

文章编号: 0253-2239(2005)07-885-6

萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的精确计算*

吴 磊¹ 张淳民¹ 袁 艳² 赵葆常²

(¹ 西安交通大学理学院, 西安 710049
² 中国科学院西安光机所, 西安 710068)

摘要: 研制了基于萨伐尔偏光镜的稳态偏振干涉成像光谱仪(SPIIS), 阐述了其分光机理。应用光线追迹法以及光线折射率的概念, 分析了计算光在双折射横向剪切分束器——萨伐尔(Savart)偏光镜中的传播规律和光线路径; 给出了任意角度入射时, 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的理论计算公式。较目前所报道的, 仅给出入射面与主截面平行时横向剪切量的特殊情况, 具有更普遍的指导意义; 为新型偏振干涉成像光谱仪的设计、研制、调试和工程化提供重要理论和实践指导。

关键词: 几何光学; 单轴晶体; 偏振干涉成像光谱仪; 萨伐尔偏光镜; 横向剪切量; 光程差; 光线追迹

中图分类号: O734 文献标识码: A

Exact Calculation of the Lateral Displacement and Optical Path Difference of Savart Polariscopes

Wu Lei¹ Zhang Chunmin¹ Yuan Yan² Zhao Baochang²

(¹ School of Science, Xian Jiaotong University, Xian 710049
² Xian Institute of Optics and Precision Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Xian 710068)

Abstract: The shearing principle of Savart polariscope in the static polarization interference imaging spectrometer (SPIIS) is presented and the exact expression of the lateral displacement and optical path difference (OPD) are deduced by ray-tracing method and the notion of ray index at random incidence angle. The theoretical and practical guidance are thereby provided for the study, design, modulation, experiment and engineering of the polarization interference imaging spectrometers.

Key words: geometrical optics; uniaxial crystal; polarization interference imaging spectrometer; Savart polariscope; lateral displacement; optical path difference; ray tracing

1 引 言

早期的干涉成像光谱仪大多是以迈克耳逊干涉仪为原型的时间调制型干涉成像光谱仪(TMII)。这类仪器均需高精度的动镜驱动系统运动一个周期以完成对干涉图的采样, 实时性不好^[1,2], 不适合快速变化光谱测量。随着面阵探测器的飞速发展, 在克服其缺点的基础上, 出现了空间调制干涉成像光谱技术(SMII)或数字阵列扫描干涉成像光谱技术(DASI)。具有代表性的方案有两类: 一类是基于变形的萨尼亚克(Sagnac)干涉仪为分光元件的成像光

谱仪^[3]; 另一类是以双折射晶体为分光元件的成像光谱仪^[4]。

空间调制干涉成像光谱仪都使用入射狭缝, 以获取狭缝宽度方向上足够高的空间分辨率, 不适合远距离目标和微弱信号的探测。为了克服上述缺点, 2000年, 张淳民等^[5~10]提出了时空混合的新型偏振干涉成像光谱技术, 并研制了基于萨伐尔偏光镜的稳态偏振干涉成像光谱仪(SPIIS)和稳态大视场偏振干涉成像光谱仪(SLPIIS)。取掉了空间干涉成像光谱仪所需的入射狭缝, 代之以视场光阑, 从

* 国家自然科学基金(40375010, 60278019)和陕西省科技攻关项目(2001K06-G12)资助课题。

作者简介: 吴 磊(1980~), 男, 云南泸西人, 西安交通大学硕士研究生, 主要从事成像光谱技术研究。

E-mail: wule@mailst.xjtu.edu.cn

收稿日期: 2004-07-15; 收到修改稿日期: 2005-01-20

而具有超小型、高稳态、大视场和高通量等显著特点;同时克服了航天遥感器中普遍存在的探测器对不同偏振度的偏振光响应效率不同的缺点。因此在军事、国家安全、航空航天、资源普查、环境保护、天文学、地球科学以及上层大气风场测量等方面具有广阔的应用前景^[11]。

