

正交偏振干涉的矢量光场分析和检测

周宏强 赵崇利 满天龙 万玉红

(北京工业大学物理与光电工程学院, 北京 100124)

摘要 在大学物理中,光的干涉和衍射现象是描述光的粒子性和波动性非常常见的内容。那么光的干涉需满足相干条件,即两束光具有相同的偏振态、相同的频率和固定的相位差。因此,在标量衍射理论中,完全正交偏振的光不能够发生干涉现象。为拓展和探究正交偏振态下两束光相遇时光场的矢量变化,本文构建了基于马赫-曾德尔配置的正交偏振光(即正交线偏振和正交圆偏振)相干涉而产生的光场,利用检偏器检测光场的矢量特征及条纹分布情况。结果表明正交偏振光相干涉产生了周期性的矢量光场。该研究能够帮助学生更加直观的掌握波片及偏振片调制不同偏振态的光束并实现矢量光场的检测和分析。

关键词 正交偏振;干涉;琼斯矩阵;矢量;检测

VECTOR LIGHT FIELD ANALYSIS AND DETECTION OF ORTHOGONAL POLARIZATION INTERFERENCE

ZHOU Hongqiang ZHAO Chongli MAN Tianlong WAN Yuhong

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Beijing University of Technology, Beijing 100124)

Abstract In college physics, the interference and diffraction phenomena of light are very common contents to describe the particle and wave properties of light. So the interference of light needs to meet the coherence condition, that is, two beams of light have the same polarization state, the same frequency, and a fixed phase difference. Therefore, in scalar diffraction theory, completely orthogonal polarized light cannot undergo interference phenomena. To expand and explore the vector changes of the interference field when two beams of light meet under orthogonal polarization state, a light field generated by the interference of orthogonal polarized light (i. e. orthogonal linear polarization and orthogonal circular polarization) based on Mach-Zehnder configuration is constructed here. A polarizer is used to detect the vector features and fringes distribution of the light field. The results demonstrate that orthogonal polarized light interference generates periodic vector light fields. This study can help college students more intuitively understand the modulation of beams with different polarization states by wave plates and polarizers, and achieve the detection and analysis of vector light fields.

Key words orthogonal polarization; interference; Jones matrices; vector field; detection

收稿日期: 2023-07-25

基金项目: 北京工业大学教育教学研究课题(ER2022KCB13);中国博士后科学基金面上项目(2022M720313)。

作者简介: 周宏强,北京工业大学物理与光电工程学院讲师, hhzhou@bjut.edu.cn。

引文格式: 周宏强,赵崇利,满天龙,等. 正交偏振干涉的矢量光场分析和检测[J]. 物理与工程, 2024, 34(1): 114-119.

Cite this article: ZHOU H Q, ZHAO C L, MAN T L, et al. Vector light field analysis and detection of orthogonal polarization interference [J]. Physics and Engineering, 2024, 34(1): 114-119. (in Chinese)

在大学物理的课程中讲到,光的干涉现象的发生需要满足一定的相干条件的两束或多束光叠加,因此在叠加区域内形成光的强弱或明暗的稳定分布。相干条件是指两束光具有相同的频率、偏振态和固定的相位差。

那么,偏振特性是光的一种固有属性^[1,2]。一般来讲,光的偏振态可分为三种:完全偏振光、部分偏振光和自然光(无偏光)。部分偏振光和自然光的情形相对复杂,这里讨论完全偏振光的情况。而完全偏振光又分为线偏振光、椭圆偏振光和圆偏振光。偏振光定义为在空间中任一点的电场或磁场方向始终沿着一条直线振动且不随时间改变。线偏振光:其振动方向与波矢 k 所确定的平面为偏振面,且不随时间改变。椭圆偏振光:其在空间中的任一点的电场或磁场矢量断点的运动轨迹在垂直于传播方向的平面内是一个椭圆。圆偏振光:这是椭圆偏振光在 x 和 y 方向幅值相等时的特殊情形。与椭圆偏振光一样,圆偏振光有左旋和右旋之分。一般定义为光沿着传播方向垂直的面迎着光传播方向观察顺时针方向为右旋,反之为左旋。

