

# 南 开 大 学

## 本 科 生 毕 业 论 文（设 计）

中文题目： 新型矢量光场的特性研究

外文题目： Characteristics of Novel Vector Field

学 号： 1010205

姓 名： 董大山

年 级： 2010 级

专 业： 应用物理学

系 别：

学 院： 物理科学学院

指导教师： 李勇男 副教授

完成日期： 2014 年 5 月

## 关于南开大学本科生毕业论文（设计）的声明

本人郑重声明：所呈交的学位论文，是本人在指导教师指导下，进行研究工作所取得的成果。除文中已经注明引用的内容外，本学位论文的研究成果不包含任何他人创作的、已公开发表或没有公开发表的作品内容。对本论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明。本学位论文原创性声明的法律责任由本人承担。

学位论文作者签名：

年 月 日

本人声明：该学位论文是本人指导学生完成的研究成果，已经审阅过论文的全部内容，并能够保证题目、关键词、摘要部分中英文内容的一致性和准确性。

学位论文指导教师签名：

年 月 日

## 摘 要

矢量光场所具有的非均匀偏振分布对光场的时空演化及光场与物质的相互作用有着重要的影响,导致了許多新颖的特性。本文首先通过解电磁场的矢量波动方程给出了柱对称矢量光场的数学描述。简要介绍矢量光场的生成方法后,提出了利用一种基于 4f 光学系统和空间光调制器的自相干分解合成生成任意分布矢量光场的方法。实验设计生成了多种具有不同偏振分布的矢量光场,例如偏振态沿方位角方向变化、径向变化的矢量光场及复杂分布的矢量光场,并由此验证了其灵活性和可靠性。

**关键词:** 偏振态; 矢量光场; 光学 4f 系统; 空间光调制器; 全息光栅

## ABSTRACT

The nonuniform polarization distribution of vector field makes a great impact on the spatial-temporal evolution and the interaction between light with matter, thus resulting in many novel phenomena and effects. In this paper, we first give a mathematical description of axial-symmetry vector fields by analytically solving the vector wave equation for the electromagnetic field. Then after a brief review of methods for generating vector fields, a convenient approach is introduced to generate arbitrary vector beams in a 4f system with spatial light modulator and a common path interferometry arrangement. After scientific experimental design, vector fields with a variety of polarization configurations, such as azimuth, radial variant vector fields, other complex vector fields, etc. is realized and the reliability and flexibility of this method is verified.

**Key Words:** States of Polarization; Vector fields; Optical 4f system; Spatial light modulator; Holographic grating

## 目 录

摘 要 .....	I
ABSTRACT .....	II
目 录 .....	III
第一章 绪论 .....	1
一、 偏振态的描述 .....	1
二、 矢量光场概述 .....	5
三、 矢量光场的研究现状 .....	10
四、 矢量光场的生成方法 .....	11
五、 本文主要研究内容 .....	13
第二章 基于 4f 系统合成任意矢量光场 .....	14
一、 光路设计 .....	14
二、 光路的数学描述 .....	15
第三章 实验结果与讨论 .....	17
一、 旋向变化矢量光场 .....	17
二、 径向变化矢量光场 .....	21
三、 复杂分布矢量光场 .....	24
第四章 总结 .....	28
参考文献 .....	29
致 谢 .....	31

## 第一章 绪论

为了充分发挥光子的作用,充分利用其各种效应,对于光场的调控十分重要。一般光场的调控主要涉及时域调控和空域调控,调控内容主要包括频率、位相、振幅和偏振态。对光场频率、振幅和位相的调控有着较长的研究历史,调控技术也相对成熟,而在对偏振态的空域调控方面的报道并不多见。偏振态的调控为光场引入了新的自由度,将导致光场演化和与物质相互作用过程中的一些新效应。

### 一、偏振态的描述

#### (一) 偏振椭圆

基于对光在晶体中传播行为的研究,惠更斯首先提出了光的矢量性,即光的偏振态。对于任一光场,应该具有  $x, y, z$  三个方向的分量:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_x) \\ E_y(t) &= E_{0y} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_y) \\ E_z(t) &= E_{0z} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_z) \end{aligned} \quad (1.1)$$

杨氏干涉实验表明,自由空间中传播的光场中并不存在沿传播方向的分量。因此,沿  $z$  方向传播的光场可以表示为:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_x) \\ E_y(t) &= E_{0y} \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \varphi_y) \end{aligned} \quad (1.2)$$

进一步可以得到:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x(t)}{E_{0x}} \frac{E_y(t)}{E_{0y}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi \quad (1.3)$$

其中  $\varphi = \varphi_y - \varphi_x$  是  $y$  方向和  $x$  方向的位相差。椭圆方程(1.3)所表示的椭圆即为偏振椭圆,如图 1。其中“椭圆幅”  $A$  可计算光场的功率密度,定义为:

$$A = \sqrt{E_{0x}^2 + E_{0y}^2} \quad (1.4)$$

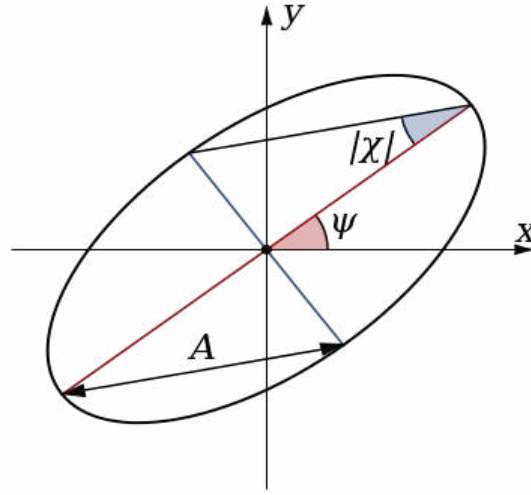


图 1 偏振椭圆

偏振椭圆的“定向角”定义为偏振椭圆的半长轴与  $x$  轴之间的夹角  $\psi$ ，其方程为：

$$\tan(2\psi) = \frac{2E_{0x}E_{0y}\cos\varphi}{E_{0x}^2 - E_{0y}^2}, \quad \left(-\frac{\pi}{2} \leq \psi \leq \frac{\pi}{2}\right) \quad (1.5)$$

偏振椭圆的“椭圆角”  $\chi$  定义为：

$$\sin(2\chi) = \frac{2E_{0x}E_{0y}\sin\varphi}{E_{0x}^2 + E_{0y}^2}, \quad \left(-\frac{\pi}{4} \leq \chi \leq \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.6)$$

光的偏振状态是由定向角、椭圆角确定的。若相位差  $0 < \varphi \leq \pi$ ，则椭圆角  $0 < \chi \leq \pi/4$ ，光为右旋椭圆偏振；若相位差  $-\pi \leq \varphi < 0$ ，则椭圆角  $-\pi/4 \leq \chi < 0$ ，光为左旋椭圆偏振。特别的， $\varphi = 0$  时，椭圆角  $\chi = 0$ ，光为线偏振，偏振方向由定向角  $\psi$  决定； $\varphi = \pm\pi$  时，椭圆角  $\chi = \pm\pi/4$ ，光为左右圆偏振。

## (二) 斯托克斯参量与庞加莱球

偏振椭圆对偏振态的描述有着很大的局限性，为了更加直观的描述自然光和部分偏光，George Gabriel Stokes 于 1852 年提出可以用四个可观测量来表述光场偏振态，即如方程(1.7)所示的斯托克斯参量。

$$\begin{aligned}
S_0 &= E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\
S_1 &= E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\
S_2 &= 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\
S_3 &= 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta
\end{aligned} \tag{1.7}$$

用复数形式表示的光场为:

$$\begin{aligned}
E_x(t) &= E_{0x} \exp[j(\omega t - kz + \delta_x)] = E_x \exp(j\omega t - jkz) \\
E_y(t) &= E_{0y} \exp[j(\omega t - kz + \delta_y)] = E_y \exp(j\omega t - jkz)
\end{aligned} \tag{1.8}$$

其中,

$$\begin{aligned}
E_x &= E_{0x} \exp(j\delta_x) \\
E_y &= E_{0y} \exp(j\delta_y)
\end{aligned} \tag{1.9}$$

则可将斯托克斯参量改写为:

$$\begin{aligned}
S_0 &= E_x E_x^* + E_y E_y^* \\
S_1 &= E_x E_x^* - E_y E_y^* \\
S_2 &= E_x E_y^* + E_y E_x^* \\
S_3 &= j(E_x E_y^* - E_y E_x^*)
\end{aligned} \tag{1.10}$$

若为完全偏振光, 则满足约束条件:

$$S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \tag{1.11}$$

若为部分偏振光, 则有:

$$S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2 \tag{1.12}$$

进一步可定义光场的偏振度:

$$P = \frac{(S_1^2 + S_2^2 + S_3^2)^{1/2}}{S_0} \tag{1.13}$$

显然,  $P=1$  时为偏振光,  $P=0$  时为自然光,  $0 < P < 1$  时则为自然偏光。

还可利用偏振椭圆定向角和椭圆角来改写斯托克斯参量:

$$\begin{aligned}
S_0 &= I \\
S_1 &= I_p \cos 2\chi \cos 2\psi \\
S_2 &= I_p \cos 2\chi \sin 2\psi \\
S_3 &= I_p \sin 2\chi
\end{aligned} \tag{1.14}$$

其中  $I$  为总光强,  $I_p$  为其中偏振光部分的强度。方程(1.14)与直角坐标到球坐标的转换方程(1.15)具有类似的形式。



$$\begin{aligned}
 x &= r \sin \theta \cos \varphi \\
 y &= r \sin \theta \sin \varphi \\
 z &= r \cos \theta
 \end{aligned}
 \tag{1.15}$$

可令

$$\begin{aligned}
 \theta &= \frac{\pi}{2} - 2\chi \\
 \varphi &= 2\psi
 \end{aligned}
 \tag{1.16}$$

这样斯托克斯参量就可以表示在一个球上。Henri Poincaré 最早在 1892 年提出了这种表示方式。如图 2 所示，经度为  $2\psi$ ，纬度为  $2\chi$ 。

