

**Design and Calibrate of the Mid-infrared Mueller Matrix
Ellipsometer**

A thesis submitted to

University of Chinese Academy of Sciences

in partial fulfillment of the requirement

for the degree of

Master of Natural Science

in Astronomical technology and methods

By

Zheng Zhou

Supervisor: Senior engineer Hou Junfeng

National Astronomical Observatories,

Chinese Academy of Sciences

June 2022

中国科学院大学
研究生学位论文原创性声明

本人郑重声明：所提交的学位论文是本人在导师的指导下独立进行研究工作所取得的成果。尽我所知，除文中已经注明引用的内容外，本论文不包含任何其他个人或集体已经发表或撰写过的研究成果。对论文所涉及的研究工作做出贡献的其他个人和集体，均已在文中以明确方式标明或致谢。

作者签名： 郑州

日期：2022.05.20

中国科学院大学
学位论文授权使用声明

本人完全了解并同意遵守中国科学院有关保存和使用学位论文的规定，即中国科学院有权保留送交学位论文的副本，允许该论文被查阅，可以按照学术研究公开原则和保护知识产权的原则公布该论文的全部或部分內容，可以采用影印、缩印或其他复制手段保存、汇编本学位论文。

涉密及延迟公开的学位论文在解密或延迟期后适用本声明。

作者签名： 郑州

日期：2022.05.20

导师签名： 侯俊峰

日期：2022.05.20

摘 要

磁场是太阳物理中最重要的观测量，目前太阳物理最具挑战性的三大科学难题—太阳发电机、纤维化的磁对流过程、日冕加热问题，无一不与太阳磁场的性质与演化密切相关，精确定量的磁场测量是解决这些问题的关键环节。但在太阳磁场测量百余年历史中，一直存在模型依赖和横向分量精度低两大瓶颈问题，使得现有观测已无法满足当今太阳物理前沿研究的需求。“用于太阳磁场精确测量的中红外观测系统”（AIMS）是由国家自然科学基金支持的国家重大仪器装备研制项目（部委推荐），是由我国自主研发的国际上第一台中红外太阳专用观测设备。AIMS将利用中红外的观测优势，克服百年历史中的瓶颈问题，实现太阳磁场从“间接测量”到“直接测量”的跨越发展，将现有横场测量精度提高一个量级，促进诸如天体爆发活动的成因、辐射磁流体动力学过程、局地发电机过程、日冕加热问题等前沿领域的进展，并探索目前知之甚少の中红外波段所蕴含的新的科学研究机遇。同时，AIMS望远镜的研制将极大推动中红外波段大口径太阳望远镜、偏振测量、高分辨光谱、高性能探测器等相关前沿技术的发展。AIMS的观测波长为8-14 μm 中红外波段，其中利用Mg I 12.32 μm 来研究太阳矢量磁场，其要求望远镜的偏振灵敏度在 10^{-3} 以上。

然而，AIMS望远镜是一个地平式离轴望远镜且包含多个反射镜，各反射镜之间的相互旋转使得望远镜附加偏振较大而且随时随刻变化，反射镜的偏振性能直接影响未来望远镜的偏振建模精度；此外偏振元件的参数定标准确性也直接影响最终的偏振测量精度。因此，需要在实验室搭建一台中红外 Mueller 矩阵椭偏仪，设计高精度定标方法进行系统定标，以便其可以为准确测量望远镜透反射元器件、建立 AIMS 光学系统精确偏振模型提供有效的数据支持。本文的主要工作内容包括：

（1）确定了单色仪分光式中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的装调测量方案，完成了该椭偏仪的装调与性能测试。

（2）在不同波长下，使用非线性拟合法与双旋转延迟器法对该椭偏仪进行交叉定标，分析该椭偏仪的测量精度。

（3）利用硒化镉透射样品和镀铝膜反射样品对椭偏仪的透射、反射能力进

进行测试, 获得椭偏仪的透射与反射模块对红外光学器件的测量精度。最后初步测量了 AIMS 主光学系统反射镜的陪镀片, 为下一步 AIMS 的偏振定标和偏振建模奠定基础。

取得的主要成果有:

(1) 在同一波长下, 使用非线性拟合法与双旋转延迟器法两种方法对椭偏仪自身的两个相位延迟器的偏振参数分别定标, 结果一致; 交叉定标结果表明, 该椭偏仪的定标精度在 0.008 以内。

(2) 根据对透射样品与反射样品的测试结果, 非线性拟合法与双旋转延迟器法对红外样品的测量也有保持相同的结果, 且测量精度基本保持一致, 约为 0.05, 在 AIMS 重点关注波长 12.32 μm 下, 测量精度为 0.02; 研究发现, 在波长为 11.50 μm 与 11.70 μm 时, 测量重复性较差。

关键词: 磁场测量, 中红外探测, 椭偏仪, Mueller 矩阵

Abstract

Magnetic field is the most important observation quantity of the solar physics. At present, there are three most challenging scientific problems in solar physics -- solar dynamo, fibrotic magnetic convection process and corona heating are all closely related to the nature and evolution of solar magnetic field, the accurate quantitative magnetic field measurement is the key to solve these problems. However, in the history of solar magnetic field measurement for more than 100 years, there have been two bottleneck problems, model dependence and low accuracy of transverse component, which make the existing observations unable to meet the needs of the frontier research of solar physics. The Mid-infrared Observation System for The Accurate Measurement of solar Magnetic Field (AIMS) is supported by the National Natural Science Foundation of China (recommended by the Ministry). It is the first mid-infrared solar observation equipment independently developed by China in the world. AIMS to use infrared observation advantage, overcome the bottleneck problems in one hundred years of history, to realize the sun's magnetic field from the "indirect measurement" to the spanning development of "direct measurement", will existing transverse field measurement precision raise an order of magnitude, to promote the cause of the outbreak of celestial activity, radiation magnetohydrodynamics process, local generator, coronal heating, such as the progress of the frontier, and explore New scientific research opportunities in the currently poorly understood mid-infrared band. At the same time, the development of this project will greatly promote the development of mid-infrared band large aperture solar telescope, polarization measurement, high resolution spectroscopy, high-performance detectors and other related cutting-edge technologies.

However, AIMS telescope is a horizontal off-axis telescope and contains many reflectors. The mutual rotation of the reflectors makes the additional polarization of the telescope larger and changes with time, and the polarization performance of the mirrors directly affects the polarization modeling accuracy of future telescopes. In addition, the

calibration accuracy of the parameters of the polarization element also directly affects the final polarization measurement accuracy. Therefore, it is necessary to set up a mid-infrared Mueller matrix ellipsometer in the laboratory, and design a high-precision calibration method for system calibration, so that it can provide effective data support for accurately measuring the telescope's transfective components and establishing the accurate polarization model of AIMS optical system. The main contents of this paper include:

(1) The design scheme of the monochromator spectral mid-infrared Mueller matrix ellipsometer is determined. According to the working wavelength and scientific requirements of AIMS, the components in the system are selected and the parameters are designed. After that, the ellipsometer is built, installed and tested, and it is confirmed that it can be put into use normally.

(2) At different wavelengths, the ellipsometer is precisely calibrated by nonlinear fitting method and double rotation method, and the polarization corresponding matrix and air Mueller matrix are measured. The calibration accuracy and measurement accuracy of the ellipsometer components are analyzed through the calibration and measurement results.

(3) The transmittance and reflectance of the ellipsometer were tested by using the transmission sample of cadmium selenide and the reflection sample of aluminum model, and the measurement accuracy of the transmission and reflection module on the infrared optical device was obtained. Finally, the plating plate of the mirror of AIMS main optical system is preliminary measured, which lays a foundation for the polarization modeling and polarization calibration of AIMS.

The main achievements are as follows:

(1) At the same wavelength, the azimuth of the two rotating phase retarders of the elliptic apparatus is consistent with the phase delay calibration results by using the nonlinear fitting method and the double rotation method. The cross calibration results show that the accuracy of the elliptic apparatus calibration is within 0.008.

(2) According to the test of transmission and reflection samples, the nonlinear

fitting method and the dual-rotation method also have the same results for infrared samples, and the measurement accuracy is basically the same, about 0.05, AIMS focuses on 12.32um, the measurement accuracy is 0.02. It is found that the repeatability of measurement is poor when the wavelength is 11.50um and 11.70um.

Key Words: Magnetic field measurement, Mid-infrared detection, Ellipsometer, Mueller matrix

目 录

第 1 章 引言.....	1
1.1 研究背景与意义.....	1
1.1.1 太阳与太阳磁场.....	1
1.1.2 太阳磁场测量与 AIMS 望远镜.....	2
1.1.3 研究意义.....	3
1.2 国内外研究及现状.....	4
1.2.1 国外研究.....	4
1.2.2 国内研究.....	6
1.3 本文主要工作.....	7
第 2 章 椭偏测量原理	9
2.1 偏振光学基础理论.....	9
2.1.1 偏振光导论.....	9
2.1.2 光的偏振态.....	10
2.2 偏振元件与其偏振特性.....	11
2.3 Jones 矢量, Stokes 矢量与 Mueller 矩阵	12
2.3.1 Jones 矢量.....	12
2.3.2 Stokes 矢量	13
2.3.3 Mueller 矩阵.....	15
2.4 Mueller 矩阵椭偏仪.....	17
2.5 本章小结.....	18
第 3 章 中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统设计与装调	19
3.1 引言.....	19
3.2 旋转波片型椭偏仪模型.....	19
3.3 整体系统设计.....	20
3.4 元器件选型及系统设置.....	21
3.4.1 红外测量系统的选型及参数设置.....	21
3.4.2 红外光学器件的选型.....	23
3.4.3 控制系统及信号处理.....	24
3.5 系统稳定性测试.....	24

3.6 椭偏仪光学器件装调.....	26
3.7 本章小结.....	27
第 4 章 Mueller 矩阵椭偏仪定标与测试.....	29
4.1 引言.....	29
4.2 Mueller 矩阵椭偏仪测量原理.....	29
4.2.1 非线性拟合法.....	30
4.2.2 双旋转延迟器法.....	33
4.3 椭偏仪定标精度验证.....	34
4.3.1 偏振响应矩阵.....	34
4.3.2 空气 Mueller 矩阵.....	35
4.3.3 定标结果对比.....	35
4.4 椭偏仪测量精度验证.....	36
4.4.1 透射样品测试.....	36
4.4.2 反射样品测试.....	37
4.4.3 12.32 μm 下 AIMS 系统反射镜陪镀片测量.....	44
4.5 本章小结.....	45
第 5 章 总结与展望.....	47
5.1 全文总结.....	47
5.2 研究展望.....	47
参考文献.....	49
致 谢.....	53
作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果.....	55

图目录

图 1.1	AIMS 系统光路图.....	3
图 3.1	中红外 Mueller 矩阵椭偏仪测量原理.....	20
图 3.2	中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统设计图.....	21
图 3.3	(a) 为红外光源, (b) 为斩波器.....	22
图 3.4	光谱仪.....	22
图 3.5	(a) 碲镉汞红外探测器, (b) 锁相放大器.....	23
图 3.6	(a) 为硅基底线栅偏振片, (b) 为硒化镉相位延迟器.....	23
图 3.7	镀金膜反射镜.....	24
图 3.8	实验装置图.....	25
图 3.9	探测强度稳定性测试.....	26
图 3.10	起偏器 P 方位角拟合.....	27
图 3.11	检偏器 A 方位角拟合.....	27
图 4.1	非线性拟合法旋转模式图.....	30
图 4.2	角度敏感性.....	33
图 4.3	双旋转延迟器法旋转模式图.....	33
图 4.4	偏振响应矩阵.....	34
图 4.5	空气 Mueller 矩阵.....	35
图 4.6	相位延迟器方位角 (a), 与相位延迟 (b).....	35
图 4.7	透射样品 Mueller 矩阵.....	37
图 4.8	透射样品测量标准差.....	37
图 4.9	11.00um 下反射样品 Mueller 矩阵.....	39
图 4.10	11.00um 下测量标准差.....	39
图 4.11	11.50um 下反射样品 Mueller 矩阵.....	40
图 4.12	11.50um 下测量标准差.....	40
图 4.13	11.70um 下反射样品 Mueller 矩阵.....	41
图 4.14	11.70um 下测量标准差.....	41
图 4.15	12.00um 下反射样品 Mueller 矩阵.....	42

图 4.16	12.00um 下测量标准差	42
图 4.17	12.32um 下反射样品 Mueller 矩阵	43
图 4.18	12.32um 下测量标准差	43
图 4.19	AIMS 陪镀片 Mueller 矩阵	44

表目录

表 2.1	琼斯矢量的表示.....	13
表 2.2	偏振光的 Stokes 矢量.....	14
表 2.3	偏振器件的 Mueller 矩阵.....	16
表 2.4	Mueller 矩阵计算公式.....	16

第1章 引言

1.1 研究背景与意义

1.1.1 太阳与太阳磁场

太阳是太阳系中唯一的恒星，也是离我们最近的一颗恒星，在宇宙的所有天体中，太阳是与人类关系最密切的，所谓万物生长靠太阳，正是靠着太阳发出的光和热，地球才能拥有现在的生态环境，人类以及其他生物才能在地球上赖以生存。从古至今人们对太阳的疑问一直存在，春秋时便有两小儿辩日的故事，体现出了人们对日地距离的疑问，除了太阳离我们有多远之外，我们还对太阳的其他特点感兴趣，太阳内部结构和表面结构是怎样的？太阳是怎样发光发热的？太阳已经诞生了多久以及还能继续存在多久？为了探讨诸如太阳内部和表面发生的物理过程，天文学中诞生了专门针对太阳研究的学科—太阳物理学^[1]。专注太阳研究的物理学家们精心研制各种仪器，时时刻刻对太阳进行精密观测，并且运用科学的手段进行分析和理论推导，可以对上述一些问题给出答案，然而相比这些已经解决的问题，关于太阳的很多问题我们还无法得到正确的答案，需要科学家们继续加以探讨。针对太阳的研究对科学的发展以及我们的生产生活有深远的意义，主要表现为：

（1）太阳是一个典型的 G2 型主序星，由于它是离我们最近的恒星，也就成为了唯一一颗可以进行高分辨率、高精度测量的恒星^[2]，对太阳的细致研究对于了解整个恒星家族具有普适性的意义。根据太阳的研究结果，我们能够广泛地了解大多数恒星，有望解决关于恒星的大气辐射传输，恒星内部构造和恒星演化等问题。

（2）太阳的高温和强磁场是我们目前的技术很难达到的，它给我们提供了一个地球上无法模拟的天然等离子实验室，利用这一点进行研究能够促进现代物理学的发展，其中，对太阳的色球光谱和日冕光谱的探索推动了现代光谱学的快速发展，核物理学的进展则有赖于针对太阳能源与中微子的研究，而针对太阳爆发和太阳磁场的研究则促进了磁流体力学和等离子体物理的发展^[1]。

（3）某些太阳活动会扰乱地球磁场，如大规模的太阳耀斑爆发和日冕物质抛射等，会对航空航天，通信等人类活动造成不可预估的影响，带来巨大的经济

损失, 因此, 研究太阳活动并了解太阳活动规律对促进科学发展以及保护经济的发展有着重要意义。

现代很多研究表明, 太阳表面活动离不开太阳磁场的作用, 太阳大气中所有的现象都是电磁相互作用带来的, 因此, 研究太阳磁场的产生和作用机理对研究太阳活动本质、解决太阳物理难题有着至关重要的作用。

1.1.2 太阳磁场测量与 AIMS 望远镜

19 世纪末, 荷兰物理学家 Zeeman 将光源置于足够强的磁场中, 发现在强磁场下光源的光谱会发生改变, 一条谱线能够分裂成多条偏振化的谱线, 分裂后的谱线间的裂距与该处的磁场强度和谱线波长平方成正比, 这个现象被命名为 Zeeman 效应。20 世纪初, 美国科学家 Hale 创造性地将该现象应用在太阳黑子的磁场强度的测量, 并成功测得了太阳黑子磁场强度, 开创了利用 Zeeman 效应观测太阳磁场的先河^[3]。

近年来, 国内外建造的大型太阳观测设备都是以进行太阳磁场的高精度探测为主要目标, 如西班牙的 1.5 米口径 GREGOR 望远镜^[4]、美国大熊湖 1.6 米口径 NST 望远镜^[5]、夏威夷 4 米口径 DKIST 望远镜等^[6]。

针对太阳磁场观测所探索的谱线中, Mg I 12.22 μm 线和 Mg I 12.32 μm 线是迄今为止灵敏度最高的谱线, 对于太阳磁场探测来说, 这两条谱线均具有巨大的潜力^[7]。相比之下, Mg I 12.32 μm 线比 Mg I 12.22 μm 线具有更高的辐射强度以及更强的偏振信号, 并且其对磁场的响应函数更大, 所以以目前的科技水平来说, Mg I 12.32 μm 线更适合用来探索太阳磁场。我国太阳物理学家提出并自主研制的“用于太阳磁场精确测量的中红外观测系统”(AIMS) 是世界上第一台专门用于太阳辐射中的中远红外波段的太阳观测的大型望远镜系统, 便是利用 Mg I 12.32 μm 线针对太阳磁场观测的精度和灵敏度优势进行磁场测量。AIMS 项目旨在研制国际上第一台中红外太阳磁场观测设备, 利用中红外的观测优势, 解决一个世纪以来太阳磁场观测中的疑难问题, 实现太阳磁场从“间接测量”到“直接测量”的跨越发展^[8], 摆脱了传统测量方法对太阳辐射转移模型及复杂反演方法的依赖, 将太阳磁场的横场测量精度提高一个量级。促进诸如太阳活动爆发原因、辐射磁流体动力学过程、太阳发电机问题、日冕加热问题等太阳研究前沿领域的进展, 并深入探究目前几乎无人涉足的中红外波段探测, 以寻找到新的科学研究

机遇。

目前太阳磁场测量主要通过测量 Zeeman 效应后偏振光的 Stokes 矢量变化，再利用太阳大气的辐射转移模型反演获得太阳磁场的信息。因此，高精度偏振测量是太阳望远镜能否实现磁场观测的核心技术。

AIMS 望远镜是一个地平式离轴望远镜，图 1.1 为 AIMS 望远镜的光路图，由图可知，该望远镜包含多个反射镜，各反射镜之间的相互旋转使得望远镜附加偏振较大而且随时随刻变化，反射镜的偏振性能直接影响未来望远镜的偏振建模精度；此外偏振元件的参数定标准确性也直接影响最终的偏振测量精度。因此，如何实现红外元器件的精确性能测量和偏振建模是 AIMS 望远镜实现高精度偏振测量乃至最终的精确磁场反演的关键问题。

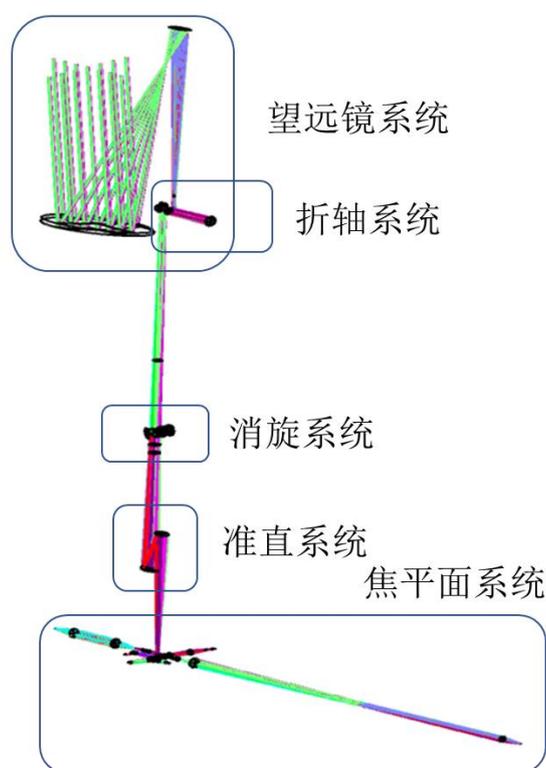


图 1.1 AIMS 系统光路图

1.1.3 研究意义

通过在实验室搭建一台中红外 Mueller 矩阵椭偏仪，设计高精度定标方法进行系统定标，为准确测量望远镜透反射元器件、建立 AIMS 光学系统精确偏振模型提供有效的数据支持。此外，整个实验过程可以模拟 AIMS 的实际偏振测量状态，有望提前发现并解决 AIMS 实际观测过程中可能存在的问题，这些研究对于

