

文章编号: 1001-3806(2020)03-0382-06

基于单平行分束器的偏光干涉系统

马丽丽, 牛明生, 苏富芳, 史萌, 吴闻迪, 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)

摘要: 为了克服常规偏光干涉系统中核心器件萨瓦板(Savart)偏光镜制作工艺复杂、装调难度高的缺点, 解决由于Savart偏光镜装调、加工误差造成的偏光干涉系统条纹混叠和调制度下降的问题, 采用了一种基于单平行分束器(SPBS)的偏光干涉系统的方法, 分析了系统的结构原理, 采用矩阵传递函数推导了经偏光干涉系统出射光的琼斯矩阵及相干叠加强度, 得出了和基于Savart偏光镜的干涉系统类似的干涉结果, 分析了系统光程差与入射角及入射面的变化关系, 并通过实验验证了理论分析的正确性。结果表明, 由于SPBS结构简单, 不需要多个单元组合, 所以不存在装调误差, 并且大幅度降低了加工误差。

关键词: 物理光学; 偏光棱镜; 偏光干涉; 单平行偏振分束器

中图分类号: O436.3 **文献标志码:** A **doi:**10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2020.03.020

Polarization interference system based on single polarization parallel beam splitter

MA Lili, NIU Mingsheng, SU Fufang, SHI Meng, WU Wendi, SONG Lianke

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

Abstract: In order to overcome the defects of Savart polarizer, which is the core device of polarizing interference system, such as complex fabrication process and high difficulty in assembling and adjusting, and to solve problems of interference fringe overlying and modulation decline caused by the assembling and processing errors of Savart polarizer, a method of a polarizing interference system based on a single parallel beam splitter (SPBS) was adopted. The structure and principle of this system were analyzed. Jones matrix and coherence intensity of the light exited from the polarizing interferometer system were derived by matrix transfer function. The interference effect is similar to that of the interferometer system based on Savart polarizer. The relationships between the optical path difference of the system and the incident angle and the incident surface were also analyzed. The correctness of the theoretical analysis was verified by experiments. The results show that because SPBS is simple in structure and not required Multiple unit combinations, there is no assembly error, and the processing error will be greatly reduced.

Key words: physical optics; polarizer; polarization interference; single parallel beam splitter

引言

偏光干涉系统可以对入射光的偏振信息进行检测^[1-2], 也可以和光谱技术、成像技术相结合, 对目标物体进行多维度探测, 提高系统的目标分辨能力。目前

三者已经可以实现有机结合, 形成偏振光谱成像系统^[3-5], 广泛应用于卫星遥感、植被监测、农业灾害预防以及军事等领域^[6-9]。偏光干涉系统在偏振光谱成像系统中相对独立, 主要包括萨瓦板(Savart)偏光棱镜和格兰棱镜, 其中格兰棱镜可以采用格兰-泰勒棱镜、格兰-汤姆逊棱镜等具有起偏和检偏作用的偏光棱镜^[10-12]。

Savart偏光棱镜是偏光干涉系统的核心组件, 要获得目标物体更多的偏振信息, 就需要尽可能地降低Savart偏光棱镜的加工误差^[13-14], 然而, 由于Savart偏光棱镜由多块偏光晶体部件胶合制作而成, 胶合过程中的各组成部分会产生装调误差, 每一个组成部分的

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(11104161); 山东省自然科学基金面上资助项目(ZR2018MD015); 山东省重点研发计划资助项目(2017GSF7125)

作者简介: 马丽丽(1977-), 女, 博士, 讲师, 主要从事激光偏光技术的研究。

E-mail: Lily_9981@126.com

收稿日期: 2019-04-24; 收到修改稿日期: 2019-11-22

加工误差都会叠加到 Savart 偏光棱镜中,造成 Savart 偏光棱镜总的加工误差很难做得很低。而为了满足偏光干涉系统对 Savart 偏光棱镜高精度的要求,不仅需要各个组成部件进行超高精度的加工,还要对各组成部分的相对位置进行精密调整、胶合,装调难度大,成品率低,对于特别高精度的 Savart 偏光棱镜需要进行筛选,这进一步降低了成品率。

