

“西光所建所六十周年暨《光子学报》创刊五十周年”专辑

引用格式: QI Shuxia, LIU Sheng, LI Peng, et al. Measurement Methods on Polarization Distribution of Light Fields and Their Applications (Invited)[J]. Acta Photonica Sinica, 2022, 51(8):0851502

齐淑霞,刘圣,李鹏,等. 光场偏振分布测量方法及其应用(特邀)[J]. 光子学报,2022,51(8):0851502

光场偏振分布测量方法及其应用(特邀)

齐淑霞,刘圣,李鹏,魏冰妍,张蒙蒙,豆嘉真,张继巍,赵建林

(西北工业大学 物理科学与技术学院 陕西省光信息技术重点实验室,西安 710129)

摘要:偏振是光的固有属性之一,用于描述电矢量的振动方向,也是光场的一个重要信息参量。光场的偏振测量,尤其是具有复杂空间结构光场的偏振分布测量,是研究光场偏振特性及其应用的重要课题。本文从偏振测量的相关原理出发,总结评述近年来有关光场偏振分布测量和材料光学各向异性测量方法的发展动态,以及不同条件下光场的斯托克斯参量、光学各向异性材料的琼斯矩阵和双折射参数的测量方法及其应用。

关键词:偏振;偏振测量;双折射;数字全息术;超表面

中图分类号:O436.1

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20225108.0851502

0 引言

偏振作为光的重要性质之一,在光场研究和实际应用中扮演着十分重要的角色。近年来,作为光场调控研究的热点之一,人们通过对光场偏振态的空间调制的探索,不断挖掘出新的光学效应和应用。尤其是通过对光场偏振分布的空间调制,形成了一类新型的光束——矢量光束^[1]。最典型的矢量光束是偏振在横向空间呈轴对称分布的柱矢量光束,经高数值孔径透镜聚焦后可以获得特殊的焦场分布,如径向矢量光束可产生超衍射极限的焦斑,进一步经光学元件调制后会产生诸多新奇的结构焦场,如光针^[2]、光笼^[3]、光链^[4]、光瓶^[5]等。矢量光束独特的空间非均匀偏振分布和紧聚焦特性,使其在超分辨成像^[6]、光学微操纵^[7]、飞秒微加工^[8]、光通信^[9]等领域展示出十分重要的应用价值。此外,对光场偏振态的空间调制还可以实现光场的自旋-轨道相互作用^[10]和某些偏振相关的动力学传输行为,例如自由空间中的类旋光效应^[11]、偏振可控的艾里光束^[12]、自旋选择成像^[13]等。研究表明,除了相位梯度外,光的矢量性质也是表征光场轨道角动量的一个重要因素^[14-16]。因此,光场的传播动力学主要取决于其偏振和相位分布。如何准确测量光场的偏振和相位分布,是探索新型光学效应并丰富其相关应用的一个关键问题。其次,偏振作为携带光场信息的一个重要参量,在光与物质相互作用中扮演着重要的角色。通过对穿过介质的光场偏振信息的检测,可以获取介质的电极化响应特性和材料结构等重要信息。尤其是对于各向异性材料而言^[17-19],利用其对光场的各向异性响应特性,可以揭示材料的内部结构和组成,以及材料对光的散射、反射和吸收等现象的本质属性^[20-24]。因此,借助对光场偏振分布的测量获取材料各向异性极化响应参量,在揭示材料的双折射性质、表征光学器件的复杂调制特性、揭示光与物质相互作用的物理机制等方面具有重要的意义。正因为如此,光场的偏振测量技术已在图像雾化背景消除、遥感及复杂目标成像与识别、生物医学成像、通信等领域得到广泛应用^[24-28]。

本文首先介绍光场偏振态的几种描述方法,包括偏振椭圆、琼斯矢量、斯托克斯参量和庞加莱球;然后分别针对描述光场偏振的斯托克斯参量和描述光学各向异性材料的琼斯矩阵,介绍两类常用的偏振测量方法。对于光场斯托克斯参量的测量,首先介绍传统的强度测量方法,其主要利用偏振光调制法和分振幅法获取四个斯托克斯参量;其次介绍基于超表面元件的复杂光场偏振分布测量方法;进而介绍基于几何相位

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 12074312, 11634010, 12074313, 11804277),国家重点研发计划(No. 2017YFA0303800)

第一作者:齐淑霞(1993—),女,博士研究生,主要研究方向为光场调控及数字全息术。Email: qishuxia@mail.nwpu.edu.cn

导师(通讯作者):赵建林(1958—),男,教授,博士,主要研究方向为光场调控及信息感知。Email: jlzhao@nwpu.edu.cn

收稿日期:2022-06-28;录用日期:2022-07-04

http://www.photon.ac.cn

和数字全息术获取光场全场完整偏振和相位分布信息的方法及应用。对于各向异性材料琼斯矩阵和双折射参数的测量,主要介绍几种基于数字全息术的测量手段及其相关应用。

1 偏振态的描述

描述光场偏振特性的数学方法有多种,常用的有偏振椭圆、琼斯矢量、斯托克斯参量和庞加莱球^[29]。光场的偏振测量通常是对这些参量的测量。

1.1 偏振椭圆

光波是横电磁波,对于在自由空间中沿着 z 轴传输的单色光束,其电场只有 x 和 y 方向的分量。不失一般性,任意光束的电场强度矢量可以表示为

$$\mathbf{E} = E_0 \cos(\omega t - kz + \delta_0) \quad (1)$$

其分量形式可写为

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kz + \delta_x) \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kz + \delta_y) \end{cases} \quad (2)$$

式中, E_{0x} 和 E_{0y} 分别为沿 x 和 y 方向电场分量的振幅, ω 表示角频率, $k=2\pi/\lambda$ 表示波数, δ_x 和 δ_y 为初相位。消去传播项 $\omega t - kz$,并定义相位差 $\delta = \delta_y - \delta_x$,此时电场强度矢量末端随时间的演化轨迹为一个偏振椭圆,其两个正交分量满足的方程为

$$\frac{E_x^2}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2}{E_{0y}^2} - 2 \frac{E_x E_y}{E_{0x} E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (3)$$

式(3)表明,相位差 δ 和振幅比 E_{0y}/E_{0x} 不同,决定了椭圆形状和空间取向不同,从而决定了光的不同偏振态。

任意一束偏振光均可看作是两束正交线偏振分量的叠加,并且可以由偏振椭圆方程描述。令 a 、 b 分别表示椭圆的半长、短轴长度,则偏振椭圆的椭圆角和方位角分别定义为 $\chi = \arctan(b/a) \in [-\pi/4, \pi/4]$ 和 $\psi \in [0, \pi]$ 。令振幅比 $E_{0y}/E_{0x} = \tan \alpha$,通过确定偏振椭圆的特征参量 χ 和 ψ ,即可求出光束的两正交分量的振幅 E_{0x} 、 E_{0y} 和相位差 δ 。即

$$\begin{cases} E_{0x}^2 + E_{0y}^2 = a^2 + b^2 \\ \tan 2\psi = \tan(2\alpha) \cos \delta \\ \sin 2\chi = \sin(2\alpha) \sin \delta \end{cases} \quad (4)$$

1.2 琼斯矢量

1941年,琼斯提出利用一个列矩阵表示光束的电场强度矢量的 x 和 y 分量,具体形式为

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{0x} \exp(i\delta_x) \\ E_{0y} \exp(i\delta_y) \end{bmatrix} \quad (5)$$

该矩阵称为琼斯矢量。可以看出,琼斯矢量由 x 和 y 偏振分量的振幅和相位确定,可用于描述光束的偏振态。

偏振光学元件或系统对偏振光的转换特性可由一个 2×2 的矩阵 J 表征,此矩阵称为偏振元件或系统的琼斯矩阵。利用琼斯矢量和琼斯矩阵可以方便地分析光束通过偏振光学元件或系统的偏振态变化情况。入射光束经偏振元件或系统调制后,出射光束的琼斯矢量可表示为

$$\mathbf{E}_{\text{out}} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E}_{\text{in}} = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \quad (6)$$

1.3 斯托克斯参量

1852年,斯托克斯提出利用四个可观测量(S_0, S_1, S_2, S_3)定量描述光束的偏振态^[30],这四个参量的量纲与光强相同,被称为斯托克斯参量。其中, S_0 表示光束的总强度, S_1 表示光束沿水平和垂直方向的线偏振(常称为 x 偏振和 y 偏振)分量的强度差, S_2 表示光束沿 45° 和 -45° 方向线偏振分量的强度差, S_3 表示光束的左旋和右旋圆偏振分量的强度差,即有

$$\begin{cases} S_0 = I_X + I_Y \\ S_1 = I_X - I_Y \\ S_2 = I_D - I_A \\ S_3 = I_R - I_L \end{cases} \quad (7)$$

式中, I_X 和 I_Y 分别表示光束的 x 、 y 偏振分量的强度; I_D 和 I_A 分别表示光束沿 45° 和 135° 方向的偏振分量强度; I_L 和 I_R 分别表示光束的左旋和右旋圆偏振分量强度。

光束的总强度可由任意一对正交分量的强度之和确定, 即 $S_0 = I_X + I_Y = I_D + I_A = I_L + I_R$, 则斯托克斯参量可由 4 个偏振分量强度决定。例如, 通过测量 I_X 、 I_Y 、 I_D 和 I_L , 光束的斯托克斯参量可表示为

$$\begin{cases} S_0 = I_X + I_Y \\ S_1 = I_X - I_Y \\ S_2 = 2I_D - S_0 \\ S_3 = S_0 - 2I_L \end{cases} \quad (8)$$

斯托克斯参量也可由两正交分量的振幅和相位差来表示, 具体形式为

$$\begin{cases} S_0 = E_{0x}^2 + E_{0y}^2 \\ S_1 = E_{0x}^2 - E_{0y}^2 \\ S_2 = 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ S_3 = 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{cases} \quad (9)$$

利用斯托克斯参量可以获得光场更多的偏振信息, 包括光束的偏振类型、偏振度、偏振方向和偏振旋向等。完全偏振光的四个斯托克斯参量满足 $S_0^2 = S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$, 部分偏振光满足 $S_0^2 > S_1^2 + S_2^2 + S_3^2$, 而自然光有 $S_1 = S_2 = S_3 = 0$ 。光场的偏振度也可由斯托克斯参量表示为

$$P = \frac{\sqrt{S_1^2 + S_2^2 + S_3^2}}{S_0} \quad (10)$$

$P=1$ 对应完全偏振光; $P=0$ 对应自然光; $0 < P < 1$ 对应部分偏振光。

斯托克斯参量 S_1 、 S_2 、 S_3 可由 S_0 、偏振椭圆的方位角 ψ 和椭圆率角 χ 分别表示为

$$\begin{cases} S_1 = S_0 \cos 2\chi \cos 2\psi \\ S_2 = S_0 \cos 2\chi \sin 2\psi \\ S_3 = S_0 \sin 2\chi \end{cases} \quad (11)$$

因此, 由斯托克斯参量可计算得到偏振椭圆的特征参量为

$$\begin{cases} \psi = \arctan(S_2/S_1)/2 \\ \chi = \arcsin(S_3/S_0)/2 \end{cases} \quad (12)$$

1.4 庞加莱球

1892 年, 庞加莱将斯托克斯参量映射到一个以 S_0 为半径, S_1 、 S_2 、 S_3 为直角坐标分量的三维球面上, 此球称为庞加莱球, 可用来更加形象直观地描述光场的偏振态。球面上任意一点对应一种偏振态, 球体内部的点则表示具有不同偏振度的部分偏振光。对于光的偏振描述而言, 通常不考虑其强度信息, 而采用归一化斯托克斯参量 (S_1/S_0 , S_2/S_0 , S_3/S_0) 描述光场的偏振态, 此时的庞加莱球是一个半径为 1 的单位球, 如图 1 所示。其中, 球的南北极点分别表示左旋和右旋圆偏振态, 赤道上各点表示不同方位角的线偏振态, 上、下半球分别表示右旋和左旋椭圆偏振态。数学上, 庞加莱球面上任意一点位置由经度和纬度 (2ψ , 2χ) 的坐标确定, 其与斯托克斯参量的关系分布如式 (11) 和 (12) 所示。