偏振干涉成像光谱仪的核心是偏振干涉仪,基于双折射晶体为分光元件的偏振干涉仪可分为以沃拉斯顿(Wollaston)棱镜为基础的角剪切干涉仪^[12~14]和以萨伐尔偏光镜为代表的横向剪切干涉仪^[15,16]。沃拉斯顿棱镜的远场条纹是双曲线,不利于光谱复原;而以萨伐尔偏光镜为分光元件的偏振干涉成像光谱仪,其远场条纹为直条纹,便于光谱复原。文献^[18]用波矢折射率和波矢在晶体中的几何路程计算了光程差,且只给出了入射面与萨伐尔偏光镜主截面平行这一特殊情况下的横向剪切量。本文应用光线追迹法以及光线折射率^[17]的概念,分析计算了光在双折射横向剪切分束器——萨伐尔偏光镜中的传播规律和光线路径,得出了入射面与萨伐尔偏光镜主截面成任意角度时,横向剪切量和光程差的精确计算公式,对偏振干涉成像光谱仪的研究、设计、调试和应用都有重要的意义。

2 稳态偏振干涉成像光谱仪(SPIIS)分光机理

图 1 是稳态偏振干涉成像光谱仪原理图,其核心部分是偏振干涉仪,主要由萨伐尔偏光镜、起偏器 P_1 和检偏器(分析器) P_2 组成。其主要作用是进行横向剪切。自然光经过前置光学系统(准直透镜 L_1 和 L_2)射入 P_1 后,变为沿 P_1 偏振化方向的线偏振光,经萨伐尔偏光镜被剪切成两束振动面相互垂直的线偏振光,通过检偏器后变成振动方向完全一致的两束线偏振光,经成像镜 (L_3) 后在探测器上相遇,形成干涉图样和目标像。对于干涉图进行傅里叶变换,即可得到入射光的光谱信息。

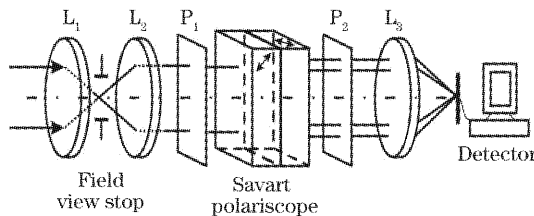


图 1 稳态偏振干涉成像光谱仪原理图

Fig. 1 Optical diagram and system configuration of SPIIS

萨伐尔偏光镜由两块厚度均为 t 的单轴负晶(或正晶)萨伐尔板制成,如图 2 所示。左板主截面在纸平面(xy 平面)内,光轴与 x 、 z 轴正向成 $\pi/4$ 角;右板主截面垂直于左板主截面,光轴与 y 、 z 轴正向均成角。 P_1 、 P_2 的偏振化方向相同,均与 x 、 y 轴正向成 $\pi/4$ 角,这样可使剪切量最大^[18]。

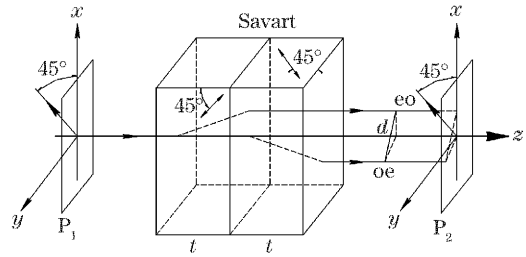


图 2 萨伐尔偏光镜(正单轴晶体)

Fig. 2 Savart polariscope (positive uniaxial crystal)

3 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的计算

3.1 光在单轴晶体中的传播规律

一束光从各向同性介质入射到单轴晶体,在晶体内产生两束折射光线, o 光和 e 光。电磁场边界条件要求折射波波矢(波法线)应位于入射面内,并且沿晶体界面它们的切向分量相等。因此 e 光波矢位于入射面内,而 e 光光线(能流方向)以离散角偏离 e 光波矢方向。但 e 光波矢、光线和光轴三者共面,且满足关系式^[19]:

$$n_i \sin i = n_o \sin r_o = n'_e(\theta) \sin \theta_e, \quad (1)$$

$$n'_e(\theta) = \frac{n_o n_e}{\sqrt{n_e^2 \cos^2 \theta + n_o^2 \sin^2 \theta}}, \quad (2)$$

$$\tan \xi = \frac{n_o^2 \tan \theta}{n_e^2}, \quad (3)$$

$$\tan \alpha = \tan(\xi - \theta) = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \tan \theta}{n_e^2 + n_o^2 \tan^2 \theta}, \quad (4)$$

