

分类号\_\_\_\_\_

密级\_\_\_\_\_

UDC \_\_\_\_\_

编号\_\_\_\_\_

# 中国科学院研究生院

## 博士学位论文

### 高精度红外偏振元件检测 的技术方法研究

孙英姿

指导教师 张洪起 研究员 王东光 高级工程师

中国科学院国家天文台

申请学位级别 博士学位 学科专业名称 天文仪器

论文提交日期 2007/5 论文答辩日期 2007/6

培养单位 中国科学院国家天文台

学位授予单位 中国科学院研究生院

答辩委员会主席 \_\_\_\_\_

-

A dissertation submitted to National Astronomical Observatories for the degree of Doctor of  
Philosophy with a Major In Astronomical Instrument

## METHODS OF HIGH RESOLUTION MEASUREMENTS

### FOR POLARIZED OPTICAL ELEMENTS

**By**

**Sun Yingzi**

**Directed By**

**Prof.Zhang Hongqi&**

**Dr.Wang Dongguang**

National Astronomical Observatories  
Chinese Academy of Sciences



## 论文摘要

对太阳而言，红外波段观测是可见光波段以外地面天文成像观测的另一个窗口，它具有可见光波段不可取代的优势。随着红外探测器件和光学元件的发展，对太阳的近红外波段观测研究成为近些年来非常活跃的课题，已经成为地面太阳望远镜的发展趋势。

波片、偏振片等偏振元件是太阳磁场望远镜中的重要元件，它们被大量用于偏振分析器和双折射滤光器中，它们的制造误差直接影响太阳磁场的观测精度，而实现对它们的精确测量是保证研制波片质量的前提。目前，在近红外波段对波片延迟进行高精度检测的测试系统还没有见到报导，是我们研制磁场望远镜需要先期解决的问题。

本论文针对高精度偏振元件测试的需求，阐述在确立测试方法和建立测试系统中的一些技术方法与结果。

[1] 通过光强法测试波片延迟的表达式，推导并总结归纳出四种光强测量延迟的方法，通过误差分析比较，给出这四种测试方法受光轴方位角和被测波片延迟影响的规律，首次明确指出其中一些光强法不适宜 1/2 波片的高精度测量。因此，对波片延迟的其他测试方法进行了分析和比较，从中优化出测试 1/2 波片位相延迟的方法。这样，通过理论上分析论证，得到了适用于不同被测波片的测试方法。

[2] 完成了一套近乎万能的近红外偏振器件测试系统，该系统不仅可以实现波片延迟、光轴方位角和偏振片偏振度的测试，而且可以通过本系统利用多种测试方法对被测波片进行相互验证测试，从而保证测试结果的可靠性，解决了在近红外波段，高精度测试波片延迟的问题。

[3] 从系统光源、光学元件到接收器件等组成部分全面地分析了本测试系统中各种误差源对测试精度的影响。得到该测试系统对波片相位延迟的最大测试误差为  $2.5 \times 10^{-3}$  波长。

关键词：偏振光学 波片 相位延迟 光强测量法 误差分析

## Abstract

For the Sun, the infrared observation is another window of the astronomical imaging on the ground except for the optical observation. These are many advantages of the infrared observation instead of the optical observation. As the development of the infrared detection instruments and the optical elements, the research on the near-infrared observation is a very lively object in recent years. It is the trend of the development of the ground solar telescope.

The polarization elements such as wave plate, polarization filter are important elements of the solar magnetic telescope. They are often used in polarimeter and birefringent filter. Their manufacturing error will directly affect the observed precision of the solar magnetic field. However, the accurate measurement of them is the precondition of the manufacture on the wave plate. Recently, there is no report on method of the testing system of the high precision detection on the wave plate retardation at infrared wave band. It is the first problem that we need to solve for manufacturing magnetic telescope.

The thesis concerns the high precision testing polarization elements. Some method and results of the testing method and testing system will be shown on the thesis.

[1] According to the equation of the testing wave plate retardation by intensity method, we deducted and summarized four methods of the testing retardation by intensity method. By comparing and analyzing the error, we gave the disciplinarian of these four methods which are affected by the azimuth and the wave plate retardation. For the first time, we clearly showed that some method can not be used in high precision measurement of  $1/2$  wave plate. Thus, we compared and analyzed other methods, and optimized the method of testing  $1/2$  wave plate retardation. We obtained the testing method for different wave plates by theorized analyzing.

