

# 差分偏振干涉成像光谱仪 I. 概念原理与操作\*

穆廷魁<sup>†</sup> 张淳民<sup>1)‡</sup> 李祺伟 魏宇童 陈清颖 贾辰凌

(西安交通大学理学院, 空间光学研究所, 物质非平衡合成与调控教育部重点实验室, 西安 710049)

(2014年1月3日收到; 2014年2月20日收到修改稿)

本文介绍了一种基于 Wollaston 棱镜角剪切和 Savart 偏光镜横向剪切组合的静态、紧凑型、高通量差分偏振干涉成像光谱技术. 其显著特点是无运动部件, 可同时获取目标正交偏振组分的干涉图和二维空间图像. 干涉图经傅里叶变换和图像融合算法可得到正交偏振组分的偏振光谱图像, 正交偏振光谱图像之和等效于传统强度光谱图像, 正交偏振光谱图像之差称为差分偏振光谱图像. 高对比度的差分偏振光谱不仅能刻画目标详细的表面形貌、纹理和结构信息, 还可反演弹性散射粒子的尺度、浓度和折射率等信息. 文中描述了差分偏振干涉成像光谱仪的原理结构, 给出了干涉强度分布规律表达式, 分析了完整干涉图和二维空间图像的数据获取模式. 利用杨氏干涉模型对光通过 Savart 偏光镜后形成干涉直条纹的近轴关系进行了深入分析. 利用光场衍射理论确定了光谱仪中准直透镜和成像透镜实现紧凑化的结构关系. 计算机仿真模拟验证了方案的可行性. 为偏振成像光谱仪的发展提供了一种新思路.

**关键词:** 成像光谱仪, 干涉, 偏振, 双折射元件

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

**DOI:** 10.7498/aps.63.110704

## 1 引言

成像光谱技术和偏振技术是光学遥感中两种重要的技术手段<sup>[1-3]</sup>, 分别通过感知空间、强度、光谱和偏振等信息对目标属性进行深层次判断, 反演目标的物理化学属性, 供高对比度的目标表面、形貌、阴影和粗糙度等信息, 捕捉一般强度探测方法捕捉不到的隐蔽信息, 还可根据测得的偏振度和偏振角等参数反演出散射目标的尺寸、折射率和浓度分布等信息. 该技术具有非侵入式、非破坏性、快速灵敏等特点, 在空间探测、大气遥感、地球遥感、机器视觉及生物医学等领域都具有及其重要的应用价值和前景, 是当今国际上的前沿科学. 随着科学与工程技术的发展, 现代遥感测量仪器趋于发展多模式探测能力, 即在一台仪器上集成多种测量功能, 对同一目标的多种信息进行同时探测, 从而

全方面评估目标属性, 为人们正确认知物质世界提供更加有力的手段. 偏振光谱成像技术通过融合成像光谱技术和成像偏振技术, 形成了一项具有多模式探测能力的前沿遥感技术<sup>[4]</sup>, 可同时获目标的空间、光谱和偏振三维一体的全光信息. 偏振光谱成像技术虽尚处发展阶段, 但它在多领域的潜在应用价值和前景已倍受国内外相关研究机构的关注.

差分偏振光谱成像技术的前身是差分偏振成像技术, 它仅获取目标正交偏振分量的偏振图像, 用以去除背景, 提高目标对比度<sup>[5,6]</sup>. 差分偏振成像技术的特殊优势在生物医学和显微成像领域得到了广泛地关注, 被用于疾病诊断和病灶分析<sup>[7-10]</sup>. 1999年 Backman 等<sup>[11]</sup>首次将差分偏振成像技术和光栅色散光谱仪相结合, 测得了癌变初期细胞的正交偏振散射光谱. 并根据粒子弹性散射理论, 勾勒出了细胞的癌变程度, 涉及粒子的折射

\* 高等学校博士学科点专项科研基金(新教师类)(批准号: 20130201120047)、中央高校基本科研业务费专项资金(批准号: xjj2013044)、国家自然科学基金(批准号: 61275184)、国家高技术研究发展计划(批准号: 2012AA120211)、陕西省自然科学基金(批准号: 2014JQ8362)和西安交通大学新教师科研支持计划资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯作者. E-mail: [tkmu@mail.xjtu.edu.cn](mailto:tkmu@mail.xjtu.edu.cn)

<sup>‡</sup> 通讯作者. E-mail: [zcm@mail.xjtu.edu.cn](mailto:zcm@mail.xjtu.edu.cn)

率、尺寸和浓度等标记信息. 此后多个生物医学实验室效仿并发展了此类技术<sup>[12-14]</sup>, 多采用旋转线偏振器与各类光谱仪组合技术. 由于生物医学领域多采用主动式探测技术, 对光源和目标有一定的可操控性, 采用旋转的偏振器获取序列的正交偏振图像对分析结果影响不是很明显.

但是, 对于被动探测的空间和地球遥感领域, 在正交偏振光谱图像的获取过程中, 就要设法降低因目标变化或大气抖动等因素导致的图像变化, 避免旋转元件引入的抖动噪声, 同时要考虑光谱仪的二维成像能力. 2009年, 法国查尔斯-法布里实验提出了一种主动式遥感差分偏振光谱成像仪<sup>[15]</sup>, 接收端利用光栅成像光谱仪和旋转偏振器的组合, 获得多光谱的差分偏振图像. 为避免采用旋转起偏器, 该实验室在其快照式差分偏振成像仪的基础上<sup>[16]</sup>, 将光栅成像光谱仪与偏振分束器相结合<sup>[17]</sup>, 无需旋转元件即可在一个CCD相机上同时探测正交偏振分量的光谱图像信息; 但是光栅成像光谱仪的狭缝限制了光谱的信噪比, CCD相机可探测光谱通道数降低, 同时需要考虑CCD阵元的偏振选择效应. 声光调谐滤光片(AOTF)是一种可同时获取目标正交偏振光谱信息的静态遥感器件<sup>[18]</sup>, 但目前商业化AOTF的光谱范围和分辨率存在技术瓶颈, 不同波段图像之间还会出现失配现象.

静态干涉型光谱成像技术以其宽光谱范围、高信噪比、高灵敏度、稳态化等优点, 已在国内外重大工程项目上得到了应用<sup>[19-26]</sup>. 诸如法国空间中心的超高光谱分辨率卫星<sup>[19]</sup>、美国海军研究局的空间调制干涉成像光谱仪<sup>[20]</sup>、美国NASA的数字阵列扫描干涉成像光谱仪<sup>[21]</sup>、美国Livermore国家实验室的空间成像干涉仪样机<sup>[22]</sup>、美国空军实验室的傅里叶变换超光谱成像仪<sup>[23]</sup>、意大利航天局的地球遥感稳态成像干涉仪<sup>[24]</sup>、中国嫦娥一号卫星搭载的干涉成像光谱仪<sup>[25]</sup>、中国环境与灾害监测预报小卫星搭载的空间调制干涉高光谱成像仪等<sup>[26]</sup>. 但是, 上述静态干涉成像光谱仪只能获取二维目标的传统强度光谱图像, 无法获得偏振信息. 本文作者多年来一直致力于静态干涉型偏振光谱成像技术的研究和发展工作<sup>[27-69]</sup>. 目前已成功研制出实验室、机载和星载三台偏振干涉成像光谱仪原理样机, 不仅具有干涉成像光谱仪的稳态、高信噪比、高灵敏度等性能优点, 还具有轻量、紧凑、小型化、直线光路等结构特点. 但此技术局限性在于前置起偏器方向固定, 一个推扫周期只能获得一个

线偏振分量的光谱图像<sup>[70]</sup>, 无法获得正交方向的偏振分量. 若目标辐射正交偏振分量, 则易造成信息丢失.

