

基于马赫-曾德尔干涉仪生成矢量涡旋光束

官洪旭, 贾信庭, 陶珺, 卢景琦

武汉理工大学理学院, 湖北 武汉 430070

摘要 提出了一种基于马赫-曾德尔干涉仪(MZI)产生高阶庞加莱球上任意矢量涡旋光束的方法。利用半波片和偏振分光棱镜组合调节支路光束振幅, 搭配常用的两个半波片组调节合成光束的相位, 进而生成并变换矢量涡旋光束, 优化了传统的实验光路, 降低了光束能量损耗, 利用 $1/4$ 波片实现不同高阶庞加莱球上矢量涡旋光束的变换。与现有的基于马赫-曾德尔干涉仪矢量光束生成方法比较, 该光路结构简单, 光束转换效率提高。在理论上, 通过琼斯矩阵计算, 在拓扑荷数为 $m = \pm 1$ 高阶庞加莱球上得到了各矢量涡旋光束的偏振态。根据该方法搭建了一套矢量涡旋光束产生的实验光路, 实验结果与理论分析一致, 证明了这种方法的实用性。

关键词 物理光学; 矢量涡旋光束; 马赫-曾德尔干涉仪; 高阶庞加莱球

中图分类号 O436.3

文献标识码 A

doi: 10.3788/CJL201845.0105001

Generating of Vector Vortex Beams Based on Mach-Zehnder Interferometer

Gong Hongxu, Jia Xinting, Tao Jun, Lu Jingqi

School of Science, Wuhan University of Technology, Wuhan, Hubei 430070, China

Abstract A method based on Mach-Zehnder interferometer (MZI) to generate arbitrary vectorial vortex beams in a higher-order Poincare sphere is proposed. The combination of half-wave plate and polarization beam splitter prism is used to adjust the amplitude of branch beam, and the two common half-wave plates are used to adjust the phase of the composite beam in order to generate and transform the vector vortex beam. The traditional experimental optical path is optimized, the energy loss of the beam is reduced, and the transformation of the vector vortex beam on the different high-order Poincare spheres is realized by the quarter-wave plate. Compared with the existing Mach-Zehnder interferometer-based vector beam generation method, the optical path structure is simple and the beam conversion efficiency is improved. Theoretically, the polarization state of each vector vortex beam on Poincare sphere with topological charge $m = \pm 1$ is obtained by Jones matrix calculation. According to this method, a set of experimental light path of vector vortex beam is set up. The experimental results agree well with the theoretical analysis, which proves the practicability of this method.

Key words physical optics; vector vortex beams; Mach-Zehnder interferometer; high order Poincare sphere

OCIS codes 260.5430; 230.6120; 140.3295; 140.3300

1 引 言

矢量光束作为一种新型偏振光束, 不同于传统线偏振光和椭圆偏振光, 它具有空间变化的偏振态分布, 近年来备受瞩目。其中, 作为矢量光束的一种特殊形式, 横截面上偏振态轴对称分布的光束通常被称为柱矢量光束^[1], 这种独特的偏振态结构使得

柱矢量光束在光学理论研究和工程领域都有较大的发展潜力。例如, 在高数值孔径紧聚焦作用下, 径向偏振光会在光轴中心焦点处产生小尺寸的、很强的纵向电场分量^[2]; 角向偏振光束会保持中空环状的光强分布, 并得到纯纵向磁场分量^[3]。不同的偏振分布在紧聚焦作用下会产生不同的效果, 正是这种特性, 使偏振结构变化多样的矢量涡旋光束在光学

收稿日期: 2017-08-24; 收到修改稿日期: 2017-09-06

基金项目: 国家自然科学基金(61505151)

作者简介: 官洪旭(1992—), 男, 硕士研究生, 主要从事激光原理与应用等方面的研究。E-mail: gonghongxu@163.com

导师简介: 卢景琦(1972—), 男, 博士, 教授, 主要从事激光原理与应用等方面的研究。

E-mail: lujingqi@whut.edu.cn(通信联系人)