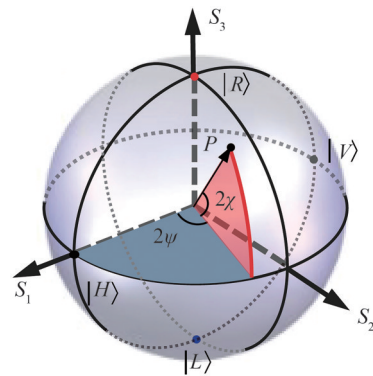


图 1 庞加莱球
Fig.1 Poincaré sphere

2 基于斯托克斯参量的偏振测量方法

2.1 传统测量方法

利用斯托克斯参量可以完全描述光场的偏振态。因此,通过测量一束光的斯托克斯参量,即可以确定其偏振态。传统测量光场斯托克斯参量的方法可分为两类,即偏振光调制法和分振幅法。偏振光调制法是在被测光路中插入波片等相位延迟器和偏振片,如图2(a)所示,通过测量经相位延迟器和偏振片调制后的光束强度求得斯托克斯参量^[31, 32]。常采用四分之一波片和偏振片的组合,进行至少4次强度记录,由式(7)或式(8)计算获得光束的斯托克斯参量。这种方法具有结构简单的优点,已应用于偏振仪和椭偏仪。但由于测量过程中需转动光学元件,测量速度缓慢且测量误差较大,在动态测量方面面临很大的困难,故一般只适用于静态测量。分振幅法是将被测光束分解为多束,使用多个偏振器件和探测器进行并行测量。1982年, AZZAM R等提出了一种分振幅偏振测量方法^[33],实验光路如图2(b)所示。利用一个分光棱镜和两个沃拉斯顿棱镜将被测光束分解为4束,并使用4个光电探测器同时记录某一瞬时的4幅不同偏振分量强度,以此计算得到光束的斯托克斯参量。随后,他们利用不同的分光器件,如镀膜分光器、光栅结构、平行厚板、衍射光学元件及声光调制分光器件等^[34-40],设计了多种分振幅偏振测量系统。由于测量过程不需要转动任何光学元件,分振幅法的测量速度仅受限于光电探测器响应时间,适用于实时偏振测量。但实际应用中存在以下问题:分光元件透射率分布不均匀时,会导致较大测量误差;各分路光束传播距离不相等时,会导致光束横向尺寸失配;测量系统需要使用多个偏振调制器件和探测器,系统结构较庞大。

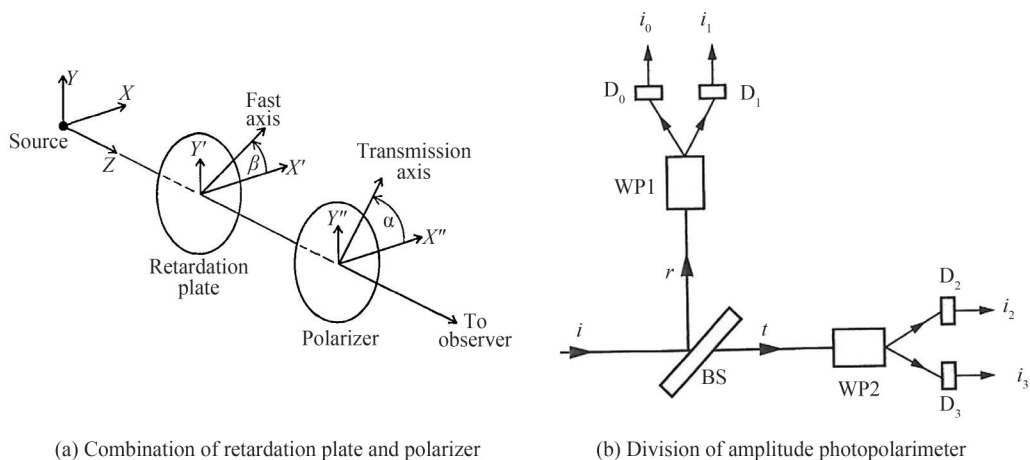


图2 传统偏振测量方法^[32, 33]

Fig.2 Traditional polarization measurement methods^[32, 33]

2.2 基于超表面偏振调控的偏振测量

超表面是一种由亚波长尺度结构按照一定需求排列形成的平面纳米结构,能够在亚波长尺度下实现对光场振幅、相位及偏振等参量的灵活调控,为开发平面化、小型化、集成化及低损耗的光学元件及系统提供了一种新的有效途径。2011年, YU N等首次提出超表面的概念^[41],利用广义斯涅耳定律设计了V型金属纳米天线,实现了在亚波长尺度上对光场相位的有效调控。超表面器件的设计关键在于通过调节纳米结构的组成材料、几何形状和尺寸等参数,实现对光场的多样化调控。近年来,人们提出并实现了多种基于超表面的光学元件,如波片^[42]、圆偏振探测器^[43]、滤波器^[44]、消色差超透镜^[45]和偏振全息图^[46]等。随着研究的不断深入和实验技术的不断改进,基于超表面的完整偏振信息的测量逐渐成为可能。

基于超表面的偏振探测器能够将传统偏振测量系统集成成为一个超紧凑的器件。2018年, ARBABIE等^[47]提出了一种基于电介质超表面的全斯托克斯偏振成像探测器。如图3(a)所示,该超表面由3个超表面偏振分束器复用形成,其与图像传感器结合形成一个偏振相机。入射光束经此超表面调制后被分解为3对正交偏振分量,分别对应左旋和右旋圆偏振、45°和135°线偏振、 x 和 y 线偏振。这三对正交偏振光分量分别聚焦到图像传感器的6个像素区域,通过测量每个像素区域对应的光强度,根据式(7)计算得到入射光的完整斯托克斯参量。2019年, GUO K等^[48]结合双调制法和光学量子霍尔效应,设计了一种基于氮化镓的超表面偏

振探测器。如图3(b)所示,该超表面由4个像素区域构成,分别对应左旋圆偏振、45°线偏振、 x 和 y 线偏振。入射光经该超表面调制后聚焦到4个不同位置,同时测量4个偏振的聚焦能量,根据式(8)可以立即重建被测光束的斯托克斯参量。相较于6像素区域设计方案,4像素区域的超表面偏振探测器的工作效率和集成度更高。基于上述设计方案,ARBABIE等设计了一种由矩形纳米介质柱阵列构成的超表面探测器^[47];WEI S等设计了一种基于椭圆形硅纳米柱的超表面偏振探测器^[49],在偏振探测器前没有其他光学元件的情况下,可以一次性获取目标光束的全斯托克斯参量。这种集成化的偏振探测器件在偏振测量方面表现出可靠的性能,为材料分析、手性检测等提供了有效手段。

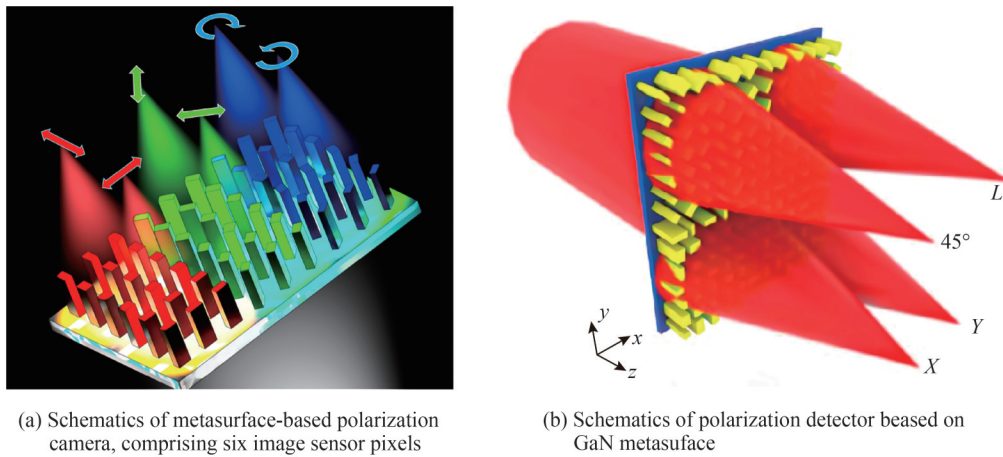


图3 基于分像素区域的超表面偏振探测器^[47, 48]
Fig.3 Polarization detectors based on muti-pixel region metasurface^[47, 48]

2018年,YANG Z等基于介质超表面制作了一种广义Hartmann-Shack超透镜阵列^[50],不仅可以用于测量光场的相位分布,也可以同时绘制光场的偏振分布。如图4(a)所示,该超透镜阵列是由一系列子阵列组成,每个子阵列由6个针对不同偏振分量的超透镜组成,分别对应 x 和 y 线偏振、45°和135°线偏振、左旋和右旋圆偏振。图4(b)为实验制备的超透镜阵列的电子扫描显微镜照片,该超表面与记录阵列焦点的相机结合形成一个紧凑系统。入射光经该超表面后被分割成多个子波前阵列并以不同偏振态聚焦到相机上,通过焦点振幅和焦点的横向位移可以分别得到光束的偏振方向和相位梯度分布。利用该系统分别测量了径向和角向

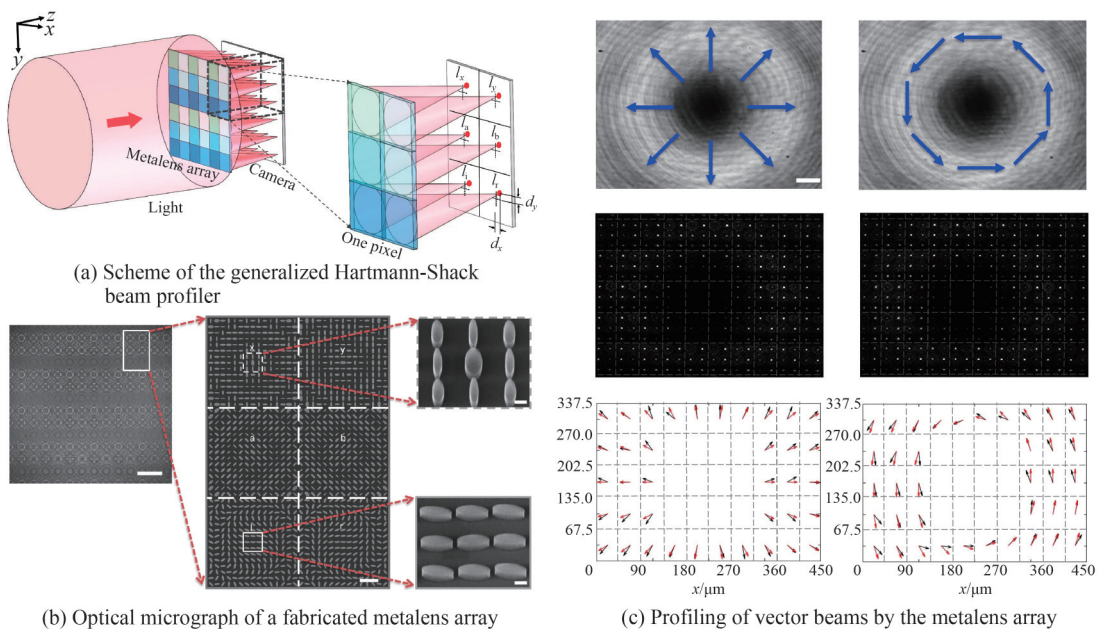
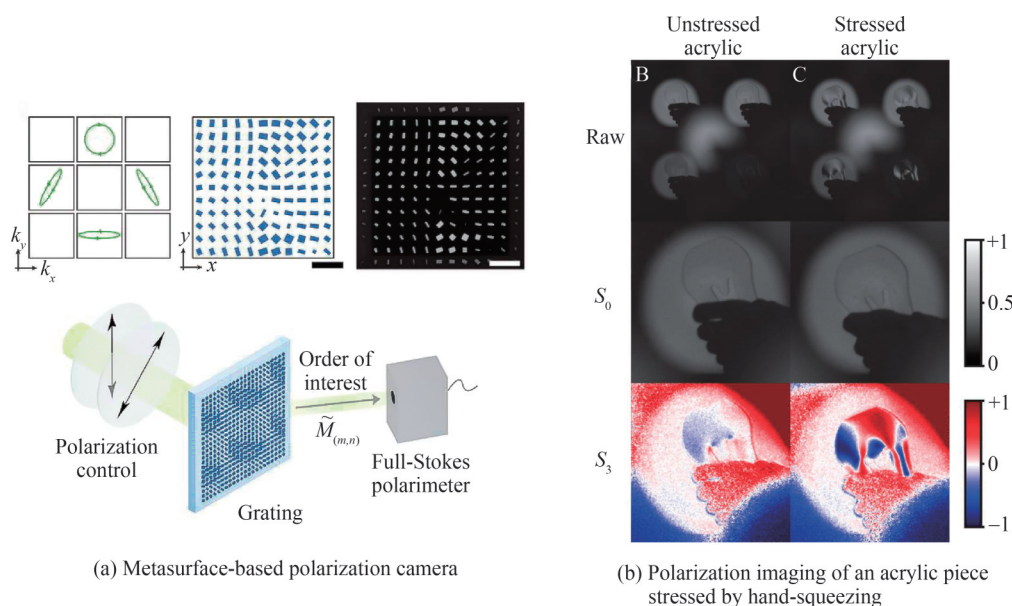