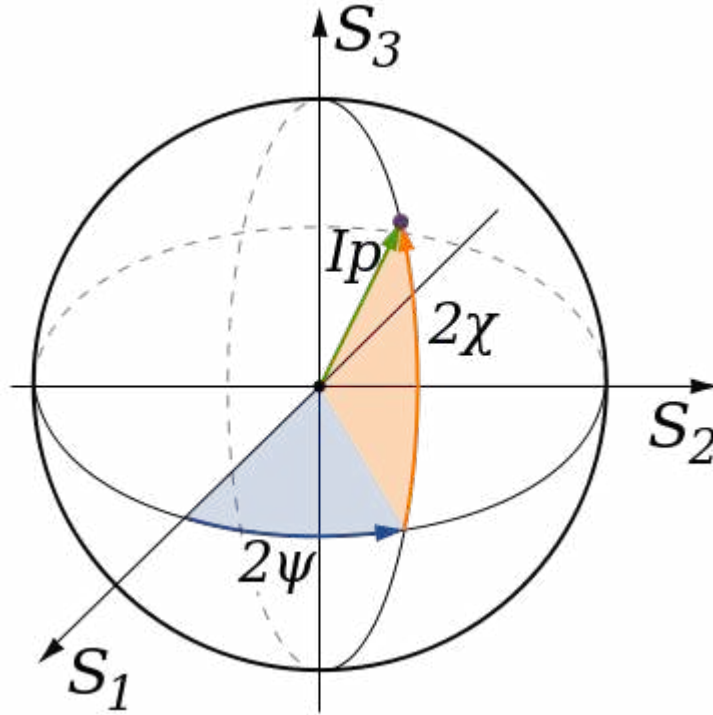


图 2 庞加莱球

庞加莱球上北极点对应于纬度  $2\chi = \frac{\pi}{2}$ ， $\chi = \frac{\pi}{4}$ ，椭偏率  $\beta = 1$ ，对应于右旋圆偏振；南极点纬度为  $2\chi = -\frac{\pi}{2}$ ， $\chi = -\frac{\pi}{4}$ ，椭偏率  $\beta = -1$ ，对应于左旋圆偏振；赤道上纬度  $2\chi = 0$ ， $\chi = 0$ ，椭偏率  $\beta = 0$ ，对应于线偏振态。庞加莱球任意一点表示的偏振态是唯一确定的，并且能够实现与光场偏振态的一一对应。

当光场为部分偏振光时，斯托克斯参量满足方程(1.12)，对应于庞加莱球内部的点。可见，相比于偏振椭圆，斯托克斯参量和庞加莱球更完整的描述了光场的偏振状态。

## 二、矢量光场概述

### (一) 矢量光场简介

矢量光场指在波面上具有空间非均匀分布偏振态的光场。常见的偏振光场如线偏振、圆偏振和椭圆偏振的光场，具有均匀的偏振态空间分布，其同一波面的任意位置有相同的偏振态。而对于矢量光场，由于偏振态分布的空间变化，表现出许多新颖的性质，在众多的领域有着重要的应用。

最典型也最简单的矢量光场是径向偏振光和方位角方向（旋向）偏振光，其偏振态分布如图 3 所示，空间各点的电场矢量振动方向各不相同。对于径向偏振光，同一时刻同一波面上任意位置的电场振动矢量都沿着径向方向，而对于旋向偏振光，同一时刻同一波面上各点的电场振动矢量都沿着方位角方向，与径向偏振光的偏振方向保持垂直。

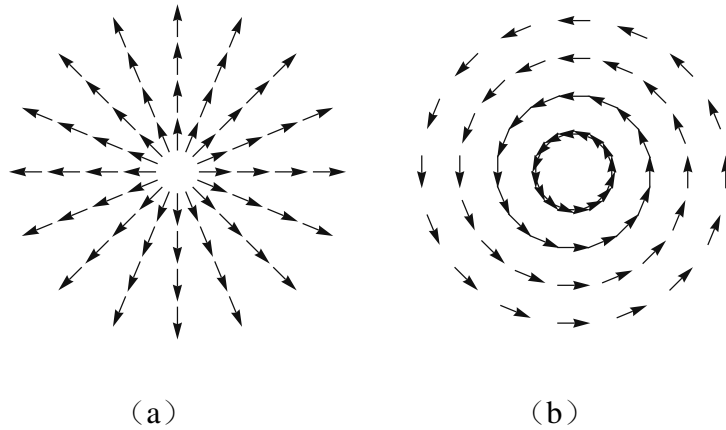


图 3 偏振态空间分布。(a) 径向偏振光 (b) 旋向偏振光

### (二) 矢量光场的数学描述

自由空间中，典型的傍轴光束解可以通过解亥姆霍兹方程得到。

$$(\nabla^2 + k^2)E = 0 \quad (1.17)$$

在直角坐标系中，光束解的电场部分有如下形式：

$$E(x, y, z, t) = u(x, y, z) \exp[j(kz - \omega t)] \quad (1.18)$$

在傍轴近似下，

$$\frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll k^2 u, \quad \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \ll k \frac{\partial u}{\partial z} \quad (1.19)$$

带入(1.17)并分离变量可解得 Hermite-Gauss (HG<sub>mn</sub>) 解：

$$u(x, y, z) = E_0 H_m \left( \sqrt{2} \frac{x}{w(z)} \right) H_n \left( \sqrt{2} \frac{y}{w(z)} \right) \frac{w_0}{w_z} \exp[-j\varphi_{mn}(z)] \exp \left[ -j \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \quad (1.20)$$

其中  $H_m(x)$  为 Hermite 多项式，满足方程：

$$\frac{d^2 H_m}{dx^2} - 2x \frac{dH_m}{dx} + 2mH_m = 0 \quad (1.21)$$

$E_0$  为电场振幅， $w(z)$  为光束尺寸， $w_0$  为束腰半径， $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$  为瑞利距离， $q(z) = z - jz_0$ ， $\varphi_{mn}(z) = (m+n+1) \tan^{-1}(z/z_0)$  是 Gouy 相移。 $m=n=0$  时，可得基模高斯光束解：

$$u_0(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w_z} \exp[-j\varphi(z)] \exp \left[ -j \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \quad (1.22)$$

而对于柱坐标系，傍轴光束解具有以下的普遍形式：

$$E(r, \phi, z, t) = u(r, \phi, z) \exp[j(kz - \omega t)] \quad (1.23)$$

带入(1.17)并采用分离变量法可以解得 Laguerre-Gauss (LG) 解<sup>[1]</sup>：

$$u(r, \phi, z) = E_0 \left( \sqrt{2} \frac{r}{w} \right)^l L_p^l \left( 2 \frac{r^2}{w^2} \right) \frac{w_0}{w_z} \exp[-j\varphi_{pl}(z)] \exp \left[ -j \frac{k}{2q(z)} r^2 \right] \exp(jl\phi) \quad (1.24)$$

其中  $L_p^l(x)$  为 Laguerre 多项式，满足方程：

$$x \frac{d^2 L_p^l}{dx^2} - (l+1-x) \frac{dL_p^l}{dx} + pL_p^l = 0 \quad (1.25)$$

$\varphi_{pl}(z) = (2l+l+1) \tan^{-1}(z/z_0)$  是 Gouy 相移。 $l=p=0$  时，同样可得基模高斯光束(1.22)。

$l \neq 0$  时，LG 模式包含一个螺旋位相  $e^{jl\phi}$ 。

考虑完全满足旋转对称性，傍轴光束具有如下形式：

$$E(r, z, t) = u(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \quad (1.26)$$

带入(1.17)并分离变量可得到 Bessel-Gauss 光束解：

$$u(r, z) = E_0 \frac{w_0}{w_z} \exp[-j\varphi(z)] \exp\left[-j \frac{k}{2q(z)} r^2\right] J_0\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1+jz/z_0}\right) \quad (1.27)$$

其中  $J_0(x)$  为零阶第一类贝塞尔函数。 $\beta = 0$  时, 同样得到基模高斯光束解 (1.22)

傍轴光束解(1.20)、(1.24)和(1.27)均满足亥姆霍兹方程, 具有均匀的空间偏振分布。然而考虑到矢量的振动微分方程:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} - k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (1.28)$$

若仅考虑完全旋转对称的情况, 此时电场解需要满足:

$$\mathbf{E}(r, z) = U(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (1.29)$$

带入方程(1.28)并分离变量可以解得:

$$U(r, z) = E_0 J_1\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1+jz/z_0}\right) u(r, z) \quad (1.30)$$

其中  $u(r, z)$  为 Bessel-Gauss 光束解(1.27),  $J_1(x)$  为一阶第一类贝塞尔函数。这个解就是旋向偏振分布的高斯光束解。

现在考虑非对称的一般情况, 此时电场解需要满足:

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = \mathbf{U}(r, \phi, z) \exp[j(kz - \omega t)] \quad (1.31)$$

将矢量振幅  $\mathbf{U}(r, \phi, z)$  进一步分离为:

$$\mathbf{U}(r, \phi, z) = \boldsymbol{\varepsilon}(r, \phi, z) u(r, z) \quad (1.32)$$

其中  $u(r, z)$  是由(1.27)式确定的 Bessel-Gauss 光束解, 横场  $\boldsymbol{\varepsilon}(r, \phi, z)$  由径向和方位角向两部分组成:

$$\boldsymbol{\varepsilon}(r, \phi, z) = \varepsilon_r(r, \phi, z) \hat{\mathbf{e}}_r + \varepsilon_\phi(r, \phi, z) \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (1.33)$$

将(1.31)式、(1.32)式和(1.33)式带入方程(1.28)并进一步分离变量可以解得<sup>[2]</sup>:

$$\varepsilon_{r,n}(r, \phi, z) = \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1+jz/z_0}\right) \left[ a_n J_{n-1}\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) + b_n J_{n+1}\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) \right] \begin{bmatrix} \exp(in\phi) \\ \text{or} \\ i \exp(-in\phi) \end{bmatrix} \quad (1.34)$$

$$\varepsilon_{\phi,n}(r, \phi, z) = \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1+jz/z_0}\right) \left[ a_n J_{n-1}\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) - b_n J_{n+1}\left(\frac{\beta r}{1+jz/z_0}\right) \right] \begin{bmatrix} -i \exp(-in\phi) \\ \text{or} \\ \exp(in\phi) \end{bmatrix} \quad (1.35)$$

傍轴条件下解得的电场解并不能完全满足麦克斯韦方程中对电场散度的约束条件:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \quad (1.36)$$

当(1.34)式和(1.35)式中的  $a_n = b_n$  时, 电场矢量具有最小的散度, 并与线偏振的基模傍轴高斯光束的理论散度一致。因此可以优化通解(1.34)式和(1.35)式为:

$$\varepsilon_{r,n}(r, \phi, z) = a_n \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) \left[ J_{n-1}\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) + J_{n+1}\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \right] \begin{bmatrix} \exp(in\phi) \\ \text{or} \\ i \exp(-in\phi) \end{bmatrix} \quad (1.37)$$

$$\varepsilon_{\phi,n}(r, \phi, z) = a_n \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) \left[ J_{n-1}\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) - J_{n+1}\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \right] \begin{bmatrix} -i \exp(-in\phi) \\ \text{or} \\ \exp(in\phi) \end{bmatrix} \quad (1.38)$$

(1.27)式、(1.31)式、(1.32)式、(1.33)式、(1.37)式和(1.38)式共同组成了傍轴条件下的矢量振动偏微分方程的解析解。

当  $n=0$  时, 取第一组解, 方位角方向分量  $\varepsilon_{\phi,0}$  为零, 得到径向向的光束解:

$$\mathbf{E}(r, z) = 2a_0 J_1\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) u(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{\mathbf{e}}_r \quad (1.39)$$

同理, 另一组的结果与第一组结果正交:

$$\mathbf{E}(r, z) = 2a_0 J_1\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) u(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{\mathbf{e}}_\phi \quad (1.40)$$

上式与(1.29)式和(1.30)式所描述的旋向偏振分布高斯光束相同。

当  $n=1$  时, 根据坐标转换关系  $\hat{\mathbf{e}}_x = \hat{\mathbf{e}}_r \cos \phi - \hat{\mathbf{e}}_\phi \sin \phi$ , 可得:

$$\mathbf{E}(r, \phi, z) = a_1 \left[ J_0\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) + J_2\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \exp(2i\phi) \right] \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) u(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \hat{\mathbf{e}}_x \quad (1.41)$$

