

## 偏振干涉成像光谱仪的视场展宽设计与分析\*

穆廷魁 张淳民<sup>†</sup> 任文艺 张霖 祝宝辉

(西安交通大学理学院,非平衡物质结构及量子调控教育部重点实验室,西安 710049)

(2009年12月20日收到;2010年9月5日收到修改稿)

为了在较大视场范围内获得干涉直条纹以提高干涉数据的提取精度,设计了一种基于组合 Savart 板的宽场偏振干涉成像光谱仪. 组合 Savart 板由正负晶体制作的两个 Savart 板组合而成. 文中推出了组合 Savart 板的光程差和横向剪切量与入射角的理论表达式,并给出了具体设计实例. 计算机模拟分析结果表明,在光谱分辨率和晶体总厚度相同的前提下,组合式 Savart 板获得干涉直条纹的视场是传统 Savart 偏光镜视场的 10 倍.

**关键词:** 偏振成像光谱仪, Savart 板, 光程差, 视场

**PACS:** 07. 60. Rd, 42. 25. Ja, 07. 60. Ly, 42. 25. Lc

## 1. 引言

干涉成像光谱技术在遥感、大气探测等领域有着广泛的应用<sup>[1-9]</sup>. 随着其技术发展和先进电子设备的诞生,衍生了显微成像光谱技术,它是成像光谱技术从遥感领域应用到显微领域的突破和进步<sup>[10]</sup>,是一项非入侵式的、非破坏性的、快速的、灵敏的崭新技术<sup>[11]</sup>. 由于传统的成像光谱仪都是基于 Michelson 干涉仪的,相对于色散型光谱仪器虽具有通量优点,精密的扫描机制和稳定的设计要求会增加系统的体积和设计费用<sup>[12]</sup>.

通量优点是现代光谱仪设计所追求的目标,许多科学和工业应用需要高通量的静态光谱仪,尤其在显微领域. Horton 曾设计了一种基于共路干涉仪的无移动部件的高通量成像光谱仪<sup>[13]</sup>. 两束相干光在干涉仪中相向而行并经历相同的路径以消除外部振动的影响,同时入射孔径不是狭缝而是视场光阑,利用窗扫技术实现高通量. 但是此类共路设计体积较大,且视场角受成像透镜的影响.

偏振干涉成像光谱仪由于采用共路光学系统和无动镜扫描机理,较色散型成像光谱仪和传统的基于双光束的光谱仪具有多通道,高通量,体积小,重量轻,稳定性强等优点,成为当前成像光谱仪的

研究热点<sup>[14-24]</sup>. 基于 Wollaston 棱镜的多通道傅里叶变换光谱仪不需要成像透镜,具有大视场,但是其形成的干涉条纹相对于系统光轴是倾斜的,不利于探测器的使用<sup>[25-27]</sup>. 基于 Savart 板的成像光谱仪具有直观和成像简易的特性,干涉条纹为等倾干涉直条纹,便于和二维 CCD 面阵上的像元进行精确匹配,且干涉条纹定位在无穷远,CCD 可以很方便的置于成像透镜焦平面并保证所有组件都垂直于系统光轴<sup>[28-35]</sup>. 由于在显微领域或深空探测领域,目标光源往往比较微弱而且相干性较差,系统收集光子的数量就会很少,这些较少的光子又要分配到探测器表面的各个像素上,结果每个像素只能探测到很少的光子,系统的信噪比因此而降低. 所以要提高信噪比,就要提高系统的光子收集效率即通量. 仪器系统的通量  $E$  定义为仪器孔径  $A$  和固体角  $\Omega$  的乘积,即  $E = A \cdot \Omega$ <sup>[36]</sup>. 仪器孔径的增加是有限的,而可接受固体角由仪器的内部光学系统决定,所以要提高光通量就要设法扩大入射视场角. 但是基于传统的 Savart 板的光谱仪的干涉条纹只有在小角度入射时才能产生干涉直条纹,当角度增加时会出现双曲线干涉条纹<sup>[37]</sup>. 为了扩大视场,可以采用修正的 Savart 偏光镜<sup>[31,38]</sup>,主要是在传统的 Savart 偏光镜中间夹放一片半波片来实现,但是半波片具有波长色散特性和角度敏感性,会引起测量

