

利用周期型正交二元相位板产生正方阵列涡旋和螺旋光场

李金龙¹, 宋洪胜¹, 张玉芹¹, 贺长伟¹, 李大伟², 刘轩^{1*}

¹山东建筑大学理学院, 山东 济南 250101;

²中国科学院上海光学精密机械研究所强激光材料重点实验室, 上海 201800

摘要 设计了一种周期型正交二元相位板,其具有周期型矩形调制单元,各单元的相位调制量为 0 或 π 。该相位板的空间频谱具有中心直流分量为 0 的特点,分别对该频谱中心区域的 4 个一级频谱点和 8 个二级频谱点进行相位调制,可得到正方阵列光斑和正方阵列涡旋。阵列涡旋中各涡旋光束的拓扑荷数 $l = \pm 1$,在空间交错分布。由于两个正方阵列光场在垂直传播方向的横向周期恰好重合,且两个光场沿光轴方向的波数不同,因此叠加之后可以形成强度分布随传输距离旋转的正方阵列螺旋,阵列中存在两种具有相反螺旋方向的螺旋光束,同样在空间呈交错分布。此外,讨论了产生最佳螺旋光束的相位板设计条件,并给出理想情况下系统的能量利用率,所得实验结果验证了该方法的可行性。

关键词 物理光学; 阵列涡旋; 阵列螺旋; 多光束干涉; 二元相位板; 相位调制

中图分类号 O436.1

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS230515

1 引言

涡旋光束具有 $\exp(i\theta)$ 的螺旋相位波前,光束中心存在相位奇点,光束横截面的强度分布呈甜甜圈状,其中 θ 为方位角, l 为拓扑荷数。涡旋光束所具有的特殊相位分布和强度结构,使其在光镊^[1]、超分辨率显微成像^[2-3]、原子引导^[4]和激光光学^[5]等领域体现出一系列特有的优势。此外,涡旋光束中光子携带的轨道角动量(OAM)在理论上拥有无限个正交本征态,这增加了光束的信息容量^[6];OAM还可以被用来控制微粒产生旋转,使得涡旋光束在通信^[7-8]和光学微操作^[9]等领域也具有重要的应用价值。涡旋光束和平面波干涉生成的螺旋光束具有螺旋强度分布,这种特殊的强度分布为研究者在非线性拓扑边缘孤子^[10-11]、异常拓扑相位^[12]和光子拓扑霍尔边缘状态^[13]等领域提供了潜在的研究平台。

由多个涡旋和螺旋光束按照一定间隔在空间排列构成的阵列涡旋和阵列螺旋,相对于单一光束增加了空间分布的自由度^[14],同时还存在多个相位奇点,在微粒捕获^[15-17]、材料加工^[18]、光学计量^[19]、量子处理^[20]和生物科学^[21-22]等领域具有一些潜在的应用价值和研究意义。阵列光场的广泛应用依赖于高质量光场的产生。目前,研究者们提出了一系列产生阵列涡旋或阵

列螺旋的方法,如利用分数泰伯效应^[23]、涡旋光束叠加^[24]、光栅衍射^[25]、多光束干涉^[26-27]或涡旋激光器直接产生^[28]等。利用分数泰伯效应产生的光场只有在特定传播距离处才能得到最佳效果^[29],通过光栅衍射生成的阵列涡旋光场在衍射方向上光强分布不均匀^[30],而涡旋激光器存在能量效率偏低的问题^[31]。相比于上述方法,多光束干涉法生成的光场具有空间传播不变性和高效率^[32]的特点。

Becker等^[33]推导出具有特定频谱分布的周期光场公式,并利用多光束干涉得到 3 种形状和排列形式不同的阵列涡旋和螺旋,从理论上证实了多光束干涉的可行性。Rong等^[34]基于特殊编码的二元相位板实现了多光束干涉,产生了阵列涡旋和螺旋,其使用的二元相位板呈三角形周期结构,为了得到最佳的阵列光场,需要严格计算相位板调制单元的相位调制量,该调制量通常是不具有特殊性的一般数值,这对相位板的加工提出了较高的要求。

基于多光束干涉原理,本文设计了一种周期型正交二元相位板,该相位板中呈矩形分布的调制单元具有固定的 0 或 π 的相位调制量,根据其空间频谱分布特性,分别对频谱中心区域 4 个一级频谱点和 8 个二级频谱点进行相位调制,可以生成正方阵列光斑和正方阵列涡旋。由于两个正方阵列光场具有相同的横向空间

收稿日期: 2023-02-06; 修回日期: 2023-02-28; 录用日期: 2023-03-12; 网络首发日期: 2023-04-01

基金项目: 山东省高校科研计划项目(J18KA223)、山东建筑大学博士科研基金(XNBS1714)

通信作者: *liuxuan@sdjzu.edu.cn

周期,且在光轴方向具有不同的波矢分量,两个光场叠加会形成强度分布随传输距离增加呈旋转变化的正方阵列螺旋光场,从而将涡旋光束的螺旋相位分布有效地转化为光场强度的空间螺旋结构。另外,本文还分析了产生具有最佳干涉效果的阵列螺旋的条件,并计算出理想条件下系统的能量效率,讨论了阵列螺旋光场的传播过程以及影响传播周期的因素。实验结果与模拟计算结果具有很好的一致性。所设计的二元相位板可以通过微加工技术进行制作,也可以由相位型空间光调制器来替代实现,使用方法和参数配置更具有灵活性,实验光路采用4f系统,具有简单、稳定和易于搭建的特点,是一种快速高效生成阵列涡旋和螺旋光场的方法。

2 周期型正交二元相位板的设计分析

目前,利用多光束干涉产生阵列涡旋和螺旋光场

的方法主要有两种:一种是在空间中布置多个彼此具有相位差的非共面光束,令它们在特定的位置处相互干涉生成阵列光场^[35],这对各光束在空间的精确定位有较高的要求;另一种是频域变换,在频谱面内设置多个位于同一个圆上且经过相位调制的对称点源,转换为对应平面波后相互干涉叠加生成阵列光场^[33]。基于第二种方法,本实验设计了一种用于生成正方阵列涡旋和螺旋光场的二元相位板。图1(a)所示为该相位板的结构,它在两个正交方向上具有相同的周期和结构分布,每个调制单元均是矩形,相位调制量为0或 π 。图1(a)中虚线显示了一个完整的二维相位调制周期,该调制周期具有两个完全相同的正交一维调制分量。图1(b)所示为相位板在一维方向的一个调制周期,周期长度用 $2a$ 表示。在该周期中, $0\sim b$ 和 $(a/2)+b\sim 3a/2$ 范围内的相位调制量为 π ,其他范围的相位调制量为0。

