相对于 LP 模式在光纤中有如下优势^[23]:

- 1) OAM 在光纤中传播具有单一的传播常数,不存在模式走离;
- 2) OAM 模式有相同的偏振态,空间耦合更简易。

同形态的模式指自旋和 OAM 具有同号的拓扑荷。

同样的,自旋和 OAM 拓扑荷相反的异形态的 OAM 模式可以由 EH 模式简并的 even 和 odd 组成,模式的电场分布可表示为

$$E_{\text{OAM}|l,m}^{(\text{left},+)} = E_{\text{EH}|l-1,m}^{(\text{even})} + i \cdot E_{\text{EH}|l-1,m}^{(\text{odd})}, \quad (17)$$

$$E_{\text{OAM}|l,m}^{(\text{right},-)} = E_{\text{EH}|l-1,m}^{(\text{even})} - i \cdot E_{\text{EH}|l-1,m}^{(\text{odd})}. \quad (18)$$

对于 $l=1$ 的情况,没有稳定的互异 OAM 模式,因为简并的 EH 模式被非由简并的 TE 和 TM 模所取代,在光纤中传播的过程会产生模式走离。

2.3 弯曲阶跃光纤的折射率分布

关于光纤中的模式损耗,有很多的理论方法进行模拟,Bozinovic^[24]提出了一种简单的模拟方法,适用于多数的弱波导环境,本文中采用的是 Schermer 等^[25]使用的光束传输算法(BPM)。光纤发生弯曲的时候,其内部的应力密度发生改变,从而导致了纤芯和包层的折射率发生改变,不再均匀分布。通常认为折射率与应力密度成正比,且应力在弯曲方向上近似呈线性分布。图 1(a)、(b)为光纤向 $x>0$ 方向弯曲时光纤折射率的分布变化对比(纤芯半径为 $10 \mu\text{m}$,弯曲半径为 8 cm),图 1(c)中计算了不同弯曲半径 ρ 对应的折射率分布情况。这里的折射率分布计算会因光纤的几何弯曲使折射率分布发生变化。考虑到纤芯与包层之间存在损耗,本文模拟所使用的 BPM 中已经引入损耗项 α ,该损耗项与折射率分布关系在文献[25]中有说明,因此此处折射率分布的影响自然包括了部分光能量折射泄露带来的损耗,不需要额外考虑。

