基于 S 波片和双延迟器的矢量光场偏振调控方法

贺文俊,贾文涛,李亚红,王 祺,付跃刚

(长春理工大学 光电工程学院,吉林 长春 130022)

摘 要: 基于 S 波片和双延迟器的偏振特性,提出了一种矢量光场的生成及偏振调控方法,该方法能够将标量高斯光束转换为偏振态分布可调谐的矢量光束。结合 Stokes-Mueller 矩阵算法,建立了矢量光场偏振调控的数学模型,并仿真计算出标量高斯光束经过 S 波片和双延迟器(包括双 1/4 波片和双 1/2 波片两种情况) 后的偏振态空间分布。讨论了双延迟器相对旋转时光场偏振分布的演化规律及机理,实验结果与数值仿真结果相互吻合,表明该方法可以实现对标量相干光场的复杂偏振调控,验证了理论分析的正确性和该方法的可行性。

关键词: 偏振; 矢量光场; 偏振调控; Stokes-Mueller 矩阵; 波片

中图分类号: O436.3 **文献标志码:** A **DOI:** 10.3788/IRLA201847.1207001

Polarization control method of vector light field based on S-wave plate and double retarders

He Wenjun, Jia Wentao, Li Yahong, Wang Qi, Fu Yuegang

(School of Opto-electronic Engineering, Changchun University of Science and Technology, Changchun 130022, China)

Abstract: In order to transform a Gaussian beam with uniform polarization into a vector beam with tunable polarization distribution, an optical method was proposed to generate vector beam and control the polarization distribution, based on the polarization characteristics of the S-wave plate and double retarders. Combined with the Stokes-Mueller matrix algorithm, a mathematical model of the polarization control of vector beam was established. And the polarization states distribution of the output beams were calculated, when a linear polarized Gaussian beam passed through the S-wave plate and the double retarders (including two situations: double quarter-wave plates and double half-wave plates). The relationship between the angle of the double retarders and the polarization distribution regular pattern of the output vector beam were discussed. The experimental results agree well with the numerical simulation results, which show that the method can achieve the complex polarization control for a scalar coherent beam, and the correctness of the theoretical analysis is verified.

Key words: polarization; vector light field; polarization control; Stokes-Mueller matrix; wave plate

收稿日期: 2018-07-10; **修订日期:** 2018-08-15

基金项目: 国家自然科学基金面上项目(11474037);国家自然科学基金青年科研基金(61805025)

作者简介: 贺文俊(1987-),男,讲师,博士,主要从事偏振光学技术及应用方面的研究。 Email: hewenjun@cust.edu.cn

0 引 言

偏振是光作为电磁波除了光强、位相、光谱等特性之外的一种基本属性,表征了光的矢量性。基模高斯光束是绝大多数激光器的典型输出模式 [1], 且这类光束偏振态的各向同性使其沿任意方向的偏振分量具有相同的传输特性, 故通常将这种具有均一偏振态的光场称为“标量光场”。近年来,越来越多的研究者开始关注光场的偏振调控, 使偏振态的空间非均匀调制迅速上升为光学领域的一个前沿热点。而这类光场构成了一类偏振态随空间位置变化的新型激光模式,被统称为“矢量光场”。其中最引人注目的是具有独特紧聚焦特性的柱对称矢量光场, 研究表明, 偏振态沿径向分布的矢量光场在高数值孔径显微镜的聚焦下会出现很强的纵向偏振分量, 形成超衍射极限的焦斑[2]。此后,相关工作呈井喷式出现,一些具有特殊性能的聚焦光场被陆续发现, 如 “光针”、“光笼”、“光链”等[3-5]。矢量光场的新颖光学特性使其在超分辨荧光显微成像 [6]、飞秒矢量光场微纳加工[7]、表面等离子体激发[8]、光学微操控[9]等方面展现出巨大的应用价值和前景。为了发掘出更多新颖的光学效应,更有效地利用矢量光场,人们逐渐开始关注矢量光场的生成和偏振调控方法。

目前, 矢量光场的生成及偏振调控方法主要分为两类:(1) 一类是利用 Pancharatnam-Berry 相位对不同偏振分量进行波前整形,以控制光场偏振分量的传输, 再结合干涉法使不同的偏振分量相干叠加,从而产生非均匀的偏振转换。例如赵建林团队将梯形 Sagnac 干涉仪与空间光调制器结合生成矢量光场[10],利用计算全息法结合干涉光路生成矢量光场[11]等;(2) 另一类是采用非均匀波片或偏振片[12]、液晶器件[13]、亚波长衍射光栅[14]、光学超表面[15]等调制器件对标量光场的偏振态进行非均匀转换。然而,上述各种方法都存在各自的问题:例如,干涉法光路结构复杂、调校困难、难以微小型化[16];采用液晶器件(包括液晶型空间光调制器)的方法在具备灵活性优点的同时,也面临着成本高、抗激光损伤阈值低、器件自身的衍射效应干扰等问题; 采用其他固定型调制器件则只能实现特定类型的偏振调控, 大多用于生成比较简单的矢量光场。

