

基于斯托克斯空间的任意正交基矢下琼斯矩阵的测量

肖悦娱 杨辉祥 徐怀宝 颜锦奎 彭蕾

上海大学特种光纤与光接入网省部共建重点实验室, 上海 200072

摘要 研究了任意正交偏振基矢下光的相干矩阵与其斯托克斯空间坐标的关系, 研究表明任意正交偏振基下的相干矩阵都可以用其斯托克斯空间坐标表征。在此基础上, 提出了一种根据斯托克斯空间坐标直接测量任意偏振基下光器件琼斯矩阵的方法, 并对法拉第旋转器进行了验证实验。实验证明该方法可避免斯托克斯矢量与琼斯矢量之间, 或穆勒矩阵与琼斯矩阵之间的转换, 使光器件偏振特性的测量和光路偏振性能的分析更为便捷。

关键词 物理光学; 偏振光学; 琼斯矩阵; 斯托克斯空间; 相干矩阵; 正交基矢

中图分类号 O436 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP53.092604

Measuring Jones Matrix of Arbitrary Orthogonal Basic Vectors Based on Stokes Space

Xiao Yueyu Yang Huixiang Xu Huaibao Yan Jinkui Peng Lei

Key Laboratory of Specialty Fiber Optics and Optical Access Networks, Shanghai University, Shanghai 200072, China

Abstract The relationship between the coherency matrix of arbitrary orthogonal basic vectors and their coordinates in the Stokes space is studied. It is revealed that the coherency matrix of different basic vectors can be concisely represented by their coordinates in the Stokes space. On this basis, a new method to directly measure the Jones matrix of an optical device is proposed and verified experimentally with a Faraday rotator. The Jones matrix of arbitrary basic vectors can be obtained without any transformation between the Stokes vectors and the Jones vectors, or between the Muller matrices and the Jones matrices. This provides a more convenient way to measure the polarization properties of optical devices and analyze the polarization performance of optical loops.

Key words physical optics; polarization optics; Jones matrix; Stokes space; coherency matrix; orthogonal basic vectors

OCIS codes 260.5430; 230.5440; 120.5410

1 引言

随着激光技术的发展, 偏振光学不仅在晶体光学和光纤领域应用广泛^[1-5], 而且在近几年发展起来的等离子体、超材料、高速相干光通信等新兴领域中也是不可或缺的^[6-9]。

根据偏振光学理论, 所有可能存在的偏振光构成一个酉空间, 该酉空间中任何一对正交基矢都可以描述光学偏振态(SOP)。正交基矢可分为笛卡儿基矢、圆正交基矢和椭圆正交基矢三种^[10]。用笛卡儿基矢描述偏振光的方法有偏振椭圆法、琼斯矩阵法和斯托克斯空间法(邦加球法)等, 各种描述方法之间的关系亦有诸多论述^[11-12]。琼斯矩阵法适合处理偏振光的相干问题, 但琼斯矢量是复数形式, 相位不能直接测量。斯托克斯空间法全部用光强描述, 可以直接测量, 是实验中采用的主要方法, 但由于处理的是光的强度, 不便于解决干涉问题。因此如果要采用斯托克斯空间法获得偏振器件的琼斯矩阵, 通常需要进行斯托克斯矢量和琼斯矢量的转换, 或者穆勒矩阵和琼斯矩阵的转换。

本文讨论了任意正交偏振基下偏振光的相干矩阵与其在斯托克斯空间内坐标之间的关系, 研究表明任

收稿日期: 2016-05-18; **收到修改稿日期:** 2016-06-01; **网络出版日期:** 2016-08-28

基金项目: 国家自然科学基金(61107075)、上海市重点学科建设项目(S30108)