为了满足偏光干涉系统对目标偏振信息的检测需求,同时降低核心器件的加工难度,提出了一种基于单平行分束器(single parallel beam splitter, SPBS)的偏光干涉系统,以 SPBS 替代 Savart 偏光棱镜。由于 SPBS 可以实现将入射光分为具有一定横向剪切量的两束传播方向平行的偏振光,两束光的光矢量振动方向相互垂直,和 Savart 偏光棱镜具有相同的作用效果,所以 SPBS 可以实现基于 Savart 偏光棱镜的偏光干涉效果。作者从理论上对基于 SPBS 的偏光棱镜系统的结构原理、作用效果进行了分析,得出了与基于 Savart 偏光棱镜偏光干涉相似的结果,并从实验上获取了干涉条纹,证明了理论分析的正确性。SPBS 为单元结构的偏光棱镜,不需要多个部分组合,有效避免了多个部分组合时带来的装调误差,另外,也可以避免多个组成部分引起的面形等加工误差的叠加,有效降低实际制作的偏光棱镜和理论设计之间的偏离,提高偏光干涉系统对目标判别的准确性。

1 基本原理

1.1 基于 SPBS 的偏光干涉系统结构

基于 SPBS 的偏光干涉系统结构如图 1 所示。包括前置准直系统、偏振棱镜 P_1 、SPBS、偏振棱镜 P_2 、成像物镜 L_3 以及探测器 CCD。前置准直系统由透镜 L_1 、光阑 M 和透镜 L_2 组成。 P_1 和 P_2 的透振方向在 x - O - y 面内,与 x 轴正方向的夹角分别是 θ_1 和 θ_2 ,SPBS 光轴方向在 x - O - z 面内,光经过前置准直光学系统进

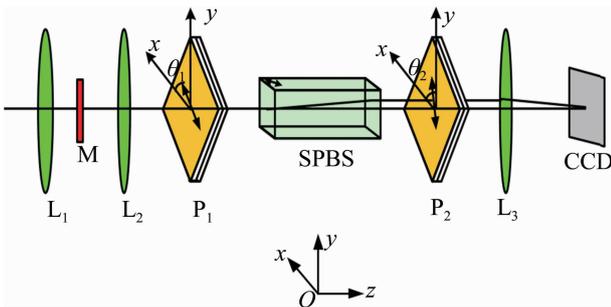


Fig. 1 Polarization interference system structural diagram based on a single parallel polarizing beam splitter

入 P_1 ,透射光变为光矢量振动方向与 x 轴成角 θ_1 的线偏振光,经过 SPBS 后,出射光分为两束光矢量振动方向互相垂直的两束线偏振光,两束光传输方向平行,并且具有一定的横向剪切差,两束光光矢量的振动方向分别沿 x 轴和 y 轴,通过检偏器 P_2 (光矢量振动方向为与 x 轴成角 θ_2)使两束线偏振光的振动方向相同,最后两束光经过会聚透镜 L_3 后,在其焦平面处形成干涉条纹^[15]。

1.2 理论推导

考虑起偏器 P_1 、检偏器 P_2 的透振方向与 x 轴夹角分别是 θ_1 和 θ_2 ,则二者对应的琼斯矩阵分别是 J_{P_1} 和 J_{P_2} ,SPBS 可以等效为两个正交线偏振器的组合,两个线偏振器的琼斯矩阵分别为 $J_{SPBS(0^\circ)}$ 和 $J_{SPBS(90^\circ)}$ 。若入射光为完全非偏振光,光强为 $2I_0$,通过起偏器 P_1 后,成为光强为 I_0 的线偏振光,光矢量振动方向是 θ_1 ,此时电场的 Jones 矢量可以表示为:

$$[\mathbf{E}(t)] = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \mathbf{E}(t) \cos\theta_1 \\ \mathbf{E}(t) \sin\theta_1 \end{bmatrix} \quad (1)$$

经过 SPBS 后被分为光矢量振动方向分别沿 x 轴和 y 轴的两束光,即 e 光和 o 光,经过检偏器 P_2 后的两束光的 Jones 矢量可以表示为:

$$\begin{cases} \mathbf{E}_1 = J_{P_2} J_{SPBS(0^\circ)} \exp(i\phi_x) \mathbf{E} \\ \mathbf{E}_2 = J_{P_2} J_{SPBS(90^\circ)} \exp(i\phi_y) \mathbf{E} \end{cases} \quad (2)$$