针对上述矢量光场生成及偏振调控方法中存在的问题, 提出了一种基于 S 波片和旋转双延迟器的矢量光场生成方法, 以实现对标量相干光场的复杂偏振调控。S 波片是一种径向偏振转换片,能够将线偏振光直接转换为径向偏振光, 目前已被用于激光切割、粒子加速、光刻投影等领域。通过理论推导和数学模型的建立, 仿真计算出标量光束经过 S 波片和双延迟器 (包括双 1/4 波片和双 1/2 波片两种情况)后的偏振态空间分布,讨论了双延迟器相对旋转时的光场偏振分布的演化规律及机理, 并通过实验验证了理论分析的正确性和该方法的可行性。

1 偏振调制的数学模型

矢量光场的生成及调制原理如图 1 所示, 主要包括 S 波片和两个位相延迟器。

从激光器出射的光束大多是均匀线偏振的基模

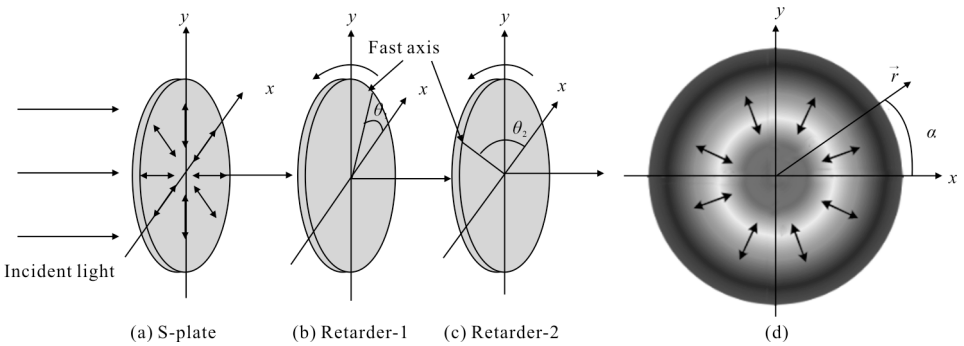


图 1 矢量光场偏振调制原理

Fig.1 Polarization modulation principle of the vector light field

高斯光束, 假设偏振方向沿 x 轴, 则其光场表达式为:

$$\mathbf{E}_1(x, y, z)=\frac{A_0}{\omega(z)}\exp\left[\frac{-(x^2+y^2)}{\omega^2(z)}\right]\vec{x}\cdot$$

$$\exp\left[-ik\left(\frac{x^2+y^2}{2R(z)}+z\right)+i\varphi(z)\right] \tag{1}$$

式中：A_0为振幅；$\omega(z)$和 $R(z)$分别为高斯光束在距离 z 处的光斑半径和波面曲率半径；$\vec{x}$为偏振方向；$\varphi(z)$为位相因子。经过 S 波片后，标量高斯光束将转换为图 1(d)所示的径向矢量光场，光场中任意点的电场矢量可表示为：

$$\vec{E}(r,\alpha,z)=$$
$$\frac{A}{\omega(z)}\exp\left[\frac{-r^2)}{\omega^2}-ik\left(\frac{r^2}{2R(z)}+z\right)+i\varphi(z)+i\varphi(z)\right]\cdot$$
$$(\vec{x}\cos\alpha+\vec{y}\sin\alpha)=E(r,\alpha,z)(\vec{x}\cos\alpha+\vec{y}\sin\alpha) \tag{2}$$

式中：$\vec{x}$、$\vec{y}$分别是沿 x、y 轴的方向矢量；r 和 α 构成光束横截面上的极坐标，其中 $r^2=x^2+y^2$。在某一时刻，径向矢量光场空间中任意点处的偏振态均可采用 Stokes 矢量来表达：

$$\vec{S}(r,\alpha,z)=\begin{pmatrix}S_0(r,\alpha,z)\\S_1(r,\alpha,z)\\S_2(r,\alpha,z)\\S_3(r,\alpha,z)\end{pmatrix}=I(r,\alpha,z)\begin{pmatrix}1\\p\cos2\alpha\\p\cos2\alpha\\0\end{pmatrix} \tag{3}$$

式中：$I(r,\alpha,z)=E(r,\alpha,z)\cdot E^*(r,\alpha,z)$为任意点处的光强值；p 为偏振度。波片是一种典型的位相延迟器件，其偏振特性可用 Mueller 矩阵来表示：

$$M_{\delta,\theta}=$$
$$\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&\cos^2 2\theta-Q\sin^2 2\theta&(1-Q)\cos2\theta\sin2\theta&-P\sin2\theta\\0&(1-Q)\sin2\theta\cos2\theta&Q\sin^2 2\theta\cos^2 2\theta&P\sin2\theta\\0&P\sin2\theta&-\cos2\theta&Q\end{pmatrix} \tag{4}$$

式中：δ 为波片的位相延迟量；θ 为波片快轴相对 x 轴的夹角，其中 $Q=\sin\delta$，$P=\cos\delta$。当图 1 中的两个延迟器具有相同的位相延迟量 δ，且 $\delta=\pi/2$ 或 $\delta=\pi$ 时，可得双 1/4 波片和双 1/2 波片的组合 Mueller 矩阵分别为：

$$M_{\delta=\pi/2,\theta}=M_{\pi/2,\theta_2}\cdot M_{\pi/2,\theta_1}=$$
$$\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&A\cos2\theta_2-B\sin2\theta_2&C\cos2\theta_2-D\sin2\theta_2&E\cos2\theta_2\\0&A\sin2\theta_2-B\cos2\theta_2&C\sin2\theta_2-D\cos2\theta_2&E\sin2\theta_2\\0&E\cos2\theta_1&E\sin2\theta_1&-F\end{pmatrix} \tag{5}$$