[2] We finished an almost almighty near-infrared polarization testing system. The system can not only realize the testing of the wave plate retardation, azimuth and the polarized degree of the polarizer, but also across test the wave plates by multi-testing-method which can ensure the reliability of the testing results and solve the problem of the high precision of testing wave plate retardation at near-infrared wave band.

[3] We fully analyzed the effect of the different error sources on the high precision measurement of the testing system by system optical source, optics elements and receiver et al. We obtained that maximum system error is  $2.5 \times 10^{-3} \lambda$ .

Keywords: polarization optics, wave plate, retardation, intensity method,  
error analysis

# 目 录

第一章 绪 论 .....	1
1.1 简介 .....	1
1.2 本课题的研究目的及成果 .....	3
1.3 本论文的主要内容 .....	4
第二章 波片在太阳磁场测量中的应用 .....	5
2.1 Lyot 双折射滤光器 .....	5
2.2 偏振分析器 .....	9
2.3 偏振元件介绍 .....	11
2.3.1 偏振片 .....	11
2.3.2 波片 .....	11
2.3.3 KD*P 电光晶体 .....	12
2.3.4 液晶波片 .....	13
2.4 小结 .....	13
第三章 偏振元件测试方法研究 .....	15
3.1 光强测量法 .....	15
3.1.1 方位角具有特殊值时, 由出射光强得到波片延迟的方法 ...	17
3.1.2 利用光强极值得到波片相位延迟的方法 .....	20
3.1.3 拟合光强变化曲线, 得到波片相位延迟的方法 .....	24
3.1.4 光强法中的其它方法 .....	26
3.1.5 对不同光强法的分析比较 .....	26
3.1.6 光强法小结 .....	30
3.2 光学补偿法 .....	31
3.2.1 索列尔补偿器法 .....	31
3.2.2 $\lambda/4$ 波片补偿法 .....	36
3.3 光谱扫描法 .....	38
3.4 双光路比较法 .....	40
3.5 偏振片和波片的光轴方位角测试 .....	41
3.6 偏振片偏振度的测量 .....	43
3.7 小结 .....	44
第四章 检测系统的建立 .....	47
4.1 系统设计 .....	47
4.2 仪器选择 .....	48
4.2.1 光源系统 .....	48

4.2.2 偏振光学系统 .....	51
4.2.3 几何光学系统 .....	53
4.2.4 信号接收处理系统 .....	54
4.2.5 索列尔补偿器 .....	60
4.3 系统调试 .....	61
4.3.1 光路调整 .....	62
4.3.2 光路检测 .....	62
4.3.3 单色仪的定标 .....	64
4.3.4 信号接收处理系统的分析与测试 .....	66
4.4 小结 .....	68
第五章 偏振元件检测结果及最终误差分析 .....	69
5.1 测试系统的固有误差分析 .....	69
5.1.1 待测波片表面不完全垂直入射光路产生的误差 ( $\Delta \delta_1$ ) ..	70
5.1.2 准直系统造成的光束偏离带来的误差 ( $\Delta \delta_2$ ) .....	70
5.1.3 入射光中心波长定位不准确引起的误差 ( $\Delta \delta_3$ ) .....	70
5.1.4 光源单色性即单色仪带宽引起的误差 ( $\Delta \delta_4$ ) .....	71
5.1.5 测量误差随波长的变化 .....	72
5.1.6 测量误差随带宽的变化 .....	73
5.2 波片相位延迟及光轴方位角的检测 .....	74
5.2.1 测试一 .....	74
5.2.2 测试二 .....	80
5.2.3 测试三 .....	85
5.2.4 测试四 .....	90
5.2.5 测试分析与比较 .....	93
5.3 偏振元件的偏振度测试 .....	94
5.4 小结 .....	97
总结与展望 .....	99
参考文献 .....	101
发表文章目录 .....	105
致谢 .....	107