图4 基于超透镜阵列的偏振探测器^[50]
Fig.4 Device for detecting polarization states based on metalens array^[50]

偏振光束,结果如图4(c)所示。图中第一行为相机记录的矢量光束的强度分布;第二行是将Hartmann-Shack超透镜阵列插到相机前得到的焦斑阵列分布;第三行为计算得到的光束的偏振分布,黑色箭头表示实际测量得到的局部偏振方向,红色箭头表示计算值,两者基本吻合。结果证实了该超表面用于测量光束偏振分布的有效性。类似地,WUP等结合双相位法和几何相位法,制作了一种超表面偏振检测器件^[51],与记录焦点阵列的相机结合形成一个紧凑的系统,能够实现宽带的偏振实时成像。

2019年,RUBIN N A等^[52]提出利用矩阵傅里叶光学解决近轴衍射光学中的偏振问题,并提出在单一衍射光学元件中并联多个偏振器件的方案,基于该思想设计了一种基于多层介质的超表面衍射光栅,如图5(a)所示。光栅与透镜和图像传感器等结合构成了一个全斯托克斯偏振相机,携带场景偏振信息的光束入射至光栅后被分解为四束,在图像传感器上形成对应于4个衍射级次的图像副本,由此可重建得到被测场景的强度和偏振分布。此偏振相机可作为一种紧凑、轻便的无源设备,广泛应用于任意场景的偏振成像。图5(b)给出利用该偏振相机测量应力挤压亚克力薄片的结果,图中第一行表示偏振相机记录的4幅原始强度图,第二、三行分别为重建的被测场景的强度和斯托克斯参量 S_3 的结果。



(a) Metasurface-based polarization camera

(b) Polarization imaging of an acrylic piece stressed by hand-squeezing

图5 基于多层介质超表面的偏振相机^[52]

Fig.5 Polarization camera based on multilayer dielectric metasurface^[52]

2.3 基于几何相位和数字全息术的偏振测量

近年来,研究者提出了多种具有任意偏振、相位和振幅分布的空间结构光场的产生方法^[53-61]。精确快速测量光场在三维空间中的完整信息,包括其振幅(强度)、相位及偏振分布,是发展新型空间结构光场及其应用的基础。上述基于测量偏振分量强度的方法只能实现光场偏振和强度分布的测量,无法提供光场的相位分布。传统数字全息术可以用来记录和重建光场的振幅及相位分布,但不能直接测量其偏振分布。因此,为利用数字全息术实现偏振测量,需建立光场偏振态与复振幅的对应关系。

任意光束可分解为两个正交偏振分量 P 和 P' 。一束物光波 M 与一束参考光波 R 的干涉,可看作为物光和参考光的两个正交偏振分量 P 和 P' 分别干涉叠加,于是得到两幅正交偏振分量的干涉图,其强度 I_p 和 $I_{p'}$ 可分别表示为

$$\begin{cases} I_p = I_{MP} + I_{RP} + 2\sqrt{I_{MP}I_{RP}}\cos\varphi_p \\ I_{p'} = I_{MP'} + I_{RP'} + 2\sqrt{I_{MP'}I_{RP'}}\cos\varphi_{p'} \end{cases} \quad (13)$$

式中, φ_p 和 $\varphi_{p'}$ 分别表示两幅干涉图样各自物参光分量的相位差。

在图6(a)的庞加莱球上,物光波 M 的偏振态可由球坐标 $(2\psi, 2\chi)$ 确定。根据Pancharatnam的结论^[62],物光波的极角 2χ 可由两正交分量的强度确定,表示为

$$2\chi_i = \pi/2 - 2\arctan \sqrt{I_{MP'}/I_{MP}} \quad (14)$$

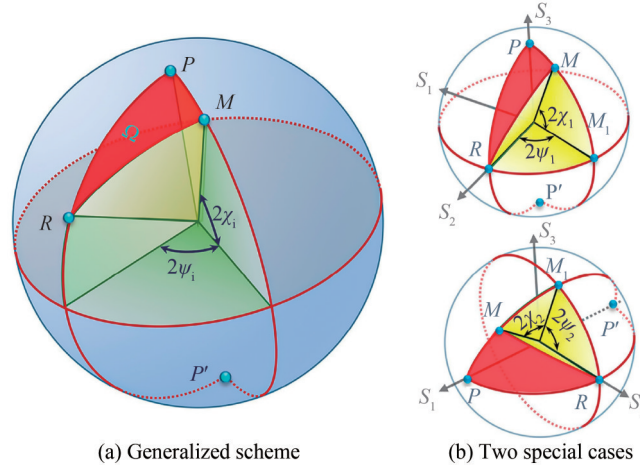


图6 球坐标系中 Pancharatnam-Berry (PB) 相位示意图^[64]
Fig.6 Schematic of the Pancharatnam-Berry (PB) phase in the spherical coordinate system^[64]

根据 Pancharatnam-Berry(PB)相位理论^[62, 63],经过偏振转换系统后光束偏振态发生变化,随之会引入一个几何相位,称为 PB 相位。因此,物光与参考光的相位差由 PB 相位和动态相位两部分组成。若物光和参考光的初始相位差为 φ_0 ,则对干涉图 I_P 而言,相位差 $\varphi_P = \varphi_{PB} + \varphi_0$,其中 φ_{PB} 表示 P 偏振分量携带的 PB 相位,大小等于图 6 中球面点 P, R, M 构成的空间立体角 Ω 的一半,即 $\varphi_{PB} = \Omega/2$,如图 6 红色区域所示。同样地,对干涉图 $I_{P'}$ 而言,相位差 $\varphi_{P'} = \varphi_{PB'} + \varphi_0$,其中 $\varphi_{PB'} = \Omega_{MRP'}/2 = \Omega/2 - 2\psi_i$ 。物光波的方位角可表示为

$$2\psi_i = \varphi_P - \varphi_{P'} \quad (15)$$

综上,利用数字全息术对干涉图 I_P 和 $I_{P'}$ 分别进行数值解调,可得到物光波两个正交分量的强度和相位分布,再由式(14)和式(15)可确定出物光波在庞加莱球上的坐标 $(2\psi_i, 2\chi_i)$ 。此外,物光与参考光的初始相位差可表示为

$$\varphi_0 = \varphi_P - \Omega/2 = \varphi_{P'} + 2\psi_i - \Omega/2 \quad (16)$$

利用斯托克斯参量描述物光波的偏振态,其可根据与球坐标 $(2\psi_i, 2\chi_i)$ 的几何关系确定。图 6(b)给出了两种典型的特例,其中上图中 P 和 P' 为左、右旋圆偏振,下图中 P 和 P' 为水平、竖直线偏振。由此,可得到

$$\begin{cases} S_1 = -\cos 2\chi_1 \sin 2\psi_1 = \sin 2\chi_2 \\ S_2 = \cos 2\chi_1 \cos 2\psi_1 = \cos 2\chi_2 \cos 2\psi_2 \\ S_3 = \sin 2\chi_1 = \cos 2\chi_2 \sin 2\psi_2 \end{cases} \quad (17)$$

式中, $i=1,2$ 分别表示图 6(b) 上图和下图的情况。

基于以上理论,本课题组提出了一种同步测量任意光束偏振和相位分布的方法^[64]。实验光路如图 7(a) 所示,令被测物光与参考光基于马赫-曾德干涉仪光路发生离轴干涉,进而通过三角共路干涉仪和四分之一波片后,物光与参考光同时分解为左右旋圆偏振两个正交分量,形成分离的两幅全息图并由 CCD 相机同时采集。由两幅全息图数值重建可以得到物光两个正交圆偏振分量的复振幅分布,进而由式(16)和(17)分别计算得到物光的偏振和相位分布。测量过程中无需改变任何光学元件,仅通过单次曝光记录一对全息图,即可实现对物光束完整偏振信息的测量。利用该方法测量了基于双三角共路干涉仪和分屏空间光调制器产生的携带特殊相位分布的矢量光场^[58],结果如图 7(b) 所示,图中第一行表示光场的偏振椭圆分布,第二行表示光场的相位分布,并且第一列显示所测光场为携带一阶涡旋相位的径向偏振光场,第二列显示所测光场为携带二阶涡旋相位的三阶矢量光场,第三列显示所测光场为携带锥形相位的矢量光场。测量结果与理论预测结果一致,证实了该方法用于同步测量矢量光束偏振和相位分布的有效性。该测量系统具有测量稳定、效率高的优点。但光路结构较为复杂,需精准调节,也存在测量分辨率低、视场较小以及不可避免的图像匹配误差等问题。随后,采用不同光路设计对该测量系统进行了结构优化^[65-68]。

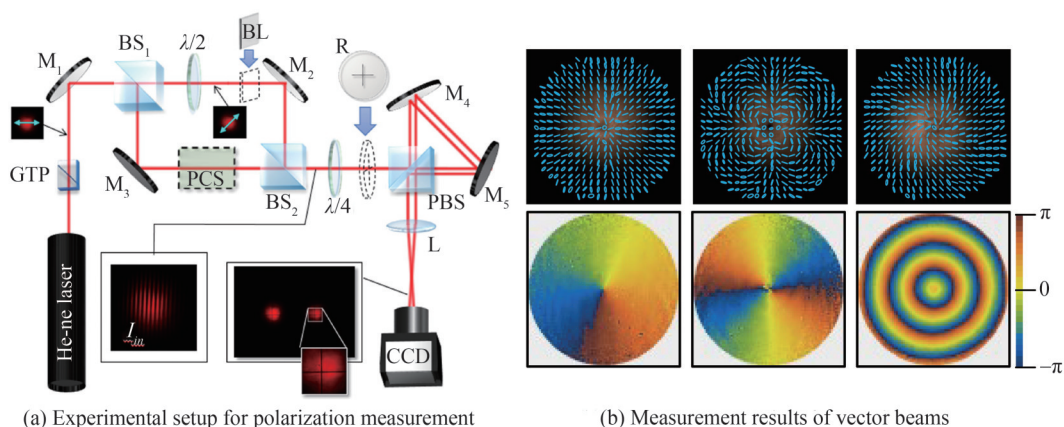


图7 同步测量任意光束偏振态和相位的方法^[58, 64]

Fig.7 Method for simultaneously measuring polarization and phase of arbitrarily polarized beams^[58, 64]