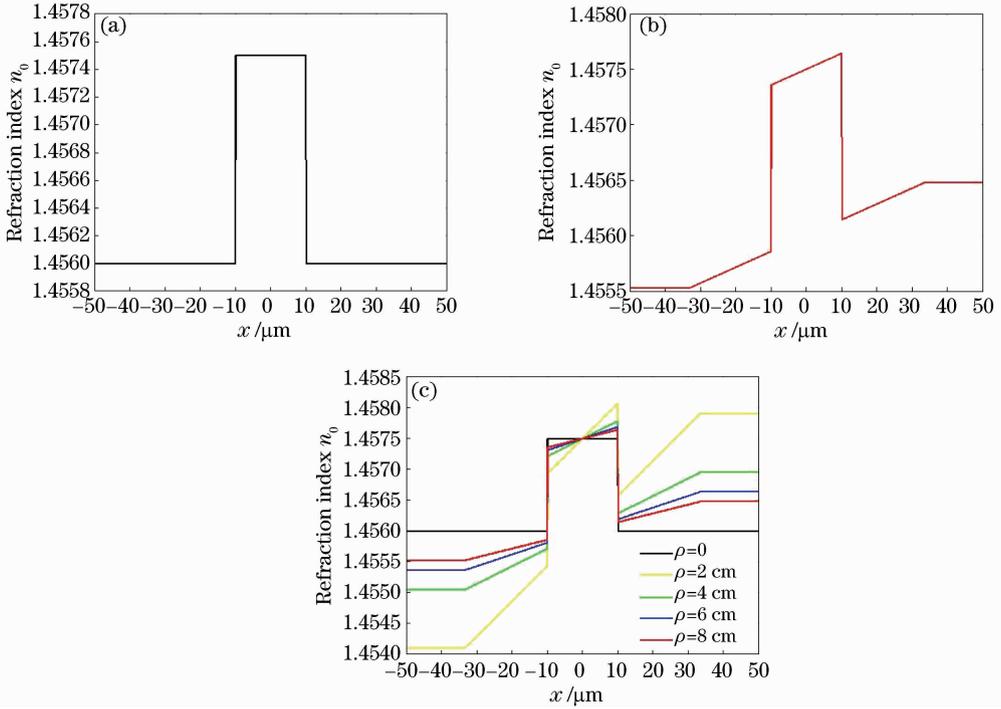


图 1 阶跃光纤折射率分布。(a)直光纤;(b)弯曲方向 $x>0$ 的弯曲光纤;(c)不同弯曲半径的弯曲光纤

Fig.1 Distributions of the refractive index of the step index fiber. (a) Straight fiber; (b) bent fiber for bending direction ($x>0$); (c) bent fibers with different bending radii

3 数值模拟

光纤参数设定如下:光纤纤芯直径为 $20 \mu\text{m}$,光纤长度为 20 mm ,传播波长为 1080 nm ,直光纤纤芯折射率为 1.4575 ,包层折射率为 1.456 (对于 LP_{11} 模),光纤弯曲曲率半径分别为 $2, 4, 6, 8 \text{ cm}$,弯曲方向为 $x>0$ 方向。

OAM 本征模式电场分布可表示为

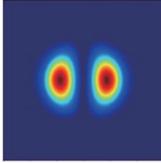
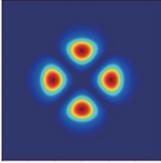
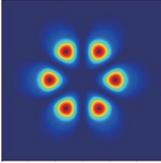
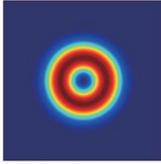
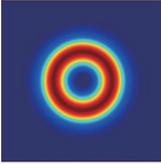
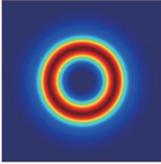
$$E_{\text{OAM}|l,m}^{(\text{left},-)} = E_{\text{HE}|l+1,m}^{(\text{even})} - i \cdot E_{\text{HE}|l+1,m}^{(\text{odd})}.$$

3.1 光纤中 OAM 模式分布

根据第 2 节理论分析,可以计算得矢量模的模式分布,根据 OAM 模和 LP 模与矢量模之间的关系,可以得到 OAM 模和 LP 模在光纤中的电场分布。将折射率分布按照图 1(a)中的分布代入 BPM 程序中计算,模拟得到直光纤中的 LP 和 OAM 的模场计算结果,结果对比如表 1 所示。

表 1 直光纤模场计算结果

Table 1 Mode fields in straight fibers

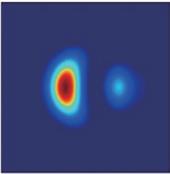
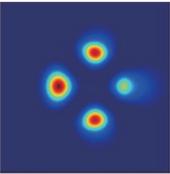
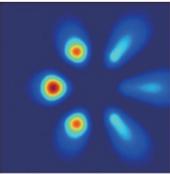
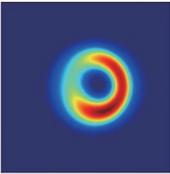
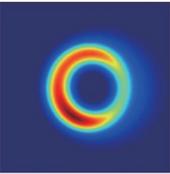
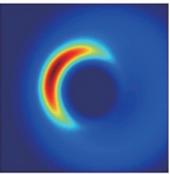
Mode	LP_{11}	$LP_{21,even}$	$LP_{31,even}$
Modes field			
Mode	OAM_{11}	OAM_{21}	OAM_{31}
Modes field			

