

# 矢量涡旋贝塞尔-高斯光束的庞加莱球表示法

江月松 张新岗\* 欧 军 闻东海

(北京航空航天大学电子信息工程学院, 北京 100191)

**摘要** 提出了基于琼斯矩阵的矢量涡旋光偏振态的庞加莱球表示方法。应用琼斯矩阵法建立了基于圆偏振涡旋基矢的矢量涡旋光束的电场矢量分布模型。分析了光束的拓扑荷和方位角对矢量涡旋光束偏振态的影响,给出了不同拓扑荷的矢量涡旋光束偏振态的庞加莱球表示方法。与传统的利用斯托克斯参量建立的高阶庞加莱球表示方法相比,矢量涡旋光束描述方法的物理意义更加清晰明了。求解电场矢量的亥姆霍兹方程,发现该光束电场矢量的振幅服从贝塞尔-高斯分布。

**关键词** 物理光学;光电子学;庞加莱球;琼斯矩阵;矢量涡旋光束

**中图分类号** O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS201333.1226001

## Poincaré Sphere Representation for Vector Vortex Bessel-Gauss Beams

Jiang Yuesong Zhang Xingang Ou Jun Wen Donghai

(School of Electronic and Information Engineering, Beihang University, Beijing 100191, China)

**Abstract** A Poincaré sphere (PS) representation for states of polarization (SOPs) of vector vortex beams based on Jones matrix is proposed. For the vector vortex beams which are combined with two circular polarization optical vortexes of opposite topological charges, a distribution model of electric field vector is developed by using Jones matrix. Two influencing factors of SOPs are deduced: the topological charge and azimuthal angle. And the PS representation for SOPs with different topological charges is presented. Compared with the higher-order PS constructed with Stokes parameters, the physical meaning of this description method for vector vortex beams is much clearer. After a rigorous vector Helmholtz equation analysis, the amplitude of vector vortex beams is found to follow Bessel-Gauss distribution.

**Key words** physical optics; optoelectronics; Poincaré sphere; Jones matrix; vector vortex beams

**OCIS codes** 260.5430; 140.3295; 080.4865

## 1 引 言

涡旋光束具有螺旋相位波前,表达式中带有相位因子  $\exp(im\phi)$ ,其中  $m$  为拓扑荷数, $\phi$  为柱坐标系中的方位角<sup>[1]</sup>。矢量涡旋光束是一种各向异性偏振光,即光束横截面不同位置上的偏振态是不同的<sup>[2-4]</sup>。正是由于这种新颖的偏振态分布特点,矢量涡旋光束具有一些优越的光学特性。例如,径向涡旋偏振光束经高数值孔径聚焦,可在焦点附近产

生一个很强的纵向光场分量,形成超过衍射极限的聚焦光斑<sup>[5]</sup>;角向涡旋偏振光束可被聚焦到一个空心暗点<sup>[6-7]</sup>。这些特性在粒子加速、单分子成像和近场光学等领域具有潜在的应用价值<sup>[8]</sup>。

对矢量涡旋光束的实验研究越来越多<sup>[9-12]</sup>,目前仍有两个问题值得关注。1) 1892 年庞加莱提出了平面偏振光偏振态的庞加莱球 (PS) 表示法<sup>[13]</sup>。平面偏振光的偏振模式属于各向同性,而矢量涡旋

收稿日期: 2013-05-29; 收到修改稿日期: 2013-08-01

基金项目: 国家自然科学基金(41140035,61101005)、北京航空航天大学基本科研业务费(YWF-B-D2-XX-2)

作者简介: 江月松(1959—),男,博士,教授,主要从事激光空间信息技术、光子量子信息技术等方面的研究。

E-mail: yuesongjiang@buaa.edu.cn

\* 通信联系人。E-mail: ghsyzxg@163.com

光属于各向异性,因此产生了关于矢量涡旋光偏振态的庞加莱球表示问题。在文献[14]中提出可以借助斯托克斯参量构建矢量涡旋光偏振态的高级庞加莱球,它将传统的构建庞加莱球的方法进行了推广扩展,为解决各向异性偏振光的几何表示问题提供了一种新思路。2)针对矢量涡旋光束的振幅分布特征,虽然已有学者着眼于分析线偏振矢量涡旋光束<sup>[15]</sup>,但是对于更具代表性的椭圆偏振矢量涡旋光束的分析还未有结论。因此,借助琼斯矩阵,经严格推导出矢量涡旋光束偏振态的庞加莱球表示法和振幅分布特征,对于更加全面地认识矢量涡旋光束具有十分重要的意义。