未来 AIMS 望远镜常规运行后快速实现高质量的科学产出具有极其重要的现实意义。

1.2 国内外研究及现状

当一束光经过目标物体被折射或反射后,与物体发生过相互作用的折射光或反射光中就包含了目标物体的某些信息,被称为目标物体的特征偏振^[9]。偏振光学探测技术便是利用反射光中的偏振特性对目标物体进行分析的新型探测技术。中红外波段的偏振探测由于从另外一个视角提供了崭新的、潜在的有效信息,因此,逐渐被广泛应用于天文、遥感、军事等诸多领域^[10-13]。然而,随着科学家们对中红外设备偏振灵敏度的要求不断越高,设备自身的偏振精度显得愈加重要^[14]。例如 AIMS,工作波长为 Mg I 12.32 μm ,其要求望远镜的偏振灵敏度在 10^{-3} 以上,相应的 Q、U、V 之间的偏振串扰优于 0.01^[14],此时,望远镜中各种反射镜或组件产生的仪器偏振限制了望远镜的偏振灵敏度和精度。因此,如何更精确的测量这些反射、透射元件乃至组件的偏振特性,以期通过偏振建模和优化提高偏振精度和灵敏度是中红外偏振设备实现精确偏振测量面临的一个普遍性问题。

常见的用来表征偏振光和偏振器件的偏振信息的参数有 Jones 矢量, Stokes 矢量^[15], Mueller 矩阵等。常用 Stokes 矢量来描述入射光和出射光的偏振特性, Mueller 矩阵则包含光学元件、表面或系统的完整偏振描述^[16-17],利用 Stokes 矢量和 Mueller 矩阵能够推导出材料完整偏振信息^[18]。因此,基于 Stokes 矢量和 Mueller 矩阵测量来获取物体偏振信息的技术和应用十分重要, Stokes 矢量和 Mueller 矩阵的测量精度关系到物体偏振信息的测量精度,如何提高偏振参数测量精度一直是偏振测量技术发展的重点^[19]。

椭偏测量法是一种强有力的材料无损、非接触表征技术,与普通反射法相比,不需要标准反射物,而且由宏观表面粗糙度引起的散射损失只产生较小的扰动,典型的应用是测定表面的光学性质和测量表面层或薄膜的厚度^[20],近年来,椭偏测量法在紫外和红外光谱领域得到了广泛的应用^[21]。在多年的偏振探测研究中,科学家们设计出了利用 Stokes 矢量, Jones 矩阵, Mueller 矩阵等研究物体的偏振特性的方案和系统^[16-17]。

1.2.1 国外研究

椭偏测量起源于 19 世纪,围绕什么是偏振以及如何描述偏振展开,大多数

的研究者认为椭偏测量法的开创者是德国科学家 Paul Drude^[26]。1887年, Drude 提出了椭偏理论, 着手建立了世界上第一台椭偏测量装置, 并且成功地利用其对 18 种金属的光学常数进行了测量^[27], 但这套装置在当时并没有得到充分的关注。

1929年, 法国物理学家 P.Soleille 首次使用一个具有 16 个元素的 4×4 矩阵来描述出射光与入射光之间的关系^[26]。

1945年, Rothen 博士发现并强调了椭偏方程以及可以进行椭偏测量的装置在测定薄膜厚度以及材料光学特性方面的巨大优势, 并且首次提出了“椭偏测量法(Ellipsometry)”的概念^[28], 将用来进行椭偏测量的装置命名为“椭偏仪(Ellipsometer)”。椭偏仪出现之后, 椭偏测量法及椭偏仪得到了从事偏振研究的机构和研究者的广泛重视, 并且研制出了早期的消光式椭偏仪(Null ellipsometer)。但当时的椭偏研究主要集中在偏振光学理论的完善以及仪器光学性能的提高, 椭偏仪的改进及研制发展相对缓慢, 所以早期椭偏仪的测量精度和测量效率都很低。

1948年, 德国科学家 H.Mueller 教授对在这个 4×4 矩阵进行了进一步运算, 得到了其与 Stokes 矢量之间关系, 并将其命名为 Mueller 矩阵^[26]。

20 世纪 70 年代, 随着计算机技术的飞速发展, 自动化控制系统的发展也突飞猛进, 带动了椭偏仪朝着高精度, 高效率的方向发展^[29-31], 使其在偏振光与材料表面之间相互作用的机制方面有了较为广泛的应用。

1975年, Aspnes 博士设计出了一种通过旋转检偏器实现调制偏振光的偏振态的光谱型椭偏仪(Spectroscopic ellipsometer, SE), 利用该光谱仪可以得到样品的椭偏信息, 光谱范围覆盖整个可见光波段, 并且延展到近紫外波段^[32]。此后, 各类椭偏仪相继涌现, 有以旋转检偏器型和旋转延迟器型为代表的旋转偏振器件型光谱椭偏仪, 也有相位调制型光谱椭偏仪, 光谱型椭偏仪逐渐得到人们的重视, 并且进行了改进和广泛应用, 光谱范围也发展到覆盖红外到紫外波段^[33-35]。但是这个阶段椭偏仪的测量能力非常有限, 只能获得样品的两个偏振参数, 振幅比和相位差, 这两个参数并不能完全表征待测样品的完整偏振态, 缺少了样品的很多信息。

基于此, 1978年, Azzam 教授提出了双旋转延迟器型 Mueller 矩阵椭偏仪, 两延迟器以恒定角速度比运行, 该椭偏仪的优势在于, 可以在一次测量中获取样品 Mueller 矩阵的全部 16 个元素值^[36], 与传统的光谱型椭偏仪相比, 能够得到关于样品各向异性和退偏效应等在内的更多的信息, 在实际应用中有更广泛的前

景。

1998 年, Cameron 通过对 Mueller 矩阵的 16 个元素进行数值分析, 发现其中只有 7 个独立元素, 并将测量结果模拟结果相比较, 具有良好的一致性^[37]。随着科学家们的深入研究, 人们发现 Mueller 矩阵的 16 个元素均代表着一定的物理意义, 但是却无法准确地表达。直到极化分解法的出现, 才将 Mueller 矩阵分解为三个矩阵的乘积形式, 分别代表二向色性、相位延迟和退偏性^[38]。

目前, 美国亚利桑那大学的 Chipman 课题组主要研究 Mueller 矩阵分解和退偏^[39-40], 托莱多大学的 Collins 课题组主要研究 Mueller 矩阵椭偏仪测量以及在线监测^[41-44], 橡树岭国家实验室 Jellison 课题组^[45-46]和内布拉斯加大学林肯分校的 Schubert 课题组主要研究材料光学常数测量和材料表征^[47-48], 法国国家科学研究中心界面与薄膜物理实验室 Martino 课题组主要研究可见光波段的 Mueller 矩阵优化设计及纳米结构表征^[49], 挪威科技大学 Kildemo 课题组主要研究近红外波段 Mueller 矩阵椭偏仪的优化设计^[50]。除了科学研究外, 相继也出现了一些椭偏仪生产公司, 如匈牙利 Semilab 公司, 日本 Horiba 公司, 美国 J.A Wollam 公司等。

1.2.2 国内研究

相比国外, 国内椭偏及椭偏仪研究出现较晚, 20 世纪 70 年代初, 由北京大学黄昆院士和莫党教授率先开展椭偏仪及相关技术研究, 1974 年, 莫党教授与自己的学生开展椭偏仪研制工作, 成功研制出了激光椭偏测厚仪和旋转椭偏器式波长扫描光度椭偏仪^[51]。此后国内多个高校及单位也开始进行椭偏测量技术以及椭偏仪研制的研究, 如清华大学、华中科技大学、电子科技大学、南京理工大学及中科院下属部分研究所等。

2006 年, 华中科技大学的胡锐博士等人研制并搭建了一套用于测定混浊介质的后向漫散射 Mueller 矩阵椭偏仪, 并分别测量了消偏振分光棱镜的反射 Mueller 矩阵和浓度为 1.5% 的脂肪乳溶液的后向漫散射 Mueller 矩阵^[52]。

2007 年, 中国科学院的吴智云等人通过旋转波片调节入射光偏振态, 测量并计算得到了聚四氟乙烯的 Mueller 矩阵^[53]。

2012 年, 中国科学院国家天文台侯俊峰等人搭建了应用于可见光的 Mueller 矩阵椭偏仪, 并进行可见光波段光学器件的检测^[23]。

2014年, 电子科技大学宋国志等人采用全反射式聚焦系统设计, 研制了能够测量 Mueller 矩阵的宽光谱椭偏仪, 对集成电路中不同线宽结构的 CD 样品进行了测量^[54]。

2018年, 华中科技大学刘柠林等人自主设计并搭建了一台双旋转型 Mueller 矩阵椭偏仪, 在 2-5 μm 范围内, 对空气及不同厚度的 SiO₂ 标准样品的 Mueller 矩阵进行测量^[55]。

近年来, 国内椭偏测量技术及椭偏仪研制工作取得了丰盛的研究成果, 尤其是传统椭偏仪的性能已经达到了国外先进水平, 但是在中远红外 Mueller 矩阵椭偏仪研究方面仍然发展缓慢。

1.3 本文主要工作

本课题将基于实验室新研制的一台中红外 Mueller 矩阵椭偏仪, 设计高精度定标方法进行系统定标, 以便其可以为准确测量望远镜透反射元器件、建立 AIMS 光学系统精确偏振模型提供有效的数据支持。

为了能够提高椭偏测量精度, 满足 AIMS 项目需求, 主要进行了如下几部分工作:

1. 根据椭偏测量原理, 针对新研制的一台单色仪分光式中红外 Mueller 矩阵椭偏仪, 对仪器进行参数配置摸索, 验证其数据采集的稳定性, 确保测量数据可靠; 完成系统光路装调, 最大程度地降低系统误差对仪器数据采集的影响。(文中第三章)

2. 使用非线性拟合法和双旋转延迟器法对 Mueller 矩阵椭偏仪进行对比定标, 通过分析定标获得的椭偏仪自身的偏振参数, 验证不同定标方法的可靠性。使用非线性拟合法和双旋转延迟器法对透射、反射样品进行 Mueller 矩阵测量, 对比得到的结果, 验证椭偏仪的测量精度。(文中第四章)

3. 应用中红外 Mueller 矩阵椭偏仪测量 AIMS 反射镜陪镀膜, 得到反射镜的偏振特性, 为下一步 AIMS 望远镜的偏振建模提供数据支持。(文中第四章)

第2章 椭圆偏振测量原理

2.1 偏振光学基础理论

2.1.1 偏振光导论

光是一种横向电磁波，是一种移动的电磁场，光的电场和磁场在与光传播方向垂直的横截面内振荡。当电荷（电子和质子）加速并振荡时产生光，然后，光的作用力反过来造成电荷振荡^[56]。我们所说的偏振光是光的一种状态，偏振指的是光在横截面的特性，描述了光的偏振大小和偏振方向。夏天的柏油马路路面上反射的光和水面上反射的光便是具有部分偏振性质的光，属于部分偏振光^[57]，这种具有偏振的电磁波范围不仅限于可见光，其他波段的电磁波也具有偏振性质。然而人眼对于偏振光不敏感，我们可感知光的明暗和色彩但无法判断光是偏振的还是非偏振的，或偏振方向是怎样的，正因为人类是偏振视盲的，所以我们无法感知身边的许多偏振现象^[56]。

光的偏振态可用偏振元件来控制，透镜、反射镜、光学涂层、衍射光栅、晶体、液晶以及许多其它界面和材料都会改变光的偏振态^[56]。自 19 世纪以来，科学家们致力于研究、探索偏振光的性质，并将偏振光的应用拓展到了不同的领域，比如利用偏振光分析物质内部产生的应力的光弹性学，利用偏振光读取光盘信息，还可以利用偏振光的折反射研究表面状态及溶液浓度等^[57]。

为了表述偏振光，将沿直线（Z 轴）传播的光分解为两个相互垂直的分量（X 轴，Y 轴），可以将沿这两个轴向的分量作为各自的偏振状态，光的整体偏振态可用 X，Y 轴上两个分量的偏振状态合成来表示。如果一束光在传播的过程中其频率、波长等状态保持不变，那么两个分量的状态也保持不变，且其相位之间的相对关系也保持不变，因此合成的电矢量的端点会在空间上形成一条有规律的三维运动轨迹，称为时刻迹^[57]。时刻迹一般是旋转着延伸的，以迎着光传播方向看到的左旋或右旋来表示它的旋转方向，相应地，称为左旋椭圆偏振光、右旋椭圆偏振光等。由于光波是横波，在传播方向上（Z 轴）没有振动分量，在图示中，光的传播方向一般都是从左向右表示的，但是在偏振光的光学器件的矩阵计算中，入射光矢量是写在右边的，表示偏振光器件的矩阵运算则逐次向左排列而进行作用，最后出射光矢量写在等号的左侧。

2.1.2 光的偏振态

光也包含一个磁场，它的矢量指向在横截面内，方向与电场垂直且与电场同相振荡。在大多数光与物质的相互作用中以电场为主，因此，按照惯例，光的偏振态是用它的电场来描述的。但当计算光与磁性材料、双折射材料、衍射光栅和液晶等介质的相互作用时，磁场则变得非常重要。

沿 Z 轴方向传播且其时刻迹始终被包含在一个平面中，也就是其振动轨迹始终与 Z 轴包含在同一个平面内的光，被称为直线偏振光 (Linear polarized light)，或称为平面偏振光 (Plane polarized light)。从 Z 轴的正方向看，光的振动轨迹形成一条与 Z 轴相交的线段。在几何学上把 X 轴作为基准时，逆时针方向为正，顺时针方向为负，故直线偏振光的偏振化方向在 $\pm 90^\circ$ 之间。光的电矢量可以表示为：

$$E = \alpha \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} Z + \varphi \right) \quad \dots(2.1)$$

直线偏振光的振动（矢量端点的轨迹）从传播的方向看是直线，可以把这种振动分解为 X, Y 轴方向的两个分量，两个方向分量的振幅分别为 α_x , α_y ，相位可以是同向也可以是反向，即 $\varphi_x = \varphi_y$ 或 $\varphi_x = \varphi_y + \pi$ 。

当相位角 φ_x , φ_y 不相同，它们的差 $\varphi_x - \varphi_y$ 称为相位差。若两个分量的振幅相等，相位差为 $+\pi/2$ 时，为右旋圆偏振光，相位差为 $-\pi/2$ 时，为左旋圆偏振光；相位差取除 $\pm\pi/2$ 的任意值时，将变为椭圆偏振光。振动的 Y 轴分量的相位角，相对于 X 轴分量，是在 $0 \sim \pi$ 的范围内，即从同相到反相的范围内变化时，偏光的电矢量可表示为

$$\begin{cases} E_x = \alpha_x \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} Z + \varphi_x \right) \\ E_y = \alpha_y \cos \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda} Z + \varphi_y \right) \end{cases} \quad \dots(2.2)$$

令 $\tau = \omega t - \frac{2\pi}{\lambda} Z$ ，代入公式(2.2)中，可将公式(2.2)改写为

$$\begin{cases} \frac{E_x}{\alpha_x} \sin \varphi_y - \frac{E_y}{\alpha_y} \sin \varphi_x = \cos \tau \sin \delta \\ \frac{E_y}{\alpha_y} \cos \varphi_y - \frac{E_x}{\alpha_x} \cos \varphi_x = \sin \tau \sin \delta \end{cases} \quad \dots(2.3)$$

再令 $\delta = \varphi_y - \varphi_x$, 则有

$$\begin{cases} \frac{E_x}{\alpha_x} \sin \varphi_y - \frac{E_y}{\alpha_y} \sin \varphi_x = \cos \tau \sin \delta \\ \frac{E_y}{\alpha_y} \cos \varphi_y - \frac{E_x}{\alpha_x} \cos \varphi_x = \sin \tau \sin \delta \end{cases} \quad \dots(2.4)$$

将两式分别平方并相加, 可得

$$\left(\frac{E_x}{\alpha_x}\right)^2 + \left(\frac{E_y}{\alpha_y}\right)^2 - 2\frac{E_x E_y}{\alpha_x \alpha_y} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad \dots(2.5)$$

这是一个二次曲线方程式, 它的判别式为

$$\begin{bmatrix} \frac{1}{\alpha_x^2} & -\frac{\cos \delta}{\alpha_x \alpha_y} \\ -\frac{\cos \delta}{\alpha_x \alpha_y} & \frac{1}{\alpha_y^2} \end{bmatrix} = \frac{\sin^2 \delta}{\alpha_x^2 \alpha_y^2} \geq 0 \quad \dots(2.6)$$

由判别式可以看出, 它是包含直线在内的椭圆方程式, 当 $\alpha_x = \alpha_y$, $\delta = \pm\pi/2$ 时, 该方程式表示的形状是一个圆。实际上, 线偏振光和圆偏振光都可以作为椭圆偏振光的特例来考虑。

2.2 偏振元件与其偏振特性

能够使光产生偏振态或使偏振光在不同偏振态之间相互转化的光学元件被称为偏振元件。根据改变的光的参数不同 (振幅、相位或相干性), 偏振元件被分为三大类: 偏振器、延迟器和退偏器。事实上, 反射镜、透镜、薄膜和几乎所有光学元件都会在一定程度上改变光的偏振特性, 但通常不被认为是偏振元件, 因为这不是它们的主要作用, 而是在光的传播过程中造成的一种副作用。

使用偏振器能够产生已知偏振态的光, 且与入射偏振态无关。最常见的偏振器是线偏振器, 光线沿其透射轴方向透过, 成为特定偏振方向的线偏振光。将线偏振器置于非偏振的入射光中时, 会产生一束光, 该束光的电场矢量的振动轨迹

几乎包含在一个平面中，而在垂直的平面内只有一个很小的分量。理想偏振器对于特定方向的偏振透射率为 1，对与其正交的偏振态的透射率为 0。偏振器可认为是二向衰减器的一个特例，二向衰减器对于两个正交的偏振态具有两个透射率 T_{\max} 和 T_{\min} ，表征其二向衰减能力的参数为二向衰减率 D 。

$$D = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}}, \quad 0 \leq D \leq 1 \quad \dots(2.7)$$

延迟器对于两个不同的偏振态（快偏振态和慢偏振态）有两种不同的光程长度。当一束光通过延迟器时，快偏振态光程较短，通过延迟器的时间也短，与快偏振态相比，慢偏振态被延缓出射，称为延迟。延迟量是光程长度之差，它描述了两种偏振态之间的相对相位变化。任意偏振态的光入射到延迟器后都会被分解为快偏振态和慢偏振态，这两个分量以不同的光程长度从延迟器出射，延迟器可以将入射光分解为两个相互垂直的线偏振分量，彼此产生一个相位延迟。四分之一波长延迟器引入了四分之一波长的相对相位延迟，可以将线偏振光转换为圆偏振光。半波延迟器引入了二分之一波长的相对相位延迟，可用于改变线偏振光的方向。

退偏器会扰乱偏振态，可以将偏振光转换为非偏振光。退偏现象通常与散射有关，特别是多次散射。退偏器可以用一种由紧密排列的石英球组成的宝石薄片制成，教室和会议室的大多数屏幕也可以有效地使光束退偏。如果尝试用偏振光去照亮屏幕，会发现无法通过偏振片使散射光消光。透镜、反射镜、滤光片和其它典型的光学元件都会表现出非常微弱的退偏效应，通常在千分之几，因此，在大多数光学系统中，退偏幅度小且不明显。光学表面能够通过精细加工和镀膜来减少散射，因此高质量光学表面的退偏通常很小。