OAM 模在直光纤中的分布始终为一空心光束,不同阶次对应的模场半径不同。可以看出同一阶次的 OAM 模式的模场面积要大于对应阶次的 LP 模式。

设定光纤弯曲半径为 4 cm,通过 BPM 程序模拟得到弯曲光纤中的 LP 模式和 OAM 模式分布情况,对比结果如表 2 所示。光纤的弯曲造成了模场分布的畸变,可以看出 LP 模式在弯曲光纤中的分布式关于 y 轴对称,这是由于弯曲沿 $x > 0$ 方向,折射率分布关于 x 轴对称,且只与 x 方向有关,而入射 LP 模式各个位置的相位波前相同,波矢沿 z 方向,传播过程中在 x 方向上的波矢始终存在着相位延迟。而 OAM 模式由于圆环各处波前与角向有关,呈螺旋状,其波矢方向同样是螺旋前进的,因此对相位的影响并不是只与 x 方向有关,还与角向有关。

表 2 弯曲光纤模场计算结果

Table 2 Mode fields in bent fibers

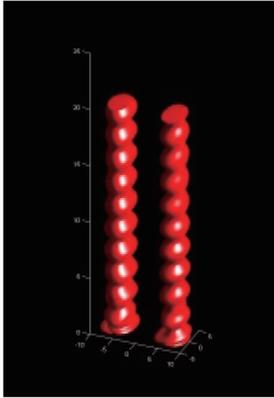
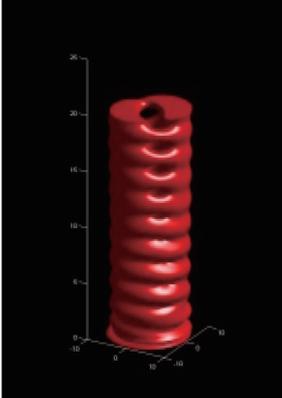
Mode	LP_{11}	$LP_{21,even}$	$LP_{31,even}$
Modes field			
Mode	OAM_{11}	OAM_{21}	OAM_{31}
Modes field			

3.2 弯曲光纤中传播过程的模拟

表 3 列出了 LP_{11} 模与 OAM_{11} 模在弯曲半径为 8 cm 的光纤中的传播过程(强度阈值为 0.5 时的强度分布),可以直观地看出,LP 模的光场分布在传播过程中呈现出周期性地左右变化,对应的 OAM 模式在弯曲光纤中变形处具有“涡旋”的特性,光场分布呈现出周期性旋转变化的。

表 2 弯曲光纤(弯曲半径为 8 cm)中的传播过程

Table 2 Propagation progresses in bent fibers (the bending radius is 8 cm)

Mode	LP ₁₁	OAM ₁₁
Propagation		

3.2.1 不同弯曲半径的光纤中的传播

保持其他光纤参数不变,改变光纤弯曲的弯曲半径,分别计算弯曲半径为 4, 6, 8 cm 时,对应的 OAM₁₁ 模在弯曲光纤中的传输。

对于 LP 模式,由于光纤弯曲,大量入射光扩散到包层中,造成光纤中的模场分布产生畸变;且弯曲半径越小,畸变越明显。OAM 模式在弯曲光纤中的传输质量同样受到其影响,图 2 中,光纤弯曲半径为 4 cm 时,光纤中的 OAM 传播过程中形成的螺旋“缎带”明显比半径为 8 cm 的光纤中的“缎带”粗糙,说明了其传输畸变更为明显,传输损耗变大。

