

基于飞秒激光加工长周期光栅的全光纤三阶轨道角动量模式的产生^{*}

吴航 陈燎[†] 舒学文 张新亮

(华中科技大学武汉光电国家研究中心和光学与电子信息学院, 武汉 430074)

(2022 年 10 月 9 日收到; 2022 年 11 月 15 日收到修改稿)

高效地产生相互正交的各阶轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 模式具有重要的研究价值. 目前全光纤系统中高效地产生高阶轨道角动量模式的方法主要是基于二氧化碳激光器加工的长周期光纤光栅 (long period fiber grating, LPFG). 然而产生高阶模式的光栅需要强的折射率调制与小的光栅周期, 因此二氧化碳激光器高的功率和大的聚焦光斑不利于其刻写的重复性、成功率和延展性. 为了解决这一问题, 本文首次提出并制作了基于飞秒激光加工的三阶 OAM 模式转换器, 在六模光纤上加工出了非对称的长周期光纤光栅, 实验结果表明其在 1550 nm 附近能将基模转换为三阶的角向线性偏振模式 LP_{31} 模式, 模式转换效率为 98%, 该模式可进一步被叠加转化为三阶 OAM 模式. 与此同时, 在 1310 nm 附近, 该光栅还能够产生角向一阶径向二阶的 OAM 模式. 本文证明了飞秒激光加工提供了一种可用于全光纤系统, 具有高重复刻写性的长周期光纤光栅来产生高阶 OAM 模式的思路.

关键词: 轨道角动量, 光纤光栅, 光纤器件, 光纤通信

PACS: 42.50.Tx, 42.79.Dj, 42.81.Qb, 42.79.Sz

DOI: 10.7498/aps.72.20221928

1 引言

随着 Allen 等^[1]于 1992 年首次通过实验在拉盖尔-高斯光束中检测到了携带有偏振无关的轨道角动量 (orbital angular momentum, OAM) 信息, 研究者们对于自旋^[2]-轨道的相互作用^[3]、光与物质的相互作用^[4]有了更深入的了解. 因此, 有着螺旋相位波前 $\exp(il\varphi)$ 的 OAM 光束由于其优越的特性有了广泛的应用. 例如: OAM 的动量特性使得其被用作光镊进行粒子微操作, 阶数越高, 力矩越大^[5]; OAM 的拓扑荷 l 在理论上可以取值无限大, 可以用在量子领域^[6]; 不同 l 的 OAM 模式之间相互正交, 在光纤通信中也有着巨大的发展前景^[7-11]. 在这些 OAM 应用中, 如何高效地产生高

阶 OAM 模式是一个关键性问题.

迄今为止, 产生高阶 OAM 模式的方法可以分为两类. 第 1 种是用自由空间型器件产生 OAM 模式, 例如螺旋相位板^[12]、柱透镜^[2]、Q 玻片^[13]、微环谐振腔^[14]、超材料相位板^[15]、空间光调制器^[16]; 第 2 种是用全光纤型器件^[17, 18], 由于光纤型器件具有体积小、成本低、紧凑、容易与光纤系统相匹配等优势而成为了产生 OAM 的研究热点之一. 2015 年, Li 等^[19]在两模光纤上通过机械挤压形成长周期光纤光栅产生 LP_{11} 模式, 然后通过奇偶模式的相位叠加形成一阶 OAM 模式. 2016 年 Zhang 等^[20]利用可调谐声栅在两模光纤上产生了一阶 OAM 模式, 2017 年 Li 等^[21]在两模光纤上用二氧化碳激光器刻写长周期光纤光栅, 进一步地转换为一阶 OAM 模式. 但是以上方法仅仅是产生一

^{*} 国家自然科学基金 (批准号: 61505060, 61631166003, 61675081, 61735006, 61927817) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: liaochenchina@hust.edu.cn

阶的 OAM 模式, 众多 OAM 应用中需要能够产生更高阶的 OAM 模式. 因此, 2018 年 Han 等 [22] 用一对级联的长周期光纤光栅在四模光纤上先后将基模转换为 LP_{11} 模式和 LP_{21} 模式, 再叠加形成二阶 OAM 模式. 然而级联方案必须保证两根长周期光纤光栅的谐振波长一致, 才能满足高耦合效率, 这在工艺上有较大的挑战. 因此仅用一根光栅产生高阶的 OAM 模式有着实际意义. 笔者团队 [23] 曾用二氧化碳激光器功率渐变的方法刻写了一根强折射率调制的长周期光纤光栅, 首次在实验上验证了可以直接从基模得到 LP_{21} 模式和二阶 OAM 模式. Detani 等 [24] 利用光栅的二次衍射和三次衍射特性制作螺旋光栅产生了二阶纤芯 OAM 模式以及三阶包层 OAM 模式. Shao 等 [25] 利用氢氧焰在六模光纤上加工螺旋光栅产生了无需偏振控制器调节的三阶 OAM 模式, 然而转换效率只有 90%. He 等 [26] 使用二氧化碳激光器在六模光纤上刻写了非对称的长周期光纤光栅, 更高效地耦合出了三阶 OAM 模式, 耦合效率 99.8%. 这种二氧化碳激光器加工的长周期光栅具有转换效率高优点, 是实验室常用制备长周期光纤光栅的方法. 但随着模式阶数增加, 长周期光栅周期会越小, 这要求加工工艺具有更高的精度和重复性, 然而二氧化碳激光器聚焦光斑尺寸一般为数百微米, 接近甚至大于高阶模式的光栅周期, 逐点加工时精度很难满足工艺要求. 此外随着模式阶数的增加, 所需要的折射率调制更大, 对应的功率也需要更大 (数瓦). 高功率一方面会导致光纤对二氧化碳激光器出射的 10.6 μm 波段的光有高的热吸收而伸长, 另一方面会产生高的能量冲击而导致光纤出现晃动, 从而影响刻写的准确性. 因此寻求一种新的具有高精度和可重复性的长周期光纤光栅的加工方式, 对于实现高阶 OAM 的高效产生是非常有必要的.

为了解决这一问题, 本文首次提出并制作了基于飞秒激光加工的三阶 OAM 模式转换器. 通过高精度的飞秒激光器在六模沟槽光纤上刻写了非对称型长周期光纤光栅, 该光栅打破了模式之间的正交性, 使得基模和三阶的角向模式 LP_{31} 模式之间发生交叠. 经过实验验证, 最终在 1550 nm 波段附近构成了 98% 转换效率的三阶 OAM 模式转换器. 与此同时, 还在 1310 nm 附近观测到了角向一阶径向二阶的 OAM 模式. 该方案得益于飞秒激光器加工以下的特点: 聚焦光斑能达到 1 μm (本文采

用 4.4 μm) 以下, 成栅机理为非线性吸收而不是热吸收, 功率只需数十毫瓦, 因而刻写精度高, 使得制作的光栅器件更具有重复性以及成功率, 有着更大的潜力产生更高阶的 OAM 模式.