2.3 Jones 矢量，Stokes 矢量与 Mueller 矩阵

2.3.1 Jones 矢量

单波长的完全偏振光，可分解为互相垂直的两个振动分量，其分量之间具有相位差，将这两个分量作为列矩阵的 X , Y 分量元素，矢量可表示为如下形式

$$E = \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_x e^{i(\omega t + \phi_x)} \\ \alpha_y e^{i(\omega t + \phi_y)} \end{bmatrix} = e^{i(\omega t + \phi_x)} \begin{bmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y e^{i\delta} \end{bmatrix} = e^{i(\omega t + \phi_x)} \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} \quad \dots(2.8)$$

其中， $\alpha^2 = \langle |E|^2 \rangle$ 。

A_x, A_y 为 X, Y 分量的复数振幅, $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ 。把上式称为完全琼斯矢量。如前所述, 波的绝对相位不常使用, 重要的是相对相位差, 因此, 可使用相位差 δ 将公式改写为

$$E = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_x \\ \alpha_y e^{i\delta} \end{bmatrix} \quad \dots(2.9)$$

也可改写成

$$E = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_x e^{-i\delta/2} \\ \alpha_y e^{-i\delta/2} \end{bmatrix} \quad \dots(2.10)$$

如果只注意偏振光状态, 则对各分量的振幅进行归一化后可写成

$$E = \begin{bmatrix} A_x \\ A_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{a_x}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} e^{-i\delta/2} \\ \frac{a_y}{\sqrt{a_x^2 + a_y^2}} e^{-i\delta/2} \end{bmatrix} \quad \dots(2.11)$$

几种典型的偏振光的归一化参考面迹和琼斯矢量如表 2.1 所示

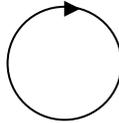
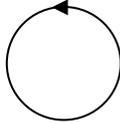
水平偏振光	垂直偏振光	-45° 线偏振光	45° 线偏振光	右旋圆偏振光	左旋圆偏振光
					
$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -i \end{bmatrix}$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ i \end{bmatrix}$

表 2.1 琼斯矢量的表示

2.3.2 Stokes 矢量

Stokes 矢量是用来表征光束偏振特性的一种方法, 适用于非偏振光、部分偏振光和完全偏振光。用 Stokes 矢量描述的光束可以是相干光束, 也可以是非相干光束。

定义如下的矢量为用于处理偏振光的 Stokes 矢量 (Stokes parameter)

$$\begin{cases} I = \langle |E_x|^2 \rangle + \langle |E_y|^2 \rangle \\ Q = \langle |E_x|^2 \rangle - \langle |E_y|^2 \rangle \\ U = (2E_x E_y \cos \delta) \\ V = (2E_x E_y \sin \delta) \end{cases} \dots(2.12)$$

其中 $\delta = \varphi_y - \varphi_x$ ，以它们作为元素的列矩阵代表一个四维矢量，称为 Stokes 矢量

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix}$$

其中，I 表示光束整体辐射强度，Q 表示分解到水平方向（X 轴方向）上的直线偏振光分量，U 表示分解到 45° 方向上的直线偏振光分量，V 表示右旋偏振光分量。与这些偏振光状态正交的垂直方向（Y 轴方向）直线偏振光、-45° 直线偏振光及左旋圆偏振光则用负值表示。

在完全偏振光中有

$$I^2 = Q^2 + U^2 + V^2 \dots(2.13)$$

说明 Stokes 矢量的四个值并不是完全独立的，对于部分偏振光，则有

$$I^2 > Q^2 + U^2 + V^2 \dots(2.14)$$

整个光强中完全偏振光的比例用 P 表示

$$P = \frac{\sqrt{Q^2 + U^2 + V^2}}{I} \dots(2.15)$$

一些典型的偏振光的 Stokes 矢量如表 2.2

自然光	水平直线偏振光	垂直直线偏振光	45° 直线偏振光	-45° 直线偏振光	右旋直线偏振光	左旋直线偏振光
$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ -1 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ -1 \\ 0 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ -1 \end{bmatrix}$

表 2.2 偏振光的 Stokes 矢量

2.3.3 Mueller 矩阵

Mueller 矩阵提供了一种表征包含样品的二向衰减、延迟和退偏的所有偏振特性的系统方法。Mueller 矩阵有一个简单的定义，将入射光的 Stokes 矢量与出射光的 Stokes 矢量联系起来的 4×4 矩阵，尽管 Mueller 矩阵的定义很简单，但其性质还是相当复杂的。

Mueller 矩阵的引入大大扩展了可以描述的偏振现象的范围。Jones 矢量法仅适用于偏振光与非退偏器件相互作用的情形，使用 Jones 矢量法时，入射光为完全偏振光，出射光也为完全偏振光。事实上，对于透镜、望远镜、显微镜和光纤系统等大多是光学系统来说，无退偏的相互作用是理想情况，许多光学系统工作于非常接近于无退偏的条件。当存在退偏时，偏振光变成部分偏振光，偏振度降低。相比于 Jones 矩阵，Mueller 矩阵更适合表征存在退偏的偏振效应^[59]。

Mueller 矩阵 M 是一个 4×4 的矩阵，它通过矩阵矢量乘法将入射 Stokes 矢量 S 转换为出射 Stokes 矢量 S' ，

$$S' = M \cdot S = \begin{bmatrix} M_{00} & M_{01} & M_{02} & M_{03} \\ M_{10} & M_{11} & M_{12} & M_{13} \\ M_{20} & M_{21} & M_{22} & M_{23} \\ M_{30} & M_{31} & M_{32} & M_{33} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} \quad \dots(2.16)$$

根据矩阵矢量乘法的定义，出射的 Stokes 矢量 S' 为：

$$S' = \begin{bmatrix} I' \\ Q' \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} I * M_{00} + Q * M_{01} + U * M_{02} + V * M_{03} \\ I * M_{10} + Q * M_{11} + U * M_{12} + V * M_{13} \\ I * M_{20} + Q * M_{21} + U * M_{22} + V * M_{23} \\ I * M_{30} + Q * M_{31} + U * M_{32} + V * M_{33} \end{bmatrix} \quad \dots(2.17)$$

入射 S 的每个元素通过 M 中的元素与 S' 的四个元素相关联。由于 S 和 S' 的元素单位都是强度， M 中的所有元素都是无量纲的强度比值。因为强度是实数，所以 M 的元素也是实数，而不是复数。

一些偏振器件的 Mueller 矩阵如表 2.3 所示。

完全直线偏振器	$P = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$
零方位的部分偏振器	$P_0 = \begin{bmatrix} P_1^2 + P_2^2 & P_1^2 - P_2^2 & 0 & 0 \\ P_1^2 - P_2^2 & P_1^2 + P_2^2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2P_1P_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2P_1P_2 \end{bmatrix}$
方位为零，延迟为 Δ 的直线相位器	$R_{0,\Delta} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \Delta & \sin \Delta \\ 0 & 0 & -\sin \Delta & \cos \Delta \end{bmatrix}$
使偏振光状态方位旋转 θ 的旋光器	$T_\theta = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & -\sin 2\theta & 0 \\ 0 & \sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$

表 2.3 偏振器件的 Mueller 矩阵

转动了方位的器件的 Mueller 矩阵计算公式如表 2.4 所示。

方位为 θ 的部分直线偏振器	$P_\theta = T_\theta \cdot P_0 \cdot T_{-\theta}$
方位为 θ 且延迟为 Δ 的直线相位器	$R_{\theta,\Delta} = T_\theta \cdot R_{0,\Delta} \cdot T_{-\theta}$

表 2.4 Mueller 矩阵计算公式

均匀各向同性界面（例如，典型的玻璃或金属界面）上的反射和折射均具有 s 和 p 本征偏振。相关的偏振特性是二向衰减和相位延迟的组合，其轴与 s 和 p 平面平行。

对于折射器件，其 Mueller 矩阵的表达式为：

$$M = \frac{T_s + T_p}{2} \begin{bmatrix} 1 & D & 0 & 0 \\ D & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{1-D^2} \cos \delta & \sqrt{1-D^2} \sin \delta \\ 0 & 0 & -\sqrt{1-D^2} \sin \delta & \sqrt{1-D^2} \cos \delta \end{bmatrix} \quad \dots(2.18)$$

其中 T_s 是 s 偏振的强度透射率， T_p 是 p 偏振的强度透射率，D 是二向衰减率， δ 为 s 偏振与 p 偏振之间的相位延迟，对于未镀膜界面的透射，延迟量 δ 为

零；而对于薄膜界面，例如增透膜或分束器膜，延迟是非零的。

对于反射器件，其 Mueller 矩阵的表达式为：

$$M = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} R_s + R_p & R_s - R_p & 0 & 0 \\ R_s - R_p & R_s + R_p & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\sqrt{R_s R_p} \cos \delta & -2\sqrt{R_s R_p} \sin \delta \\ 0 & 0 & 2\sqrt{R_s R_p} \sin \delta & -2\sqrt{R_s R_p} \cos \delta \end{bmatrix} \quad \dots(2.19)$$

与折射器件相似， R_s 是 s 偏振的强度反射率， R_p 是 p 偏振的强度反射率， δ 为 s 偏振与 p 偏振之间的相位延迟。

2.4 Mueller 矩阵椭圆偏仪

人类无法欣赏我们周围丰富的偏振现象。因为人眼几乎感觉不到偏振，对偏振态的响应只有不到 3%，以至于很难注意到。为了测量、可视化和利用这些偏振信息，需要使用椭圆偏仪，科学家们根据需要的探测波长、探测速度和应用场景研制出了不同的椭圆偏仪，利用椭圆偏仪可以测量偏振度、偏振方向和波长相关性。

样品测量椭圆偏仪是测量光束和样品偏振特性的光学仪器，通常由偏振发生器和偏振分析器组成，在测量目标物体的偏振特性时，需要将物体放在偏振发生器与偏振分析器之间，并且只有对偏振发生器和偏振分析器进行良好校准，知晓偏振发生器出射偏振态和偏振分析器分析的偏振态，才能进行准确的偏振测量，在精确的偏振测量中，偏振元件不需要是理想的或最高质量的。

要确定样品的全部偏振特性，包括二向衰减、延迟和退偏，需要测得样品的 Mueller 矩阵。样品的 Mueller 矩阵可由 Mueller 矩阵椭圆偏仪测得，根据使用情况不同，可通过改变偏振发生器和偏振分析器的空间位置和角度实现透射、反射、散射和逆反射等不同 Mueller 矩阵的测量。双旋转延迟器 Mueller 矩阵椭圆偏仪是最常见的 Mueller 矩阵椭圆偏仪之一，光源发出的光首先通过固定的线偏振器（作为起偏器），然后通过第一个旋转的相位延迟器，再通过样品，继而通过第二个旋转的相位延迟器，最后通过固定的线偏振器（作为检偏器）。在最常见的配置中，两个线偏振器是平行的，并且两个相位延迟器的旋转速度为 5:1 或 5:3^[41]，使用这个速度比可以将 Mueller 矩阵的 16 个元素编码到检测信号中 12 个不同频率的振幅和相位上。

这种双旋转延迟器型 Mueller 矩阵偏振分析仪配置有如下几个设计优势：由

于起偏器不动，偏振发生器中的相位延迟器只接受光源的一种偏振态，使得测量不受光源偏振以及偏振器之前光学系统的偏振像差的影响，如果偏振器旋转且入射光束为椭圆偏振的，则会引入强度的系统调制，这需要在数据约简中进行补偿；类似地，偏振分析器中的检偏器不旋转，只有一个偏振态通过光学系统并传输到探测器上。光学系统中的任何二向衰减率和探测器中的任何偏振敏感性都不会影响测量。双旋转延迟器型 Mueller 矩阵椭偏仪经常通过旋转两个相位延迟器并测量空气来校准，由于两个相位延迟器以不同的速率旋转，因此可以确定各自的相位延迟量，以及起始方位角。

2.5 本章小结

阐述了偏振光学基本原理；介绍了表述偏振光状态及偏振器件性能的几种参数及矩阵；列举了偏振光传播的数学表达以及光学器件 Mueller 矩阵的计算方法，介绍了椭偏测量法及和双旋转延迟器型 Mueller 矩阵椭偏仪及其测量优势。

第3章 中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统设计与装调

3.1 引言

本文的中红外 Mueller 矩阵椭偏仪，主要工作范围为中红外波段，目的是能够在中红外波段对光学元件进行精确的测量和表征。相对于可见光波段的光学器件，中红外（8-15 μm ）波段可用的偏振调制器件极其稀少，目前的偏振调制方式仅有两种：旋转波片调制和光弹调制（PEM），其中 PEM 调制由于调制速度快（几十 kHz）很少用于偏振成像，因此，本文采用旋转波片型 Mueller 矩阵椭偏仪设计方案；红外光学器件存在非理想性问题，所以，要求所搭建的中红外 Mueller 矩阵椭偏仪不仅能够对各项异性材料的光学常数进行多角度的快速测量，还要求在一次测量后，能够得到该样品的完整 Mueller 矩阵；此外需要光学系统具有较高的消光比，探测器具有较高的接收灵敏度。针对上述要求，需要对该测量系统进行分单元设计、元器件选型及装调。

3.2 旋转波片型椭偏仪模型

红外椭偏测量系统的光谱调制方式主要有两种，即傅里叶变换式红外椭偏仪以及单色仪分光式红外椭偏仪。傅里叶变换式红外椭偏仪能够通过一次测量得到工作光谱范围内的所有波长的光强数据，针对宽波段测量效率高，单波长测量效率低；相比而言，单色仪分光式红外光谱调制方式能够精准地锁定工作范围内的某一特定波长，对单波长下的 Mueller 矩阵测量效率高。由于本课题基于的 AIMS 项目主要针对 12.32 μm 这一个波长进行太阳磁场测量，故采用单波长测量效率更高的单色仪分光式红外椭偏仪。

本文中搭建的单色仪分光式红外椭偏仪，是在传统椭偏仪的基础上，在光源与椭偏仪之间引入一个单色仪对入射光进行调制，用来精确截止透过波长。该红外椭偏仪采用两种旋转模式对光进行调制，非线性定标法和双旋转延迟器法（两延迟器旋转比为 5:3），使用探测器在一个周期（ 2π ）范围内对光强数据进行采集。由于该系统光路长信号极弱，需要点源探测器配合锁相放大器在比较长的响应时间内，才能获得比较稳定的光强值，故采用步进旋转的方法，每转动一次都留有响应时间，而不采取连续旋转调制。

单色仪分光式红外椭偏仪测量原理如图 3.1 所示。入射光通过由起偏器 P 与相位延迟器 C_1 组成的偏振发生器，其中的起偏器与相位延迟器各自独立旋转，对入射光进行调制，调制后的光以一定角度入射到样品表面，与样品发生相互作用后的光便带有了样品信息，随后进入由相位延迟器 C_2 与检偏器 A 组成的偏振分析器，相位延迟器 C_2 与检偏器 A 独立旋转对光信号进行解调，解调后的出射光被探测器接收。

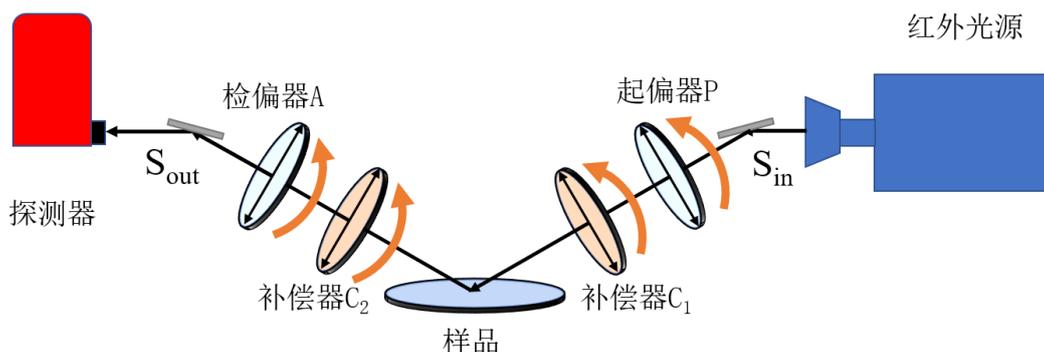


图 3.1 中红外 Mueller 矩阵椭偏仪测量原理

3.3 整体系统设计

针对椭偏仪测量要求及探测原理，图 3.2 是基于基本测量原理(图 3.1)的中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统设计图，由光源、斩波器、单色仪、反射镜，偏振发生器、样品台、偏振分析器、探测器、锁相放大器及相关运动控制系统等。考虑到空间限制，将透射测量模块与反射测量模块集成到一套系统。整个测量过程为：从红外光源发出的光首先经过斩波器进行调制，以降低环境热噪声对中红外波段测量的影响，提供系统信噪比；由斩波器出射的光束再通过单色仪，单色仪可以对出射光的波长进行精确限制，选择性地发出特定波长的光，出射光经过偏振发生器（反射时先经过金属膜反射镜），偏振发生器中的起偏器与相位延迟器由步进电机分别控制，可以实现独立的、任意角度的旋转实现对其中的光进行起偏调制，偏振发生器调制之后的光以某个特定的偏振状态入射到被测样品表面，经由样品反射（或透射）后进入偏振分析器进行检偏调制，同样的，偏振分析器中的检偏器和相位延迟器也由步进电机分别控制，可以实现独立的、任意角度的旋转，出射光偏振信号被探测器接收，探测器接收到的信号经过锁相放大器进行信号滤波和放大后，最终由计算机接收。偏振发生器和偏振分析器的器臂还要具

有旋转功能，以实现该中红外 Mueller 矩阵椭偏仪从透射到不同角度反射的功能转换，相应地，样品台应能够在一定的空间范围内进行上下、左右和前后的独立运动，以配合测量角度的变化。

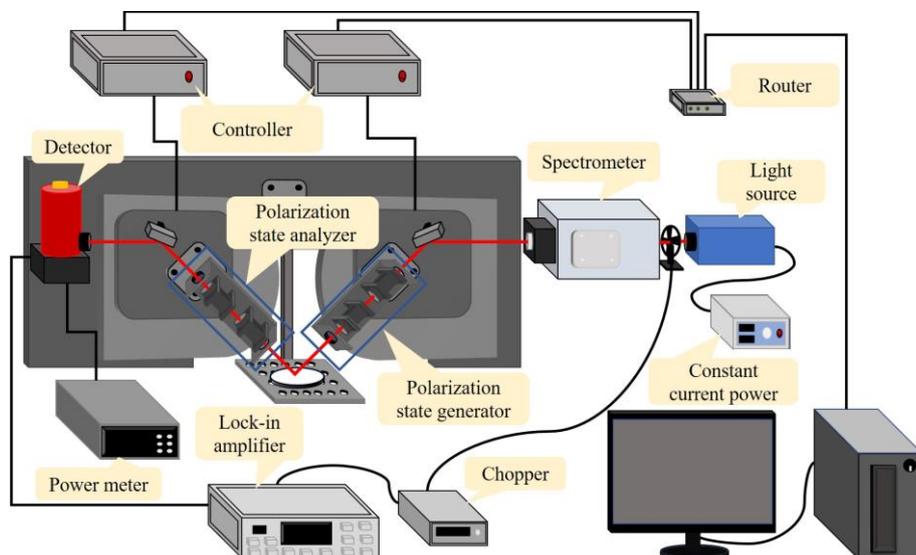


图 3.2 中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统设计图

3.4 元器件选型及系统设置

结合本章中 3.3 节以及图 3.2 可以看到，该中红外椭偏测量系统包含的光学仪器与器件包括红外光源，斩波器、单色仪，红外探测器，反射镜，偏振片，相位延迟器、红外探测器以及锁相放大器，在仪器系统中的主要元器件是红外光源，单色仪，偏振片，相位延迟器和红外探测器。