\* 国家自然科学基金(批准号:40875013),国防基础科学研究项目(批准号:A1420080187),国家高技术研究发展计划(863)(批准号:2006AA12Z152)和国家自然科学基金重点项目(批准号:40537031)资助的课题.

<sup>†</sup> 通讯联系人. E-mail: zcm@mail.xjtu.edu.cn

误差.

为了克服以上缺陷,我们将设计一种基于组合式 Savart 板的静态大视场的偏振干涉成像光谱仪,并对其光程差进行分析.组合 Savart 板的光程差是利用正负晶体的双折射效应来消除非直条纹项,以达到在大视场范围内得到干涉直条纹的目的.

## 2. 传统 Savart 板的限制

传统的 Savart 板 CSP 的原理已有文献报道<sup>[28]</sup>,不再赘述,其横向剪切光谱仪的光程差和横向量可表示为

$$\Delta_{\text{CPS}} = t \cdot \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i + \frac{t}{\sqrt{2}} \frac{n_o}{n_e} \frac{(n_o^2 - n_e^2)}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} (\cos^2\omega - \sin^2\omega) \sin^2 i, \quad (1)$$

$$d_{\text{CSP}} = \sqrt{2} t \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2}, \quad (2)$$

其中  $i$  为系统的入射角,  $t$  为单板厚度,  $n_e, n_o$  为晶体的主折射率,  $\omega$  为入射面与晶体主截面的夹角.可以看出(1)式包含了  $\sin i$  和  $\sin^2 i$  两项,其中  $\sin i$  项对应的干涉图为干涉直条纹,而  $\sin^2 i$  对应双曲线干涉条纹.对于扩展光源来讲,光会以各种入射角进入偏光镜孔径,那么  $\sin^2 i$  项光程差就会随着入射角的增加而增加,双曲线条纹会明显增强,不利于直条纹的获取.对于特定入射波长  $\lambda$  来讲,最大可用视场范围将被限定在  $\sin^2 i$  项的光程差变化不大于  $\lambda/2$  的范围内<sup>[39]</sup>.如果入射角增大至  $\sin^2 i$  项的光程差大于  $\lambda/2$ ,其干涉直条纹就会发生畸变,影响理论干涉数据的获取.所以传统的 Savart 板的视场

光程差的变化范围是

$$\Delta_{\text{FOV}} = \frac{t}{\sqrt{2}} \frac{n_o}{n_e} \frac{(n_o^2 - n_e^2)}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} (\cos^2\omega - \sin^2\omega) \sin^2 i \leq \frac{\lambda}{2}, \quad (3)$$

则满足上述条件的系统,在视场范围内的光程差可近似表示为

$$\Delta_{\text{CPS}} \approx t \cdot \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i. \quad (4)$$

为了分析视场角的大小限制,我们在 MATLAB 上编制了双折射单轴晶的波法线追迹程序,并利用此程序计算了光程差随入射角的变化关系.算法中引入的探测器为加拿大 DALSA 公司的 1M60 面阵 CCD,分辨率为  $1024 \times 1024$ ,像素大小为  $12 \mu\text{m} \times 12 \mu\text{m}$ ,像素间隔为  $12 \mu\text{m}$ ,则 CCD 的空间坐标大小在  $(-6.144 \text{ mm}, +6.144 \text{ mm})$  之间.根据耐奎斯特采样定量,若空间采样间隔为  $12 \mu\text{m}$ ,则干涉图单边采样数为 512.若系统的探测波长范围为  $480\text{--}960 \text{ nm}$ ,则系统的光谱分辨率为  $\delta\sigma = 2/(N\lambda_{\text{min}}) = 81.4 \text{ cm}^{-1}$ ,则系统的最大光程差应为  $\Delta_{\text{max}} = 1/(2\delta\sigma) = 61.44 \mu\text{m}$ .为了公平比较,统一取入射波长为  $480 \text{ nm}$  进行视场分析.若 Savart 板由方解石制作,则该波长对应方解石的主折射率分别为  $n_o = 1.6686, n_e = 1.4911$ .取方位角  $\omega = 0$ ,则(3)和(4)式将变为

