

新型双通道差分偏振干涉成像系统

王田 牛明生 步苗苗 韩培高 郝殿中 杨敬顺 宋连科

Novel dual channel polarization interference imaging system

Wang Tian Niu Ming-Sheng Bu Miao-Miao Han Pei-Gao Hao Dian-Zhong Yang Jing-Shun Song Lian-Ke

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 67, 100701 (2018) DOI: 10.7498/aps.67.20172691

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.67.20172691>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2018/V67/I10>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

新型干涉高光谱成像系统的光束剪切特性分析

Beam shearing characteristic analysis of interferometric hyperspectral imaging system

物理学报.2017, 66(19): 190704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.66.190704>

基于孔径分割与视场分割的通道型成像光谱偏振技术

Channeled spectropolarimetry based on division of aperture and field of view

物理学报.2016, 65(8): 080703 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.080703>

基于声光滤光和液晶相位调谐的高光谱全偏振成像新技术

A new technique of full polarization hyperspectral imaging based on acousto-optic tunable filter and liquid crystal variable retarder

物理学报.2015, 64(14): 140702 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.140702>

差分偏振干涉成像光谱仪 II. 光学设计与分析

The polarization-difference interference imaging spectrometer-II. optical design and analysis

物理学报.2014, 63(11): 110705 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110705>

差分偏振干涉成像光谱仪 I. 概念原理与操作

The polarization-difference interference imaging spectrometer-I. concept, principle, and operation

物理学报.2014, 63(11): 110704 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.63.110704>

## 新型双通道差分偏振干涉成像系统\*

王田 牛明生<sup>†</sup> 步苗苗 韩培高 郝殿中 杨敬顺 宋连科

(曲阜师范大学激光研究所, 山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 曲阜 273165)

(2017年12月29日收到; 2018年3月12日收到修改稿)

针对 Wollaston 棱镜和 Savart 偏光镜 (SP) 组合的差分成像光谱系统存在光线溢出和无法改变系统光程等问题, 设计了一种新型双通道差分偏振干涉成像系统. 此系统不仅可获取正交偏振图像, 还可以通过调整 Savart 偏光镜的厚度来改变系统光程. 介绍了该系统的结构、理论原理, 并利用琼斯矩阵推导出四束偏振光线的复振幅及其相干光干涉强度表达式. 分析了宽视场 Savart 偏光镜 (WSP) 和可调光程的 Savart 偏光镜 (MSP) 的分束特性, 得出 WSP 相较于 SP 具有更好的剪切能力和 WSP 可优化系统光路的结论. 获得了不同楔形结构角下 MSP 的光程差、横向剪切量随楔形移动量的变化曲线. 通过实验验证, 获取了不同剪切量下的干涉图像和复色光下平行、垂直分量的空间图像, 进而获得了总的强度图像和差分强度图像. 得出差分强度图像相较于偏振强度图像具有较高对比度的结论. 研究结果对双通道成像光谱系统的性能优化具有一定的参考意义.

**关键词:** 成像系统, 偏光干涉, 同时成像, 宽视场 Savart 偏光镜

**PACS:** 07.60.Rd, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.25.Lc

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172691

## 1 引言

成像光谱仪不仅具有获取目标空间、光谱信息的能力<sup>[1,2]</sup>, 还有高稳定性、高通量、高灵敏度等优点<sup>[3,4]</sup>, 已广泛应用于航空航天<sup>[5]</sup>、卫星遥感<sup>[6]</sup>、生物医学科学<sup>[7]</sup>和环境监测<sup>[8]</sup>等领域. 然而, 在探测对象和背景类似的复杂环境下, 普通偏振成像光谱仪无法获取高清晰度的目标图像, 因此如何提高成像系统的探测性能成为探究的热点<sup>[9,10]</sup>. 而偏振差分技术与成像光谱技术相结合, 可将获取的正交偏振图像用于减弱背景影响, 提高探测目标分辨率, 使成像系统适应复杂的探测环境, 提高探测能力<sup>[11,12]</sup>. 差分信息与空间信息相结合, 能够实现每个像素点的探测和识别, 特别适合于探测复杂背景中的目标.

基于 Wollaston 棱镜 (WP) 和 Savart 偏光镜 (SP) 组合的差分偏振干涉成像光谱系统<sup>[13-15]</sup>,

可同时获取目标的正交偏振分量的光谱图像, 且正交偏振光谱图像之和为传统强度光谱, 正交偏振光谱图像之差等效于差分偏振光谱图像<sup>[16,17]</sup>. 在基于 SP 的成像光谱系统中, SP 必须要通过旋转使第一块晶体的主界面与  $y-z$  平面成  $\pi/4$ , 才能保证 SP 剪切出的两偏振光振幅相等, 且从角剪切型 WP 中出射的偏振光不平行<sup>[13]</sup>, 会致使光线溢出. 为保证无光线溢出, WP 必须是微角分束棱镜, 而微角分束棱镜的制作工艺和加工成本都比较高.

为避免系统光线溢出, 优化系统光路, 本文提出了一种新型双通道差分偏振干涉成像光谱系统 (DPDIIS). 此系统用横向剪切型宽视场 SP<sup>[10]</sup>代替 WP, 可有效避免 WP 导致光线溢出的问题. 通过实验探究和数据分析, 获得了正交偏振干涉图像和白光下的空间图像, 得到了差分偏振空间图像. 另外, 同时偏振成像相较于单通道偏振干涉, 能提供更详细的偏振信息.

\* 山东省重点研发计划 (批准号: 2017GSF17125) 和曲阜师范大学引进人才科研启动项目 (批准号: 20130760) 资助的课题.

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: nmsheng@163.com

## 2 双通道差分偏振干涉成像系统

DPDIIS的光学结构如图1所示, 横向剪切型WSP<sup>[10]</sup>由两块冰洲石晶体和一个消色差 $\lambda/2$ 波片构成, 两块晶体的主截面都为 $x$ - $z$ 平面, 且光轴方向垂直. 用于旋转偏振方向的 $\lambda/2$ 波片R, 其快轴

方向与 $x$ 轴夹角是 $\pi/8$ . MSP<sup>[18,19]</sup>由三块双折射晶体(I, II固定, III可沿斜面移动)构成, 晶体I主截面为 $y$ - $z$ 平面, 楔形晶体(II, III)的主截面为 $x$ - $z$ 平面, 用于产生干涉所需要的光程差. 线检偏器PA的方向与 $x$ 和 $y$ 正方向夹角都为 $45^\circ$ , 用于归化干涉所需的振动方向. 最后经过成像透镜, 在成像平面上形成干涉图像.