3.4.1 红外测量系统的选型及参数设置

本文所搭建的中红外 Mueller 矩阵椭偏仪主要工作波段为中红外波段，所以要求选用的红外光源能够覆盖这一范围，中红外波段受外界热辐射影响大，需要斩波器进行调制，减小外界影响。红外光源后接单色仪对入射光波长进行选择，最后，使用红外探测器进行信号采集。

为满足测量需求，采用可内置斩波器的红外光源，红外光源可以输出中红外波段的光辐射，斩波器可以调制光束，用于弱信号的检测，提高信噪比。其中红外光源如图 3.3（a）所示，斩波器如图 3.3（b）所示。

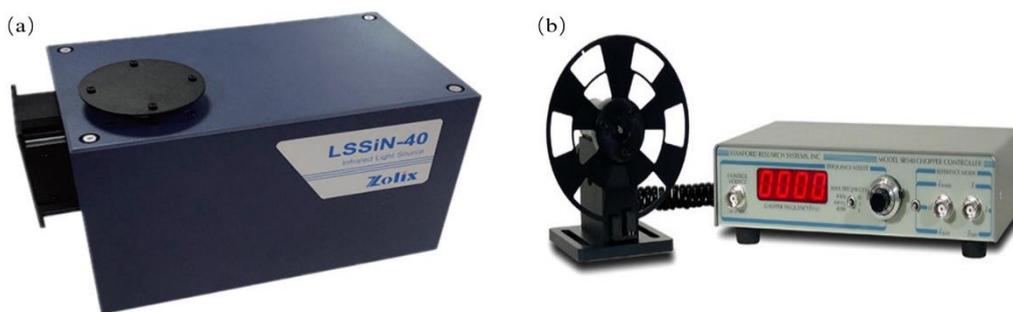


图 3.3 (a) 为红外光源, (b) 为斩波器

该红外光源选用氮化硅 (SiN) 红外光源, 采用反射成像光路, 反射镜镀金以增加红外反射率, 总反射率 $\geq 96\%$, 内部预留光学斩波器空间, 该光源有极佳的发光效率, 光谱覆盖范围 $1\sim 14\mu\text{m}$, 工作功率 $\geq 40\text{W}$, 出口光路中心可调, 光束易于收集, 无需水冷, 输出光稳定性优于 2% , 使用寿命超过 2000 小时。

斩波器选用 SR540 型斩波器, 频率范围 $4\text{Hz}\sim 3.7\text{kHz}$ (内孔 $4\text{Hz}\sim 400\text{Hz}$, 外孔 $400\text{Hz}\sim 3.7\text{kHz}$), 频率输出精度 $\leq 2\%$, 相位稳定度 $0.2^\circ\sim 0.5^\circ$, 斩波片经光化学腐蚀和消磁处理。

采用的单色仪调制范围需覆盖中红外波段, 实现宽光谱光源到单色光输出的转换以及输出光束准直, 为了避免能量损失, 单色仪的所有反射器件均需做镀金处理以增大红外波段的反射率。



图 3.4 光谱仪

单色仪选用 iHR320 型光谱仪, 见图 3.4, 焦距 320mm , 采用合适的光栅光谱最大覆盖范围可达 $150\text{nm}\sim 40\mu\text{m}$, 光栅尺寸 $68\text{mm}\times 68\text{mm}$, 波长精度 $\pm 0.2\text{nm}$, 光谱色散 2.31nm/mm 。

探测器部分包含液氮制冷的探测器及其工作电源, 用于信号的光电转换。此外, 仪器的信号采集和转换采用锁相放大器, 配合斩波器, 锁定频率进行信号检测以提高信噪比, 可前置放大器用来隔离直流信号并放大信号, 进一步提高信噪

比。

探测器选用液氮制冷型碲镉汞红外探测器，见图 3.5 (a)，光敏面尺寸为 $1\text{mm}\times 1\text{mm}$ ，波长范围 $2\text{-}22\mu\text{m}$ ，液氮杜瓦瓶放置于杜瓦探测室内，杜瓦瓶充满液氮，保持时间通常为 7 小时以上。

锁相放大器选用 SR830 数字双相型锁相放大器，见图 3.5 (b)，满档量程范围 $2\text{nV}\text{-}1\text{V}$ ，频率响应范围 $0.001\text{Hz}\text{-}102.4\text{kHz}$ ，时间常数范围 $10\mu\text{s}\text{-}30\text{ks}$ ，参考信号输入电路利用一个相位锁定回路锁定信号在某一个范围之内，相位转换电路允许参考信号随与之相关联的信号输入进行变化。

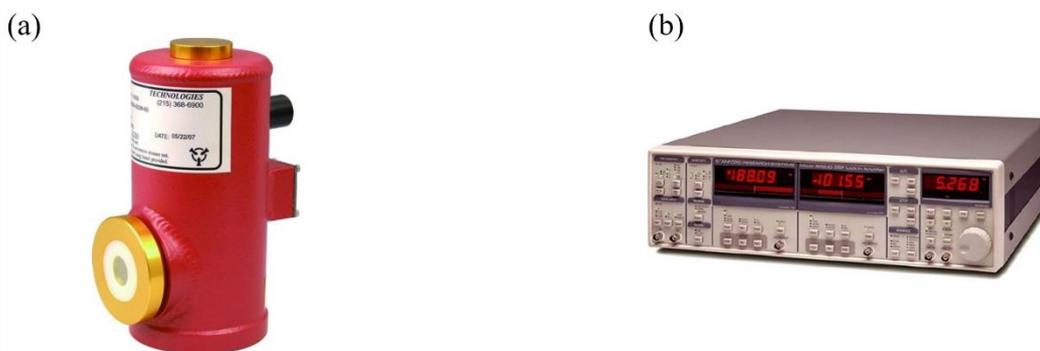


图 3.5 (a) 碲镉汞红外探测器，(b) 锁相放大器

经反复测试，为使红外光源有稳定的光强输出，且探测器采集的光强数据有较高的信噪比，需将斩波器设置为 365Hz ，锁相放大器响应时间设置为 300ms ，光强信号灵敏度设置为 20mv/nA 。

3.4.2 红外光学器件的选型

该系统中，需要的红外光学器件有偏振片（起偏器和检偏器）、相位延迟器以及反射镜，这些器件需要在中红外波段具有良好的性能，以满足实验需求。

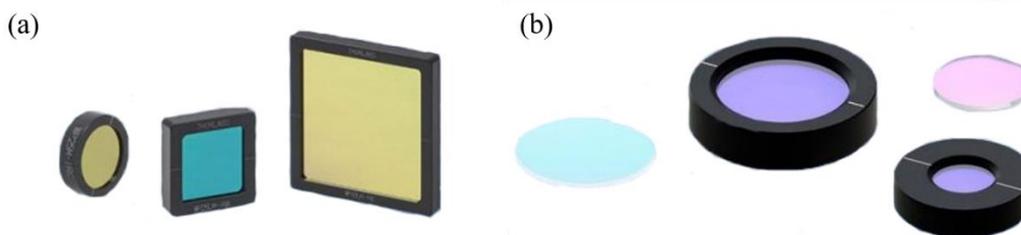


图 3.6 (a) 为硅基底线栅偏振片，(b) 为硒化镉相位延迟器

调研发现，可用于中红外偏振测量的偏振元件仅有一种，即线栅偏振片。起

偏器和检偏器均选用硅基底线栅偏振片，见图 3.6 (a)，该偏振片镀增透膜，一个偏振态透射，另一个反射，消光比 $>10000:1$ (7-15 μm)，基底硅的折射率 $n=3.4176$ ，厚度 $d=0.675\text{mm}$ ，透过率 $75\%*0.5=37.5\%$ 。

相位延迟器选用硒化镉(CdSe)晶体 $\lambda/4$ 多级波片，见图 3.6(b)，在 12.32 μm 下，硒化镉晶体的折射率 $n_o=2.42$ ， $n_e=2.4373$ ，双折射率 $\Delta n=n_e-n_o=0.0173$ ，通光口径为 29mm，透过率高，吸收率可以忽略，温度变化引起的相位延迟变化约为 0.1 度，引起的 QUV 之间的串扰最大约为 0.0017，远小于项目指标 0.01。

为了在反射测量时减小反射光损失，增大中红外波段的反射率，避免因反射角变化引起的反射率或反射率波长特性变化较大，采用镀金膜的反射镜，见图 3.7，在中红外波段反射率 $\geq 98\%$ 。



图 3.7 镀金膜反射镜

3.4.3 控制系统及信号处理

仪器一共有 11 维自动控制移动轴，其中起偏臂和检偏臂中各 2 维，由一个四轴运动控制器控制，起偏器和检偏器中的四个偏振元件由四个电机分别控制，可独立自由 360°旋转，电机旋转误差小于 0.03°。其他 7 维用来移动样品台和转动平面反射镜，由一个七轴运动控制器控制，通过电机控制器可自动控制样品台三维平移和反射镜的上下滑动及旋转，从而实现对透射、反射样品的测量，受仪器空间限制，反射样品的入射角度范围为 45°-70°，每隔 5°可调。

仪器采用电脑软件进行测试控制和计算，光谱选择、样品扫描、反射镜旋转和移动以及波片、偏振片的旋转都由软件自动控制实现。测量结果也由软件拟合计算。

3.5 系统稳定性测试

整个装置实物图如图 3.8 所示。为保证仪器工作的稳定性，采用 1.2m \times 2m 光

学平台作为仪器的总体支撑，并将上述诸部分固定在光学平台上。同时，为方便布置，采用铝合金型材搭建机架，放置控制器、锁相放大器以及电脑主机和显示器等。并在外围布设遮光布罩以形成避光的测试环境，从而进一步实现仪器的防尘和抗杂光干扰。

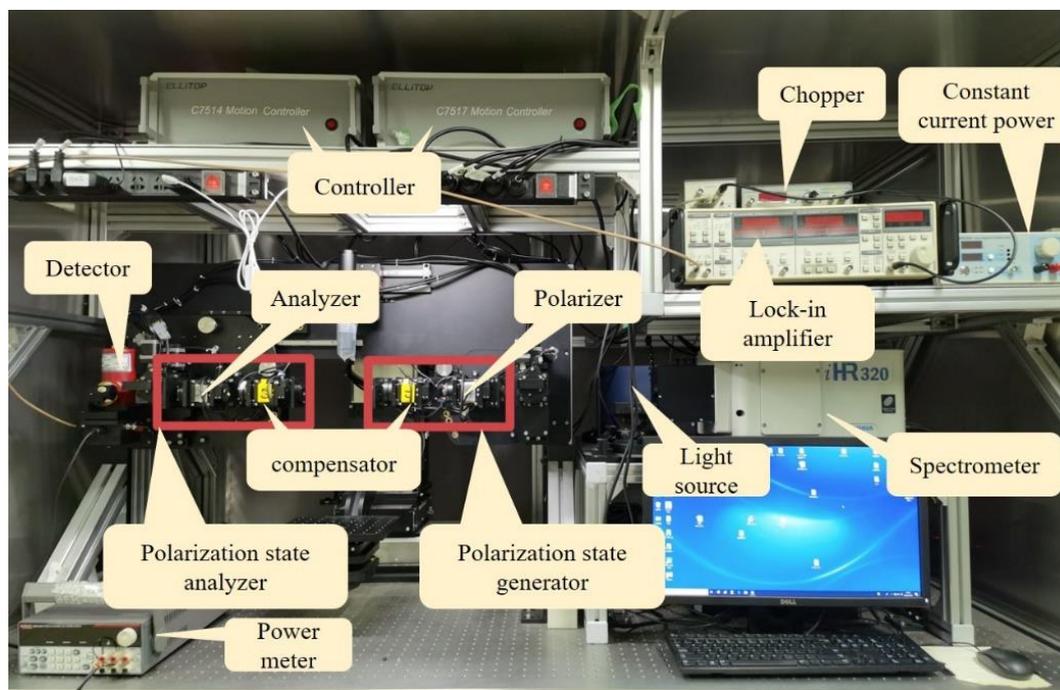


图 3.8 实验装置图

本中红外椭偏测量系统中，光源采用的是氮化硅红外光源，该光源通电后需要一定的时间预热，功率才能稳定到设定的数值；探测器采用碲镉汞点源探测器，使用时需要加灌液氮，亦需一段时间才能降低到相对稳定的温度。所以，在对光路装调完成以后，为了最大限度地降低系统引入地误差，还要对光源及探测器的综合探测强度稳定性进行测试，用以探究最佳实验时间区间。

系统探测强度稳定性测试如图 3.9 所示。由测试结果可知，整个测试过程分为三个部分，开机预热期（0-80min），信号稳定期（80-360min），信号衰减期（360min-）。整个信号稳定期探测光强标准差为 0.0110，在信号稳定期内随机截取 10min 的探测数据，得到标准差为 0.0071。

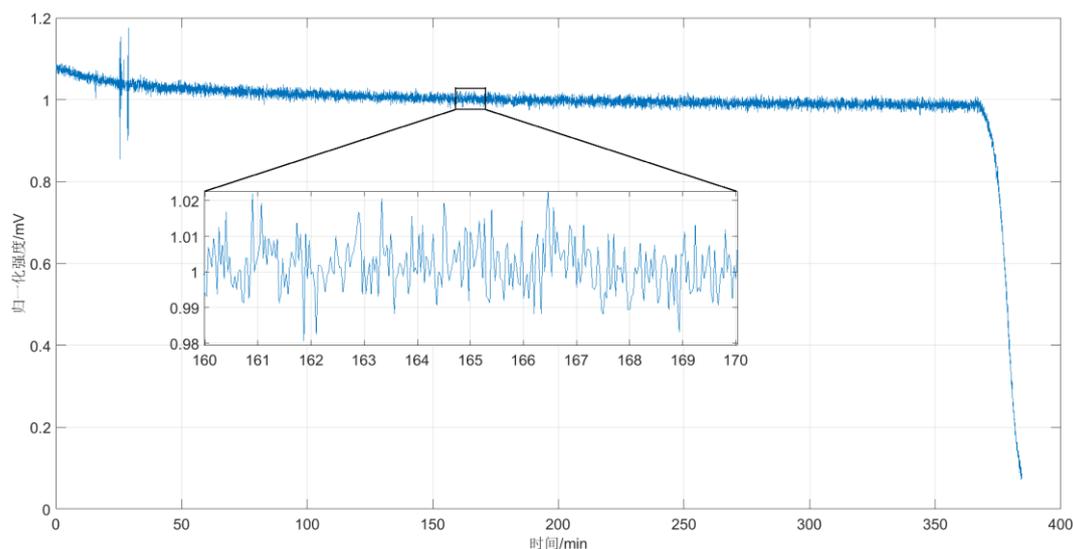


图 3.9 探测强度稳定性测试

3.6 椭偏仪光学器件装调

椭偏仪中起偏器 P 和检偏器 A 的安装方位角的误差将会对结果造成影响，而在人工安装偏振片及相位延迟器的过程中，很难使透光轴成完全的水平状态。因此在搭建好实验装置之后，需要对起偏器 P 和检偏器 A 的透光轴进行对准。根据马吕斯定律 $I=I_0(\cos(\theta))^2$ ，偏振光透过偏振片的光强，与偏振化方向和偏振片透光轴的夹角的余弦值的二次方成正比，据此可以确定起偏器 P 和检偏器 A 的安装方位角误差。结果如图 3.10 与图 3.11。

具体步骤为：

(1) 在光源与起偏器 P 之间放置一个透光轴沿垂直方向的标准偏振片，控制步进电机旋转检偏器 P，转过 360° ，采集光强数据，对得到的光强信号进行拟合，可根据马吕斯定律得到起偏器 P 的安装方位角 θ_p ；

(2) 根据上一步测得的 θ_p ，将起偏器 P 旋转到透光轴沿垂直方向，旋转检偏器 A，共 360° ，拟合采集到的光强数据，再利用马吕斯定律得到检偏器 A 的旋转方位角 θ_A 。

得到的结果分别为： $\theta_p = -7.90^\circ$ ， $\theta_A = -13.50^\circ$ 。

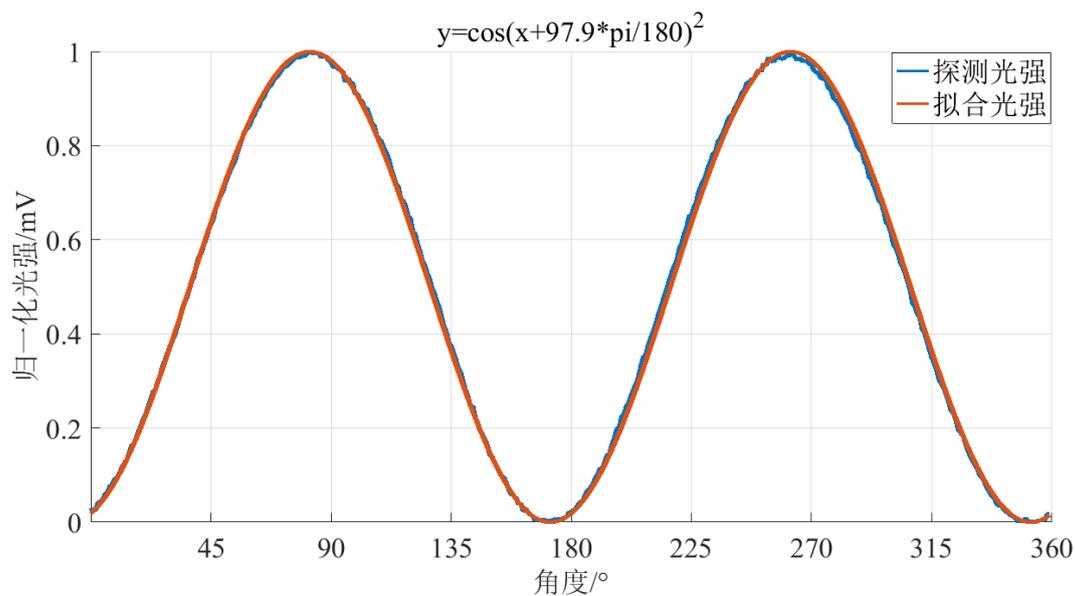


图 3.10 起偏器 P 方位角拟合

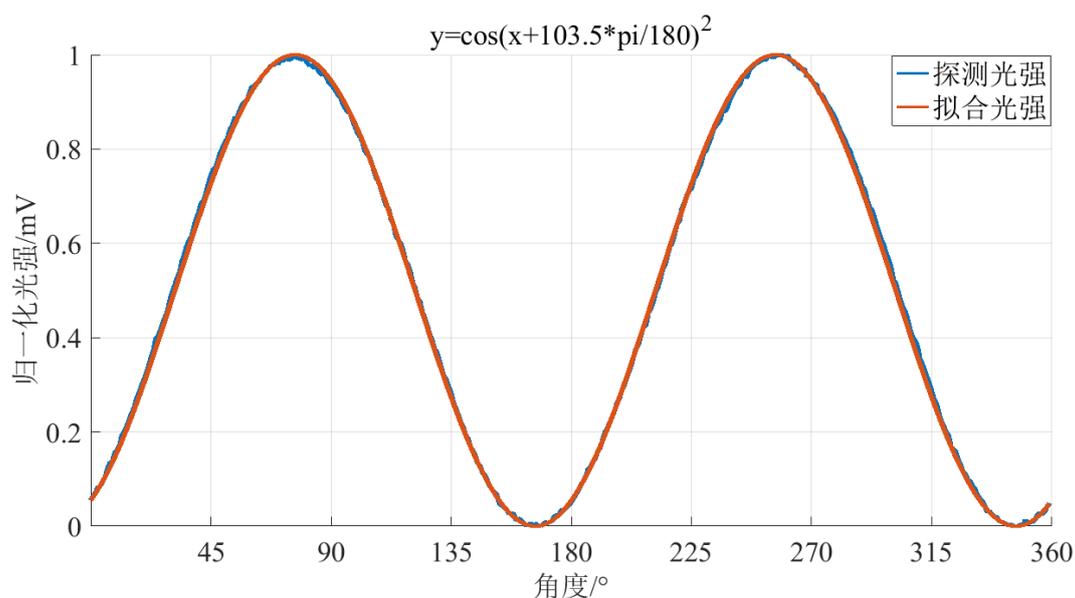


图 3.11 检偏器 A 方位角拟合

3.7 本章小结

本章主要介绍了中红外 Mueller 矩阵椭偏测量系统的设计到装调，包括光路设计，光学元器件选型及参数设置等。首先根据 AIMS 望远镜系统的科学目标和测量波段确定了设计目标；根据 Mueller 矩阵测量原理确定了旋转波片型 Mueller 矩阵椭偏仪设计方案及完成光路设计；针对中红外测量需求确定了各光学元器件的选型及参数设置，经调试后，光强信号采集抖动 $\leq 2\%$ ；继而对起偏器和检偏器