式中：$A=\cos2\theta_1\cos2\Delta\theta$，$B=\sin2\theta_1$，$C=\sin2\theta_1\cos2\Delta\theta$，$D=\cos2\theta_1$，$E=\sin2\Delta\theta$，$F=\cos2\theta$，$\theta_1$和 θ_2分别为两个延迟器的快轴与 x 轴的夹角。

$$M_{\delta=\pi}=M_{\pi,\theta_2}\cdot M_{\pi,\theta_1}=$$
$$\begin{pmatrix}1&0&0&0\\0&\cos4\Delta\theta&\sin4\Delta\theta&0\\0&-\sin4\Delta\theta&\cos4\Delta\theta&0\\0&0&0&1\end{pmatrix} \tag{6}$$

式中：$\Delta\theta=\theta_2-\theta_1$为双延迟器快轴之间的夹角。由公式(6)可以看出，双 1/2 波片 Mueller 矩阵本质上是一个旋转矩阵，即它不会改变入射光偏振态的椭率，只改变方位角，从而产生旋光效应。结合公式(3)、(5)和(6)，可得径向偏振的高斯光束经过双 1/4 波片或双 1/2 波片后的偏振态分布情况：

$$\vec{S}_{\delta=\pi/2}(r,\alpha,z)=M_{\delta=\pi/2}\cdot\vec{S}(r,\alpha,z)=I(r,\alpha,z)\cdot$$
$$\begin{pmatrix}1\\p\left[\cos2\theta_2\cos2\Delta\theta\cos2(\theta_1-\alpha)-\sin2\theta_2\sin2(\theta_1-\alpha)\right]\\p\left[\sin2\theta_2\cos2\Delta\theta\cos2(\theta_1-\alpha)+\cos2\theta_2\sin2(\theta_1-\alpha)\right]\\p\left[\cos2(\theta_1-\alpha)\sin(2\Delta\theta)\right]\end{pmatrix} \tag{7}$$

$$\vec{S}_{\delta=\pi}(r,\alpha,z)=M_{\delta=\pi}\cdot\vec{S}(r,\alpha,z)=$$
$$I(r,\alpha,z)\cdot\begin{pmatrix}1\\p\cos2(2\Delta\theta+\alpha)\\p\sin2(2\Delta\theta+\alpha)\\0\end{pmatrix} \tag{8}$$

2 数值计算及仿真分析

由于径向偏振高斯光束的偏振态分布和光强分布都具有严格的旋转对称性，如图 1 所示，最终出射光场的偏振态分布本质上仅取决于两个延迟器快轴的相对夹角，而与第一个延迟器的快轴方位角无关。为简化分析，假设公式(7)、(8)中 $\theta_1=0$，$p=1$，并利用 Matlab 软件可计算出 S 波片和双延迟器(包括双 1/4 波片和双 1/2 波片两种情况）对标量高斯光束的偏振调制效果。

图 2 为线偏振的标量高斯光场经过 S 波片和双 1/4 波片后的偏振态分布情况。光场中不同空间位置

的偏振态当双 1/4 波片快轴的相对夹角 $\Delta\theta=0$ 时,其等效为一个 1/2 波片, 不改变径向偏振光场中各空间位置偏振态的椭率,只对方位角进行调制,见图 2(a)。当 $\Delta\theta=90°$时,双 1/4 波片不产生偏振调制作用,此时它的 Mueller 矩阵等于单位矩阵,所以径向矢量光场保持不变,见图 2(e)。当 $\Delta\theta\neq90°$时,光场的偏振态分布将不再保持严格的旋转对称性, 而呈现出新的区域特性:在由 x 和 y 坐标轴划分出的 4 个象限中,同一象限内不同空间位置的偏振态都不相同, 呈非均匀分布;相邻的两个象限区域内偏振态分布不同,但相对的两个象限区域具有相同的偏振态分布。此外,不管 $\Delta\theta$ 如何变化,在光场±45°对角线位置上的偏振态总为线偏振,其线偏振的方位角受 $\Delta\theta$ 影响。

