

利用少模光纤产生涡旋光的实验

柯熙政, 葛甜*

西安理工大学自动化与信息工程学院, 陕西 西安 710048

摘要 利用光纤产生涡旋光对提高轨道角动量通信系统的性能、降低轨道角动量通信系统的成本等方面有重要的应用价值。少模光纤是一种只存在基模和低阶模式的光纤, 结合光纤中的耦合模理论和涡旋光的产生原理, 仿真分析了入射角度对少模光纤中一阶模式激发效率的影响, 实验在少模光纤中产生了一阶模式 TM_{01} 、 TE_{01} 和 HE_{21}^{even} , 并将一阶矢量光束 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式叠加产生涡旋光。偏振检测和三角形衍射实验表明, 少模光纤产生的涡旋光是圆偏振光, 拓扑荷数 $l=1$ 。利用少模光纤可为实验中涡旋光的产生提供一种简单、低成本的方法。

关键词 光纤光学; 涡旋光; 一阶模式; 少模光纤; 矢量光束; 入射角度

中图分类号 TN929.11

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201744.1106004

Experiment on Generation of Vortex Light with Few-Mode Fiber

Ke Xizheng, Ge Tian

Faculty of Automation and Information Engineering, Xi'an University of Technology, Xi'an, Shaanxi 710048, China

Abstract The generation of vortex light in the fiber has an important application value in improving the performance and reducing the cost of orbital angular momentum communication system. Few-mode fiber is a kind of optical fiber with fundamental mode and low order modes. According to the coupling mode theory and the generation principle of vortex light, the effect of the incident angle on the excitation efficiency of the first order mode in the few-mode fiber is simulated. The first order modes of TM_{01} , TE_{01} and HE_{21}^{even} are generated in the few-mode fiber, and the first order vector beams with HE_{21}^{even} and HE_{21}^{odd} modes are superimposed to produce vortex light. The results of polarization detection and triangular diffraction show that the vortex light produced by the few-mode fiber is circularly polarized light and the topological charge (l) is 1. The use of few-mode fiber in the experiment provides a simple and low-cost method for the producing of vortex light.

Key words fiber optics; vortex light; first-order mode; few-mode fiber; vector beam; incident angle

OCIS codes 060.2310; 080.4865; 030.4070; 200.4860

1 引言

涡旋光在光束横截面上具有不均匀偏振的特点, 并在光轴上存在相位奇点, 因此在原子捕获、光学镊子和光子纠缠中有潜在的应用价值^[1]。涡旋光束具有 $\exp(i l \varphi)$ (l 为拓扑荷数, φ 为相位) 的螺旋相位波前^[2], 其波前方位角发生 $2\pi l$ 的相位变化, 且不同拓扑荷数的涡旋光束在空间上彼此正交。因此, 不同的正交模式可以独立承载数据流^[3], 使得涡旋光束在信道编码和解码方面有广阔的应用前景^[4-5]。

在轨道角动量(OAM)复用通信系统中, 涡旋光的质量影响着整个系统的性能, 因此高质量涡旋光的产生成为这一光学领域的热门课题。目前, 最常用的用于产生涡旋光的空间结构性器件包括螺旋相位板^[6-7]、空间光调制器^[8-9]、计算机全息图光学器件^[10]等。涡旋光束本身就是光纤中光传输方程的一个本征解^[11], 相比于利用空间结构性器件产生涡旋光, 利用光纤产生的涡旋光纯度会更高。2010年, Inavalli等^[12]将线偏振光倾斜入射到单模光纤中, 产生了矢量光束。2013年, Fang等^[13]发现通过改变偏振方向能够检测光纤中光

收稿日期: 2017-06-29; **收到修改稿日期:** 2017-07-09

基金项目: 国家自然科学基金(61377080, 60977054)、陕西省重点产业链项目(2017ZDCXL-GY-06-01)

作者简介: 柯熙政(1962—), 男, 博士, 教授, 博士生导师, 主要从事无线激光通信方面的研究。E-mail: xzke@263.net

* **通信联系人.** E-mail: greenteak1992@gmail.com

的不同模式。2016年,Zhang等^[14]在少模光纤(FMF)中使用级联声学驱动模式转换,从而产生二阶矢量光束。近年来,有学者也尝试使用特殊结构的光纤来产生涡旋光。2012年,Wong等^[15]设计了一种螺旋扭转光子晶体光纤来激发涡旋模式。2014年,Li等^[16]提出一种由19个环纤芯构成的光纤结构,仿真证明该光纤可以传输高阶模式。2016年,Zhang等^[17]提出一种使用布拉格光纤光栅产生涡旋光的方法。目前,通过改变光纤结构产生涡旋光的方法大多停留在理论阶段,并未进行实验验证。