$$\Delta_{\text{FOV}} = \frac{t}{\sqrt{2}} \frac{n_o}{n_e} \frac{(n_o^2 - n_e^2)}{(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} \sin^2 i \leq \frac{\lambda}{2}, \quad (5)$$

$$\Delta_{\text{CPS}} \approx t \cdot \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \sin i. \quad (6)$$

将  $n_o, n_e, \Delta_{\text{max}}$  分别代入(6)式可得到单板厚度与入射角的关系曲线如图 1 (a) 所示.

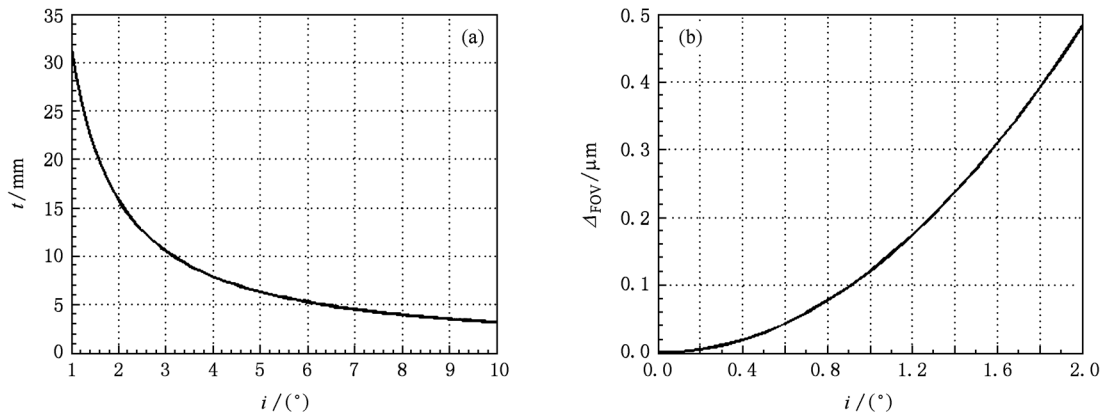


图 1 (a) 传统的 Savart 偏光镜的单板厚度  $t$  与入射角的关系; (b) 单板厚度  $t = 10 \text{ mm}$  时,视场光程差与入射角的关系

可以看出,不同的入射角度对应不同的厚度,为了满足小型化的需要以及晶体实际尺寸,选择  $t = 10 \text{ mm}$ , 则 CSP 的总厚度为  $20 \text{ mm}$ , 此时对应的入射角为  $3.1^\circ$ . 由于入射波长为  $0.48 \mu\text{m}$ , 则视场光程差应为  $\Delta_{\text{FOV}} \leq 0.24 \mu\text{m}$ , 将厚度  $t = 10 \text{ mm}$  代入(5)式可得到视场光程差随视场角的变化关系,如图 1 (b)所示. 只有当视场角小于  $1.5^\circ$  时,视场光程差才满足  $\Delta_{\text{FOV}} \leq 0.24 \mu\text{m}$ , 也就是说获得干涉直条纹的视场范围是  $1.5^\circ$ , 此角度远小于达到系统分辨率所需的角度  $3.1^\circ$ .