式中, $\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ 分别为 e 光和 o 光经过检偏器 P_2 的复振幅; ϕ_x, ϕ_y 分别为 e 光和 o 光经 SPBS 后所产生的相位延迟; \mathbf{E} 为经过起偏器 P_1 的光矢量 $\mathbf{E}(t)$ 的复振幅。将各偏振元件的 Jones 矩阵代入上式^[16],可得系统出射两束光的复振幅分别为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_1 &= J_{P_2(\theta_2)} J_{SPBS(0^\circ)} \exp(i\phi_x) \mathbf{E} = \\ & \begin{bmatrix} \cos^2\theta_2 & \sin\theta_2 \cos\theta_2 \\ \sin\theta_2 \cos\theta_2 & \sin^2\theta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \exp(i\phi_x) & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \\ & \cos\theta_1 \cos\theta_2 [E_x \cos\theta_1 + \\ & E_y \sin\theta_1] \exp(i\phi_x) \begin{bmatrix} \cos\theta_2 \\ \sin\theta_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_2 &= J_{P_1(\theta_2)} J_{SPBS(90^\circ)} \exp(i\phi_y) \mathbf{E} = \\ & \begin{bmatrix} \cos^2\theta_2 & \sin\theta_2 \cos\theta_2 \\ \sin\theta_2 \cos\theta_2 & \sin^2\theta_2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & \exp(i\phi_y) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \\ & \cos\theta_1 \cos\theta_2 [E_x \cos\theta_1 + \\ & E_y \sin\theta_1] \exp(i\phi_y) \begin{bmatrix} \cos\theta_2 \\ \sin\theta_2 \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (4)$$

$\mathbf{E}_1, \mathbf{E}_2$ 两束光满足相干条件,发生干涉,在 CCD

上两束光叠加后的强度为:

$$I = \langle \mathbf{E}^\dagger \mathbf{E} \rangle = \langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^* (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2) \rangle = [\cos^2 \theta_1 \cos^2 \theta_2 + \sin^2 \theta_1 \sin^2 \theta_2] \times [I_x \cos^2 \theta_1 + I_y \sin^2 \theta_2] + 2 \cos \theta_1 \cos \theta_2 \times \sin \theta_1 \sin \theta_2 [I_x \cos^2 \theta_1 + I_y \sin^2 \theta_2] \cos \phi \quad (5)$$

式中, $I_x = \langle E_x^* E_x \rangle$, $I_y = \langle E_y^* E_y \rangle$, $\phi = \phi_x - \phi_y$ 是两束光的相位差, 上标 \dagger 表示厄米共轭, 上标 $*$ 表示复共轭。

对于 θ_1 和 θ_2 的取值, 由(5)式可知, 当 θ_1 和 θ_2 取 0° 或 90° 时, CCD 上光强分布一致, 干涉条纹可见度为 0, 观测不到干涉条纹, 只有当 $\theta_1, \theta_2 \in (-\pi/2, 0) \cup (0, \pi/2)$ 时, CCD 上的光强分布不再一致, 会呈现出明暗条纹分布, 干涉条纹的可见度不再为 0, 当 $|\theta_1| = |\theta_2| = \pi/4$ 时, 明暗条纹之间的光强差别达到最大, 对应的干涉条纹可见度也达到最大, 在 CCD 上观察到最清晰的干涉条纹。

基于 SPBS 和基于 Savart 偏光棱镜的偏光干涉系统结构相比较, 由于 Savart 偏光棱镜由前后两部分组成, 理想情况下, 两部分的光轴应该严格呈 90° , 但在实际加工过程中, 不可能做到严格的 90° , 会存在一定的角度误差^[17], 假设棱镜后半部分的光轴和前半部分的不垂直, 偏离角度为 α , 如图 2 所示。