俘获与控制^[4-6]、粒子加速^[7]、激光加工^[8-9]、光信息传输^[10-12]和高分辨成像技术^[13]等领域中都有广泛的应用前景。

近年来,人们提出了很多矢量光束的产生方法^[14],大体可归纳为两大类:在激光谐振腔内直接产生和在激光谐振腔外转换产生^[15]。在激光谐振腔内直接产生的方法是指在谐振腔内部设计特殊的光路结构,使激光光束在激光器内部直接生成固定模式的矢量光束;在激光谐振腔外产生的主要方法中,一是将矢量光束计算的全息图刻蚀在特定材料的载体上,直接将激光光束转变成固定模式的矢量光束^[3],二是基于各种干涉光路的生成,如马赫-曾德尔干涉仪^[1,16]、萨格纳克干涉仪^[17-19]等。随着矢量光束生成方法的逐渐成熟,灵活性很强的干涉仪生成法被大量地开发优化。其中基于萨格纳克干涉仪的生成方法因其传输的两束光的光路相同,故生成的光束具有高稳定性和高质量,但简易的光路结构限制了其生成光束的多样性;现有的基于马赫-曾德尔干涉仪的方法可以生成多种形式的矢量涡旋光束,但光路复杂,极大地降低了光束的转换效率。在理论研究过程中,研究不同类型的矢量涡旋光束至关重要。因此优化基于马赫-曾德尔干涉仪方法,实现低损耗、稳定以及多模式的矢量涡旋光束的生成具有现实意义。

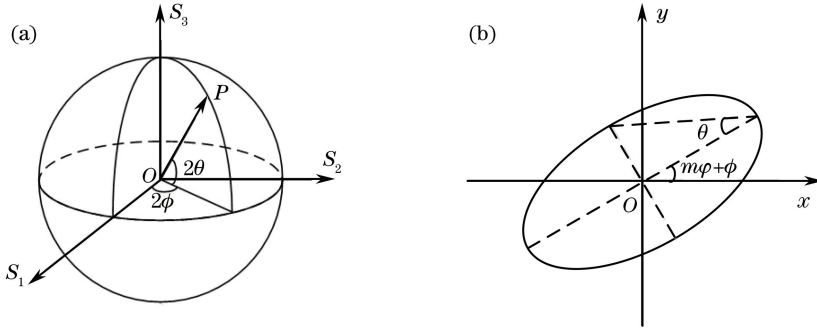


图 1 (a) 庞加莱球; (b) P 点的椭圆偏振态

Fig. 1 (a) Poincaré sphere; (b) elliptically polarized states of point P

矢量涡旋光束在光束横截面不同位置上的偏振态与方位角 φ 和拓扑荷数 m 两个因素有关。 θ 为椭圆率角, $\theta > 0$ 代表左旋, $\theta < 0$ 代表右旋; ϕ 为初始椭圆方位角, θ 和 ϕ 决定了偏振椭圆的形状。球坐标 2θ 和 2ϕ 中的系数 2 是为了保证球面上的点和偏振态一一对应^[21]。

根据(1)式,结合庞加莱球的坐标,点 $(2\phi, \pi/2)$ 和 $(2\phi, -\pi/2)$ 对应的琼斯矢量表达式分别为

$$\mathbf{E}(2\phi, \pi/2) = [E_{x_0} \quad E_{y_0}]^T =$$

本文利用液晶空间光调制器(LCSLM)生成涡旋光束,该光束经过由两个偏振分光棱镜搭建的马赫-曾德尔干涉仪的合成光路产生矢量涡旋光束,通过一个半波片和两个级联的半波片组分别调节矢量涡旋光的振幅和相位以改变偏振形态,实现庞加莱球上矢量涡旋光束的转变,进而产生高阶庞加莱球上任意矢量涡旋光束,简化光路结构,提高能量转换效率,为今后矢量涡旋光束的研究及应用提供新的方法和条件。同时,也提出了基于 $1/4$ 波片实现同阶不同号高阶庞加莱球上矢量涡旋光束的转变,并通过理论分析和实验验证其可行性。

2 基本原理

高阶庞加莱球是一个描述矢量涡旋光束偏振态的单位球^[1,16],如图 1(a)所示。与传统的庞加莱球类似,高阶庞加莱球表面的任意一点 P 对应唯一的一种偏振态 $\mathbf{E}(2\phi, 2\theta)$,如图 1(b)所示。其中球坐标为 $(2\phi, 2\theta)$ 任意一点的琼斯矢量形式为^[20]

$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(m\varphi + \phi)\cos\theta - i\sin(m\varphi + \phi)\sin\theta \\ \sin(m\varphi + \phi)\cos\theta + i\cos(m\varphi + \phi)\sin\theta \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 m 是关于轨道角动量的整数,称为拓扑荷数; $\varphi = \arctan(y/x)$, 对应极坐标下的方位角^[1]; $(m\varphi + \phi)$ 为矢量涡旋光束的椭圆方位角。

$$\frac{\sqrt{2}}{2} [1 \quad i]^T \exp[-i(m\varphi + \phi)], \quad (2)$$

$$\mathbf{E}(2\phi, -\pi/2) = [E_{x_1} \quad E_{y_1}]^T = \frac{\sqrt{2}}{2} [1 \quad -i]^T \exp[i(m\varphi + \phi)]. \quad (3)$$