在大学物理中主要讲述完全偏振光的相关特性及应用。为方便描述光的偏振态,1941年,麻省理工学院的 R. C Jones 引入了一种琼斯矩阵来描述完全偏振光^[3-5]。即用一个 $M \times N$ 的矩阵来描述各个偏振分量的矢量场,称为琼斯矩阵。而描述部分偏振光和非偏振光时,需采用推广的穆勒矩阵^[6-8]。在大学物理和普通物理实验中研究光的干涉和偏振内容时,大多是基于满足相干条件下的干涉现象进行学习和分析。而针对正交偏振态下的干涉内容以及琼斯矩阵或者穆勒矩阵的相关内容更少一些。将琼斯矩阵的数学模型引入到正交偏振态干涉的普通物理实验中,有助于加深学生对于偏振光不同状态以及转换的认识,拓展光强、偏振态的同时变化的认识,更加容易掌握利用波片和偏振片来实现偏振光的转换以及检测。

通常,相同的偏振态是干涉发生的必要条件之一,对干涉现象的影响是非常大的,比如干涉条纹的对比度等^[9,10]。大学物理和普通物理实验中一般是通过波片和偏振片的叠加转换来实现偏振态的改变和检测。那么另一种通过干涉方法也能够产生不同的偏振态转换及矢量场产生与检测。本文结合大学物理内容进行拓展,利用两束不同

偏振态光束的马赫曾德干涉的配置来研究矢量光场的偏振态以及干涉条纹情况,并结合琼斯矩阵数学模型来帮助学生从理论到实验,更加深入的掌握光的偏振特性及应用场景^[11]。

1 偏振干涉原理及实验光路

常用的偏振光的状态表达为归一化的琼斯矩阵: x 偏振光: $D_x = e^{i\varphi_x} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$; y 偏振光: $D_y = e^{i\varphi_y} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$; D_x 表示 x 方向的电位移矢量, φ_x 表示 x 方向的初始相位值。同时 D_y 表示 y 方向的电位移矢量, φ_y 表示 y 方向的初始相位值。

圆偏振光的琼斯矩阵相当于 x 偏振光和 y 偏振光的叠加,即

$$D_c = \begin{bmatrix} e^{-i\varphi_x} \\ e^{-i\varphi_y} \end{bmatrix} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-i\Delta\varphi} \end{bmatrix} \quad (1)$$

其中, $\Delta\varphi$ 表示 x 和 y 偏振的相位差。当 $\Delta\varphi = \frac{\pi}{2}$ 或 $-\frac{\pi}{2}$ 时,即左旋(LCP)和右旋(RCP)圆偏振光分别表示为

$$D_{cl} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$D_{cr} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 \\ e^{-i\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (3)$$

其中, φ_0 表示 x 方向的初始相位值。

实验室中常用作起偏器或检偏器的偏振片也可以用琼斯矩阵的形式来描述。假设快轴方向与 x 方向平行,那么 x 偏振片的琼斯矩阵可以表示为

$$J = \begin{bmatrix} T_{xx} & T_{yx} \\ T_{xy} & T_{yy} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (4)$$

其中, T_{xx} , T_{yx} , T_{xy} , T_{yy} 分别表示对应正交方向线偏振的透过率。对于任意快轴方向 θ 的偏振片,其透过率的琼斯矩阵可以表示为

$$J' = R(\theta) J R^{-1}(\theta) \quad (5)$$

其中, $R(\theta)$ 表示旋转矩阵

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} \cos\theta & -\sin\theta \\ \sin\theta & \cos\theta \end{bmatrix} \quad (6)$$

那么对于任意偏振方向的偏振片的琼斯矩阵可以表示为

$$J'(\theta) = \begin{bmatrix} \cos^2 \theta & \frac{1}{2} \sin 2\theta \\ \frac{1}{2} \sin 2\theta & \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (7)$$