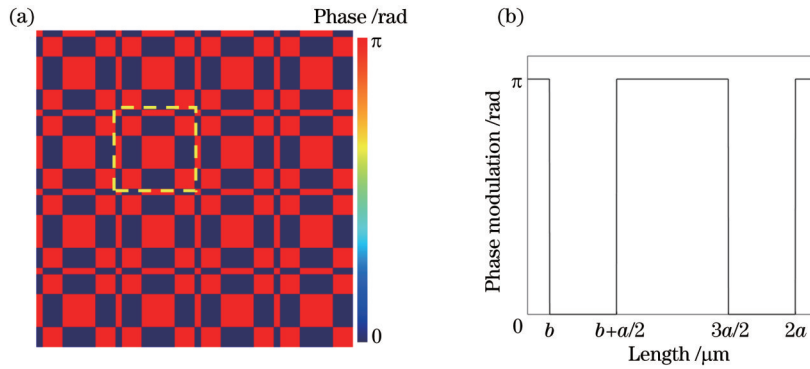


图1 二元相位板的结构和相位调制特性。(a)二元相位板的结构;(b)一维周期的相位调制特性

Fig. 1 Structure and phase modulation characteristics of binary phase plate. (a) Structure of binary phase plate; (b) phase modulation characteristics of one-dimensional period

基于以上分析,该相位板在两个正交方向的透过率函数均可以表示为

$$f(x) = \begin{cases} 1, & \frac{3}{2}a < x < 2a, b < x < \frac{a}{2} + b \\ -1, & \frac{a}{2} + b < x < \frac{3}{2}a, 0 < x < b \end{cases} \quad (1)$$

将图1(a)所示二元相位板的透过率函数 $f(x, y)$ 进行二维傅里叶级数展开,可得

$$f(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} C_m C_n \exp\left(\frac{i\pi m x}{a}\right) \exp\left(\frac{i\pi n y}{a}\right), \quad (2)$$

式中: m, n 为整数,表示傅里叶级数; C_m, C_n 为傅里叶系数,且

$$\begin{cases} C_m = \frac{1}{2a} \int_0^{2a} f(x) \exp\left(\frac{-i\pi m x}{a}\right) dx \\ C_n = \frac{1}{2a} \int_0^{2a} f(y) \exp\left(\frac{-i\pi n y}{a}\right) dy \end{cases} \quad (3)$$

经计算可得

$$C_0 = 0, \quad (4)$$

$$C_1 = \left[\cos\left(\pi \frac{b}{a}\right) - i \sin\left(\pi \frac{b}{a}\right) \right] \frac{1-i}{\pi} + \frac{i+1}{\pi}, \quad (5)$$

$$C_2 = \frac{i}{\pi} \left\{ 1 - \left[\cos\left(\frac{2\pi b}{a}\right) - i \sin\left(\frac{2\pi b}{a}\right) \right] \right\}, \quad (6)$$

式中: C_0, C_1 和 C_2 分别为中心直流分量、一级和二级频谱分量的振幅。由 $C_0 = 0$ 可知,该相位板的频谱中心直流分量为0。

3 模拟计算

图2(a)所示为上述二元相位板的空频谱,其在水平方向和竖直方向具有对称分布的结构,中心直流分量为0。通过空间滤波,只选取频谱中心区域的4个一级频谱点和8个二级频谱点,其归一化强度分布如图2(b)所示。

利用式(5)和式(6),可以得出图2(b)中各频谱点的相对相位值,计算结果表明,4个一级频谱点和8个二级频谱点分别具有相同的相位值。设二者对应的相位值分别为 φ_1 和 φ_2 ,由相位的描述公式可知,一、二级

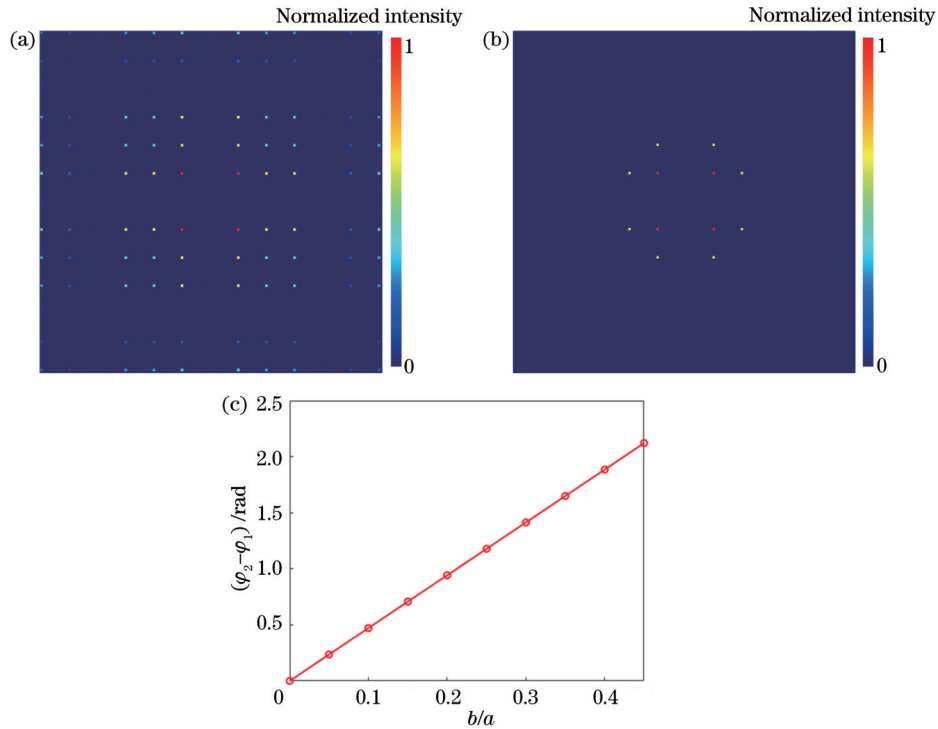


图 2 二元相位板频谱分布和相位值。(a)二元相位板频谱的归一化强度分布;(b)滤波后频谱的归一化强度分布;(c) $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 随 b/a 的变化关系