由(2)式和(3)式的琼斯矢量表达式可知,点 $(2\phi, \pi/2)$ 为左旋圆偏振涡旋光束,点 $(2\phi, -\pi/2)$ 为右旋圆偏振涡旋光束。

当 $m = +1$ 时,点 $(0, 0)$ 和点 $(\pi, 0)$ 的琼斯矢量

表达式分别为

$$\mathbf{E}^{+1}(0,0) = \begin{bmatrix} E_{x_2} \\ E_{y_2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ \sin \varphi \end{bmatrix}, \quad (4)$$

$$\mathbf{E}^{+1}(\pi,0) = \begin{bmatrix} E_{x_3} \\ E_{y_3} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\sin \varphi \\ \cos \varphi \end{bmatrix}. \quad (5)$$

由(4)式和(5)式的琼斯矢量表达式可知,点

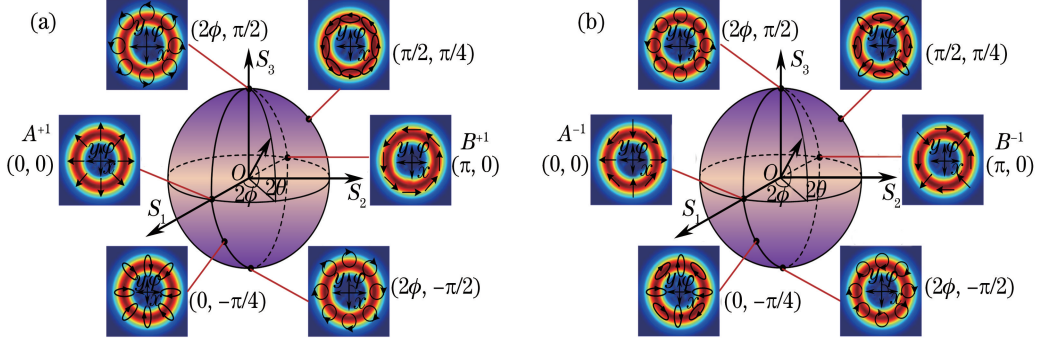


图 2 高阶庞加莱球。(a) $m = +1$; (b) $m = -1$

Fig. 2 High-order Poincaré sphere. (a) $m = +1$; (b) $m = -1$

在矢量涡旋光束生成的理论分析上,联合(2)式和(3)式,得到

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp[-i(m\varphi + \phi)] + \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \exp[i(m\varphi + \phi)] = \sqrt{2} \begin{bmatrix} \cos(m\varphi + \phi) \\ \sin(m\varphi + \phi) \end{bmatrix}, \quad (6)$$

式中当 $m = +1, 2\phi = 0$ 时,(6)式得到的结果为 $\sqrt{2} [\cos \varphi \quad \sin \varphi]^T$,是(4)式对应的径向偏振光束。由此可知,通过拓扑荷数相反的左旋和右旋圆偏振涡旋光的叠加,可以得到径向偏振光束以及其他矢量涡旋光束。

拓扑荷数不变,交换左旋和右旋圆偏振涡旋光束的方向,则得到

$$\frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \exp[-i(m\varphi + \phi)] + \frac{\sqrt{2}}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \exp[i(m\varphi + \phi)] = \sqrt{2} \begin{bmatrix} \cos(-m\varphi - \phi) \\ \sin(-m\varphi - \phi) \end{bmatrix}. \quad (7)$$

左旋和右旋圆偏振涡旋光束偏振方向可以通过 $1/4$ 波片改变。通过计算可知,当 $m = +1, 2\phi = 0$ 时,(7)式得到的结果为 $\sqrt{2} [\cos \varphi \quad -\sin \varphi]^T$,是 $m = -1$ 的高阶庞加莱球上坐标为 $(0,0)$ 的光束。对比(6)式和(7)式,只需将光束矩阵(6)式中的 m 换成 $-m, \phi$ 换成 $-\phi$ 就可以得到(7)式。由此说

$A(0,0)$ 为径向偏振光束,点 $B(\pi,0)$ 为角向偏振光束。因此,通过矢量涡旋光束的琼斯矢量,可以推导出任意阶庞加莱球上光束的偏振态分布。 $m = \pm 1$ 的高阶庞加莱球如图 2 所示。图 2 中,赤道上的点表示柱矢量光束,两个极点分别表示左旋和右旋圆偏振涡旋光束,赤道与极点之间的点表示椭圆偏振涡旋光束。