# 第一章 绪论

## 1.1 简介

在茫茫宇宙之中，太阳与人类的生活息息相关。研究太阳的本质，在科学上又有其他星球无法取代的意义。首先，太阳是唯一一颗可以进行高空间分辨率观测的恒星，通过对它的高分辨率观测研究，有助于人类了解宇宙中的其他恒星。其次，太阳还是一个天然实验室，它的巨大尺度和高温、高压的等离子体无法在地球的实验室中实现。另外，太阳发出的各种辐射对周围环境产生的巨大影响，随着人类进入太空活动的频繁，太阳活动预报受到发达国家的日益关注。

太阳大气中到处存在磁场，在太阳大气结构和太阳活动现象中，磁场发挥了重要的作用。当今太阳物理的重大成就和主要困难都与太阳磁场的观测及理论研究有关。以高时间分辨率、高空间分辨率和高偏振分辨率来观测太阳磁场，可以更加深入地了解太阳活动的物理机制，为目前困扰太阳物理界的一些难题提供观测资料，同时，提供预报太阳活动以及相关灾害的多种参数。因此，高空间分辨率、高光谱分辨率和高磁场灵敏度的太阳磁场观测研究无论过去、现在和将来，都是太阳物理研究的重要课题之一。

分析历史上曾经应用过的和现有的太阳观测仪器的发展过程，我们可以看出，就太阳观测范围而论，存在着面-点-面-点-面的发展形式，而在这种形式的后面，内容发生了质的变化<sup>[1]-[4]</sup>。早期的面是由简单的白光组成的，中期的面是由单色光组成的，然后发展成为的面是由磁场组成的，或由单色偏振光组成的，或由极纯单色光不同偏振状态的微小差别组成的。进一步的分析表明，如果把不同太阳光谱所获得的图像近似看作太阳大气

沿径向不同高度的物理信息的反映，在追求两维磁场信息的同时，还想要办法获取不同光谱所反映的物理信息。

对太阳而言，可见光是一段非常狭窄的谱段，它所能反映的物理现象和过程是有限的。红外波段观测是可见光波段以外地面天文成像观测的另一个窗口，它具有可见光波段不可取代的优势<sup>[5]</sup>。首先，天空大气散射光随波长的增加而很快下降。在红外波段，波长增加，散射光减少，视宁度好，因而对观测光度微弱的日冕特别有利。另外，根据 Zeeman 效应原理，谱线裂距 $\Delta\lambda$  正比于  $g\lambda^2 B$ 。显然，对于同等强度的磁场，谱线波长越长其裂距越大。通常观测的强场，谱线裂距在可见光的磁敏谱线上已足以获得良好的信号。对于弱场，可见区的磁敏线裂距较小，以至于难以直接观测。而对长波的红外光，则将可能产生近十倍的裂距，从而实现了对太阳弱场的测量。

由于技术条件的限制，特别是探测器件的限制，红外太阳观测在过去数十年的发展相对缓慢，目前从事红外常规观测的只有美国国立太阳天文台，提供全日面的 He10830 的扫描成像图，低色球 Ca8542 纵向磁图。在研项目方面，美国大熊湖天文台正在研制工作波段为 FeI1.56 $\mu\text{m}$  的红外磁像仪；国内云南 1m 太阳塔将从事近红外的光谱诊断和磁场测量；南京大学正在研制中等口径的近红外望远镜，国家天文台怀柔基地也于近两年开始了近红外太阳磁场观测的预研究。可以看出，红外波段观测是近些年来非常活跃的领域，已经成为地面太阳望远镜的发展趋势。

波片、偏振片等元件是太阳磁场望远镜中的重要元件，它们被大量用于偏振分析器和双折射滤光器中，它们的制造误差直接影响太阳磁场的观测精度，而实现对它们的精确测量是保证研制质量的前提。目前无论我国还是发达国家，即使在可见光波段，还没有一台测量延迟精度达到  $1 \cdot 10^{-3}$  波长的测试仪器，日本 Hida 天文台在研制 Smart 望远镜时，曾对偏振分析器所用的波片做过多家测试，延迟不确定度约为  $7 \cdot 10^{-3}$  波长，说明在日本

也没有偏振测量的权威机构<sup>[6]</sup>。在近红外波段波片延迟的高精度检测目前还没有见到报导。因此,开展对波片等偏振元件的高精度测量方法研究,建立高精度近红外偏振元件检测系统,是我国研制近红外太阳望远镜的技术基础。另外,这套测试系统的研制成功,还可以广泛应用于其他偏振光学领域,如激光偏振的测量、光通讯中偏振元件的测试等等,具有广泛的应用价值。