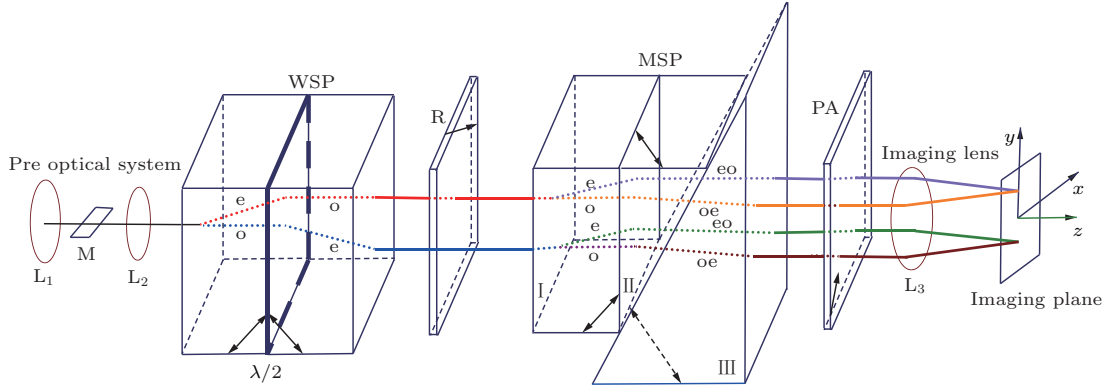


图1 新型双通道差分偏振干涉成像系统的光学结构  
Fig. 1. Optical layout of DPDIIS.

目标光通过前置光学系统( $L_1, M, L_2$ )准直后, 进入WSP棱镜, 通过WSP棱镜后产生振动方向在 $x$ - $z$ 平面内和垂直于 $x$ - $z$ 平面的线偏光 $E_x, E_y$ . 正交线偏光随后通过R, 使线偏光振动方向旋转 $45^\circ$ , 两束光经过MSP后分别可产生两束正交的线偏光, 经LA归化振动方向后, 经成像透镜后两束干涉, 在成像平面上形成关于 $y$ - $z$ 平面对称的干涉条纹 $I_{\parallel}(\Delta, x, y), I_{\perp}(\Delta, x, y)$ . 通过调节MSP的厚度来改变相干光的光程差. 由于双光路关于 $y$ - $z$ 平面对称, 所以 $I_{\parallel}(\Delta, x, y), I_{\perp}(\Delta, x, y)$ 在系统中产生的光程差完全相等. 在测量过程中保持MSP的厚度固定不变, 可同时获取正交偏振分量对应的干涉图像, 通过傅里叶变换, 进一步得到待测物光谱信息. 保持视场相对于系统固定不动, 沿斜面移动晶体III的位置, 就成为DPDIIS.

## 3 差分偏振干涉成像理论

由图1可知, WSP等效于两个正交的偏振器和 $\lambda/2$ 波片, 琼斯矩阵分别为:  $\mathbf{J}_{\text{WSP}(0)}, \mathbf{J}_{\text{WSP}(\pi/2)}, \mathbf{J}_{\text{R}(\pi/4)}$ . R的琼斯矩阵 $\mathbf{J}_{\text{R}(\pi/8)}$ , PA的琼斯矩阵为 $\mathbf{J}_{\text{PA}(\pi/4)}$ .  $\mathbf{J}_{\text{WSP}(0)}, \mathbf{J}_{\text{WSP}(\pi/2)}, \mathbf{J}_{\text{R}(\pi/4)}, \mathbf{J}_{\text{R}(\pi/8)}, \mathbf{J}_{\text{PA}(\pi/4)}$ 的琼斯矩阵分别为

$$\begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \\ \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & -1 \\ -1 & -1 \end{bmatrix}, \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}.$$

若入射光的琼斯矢量为 $\mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}$ . 则经过WSP后线偏光的复振幅为:

$$E(e, e) = \mathbf{J}_{\text{WSP}(e)} \mathbf{J}_{\text{WSP}(e)} \mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

$$E(e, o) = \mathbf{J}_{\text{WSP}(o)} \mathbf{J}_{\text{WSP}(e)} \mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ E_x \end{bmatrix}, \quad (2)$$

$$E(o, e) = \mathbf{J}_{\text{WSP}(e)} \mathbf{J}_{\text{WSP}(o)} \mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} E_y \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (3)$$

$$E(o, o) = \mathbf{J}_{\text{WSP}\text{II}}(o) \mathbf{J}_{\text{WSP}\text{I}}(o) \mathbf{E}_i = \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (4)$$

其中  $\varphi$  是 e 光在 WSP 单板中的相位延迟量,  $-\varphi$  为 o 光的相位延迟量. (1) 和 (4) 式的振幅为 0, 说明经过 WSP 后 oo 光、ee 光产生消光现象, 与实验一致.

由于晶体 I 与 II, III 的主截面相互垂直, o 光变为 e 光, e 光变为 o 光. 相当于在晶体之间加上旋转矩阵  $\mathbf{J}_R(\pi/4)$ , MSP 出射后各偏振光线的振幅为:

$$\begin{aligned} E_{\parallel}(o, oe) &= \mathbf{J}_{\text{MSP}}(0) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{J}_{\text{MSPI}}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{8}\right) E(o, e) \\ &= \begin{bmatrix} e^{-i\varphi_{oe}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_o} \end{bmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_o - \varphi_{oe})} E_x \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} E_{\parallel}(e, eo) &= \mathbf{J}_{\text{MSP}}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{J}_{\text{MSPI}}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{8}\right) E(o, e) \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_{eo}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{i\varphi_e} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ 0 \end{bmatrix} = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_e - \varphi_{eo})} E_x \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} E_{\perp}(o, oe) &= \mathbf{J}_{\text{MSP}}(0) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{J}_{\text{MSPI}}(0) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{8}\right) E(e, o) \\ &= \begin{bmatrix} e^{-i\varphi_{oe}} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_o} \end{bmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{-i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_o - \varphi_{oe})} E_y \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} E_{\perp}(e, eo) &= \mathbf{J}_{\text{MSP}}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{4}\right) \mathbf{J}_{\text{MSPI}}\left(\frac{\pi}{2}\right) \mathbf{J}_R\left(\frac{\pi}{8}\right) E(e, o) \\ &= \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{-i\varphi_{eo}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & e^{i\varphi_e} \end{bmatrix} \frac{i}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ E_y \end{bmatrix} = \frac{-i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_e - \varphi_{eo})} E_y \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$E_{\parallel}(o, oo) = E_{\parallel}(e, ee) = E_{\perp}(o, oo) = E_{\perp}(e, ee) = 0. \quad (9)$$

其中  $\varphi_o, \varphi_e$  和  $\varphi_{oo}, \varphi_{ee}, \varphi_{oe}, \varphi_{eo}$  分别为晶体 I 中 o 光、e 光和晶体 II, III 中 oo 光、ee 光、oe 光、eo 光的相位延迟量. 由 (9) 式可知, 平行、垂直分量的 oo 光、ee 光都出现消光现象, 共有 4 束偏振光从 MSP 射出.