Fig. 2 Spectrum distribution and phase value of binary phase plate. (a) Normalized spectrum intensity distribution of binary phase plate; (b) normalized intensity distribution of the filtered spectrum; (c) relationship between $(\varphi_2 - \varphi_1)$ and b/a

频谱点的相位差 $(\varphi_2 - \varphi_1)$ 与相位板的参数 b/a 有关, 从图 2(c) 所示的计算结果可以看出, 二者呈线性变化关系。

3.1 一级频谱点经相位调制生成正方阵列光斑

如图 2(b) 所示, 位于频谱中心区域的 4 个一级频谱点, 且呈中心对称分布, 对这 4 个点源进行傅里叶变换, 所得到的平面波直接干涉可以产生阵列光斑。为了得到正方形分布的阵列光场, 需要对 4 个一级频谱点进行相位调制, 理论分析可得相位调制后 4 个频谱点的相对相位分布情况, 如图 3 所示。

相位调制后的 4 个点源经傅里叶透镜变换为 4 束

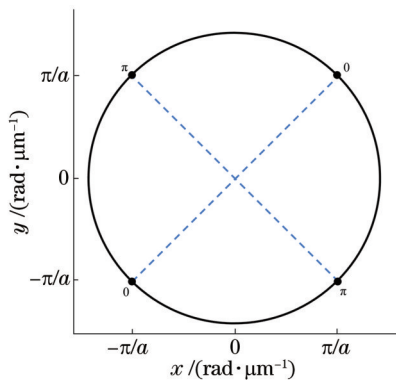


图 3 一级频谱点的相位分布

Fig. 3 Phase distribution of first-order spectrum spots

轴对称平行光束, 这 4 束光干涉产生的光场复振幅可以表示为

$$U_1(x, y) = 4C_1^2 \sin(k_1 x) \sin(k_1 y) \exp(ik_{z1} z), \quad (7)$$

式中: $k_1 = \pi/a$; $k_{z1} = \sqrt{k^2 - 2k_1^2}$, 为光场 U_1 沿光轴的波数; k 为波数, $k = 2\pi/\lambda$, λ 为波长; z 为传播距离。式 (7) 所对应光场的归一化强度和相位分布如图 4 所示, 可以看到, 4 束平面波干涉得到正方阵列光斑, 各光斑的相位为 0 或者 π , 相邻两个光斑的相位差为 π , 具有不同相位的光斑在空间交错分布。

3.2 二级频谱点经相位调制生成正方阵列涡旋

由 Becker 等^[33] 的研究可知, 位于同一个圆上对称分布的 8 个频谱点经过相位调制后可以生成阵列涡旋光场。利用所提出的二元相位板, 可以在空间产生类似的 8 个对称分布的频谱点, 由这 8 个频谱点可以实现 8 束平面波的相干叠加, 得到正方阵列涡旋。为了能够进一步得到正方阵列螺旋, 要求所产生的正方阵列涡旋中的涡旋光束空间分布应与正方阵列光斑中的光斑分布相同, 且涡旋光束的空间尺寸与阵列光斑场中的光斑尺寸相等。为实现上述目的, 需要对 8 个对称的频谱点进行相位调制, 经过理论分析, 相位调制后 8 个频谱点的相对相位分布情况如图 5 所示。

经过相位调制后的 8 个对称频谱点源经傅里叶透镜转换为 8 束对称的平行光束, 这 8 束光叠加干涉产生的光场复振幅可表示为

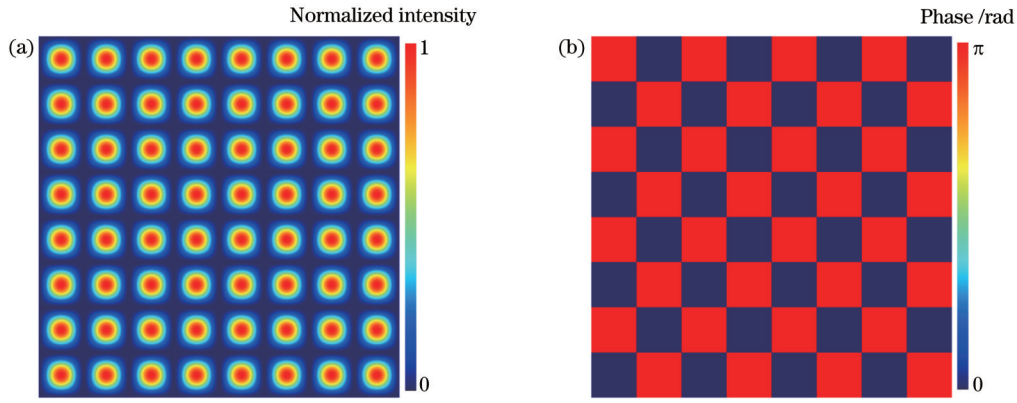


图 4 正方形阵列光斑模拟计算结果。(a)正方形阵列光斑归一化强度分布;(b)正方形阵列光斑相位分布

Fig. 4 Simulation results of square beam array. (a) Normalized intensity distribution of square beam array; (b) phase distribution of square beam array

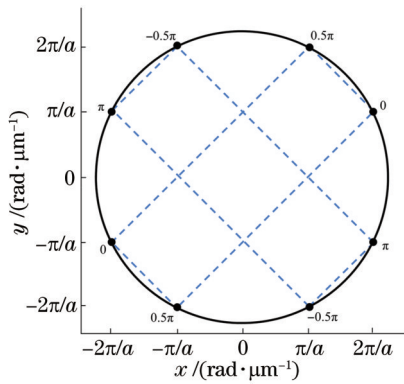


图 5 二级频谱点的相位分布

Fig. 5 Phase distribution of the second-order spectrum spots

$$U_2(x, y) = 4C_1C_2 \left[i \sin(k_1x) \sin(k_2y) + \sin(k_2x) \sin(k_1y) \right] \exp(ik_2z), \quad (8)$$