本文采用琼斯矩阵法建立了基于圆偏振涡旋基矢的矢量涡旋光束的电场矢量分布模型,具体分析了光束的拓扑荷和方位角对矢量涡旋光束偏振态的影响,并在此基础上提出了不同拓扑荷下矢量涡旋光束偏振态的庞加莱球表示方法,通过与借助斯托克斯参量建立的高阶庞加莱球对比,可以看出两种方法在描

述矢量涡旋光束偏振态上的一致性,同时经过严格的电磁场方程求解得出了该光束振幅的分布特征。

## 2 琼斯矩阵理论

光波偏振态的描述方法一般有四种<sup>[16]</sup>:解析法、琼斯矩阵法、庞加莱球法和斯托克斯参量法。相比较而言,琼斯矩阵法运算较为简单,推导过程比较严谨。因此本文用琼斯矩阵法推导矢量涡旋光束的电场矢量分布模型。

在平面偏振光中,庞加莱球上任意一点对应着一种偏振态。如图 1(a)所示,庞加莱球是一个单位半径的球, $s_1, s_2$  和  $s_3$  为球面上  $P$  点的 3 个直角坐标 ( $s_1^2 + s_2^2 + s_3^2 = 1$ , 对应坐极轴  $S_1, S_2, S_3$ ),  $2\theta$  和  $2\beta$  分别为  $P$  点在球面上的经度和纬度。图 1(b)给出了  $P$  点所对应的椭圆偏振态,其中,  $\theta$  为椭圆方位角,  $\beta$  为椭圆率角 ( $\beta$  为正代表右旋向,  $\beta$  为负代表左旋向)。球坐标  $2\theta$  和  $2\beta$  中的系数 2 是为了保证球面上点与偏振态的一一对应关系。

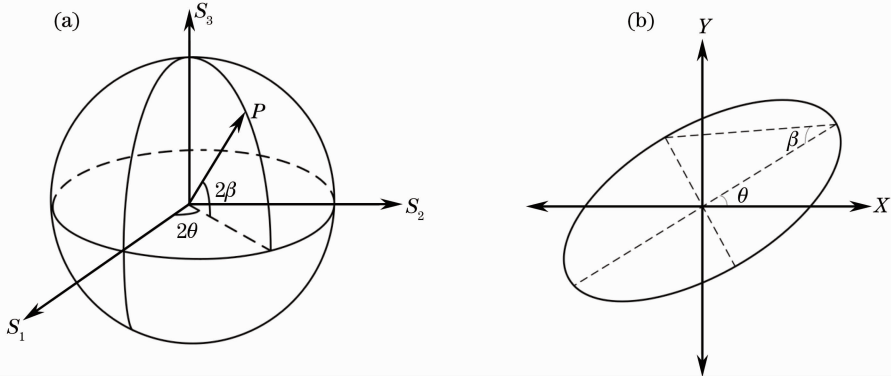


图 1 (a) 庞加莱球; (b) 点  $P$  表示的椭圆偏振态

Fig. 1 (a) Poincaré sphere representation; (b) polarization ellipse corresponding to  $P$

庞加莱球上点  $P(2\theta, 2\beta)$  所表示偏振光的电场矢量表达式为

$$U = U_x \mathbf{e}_x + U_y \mathbf{e}_y = U_l \mathbf{e}_l + U_r \mathbf{e}_r, \quad (1)$$

式中  $\{\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y\}$  和  $\{\mathbf{e}_l, \mathbf{e}_r\}$  为两个常用的基矢对,  $\mathbf{e}_x$  和  $\mathbf{e}_y$  分别表示单位光强的沿  $x$  方向和  $y$  方向的线偏振光,  $\mathbf{e}_l$  和  $\mathbf{e}_r$  分别表示单位光强的左旋和右旋圆偏振光, 两对基矢的矩阵形式分别为  $\mathbf{e}_x = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{e}_y =$

$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$  和  $\mathbf{e}_l = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$ ,  $\mathbf{e}_r = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$ 。需要说明的是,由于庞加莱球上点所表示的偏振光强度均为归一化结果,因此(1)式中电场的振幅取单位值,在下面分析振幅分布特征时要做进一步修正。