2 理论模型

2.1 OAM 模式的产生原理

产生并传输高阶的 OAM 模式需要相应的光纤如: 高折射率环芯光纤、少模光纤等, 本文采取的是相对低成本、低非线性的少模光纤. 光纤中的本征模式为矢量模式, 也就是指 TE 模式、TM 模式、HE 模式、EH 模式. 但是在弱导近似的少模光纤之中, 这些模式可以简并为相应的 LP 模式, 光纤中每一组 LP 模式的横向电场分布表达式为 [27,28]

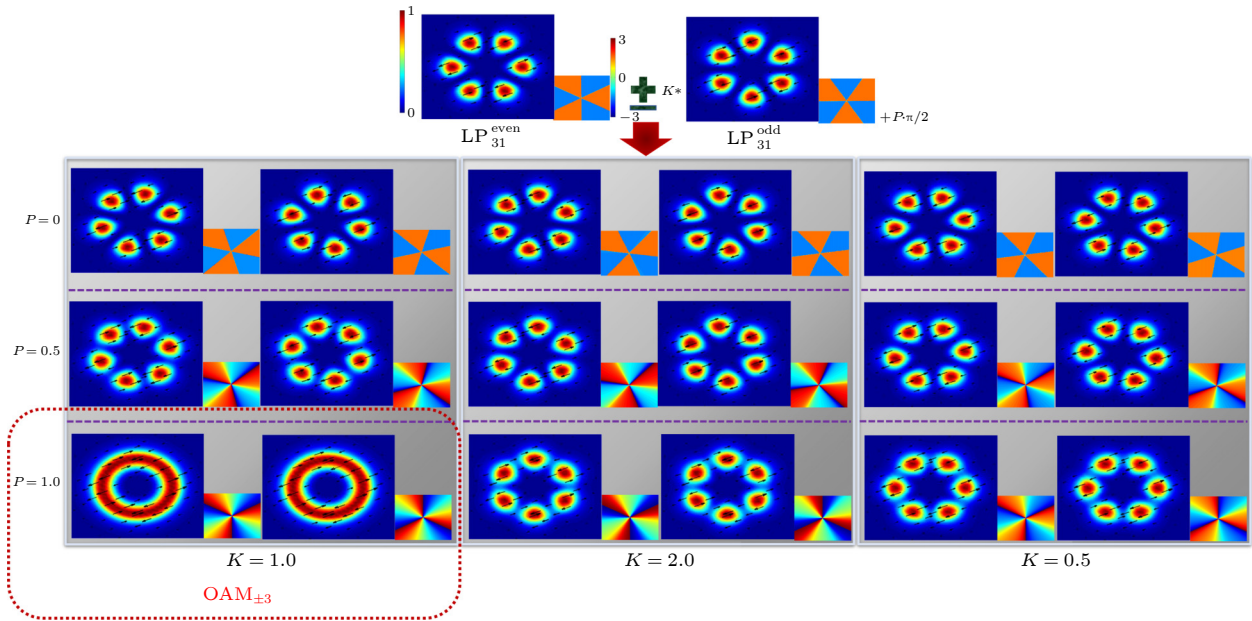
$$\begin{pmatrix} LP_{l,m}^{\text{odd},x} \\ LP_{l,m}^{\text{even},y} \\ LP_{l,m}^{\text{even},x} \\ LP_{l,m}^{\text{odd},y} \end{pmatrix} = F_{l,m} \begin{pmatrix} \sin(l\varphi) & 0 \\ 0 & \cos(l\varphi) \\ \cos(l\varphi) & 0 \\ 0 & \sin(l\varphi) \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix}, \quad l \geq 1, \quad (1)$$

其中, $F_{l,m}$ 是贝塞尔函数, 表示模场的径向的分布场; l 代表着拓扑荷数, 也是角向的阶数, m 代表着径向的阶数, LP^{odd} 和 LP^{even} 分别代表 LP 模式的奇模和偶模, e_x 和 e_y 分别代表水平和垂直偏振 [29] 的笛卡尔单位矢量. 将 LP 模式的奇偶模式相差 $\pi/2$ 相位差进行叠加后, 所得结果如下:

$$\begin{aligned} & E_{LP_{lm}^{\text{even}}} \pm iE_{LP_{lm}^{\text{odd}}} \\ &= F_{lm} [\cos(l\varphi) \pm i\sin(l\varphi)] \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} \\ &= F_{lm} \exp(\pm il\varphi) \begin{pmatrix} e_x \\ e_y \end{pmatrix} = E_{\text{OAM} \pm l, m}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 $\exp(\pm il\varphi)$ 这一项代表着 $\pm l$ 阶 OAM 模式的螺旋相位因子, 该式表明 OAM 模式可以由相应阶数的 LP 模式转化而成.

一般来说, OAM 的阶数都是指角向数即拓扑荷 l 的大小, 且默认径向数 $m = 1$. 因此, 对于三阶 OAM 模式而言则需要由角向模式 LP_{31} 叠加而成. LP_{31} 奇偶模式叠加仿真如图 1 所示, 其中包含了模场的强度图和相位图, 图中箭头表示偏振方向, K 表示模式叠加的比例系数, P 表示 LP 模式偶模

图 1 LP_{31} 奇偶模式以不同的比例和相位叠加后的模场的强度和相位图Fig. 1. Intensity and phase profiles of the superposed mode field in LP_{31} odd-even mode with different scales and phases.

和奇模之间相位差 $\pi/2$ 的 P 倍. LP 模式的奇偶模之间无相位差 ($P = 0$) 时, 叠加模场强度分布依然是 6 瓣, 相位依然是等相位面的 LP 模式, 仅仅只是进行了场强角度的旋转. 只有当 LP 模式奇偶模相差 $\pi/2$ 相位 ($P = 1$), 且模式比例为 1:1 ($K = 1$) 时才能叠加为一个模场强度分布为环形且相位沿顺时针或逆时针方向从 $0-2\pi-0-2\pi-0-2\pi$ 渐变的光场, 如红色框所示, 该模式正是 $OAM_{\pm 3}$ 模式. 该仿真结果进一步验证了 (2) 式. 因此可以依此设计出产生三阶 OAM 模式的方案: 首先实现基模 LP_{01} 模式向三阶 OAM 对应的角向模 LP_{31} 模式的耦合, 然后控制 LP_{31} 模式的奇偶模比例以及相位, 使其刚好叠加为三阶 OAM 模式, 如图 1 所示.

2.2 光纤光栅的原理和仿真

三阶 OAM 模式的产生首先需要 LP_{31} , 为了使该模式能够在光纤纤芯中低损耗传导, 本文采用了带有沟槽层的六模阶跃光纤 (长飞光纤 A7 R15018 AC5), 其中光纤纤芯、内包层、沟槽层以及外包层的直径分别为 $16 \mu m$, $25.8 \mu m$, $33.8 \mu m$ 以及 $125 \mu m$, 光纤纤芯、内外包层以及沟槽层的折射率分别为 1.45485, 1.444, 1.436, 该光纤横截面以及折射率分布如图 2(a) 所示. 该光纤中支持传导的 6 个纤芯模式 LP_{01} , LP_{11} , LP_{21} , LP_{02} , LP_{31} 和 LP_{12} , COMSOL 仿真模场如图 2(b)—(g) 所示, 这 6 种模式在光

纤中相互正交. 为了耦合出能叠加成 $OAM_{\pm 3}$ 的角向模式 LP_{31} 模式, 则需要引入折射率扰动来打破模式之间的正交性. 由图 2(b) 所示基模耦合到图 2(f) 所示 LP_{31} 模式其中的径向量子数 $m = 1$, 角向数目 l 发生变化, 因而需要采用非对称的折射率调制 [26]. 此外, 当基模向更高阶的模式耦合时, 其折射率差会越来越大. 基于以上两点, 由一根光栅来直接耦合成高阶的 OAM 模式较为困难 [22], 但若能对光纤采用单面非对称折射率调制则能解决这一问题. 故本文用飞秒激光器刻写了非对称的长周期光纤光栅, 具有更好的重复性以及延展向更高阶模式耦合的可能.