从以上分析可知,CSP 的视场的主要受光程差  $\sin^2 i$  项的限制,为了消除此项获得宽场,曾提出在 CSP 中间加入一个半波片的方法,称为修正的 Savart 板 MSP<sup>[31]</sup>,其光程差为<sup>[38]</sup>

$$\Delta_{\text{MPS}} = 2t \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \cos \omega \sin i, \quad (7)$$

上式中只含有干涉条纹  $\sin i$  项,消除了双曲线条纹  $\sin^2 i$  项. 此法虽可增大直条纹的视场,但半波片具有波长和角度效应,具有一定负面效应.

### 3. 新型宽场的设计方案

#### 3.1. 组合 Savart 偏光镜

为了克服以上缺点,我们将采用正晶体制作的传统 Savart 板 CSP<sub>1</sub> 和负晶体制作的传统 Savart 板 CSP<sub>2</sub> 的组合来消除  $\sin^2 i$  项. 图 2 是组合 Savart 偏光镜的光路图. CSP<sub>1</sub> 由两块厚度均为  $t_1$  的负单轴晶体平行平板 S<sub>1</sub> 和 S<sub>2</sub> 组成,CSP<sub>2</sub> 由两块厚度均为  $t_2$  的正单轴晶体平行平板 S<sub>3</sub> 和 S<sub>4</sub> 组成,它们的光轴均与 z 轴成  $45^\circ$  角. S<sub>1</sub> 的光轴在纸平面(yz 平面)内且与 y, z 轴正向成  $45^\circ$  角; S<sub>2</sub> 的光轴在水平面(xz 平面)内且与 x 轴负向成  $45^\circ$  角,与 z 轴正向成  $45^\circ$  角. S<sub>3</sub> 的光轴在纸平面(yz 平面)内且与 y, z 轴正向成  $45^\circ$  角; S<sub>4</sub> 的光轴在水平面(xz 平面)内且与 x 轴负向成  $45^\circ$  角,与 z 轴正向成  $45^\circ$  角. 偏振器和分析器的偏振方向均与 x 轴负向成  $45^\circ$  角,这可使得出射的两偏振分量具有相等的振幅.

自然光经偏振器 P<sub>1</sub> 变为线偏振光,入射到 S<sub>1</sub> 上,在其内部被分为振幅相等的 e 光和 o 光,o 光沿原方向传播,e 光发生偏振,偏振方向与晶体的材料和光轴方向有关,由于是平行平板,从 S<sub>1</sub> 出射的两偏振组分 o 光和 e 光与原入射光方向平行;两出射

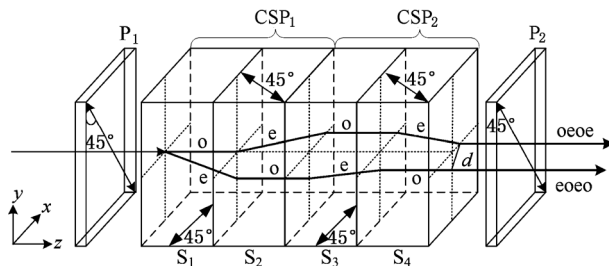


图2 组合 Savart 偏光镜的光路图

光紧接着入射到 S<sub>2</sub>, 由于 S<sub>1</sub> 和 S<sub>2</sub> 的主截面正交,原 o 光变为 e 光并发生偏折,原 e 光变成 o 光并沿原路行进,从 S<sub>2</sub> 出射的 o 光和 e 光与原入射方向一致. 依次类推,出射光随后进入 S<sub>3</sub>, 由于 S<sub>3</sub> 的主截面和 S<sub>2</sub> 的主截面正交,所以 o 光变为 e 光并发生偏折,e 光变成 o 光并沿原路行进;两出射光紧接着入射到 S<sub>4</sub>, 由于 S<sub>3</sub> 和 S<sub>4</sub> 的主截面正交,则 o 光变为 e 光并发生偏折,e 光变成 o 光并沿原路行进,最终从 S<sub>4</sub> 出射的 e 光和 o 光为振动方向相互垂直,传播方向相同其与原入射光方向一致,并具有一定的横向剪切量 d 的两束线偏振光. 两线偏振光经线分析器后变为沿其偏振化方向振动的线偏振光,满足干涉条件中的相同偏振分量的条件,并且两束光随着入射角度的变化具有一定的光程差,当两光相遇时便会干涉成像.

