

星载光栅色散型光谱仪消偏器的设计与分析

田杰文^{1,2}, 薛庆生^{3*}, 鲁凤芹³, 李娜^{1,2}, 宁红扬^{1,2}, 王晓恒^{1,2}

¹中国科学院长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

²中国科学院大学, 北京 100049;

³中国海洋大学信息科学与工程学院, 山东 青岛 266100

摘要 为了保证成像测量结果的相对准确性,需要消除光谱仪中光学器件的偏振响应,加入消偏器是一种常用的消偏方法。由于成像光谱仪探测性能的要求,不仅需要消偏器在光谱仪的响应波段内具有良好的消偏效果,还要求消偏器应尽可能小地影响光谱仪的成像质量;对大气遥感探测星载双楔角临边成像光谱仪中的消偏器进行研究,通过积分的方式对消偏器的楔角进行计算分析,通过 MATLAB 的优化仿真确定了影响消偏器性能的参数,并对其进行了相关的误差分析。

关键词 偏振; 星载; 光谱仪; 消偏器

中图分类号 O436

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201939.0313001

Design and Analysis of Depolarizer for Space-Borne Grating-Dispersion Type Spectrometer

Tian Jiewen^{1,2}, Xue Qingsheng^{3*}, Lu Fengqin³, Li Na^{1,2},

Ning Hongyang^{1,2}, Wang Xiaoheng^{1,2}

¹ Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun, Jilin 130033, China;

² University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China;

³ College of Information Science and Engineering, Ocean University of China, Qingdao, Shandong 266100, China

Abstract In order to ensure the relative accuracy of measurement results of the imaging spectrometer, we must eliminate the polarization response of the optical devices in the spectrometer. A common method is adding depolarizer. The detection performance of the imaging spectrometer requires the depolarizer not only has the good depolarizing effect in response waveband of the spectrometer, but also affects the imaging quality of spectrometer as little as possible. In this paper, a compact double wedge depolarizer of limb imaging spectrometer for atmosphere remote sensing detection is studied. The wedge angle of the depolarizer is calculated and analyzed by means of integration, in addition, the parameters that affect the performance of the depolarizer are determined by MATLAB optimization simulation, and the related error analysis is carried out.

Key words polarization; space-borne; spectrometer; depolarizer

OCIS codes 130.5440; 120.6200; 300.6190; 080.2730

1 引言

大气层对于地球上的生物起着极其重要的保护作用,故而对大气层组成成分的研究与分析成为最近的研究热点。随着空间遥感光学的兴起,越来越

多的大气探测仪得以设计和应用。大气及大气中悬浮物质的反射光具有明显的偏振特性^[1-3],太阳光经大气散射后会变成部分偏振光,大气散射光的偏振态取决于各种大气成分及固液粒子的分布情况。光谱仪的光学器件(如光栅等)具有自身的偏振响应灵

收稿日期: 2018-08-30; 修回日期: 2018-09-27; 录用日期: 2018-10-18

基金项目: 国家自然科学基金(41575023,41527806,41575023)、国家重点研发计划(2016YFB0500300,2016YFB0500301,2016YFB0500302,2016YFB0500303,2016YFB0500304)

* E-mail: qshxue2006@163.com

敏度,从而会影响光谱仪的测量结果,因此,光谱仪在地面进行辐射定标后得到的精度与其在大气中得到的精度具有很大差别。合理地使用消偏器能够降低光学系统由入射光偏振态带来的影响,从而保证探测的准确度和精度^[4-6]。大约在 20 世纪 30 年代,人们提出了消偏器的概念,其主要原理是偏振光通过楔形晶体后会产生双折射现象。由于不同波长的光通过晶体后会产生不同的相位延迟,因此入射的偏振光会被随机打乱成线偏振光、圆偏振光或椭圆偏振光,从而达到降低偏振影响的效果^[7-8]。为了矫正乃至消除因两种光源不同而带来的误差的影响,需要设计与特定空间光谱遥感器对应的消偏器。由于成像光谱探测对于成像质量具有较高要求,因此消偏器不仅要满足光谱仪在响应波段内的消偏效果,还要避免其对成像光谱仪的成像质量产生较大影响。本课题组根据空域消偏器的原理设计了