图 2(h) 是依据光纤参数构建模型然后用有限元方法模拟计算出的六模光纤中各个模式的色散曲线, 由此可以得到模式在各个波长的有效折射率. 为了保证基模向高阶模式之间的高效耦合, 需要满足相位匹配条件:

$$\lambda_d = (n_{01} - n_{lm})\Lambda, \quad (3)$$

其中, λ_d 为初始谐振波长, Λ 为光栅周期, n_{01} 和 n_{lm} ($l=0, 1, 2, \dots; m=1, 2, 3, \dots$) 分别为基模 LP_{01} 和高阶 LP_{lm} 的有效折射率, l 代表着模式的角向量子数即 OAM 模式的角向阶数, m 代表着模式的径向量子数即 OAM 模式的径向阶数. 依据 (3) 式可以设计出一个光栅周期为 Λ 的长周期光纤光栅来引入折射率扰动, 让基模的能量能耦合到

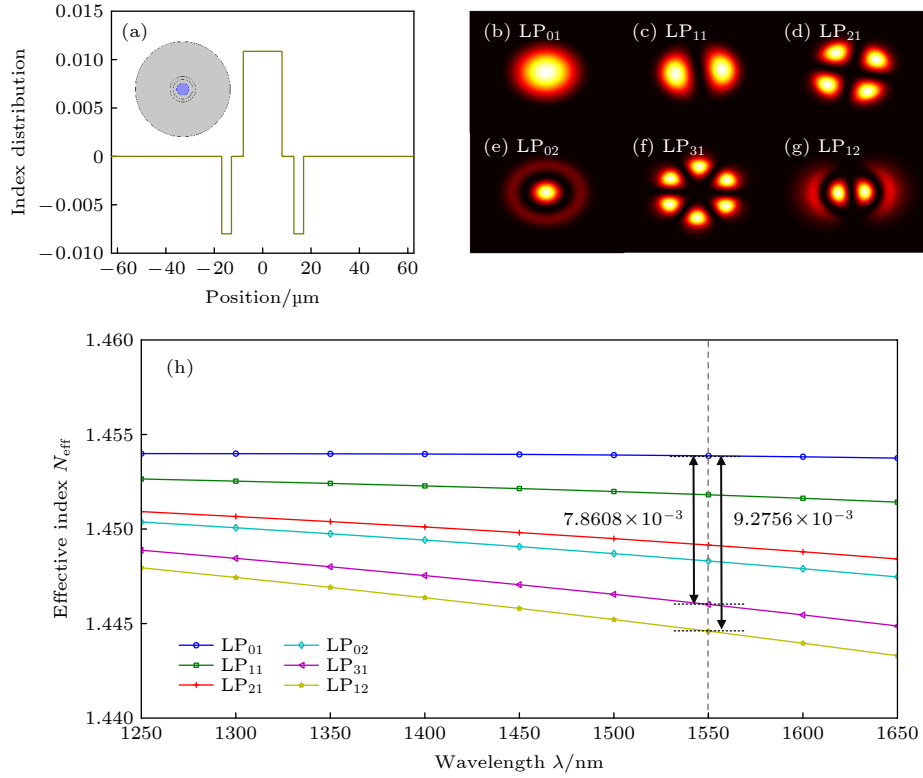


图2 (a) 六模光纤横截面以及折射率分布; (b)–(g) 六模光纤中所支持传导的LP模式 (LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁, LP₀₂, LP₃₁, LP₁₂); (h) 六模光纤的色散曲线

Fig. 2. (a) Cross-section image and transverse refractive index distribution of the 6MF; (b)–(g) fiber-supported LP modes, LP₀₁, LP₁₁, LP₂₁, LP₀₂, LP₃₁ and LP₁₂; (h) mode dispersion curves of the 6MF.

本文所需的LP₃₁模式中. 由图2(h)可知, 在1550 nm处附近, LP₀₁模式与LP₃₁模式之间的有效折射率差为 7.8608×10^{-3} , 由此可以计算出 Λ 为 197 μm . 同时, 可以观察LP₀₁模式与LP₁₂模式的有效折射率差为 9.2756×10^{-3} , 和LP₃₁模式折射率差较接近, 并且随着波长的变小模式间的有效折射率差也在减小. 因此, 在同一光栅周期 Λ 下, 除了在1550 nm附近能产生LP₃₁模式, 在其他波段也能产生LP₁₂模式.

由(3)式得到的只是初始谐振波长, 实际的谐振波长 λ_{res} 要考虑折射率调制深度 $\bar{\delta}n_{\text{eff}}$ 的影响:

$$\lambda_{\text{res}} \approx \left(1 + \frac{\bar{\delta}n_{\text{eff}}}{n_{01} - n_{lm}}\right) \lambda_d, \quad (4)$$

结合(3)式和(4)式可以得出不同的光纤导模的光栅周期随波长的变化曲线, 本文经过设计令 $\bar{\delta}n_{\text{eff}} = 8 \times 10^{-5}$ 可以得到图3所示的仿真曲线, 模式阶数越高, 与基模间的有效折射率差越大, 光栅周期越小. 当选择194 μm 为光栅周期时, 该直线在1558 nm处与LP₃₁模式的光栅耦合周期曲线有个交点的同时在1315 nm处与LP₁₂模式的光

栅耦合周期曲线也有个交点. 这意味着光栅周期为194 μm 的长周期光纤光栅分别在C波段可以耦合到LP₃₁模式, 在O波段可以形成LP₁₂模式.

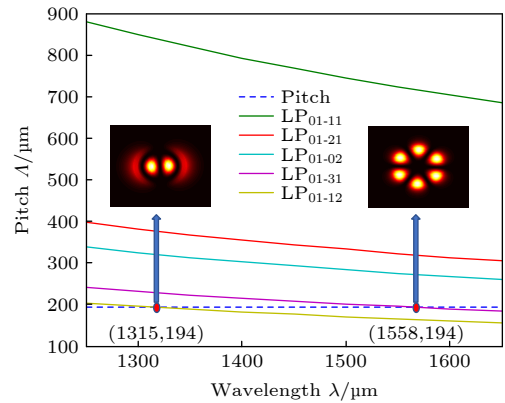


图3 基模耦合向不同的光纤导模的光栅周期随波长变化曲线

Fig. 3. The grating pitch of fundamental mode coupling to different fiber guide mode varies with wavelength.

基于以上分析, 本文设计了一个可以实现如图4所示的具有双波段模式转换功能的长周期光纤光栅.

为了深入了解光栅参数对光栅性能的影响, 本文结合了耦合模理论^[30,31]对光纤光栅的透射谱进行了模拟仿真, 透射谱的损耗率为 t_{\times} 如(5)式所示:

$$t_{\times} = \frac{1}{1 + \hat{\sigma}^2/\kappa^2} \sin^2(\sqrt{\kappa^2 + \hat{\sigma}^2}z), \quad (5)$$

其中, $\hat{\sigma}$ 表示光栅的直流自耦合系数, κ 代表着基模与高阶模式的交流耦合系数. 其表达式分别如(6)式和(7)式:

$$\hat{\sigma} \approx \pi \left(\frac{n_{01} - n_{lm} + \bar{\delta}n_{\text{eff}}}{\lambda} - \frac{n_{01} - n_{lm}}{\lambda_d} \right), \quad (6)$$

$$\kappa = \frac{\pi}{\lambda} \bar{\delta}n_{\text{eff}}, \quad (7)$$

其中 λ 为波长变量. 在谐振波长处, 基模和高阶模

式满足相位匹配条件, 能量由基模向高阶模发生转移, 形成了最深的损耗峰, 损耗峰的深度代表了模式之间的转换效率. 仿真结果如图5所示, 图5(a)中的光栅周期 Λ 为 $194 \mu\text{m}$, $\bar{\delta}n_{\text{eff}} = 8 \times 10^{-5}$, 光栅长度 $L = 9.7 \text{ mm}$, 图中C波段和O波段的谐振峰分别代表基模在不同波段处向 LP_{31} 模式和 LP_{12} 模式耦合. 图5(b)展示了仅改变调制深度 $\bar{\delta}n_{\text{eff}}$ 下的光谱的变化, $\bar{\delta}n_{\text{eff}} = 8 \times 10^{-5}$ 时光谱转换效率最高且谐振峰在 1558 nm . 当调制深度小于该值时, LP_{31} 模式处于欠耦合状态损耗峰变浅, 大于该调制深度时模式处于过耦合状态损耗峰也变浅. 因此C波段处损耗峰的深度随着波长的增大会先增大后减小. 同时在C波段附近谐振峰也会随着调

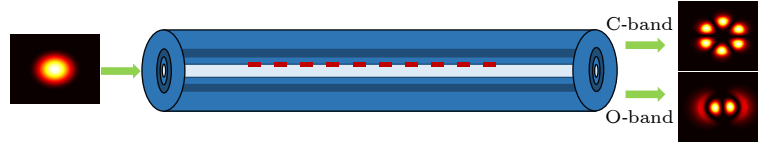


图4 基模通过光栅在不同波段转化为不同模式的示意图

Fig. 4. Schematic representation of a fundamental mode converted to a different mode by a grating at different wavebands.