为进一步满足人们对空间探测和地球遥感的需求, 逐步促进国家航空航天技术和军事民用遥感成像技术的发展, 迫切需要在已有静态干涉成像光谱技术的研究基础上, 对偏振光谱成像技术进行深入研究、改革和创新. 为此, 作者提出了一种稳态、轻量、紧凑型的差分偏振干涉成像光谱仪(PDIIS), 它无需运动或电调谐部件即可同时获取正交偏振分量对应的高光谱图像<sup>[71]</sup>. 作者曾自行研制实验装置进行仿真遥感探测实验, 取得了一系列清晰的干涉图像和复原偏振光谱图像, 其可行性得到了实验验证. 本文将深入剖析差分偏振干涉成像光谱仪的概念、原理与操作, 并对干涉和成像特性进行分析, 提出光学技术指标, 进行模拟分析. 同时, 开展关键光学元器件的设计工作<sup>[72]</sup>. 从理论创新和技术创新方面等促进我国偏振光谱成像遥感技术的发展.

## 2 原理方案

### 2.1 基本原理

PDIIS的光学结构如图1所示: 前置Wollaston棱镜(WP)的主截面分别平行于 $x$ 和 $y$ 轴, 用于分开入射光中的正交偏振分量. 改型Savart偏光镜(SP)的主截面与 $x$ 轴分别成 $\pm 45^\circ$ 角, 用于产生干涉所需的光程差. 后置线分析器(LA)的偏振方向平行于 $x$ 轴, 用于归化相干所需的透振方向. 面阵CCD探测器放置在成像透镜 $L_2$ 的后焦平面上, 用于接收干涉强度图像.

由目标S发出的光场 $(E_x, E_y)$ 经物镜 $L_0$ 成像于视场光阑M处. 中间像面经 $L_1$ 准直后通过WP后, 沿 $y$ 轴方向被角剪切为两束正交线偏振光 $E_x$ 和 $E_y$ . 其中 $E_x$ 分量被SP横向剪切为两束振幅相等的正交线偏振光, 经LA归化透振方向后被 $L_2$ 会聚到CCD上半部分, 产生平行分量的干涉图像 $I_{\parallel}(\Delta, x, y)$ . 同样,  $E_y$ 分量被SP横向剪切为两束振幅相等的正交线偏振光, 经LA归化透振方向后被 $L_2$ 会聚到CCD下半部分, 产生垂直分量的干涉图像 $I_{\perp}(\Delta, x, y)$ . 两干涉图像对应像点光程差 $\Delta$ 在平行于 $y$ 轴方向是相等的, 在平行于 $x$ 轴方向随入射角同步变化.

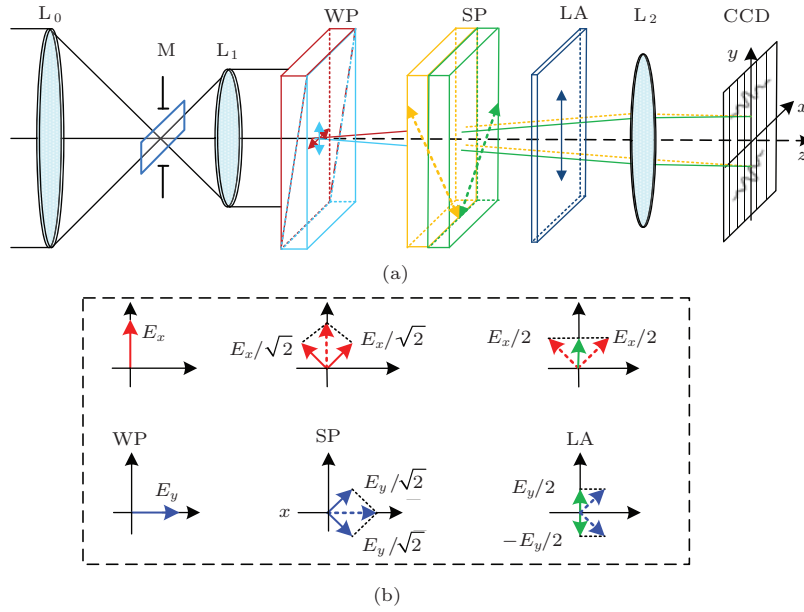


图1 (a) 差分偏振干涉成像光谱仪(PDIIS)光学结构; (b) 光经过各元件时振幅分布情况(其中  $L_0, L_1, L_2$  为透镜、 $M$  为视场光阑、 $WP$  为 Wollaston 棱镜(其内两个箭头分别代表两个劈形的光轴方向)、 $SP$  为改型 Savart 偏棱镜(其内两个箭头分别代表两个平板的光轴方向)、 $LA$  为线偏振器(其内箭头代表光的主透振方向)、 $CCD$  为面阵探测器)

实际采样工作中, 将利用窗扫技术获取数据, 依靠改变  $x$  方向视场角调制干涉图的光程差. 即让目标与系统在平行于  $x$  轴方向上相对平移, 随着目标与系统的相对移动, 同一像元经历不同  $x$  坐标, 焦平面  $CCD$  便记录了目标在不同光程差下的平行和垂直偏振分量的序列干涉图像. 利用计算机处理系统对原始序列干涉图像进行数据提取和重组, 可得到二维目标的干涉图像立方体. 再利用傅里叶变换算法, 即可得到正交偏振分量对应的光谱图像立方体. 正交偏振光谱图像之差即为差分偏振光谱图像  $I_{PD}$ . 正交偏振光谱图像之和即为传统强度光谱图像  $I_{PS}$ . 差分偏振光谱图像与传统强度光谱图像之比即为偏振度图像  $DOP$ .

### 2.2 理论推导

从上述 PDIIS 结构和工作原理可知,  $WP$  等效为两个正交线偏振器:  $\mathbf{J}_{WP1}(0^\circ)$  和  $\mathbf{J}_{WP2}(90^\circ)$ .  $SP$  等效为另外两个正交偏振器:  $\mathbf{J}_{SP1}(45^\circ)$  和  $\mathbf{J}_{SP2}(-45^\circ)$ .  $LA$  的琼斯矩阵为  $\mathbf{J}_{LA}(0^\circ)$ . 若入射电场矢量为  $\mathbf{E}_i = [E_x \ E_y]^T$ (其中  $T$  为转置符号), 则  $CCD$  接收到两正交分量的电场矢量分别是

$$\mathbf{E}_{\parallel} = \mathbf{J}_{LA}(\mathbf{J}_{SP1} + \mathbf{J}_{SP2} e^{i\varphi})\mathbf{J}_{WP1}\mathbf{E}_i, \quad (1a)$$

$$\mathbf{E}_{\perp} = \mathbf{J}_{LA}(\mathbf{J}_{SP1} - \mathbf{J}_{SP2} e^{i\varphi})\mathbf{J}_{WP2}\mathbf{E}_i, \quad (1b)$$

其中  $\varphi = 2\pi\Delta/\lambda$  是两干涉光束之间的相差位. 将各偏振元件的琼斯矩阵代入上式, 即可得到系统出

射平行和垂直分量的复振幅为

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\parallel} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + e^{i\varphi} & 1 - e^{i\varphi} \\ 1 - e^{i\varphi} & 1 + e^{i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\ &= \frac{E_x(1 + e^{i\varphi})}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\perp} &= \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 + e^{i\varphi} & 1 - e^{i\varphi} \\ 1 - e^{i\varphi} & 1 + e^{i\varphi} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} \\ &= \frac{E_y(1 - e^{i\varphi})}{2} \begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (2b)$$

由光场干涉公式  $I = \langle \mathbf{E}^\dagger \mathbf{E} \rangle$ , 可得平行和垂直组分的干涉图像分别为

$$I_{\parallel} = \langle \mathbf{E}_{\parallel}^\dagger \mathbf{E}_{\parallel} \rangle = I_x(\sigma)(1 + \cos \varphi)/2, \quad (3a)$$

$$I_{\perp} = \langle \mathbf{E}_{\perp}^\dagger \mathbf{E}_{\perp} \rangle = I_y(\sigma)(1 - \cos \varphi)/2, \quad (3b)$$

其中,  $I_x(\sigma) = \langle E_x^* E_x \rangle$  和  $I_y(\sigma) = \langle E_y^* E_y \rangle$  分别对应入射光的平行和垂直偏振分量的光谱图像. 对 (3) 式分别进行傅里叶变换和图像处理, 即可反演出正交偏振分量的光谱图像  $I_x(\sigma, x, y)$  和  $I_y(\sigma, x, y)$ . 则传统强度光谱图像、差分偏振光谱图像和偏振度光谱图像分别为

$$I_{PS}(\sigma, x, y) = I_x(\sigma, x, y) + I_y(\sigma, x, y), \quad (4a)$$

$$I_{PD}(\sigma, x, y) = I_x(\sigma, x, y) - I_y(\sigma, x, y), \quad (4b)$$

$$DOP(\sigma, x, y) = \frac{I_{PD}(\sigma, x, y)}{I_{PS}(\sigma, x, y)}. \quad (4c)$$

在目标识别和分类应用中, 由于代表背景散射光的垂直分量被消除, 因此差分 and 偏振度光谱立方体均可得到目标的高对比度形貌信息和光谱分布信息.