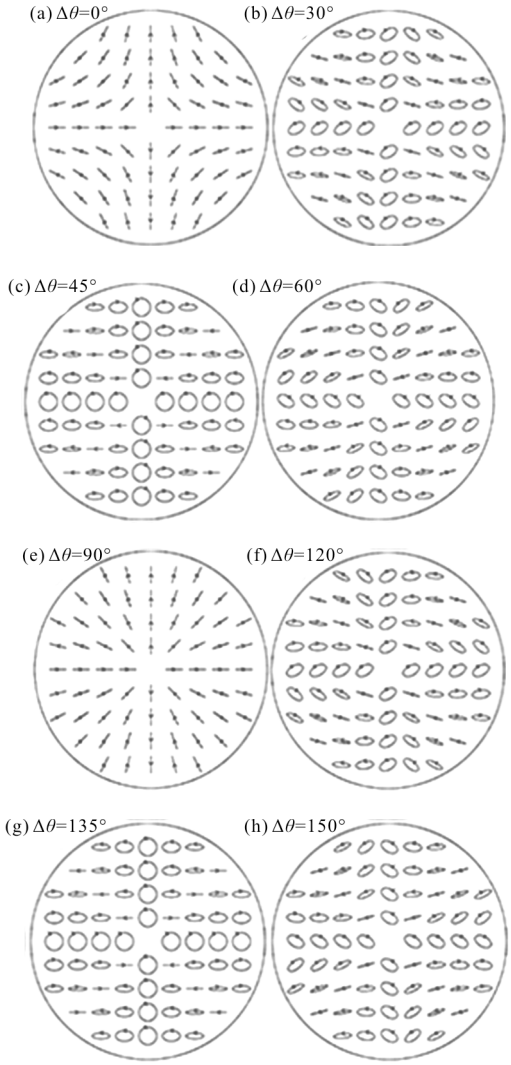


图 2 经过 S 波片和双 1/4 波片后出射光场的偏振态分布

Fig.2 Polarization distribution of the output light field for S-wave plate and two quarter-wave plate

众所周知, 偏振椭率角和方位角是表征光束偏振态的典型物理参量, 为了进一步研究 $\Delta\theta$ 对偏振调制效果的影响, 笔者分别考察了其对偏振椭率角和方位角空间分布的影响。对于公式(7),令 $\theta_1=0$,$p=1$, 那么根据 Stokes 矢量与偏振椭圆参量的数学关系,可得偏振椭率角 ε 及方位角 ψ 的分布为:

$$\sin2\varepsilon=\frac{S_3(r,\alpha,z)}{S_0(r,\alpha,z)}=\sin(2\Delta\theta)\cos(2\alpha) \tag{9}$$

$$\tan2\psi=\frac{S_2(r,\alpha,z)}{S_1(r,\alpha,z)}=\frac{\frac{1}{2}\sin(4\Delta\theta)\cos2\alpha+\cos(2\Delta\theta)\sin2\alpha}{\cos^2(2\Delta\theta)\cos2\alpha-\sin(2\Delta\theta)\sin2\alpha} \tag{10}$$

图 3 和图 4 分别显示了经过 S 波片和双 1/4 波片偏振调制后光场偏振椭率角和方位角的空间分布。图 3(a)和 3(e)表明,当 $\Delta\theta$ 为 0 或 90°时,整个光场内偏振椭率角都等于 0, 即光场内任意位置都是

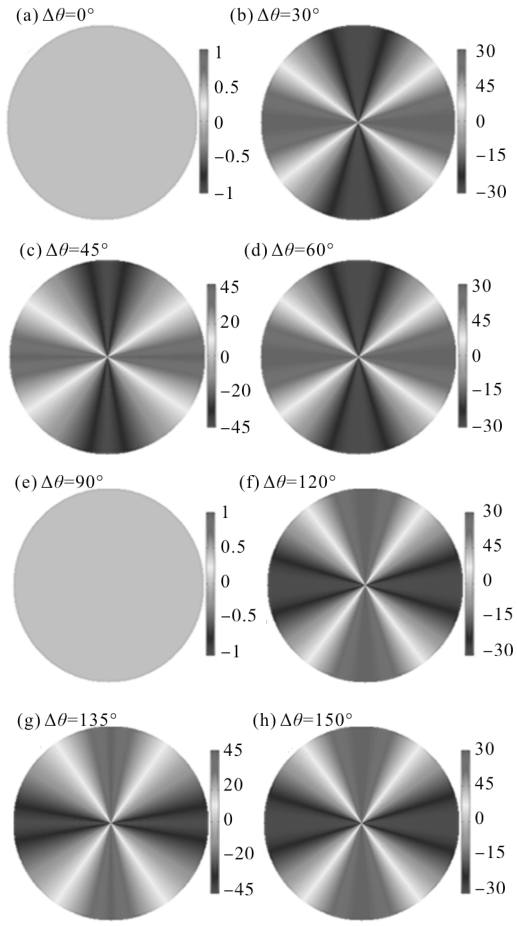


图 3 经过 S 波片和双 1/4 波片后出射光场的偏振椭率角分布

Fig.3 Elliptic angle distribution of the output light field for S-wave plate and two quarter-wave plate