其中 n_i 为各向同性介质折射率, i 为入射角, n_o 、 n_e 为晶体主折射率, r_o 为 o 光折射角, θ_e 为 e 光波矢折射角, $n'_e(\theta)$ 为相应的 e 光波矢折射率,随 e 光波矢和光轴的夹角 θ 变化。 ξ 为 e 光光线(能流)方向与光轴的夹角。 α 为离散角,即 e 光波矢方向和 e 光光线方向之间的夹角。(4) 式的正负可判定 e 光光线方向相对于 e 光波矢方向是靠近还是远离光轴方向。

为方便计算,选取主截面(即晶体界面法线与光轴所决定的平面)坐标系,见图 3 所示。图中 i 为入射角, x 轴为晶体界面法线, xoz 平面为晶体主截面,光轴的方向余弦为 $w = (\cos \beta, 0, \sin \beta)$ 。令入射面与晶

体主截面的夹角为 ω ，则 e 光波矢方向可表示为 $\mathbf{k}_e = (\cos \theta_e, \sin \omega \sin \theta_e, \cos \omega \sin \theta_e)$ ，e 光波矢与光轴的夹角为

$$\cos \theta = \mathbf{k}_e \cdot \mathbf{w} = \cos \beta \cos \theta_e + \sin \beta \cos \omega \sin \theta_e, \quad (5)$$

将(5)式代入(1)式、(2)式可得

$$\tan \theta_e = \frac{n_i A \sin i}{n_o \sqrt{n_e^2 A - [A - (n_o^2 - n_e^2) \sin^2 \beta \cos^2 \omega] n_i^2 \sin^2 i + n_i (n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta \cos \omega \sin i}}, \quad (6)$$

其中 $A = n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta$ 。

仿照文献[20]的方法，考虑到 e 光波矢、e 光光线与光轴三者共面，可设它们的方向满足

$$\mathbf{s}_e = \eta \mathbf{k}_e + \lambda \mathbf{w}, \quad (7)$$

又知 $\mathbf{s}_e \cdot \mathbf{k}_e = \cos \alpha, \mathbf{s}_e \cdot \mathbf{w} = \cos \xi, |\mathbf{s}_e| = 1$ ，故

$$\eta \cos \theta + \lambda = \cos \xi, \quad (8)$$

$$\eta^2 + \lambda^2 + 2\eta\lambda \cos \theta = 1, \quad (9)$$

由(8)式和(9)式可得

$$\eta = \frac{n_o^2 \cos \xi}{n_e^2 \cos \theta} \quad (\eta \text{ 只取正值}), \quad (10)$$

$$\lambda = (1 - n_o^2/n_e^2) \cos \xi, \quad (11)$$

(10)式、(11)式代入(7)式可得 e 光光线方向为

$$\mathbf{s}_e = (\eta \cos \theta_e + \lambda \cos \beta) \mathbf{e}_x + (\eta \sin \omega \sin \theta_e) \mathbf{e}_y + (\eta \cos \omega \sin \theta_e + \lambda \sin \beta) \mathbf{e}_z, \quad (12)$$

或用角度表示为

$$\cos r_e = \cos(s_{ex}), \quad (13)$$

$$\tan \omega_e = \frac{s_{ey}}{s_{ez}} = \frac{n_o^2 \sin \omega \tan \theta_e}{(n_o^2 \cos^2 \beta + n_e^2 \sin^2 \beta) \cos \omega \tan \theta_e - (n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta}, \quad (14)$$

其中 r_e 为 e 光光线方向和晶体界面法线的夹角，即 e 光光线折射角； ω_e 为 e 光光线折射面和晶体主截面的夹角。

3.2 单个萨伐尔板横向剪切量和光程差的计算

图 4 为单个萨伐尔板(负晶体)。图中 ω 为入射面(kox 平面)与晶体主截面(xoz 平面)的夹角， \overrightarrow{OW} 为光轴方向， \overrightarrow{OJ} 为 o 光光线方向， \overrightarrow{OK} 为 e 光波法线方向， \overrightarrow{OS} 为 e 光光线方向， \overrightarrow{JH} 和 \overrightarrow{SM} 分别为 o 光和 e 光光线的出射光线方向， \overrightarrow{SN} 为两出射光线之间的距离， $\overrightarrow{SN} \perp \overrightarrow{JH}$ 。 \overrightarrow{SN} 即单个萨伐尔板的横向剪切量(lateral displacement)。由几何知识可得

$$\overrightarrow{JS} = \overrightarrow{OS} - \overrightarrow{OJ} = t(\tan r_e \sin \omega_e - \tan r_o \sin \omega) \mathbf{e}_y + t(\tan r_e \cos \omega_e - \tan r_o \cos \omega) \mathbf{e}_z, \quad (15)$$