经过 LA 归化后, 其平行、垂直分量的振幅为:

$$E_{\parallel} = \mathbf{J}_{\text{PA}}\left(\frac{\pi}{4}\right) \left[ E_{\parallel}(0, 0) + E_{\parallel}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right) \right] = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_o - \varphi_{oe})} (1 + e^{i(\varphi_e - \varphi_o + \varphi_{oe} - \varphi_{eo})}) E_x \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (10)$$

$$E_{\perp} = \mathbf{J}_{\text{PA}}\left(\frac{\pi}{4}\right) \left[ E_{\perp}(0, 0) + E_{\perp}\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{4}\right) \right] = \frac{i}{\sqrt{2}} e^{i(\varphi_o - \varphi_{oe})} (1 - e^{i(\varphi_e - \varphi_o + \varphi_{oe} - \varphi_{eo})}) E_y \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}, \quad (11)$$

$\varphi = \varphi_e - \varphi_o + \varphi_{oe} - \varphi_{eo}$  为两相干光之间的相位差. 其平行、垂直分量的干涉强度为:

$$I_{\parallel} = E_{\parallel}^+ E_{\parallel} = I_x(\sigma)(1 + \cos \varphi), \quad (12)$$

$$I_{\perp} = E_{\perp}^+ E_{\perp} = I_y(\sigma)(1 - \cos \varphi), \quad (13)$$

其中  $I_x(\sigma) = E_x^+ E_x, I_y(\sigma) = E_y^+ E_y$  分别对应入射光平行、垂直分量的光强;  $\sigma$  为波数.

若在前置光学系统后放置一个可以旋转的线偏振器, 偏振方向与  $x$  轴正向夹角为  $\theta$ . 则

$I_x(\sigma) = I(\sigma) \cos^2 \theta, I_y(\sigma) = I(\sigma) \sin^2 \theta$ , 平行、垂直分量的干涉图像为:

$$I_{\parallel} = I(\sigma) \cos^2 \theta (1 + \cos \varphi), \quad (14)$$

$$I_{\perp} = I(\sigma) \sin^2 \theta (1 - \cos \varphi). \quad (15)$$

将 (14) 和 (15) 式作差, 得偏振差分强度图像:

$$I_D = I_{\parallel} - I_{\perp} = I(\sigma)(\cos \varphi + \cos 2\theta), \quad (16)$$

$I_D$  是关于  $\theta, \varphi$  和  $\sigma$  的函数, 可以通过调整系统参数

$\theta, \varphi$  和  $\sigma$  来获取不同的差分强度图像. 获得偏振差分图像是提高偏振图像质量的一种有效方法. 单通道成像系统必通过旋转起偏器的偏振方向来获得不同偏振态下的干涉图像, 而此系统无需旋转器件便可同时获得正交偏振分量的干涉图像, 增加了偏振图像信息的获取能力.

### 4 SP, WSP 和 MSP 特性分析

作为偏振成像系统的常用器件, SP 和 WSP [10] 的坐标图如图 2 所示. SP 由厚度相同的负单轴晶体(方解石)使用光胶粘剂粘接制成, 在 SP 两板之

间加上一快轴与  $x$  轴成  $45^\circ$  的  $\lambda/2$  波片, 成为 WSP. 左板主截面在  $y-z$  平面内, 光轴与  $y, z$  轴正向均成  $45^\circ$  角. 右板主截面也在  $y-z$  平面内, 光轴与  $y$  轴负向,  $z$  轴正向成  $45^\circ$  角. 自然光正入射 WSP 左板后分成 o 光和 e 光, o 光会沿原入射方向传播, e 光偏折.  $\lambda/2$  波片将经过左板产生的 o 光和 e 光相位延迟  $\pi$ , 再进入右板, o 光变为 e 光, e 光变为 o 光. 出射光为振动方向互相垂直的平行原入射光传播方向的具有横向剪切量的两束线偏振光. WSP 产生的光程差和剪切量为 [20]:

$$\Delta_{WSP} = 2t \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \cos \omega \sin i, \quad (17)$$

$$d_{WSP} = 2t \left\{ \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} + \sin i \left[ \frac{n_o n_e}{\left( \frac{n_o^2 + n_e^2}{2} \right)^{\frac{3}{2}}} - \frac{1}{n_o} \right] + \dots \right\} \cos i, \quad (18)$$

式中  $i$  为入射角,  $\omega$  为主截面与入射面之间的夹角;  $t$  为单板厚度;  $n_o, n_e$  为 o 光和 e 光折射率.

剪切量  $d_{SP}$  和  $d_{WSP}$  随入射角  $i$  和单板厚度  $t$  的变化如图 3 所示. 在入射角确定的情况下, SP 与 WSP 剪切量随厚度  $t$  增加而增加. 由图 3(a) 知,  $d_{SP}$  的  $i$  数值与入射角有关, 剪切量在入射角为正

值时比负值时增加得快. 但对于 WSP, 光线垂直入射 ( $i = 0$ ) 时, 剪切能力最强, 剪切能力随入射角的增大而减弱, 且剪切量随着单板厚度  $t$  的变化曲线关于  $i = 0$  对称, 即入射角  $i = \pi/18$  或  $i = -\pi/18$ , 剪切量随  $t$  的变化曲线是一样的.

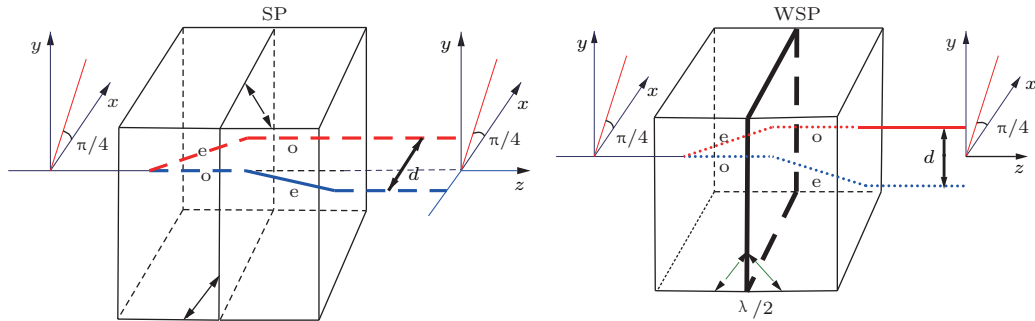


图 2 SP 与 WSP 坐标图  
Fig. 2. Coordinate systems of the SP and WSP.