### 2.3 数据获取模式

相比于采用狭缝的推扫型静态干涉成像光谱技术, PDIIS 采用视场光阑同时获取二维目标图像信息, 因此需用窗扫技术 (即时空混合调制术) 获取各目标元的完整干涉图. 数据扫描过程如图 2 所示, 假定 CCD 面阵的像元数为  $M \times N$ , 由于像元和目标元满足点对点对应关系, 则一个扫描周期对应的目标元数亦为  $M \times N$ , 且每个目标元将采样  $N$  个干涉强度点. 现任取一行目标元来分析系统扫描和数据记录过程, 目标由左向右平行移动, 对应 CCD

像元从右向左依次记录. 由于该行的目标元数为  $N (A, B, \dots, Z)$ , 则记录所有目标元完整干涉图需要采集  $2N$  帧干涉图像. 若只记录某一个目标元的干涉强度, 则只需采集  $N$  帧干涉图像. 设  $T_1$  时刻, 第一个目标元  $A$  进入光谱仪视场, 对应 CCD 上像元  $A_1$ ;  $T_2$  时刻, 目标元  $A$  向右移动一个像素, 对应 CCD 上像元  $A_2$ ; 同时目标元  $B$  刚进入视场, 对应于 CCD 上像元  $B_1$ . 依此类推,  $T_N$  时刻, 目标元  $A$  对应 CCD 上像元  $A_N$ , 目标元  $B$  对应 CCD 上像元  $B_{N-1}$ ; 此时最后一个目标元  $Z$  刚进入光谱仪视场, 对应 CCD 上像元  $Z_1$ .  $T_{2N-1}$  时刻, 目标元  $Z$  即将移出视场, 对应 CCD 上像元  $Z_N$ . 至此二维目标一个周期的扫描完成, 所有目标元均采集了  $N$  个干涉强度.

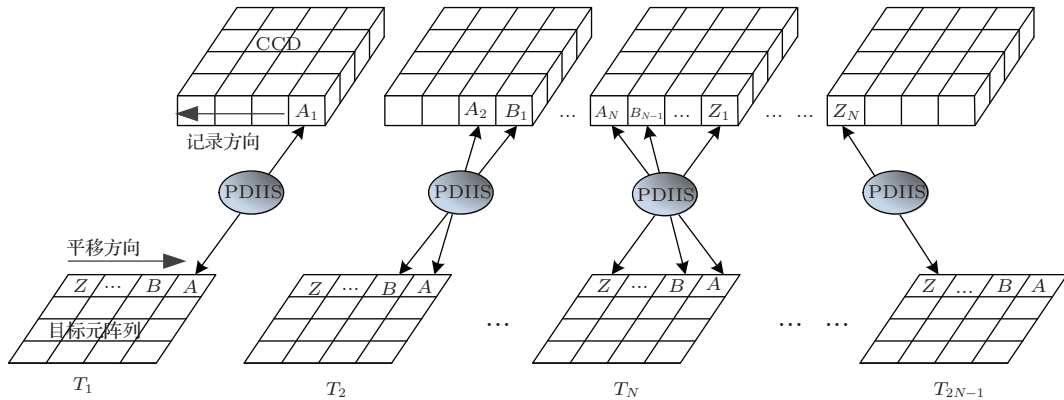


图 2 数据采集与记录原理

数据采集是在移动过程中完成的, 需要协调好曝光时间和扫描速度. 目标信息是以灰度值图像形式一帧一帧保存下来的数据立方体, 每一帧图像都含有目标的二维图像信息和瞬时视场对应目标元的干涉强度, 目标元在每一帧图像中的坐标位置不同. 任意一帧图像中各像元的干涉强度为

$$I(i, j) = \begin{cases} \begin{bmatrix} I(1, 1), & I(1, 2), & \dots, & I(1, N) \\ I(2, 1), & I(2, 2), & \dots, & I(2, N) \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ I(M, 1), & I(M, 2), & \dots, & I(M, N) \end{bmatrix}, \\ \begin{cases} i = 1, 2, 3, \dots, M, \\ j = 1, 2, 3, \dots, N. \end{cases} \end{cases} \quad (5)$$

在平移扫描过程中, 任意一个目标元始终对应 CCD 上某一行像元, 连续获取的  $N$  帧图像对应该目标元的完整干涉图. 同一目标元完整干涉强度的提取过程如图 3 所示. 利用计算机读取同一目标元

在每帧图像中对应像元点的干涉数据, 即得到  $N$  个干涉强度点:

$$I = [I_1(i, 1, \Delta_1), I_2(i, 2, \Delta_2), I_3(i, 3, \Delta_3) \dots, I_N(i, N, \Delta_N)]. \quad (6)$$

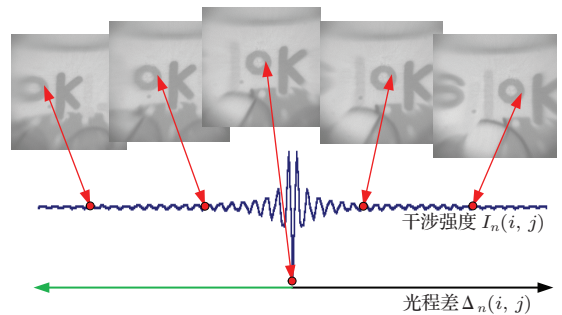


图 3 某一目标元序列干涉强度的提取过程

$M \times N$  个目标元各自对应  $N$  个干涉强度点, 经数据重组如图 4 (a) 所示大小为  $M \times N \times N$  的二维干涉图像数据立方体. 对 (5) 式进行傅里叶变换,

即可得到各目标元对应光谱信息:

$$B(x, y, \sigma) = \int_{-x_{\max}}^{x_{\max}} I(x) \cos(2\pi\sigma\Delta) dx. \quad (7)$$

如果将光谱信息添加到对应目标元的坐标位置, 即可重组成图 4 (b) 所二维光谱图像立方体  $B(x, y, \lambda)$ . 可以看出, 得到光谱图像立方体所需时间包括: 数据扫描获取时间和计算时间两部分.