其中第一项即为沿  $x$  方向的线偏振 Bessel-Gauss 光束。这两项可以看作是满足亥姆霍兹方程的(1.42)式所表示的一组通解中的两个低阶成分。

$$E_m(r, \phi, z) = A_m J_m\left(\frac{\beta r}{1 + jz/z_0}\right) \exp(im\phi) \exp\left(-\frac{\beta^2 z/(2k)}{1 + jz/z_0}\right) u(r, z) \exp[j(kz - \omega t)] \quad (1.42)$$

其中  $m$  为角向模数,  $A_m$  为常数。做与上文的坐标变换相似的坐标系转换, 取不同  $n$ , 可得到(1.42)式中的其他线偏振模式。(1.42)式中具有一个螺旋相位  $\exp(in\phi)$ , 同时由于光场具有统一的偏振方向, 其等相位面呈现特殊的沿  $z$  轴的

螺旋分布，称之为涡旋光场，如图 4 所示。

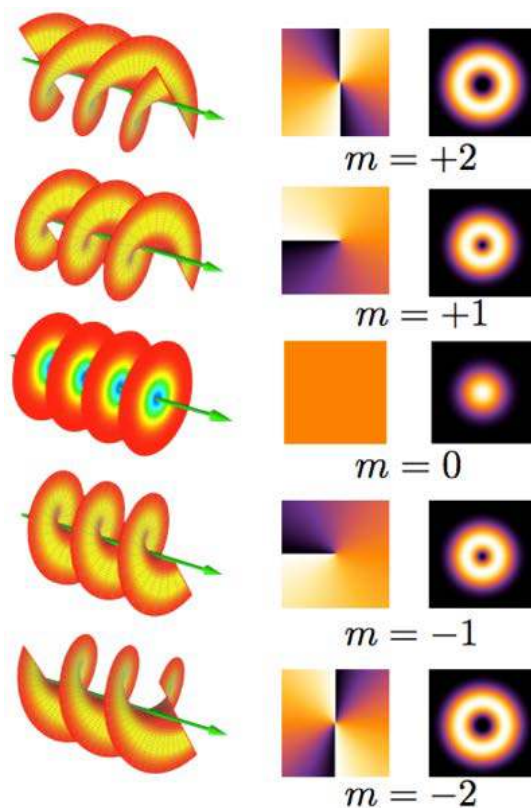


图 4  $\beta = 0$  时，取不同  $m$  得到的光场螺旋形等位相面结构、波前位相分布和相应的光强分布。

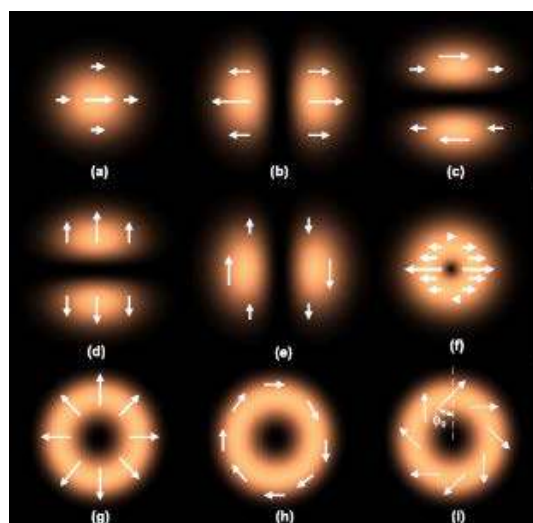


图 5 不同模式的高斯光束的瞬时偏振分布。(a-f) 空间均匀偏振；(g)径向偏振；(h)旋向偏振(i)一般偏振分布。

图 5 中(a-f)展示了(1.41)式中的线偏振 Bessel-Gauss 光束，尽管在不同区域

的偏振方向相反，但偏振的空间分布是局域均匀的；(g)所示即为(1.39)式表示的径向偏振分布高斯光束；(h)所示即为(1.40)式表示的旋向偏振分布的高斯光束；(i)所示的偏振分布可以由(g)和(h)所示的径向偏振和旋向偏振分布高斯光束叠加而成。对于一个较小的  $\beta$ ，可以得到矢量 Bessel-Gauss 光束在束腰处的简化表示为：

$$\mathbf{E}(r, z) = A(r) \exp\left(-\frac{r^2}{w^2}\right) \hat{\mathbf{e}}_i, \quad i = r, \phi \quad (1.43)$$

其振幅分布与没有螺旋相位分布的  $\text{LG}_{01}$  模式相同。通过(1.20)式可以看出，径向和旋向矢量光束可以由正交偏振的  $\text{HG}_{01}$  和  $\text{HG}_{10}$  叠加产生：

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_r &= \text{HG}_{10} \hat{\mathbf{e}}_x + \text{HG}_{01} \hat{\mathbf{e}}_y \\ \mathbf{E}_\phi &= \text{HG}_{01} \hat{\mathbf{e}}_x + \text{HG}_{10} \hat{\mathbf{e}}_y \end{aligned} \quad (1.44)$$

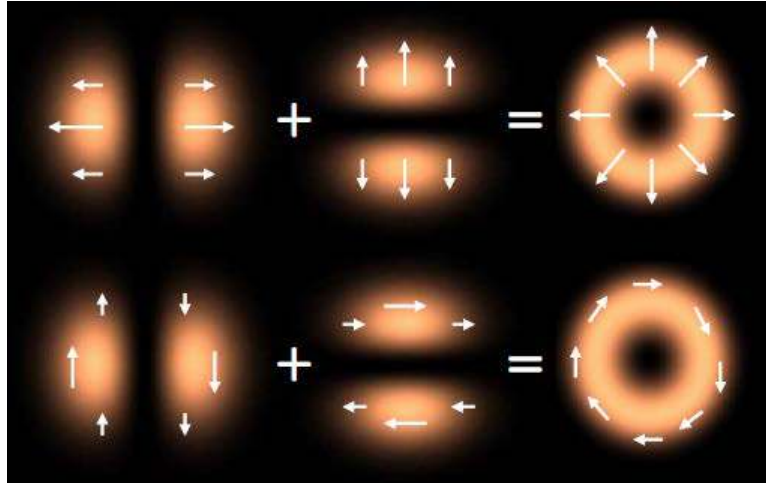


图 6 通过线偏振的 HG 模式叠加产生径向偏振分布和旋向偏振分布光场

### 三、矢量光场的研究现状

径向偏振分布矢量光场和旋向偏振分布矢量光场实际上与电磁波的  $\text{TM}_{01}$  模和  $\text{TE}_{01}$  模一致<sup>[3]</sup>，关于这类电磁场的理论<sup>[4]</sup>很早就出现了。1972 年，瑞士的研究小组<sup>[3]</sup>通过在激光器谐振器中加入偏振态模式选择器生成了旋向偏振分布的光场，并通过将其通过石英之类的材质制作的旋光器后转化为了径向偏振分布的光场。同年，另一个小组<sup>[5]</sup>通过在激光器谐振腔中加入特殊的光学振荡器，得到了径向偏振分布的光场。1995 年前后，Rochester 大学 Hall 小组进行了一系列关于

矢量光场的理论研究,他们利用自由空间旋向波动方程求解了 Bessel-Gauss 光场<sup>[6]</sup>;利用麦克斯韦方程求解了矢量光场解<sup>[2]</sup>;对 Bessel-Gauss 光场的衍射特性及矢量光场聚焦斑偏移进行了研究<sup>[7-8]</sup>。

2000 年 Rochester 大学的 Brown 小组<sup>[9]</sup>在研究中发现,在紧聚焦的情况下,径向偏振分布矢量光场在自由空间中可以获得很强的纵向电场分量,而旋向偏振分布矢量光场在焦场处可获得纯纵向磁场。这些特性难以在标量光场中实现,引起了研究者的极大兴趣,所以矢量光场开始得到较多的关注。同时,文中使用 Richards-Wolf 基于矢量衍射理论的焦场计算方法,便捷地给出了旋向和径向偏振分布矢量光场的聚焦场。2003 年,德国的研究小组<sup>[10]</sup>便在实验上获得了远小于相同条件下标量光场  $0.26\lambda^2$  尺度的  $0.16\lambda^2$  的聚焦斑,更小的聚焦斑进一步激发了研究者对矢量光场的兴趣。在此基础上,涌现了大量研究纵向电场分量和更小聚焦光斑的工作<sup>[11-15]</sup>。矢量光场的聚焦特性有着广泛的应用。一方面,径向偏振分布矢量光场在自由空间聚焦可以获得极强的纵向场,这一纵场目前正被应用于电子加速,光学成像,近场光学,纳米微加工,量子信息和表面等离激元激发等领域<sup>[16-21]</sup>。另一方面,矢量光场聚焦可以实现衍射极限聚焦,获得更小的聚焦斑,其在信息存储,光学微加工和光学成像等领域有着重要的应用前景。此外,矢量光场还可以用来生成中空聚焦光场,同时实现对聚焦场偏振态的调控,其主要应用于光学为操纵中,用于发展新型激光光镊<sup>[22]</sup>。

矢量光场的研究正处于快速发展的阶段,还有很多的基础的物理本质问题和实际应用问题值得探索。在矢量光场生成方面,如何产生兼具位相奇点和偏振奇点的矢量光场,这种涉及对光场偏振和位相同时进行二维调控的问题亟待研究。矢量光场在超分辨成像、光学为操纵、超精细加工等领域有至关重要的应用,其中关键技术在于对聚焦场的调控。目前的研究偏重理论,实验工作比较缺乏,亟需进一步的探索。在矢量光场的新效应及其新应用方面,柱对称破缺矢量光场的焦场劈裂和角动量的空间分离<sup>[23]</sup>,杂化偏振矢量光场中源于偏振分布旋度的轨道角动量等问题引发了很多的讨论。

## 四、矢量光场的生成方法

随着对矢量光场研究兴趣的激增,其生成手段也得到了更多发展。随着新型



光学器件的出现和光学器件性能的不断提高, 矢量光场的生成手段和生成质量也不断丰富和提高。是否有增益介质的参与, 矢量光场的生成方法分为主动生成和被动生成两种。主动生成是通过对激光器谐振腔的改造, 直接输出矢量光场。被动生成则是利用腔外的特殊元件或光学方法, 转换常规激光为矢量光场。主动生成的方法具有很高的效率和质量, 但缺乏灵活性, 获得的矢量光场单一。被动生成方法则具有较强的灵活性, 在实验室的研究中更为实用。

## (一) 腔内生成矢量光场

腔内主动生成矢量光场方法的核心是矢量光场模式选择。通过改变激光谐振腔的设计, 通过在腔内放置特定光学元件来抑制其他模式, 使得腔内振荡模式为矢量光场模式。

一种谐振腔设计是通过双折射晶体 o 光和 e 光中不同的传播轨迹, 利用环形光阑在望远镜系统中进行偏振模式的选择, 从而输出矢量光场<sup>[3]</sup>。日本的研究小组在 2006 年利用 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体替换原先的双折射晶体, 简化了腔内结构, 实现了更稳定的输出<sup>[24]</sup>。