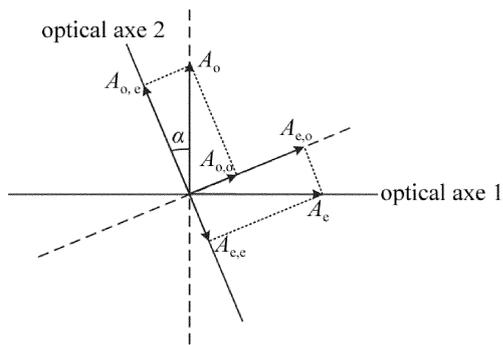


Fig. 2 Diagram of optical axes deviation from vertical direction between the Savart prism front and back parts

光经过棱镜第一部分后, 光分解为光矢量相互垂直的两束光(o光和e光), 两束光的光矢量的大小相等, 即满足:

$$A_o = A_e = A_1 \quad (6)$$

经过第二部分后, A_o 和 A_e 分别向光轴 2 和垂直于光轴 2 的方向投影, 得到经过第二部分后沿光轴 2 的光矢量 $A_{e,2}$ 的大小为:

$$A_{e,2} = A_{o,e} - A_{e,e} = A_o \cos \alpha - A_e \sin \alpha = A_1 (\cos \alpha - \sin \alpha) \quad (7)$$

同样, 经过第二部分后沿光轴 2 的光矢量 $A_{o,2}$ 的大小为:

$$A_{o,2} = A_{o,o} + A_{e,o} = A_o \sin \alpha + A_e \cos \alpha = A_1 (\sin \alpha + \cos \alpha) \quad (8)$$

$A_{e,2}$ 和 $A_{o,2}$ 在 45° 方向在进行投影, 由于二者不相等, 所以干涉后的光强的极大值 $I_{i,max}$ 和极小值 $I_{i,min}$ 分别表示为:

$$I_{i,max} = A_1^2 [(\cos \alpha + \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha - \sin \alpha)^2] + 2A_1^2 (\cos \alpha + \sin \alpha) (\cos \alpha - \sin \alpha) = 2A_1^2 [\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha] = 4A_1^2 \cos^2 \alpha \quad (9)$$

$$I_{i,min} = A_1^2 [(\cos \alpha + \sin \alpha)^2 + (\cos \alpha - \sin \alpha)^2] - 2A_1^2 (\cos \alpha + \sin \alpha) (\cos \alpha - \sin \alpha) = 2A_1^2 [\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha] = 4A_1^2 \sin^2 \alpha \quad (10)$$

所以干涉条纹可见度:

$$V = \frac{I_{i,max} - I_{i,min}}{I_{i,max} + I_{i,min}} = \frac{\cos^2 \alpha - \sin^2 \alpha}{\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha} = \cos(2\alpha) \quad (11)$$

可以看到, 光轴偏离角 α 越大, 可见度越低, 并且 α 越大, 可见度的下降速度越快。当光轴偏离角为 1° 时, 对应的可见度会下降 0.02%, 而当光轴偏离角为 5° 时, 对应的可见度就会下降 0.38%。

以上仅仅分析了 Savart 偏光棱镜前后两部分光轴在同一平面内但不垂直的情况, 二者如果不在同一平面内, 情况会更加复杂, 并且棱镜的两部分相胶合时, 胶合面的面型偏差也会增大系统误差, 胶合层的应力不均匀产生的折射率分布不均匀也会影响干涉成像效果, 另外, 前后两个部分加工和安装误差也会引起光路失配, 导致色散现象, 特别对于复色光, 将产生较大的影响, 以上因素在 SPBS 中均不存在, 所以基于 SPBS 的偏光干涉系统的系统误差要小于基于 Savart 偏光棱镜的系统。