的安装方位角进行了测量，减小了器件安装引入的测量误差。

第4章 Mueller 矩阵椭偏仪定标与测试

4.1 引言

由于中红外波段信号弱，且肉眼完全不可见，所以中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的定标及测量比可见光更加困难。为了验证仪器测量精度，本系统同时采用非线性拟合测量法和双旋转延迟器法两种方法，分别对椭偏仪进行定标分析及样品测试，以验证椭偏仪的性能。

4.2 Mueller 矩阵椭偏仪测量原理

根据偏振光学理论与 Mueller 矩阵椭偏仪测量原理（图 3.1），探测光强与入射光之间有如下关系：

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_{\text{meas}} &= \tau [1 \ 0 \ 0 \ 0] \mathbf{S}_{\text{out}} \\ &= \tau [1 \ 0 \ 0 \ 0] \mathbf{R}(-\theta_A) \mathbf{M}_A \mathbf{R}(\theta_A - \theta_2) \mathbf{M}_{C_2}(\delta_2) \mathbf{R}(\theta_2) \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 - \theta_P) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_P) \mathbf{S}_{\text{in}} \end{aligned} \quad \dots(4.1)$$

其中， θ_P ， θ_1 ， θ_2 ， θ_A 分别为起偏器 P、相位延迟器 C₁、相位延迟器 C₂ 和检偏器 A 的方位角； δ_1 、 δ_2 为相位延迟器 C₁ 和 C₂ 的相位延迟； $\mathbf{S}_{\text{in}} = [I \ Q \ U \ V]^T$ 为入射光的 Stokes 矢量； τ 为系统透过率； \mathbf{I}_{meas} 为探测强度。 \mathbf{M}_P 、 \mathbf{M}_{C_1} 、 \mathbf{M}_{C_2} 、 \mathbf{M}_A 分别为起偏器 P、相位延迟器 C₁、相位延迟器 C₂ 和检偏器 A 的本征 Mueller 矩阵； $\mathbf{R}(\theta)$ 为旋转矩阵；

$$\mathbf{M}_A = \mathbf{M}_P = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad \dots(4.2)$$

$$\mathbf{M}_{C_i} = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos \delta_i & \sin \delta_i \\ 0 & 0 & -\sin \delta_i & \cos \delta_i \end{bmatrix} \quad (i=1,2) \quad \dots(4.3)$$

$$R(\theta) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos 2\theta & \sin 2\theta & 0 \\ 0 & -\sin 2\theta & \cos 2\theta & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(4.4)$$

通过偏振发生器和偏振分析器的不同角度组合可以实现中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的定标和测试。由于中红外波段信号弱，且肉眼完全不可见，所以中红外 Mueller 矩阵椭偏仪定标比可见光 Mueller 矩阵椭偏仪定标更加困难。非线性拟合测量法和双旋转延迟器法是 Mueller 矩阵椭偏仪的经典测量方法，在可见光波段已得到广泛的应用。为了提高和验证中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的测量精度，本系统同时采用这两种传统方法，分别对椭偏仪进行定标分析及样品测试，以验证中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的性能。

4.2.1 非线性拟合法

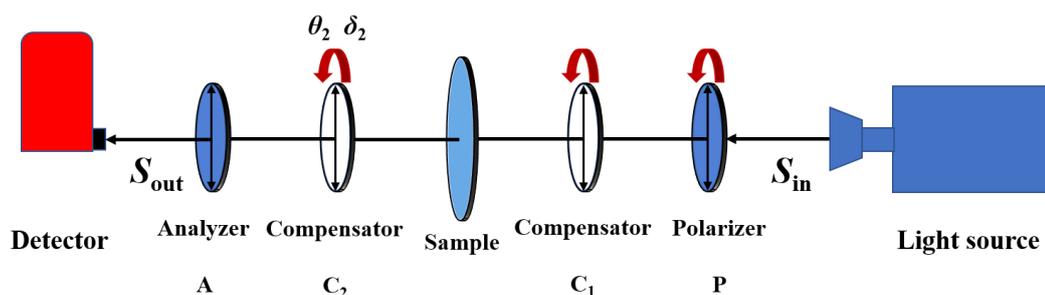


图 4.1 非线性拟合法旋转模式图

2013 年侯俊峰等人提出了非线性拟合 Mueller 矩阵测量法，该方法中所有元器件的相位延迟与方位角等参数均由非线性拟合法直接求解，实现了自校准测量。然而，该方法当时主要针对可见光测量，偏振发生器旋转次数多时间长且偏振分析器为电光晶体。本系统中，进一步优化了偏振发生器的调制组合，提高了测量效率；偏振分析器采用旋转波片法进行调制和解调，不仅适应了中红外的元器件限制，而且降低了偏振串扰^[23]。测量原理如图 4.1 所示：

以检偏器 A 为基准，A 的透光方向沿水平放置且固定不动。偏振发生器的起偏器 P 与相位延迟器 C₁ 共有 6 个调制状态，方位角 (θ_p, θ_1) 分别为： $(0^\circ, 0^\circ)$ ； $(45^\circ, 45^\circ)$ ； $(90^\circ, 90^\circ)$ ； $(135^\circ, 90^\circ)$ ； $(135^\circ, 135^\circ)$ ； $(135^\circ, 180^\circ)$ 。在偏振发生器的每个调制状态下，偏振分析器中的相位延迟器 C₂ 以 22.5° 为步长旋转一周，探测器共采集 16 个光强数据，一次完整测量共得到 96 个光强数据。重

新整理公式(4.1)可获得公式(4.5)。

$$\mathbf{I}_{\text{meas}} = \mathbf{M}_{\text{Mod}} \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-\theta_1 - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 + \Delta\theta_1 - \theta_p) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_p) \mathbf{S}_{\text{in}} \quad \dots(4.5)$$

其中 \mathbf{M}_{Mod} 为偏振分析器的调制矩阵 (16×4)； \mathbf{I}_{meas} 为一个 16×1 的列矢，代表偏振分析器的 16 个调制状态。1997 年，Skumanich 等人针对旋转波片的偏振分析器提出了一种基于傅立叶分析的解调方式^[60]，通过该解调可显著降低偏振分析器的偏振串扰。具体为在公式(4.5)的两端同时乘以一个 4×16 的解调矩阵 \mathbf{DM} (公式(4.6))，可得到公式(4.7)。

$$\mathbf{DM} = \begin{bmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \\ 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -1 \\ 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 & -1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & -1 & -1 & 0 & 1 & 1 & 1 & 0 & -1 & -1 & -1 & 0 & 1 & 1 \end{bmatrix} \quad \dots(4.6)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^D &= \mathbf{DM} * \mathbf{I}_{\text{meas}} \\ &= \mathbf{DM} * \mathbf{M}_{\text{Mod}} \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-\theta_1 - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 + \Delta\theta_1 - \theta_p) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_p) \mathbf{S}_{\text{in}} \quad \dots(4.7) \\ &= \mathbf{X} \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-\theta_1 - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 + \Delta\theta_1 - \theta_p) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_p) \mathbf{S}_{\text{in}} \end{aligned}$$

其中， $\mathbf{X} = \mathbf{DM} * \mathbf{M}_{\text{Mod}}$ 为偏振响应矩阵，代表了偏振分析器对 Stokes 矢量的响应。

令 $\mathbf{B} = \mathbf{X} \mathbf{M}_S$ ，则公式(4.7)可进一步改写为：

$$\mathbf{I}^D = \mathbf{B} \mathbf{R}(-\theta_1 - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 + \Delta\theta_1 - \theta_p) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_p) \mathbf{S}_{\text{in}} \quad \dots(4.8)$$

由公式(4.8)可知，在整个测量系统中：入射光的 Stokes 矢量 $[\mathbf{I} \quad \mathbf{Q} \quad \mathbf{U} \quad \mathbf{V}]^T$ 、相位延迟器 C_1 、 C_2 各自的初始方位角 θ 、相位延迟 δ 、系统透射率 τ 及 \mathbf{B} 均为未知参量，此时，光强函数 \mathbf{I}^D 是所有未知参数的非线性函数：

$$\begin{aligned} \mathbf{I}^D &= \mathbf{B} \mathbf{R}(-\theta_1 - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1 + \Delta\theta_1 - \theta_p) \mathbf{M}_P \mathbf{R}(\theta_p) \mathbf{S}_{\text{in}} \\ &= f(\mathbf{Q}, \mathbf{U}, \mathbf{V}, \Delta\theta_1, \delta_1, \tau, \mathbf{B}) \end{aligned} \quad \dots(4.9)$$

使用非线性拟合可对式(4.9)进行求解，拟合函数可表示为：

$$\chi^2 = \min \left[\sum_{i=1}^6 \sum_{j=1}^{16} (\mathbf{I}_{ij}^D - \bar{\mathbf{I}}_{ij}^D)^2 \right] \quad \dots(4.10)$$

式中 \mathbf{I}_{ij}^D 、 $\bar{\mathbf{I}}_{ij}^D$ 分别为第 ij 个探测的理论光强值与实测光强值，由(4.9)、(4.10)两式可以得到 \mathbf{B} 。

具体过程如下：

(1) 放入样品前，根据上述角度旋转各器件，在 2π 周期内采集 96 组光强，

拟合得到偏振响应矩阵 $\mathbf{B} = \mathbf{X}$ 。

(2) 放入待测样品，再次测量，拟合得到偏振响应矩阵 $\mathbf{B}' = \mathbf{X}\mathbf{M}_s$ 。

(3) 由 $\mathbf{B}' = \mathbf{X}\mathbf{M}_s = \mathbf{B}\mathbf{M}_s$ 求得待测样品的 Mueller 矩阵为 $\mathbf{M}_s = \mathbf{B}^{-1}\mathbf{B}'$ 。

不放入待测样品时，由公式(4.9)和(4.10)可求得相位延迟器 C_1 的初始方位角误差 $\Delta\theta_1$ 和相位延迟 δ_1 ，以及偏振分析器的偏振响应矩阵 \mathbf{X} ，整个测量过程中，系统需要精密定标的参数均作为未知数处理，利用非线性拟合法求解这些参数，从而得到待测样品的 Mueller 矩阵，实现了自校准测量。此外，偏振响应矩阵 \mathbf{X} 完全表述了偏振分析器的状态，由 $\mathbf{X} = \mathbf{DM} * \mathbf{M}_{\text{Mod}}$ 可得到偏振响应矩阵 \mathbf{X} 的理论表达式如下式所示，与偏振响应矩阵的实测值做拟合可得到相位延迟器 C_2 的初始方位角 $\Delta\theta_2$ 和相位延迟 δ_2 。

$$\mathbf{X} = \begin{bmatrix} 1 & \frac{(1+\cos\delta_2)}{2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{(1-\cos\delta_2)}{4}\cos 4\Delta\theta_2 & \frac{(1-\cos\delta_2)}{4}\sin 4\Delta\theta_2 & 0 \\ 0 & -\frac{(1-\cos\delta_2)}{4}\sin 4\Delta\theta_2 & \frac{(1-\cos\delta_2)}{4}\cos 4\Delta\theta_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \frac{\sin\delta(1+\sqrt{2})}{4}\cos 2\Delta\theta_2 \end{bmatrix} \quad \dots(4.11)$$

图 4.2 模拟了相位延迟 δ_2 从 0° 到 360° 变化时， \mathbf{X}_{12} 、 \mathbf{X}_{22} 、 \mathbf{X}_{33} 和 \mathbf{X}_{44} 的变化。由图可知，当相位延迟 δ 接近 $k \times 360^\circ + 90^\circ$ （相位延迟器作为 $\lambda/4$ 波片）与 $k \times 360^\circ + 270^\circ$ 时， \mathbf{X}_{44} 表达式的函数斜率接近 0，相位延迟的差异反应在元素值上并不明显，故在计算相位延迟只使用 \mathbf{X}_{12} 、 \mathbf{X}_{22} 、 \mathbf{X}_{33} 的表达式拟合结果；而当相位延迟 δ 接近 $k \times 360^\circ$ 与 $k \times 360^\circ + 180^\circ$ 时（相位延迟器作为半波片）， \mathbf{X}_{12} 、 \mathbf{X}_{22} 、 \mathbf{X}_{33} 表达式的函数斜率接近 0，故在计算相位延迟只使用表达式 \mathbf{X}_{44} 的拟合结果。

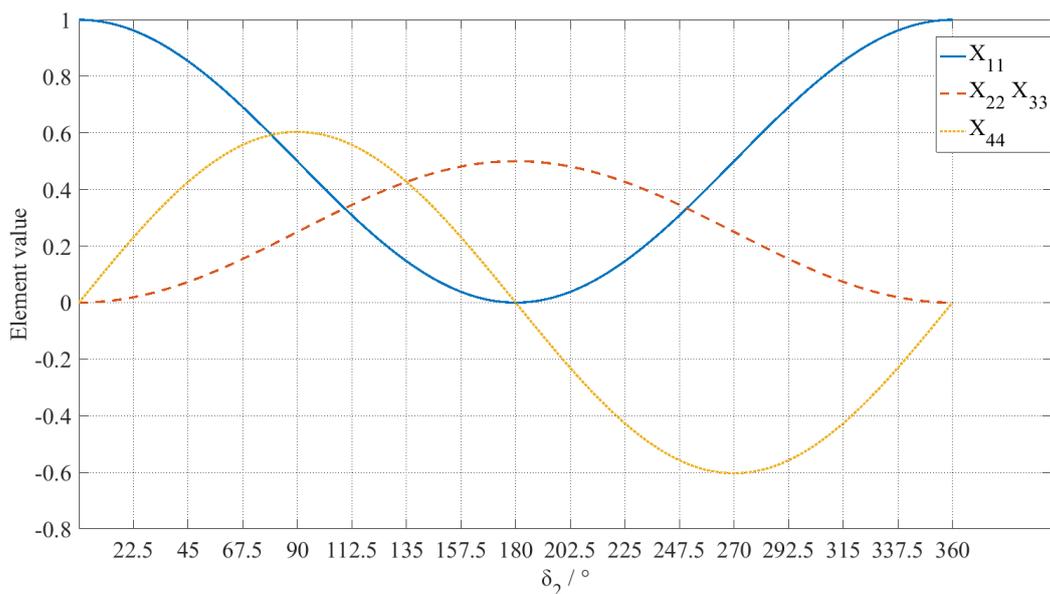


图 4.2 角度敏感性

4.2.2 双旋转延迟器法

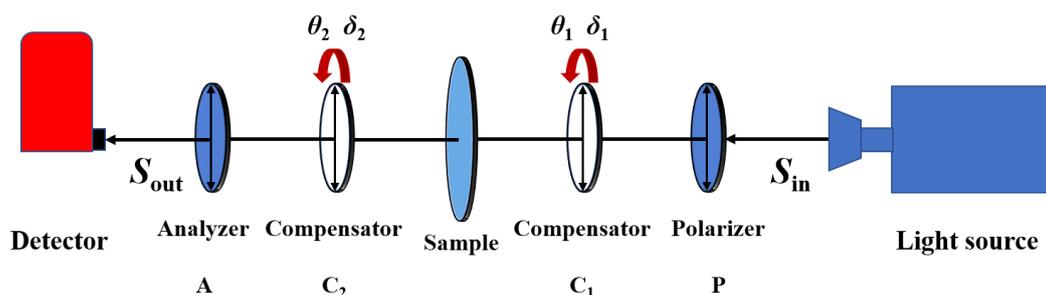


图 4.3 双旋转延迟器法旋转模式图

双旋转延迟器法以一定的旋转比旋转两个相位延迟器获得一系列光强值，通过对探测信号进行傅里叶分析和计算得到 Mueller 矩阵。

采用双旋转延迟器法时，由于使用连续调制会影响探测器中红外弱信号的信号采集，故使用步进旋转的方法，如图 4.3 所示。起偏器 P 和检偏器 A 保持水平透光方向，两个相位延迟器 C₁、C₂ 步进旋转，旋转角度比采用 5:3^[41]。此时，公式(4.1)可改写为：

$$\begin{aligned}
 \mathbf{I}_{\text{meas}} &= \tau [1 \ 1 \ 0 \ 0] \mathbf{R}(-\theta_2) \mathbf{M}_{C_2}(\delta_2) \mathbf{R}(\theta_2) \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(\theta_1) [1 \ 1 \ 0 \ 0]^T \quad \dots(4.12) \\
 &= \tau [1 \ 1 \ 0 \ 0] \mathbf{R}(-3\theta - \Delta\theta_2) \mathbf{M}_{C_2}(\delta_2) \mathbf{R}(3\theta + \Delta\theta_2) \mathbf{M}_S \mathbf{R}(-5\theta - \Delta\theta_1) \mathbf{M}_{C_1}(\delta_1) \mathbf{R}(5\theta + \Delta\theta_1) [1 \ 1 \ 0 \ 0]^T
 \end{aligned}$$

式中 $\Delta\theta_1$ 、 $\Delta\theta_2$ 分别为相位延迟器 C₁、C₂ 的初始方位角误差。 θ 以 3.6° 步长旋转一周，将得到 100 个探测光强，归一化后的探测光强 \mathbf{I}_{meas} 仅为 $\Delta\theta_1$ 、 $\Delta\theta_2$ 、

δ_1 、 δ_2 以及待测样品 Mueller 矩阵 M_S 的函数。具体测量方法为：

(1) 放入待测样品前，通过空矩阵定标可获得系统自身的未知参数 $\Delta\theta_1$ 、 $\Delta\theta_2$ 、 δ_1 、 δ_2 ，实现 Mueller 矩阵椭偏仪的自定标；

(2) 放入待测样品，同时将定标得到的 $\Delta\theta_1$ 、 $\Delta\theta_2$ 、 δ_1 、 δ_2 代入公式(4.12)，然后通过最小二乘拟合可得到待测样品的 Mueller 矩阵 M_S 。

4.3 椭偏仪定标精度验证

使用单色仪，将入射光分别调制到 11.00um, 11.50um, 11.70um, 12.00um 与 12.32um 五个波长，在每个波长下使用非线性拟合法与双旋转延迟器法两种方法对该椭偏仪进行定标，得到该椭偏仪在不同波长下的偏振响应矩阵、空气 Mueller 矩阵以及椭偏仪的两个相位延迟器各自的相位延迟和方位角参数。并对两种方法得到的定标结果进行对比，检验两种定标方法的可行性以及定标精度。