#### 3.2. 宽场偏振干涉成像光谱仪

图 3 为基于组合 Savart 偏光镜的宽场偏振干涉成像光谱仪的系统方案. 处于入射孔径上目标发出的光经准直镜 L<sub>1</sub> 后进入组合 Savart 偏光镜,从检偏器 P<sub>2</sub> 出射的两束光的与入射光方向相同且具有一定的横向剪切量,由于 P<sub>1</sub> 和 P<sub>2</sub> 的特殊放置,使得两束光的振幅和偏振方向均相同,利用后置傅里叶透镜 L<sub>2</sub> 将两束光汇聚在其焦平面上的 CCD 相机上便可得到目标一个角度的高调制度干涉图. 当系统与目标之间具有相对均匀移动时,可获取目标在不同入射角时的干涉数据和图像信息,利用计算机对其进行傅里叶变换得到的光谱信息;将光谱信息加入到图像中即成高光谱图像.

### 4. 宽场计算及实例分析

#### 4.1. 宽场计算

上述组合的新型 Savart 偏光镜主要利用晶体符

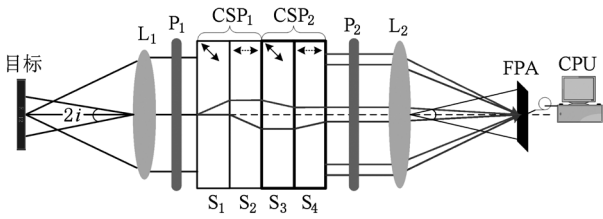


图3 宽场偏振干涉成像光谱仪方案图

号相反的性质来消除  $\sin^2 i$  项光程差.  $CSP_1$  由负单轴晶体制作, 其中单个平行平板的厚度为  $t_1$ , 则由 (1) 式知它对应的光程差为

$$\Delta_{S1} = t_1 \left[ \frac{2(n_o^2 - n_e^2)}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i + \frac{n_o(n_o^2 - n_e^2)}{\sqrt{2}n_e(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} (\cos^2\omega - \sin^2\omega) \sin^2 i \right]_1, \quad (8)$$

$CSP_2$  由正单轴晶体制作, 单个平行平板的厚度为  $t_2$ , 则其光程差可表示为

$$\Delta_{S2} = t_2 \left[ \frac{2(n_o^2 - n_e^2)}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i + \frac{n_o(n_o^2 - n_e^2)}{\sqrt{2}n_e(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} (\cos^2\omega - \sin^2\omega) \sin^2 i \right]_2. \quad (9)$$

由 (8) 和 (9) 式可看出, 为了消除  $\sin^2 i$  项, 两 Savart 板的厚度比应存在如下关系:

$$\frac{t_2}{t_1} = \frac{\left[ \frac{n_o(n_o^2 - n_e^2)}{n_e(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} \right]_1}{\left[ \frac{n_o(n_o^2 - n_e^2)}{n_e(n_o^2 + n_e^2)^{3/2}} \right]_2}. \quad (10)$$

当 (10) 式的关系得到满足后, 组合 Savart 偏光镜的总光程差即是

$$\begin{aligned} \Delta_s &= \Delta_{S1} + \Delta_{S2} \\ &= t_1 \left[ \frac{2(n_o^2 - n_e^2)}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i \right]_1 \\ &\quad + t_2 \left[ \frac{2(n_o^2 - n_e^2)}{n_o^2 + n_e^2} (\cos\omega + \sin\omega) \sin i \right]_2. \end{aligned} \quad (11)$$