又知出射光线与入射光光线平行，即

$$\frac{\overrightarrow{JH}}{|\overrightarrow{JH}|} = \cos i \mathbf{e}_x + \sin \omega \sin i \mathbf{e}_y + \cos \omega \sin i \mathbf{e}_z, \quad (16)$$

因此

$$\overrightarrow{JN} = \frac{\overrightarrow{JS} \cdot \overrightarrow{JH}}{|\overrightarrow{JH}|} = t \sin i [\tan r_e \cos(\omega_e - \omega) - \tan r_o], \quad (17)$$

由(15)式和(17)式可得横向剪切量为

$$d = \overrightarrow{SN} = \sqrt{(\overrightarrow{JS})^2 - (\overrightarrow{JN})^2} = t \sqrt{\tan^2 r_e \sin^2(\omega_e - \omega) + [\tan r_e \cos(\omega_e - \omega) - \tan r_o]^2 \cos^2 i}. \quad (18)$$

特别地，当入射面与晶体主截面重合($\omega=0$ 或 $\omega=\pi$)时，e 光折射光线也位于入射面。对负晶体， $\omega=0$ ，

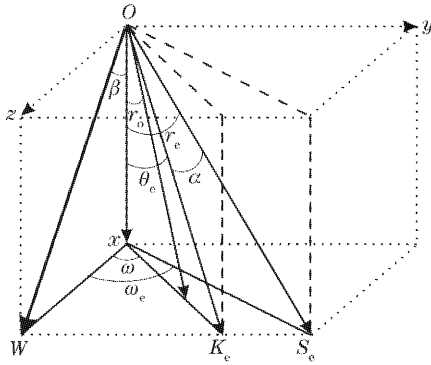


图 3 双折射晶体中波矢和光线的折射方向
Fig. 3 Ordinary and extraordinary wave vectors and Poynting vectors in the birefringent crystal

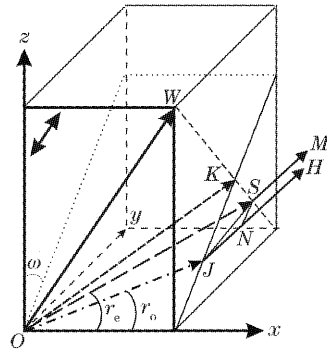


图 4 单个萨伐尔板横向剪切量和光程差的计算
Fig. 4 Calculation of the lateral displacement and optical path difference for a Savart plate

入射角 i 很小时, e 光折射光线与入射光线位于晶体表面法线同侧(即 $\omega_e = \pi$); 而 $\omega = \pi$ 时, e 光折射光线与入射光线位于晶体表面法线异侧(即 $\omega_e = \omega = \pi$), 见图 5 所示。由(12)式可得

$$\tan r_e = \frac{\lambda \sin \beta \pm \eta \sin \theta_e}{\eta \cos \theta_e + \lambda \cos \beta}, \quad (19)$$

式中 $\omega = 0$ 时取“-”号, $\omega = \pi$ 时取“+”号。

把(5)式、(10)式和(11)式代入(19)式, 可得

$$\tan r_e = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta \sqrt{n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta - n_i^2 \sin^2 i} \pm n_o n_e n_i \sin i}{(n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta) \sqrt{n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta - n_i^2 \sin^2 i}}, \quad (20)$$

(20)式 $\omega = 0$ 时取“-”号, $\omega = \pi$ 时取“+”号。

把(20)式代入(18)式, 舍去 $\sin i$ 的高次项可得

$$d = \frac{(n_o^2 - n_e^2) \cos \beta \sin \beta}{n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta} t \cos i \pm \left[\frac{n_o n_e}{(n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta)^{3/2}} - \frac{1}{n_o} \right] t \cos i \sin i, \quad (21)$$