一种星载光栅光谱仪空域消偏器,并对设计结果进行了分析。

2 消偏器的结构及理论依据

消偏器的材料通常是一些容易加工的双折射晶体,如石英、方解石、氧化镁等。消偏器的工作原理是:当偏振光入射晶体后会受到晶体的双折射影响,从而分解成两束传播方向相同、振动方向相互垂直的寻常光(o 光)和非寻常光(e 光)。由于这两种光在晶体中的折射率不同,所以传播速度也不同,因此输出光中两种光的相位差随晶体厚度的变化而变化,从而使得输出光的偏振态形式不再单一,而是呈周期性变化(如图 1 所示)。因此,无论入射光为何种偏振光,通过消偏器后都会变成不同偏振状态光的合成,从而可以有效降低光的偏振度。

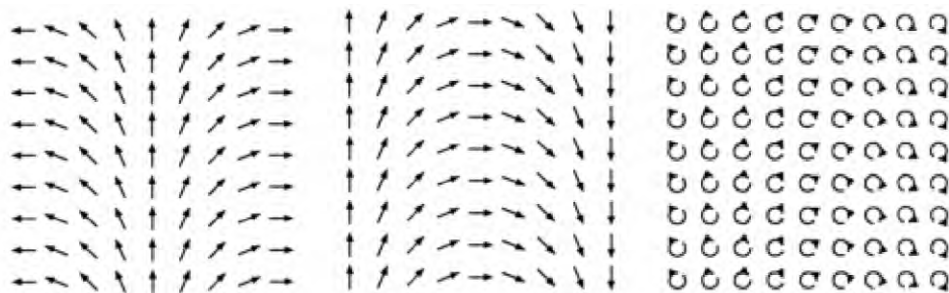


图 1 出射光经过消偏器后的状态变化示意图

Fig. 1 Schematic of emitting light state changing through the depolarizer

目前,常用的消偏器有 LYOT 改进型消偏器、双光楔 H-V 型消偏器^[9]、双光楔旋光消偏器以及双巴比涅型消偏器等,它们的结构如图 2 所示。其中: Z 代表望远镜的光轴方向,称为晶体的光轴方向; γ 为晶体的楔角。双光楔 H-V 型消偏器对入射方向为

0° 和 90° 的线偏振光没有消偏作用;双光楔旋光消偏器不能对偏振态为圆偏振光的入射光起到良好的消偏作用;双巴比涅型消偏器的结构复杂,使用起来较为麻烦^[10]。LYOT 改进型消偏器不但具有稳定的消偏效果,而且允许的加工公差较大,方便加工使用。

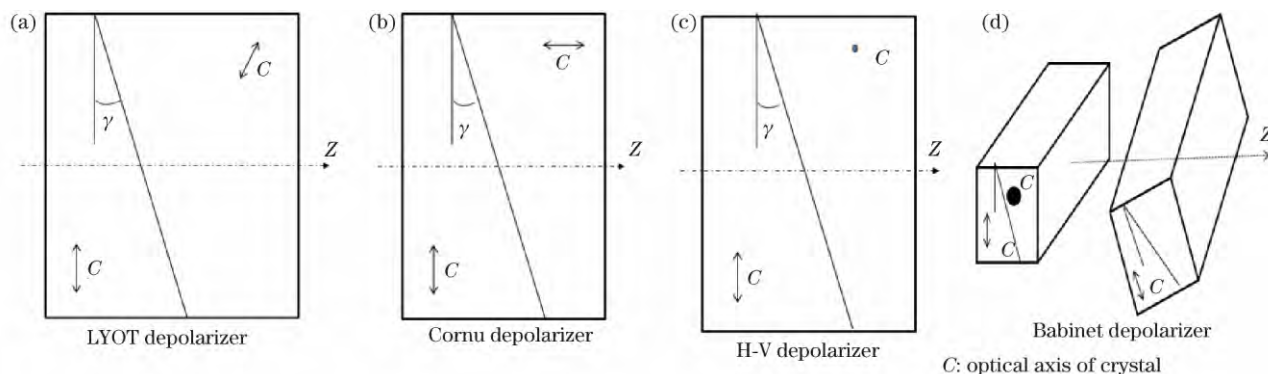


图 2 四种常见的消偏器。(a) LYOT 型消偏器;(b)双光楔旋光消偏器;(c)双光楔 H-V 型消偏器;
(d)双巴比涅型消偏器

Fig. 2 Four common depolarizers. (a) LYOT depolarizer ; (b) cornu depolarizer ; (c) double wedge H-V depolarizer ;
(d) double Babinet depolarizer