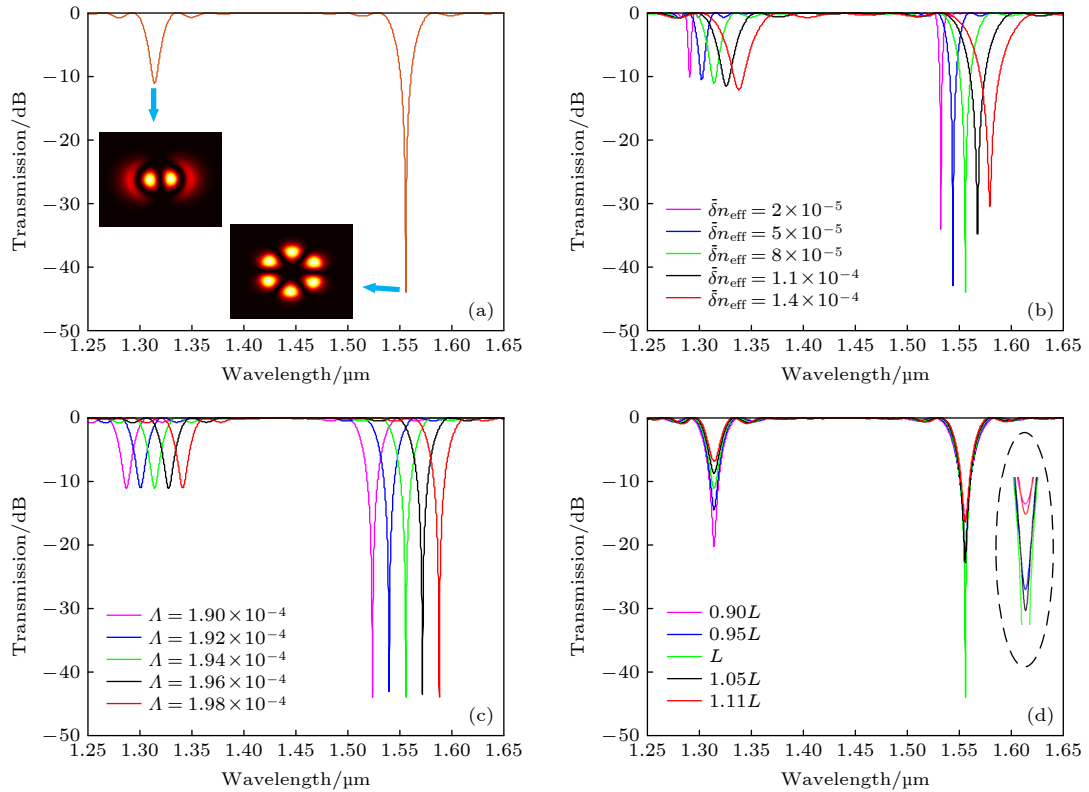


图5 长周期光纤光栅透射谱 (a) 光栅谐振峰对应的模式; (b) 不同的调制深度对光谱的影响; (c) 不同周期对光谱的影响; (d) 不同耦合长度对光谱的影响

Fig. 5. The transmission spectrum of long-period fiber grating: (a) The mode corresponding to the resonant peak of the grating; (b) the influence of different modulation depth on the spectrum; (c) the influence of different pitch on the spectrum; (d) the influence of different coupling length on the spectrum.

制深度的增大而红移, 与 (4) 式吻合. 图 5(c) 展示了仅仅改变光栅周期 Λ 的光谱变化, 随着 Λ 增大, 谐振波长会向红移, 与 (3) 式吻合. 图 5(d) 表示光栅的耦合效率随着光栅长度的变化, L 为 C 波段处模式完全耦合的光栅长度 9.7 mm, 此时在 C 波段的损耗峰最深, 耦合效率最高. 当长度大于或者小于 L 时, 耦合效率都会降低.

通过以上理论模型指导了需要刻写的六模长周期光纤光栅的最佳工艺参数 $\Lambda = 194 \mu\text{m}$, 调制深度 $\delta n_{\text{eff}} = 8 \times 10^{-5}$, 光栅长度 $L = 9.7 \text{ mm}$, 其中调制深度与刻写的功率以及位置相关, 光栅长度与周期数目有关. 当参数发生偏移时会导致光纤光栅透射谱损耗峰的深度发生改变以及谐振波长发生飘移.

3 实验系统及测量结果

3.1 光纤光栅的刻写

通过上述理论模型分析可知, 产生三阶 OAM 模式需要先产生 LP_{31} , 而光纤中的各个模式之间是相互正交的, 基模难以耦合到高阶模式之中, 且 LP_{31} 模式是一种角向模式, 因此需要引入非对称的折射率扰动来打破模式之间的正交性, 使得场的交叠积分不为零 [26], 以此增大基模和高阶模式的

耦合效率. 本文采用 Spectra-Physics 公司旗下的型号为 Spirit 1040-8 SHG 的飞秒激光刻写了长周期光纤光栅. 该飞秒激光器可以输出波长 520 nm、最大输出功率为 4 W、最大重复频率 1 MHz 的激光. 激光经过分光、衰减控制输出功率, 经过快门后控制通断而得到光栅占空比, 经过 Olympus 公司 63 倍油浸式聚焦物镜而得到仅 $4.4 \mu\text{m}$ 的聚焦光斑. 本文采用了 Newport 公司的 XML 型超精密三维移动平台, 位移精度为 1 nm, 行程范围 210 mm. 通过控制移动平台来实现飞秒激光聚焦在光纤上的位置和加工深度. 该方案由于只需要飞秒激光器单遍刻写, 并且刻写光栅的功率相对小, 无高的热吸收, 聚焦光斑只有数微米刻写精度高, 因此具有较高的重复性.

图 6(a) 所示为飞秒激光加工光纤光栅的装置图, 待刻写的六模光纤通过光纤夹具固定在可移动位移平台上, 光纤两端分别熔接单模光纤后接入宽带光源 (broadband source, BBS) 和光谱仪 (optical spectrum analyzer, OSA) 用来实时监测光纤光栅的透射谱, 电荷耦合元件 (charge-coupled device, CCD) 用来观测光纤, 图 6(b) 所示为采用 CCD 观测的六模沟槽光纤的侧面实物图, 由光纤纤芯, 内外包层以及沟槽层构成. 依照之前的理论分析计算和仿真, 本文最终用了重复频率为 200 kHz, 功率