式中 $\omega = 0$ 时取“-”号, $\omega = \pi$ 时取“+”号。

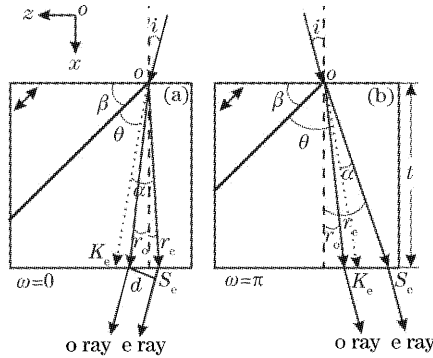


图 5 (a)入射光线与 e 光折射光线位于晶体表面法线同侧, (b)入射光线与 e 光折射光线位于晶体表面法线异侧
Fig. 5 Incident ray and extraordinary ray lies to the same side of the normal of crystal surface (a) and lies to the other side of the normal of crystal surface (b)

晶体中的光程差要用光线折射率或能流折射率来计算, 光线折射率为^[17]

$$n'_{ie}(\theta) = n'_e(\theta) \cos \theta, \quad (22)$$

光程差为

$$\Delta = n'_{ie}(\theta) \cdot \overline{OS} - (n_o \cdot \overline{OJ} + n_i \cdot \overline{JN}), \quad (23)$$

其中 \overline{OJ} 和 \overline{OS} 分别为 o 光和 e 光光线在晶体中的行程; $n_i \cdot \overline{JN}$ 为两束折射光出射后在晶体外部所产生的附加光程差^[21], \overline{JN} 即 \overline{JS} 在 o 光出射光线 \overline{JH} 上的投影。由(17)式得附加光程差为

$$\delta_d = n_i \cdot \overline{JN} = n_i \cdot t \sin i [\tan r_e \cos(\omega_e - \omega) - \tan r_o], \quad (24)$$

又知

$$n'_e(\theta) = n_i \sin i / \sin \theta_e, \quad (25)$$

$$\cos \alpha = s_e \cdot \hat{k}_e = \cos r_e \cos \theta_e + \sin r_e \cos(\omega_e - \omega), \quad (26)$$

(24)式~(26)式代入(23)式可得光程差

$$\Delta = n'_{ie}(\theta) \cdot \overline{OS} - n_o \cdot \overline{OJ} - \delta_d = t \cdot n_i \sin i (\cot \theta_e - \cot r_o). \quad (27)$$

3.3 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的计算

当光线进入第二只萨伐尔板, 再次发生双折射现象, 共有四束光线: oo 光、 oe 光、 eo 光以及 ee 光, 如图 6 所示。由于两板主截面相互垂直, 在入射角 i 很小的情况下, 可以忽略 oo 光和 ee 光分量。则出射光线为 oe 光和 eo 光, 且均与入射光线平行。在出射界面 ($z_{o2}y$ 坐标系), 两出射光线的位置坐标为

$$\begin{cases} y_A = y_{oe} = [\sin \omega \tan r_o + \sin(\omega_{IIe} - \pi/2) \tan r_{IIe}]t, \\ z_A = z_{oe} = [\cos \omega \tan r_o + \cos(\omega_{IIe} - \pi/2) \tan r_{IIe}]t, \end{cases} \quad (28)$$

$$\begin{cases} y_B = y_{eo} = (\sin \omega_{Ie} \tan r_{Ie} + \sin \omega \tan r_o)t, \\ z_B = z_{eo} = (\cos \omega_{Ie} \tan r_{Ie} + \cos \omega \tan r_o)t, \end{cases} \quad (29)$$

(28)式、(29)式中 r_{Ie} 、 r_{IIe} 分别第一只萨伐尔板 e 光线和第二只萨伐尔板 oe 光光线的光线折射角; ω_I 、 ω_{II} 分别为第一只萨伐尔板 e 光光线折射面和第二只萨伐尔板 oe 光光线折射面和主截面的夹角。

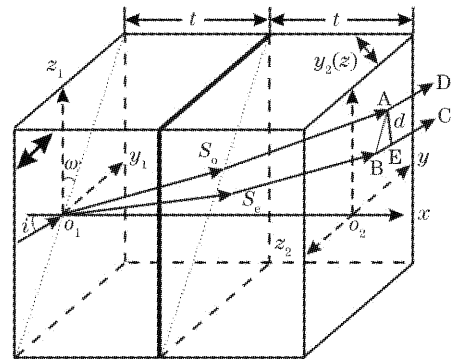


图 6 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的计算
Fig. 6 Calculation of the lateral displacement and optical path difference for a Savart polariscope