根据矩阵光学^[11]可将出射光的斯托克斯矩阵表示为

$$\mathbf{S}_{\text{out}} = \begin{bmatrix} I \\ M \\ C \\ S \end{bmatrix} = \mathbf{M}_s \mathbf{S}_{\text{in}} = \begin{bmatrix} M_{11} & M_{12} & M_{13} & M_{14} \\ M_{21} & M_{22} & M_{23} & M_{24} \\ M_{31} & M_{32} & M_{33} & M_{34} \\ M_{41} & M_{42} & M_{43} & M_{44} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix}; \quad (1)$$

式中: $\mathbf{S}_{\text{in}}$ 为入射到消偏器中的光束的 Stokes 矢量; $\mathbf{S}_{\text{out}}$ 为出射光束的 Stokes 矢量; $\mathbf{M}_s$ 为一个 4×4 阶 Muller 矩阵,它表示这个装置的特性及其取向; I 、 M 、 C 、 S 为 Stokes 矢量的四个分量; I_0 、 Q_0 、 U_0 、 V_0 为入射光的 Stokes 矢量的四个分量。

对于成像光学系统来说,通过消偏器的光束最终会聚焦在像面上。因此,双楔形消偏器的光学矩阵可以用它的平均值矩阵来表征:

$$\overline{\mathbf{M}}_p = \frac{1}{\pi} \iint_{\Sigma} \mathbf{M}_2 \times \mathbf{M}_1 dx dy; \quad (2)$$

式中: Σ 表示瞳孔平面的位置。将每个平面的 Muller 矩阵相乘,可得到光学系统的 Muller 矩阵^[12]。其中:

$$\mathbf{M}_1 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_1 & \sin \delta_1 \\ 0 & 0 & -\sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix}; \quad (3)$$

$$\mathbf{M}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \delta_2 & 0 & -\sin \delta_2 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & \sin \delta_2 & 0 & \cos \delta_2 \end{bmatrix}。 \quad (4)$$

引入一个新的旋转矩阵 $\mathbf{R}(\alpha_i)$,定义 $\mathbf{R}(\alpha_i)$ 为

$$\mathbf{R}(\alpha_i) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha & \sin 2\alpha & 0 \\ 0 & -\sin 2\alpha & \cos 2\alpha & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (5)$$

此时整个消偏器的 Muller 矩阵为

$$\mathbf{D} = \mathbf{R}(-\alpha_2) \times \mathbf{M}_2 \times \mathbf{R}(\alpha_1) \times \mathbf{M}_1, \quad (6)$$

式中: α_1 为第一块晶体的光轴与系统光轴的夹角; α_2 为第二块晶体与第一块晶体光轴的夹角。在这里, α_1 、 α_2 均取 45° ,将其代入(6)式可以得到

$$\mathbf{D} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos \delta_2 & [\sin 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 (1 - \cos \delta_2)] \cdot \cos \delta_1 + \sin 2\alpha_1 \sin \delta_2 \sin \delta_1 & \sin 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 (1 - \cos \delta_2) \sin \delta_1 - \sin 2\alpha_2 \sin \delta_2 \cos \delta_1 \\ 0 & \sin 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 (1 - \cos \delta_2) & \cos \delta_1 (\cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos \delta_2) - \sin \delta_1 \cos 2\alpha_1 \sin \delta_2 & \sin \delta_1 (\cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos \delta_2) + \cos \delta_1 \cos 2\alpha_1 \sin \delta_2 - \cos \delta_1 \cos \delta_2 \\ 0 & \cos 2\alpha_1 \sin \delta_2 & -\cos \delta_1 [\cos 2\alpha_2 \sin \delta_2] - \sin \delta_1 \cos \delta_2 & -\sin \delta_1 [\cos 2\alpha_1 \sin \delta_2] \end{bmatrix} \quad (7)$$