基于庞加莱球上的点  $P(2\theta, 2\beta)$ , 与(1)式所表示的电场矢量相对应的两个琼斯矩阵分别为

$$\begin{bmatrix} U_x \\ U_y \end{bmatrix} = \mathbf{R}(-\theta) \begin{bmatrix} \cos \beta \\ i \sin \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \beta \\ i \sin \beta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \cos \beta - i \sin \theta \sin \beta \\ \sin \theta \cos \beta + i \cos \theta \sin \beta \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$\begin{bmatrix} U_l \\ U_r \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & i \\ 1 & -i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_x \\ U_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\beta + \pi/4) \exp(i\theta) \\ \sin(\beta + \pi/4) \exp(-i\theta) \end{bmatrix}, \quad (3)$$

式中  $\mathbf{R}(-\theta)$  为坐标旋转矩阵, 表示偏振椭圆的长轴相对于  $OX$  轴旋转的角度为  $\theta$ , 如图 1(b) 所示。

圆偏振涡旋光是具有螺旋相位波前的圆偏振光, 平面偏振光中的两个圆偏振基矢可以扩展为拓扑荷相反的两个圆偏振涡旋基矢, 拓扑荷为  $m$  的左旋和  $-m$  的右旋圆偏振涡旋基矢可分别表示为<sup>[17]</sup>

$$\mathbf{e}_l^m = \exp(im\phi)(\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}, \quad (4)$$

$$\mathbf{e}_r^m = \exp(-im\phi)(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}. \quad (5)$$

将平面偏振光电场矢量表达式(1)式中的两个圆偏振基矢替换为(4)式和(5)式表示的两个拓扑荷

相反的圆偏振涡旋基矢, 得到矢量涡旋光束, 其电场矢量表达式为

$$\mathbf{U}_m = U_l \mathbf{e}_l^m + U_r \mathbf{e}_r^m = U_l^m \mathbf{e}_l + U_r^m \mathbf{e}_r, \quad (6)$$

式中  $U_l$  和  $U_r$  为两个圆偏振涡旋基矢上的复振幅,  $U_l^m$  和  $U_r^m$  为两个圆偏振基矢上的复振幅,  $U_l^m = [\cos(\beta + \pi/4)\exp(i\theta)]\exp(im\phi)$ ,  $U_r^m = [\sin(\beta + \pi/4)\exp(-i\theta)]\exp(-im\phi)$ 。

那么, 相对应的拓扑荷为  $m$  的矢量涡旋光束的琼斯矩阵为

$$\begin{bmatrix} U_x^m \\ U_y^m \end{bmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ -i & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} U_l^m \\ U_r^m \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\theta + m\phi)\cos\beta - i\sin(\theta + m\phi)\sin\beta \\ \sin(\theta + m\phi)\cos\beta + i\cos(\theta + m\phi)\sin\beta \end{bmatrix} = \mathbf{R}[-(\theta + m\phi)] \begin{bmatrix} \cos\beta \\ i\sin\beta \end{bmatrix}. \quad (7)$$

### 3 偏振态分析

#### 3.1 偏振特点

比较平面偏振光的琼斯矩阵(2)式和矢量涡旋光的琼斯矩阵(7)式, 可以发现区别仅在于由  $\mathbf{R}(-\theta)$  到  $\mathbf{R}[-(\theta + m\phi)]$  的变化, 而  $\mathbf{R}(-\theta)$  表示的是偏振椭圆的长轴与  $OX$  轴之间的夹角。因此矢量涡旋光束的偏振态具备以下几个特征:

1) 与最初的平面偏振光相比, 在每个位置上偏振椭圆的长轴与  $OX$  轴之间夹角增加了  $m\phi$ , 而椭圆率角即椭圆形状未发生变化, 具体情况如图 2 所示。

2) 由于偏振椭圆长轴方向的变化量为  $m\phi$ , 因此矢量涡旋光在光束横截面不同位置上的偏振态与方位角  $\phi$  和拓扑荷  $m$  两个因素有关。