本文结合数值模拟与实验结果,分析了光在倾斜入射少模光纤时光纤中矢量光的激发效率,从光纤中产生相同光斑的不同模式中分离出一阶混合偏振光偶模 HE_{21}^{even} ,并将 HE_{21}^{even} 与一阶混合偏振光奇模 HE_{21}^{odd} 叠加产生涡旋光。偏振检测和三角形衍射实验结果表明,本文产生的涡旋光束是圆偏振的,拓扑荷数 $l=1$ 。

2 理论基础

2.1 光纤中的涡旋光

光纤中光的轨道角动量由光纤的基模组成^[18]。在圆柱形光纤中,电磁场可以分解为径向传输和角向偏振两部分^[10,19],电场强度和磁场强度可分别表示为

$$\mathbf{E}(r, \phi, z, t) = \mathbf{e}(r) \begin{bmatrix} f_v(\phi) \\ g_v(\phi) \\ f_v(\phi) \end{bmatrix} \exp(j\beta z - j\omega t), \quad (1)$$

$$\mathbf{H}(r, \phi, z, t) = \mathbf{h}(r) \begin{bmatrix} f_v(\phi) \\ g_v(\phi) \\ f_v(\phi) \end{bmatrix} \exp(j\beta z - j\omega t), \quad (2)$$

其中

$$f_v(\phi) = \begin{cases} \cos(v\phi) & \text{even mode} \\ \sin(v\phi) & \text{odd mode} \end{cases}, \quad (3)$$

$$g_v(\phi) = \begin{cases} -\sin(v\phi) & \text{even mode} \\ \cos(v\phi) & \text{odd mode} \end{cases}, \quad (4)$$

式中 r 为传播时电磁场的半径, z 为光纤的轴线, ϕ 为电磁场方向与 z 轴的夹角, v 为角动量数, β 为传播常数, ω 为光波频率, $\mathbf{e}(r)$ 为电场的横向分量, $\mathbf{h}(r)$ 为磁场的横向分量。奇模与偶模在传播方向上围绕旋转轴具有 $\pi/2$ 的相位差。此外, $j\mathbf{E}(r, \phi, z, t)$ 与 $\mathbf{E}(r, \phi, z, t)$ 有 $\pi/2$ 的相位差。如果将偶模矢量和与其具有 $\pi/2$ 相位差的偶模矢量叠加, $f_v(\phi)$ 与 $g_v(\phi)$ 方程变成复数形式,则电场强度和磁场强度可以分别表示为^[20]

$$\mathbf{E}(r, \phi, z, t) = \mathbf{e}(r) \begin{bmatrix} \exp(j\sigma\phi) \exp(jl\phi) \\ -\exp(j\sigma\phi) \exp(jl\phi) \\ \exp(jv\phi) \end{bmatrix} \exp(j\beta z - j\omega t), \quad (5)$$

$$\mathbf{H}(r, \phi, z, t) = \mathbf{h}(r) \begin{bmatrix} \exp(j\sigma\phi) \exp(jl\phi) \\ -\exp(j\sigma\phi) \exp(jl\phi) \\ \exp(jv\phi) \end{bmatrix} \exp(j\beta z - j\omega t), \quad (6)$$

式中 $\sigma = \pm 1$ 表示左旋或者右旋的圆偏振光, $v = l + \sigma$ 。OAM 模式可以存在于光纤中, $OAM_{\pm l, m}$ 模式可以由本征模式 $HE_{l+1, m}^{\text{even}}$ 和 $HE_{l+1, m}^{\text{odd}}$ 组成,或者由 $EH_{l-1, m}^{\text{even}}$ 和 $EH_{l-1, m}^{\text{odd}}$ 组成^[21]。OAM 的自旋状态由 $OAM_{\pm l, m}$ 的上标来表示,且光纤中的 OAM 模式是圆偏振的。自旋角动量的方向与轨道角动量的相位改变方向相同还是相反取决于本征模式是 HE 还是 EH^[22]。轨道角动量相等的 OAM 模式是由具有相同传播常数 β 的矢量模式组成,所以光纤中 OAM 模式不会因为构成本征模之间的模式走离而导致 OAM 模式分散^[23]。

2.2 高斯光倾斜入射光纤时矢量光束的激发效率

当光垂直入射至光纤时,此时光纤中只存在 HE_{11} 模式。而当光以一定的角度 θ 入射至光纤时,光纤中会产生显著的离轴照射效应,除了产生 HE_{11} 模场外还会产生其他模场,光纤中光的传输路径如图 1 所示。

假设入射光为光斑半径为 ω_s (s 为入射光斑到束腰的距离)的高斯光束,激发模场的总功率 P 为各阶模

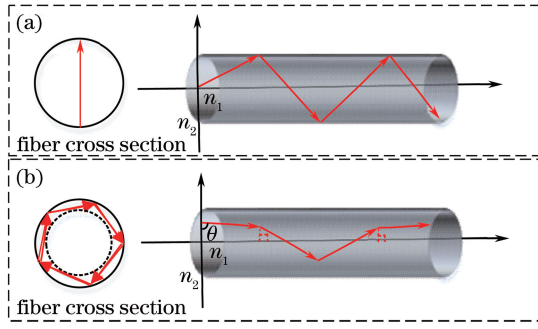


图 1 光纤中光的传输路径。(a)垂直入射;(b)以一定的角度入射

Fig. 1 Transmission paths of light in fiber. (a) Vertical incidence; (b) incidence at a certain angle