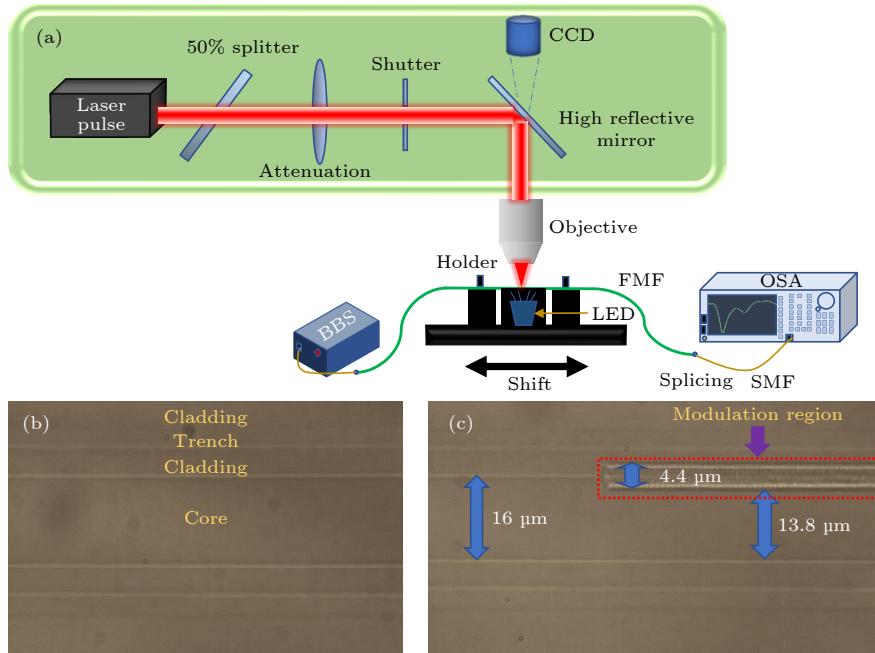


图 6 (a) 飞秒激光器刻写长周期光纤光栅实验装置; (b) 光栅刻写前光纤侧视图; (c) 光栅刻写后折射率调制区域侧视图

Fig. 6. (a) Experimental setup of the fabricated LPFG by employing a femtosecond laser; (b) side view of the fiber before LPFG fabricated; (c) side view of the refractive index modulation region after LPFG fabricated.

为 30 mW 的飞秒激光器刻写了非对称的长周期光纤光栅, 其中光栅周期 Λ 为 194 μm , 占空比为 50:50, 光栅周期数目为 47 个, 光栅刻写区域偏离了光纤的正中心, 处于内包层和纤芯交界处, 宽度为 4.4 μm . 刻写完成后的一个周期内光纤光栅的侧视图如图 6(c) 所示, 该折射率调制引入了非对称的折射率扰动, 便于使光纤基模和高阶角向 LP 模式之间的场的能量发生交叠, 从而使 LP_{01} 模式能高效转换为 LP_{31} 模式.

为了确定制作出的长周期光栅实际的谐振峰波长以及损耗峰的大小, 图 6(a) 中的宽带光源输入了波长范围为 1250—1650 nm 的宽带光, 并且通过光谱仪监测出该光栅的透射谱. 图 7(a) 所示为制作完成的光栅的实际透射谱, 与仿真透射谱之间的谐振波长以及损耗等偏差可能原因有两种, 一是人为准直光纤时的误差使得刻写光纤出现水平或者高低的倾斜, 从而使实际地调制深度, 光栅周期发生变化; 二是激光加工系统本身的误差以及激光能量破坏光纤结构引起的损耗. 图 7(a) 插图 of 光通过光栅前后的模场图. 可以明显发现, 在 1550 nm 处附近有着六瓣模式的场, 这表明了 LP_{31} 模式的产生. 这意味着通过该光纤光栅, 能够直接高效地将基模耦合到 LP_{31} 上. 器件在 1550 nm 波段整体插损为 3 dB, 谐振峰处 17 dB 的损耗表示由基模向 LP_{31} 模式的转换效率为 98%. 类似地, 可观测到在 O 波段产生了 LP_{12} 模式, 10 dB 的损耗表示基模在该波长处的转换效率为 90%. 说明 LPFG 是一个可在不同波长处产生不同模式的器件.

飞秒激光刻写在光纤不同的位置时, 折射率调制不同, 因此形成的光谱也有区别. 图 7(b) 展示了

刻写在不同位置的光栅透射谱的测量, 当折射率调制区域在内包层时, 光纤导模所受影响很小, 所以曲线较平; 当折射率调制区域移向纤芯且更靠向内包层时, 纤芯折射率的调制对导模产生影响变大, 因而会形成较浅的谐振峰; 而当折射率调制区域处于内包层和纤芯中间时, 能形成更深的谐振峰; 当折射率调制区域更偏向纤芯时, 由于对纤芯的调制相对过多, 则会使得光纤的损耗相对变大. 因此本文最终选择了在纤芯和包层交界处引入折射率扰动刻写长周期光纤光栅.

3.2 OAM 模式的产生与检验

上述实验制作了长周期光纤光栅, 可以实现基模向高阶角向模式 LP_{31} 模式的转换. 要进一步地实现三阶 OAM 模式的产生, 则需要控制上一步骤制作的光栅产生的 $\text{LP}_{31}^{\text{even}}$ 和 $\text{LP}_{31}^{\text{odd}}$ 的相位差为 $\pm\pi/2$ 且比例为 1:1, 如图 1 以及 (2) 式所示. 本文用图 8 所示的实验装置实现了全光纤三阶 OAM 模式的产生以及验证. 在该装置中, 可调谐激光器用作该实验的光源, 光源出射的光经过 90:10 的耦合器 (optical coupler, OC) 分为两路, 其中 90% 的端口输出用于产生 $\text{OAM}_{\pm 3}$ 模式. 在该光路中, 需要小心地熔接单模和六模光纤以避免不同纤芯直径的单模和少模光纤 (few mode fiber, FMF) 发生错位, 保证进入光栅之前的光场是较纯净的 LP_{01} 模式, 如图 7(a) 中的高斯光斑所示. 偏振控制器 (polarization controller, PC) 用于调节 $\text{LP}_{31}^{\text{even}}$ 与 $\text{LP}_{31}^{\text{odd}}$ 的比例为 1:1. 六模光纤光栅的一端通过光纤夹具固定, 另外一端固定在旋转夹具上以实现对光栅的扭转 [32,33], 以此调节光栅中存在的 $\text{LP}_{31}^{\text{even}}$ 与 $\text{LP}_{31}^{\text{odd}}$ 相

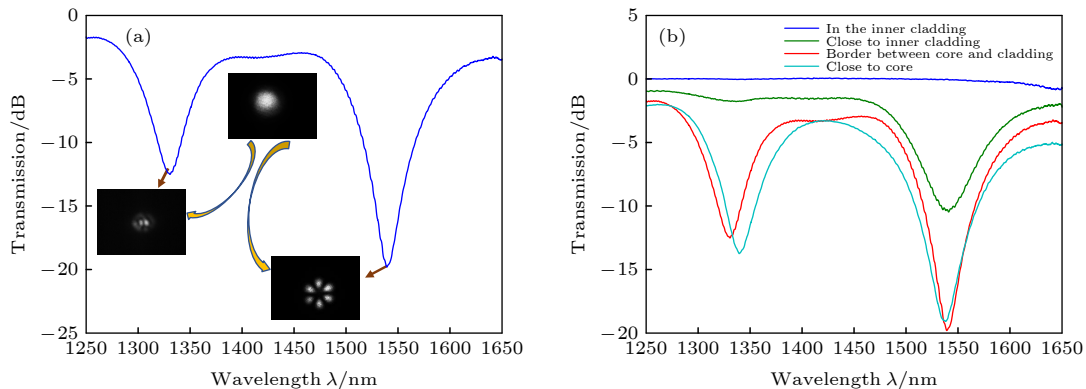


图 7 (a) 六模长周期光纤光栅透射谱的测量以及光栅前后的模场; (b) 不同刻写位置光栅透射谱的测量

Fig. 7. (a) Measured transmission spectrum of the 6 MF-LPFG and the mode profile before/after the LPFG; (b) measurement of transmission spectrum of grating at different writing positions.