4.3.1 偏振响应矩阵

利用非线性拟合法拟合得到的偏振响应矩阵如图 4.4 所示

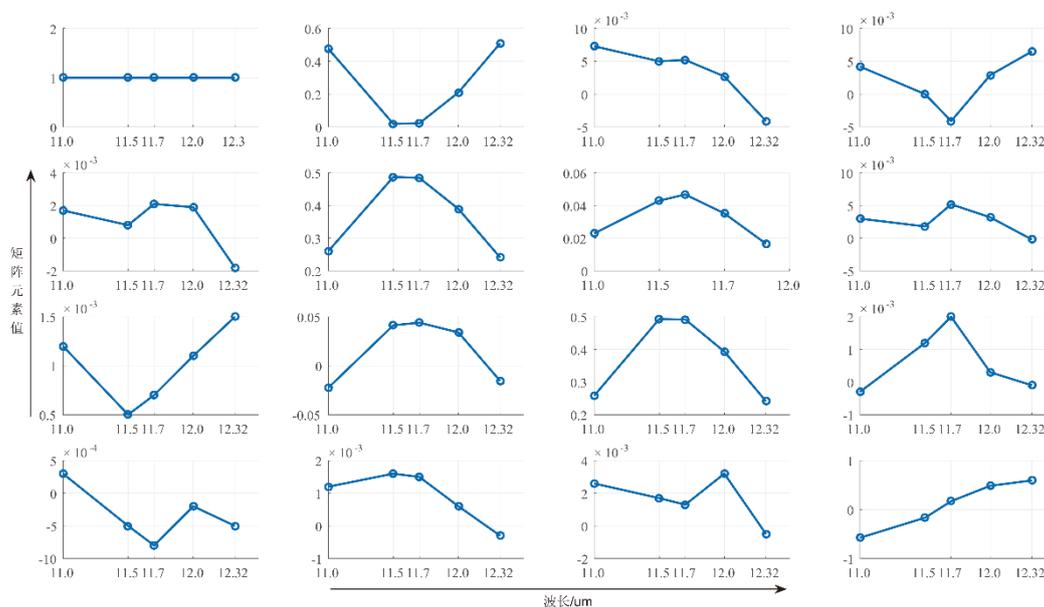


图 4.4 偏振响应矩阵

从图中可以看出，偏振响应矩阵中的 X_{12} 、 X_{22} 、 X_{23} 、 X_{32} 、 X_{33} 、 X_{44} 6 个

元素随波长的变化较其他元素明显，且各自呈现出一定的规律性，这是由于在不同波长下，相位延迟器的相位延迟不同。

4.3.2 空气 Mueller 矩阵

利用双旋转延迟器法得到的空气 Mueller 矩阵如图 4.5 所示，理论上在任意波长下，空气 Mueller 矩阵均为主对角线元素为 1 的单位矩阵，图 4.5 显示的结果与理论相符。

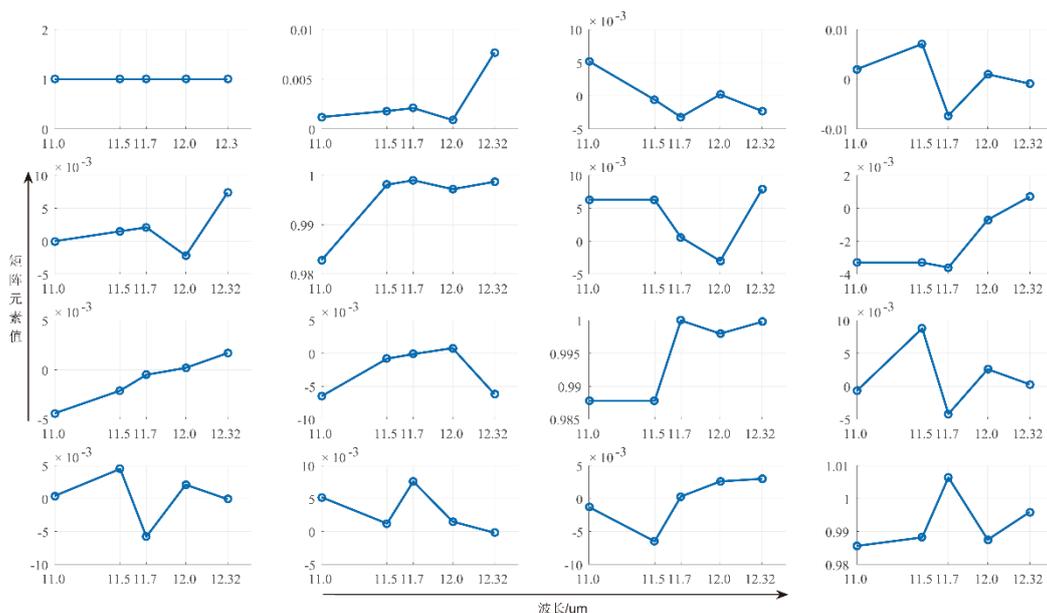


图 4.5 空气 Mueller 矩阵

4.3.3 定标结果对比

利用非线性拟合法与双旋转延迟器法分别对椭偏仪的两个相位延迟器的方位角和相位延迟的定标结果如图 4.6 所示。

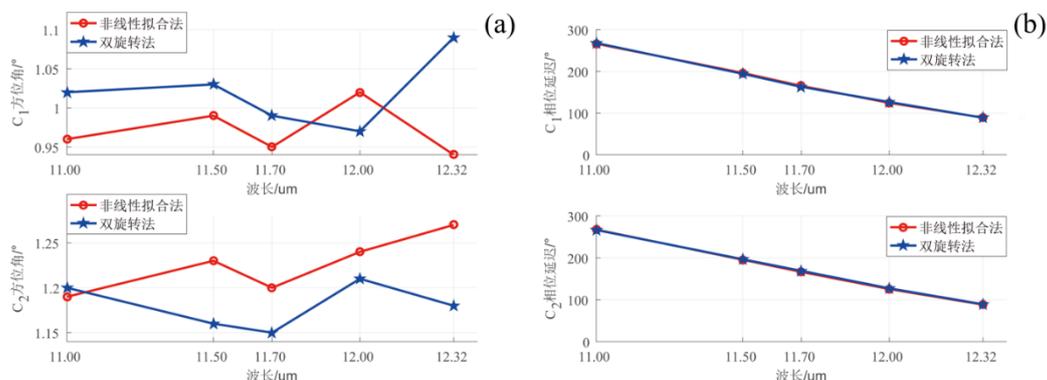


图 4.6 相位延迟器方位角 (a)，与相位延迟 (b)

理论上, 光学器件的方位角与入射光的波长无关; 在一个周期内, 相位延迟与入射光波长的倒数成正比, 定标得出的结果与理论一致。非线性拟合法与双旋转延迟器法在同一波长下得出的相位延迟器方位角差值在 0.15° 以内, 相位延迟在 1° 以内。

此外, 偏振响应矩阵 \mathbf{X} 和空 Mueller 矩阵 \mathbf{M}_{air} 的一些非零元素一定程度上能够反映中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的系统精度。非线性拟合测量法中, 理论上偏振响应矩阵 \mathbf{X} 除了 \mathbf{X}_{11} 、 \mathbf{X}_{12} 、 \mathbf{X}_{22} 、 \mathbf{X}_{23} 、 \mathbf{X}_{32} 、 \mathbf{X}_{33} 、 \mathbf{X}_{44} 以外所有元素均为零, 那么这些非零值则代表偏振响应矩阵的测量误差在 0.007 以内; 双旋转延迟器法中, 理论上 \mathbf{M}_{air} 应为单位矩阵, 非零元素表明空气 Mueller 矩阵的测量误差在 0.008 以内。

定标结果表明, 非线性拟合法与双旋转延迟器法在同一条件下对椭偏仪相位延迟器的定标结果一致, 且根据偏振响应矩阵与空气 Mueller 矩阵的结果来看, 该定标结果具有较高的精度。

4.4 椭偏仪测量精度验证

为了验证上文椭偏仪的测量精度, 分别选取了透射样品、反射样品在不同波长下进行测量, 分析测量精度。在此基础上, 测量了 AIMS 望远镜的陪镀膜, 为下一步 AIMS 反射镜的膜系分析、建模以及望远镜的偏振建模提供数据支持。

4.4.1 透射样品测试

选用一个硒化镉延迟器作为透射样品验证椭偏仪的透射 Mueller 矩阵测量精度。分别使用非线性拟合法和双旋转延迟器法测得透射样品的 Mueller 矩阵和 10 次重复测量的标准偏差分别如图 4.7 和图 4.8 所示。两种测量方法获得的 Mueller 矩阵误差在 0.05 以内; 在波长为 11.00 μm , 12.00 μm 和 12.32 μm 时, 重复测量精度在 0.01 以内, 而在 11.50 μm 和 11.70 μm 时, 得到的透射样品 Mueller 矩阵的某些元素的重复测量精度在 0.02 左右, 这是因为在这两个波长下, 椭偏仪的相位延迟器的相位延迟在 180° 附近, 偏近于半波片, 将透过的直线偏振光调制成了另一个方向的直线偏振光, 而偏振分析器解直线偏振光的效率显著降低。

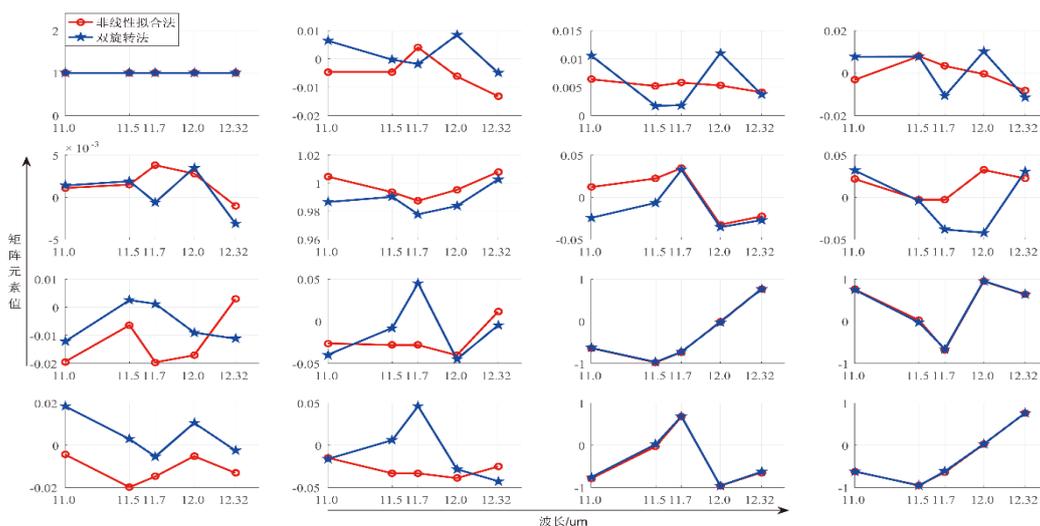


图 4.7 透射样品 Mueller 矩阵

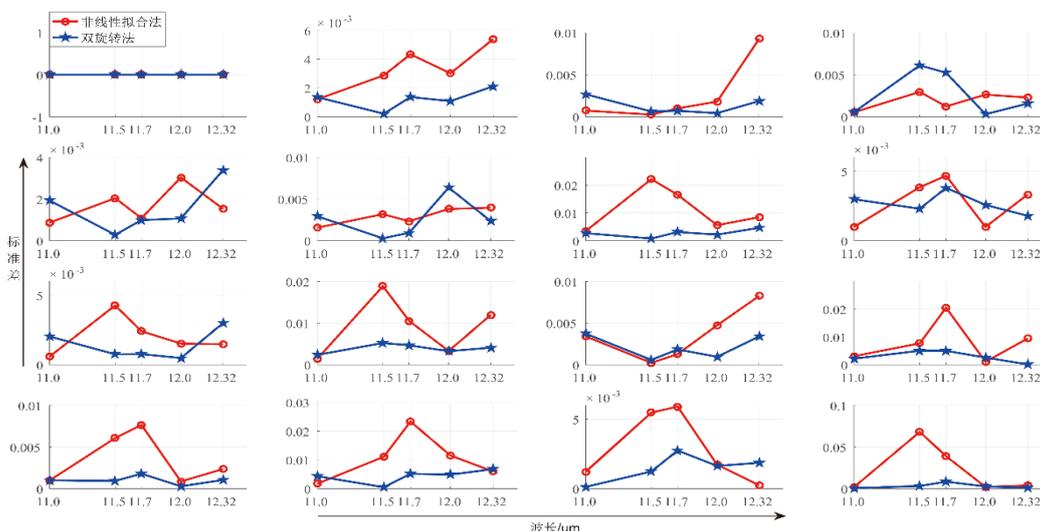


图 4.8 透射样品测量标准偏差

图 4.7 的结果与公式(2.18)相结合可以得到该样品在不同入射波长下的相位延迟量，再根据相位延迟与入射波长 λ 和延迟器厚度 d 的关系：

$$\delta = \frac{(n_o - n_e) \times d}{\lambda} \times 2\pi$$

可以求得该样品的厚度为 2.922mm，与实际测量的 2.95mm 一致。

4.4.2 反射样品测试

在使用透射样品对椭偏仪性能进行测试后，为进一步评估该椭偏仪在反射模式下的测量精度，选用一个镀铝膜反射镜，在不同波长不同角度下测试该红外椭

偏仪在反射模式下的仪器性能。

图 4.9 和图 4.10 分别为入射波长为 11.00um 测得反射样品的 Mueller 矩阵及其重复测量标准偏差。

图 4.11 和图 4.12 分别为入射波长为 11.50um 测得反射样品的 Mueller 矩阵及其重复测量标准偏差。

图 4.13 和图 4.14 分别为入射波长为 11.70um 测得反射样品的 Mueller 矩阵及其重复测量标准偏差。

图 4.15 和图 4.16 分别为入射波长为 12.00um 测得反射样品的 Mueller 矩阵及其重复测量标准偏差。

图 4.17 和图 4.18 分别为入射波长为 12.32um 测得反射样品的 Mueller 矩阵及其重复测量标准偏差。

由反射样品测量结果来看，两种测量方法的 Mueller 矩阵误差在 0.05 以内，与透射样品测量误差一致；在 11.50um 和 11.70um 时，重复测量精度较低，与透射样品测量结果也一致。且在同一个波长下，反射样品的重复测量误差均比透射样品大一倍以上，这是因为反射测量模式下光路较长，导致系统信噪比较低。此外，从 Mueller 矩阵随入射角度的变化趋势可以看出，Mueller 矩阵元素 M_{12} 、 M_{21} 、 M_{34} 和 M_{43} 随入射角表现出明显的增大和对称（或反对称）形式，与标准反射膜的 Mueller 矩阵趋势相吻合。然而，值得注意的是， M_{34} 和 M_{43} 随入射角的变化较大。