则 oe 光和 eo 光出射点之间的距离

$$\overline{AB} = t \sqrt{\tan^2 r_{Ie} + \tan^2 r_{IIe} + 2 \tan r_{Ie} \tan r_{IIe} \sin(\omega_{Ie} - \omega_{IIe})}, \quad (30)$$

按照计算单个萨伐尔板横向剪切量的方法, 可得

$$\begin{cases} \overline{BA} = \overline{O_1A} - \overline{O_1B} = \\ \quad -t(\cos \omega_{IIe} \tan r_{IIe} + \sin \omega_{Ie} \tan r_{Ie})e_y + t(\sin \omega_{IIe} \tan r_{IIe} - \cos \omega_{Ie} \tan r_{Ie})e_z, \\ \overline{BE}/|BE| = \cos i e_x + \sin \omega \sin i e_y + \cos \omega \sin i e_z, \end{cases} \quad (31)$$

因此

$$\overline{BE} = \overline{BA} \cdot \overline{BE}/|BE| = [\tan r_{IIe} \sin(\omega_{IIe} - \omega) - \tan r_{Ie} \cos(\omega_{Ie} - \omega)]t \sin i, \quad (32)$$

总的横向剪切量为

$$d = \overline{AE} = \sqrt{(\overline{AB})^2 - (\overline{BE})^2}. \quad (33)$$

特别地, 光线垂直入射时, $\omega_{Ie} = \pi, \omega_{IIe} = \pi - \pi/2$ (第二只萨伐尔板相对于第一只萨伐尔板转动 $\pi/2$, 故减去 $\pi/2$), 由(20)式和(33)式, 可得横向剪切量为

$$d = \sqrt{2} \frac{(n_o^2 - n_e^2) \cos \beta \sin \beta}{n_e^2 \cos^2 \beta + n_o^2 \sin^2 \beta} t \cos i, \quad (34)$$

总光程差可表示为两个萨伐尔板光程差的和, 即

$$\Delta = \Delta_I + \Delta_{II} = t \cdot n_i \sin i (\cot \theta_{Ie} - \cot \theta_{IIe}), \quad (35)$$

其中 Δ_I 为第一只萨伐尔板 e 光和第二只萨伐尔板 eo 光的光程, Δ_{II} 为第一只萨伐尔板 o 光和第二只萨伐尔板 oe 光的光程; $\theta_{Ie}, \theta_{IIe}$ 分别第一只萨伐尔板 e 光波矢和第二只萨伐尔板 oe 光波矢的折射角。

由(6)式可得

$$\begin{aligned} \cot \theta_e &= \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta \cos \omega}{A} + \frac{n_o \sqrt{n_e^2 A - [A - (n_o^2 - n_e^2) \sin^2 \beta \cos^2 \omega] n_i^2 \sin^2 i}}{n_i A \sin i} = \\ &= \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta \cos \omega}{A} + \frac{n_o n_e}{n_i \sqrt{A} \sin i} \sqrt{1 - n_i^2 \sin^2 i \left[\frac{1}{n_e^2} \sin^2 \omega + \frac{1}{A} \cos^2 \omega \right]}, \end{aligned} \quad (36)$$

对(36)式右边一项作泰勒级数展开, 略去 $\sin^2 i$ 高次项可得

$$\cot \theta_e \approx \frac{(n_o^2 - n_e^2) \sin \beta \cos \beta \cos \omega}{A} + \frac{n_o n_e}{n_i \sqrt{A} \sin i} \left[1 - \frac{1}{2} n_i^2 \sin^2 i \left(\frac{1}{n_e^2} \sin^2 \omega + \frac{1}{A} \cos^2 \omega \right) \right], \quad (37)$$

当 ω_{II} 旋转 $\omega_I + \pi/2$ 可得

$$\begin{aligned} \Delta &= t \cdot n_i \sin i (\cot \theta_{Ie} - \cot \theta_{IIe}) \approx t \cdot n_i \sin i \frac{(n_o^2 - n_e^2) (\cos \omega + \sin \omega) \sin \beta \cos \beta}{A} - \\ &= \frac{1}{2} t \frac{n_o n_e}{\sqrt{A}} (\cos^2 \omega - \sin^2 \omega) \left(\frac{1}{A} - \frac{1}{n_e^2} \right) n_i^2 \sin^2 i, \end{aligned} \quad (38)$$