由 (11) 式可看出, 采用正负晶体补偿过后, 组合偏光镜的光程差仅为  $\sin i$  的函数, 实现了设计目标. 另外由 (2) 式知,  $CSP_1$  和  $CSP_2$  产生的横向剪切量可分别表示为

$$d_1 = \sqrt{2}t_1 \left( \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \right)_1, \quad (12)$$

$$d_2 = \sqrt{2}t_2 \left( \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \right)_2, \quad (13)$$

则组合 Savart 偏光镜产生的总横向剪切量则为两部分绝对值之和, 即

$$\begin{aligned} d &= d_1 + d_2 \\ &= \sqrt{2}t_1 \left( \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \right)_1 \\ &\quad + \sqrt{2}t_2 \left( \frac{n_o^2 - n_e^2}{n_o^2 + n_e^2} \right)_2. \end{aligned} \quad (14)$$

#### 4.2. 实例分析

由 (11) 和 (14) 式可知 Savart 板的光程差和横向剪切量均与晶体的双折射率和厚度均成正比关系. 由于天然或人工晶体的尺寸有限, 所以在晶体厚度相同时应选择双折射率较大的晶体来增加横向剪切量. 这样选择有两个好处: 一是可以减小系统的尺寸, 二是大尺寸的晶体比较稀少, 可以避免由此带来的制作限制. 具有较大双折射率并常用于制作偏振器件的晶体包括方解石 (Calcite), 金红石 ( $TiO_2$ ), 钽酸钇 ( $YVO_4$ ), 铌酸锂 ( $LiNbO_3$ ) 等. 从光学手册上可以查到以上几种晶体的色散方程, 其双折射率随波长的变化曲线如图 4 所示. 金红石的双折射率最大, 但色散也最强, 不宜选取; 钽酸钇和方解石的双折射率较大且接近, 在可见光范围内的色散也较稳定, 所以我们将选择这两种晶体进行模拟设计.

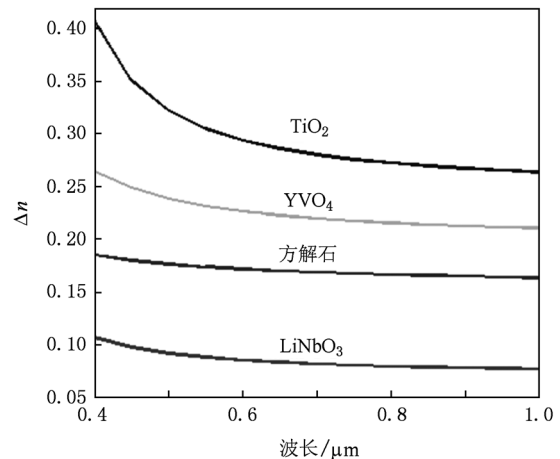


图4 几种晶体的双折射率随波长的变化关系

假设  $CSP_1$  由方解石负晶体制作,  $CSP_2$  由钽酸钇正晶体制作, 480 nm 对应钽酸钇的两主折射率分别为  $n_o = 2.0388$ ,  $n_e = 2.2809$ . 将方解石和钽酸

钇的主折射率分别代入(10)式可得两者的厚度比为  $t_2/t_1 \approx 1.7$ . 为与传统的 Savart 偏光镜在同样的光谱分辨率条件下比较,我们取同样的最大光程差  $\Delta_{\max} = 61.44 \mu\text{m}$ , 将其代入(11)式可得到图 5(a)所示的入射角与方解石晶体单板厚度的关系曲线.