## 1.2 本课题的研究目的及成果

本课题的研究目的是在理论分析的基础上,确立高精度偏振元件检测的技术方法,并以此为依据,建立一套高精度的近红外偏振元件检测系统,实现各种偏振元件测试,测试内容包括波片的相位延迟,光轴方位角,偏振器的偏振度,光轴方向。

本课题的研究成果:

[4] 通过 **Mueller** 矩阵运算,得到采用光强法测试波片延迟的表达式,并由此总结归纳出四种光强测量延迟的方法,通过误差分析比较,给出这四种测试方法受光轴方位角和被测波片延迟影响的规律,首次明确指出光强法不适宜 1/2 波片的高精度测量。同时对波片延迟的其他测试方法进行了分析和比较,从中优化出测试 1/2 波片位相延迟的方法。这样,通过理论上分析论证,得到了适用于不同被测波片的测试方法。

[5] 建立了一套近乎万能的近红外偏振器件测试系统,该系统不仅可以实现波片延迟、光轴方位角和偏振片偏振度的测试,而且可以通过本系统利用多种测试方法对被测波片进行相互验证测试,从而保证测试结果的可靠性,解决了在近红外波段,高精度测试波片延迟的问题。

[6] 从系统光源、光学元件到接收器件等组成部分全面地分析了本测试系统中各种误差源对测试精度的影响。光轴方位角测试精度为  $1'$  时, 该测试系统对波片相位延迟的最大测试误差为  $2.5 \times 10^{-3}$  波长。

### 1.3 本论文的主要内容

本论文在第二章通过介绍太阳磁场望远镜中双折射滤光器和偏振分析器的工作原理, 说明波片、偏振片、电光晶体等在磁场测量中的作用, 从而证明建立高精度偏振测量仪器的重要性。

第三章从理论上分析论证了波片延迟的各种测试方法的特点、精度和适宜的测试对象。文中对波片延迟的光强测试法、光谱法、延迟补偿法和双光路测试法做了详尽的比较和误差分析, 得到采用光强法测试  $1/4$  波片、光谱法测试  $\lambda/2$  波片, 利用索列尔补偿器做补充验证的测试方案。

第四章介绍了以上述理论为基础建立的高精度偏振元件检测系统, 描述了本系统中元器件的选择及其性能参数。

第五章对本检测系统进行了详尽的误差分析, 并给出利用不同测试方法在本检测系统上对被测波片的测试结果, 从而证明本课题论证的测试方法和建立的检测系统是完全可靠的。

## 第二章 波片在太阳磁场测量中的应用

本章通过介绍太阳磁场望远镜中双折射滤光器和偏振分析器，说明波片、偏振片、电光晶体等在磁场测量中的作用，从而证明建立高精度偏振测量仪器的重要性。

要实现对太阳的磁场测量，按功能划分，望远镜的光学系统应该具有三个主要部分：成像光学系统、滤光系统和偏振分析器<sup>[7]</sup>。如图 2.1 所示，太阳磁图的获得需要在得到太阳单色像的基础上，利用偏振分析器观测到 Stokes 参数的各个分量，才能实现。其中滤光系统分为光栅光谱型和双折射滤光器型。下面具体介绍波片在双折射滤光器和偏振分析器中的作用。