又知 $\beta = \pi/4$, 故得

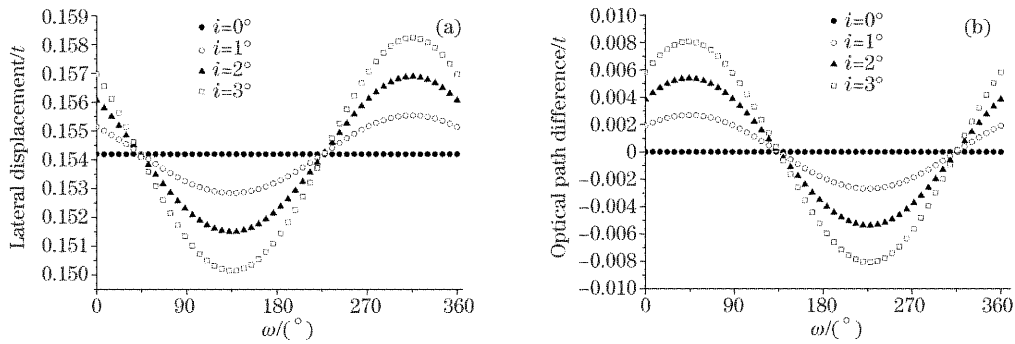
$$\Delta = n_i \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} t (\cos \omega + \sin \omega) \sin i + \frac{1}{\sqrt{2}} n_i^2 \frac{n_o}{n_e} \frac{n_o^2 - n_e^2}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} t (\cos^2 \omega - \sin^2 \omega) \sin^2 i, \quad (39)$$

这与文献[18]计算的结果是一致的。

3.4 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差随 i, ω 变化关系曲线

用 Matlab 程序, 可由(27)式和(29)式, 模拟横向剪切量和光程差随入射角 i 以及入射面与主截面的夹角 ω 变化的关系曲线, 如图 7 所示(方解石晶体, 波长 $\lambda = 589 \text{ nm}, n_o = 1.65835, n_e = 1.48640$)。

由图 7 可知横向剪切量和光程差均在各自正入射 ($i=0$) 值上下振动, 入射角 i 越大, 幅值越大。在入射角 i 不太大时, 可近似认为是正弦(或余弦)曲线, 横向剪切量关于 $3\pi/4$ 对称, 光程差关于 $\omega = \pi/4$ 对称。当 i, ω 取特殊值时 ($i=0; \omega=0$ 或 π), 与文献[18]计算的结果完全相符。

图 7 (a) 横向剪切量, (b) 光程差随 i, ω 变化曲线Fig. 7 (a) Lateral displacement, (b) optical path difference as function of i and ω

4 结 论

本文应用光线追迹法以及光线折射率的概念, 分析计算了光在双折射横向剪切分束器——萨伐尔偏光镜中的传播规律和光线路径, 得出了当入射面与偏光镜主截面成任意角度时, 萨伐尔偏光镜横向剪切量和光程差的精确计算公式。较文献[18]给出的光程差近似计算公式, 以及入射面与主截面平行这一特殊情况下的横向剪切量的计算公式, 具有更加普遍的意义和理论与应用价值; 为新型偏振干涉成像光谱仪的设计、研制、调试和工程化提供了理论依据。