第一种改进的偏振测量方法的实验光路如图8(a)所示^[65],物光束经过四分之一波片和三角共路干涉仪后被分解为两束以一定距离分离且平行向前传输的正交圆偏振分量。一束参考光与该两束正交圆偏振分量同时发生干涉,经单次曝光记录形成复合全息图,由此数值重建出物光束的两个正交圆偏振分量的复振幅分布,进而计算得到物光束的偏振分布。该方法消除了参考光的强度和偏振分布对测量结果的影响,具有系统稳定且灵活的优点。测量过程中无需改变任何光学元件,测量速度仅受限于CCD相机的记录速度。此外,该方法具有单次曝光特性,不仅能实时测量动态光场的偏振分布^[58, 69],也可用于测量偏振光学元件或光学材料的各向异性。

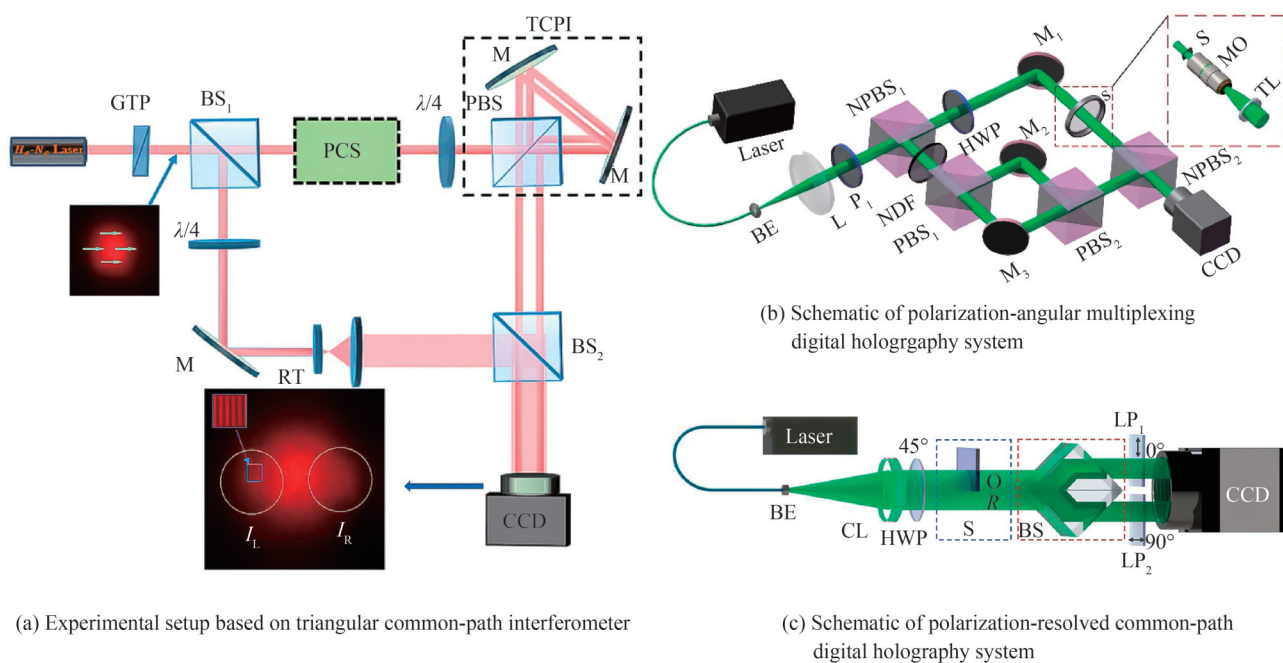


图8 偏振测量实验装置^[65-67]

Fig.8 Experimental setups for polarization measurement^[65-67]

第二种改进的偏振测量方法结合几何相位和偏振-角度复用数字全息术^[66],实验光路如图8(b)所示。物光同时与水平和竖直线偏振参考光分量干涉,通过角度复用技术将两组干涉图样组合成一幅复合全息图。由复合全息图数值重建出物光束两个正交线偏振分量的复振幅分布,进一步计算得到物光束的偏振分布。基于该方法测量了一阶径向矢量光场的偏振分布,结果与理论分析吻合;进而测量分析了液晶退偏器的退偏效果,通过改变入射光场偏振态,对比退偏器对于不同入射光的退偏效果,证实了该方法宽场实时测

量的特性。

第三种改进的实验光路结构如图8(c)所示^[67],该测量系统将照明光束分为上下两部分,一部分作为物光照射样品,另一部分作为参考光束,两光束分别经过一特殊放置的分光棱镜反射和透射后产生两组光束,两组光束分别经过一个偏振片调制为水平和垂直偏振,最终在CCD相机上产生两幅携带光场两个正交线偏振分量的复振幅信息的全息图。由于物光束和参考光束经过相同的路径和元件,此系统具有较高的时间稳定性。实验测量了应力玻璃板和液晶滴的偏振分布,验证了该方法的高精度和稳定性,以及对厘米到微米尺寸光场的测量能力。该方法具有稳定、紧凑的光路结构,有望实现测量系统集成化。

本课题组进一步利用偏振光栅将光路简化,实现了对复杂光场完整三维信息的动态测量^[68],实验光路如图9(a)所示。通过在马赫-曾德干涉仪的参考臂中插入一个液晶偏振光栅,将线偏振参考光转换为周期性偏振结构光,令其与被测光场干涉形成一幅复合全息图。该方法本质上与图8(b)所用的角度复用数字全息术类似,将式(13)中两个正交分量的干涉图样合成为一幅复合全息图,只需单次曝光记录全息图并进行数值重建,即可获得物光场在记录平面上的两正交圆偏振分量的复振幅分布,并采用菲涅耳衍射公式计算得到物光场在三维空间的完整信息,包括强度、相位和偏振分布。该方法具有良好的测量准确性,既适用于测量光场的三维偏振与复振幅信息,也满足动态检测的需求。图9(b)给出了利用上述方法测量的一种庞加莱光束在三维空间中的偏振演化过程。庞加莱光束由正交圆偏振的高斯基模 $LG_{0,0}$ 和拉盖尔-高斯基模 $LG_{0,l}$ 叠加产生。图中第一、二行分别给出了在瑞利范围 $-z_R$ 到 z_R 内6个不同距离处庞加莱光束的偏振椭圆分布的理论和实验测量结果。可以看出,该庞加莱光束在横向空间呈现出所有可能的偏振态:在中心原点为圆偏振(即C点),中间位置为线偏振(即L-线),周围为椭圆偏振;在纵向空间传输时,光束的偏振分布沿光轴中心旋转。该庞加莱光束在不同距离处相位分布如图9(b)第三行所示,图中右下角插图表示相应的理论计算结果。可以看出,沿纵向传输时,庞加莱光束的相位分布也会绕中心轴旋转。

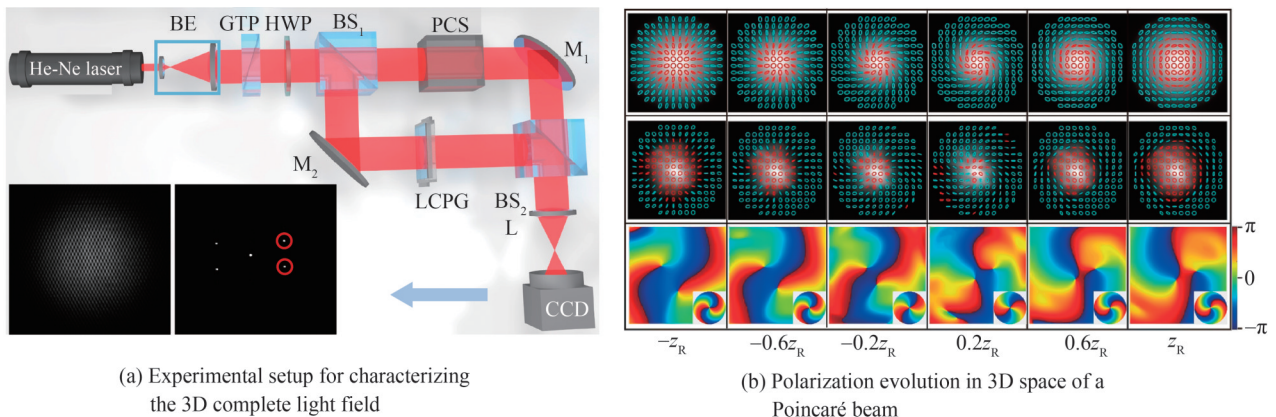
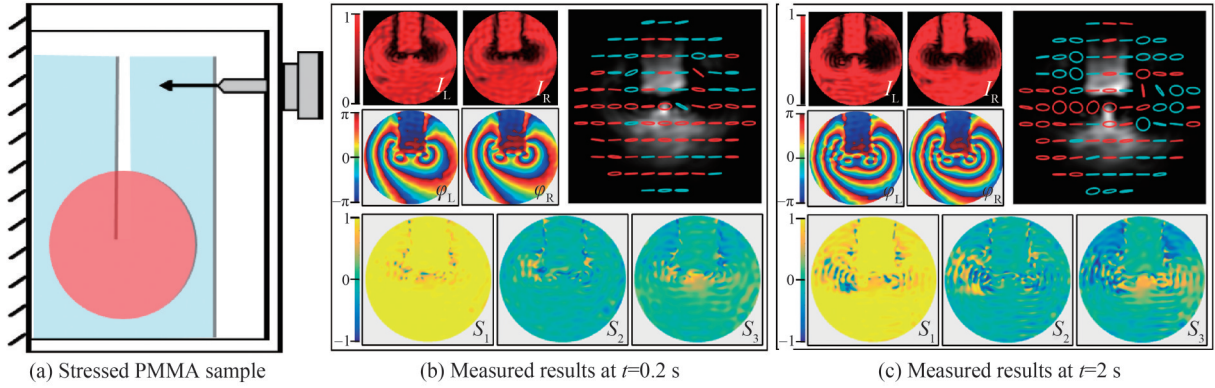


图9 基于偏振光栅动态测量光场三维完整信息^[68]

Fig.9 Dynamic measurement of the holo-information of light fields in 3D space using a polarized grating^[68]

上述方法也可以应用于材料光学各向异性的动态监测和测量。图10给出了利用该方法测量一块存在应力作用的聚甲基丙烯酸甲酯(PMMA)样品的瞬时双折射变化的结果。其中,图10(a)为PMMA样品的示意图,图中红色圆圈表示测量区域,箭头表示施加在样品上的应力方向。实验测量了随着应力的不断增加,PMMA样品透射光束在10 s内的实时动态偏振变化。图10(b)和(c)分别给出了 $t=0.2$ s和 $t=2$ s时透射光束的测量结果,包括光束的两正交圆偏振分量的强度和相位分布、斯托克斯参量(S_1, S_2, S_3)的分布,以及偏振椭圆分布。可以看出,透射光束的两个正交圆偏振分量的相位分布在横向空间不同位置显著变化,反映了在应力作用下PMMA样品具有非均匀折射率,并且折射率在狭缝附近波动较大;透射光束的偏振椭圆呈非均匀分布,表明PMMA样品在应力作用下具有双折射变化。对比两个时刻透射光束的振幅、相位及偏振分布,可以看出,随着应力的增加,PMMA样品表现出更明显的各向异性。

图10 应力PMMA样品的测量结果^[68]Fig. 10 Measurement results of a PMMA sample^[68]

3 光学各向异性材料的全息偏振测量

3.1 基于琼斯矩阵的测量方法

利用偏振光与物质相互作用而引起的各种效应,可以对光场的许多参量进行测量,也可用于对材料本身的某些物理特性进行测量。利用琼斯矩阵可以充分表征材料对入射偏振光的复杂光学响应。当偏振光通过光学元件或光学各向异性材料时,通过将描述光学元件或各向异性材料的琼斯矩阵乘以描述初始偏振态的琼斯矢量,可以分析光场偏振态的变化,如式(6)所示。任意偏振光学元件或光学各向异性材料的偏振转换性质可以用一个琼斯矩阵描述,表示为

$$J = \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_{11} \exp(i\phi_{11}) & E_{12} \exp(i\phi_{12}) \\ E_{21} \exp(i\phi_{21}) & E_{22} \exp(i\phi_{22}) \end{bmatrix} \quad (18)$$

式(18)显示一般情况下琼斯矩阵的四个参量均为复数。早期对于琼斯矩阵的测量是将模值和幅角测量分开进行:首先,基于强度测量方法(如利用偏振片和四分之一波片组合)确定琼斯矩阵参量的模值,然后利用干涉法测量每个参量的幅角。这种方法的测量效率低且误差大。