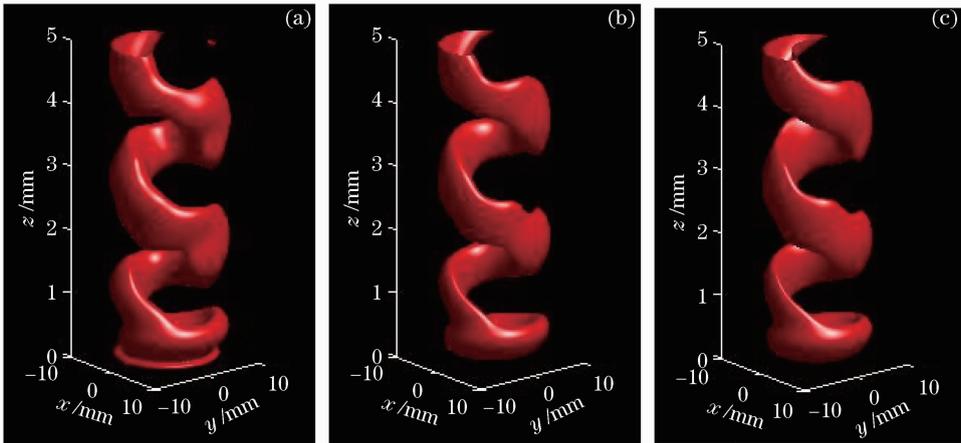


图 2 弯曲半径为(a) 4,(b) 6,(c)8 cm 时,OAM₁₁ 模在弯曲光纤中的阈值为 0.3 的强度分布

Fig. 2 When the bending radii are (a) 4, (b) 6, (c) 8 cm, intensity distributions of the OAM₁₁ modes in bent fiber with the threshold of 0.3

为了便于观察不同弯曲半径下 OAM₁₁ 模式的旋转周期长度,做出弯曲光纤中传输过程的 $x-z$ 界面上的光场强度分布,可以看到,不同的弯曲半径对应的旋转周期并没有明显的变化,说明涡旋光束在弯曲光纤中传输的周期性不受弯曲半径的影响。

3.2.2 不同拓扑荷在光纤中的传播

为了研究 OAM 的螺旋拓扑荷与旋转周期的关系,作为对比计算了 OAM₂₁ 模式在弯曲光纤中传输对应的 $x-z$ 平面的光场强度分布,由于损耗较大,因此处理图像时增大了对比度,方便观察计算 OAM₂₁ 的旋转周期,可以测出 OAM₂₁ 的旋转周期较 OAM₁₁ 模式的旋转周期有所减小,周期长度为 1.75 mm。

高阶拓扑的涡旋光束对应的旋转周期短,这主要是由于高阶拓扑涡旋光束具有的轨道角动量比较大,对应于波矢的角向分量比较大,因此由于弯曲产生的光强分布不均匀,在周期性旋转变化的时候,旋转重复频

率较低阶的涡旋光束大,对应的旋转周期要短。

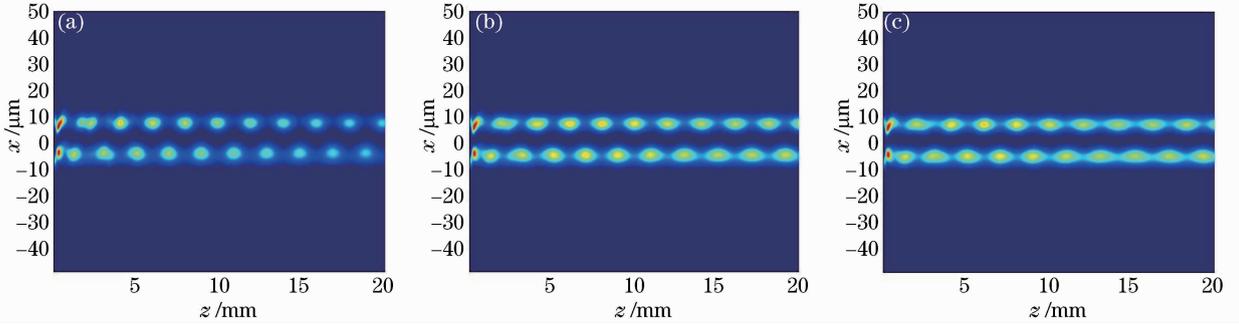


图 3 弯曲半径为(a)4,(b) 6,(c) 8 cm 时, OAM_{11} 在弯曲光纤 $x-z$ 平面的分布

Fig. 3 When the bending radii are (a) 4, (b) 6, (c) 8 cm, distributions on the $x-z$ plane of the OAM_{11} modes in bent fiber