作者简介: 肖悦娱(1977—), 女, 博士, 助理研究员, 主要从事特种光纤和光纤传感器方面的研究。

E-mail: yyx@staff.shu.edu.cn

意正交偏振基下的相干矩阵可以直接利用斯托克斯空间坐标进行简洁统一的表征。根据偏振光的相干矩阵与其斯托克斯空间坐标的关系,提出了一种在斯托克斯空间内直接测量任意偏振基下光器件琼斯矩阵的方法。实验证明该方法可避免琼斯矢量和斯托克斯矢量之间,或琼斯矩阵与穆勒矩阵之间的相互转换,为光器件的偏振特性测量和偏振光的相干问题分析提供了一种便捷的工具。

2 任意正交基下的相干矩阵和斯托克斯空间坐标的关系

光是一种横波,偏振是描述垂直于光传播方向平面内的能量分布的物理量。对于完全偏振光,能量的分布是确定的,有固定的方向;对于完全非偏振光(自然光),能量是随机分布的;而绝大部分光介于这两个状态之间,为部分偏振光。1941年,琼斯提出一种利用光波电矢量在两个任意正交偏振基投影之间的关系来描述偏振态的方法,称为琼斯矩阵法。在笛卡儿基下,偏振光可描述为

$$\mathbf{E}_{x,y}(t) = \sqrt{P} \begin{bmatrix} \exp(j\delta) \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix} + \frac{\sqrt{2-2P}}{2} \begin{bmatrix} \exp[j\tilde{\delta}_x(t)] \\ \exp[j\tilde{\delta}_y(t)] \end{bmatrix}, \quad (1)$$

式中 α 为两偏振分量的振幅比, δ 为两偏振分量的相位差, P 为完全偏振光能量与总能量之比(即光的偏振度)。为了描述偏振器件对部分偏振或完全非偏振光的影响,琼斯矩阵法引入了相干矩阵的概念,笛卡儿基下的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{x,y} = \begin{bmatrix} \langle E_x(t)E_x^*(t) \rangle & \langle E_x(t)E_y^*(t) \rangle \\ \langle E_x^*(t)E_y(t) \rangle & \langle E_y(t)E_y^*(t) \rangle \end{bmatrix}, \quad (2)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示时间平均值。

斯托克斯空间法是描述偏振光的另一种重要的方法,将所有偏振光与空间内半径为1的一个球(邦加球, $S_0=1$)内的坐标一一对应。根据斯托克斯矢量的定义,可以推导出(1)式所表示的偏振光对应的S点在斯托克斯空间的坐标 $[S_1, S_2, S_3]$ 为

$$\begin{cases} S_1 = P \cos 2\alpha \\ S_2 = P \sin 2\alpha \cos \delta \\ S_3 = P \sin 2\alpha \sin \delta \end{cases} \quad (3)$$

从(3)式可以看出,偏振光在斯托克斯空间内的矢径由其偏振度 P 决定,而在半径为 P 的球面上的位置由偏振光中完全偏振光的参数 α 和 δ 决定,如图1所示。S点在 S_2OS_3 平面的投影与 S_2 轴的夹角为 δ ,OS与 S_2OS_3 平面的夹角为 β , $\alpha = \pi/4 - \beta/2$ 。

根据(2)式和(3)式,用斯托克斯空间坐标来表示(2)式中偏振光的相干矩阵,形式非常简洁^[13],

$$\mathbf{J}_{x,y} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + S_1 & S_2 + jS_3 \\ S_2 - jS_3 & 1 - S_1 \end{bmatrix}. \quad (4)$$