明, $1/4$ 波片可以将 $+1$ 阶庞加莱球上的矢量涡旋光束变换为 -1 阶庞加莱球上对应的矢量涡旋光束,而且变换的两点纬度 ϕ 符号相反。公式没有涉及到经度 2θ ,但实验证明可以通过振幅调节实现沿经线的矢量涡旋光束变换,经度 2θ 符号与 $+1$ 阶庞加莱球上矢量涡旋光束的经度符号相反。根据上述分析,利用 $1/4$ 波片在保证拓扑荷数不变的情况下可相互改变左旋和右旋圆偏振涡旋光束的偏振方向,实现同阶不同号高阶庞加莱球上矢量涡旋光束的生成和转换。

基于上述理论分析,采用液晶空间光调制器搭配基于马赫-曾德尔干涉仪实验合束光路的方法来产生 $m = \pm 1$ 高阶庞加莱球上的任意矢量涡旋光束,实验装置如图 3 所示。

从 He-Ne 激光器 (632.8 nm、21.0 mW、Thorlabs) 出射的水平线偏振激光束通过扩束镜准直后照射到液晶空间光调制器 (Pluto-BB, Holoeye) 上,光束由空间光调制器添加一个螺旋相位后经过半波片 H1 进入马赫-曾德尔干涉光路。其中,H1 的作用是将水平的线偏振光变换成与 x 轴成一定角度的线偏振光,然后利用偏振分光棱镜将倾斜的线偏振光分为水平和竖直的线偏振光,达到动态调节干涉光路中两束正交线偏振光振幅的作用,实现生成光束偏振态在高阶庞加莱球上沿经线的转变。H1 的初始位置在快轴方向与 x 轴的夹角为 67.5° ,

此时 H1 将水平线偏振光束调节成与 x 轴成 45° 的线偏振光, 以保证进入马赫-曾德尔干涉两条支路的 P 光和 S 光的振幅相同, 规定逆时针旋转波片改变

的角度 α^{+1} 为正, 顺时针旋转波片改变的角度 α^{+1} 为负, 具体对应的关系为

$$\alpha^{+1} = \theta/2. \quad (8)$$

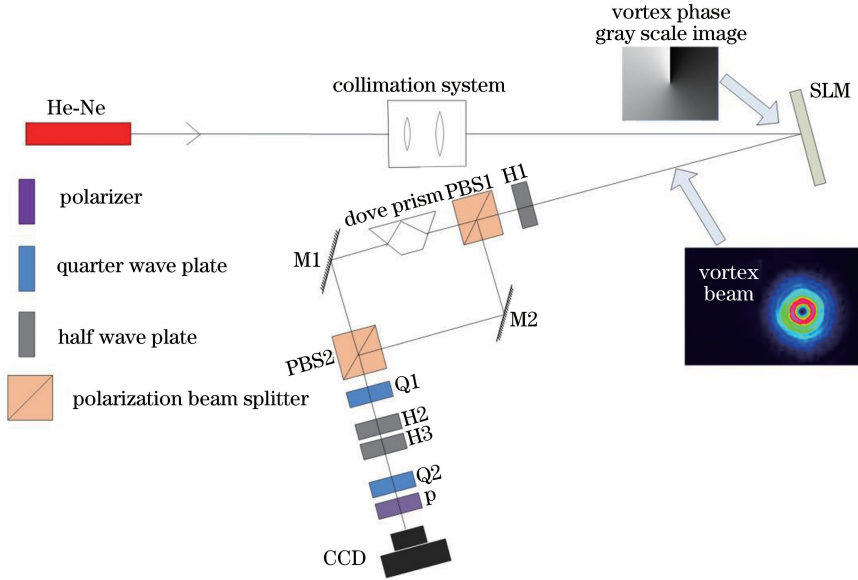


图 3 生成矢量涡旋光束的实验装置图

Fig. 3 Experimental setup for generating vector vortex beam

半波片将入射的水平线偏振光调制成斜向线偏振光, 然后经过偏振分光棱镜, 将水平线偏振光和竖直线偏振光分束, 通过改变线偏振光束的倾斜角度实现振幅调节的目的, 如图 4 所示。这种通过半波片搭配偏振分光棱镜调节两条支路振幅的方法简化了光路, 通过减少光学元件的使用数量, 降低了能量损耗。同时由 PBS1、PBS2 以及两个反射镜组成的两条干涉支路可以分别传输水平线偏振光和竖直线偏振光, 既可以省去半波片, 又不会使光束分散。以往的研究利用普通分光棱镜, 在合束光路中至少产生 50% 的能量损耗, 而采用半波片搭配偏振分光棱镜的方法, 理论上可以实现较高的转换效率。由于各种光学元件以及棱镜没有镀膜等原因, 会产生少量损耗, 但相比