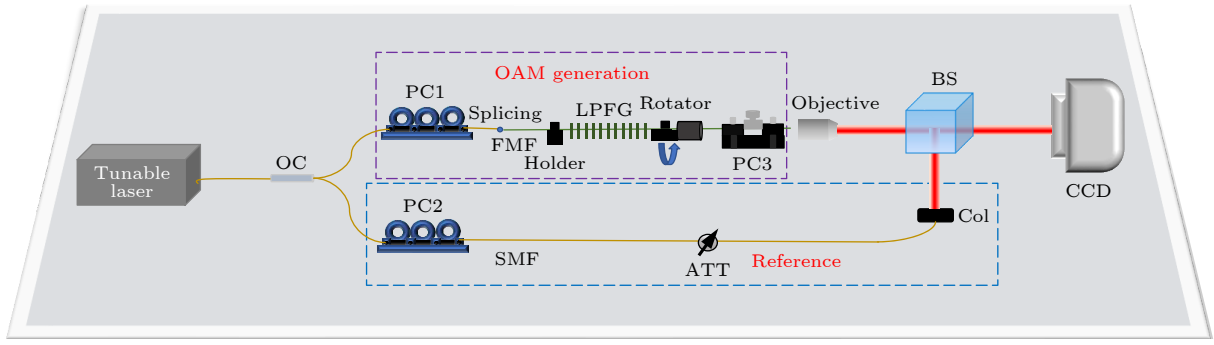


图 8 三阶 OAM 模式的产生和验证装置, ATT: 光衰; Col: 准直镜; BS: 光分束镜

Fig. 8. Experimental setup for the generation and detection of the $OAM_{\pm 3}$, ATT: attenuator; Col: collimator; BS: beam splitter.

位差为 $\pm\pi/2$. 该光路输出的光由平整的光纤尾端切面出射到自由空间中, 再经 40 倍的物镜准直为平行光被 CCD 所探测. 为了进一步验证该实验装置中的上路所产生的光为三阶 OAM 模式, 耦合器 10% 端口输出的参考高斯光经过合束同上路光进行干涉, 通过 CCD 观测干涉图样证明 $OAM_{\pm 3}$ 模式的螺旋相位, 从而判定 $OAM_{\pm 3}$ 模式的产生.

为了实现模式转化效率的最大化, 在实验中, 调节上述激光器的输出波长为图 7(a) 所示光栅透射谱中的三阶模式谐振波长 1541 nm. 在此波长下的光经过光纤光栅的调制后, LP_{01} 模式将满足相位匹配条件, 高效地耦合到 LP_{31} 模式.

图 8 中 CCD 检测到的模场如图 9(a) 和 (b) 所示的六瓣图样, 分别代表 LP_{31}^{even} 模式和 LP_{31}^{odd} 模式的产生. 进一步地, 通过调节偏振控制器实现 LP_{31}^{even} 模式和 LP_{31}^{odd} 模式的比例为 1:1, 扭转光栅实现 $\pm\pi/2$ 的相位差, LP_{31} 模式将被转化为 OAM_{+3} 和 OAM_{-3} 模式, 经过 CCD 观测的模场强度分布为图 9(c) 和 (d) 所示的环形光场, 与图 1 的仿真模型对应. 为进一步证明该环形光场是三阶的 OAM 模式, 需要证明其携带有三阶的螺旋相位因子, 因此需将图 9(c) 和 (d) 的模场与基模的模场进行干涉, 分别得到了图 9(e) 和 (f) 所示的干涉图样. 干涉图样中的 3 个相位奇点表示三阶 OAM 模式的产生, 顺时针旋转代表着正三阶 OAM 模式, 逆时针旋转代表着负三阶 OAM 模式. 因此在六模光纤尾端成功产生 $OAM_{\pm 3}$.

4 实验结果讨论

通过上述的实验结果可知, 本文用飞秒激光器在六模沟槽光纤纤芯与内包层交界处刻写的非对

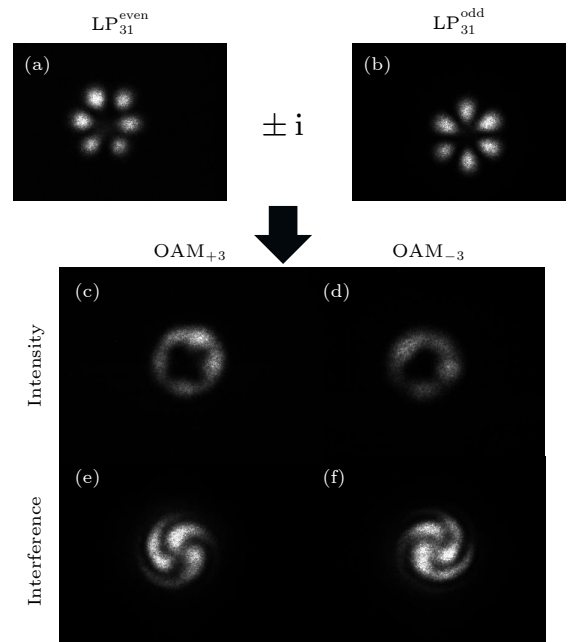


图 9 (a)(b) 光栅未扭转时产生的 LP_{31} 奇偶模式的模场; (c)(d) 光栅经过扭转后产生的 $OAM_{\pm 3}$ 模式的模场; (e)(f) $OAM_{\pm 3}$ 和参考高斯光干涉的图样

Fig. 9. (a) (b) The intensity profiles of the generated LP_{31} even-odd modes before twisting the grating; (c) (d) the intensity profiles of the generated $OAM_{\pm 3}$ modes after twisting the grating; (e) (f) their interference patterns with a reference Gaussian beam.

称长周期光纤光栅可以高效地将 LP_{01} 耦合到 LP_{31} 模式之中. 因为图 6(a) 中所示的六模光纤两端熔接的是两米长的单模光纤, 单模光纤中不支持高阶模式的传导, 高阶模式的能量会损耗掉. 因此图 7(a) 中三阶模式谐振峰处的 17 dB 损耗代表着基模的能量以 98% 的转换效率耦合到了 LP_{31} 模式之中. 由图 1 所知, 当 LP 奇偶模没有相位差时候的叠加仅仅相当于模场强度的旋转, 这种情况下模场叠加的角向场函数为 $\cos(il\phi) \pm \sin(il\phi) = \sqrt{2} \cos\left[il\left(\phi \pm \frac{\pi}{4l}\right)\right]$, 所以奇偶模式比例为 1:1 时,

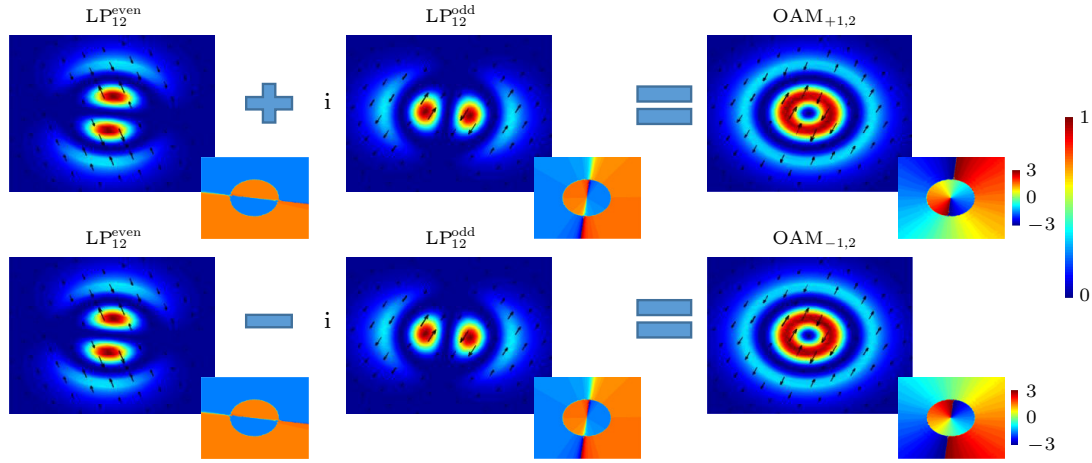


图 10 LP_{12} 模式和 $OAM_{\pm 1,2}$ 模式的强度和相位图以及两个模式之间的关系

Fig. 10. Intensity and phase profiles of the LP_{12} and $OAM_{\pm 1,2}$ modes, and the relationship between these modes.