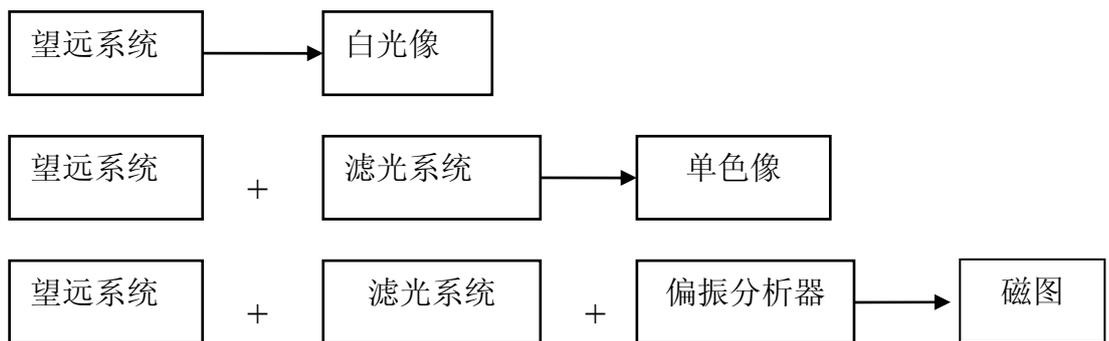


图 2.1 太阳磁场望远镜主要组成部分示意图

### 2.1 Lyot 双折射滤光器

双折射滤光器主要包括 Lyot 滤光器、Evens 滤光器、Solc 滤光器等几大类，其中使用最多的是 Lyot 型滤光器，它是基于双折射晶体的多级偏振干涉原理实现的<sup>[8]~[11]</sup>。

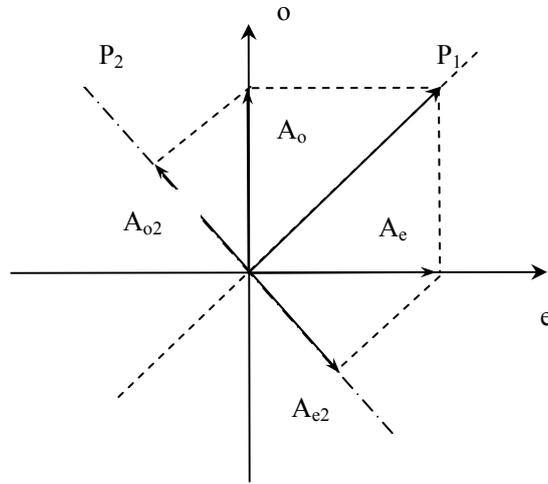


图 2.3 偏振干涉原理

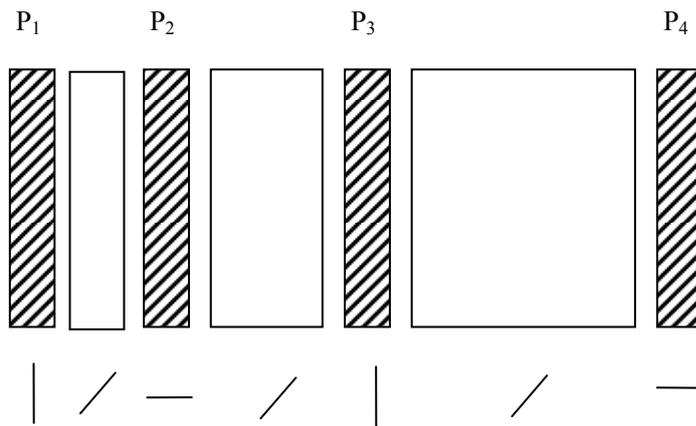


图 2.4 三级滤光器示意图

图 2.3 所示为单级滤光器原理示意图， $P_1$ 、 $P_2$ 为两片正交的偏振片，中间为一双折射晶体，晶体的光轴方向与偏振片的光轴成 45 度角，令光线垂直经过这三个元件。入射光经过第一片偏振片后成为一束偏振光，方向沿  $P_1$  方向。此光线在晶体中传播，由于晶体的双折射作用，可沿晶体的快轴  $e$  和慢轴  $o$  方向分解为非常光  $e$  光和寻常光  $o$  光，光束经过第二片偏振片时，只有沿  $P_2$  方向的振动分量才能透射，并在  $P_2$  方向相干叠加，出射光强  $I$  可

以表示为:

$$I = A_1^2 \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o)$$

其中  $n_e$ ,  $n_o$  分别为 e 光和 o 光在晶体中的折射率,  $d$  为晶体的厚度。A1 为入射线偏振光振幅。

选择晶体厚度, 使其满足  $\frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \pi$ , 可以使得所需要的波长的光取得极大值, 即得到相干增强, 从而达到滤光的目的。