式中: $k_2 = 2k_1$; $k_{22} = \sqrt{k^2 - k_1^2 - k_2^2}$, 表示光场 U_2 沿光轴的波数。图 6 所示为由式(8)计算的光场归一化强度和相位分布。从图 6(b)所示的相位分布可以看出, 这 8 束光干涉得到正方形阵列涡旋场, 每个涡旋光束呈

方形分布, 其拓扑荷数为 +1 或 -1, 相邻涡旋光束的拓扑荷数符号相反, 呈现出棋盘状分布。

3.3 正方形阵列光斑和涡旋叠加生成正方形阵列螺旋光场

由于中心区域 4 个一级频谱点源形成的正方形阵列光斑和 8 个二级频谱点源形成的正方形阵列涡旋具有相同的横向空间周期, 且沿光轴方向的波矢不同, 两个光场叠加会形成强度分布随传输距离变化而发生旋转的正方形阵列螺旋光场。

由式(5)和式(6)可知, 当相位板的参数 b 和 a 的比值 b/a 增加时, C_1 和 C_2 分别呈现减小和增大的趋势, 进一步计算可得到 $|U_1/U_2|$ 与 b/a 的关系, 如图 7 所示。可以看到, 随着 b/a 的增加, 正方形阵列光斑在叠加场中的能量占比逐渐减小, 叠加光场样式将从趋近于阵列光斑, 转变为阵列螺旋, 最终变成趋近于阵列涡旋。

为了能够产生具有最佳干涉效果的正方形阵列螺旋, 需寻找阵列涡旋的最大值位置, 并让 4 个点源所生成的阵列光斑在相应位置的振幅与阵列涡旋相等。经过分析, 满足上述条件时, 要求在此位置阵列光斑和阵

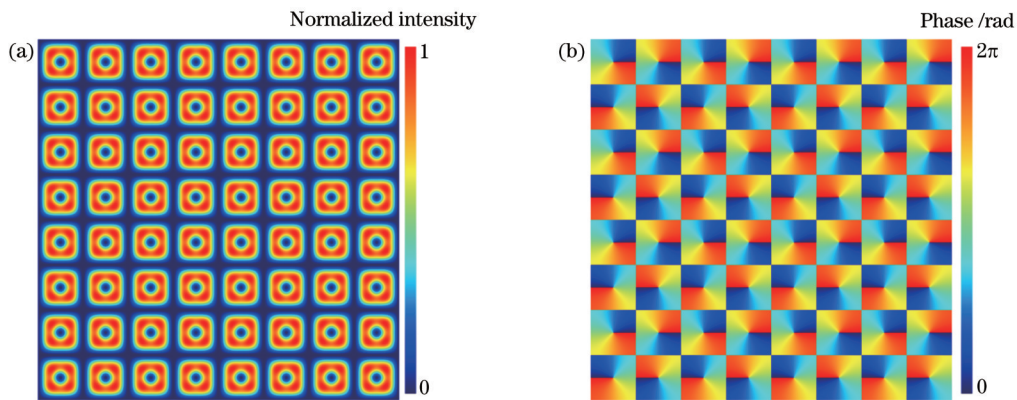


图 6 正方形阵列涡旋模拟计算结果。(a)正方形阵列涡旋归一化强度分布;(b)正方形阵列涡旋相位分布

Fig. 6 Simulation results of square optical vortex array. (a) Normalized intensity distribution of square optical vortex array; (b) phase distribution of square optical vortex array

列涡旋的振幅比 $|U_1/U_2|$ 为 $\sqrt{2}$ 。从图 7 可以看出,当满足 $|U_1/U_2| = \sqrt{2}$ 的条件时,相位板设计参数 b/a 的数值为

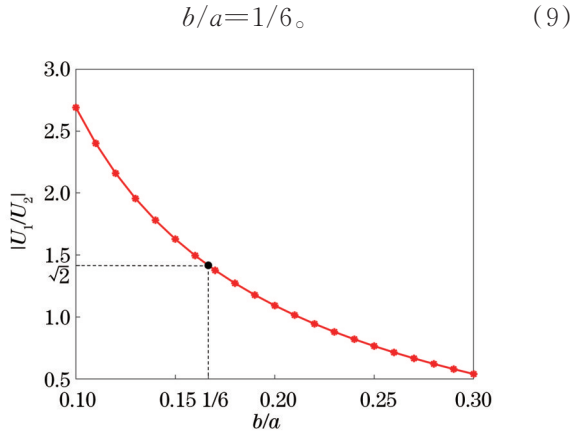


图 7 正方形阵列光斑和正方形阵列涡旋的振幅比 $|U_1/U_2|$ 与相位板参数 b/a 的变化曲线

Fig. 7 Curve of amplitude ratio $|U_1/U_2|$ between square beam array and square optical vortex array with phase plate parameter b/a

当相位板的参数满足式(9)时,对应产生的正方形阵列光斑和正方形阵列涡旋的振幅如图 8 所示。可以看到,正方形阵列光斑的光斑单元和正方形阵列涡旋的涡旋

单元具有相同的横向分布周期,且在涡旋光束振幅最大值(如 $a/4, 3a/4, 5a/4, 7a/4$ 等)处,光斑和涡旋具有相同的振幅值。

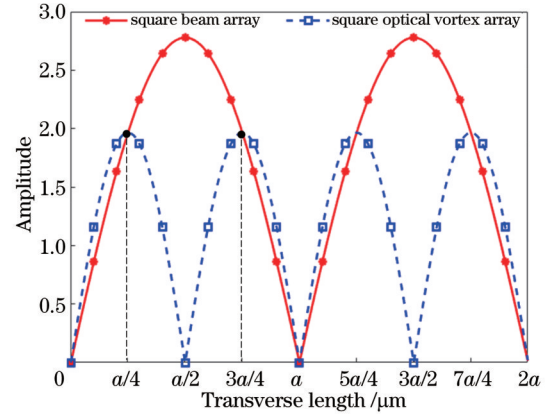


图 8 正方形阵列光斑和正方形阵列涡旋的振幅对比

Fig. 8 Amplitude comparison between square beam array and square optical vortex array