于传统光路, 该方法的转换效率有明显的提高。

仅在马赫-曾德尔干涉光路两条支路中的一条支路添加 Dove 棱镜, 使其轨道角动量反号, 保证两条支路 P 光和 S 光的轨道角动量符号相反, 满足矢量涡旋光束的生成条件。在 PBS2 棱镜合束的同时, 利用与快轴方向成 45° 的 $1/4$ 波片 Q1 将支路出射的两束正交线偏振涡旋光分别转换成左旋和右旋圆偏振涡旋光, 最终合束转化为 $m = +1$ 庞加莱球上的矢量涡旋光束。产生的矢量涡旋光束通过级联的半波片组 H2、H3, 调节矢量涡旋光束的相位、改变偏振角度^[2], 实现生成光束偏振态在高阶庞加莱球中沿纬线的转变。其中 H2 是固定的, H2、H3 的初始位置都是以快轴方向为竖直方向。设 H3 的转

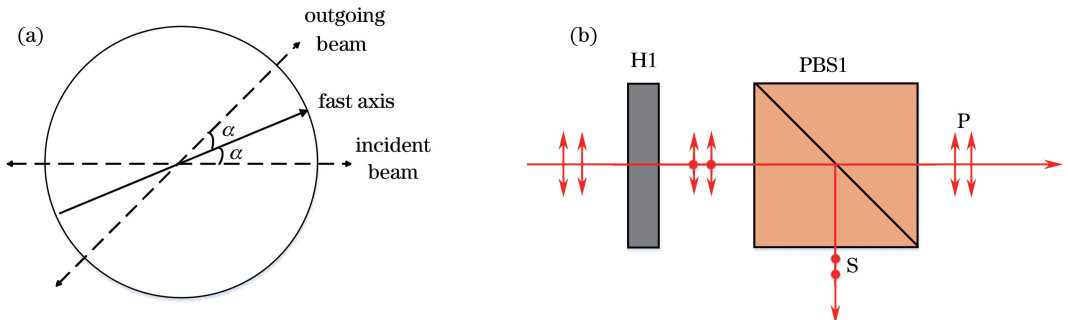


图 4 (a) 半波片原理图; (b) 振幅调节光路

Fig. 4 (a) Schematic of half wave plate; (b) light path of amplitude modulation

动角度为 β , 其中 β 与 ϕ 的关系为

$$\beta = \phi/2. \quad (9)$$

波片 Q1 除了可以将两束正交线偏振光束转化成矢量涡旋光束外, 还可以实现同阶不同号高阶庞加莱球上的矢量涡旋光束的转换。当需要产生 $m = -1$ 庞加莱球上的矢量涡旋光束时, 旋转 Q1 波片 90° , 通过 H1 调节振幅, 初始位置相同, 但此时 α^{-1} 的符号和 α^{+1} 时相反, 即在 $m = -1$ 庞加莱球上, 逆时针旋转波片 H1 产生的光束靠近南极, 顺时针旋转波片 H1 产生的光束靠近北极; 级联的半波片组的调节方式与之相反。这种调节方式不局限于 $m = \pm 1$, 当 $m = \pm 2$ 、 $m = \pm 3$ 时, 对应的关系也是相同的。

最后通过 CCD 相机 (350-1100 nm, BC106N-VIS/M, Thorlab) 观察生成光束。为了检测生成光束的多种偏振态, 在 CCD 相机前插入一个 $1/4$ 波片 Q2 和一个偏振片 P 来测量生成光束的斯托克斯系数 S_1 、 S_2 、 S_3 , 其表达式^[16,22]为

$$S_1 = \frac{I_{0^\circ} - I_{90^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{90^\circ}}, \quad (10)$$

$$S_2 = \frac{I_{45^\circ} - I_{135^\circ}}{I_{45^\circ} + I_{135^\circ}}, \quad (11)$$

$$S_3 = \frac{I_{0^\circ} - I_{45^\circ}}{I_{0^\circ} + I_{45^\circ}}, \quad (12)$$