由于单级的偏振干涉不能同时满足窄带和高精细度的滤光要求。必须采用多级偏振干涉。通过选择各级晶体的厚度可以使得所需要的波长的光干涉增强, 其它的光干涉相消, 从而达到观测太阳磁场的要求。选择各级滤光器的晶体厚度分别为  $d, 2d, 4d, \dots$ 。图 2.5 是各级滤光器的透过曲线示意图。整个滤光器的曲线是它们的乘积, 见图 2.6。

$$I = A_1^2 \sin^2 \frac{\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \cdot \sin^2 \frac{2\pi d}{\lambda} (n_e - n_o) \cdots \sin^2 \frac{2^{m-1} \pi d}{\lambda} (n_e - n_o), m=1, 2, 3 \cdots$$

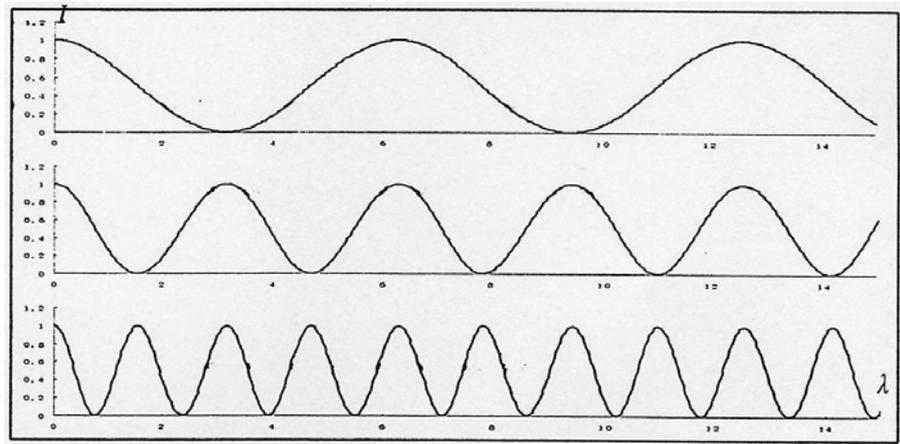


图 2.5 各级滤光器的透过曲线

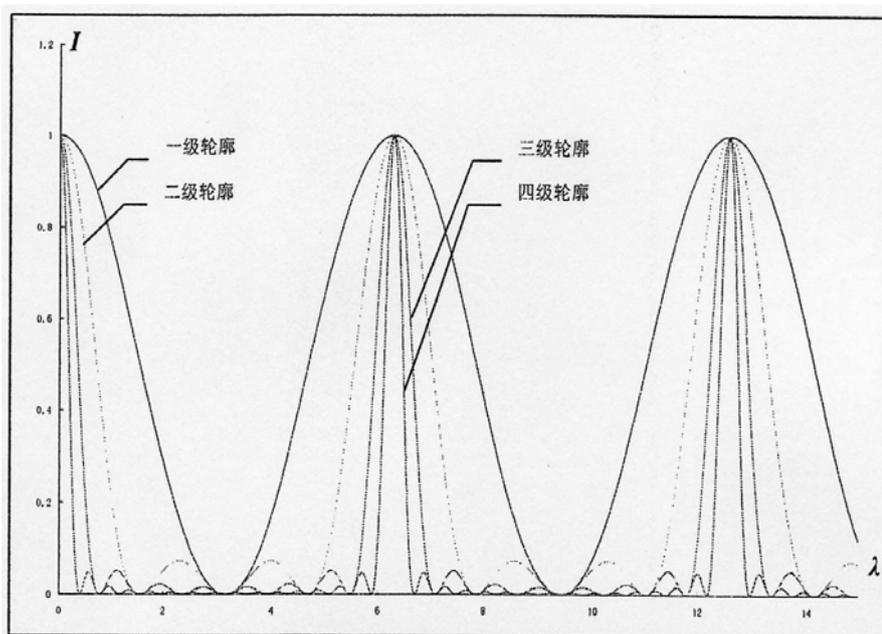


图 2.6 多级偏振干涉透过曲线示意图

典型的宽视场可调节的 Lyot 型滤光器结构, 如图 2.7 所示, 将单级晶体等分为二, 光轴与偏振场成  $\pm 45^\circ$ , 且互相垂直, 实现宽视场的功能。在第二块晶体后面, 放置一个光轴与偏振片透光轴平行的  $\lambda/4$  波片, 随后是