2008年,WANG Z等^[70]提出了一种琼斯矩阵偏振全息显微术,首次实现了琼斯矩阵参量的模值和幅角分布的同步测量。如图11(a)所示,采用马赫-曾德干涉仪光路实现物光和参考光的离轴干涉。由于琼斯矩阵各参量对应不同的偏振态,在物光和参考光路中分别放置一个偏振片用于改变物光和参考光的偏振态。当物光为+45°线偏振时,将参考光分别调整为水平和垂直分量记录两幅全息图,数值重建得到复振幅分布 Y_{11} 和 Y_{12} ;当物光为-45°线偏振时,同样将参考光分别调整为水平和垂直偏振记录两幅全息图,重建得到复振幅分布 Y_{21} 和 Y_{22} 。样品的琼斯矩阵与测量得到的物光束的复振幅分布具有如下关系

$$\begin{bmatrix} Y_{11} \\ Y_{12} \\ Y_{21} \\ Y_{22} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} c_1 & c_1 & 0 & 0 \\ c_2 & -c_2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & c_1 & c_1 \\ 0 & 0 & c_2 & -c_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J_{11} \\ J_{12} \\ J_{21} \\ J_{22} \end{bmatrix} \quad (19)$$

式中, c_1, c_2 为常数,可事先在系统中未放置样品时测量确定。由此通过四次测量即可确定样品的琼斯矩阵。实验上通过测量液晶空间光调制器和活体神经元细胞验证了该方法的可行性。图11(b)给出了利用该方法测量得到的活体神经元细胞的琼斯矩阵。结果表明, J_{11} 和 J_{22} 的模值接近1,且两者差异很小,说明细胞是透明的;幅角显示了神经元的结构,其形状和突触清晰可见,但两幅图像相差很小,说明这种情况下双折射可忽略不计。参量 J_{12} 和 J_{21} 的模值为1且幅角为零,说明此细胞不具有光学各向异性。

2014年,PARK J等^[71]测量了液晶面板单个像素的琼斯矩阵,采用如图11(c)所示的马赫-曾德干涉仪光路,且测量分四步进行。与图11(a)所示方法的区别在于这里对光束偏振态的调制方式不同:入射光束的偏振态由一个起偏器和一个可旋转的半波片调制,入射到CCD的物光和参考光通过一个检偏器调节。测量过程中调整入射光为+45°和-45°线偏振时,分别旋转检偏器为水平和垂直偏振,进行四次测量得到某一电压

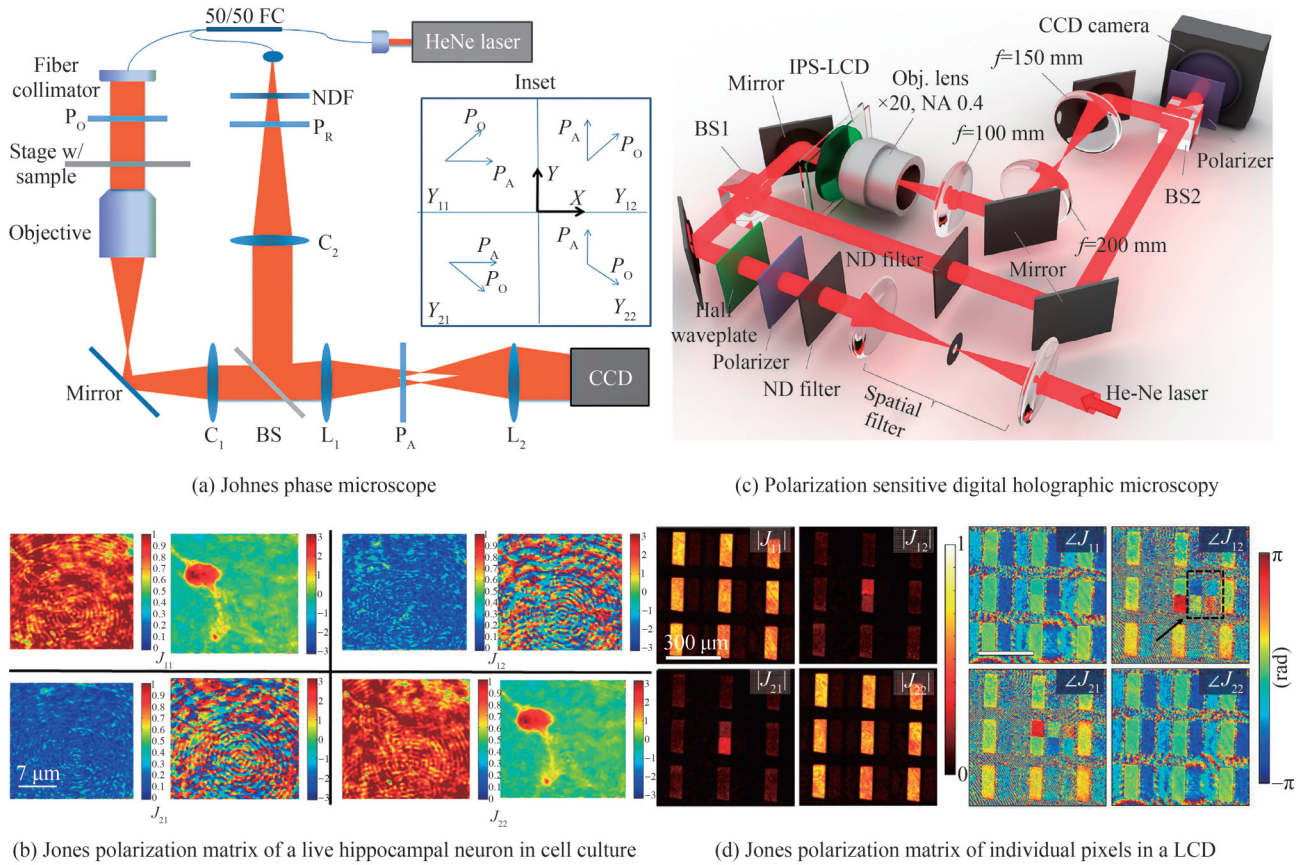


图 11 四步琼斯矩阵偏振全息术^[70, 71]

Fig.11 Four-step Jones matrix polarization holography^[70, 71]

下液晶面板单个像素的琼斯矩阵。图 11(d)给出了实验测得的液晶面板 9 个像素的琼斯矩阵参量的模值和幅角分布。此外,实验中还测量了液晶面板单个像素在不同电压下的琼斯矩阵。

由于上述方法需要四次采集全息图,不适用于快速和动态测量。2012年,KIM Y等^[72]提出了一种改进的偏振全息显微术,实验光路如图 12(a)所示。利用共路干涉测量原理,采用与相机采集速度同步的光学斩波器使入射光在两个正交线偏振态之间快速切换,通过连续两次采集对应全息图来实现快速测量,数值重建得到各向异性样品的琼斯矩阵。图 12(b)所示为液晶滴琼斯矩阵的测量结果,样品区域显示了琼斯矩阵参量复杂而对称的模式。TIWARI V等^[73]采用图 12(c)所示的偏振-复用全息光路,通过两次测量得到在不同灰度值下扭曲向列相液晶空间光调制器(Twisted Nematic Liquid Crystal Spatial Light Modulator, TNLC-SLM)调制后光束的琼斯矩阵,由此表征 SLM 的相位调制特性。HAN L等^[74]提出了一种共路结构的双通道偏振全息成像系统,如图 12(d)所示,在传统透镜成像系统输入平面上设置一个特定的三窗屏,在两透镜之间插入一个二维正交光栅,即可实现对物光束两个正交偏振分量的单次全息测量。由于该光路中物光和参考光几乎通过相同的路径和成像元件传输,故实验系统对机械或环境扰动不敏感,相位测量精度相对较高。但由于输入平面的空间多路复用,被测物体的尺寸受到限制。

近年来,研究者基于双光源和偏振-角度复用数字全息术发展出了多种单次测量琼斯矩阵的方法。2014年,LIU X等^[75]提出了一种基于双正交光栅和角分复用的四通道偏振全息成像系统,实验光路如图 13(a)所示,经单次测量即可得到琼斯矩阵。由两个光源出射的光束分别穿过一个二维正交光栅,然后经偏振分光棱镜分成两路。其中一路作为物光经滤波后仅有两束正交偏振的零级衍射分量通过并照射至样品上;另一路作为参考光,仅有四束一级衍射光分量通过滤波器,并由紧贴针孔的偏振片分别转换为两束+45°和两束-45°线偏振光。物光与参考光在图像传感器上干涉形成一幅四通道角分复用全息图,经数值重建得到样品的琼斯矩阵。图 13(b)所示为利用该方法测量的一个空间相位延迟变化的波片的琼斯矩阵。2017年,他们进一步提出了基于单模光纤的无透镜琼斯矩阵偏振成像系统^[76],实验光路如图 13(c)所示,利用两个光纤

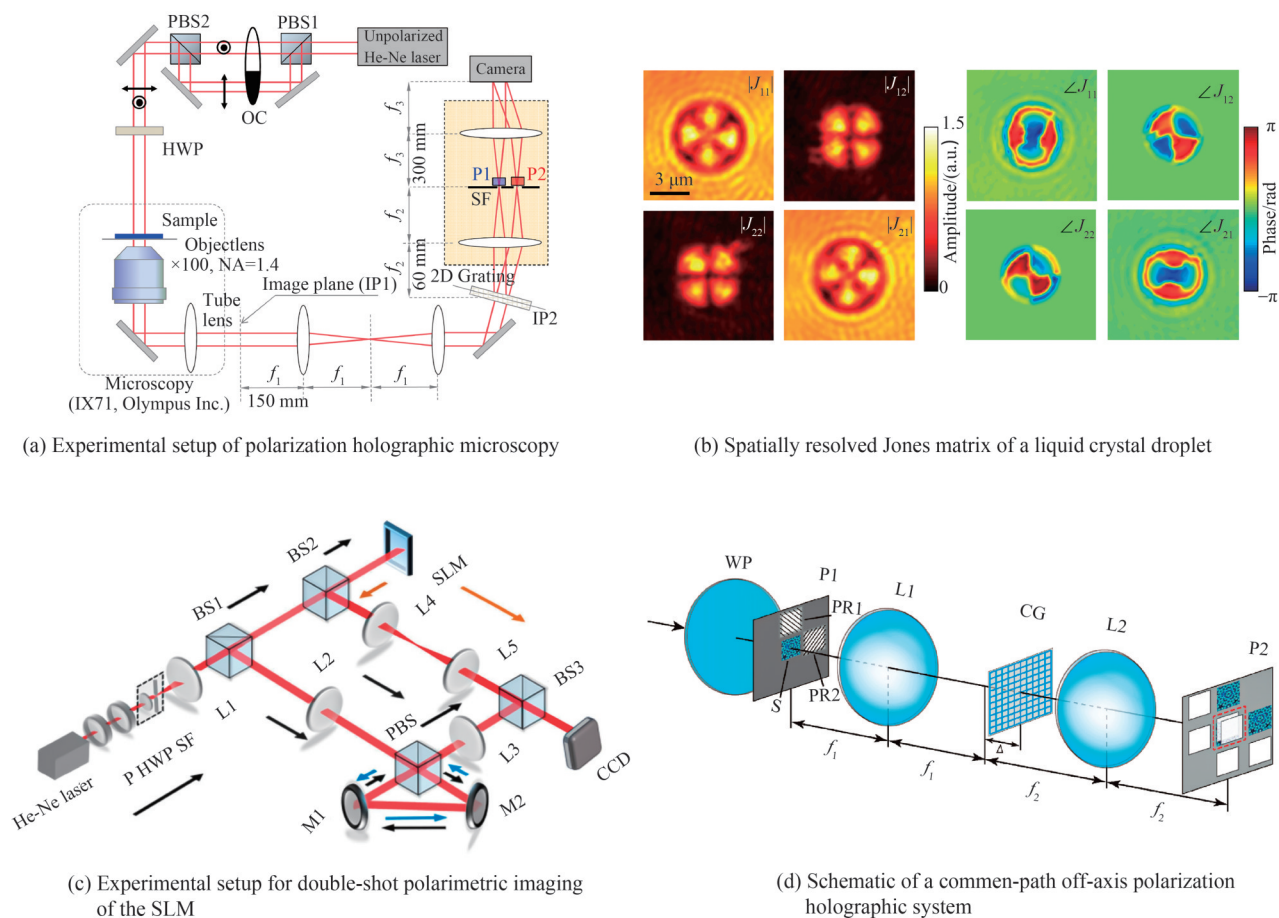


图 12 两步琼斯矩阵偏振全息术^[72-74]
 Fig.12 Two-step Jones matrix polarization holography^[72-74]