式中: δ_1 、 δ_2 分别为第一块晶体和第二块晶体的相位延迟。这样矩阵 $\mathbf{D}$ 可以看作是一个关于波长的方程,希望通过 Stocks 矢量来计算偏振度的值。

假设光源发生的是黑体辐射^[13],定义光源总功率密度 ϕ_T 为

$$\phi_T = \int_0^\infty \phi_\lambda d\lambda = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{\exp[-hc/(kT)]}{1 - \exp[-hc/(\lambda kT)]} = I_e。 \quad (8)$$

式中: λ 为波长; h 、 k 为相关的系数; c 为光的传播速率; T 为照明时间。在早期的研究实验中, I_e 表示为

$$I_e = \frac{C_1}{C_2^4} \int_0^\infty \frac{x^3}{\exp(x) - 1} dx, \quad (9)$$

式中: $C_1 = 8\pi hc$, $C_2 = hc/(kT)$ 。这里引入变量 x ,使得 $x = C_2/\lambda$ 。

对(9)式进行求解可得

$$I_e = \frac{C_1}{C_2^4} \frac{\pi^4}{15}。 \quad (10)$$

因此,Stocks 矢量可以改写为

$$\begin{bmatrix} I_i \\ M_i \\ C_i \\ S_i \end{bmatrix} = \int_0^\infty \phi_\lambda d\lambda \begin{bmatrix} i \\ m \\ c \\ s \end{bmatrix}, \quad (11)$$

将(11)式代入(1)式可得

$$\begin{bmatrix} I_e \\ M_e \\ C_e \\ S_e \end{bmatrix} = \mathbf{D} \times \int_0^\infty \phi_\lambda d\lambda \begin{bmatrix} i \\ m \\ c \\ s \end{bmatrix}。 \quad (12)$$

对(12)式求解可得

$$\begin{cases} I_e = \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda \\ M_e = \int_0^\infty (m \cos \delta_2 + c \sin \delta_1 \sin \delta_2 - s \cos \delta_1 \sin \delta_2) \psi_\lambda d\lambda \\ C_e = \int_0^\infty [c (\cos \delta_1 - \sin \delta_1 \sin \delta_2) + s (\sin \delta_1 + \cos \delta_1 \sin \delta_2)] \psi_\lambda d\lambda \\ S_e = \int_0^\infty [m \sin \delta_2 - c (\sin \delta_1 \cos \delta_2 + \sin \delta_2 \cos \delta_1) - s (\sin \delta_1 \sin \delta_2 + \cos \delta_1 \cos \delta_2)] \psi_\lambda d\lambda \end{cases}, \quad (13)$$

此时对 $D_{22} = \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \cos \delta_2$ 按照(13)式中第 1 个表达式的方式进行积分,得

$$I_{22} = \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda + \sin 2\alpha_1 \sin 2\alpha_2 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda \cos \delta_2, \quad (14)$$

将(10)式代入(14)式,得

$$I_{22} = \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda = \cos 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 (C_1/C_2^4)(\pi^4/15). \quad (15)$$

同理,对 D_{32} 进行分析可得

$$I_{32} = \sin 2\alpha_1 \cos 2\alpha_1 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda - \sin 2\alpha_1 \cos 2\alpha_2 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda \cos \delta_2. \quad (16)$$

可以看出:当 $\alpha_1 = 45^\circ$ 或者 $\alpha_2 = 45^\circ$ 时, $I_{32} = 0$; 但当 $\alpha_2 = 45^\circ$ 时, I_{32} 和 I_{22} 均为 0。这是要保证两个晶体的光轴必须成 45° 角的原因。

对公式(13)进行化简处理可得:

$$\begin{cases} I_e = \int_0^\infty \psi d\lambda = (C_1/C_2^4)(\pi^4/15) \\ M_e = c \int_0^\infty \sin \delta_2 \psi_\lambda d\lambda = \cos 2\theta \cos^2(2\alpha) \cos \delta_2 (C_1/C_2^4)(\pi^4/15) \\ C_e = m \int_0^\infty D_{32} \cos 2\theta \psi_\lambda d\lambda = \cos 2\theta \cos \delta_2 \int_0^\infty \psi_\lambda d\lambda = \sin 2\theta \cos 2\alpha \sin 2\alpha (1 - \cos \delta_2) (C_1/C_2^4)(\pi^4/15) \\ S_e = 0 \end{cases}, \quad (17)$$