3) 当拓扑荷  $m=0$  时, 矢量涡旋光即退化为平面偏振光。

以沿  $x$  方向的线偏振光为例具体分析, 将它的

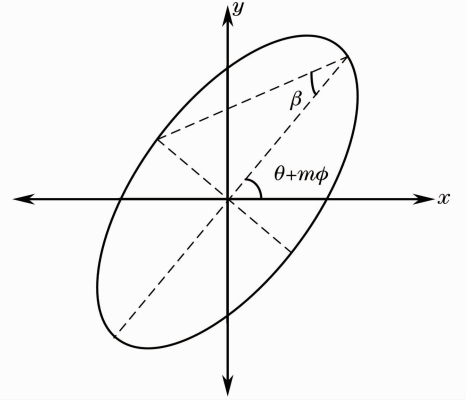


图 2 矢量涡旋光束的偏振态特点

两个圆偏振基矢扩展为拓扑荷相反的圆偏振涡旋基矢后, 得到如图 3 所示的拓扑荷  $m=1, m=2$  和  $m=3$  时的矢量涡旋光束偏振态分布。

由图 3 可以看出, 在  $\phi=0$  的位置,  $m\phi=0$ , 偏

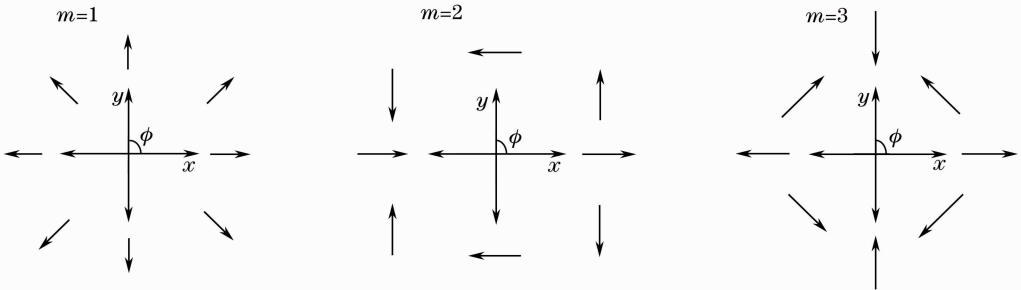


图 3 拓扑荷  $m=1, 2, 3$  时矢量涡旋光束的线偏振态。坐标原点表示光束的中心, 带有箭头的短线表示该位置上的偏振态, 其中箭头指向表示偏振方向

Fig. 3 Linear polarization states of vector vortex beams with topological charge  $m=1, 2, 3$ , respectively. The origin of coordinates represents the center of the beam, and the short lines with arrow tips represent the polarization state, where arrow tips indicate the polarization direction

振方向均不发生变化,仍沿  $x$  方向。在  $\phi = \pi/2$  的位置,  $m = 1$  时,  $m\phi = \pi/2$ , 偏振方向改变  $\pi/2$  后变为沿  $y$  方向的线偏振态;  $m = 2$  时,  $m\phi = \pi$ , 偏振方向改变  $\pi$  变为沿  $x$  负方向的线偏振态;  $m = 3$  时,  $m\phi = 3\pi/2$ , 偏振方向改变  $3\pi/2$  变为沿  $y$  负方向的线偏振态。其他位置依此类推即可得到整个光束的偏振态分布。

应用本文提出的基于琼斯矩阵分析矢量涡旋光束偏振态的理论,可以解释一些产生矢量涡旋光束的实验方法。例如,可以用来分析拓扑荷  $m = 1$  的右旋与  $m = -1$  的左旋圆偏振涡旋光相干叠加产生径向涡旋偏振光的实验<sup>[12]</sup>。对于平面偏振光( $m =$

0), 右旋和左旋圆偏振光叠加产生沿  $x$  方向的线偏振光, 该线偏振光对应于庞加莱球上的点(0,0)。考虑矢量涡旋光束的拓扑荷, 平面偏振光的两个基矢扩展为与文献[12]相对应的右旋与左旋圆偏振涡旋光, 这两种光叠加产生的光束可以由(7)式得到。其中, 取  $\theta = \beta = 0$  和  $m = 1$ , 得到矩阵  $\begin{bmatrix} U_x^1 \\ U_y^1 \end{bmatrix} = \mathbf{R}(-\phi) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ , 该矩阵描述的是径向涡旋偏振光, 与文献[12]中实验得到的结果一致。该运算过程可以用图 4 来表示。