1.3 SPBS 特性分析

采用负单轴冰洲石晶体制作 SPBS, 冰洲石材料具有较大的双折射率, 并且透过率高, 具有稳定的物理、化学性质, 是制作高性能偏光器件的首选材料^[18-20]。假设 SPBS 主截面在 $x-O-z$ 平面内, 光轴方向与 z 轴正方向成 ψ 角, 如图 3 所示, 自然光正入射 SPBS 后分成 o 光和 e 光, 经过 SPBS 后, 两束光传播方向平行, 光束中心拉开一定的横向距离, 形成剪切差 d 。

t 为 SPBS 的长度, i 为入射角, 光进入晶体后 o 光和 e 光的折射角分别是 φ, φ' , 满足:

$$\sin i = n_o \sin \varphi \quad (12)$$

$$\sin i = n_e' \sin \varphi' \quad (13)$$

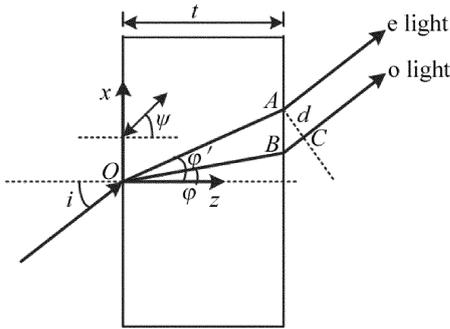


Fig. 3 Schematic diagram of SPBS optical path

式中, n_o 为 o 光的主折射率, n_e' 为 e 光的折射率。 n_e' 由 Snell 定律给出:

$$\frac{1}{n_e'^2} = \frac{\sin^2 \theta}{n_e'^2} + \frac{\cos^2 \theta}{n_o^2} \quad (14)$$

式中, θ 为光波法线方向与晶体光轴之间的夹角。

所以由 SPBS 产生的 e 光、o 光之间的光程差 Δ 可以表示为:

$$\begin{aligned} \Delta &= OA \cdot n_e' - (OB \cdot n_o + BC) = \\ &= \frac{t}{\cos \varphi'} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi'} - \frac{t}{\cos \varphi} \cdot \frac{\sin i}{\sin \varphi} - \\ &= t \sin i (\tan \varphi' - \tan \varphi) = t \sin i (\cot \varphi' - \cot \varphi) \end{aligned} \quad (15)$$

式中, OA 为 e 光在 SPBS 中经过的距离, OB 为 o 光在 SPBS 中经过的距离, BC 为经过 SPBS 后 o 光和 e 光由于出射位置不同带来的光程差。

考虑更一般的光入射情况, 如图 4 所示。设 $ABMO$ 为包含光轴 $O\eta$ 的主截面, $OCDM$ 为包含 e 光 (ON) 的入射面, 设入射面与主截面之间的夹角为 ω , ψ 为光轴与晶体入射端面的法线 OM 夹角, 设 $\hat{i}, \hat{j}, \hat{u}, \hat{v}, \hat{k}$ 为单位矢量, 满足 $\hat{i} \perp \hat{k}, \hat{j} \perp \hat{k}$, 两个面 $ABMO$ 和 $OCDM$ 的夹角 (即 \hat{i} 和 \hat{j} 正向夹角) 为 ω , 则:

$$\begin{aligned} \cos \theta &= \hat{u} \cdot \hat{v} = (\hat{i} \sin \varphi' + \hat{k} \cos \varphi') \cdot \\ &= (\hat{j} \sin \psi + \hat{k} \cos \psi) = \cos \omega \sin \varphi' \sin \psi + \cos \varphi' \cos \psi \end{aligned} \quad (16)$$

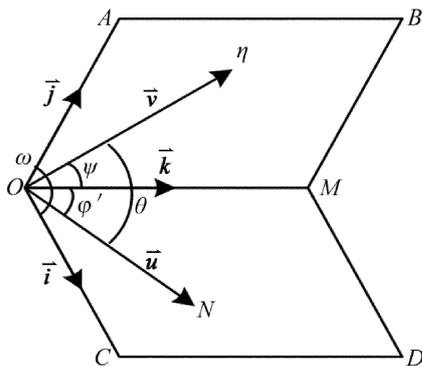


Fig. 4 Schematic diagram when there is an angle ω between the main section and the incident plane

由 (13) 式 ~ (16) 式可得:

$$\begin{aligned} \Delta &= \Delta_{\text{SPBS}} = t [\sin i \cot \varphi' - \sin i \cot \varphi] = \\ &= t \left\{ \frac{1}{C_0} - \frac{1}{b} + \frac{(a^2 - b^2) \sin \psi \cos \psi \cos \omega}{C_0^2} \sin i + \right. \\ &= \frac{\sin^2 i}{2} \left[\left(b - \frac{a^2}{C_0} \right) \sin^2 \omega + \left(b - \frac{a^2 b^2}{C_0^3} \right) \cos^2 \omega \right] + \\ &\quad \left. \text{term in } \sin^4 i, \text{ etc} \right\} \end{aligned} \quad (17)$$