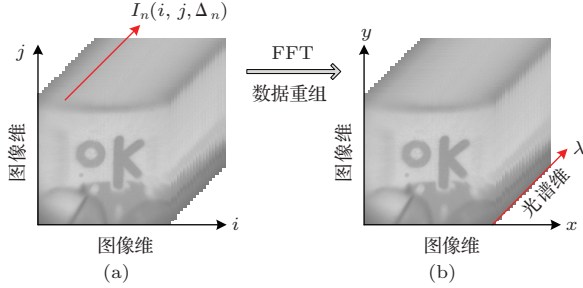


图 4 (a) 二维干涉图像数据立方体; (b) 二维光谱图像数据立方体

### 3 分析讨论

#### 3.1 干涉条纹

PDIIS 每个通道的干涉光路均可等效为图 5 所示的光路模型. 位于 SP 前的目标  $S_1$  发出的一束光经过 SP 后, 被分成与入射光方向相同的两束偏振光. 其反向延长后相当于从两个虚目标  $S_{11}$  和  $S_{12}$  发出的光, 两者之间的横向剪切距离为  $d$ . 由于两束相干光源自于同一束光, 满足相干条件所需的相位差稳定条件, 因此目标元的大小不会影响条纹的可见度. 由图可知, 两相干光束之间的光程差为  $\Delta = d \cdot \sin\theta_i$ , 其中  $\theta_i$  为沿  $x$  方向的入射角. 在满足近轴条件情况下, 即横向剪切量和 CCD 尺寸相对于  $L_2$  的焦距均足够小时,  $\theta_i \approx \sin\theta_i \approx \tan\theta_i = x/f_2$ , 其中  $x$  是各干涉点相对于零光程差的距离,  $f_2$  是  $L_2$  的焦距. 因此, 光程差可简单表示为:  $\Delta = d \cdot x/f_2$ . 可以看出, 系统近似等效杨氏双缝干涉, 产生直线干涉条纹, 这有利于条纹的利用、配准、提取和处理. 图 5 给出的是理想光学干涉模型, 即认为干涉条纹是随一维坐标  $x$  而线性变化的. 实际上, 探测目标和面阵 CCD 均为空间二维分布, 所以干涉条纹将随着像面坐标  $(x, y)$  而变化. 另外, 光程差与横向剪切量和成像透镜的焦距也有关.

在干涉场中, 具有相同相位差的诸点的轨迹, 称为干涉条纹. 如图 6 所示, 系统的干涉模型等效于杨氏双孔干涉. 假设从偏光镜出射的两个点光源

分别投射到透镜  $L_2$  上的  $S_1 (d/2, 0, 0)$  和  $S_2 (-d/2, 0, 0)$  处,  $P(x, y, f_2)$  为焦平面上的某一点. 由图中几何关系可知:  $S_1P = \sqrt{(x - d/2)^2 + y^2 + f_2^2}$ ,  $S_2P = \sqrt{(x + d/2)^2 + y^2 + f_2^2}$ . 因此, 两相干光束之间的实际光程差为

$$\begin{aligned} \Delta(x, y, f_2) &= S_2P - S_1P \\ &= \sqrt{(x + d/2)^2 + y^2 + f_2^2} \\ &\quad - \sqrt{(x - d/2)^2 + y^2 + f_2^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

可以看出, 当横向剪切量和焦距确定时, 光程差是随着坐标  $(x, y)$  而改变的, 这种变化不是简单的线性关系, 而是一种双曲线关系. 如果系统工作视场较大, 则在条纹提取和处理时不能简单遵循线性视场规律, 否则将引入误差.

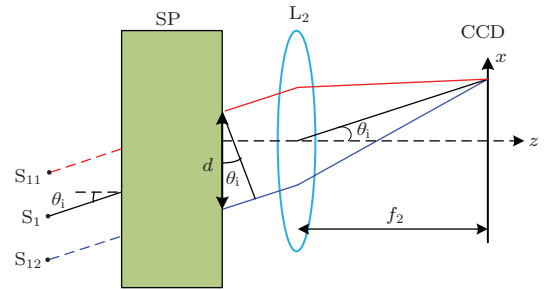


图 5 等效干涉光路模型

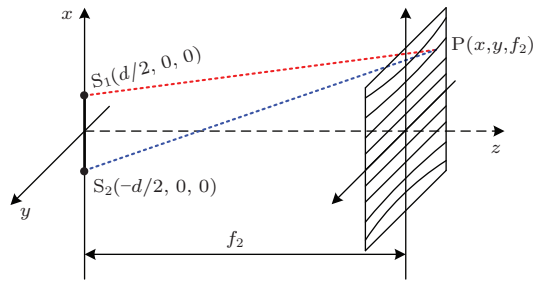


图 6 等效杨氏干涉坐标图

#### 3.2 成像透镜

成像镜  $L_2$  在条纹的形成中起到了决定性作用, 它将平行光会聚到其焦平面上产生相干叠加现象. 为了更好地了解透镜前后的光学路径, 建立图 7 所示透镜光路图. 假设透镜半口径为  $r$ , 后焦面  $x$  轴方向条纹宽度为  $W$ , SP 形成的两虚拟目标点与透镜的距离为  $s$ , 相应像点距离为  $s'$ . 则图中对应点坐标分别为:

$$S_1 (d/2, 0, -s), S_2 (-d/2, 0, -s), S'_1 (-d'/2, 0, s'), S'_2 (d'/2, 0, s'), P_1(r, 0, 0), P_2(r - d, 0, 0),$$

$P_3(d'/2, 0, 0)$ ,  $P_4(-d'/2, 0, 0)$ ,  $P_5(W/2, 0, f_2)$ ,  
 $P_6(d'/2, 0, f_2)$ ,  $P_7(-d'/2, 0, f_2)$ .

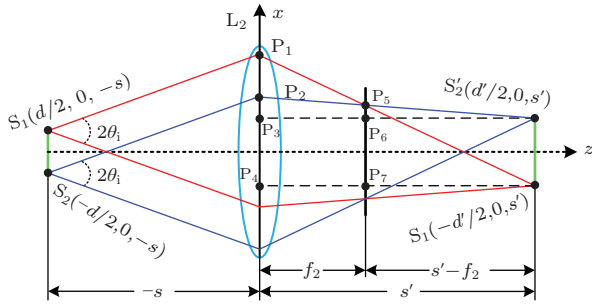


图7 成像透镜的等效光路追迹

傅里叶透镜以特定角  $2\theta_i$  收集来自两个虚拟光源的光线, 且光线  $S_1P_1$  和  $S_2P_2$  在到透镜  $L_2$  前是相互平行的. 经过透镜后在焦平面上相互干涉, 干涉是在一个直径为  $W$  的圆形域内的最大叠加. 由相似三角形对  $\triangle S'_2P_5P_6$  和  $\triangle S'_2P_2P_3$ ,  $\triangle S'_1P_5P_7$  和  $\triangle S'_1P_1P_4$ , 可得

$$\frac{\overline{P_5P_6}}{\overline{P_2P_3}} = \frac{\overline{S'_2P_6}}{\overline{S'_2P_3}}, \quad \frac{\overline{P_5P_7}}{\overline{P_1P_4}} = \frac{\overline{S'_1P_7}}{\overline{S'_1P_4}}. \quad (9)$$

根据图7中几何关系:  $\overline{S'_2P_6} = \overline{S'_1P_7} = s' - f_2$ ,  $\overline{S'_2P_3} = \overline{S'_1P_4} = s'$ , 则(9)式可变为

$$\frac{W/2 - d'/2}{(r - d) - d'/2} = \frac{s' - f_2}{s'}, \quad \frac{W/2 + d'/2}{r + d'/2} = \frac{s' - f_2}{s'}. \quad (10)$$

由透镜成像和放大率公式

$$\frac{1}{s} + \frac{1}{s'} = \frac{1}{f_2}, \quad M = \frac{s'}{s} = \frac{s' - f_2}{f_2} = \frac{f_2}{s - f_2},$$

可以得到

$$d' = Md = \frac{s' - f_2}{f_2}d = \frac{f_2}{s - f_2}d.$$

当  $W, d, r, f_2$  给定时, 则有

$$W = \frac{f_2}{s}(2r - d),$$

$$\tan \theta_i = \frac{W}{2f_2} = \frac{(r - d/2)}{s},$$

$$x = \frac{m\lambda f_2}{d} \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots),$$

$$\Delta x = \frac{\lambda f_2}{d}.$$

分析表明: 1) 干涉直条纹只能在近似远场或傍轴条件下获得. 2) 最大叠加平面在傅里叶透镜的焦平面, 在此位置 CCD 可以获取可见度最好的干涉条纹, 离开此位置条纹可见度将下降. 3)  $L_2$  焦平面上干涉条纹面  $W$  的大小由透镜焦距  $f_2$ 、透镜半口径  $r$ 、横向剪切量  $d$ 、及虚拟目标到透镜距离  $s$  决定. 4)  $L_2$  收集两虚物的固体角由探测器尺寸和焦距  $f_2$  共同决定. 5) 条纹间距  $\Delta x$  反比于横向剪切量  $d$ , 但不受两虚物点到透镜  $L_2$  距离  $s$  的影响; 也就是说当透镜  $L_2$  沿轴前后移动时, 条纹间距始终保持不变. 上述量化关系可为系统设计提供理论指导.