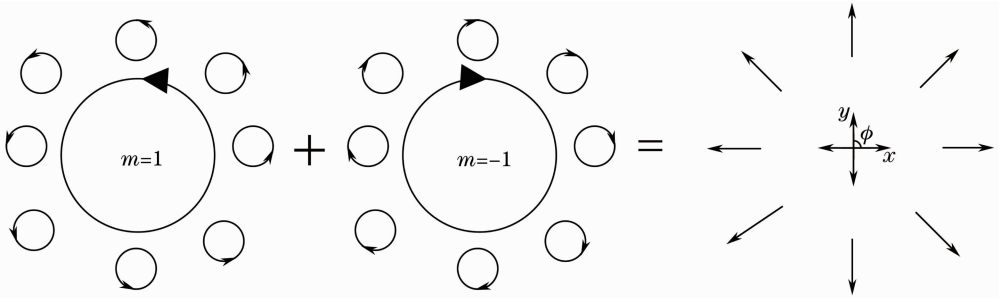


图 4 矢量涡旋光束的叠加运算。拓扑荷  $m = 1$  的右旋和  $m = -1$  的左旋圆偏振涡旋光叠加得到径向涡旋偏振光  
Fig. 4 Operation of vector vortex beams. The superposition of right and left circularly polarized vortex beams with charges  $m = 1$  and  $m = -1$  creates the resulting vector vortex beam with a radial polarization

### 3.2 庞加莱球表示法

根据第 2 节的理论分析, 矢量涡旋光束偏振态的庞加莱球可以由平面偏振光偏振态的庞加莱球扩展得到, 球上不同位置的点对应不同的偏振态。拓扑荷  $m = 1$  和  $m = 2$  的矢量涡旋光偏振态的庞加莱球表示法如图 5 所示。赤道上的点表示线偏振涡旋光, 两个极点表示圆偏振涡旋光即圆偏振涡旋基矢, 赤道与极点之间的点表示椭圆偏振涡旋光。经度代表偏振方向, 纬度代表偏振椭圆的形状。一个拓扑荷对应一个庞加莱球, 一种偏振态对应球上一个点。例如, 在  $m = 1$  的庞加莱球上[图 5(a)], (0,0) 点表示的是径向涡旋偏振光,  $(\pi, 0)$  点表示的是角向涡旋偏振光。文献[18]提出利用  $q$  板产生各种偏振态的矢量涡旋光, 实验中取  $q = 1/2$  和  $q = 1$  时的情形正好对应拓扑荷  $m = 1$  和  $m = 2$  的矢量涡旋光束, 因此可以借助图 5 所示的庞加莱球预测理想的实验结果。

Milione 等<sup>[14]</sup> 提出可以借助斯托克斯参量构建的高阶庞加莱球表示矢量涡旋光束偏振态, 它将矢

量涡旋光束的偏振态看作自旋角动量与轨道角动量之和的本征态, 属于概念的类比推广; 而本文借助琼斯矩阵将导致涡旋的相位因子作为一个表达式来处理, 从运算上逐步严格推导, 且物理意义更加清晰明了。两者结论的一致性证明了基于琼斯矩阵的矢量涡旋光束偏振态的庞加莱球表示法是正确的。以拓扑荷  $m = -1$  的庞加莱球为例, 按照本文的理论分析, 该球上(0,0)点表示的矢量涡旋光的琼斯矩阵为  $\begin{bmatrix} U_x^{-1} \\ U_y^{-1} \end{bmatrix} = \mathbf{R}(\phi) \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ , 偏振态分布如图 6 所示, 与文献[14]中的结果相比较, 发现二者是完全一致的。

### 4 振幅分布特征

沿  $z$  轴方向传播拓扑荷为  $m$  的矢量涡旋光束, 考虑时间因子的影响, 根据(7)式并进行坐标变换  $e_x = e_\rho \cos \phi - e_\phi \sin \phi$ ,  $e_y = e_\rho \sin \phi + e_\phi \cos \phi$ , 其中柱坐标系  $F$  径向分量  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ , 其电场矢量在柱坐标系中的表达式经修正后为