进而可以得出此时的偏振度 V 为

$$V = \sqrt{M_e^2 + C_e^2 + S_e^2} / I_e. \quad (18)$$

根据光谱仪采用的实际参数和需求以及所选择的光栅的偏振响应来确定消偏器的楔角,再通过 MATLAB 仿真确定消偏器的厚度。

通过上述公式计算得到的数值都是孤立的,无法直观地表示相关参数之间的关系。为了解决这个问题,本课题组通过 MATLAB 对其进行建模仿真。

3 消偏器的设计分析

3.1 消偏器在 MATLAB 中的仿真建模

由(18)式可以看出,偏振度是波长、光谱分辨率、楔角和晶体厚度的函数,但是由于上述公式太过复杂,而且它们无法直观地表示光学系统与消偏器的关系,因此本课题组采用 MATLAB 将其可视化,这样就可以直观地观察偏振度与晶体厚度、晶体楔角之间的关系,从而得到理想的消偏器结构。根据星载宽波段临边成像光谱仪的光学设计要求,

针对一个光谱范围为 $270 \sim 750 \text{ nm}$, 半峰全宽 FWHM 为 1.4 nm , 入瞳直径为 24 mm , CCD 尺寸为 $22.5 \mu\text{m} \times 22.5 \mu\text{m}$ 的星载光栅色散型成像光谱仪进行建模分析。该光谱仪的光学结构如图 3 所示。