场功率之和^[24],即

$$P = \sum_j P_j = \frac{n_1}{2} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_j |a_j|^2, \quad (7)$$

式中 a_j 为各阶模场的场强系数, n_1 为纤芯折射率, ϵ_0 为介电常数, μ_0 为磁导率。各阶模场的激发功率为^[25]

$$P_l = \frac{b^2 n_1}{4\pi} \left(\frac{\epsilon_0}{\mu_0} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{\left| \int_0^{2\pi} \int_0^{\infty} E_x \psi_l R dR d\phi \right|^2}{\int_0^{\infty} e_l^2(R) R dR}, \quad (8)$$

其中

$$\psi_l = \begin{cases} e_l(R) \cos(l\phi) \\ e_l(R) \sin(l\phi) \\ e_l(R) \end{cases}, \quad (9)$$

式中 E_x 为垂直于 z 轴的 X 平面的电场强度; $e_l(R)$ 为拓扑荷数为 l 的矢量光场分布; $R = r/b$, b 为光纤纤芯半径。用贝塞尔函数将(8)式在柱坐标系下展开,消元后各阶模场的激发效率为^[23]

$$\frac{P_l}{P} = 4 \frac{(K_0 n \theta \omega_s)^{2l}}{l!} \left(\frac{\omega_s r_0}{\omega_s^2 + r_0^2} \right)^{2l+2} \exp \left[- \frac{(K_0 n \theta \omega_s r_0)^2}{\omega_s^2 + r_0^2} \right], \quad (10)$$

式中 θ 为入射角度, P 为入射光功率, n 为入射介质的折射率, r_0 为光纤的模场半径, K_0 为波数。在仿真中,取 $\omega_s = \omega_0$,即入射光斑半径等于束腰半径。入射光为高斯光,选取 HI1060 型少模光纤,各阶模场的入射角度与涡旋光激发效率的关系如图 2 所示。

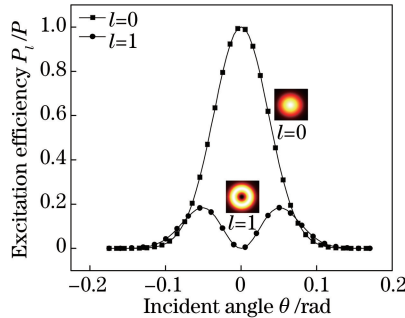


图 2 入射角度 θ 与涡旋光激发效率 P_l/P 之间的关系

Fig. 2 Relationship between incident angle θ and excitation efficiency of vortex light P_l/P

由图 2 可以看出,随着入射角度绝对值的增大,0 阶模式 (HE_{11}) 的激发效率下降,1 阶模式 (TM_{01} , TE_{01} , HE_{21}) 的激发效率先升高再降低。在一定的范围内,1 阶模式的激发效率高于 0 阶模式的激发效率。对(10)式进行求导,可以得到 l 阶模式在激发效率最大时的入射角度为^[25]

$$\theta = l^{\frac{1}{2}}(\omega_s^2 + r_0^2)/(K_0 n \omega_s r_0) \quad (11)$$

3 实验研究

依据光纤中涡旋光的产生原理^[20-21],设计了图 3 所示的实验方案。实验采用波长为 632.8 nm 的氦-氖(He-Ne)激光器,光束经过偏振片(P)由无偏光转换为线偏振光。聚焦透镜将线偏振光束耦合进偏振控制器中的保偏光纤(PMF)中。通过调整偏振控制器的旋钮挤压保偏光纤,从而可改变光的偏振状态。将保偏光纤出射的光束以一定的入射角度耦合进少模光纤中。少模光纤的实验参数为: $n_1 = 1.4628, n_2 = 1.4677$,光纤长度为 1 m,纤芯直径为 $5.3 \mu\text{m}$,波长为 980 nm 下的模场直径为 $(5.9 \pm 0.3) \mu\text{m}$ 。

少模光纤的归一化频率 $V = 3.591$,在 632.8 nm 的波长条件下支持 $\text{HE}_{11}, \text{TE}_{01}, \text{TM}_{01}$ 和 HE_{21} 模式的传输。少模光纤出射的光经过分束镜(BS)分成两束,一束经过偏振片入射至 CCD 上以进行偏振光斑检测;另一束光经过扩束准直系统,再经过一个 $\lambda/4$ 波片(QWP),最后入射在一个刻有三角形孔的菲林波片上。通过在 CCD 上观察衍射光斑,可检测得到光的波前螺旋相位。