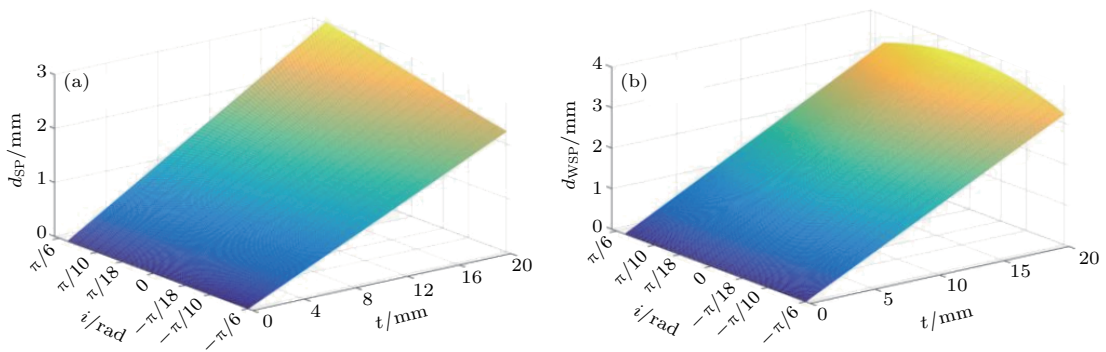


图 3 (a)  $d_{SP}$  随  $i$  和  $t$  的变化; (b)  $d_{WSP}$  随  $i$  和  $t$  的变化  
Fig. 3. (a)  $d_{SP}$  changes with  $t$  and  $i$ ; (b)  $d_{WSP}$  changes with  $t$  and  $i$ .

当光线正入射时,  $\Delta_{\text{WSP}} = 0$ , 横向剪切量  $d_{\text{WSP}}$  可简化为:

$$d_{\text{WSP}} = 2t \left( \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \right). \quad (19)$$

光线垂直入射 ( $i = 0$ ), SP 与 WSP 产生的横向剪切量  $d$  随其单板厚度  $t$  变化关系如图 4(a), 可见 SP 与 WSP 剪切量  $d$  都随厚度  $t$  线性增加, 但 WSP 增加得更快, 即 WSP 相较于 SP 横向剪切能力更强.

很明显, 由于 WP 的角剪切特性, 必须保证 WP 为微角分束棱镜. 而微角分束棱镜对加工工艺要求较高, 加工难度较大. WSP 为平行分束棱镜, 可有效避免光线溢出问题. 另外, 当光线垂直入射时, WSP 产生的正交光线是等光程的.

可调光程的 Savart 偏光镜 (MSP) 坐标图如图 4(b) 所示, MSP 的最大不同是它的第二块晶体变成了两块楔形 (II III) 晶体. 随着楔形晶体 III 的相对移动, MSP 的厚度会发生变化, MSP 分束的

正交光线的光程就随之变化, 便实现了光程的有效改变. 随着可移动楔形晶体移动, o 光与 e 光的光程差发生变化 [19,20].

当光线正入射时, 不同结构角下 MSP 产生的  $\Delta_{\text{MSP}}$  和  $d_{\text{MSP}}$  随晶体 III 移动位移  $L$  的变化如图 5 所示. 由图 5(a) 知, 结构角  $\alpha$  一定时,  $\Delta_{\text{MSP}}$  随  $L$  线性增加; 当  $L$  保持不变时, 结构角  $\alpha$  越大,  $\Delta_{\text{MSP}}$  越大. 由图 5(b) 知, 结构角  $\alpha$  越大,  $d_{\text{MSP}}$  越明显;  $\alpha$  保持不变时,  $d_{\text{MSP}}$  随位移成非线性增加.

考虑到加工工艺等因素, 本系统采用单板厚度为 6.5 mm、结构角为  $\pi/4$  的楔形晶体, 由于 WSP 为平行分束棱镜, 且不产生光程差, 系统总光程差和横向剪切量可以得到一定程度的简化. 则系统总的光程差为 [20]

$$\Delta_{\text{MAX}} = \Delta_{\text{MSP}} + \Delta_{\text{O}}, \quad (20)$$

$\Delta_{\text{O}}$  为经  $L_3$  后产生的光程差. 系统光谱分辨率  $\xi = \frac{1}{2\Delta_{\text{MAX}}}$ , 实现光谱分辨率可调.

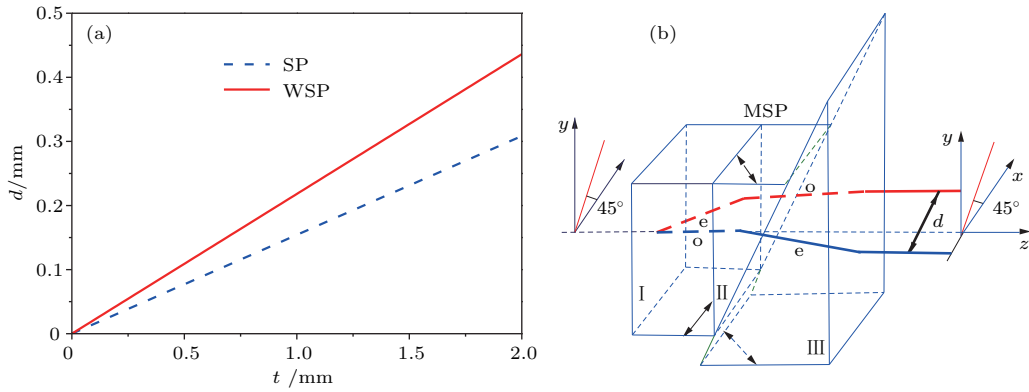


图4 (a) SP 与 WSP 剪切量  $d$  随其单板厚度  $t$  的变化; (b) MSP 坐标图

Fig. 4. (a)  $d$  changes with  $t$  for SP and WSP; (b) coordinate system of the MSP.