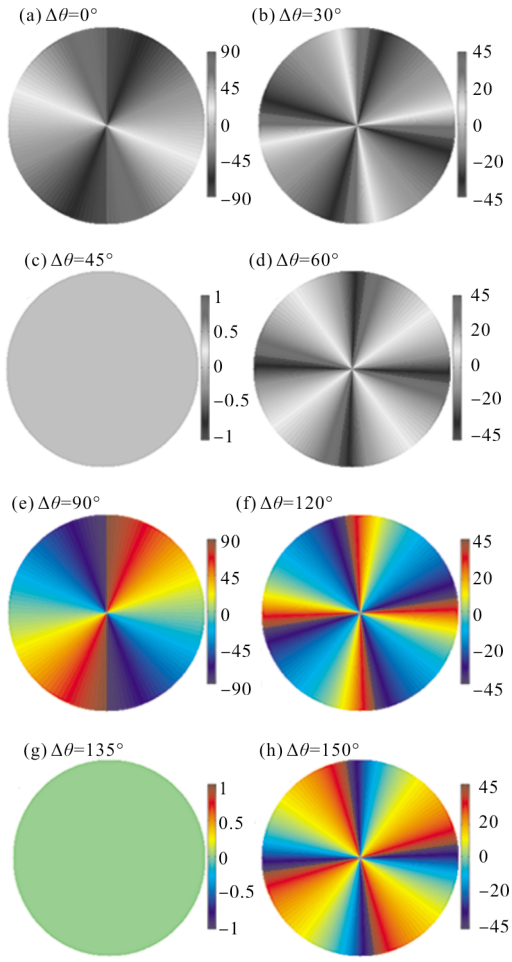


图 4 经过 S 波片和双 1/4 波片后出射光场的偏振方位角分布

Fig.4 Azimuth angle distribution of the output light field for S-wave plate and two quarter-wave plate

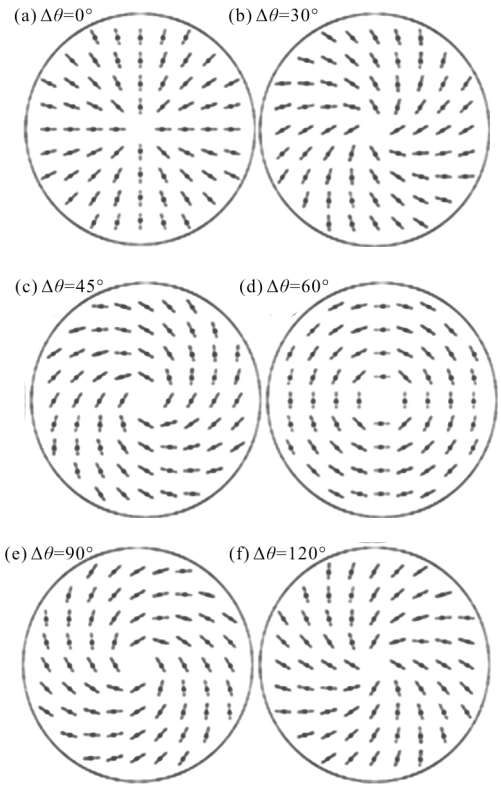
线偏振光,且图 4(a)和 4(e)表明偏振方向只与空间位置参量 α 有关,而与 r 无关。由图 3 可知,椭率角的极值总是分布在 x 和 y 轴上,而 $\Delta\theta$ 只影响极值的大小。当 $\Delta\theta$ 为 45°或 135°时, 图 3(c)和 3(g)表明,椭率角的极值达到±45°, 则在 x 和 y 轴上的所有位置均为圆偏振光;而图 4(c)和 4(g)表明,此时整个光场内偏振方位角都等于 0, 即光场内任意位置的偏振椭圆长轴都沿着 x 轴。从图 3 中可知,不管 $\Delta\theta$ 如何变化,在光场±45°对角线位置上的椭率角总等于 0,故在光场±45°对角线位置上的偏振态总为线偏振。结合图 3 和图 4,可明显看出:光场中偏振态分布的区域对称性, 因为相邻的象限区域的椭率角分布关于坐标轴对称, 而相对的两个象限区域具有相同的椭率角分布和方位角分布。

综上所述, 椭率角和方位角的空间分布同时受空间位置参量 α 和双 1/4 波片之间快轴夹角 $\Delta\theta$ 的调制, 所以通过相对旋转双 1/4 波片会对径向矢量光场产生复杂的偏振调控, 从而生成偏振态非均匀分布的复杂矢量光场。

对于公式(8),令 $\theta_1=0$,p=1,那么根据 Stokes 矢量与偏振椭圆参量的数学关系, 可得偏振椭率角 ε 及方位角 ψ 分布为:

$$\varepsilon(\mathbf{r},\ \alpha,\ \mathbf{z})=0$$
$$\psi(\mathbf{r},\ \alpha,\ \mathbf{z})=2\Delta\theta+\alpha \tag{11}$$

由公式(11)可知,出射光场中任意空间位置的偏振椭圆率角都等于 0, 而方位角是关于 α 和 $\Delta\theta$ 的简单线性函数,即旋转双 1/2 波片只产生方位角的空间非均匀调制,但不影响偏振椭率角。图 5 为线偏振的标量高斯光场经过 S 波片和双 1/2 波片后的偏振态分布情况,可明显看出,旋转双 1/2 波片,会产生方位角在空间上呈涡旋状分布的矢量光场。当 $\Delta\theta$=0°和 135°时,依旧为径向偏振光场保持不变, 此时双 1/2 波片无偏振调制作用, 如图 5(a)和 5(g)所示。当 $\Delta\theta$=60°时,径向偏振光场转换为角向偏振光场,此时双 1/2 波片等效为一个径向/角向偏振转换器。