斯托克斯空间与偏振基无关,无论偏振基如何选择,偏振光在斯托克斯空间内的位置不变。但是琼斯矩阵法

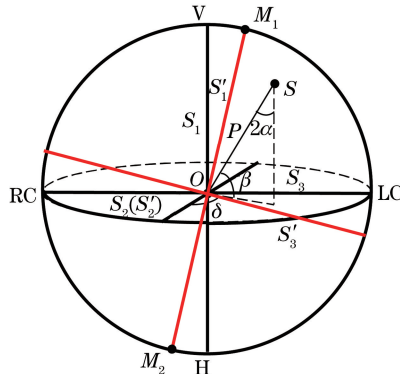


图1 偏振光在斯托克斯空间内的表示

Fig. 1 State of polarization in the Stokes space

与偏振基相关,在正交偏振基 \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 下偏振光的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2} = \begin{bmatrix} J_{1,2}(1,1) & J_{1,2}(1,2) \\ J_{1,2}(2,1) & J_{1,2}(2,2) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \langle E_1 E_1^* \rangle & \langle E_1 E_2^* \rangle \\ \langle E_1^* E_2 \rangle & \langle E_2 E_2^* \rangle \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中两正交偏振基为 $\mathbf{V}_1 = [\exp(j\vartheta) \cos \xi, \sin \xi]^\top$ 和 $\mathbf{V}_2 = [-\exp(j\vartheta) \sin \xi, \cos \xi]^\top$, E_1 和 E_2 分别为偏振光在两正交基上的投影。将(1)式所表示的偏振光代入可得

$$J_{1,2}(1,1) = \frac{1 + P \cos 2\xi \cos 2\alpha + P \sin 2\xi \sin 2\alpha \cos \Delta}{2}, \quad (6)$$

$$J_{1,2}(1,2) = -\frac{\sin 2\xi \cos 2\alpha - \cos 2\xi \sin 2\alpha \cos \Delta + j \sin 2\alpha \sin \Delta}{2}, \quad (7)$$

$$J_{1,2}(2,1) = -\frac{\sin 2\xi \cos 2\alpha - \cos 2\xi \sin 2\alpha \cos \Delta - j \sin 2\alpha \sin \Delta}{2}, \quad (8)$$

$$J_{1,2}(2,2) = \frac{1 - P \cos 2\xi \cos 2\alpha - P \sin 2\xi \sin 2\alpha \cos \Delta}{2}, \quad (9)$$

式中 $\Delta = \delta - \vartheta$ 。将斯托克斯空间坐标进行变换:

$$\begin{bmatrix} S'_1 \\ S'_2 \\ S'_3 \end{bmatrix} = \mathbf{M} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos 2\xi & \sin 2\xi \cos \vartheta & \sin 2\xi \sin \vartheta \\ -\sin 2\xi & \cos 2\xi \cos \vartheta & \cos 2\xi \sin \vartheta \\ 0 & -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_1 \\ S_2 \\ S_3 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

则 \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 下的相干矩阵(5)式可写为与(4)式同样简洁的形式:

$$\mathbf{J}_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 + S'_1 & S'_2 + jS'_3 \\ S'_2 - jS'_3 & 1 - S'_1 \end{bmatrix}. \quad (11)$$

分析可知,(10)式的坐标变换对应的是斯托克斯空间内坐标轴 S_1 [连接偏振方向沿 X 轴和 Y 轴的线偏振光 H 和 V], S_2 (连接偏振方向与 X 轴成 45° 和 135° 的线偏振光), S_3 [连接左旋圆偏振光(LC)和右旋圆偏振光(RC)]的旋转,具体操作为:

- 1) S_2, S_3 轴绕 S_1 轴逆时针旋转 ϑ , 得到 S_{1t}, S_{2t} 和 S_{3t} 轴;
- 2) S_{1t}, S_{2t} 轴绕 S_{3t} 轴顺时针旋转 2ξ , 得到 S'_1, S'_2 和 S'_3 轴, 即

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} \cos 2\xi & \sin 2\xi & 0 \\ -\sin 2\xi & \cos 2\xi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \vartheta & \sin \vartheta \\ 0 & -\sin \vartheta & \cos \vartheta \end{bmatrix}. \quad (12)$$

经过以上操作,原坐标轴 S_1 转至 S'_1 轴,连接新的正交偏振基 \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 , 如图 1 中红线所示。 \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 在邦加球上的位置为 M_1 和 M_2 , 图 1 中 $\vartheta=0$ 。