参 考 文 献

- Zhang Chunmin, Xiangli Bin, Zhao Baochang *et al.*. The latest developments of technique of interference imaging spectrometer [J]. *Opt. Technol.*, 2000, **26**(3): 232~234 (in Chinese)
张淳民, 相里斌, 赵葆常等. 干涉成像光谱技术的新发展[J]. 光学技术, 2000, **26**(3): 232~234
- Zhang Chunmin, Yang Jianfeng, Yuan Xinjing *et al.*. Research progress of polarization interference image spectroscopy [J]. *Optoelectronics · Laser*, 2000, **11**(4): 444~448 (in Chinese)
张淳民, 杨建峰, 原新晶等. 偏振干涉成像光谱技术研究进展[J]. 光电子·激光, 2000, **11**(4): 444~448
- J. Bruce Rafert, R. Glenn Sellar, Joel H. Blatt. Monolithic Fourier transform imaging spectrometer[J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(31): 7228~7230
- Wm. Haydew. Smith, Philip D. Hammer. Digital array scanned interferometer: sensors and results[J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(16): 2902~2908
- Chunmin Zhang, Bin Xiangli, Baochang Zhao. Static polarization interference imaging spectrometer (SPIIS) [C]. *Proc. SPIE*, 2000, **4087**: 957~961
- Chunmin Zhang, Bin Xiangli, Baochang Zhao *et al.*. A static polarization imaging spectrometer base on Savart polariscope[J]. *Opt. Commun.*, 2002, **203**(1~2): 21~26
- Chunmin Zhang, Baochang Zhao, Bin Xiangli. Analysis of the modulation depth affected by the polarization orientation in polarization interference imaging spectrometer [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **227**: 221~225
- Zhang Chunmin, Xiangli Bin, Yang Jianfeng *et al.*. Principle and modulation depth analysis of static larger field of view polarized interference imaging spectrometer [J]. *J. Xi'an Jiaotong University*, 2000, **34**(6): 93~97 (in Chinese)
张淳民, 相里斌, 杨建峰等. 稳态大视场偏振干涉成像光谱仪原理及调制分析[J]. 西安交通大学学报, 2000, **34**(6): 93~97
- Chunmin Zhang, Bin Xiangli, Baochang Zhao. Permissible deviations of the polarization orientation in the polarization imaging spectrometer[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2004, **6**: 815~817
- Chunmin Zhang, Baochang Zhao, Bin Xiangli. Wide-field-of-view polarization interference imaging spectrometer[J]. *Appl. Opt.*, 2004, **43**(33): 6090~6094
- Zhang Chunmin, Wang Wei, Xiangli Bin *et al.*. Interference image spectroscopy for upper atmospheric wind field measurement [J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2): 234~239 (in Chinese)
张淳民, 王 炜, 相里斌等. 利用干涉成像光谱技术测量大气风场[J]. 光学学报, 2000, **20**(2): 234~239
- M. J. Padgett, A. R. Harvey. A static Fourier-transform spectrometer based on Wollaston prisms [J]. *Rev. Sci. Instrum.*, 1995, **66**(4): 2807~2811
- J. Courtial, B. A. Patterson, A. R. Harvey *et al.*. Design of a static Fourier-transform spectrometer with increased field of view [J]. *Appl. Opt.*, 1996, **35**(34): 6698~6702
- Stéphanie Prunet, Bernard Journet, Gérard Fortunato. Exact calculation of the optical path difference and description of a new birefringent interferometer [J]. *Opt. Engng.*, 1999, **38**(6): 983~990
- Mamoru Hashimoto, Satoshi Kawata. Multichannel Fourier transform infrared spectrometer[J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(28): 6096~6101
- Dongqing Zhang, Fuquan Wu, Shuhai Fan. The optimum scheme of a static Fourier-transform spectrometer based on birefringent crystal[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2003, **1**(6): 326~328
- Carole C. Montarou, Thomas K. Gaylord. Analysis and design of modified Wollaston prisms[J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(31): 6604~6616
- M. Francon, S. Mallick. *Polarization Interferometers* [M]. New York: Wiley Interscience, 1971. 22~23, 136~146
- Li Jiase, Zhu Baolian, Wei Guanghui. *Crystal Optics* [M]. Beijing: Beijing Institute of Technology Press, 1989. 107~114 (in Chinese)
李家泽, 朱宝亮, 魏光辉. 晶体光学[M]. 北京: 北京理工大学出版社, 1989. 107~114
- Shen Weimin, Shao Zhongxing. Dispersion between ordinary ray and extraordinary ray in uniaxial crystals for any orientation of optical axis[J]. *Acta Optica Sinica*, 2002, **22**(6): 765~768 (in Chinese)
沈为民, 邵中兴. 单轴晶体中光轴任意取向时寻常光与非寻常光间的离散[J]. 光学学报, 2002, **22**(6): 765~768
- Xie Jianping, Wang Junmei, Fang Hui *et al.*. The walkoff effect of o, e light in birefringent filter [J]. *Chin. J. Quantum Electronics*, 1997, **14**(4): 294~298 (in Chinese)
谢建平, 王峻梅, 方 晖等. 双折射调制器中 o, e 光的走离效应[J]. 量子电子学报, 1997, **14**(4): 294~298