若取  $t_1 = 3.85 \text{ mm}$ , 相应的  $t_2 = 6.6 \text{ mm}$ , 则组合 Savart 板的总厚度同样约为  $20 \text{ mm}$ , 而对应的视场角却接近  $12^\circ$ , 总光程差与视场的线性关系如图 5(b)所示. 由于总光程差中仅含  $\sin i$  项, 则该视场角亦是干涉直条纹对应的视场角, 它远大于传统 Savart

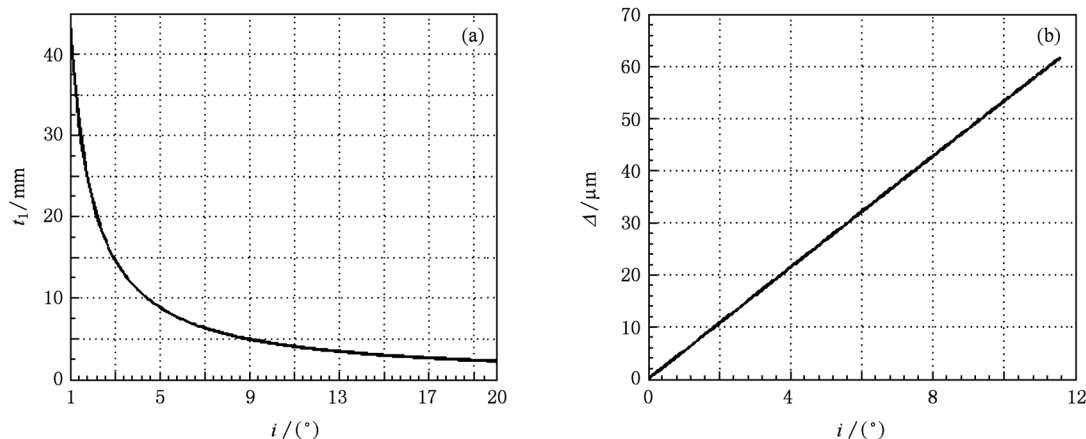


图 5 (a) 组合 Savart 偏光镜中方解石晶体单板厚度与入射角的关系; (b) 总光程差与入射角的关系

偏光镜的干涉直条纹对应的视场角  $1.5^\circ$ .

## 5. 结 论

为了克服传统 Savart 偏光镜只能在较小视场范围内获得干涉直条纹的缺点, 本文提出了一种基于组合 Savart 偏光镜的宽场偏振干涉成像光谱仪. 正负晶体组合的 Savart 偏光镜可以消除光程差的  $\sin^2 i$  项, 与采用半波片消除  $\sin^2 i$  项相比, 没有波长和角度限制, 其光谱范围由所选晶体性质和 CCD 响应范围共同决定. 在选择正负晶体时, 两者的双折射率值不仅要大而且要接近, 如本文选取的方解石和钽酸铋组合, 以便有效地减小系统体积. 在系统的光

程差、光谱分辨率、厚度相同的前提下, 组合式 Savart 偏光镜的干涉直条纹的视场是传统 Savart 偏光镜视场的近十倍, 具有明显大视场的效果. 宽场的干涉直条纹不仅可以增加系统的光通量, 而且可以为干涉条纹和 CCD 像元的精确匹配提供保障, 便于干涉强度信息的精确提取.

综合可知, 本文提出的正负晶体组合 Savart 板光谱仪具有大视场、高通量、无动镜、共路、干涉条纹为直条纹等特点. 本研究可为显微偏振干涉成像光谱技术的工程化提供基础理论指导, 对以实时高光谱分辨率和高空间分辨率为关键参数的显微成像光谱技术的应用将具有重要科学意义与实用前景.

[1] Persky M J 1995 *Rev. Sci. Instrum.* **66** 4763  
 [2] 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]  
 [3] 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]  
 [4] 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]  
 [5] 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]  
 [6] 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]  
 [7] Zhang C M, He J 2006 *Opt. Express* **14** 12561  
 [8] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2006 *Optik* **117** 265  
 [9] Mu T K, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 060702  
 [10] Harris A T 2006 *Cytometry* **69** 872  
 [11] Levenson R Hoyt C 2000 *American Laboratory* **32** 26  
 [12] Mu T K, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Opt. Commun.* **282** 1699  
 [13] Horton R F 1996 *SPIE* **2819** 300