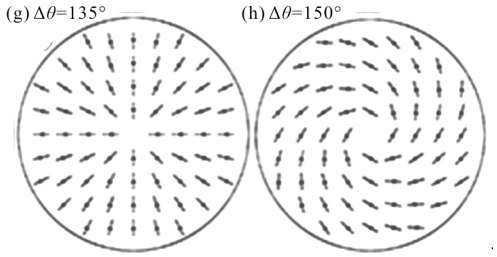


图 5 经过 S 波片和双 1/2波片后出射光场的偏振态分布

Fig.5 Polarization distribution of the output light field for S-wave plate and two half-wave plate

3 实验验证

实验装置如图 6 所示,采用菲索干涉仪的准直激光源作为实验光源,由于干涉仪内部结构中存在偏振器件,其出射激光束的偏振态为圆偏振光。当光束经过可变光阑和 1/4 波片后转换为光束直径可调的均匀线偏振光,经过 S 波片后生成简单的径向偏振光场,通过两个位相延迟器后生成偏振态在空间上呈复杂分布的矢量光束,通过旋转第二个位相延迟器,可对生产的矢量光束进行偏振调控。经过检偏器后,由 CCD 探测光场的强度分布。通过对比光强分布的仿真图和实验结果,可验证偏振调控的有效性。

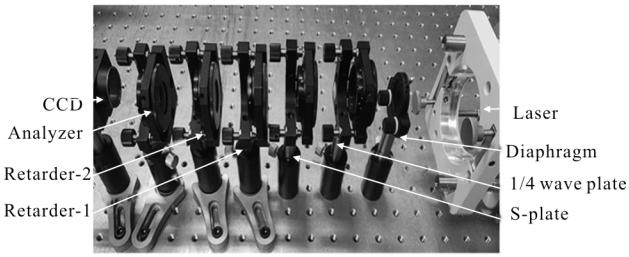


图 6 矢量光场偏振调控实验

Fig.6 Polarization control experiment for vector light field

图 7 和图 8 分别为径向偏振光经过双 1/4 波片和检偏器之后光强分布的仿真图和实验结果。由于双 1/4 波片对径向偏振光场具有复杂的偏振调控效果,偏振态分布的旋转对称性被破坏,所以最终光场的强度分布不仅取决于双 1/4 波片之间快轴夹角 $\Delta\theta$,而且与检偏器的方位角 β 有关。当 $\Delta\theta$ 固定时,β 可能会改变消光线的方位,使光强图案旋转,也可能改变光强图案,甚至导致消光线的消失。图 7、8 中,图(a)~(h)依次对应($\Delta\theta$, β)为(0°, 0°)、(0°, 45°)、(30°, 45°)、(30°, 60°)、(45°, 0°)、(45°, 30°)、(60°, 30°)、(60°, 45°)时的光强分布。

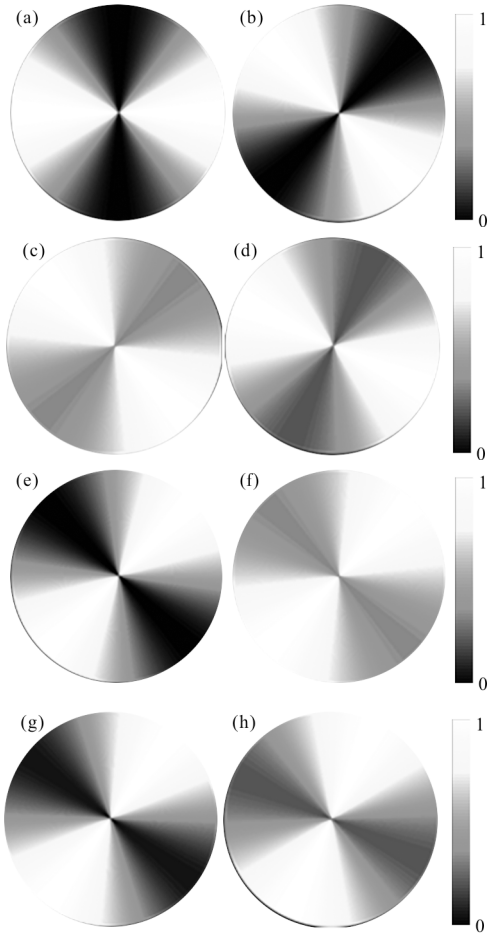
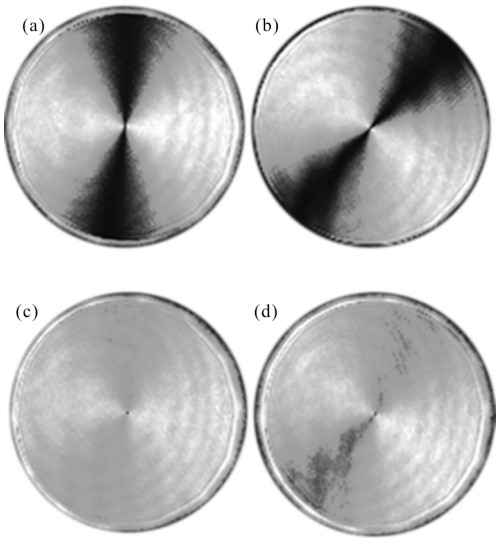


图 7 径向偏振光经过双 1/4 波片和检偏器后的光强分布仿真图

Fig.7 Simulation maps of the intensity distribution for the radial polarization beam passing through two quarter-wave plates and an analyzer