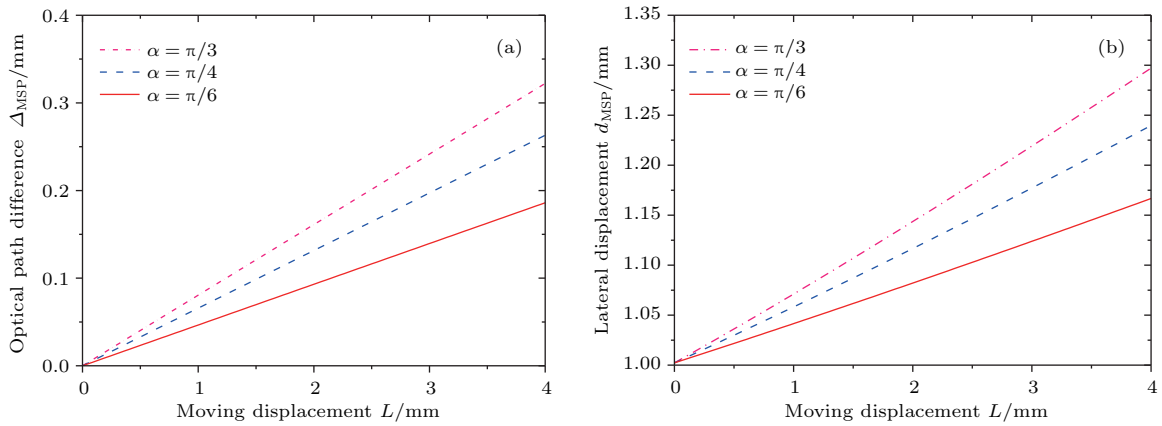


图5 (a) 不同结构角下  $\Delta_{\text{MSP}}$  随  $L$  的变化; (b) 不同结构角下  $d_{\text{MSP}}$  随  $L$  的变化

Fig. 5. (a)  $\Delta_{\text{MSP}}$  changes with  $L$  for different structure angle  $\alpha$ ; (b)  $d_{\text{MSP}}$  changes with  $L$  for different structure angle  $\alpha$ .

### 5 结果与讨论

系统光路如图 6(a) 所示, MSP 实物如 6(b) 所示, 其中 OA 为衰减器, 透镜  $L_1, L_2, L_3$  的焦距为 54 mm. 偏振器 P 和 PA 为格兰-泰勒棱镜, 其消

光比大于  $10^5$ . WSP 的单板厚度为 14 mm, 其产生的横向剪切量  $d_{\text{PBS}} = 3.052$  mm. MSP 的单板厚度为 7.5 mm. 半波片 R 在  $\lambda = 480\text{--}960$  nm 波段内能够实现较好的消色差. CCD 相机的像素为  $782 \times 582$ , 像素大小为  $8.3 \mu\text{m} \times 8.3 \mu\text{m}$ .

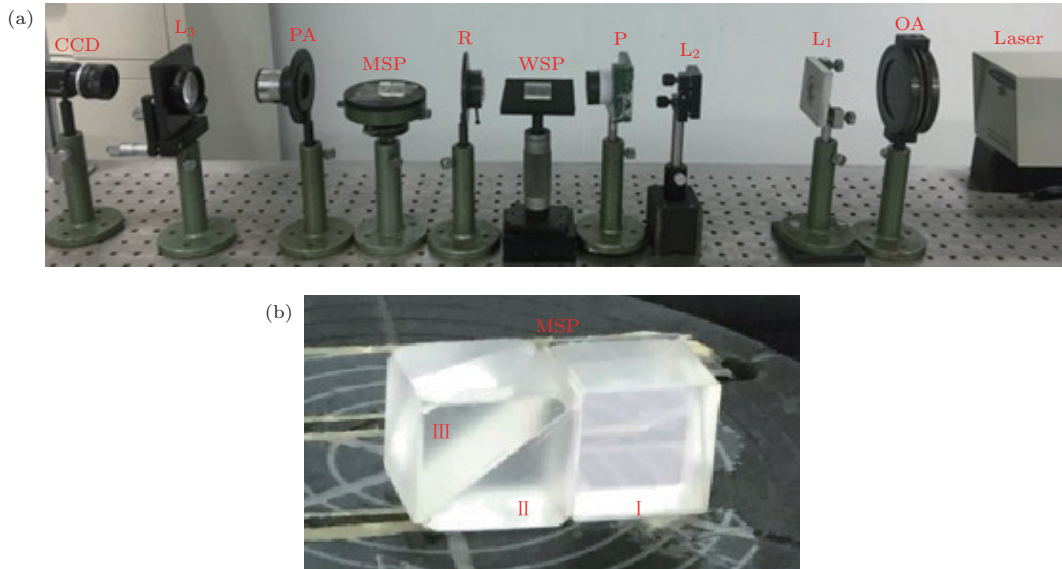


图 6 (a) 系统光路实物图; (b) MSP 实物图  
Fig. 6. (a) Photograph of the core optics; (b) photograph of the MSP.

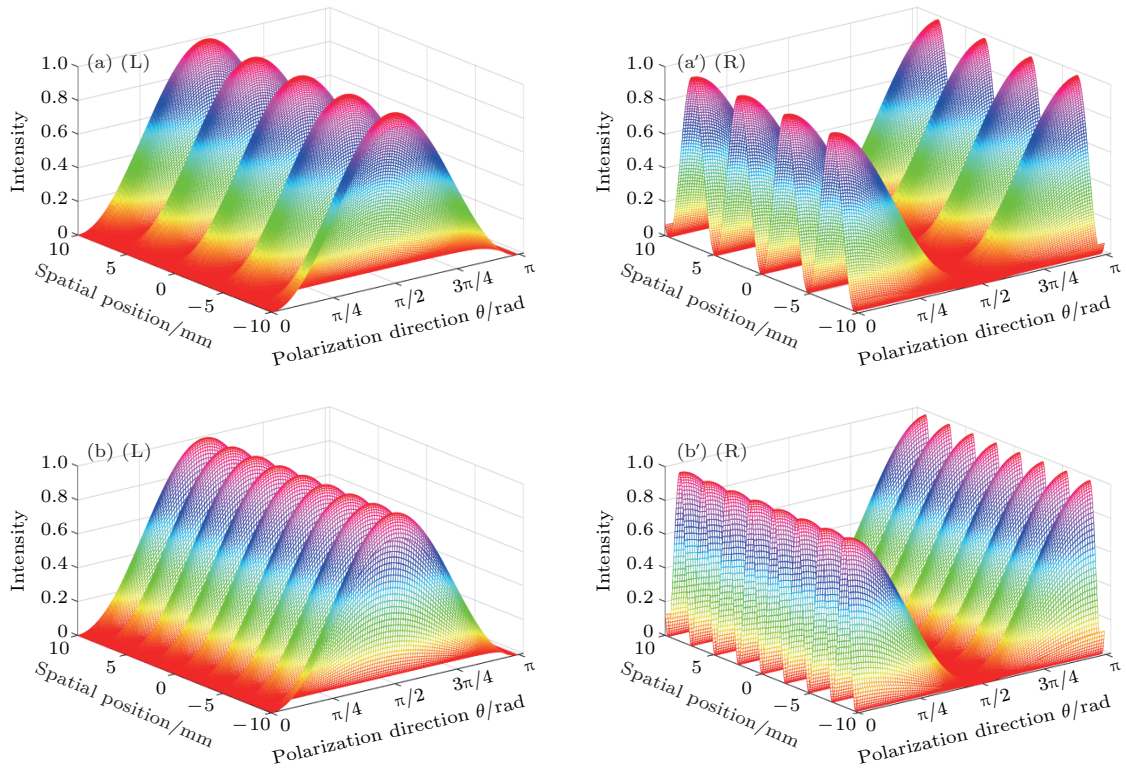


图 7 不同偏振态和空间位置下光强变化曲线 (a, a')  $d_{\text{MSP}} = 1.00$  mm; (b, b')  $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm  
Fig. 7. Light intensity change with polarization direction  $\theta$  and spatial position for different  $d_{\text{MSP}}$ : (a, a')  $d_{\text{MSP}} = 1.00$  mm; (b, b')  $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm.