3 斯托克斯空间内任意正交基下琼斯矩阵的测量

琼斯矩阵 \mathbf{G} 描述的是偏振光通过偏振器件后, X 和 Y 两方向偏振分量之间的幅度比和相位差的变化。琼斯矩阵可通过测量 3 个特定偏振态经过偏振器件后的输出琼斯矢量来获得^[14]。但是由于琼斯矢量的复数特性,相位无法直接测量。相比之下,偏振光的斯托克斯空间坐标可通过测量光强直接获得。然而无论是将输出光的斯托克斯矢量转换为琼斯矢量,还是将器件的穆勒矩阵转换为琼斯矩阵,都要进行数学变换。由于偏振光的相干矩阵在任意正交基下,都可用其斯托克斯空间坐标表示,因此根据(11)式,只要测量 4 个特定输入偏振态经过光学器件后的斯托克斯空间坐标,即可得到任意基下的琼斯矩阵 $\mathbf{G}_{1,2}$ 。设任意正交基 \mathbf{V}_1 和 \mathbf{V}_2 下的琼斯矩阵为

$$\mathbf{G}_{1,2} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \quad (13)$$

则偏振光经过 $\mathbf{G}_{1,2}$ 后的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2(\text{out})} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \mathbf{J}_{1,2(\text{in})} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + S'_{1(\text{in})} & S'_2 + jS'_{3(\text{in})} \\ S'_{2(\text{in})} - jS'_{3(\text{in})} & 1 - S'_{1(\text{in})} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix}. \quad (14)$$

因此,任意基下琼斯矩阵的测量可通过输入 4 个特定偏振态,并测量经过光器件后输出偏振态的斯托克斯空间坐标获得。一种比较简单的方法如下。

1) 输入斯托克斯空间内,坐标系 $S'_1 S'_2 S'_3$ 中坐标为 $[1, 0, 0]$ 的偏振态 W_1 如图 2 所示,则输出光 W_{1_out} 的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2}(W_{1_out}) = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |A|^2 & AC^* \\ A^*C & |C|^2 \end{bmatrix}, \quad (15)$$

式中 $|A| = \sqrt{[1 + S'_1(W_{1_out})]/2}$, $|C| = \sqrt{[1 - S'_1(W_{1_out})]/2}$, $\varphi_A - \varphi_C = \arctan[S'_3(W_{1_out})/S'_2(W_{1_out})]$ 。

2) 输入斯托克斯空间内,坐标系 $S'_1 S'_2 S'_3$ 中坐标为 $[-1, 0, 0]$ 的偏振态 W_2 ,则输出光 W_{2_out} 的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2}(W_{2_out}) = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} |B|^2 & BD^* \\ B^*D & |D|^2 \end{bmatrix}, \quad (16)$$

式中 $|B| = \sqrt{[1 + S'_1(W_{2_out})]/2}$, $|D| = \sqrt{[1 - S'_1(W_{2_out})]/2}$, $\varphi_B - \varphi_D = \arctan[S'_3(W_{2_out})/S'_2(W_{2_out})]$ 。

3) 输入斯托克斯空间内,坐标系 $S'_1 S'_2 S'_3$ 中坐标为 $[0, 1, 0]$ 的偏振态 W_3 ,则输出光 W_{3_out} 的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2}(W_{3_out}) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} |A|^2 + |B|^2 + 2|A||B|\cos(\varphi_A - \varphi_B) & AC^* + AD^* + BC^* + BD^* \\ A^*C + A^*D + B^*C + B^*D & |C|^2 + |D|^2 + 2|C||D|\cos(\varphi_C - \varphi_D) \end{bmatrix}, \quad (17)$$

根据步骤 1) 和 2) 可获得 AC^* 和 BD^* 的值,因此有 $AD^* + BC^* = S'_2(W_{3_out}) + jS'_3(W_{3_out}) - AC^* - BD^*$ 。

4) 输入斯托克斯空间内,坐标系 $S'_1 S'_2 S'_3$ 中坐标为 $[0, 0, 1]$ 的偏振态 W_4 ,则输出光 W_{4_out} 的相干矩阵为

$$\mathbf{J}_{1,2}(W_{4_out}) = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & j \\ -j & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} A^* & C^* \\ B^* & D^* \end{bmatrix} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} |A|^2 + |B|^2 - 2|A||B|\sin(\varphi_A - \varphi_B) & AC^* + jAD^* - jBC^* + BD^* \\ A^*C - jA^*D + jB^*C + B^*D & |C|^2 + |D|^2 - 2|C||D|\sin(\varphi_C - \varphi_D) \end{bmatrix}, \quad (18)$$