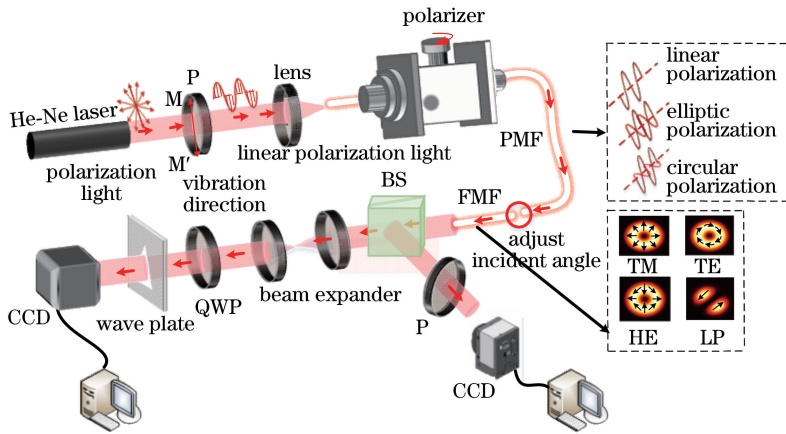


图 3 实验装置图

Fig. 3 Diagram of experimental setup

3.1 光纤中涡旋光的产生实验

由(11)式可以得出,HI1060 型少模光纤在入射角度为 2.895° 时一阶涡旋光的激发效率最大,为 18.39%。实验中,先调整偏振控制器,使入射光的偏振态分别变为线偏振、椭圆偏振和圆偏振。由光纤中光拍长与光纤长度之间的定量关系可知,光在光纤出射端呈现线偏振,线偏振光可保证光纤中 TM_{01} 和 TE_{01} 和 $\text{HE}_{21}^{\text{even}}$ 3 种模式的产生^[11]。通过调整保偏光纤与少模光纤之间的夹角来激发矢量光。通过微调入射角度,可在 CCD 上观测到图 4 所示的光斑分布。

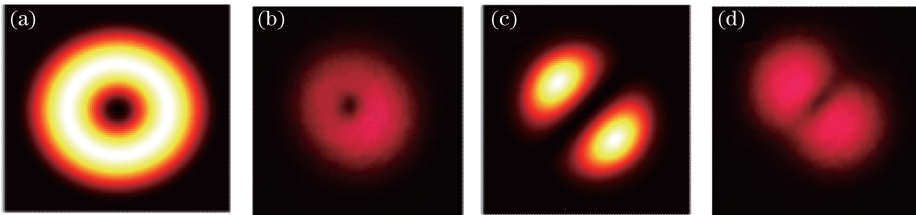


图 4 仿真和实验中得到的光斑。(a)一阶仿真;(b)一阶实验;(c) LP_{11} 模式仿真;(d) LP_{11} 模式实验

Fig. 4 Light spots obtained by simulation and experiment. (a) First-order simulation; (b) first-order experiment;

(c) LP_{11} mode simulation; (d) LP_{11} mode experiment

图 4(a)、(c)为光纤中出现的一阶模式的光斑仿真图,图 4(b)、(d)为实验中观察到一阶模式的光斑图。图 4(b)中的光斑可能是 $\text{TM}_{01}, \text{TE}_{01}$ 或者 $\text{HE}_{21}^{\text{even}}$ 这 3 种模式的光形成的,这 3 种光束的光斑形状相同,但是偏振状态不同。图 4(d)为实验中由 $\text{HE}_{21}^{\text{even}}, \text{TE}_{01}$ 和 TM_{01} 3 种模式的光叠加形成的 LP_{11} 模式光斑。在光纤中并不能根据光斑的形状来判断矢量光的模式。为了区别 $\text{HE}_{21}^{\text{even}}, \text{TM}_{01}$ 和 TE_{01} 3 种模式,实验采用偏振片