入射光在不同偏振态和空间位置下光强变化曲线如图7所示, 其中(a), (a')对应 $d_{\text{MSP}} = 1.00$  mm, (b), (b')对应 $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm; 左图为平行分量强度变化, 右图为垂直分量的强度变化. 通过对比可知, 当剪切量一定时, 左右两图的强度变化是互补的, 表明左右两幅干涉图像是正交的. 当入射光偏振态确定, 光强在空间中的分布呈周期性变化, 但周期性变化的频率会随着剪切量的增大而变快, 也就是说剪切量越大, 条纹越密集.

当入射光为 $\theta = \pi/4$  线偏振光时, 图8为不

同剪切量下的正交干涉图像. 干涉图像(a), (b), (c), (d)分别对应剪切量 $d_{\text{MSP}} = 1.00, 1.10, 1.20, 1.30$  mm. 其中左右部分分别对应平行、垂直分量的干涉. 由图可知, 左右两干涉条纹在空间上是互补的.

当 $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm, 入射光 $\theta = 0$ 和 $\theta = \pi/2$ 条件下的模拟条纹如图9所示. 当入射光 $\theta = 0$ , 只有平行方向的偏振干涉图像而垂直方向出现消光. 同理分析入射光 $\theta = \pi/4, \pi/2$ 方向的成像效果, 与理论一致.

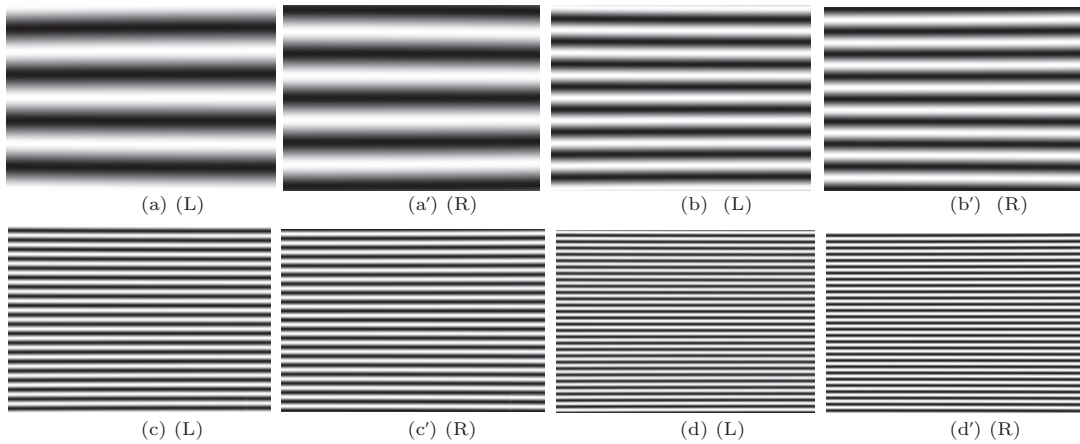


图8 不同剪切量下的模拟正交偏振图像 (a, a')  $d_{\text{MSP}} = 1.00$  mm; (b, b')  $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm; (c, c')  $d_{\text{MSP}} = 1.20$  mm; (d, d')  $d_{\text{MSP}} = 1.30$  mm

Fig. 8. Reconstructed orthogonal interferograms for different lateral displacement: (a, a')  $d_{\text{MSP}} = 1.00$  mm; (b, b')  $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm; (c, c')  $d_{\text{MSP}} = 1.20$  mm; (d, d')  $d_{\text{MSP}} = 1.30$  mm.

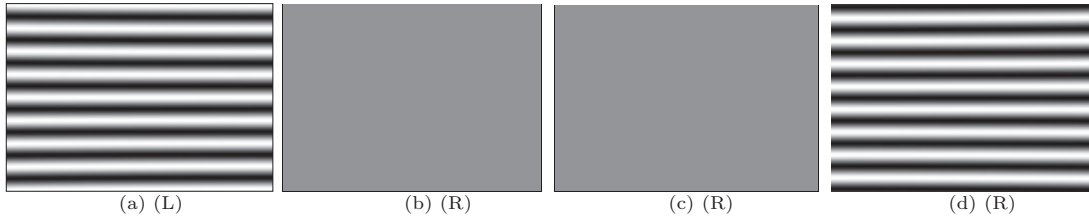


图9 入射光在不同偏振态下的模拟干涉图像 (a), (b)  $\theta = 0$ ; (c), (d)  $\theta = \pi/2$

Fig. 9. Reconstructed interferograms for the incident light in different polarization direction in  $d_{\text{MSP}} = 1.10$  mm: (a), (b)  $\theta = 0$ ; (c), (d)  $\theta = \pi/2$ .

当入射光为 $\theta = \pi/4$ 的线偏振光时, 实验获得的正交偏振图像(a), (b), (c), (d)对应剪切量 $d_{\text{MSP}} = 1.00, 1.10, 1.20, 1.30$  mm下的干涉图, 干涉图(a), (b), (c), (d)分别包含了平行和垂直部分的偏振干涉图像, 如图10所示. 由图10知, 剪切量 $d_{\text{MSP}}$ 增大, 干涉条纹越细, 光谱分辨率随着剪切量的增加而提高. 进而说明此系统光谱分辨率可调, 可以适用于不同的探测环境.

不同剪切量的光强变化曲线如图11所示, 图(a), (b)分别对应剪切量 $d_{\text{MSP}} = 1.20$  mm, 1.10 mm, 左图和右图分别为 $I_{\perp}$ 和 $I_{\parallel}$ 的变化曲线. 通过图11(a), (b)对比, 可得出MSP剪切量越大, 干涉条纹越密集. 通过左右图像的对比, 可看出两曲线有大致相同的变化周期和峰值, 表明两光路光强近似相等且系统对两通道光程的改变相等, 说明系统工作的可行性, 与理论分析一致.