归一化后,对于通过线偏振片后得到任意的线偏振光的琼斯矩阵可以简化表示为

$$J_{lp} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix} \quad (8)$$

用于产生椭圆偏振或圆偏振光的另一个重要器件就是波片,对于波片而言,常见的波片又分为全波片(λ)、半波片($\lambda/2$)和四分之一($\lambda/4$)波片。自然界中常见的双折射晶体能够将入射的线偏振光分解为两束偏振方向垂直的光,即寻常光(o 光)和非寻常光(e 光)。同时两束偏振光束会产生固定的相位差 $\delta = d(n_o - n_e) \frac{2\pi}{\lambda}$ 。其中, $d(n_o - n_e)$ 表示光程差。这里讨论的椭圆偏振光或圆偏振光就是通过 $\lambda/4$ 波片和偏振片组合产生的。 $\lambda/4$ 波片, $\delta = \pi/2$, 其琼斯矩阵可以表示为

$$J_{\frac{1}{4}} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -i \end{bmatrix} \quad (9)$$

通过旋转矩阵公式(5)可知,对于任意方向的 $\lambda/4$ 波片可以表示为

$$J'_{\frac{1}{4}} = e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} \cos^2 \theta - i \sin^2 \theta & \frac{(1+i)}{2} \sin 2\theta \\ \frac{(1+i)}{2} \sin 2\theta & \sin^2 \theta - i \cos^2 \theta \end{bmatrix} \quad (10)$$

由公式(10)可知,当 $\lambda/4$ 波片的快轴旋转 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 时,输出的琼斯可表达为

$$J'_{\frac{1}{4}} = \frac{1-i}{2} e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \quad (11)$$

当 $\lambda/4$ 波片的快轴旋转 $\theta = -\frac{\pi}{4}$ 时,输出的琼斯可表达为

$$J'_{\frac{1}{4}} = \frac{1+i}{2} e^{i\varphi_0} \begin{bmatrix} i & 1 \\ 1 & i \end{bmatrix} \quad (12)$$

在实验中常用的圆偏振光是由起偏器和 $\lambda/4$ 波片组成的形式,其中起偏器与 $\lambda/4$ 波片的快轴夹角为 $\theta = \frac{\pi}{4}$ 。那么光传输过程中偏振状态的改变可以用琼斯矩阵表示,这里暂不考虑初始相位

$$J_{\frac{1}{4}} = \frac{1-i}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \quad (13)$$

假设以经过起偏器产生的光束偏振态为 x 偏振光,即 $e_h = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$ 。那么对应的 y 偏振光则表示为: $e_v = \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$ 。那么以 x 线偏振光为例,经过 $\lambda/4$ 波片后得到的光束偏振态为

$$E^{\text{out}} = \frac{1-i}{2} \begin{bmatrix} 1 & i \\ i & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1-i}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} \quad (14)$$

由式(14)得到的琼斯矩阵与左旋圆偏振光的形式是一致的,且振幅值变为输入光的 $\frac{\sqrt{2}}{2}$ 。假设

将 $\lambda/4$ 波片旋转至与偏振片的快轴成 $\theta = -\frac{\pi}{4}$ 时,那么经过 $\lambda/4$ 波片后得到的光束偏振态为

$$E^{\text{out}} = \frac{1+i}{2} \begin{bmatrix} i & 1 \\ 1 & i \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{1-i}{2} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (15)$$

此时出射光的偏振态的琼斯矩阵与右旋圆偏振光的形式是一致的。

在光强相等的左旋和右旋圆偏振光相叠加后的偏振态可表示为

$$J_{rl} = \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_{r0}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix} + \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\varphi_{l0}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix} \quad (16)$$