当 $b/a = 1/6$ 时,所设计相位板的正方形阵列螺旋光场归一化强度和相位分布如图 9 所示。可以看到:阵列场中螺旋光束对称分布,与涡旋光束相比,螺旋光束相位奇点的位置发生了偏移;相邻螺旋光束的相位旋转方向相反,这是由阵列涡旋中相邻涡旋光束的拓扑荷数符号相反造成的。

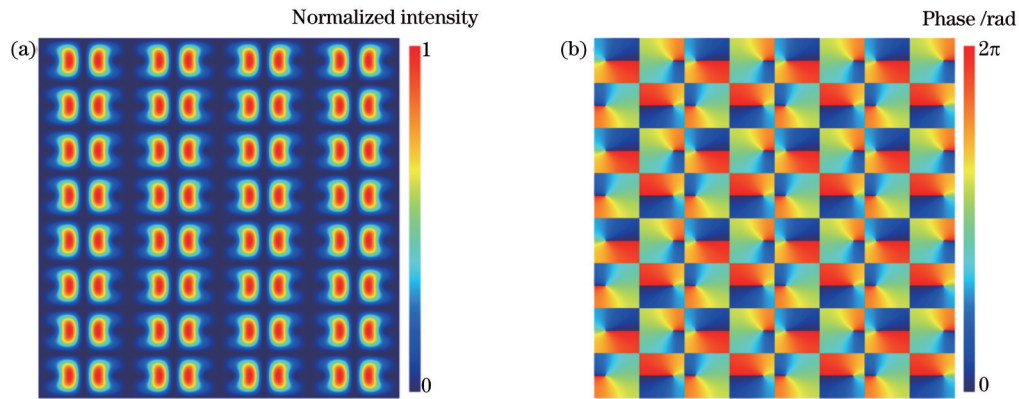


图 9 正方形阵列螺旋模拟计算结果。(a)正方形阵列螺旋归一化强度分布;(b)正方形阵列螺旋相位分布

Fig. 9 Simulation results of square optical helix array. (a) Normalized intensity distribution of square optical helix array; (b) phase distribution of square optical helix array

在理想情况下,利用该方法产生阵列螺旋的能量效率为

$$\eta = 4|C_1^2|^2 + 8|C_1C_2|^2 = 32.85\%。 (10)$$

3.4 正方形阵列螺旋在空间的传播

涡旋光束在传播过程中具有周期性,因此其和光斑叠加干涉生成的螺旋光束同样具有空间传播周期性,其周期长度 T 为

$$T = \frac{2\pi}{k_{z1} - k_{z2}}。 (11)$$

其中 T 和相位板设计参数 a 以及激光波长 λ 有关,通过

改变参数 a 可以得到不同传播周期的阵列螺旋。当 $a = 30 \mu\text{m}$ 、 $b = 5 \mu\text{m}$ 、 $\lambda = 0.6328 \mu\text{m}$ 时,可以计算得到 $T = 0.3793 \text{ m}$ 。

利用最佳干涉条件 $b/a = 1/6$ 设计二元相位板,由其生成的正方形阵列螺旋如图 10 所示,其中:图 10(a)为阵列螺旋在一个周期内传播的三维示意图,可以看到,每个阵列单元的强度沿着传播方向呈现螺旋状旋转变换;图 10(b)所示为正方形阵列螺旋在一个传播周期内不同位置($z = 0, z = T/3, z = 2T/3$ 和 $z = T$)处的强度分布,可以看到,在传播过程中阵列单元的强度

分布具有两个不同的旋转方向,且与螺旋光束的相位

旋转方向一致。

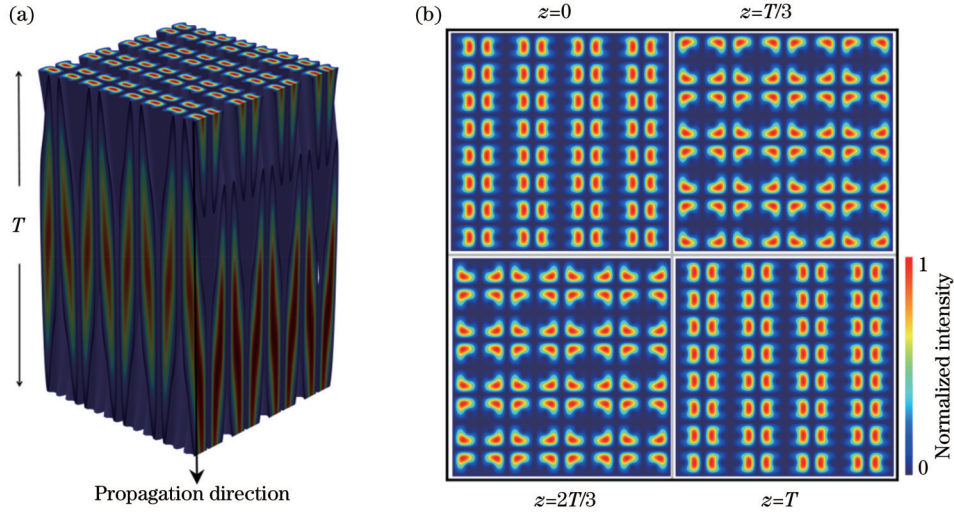


图 10 正方形阵列螺旋的传播。(a)正方形阵列螺旋传播的三维图示;(b)正方形阵列螺旋在不同传播距离处的归一化强度分布
Fig. 10 Propagation of square optical helix array. (a) Three-dimensional diagram of propagation of square optical helix array; (b) normalized intensity distribution of square optical helix array at different propagation distances

随着传输距离的进一步增大,阵列光斑振幅 C_1^2 和阵列涡旋的振幅 C_1, C_2 均会减小,但是阵列光斑振幅的衰减量较小,导致阵列涡旋在叠加场中的能量占比减小,阵列螺旋场中的螺旋状旋转的强度分布现象将逐渐消失;当传输距离进一步增加时,光场将演变为近似图 4(a)所示的阵列光斑状分布。