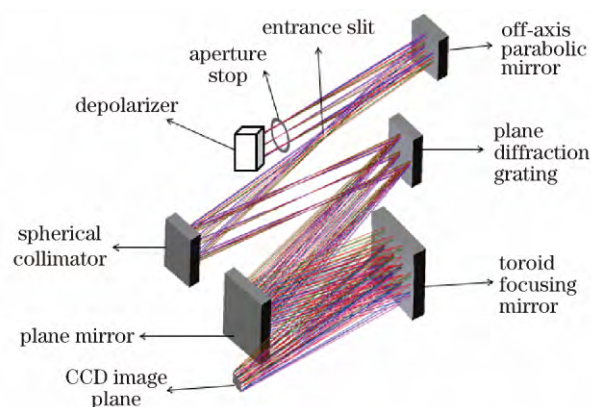


图 3 光谱仪的光路图

Fig. 3 Optical path of the spectrometer

偏振度随晶体厚度、楔角的变化而变化,如图 4 所示。

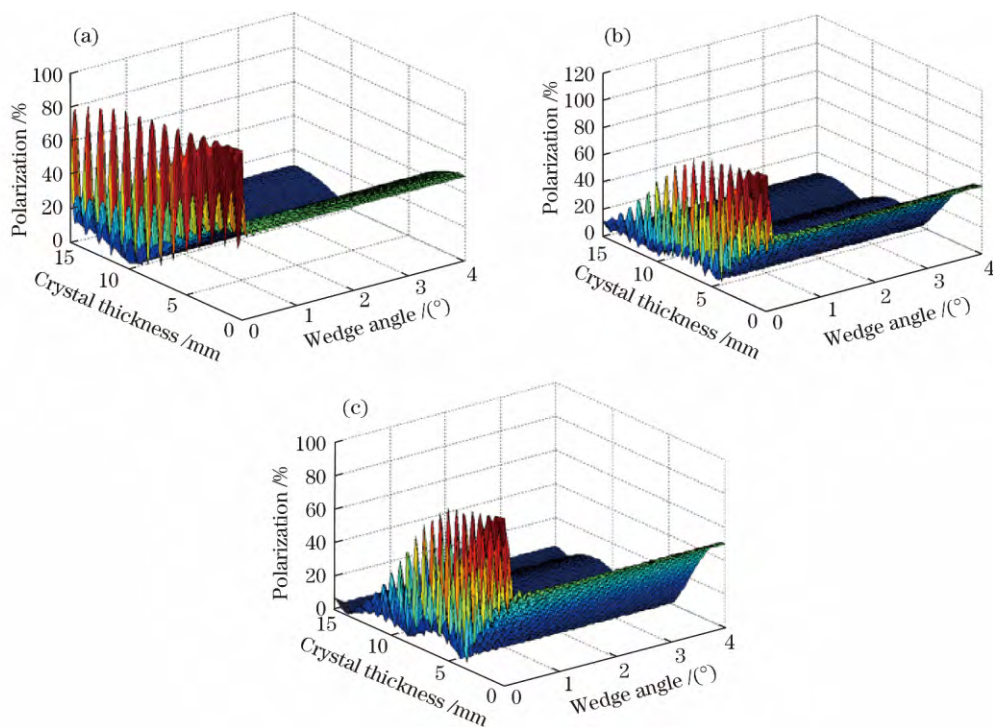


图 4 不同波长下偏振度与晶体厚度、楔角的关系。(a) 290 nm; (b) 500 nm; (c) 750 nm

Fig. 4 Relationship between the polarization and crystal thickness or wedge angle for different wavelengths.

(a) 290 nm ; (b) 500 nm ; (c) 750 nm

从图 4 可以看出:在 3 个波长下,随着晶体厚度和楔角增大,残余偏振度的振荡衰减趋于零,波长决定了残余偏振度的大小和振荡的速度。比较楔角为 2° 时的消偏效果,结果如图 5 所示。由图 5 可知,厚度在一定范围内时对偏振度的影响不大。为了尽可能保证光谱仪的成像质量,需要通过调制传递函数(MTF)对其进行分析,从而将晶体厚度和楔角变化限制在特定的范围内。

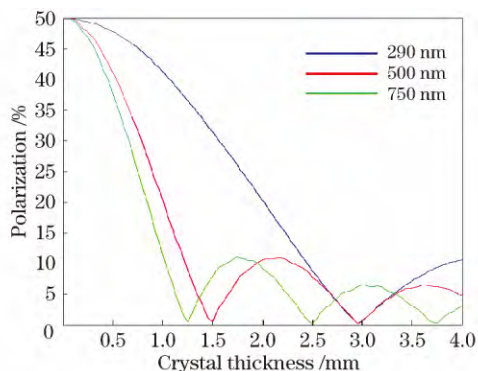


图 5 晶体楔角为 2° 时偏振度随晶体厚度的变化曲线

Fig. 5 Variation curves of polarization with crystal thicknesses for wedge angle of 2 degree

通过(18)式可知,当晶体的楔角为 0.76° 时,消偏器具有良好的消偏效果,所以将晶体楔角为 0.76° 的片段提取出来。从图 6 中可以看出:当晶体厚度

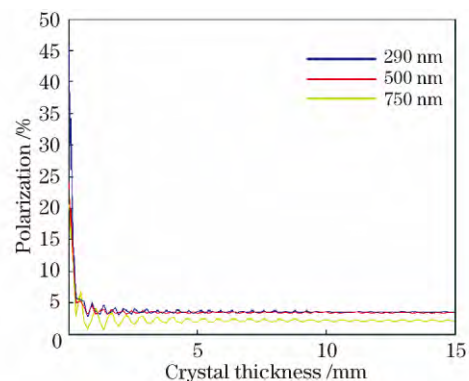


图 6 不同波长下偏振度与晶体厚度的关系

Fig. 6 Relationship between polarization and crystal thickness for different wavelengths

为 2.5~3.0 mm 时,偏振度较低。

取楔角 $\gamma = 0.76^\circ$, 晶体厚度 $t_1 = 3$ mm, $t_2 = 6$ mm, 在每个固定波长下计算消偏器不同角度出射光的残余偏振度,图 7 为入射光偏振方向不同时偏振度的示意图,可见,在工作波长范围内的残余偏振度均小于 7%。

3.2 晶体楔角对成像质量的影响

光通过带楔角的晶体相当于等厚干涉,通过实验可观察到晶体楔角 α 为 1° 、 2° 、 4° 、 6° 时的干涉图样^[13],如图 8 所示,可以发现:角度越大,干涉条纹越多,对成像质量的影响越大。