另外一种设计利用光的二向色性, 通过在谐振腔中放置对正交的偏振光有不同透过率的薄膜来进行模式选择<sup>[5]</sup>。与之相似的另一种设计利用了布儒斯特角轴棱镜来输出径向偏振激光<sup>[25]</sup>。

还可利用微结构光学元件来进行模式选择。具有同心环结构的光子晶体反射镜被用作输出耦合器来输出矢量光场<sup>[26]</sup>。多层结构的偏振光栅反射镜对不同偏振光的不同反射率进行模式选择也可用于矢量光场的生成<sup>[27]</sup>。

以上的方法都可用于光纤激光器。此外, 还可以利用 8 瓣 1/2 波片组成的空变相位延迟器来输出具有矢量光场分量的偏振分布, 再利用光纤将其取出放大<sup>[28]</sup>。

(1.44)式中提到的模式合成方法也可以用于生成矢量光场。一种是利用阶跃相位版分别生成两种模式再通过双折射光束偏转器和位相补偿板将两模式共路叠加<sup>[29]</sup>。另一种是利用在谐振腔内放置 Dove 棱镜构成 Sagnac 干涉仪输出矢量光场<sup>[30]</sup>。

## (二) 腔外生成矢量光场

可以在谐振腔外利用特殊设计的光学元件将基模高斯光束转化为矢量光场。最简单的方法是利用具有特定分布的偏振器加上螺旋相位板将圆偏振光转化为径向或旋向偏振矢量光场<sup>[31]</sup>。另一种方法是用液晶<sup>[13]</sup>或空变位相延迟器<sup>[32]</sup>改使入射光的偏振方向偏转为矢量分布。空变相位延迟器还可以用亚波长光栅<sup>[33]</sup>和光电功能透明陶瓷<sup>[34]</sup>来制作，这样可以直接得到连续变化的空间偏振分布，而不必使用 FB 腔进行模式提纯。

腔外也可以利用模式自相干叠加来生成矢量光场。其核心步骤为光束分解、操作和合成。一般通过 Mach-Zehnder 干涉仪分束为两路圆偏振光，再进行叠加<sup>[14]</sup>。其中的螺旋位相还可以利用空间光调制器来产生<sup>[35]</sup>。此外，还可以利用基于 Sagnac 干涉仪<sup>[36]</sup>或基于独立衍射光学元件的 Rayleigh 干涉仪<sup>[37]</sup>来合成矢量光场。

## 五、本文主要研究内容

本文通过采用腔外自相干分解合成的方法，利用基于空间光调制器的 4f 系统，生成可任意控制偏振态分布的矢量光场<sup>[38,39]</sup>。包括偏振态旋向变化、径向变化及其他复杂分布的矢量光场。

## 第二章 基于 4f 系统合成任意矢量光场

### 一、光路设计

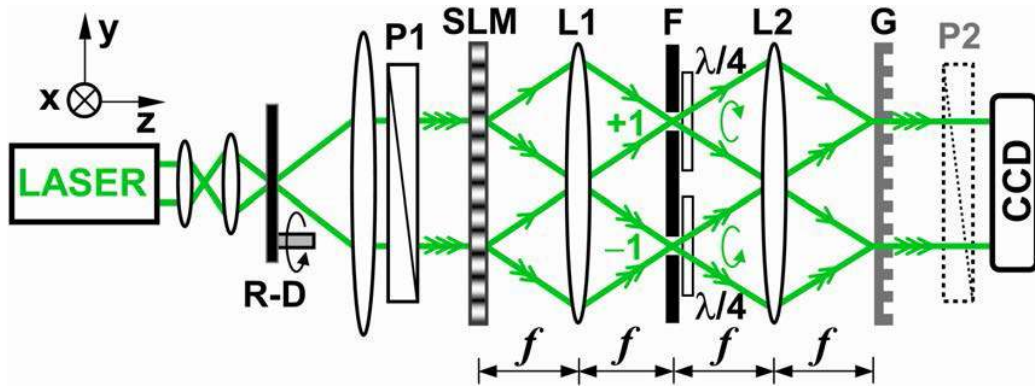


图 7 基于 4f 系统自相干分解与合成生成矢量光场实验装置图。R-D 为旋转毛玻璃，P1 和 P2 为偏振片，SLM 为空间光调制器，F 为有两个小孔的空间滤波器，L1 和 L2 为透镜，G 为 Rochi 光栅。

实验装置如图 7 所示，使用相干公司 532 nm Verdi-V5 激光器出射基模高斯激光。首先经过显微物镜和 150 mm 双胶合透镜扩束准直得到高光束质量的 45 度线偏振平行光，使用空间滤波器提高光束质量，并用旋转毛玻璃来消除光路合成后出现的散斑。准直光入射至由两个 150 mm 双胶合透镜组成的 4f 系统中，前焦面放置反射式扭曲向列型液晶空间光调制器；傅里叶频谱面上放置一个在  $\pm 1$  级衍射斑位置开有两个小孔的空间滤波器，并紧贴小孔放置两个  $1/4$  波片，后焦面上为 Rochi 光栅。预设的全息图加载显示在空间光调制器上形成全息光栅，准直后的线偏振光则入射到空间光调制器上，衍射为不同级次，经过透镜 L1 之后聚焦于傅里叶面上的不同位置，其携带着由全息光栅决定的不同的位相信息。利用空间滤波器取出  $\pm 1$  级后，入射的 45 度线偏振光，经过  $1/4$  波片后变为圆偏振光，其中 +1 级经水平放置的  $1/4$  波片后变为左旋圆偏光，-1 级经过竖直放置的  $1/4$  波片后变为右旋圆偏光。左右旋圆偏光经过透镜 L2 交汇于 Rochi 光栅时传播方向不同，通过 Rochi 光栅将两路光改变方向并叠加合成，此处 Rochi 光栅  $\pm 1$  级的衍射效率约为 40%，同时应保证全息光栅的周期与 Rochi 光栅的周期匹配，从而提高生成光场的质量。

## 二、光路的数学描述

空间光调制器调制振幅，加载的全息光栅的透过率函数为：

$$\begin{aligned} t(x, y) &= \frac{1 + \gamma \cos(2\pi f_0 x + \delta)}{2} \\ &= \frac{1}{2} + \frac{\gamma}{4} \exp[j(2\pi f_0 x + \delta)] + \frac{\gamma}{4} \exp[-j(2\pi f_0 x + \delta)] \end{aligned} \quad (2.1)$$

其中  $\delta = \delta(x, y)$  是附加位相分布函数， $f_0$  是空间载频， $\gamma$  是调制深度。线偏振光入射到空间光调制器上，经过全息光栅的衍射， $\pm 1$  级衍射光将分别携带一个  $\exp(\pm j\delta)$  的位相因子，再经过 1/4 波片后变为左旋和右旋圆偏振光。最后经过 Rochi 光栅汇合共轴后， $\pm 1$  级光场可分别表示为：

$$\begin{aligned} \mathbf{E}^{+1} &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \exp(+j\delta) \hat{\mathbf{e}}_{\text{left}} = \frac{A_0}{2} \exp(+j\delta) (\hat{\mathbf{e}}_x - j\hat{\mathbf{e}}_y) \\ \mathbf{E}^{-1} &= \frac{A_0}{\sqrt{2}} \exp(-j\delta) \hat{\mathbf{e}}_{\text{right}} = \frac{A_0}{2} \exp(-j\delta) (\hat{\mathbf{e}}_x + j\hat{\mathbf{e}}_y) \end{aligned} \quad (2.2)$$

合成之后的光场为：

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= \mathbf{E}^{+1} + \mathbf{E}^{-1} \\ &= A_0 (\cos \delta \hat{\mathbf{e}}_x + \sin \delta \hat{\mathbf{e}}_y) \\ &= A_0 [\cos(\delta - \phi) \hat{\mathbf{e}}_r + \sin(\delta - \phi) \hat{\mathbf{e}}_\phi] \end{aligned} \quad (2.3)$$

当  $\delta = \phi$  时，输出为径向偏振分布的矢量光场，当  $\delta = \phi + \pi/2$  时，输出为旋向偏振光。 $\delta(x, y)$  可以有任意的分布，因此可以生成任意偏振分布的矢量光场。

在本文中，我们引入螺旋位相分布：

$$\delta = 2\pi n \frac{r}{r_0} + m\phi + \phi_0 \quad (2.4)$$

其中  $n$  是径向指数， $r_0$  是光斑半径， $m$  是拓扑荷， $\phi_0$  是初相位。通过改变  $n$ ， $m$  或  $\phi_0$ ，我们可以得到沿旋向或径向变化的线偏振态矢量光场。特别地，当  $m$  为半整数时还会出现对称性破缺的光场。

若将上述装置中的 1/4 波片都换为 1/2 波片，即可将以左右旋圆偏振光  $\{\hat{\mathbf{e}}_{\text{left}}, \hat{\mathbf{e}}_{\text{right}}\}$  为基矢改为以一对正交线偏振光  $\{\hat{\mathbf{e}}_{+\pi/4}, \hat{\mathbf{e}}_{-\pi/4}\}$  为基矢，其中：

$$\begin{aligned}\hat{\mathbf{e}}_{+\pi/4} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_x + \hat{\mathbf{e}}_y) \\ \hat{\mathbf{e}}_{-\pi/4} &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{\mathbf{e}}_x - \hat{\mathbf{e}}_y)\end{aligned}\quad (2.5)$$

则合成之后的光场变为：

$$\mathbf{E} = \frac{A_0}{\sqrt{2}}[\exp(j\delta)\hat{\mathbf{e}}_{+\pi/4} + \exp(-j\delta)\hat{\mathbf{e}}_{-\pi/4}] \quad (2.6)$$

对于不同的附加位相  $\delta(x, y)$ ，可以得到在波阵面上同时具有线偏振、圆偏振和椭圆偏振分布的杂化矢量光场。

通过不同基矢的选择，可以利用一维空间光调制实现在庞加莱球上任意大圆上选择偏振态来生成矢量光场。还可将一维光栅改进为二维光栅，实现具有任意偏振态任意空间分布的矢量光场的生成。

### 第三章 实验结果与讨论

#### 一、旋向变化矢量光场

附加位相具有如  $\delta = m\phi + \phi_0$  这样的螺旋分布时，可以得到沿旋向变化的偏振分布矢量光场。 $m=1$ 时，得到的矢量光场可以由正交的径向和旋向分布矢量光场线性叠加得到，它们属于低阶柱矢量光场。 $m>1$ 的情况则称为高阶矢量光场。

这个波面上只有一种矢量光场的情况称为单模矢量光场，有多重模式的矢量光场的情况称为多模矢量光场。

##### (一) 低阶单模柱矢量光场

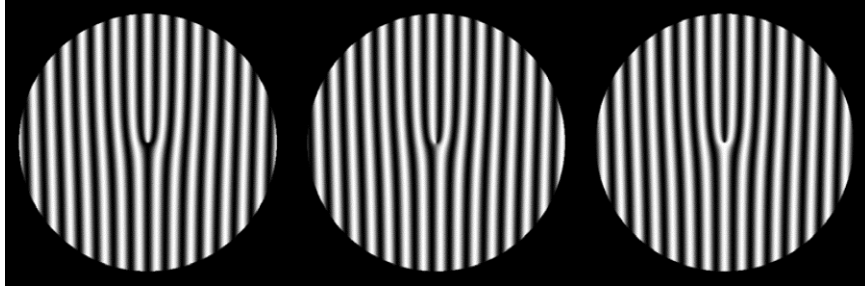


图 8  $m=1$ 时， $\phi=0$ ， $\pi/2$ 和 $\pi$ 时的全息光栅

$m=1$ 时，对应的全息光栅分布具有如图 8 所示的叉形光栅的结构，其对线偏振入射光的 $\pm 1$ 级衍射光为拓扑荷为 $\pm 1$ 的位相涡旋光。随着初始位相 $\phi_0$ 的变化，叉形光栅的分叉位置发生了平移。这些全息光栅可以用于生成低阶单模矢量光场。