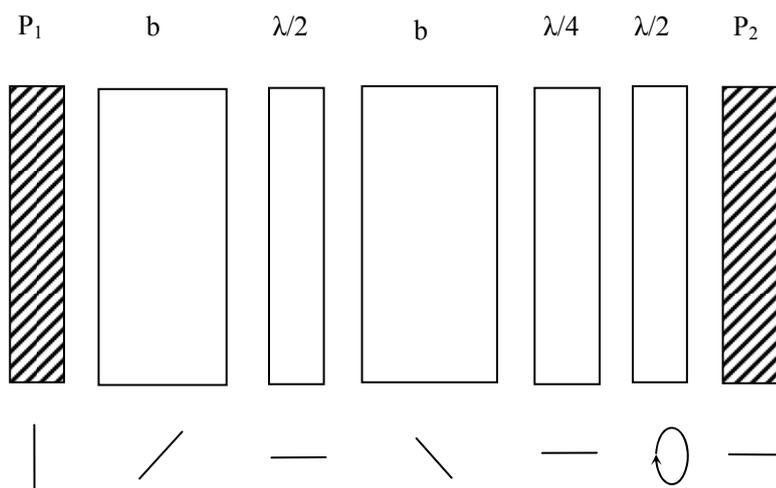


图 2.7 单级宽视场可调谐双折射滤光器示意图

一个光轴可以做  $360^\circ$  旋转的  $\lambda/2$  波片，通过调整它的旋转角度，能够补偿因温度变化或晶体延迟误差带来的谱线漂移，从而得到所需要的透过波长。可以看出，波片是 Lyot 滤光器实现宽视场和波长可调的重要元件。根据现在的窄带干涉滤光片制作技术和太阳谱线宽度，通常需要这样的 Lyot 晶体级 8-9 级，因此一台完整的滤光器对波片的需求很大。

通过以上介绍可知，波片和偏振片是滤光器的重要组成部分。它们的误差将造成谱线漂移，透过谱线带宽发生变化等影响，造成滤光器的透过谱线次级大增加，杂散光加大，对于类似于 HeI10830 这样的高色球弱吸收线的极为不利。因此，波片的性能在红外波段的测试尤为重要。

## 2.2 偏振分析器

磁分析器的作用是利用 Zeeman 效应，通过偏振元件的不同组合及快速调制，分离并测定太阳单色光在太阳磁场作用下产生的各种偏振成分，然后由理论或经验定标，归算太阳矢量磁场。

以怀柔 35cm 太阳磁场望远镜的磁分析器的结构为例<sup>[4]</sup>，如图 2.8 所示。其组成为：第一片为全色  $\lambda/4$  波片，轴方位角为  $\theta$ ；第二片为 KD\*P 电光晶体，光轴方位角为 45 度；第三片为偏振片，其轴方位角为 0 度。电光晶体按  $\pm \frac{\pi}{2}$  调制，用  $S_{\pm}$  表示。