### 3.3 光场变换

由原理结构可以看出, 系统包含前置物镜、准直透镜、成像透镜和偏光元件. 利用光场衍射理论可以清楚说明成像原理, 为系统紧凑化提供理论指导. 图8为光场通过系统各组件的变化情况. 分析过程成像时, 暂时先移除偏光元件, 并假设偏光镜的厚度可以忽略. 若入射光为非相干单色光  $\lambda$ , 则利用菲涅尔衍射方程可以推导出成像平面的强度. 由图中光场变换关系, 可得出成像透镜  $L_2$  后焦面的光场复振幅为

$$E_i(x_i, y_i) = \frac{e^{ik_s z}}{i\lambda f_2^2} e^{i\frac{k}{2f_2}(1 - \frac{z}{f_2})(x_i^2 + y_i^2)} \times \mathfrak{F}\{E_s(x_s, y_s)\}_{\frac{x_i}{\lambda f_2}, \frac{y_i}{\lambda f_2}}, \quad (11)$$

其中  $E_s$  表示 SP 所在平面处的光场. 可以看出, 焦平面上复振幅是偏光镜面的光场与一个二次相位项和一个常数项乘积的傅里叶变换. 偏光镜平面上光场的傅里叶变换关系为

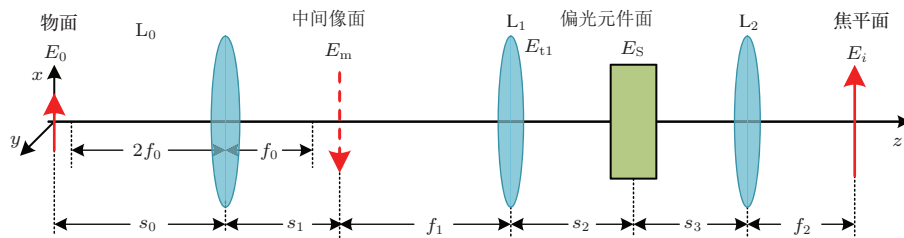


图8 系统各组件对光场的传播原理

$$\begin{aligned}
 & \Im\{E_s(x_s, y_s)\}_{f_x, f_y} \\
 &= \Im\{E_{t1}(x_{t1}, y_{t1})\}_{f_x, f_y} H(f_x, f_y) \\
 &= \Im\{E_{t1}(x_{t1}, y_{t1})\}_{f_x, f_y} \\
 & \quad \times \{e^{iks_2} \exp[-i\pi\lambda s_2(f_x^2 + f_y^2)]\}, \quad (12)
 \end{aligned}$$

其中  $f_x = \frac{x_i}{\lambda f_2}$ ,  $f_y = \frac{y_i}{\lambda f_2}$  为沿着  $x$ ,  $y$  轴的空间频率,  $H(f_x, f_y)$  为自由空间的传递函数,  $E_{t1}$  代表光场经准直透镜  $L_1$  变换后的中间平面场:

$$\begin{aligned}
 & E_{t1}(x_{t1}, y_{t1}) \\
 &= \frac{1}{i\lambda f_1^2} \cdot \Im\left\{E_m(x_m, y_m) e^{i\frac{k}{2f_1}(x_m^2 + y_m^2)}\right\}_{\frac{x_{t1}}{\lambda f_1}, \frac{y_{t1}}{\lambda f_1}}. \quad (13)
 \end{aligned}$$

将 (13) 式代入 (12) 式可得到

$$\begin{aligned}
 & \Im\{E_s(x_s, y_s)\}_{\frac{x_i}{\lambda f_2}, \frac{y_i}{\lambda f_2}} \\
 &= \frac{e^{iks_2}}{i\lambda f_1^2} \cdot e^{i\frac{k}{2f_2}(x_i^2 + y_i^2)(f_1 - s_2)} \\
 & \quad \times E_m\left(-\frac{f_1}{f_2}x_i, -\frac{f_1}{f_2}y_i\right). \quad (14)
 \end{aligned}$$

将 (14) 式代入 (11) 式得

$$\begin{aligned}
 & E_i(x_i, y_i) \\
 &= -\frac{e^{ik(s_2 + s_3)}}{\lambda^2 f_1^2 f_2^2} \cdot e^{i\frac{k}{2f_2}(f_1 + f_2 - s_2 - s_3)(x_i^2 + y_i^2)} \\
 & \quad \times E_m\left(\frac{x_i}{\beta_2}, \frac{y_i}{\beta_2}\right). \quad (15)
 \end{aligned}$$

其中  $\beta_2 = -f_2/f_1$  是透镜  $L_1$  和  $L_2$  的横向放大倍数, 负号代表成倒立的像. 由于透镜  $L_0$  的物平面和像平面满足成像关系, 则经透镜变换后的像场分布为

$$\begin{aligned}
 & E_i(x_i, y_i) \\
 &= -\frac{e^{ik(s_0 + s_1 + s_2 + s_3 - f_0)}}{\lambda^2 \beta_1 f_0 f_1^2 f_2^2} \\
 & \quad \times e^{i\frac{k}{2f_2}\left(f_1 + f_2 - s_2 - s_3 - \frac{f_1^2}{\beta_1 f_0}\right)(x_i^2 + y_i^2)} \\
 & \quad \times E_0\left(\frac{x_i}{M}, \frac{y_i}{M}\right), \quad (16)
 \end{aligned}$$

其中  $\beta_1 = -s_1/s_0$  为透镜  $L_0$  的放大倍率,  $M = \beta_1\beta_2$  为系统的总放大倍率. 最终像是一个以三个透镜的总倍率来放大的正立像乘以一个相位因子和一个常数项.

上述分析只对透镜的衍射成像特性进行分析, 没考虑 SP 的光场转换作用. 另外, 由于 WP 的每个通道和 LA 是起偏振化作用, 对光场转换可不予考虑. SP 作为一个波前横向剪切元件可以将一束光分成两束具有一定横向剪切量的正交线偏振光 oe

光和 eo 光, 且决定了最终干涉场的形成, 需要着重分析.

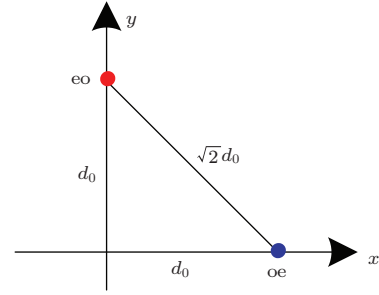


图9 从 SP 出射的两光场的横向剪切位置

从 SP 出射光场的横向剪切位置如图 9, 它们的复电场分布可表示为

$$\begin{aligned}
 & E_s(x_s, y_s; d_0) \\
 &= E_{sx}(x_s - d_0, y_s) + E_{sy}(x_s, y_s - d_0), \quad (17)
 \end{aligned}$$

其中  $d_0$  是单板产生的横向剪切量. 将 (17) 式代入 (14) 式可得到

$$\begin{aligned}
 & \Im\{E_s(x_s, y_s; d_0)\}_{\frac{x_i}{\lambda f_2}, \frac{y_i}{\lambda f_2}} \\
 &= \left[ \Im\{E_{sx}\} e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} x_i} + \Im\{E_{sy}\} e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} y_i} \right]_{\frac{x_i}{\lambda f_2}, \frac{y_i}{\lambda f_2}}. \quad (18)
 \end{aligned}$$

将 (18) 式代入 (11) 式可以得到成像平面的复电场

$$\begin{aligned}
 & E_i(x_i, y_i) \\
 &= -\frac{e^{ik(s_2 + s_3)}}{\lambda^2 f_1^2 f_2^2} e^{i\frac{k}{2f_2}(f_1 + f_2 - s_2 - s_3)(x_i^2 + y_i^2)} \\
 & \quad \times \left[ E_{mx}\left(-\frac{f_1}{f_2}x_i, -\frac{f_1}{f_2}y_i\right) \cdot e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} x_i} \right. \\
 & \quad \left. + E_{my}\left(-\frac{f_1}{f_2}x_i, -\frac{f_1}{f_2}y_i\right) \cdot e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} y_i} \right]. \quad (19)
 \end{aligned}$$