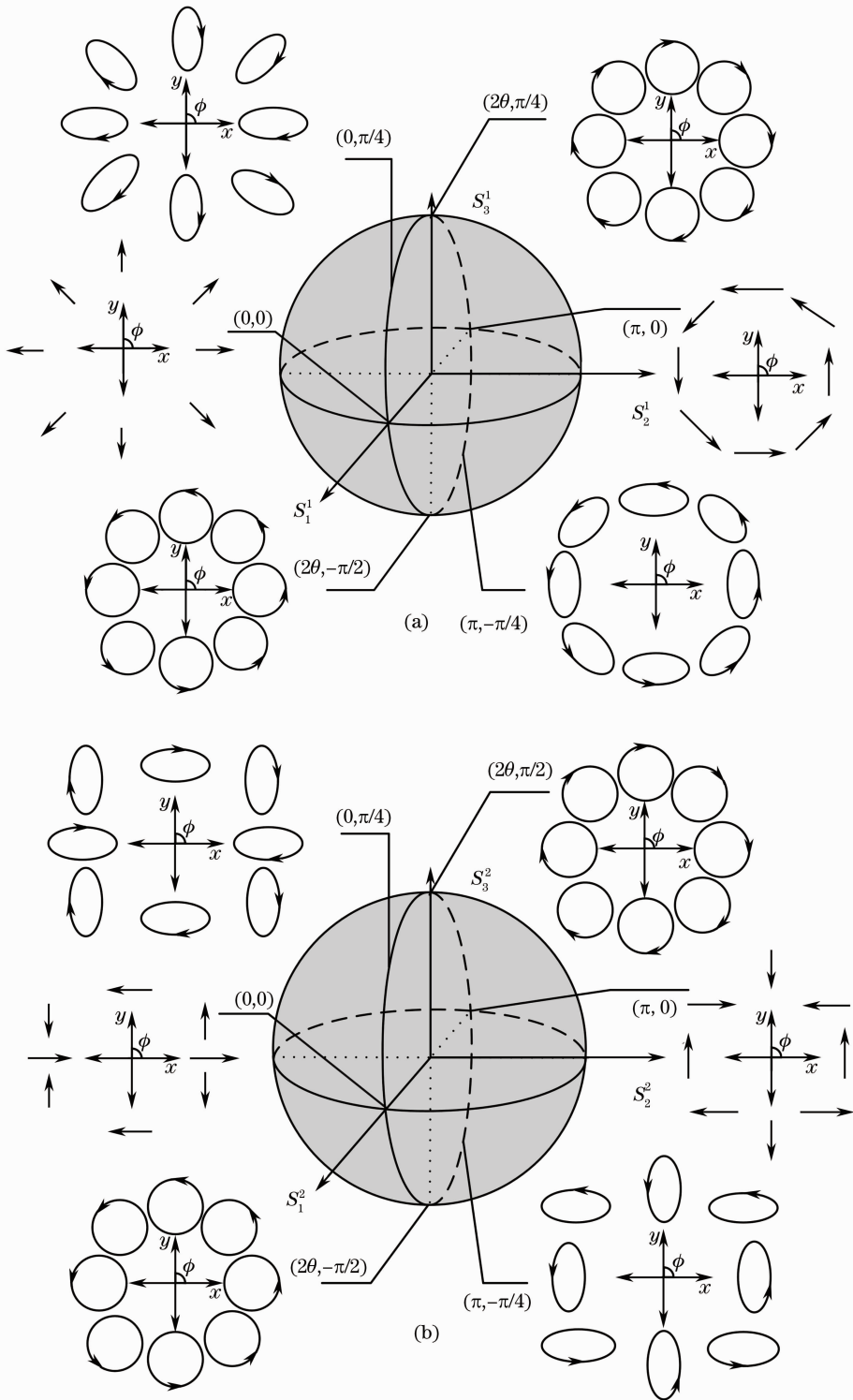

 图5 不同拓扑荷的矢量涡旋光束庞加莱球表示法。(a)  $m=1$ ; (b)  $m=2$ 

 Fig. 5 PS representation for different charges. (a)  $m=1$ ; (b)  $m=2$ 

$$\begin{aligned}
 \mathbf{E}_m(\rho, \phi, z, t) = & (U_\rho^m \mathbf{e}_\rho + U_\phi^m \mathbf{e}_\phi) \exp[i(kz - \omega t)] = \\
 & \{A(\rho, z) \{ \cos[\theta + (m-1)\phi] \cos \beta - i \sin[\theta + (m-1)\phi] \sin \beta \} \mathbf{e}_\rho + \\
 & A(\rho, z) \{ \sin[\theta + (m-1)\phi] \cos \beta + i \cos[\theta + (m-1)\phi] \sin \beta \} \mathbf{e}_\phi \} \exp[i(kz - \omega t)], \quad (8)
 \end{aligned}$$