图 9 所示的四种低阶单模柱矢量光场对应于不同的初位相 $\phi_0 = 0, \pi/4, \pi/2$ 和 $3\pi/4$ ，其中 $\phi_0 = 0$ 和 $\pi/2$ 分别是径向和旋向偏振分布的矢量光场。值得注意的是，四种矢量光场在不加检偏器时光强分布相同，但中间都出现了一个暗点，这个点在线偏光经过全息光栅之后出现，本为涡旋光中的位相奇点，但经过波片和 Rochi 光栅之后，螺旋相位不再存在，这个奇点成为了由于偏振态不确定而出现的偏振态奇点。

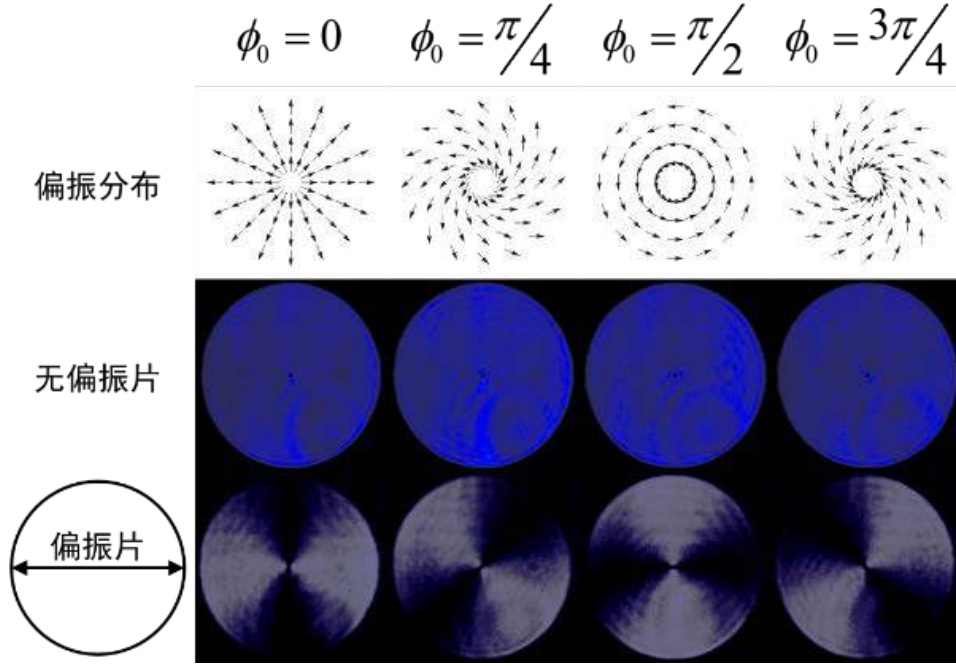


图 9 不同初位相的低阶单模矢量光场，第一行为偏振态分布图，第二行是矢量光场光强分布图，第三行是经过水平检偏器之后的矢量光场光强分布图。

## (二) 低阶双模柱矢量光场

生成低阶双模柱矢量光场所用的全息光栅如图 10 所示，随着内外环初位相差的改变，内外环光栅的错位逐步增大。



图 10 低阶双模全息光栅，内环  $m=1$ ， $\phi_0 = 0$ ；外环  $m=1$ ，

$$\phi_0 = \pi/4, \pi/2 \text{ 和 } \pi。$$

图 11 所示为生成的低阶双模柱矢量光场，其中内环为径向偏振光，外环对应于  $\phi_0 = \pi/4$ ， $m=1$ ， $3\pi/4$  和  $\pi$  的模式。随着外环  $\phi_0$  的增大，内外环之间的分界

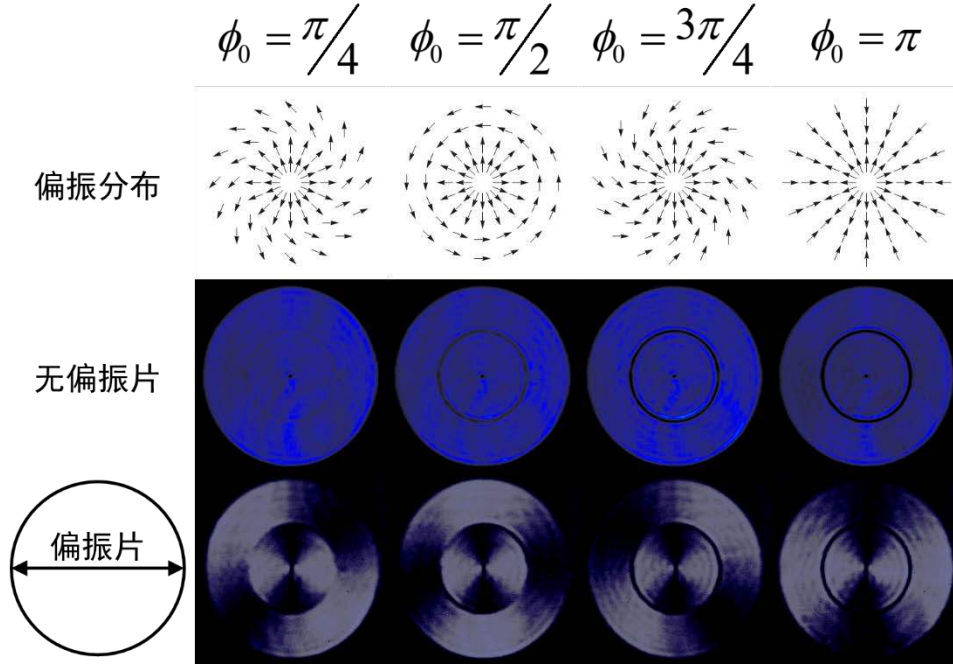


图 11 低阶双模矢量光场的实验结果，内模为径向偏振分布光场，外模  $\phi_0 = \pi/4$ ， $\pi/2$ ， $3\pi/4$  和  $\pi$ 。

线逐渐变得清晰，这是由于内外环不同的偏振态在分界线上的干涉。当  $\phi_0 = 0$  时，内外环模式偏振分布同向，分界线上干涉相长，而  $\phi_0 = \pi$  时，内外环模式的偏振分布反向，分界线上干涉相消。

### (三) 高阶单模柱矢量光场

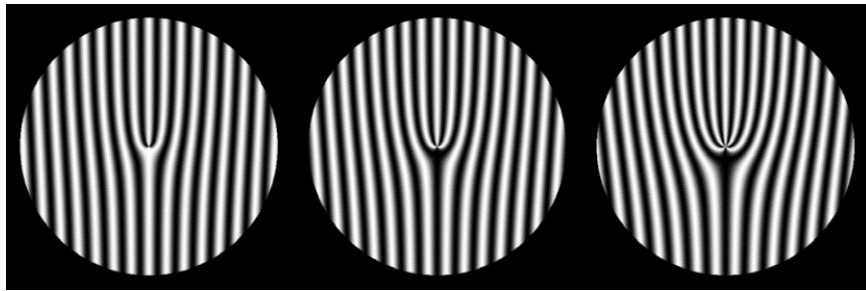


图 12 高阶单模全息光栅 ( $m = 2, 3, 5$ )。

生成高阶单模柱矢量光场的全息图如图 12 所示，为了研究方便，这里设定  $\phi_0 = 0$ 。叉形光栅的分叉数与拓扑荷相等，分别为 2, 3 和 5。

图 13 所示为实验生成的高阶单模柱矢量光场，不同阶数的矢量光场在无检



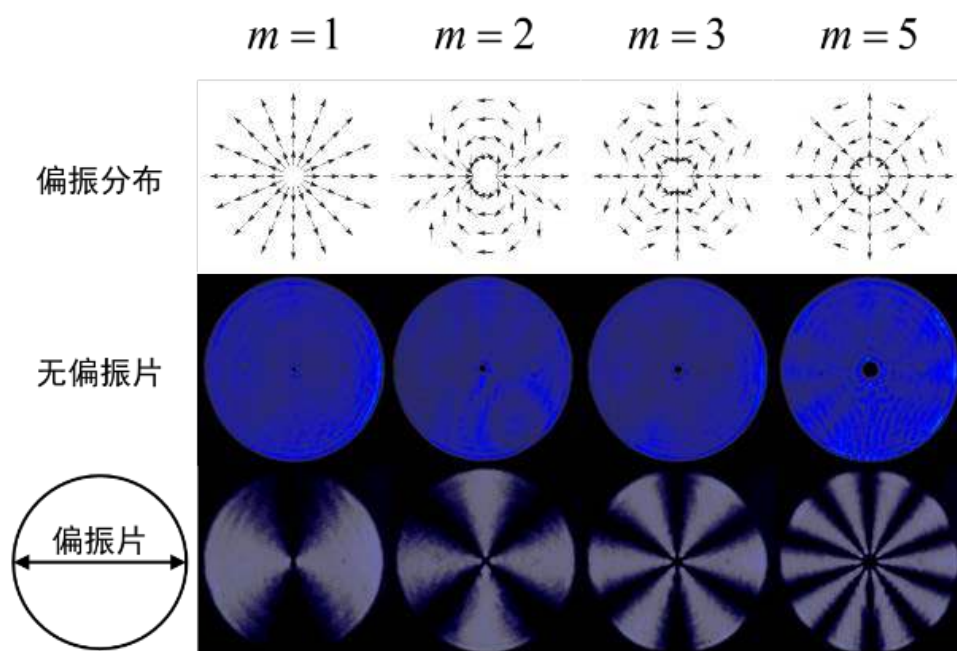


图 13 径向分布矢量光场和高阶单模矢量光场( $m=2, 3, 5$ )实验结果

偏器时的区别仅在于中心暗斑随着拓扑荷的增大而增大。理论上，光场中心应该是一个暗点而非暗斑。暗斑的出现是由于实验中空间光调制器的分辨率有限，不足以分辨全息光栅中心变化剧烈的图案，导致暗点成为了暗斑，随着拓扑荷的增大，中心复杂程度增高，生成的暗斑也随之增大。在经过检偏器后，矢量光场被均匀的沿旋向分割成了  $2m$  瓣。