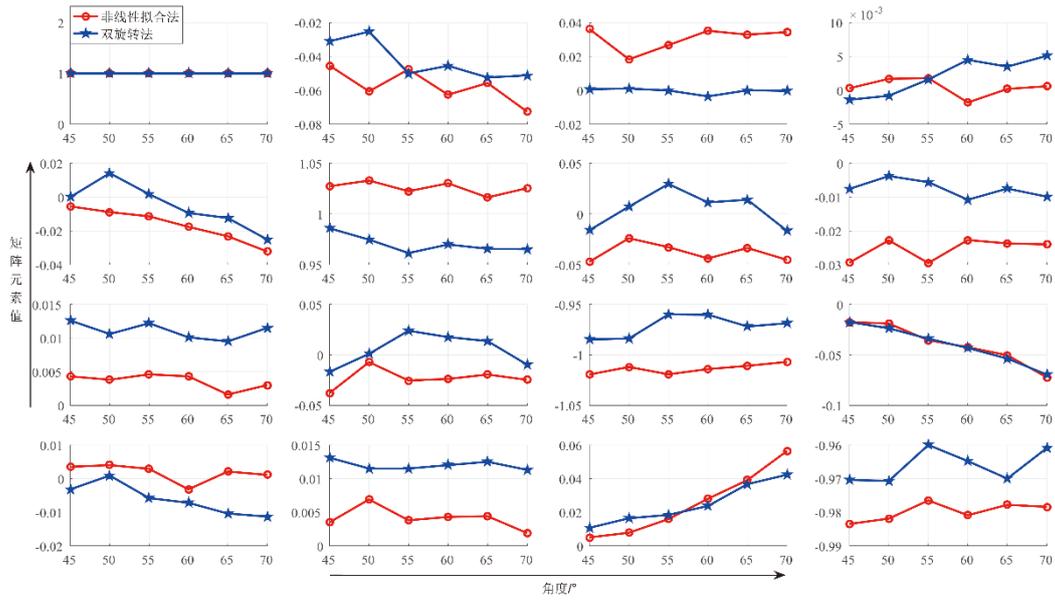


图 4.9 11.00um 下反射样品 Mueller 矩阵

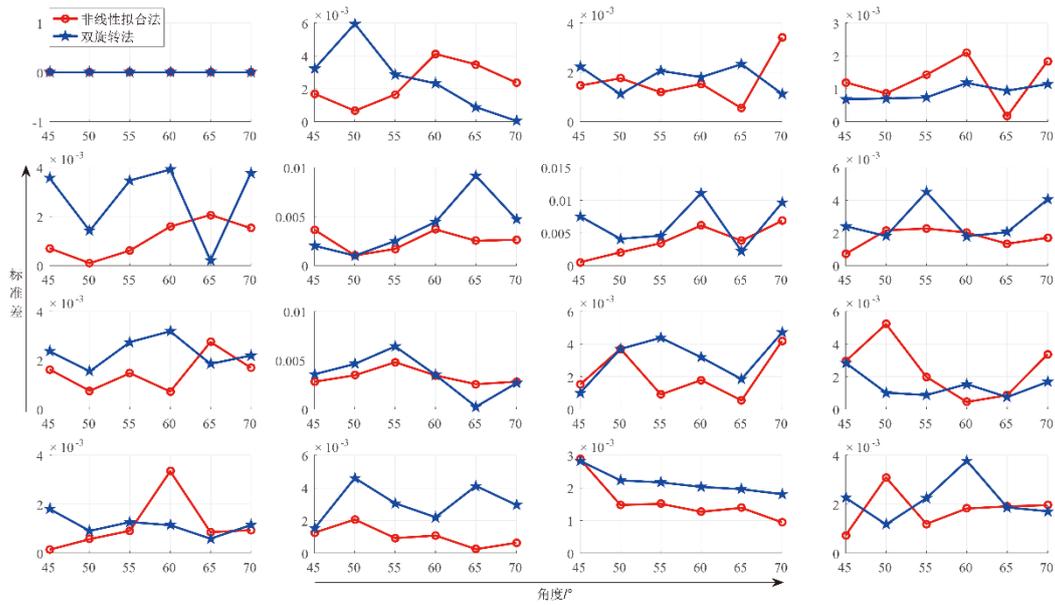


图 4.10 11.00um 下测量标准差

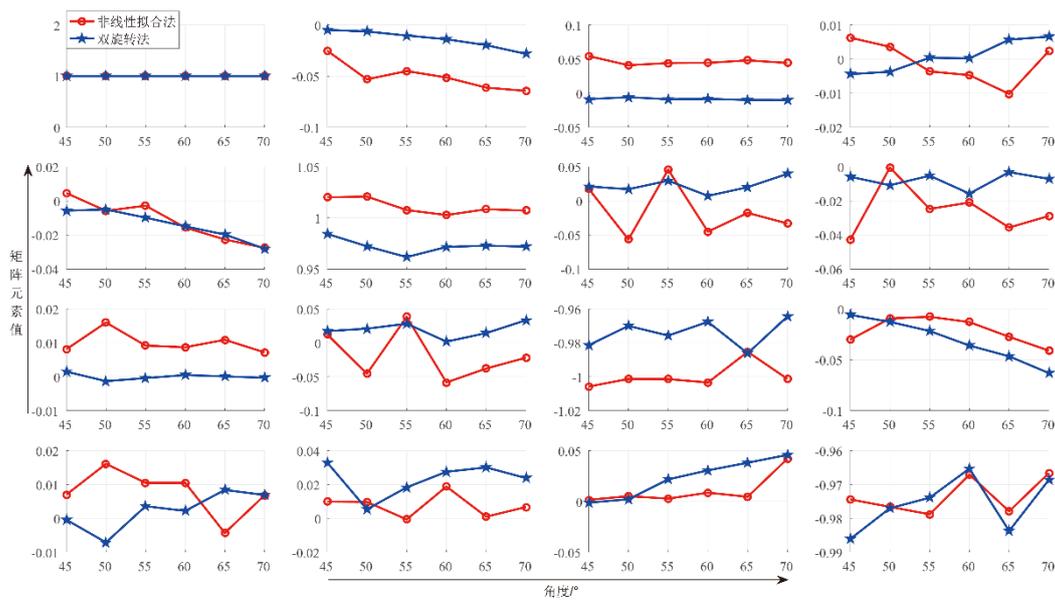


图 4.11 11.50um 下反射样品 Mueller 矩阵

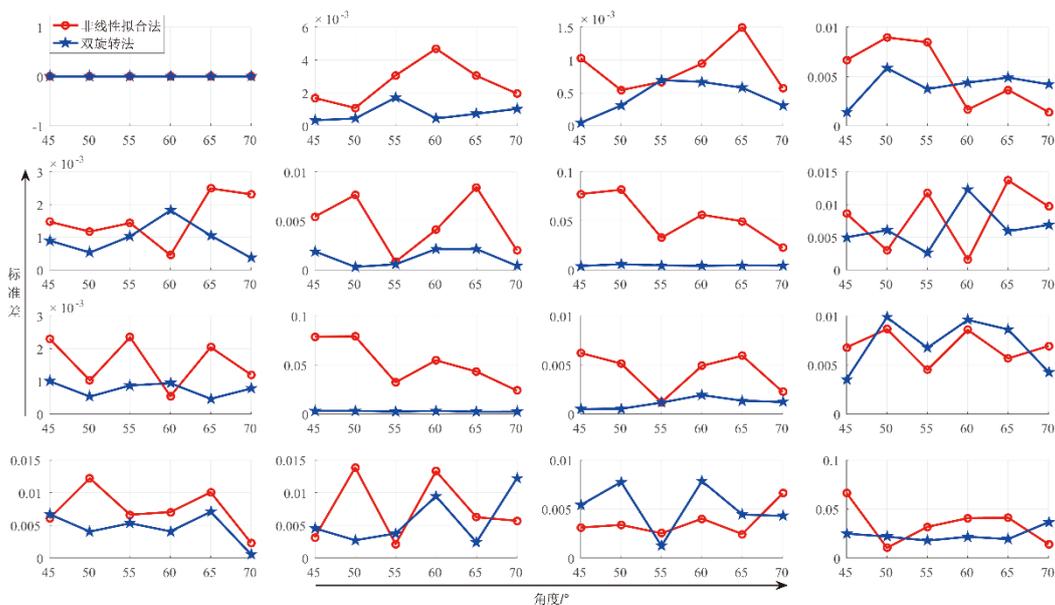


图 4.12 11.50um 下测量标准差

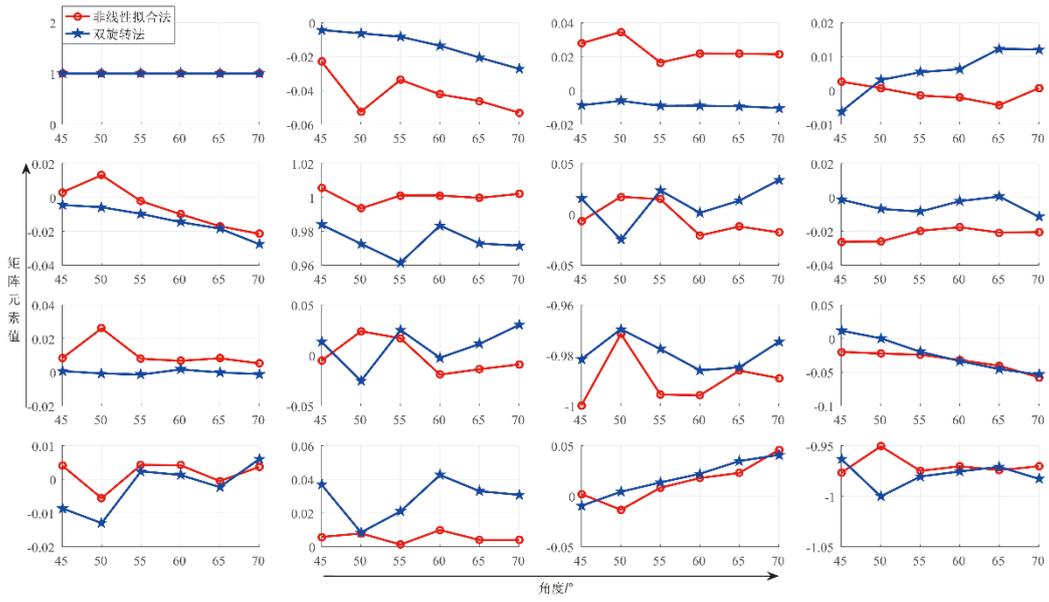


图 4.13 11.70um 下反射样品 Mueller 矩阵

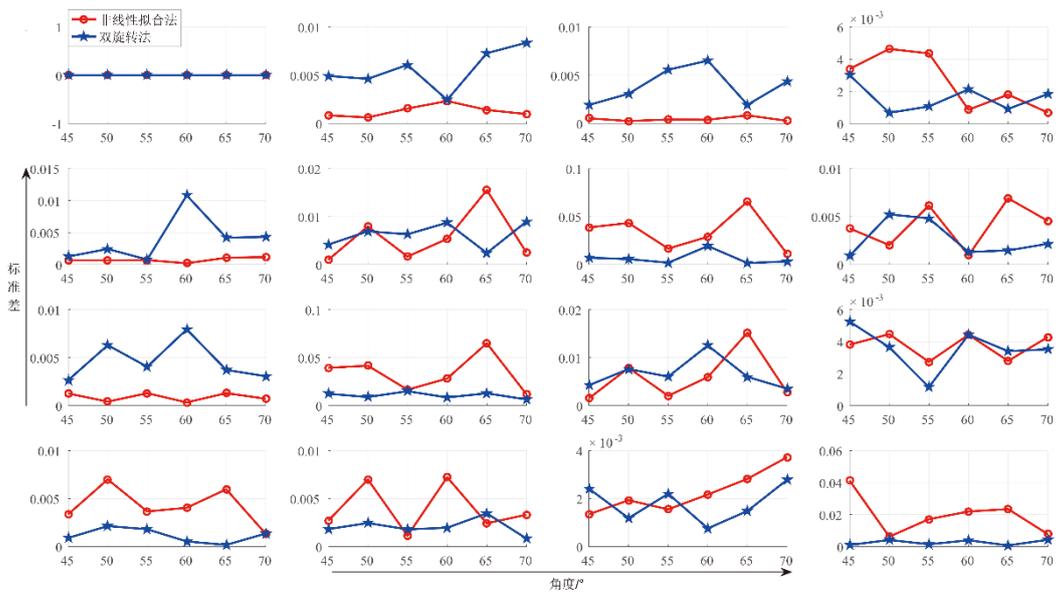


图 4.14 11.70um 下测量标准差

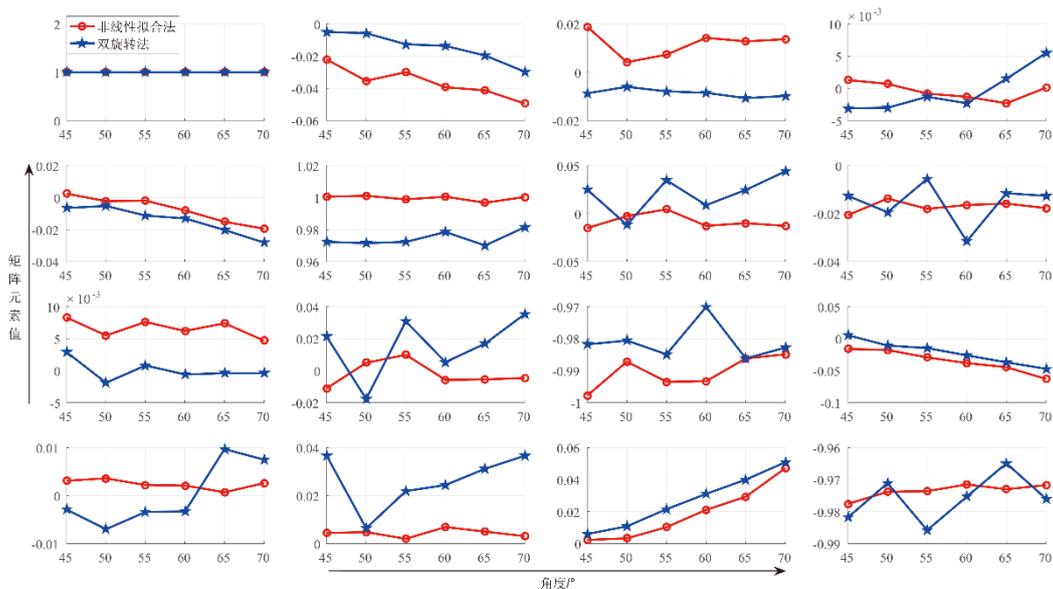


图 4.15 12.00um 下反射样品 Mueller 矩阵

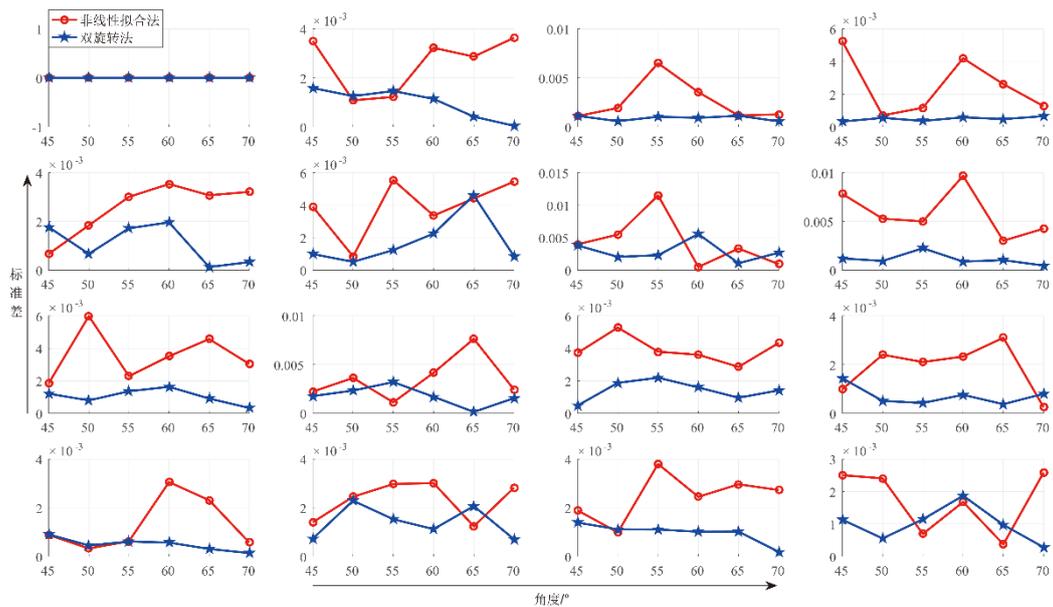


图 4.16 12.00um 下测量标准差

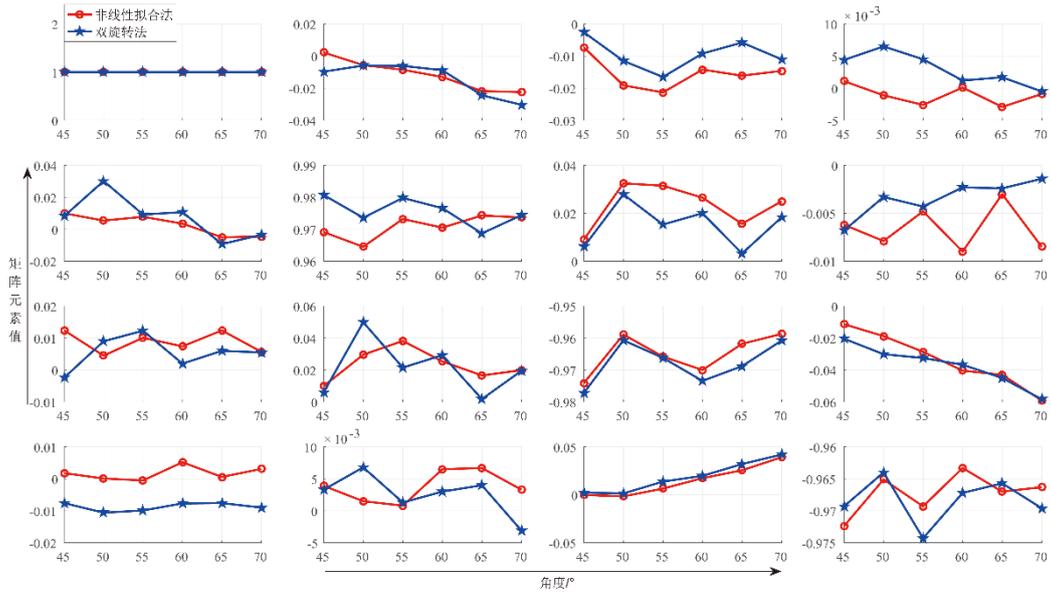


图 4.17 12.32um 下反射样品 Mueller 矩阵

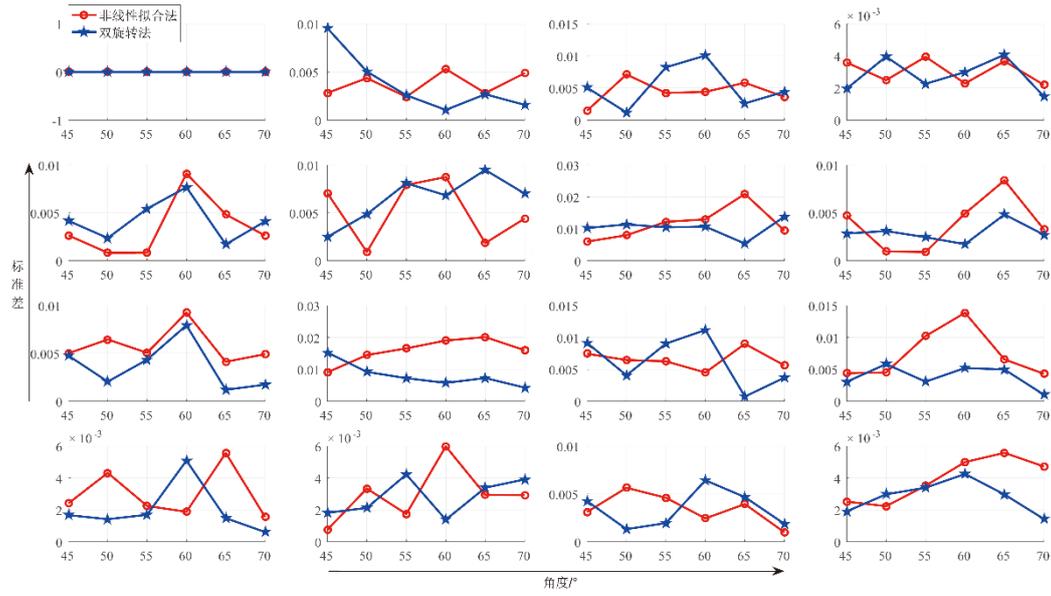


图 4.18 12.32um 下测量标准差

4.4.3 12.32um 下 AIMS 系统反射镜陪镀片测量

在之前的工作中，使用非线性拟合法和双旋转延迟器法在不同波长下对椭偏仪进行了精确验证，并利用两种测试样品对透射模式和反射模式的测量精度进行了测试，可以发现，当椭偏仪的相位延迟器接近四分之一波片（12.32um）时，测量具有较高的精度；当相位延迟器接近半波片（11.50um）时，测量重复性较差。在 12.32um 下，两种方法对椭偏仪定标以及样品 Mueller 矩阵测量都有很高的精度。

因此，在 12.32um 下，使用反射模式对 AIMS 望远镜主镜的陪镀片进行了测量，得到的结果如图 4.19 所示。分析图 4.19 可以发现：

- (1) 除了 M_{12} 元素外，非线性拟合法和双旋转法基本保持一致的测量结果；
- (2) 由于理想的反射镜 Mueller 矩阵 M_{12} 和 M_{21} 元素值相等，因此，判断非线性拟合法在 M_{12} 的测量中出现了原因未知的误差，但根据理论模型可以消除该元素的影响；
- (3) 对比陪镀片和上节的铝膜反射镜发现，陪镀片的 Mueller 矩阵随入射角的变化明显比铝膜反射镜大；
- (4) 除 M_{12} 元素外，陪镀片的 Mueller 矩阵测量精度在 0.02 左右。

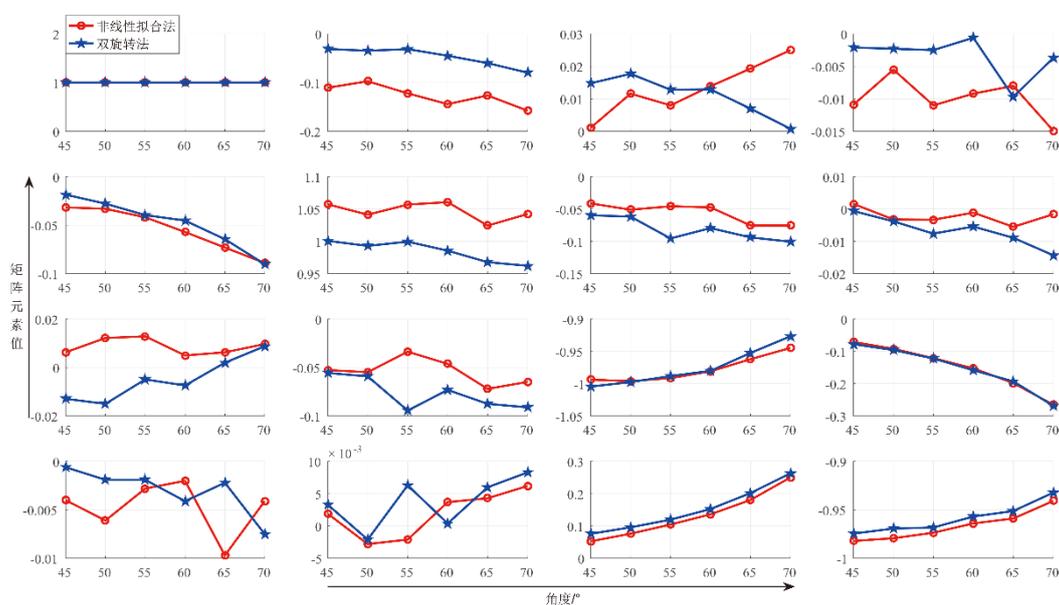


图 4.19 AIMS 陪镀片的 Mueller 矩阵

4.5 本章小结

探究了非线性拟合法和双旋转延迟器法对椭偏仪进行定标和样品测量的原理，并对光束调制过程中的公式进行推导，明确了在不同的旋转模式下出射光 Stokes 矢量 S_{out} 与入射光 Stokes 矢量 S_{in} 之间的关系。

使用非线性定标法与双旋转延迟器法对该单色仪分光式红外椭偏仪进行了定标，结果表明，两种方法在同一波长下对相位延迟器方位角的定标结果相差在 0.15° 以内，相位延迟差在 1° 以内。偏振响应矩阵 X 和空气 Mueller 矩阵 M_{air} 的非零元素表明，椭偏仪的测量误差在 0.008 以内。随后使用该椭偏仪对透射和反射样品进行测量，结果表明两种方法对于透、反射样品的 Mueller 矩阵测量精度基本保持一致，约为 0.05，在我们重点关注的 $12.32\mu\text{m}$ 下，测量精度为 0.02；在 $11.50\mu\text{m}$ 和 $11.70\mu\text{m}$ 时，椭偏仪的延迟器的相位接近 180° ，测量的重复精度较差，主要是因为偏振分析器对线偏振解调效率不高，信噪比低；在所有波长下反射样品的重复测量标准差（0.02）比透射样品（0.01）大一倍，主要是由于反射光路更长导致系统信噪比下降。基于两种方法的比对定标和测试表明，该椭偏仪在中红外波段测量时具有较高的灵敏度与可靠性。