4 产生阵列光场的实验验证

搭建了实验系统对上述方法的可行性进行验证。所用实验光路本质上是一个 $4f$ 光路系统,如图 11 所

示,其中:PF 为针孔滤波器,对激光进行滤波和扩束;L1 为准直透镜,用于激光准直;L2 和 L3 是焦距均为 f 的透镜;PP 为周期型正交二元相位板,位于 L2 的前焦平面处;滤波器(filter)位于 L2 的后焦平面和 L3 的前焦平面处,滤波器为孔屏结构,滤波孔和特定频谱点的空间位置分布相对应,在滤波孔后放置特定厚度的透明介质来改变光程、实现相位调制,而透明介质的加工厚度可以结合图 3 和图 5 所示的相对相位调制量以及介质的折射率来确定;CCD 位于光路末端,用于记录光场的强度分布。

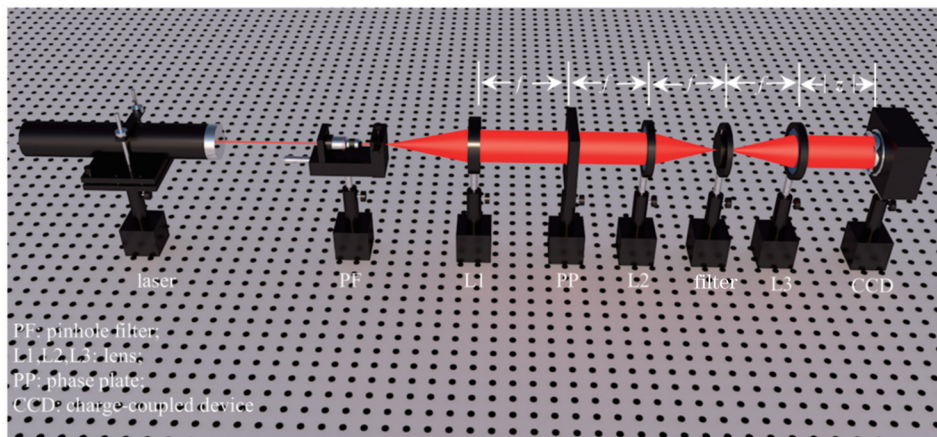


图 11 实验光路示意图
Fig. 11 Optical system diagram

图 12 所示为 CCD 记录的实验结果。图 12(a)、(b)分别为实验记录的正方形阵列光斑和正方形阵列涡旋场的强度分布。图 12(a)所示的阵列光斑呈方形阵列排列,这和模拟计算结果[图 4(a)]具有一致性;从图 12(b)可以看出,周期排列的阵列涡旋场中,每个涡

旋光束的中心区域强度为 0,这与图 6(a)所示的计算结果吻合;图 12(c)所示为实验得到的正方形阵列螺旋光场及其在不同传播距离($z=0, z=T/3, z=2T/3$ 和 $z=T$)处的强度分布,可以看到,阵列螺旋光斑在空间中传播时会发生旋转,且相邻光斑的旋转方向相

反,这与图 10 的理论计算结果基本一致。以上实验结果证明了所提方法的可行性。

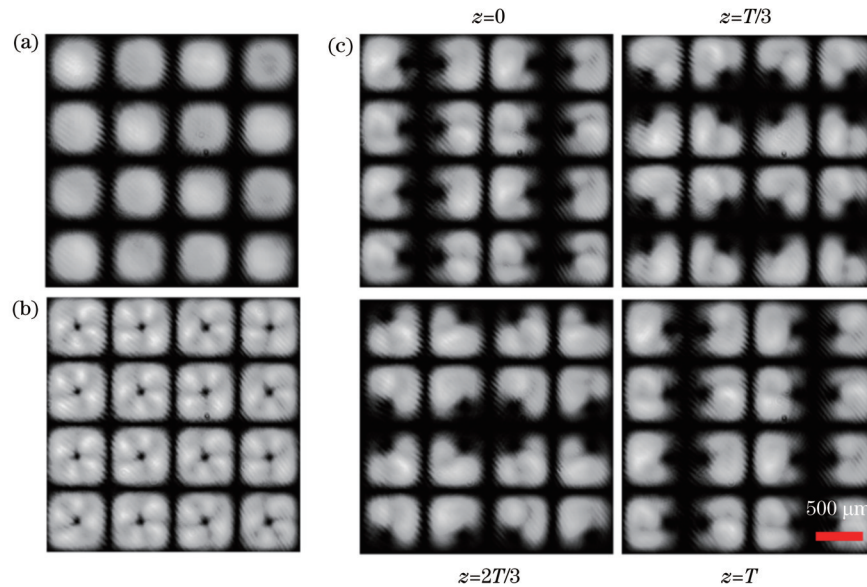


图 12 实验结果。(a) 正方形阵列光斑强度分布; (b) 正方形阵列涡旋强度分布; (c) 正方形阵列螺旋在不同传播距离处的强度分布
Fig. 12 Experimental results. (a) Intensity distribution of square beam array; (b) intensity distribution of square optical vortex array; (c) intensity distribution of square optical helix array at different propagation distances

5 结 论

提出一种利用周期型正交二元相位板产生正方形阵列涡旋和螺旋光场的方法。该相位板具有矩形调制单元,每个单元的相位调制量为 0 或者 π ,其频谱的中心直流分量为 0。对相位板的频谱进行滤波和相位调制后,可以分别得到由中心对称的一、二级频谱点产生的具有传播不变特性的正方形阵列光斑和正方形阵列涡旋光场。由于两个正方形阵列光场具有相同的横向空间周期,且在光轴方向的波矢不同,二者干涉叠加可以得到强度分布随传输距离变化而发生旋转的正方形阵列螺旋光场。经过分析,给出了在最佳干涉条件下产生阵列螺旋光场的相位板设计参数,此时系统的能量效率为 32.85%。此外,还对阵列螺旋光场在空间的传播特性进行了讨论,并通过实验验证了所提方法的可行性。所设计的相位板调制单元为规则的矩形,且相位调制量固定,这使其具有易于加工和制作的特点,有望成为一种高效产生阵列涡旋和螺旋光场的器件。