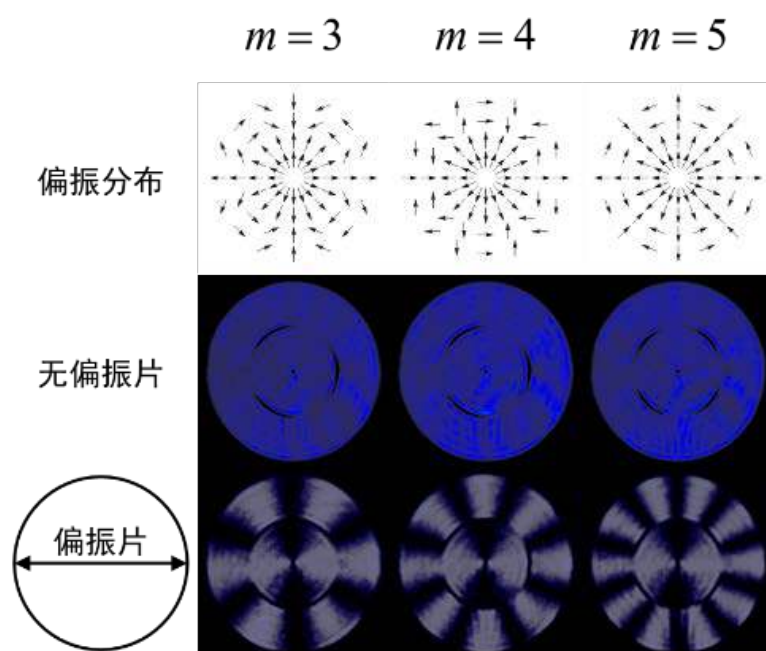


图 14 高阶单模柱矢量光场实验结果( $m=3, 4, 5$ )

#### (四) 高阶双模柱矢量光场

图 14 所示为高阶双模柱矢量光场的实验结果。其中，内模是径向偏振光，外模是拓扑荷  $m = 2, 3, 5$  的高阶模。与低阶双模柱矢量光场不同的是，内外环之间的分界线在不加检偏器时沿旋向有亮暗变化，亮区数目为  $m-1$ 。在亮区，内外模具有相同的偏振方向，相干相长。

#### (五) 柱对称破缺矢量光场

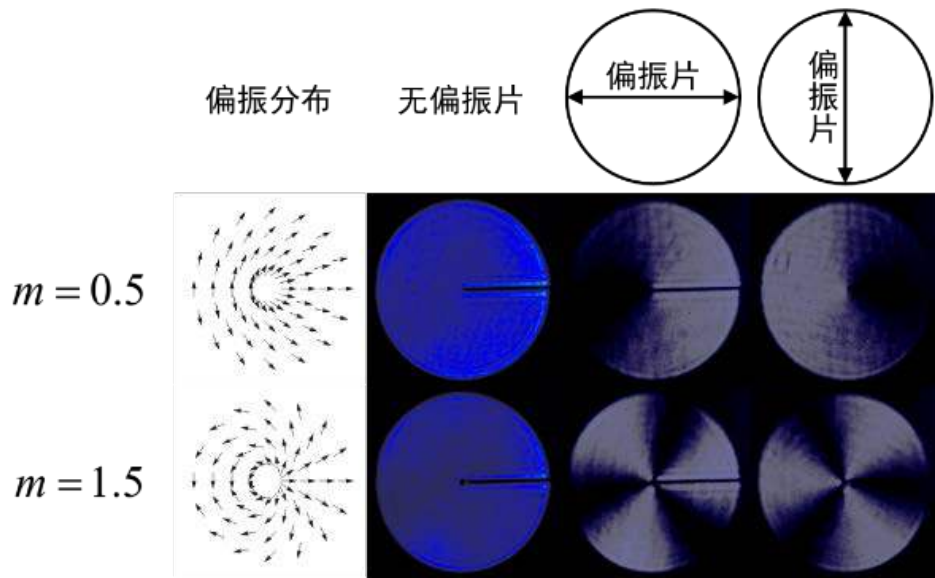


图 15 具有分数拓扑荷的柱对称破缺矢量光场， $m = 0.5$  和  $m = 1.5$ 。

拓扑荷不仅可以是整数，还可以是分数，图 15 为实验中生成的  $m = 0.5$  和  $m = 1.5$  的矢量光场。分数拓扑荷导致了柱对称性的破缺，矢量光场在不经检偏器时，除了中心的暗点，还多出了一条暗线，其成因为上下光场偏振方向相反，相干相消。

## 二、径向变化矢量光场

### (一) 径向指数变化的柱矢量光场

下面研究径向指数  $n$  对于径向变化柱矢量光场的影响。图 16 给出了固定  $n = 0, n = 0.5, 1.0, 1.5, 2.0$  的实验结果。可以发现经过检偏器后会出现  $2n$  个同心

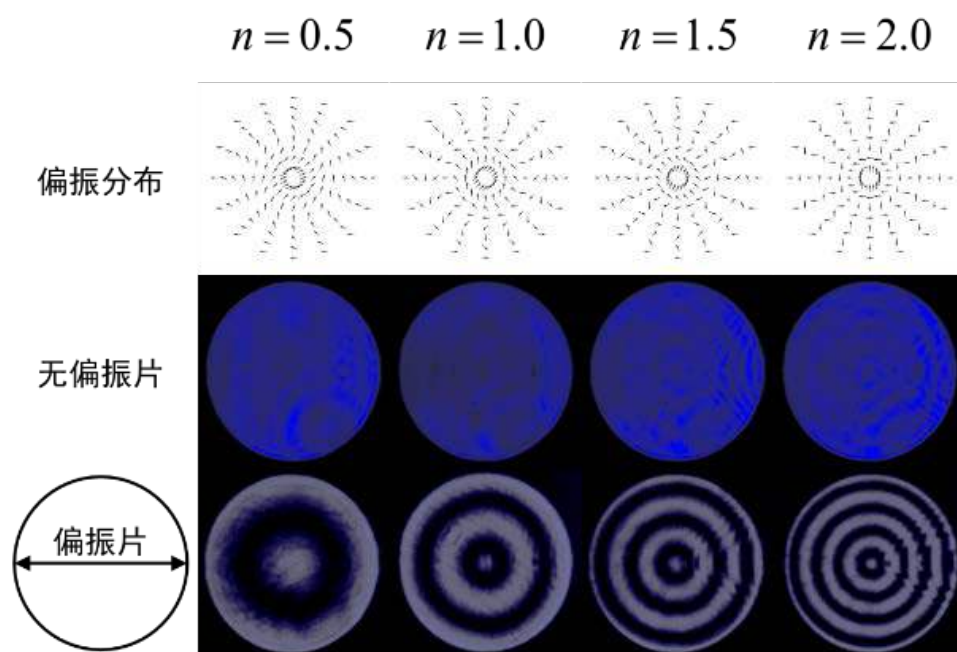


图 16 径向指数不同的四种径向变化矢量光场

的消光环。从其偏振态分布图中可以看出，半径从 0 增大到  $r_0$  时，偏振态逆时针旋转  $2n\pi$  的角度。

## (二) 初位相对径向变化的影响

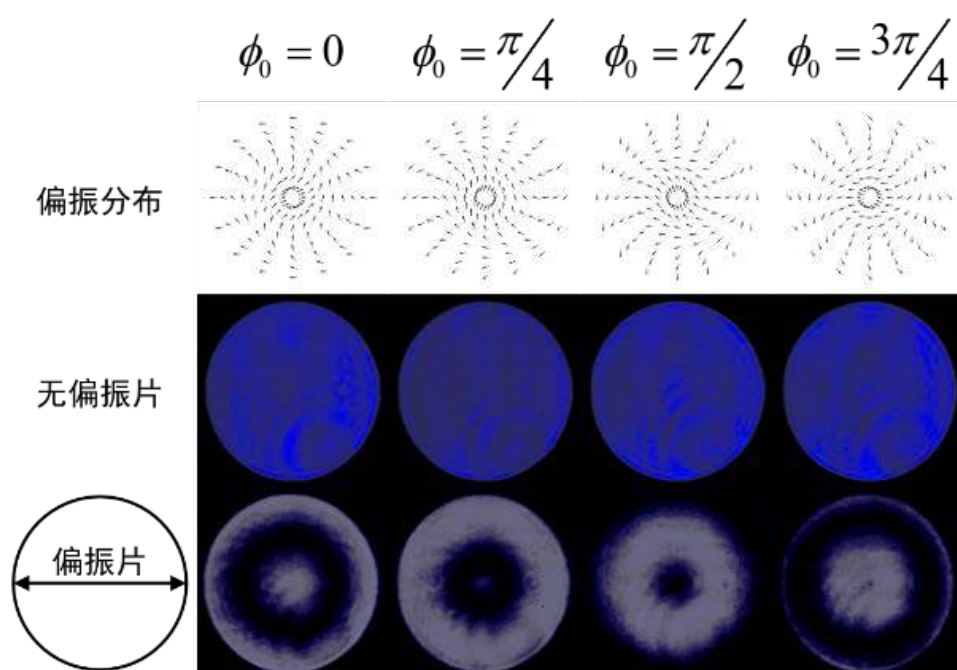


图 17  $n = 0.5$  时初位相不同的四种径向变化柱矢量光场

图 17 所示为保持  $n = 0.5$ ， $\phi_0$  变化的实验结果。可见经过水平检偏器之后的

光强分布图出现了一个消光环，其位置随 $\phi_0$ 变化而径向改变。从偏振分布中不难看出， $\phi_0$ 从0到 $3\pi/4$ 的变化过程中偏振态旋转了 $\pi$ 的角度。