随后在 $12.32\mu\text{m}$ 下对 AIMS 望远镜的陪镀膜进行了测量，得到了该陪镀片的 Mueller 矩阵，为下一步开展反射镜建模以及 AIMS 望远镜偏振建模提供数据参考。尽管该系统在 $12.32\mu\text{m}$ 下的测量精度（约 0.02）仍然没有满足 AIMS 望远镜的测量要求（0.01），但实际上 0.01 的测量需求主要针对太阳强磁场而言（1000 高斯磁场对应偏振信号约 0.1），AIMS 的主要科学目标是高灵敏度弱磁场测量，0.02 的偏振串扰精度可以满足大多数弱磁场的测量需求（500 高斯以下）。

第5章 总结与展望

5.1 全文总结

本文主要完成了单色仪分光式中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的装调、定标与测试，并成功应用到 AIMS 望远镜陪镀片的测量上。该椭偏仪主要针对中红外波段的光学器件的光学常数进行测量。与传统椭偏仪相比，该椭偏仪的优点有：引入了一个单色仪，单波长测量效率高；能够采用不同的测量模式进行测量；样片测量前可先进行仪器定标，能够避免因温度，气压等带来的仪器中光学器件性能的改变。

本文从以下几个部分对该单色仪分光式红外 Mueller 矩阵椭偏仪的研制进行了阐述：

(1) 介绍了太阳与太阳磁场以及对太阳磁场测量的必要性，以及太阳磁场的测量原理，随后介绍了太阳磁场望远镜与 AIMS 望远镜，以及 AIMS 望远镜的科学目标。针对 AIMS 望远镜探测精度的提高，提出了椭偏测量法及在实验室搭建椭偏仪的需要，进一步阐述了红外椭偏测量的国内外研究进展。

(2) 介绍了偏振光的基本原理以及用来描述偏振光和偏振光器件的几种矢量和矩阵。

(3) 针对 AIMS 望远镜的测量目标与需求，提出了单色仪分光式中红外 Mueller 矩阵椭偏仪的设计目标，并且根据测量目标进行元器件选型与参数设置。随后对搭建好的椭偏仪进行性能测试与光学器件装调。

(4) 使用非线性拟合法与双旋转延迟器法对装调好的椭偏仪进行定标与测试，或得了该椭偏仪的定标与测试精度，结果表明，无样品的情况下，该椭偏仪的测量误差在 0.008 以内，在 12.32 μm 下，对反射样品的测量误差在 0.02 以内。

5.2 研究展望

虽然该中红外 Mueller 矩阵椭偏仪能够在中红外波段对红外光学器件进行准确测量，得到该元器件较为精确的 Mueller 矩阵，但仍有一些不足需要改进和研究，具体如下：

(1) 提高测量速度：使用非线性拟合法与双旋转延迟器法，单次测量时间

均在三分钟以上，若要降低噪声干扰需多次测量，花费时间较长，可进一步优化探测器与光源，提高信噪比，减少测量次数，提高测量速度。

(2) 扩大测量范围：目前该椭偏仪主要应用中红外波段，可通过更改部分器件，扩大测量范围至整个红外波段，提高该椭偏仪的利用价值，拓展应用场景。

(3) 反射镜建模，分析不同反射镜膜系区别对偏振的影响；在此基础上进行更为可靠的基于实际数据的 AIMS 望远镜偏振建模。

参考文献

- [1]. 林佳本. 高分辨太阳观测方法的研究[D]. 北京: 中国科学院, 2009.
- [2]. 林元章. 太阳物理导论[M]. 科学出版社, 2001
- [3]. Hale G E. On the Probable Existence of a Magnetic Field in Sun-Spots[J]. *Terrestrial Magnetism & Atmospheric Electricity*, 1908, 13(4): 159–160.
- [4]. Lagg A, Solanki S K, Doerr H P, et al. Probing deep photospheric layers of the quiet Sun with high magnetic sensitivity[J]. *Astronomy & Astrophysics*, 2016, 596: 1-13.
- [5]. Cao W D, Jing J, Ma J, et al. Diffraction-limited polarimetry from the Infrared Imaging Magnetograph at Big Bear Solar Observatory[J]. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2006, 118(844): 838-844.
- [6]. Fehlmann A, Giebink C, KUHN J R, et al. Cryogenic near infrared spectropolarimeter for the Daniel K. Inouye solar telescope [C]. *Proc SPIE*, 2016, 9908: 99084D.
- [7]. 李鑫. Mg I 12.32 μm 谱线在太阳大气中的偏振辐射转移研究[D]. 北京: 中国科学院大学, 2021.
- [8]. 颜毅华. 中国科学院国家天文台太阳物理研究 20 年[J]. *科学通报*, 2021, 66(11): 1363-1384.
- [9]. 王妍. 基于偏振探测的穆勒矩阵研究[D]. 大连: 辽宁师范大学, 2019.
- [10]. Shashar, Rutledge, Cronin. Polarization vision in cuttlefish in a concealed communication channel[J]. *The Journal of Experimental Biology*, 1996, 199(9): 2077-84.
- [11]. Roslund C, Beckman. Disputing Viking navigation by polarized skylight[J]. *Applied Optics C*, 1994, 33(21): 4754-5.
- [12]. Kahr B, Claborn K. The lives of Malus and his bicentennial law[J]. *ChemPhysChem*, 2008, 9(1): 43-58.
- [13]. 刘杰, 李建欣, 柏财勋, 等. 傅里叶变换高光谱 Mueller 矩阵成像理论与方法[J]. *光学学报*, 2020, 40(7):0711004.
- [14]. Hou J F, Wang D G, Deng Y Y, et al. Error analysis and optimal design of polarization calibration unit for solar telescope[J]. *Chin. Phys. B*, 2017, 26(8): 089501.
- [15]. 李伟奇. 高精度宽光谱穆勒矩阵椭偏仪研制与应用研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2016.
- [16]. 闫振纲, 孙卫平, 李杰, 等. 基于穆勒矩阵的金属和电介质识别方法[J]. *激光与光电子学进展*, 2019, 56(14): 142401.
- [17]. Yan K D, Wang S Y, Jiang S, et al. Full angular Stokes vectors of light scattering from two-dimensional randomly rough surfaces by Kirchhoff approximation method[J]. *Journal of Optics*, 2014, 16(10): 105714.

- [18].Antonello D M, Yong K K, Enric G C. Optimized Mueller polarimeter with liquid crystals[J]. Optics Letters, 2003, 28(8): 616-618.
- [19].Hong G G, Xiu G H, Hao J, et al. Optimal broadband Mueller matrix ellipsometer using multi-waveplates with flexibly oriented axes[J]. Journal of Optics, 2016, 18: 025702.
- [20].Barth K L, Keilmann F. Far-infrared ellipsometer[J]. American Institute of Physics, 1993, 64(4): 870-875.
- [21].Pavel F, Adam D. Vacuum Variable-Angle Far-Infrared Ellipsometer[J]. Applied Surface Science. 2016, 4332(16): 32241-3.
- [22].Azzam R M, Bashara N M. Ellipsometry and Polarized Light[J]. Physics Today, 2008, 31(11): 72.
- [23].侯俊峰, 王东光, 邓元勇, 等. 基于非线性最小二乘拟合合法的 Mueller 矩阵椭偏仪[J]. 中国激光, 2013, 40(4): 0408004.
- [24].Eric C, Stephane P, Bernard D. General and self-consistent method for the calibration of polarization modulators, polarimeters, and Mueller-matrix ellipsometers[J], Applied Optics, 1999, 38(16): 3490-3502.
- [25].Enric G C, Lizana A, Ndong G. Antonello D M. Mid-infrared Mueller ellipsometer with pseudo-achromatic optical elements[J]. Optical Society of America, 2015, 54(10): 2776-2785.
- [26].Rossow U, A Brief History of Ellipsometry[J]. Past & Present, 2018, 1800307.
- [27].Drude P, Ueber die Gesetze der Reflexion und brechung des lichte an der grenze absorbirender krystalle[J]. Annalen Der Physik, 1887, 268(12): 584-625.
- [28].Rothen A. The ellipsometer, an apparatus to measure thicknesses of surface films[J]. Review of Scientific Instrument, 1945, 16(2): 26-30.
- [29].Aspnes D E. Fourier transform detection system for rotation-analyzer ellipsometers[J]. Optics Communication, 1973, 8(3): 222-225.
- [30].Hauge P S, Dill F H. Design and operation of ETA, an automated ellipsometer[J]. IBM Journal of Research and Development, 1973, 17(6): 472-489.
- [31].Mueller R H. Present status of automatic ellipsometers[J]. Surface Science, 1976, 56(C): 19-36.
- [32].Aspnes D E, Studna A A. High precision scanning ellipsometer[J]. Applied Optics, 1975, 14(11): 220-228.
- [33].Roseler A. IR spectroscopic ellipsometry: instrumentation and results[J]. Thin Solid Films, 1993, 234(1-2): 356-362.
- [34].Kildemo M, Ossikovski R, Stchakovsky M. Measurement of absorption edge of thick transparent substrates using the incoherent reflection model and spectroscopic UV-visible-near IR ellipsometry[J]. Thin Solid Films, 1998, 313-314: 108-113.
- [35].Zapien J A, Collins R W, Messier R. Multichannel ellipsometer for real time spectroscopy of

- thin film deposition from 1.5 to 6.5eV[J]. Review of Scientific Instrument, 2000, 71(9): 3451-3460.
- [36]. Azzam R M. Photopolarimetric measurement of the Mueller matrix by Fourier analysis of a single detected signal[J]. Optics Letters, 1978, 2(6): 148.
- [37]. Cameron B D, Rakovic M J, Mehrube M, et al. Measurement and calculation of the two-dimensional backscattering Mueller matrix of a turbid medium[J]. Optics Letter, 1998. 23(7):485-487.
- [38]. 李校博. Stokes 矢量及 Mueller 矩阵的优化测量方法研究[D]. 天津: 天津大学, 2020.
- [39]. Twietmeyer K M, Chipman R A. Optimization of Mueller matrix polarimeters in the presence of error sources[J]. Optic Express, 2008, 16(15): 11589-11603.
- [40]. Noble H D, Chipman R A. Mueller matrix roots algorithm and computational consideration[J]. Optics Express, 2012, 20(1): 17-31.
- [41]. Collins R W, Koh J. Dual rotating-compensator multichannel ellipsometer: instrument design for real-time Mueller matrix spectroscopy of surfaces and films[J]. Journal of the Optical Society of America A, 1999, 16(8): 1997-2006.
- [42]. Chen C, An I, Ferreira G M, et al. Multichannel Mueller matrix ellipsometer based on the dual rotating compensator principle[J]. Thin Solid Films, 2004, 455-456: 14-23.
- [43]. Li J, Ramanujam B, Collins R W. Dual rotation compensator ellipsometry: Theory and simulations[J]. Thin Solid Films, 2011, 519(9): 2725-2729.
- [44]. Dahal L R, Li J, Stokes J A, Huang Z Q, Shan A, et al. Applications of real-time and mapping spectroscopic ellipsometry for process development and optimization in hydrogenated silicon thin-film photovoltaics technology[J]. Solar Energy Materials and Solar Cells, 2014, 129: 32-56.
- [45]. Jellison G E, Holcomb D E, Hunn J D, et al. Generalized ellipsometry in unusual configurations[J]. Applied Surface, 2006, 253(1): 47-51.
- [46]. Jellison G E, Specht E D, Boatner L A, et al. Spectroscopic refractive indices of monoclinic single crystal and ceramic lutetium oxyorthosilicate from 200 to 850 nm[J]. Journal of Applied Physics, 2012, 112(6): 063524.
- [47]. Rodenhausen K B, Schmidt D, Kaspuits T, et al. Generalized ellipsometry in-situ quantification of organic adsorbate attachment within slanted columnar thin films[J]. Optics Express, 2012, 20(5): 5419-5428.
- [48]. Liang D, Sekora D, Schubert M. Optical anisotropy of porous polymer film with inverse slanted nanocolumnar structure revealed via generalized spectroscopic ellipsometry[J]. Applied Physics Letters, 2015, 107(7): 071908.
- [49]. Maryino A D, Kim Y M, Laude B, et al. Optimized Mueller polarimeter with liquid crystals[J]. Optics Letter, 2003, 28(8): 616-618.

- [50].Letnes P A, Nerbo I S, Aas L M S, et al. Fast and optimal broad-band Stokes/Mueller polarimeter design by the use of a genetic algorithm[J]. Optics Express, 2010, 18(22): 23095-23103.
- [51].莫党, 朱雅新. 椭偏光仪和薄膜测量[J]. 物理, 1977, 6: 140-143.
- [52].胡锐, 邓勇, 鲁强, 等. 混浊介质二维后向漫散射穆勒矩阵的测量[J]. 光子学报, 2006, 35(6): 910-914.
- [53].吴云智, 魏庆农, 汪世美, 等. 用 Fourier 分解法测量材料表面的 Mueller 矩阵[J]. 量子电子学报, 2007, 24(6): 714-720.
- [54].宋国志, 宽光谱椭偏仪在集成电路中的研究与应用[D]. 成都: 电子科技大学, 2014.
- [55].刘柠林. 中红外穆勒矩阵椭偏测量系统研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2019.
- [56].Shurcliff W A. Polarized Light. Production and Use, Cambridge, MA: Harvard University Press, 1966.
- [57].新谷隆一, 范爱英, 廉昌鹤. 偏振光[M].北京:原子能出版社,1994.
- [58].Noble H D, Chipman R A. Mueller matrix roots algorithm and computational considerations[J]. Optics Express, 2012, 20(1): 17-31.
- [59].Gil J J, Bernabeu E. Obtainment of the polarizing and retardation parameters of a non-depolarizing optical system from the polar decomposition of its Mueller matrix[J]. Optik, 1987, 76(2): 67-71.
- [60].Skumanich A, Lites B W, Seagraves P. The calibration of the Advanced Stokes Polarimeter[J]. The Astrophysical Journal Supplement Series, 1997, 10(2): 357-380

致 谢

研究生生涯倏然而逝，回首在国家天文台的这三年，有面对课题时的困惑，有攻克难关时的欣喜，有屡试屡败的不甘，有坚持不懈的怡然。在这漫长又短暂的三年里，所增长的又何止脑中的知识。读研的时间，是提升自己文化水平与技能的时间，更是增长自己阅历而成长的时间。

遥想入学之日，带着几分惶恐外加几分忧愁战战兢兢地踏进雁栖湖的校门，面对跨学科带来的艰辛，数次想放弃学业，幸有何幸老师与马怀宇老师的悉心指导，加上国家天文台的宽容，终是曲折的走过了研一的路，带着惴惴不安的心正式走入科研的大门。

初来国台，对这里熟悉又陌生，熟悉的是之前已经待了一个月，走过的那些路，陌生的是面对接下来两年科研生涯带来的迷茫。虽然之前已经有过多次联系，但终究是初见自己的导师，还是带着些许紧张，在与侯老师交流过之后，将自己的情况大致介绍，得到了老师理解与关心，让我得以选择了一个相对成熟的课题。这里面，或许有身为开山大弟子的幸运，但更多的，还是侯老师本身的高尚品德与操守。踏入办公室的那一刻，安静的学习氛围带来了一丝尴尬，我本不是那种喜欢主动结识陌生人的性格，于是乎便拘束了起来，以至于在没有安排实验的第一个月，竟请假在寝室阅读文献。正式加入怀柔这个大家庭，是在国庆以后了，进而发现大家并不是想像中的那么严肃。郭晶晶师姐是办公室的大姐，晚上会分享自己做的养生粥，也是办公室最勤奋好学的人，给我们这些师弟师妹树立了榜样；李鑫师姐是我来之前办公室最小的学生，我来了之后，她仍旧是最小的，再加上爽朗的性格，俨然成了整个办公室乃至全组的开心果，也成了每次聚餐调侃的对象，于是我几乎不曾叫她师姐（除了有求于人）；白杨师兄是办公室的大师兄，和我一样，多少带点山东男人的粗中有细，手把手教我怎么在各种平台买菜，从此我的饿了么就没断过会员；沈宇樛师兄是和我第一个交流的师兄，或许因为我的导师是他的二导吧，我刚来就帮我找到了显示器唯一一条适配的电源线（如果找不到或许能提早申请买新屏幕了），作为一个同里人，和我与白杨师兄的粗中有细不同，他太细了，从学习到生活都是；佟立越师兄我进办公室的时候唯一

一个成了家有孩子的师兄（虽然他比上面两个师兄都还要小），自然的带着一种不同于我们的担当，办公室的大事小情都会更上心些，省了我们不少心思；胡兴师兄是一个很安静的长得有些像新疆人的山西人，后来一直一起吃午饭才发现安静是表面，内心还是很跳脱的，他和沈师兄与佟师兄一道帮我解决了不少编程上的问题。黄威师兄是一个看起来生人勿近但是实际上趣话不断的人，和我一样，烧得一手好菜，在办公室里也属于管家型的，一些通知都会及时下达。朱晓明师兄进办公室比我还要晚，第一印象是长得比较宝相庄严，也是一个已经成家立业的师兄，而且还买房了，作为年龄最大的师兄在生活上给了我们不少启发和忠告。闫璐姐是我们组的秘书，长得漂亮又有气质，平时组里的大小事务都要经过她的手，为我们的各种票据操碎了心。孙文君师兄是在在组里工作的科研人员，办公室在我们对面，再加上作为东北人的直率，和我们打成一片，经常会搞些好吃的来犒劳我们这些嗷嗷待哺的学生，然后自己去跑步减肥。

在这一段时间里，对怀柔组的感觉就是两个字，温馨，在科研上是一个课题组，在平时更像一个大家庭。除了上述的师兄师姐之外，组里的其他人之间的交流也都充满了快乐与关怀。作为组里科研掌舵人的邓元勇老师、王东光老师和张枚老师，以及更老一辈的张洪起老师，再加上站长王慧老师，研究生辅导员林佳本老师等，对待学生都带着长辈的关怀与细致，或许正是这样才造就了温馨的氛围。台里工作的杨潇师姐以及另一个办公室的王全师兄、吴玮师兄、同一级的胡子尧同学、高碧源师妹、郭思璠师妹以及喻子晗师弟经常在节假日组织聚餐活动，帮助枯燥的科研生活提高了品质。

我的室友从研一一直延续到研三，幸运的是有相近的价值观，在某些问题上有相同的看法，于是在寝室针对国际形势与社会热点问题展开的讨论便成为了科研之余的调味剂，也会一起在健身房健身增强为科研奉献的身体。

在我学习的道路上做的每一次选择都得到了父母和女友的支持和鼓励，他们从来没有给过我学习或生活上的压力，相反，当我每次遇到困难时都在与他们的一次次交流中坚持过去。

感谢以上所有人在这三年带给我的帮助，还有许多没有列出的国台工作人员和怀柔组的工作人员，正是有了这些人认真细致地工作才有了我现在的成果。

作者简历及攻读学位期间发表的学术论文与研究成果

作者简历:

2014年09月——2018年06月,在山西大学化学与化工学院获得学士学位。

2019年09月——2022年06月,在中国科学院国家天文台获得硕士学位。

获奖情况:

2021年06月获中国科学院大学“三好学生”荣誉称号。

已发表(或正式接受)的学术论文:

郑州,侯俊峰.单波长中红外穆勒矩阵椭偏仪的设计、定标与测试[J].光学学报,2022,42(18).

联系方式:

通讯地址:北京市朝阳区大屯路甲20号 中国科学院国家天文台

邮编:100101

邮箱:zhengzhou@nao.cas.cn 15698126098@163.com