三阶模场旋转 15° . 反过来可以将一个 15° 的 LP 模场分解为一个 1:1 的奇偶模场. 而调节 PC 时旋转了光纤, 模场的强度分布也发生了旋转, 所以在实验装置中调节 PC 相当于调节了模场的角度, 也就是奇偶模式的比例, 而扭转光栅相当于让奇偶模式以不同的路径传输, 构造出了 $\pm\pi/2$ 的相位差. 在该实验之中, LP_{31} 模式能够叠加成为图 9 所示清晰的 $OAM_{\pm 3}$ 模场, 并且通过干涉验证了三阶 OAM 模式携带的三阶螺旋相位的特征, 该结果表明本文成功的实现了三阶 OAM 模式的产生.

与此同时, 可以观察到图 3 以及图 7(a) 中 O 波段处会形成 LP_{12} 模式, 这是因为 LP_{31} 模式与 LP_{12} 模式的传播常数相近, 模式的有效折射率相近, 并且在一定范围内, 随着波长的减小, 与基模的有效折射率差也减小, 因此在光栅周期不变的条件下, 该光栅不仅在 C 波段能耦合 LP_{31} 模式, 在 O 波段处也能耦合 LP_{12} 模式. 但是两个模式的耦合系数不相同, 因此在 C 波段的损耗峰达到 17 dB 时, O 波段的损耗峰未能达到转换效率最高, 损耗峰为 10 dB. 类似于三阶 OAM 模式 $OAM_{\pm 3,1}$ 的产生, 可以将产生的 LP_{12} 模式的奇偶模也进行叠加形成径向二阶、角向一阶的 OAM 模式 $OAM_{\pm 1,2}$. 图 10 所示为仿真模场的强度图和相位图以及 LP_{12} 模式和 $OAM_{\pm 1,2}$ 模式之间的关系.

当把图 8 中 C 波段激光器换成 O 波段激光器, 且输出光的波长调整为图 7(a) 所示的 LP_{12} 模式谐振的波长 1325 nm 时. 与图 9 类似, 可以在 CCD 上观察到图 11 所示的模场结果, 径向数为 2 且角向有两瓣的模场如图 11(a) 和 (b) 所示 (LP_{12}^{even}

与 LP_{12}^{odd}), 图 11(c) 和 (d) 中的双圆环光场代表着 $OAM_{\pm 1,2}$ 模式, 与图 10 的仿真模型对应. 这两模式与基模干涉的模场如图 11(e) 和 (f) 所示, 一个相位奇点且干涉条纹顺时针旋转和逆时针旋转分别验证了 $OAM_{+1,2}$ 和 $OAM_{-1,2}$ 模式. 该实验证明了此光栅在 O 波段实现了 LP_{12} 模式的产生, 并且通过扭转该光栅及调节偏振控制器可以进一步地实现径向二阶角向一阶的模式 $OAM_{\pm 1,2}$ 的产生.

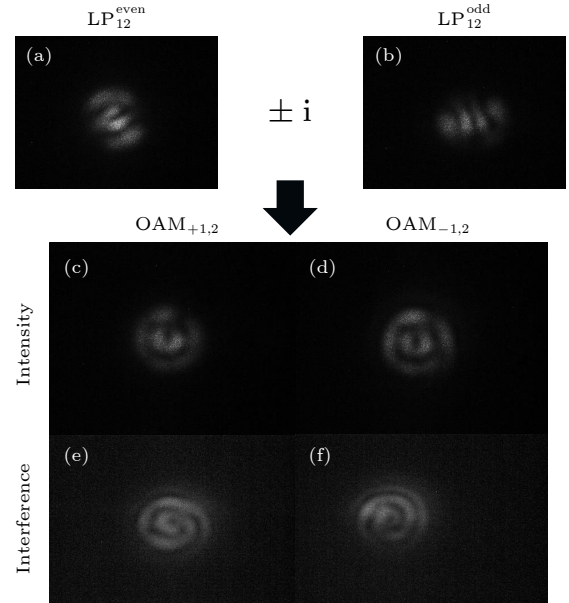


图 11 (a)(b) 光栅未扭转时产生的 LP_{12} 奇偶模式的模场; (c)(d) 光栅经过扭转后产生的 $OAM_{\pm 1,2}$ 模式的模场; (e)(f) $OAM_{\pm 1,2}$ 和参考高斯光干涉的图样

Fig. 11. (a) (b) The intensity profiles of the generated LP_{12} even-odd modes before twisting the grating; (c) (d) the intensity profiles of the generated $OAM_{\pm 1,2}$ modes after twisting the grating; (e) (f) their interference patterns with a reference Gaussian beam.

从图 9 和图 11 可看出, OAM 圆环形光强分布与图 1 和图 10 中理想的 OAM 圆环相比略微不均匀. 这是由于该光栅器件实际用非对称调制而成, 并且越高阶的少模光纤本身由于支持多个模式受到扰动会不稳定. 在扭转光栅时除了引入相位差的变化之外同样会引起少部分模式比例的变化, 因此在手动调节过程中难以实现单一变量的控制, 从而让实际模式比例和相位差的调控难以同时完全满足条件. 如果采用电调偏振等更精确方式, 有可能同时满足模式比例和相位条件, 从而产生更好的模式质量. 目前基于机器学习的偏振精确调控已能使锁模激光器光谱精确操控^[34], 这对本文工作也有启发性.

5 结 论

本文首次提出并制作了基于飞秒激光加工的三阶 OAM 模式转换器. 利用飞秒激光器刻写聚焦光斑较小、精度高, 且对光纤的冲击力度小的特性, 在六模沟槽光纤的纤芯与内包层的交界处制作了长周期光栅来实现非对称的折射率调制. 通过该光栅, 基模在 C 波段能够以 98% 的转换效率耦合向角向高阶的 LP_{31} 模式, 并在调节偏振控制器以及扭转光栅后可实现 LP 奇偶模式的叠加形成 $OAM_{\pm 3}$ 模式. 与此同时, 该 OAM 模式转换器在 O 波段能够将基模以 90% 的转换效率耦合向径向高阶的 LP_{12} 模式, 并进一步地产生径向二阶角向一阶的 $OAM_{\pm 1, 2}$ 模式. 与目前已知的利用氢氧焰制作螺旋光栅产生三阶 OAM 模式的方法相比, 本文方案的模式转换效率更高, 与传统二氧化碳激光器功率渐变逐点刻写的方法产生三阶 OAM 模式相比, 本文方案具有刻写精度更高、成功率更高、重复性更好的优点, 并且该方案具有被应用到更高阶 OAM 模式产生的潜力.

参考文献

- [1] Allen L, Beijersbergen M W, Spreeuw R J C, Woerdman J P 1992 *Phys. Rev. A* **45** 8185
- [2] Poynting J H 1909 *Proc. R. Soc. London Ser. A* **82** 560
- [3] Bliokh K Y, Rodríguez-Fortuño F J, Nori F, Zayats A V 2015 *Nat. Photonics* **9** 796
- [4] Vitullo D L, Leary C C, Gregg P, Smith R A, Reddy D V,