式中, $a^2 = 1/n_e'^2, b^2 = 1/n_o^2, C_0^2 = a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi$, 上式中含有常数项, 导致了只有在单色光情况下干涉条纹方能被观察到, 通常情况下, 复色光作为光源产生的干涉条纹看不见。

一般入射角 i 比较小, 略去 $\sin i$ 的高次项, 得到:

$$\Delta = t \left[\frac{a^2 - b^2}{a^2 + b^2} (\cos \omega + \sin \omega) \sin i \right] \quad (18)$$

式中, $\sin i$ 的系数即为厚度为 t 的 SPBS 的横向剪切量 d , 即:

$$d = t \left[\frac{a^2 - b^2}{a^2 \sin^2 \psi + b^2 \cos^2 \psi} \sin \psi \cos \psi \cos \omega \right] \quad (19)$$

图 3 中 e 光和 o 光的剪切量在 $x-O-z$ 平面内, 考虑到最大剪切差及加工难易程度, 通常情况下取 $\psi = 45^\circ$, 并且使入射面与主截面重合 ($\omega = 0^\circ$), 此时的剪切量 d 为:

$$d = \frac{(a^2 - b^2)t}{a^2 + b^2} \quad (20)$$

SPBS 长度 $t = 25\text{mm}$, 光程差 Δ_{SPBS} 随入射角 i 和入射面与主截面夹角 ω 的变化如图 5 所示。由图中看出, 在正入射时, o 光和 e 光的光程差不是最大的, 且相位差变化并不关于 0° 入射对称, 提示在调整光路时需注意。图 6a 所示为 $\omega = 0^\circ$ 、入射角在 $\pm 6^\circ$ 范围内变化时相位差的变化情况; 图 6b 所示为 $\omega = 90^\circ$ 、入射角在 $\pm 6^\circ$ 范围内相位差的变化情况。在 SPBS 通光孔径足够大的情况下, 为增大相位差, 可适当调整入射角的大小以满足需求。

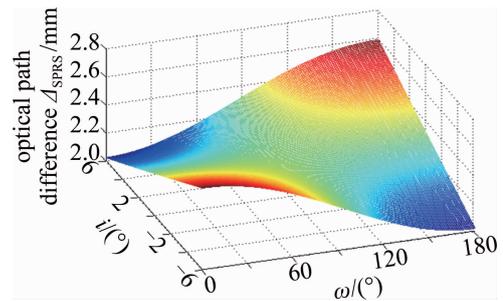


Fig. 5 Optical path difference Δ_{SPBS} changing with i and ω

采用单平行分束器, 不同于以往 Savart 板作为分光器件, 其优点归纳起来有 3 个方面: (1) 易于加工,

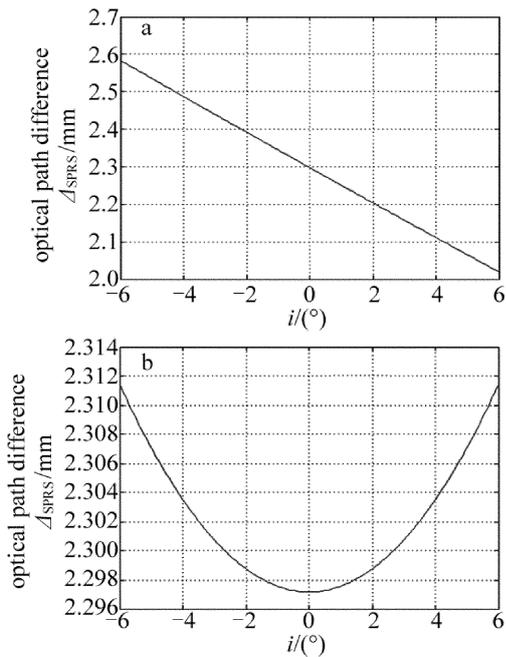


Fig. 6 a—curve of optical path difference changing with incidence angle when $\omega = 0^\circ$ b—curve of optical path difference changing with incidence angle when $\omega = 90^\circ$