参 考 文 献

- [1] 屈檀, 吴振森, 韦尹煜, 等. 拉盖尔-高斯涡旋光束对生物细胞的散射特性分析[J]. 光学学报, 2015, 35(s1): s129002.
Qu T, Wu Z S, Wei Y Y, et al. Analysis of scattering of Laguerre-Gaussian vortex beam by biological cells[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(s1): s129002.
- [2] Padgett M J. Orbital angular momentum 25 years on[J]. Optics Express, 2017, 25(10): 11265-11274.
- [3] Zhao Z Y, Pu M B, Gao H, et al. Multispectral optical metasurfaces enabled by achromatic phase transition[J]. Scientific Reports, 2015, 5(1): 1-9.
- [4] 马志远, 陈康, 张明明, 等. 拉盖尔-高斯指数相位涡旋光束传输特性[J]. 光学学报, 2022, 42(5): 0526001.
Ma Z Y, Chen K, Zhang M M, et al. Propagation characteristics of Laguerre-Gaussian power-exponent-phase-vortex beams[J]. Acta Optica Sinica, 2022, 42(5): 0526001.
- [5] 于森, 王雅秋, 张鹤, 等. 改进的马赫-曾德尔干涉仪测量涡旋光束的轨道角动量[J]. 激光与光电子学进展, 2022, 59(17): 1705001.
Yu M, Wang Y Q, Zhang H, et al. Measuring orbital angular momentum of vortex beam using modified Mach-Zehnder interferometer[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2022, 59(17): 1705001.
- [6] Shapiro J H, Guha S, Erkmen B I. Ultimate channel capacity of free-space optical communications[J]. Journal of Optical Networking, 2005, 4(8): 501-516.
- [7] Jensen M O, Brett M J. Square spiral 3D photonic bandgap crystals at telecommunications frequencies[J]. Optics Express, 2005, 13(9): 3348-3354.
- [8] 叶玉儿, 李军依, 曹萌, 等. 双模式涡旋光束的轨道角动量的精确识别[J]. 激光与光电子学进展, 2021, 58(18): 1811021.
Ye Y E, Li J Y, Cao M, et al. Accuracy recognition of orbital angular momentum of dual-mode vortex beams[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2021, 58(18): 1811021.
- [9] Huang H, Cao Y W, Xie G D, et al. Crosstalk mitigation in a free-space orbital angular momentum multiplexed communication link using 4x4 MIMO equalization[J]. Optics Letters, 2014, 39(15): 4360-4363.
- [10] Lumer Y, Plotnik Y, Rechtsman M C, et al. Self-localized states in photonic topological insulators[J]. Physical Review Letters, 2013, 111(24): 243905.
- [11] Leykam D, Chong Y D. Edge solitons in nonlinear-photonic topological insulators[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(14): 143901.
- [12] Leykam D, Rechtsman M C, Chong Y D. Anomalous topological phases and unpaired Dirac cones in photonic Floquet topological insulators[J]. Physical Review Letters, 2016, 117(1): 013902.
- [13] Noh J, Huang S, Chen K P, et al. Observation of photonic topological valley hall edge states[J]. Physical Review Letters, 2018, 120(6): 063902.

- [14] 高垣梅, 尚春雷, 卢城臻, 等. 涡旋阵列光场与涡旋光镊技术[J]. 山东师范大学学报(自然科学版), 2020, 35(4): 379-394.
Gao Y M, Shang C L, Lu C Z, et al. Vortex array optical field and vortex optical tweezers technology[J]. Journal of Shandong Normal University (Natural Science), 2020, 35(4): 379-394.
- [15] Kuo C F, Chu S C. Numerical study of the properties of optical vortex array laser tweezers[J]. Optics Express, 2013, 21(22): 26418-26431.
- [16] Paterson L, MacDonald M P, Arlt J, et al. Controlled rotation of optically trapped microscopic particles[J]. Science, 2001, 292(5518): 912-914.
- [17] Guo C S, Yu Y N, Hong Z P. Optical sorting using an array of optical vortices with fractional topological charge[J]. Optics Communications, 2010, 283(9): 1889-1893.
- [18] Kondo T, Matsuo S, Juodkazis S, et al. Multiphoton fabrication of periodic structures by multibeam interference of femtosecond pulses[J]. Applied Physics Letters, 2003, 82(17): 2758-2760.
- [19] Masajada J. Small-angle rotations measurement using optical vortex interferometer[J]. Optics Communications, 2004, 239(4/5/6): 373-381.
- [20] Mair A, Vaziri A, Weihs G, et al. Entanglement of the orbital angular momentum states of photons[J]. Nature, 2001, 412(6844): 313-316.
- [21] Zhu L H, Tang M, Li H H, et al. Optical vortex lattice: an exploitation of orbital angular momentum[J]. Nanophotonics, 2021, 10: 2487-2496.
- [22] Long Z X, Zhang H, Tai Y P, et al. Optical vortex array with deformable hybrid Ferris structures[J]. Optics & Laser Technology, 2022, 145: 107524.
- [23] Lu Y, Jiang B, Lü S C, et al. Arrays of Gaussian vortex, Bessel and Airy beams by computer-generated hologram[J]. Optics Communications, 2016, 363: 85-90.
- [24] Li L, Chang C L, Yuan X Z, et al. Generation of optical vortex array along arbitrary curvilinear arrangement[J]. Optics Express, 2018, 26(8): 9798-9812.
- [25] Fu S Y, Wang T L, Gao C Q. Perfect optical vortex array with controllable diffraction order and topological charge[J]. Journal of the Optical Society of America A, 2016, 33(9): 1836-1842.
- [26] Lyu J, Lu C Z, Shang C L, et al. Observation of three-dimensional periodic vortex photonic lattices[J]. Superlattices and Microstructures, 2019, 130: 147-152.
- [27] 秦雪云, 朱刘昊, 台玉萍, 等. 多平面波干涉的光学涡旋晶格特性研究[J]. 光学学报, 2021, 41(21): 2126001.
Qin X Y, Zhu L H, Tai Y P, et al. Properties of optical vortex lattice generated via multiple plane wave interference[J]. Acta Optica Sinica, 2021, 41(21): 2126001.
- [28] Yuan Y, Tong L Y, Cai F X, et al. Direct generation of optical vortex arrays by rotating in an all-solid-state Yb: CALGO laser[J]. Optical Materials Express, 2021, 11(6): 1594-1602.
- [29] Wei G X, Lu L L, Guo C S. Generation of optical vortex array based on the fractional Talbot effect[J]. Optics Communications, 2009, 282(14): 2665-2669.
- [30] Yu J J, Zhou C H, Jia W, et al. Generation of dipole vortex array using spiral Dammann zone plates[J]. Applied Optics, 2012, 51(28): 6799-6804.
- [31] Chen D M, Miao Y J, Wang H J, et al. Vortex arrays directly generated from an efficient diode-pumped microchip laser[J]. Journal of Physics: Photonics, 2020, 2(3): 035002.
- [32] Bouchal Z. Nondiffracting optical beams: physical properties, experiments, and applications[J]. Czechoslovak Journal of Physics, 2003, 53(7): 537-578.
- [33] Becker J, Rose P, Boguslawski M, et al. Systematic approach to complex periodic vortex and helix lattices[J]. Optics Express, 2011, 19(10): 9848-9862.
- [34] Rong Z Y, Han Y J, Zhang L, et al. Generation of a vortex and helix with square arrays with high-efficiency by the use of a 2D binary phase mask[J]. OSA Continuum, 2019, 2(12): 3482-3489.
- [35] Shi Z W, Preece D, Zhang C S, et al. Generation and probing of 3D helical lattices with tunable helix pitch and interface[J]. Optics Express, 2019, 27(1): 121-131.