以及

$$S_1 = \cos 2\theta \cos 2\phi, \quad (13)$$

$$S_2 = \cos 2\theta \sin 2\phi, \quad (14)$$

$$S_3 = \sin 2\theta, \quad (15)$$

式中光强 I 的上下标分别为 $1/4$ 波片 Q2 和偏振片 P 光轴与 x 轴的夹角。(10)~(15)式给出了斯托克斯系数与庞加莱球坐标以及光束偏振态形态的关系, 即经过 CCD 探测得到斯托克斯系数, 确定了实验所产生的光束的偏振特性。

3 实验结果与分析

采用上述实验装置验证理论分析。实验产生高阶庞加莱球上的矢量涡旋光束有多种偏振形态, 因此主要选择两种测量方式: 赤道上的柱矢量光束利用偏振片检偏验证; 南北半球的椭圆偏振涡旋光束、极点上的左旋和右旋圆偏振涡旋光束, 通过测量该光束的斯托克斯系数来验证。

1) 为了得到 $m = +1$ 的庞加莱球赤道上的 A^{+1} 点和 B^{+1} 点, 将半波片 H1 设置在初始位置, 以保证马赫-曾德尔的两条光路光束的振幅相同, A^{+1} 点的坐标为 $(0, 0)$, 令 $\beta = 0$, 便可以得到 A^{+1} 点光束; B^{+1} 点的坐标为 $(0, \pi)$, 调节 $\beta = 45^\circ$ 便可以得到 B^{+1} 点光束。

2) 为了得到 $m = -1$ 庞加莱球赤道上的 A^{-1} 点和 B^{-1} 点, 利用 $1/4$ 波片 Q1 的旋转, 实现 $m = \pm 1$ 高阶庞加莱球的转换, 通过调节 $\alpha^{-1} = 0, \beta = 0$ 得到 A^{-1} 点光束, 调节 $\alpha^{-1} = 0, \beta = -45^\circ$ 得到 B^{-1} 点。

图 5 为实验测得的结果。第 1 行是检偏器透光方向与水平夹角的示意图, 其余 4 行分别是 A^{+1} 、 B^{+1} 、 A^{-1} 、 B^{-1} 点的理论偏振态和通过偏振片后 CCD 记录的光强分布图。

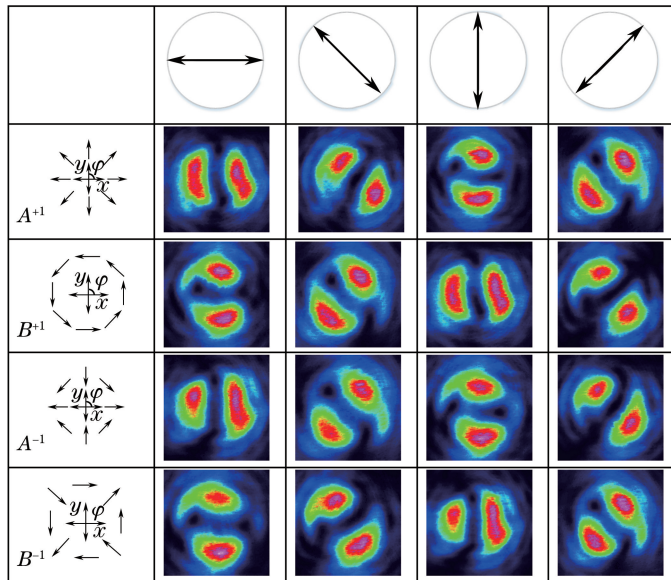


图 5 赤道柱矢量光束实验结果

Fig. 5 Experimental results of cylindrical vector beams on the equator

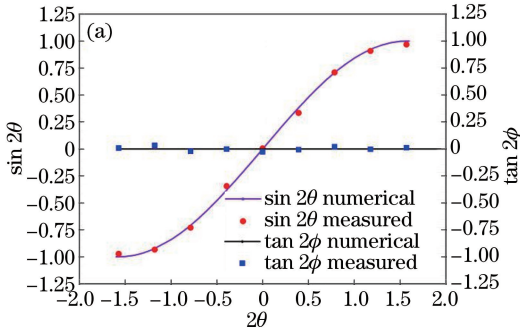
从图 5 可以看出,光束检偏后的光强分布与理论结果一致,证明本实验方法可以产生高质量的庞加莱球赤道上的柱矢量光束,同时也验证了通过旋转 1/4 波片 Q1 可以获得 $m = -1$ 的高阶庞加莱球赤道上对应的柱矢量光束。