在方解石原石上加工成品难度下降,而 Savart 板由两块单板粘合而成,单板加工精度要一致,并且粘时光轴对准精度要求高;(2)误差减小,单平行分束器只需光轴与晶体通光面方向严格 45° ,而 Savart 板需要两块单板光轴方向同时满足要求,另外粘合时胶水也会增加不确定因素,因而误差会大大增加;(3)有效防止色散影响,两个半块加工误差会导致光路不匹配,引起色散,而单块晶体不存在这一问题。

2 实验结果

实验光源为 He-Ne 激光(波长为 632.8nm),偏振器 P_1 和 P_2 均为格兰-泰勒棱镜,消光比优于 10^{-5} ,偏振方向 $\theta_1 = \theta_2 = 45^\circ$,SPBS 长度 $t = 25\text{mm}$,室温 o 光、e 光在晶体中折射率 $n_o = 1.6557, n_e = 1.4852^{[21]}$ 。会聚透镜焦距 $f_3 = 54\text{mm}$,探测器 CCD 单帧分辨率为 1376×1032 ,像元尺寸大小为 $6.45\mu\text{m} \times 6.46\mu\text{m}$,有效光谱响应范围 $400\text{nm} \sim 800\text{nm}$ 。

图 7a 为理论模拟图,出现明暗相见的干涉条纹,图 7b 是 CCD 处于距检偏器 54mm 处的图像,模拟干涉图与实际成像效果基本一致。由于激光相干性好,出现散斑,对干涉条纹形貌稍有影响。

图 8 是 Savart 棱镜的偏振干涉图^[18]。因棱镜放置方向不同而干涉条纹方向不同,但成像效果与用 SPBS 为分光元件的差别不大。

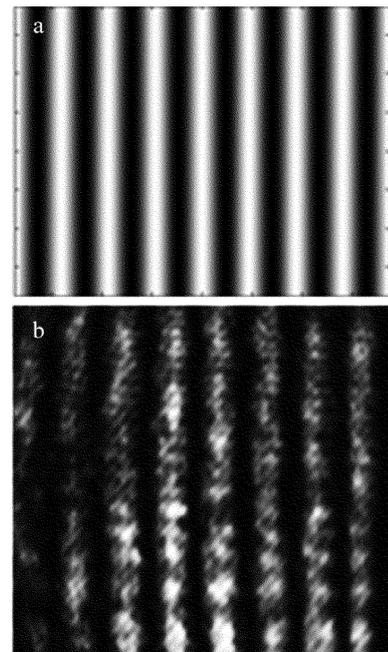


Fig. 7 a—the theoretical interference image b—image taken by CCD

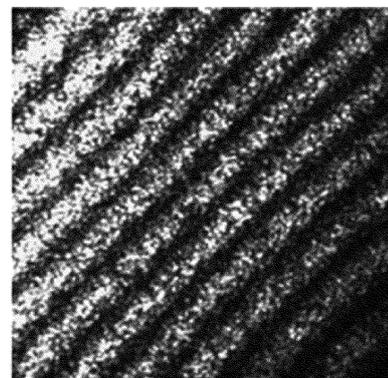


Fig. 8 Interference image of Savart polarizer

3 结论

采用 SPBS 构成的偏光干涉系统的工作原理,通过数值计算给出了偏光干涉图像,设计了实验,得到了基于 SPBS 的偏光干涉系统的干涉图像,和理论计算的进行对比,二者一致,验证了理论分析的正确性,从理论和实验上证明 SPBS 可以用于偏光干涉系统,替代常用的萨瓦板,并且,SPBS 与 Savart 板相比较,避免了多个双折射晶体组成部分组合带来的误差,另外,减少了多个通光面对入射光的累积误差,有利于提高偏光干涉系统的精度。

参考文献

- [1] YANG J Sh, HAN P G, YAN J F, *et al.* Analysis of beam-splitting characteristics of Wollaston-type polarizing prisms[J]. *Laser Technology*, 2018, 42(2):249-253(in Chinese).
- [2] YANG H L, SONG L K, WANG R X, *et al.* Design of the α -BBO