其中, $\varphi_{r0}, \varphi_{l0}$ 分别表示想右旋和左旋圆偏振光的初始相位值,叠加后产生的线偏振光方向由 $\varphi_{r0}, \varphi_{l0}$ 之间的相位差 $\Delta\varphi_0$ 决定。经过推导演化,式(16)可以描述为以下形式

$$J_{lp} = \sqrt{2} \begin{bmatrix} \cos \frac{\Delta\varphi_0}{2} \\ \sin \frac{\Delta\varphi_0}{2} \end{bmatrix} e^{i \frac{(\varphi_{r0} + \varphi_{l0})}{2}} \quad (17)$$

于是, $\frac{\Delta\varphi_0}{2}$ 表示合成线偏振光的相对于水平方向的偏振角度。由此可以看出,当相位差为 0 时,叠加后的线偏振方向为 x 方向,当相位差为 π 时,叠加后的线偏振方向为 y 方向。

为了方便研究且与理论对应正交偏振光干涉的光场矢量特征,本文搭建了如图 1 所示的马赫-曾德尔干涉实验系统。激光器输出的光源通过空间滤波器(Spatial Filter, SF)扩束准直后到达偏振分束棱镜(Polarization Beam Splitter, PBS)。直透光为 P 线偏振光,反射光为 S 线偏振光,且能量相等。 P 光和 S 光分别经过 $\lambda/4$ 波片,且与其快轴成 $\pi/4$ 和 $-\pi/4$ 的夹角。此时,两束光分

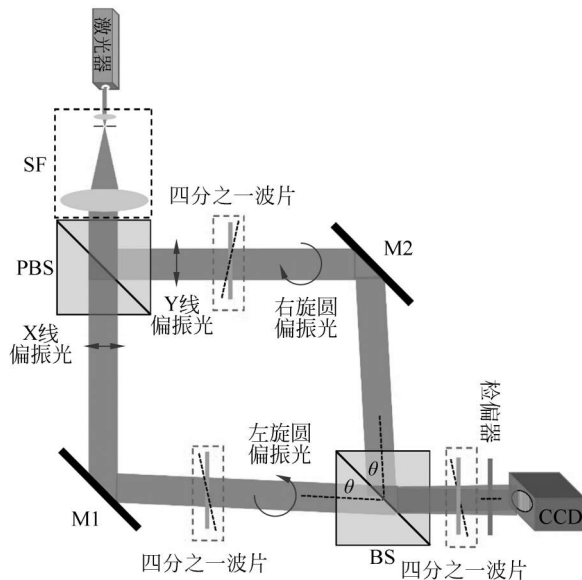


图1 基于马赫-曾德尔配置的正交偏振光干涉的实验原理图
激光器:532nm 波长, SF:空间滤波器, PBS:偏振分束棱, M1, M2:反射镜, BS:分光棱镜, CCD:探测器

别转换为右旋圆偏振光(Right-hand Circle Polarization, RCP)和左旋圆偏振光(Left-hand Circle Polarization, LCP)。经过分束棱镜(Beam Splitter, BS)合束后,两束光相叠加且被探测器(Charge Coupled Device, CCD)记录。由于 CCD 只能探测到光强,而不能探测偏振态和相位的分布。因此,需要在 CCD 前放置偏振片(Analyzer)或 $\lambda/4$ 波片来检测和分析叠加光场的矢量特征。通过改变两束光叠加的角度(θ),可以调整矢量光场的偏振态分布。

2 偏振干涉光场的矢量特征分析与检测

首先,本文以正交的线偏振光干涉为例进行实验并采集数据,如图2所示。来自激光器的光源以一定角度经过 BS 合束后的两束光的偏振态分别为 P 光和 S 光,其单位矢量为 e_h 和 e_v 。此时,由于两束光的偏振态正交,不能产生干涉条纹。将检偏器放置于 CCD 前,通过旋转检偏器的快轴角度($0^\circ \sim 180^\circ$)可以观察到干涉条纹出现到消失(90°),再次出现并消失(180°)的周期性变化。 P 光和 S 光在检偏器快轴平行的偏振分量具有相同的偏振态,因此两束光干涉后产生干涉条纹。但是,除了 45° 夹角时, P 光和 S 光在检偏器快轴