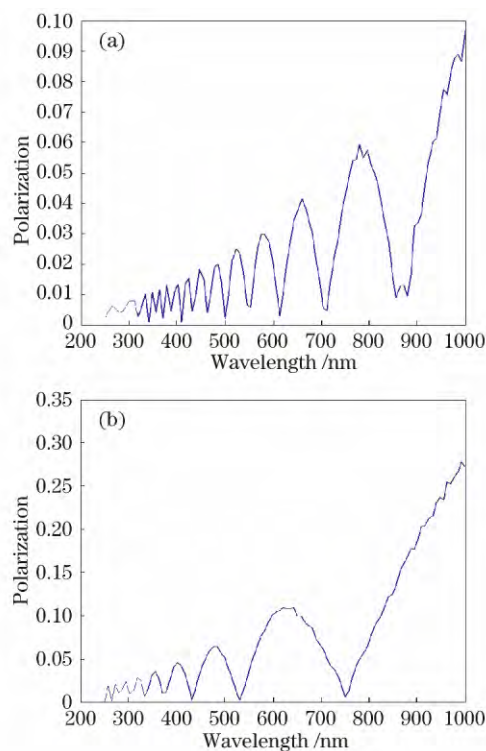


图 7 光谱分辨率为 1.4 nm 时偏振度随波长的变化。
(a)入射光振动方向与 X 轴的夹角为 30° ; (b)入射光振动方向与 X 轴的夹角为 45°

Fig. 7 Variations of polarization with wavelength when the spectral resolution is 1.4 nm. (a) When the angle between the vibration direction of the incident light and X-axis is 30° ; (b) when the angle between the vibration direction of the incident light and X-axis is 45°

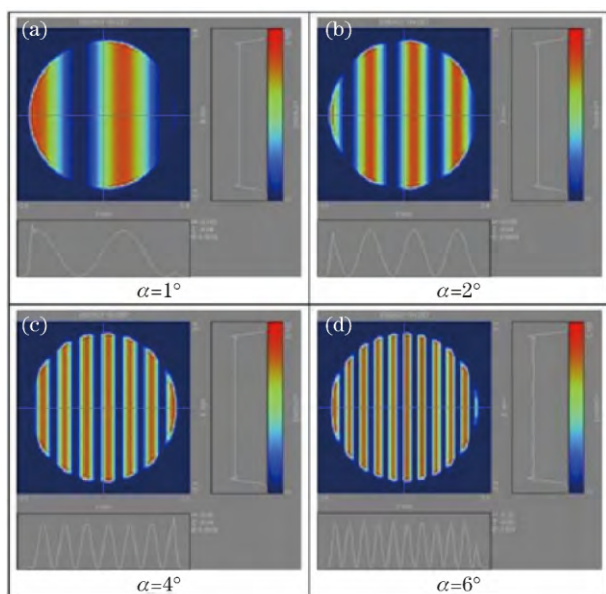


图 8 不同晶体楔角下的衍射图样

Fig. 8 Diffraction patterns at different crystal wedge angles

3.3 MTF 分析

虽然使用消偏器可以满足大多数空间探测仪偏振响应灵敏度的要求,但对于某些光谱分辨率特别高或者自带前置扫描系统的光谱仪来说,采用消偏器必然会降低成像质量,因此,消偏器的使用会受到明显的限制。用两束光线照射晶体,并在探测器上成像,两条光线成像点之间的距离为 $2d = 2f \tan \gamma$, f 为焦距,经过计算得到 $d = 16 \mu\text{m}$ 。由于光谱仪对空间分辨率的要求较低,而双像正处于空间维度,所以对光谱仪的影响较小。增加消偏器对 MTF 带来的影响可以通过点扩展函数的傅里叶变化得到,点扩展函数的表达式可以近似表示为 $F = 1/2[\delta(x-d) + \delta(x+2d)]$,其中 k 为探测器在空间维方向的奈奎斯特频率, $k = 19.2 \text{ linepair} \cdot (\text{mm})^{-1}$,双像之间的距离为 $20 \mu\text{m}$,计算得到 MTF 值为 0.982。可以看出,较小的晶体厚度对系统 MTF 的影响小。