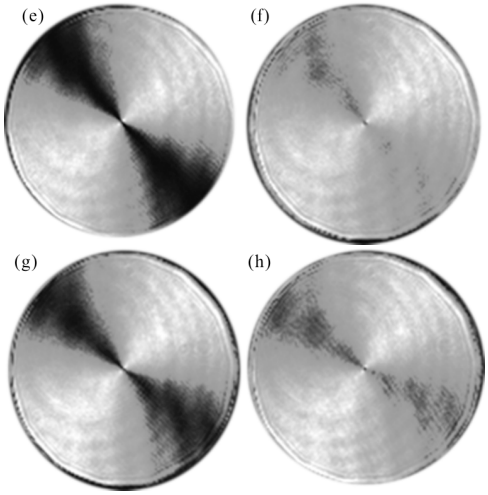
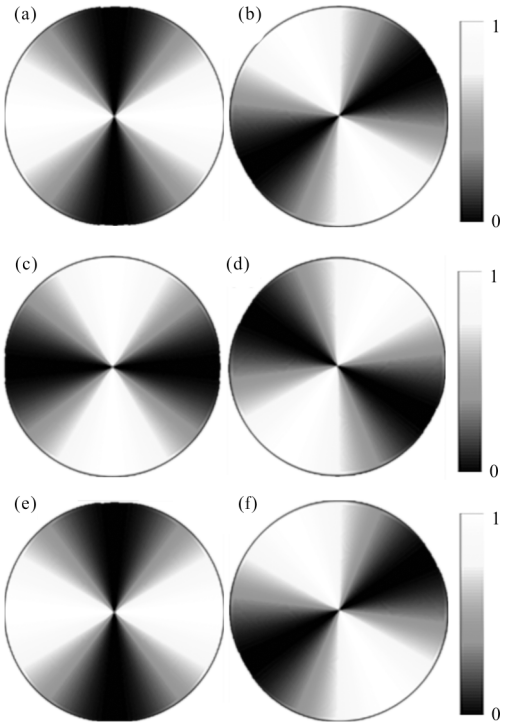


图 8 径向偏振光经过双 1/4 波片和检偏器后的光强分布实验结果

Fig.8 Experimental results of the intensity distribution for the radial polarization beam passing through two quarter-wave plates and an analyzer

图 9 和图 10分别为径向偏振光经过双 1/2 波片和检偏器之后光强分布的仿真图和实验结果。由于双 1/2 波片只调制光场偏振态的方位角分布而不影响椭率角,所以当双 1/2 波片之间快轴夹角 $\Delta\theta$ 固定时,检偏器的方位角 β 不会改变光强图案,而仅仅使消光线发生旋转。因此在图 9 和图 10 中,令 β=0,以简化分析。图 9、10 中,图(a)~(h)依次对应 $\Delta\theta$ 为 0°、30°、45°、60°、90°、120°、135°、150°时的光强分布。



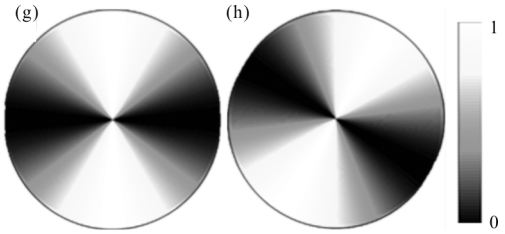


图 9 径向偏振光经过双 1/2 波片和检偏器后的光强分布仿真图

Fig.9 Simulation maps of the intensity distribution for the radial polarization beam passing through two half-wave plates and an analyzer

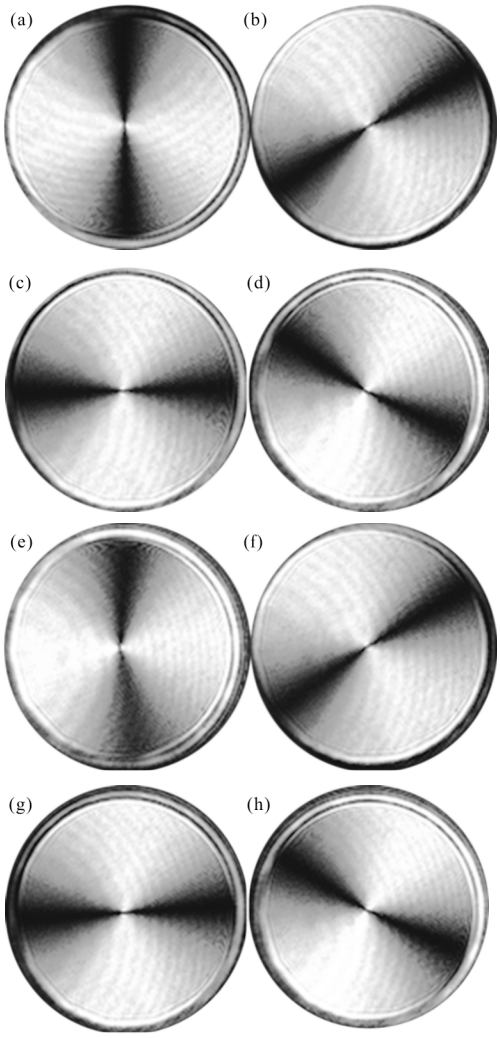


图 10 径向偏振光经过双1/2 波片和检偏器后的光强分布实验结果

Fig.10 Experimental results of the intensity distribution for the radial polarization beam passing through two half-wave plates and an analyzer