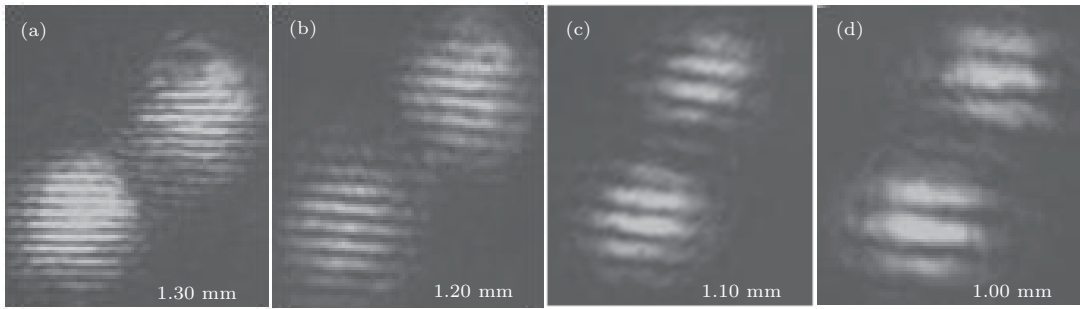


图 10 CCD 获得的不同剪切量下的正交偏振图像 (a)  $d_{MSP} = 1.30$  mm; (b)  $d_{MSP} = 1.20$  mm; (c)  $d_{MSP} = 1.10$  mm; (d)  $d_{MSP} = 1.0$  mm

Fig. 10. Orthogonal interferograms obtained by experiment for different  $d_{MSP}$ : (a)  $d_{MSP} = 1.30$  mm; (b)  $d_{MSP} = 1.20$  mm; (c)  $d_{MSP} = 1.10$  mm; (d)  $d_{MSP} = 1.0$  mm.

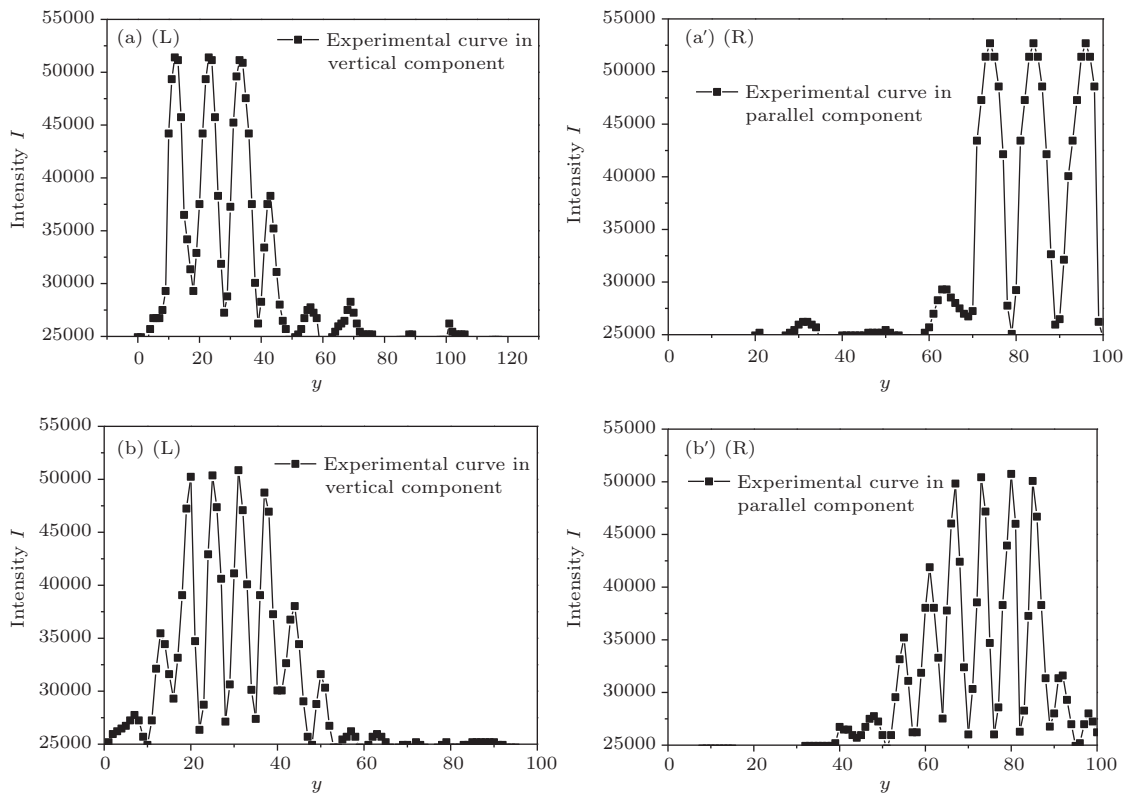


图 11 不同剪切量的光强变化曲线 (a)  $d_{MSP} = 1.20$  mm; (b)  $d_{MSP} = 1.10$  mm

Fig. 11. Light intensity  $I$  changes curves for different  $d_{MSP}$ : (a)  $d_{MSP} = 1.20$  mm; (b)  $d_{MSP} = 1.10$  mm.

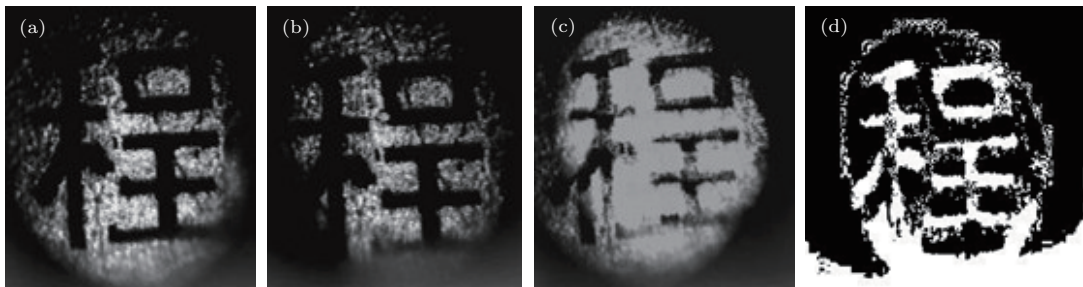


图 12 CCD 获得的目标偏振图 (a) 平行分量; (b) 垂直分量; (c) 总强度; (d) 差分强度

Fig. 12. Polarization images obtained by CCD: (a) Parallel component image; (b) vertical component image; (c) total intensity image; (d) polarization-difference imaging.

实验获得的目标偏振图如图 12 所示, 其中 (a), (b), (c), (d) 分别对应平行分量强度图像、垂直分量强度图像、总强度图像、差分强度图像. 由图 12 (a) 和图 12 (b) 知, 尽管“程”字依稀可辨, 由于背景光的影响, “程”字清晰度不是很高. 总强度图像为平行图像和垂直分量之和, 虽然“程”字强度加倍, 但背景光强度亦加倍, 所以“程”字清晰度依然不是很高, 而差分偏振强度图像可以将部分背景影响去除掉, 所以“程”字清晰度相对较高. 由此可知, 获得正交偏振分量的目标图像, 可提高目标图像信息的获取能力.