- Ramachandran S, Raymer M G 2017 *Phys. Rev. Lett.* **118** 083601
- [5] Grier D 2003 *Nature* **424** 810
- [6] Leach J, Jack B, Romero J, K Jha A, M Yao A, Frank-Arnold S, G Ireland D, W Boyd R, M Barnett S, J Padgett M 2010 *Science* **329** 662
- [7] Wang J, Yang J Y, Fazal I M, Ahmed N, Yan Y, Huang H, Ren Y X, Yue Y, Dolinar S, Tur M, Willner A E 2012 *Nat. Photonics* **6** 488
- [8] Bozinovic N, Yue Y, Ren Y, Tur M, Kristensen P, Huang H, Willner A E, Ramachandran S 2013 *Science* **340** 1545
- [9] Naidoo D, Roux F S, Dudley A, Litvin I, Piccirillo B, Marrucci L, Forbes A 2016 *Nat. Photonics* **10** 327
- [10] Cao H, Gao S C, Zhang C, Wang J, He D Y, Liu B H, Guo G C 2020 *Optica* **7** 232
- [11] Wen Y, Chremmos I, Chen Y, Zhu G, Zhang J, Zhu J, Zhang Y, Liu J, Yu S 2020 *Optica* **7** 254
- [12] Beijersbergen M W, Coerwinkel R P C, Kristensen M, Woerdman J P 1994 *Opt. Commun.* **112** 321
- [13] Marrucci L, Karimi E, Slussarenko S, Piccirillo B, Santamato E, Nagali E, Sciarrino F 2011 *J. Opt.* **13** 064001
- [14] Cai X, Wang J, Strain M J, Johnson-Morris B, Zhu J, Sorel M, O'Brien J, Thompson M, Yu S 2012 *Science* **338** 363
- [15] Zhao Z, Wang J, Li S, Willner A E 2013 *Opt. Lett.* **38** 932
- [16] Chen Y, Fang Z X, Ren Y X, Gong L, Lu R D 2015 *Appl. Opt.* **54** 8030
- [17] Fujisawa T, Saitoh K 2020 *Photonics. Res.* **8** 1278
- [18] Ramachandran, S, Kristensen P 2013 *Nanophotonics* **2** 455
- [19] Li S, Mo Q, Hu X, Du C, Wang J 2015 *Opt. Lett.* **40** 4376
- [20] Zhang W, Wei K, Huang L, Mao D, Jiang B, Gao F, Zhao J 2016 *Opt. Express* **24** 19278
- [21] Li Y, Jin L, Wu H, Gao S, Feng Y H, Li Z 2017 *Photonics. J.* **9** 1
- [22] Han Y, Liu Y G, Wang Z, Huang W, Chen L, Zhang H W, Yang K 2018 *Nanophotonics* **7** 287
- [23] Wu H, Gao S, Huang B, Feng Y, Huang X, Liu W, Li Z 2017 *Opt. Lett.* **42** 5210
- [24] Detani T, Zhao H, Wang P, Suzuki T, Li H 2021 *Opt. Lett.* **46** 949
- [25] Shao L, Liu S, Zhou M, Huang Z, Bao W, Bai Z, Wang Y 2021 *Opt. Express* **29** 43371
- [26] He X, Tu J, Wu X, Gao S, Shen L, Hao C, Li Z 2020 *Opt. Lett.* **45** 3621
- [27] Huang H, Milione G, Lavery M P J, Xie G, Ren Y, Cao Y, Ahmed N, Nguyen T A, Nolan D A, Li M, Tur M, Alfano R R, Willner A E 2015 *Sci. Rep.* **5** 1
- [28] Han Y, Liu Y G, Huang W, Wang Z, Guo J, Luo M 2016 *Opt. Express* **24** 17272
- [29] Anemogiannis E, Glytsis E N, Gaylord T K 2003 *J. Lightwave Technol.* **21** 218
- [30] Erdogan T 1997 *J. Lightwave Technol.* **15** 1277
- [31] Jin L, Jin W, Ju J, Wang Y 2010 *J. Lightwave Technol.* **28** 1745
- [32] Barshak E, Alexeyev C, Lapin B, Yavorsky M 2015 *Phys. Rev. A* **91** 033833
- [33] Bernas M, Zolnycz K, Napierkowski M, Statkiewicz G, Urbanczyk W 2021 *Opt. Lett.* **46** 4446
- [34] Pu G Q, Yi L L, Zhang L, Luo C, Li Z H, Hu W S 2020 *Light Sci. Appl.* **9** 13

Generation of all-fiber third-order orbital angular momentum modes based on femtosecond laser processing of long-period grating*

Wu Hang Chen Liao[†] Shu Xue-Wen Zhang Xin-Liang

(*Wuhan National Laboratory for Optoelectronics and School of Optical and Electronic Information,*

Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

(Received 9 October 2022; revised manuscript received 15 November 2022)

Abstract

The generation of orbital angular momentum (OAM) modes is very important, for they have a variety of applications such as in optical tweezers, quantum optics, and optical communication systems. Particularly, how can high-order OAM modes be generated efficiently in fibers with the advantage of low cost and compatible with fiber system? The Traditional method for first order to third order OAM is based on long period fiber grating (LPFG) fabricated by carbon dioxide laser. However, high power and large focused spot of carbon dioxide laser are unfavorable for stable and repeatable generation of higher-order OAM, which needs the LPFG with small grating pitch. In order to solve this problem, a third-order OAM mode converter based on femtosecond microfabrication is proposed and fabricated for the first time. With the advantage of 4.4 μm focused spot size near the core, lower power and lower heat absorption efficiency, this method can be more stable and promising. Therefore, we first carry out the mode filed analysis and simulate the intensity and phase profiles of the superposed mode field in LP odd-even mode on different scales and phases patterns to obtain OAM mode. Second, we use the coupled-mode theory to analyze and simulate the transmission spectrum of LPFG, which guides the setting of the grating parameters such as the grating pitch, the depth of modulation and the length of the grating. By experimental verification, an asymmetric modulated long-period fiber grating with a pitch setting to 194 μm is fabricated on a six-mode fiber. The fundamental mode can be converted into the third-order angular linear polarization mode LP_{31} mode with 98% mode conversion efficiency near 1550 nm, and further converted into the $\text{OAM}_{\pm 3}$ modes by superposition of the odd and even LP_{31} mode with $\pm\pi/2$ phase difference. At the same time, this fiber grating can also generate LP_{12} mode with 90% mode conversion efficiency near 1325 nm. Then we can take the same approach to transform LP_{12} mode into OAM modes with angular first-order as well as radial second-order. The experimental result is consistent with the simulation result. Thus, this scheme provides an idea for generating the high-order OAM modes in all-fiber systems by using only one grating with high repeatability.

Keywords: orbital angular momentum, fiber grating, fiber optics components, fiber optics communications

PACS: 42.50.Tx, 42.79.Dj, 42.81.Qb, 42.79.Sz

DOI: 10.7498/aps.72.20221928

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 61505060, 61631166003, 61675081, 61735006, 61927817).

[†] Corresponding author. E-mail: liaochenchina@hust.edu.cn

基于飞秒激光加工长周期光栅的全光纤三阶轨道角动量模式的产生

吴航 陈燎 舒学文 张新亮

Generation of all-fiber third-order orbital angular momentum modes based on femtosecond laser processing of long-period grating

Wu Hang Chen Liao Shu Xue-Wen Zhang Xin-Liang

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 72, 044201 (2023) DOI: 10.7498/aps.72.20221928

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.72.20221928>

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

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

长周期多芯手征光纤轨道角动量的调制

Modulation of orbital angular momentum in long period chirally-coupled-cores fiber

物理学报. 2019, 68(6): 064211 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20182036>

一种可用于轨道角动量的受激布里渊放大的光子晶体光纤放大器

Design of photonic crystal fiber amplifier based on stimulated Brillouin amplification for orbital angular momentum

物理学报. 2022, 71(7): 074206 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211909>

利用衍射光栅探测涡旋光束轨道角动量态的研究进展

Progress of detecting orbital angular momentum states of optical vortices through diffraction gratings

物理学报. 2018, 67(3): 034201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171899>

海洋湍流对光子轨道角动量量子通信的影响

Effects of ocean turbulence on photon orbital angular momentum quantum communication

物理学报. 2022, 71(1): 010304 <https://doi.org/10.7498/aps.71.20211146>

圆柱型光纤螺旋线圈轨道角动量模式

Orbital angular momentum mode of cylindrical spiral wave-guide

物理学报. 2020, 69(5): 054207 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20190997>

基于双层超表面的宽带、高效透射型轨道角动量发生器

Wideband and high efficiency orbital angular momentum generator based on bi-layer metasurface

物理学报. 2021, 70(3): 038101 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20200975>