分路器和三个分光棱镜实现了全息图的四通道角分复用。这种方法具有结构紧凑、易于集成和稳定性高的优点,适用于动态测量。图 13(d)给出了应力作用下 PMMA 样品的琼斯矩阵测量结果,由琼斯矩阵可以直接反映出外部应力所引起的样品不同区域的各向异性响应特性;样品区域内琼斯矩阵参量的相位分布反映出在外界压力下样品折射率的非均匀变化,且在狭缝区域变化剧烈;相位分布中的条纹取向反映出双折射率差的空间取向变化,揭示了样品的明显各向异性源于外部应力作用。

2016年, YANG T D等^[77]基于马赫-曾德干涉仪光路,利用双非相干光源和图像复制,实现了琼斯矩阵的单次测量。实验光路如图 13(e)所示,在物光路,两束非相干的物光同轴共路传输,使用基于二维正交偏振光栅的图像分割装置对物光进行四幅图像的空间复制,然后利用复合检偏器对物光进行偏振滤波;在参考光路,两束非相干的参考光经扩束准直后,分别遮挡住左、右半部分,剩余部分组成一束复合偏振光束作为参考光,其左半部分为水平偏振,右半部分为竖直偏振。物光和参考光经分光棱镜实现相干叠加,即在一幅全息图上实现了四幅全息图的空间复用,从而实现琼斯矩阵的单次测量。图 13(f)给出了利用该方法测量的老鼠肾脏组织的琼斯矩阵,证实了其用于光学各向异性响应较弱的双折射生物样品测量的有效性。这种全息图空间复用方法,导致系统光路结构较为复杂且测量样品尺寸受限。2017年, SREELAL M M等^[78]在物光和参考光路中分别引入一个塞纳克干涉仪,如图 13(g)所示,在物光光路中,光束经塞纳克干涉仪分解为两束空间分离的正交线偏振分量,经半波片调整分别转换为+45°和-45°线偏振光并同时照射至样品上;在参考光路中,光束同样经塞纳克干涉仪分解为两束正交偏振分量作为参考光,由此可将四幅全息图空间复用于一幅全息图上,图 13(h)所示为实验测量到的液晶滴的完整琼斯矩阵。

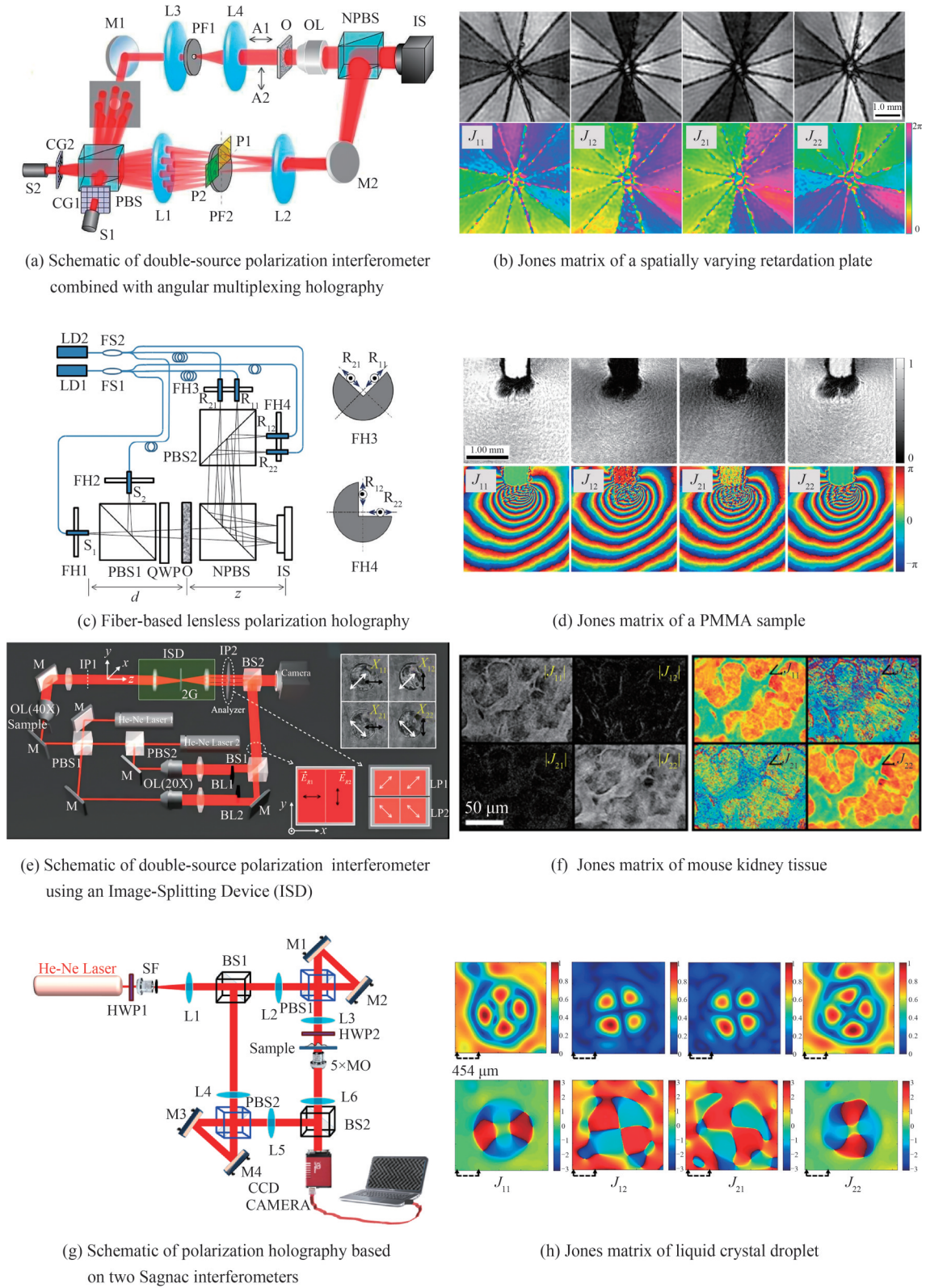


图 13 一步琼斯矩阵偏振全息术^[75-78]

Fig. 13 One-step Jones matrix polarization holography^[75-78]

3.2 基于相位延迟和方位角的测量方法

对于一些散射较弱的光学材料或器件,其双折射特性也可以由被其调制的光波的相位延迟 δ 和偏振椭圆的方位角 θ 定量表征。琼斯矩阵与双折射参数 δ 和 θ 具有如下关系

$$\begin{aligned}
 J &= \begin{bmatrix} J_{11} & J_{12} \\ J_{21} & J_{22} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} e^{i\delta/2} & 0 \\ 0 & e^{i\delta/2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \\
 &= \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + i \sin \frac{\delta}{2} \cos 2\theta & i \sin 2\theta \sin \frac{\delta}{2} \\ i \sin 2\theta \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} - i \sin \frac{\delta}{2} \cos 2\theta \end{bmatrix} \quad (20)
 \end{aligned}$$

2020年, YANG Y等^[79]将双通道偏振全息干涉仪小型化到芯片级,设计了一种适用于微流控系统的集成偏振全息显微镜载玻片,用于提取各向异性样品的相位延迟和偏振椭圆的方位角。如图14(a)所示,该玻片集成了三个透镜和两个薄膜偏振器,并附着在微流控芯片上。具体测量过程为:用一束准直的圆偏振光束照射样品,穿过样品的物光和两束正交线偏振参考光在记录平面发生干涉,形成一幅复合全息图。对全息图进行傅里叶变换,提取频谱 H_1 和 H_2 便可得到物光两正交分量的复振幅。两正交分量 H_1 和 H_2 的相对偏差 Γ 可表示为

$$\Gamma = \frac{H_1/H_{10} - H_2/H_{20}}{H_1/H_{10} + H_2/H_{20}} \quad (21)$$

式中, H_{10} 和 H_{20} 表示背景,可在未放置样品时测定。参量 Γ 与双折射参数 δ 和 θ 具有如下关系

$$\Gamma = \tan \frac{\delta}{2} \exp \left[i \left(2\theta + \frac{\pi}{2} \right) \right] \quad (22)$$

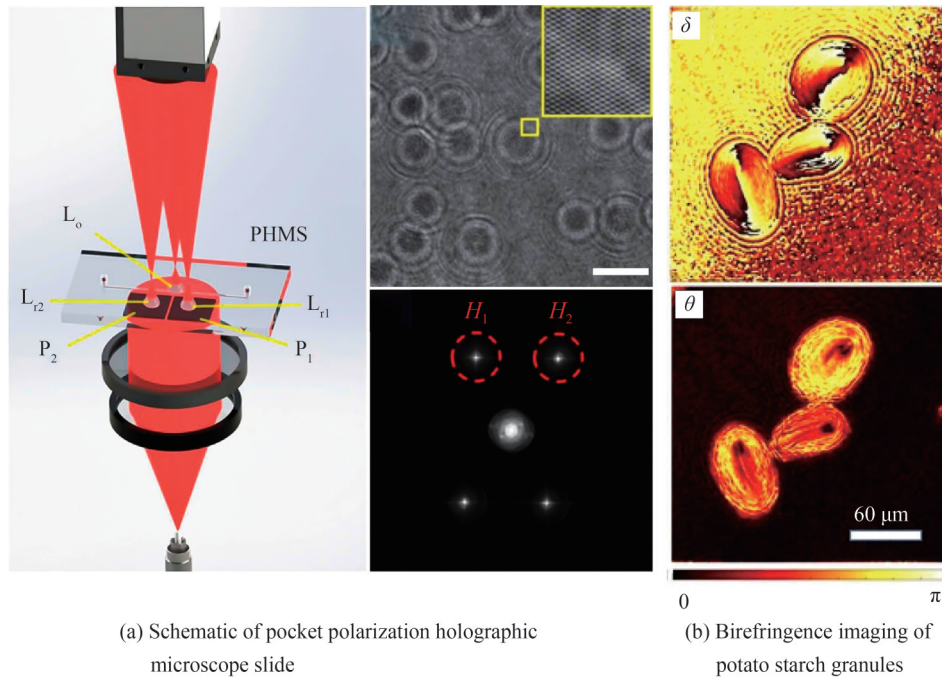


图14 实现双折射成像的偏振全息显微镜载玻片^[79]

Fig. 14 Polarization holographic microscope slide for birefringence imaging^[79]

由式(21)和式(22)可知,样品的双折射参数 δ 和 θ 由参量 Γ 的模值和幅角确定,即与物光的两正交分量 H_1 和 H_2 的复振幅相关。图14(b)显示了利用该系统测量的蒸馏水中马铃薯淀粉颗粒的方位角和相位延迟分布。可以看出,淀粉颗粒周围流体的双折射相位延迟保持为零值,说明流体保持为各向同性介质;淀粉颗粒在水中具有较强的双折射性,最大双折射延迟达到2.0 rad左右;在淀粉颗粒的叶瓣处存在暗区,这些区域的双折射明显弱于其他部分,这是由于淀粉颗粒脐处存在一个充满水的孔所致。

2018年,GE B等^[80]提出了一种单次曝光偏振剪切干涉仪,可实现各向异性样品双折射参数(即相位延迟和偏振椭圆的方位角)的单次测量。如图15(a)所示,右旋圆偏振光照射样品后,经沃拉斯顿棱镜分解为两束正交偏振光分量,再经 45° 偏振片调制后在记录平面形成一幅含有样品线性双折射信息的干涉图。对