在产生高阶庞加莱球南北半球(包括极点)上的矢量涡旋光束时,通过测量其斯托克斯系数来验证。根据(13)~(15)式可以得到

$$\frac{S_2}{S_1} = \tan 2\phi, \quad (16)$$

$$S_3 = \sin 2\theta. \quad (17)$$

(16)式和(17)式表明了斯托克斯系数和椭圆偏振态的关系,得到该光束的斯托克斯系数就等于得到该光束的椭圆偏振态以及在高阶庞加莱球上的坐标位置。



选取 $2\phi = 0$ 经线上的 9 个点,分别为 $(0, \pi/2)$ 、 $(0, 3\pi/8)$ 、 $(0, \pi/4)$ 、 $(0, \pi/8)$ 、 $(0, 0)$ 、 $(0, -\pi/8)$ 、 $(0, -\pi/4)$ 、 $(0, -3\pi/8)$ 、 $(0, -\pi/2)$ 。根据(8)式,结合坐标,调节 H1 得到对应点的光束,并将测得的斯托克斯系数与理论数据作对比^[23],图 6 为 $m = \pm 1$ 的实验结果对比。从图 6 可以看出,将实验测得的斯托克斯系数转换成该光束的实际坐标,与理论数值基本吻合,因此可以证明实验所产生的矢量涡旋光束的坐标及偏振态形式与理论庞加莱球基本一致。

综上所述,实验测得的结果与理论分析结果一致,实验证明:采用光路结构简易的空间光调制器搭配马赫-曾德尔干涉仪的实验方法以及通过旋转 1/4 波片获得同阶不同号高阶庞加莱球上全部矢量涡旋光束的方法是可行的。

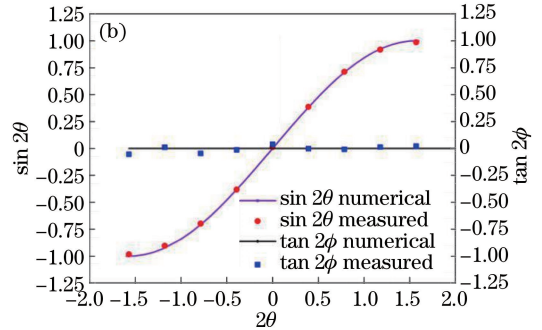


图 6 斯托克斯系数与理论数据对比。(a) $m = +1$; (b) $m = -1$

Fig. 6 Comparison between Stokes coefficients and the theoretical data. (a) $m = +1$; (b) $m = -1$

4 结 论

提出基于由两个偏振分光棱镜搭建的马赫-曾德尔干涉仪和液晶空间光调制器的矢量涡旋光束生成方法并提供了理论分析依据。搭建光路,通过半波片和偏振分光棱镜组合连续调节两条支路振幅,生成并变换高阶庞加莱球上的任意矢量涡旋光束;利用 1/4 波片进行 $m = \pm 1$ 庞加莱球上矢量涡旋光束的互相转换,实验结果与理论分析一致。该方法将马赫-曾德尔干涉仪两条支路分别可调的优势和液晶空间光调制器生成光束模式灵活可调以及光束质量高等优点结合起来,优化设计了更加简易的光路结构,提高了光束转换效率,实现高阶庞加莱球上任意矢量涡旋光束的生成,具有广泛的应用前景。

参 考 文 献

[1] Luo Z M, Chen S Z, Ling X H, *et al.* Conversion of cylindrical vector beams on the higher-order Poincaré sphere[J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(15):

154203.

罗朝明, 陈世祯, 凌晓辉, 等. 高阶邦加球上柱矢量光束的变换[J]. 物理学报, 2014, 63(15): 154203.

[2] Huang Y, Ye H A, Gao L X, *et al.* New method of generating vectorial polarized beams [J]. Chinese Journal of Lasers, 2012, 39(4): 0402004.

黄妍, 叶红安, 高来勋, 等. 矢量偏振光束产生新方法[J]. 中国激光, 2012, 39(4): 0402004.

[3] Yi X N, Li Y, Liu Y C, *et al.* Generation of cylindrical vector beams based on Metasurface [J]. Acta Physica Sinica, 2014, 63(9): 094203.

易煦农, 李瑛, 刘亚超, 等. 基于 Metasurface 的柱矢量光束的产生[J]. 物理学报, 2014, 63(9): 094203.

[4] Lu F, Zheng W, Huang Z W. Coherent anti-stokes Raman scattering microscopy using tightly focused radially polarized light[J]. Optics Letters, 2009, 34(12): 1870-1872.