## 6 结 论

本文提出了宽视场 Savart 偏光镜 (WSP) 和可调光程的 Savart 偏光镜 (MSP) 组合的可调光程的差分偏振干涉成像光谱系统. 通过分析偏振分束器件 SP, WSP 和 MSP 分束特性, 给出了系统采用横向剪切型 WSP 替代角剪切型 WP 作为偏振分束器件的原因. 通过模拟图像与实验图像的对比, 验证了系统同时获取正交干涉图像的可行性. 对比复色光下获得的正交偏振图像和偏振差分图像, 得出差分图像相较于偏振具有高对比、高信噪比等结论. 与单通道偏振系统相比, 该系统增强了偏振图像的获取能力. 与基于 WP 和 SP 组合的差分偏振干涉成像系统相比, 该系统从光学结构上避免了光线溢出, 具有结构紧凑、节约成本等优点, 为偏振干涉成像光谱技术的性能优化提供了一种新思路, 具有重要的理论指导意义和应用前景.

## 参考文献

[1] Meng X, Li J, Liu D, Zhu R H 2013 *Opt. Lett.* **38** 778

- [2] Meng X, Li J X, Xu T T, Liu D F, Zhu R H 2013 *Opt. Express* **21** 32071
- [3] Zhang C M, Xiang L B, Zhao B C, Yuan X 2002 *Opt. Commun.* **23** 21
- [4] Zhang C M, Yan X, Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050
- [5] Zhao B C, Yang J F, Chang L Y 2009 *Acta Photon. Sin.* **38** 497 (in Chinese) [赵葆常, 杨建峰, 常凌颖 2009 光子学报 **38** 497]
- [6] Wu H Y 2011 *Opt. Eng.* **50** 066201
- [7] Xiang L B, Wang Z H, Liu X B 2009 *Remote Sens. Technol. Appl.* **24** 257 (in Chinese) [相里斌, 王忠厚, 刘学斌 2009 遥感技术与应用 **24** 257]
- [8] Zeng N, Jiang X Y, Gao Q, He Y H, Ma H 2009 *Appl. Opt.* **48** 6734
- [9] Zhang C M, Li W Q, Yan T Y, Mu T K, Wei Y T 2016 *Opt. Express.* **24** 23314
- [10] Zhang C M, Zhao B C, Xiang L B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090
- [11] Quan N C, Zhang C M, Mu T K 2016 *Acta Phys. Sin.* **65** 080703 (in Chinese) [权乃承, 张淳民, 穆廷魁 2016 物理学报 **65** 080703]
- [12] Yu H, Zhang R, Li K W, Xue R, Wang Z B 2017 *Acta Phys. Sin.* **66** 054201 (in Chinese) [于慧, 张瑞, 李克武, 薛瑞, 王志斌 2017 物理学报 **66** 054201]
- [13] Mu T K, Zhang C M, Ren W Q, Jia C L 2012 *Opt. Lett.* **37** 3507
- [14] Dai H S, Ren W W, Zhang C M, Mu T K, Gao H W C N 102297722A [2011-12-28]
- [15] Mu T K, Zhang C M, Li Q W 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110705 (in Chinese) [穆廷魁, 张淳民, 李祺伟 2014 物理学报 **63** 110705]
- [16] Zhu Y C, Shi J H, Yang Y, Zeng G H 2015 *Appl. Opt.* **54** 1279
- [17] Arnaud B, Mehdi A, Francois G, Dolfi D 2009 *Appl. Opt.* **48** 5764
- [18] Wang T, Niu M S, Bu M M, Han P G, Hao D Z, Ma L L, Song L K 2017 *Acta Opt. Sin.* **37** 107 (in Chinese) [王田, 牛明生, 步苗苗, 韩培高, 郝殿中, 马丽丽, 宋连科 2017 光学学报 **37** 107]
- [19] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Appl. Opt.* **48** 2333
- [20] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1984

# Novel dual channel polarization interference imaging system\*

Wang Tian Niu Ming-Sheng<sup>†</sup> Bu Miao-Miao Han Pei-Gao Hao Dian-Zhong  
Yang Jing-Shun Song Lian-Ke

(Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Laser Institute of Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

( Received 29 December 2017; revised manuscript received 12 March 2018 )

## Abstract

The interference images with fixed spectral resolution can be obtained by using the existing static polarization-difference imaging system because the optical path of the system cannot be changed flexibly. However, for different detection targets, the spectral resolution of the system determined by the optical path difference must be appropriate. To satisfy a variety of application requirements, a novel dual channel polarization-difference interference imaging system (DPDIIS), based on the lateral shear of the wide-field-of-view Savart polariscope (WSP) and the modulated Savart polariscope (MSP), is presented. The two-dimensional space images of a target and orthogonal interference images can be obtained by adjusting the MSP under different lateral displacements simultaneously. In addition, the remarkable characteristics of the system avoid spilling over rays and optimizing the system optical path effectively. In this paper, by using the Jones matrix, the system structure is demonstrated and the theoretical principle of DPDIIS is analyzed in detail. The amplitudes of the four beams from the MSP and the interference intensity expressions of the coherent light are derived. Then the splitting characteristics of the Savart polariscope (SP) and WSP are presented. It is concluded that the WSP has better shear ability than SP and the WSP can optimize the optical path effectively compared with Wollaston prism in the DPDIIS. The change ranges of the optical path difference and lateral displacement produced by the MSP for structure angles  $\alpha = \pi/3, \pi/4, \pi/6$  are analyzed in detail. The reconstructed orthogonal interferograms and the experimental interferograms under 632.8 nm monochromatic light for  $d_{\text{MSP}} = 1.00, 1.10, 1.20, 1.30$  mm are obtained. A comparison between the experimental interference images and the simulated images proves that the interference fringes with different resolutions can be obtained simultaneously by adjusting the MSP. Meanwhile, the light intensities of the double optical paths are approximately equal and the same optical path difference is generated for the dual channel with the movement of MSP. The experimental results are consistent with the theoretical analyses. The spatial images of parallel and vertical components are detected under 632.8 nm polychromatic light. Then the total intensity image and the polarization-difference image are obtained through data processing. The conclusion that the polarization difference intensity image has a high resolution compared with the polarization intensity image is presented. The study has reference significance and practical value for the dual channel polarization interference imaging system.

**Keywords:** imaging systems, polarized interference, simultaneous imaging, the wide-field-of-view Savart polariscope

**PACS:** 07.60.Rd, 42.25.Hz, 42.25.Ja, 42.25.Lc

**DOI:** 10.7498/aps.67.20172691

\* Project supported by the Key Research and Development Plan of Shandong Province, China (Grant No. 2017GSF17125) and the Qufu Normal University Introduces Talent Research Start-up Project, China (Grant No. 20130760).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [nmsheng@163.com](mailto:nmsheng@163.com)