分量的光强并不相等。因此,干涉条纹的调制度较低,且光强比越大,条纹调制度越低,如 10° 和 170° 。

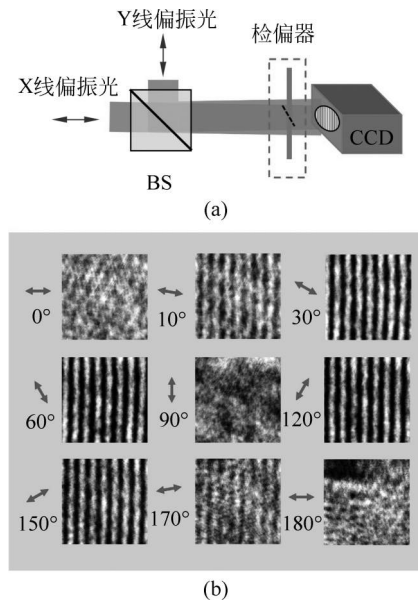


图2 仅检偏器的实验结果

(a) 干涉光的偏振态示意图; (b) 改变检偏器角度时记录的条纹

而后,将检偏器固定为 90° (或 0°),由于检偏器与 P 光的偏振态垂直,因而被消光而无法产生干涉条纹。在检偏器前插入 $\lambda/4$ 波片并转动 $0^\circ \sim 180^\circ$,如图3所示。由于 $\lambda/4$ 波片的旋转,使得原先正交的 P 光和 S 光变成了线偏振光,椭圆偏振光,圆偏振光。但由于两束光依然是正交态,两束光仍然不能产生干涉条纹(移除检偏器时)。这

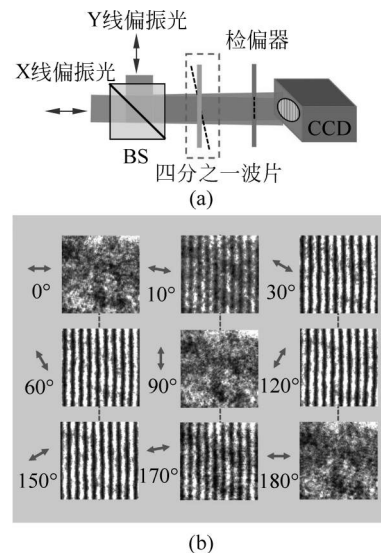


图3 固定检偏器转波片实验结果

(a) 干涉光的偏振态示意图; (b) $1/4$ 波片角度时记录的条纹

时,椭圆偏振光和圆偏振光交叠的区域的光场偏振态已经发生改变,不再是均匀的矢量场。因此,经过检偏器后,在探测器上仍然能够观测到的明暗条纹的周期变化。但这与干涉条纹不同点是,这是来自于矢量场与检偏器的消光现象。即暗条纹出的偏振态与检偏器的快轴垂直,而亮条纹与检偏器快轴平行。图 3(b)中 10° 和 170° 时的条纹对比度差是由于两束椭圆偏振光的光强不同造成的。

此时,固定 $\lambda/4$ 波片至 0° 旋转检偏器的快轴方向,如图 4 所示。同时改变两束光的夹角,我们发现条纹周期发生改变。当检偏器快轴旋转 $0^\circ \sim 180^\circ$ 时,探测器再次呈现条纹出现和消失的周期性变化。明显地,在检偏器 45° 时,干涉条纹的对比度是最佳的,这是因为两束光的光强大致相等。这类似于图 2 实验的结果。