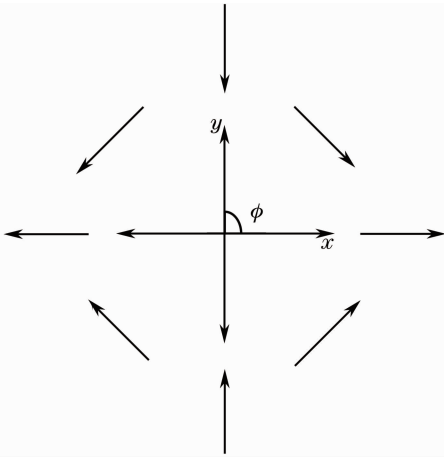


图 6 拓扑荷  $m = -1$  的庞加莱球上  $(0,0)$  点表示的偏振态  
Fig. 6 Polarization state represented by point  $(0,0)$  on the PS for charge  $m = -1$

式中  $A$  为电场的标量振幅, 矢量光束的强度分布与  $\phi$  无关<sup>[15]</sup>, 因此  $A$  的大小也与  $\phi$  无关。

电场  $\mathbf{E}_m$  满足矢量亥姆霍兹方程

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E}_m - k^2 \mathbf{E}_m = 0, \quad (9)$$

式中  $k = \omega/c$  为波数,  $\omega$  为振动频率,  $c$  为真空中的光速。考虑在傍轴近似条件下满足  $\frac{\partial^2 \mathbf{E}_m}{\partial z^2} \approx 0$  和  $\frac{\partial \mathbf{E}_m}{\partial z} \ll$

$k\mathbf{E}_m$ , 将(8)式代入(9)式中, 得到关于  $U_\rho^m$  和  $U_\phi^m$  的两个微分方程

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial U_\rho^m}{\partial \rho} \right) - \frac{1}{\rho^2} U_\rho^m - \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial U_\phi^m}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U_\rho^m}{\partial \phi^2} + 2ik \frac{\partial U_\rho^m}{\partial z} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial U_\phi^m}{\partial \rho} \right) - \frac{1}{\rho^2} U_\phi^m + \frac{2}{\rho^2} \frac{\partial U_\rho^m}{\partial \phi} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 U_\phi^m}{\partial \phi^2} + 2ik \frac{\partial U_\phi^m}{\partial z} = 0. \quad (11)$$

将表达式  $U_\rho^m = A(\rho, z) \{ \cos[\theta + (m-1)\phi] \cos \beta - i \sin[\theta + (m-1)\phi] \sin \beta \}$  和  $U_\phi^m = A(\rho, z) \{ \sin[\theta + (m-1)\phi] \cos \beta + i \cos[\theta + (m-1)\phi] \sin \beta \}$  分别代入(10), (11)式中, 经化简可得到同一个微分方程:

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left( \rho \frac{\partial A}{\partial \rho} \right) - \frac{m^2}{\rho^2} A + 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (12)$$

根据文献[19-21]中处理此类方程的思路, 求解得到(12)式的解:

$$A(\rho, z) = \frac{1}{1 + iz/z_0} \exp\left(-\frac{\rho^2/\omega_0^2}{1 + iz/z_0}\right) \times \exp\left[-\frac{ia^2 z/(2k)}{1 + iz/z_0}\right] J_m\left(\frac{\alpha \rho}{1 + iz/z_0}\right), \quad (13)$$

式中  $J_m$  为第一类  $m$  阶贝塞尔函数,  $\alpha$  为决定光束轮廓的常数。当  $m = 0$  和  $\alpha = 0$  时,  $A(\rho, z)$  表示的是束

腰光斑半径为  $\omega_0$ , 瑞利距离为  $z_0$  的基模高斯光束。可以看出, 拓扑荷为  $m$  的矢量涡旋光束振幅包络为贝塞尔-高斯函数。实际上, 在(8)式中取  $\beta = 0$  即对应文献[15]中研究的线偏振矢量涡旋光束, 本文的结果适用于任意偏振态矢量涡旋光束, 意义更为广泛。

## 5 结 论

采用琼斯矩阵法建立了基于圆偏振涡旋基矢的矢量涡旋光束的电场矢量分布模型。发现光束的拓扑荷和方位角会对矢量涡旋光束偏振态分布造成影响。具体分析了不同拓扑荷下的线偏振态分布情况, 并在此基础上提出了拓扑荷  $m = 1$  和  $m = 2$  时矢量涡旋光束的庞加莱球表示方法。通过与借助斯托克斯参量建立的高阶庞加莱球对比, 发现二者在结论上是一致的。最后, 经过严格的电磁场方程求解, 发现矢量涡旋光束的振幅服从贝塞尔-高斯分布。本文提供了一种全新的分析矢量涡旋光束的思路, 对进一步开展应用特性等方面的研究具有重要的理论价值。