4 结 论

本课题组从矩阵光学的角度研究了目前比较实用的空域消偏器,通过积分、求和等方式得到了晶体楔角的算法。通过 MATLAB 进行仿真得出了消偏器参数的最优解,最后分析了晶体楔角、厚度等主要参数对光谱仪成像质量的影响。本课题设计的消偏器的制造公差和对准公差比较宽松,容易加工制造。本研究的设计原理适用于所有空间消偏器的设计,可以预测,在许多遥感仪器中,消偏器的使用会越来越广泛。

参 考 文 献

- [1] Wu C J, Yan C X, Liu W, *et al.* Prism hyperspectral imaging optical system design with rectangular aperture[J]. *Acta Optica Sinica*, 2013, 33(12): 1222001.
吴从均, 颜昌翔, 刘伟, 等. 方形孔径棱镜式成像光谱仪光学设计[J]. *光学学报*, 2013, 33(12): 1222001.
- [2] Xue Q S, Wang S R, Yu X Y. Dyson spectral imaging system with large relative aperture and wide spectral region[J]. *Optical and Precision Engineering*, 2013, 21(10): 2535-2542.
薛庆生, 王淑荣, 于向阳. 大相对孔径宽波段 Dyson 光谱成像系统[J]. *光学精密工程*, 2013, 21(10): 2535-2542.
- [3] Wu T X, Yan L, Xiang Y. The multi-angle polarization spectral character of water and its applications in water color remote sensing[J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2010, 30(2): 448-452.

- 吴太夏, 晏磊, 相云. 水体的多角度偏振波谱特性及其在水色遥感中的应用[J]. 光谱学与光谱分析, 2010, 30(2): 448-452.
- [4] Stephen C. Design and analysis of depolarizer for NASA moderate resolution imaging spectrometer-tilt (MODIS-T)[J]. Proceedings of SPIE, 1992, 1746: 375-385.
- [5] Chen F, Xu P M. Depolarizer for broadband imaging grating spectrometer[J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(4): 0422002.
- 陈芳, 徐彭梅. 宽谱段成像光栅光谱仪消偏器的设计[J]. 光学学报, 2014, 34(4): 0422002.
- [6] Yan F P, Yao Y, Jian S S. Characteristics of Lyot optical fiber depolarizer[J]. Acta Optica Sinica, 1996, 16(6): 848-852.
- 延凤平, 姚毅, 简水生. 基于 Lyot 型光纤消偏器特性的研究[J]. 光学学报, 1996, 16(6): 848-852.
- [7] Chi H, Zhang X M, Chen K S. Coherence analysis of Lyot depolarizer[J]. Journal of Zhejiang University, 2000, 34(2): 140-142.
- 池灏, 章献民, 陈抗生. Lyot 退偏器的相干分析[J]. 浙江大学学报, 2000, 34(2): 140-142.
- [8] Wang R, Wang S R, Li F T. Research on the depolarizer performance of the space-borne grating spectrometer[J]. Optial Technique, 2009, 35(1): 89-92.
- 王锐, 王淑荣, 李福田. 星载光栅光谱仪消偏器性能研究[J]. 光学技术, 2009, 35(1): 89-92.
- [9] Tang Q, Guo L X, Zhao B C. An allotype double H-V depolarizer for hyperfine spectrometer[J]. Spectroscopy and Spectral Analysis, 2017, 37(12): 3913-3919.
- 唐茜, 郭立新, 赵葆常. 一种用于大气超光谱探测的异性双 H-V 消偏器[J]. 光谱学与光谱分析, 2017, 37(12): 3913-3919.
- [10] Wei G H. Matrix optics[M]. Beijing: Arms Industry Press, 1995.
- 魏光辉. 矩阵光学[M]. 北京: 兵器工业出版社, 1995.
- [11] Jin Y M, Shen W M. Design of double wedge depolarizer for grating imaging spectrometer[C]. The Chinese Society for Optical Engineering Conferences, 2016: 1025522.
- [12] Dennis G. Polarized light [M]. Boca Raton, FL: CRC Press, 2011: 96, 220.
- [13] Ge J H, Chen Z. Optimized design of parameters for wedge-crystal depolarizer[J]. Applied Mechanics and Materials, 2012, 110/116: 3351-3357.