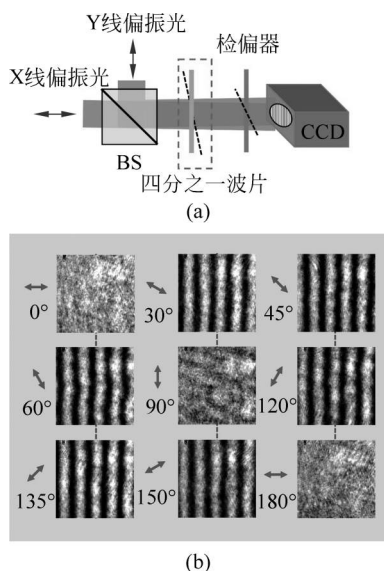


图 4 固定波片转检偏器实验结果

(a) 干涉光的偏振态示意图; (b) 改变检偏器角度时记录的条纹

随后,我们将 $\lambda/4$ 波片的快轴任意旋转其他角度(30°)并固定,然后旋转检偏器 $0^\circ \sim 180^\circ$ 并观测条纹变化。如图 5 所示,此时无论旋转检偏器的任意角度都不能出现条纹消失的情况。随之出现的是条纹的调制度呈周期性变化。这同样是由于两束光经过 $\lambda/4$ 波片后变成了正交的椭圆偏振光相叠加,而后产生了非均匀的周期性矢量光场。

我们将 $\lambda/4$ 波片旋转至 45° 或者在图 1 中的上下两路光中分别插入两个 $\lambda/4$ 波片,且与 P 光和 S 光分别成 45° 。相应地,我们再 BS 合束的两

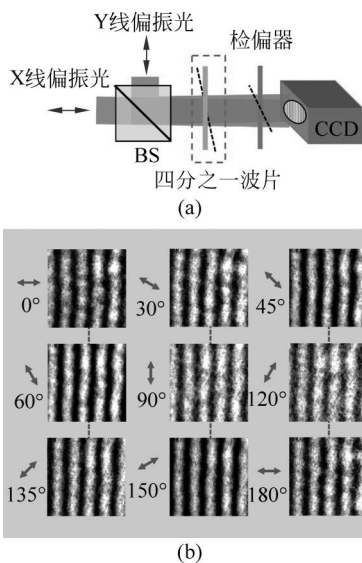


图 5 固定任意角度波片转检偏器产生椭圆偏振干涉实验结果
(a) 干涉光的偏振态示意图; (b) 改变检偏器角度时记录的条纹

束光是左旋和右旋圆偏振光,如图 6 所示。由于两束光的偏振态正交,因此两束光不能产生干涉条纹,如图 6(b)所示。但是,由于两束光以一定夹角叠加时,在一维方向上的光程差($OPD = d_{lcp} - d_{rcp}$)不同而产生周期性的矢量光场,如图 6(c)所示。同样的,我们旋转检偏器的方向,可以观测到

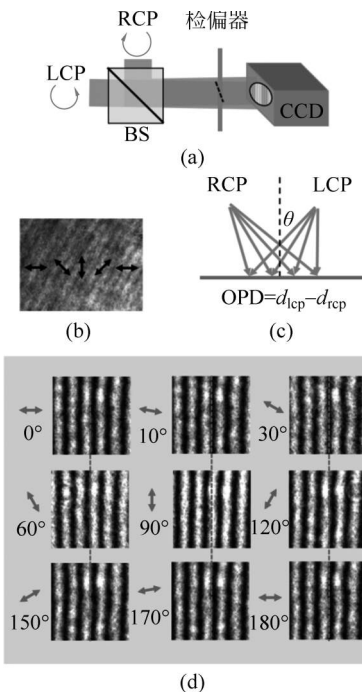


图 6 LCP 和 RCP 干涉产生矢量场实验结果

(a) 干涉光的偏振态示意图; (b) 干涉产生的矢量光场(黑色箭头表示偏振态分布); (c) 两束光的光程差示意图; (d) 改变检偏器角度时记录的条纹

条纹没有出现明显的调制度变化,也没有出现消光现象。更有意思的是,随着旋转检偏器的转角,可以观察到条纹平移现象的存在。而事实上,这正是由于光强相等的正交圆偏振光叠加产生的周期性矢量光场所致。由于检偏器转动的矢量光场的消光产生了条纹平移的现象。这也正好印证了前述推导的 LCP 和 RCP 叠加产生任意线偏振光的理论。