## 参 考 文 献

- 1 L Allen, M W Beijersbergen, R J C Spreeuw, *et al.*. Orbital angular momentum of light and the transformation of Laguerre-Gaussian laser modes [J]. *Phys Rev A*, 1992, 45(11): 8185-8189.
- 2 Q Zhan. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications [J]. *Adv Opt Photon*, 2009, 1(1): 1-57.
- 3 C Maurer, A Jesacher, S Furhapter, *et al.*. Tailoring of arbitrary optical vector beams [J]. *New J Phys*, 2007, 9(3): 78.
- 4 Huang Yan, Ye Hong'an, Gao Laixu, *et al.*. New method of generating vectorial polarized beams [J]. *Chinese J Lasers*, 2012, 39(4): 0402004.  
黄 妍, 叶红安, 高来勛, 等. 矢量偏振光束产生新方法 [J]. *中国激光*, 2012, 39(4): 0402004.
- 5 R Dorn, S Quabis, G Leuchs. Sharper focus for a radially polarized light beam [J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 91(23): 233901.
- 6 Q Zhan, J R Leger. Focus shaping using cylindrical vector beams [J]. *Opt Express*, 2002, 10(7): 324-331.
- 7 Tang Yan, Hu Song, Zhao Lixin, *et al.*. Polarization property of photon sieves with high numerical aperture [J]. *Acta Optica Sinica*, 2012, 32(12): 1205002.  
唐 燕, 胡 松, 赵立新, 等. 大数值孔径光子筛偏振特性研究 [J]. *光学学报*, 2012, 32(12): 1205002.
- 8 W D Kimura, G H Kim, R D Romea, *et al.*. Laser acceleration of relativistic electrons using the inverse Cherenkov effect [J]. *Phys Rev Lett*, 1995, 74(4): 546-549.
- 9 N K Viswanathan, V V G K Inavalli. Generation of optical vector beams using a two-mode fiber [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(8): 1189-1191.
- 10 S Ramachandran, P Kristensen, M F Yan. Generation and propagation of radially polarized beams in optical fibers [J]. *Opt Lett*, 2009, 34(16): 2525-2527.
- 11 X L Wang, J Ding, W J Ni, *et al.*. Generation of arbitrary vector

- beams with a spatial light modulator and a common path interferometric arrangement [J]. *Opt Lett*, 2007, 32(24): 3549–3551.
- 12 Xiao Baoling, Hu Zhaohui, Zhou Zhehai, *et al.*. Generation of axially symmetric linearly-polarized vector beams from cat-eye cavity laser beams [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2012, 49(11): 111402.  
肖保玲, 胡朝晖, 周哲海, 等. 猫眼腔激光器光束合成轴对称线偏振矢量光束 [J]. *激光与光电子学进展*, 2012, 49(11): 111402.
- 13 M Born, E Wolf. *Principles of Optics* [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 1999.
- 14 G Milione, H I Sztul, D A Nolan, *et al.*. Higher order Poincare sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light [J]. *Phys Rev Lett*, 2011, 107(5): 053601.
- 15 K Huang, P Shi, G W Cao, *et al.*. Vector-vortex Bessel-Gauss beams and their tightly focusing properties [J]. *Opt Lett*, 2011, 36(6): 888–890.
- 16 Ji Jiarong. *Higher Optical Tutorial* [M]. Beijing: Science Press, 2007.  
季家镛. *高等光学教程* [M]. 北京: 科学出版社, 2007.
- 17 Q Zhan. Properties of circularly polarized vortex beams [J]. *Opt Lett*, 2006, 31(7): 867–869.
- 18 F Cardano, E Karimi, S Slussarenko, *et al.*. Polarization pattern of vector vortex beams generated by  $q$ -plates with different topological charges [J]. *Appl Opt*, 2012, 51(10): C1–C6.
- 19 F Gori, G Guattari, C Padovani. Bessel-Gauss beams [J]. *Opt Commun*, 1987, 64(6): 491–495.
- 20 R H Jordan, D G Hall. Free-space azimuthal paraxial wave equation: the azimuthal Bessel-Gauss beam solution [J]. *Opt Lett*, 1994, 19(7): 427–429.
- 21 D G Hall. Vector-beam solutions of Maxwell's wave equation [J]. *Opt Lett*, 1996, 21(1): 9–11.

栏目编辑：宋梅梅