图 7~10 表明，不管采用双 1/4 波片还是双 1/2 波片配合 S 波片进行矢量光场的偏振调制，实验结果与仿真结果都十分吻合，表明基于 S 波片和双延

迟器可以实现对标量相干光场的复杂偏振调控,充分验证了文中提出的矢量光场生成和偏振调控方法是可行而有效的。

4 结 论

文中提出了一种基于 S 波片和双延迟器的矢量光场生成方法,结合 Stokes-Mueller 矩阵算法,通过理论推导建立了矢量偏振调控的数学模型, 并分别计算出标量高斯光束经过 S 波片和双 1/4 波片或双 1/2 波片后的偏振态空间分布。进一步讨论了改变双延迟器快轴的相对夹角 $\Delta\theta$ 对光场偏振分布的调控作用。分析结果表明:双 1/2 波片只调控矢量光场的偏振方位角分布,而不改变椭率角,可以生成方位角在空间上呈涡旋状分布的矢量光场; 当 $\Delta\theta=60°$ 时,双 1/2 波片等效为一个径向/角向偏振转换器;双 1/4 波片同时调控矢量光场的偏振方位角和椭率角,通过相对旋转双 1/4 波片会对径向矢量光场产生复杂的偏振调控,从而生成偏振态非均匀分布的复杂矢量光场;当 $\Delta\theta=90°$ 时,双 1/4 波片不产生偏振调制作用, 输出光束为径向矢量光场; 当 $\Delta\theta\neq 90°$ 时,光场的偏振态分布将不再保持严格的旋转对称性,而呈现出新的区域特性。实验结果与数值仿真结果相互吻合,表明该方法可以实现对标量相干光场的复杂偏振调控。此外,该方法还具有光路简单、偏振态分布可调谐、抗激光损伤阈值高、可微小型化等优势,有望进一步推动矢量光场在飞秒矢量激光加工、粒子加速、强激光与物质相互作用等领域的应用与推广。

参考文献:

[1] Weng X, Guo H, Sui G, et al. Modulation for focusing properties of vector beams in imaging systems [J]. Optics Communications, 2013, 311(2): 117-123.

[2] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam [J]. Physical Review Letters, 2003, 91(23): 233901.

[3] Wang H, Shi L, Lukyanchuk B, et al. Creation of a needle of longitudinally polarized light in vacuum using binary optics [J]. Nature Photonics, 2008, 2(6): 501-505.

[4] Kozawa Y, Sato S. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam [J]. Optics Letters, 2006, 31(6): 820-822.

[5] Zhao Y, Zhan Q, Zhang Y, et al. Creation of a three-dimensional optical chain for controllable particle delivery[J]. Optics Letters, 2005, 30(8): 848-850.

[6] Chen W, Zhan Q. Numerical study of an apertureless near field scanning optical microscope probe under radial polarization illumination [J]. Optics Express, 2007, 15(7): 4106.

[7] Gu B, Tu C, Wang H T, et al. Two-dimensional microstructures induced by femtosecond vector light fields on silicon[J]. Optics Express, 2012, 20(1): 120-127.

[8] Lou K, Qian S X, Ren Z C, et al. Femtosecond laser processing by using patterned vector optical fields [J]. Scientific Reports, 2013, 3(2): 2281.

[9] Roy S, Ushakova K, Van d B Q, et al. Radially polarized light for detection and nanolocalization of dielectric particles on a planar substrate [J]. Physical Review Letters, 2015, 114(10): 103903.

[10] Jiao X, Liu S, Wang Q, et al. Redistributing energy flow and polarization of a focused azimuthally polarized beam with rotationally symmetric sector-shaped obstacles [J]. Optics Letters, 2012, 37(6): 1041-1043.

[11] Liu S, Li P, Peng T, et al. Generation of arbitrary spatially variant polarization beams with a trapezoid Sagnac interferometer [J]. Optics Express, 2012, 20(19): 21715-21721.

[12] Tan Qiao, Xu Qifeng, Xie Nan. New method for retardance measurement of a quarter-wave plate based on computer simulation [J]. Infrared and Laser Engineering, 2016, 45(7): 0717002. (in Chinese)
谭巧, 徐启峰, 谢楠. 一种测量 1/4 波片相位延迟量的新方法[J]. 红外与激光工程, 2016, 45(7): 0717002.

[13] Xi Sixing, Wang Xiaolei, Huang Shuai, et al. Generation of arbitrary vector beam based on optical holography [J]. Acta Phys Sin, 2015, 64(12): 124202.

[14] Lezec H J, Degiron A, Devaux E, et al. Beaming light from a subwavelength aperture [J]. Science, 2002, 297(5582): 820-822.

[15] Li X, Ma X, Luo X. Principles and applications of metasurfaces with phase modulation [J]. Opto-Electronic Engineering, 2017, 44(3): 255-275.

[16] Zhan Xiangkong, Li Zhengyong, Zhang Yi, et al. Radially polarized beam restructuring based on Stokes-vector measurement and interferometry [J]. Infrared and Laser Engineering, 2017, 46(4): 0427002.