- crystal Wollaston prism-based on the imaging spectrometer[J]. *Laser Technology*, 2014, 38(1):79-82(in Chinese).
- [3] KUDENOV M W, JUNGWIRTH M E L, DERENIAK E L, *et al.* White light Sagnac interferometer for snapshot linear polarimetric imaging[J]. *Optics Express*, 2009, 17(25): 22520-22534.
- [4] YUAN X P, ZHANG D W, WANG Ch, *et al.* Research progress in human tissue detection technologies based on reflection hyperspectra [J]. *Optical Instruments*, 2017, 39(1): 73-80(in Chinese).
- [5] MURAKAMI N, BABA N. Common-path lateral-shearing nulling interferometry with a Savart plate for exoplanet detection[J]. *Optics Letters*, 2010, 35(18):3003-3005.
- [6] ABDELSALAM I G D. Rough surface characterization using off-axis digital holographic microscopy compensated with self-hologram rotation [J]. *Current Applied Physics*, 2018, 18(11): 1261-1267.
- [7] CAO Q, ZHANG J, DEHOOG E, *et al.* Demonstration of snapshot imaging polarimeter using modified Savart polariscopes[J]. *Applied Optics*, 2016, 55(5): 954-959.
- [8] LIU X J, LIU L Y, LI X Zh, *et al.* Comparison on classification results based on data of TG-1 and HJ-1CCD[J]. *Remote Sensing Information*, 2013, 28(3):74-79(in Chinese).
- [9] ZHANG J, YUAN C A, HUANG G H, *et al.* Acquisition of a full-resolution image and aliasing reduction for a spatially modulated imaging polarimeter with two snapshots[J]. *Applied Optics*, 2018, 57(10):2376-2382.
- [10] WATANABE A, FURUKAWA H. High-resolution and high-throughput multichannel Fourier transform spectrometer with two-dimensional interferogram warping compensation[J]. *Optics Communications*, 2018, 413:8-13.
- [11] ROLAND A T, JUAN P T, VALERIO P. Technique for generating periodic structured light beams using birefringent elements[J]. *Optics Express*, 2018, 26(22): 28938-28947.
- [12] BU M M, NIU M Sh, WANG T, *et al.* Dual four-channel simultaneous interference imaging spectrometer [J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(8): 811001(in Chinese).
- [13] WANG T, NIU M Sh, BU M M, *et al.* Polarization-difference imaging system with adjustable optical path and its characteristics[J]. *Acta Optica Sinica*, 2017, 37(7): 711001(in Chinese).
- [14] MU T, ZHANG C, ZHAO B. Principle and analysis of a polarization imaging spectrometer[J]. *Applied Optics*, 2009, 48(12):2333-2339.
- [15] BORE M, WOLF E. Principles of optics[M]. 7th ed. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2009:23(in Chinese).
- [16] YAN J X, WEI G H, HA L Zh, *et al.* Matrix optics[M]. Beijing: Weapon Industry Press, 1995:144-186(in Chinese).
- [17] HOU T, CAO F L, ZHANG R Zh. Effect of polarization error on combining efficiency of coherent polarization beam[J]. *Laser Technology*, 2018, 42(4):572-576(in Chinese).
- [18] FU Y D, WU F Q, NING G Y. Characteristics of splitting angles of micro-angle beam splitting polarization prisms[J]. *Laser Technology*, 2017, 41(3): 402-405 (in Chinese).
- [19] SUN D, WU F Q, YUE Z Y, *et al.* Design and performance analysis of double semarmont prism[J]. *Optics & Optoelectronic Technology*, 2015, 13(6): 100-104(in Chinese).
- [20] WU F Q, WU W D, SU F F, *et al.* Study on colour fading and optical properties of Iceland crystal[J]. *Acta Optica Sinica*, 2015, 35(9): 916004(in Chinese).
- [21] MU T, ZHANG C, REN W, *et al.* Interferometric verification for the polarization imaging spectrometer[J]. *Journal of Modern Optics*, 2011, 58(2):154-159.