由此得到系统最终像面的光场分布

$$\begin{aligned}
 & E_i(x_i, y_i) \\
 &= -\frac{e^{ik(s_0 + s_1 + s_2 + s_3 - f_0)}}{\lambda^2 \beta_1 f_0 f_1^2 f_2^2} \\
 & \quad \times e^{i\frac{k}{2f_2}\left(f_1 + f_2 - s_2 - s_3 - \frac{f_1^2}{\beta_1 f_0}\right)(x_i^2 + y_i^2)} \\
 & \quad \times \left[ E_{0x}\left(\frac{x_i}{M}, \frac{y_i}{M}\right) \cdot e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} x_i} \right. \\
 & \quad \left. + E_{0y}\left(\frac{x_i}{M}, \frac{y_i}{M}\right) \cdot e^{i\frac{2\pi d_0}{\lambda f_2} y_i} \right]. \quad (20)
 \end{aligned}$$

结果表明, 出射光场包含两个分离光场乘以各自的线性相位项. 透镜  $L_1$  和  $L_2$  之间的距离  $s_2 + s_3$  可以不等于其焦距之和  $f_1 + f_2$ , 即偏光镜可以放在

透镜  $L_1$  和  $L_2$  之间的任何位置上. 因为在计算总强度的时候, 二次相位项自然或抵消. 因此在能够容纳偏光镜和产生最小渐晕前提下, 可以通过减小距离  $s_2 + s_3$  来缩小系统体积, 使其更加紧凑.

### 3.4 光学指标

以上对 PDIIS 的工作原理和特性进行了分析, 下面将以特定的面阵探测器来分析设计系统的性能参数. 面阵探测器对空间调制型干涉成像光谱仪的性能起着决定性作用, 其分辨率决定着光谱仪的光谱分辨率, 其量子效率决定着光谱仪的光谱探测范围. 为充分利用面阵探测器像元, 应以可获得的面阵探测器来制定相关技术指标. 本文以美国 Princeton 公司生产的 PhotonMAX:512B 电子倍增 EMCCD 为例制定指标. CCD 的参数: 空间分辨率为  $512 \times 512$ , 像元大小为  $16 \mu\text{m} \times 16 \mu\text{m}$ , 光谱响应范围为  $300 - 1100 \text{ nm}$ .

由于 CCD 上沿  $y$  方向的一行像元数为  $N = 512$ , 且相邻像元间距为  $a = 16 \mu\text{m}$ . 则关于零光程差点对称的双边干涉图的最大光程差点在 CCD 面上的像元坐标位置应为  $x_{\text{max}} = Na/2 = 4.096 \text{ mm}$ . 根据 EMCCDD 的量子效率曲线, 最小截止波长选为  $\lambda_{\text{min}} = 400 \text{ nm}$ . 由 Nyquist 采样定理可知, 为了避免光谱混叠现象, 则最大采样间隔应为  $\delta\Delta = 1/2\sigma_{\text{max}} = 0.2 \mu\text{m}$ . 由于一个干涉周期至少需要采两个数据点, 为了满足采样要求, 则 CCD 一行相邻两个像元对应的光程差间隔不能大于最大采样间隔, 即  $\delta\Delta \geq \Delta_{\text{max}}/(N/2)$ . 若相邻像元的光程差间隔刚好等于采样间隔, 则最大光程差

应为  $\Delta_{\text{max}} = \delta\Delta \cdot (N/2) = 51.2 \mu\text{m}$ . 由于光程差采样范围有限, 所以仪器本身是矩形截止函数. 根据瑞利判据可知, 可将复原仪器线型的中心峰值到第一个零值点的距离视为仪器的光谱分辨率值  $\delta\sigma = 1/2\Delta_{\text{max}} \approx 97.7 \text{ cm}^{-1}$ . 则  $400 \text{ nm}$  对应的波长分辨率为  $\delta\lambda = \lambda^2 \cdot \delta\sigma \approx 1.6 \text{ nm}$ ,  $800 \text{ nm}$  对应的波长分辨率为  $6.5 \text{ nm}$ . 波数分辨率的另一个表达式为  $\delta\sigma = 2/\lambda_{\text{min}}N$ , 可以看出它取决于最小截止波长和像元数. 在像元数一定的情况下, 波数分辨率与最小截止波长成反比关系. 根据 CCD 的量子效率, 可采用带通滤光片将最大波长截止在  $\lambda_{\text{max}} = 800 \text{ nm}$ . 因此系统波数范围  $\Delta\sigma = 12500 \text{ cm}^{-1}$ , 光谱通道数就等于光谱波数范围与光谱分辨率的比值  $M = \Delta\sigma/\delta\sigma = 128$ . 由于干涉图是关于零光程差点对称的双边干涉图, 对应采样点数为  $m = 2 \times \Delta_{\text{max}}/\delta\Delta = N$ . 因此 CCD 上  $y$  方向的所有像元都要进行采样, 即  $N = 512$ . 系统的空间分辨率由系统的放大倍数和像元大小共同决定  $\varepsilon = a/M$ , 其中  $a$  为像素尺寸,  $M$  为光学系统的总放大倍率. 若系统的总放大倍率为  $M = 1$ , 空间分辨率就为  $\varepsilon = 16 \mu\text{m}$ . 上述系统指标确定以后, 则可根据这些指标来设计关键光学元器件的参数: 诸如 Savart 偏光镜厚度、Wollaston 棱镜结构角、物镜、准直透镜和成像透镜的焦长等. 这些设计问题将在另一篇文章中作详细论述 [72].

### 3.5 仿真模拟

若果目标辐射的光为线偏振光, 且偏振方向与  $x$  轴成  $\theta$  角, 其琼斯矢量为

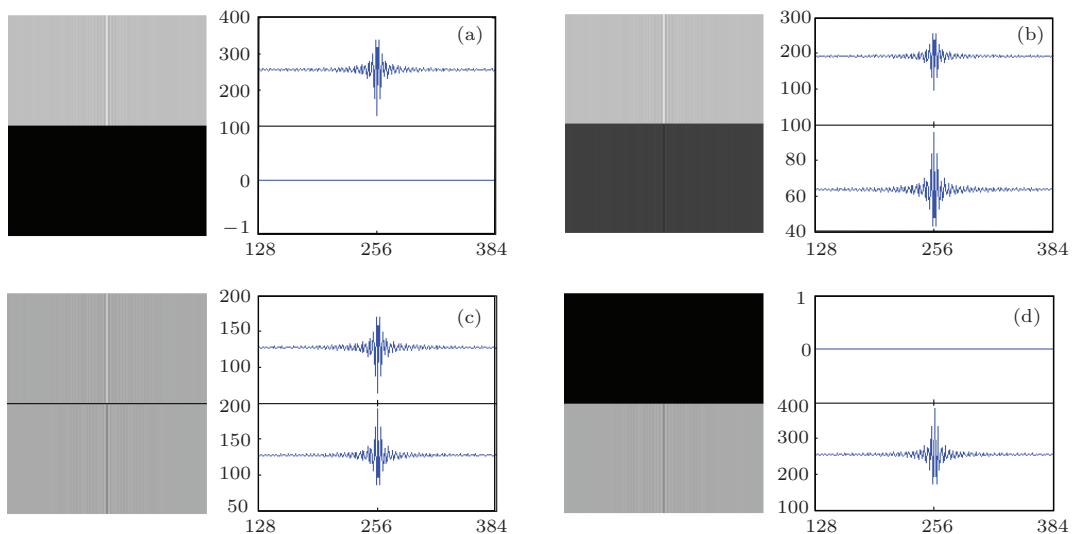


图 10 干涉图像随入射光偏振方位角的变化情况 (a)  $0^\circ$  线偏振光; (b)  $30^\circ$  线偏振光; (c)  $45^\circ$  线偏振光; (d)  $90^\circ$  线偏振光



$$\mathbf{E} = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta \\ \sin \theta \end{bmatrix}. \quad (21)$$

将(21)式代入(3)式则有

$$I_{\parallel}(\varphi) = \cos^2 \theta (1 - \cos \varphi) / 2, \quad (22a)$$

$$I_{\perp}(\varphi) = \sin^2 \theta (1 + \cos \varphi) / 2. \quad (22b)$$

不同偏振方位角的线偏振光产生强度不同的正交偏振干涉图像. 图10左列是入射线偏振射光不同方位角 $\theta(0^\circ, 30^\circ, 45^\circ$ 和 $90^\circ)$ 时对应的平行和垂直分量的干涉图,右列是第20行目标元对应的干涉强度. 可以看出,无论目标的偏振态如何改变,总能得到某一偏振分量的干涉图像. 与单通道的偏振干涉成像光谱仪相比,具有实时获取目标的正交偏振分量光谱图像信息的优势.