Generation of Square Optical Vortex Array and Optical Helix Array by Periodic Orthogonal Binary Phase Plate

Li Jinlong¹, Song Hongsheng¹, Zhang Yuqin¹, He Changwei¹, Li Dawei², Liu Xuan^{1*}

¹School of Science, Shandong Jianzhu University, Jinan 250101, Shandong, China;

²Key Laboratory of Materials for High Power Laser, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract

Objective Due to its peculiar phase and intensity distribution, the vortex beam has attracted extensive attention in particle manipulation and communication. Interference of a vortex beam with a plane wave can generate a helix beam with peculiar helical intensity distribution, providing a potential research platform for studying nonlinear topological edge solitons and anomalous topological phases. Multiple vortex and helix beams arrange in a specific distribution to form the field of the optical vortex array (OVA) and optical helix array (OHA). The array has multiple phase singularities compared to a single beam, which has essential applications in multi-particle manipulation and multi-channel communication. The wide-ranging applications of array fields rely on generating high-quality optical fields. Currently, various methods have been proposed to generate OVA and OHA, such as using fractional Talbot effect, grating diffraction, or direct adoption of vortex lasers. In these methods, by employing the fractional Talbot effect, the field with the best contrast can only be obtained at a specific distance. The intensity distribution of the OVA generated by grating diffraction is not uniform, and

the vortex laser suffers from low energy efficiency. Compared to the above-mentioned methods, the field generated by the multi-beam interference features propagation invariance and high efficiency and becomes one way to generate the OVA and OHA. Therefore, the adoption of multi-beam interference to generate OVA and OHA is of potential research significance.

Methods Based on the principle of multi-beam interference, a periodic orthogonal binary phase plate is designed for generating square optical vortex array (SOVA) and square optical helix array (SOHA) fields. After filtering the spectrum of the phase plate, four symmetric spots in the central region of the spectrum and eight symmetric spots in the subcentral region of the spectrum are modulated separately. Then, the corresponding beams of these spots are obtained by the Fourier transform, and they interfere with each other to generate a square beam array (SBA) and a SOVA. The interference superposition of SBA and SOVA results in SOHA.

Results and Discussions The designed binary phase plate has the same period and structure in two orthogonal directions. The difference in the phase modulation quantities of adjacent rectangular phase modulation units is π (Fig. 1). The central direct component of its spatial spectrum is 0. After filtering the spectrum, four spots of the central region and eight spots of the subcentral region are preserved (Fig. 2). First, phase modulation is performed on the four-point sources located in the central region (Fig. 3). After phase modulation, the SBA can be generated by four-point sources (Fig. 4). In the SBA, the beam is distributed in a checkerboard shape, and the phase difference between adjacent beams is π . Then, phase modulation is performed on eight points located in the subcentral region (Fig. 5). The SOVA can be generated by the phase-modulated eight points (Fig. 6). There are two kinds of staggered vortex beams with topological charge $l = \pm 1$ in the array. The SOHA can be obtained by interfering with the SOVA and SBA, and the design parameters of the binary phase plate should meet $b/a = 1/6$ (Fig. 7) to obtain SOHA with the best interference effect. Under such conditions, the SOVA and SBA have the same transverse distribution period. At the maximum amplitude of the vortex beam, the beams in SBA have the same amplitude value (Fig. 8). In this case, the phase change direction of adjacent helix beams in the SOHA obtained is opposite (Fig. 9). With the SOHA propagation, the intensity of helix beams presents a spiral distribution along the optical axis. The rotation directions of adjacent helix beams are opposite (Fig. 10). Finally, we build a $4f$ optical path for experimental verification (Fig. 11) and obtain experimental results consistent with the theoretical results (Fig. 12).

Conclusions In conclusion, we propose a method of generating SOVA and SOHA fields by utilizing a periodic orthogonal binary phase plate. The phase modulation of each unit of the phase plate is 0 or π , and the central direct component of the spectrum of the phase plate is 0. By filtering and phase modulation of the phase plate spectrum, the SBA and the SOVA fields with propagation invariant characteristics can be generated by four spots in the central region and eight spots in the subcentral region respectively. There are two kinds of vortex beams with topological charge $l = \pm 1$ in the array. The two square array fields have the same transverse spatial period, and the wave vectors of the two square array fields in the optical axis direction are different. Therefore, the SOHA in which intensity distribution rotates with the changing transmission distance can be obtained by the interference superposition of the SBA and the SOVA. The SOHA has two kinds of helix beams with opposite rotation directions. When the parameter of the phase plate is $b/a = 1/6$, the SOHA with the best contrast can be generated. Simulation and experimental results demonstrate the feasibility of the proposed method.

Key words physical optics; optical vortex array; optical helix array; multi-beam interference; binary phase plate; phase modulation