图 7 为实验室拍摄的实物装置图,与图 1 中的示意图相同。实验中采用波长为 532nm 的半导体激光器作为相干光源。经过扩束准直后通过偏振分束棱镜 PBS 来产生两束正交偏振态的线偏振光。通过白色虚线框中的 $\lambda/4$ 波片插入和移除来产生对应的正交圆偏振光和线偏振。而后合束,利用 $\lambda/4$ 波片和检偏器对叠加后的光场进行检测和分析。

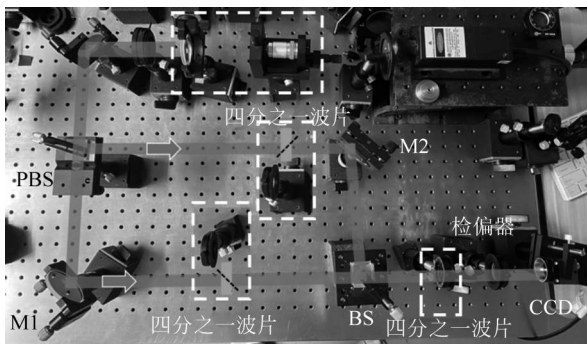


图 7 正交偏振干涉的实验装置实物图

3 结语

干涉是光学实验中非常常见的现象,干涉的发生需满足相同的偏振态、光频率和固定的相位差。而正交偏振光干涉是另一种有趣的光学现象。虽然不能够产生干涉条纹,但是产生了矢量光场。学生可以通过 $\lambda/4$ 波片和检偏器进行分析

和检测。在实验教学过程中,通过线偏振光和 $\lambda/4$ 波片组合产生线偏振光、椭圆偏振光及圆偏振光在本实验中得到了非常好的展示。这对于基础科学研究和实验教学过程中光的偏振转换、矢量光场检测等过程有着更加直观和深入的印象,对学生掌握课程内容和实验技巧有着非常大的帮助。

参 考 文 献

- [1] 赵凯华,钟锡华. 光学[M]. 北京:北京大学出版社,2018.
- [2] 廖延彪. 偏振光学[M]. 北京:科学出版社,2003.
- [3] JONES R C. A new calculus for the treatment of optical systems. VII. Properties of the N-matrices[J]. Journal of the Optical Society of American, 1948, 38: 671-685.
- [4] SHEPPARD C J R. Jones and Stokes parameters for polarization in three dimensions[J]. Physical Review A, 2014, 90(2): 023809.
- [5] ORTEGA-QUIJANO N, ARCE-DIEGO J L. Generalized Jones matrices for anisotropic media[J]. Optics Express, 2015, 23(16): 20428-20438.
- [6] MUELLER H. The foundation of optics[J]. Journal of the optical society of American, 1948, 661(38):10-35.
- [7] BICKEL W S, BAILEY W M. Stokes vectors, Mueller matrices, and polarized scattered light[J]. American Journal of Physics, 1985, 53(5): 468-478.
- [8] SWAMI M K, MANHAS S, BUDDHIWANT P, et al. Polar decomposition of 3×3 Mueller matrix: a tool for quantitative tissue polarimetry[J]. Optics Express, 2006, 14(20): 9324-9337.
- [9] 姚启钧. 光学教程[M]. 6 版. 北京:高等教育出版社,2019.
- [10] 程守洙,江之永. 普通物理学[M]. 7 版. 北京:高等教育出版社,2016.
- [11] 宫洪旭,贾信庭,陶珺,等. 基于马赫-曾德尔干涉仪生成矢量涡旋光束[J]. 中国激光, 2018, 45(1):188-194. GONG H X, JIA X T, TAO J, et al. Generating of vector vortex beams based on Mach-Zender Interferometer[J]. Chinese Journal of Lasers, 2018, 45(1): 188-194. (in Chinese)