干涉图样进行傅里叶变换,提取0级和+1级频谱并重建得到其复振幅分布,其中,0级频谱对应的振幅分布表示为 $A(x, y)$,+1级频谱的复振幅表示为 $U(x, y)=B(x, y)+iC(x, y)$,则样品的双折射参数 δ 和 θ 可由0级和+1级频谱复振幅分布确定为

$$\begin{cases} \delta = \arccos \left[-\frac{2C(x, y)}{A(x, y)} \right] \\ \theta = \frac{1}{2} \arccos \left[\frac{2B(x, y)}{\sqrt{A^2(x, y) - 4C^2(x, y)}} \right] \end{cases} \quad (23)$$

2021年,他们又提出了一种改进的偏振测量系统^[81],将沃拉斯顿棱镜替换为衍射光栅和偏振片的组合,实现了大视场、高空间分辨率和高灵敏偏振成像。图15(b)为微流控系统中流动的扭曲向列相液晶的相位延迟分布和偏振椭圆方位角的演化。

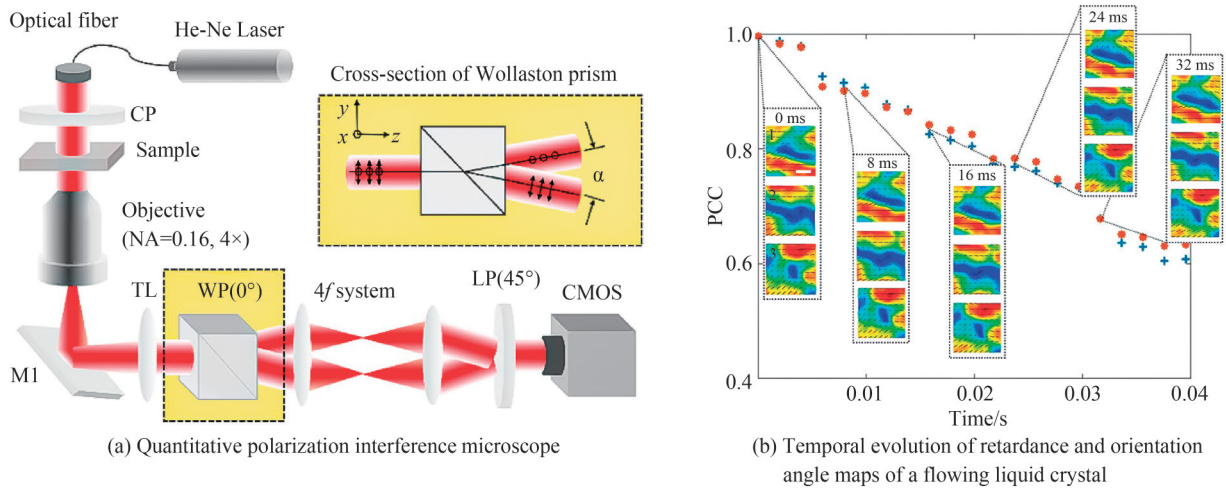


图15 单次曝光定量偏振干涉显微镜^[80, 81]

Fig. 15 Single-shot quantitative polarization interference microscopy^[80, 81]

4 总结与展望

测量光场的偏振分布不仅可以揭示不同光场的偏振特性,也可以获取某些光学各向异性材料的重要信息。随着液晶光学元件、超表面结构加工技术的成熟,偏振测量手段也变得更加多样化和集成化,其测量原理也因几何相位理论、数字全息术等的引入而变得更加丰富。本文从偏振态的基本理论描述出发,介绍了两类分别针对光场斯托克斯参量和器件材料琼斯矩阵的常用偏振测量手段。虽然两者的本质上都是以获取光场携带的信息为基础,但被测量目标的不同导致测量原理差异较大。在斯托克斯参量测量中,传统的强度测量原理是利用波片与检偏器的组合来直接或间接获取四个参量,基于该原理,不仅可以通过设计光路来改善其测量效率,也可以设计超表面元件将复杂的测量系统集成起来;另一种测量思路则是借助偏振转换与几何相位的关系,将几何相位的测量交由趋于成熟的数字全息术来完成,不仅能大幅提高测量效率,而且可以获得光场的完整信息。在琼斯矩阵测量中,所介绍的几种基于数字全息术的测量手段同样可以改善测量效率。从另一个角度来看,对于偏振测量,传统的强度测量法容易受到各种应用场景的限制,但可以通过引入适当的超表面元件来改善,此外也无法测量光场的相位分布;全息测量法的优势是可以轻松获取光场的完整信息来提升测量速度,但却需要难以集成的干涉光路来提供参考光。因此,不同的偏振测量方法需要依照实际需求来选择。最后,无论是测量光场的斯托克斯参量还是材料的琼斯矩阵,集成化的快速测量手段依然是偏振测量技术的发展趋势。

参考文献

- [1] ZHAN Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications [J]. *Advances in Optics and Photonics*, 2009, 1(1): 1-57.

- [2] 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(8): 501-505.
- [3] KOZAWA Y, SATO S. Focusing property of a double-ring-shaped radially polarized beam [J]. *Optics Letters*, 2006, 31(6): 820-822.
- [4] 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.
- [5] YE H, WAN C, HUANG K, et al. Creation of vectorial bottle-hollow beam using radially or azimuthally polarized light [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(3): 630-633.
- [6] KOZAWA Y, MATSUNAGA D, SATO S. Superresolution imaging via superoscillation focusing of a radially polarized beam [J]. *Optica*, 2018, 5(2): 86-92.
- [7] SHVEDOV V, DAVOYAN A R, HNATOVSKY C, et al. A long-range polarization-controlled optical tractor beam [J]. *Nature Photonics*, 2014, 8(11): 846-850.
- [8] CAI M, LI P, FENG D, et al. Microstructures fabricated by dynamically controlled femtosecond patterned vector optical fields [J]. *Optics Letters*, 2016, 41(7): 1474-1477.
- [9] ZHAO Y F, WANG J. High-base vector beam encoding/decoding for visible-light communications [J]. *Optics Letters*, 2015, 40(21): 4843-4846.
- [10] ZHAO Y, EDGAR J S, JEFFRIES G D M, et al. Spin-to-orbital angular momentum conversion in a strongly focused optical beam [J]. *Physical Review Letters*, 2007, 99(7): 073901.
- [11] LIU S, QI S, LI P, et al. Analogous optical activity in free space using a single Pancharatnam-Berry phase element [J]. *Laser & Photonics Reviews*, 2022, 16(1): 2100291.
- [12] WEI B, QI S, LIU S, et al. Auto-transition of vortex- to vector-Airy beams via liquid crystal q-Airy-plates [J]. *Optics Express*, 2019, 27(13): 18848-18857.
- [13] LIU S, LI P, ZHANG Y, et al. Longitudinal spin separation of light and its performance in three-dimensionally controllable spin-dependent focal shift [J]. *Scientific Reports*, 2016, 6: 20774.
- [14] MILIONE G, SZTUL H, NOLAN D, et al. Higher-order Poincaré sphere, Stokes parameters, and the angular momentum of light [J]. *Physical Review Letters*, 2011, 107(5): 053601.
- [15] WANG X L, CHEN J, LI Y, et al. Optical orbital angular momentum from the curl of polarization [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 105(25): 253602.
- [16] MILIONE G, EVANS S, NOLAN D, et al. Higher order Pancharatnam-Berry phase and the angular momentum of light [J]. *Physical Review Letters*, 2012, 108(19): 190401.
- [17] YANG B, JAN N J, BRAZILE B, et al. Polarized light microscopy for 3-dimensional mapping of collagen fiber architecture in ocular tissues [J]. *Journal of Biophotonics*, 2018, 11(8): e201700356.
- [18] SENGUPTA A, TKALEC U, RAVNIK M, et al. Liquid crystal microfluidics for tunable flow shaping [J]. *Physical Review Letters*, 2013, 110(4): 048303.
- [19] MEHTA S B, MCQUILKEN M, LA RIVIERE P J, et al. Dissection of molecular assembly dynamics by tracking orientation and position of single molecules in live cells [J]. *Proceedings of the National Academy of Sciences*, 2016, 113(42): E6352-E6361.
- [20] HILTNER W A. Polarization of light from distant stars by interstellar medium [J]. *Science*, 1949, 109(2825): 165-165.
- [21] MUELLER J B, LEOSON K, CAPASSO F. Polarization-selective coupling to long-range surface plasmon polariton waveguides [J]. *Nano Letters*, 2014, 14(10): 5524-5527.
- [22] VINU R V, CHEN Z, PU J, et al. Speckle-field digital polarization holographic microscopy [J]. *Optics Letters*, 2019, 44(23): 5711-5714.
- [23] TIAN X, TU X, DELLA CROCE K, et al. Multi-wavelength quantitative polarization and phase microscope [J]. *Biomedical Optics Express*, 2019, 10(4): 1638-1648.
- [24] DE ANGELIS A, FERRARA M A, COPPOLA G, et al. Combined Raman and polarization sensitive holographic imaging for a multimodal label-free assessment of human sperm function [J]. *Scientific Reports*, 2019, 9(1): 4823.
- [25] LIANG J, REN L, QU E, et al. Method for enhancing visibility of hazy images based on polarimetric imaging [J]. *Photonics Research*, 2014, 2(1): 38-44.
- [26] LIU F, HAN P, WEI Y, et al. Deeply seeing through highly turbid water by active polarization imaging [J]. *Optics Letters*, 2018, 43(20): 4903-4906.
- [27] HERMAN M, DEUZÉ J, DEVAUX C, et al. Remote sensing of aerosols over land surfaces including polarization measurements and application to POLDER measurements [J]. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 1997, 102(D14): 17039-17049.
- [28] GAIARIN S, PEREGO A M, SILVA E P D A, et al. Dual-polarization nonlinear Fourier transform-based optical communication system [J]. *Optica*, 2018, 5(3): 263-270.