## 4 结 论

本文提出了一种双通道差分偏振干涉成像光谱仪,可同时获取目标的差分偏振光谱图像和偏振度光谱图像,具有结构简单紧凑、取样精确度高、稳定性好、无旋转部件等特点. 文中详细论述了其结构原理、干涉理论、窗扫模式等关键问题. 分析了该仪器实现正交偏振光谱成像的物理机理和规律. 利用杨氏干涉模型分析了从Savart偏光镜出射的两束相干光形成的干涉直条纹与成像透镜之间的近轴关系,给出了干涉条纹形状和形成位置的量化关系.

该仪器采用两个偏振分束器: Wollaston棱镜和Savart偏光镜,目的是同时获取目标的平行分量和垂直分量的干涉图像,进而反演出目标的差分偏振光谱图像和线偏振度图像. 与单通道偏振成像光谱仪相比,增加了差分偏振光谱图像的获取能力. 与双通道差分偏振成像仪相比,增加了光谱探测能力. 与采用旋转部件的序列获取技术相比,不仅能避免目标的变化或大气抖动引起的图像变化,也可避免因部件转动引入的扰动噪声. 系统的主要分光元件由双折射晶体制作,可在紫外到红外波段范围内工作,能广泛应用于空间遥感、资源勘探、大气监测、土壤植被识别以及国防安全等应用领域,亦可应用于生物医学、材料学或微电子学等学科领域.

感谢中科院西安光机所赵葆常研究员和赵建科研究员的讨论.

## 参考文献

- [1] Tyo J S, Goldstein D L, Chenault D B, Shaw J A 2006 *Appl. Opt.* **45** 5453
- [2] Goetz A F H, Vane G, Solomon J E, Rock B N 1985 *Science* **228** 1147
- [3] Schultz R A, Nielsen T, Zavaleta J R, Ruch R, Wyatt R, Garner H R 2001 *Cytometry* **43** 239
- [4] Zhao Y Q, Pan Q, Cheng Y M 2011 Imaging Spectropolarimetric Remote Sensing and Application (Beijing: National Defense Industry Press)(in Chinese) [赵永强, 潘泉, 程咏梅 2011 成像偏振光谱遥感及应用(北京: 国防工业出版社)]
- [5] Rowe M P, Pugh E N, Tyo J S, Engheta N 1995 *Opt. Lett.* **20** 608
- [6] Tyo J S, Rowe M P, Pugh E N, Engheta N 1996 *Appl. Opt.* **35** 1855
- [7] Demos S G, Alfano R R 1997 *Appl. Opt.* **36** 150
- [8] Demos S G, Radousky H B, Alfano R R 2000 *Opt. Express* **7** 23
- [9] Morgan S P, Stockford I M 2003 *Opt. Lett.* **28** 114
- [10] Jacques S L, Ramella-Roman J C, Lee K 2002 *J. Biome. Opt.* **7** 329
- [11] Backman V, Gurjar R, Badizadegan K, Itzkan I, Dasari R R, Perelman L T, Feld M S 1999 *IEEE J. Sel. Top. Quant. Elect.* **5** 1019
- [12] Gurjar R S, Backman V, Perelman L T, Georgakoudi I, Badizadegan K, Itzkan I, Dasari R R, Feld M S 2001 *Nature Medicine* **7** 1245
- [13] Groner W, Winkelmann J W, Harris A G, Ince C, Bouma G J, Messmer K, Nadeau R G 1999 *Nature Medicine* **5** 1209
- [14] Qiu L, Pleskow D K, Chuttani R, Vitkin E, Leyden J, Ozden N, Itani S, Guo L, Sacks A, Goldsmith J D, Modell M D, Hanlon E B, Itzkan I, Perelman L T 2010 *Nature Medicine* **16** 603
- [15] Alouini M, Goudail F, Grisard A, Bourderionnet J, Dolfi D, Beniere A, Baarstad I, Loke T, Kaspersen P, Normandin X, Berginc G 2009 *Appl. Opt.* **48** 1610
- [16] Beniere A, Alouini M, Goudail F, Dolfi D 2009 *Appl. Opt.* **48** 5764
- [17] Beniere A, Alouini M, Goudail F, Grisard A, Bourderionnet J, Dolfi D, Baarstad I, Loke T, Kaspersen P, Normandin X, Berginc G 2009 *Proc. SPIE* **7323** 732310
- [18] Cheng L J, Mahoney J C, Reyes G F, Suiter H R 1994 *Proc. SPIE* **2237** 251
- [19] Simeoni D 1991 *Proc. SPIE* **1479** 127
- [20] Cheng L J, Mahoney J C, Reyes G F, Suiter H R 1994 *Proc. SPIE* **2237** 251
- [21] Hammer P D, Peterson D L 1995 *Proc. SPIE* **2480** 153
- [22] Carter M R, Bennett C L, Fields DJ, Lee F D 1995 *Proc. SPIE* **2480** 380
- [23] Yarbrough S, Caudill T, Kouba M E, Osweiler V, Arnold J, Quarles R, Russell J, Otten L J, Jones B A, Edwards A, Lane J, Meigs A, Lockwood R, Armstrong P 2002 *Proc. SPIE* **4480** 186