根据步骤 1) 和 2) 可获得 AC^* 和 BD^* 的值,因此有 $j(AD^* - BC^*) = S'_2(W_{4_out}) + jS'_3(W_{4_out}) - AC^* - BD^*$ 。

联合步骤 3) 可以求得

$$\begin{cases} AD^* = \frac{1}{2} \{ [S'_2(W_{3_out}) + S'_3(W_{4_out})] + j[S'_3(W_{3_out}) - S'_2(W_{4_out})] - AC^* - BD^* \} \\ BC^* = \frac{1}{2} \{ [S'_2(W_{3_out}) - S'_3(W_{4_out})] + j[S'_3(W_{3_out}) + S'_2(W_{4_out})] \} \end{cases}. \quad (19)$$

因此, $\varphi_A - \varphi_D = \arctan[\text{Im}(AD^*)/\text{Re}(AD^*)]$, $\varphi_B - \varphi_D = \arctan[\text{Im}(BC^*)/\text{Re}(BC^*)]$ 。

4 实验与讨论

当线偏振光穿过介质时,若在介质中加入一个平行于光传播方向的磁场,则光的偏振方向将发生旋转,这种磁致旋光称为法拉第效应。法拉第旋光器就是利用这种非互易效应对光进行控制的器件,广泛应用于各种激光系统中,如掺铒光纤放大器、光参量振荡器、光开关、光调制器等^[15]。

采用斯托克斯空间法,测量一个法拉第旋转角为 90° 的光纤法拉第旋光器在圆正交基下的琼斯矩阵。测量装置如图 3 所示。

法拉第效应的本质是磁致圆双折射,理想情况下,一个法拉第旋转角为 90° 的法拉第旋光器在圆正交基下的琼斯矩阵为

$$\mathbf{J}_{R_meas}^C = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(j\pi) \end{bmatrix}. \quad (20)$$

要测量圆正交基下的琼斯矩阵,首先要进行斯托克斯空间坐标轴的旋转,即 $S'_1 = S_3$, $S'_2 = -S_1$, $S'_3 = -S_2$, 如图 4 所示。

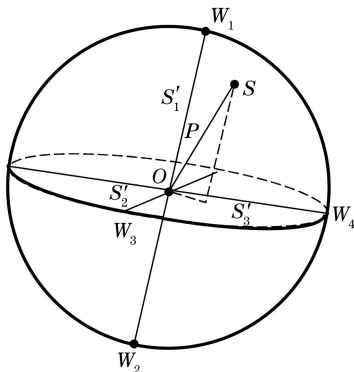


图 2 斯托克斯空间内任意正交基琼斯矩阵的测量

Fig. 2 Measurement of the Jones matrix of arbitrary orthogonal basic vectors in the Stokes space

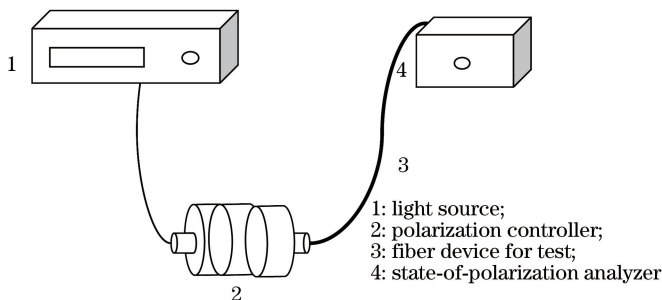


图 3 琼斯矩阵测量装置

Fig. 3 Setup for measurement of the Jones matrix

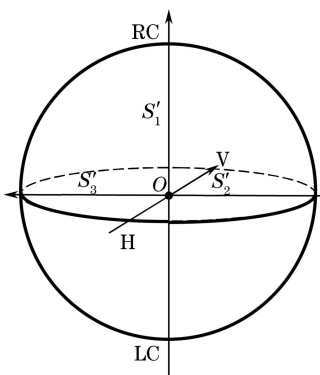


图 4 圆偏振基下斯托克斯空间的坐标轴旋转

Fig. 4 Rotation of the coordinate axes in the Stokes space based on the circular polarization vectors