- [29] GOLDSTEIN D H. Polarized light [M]. CRC Press, 2017.
- [30] STOKES G G. On the composition and resolution of streams of polarized light from different sources [J]. Transactions of the Cambridge Philosophical Society, 1851, 9: 399.
- [31] SCHAEFER B, COLLETT E, SMYTH R, et al. Measuring the Stokes polarization parameters [J]. American Journal of Physics, 2007, 75(2): 163-168.
- [32] BERRY H G, GABRIELSE G, LIVINGSTON A E. Measurement of the Stokes parameters of light [J]. Applied Optics, 1977, 16(12): 3200-3205.
- [33] AZZAM R. Division-of-amplitude photopolarimeter (DOAP) for the simultaneous measurement of all four Stokes parameters of light [J]. Optica Acta: International Journal of Optics, 1982, 29(5): 685-689.
- [34] AZZAM R M A. Arrangement of four photodetectors for measuring the state of polarization of light [J]. Optics Letters, 1985, 10(7): 309-311.
- [35] AZZAM R M A. Rotating-detector ellipsometer for measurement of the state of polarization of light [J]. Optics Letters, 1985, 10(9): 427-429.
- [36] JELLISON G E. Four-channel polarimeter for time-resolved ellipsometry [J]. Optics Letters, 1987, 12(10): 766-768.
- [37] AZZAM R M A. Division-of-amplitude photopolarimeter based on conical diffraction from a metallic grating [J]. Applied Optics, 1992, 31(19): 3574-3576.
- [38] TODOROV T, NIKOLOVA L. Spectrophotopolarimeter: fast simultaneous real-time measurement of light parameters [J]. Optics Letters, 1992, 17(5): 358-359.
- [39] GORIF. Measuring Stokes parameters by means of a polarization grating [J]. Optics Letters, 1999, 24(9): 584-586.
- [40] SINGH K, TABEBORDBAR N, FORBES A, et al. Digital Stokes polarimetry and its application to structured light: tutorial [J]. Journal of the Optical Society of America A, 2020, 37(11): C33-C44.
- [41] YU N, GENEVET P, KATS M A, et al. Light propagation with phase discontinuities: generalized laws of reflection and refraction [J]. Science, 2011, 334(6054): 333-337.
- [42] YU N, AIETA F, GENEVET P, et al. A broadband, background-free quarter-wave plate based on plasmonic metasurfaces [J]. Nano Letters, 2012, 12(12): 6328-6333.
- [43] WEN D, YUE F, KUMAR S, et al. Metasurface for characterization of the polarization state of light [J]. Optics Express, 2015, 23(8): 10272-10281.
- [44] SHEN F, KANG Q, WANG J, et al. Dielectric metasurface-based high-efficiency mid-infrared optical filter [J]. Nanomaterials, 2018, 8(11): 938.
- [45] CHEN C, SONG W, CHEN J-W, et al. Spectral tomographic imaging with aplanatic metalens [J]. Light: Science Applications, 2019, 8(1): 1-8.
- [46] GUO X, LI P, LI B, et al. Visible frequency broadband dielectric metahologram by random Fourier phase-only encoding [J]. Science China Physics, Mechanics & Astronomy, 2020, 64(1): 214211.
- [47] ARBABI E, KAMALI S M, ARBABI A, et al. Full-Stokes imaging polarimetry using dielectric metasurfaces [J]. ACS Photonics, 2018, 5(8): 3132-3140.
- [48] GUO K, XU H, PENG Z, et al. High-efficiency full-vector polarization analyzer based on GaN metasurface [J]. IEEE Sensors Journal, 2019, 19(10): 3654-3659.
- [49] WEI S, YANG Z, ZHAO M. Design of ultracompact polarimeters based on dielectric metasurfaces [J]. Optics Letters, 2017, 42(8): 1580-1583.
- [50] YANG Z, WANG Z, WANG Y, et al. Generalized Hartmann-Shack array of dielectric metalens sub-arrays for polarimetric beam profiling [J]. Nature Communications, 2018, 9(1): 1-7.
- [51] WU P C, CHEN J-W, YIN C-W, et al. Visible metasurfaces for on-chip polarimetry [J]. ACS Photonics, 2017, 5(7): 2568-2573.
- [52] RUBIN N A, D'AVERSA G, CHEVALIER P, et al. Matrix Fourier optics enables a compact full-Stokes polarization camera [J]. Science, 2019, 365(6448): eaax1839.
- [53] ZHAN Q. Cylindrical vector beams: from mathematical concepts to applications [J]. Advances in Optics Photonics, 2009, 1(1): 1-57.
- [54] 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.
- [55] 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(5): 327-332.
- [56] LI P, ZHANG Y, LIU S, et al. Generation of perfect vectorial vortex beams [J]. Optics Letters, 2016, 41(10): 2205-2208.
- [57] ZHANG Y, LI P, MA C, et al. Efficient generation of vector beams by calibrating the phase response of a spatial light modulator [J]. Applied Optics, 2017, 56(17): 4956-4960.

- [58] LIU S, QI S, ZHANG Y, et al. Highly efficient generation of arbitrary vector beams with tunable polarization, phase, and amplitude [J]. *Photonics Research*, 2018, 6(4): 228-233.
- [59] QI S, LIU S, LI P, et al. A method of efficiently generating arbitrary vector beams [J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, 68(2): 24201.
齐淑霞, 刘圣, 李鹏, 等. 高效产生任意矢量光场的一种方法 [J]. *物理学报*, 2019, 68(2): 24201.
- [60] WANG X, GAO Y, CHEN Z, et al. Dynamic shaping of vectorial optical fields based on two-dimensional blazed holographic grating [J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(1): 014208.
- [61] CHEN J, WANG Y, WAN C, et al. Compact vectorial optical field generator based on a 10-megapixel resolution liquid crystal spatial light modulator [J]. *Optics Communications*, 2021, 495: 127112.
- [62] PANCHARATNAM S. Generalized theory of interference and its applications [J]. *Proceedings of the Indian Academy of Sciences - Section A*, 1956, 44(6): 247-262.
- [63] BERRY M V. The adiabatic phase and Pancharatnam's phase for polarized light [J]. *Journal of Modern Optics*, 1987, 34(11): 1401-1407.
- [64] LIU S, HAN L, LI P, et al. A method for simultaneously measuring polarization and phase of arbitrarily polarized beams based on Pancharatnam-Berry phase [J]. *Applied Physics Letters*, 2017, 110(17): 171112.
- [65] QI S, LIU S, LI P, et al. A method for fast and robustly measuring the state of polarization of arbitrary light beams based on Pancharatnam-Berry phase [J]. *Journal of Applied Physics*, 2019, 126(13): 133105.
- [66] DOU J, XI T, MA C, et al. Measurement of full polarization states with hybrid holography based on geometric phase [J]. *Optics Express*, 2019, 27(6): 7968-7978.
- [67] ZHANG J, DOU J, ZHANG M, et al. Compact polarization-resolved common-path digital holography based on the Pancharatnam - Berry phase [J]. *Optics Letters*, 2021, 46(23): 5862-5865.
- [68] QI S, LIU S, HAN L, et al. Dynamically measuring the holo-information of light fields in three-dimensional space using a periodic polarization-structured light [J]. *Science China Physics, Mechanics & Astronomy*, 2021, 64(6): 264211.
- [69] HAN L, QI S, LIU S, et al. Hybrid vector beams with non-uniform orbital angular momentum density induced by designed azimuthal polarization gradient [J]. *Chinese Physics B*, 2020, 29(9): 094203.
- [70] WANG Z, MILLET L J, GILLETTE M U, et al. Jones phase microscopy of transparent and anisotropic samples [J]. *Optics Letters*, 2008, 33(11): 1270-1272.
- [71] PARK J, YU H, PARK J H, et al. LCD panel characterization by measuring full Jones matrix of individual pixels using polarization-sensitive digital holographic microscopy [J]. *Optics Express*, 2014, 22(20): 24304-24311.
- [72] KIM Y, JEONG J, JANG J, et al. Polarization holographic microscopy for extracting spatio-temporally resolved Jones matrix [J]. *Optics Express*, 2012, 20(9): 9948-9955.
- [73] TIWARI V, GAUTAM S K, NAIK D N, et al. Characterization of a spatial light modulator using polarization-sensitive digital holography [J]. *Applied Optics*, 2020, 59(7): 2024-2030.
- [74] HAN L, CHENG Z J, YANG Y, et al. Double-channel angular-multiplexing polarization holography with common-path and off-axis configuration [J]. *Optics Express*, 2017, 25(18): 21877-21886.
- [75] LIU X, WANG B Y, GUO C S. One-step Jones matrix polarization holography for extraction of spatially resolved Jones matrix of polarization-sensitive materials [J]. *Optics Letters*, 2014, 39(21): 6170-6173.
- [76] LIU X, YANG Y, HAN L, et al. Fiber-based lensless polarization holography for measuring Jones matrix parameters of polarization-sensitive materials [J]. *Optics Express*, 2017, 25(7): 7288-7299.
- [77] YANG T D, PARK K, KANG Y G, et al. Single-shot digital holographic microscopy for quantifying a spatially-resolved Jones matrix of biological specimens [J]. *Optics Express*, 2016, 24(25): 29302-29311.
- [78] SREELAL M M, VINU R V, SINGH R K. Jones matrix microscopy from a single-shot intensity measurement [J]. *Optics Letters*, 2017, 42(24): 5194-5197.
- [79] YANG Y, HUANG H Y, GUO C S. Polarization holographic microscope slide for birefringence imaging of anisotropic samples in microfluidics [J]. *Optics Express*, 2020, 28(10): 14762-14773.
- [80] GE B, ZHOU R, TAKIGUCHI Y, et al. Single-shot optical anisotropy imaging with quantitative polarization interference microscopy [J]. *Laser Photonics Reviews*, 2018, 12(8): 1800070.
- [81] GE B, ZHANG Q, ZHANG R, et al. Single-shot quantitative polarization imaging of complex birefringent structure dynamics [J]. *ACS Photonics*, 2021, 8(12): 3440-3447.

Measurement Methods on Polarization Distribution of Light Fields and Their Applications (Invited)

QI Shuxia, LIU Sheng, LI Peng, WEI Bingyan, ZHANG Mengmeng, DOU Jiazhen,
ZHAGN Jiwei, ZHAO Jianlin

(*Shaanxi Key Laboratory of Optical Information Technology, School of Physical Science and Technology,
Northwestern Polytechnical University, Xi'an 710129, China*)

Abstract: Polarization, as one of the important properties of light, plays a very important role in the light field research and practical applications. The polarization measurement of the light field, especially the polarization distribution measurement of the light field with complex spatial structure, is an important subject to study the polarization characteristics of the light field and its application. Recently, as one of the main contents of the light field manipulation, the spatial modulation on the polarization state of light has become a hot topic. The spatial modulation for polarization of the light field constitutes a new class of laser beams with the characteristics of spatially varied polarization, also named vector beams. Owing to the unique properties of the spatially variant polarization and tight focusing, vector beams have received extensive attention in many scientific and engineering applications, such as femtosecond laser processing, super-resolution microscopy, optical micro-manipulation, and optical communication. Besides, the spatial modulation of polarization of the light field also enables spin-orbit interaction and polarization-related dynamic transmission behaviors, such as analogous optical activity in free space, polarization controlled Airy beam, spin selective imaging, etc. The propagation dynamics of the light field mainly depend on its polarization and phase distribution. Therefore, how to accurately and rapidly measure the polarization and phase distribution of the light field is a key problem in exploring new optical effects and enrich the related applications. On the other hand, as a carrier of light information, polarization plays an important role in the interaction between light and matter. By detecting the polarization information of the light field passing through the medium, the information about the composition and structure of the interacting materials can be obtained. Especially for the anisotropic materials, the polarization response can reveal the intrinsic structure and composition of materials, as well as the essential properties of scattering, emission and absorption. Therefore, measuring the polarization response of materials is of great significance for revealing the internal structure and birefringence property of materials, characterizing the complex modulation properties of optical devices, and exploring the physical mechanism of light-matter interaction. This review presents an overview of the recent advances of polarization measurement methods for the light field and optical anisotropy of materials. Firstly, the four representations of the polarization state of the light field are introduced, including polarization ellipse, Jones vector, Stokes parameters, and Poincaré sphere. Then, the measurement methods of Stokes parameters describing the polarization of the light fields and the Jones matrix of the anisotropic material are introduced, respectively. One of the measurement schemes for the Stokes parameters of the light fields is to record the intensity distributions at different detection states, where the most common one is the combination of a rotating retarder and a fixed analyzer. Due to time-sequential operation of rotating optical elements in the measurement process, it is unfavorable for fast measurement. The measurement speed can be improved by the multichannel simultaneous measurement. In this case, the amplitude of light field is divided into several channels, each of which is analyzed by suitable polarization optical elements. However, the measurement systems are complicated and cumbersome. With the development of micro-nano processing technology, the polarization measurement based on the metasurface can integrate the traditional polarization measurement system into a compact element, which can be further combined with a lens and image sensor to form full-Stokes polarization cameras. Another scheme for measuring Stokes parameters is based on the Pancharatnam-Berry (PB) phase theory and digital holography. It can not only greatly improve the measurement speed, but also obtain complete information of light fields, including the amplitude, phase, and polarization distributions in three-dimensional space. For the Jones matrix measurement of anisotropic materials, several measurement methods and their related applications based on digital holography are mainly introduced. From another point of view, the traditional intensity methods of polarization measurement are restricted to some specific

application scenarios. These limits can be exceeded by introducing the well-designed metasurface elements, which cannot still measure the phase distribution. The polarization measurement method based on digital holography has the advantage of obtaining complete information of the light field, but it requires an interference optical path to provide a reference light beam. Therefore, we can choose different polarization measurement methods according to the practical application. Finally, for the Stokes parameters of light fields or the Jones matrix of materials, the development trend of polarization measurement technology is integration and rapidity.

Key words: Polarization; Polarimetry; Birefringence; Digital holography; Metasurface

OCIS Codes: 260.5430; 120.5410; 260.1440; 090.1995; 310.6628