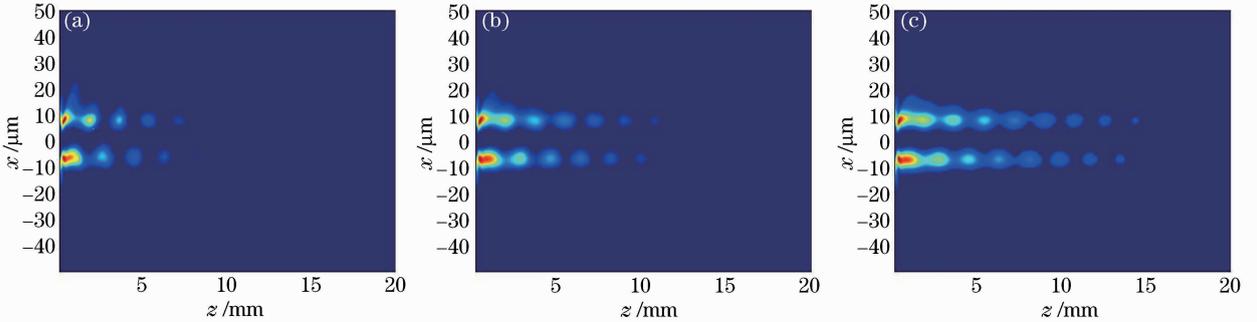


图 4 弯曲半径为(a) 4,(b) 6,(c) 8 cm 时, OAM_{21} 在弯曲光纤 $x-z$ 平面的分布

Fig. 4 When the bending radii are (a) 4, (b) 6, (c) 8 cm, distributions on the $x-z$ plane of the OAM_{21} modes in bent fiber

4 结 论

从 Maxwell 方程出发,推导出阶跃光波导中的波动方程,并进行光纤传输的本征模式求解,分析光学涡旋在光纤中的模式分布,模拟其在弯曲光纤中的传播过程。通过模拟发现在弯曲光纤中,LP 模在传播的过程中呈现出周期性地左右变化, OAM 模的光场强度空间分布呈现出周期性地旋转变化,直观地反映出了其具有的涡旋特性。模拟了不同的光纤弯曲半径条件下, OAM_{11} 模在弯曲光纤中的传输特性,研究光纤弯曲半径对于光学涡旋传输的影响,发现了与 LP 模式类似的性质,即光纤弯曲半径越大对应的传输损耗越小,但是弯曲半径与光学涡旋在光纤传输中的旋转周期无关。另外,模拟了 OAM_{21} 模式在弯曲光纤传输过程中的 $x-z$ 面上的光场分布图,发现改变涡旋光束的拓扑荷,会对弯曲光纤传输旋转周期产生影响,高阶拓扑荷对应的旋转周期越短。

参 考 文 献

- 1 Yao A M, Padgett M J. Optical vortices: Folding and twisting waves of light[J]. Optics & Photonics News, 2001; 26-31.
- 2 Verbeeck J, Tian H, Schattschneider P. Production and application of electron vortex beams[J]. Nature, 2010, 467(16): 301-304.
- 3 Yao A M, Padgett M J. Orbital angular momentum: Origins, behavior and applications[J]. Advances in Optics and Photonics, 2011, 3(2): 161-204.
- 4 Padgett M J, Courtial J, Allen L. Light's orbital angular momentum[J]. Physics Today, 2004, 57(5): 35-40.
- 5 Beijersbergen M W, Allen L, Van der Veen H, *et al.*. Astigmatic laser mode converters and transfer of orbital angular momentum[J]. Opt Commun, 1993, 96(1-3): 123-132.
- 6 L Allen, M W Beijersbergen, R J C Spreeuw, *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes[J]. Phys Rev A, 1992, 45(11): 8185-8189.
- 7 Lu Xuanhui, Huang Huiqin, Zhao Chengliang. Optical vortex beams and optical vortices [J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2008, 45(1): 50-56.
- 8 陆璇辉, 黄慧琴, 赵承良. 涡旋光束和光学涡旋[J]. 激光与光电子学进展, 2008, 45(1): 50-56.
- 9 Meng Xiangjun, Zhu Yanying, Chen Zhiting. Properties of vortex beams with plane beam oblique incidence of fork-shaped grating[J].