检测光的偏振方向,以区分这3种光。鉴别偏振方向最简单的方式就是观察光束经过偏振片后的能量分布。在改变偏振方向时,光斑强度分布如图5所示。

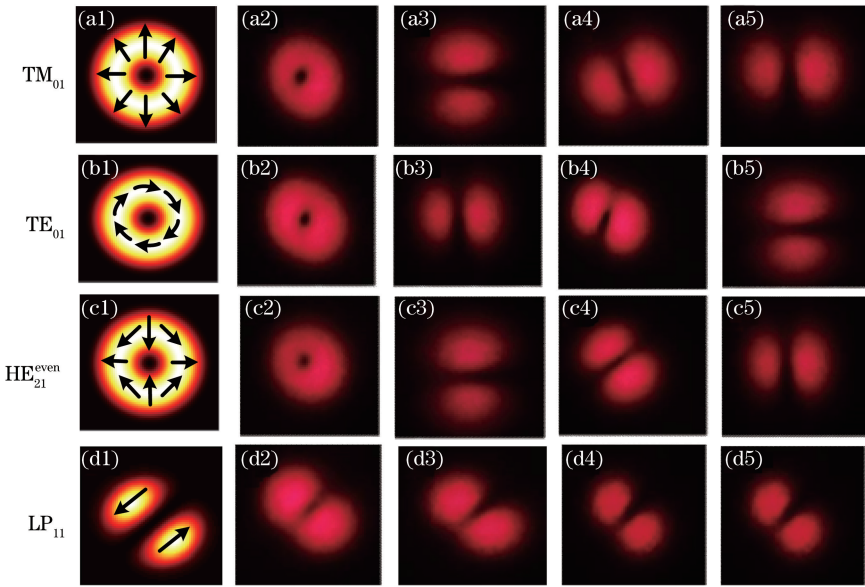


图5 TM_{01} , TE_{01} , HE_{21}^{even} 和 LP_{11} 模式的偏振分布和光斑分布。(a1)~(d1)偏振分布;(a2)~(d2)无偏时的光斑分布;(a3)~(d3) 90° 偏振时的光斑分布;(a4)~(d4) 135° 偏振时的光斑分布;(a5)~(d5) 180° 偏振时的光斑分布

Fig. 5 Polarization distributions and light spot distributions of TM_{01} , TE_{01} , HE_{21}^{even} and LP_{11} modes.

(a1)-(d1) Polarization distributions; (a2)-(d2) light spot distributions without polarization;

(a3)-(d3) light spot distributions with 90° polarization; (a4)-(d4) light spot distributions with 135° polarization;

(a5)-(d5) light spot distributions with 180° polarization

图5(a2)~(d2)代表光纤中无偏时各个模式的光斑分布图,图5(a3)~(d3)、(a4)~(d4)、(a5)~(d5)分别代表各个模式在偏振片分别为 90° 、 135° 和 180° 偏振时的光斑分布图。当偏振片方向改变时, TE_{01} 光斑方向与偏振方向一致, TM_{01} 光斑方向与偏振方向垂直,据此可区别这两种模式的光。 HE_{21}^{even} 光斑方向与偏振方向可能垂直,也可能平行,因此当改变偏振方向时,与改变偏振方向无关的是 HE_{21}^{even} 模式的光。由实验结果可以看出,偏振片的偏振角度由 90° 变化到 180° 时,图5(a2)中空心光束的光斑方向与偏振方向一致,可确定图5(a1)为 TM_{01} 模式偏振。图5(b2)中的光束光斑方向与偏振方向垂直,可确定图5(b1)为 TE_{01} 模式偏振;图5(c2)中 90° 偏振时的光束光斑方向与偏振方向平行,在 135° 偏振时的光束光斑方向与偏振方向垂直,可确定图5(c1)为 HE_{21}^{even} 模式的偏振;图5(d2)为 LP_{11} 模式的光斑,由矢量光束叠加形成,是一种不稳定的光斑,其光斑方向与叠加的光束类型有关,不受偏振的影响。

光纤中 TM_{01} 与 TE_{01} 模式的光具有不同的传播常数,因此可通过模式选择将这两种光分离开。 TM_{01} 模式的光本身不具有螺旋相位,只有与 TE_{01} 模式叠加才会产生拓扑荷数为1的涡旋光束。但是 TM_{01} 与 TE_{01} 模式的光具有不同的传播常数,在传播一段距离后会发生模式走离,所以 TM_{01} 与 TE_{01} 模式叠加产生的涡旋光是不能稳定存在的。 HE_{21} 模式的光产生涡旋光束的奇模与偶模的传播常数相等,因此可以在光纤中形成并稳定存在,不会发生模式走离现象。由以上实验分析可以看出,图5(c1)为光纤中形成的稳定涡旋光束的 HE_{21}^{even} 模式偏振。

从上述实验可以得到产生稳定涡旋光束的 HE_{21}^{even} 模式,而光纤中涡旋光的产生需要 HE_{21} 的偶模与奇模相互叠加。 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式的光在传播方向上围绕旋转轴具有 $\pi/2$ 的相位差。实验将产生的 HE_{21}^{even} 模式的光经过一个QWP后与相位延迟 $\pi/2$ 的 HE_{21}^{even} 模式相互叠加,即 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式相叠加,光的偏振态与相位变化如图6所示。

图6(a)表示叠加过程中偏振态的变化情况,可以看出 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式叠加后,光纤中产生的涡旋光是圆偏振的。图6(b)表示叠加过程中相位的变化,可以看出在叠加之前 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式不含螺旋相位,