### (三) 拓扑荷对径向变化的影响

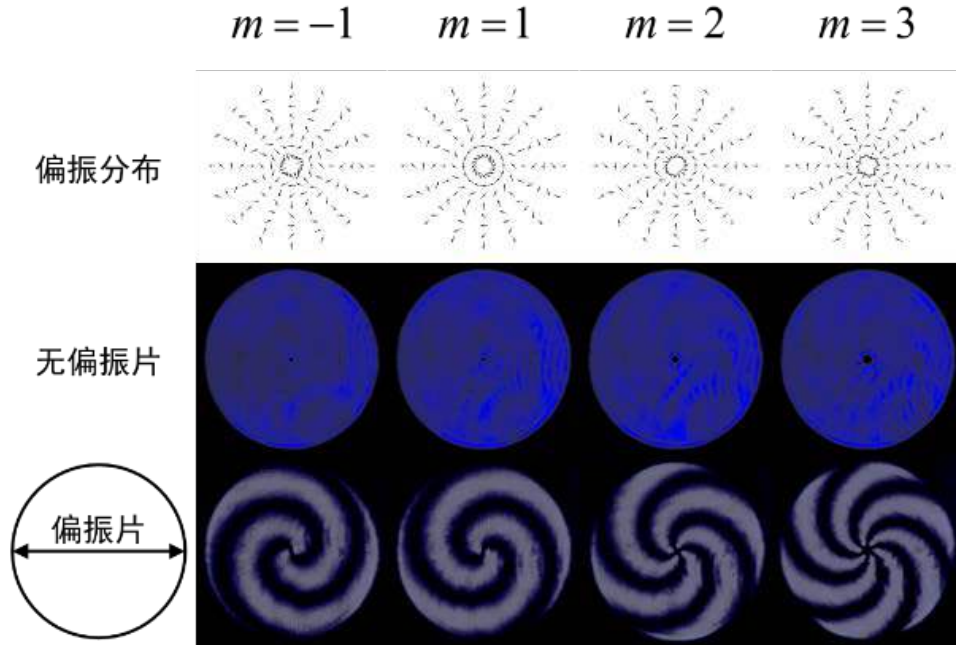


图 18 固定径向指数  $n=1$ ，不同拓扑荷  $m=-1, 1, 2, 3$  的四种矢量光场

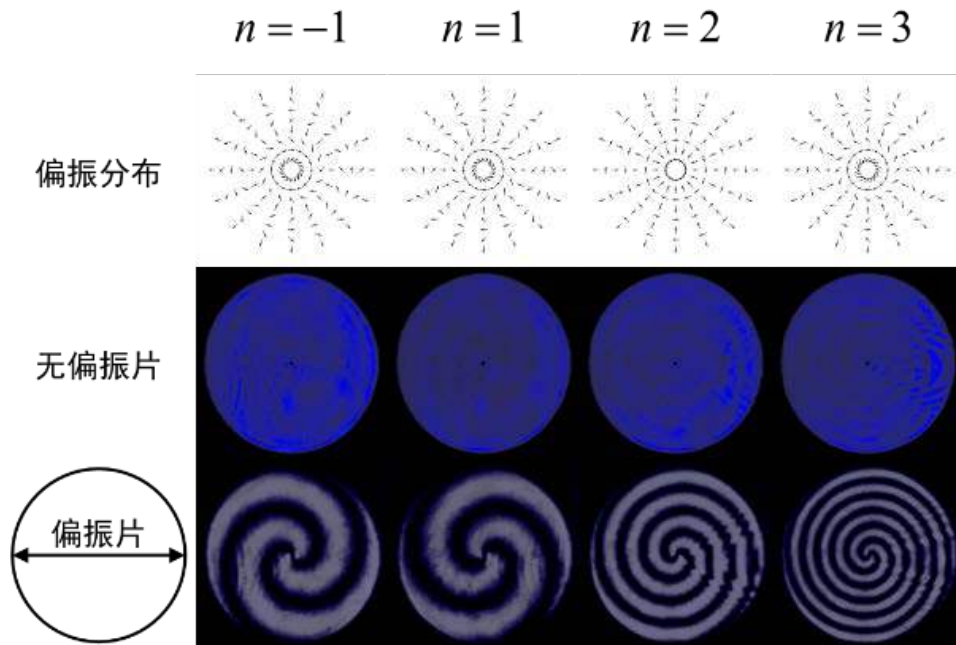


图 19 固定拓扑荷  $m=1$ ，不同径向指数  $n=-1, 1, 2, 3$  的四种矢量光场

接下来是偏振态同时沿着径向和旋向变化的情况。方便起见，取中心位相



$\phi_0 = 0$ 。图 18 给出了固定径向指数  $n = 1$  而改变拓扑荷  $m = -1, 1, 2, 3$  的情况下的实验结果。图 19 给出了固定拓扑荷  $m = 1$  而改变径向指数  $n = -1, 1, 2, 3$  的情况下的实验结果。矢量光场中心出现暗斑，与旋向变化矢量光场情况一致，且暗斑也随着拓扑荷增大而增大。经过检偏器后消光线呈现出阿基米德螺线形。消光臂数为  $2|m|$  个，与径向指数无关。当  $mn > 0$  时，螺线为左手螺旋， $mn < 0$  时，螺线为右手螺旋。

#### (四) 分数拓扑的径向变化柱矢量光场

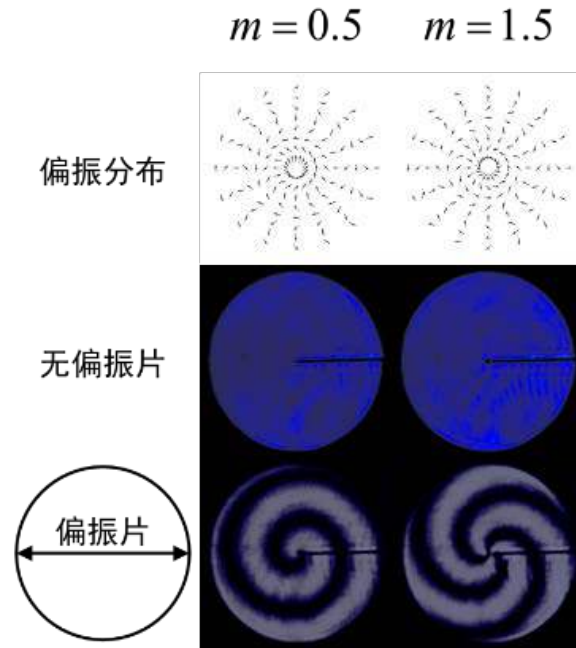


图 20 给定径向指数  $n = 1$  时  $m = 0.5, 1.5$  的分数拓扑矢量光场

图 20 给出了径向指数  $n = 1$  时，拓扑荷  $m$  为半整数 0.5 和 1.5 时的矢量光场实验结果。其偏振态分布更为复杂。经过检偏器后，出现了左手螺旋的 1 个和 3 个消光臂。

### 三、复杂分布矢量光场

由于  $\delta$  可以随意设计，除了上述能够给出确切数学表达的形式之外， $\delta$  还可以由图案来确定，用于生成更复杂的矢量光场。

## (一) 二值图案生成矢量光场

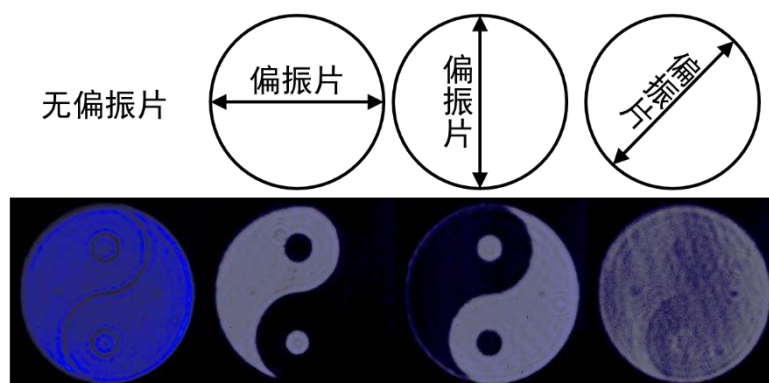


图 21 通过二值化太极图生成的矢量光场。

利用太极式的二值化图像来生成复杂的矢量光场。实验结果如图 21 所示。生成的矢量光场中上下两个圆斑并无明显差别，由于分界处偏振态突变引起的相干相消导致了轮廓的出现。经过水平和竖直检偏器后，出现了互补的太极图案。

## (二) 特殊分布矢量光场

附加位相  $\delta$  除了具有如  $\delta = 2\pi n \frac{r}{r_0} + m\phi + \phi_0$  这样的具有柱旋转对称的结构之

$$n=1 \quad n=2 \quad n=3 \quad n=4$$

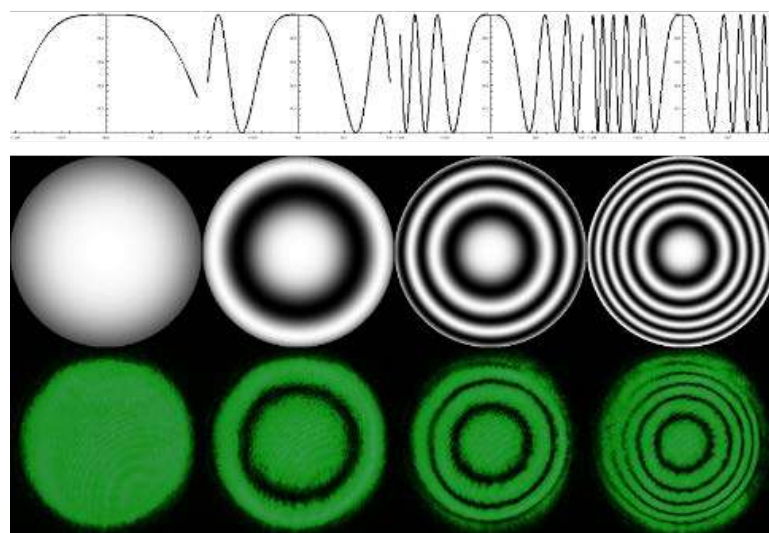


图 22 不同径向指数对应的特殊分布矢量光场经过检偏器后的光强分布。第一行为光强分布曲线，第二行为数值模拟结果，第三行为实验结果。

外，还可以具有更为复杂的结构。

图 22 所示为改变附加位相为  $\delta = (nr/r_0)^2 + m\phi$ ，且拓扑荷  $m=0$  时得到的一种特殊分布矢量光场。与之前径向变化的矢量光场相比，径向的偏振分布不再沿着径向匀速变化，而是与半径的平方成正比。

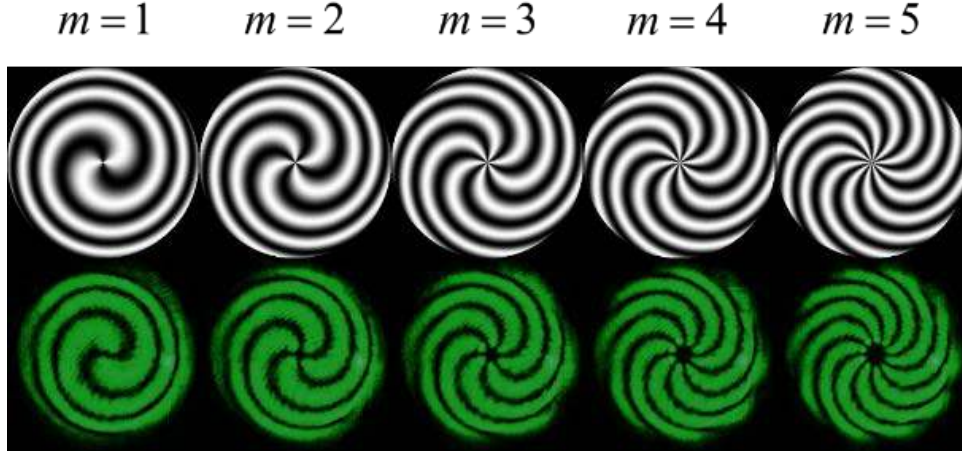


图 23  $n=3$  时取不同拓扑荷得到的特殊分布矢量光场检偏后的光强分布。

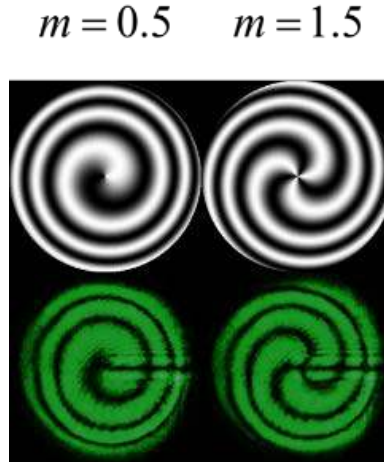


图 24  $n=3$  时取分数拓扑荷得到的特殊分布矢量光场检偏后的光强分布。

图 23 和图 24 给出了在这种特殊分布的情况下改变拓扑荷以及取分数拓扑荷得到的矢量光场。与之前旋向变化柱矢量光场类似，经过检偏器后呈现出螺线形的消光臂，消光臂数量仍为  $2|m|$ ，手性仍由  $mn$  的符号决定。

更为复杂的一种情况如设定附加位相：

$$\delta = \cos^{-1} \left( e^{-\left( n \cdot r / r_0 \right)^2} \right) \quad (3.1)$$