- Chinese J Lasers, 2013, 40(2): 0202008.
- 孟祥君, 朱艳英, 陈志婷. 平面光斜入射叉形光栅获取涡旋光束的特性[J]. 中国激光, 2013, 40(2): 0202008.
- 9 Courtial J, Robertson D A, Dholakia K, *et al.*. Rotational frequency shift of a light beam[J]. Phys Rev Lett, 1998, 81(22): 4828–4830.
- 10 Padgett M. A new twist on the Doppler shift[J]. Physics Today, 2014, 67(2): 58–59.
- 11 G A Swartzlander J, C T Law. Optical vortex solitons observed in Kerr nonlinear media[J]. Phys Rev Lett, 1992, 69(17): 2503–2506.
- 12 Yakimenko A I, Zaliznyak Y A, Kivshar Y. Stable vortex solitons in nonlocal self-focusing nonlinear media[J]. Phys Rev E, 2005, 71(6): 065603.
- 13 Yan Y, Xie G, Lavery M P J, *et al.*. High-capacity millimetre-wave communications with orbital angular momentum multiplexing[J]. Nature Communications, 2014, 5: 4876.
- 14 Wang J, Willner A E. Using orbital angular momentum modes for optical transmission[C]. Optical Fiber Communication Conference, 2014: W4J5.
- 15 Padgett M, Bowman R. Tweezers with a twist[J]. Nature Photonics, 2011, 5(6): 343–348.
- 16 Phillips D B, Padgett M J, Hanna S, *et al.*. Shape-induced force fields in optical trapping[J]. Nature Photonics, 2014, 8(5): 400–405.
- 17 Grier D G, Roichman Y. Holographic optical trapping[J]. Appl Opt, 2006, 45(5): 880–887.
- 18 Luo Wei, Cheng Shubo, Yuan Zhazhong. Power-exponent-phase vortices for manipulating particles [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(11): 1109001.
- 罗 伟, 程书博, 袁战忠. 幂指数相位涡旋光束用于微粒操控[J]. 光学学报, 2014, 34(11): 1109001.
- 19 Allegre O J, Jin Y, Perrie W, *et al.*. Complete wavefront and polarization control for ultrashort-pulse laser microprocessing[J]. Opt Express, 2013, 21(18): 21198–207.
- 20 D Marcuse. Curvature loss formula for optical fiber[J]. J Opt Soc Am, 1976, 66(3): 216–220.
- 21 Li Shufeng, Li Chengren, Song Changlie. Basic Tutorial of Waveguide Theories [M]; Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2013.
- 李淑凤, 李成仁, 宋昌烈. 光波导理论基础教程[M]; 北京: 电子工业出版社, 2013.
- 22 Zhang Xia, Su Xiaofei, Zhang Lei. Analysis of orbital angular momentum modes based on high-order Bessel functions in optical fiber of ring refractive index distribution [J]. Chinese J Lasers, 2014, 41(12): 1205002.
- 张 霞, 宿晓飞, 张 磊. 折射率环状分布光纤中基于高阶贝塞尔函数的轨道角动量模式分析[J]. 中国激光, 2014, 41(12): 1205002.
- 23 Boffi P, Martelli P, Gatto A, *et al.*. Mode-division multiplexing in fibre-optic communications based on orbital angular momentum[J]. Journal of Optics, 2013, 15(7): 075403.
- 24 N Bozinovic, P Kristensen, S Ramachandran. Long-rang fiber-transmission of photos with orbital angular momentum[C]. Conference on Lasers and Electro-Optics, 2011: CTuB1.
- 25 Schermer R T, Cole J H. Improved bend loss formula verified for optical fiber by simulation and experiment[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 2007, 43(10): 899–909.

栏目编辑: 王晓琰