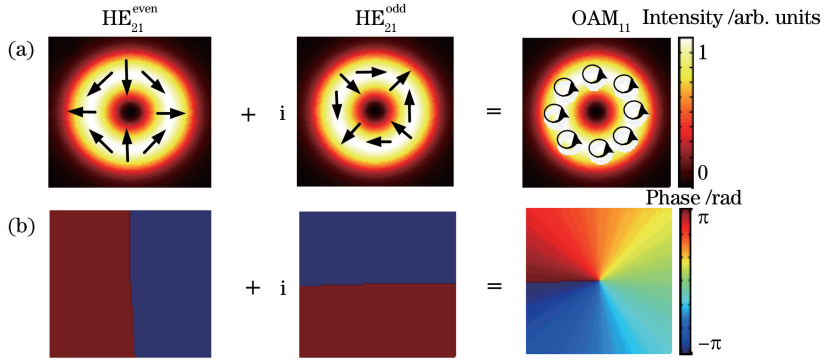


图 6 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式叠加时光的偏振态与相位变化。(a)偏振态变化;(b)相位变化

Fig. 6 Changes of polarization state and phase of light superimposed by HE_{21}^{even} and HE_{21}^{odd} modes.

(a) Polarization state change; (b) phase change

在叠加之后相位呈现螺旋状态。此外, HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式在叠加前后光强变化不大,如图 7 所示。

图 7(a)、(d)分别表示经过 $\lambda/4$ 波片前后的光强分布图,图 7(b)、(e)分别表示经过 $\lambda/4$ 波片前后 x 方向的实验与理论光强,图 7(c)、(f)分别表示经过 QWP 前后 y 方向的实验与理论光强。由图 7(b)、(c)与图 7(e)、(f)可知,每幅图理论与实验数据存在一定的误差,误差的主要来源包括背景光噪声和相机的曝光。对比图 7(a)~(c)与图 7(d)~(f)可看出,光强在 $\lambda/4$ 波片前后并没有发生明显的变化。由图 7 可看出,光纤中产生涡旋光的光强分布符合一阶涡旋光的光强分布,但是矢量光束与涡旋光最大的区别在于涡旋光的相位呈螺旋波前,因此还需要进行相位检测。

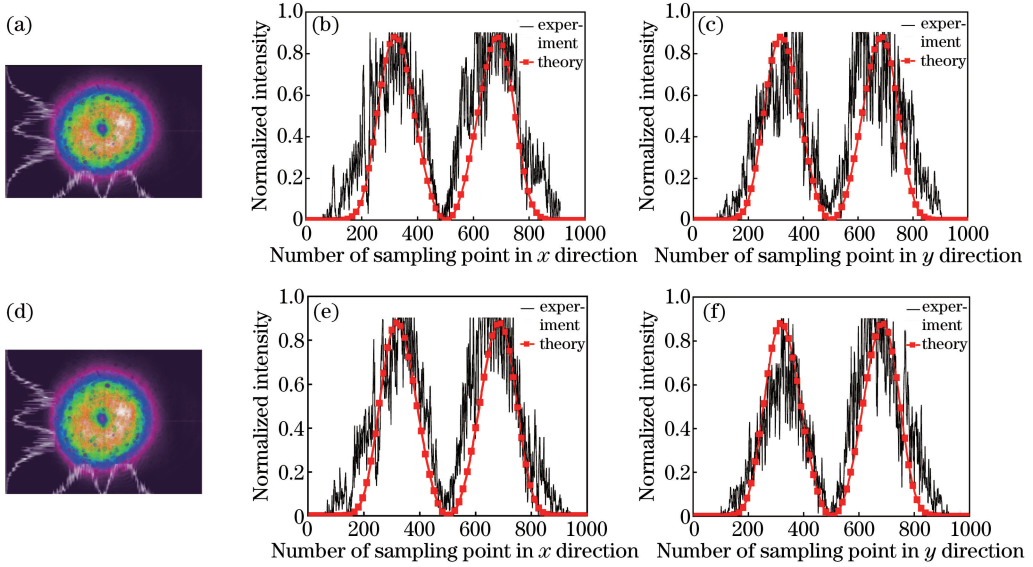


图 7 经过 $\lambda/4$ 波片前后的光强。(a)经 $\lambda/4$ 波片前光强分布;(b)经 $\lambda/4$ 波片前 x 方向光强;

(c)经 $\lambda/4$ 波片前 y 方向光强;(d)经 $\lambda/4$ 波片后光强分布;(e)经 $\lambda/4$ 波片后 x 方向光强;(f)经 $\lambda/4$ 波片后 y 方向光强

Fig. 7 Light intensity before and after $\lambda/4$ wave plate. (a) Light intensity distribution before $\lambda/4$ wave plate;

(b) light intensity before $\lambda/4$ wave plate in x direction; (c) light intensity before $\lambda/4$ wave plate in y direction;

(d) light intensity distribution after $\lambda/4$ wave plate; (e) light intensity after $\lambda/4$ wave plate in x direction;