依次输入斯托克斯空间内, 4 种偏振光在坐标系 $S'_1 S'_2 S'_3$ 中的坐标分别如表 1 所示。用偏振仪测得的输出斯托克斯空间坐标如表 2 所示。

表 1 输入光的斯托克斯矢量

Table 1 Stokes vectors of the input light

Symbol of SOP	Stokes vector	Description of SOP
W_1	$[1, 0, 0]$	Right-hand circularly polarized light
W_2	$[-1, 0, 0]$	Left-hand circularly polarized light
W_3	$[0, 1, 0]$	90° linearly polarized light
W_4	$[0, 0, 1]$	135° linearly polarized light

表2 斯托克斯空间测量结果
Table 2 Measurement results of the Stokes vectors

Symbol of SOP	Input Stokes vector	Output Stokes vector
W_1	[1,0,0]	[0.7516,0.2316,0.6111]
W_2	[-1,0,0]	[-0.6576,-0.2270,-0.7174]
W_3	[0,1,0]	[0.5399,-0.8211,-0.1799]
W_4	[0,0,1]	[0.5387,0.4037,0.7393]

将输出偏振态空间坐标代入(15)~(19)式,可测得圆正交基下实际光纤法拉第旋转器的琼斯矩阵为

$$\mathbf{J}_{R_meas}^C = \begin{bmatrix} 0.8758 & 0.1712\exp(j0.2953\pi) \\ 0.1242\exp(-j0.3847\pi) & 0.8288\exp(-j1.1071\pi) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0.8758 & 0.1027 + 0.1370j \\ 0.0440 - 0.1161j & -0.7823 + 0.2736j \end{bmatrix}^\circ \quad (21)$$

从实验结果可以看出,由于输入输出单模光纤的影响,实际测量的光纤法拉第旋转器的琼斯矩阵很难达到理想旋转器的要求。将其代入以圆偏振光为基矢的光路中,可分析法拉第旋转器对系统的影响^[16]。

5 结 论

讨论了任意正交偏振基下偏振光的相干矩阵与其斯托克斯空间坐标之间的关系,研究表明相干矩阵在任意正交基下都可用其斯托克斯空间坐标进行简洁统一的表示。根据偏振光的相干矩阵与其斯托克斯空间坐标的关系,提出了一种在斯托克斯空间内直接测量任意偏振基下光器件琼斯矩阵的方法,避免了琼斯矢量和斯托克斯矢量之间,或琼斯矩阵与穆勒矩阵之间的相互转换问题,为光器件和光路系统的偏振分析提供了一种便捷的工具。