- [14] Montarou C C, Gaylord T K 2000 *Appl. Opt.* **39** 5762
- [15] Harvey A R, Fletcher-Holmes D W 2004 *Opt. Express* **12** 5368
- [16] Komisarek D, Reichard K, Yin S Z 2004 *Opt. Commun.* **238** 85
- [17] 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]
- [18] 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]
- [19] 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]
- [20] Du J, Zhang C M, Zhao B C, Sun Y 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 6311 (in Chinese) [杜娟、张淳民、赵葆常、孙尧 2008 物理学报 **57** 6311]
- [21] 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]
- [22] Wu H Y, Zhang C M, Zhao B C 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3499 (in Chinese) [吴海英、张淳民、赵葆常 2008 物理学报 **57** 3499]
- [23] 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]
- [24] Wu J F, Zhang C M 2010 *Chin. Phys. B* **19** 034201
- [25] 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]
- [26] Wu H Y, Zhang C M, Zhao B C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 930 (in Chinese) [吴海英、张淳民、赵葆常 2009 物理学报 **58** 930]
- [27] Wu H Y, Zhang C M, Zhao B C, Li Y C 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1642 (in Chinese) [吴海英、张淳民、赵葆常、李英才 2009 物理学报 **58** 1642]
- [28] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2002 *Opt. Commun.* **203** 21
- [29] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2003 *Opt. Commun.* **227** 221
- [30] Zhang C M, Xiangli B, Zhao B C 2004 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **6** 815
- [31] Zhang C M, Zhao B C, Xiangli B 2004 *Appl. Opt.* **43** 6090
- [32] Zhang C M, Yan X G, Zhao B C 2008 *Opt. Commun.* **281** 2050
- [33] Zhang C M, Zhao B C, Yuan Z L, Huang W J 2009 *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **11** 085401
- [34] Zhang C M, Jian X H 2010 *Opt. Lett.* **35** 366
- [35] Zhang C M, Ren W Y, Mu T K 2010 *Chin. Phys. B* **19** 024202
- [36] Descour M R 1996 *SPIE* **2819** 285
- [37] Takahashi S, Ahn J S, Kitagawa 1993 *Appl. Spectrosc.* **47** 863
- [38] Wu L, Zhang C M, Zhao B C 2007 *Opt. Commun.* **273** 67
- [39] Courtial J, Patterson B A, Sibbett W, Padgett, M J 1996 *Appl. Opt.* **35** 6698

# Design and analysis of a polarization interference imaging spectrometer with expanded field of view<sup>\*</sup>

Mu Ting-Kui Zhang Chun-Min<sup>†</sup> Ren Wen-Yi Zhang Lin Zhu Bao-Hui

(MOE Key Laboratory for Nonequilibrium Synthesis and Modulation of Condensed Matter, School of Science,  
Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

(Received 20 December 2009; revised manuscript received 5 September 2010)

## Abstract

To obtain straight interference fringes over larger field of view and thus acquire high-accuracy interference data, a wide field of view polarization interference imaging spectrometer based on a combined Savart plate is presented. The Savart plate is composed of positive and negative uniaxial crystals. The relationship between the optical path difference and incident angle is given. By numerical modeling and analysis examples with similar spectral resolution and total thickness, The simulation results show that the field of view to obtain straight interference fringes for the combined Savart plate is ten times as large as that for the conventional Savart plate.

**Keywords:** polarization imaging spectrometer, Savart plate, optical path difference, field of view

**PACS:** 07. 60. Rd, 42. 25. Ja, 07. 60. Ly, 42. 25. Lc

---

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40875013), the National Defense Basic Scientific Research Project (Grant No. A1420080187), the National High Technology Research and Development Program of China 863 (Grant No. 2006AA12Z152), and the State Key Program of National Natural Science Foundation of China (Grant No. 40537031).

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: zem@mail.xjtu.edu.cn