(f) light intensity after $\lambda/4$ wave plate in y direction

3.2 光纤中涡旋光的相位检测实验

上述实验可以确定涡旋光的偏振和光强特性,涡旋光与其他矢量光束的本质区别在于涡旋光具有螺旋相位结构。涡旋光的相位检测方法主要有圆孔衍射法、三角形衍射法和双缝干涉法。采用三角形衍射法来检验图 7(d)中涡旋光的相位特性。涡旋光的相位呈螺旋分布,通过三角形的孔会产生夫琅禾费衍射,衍射的光斑呈三角形,而不具有螺旋分布相位的光斑中心呈圆形分布。涡旋光检测结果如图 8 所示。

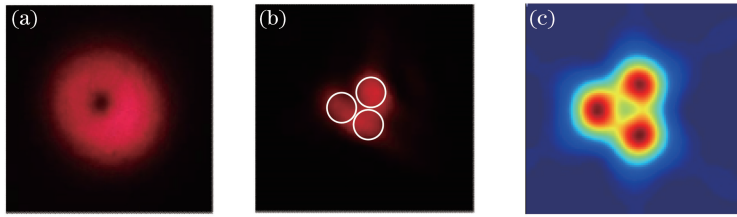


图 8 涡旋光通过三角形孔的衍射结果。(a)涡旋光光斑;(b)三角形衍射光斑;(c)文献[25]中的仿真光斑

Fig. 8 Diffraction results of vortex light through triangular hole. (a) Vortex light spot; (b) triangle diffraction light spot; (c) light spot simulated in Ref. [25]

图 8(a)是被检测的光斑,图 8(b)是经过三角形孔后的衍射图样,图 8(c)为文献[25]中 $l=1$ 的涡旋光经过三角形孔的仿真图。从图 8(b)可看出,光纤中的涡旋光通过三角形孔的衍射后,形成了一个呈三角形分布的光斑。观察三角形衍射光斑每条边圆形光斑的个数可以确定涡旋光的拓扑荷数,观察三角形衍射光斑的方向可以确定拓扑荷数的正负^[26]。三角形光斑的每条边由两个圆形光斑组成。由夫琅禾费衍射理论可知^[27],涡旋光通过三角形孔的拓扑荷数等于三角形外边圆形光斑数减 1,可得出被检测光的拓扑荷数为 1。根据图 8(b)中三角形的光斑分布,三角形光斑由垂直方向的边和垂直方向左侧的顶点组成,当三角形顶点在垂直方向边的左侧时拓扑荷数是正值,当三角形顶点在垂直方向边的右侧时拓扑荷数是负值^[26],可得出被检测光的拓扑荷数是正值。实验可得被检测的涡旋光的拓扑荷数 $l=1$ 。

4 结 论

用理论方法分析了在入射角度不同时光纤中矢量光产生的效率。用实验方法在一阶模式激发效率最大时,从少模光纤中产生的相同光斑不同模式中分离出 HE_{21}^{even} 模式的矢量光束,并将 HE_{21}^{even} 与 HE_{21}^{odd} 模式叠加产生涡旋光。结果表明:

- 1) 随着入射光角度的增大,基模激发效率降低,一阶模式激发效率先升高再降低。在一定的范围内,一阶模式的激发效率高于基模的激发效率;
- 2) 少模光纤中 TE_{01} 、 TM_{01} 和 HE_{21} 3 种模式都能作为产生一阶涡旋光的基模,但由于 TE_{01} 和 TM_{01} 模式叠加产生的涡旋光不稳定,因此能稳定产生一阶涡旋光的基模只有 HE_{21} 模式;
- 3) 少模光纤中产生的单一矢量光束相位是非涡旋的,在经过叠加之后,矢量光束的相位和偏振态分别叠加产生具有圆偏振的涡旋光束;
- 4) 光纤中产生的涡旋光在经过三角形衍射后,与拉盖尔-高斯光束具有相似的特性,从三角形衍射图样中很容易得出少模光纤产生的涡旋光拓扑荷数 $l=1$ 。

参 考 文 献

- [1] Franke-Arnold S, Allen L, Padgett M. Advances in optical angular momentum[J]. Laser & Photonics Reviews, 2008, 2(4): 299-313.
- [2] Beijersbergen M W, Spreeuw R J, Allen L, *et al.* Multiphoton resonances and Bloch-Siegert shifts observed in a classical two-level system[J]. Physical Review A, 1992, 45(3): 1810-1815.
- [3] Gibson G, Courtial J, Vasnetsov M, *et al.* Free-space information transfer using light beams carrying orbital angular momentum[J]. Optics Express, 2004, 12(22): 5448-5448.
- [4] Lü Hong, Ke Xizheng. Research on the beam with orbital angular momentum used in encoding and decoding of optical communication[J]. Acta Optica Sinica, 2009, 29(2): 331-335.
吕宏, 柯熙政. 具有轨道角动量光束用于光通信编码及解码研究[J]. 光学学报, 2009, 29(2): 331-335.
- [5] Ke Xizheng, Guo Xinlong. Realization of optical phase information encode by using orbital angular momentum of light beam[J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 2015, 32(1): 69-76.
柯熙政, 郭新龙. 用光束轨道角动量实现相位信息编码[J]. 量子电子学报, 2015, 32(1): 69-76.
- [6] Beijersbergen M, Coerwinkel R, Kristensen M, *et al.* Helical-wavefront laser beams produced with a spiral phase plate [J]. Optics Communications, 1994, 112(5): 321-327.