$n=1$        $n=2$        $n=3$        $n=4$

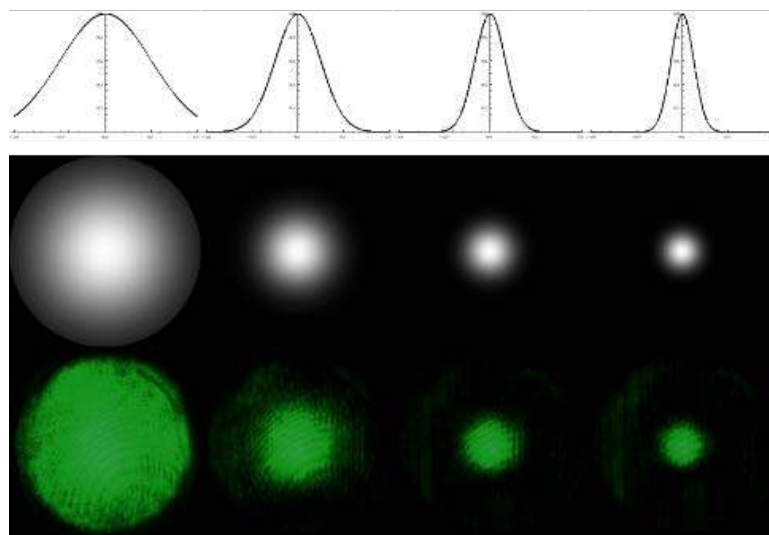


图 25 经过检偏器后呈现高斯分布的特殊矢量光场的光强分布

此时可以得到图 25 所示经过检偏器后具有高斯分布的特殊矢量光场。不同径向指数下的光斑中心光强一致，仅有光斑的尺寸发生了改变。



## 第四章 总结

首先,本文总结了矢量光场的相关基础理论。通过对偏振态描述方法的总结,引入了偏振态非均匀空间分布的矢量光场的定性概念。通过对标量和矢量亥姆霍兹方程的求解,扩展标量光束解为矢量光束解,定量地对矢量光场进行了描述。本文还简要介绍了矢量光场的发展历史和研究现状,特别是矢量光场的各种生成方法。

其次,本文通过利用自相干分解与合成的原理,基于 4f 光学系统和空间光调制器组成的生成任意偏振分布矢量光场的方法,生成了多种不同的矢量光场。低阶单模的旋向偏振分布的矢量光场偏振态沿方位角方向变化。对其扩展,得到了双模和高阶模矢量光场。基于沿径向偏振分布变化的矢量光场,加入拓扑荷,得到了同时沿径向和旋向变化的矢量光场,其消光方向呈现出了阿基米德螺旋的形状。此外,还生成了二值化的太极图,沿半径平方变化及具有高斯分布的偏振态的复杂矢量光场。

最后,本文所用的基于自相干分解合成生成任意偏振分布矢量光场的方法,以及生成的各种旋向、径向及复杂偏振分布变化的矢量光场,有着广泛的应用前景。例如,携带不同拓扑数的旋向变化矢量光场用于信息传递、各种特殊图案的矢量光场可以用于光学超精细加工和微操纵等领域。

本课题虽然在矢量光场的生成方面取得了较好的结果,但仍存在一些问题需要进一步改进和完善,主要包括:

1. 生成的矢量光场质量不高,衍射散斑和噪点有待进一步消除。
2. 获得的图像还可进一步处理,如对光强分布数据的读取、实现对全息光栅的实时反馈等。
3. 仅仅研究了局域线偏振分布的矢量光场,可以引入局域椭圆偏振或圆偏振的杂化矢量光场。

## 参考文献

- [1] Gori F, Guattari G, Padovani C. Bessel-gauss beams. *Optics communications*, 1987, 64: 491-495
- [2] Hall DG. Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation. *Optics letters*, 1996, 21: 9-11
- [3] Pohl D. Operation of a ruby laser in the purely transverse electric mode te<sub>01</sub>. *Applied Physics Letters*, 2003, 20: 266-267
- [4] Snitzer E. Cylindrical dielectric waveguide modes. *JOSA*, 1961, 51: 491-498
- [5] Mushiaki Y, Matsumura K, Nakajima N. Generation of radially polarized optical beam mode by laser oscillation. *Proceedings of the IEEE*, 1972, 60: 1107-1109
- [6] Jordan RH, Hall DG. Free-space azimuthal paraxial wave equation: The azimuthal Bessel-gauss beam solution. *Optics letters*, 1994, 19: 427-429
- [7] Greene PL, Hall DG. Diffraction characteristics of the azimuthal Bessel-gauss beam. *JOSA A*, 1996, 13: 962-966
- [8] Greene P, Hall D. Focal shift in vector beams. *Optics express*, 1999, 4: 411-419
- [9] Youngworth K, Brown T. Focusing of high numerical aperture cylindrical-vector beams. *Optics Express*, 2000, 7: 77-87
- [10] Dorn R, Quabis S, Leuchs G. Sharper focus for a radially polarized light beam. *Physical review letters*, 2003, 91: 233901
- [11] Churin E, Hoßfeld J, Tschudi T. Polarization configurations with singular point formed by computer generated holograms. *Optics communications*, 1993, 99: 13-17
- [12] Marhic M, Garmire E. Low - order te<sub>0q</sub> operation of a co<sub>2</sub> laser for transmission through circular metallic waveguides. *Applied Physics Letters*, 1981, 38: 743-745
- [13] Stalder M, Schadt M. Linearly polarized light with axial symmetry generated by liquid-crystal polarization converters. *Optics letters*, 1996, 21: 1948-1950
- [14] Tidwell SC, Ford DH, Kimura WD. Generating radially polarized beams interferometrically. *Applied Optics*, 1990, 29: 2234-2239
- [15] Tidwell SC, Kim GH, Kimura WD. Efficient radially polarized laser beam generation with a double interferometer. *Applied optics*, 1993, 32: 5222-5229
- [16] Varin C, Piché M. Acceleration of ultra-relativistic electrons using high-intensity tm<sub>01</sub> laser beams. *Applied physics B*, 2002, 74: s83-s88
- [17] Novotny L, Beversluis M, Youngworth K, *et al.* Longitudinal field modes probed by single molecules. *Physical review letters*, 2001, 86: 5251
- [18] Bouhelier A, Beversluis M, Hartschuh A, *et al.* Near-field second-harmonic generation induced by local field enhancement. *Physical review letters*, 2003, 90: 013903
- [19] Ciattoni A, Crosignani B, Di Porto P, *et al.* Azimuthally polarized spatial dark solitons: Exact solutions of maxwell's equations in a kerr medium. *Physical review letters*, 2005, 94: 073902
- [20] Zhan Q. Trapping metallic Rayleigh particles with radial polarization. *Optics express*, 2004, 12: 3377-3382
- [21] Gabriel C, Aiello A, Zhong W, *et al.* Entangling different degrees of freedom by quadrature squeezing cylindrically polarized modes. *Physical review letters*, 2011, 106: 060502
- [22] 陈浩. 矢量光场与光镊的研究: [博士学位论文]. 南京: 南京大学, 2012
- [23] Wang X-L, Lou K, Chen J, *et al.* Unveiling locally linearly polarized vector fields with broken axial symmetry. *Physical Review A*, 2011, 83: 063813
- [24] Yonezawa K, Kozawa Y, Sato S. Generation of a radially polarized laser beam by use of the birefringence of a c-cut nd: Yvo<sub>4</sub> crystal. *Optics letters*, 2006, 31: 2151-2153

- [25] Bisson J-F, Li J, Ueda K, *et al.* Radially polarized ring and arc beams of a neodymium laser with an intra-cavity axicon. *Optics express*, 2006, 14: 3304-3311
- [26] Hamazaki J, Kawamoto A, Morita R, *et al.* Direct production of high-power radially polarized output from a side-pumped Nd: YVO<sub>4</sub> bounce amplifier using a photonic crystal mirror. *Optics express*, 2008, 16: 10762-10768
- [27] Ahmed MA, Voss A, Vogel MM, *et al.* Multilayer polarizing grating mirror used for the generation of radial polarization in Yb: YAG thin-disk lasers. *Optics letters*, 2007, 32: 3272-3274
- [28] Fridman M, Machavariani G, Davidson N, *et al.* Fiber lasers generating radially and azimuthally polarized light. *Applied Physics Letters*, 2008, 93: 191104
- [29] Bomzon Z, Hasman E. The formation of laser beams with pure azimuthal or radial polarization. *Applied Physics Letters*, 2000, 77:
- [30] Niziev V, Chang R, Nesterov A. Generation of inhomogeneously polarized laser beams by use of a sagnac interferometer. *Applied optics*, 2006, 45: 8393-8399
- [31] Zhan Q. Cylindrical vector beams: From mathematical concepts to applications. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1: 1-57
- [32] Machavariani G, Lumer Y, Moshe I, *et al.* Spatially-variable retardation plate for efficient generation of radially-and azimuthally-polarized beams. *Optics Communications*, 2008, 281: 732-738
- [33] Bomzon Ze, Biener G, Kleiner V, *et al.* Space-variant pancharatnam-berry phase optical elements with computer-generated subwavelength gratings. *Optics letters*, 2002, 27: 1141-1143
- [34] Lim B, Phua P, Lai W, *et al.* Fast switchable electro-optic radial polarization retarder. *Optics letters*, 2008, 33: 950-952
- [35] Jia B, Gan X, Gu M. Direct measurement of a radially polarized focused evanescent field facilitated by a single lcd. *Optics express*, 2005, 13: 6821-6827
- [36] Jones P, Rashid M, Makita M, *et al.* Sagnac interferometer method for synthesis of fractional polarization vortices. *Optics letters*, 2009, 34: 2560-2562
- [37] Toussaint Jr KC, Park S, Jureller JE, *et al.* Generation of optical vector beams with a diffractive optical element interferometer. *Optics letters*, 2005, 30: 2846-2848
- [38] 汪喜林. 矢量光场及其新效应研究: [博士学位论文]. 天津: 南开大学, 2011
- [39] Wang X-L, Ding J, Ni W-J, *et al.* Generation of arbitrary vector beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement. *Optics letters*, 2007, 32: 3549-3551

## 致 谢

在本文写作的过程中，我得到了很多老师和同学的指导和帮助，在此，我对他们表示衷心的感谢！

首先，要特别感谢南开大学物理科学学院的李勇男老师。老师在本课题研究过程中提出了许多中肯的建议和具体的修改意见，他的帮助使得我的工作得以不断修正和完善，文章包含了他们的心血。给我以耐心的指导和帮助。在此谨表示我对他最诚挚的谢意。

在南开大学物理科学学院学习的四年中，我得到了物理学院许多老师的认真教育和热心指导，直到今天能够运用各方面的知识完成我的毕业论文，虽然它未必完美，却是诸多老师对我辛勤栽培的结晶。在此，我谨对曾经指导过我，教育过我，栽培过我的所有老师致以最崇高的敬意。

另外，我还要感谢感谢潘岳学长和王周祥学长在我本科毕业设计过程中给予我各方面的热心帮助。

其他人的帮助在此不一一列举，但我对各位始终心存感激。再次向曾经帮助过我的所有人表示由衷的感谢。