[5] Chiou P Y, Ohta A T, Wu M C. Massively parallel manipulation of single cells and microparticles using optical images[J]. Nature, 2005, 436(7049): 370-

- 372.
- [6] Zheng X, Yang Y F, He Y, *et al.* Tight focusing of double-ring-shaped Bessel-Gaussian radially polarized beam through a dielectric interface[J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(4): 0426001.
郑晓, 杨艳芳, 何英, 等. 双环贝塞尔-高斯径向偏振光束经介质分界面的强聚焦[J]. *光学学报*, 2016, 36(4): 0426001.
- [7] Kawauchi H, Yonezawa K, Kozawa Y, *et al.* Calculation of optical trapping forces on a dielectric sphere in the ray optics regime produced by a radially polarized laser beam[J]. *Optics Letters*, 2007, 32(13): 1839-1841.
- [8] Niziev V G, Nesterov A V. Influence of beam polarization on laser cutting efficiency[J]. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1999, 32(13): 1455-1461.
- [9] Qiao H Z, Wang F, Zhang N, *et al.* Femtosecond laser fabrication of two-dimensional periodic composite structures on tungsten surface[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2017, 44(1): 0102010.
乔红贞, 王飞, 张楠, 等. 飞秒激光在钨表面制备二维周期复合结构的研究[J]. *中国激光*, 2017, 44(1): 0102010.
- [10] Barreiro J T, Wei T C, Kwiat P G. Remote preparation of single-photon "hybrid" entangled and vector-polarization states [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(3): 030407.
- [11] Cheng W, Haus J W, Zhan Q W. Propagation of vector vortex beams through a turbulent atmosphere [J]. *Optics Express*, 2009, 17(20): 17829-17836.
- [12] Liu S, Li P, Zhang Y, *et al.* Transmission and control of polarization modulation light filed in free space [J]. *Acta Optica Sinica*, 2016, 36(10): 1026001.
刘圣, 李鹏, 章毅, 等. 自由空间中偏振调制光场的传输及控制[J]. *光学学报*, 2016, 36(10): 1026001.
- [13] Liu T, Tan J B, Liu J. Tighter focusing of amplitude modulated radially polarized vector beams in ultra-high numerical aperture lens systems [J]. *Optics Communications*, 2013, 294(5): 21-23.
- [14] Zhan Q W. Cylindrical vector beams: From mathematical concepts to applications[J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.
- [15] Jia X T. Study on properties of cylindrically polarized vector beams[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2011: 7-8.
贾信庭. 轴对称偏振光束特性的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2011: 7-8.
- [16] Chen S Z, Zhou X X, Liu Y C, *et al.* Generation of arbitrary cylindrical vector beams on the higher order Poincaré sphere[J]. *Optics Letters*, 2014, 39(18): 5274-5276.
- [17] Xin J T, Li K, Zhang W, *et al.* Generation of vector beams by Sagnac interferometer and spiral phase plates[J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2017, 46(2): 0217001.
辛璟焘, 李凯, 张雯, 等. 采用萨格纳克干涉仪与螺旋相位片生成矢量光束[J]. *红外与激光工程*, 2017, 46(2): 0217001.
- [18] Wang T L, Fu S Y, Zhang S K, *et al.* A Sagnac-like interferometer for the generation of vector beams[J]. *Applied Physics B*, 2016, 122(9): 231.
- [19] Ling X H, Zhou X X, Yi X N. Geometric spin hall effect of light with inhomogeneous polarization [J]. *Optics Communications*, 2017, 383: 412-417.
- [20] Ou J, Jiang Y S, He Y T. Intensity and polarization properties of elliptically polarized vortex beams in turbulent atmosphere [J]. *Optics & Laser Technology*, 2015, 67: 1-7.
- [21] Jiang Y S, Zhang X G, Ou J, *et al.* Poincaré sphere representation for vector vortex Bessel-Gauss beams [J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(12): 1226001.
江月松, 张新岗, 欧军, 等. 矢量涡旋贝塞尔高斯光束的庞加莱球表示法[J]. *光学学报*, 2013, 33(12): 1226001.
- [22] Zhou Z H, Zhu L Q. Measurement method of polarization state of vector beams based on Stokes parameters[J]. *Laser and Infrared*, 2016, 46(6): 742-746.
周哲海, 祝连庆. 基于 Stokes 参量法测量矢量光束偏振态的方法[J]. *激光与红外*, 2016, 46(6): 742-746.
- [23] Naidoo D, Roux F S, Dudley A, *et al.* Controlled generation of higher-order Poincaré sphere beams from a laser[J]. *Nature Photonics*, 2016, 10: 327-332.