参 考 文 献

- 1 Millot G, Wabnitz S. Nonlinear polarization effects in optical fibers: Polarization attraction and modulation instability[J]. Journal of the Optical Society of America B, 2014, 31(11): 2754-2768.
- 2 Zhang Z J, Tsuji Y, Eguchi M. Study on crosstalk-free polarization splitter with elliptical-hole core circular-hole holey fibers[J]. Journal of Lightwave Technology, 2014, 32(23): 3958-3964.
- 3 Lu Suqing, Chao Xiaogang, Chen Xianfeng, *et al.* TE polarization perfect absorption with dual-band in metal-photonic crystal-metal structure[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(1): 0116003.
陆苏青, 巢小刚, 陈宪峰, 等. 金属-光子晶体-金属结构中的双波 TE 偏振完美吸收[J], 光学学报, 2015, 35(1): 0116003.
- 4 Xu Hongjie, Zhang Wenyan, Xu Xiaobin, *et al.* Polarization bias error model and simulation of fiber-optic gyroscope with double optical length[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(10): 1006002.
徐宏杰, 张文艳, 徐小斌, 等. 双光程光纤陀螺偏振误差模型与仿真[J]. 光学学报, 2014, 34(10): 1006002.
- 5 Zhang Ailing, He Peidong, Pan Honggang, *et al.* Design of electrically controlled double wavelength orthogonal polarization tunable filter[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(7): 072301.
张爱玲, 何培栋, 潘洪刚, 等. 电控可调谐的正交偏振双波长滤波器的设计[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(7): 072301.
- 6 Li Shan, Zhong Mingliang, Zhang Lijie, *et al.* Effects of incident polarization and electric field coupling on the surface plasmon properties of square hollow Ag nanostructures[J]. Acta Physica Sinica, 2011, 60(8): 087806.
李 山, 钟明亮, 张礼杰, 等. 偏振方向及结构间耦合作用对空心方形银纳米结构表面等离子体共振的影响[J]. 物理学报, 2011, 60(8): 087806.
- 7 Zheludev N I, Plum E, Fedotov V A. Metamaterial polarization spectral filter: Isolated transmission line at any prescribed wavelength[J]. Applied Physics Letters, 2011, 99(17): 171915.
- 8 Jiang Yuesong, Zhang Xingang, Ou Jun, *et al.* Poincare 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.

- 9 Wang Zhiwen, Chu Jinkui, Wang Qianyi. Transmission analysis of single layer sub-wavelength metal gratings[J]. Acta Optica Sinica, 2015, 35(7): 0705002.
王志文, 褚金奎, 王倩怡. 单层亚波长金属光栅偏振器透射机理研究[J]. 光学学报, 2015, 35(7): 0705002.
- 10 Wang Zhengping, Yu Long. Expressions of totally polarized light employing circular and elliptical basic vectors and methods of locus plotting of optical vectors[J]. Acta Optica Sinica, 2013, 33(5): 0526001.
王政平, 余 龙. 完全偏振光在圆/椭圆基矢下的表征及其光矢轨迹作图法[J]. 光学学报, 2013, 33(5): 0526001.
- 11 Wang Wei, Li Guohua. The analysis and study of Poincare sphere in Stokes space[J]. Journal of Applied Optics, 2002, 23(3): 23-25.
王 伟, 李国华. 斯托克斯空间用邦加球表示光偏振态的再研究[J]. 应用光学, 2002, 23(3): 23-25.
- 12 Cheng Minxi, He Zhenjiang, Huang Zuohua. Measurement and application of Stokes parameters of polarized light[J]. Infrared and Laser Engineering, 2006, 35(S2): 109-115.
程敏熙, 何振江, 黄佐华. 偏振光斯托克斯参量的测量和应用[J]. 红外与激光工程, 2006, 35(S2): 109-115.
- 13 Goldstein D H. Polarized light (2nd edition)[M]. Boca Raton: CRC Press, 2003.
- 14 Pei Li, Jian Shuisheng, Ning Tigang, *et al.* PMD measurement and compensation of optical fiber grating[J]. Acta Optica Sinica, 2002, 22(4): 462-464.
裴 丽, 简水生, 宁提纲, 等. 光纤光栅偏振模色散的测量及补偿研究[J]. 光学学报, 2002, 22(4): 462-464.
- 15 He Huahui, Su Jun, Feng Zekun, *et al.* Design and analysis of a novel magneto-optical isolator[J]. Journal of Magnetic Materials and Devices, 1997, 28(1): 1-7.
何华辉, 苏 钧, 冯则坤, 等. 新型磁光隔离器的研制和分析[J]. 磁性材料及器件, 1997, 28(1): 1-7.
- 16 Wang Yuekun, Wang Zhengping, Sun Shuai. Effect of temperature characteristic of Faraday rotator on passively demodulated all-optical fiber current transformers[J]. Power System Technology, 2013, 37(1): 206-210.
王玥坤, 王政平, 孙 帅. 法拉第旋光器温度特性对无源解调全光纤电流互感器的影响[J]. 电网技术, 2013, 37(1): 206-210.