- [24] Barducci A, Cosmò V D, Marciomni P, Pippi I 2004 *Proc. SPIE* **5546** 262
- [25] Zhao B C, Yang J F, Chang L Y, Chen L W, He Y H, Xue B 2009 *Acta Photon. Sin.* **38** 479 (in Chinese)[赵葆常, 杨建峰, 常凌颖, 陈立武, 贺应红, 薛彬 2009 光子学报 **38** 479]
- [26] Xingli B, Wang Z H, Liu X B, Yuan Y, Ji Z Y, Lv Q B 2009 *Remo. Sen. Tech. Appl.* **24** 257 (in Chinese) [相里斌, 王忠厚, 刘学斌, 袁燕, 计忠瑛, 吕群波 2009 遥感技术与应用 **24** 257]
- [27] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3877 (in Chinese)[穆廷魁, 张淳民, 赵葆常 2009 物理学报 **58** 3877]
- [28] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1699
- [29] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1984
- [30] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Appl. Opt.* **48** 2333
- [31] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [32] Mu T K, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 060702
- [33] Liu N, Zhang C M, Wang J C, Mu T K 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 4369 (in Chinese) [刘宁, 张淳民, 王金婵, 穆廷魁 2010 物理学报 **59** 4369]
- [34] Zhang C M, Mu T K, Ren W Y, Zhang L, Liu N 2010 *Opt. Eng.* **49** 043002
- [35] Mu T K, Zhang C M 2011 *Proc. SPIE* **8032** 8032M
- [36] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Zhang L, Zhu B H 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 070704 (in Chinese)[穆廷魁, 张淳民, 任文艺, 张霖, 祝宝辉 2011 物理学报 **60** 070704]
- [37] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jian X H 2011 *Meas. Sci. Tech.* **22** 105302
- [38] Mu T K, Zhang C M, Jia C L, Ren W Y 2012 *Opt. Express* **20** 18194
- [39] Dai H S, Zhang C M, Mu T K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 224201 (in Chinese) [代海山, 张淳民, 穆廷魁 2012 物理学报 **61** 224201]
- [40] Tang Q, Zhao B C, Qiu Y H, Zhang C M, Mu T K 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 230701 (in Chinese) [唐茜, 赵葆常, 邱跃洪, 张淳民, 穆廷魁 2012 物理学报 **61** 230701]
- [41] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jia C L, Zhang L, Li Q W 2013 *Proc. SPIE* **8910** 89101A
- [42] Mu T K, Zhang C M 2013 *Optik* **124** 661
- [43] Mu T K, Zhang C M, Jia C L, Ren W Y, Zhang L, Li Q W 2013 *Opt. Commun.* **294** 88
- [44] Tang Y H, Zhang C M, Liu H C, Chen G D, He J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4065 (in Chinese) [唐远河, 张淳民, 刘汉臣, 陈光德, 贺健 2005 物理学报 **54** 4065]
- [45] Peng Z H, Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B, Li Y C 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese) [彭志红, 张淳民, 赵葆常, 相里斌, 李英才 2006 物理学报 **55** 6374]
- [46] Peng Z H, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C, Wu F Q 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6374 (in Chinese)[彭志红, 张淳民, 赵葆常, 李英才, 吴福全 2006 物理学报 **55** 6374]
- [47] Jian X H, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 824 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 赵葆常 2007 物理学报 **56** 824]
- [48] Yuan Z L, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 6413 (in Chinese)[袁志林, 张淳民, 赵葆常 2007 物理学报 **56** 6413]
- [49] Du J, Zhang C M, Zhao B C, Sun Y 2007 *Acta Phys. Sin.* **57** 6311 (in Chinese)[杜娟, 张淳民, 赵葆常, 孙尧 2007 物理学报 **57** 6311]
- [50] Ye J Y, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 67 (in Chinese)[叶剑勇, 张淳民, 赵葆常, 李英才 2008 物理学报 **57** 67]
- [51] Ruan K, Zhang C M, Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5435 (in Chinese)[阮锴, 张淳民, 赵葆常 2008 物理学报 **57** 5435]
- [52] Jian X H, Zhang C M, Zhu B H, Zhao B C, Du J 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3499 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 祝宝辉, 赵葆常, 杜鹃 2008 物理学报 **57** 3499]
- [53] Wu J F, Zhang C M, Zhang Y T, Liu H C, Zhai X J 2008 *Chin. Phys. B* **17** 2504
- [54] Jian X H, Zhang C M, Zhao B C, Zhang L, Zhu L Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2286 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 赵葆常, 张霖, 朱兰艳 2009 物理学报 **58** 2286]
- [55] Bu Z C, Zhang C M, Zhao B C, Zhu H C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 2415 (in Chinese)[步志超, 张淳民, 赵葆常, 朱化春 2009 物理学报 **58** 2415]
- [56] Zhang C M, Zhu L Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 989 (in Chinese)[张淳民, 朱兰艳 2010 物理学报 **59** 989]
- [57] Wu J F, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034201
- [58] Zhu H C, Zhang C M, Jian X H 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 893 (in Chinese)[朱化春, 张淳民, 简小华 2010 物理学报 **59** 893]
- [59] Wang J C, Zhang C M, Zhao B C, Liu N 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 1625 (in Chinese)[王金婵, 张淳民, 赵葆常, 刘宁 2010 物理学报 **59** 1625]
- [60] Zhang C M, Liu N, Wu F Q 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 949 (in Chinese)[张淳民, 刘宁, 吴福全 2010 物理学报 **59** 949]
- [61] Yan X G, Zhang C M, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3123 (in Chinese)[严新革, 张淳民, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 3123]
- [62] Sun Y, Zhang C M, Du J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3863 (in Chinese)[孙尧, 张淳民, 杜鹃, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 3863]
- [63] Zhang C M, Huang W J, Zhao B C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 5479 (in Chinese)[张淳民, 黄伟健, 赵葆常 2010 物理学报 **59** 5479]
- [64] Jian X H, Zhang C M, Zhu B H, Ren W Y 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6131 (in Chinese)[简小华, 张淳民, 祝宝辉, 任文艺 2010 物理学报 **59** 6131]
- [65] Zhu H C, Zhang C M *Acta Phys. Sin.* **60** 074211 in Chinese 2011 **60** 074211 (in Chinese)[朱化春, 张淳民 2011 物理学报 **60** 074211]
- [66] Zhang C M, Ai J J, Ren W Y 2011 *Chin. Phys. B* **20** 20701
- [67] Zhu B H, Zhang C M, Jian X H, Zeng W F 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 090701 (in Chinese)[祝宝辉, 张淳民, 简小华, 曾文锋 2012 物理学报 **61** 090701]
- [68] Zhang X N, Zhang C M 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 104210

- [69] Zhang X N, Zhang C M, Ai J J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 030701 (in Chinese)[张宣妮, 张淳民, 艾晶晶 2013 物理学报 **62** 030701]
- [70] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Zhang L, Jian X H 2011 *J. Mod. Opt.* **58** 154
- [71] Mu T K, Zhang C M, Ren W Y, Jia C L 2012 *Opt. Lett.* **37** 3507
- [72] Mu T K, Zhang C M, Li Q W, Wei Y T, Chen Q Y, Jia C L 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 110705 (in Chinese) [穆廷魁, 张淳民, 李祺伟, 魏宇童, 陈清颖, 贾辰凌 2014 物理学报 **63** 110705]

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

Mu Ting-Kui<sup>†</sup> Zhang Chun-Min<sup>1)‡</sup> Li Qi-Wei Wei Yu-Tong  
Chen Qing-Ying Jia Chen-Ling

(Institute of Space Optics, Ministry of Education Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, School of Science, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

( Received 3 January 2014; revised manuscript received 20 February 2014 )

### Abstract

A static, compact, high optical throughput polarization-difference interference imaging spectrometer is presented. It is based on the combination of the angular shear of Wollaston prism and the lateral shear of Savart polariscope. Its remarkable characteristic is the simultaneous acquisition of the interferograms and two-dimensional images for the orthogonal polarization components of targets. Polarization spectral images of the components can be reconstructed using the algorithms of Fourier transformation and image fusion. A summation of the orthogonal polarization spectral images is equivalent to that of the conventional intensity spectral image. The difference is that the orthogonal polarization spectral images is named as polarization-difference spectral image. A higher contrast of the polarization-difference spectral image can not only provide more detailed texture information for the targets, but also can derive the size, concentration, and refractive index of elastic-scattered particles. The principle of polarization-difference interference imaging spectrometer is demonstrated in this paper. Expressions for interference intensities and theoretical simulation are presented. The mode for acquiring data is described. Approximate paraxial conditions of Fourier imaging lens for the formation of straight fringes are analyzed by using the Young's interference mode; and the influence factors for the visibility of fringes are analyzed. For the realization of a more compact system, the relationship between the collimating lens and imaging lens is analyzed in terms of optical field diffraction theory. The feasibility of the system is demonstrated by numerical simulation. This research can provide a novel development strategy for imaging spectropolarimeter.

**Keywords:** imaging spectrometer, interference, polarization, birefringent component

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

**DOI:** 10.7498/aps.63.110704

\* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20130201120047), the Fundamental Research Funds for the Central Universities of China (Grant No. xjj2013044), the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61275184), the National High Technology Research and Development Program of China (Grant No. 2012AA120211), the Natural Science Basic Research Plan in Shaanxi Province of China (Grant No. 2014JQ8362), and the Scientific Research Support Program for New Teacher of Xi'an Jiaotong University of China.

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [tkmu@mail.xjtu.edu.cn](mailto:tkmu@mail.xjtu.edu.cn)

<sup>‡</sup> Corresponding author. E-mail: [zcm@mail.xjtu.edu.cn](mailto:zcm@mail.xjtu.edu.cn)