- [7] Xu Yun, Yu Junjie, Han Xiahui, *et al.* Acousto-optically Q-switched and vortex Nd:YAG laser by using circular dammann grating for annular pumping[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(6): 0601002.
徐云, 余俊杰, 韩侠辉, 等. 基于圆环达曼光栅整形的环形光抽运的 Nd:YAG 声光调 Q 涡旋光激光器[J]. 中国激光, 2016, 43(6): 0601002.
- [8] Curtis J E, Grier D G. Modulated optical vortices[J]. Optics Letters, 2003, 28(11): 872-874.
- [9] Ke Xizheng, Xu Junyu. Interference and detection of vortex beam with orbital angular momentum [J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(9): 0905003.
柯熙政, 胥俊宇. 涡旋光束轨道角动量干涉及检测的研究[J]. 中国激光, 2016, 43(9): 0905003.
- [10] Heckenberg N, McDuff R, Smith C, *et al.* Generation of optical phase singularities by computer-generated holograms [J]. Optics Letters, 1992, 17(3): 221-223.
- [11] Alexeyev A N, Fadeyeva T A, Volyar A V, *et al.* Optical vortices and the flow of their angular momentum in a multimode fiber[J]. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 1998, 1(1): 82-89.
- [12] Inavalli V V G K, Viswanathan N K. Switchable vector vortex beam generation using an optical fiber [J]. Optics Communications, 2010, 283(6): 861-864.
- [13] Fang Z, Yao Y, Xia K, *et al.* Vector mode excitation in few-mode fiber by controlling incident polarization[J]. Optics Communications, 2013, 294: 177-181.
- [14] Zhang W D, Huang L G, Wei K Y, *et al.* High-order optical vortex generation in a few-mode fiber via cascaded acoustically driven vector mode conversion[J]. Optics Letters, 2016, 41(21): 5082-5085.
- [15] Wong G K L, Kang M S, Lee H W, *et al.* Excitation of orbital angular momentum resonances in helically twisted photonic crystal fiber[J]. Science, 2012, 337(6093): 446-449.
- [16] Li S, Wang J. A compact trench-assisted multi-orbital-angular-momentum multi-ring fiber for ultrahigh-density space-division multiplexing (19 rings \times 22 modes) [J]. Scientific Reports, 2014, 4: 3853.
- [17] Zhang X Q, Wang A T, Chen R S, *et al.* Generation and conversion of higher order optical vortices in optical fiber with helical fiber bragg gratings[J]. Journal of Lightwave Technology, 2016, 34(10): 2413-2418.
- [18] Brunet C, Rusch L A. Optical fibers for the transmission of orbital angular momentum modes[J]. Optical Fiber Technology, 2016, 31: 172-177.
- [19] Grosjean T, Sabac A, Courjon D. A versatile and stable device allowing the efficient generation of beams with radial, azimuthal or hybrid polarizations[J]. Optics Communications, 2005, 252(1): 12-21.
- [20] Ramachandran S, Kristensen P. Optical vortices in fiber[J]. Nanophotonics, 2013, 2(5/6): 455-474.
- [21] Yue Y, Yan Y, Ahmed N, *et al.* Mode properties and propagation effects of optical orbital angular momentum (OAM) modes in a ring fiber[J]. IEEE Photonics Journal, 2012, 4(2): 535-543.
- [22] Bozinovic N, Golowich S, Kristensen P, *et al.* Control of orbital angular momentum of light with optical fibers[J]. Optics Letters, 2012, 37(13): 2451-2453.
- [23] Ramachandran S, Kristensen P, Yan M F. Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers[J]. Optics Letters, 2009, 34(16): 2525-2527.
- [24] Tsao C Y H, Payne D N, Gambling W A. Modal characteristics of three-layered optical fiber waveguides: A modified approach[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1989, 6(4): 555-563.
- [25] Yan Y, Yue Y, Huang H, *et al.* Efficient generation and multiplexing of optical orbital angular momentum modes in a ring fiber by using multiple coherent inputs[J]. Optics Letters, 2012, 37(17): 3645-3647.
- [26] Araujo L E E D, Anderson M E. Measuring vortex charge with a triangular aperture[J]. Optics Letters, 2011, 36(6): 787-789.
- [27] Brandão P A, Cavalcanti S B. Topological charge identification of partially coherent light diffracted by a triangular aperture[J]. Physics Letters A, 2016, 380(47): 4013-4017.