太阳磁敏线中的偏振光，以 [I、Q、U、V] 四个 Stokes 参数表示。下面用 Mueller 矩阵分析它对偏振光的作用，可得到：

[1] 当去掉第一片  $\lambda/4$  波片时， $V = S_- - S_+$ ；

[2] 当第一片  $\lambda/4$  波片方位角为 0 度时， $U = S_+ - S_-$ ；

[3] 当第一片  $\lambda/4$  波片方位角为 45 度时， $Q = S_- - S_+$ 。

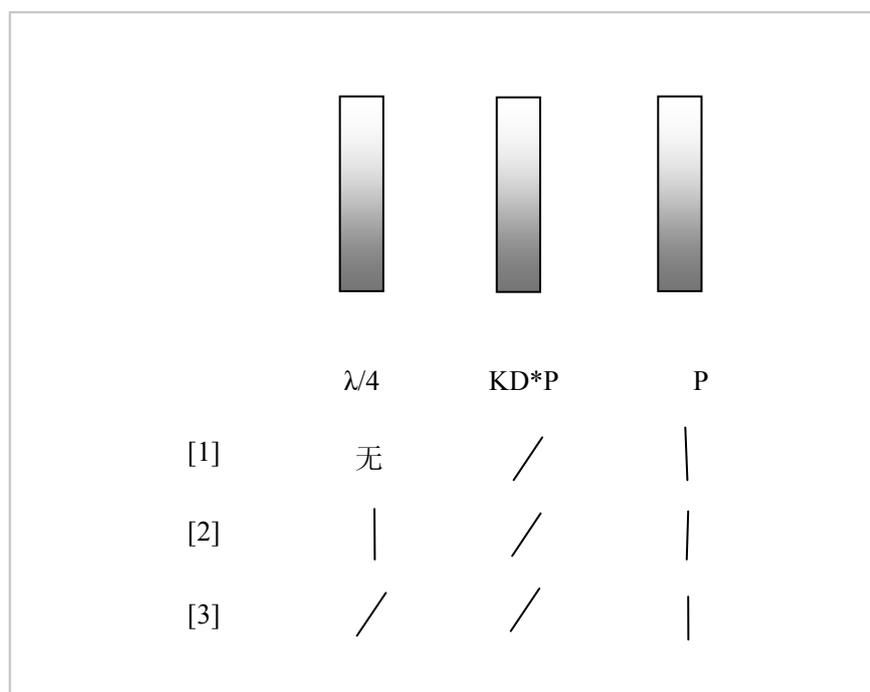


图 2.8 磁分析器结构

可见偏振分析器是由  $\lambda/4$  波片和 KD\*P 调制晶体组成的，虽然现在很多望远镜采用液晶波片代替了 KD\*P 晶体，但仍属于延迟可调的波片。当它们的相位延迟存在误差时，会导致观测到的太阳磁图中横场与纵场之间存在交叉串扰（crosstalk），对于需要对磁场的一些物理参数做量化分析的情况，如磁螺度、剪切角、自由磁能等，产生不利影响。

由上可见波片等偏振元件被大量用于磁分析器和双折射滤光器中，它的制造误差直接影响太阳磁场的观测精度。因此掌握各种检测方法，建立检测系统，对波片进行精确的检测，是太阳磁场观测能得到稳定、可靠和高分辨率数据的必要保证。

下面介绍各偏振元件及其性能参数。

## 2.3 偏振元件介绍

## 2.3.1 偏振片

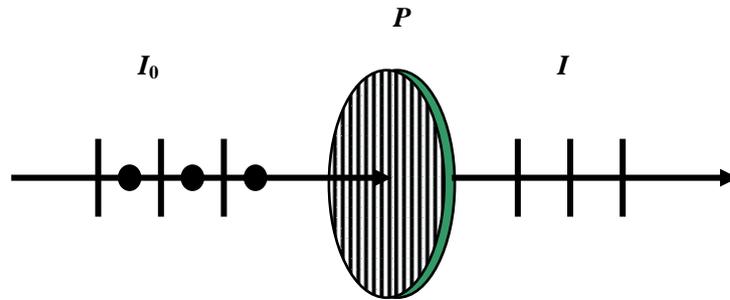


图 2.9 偏振片

偏振片就是将自然光转变成偏振光的晶片，如图 2.9 所示，P 为偏振片，转换的程度叫偏振度<sup>[12]</sup>。偏振度定义为：

$$V = I_p / (I_p + I_u),$$

其中  $I_p$  和  $I_u$  为偏振光和非偏振光的光通量密度。

## 2.3.2 波片

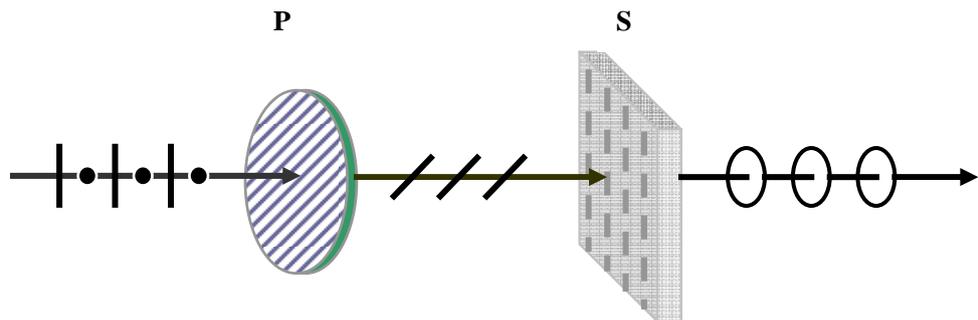


图 2.10 波片

波片是一块由单轴晶体制成的平行平面薄片，晶片的光轴与其表面平行，如图 2.10 所示，P 为偏振片，S 为波片<sup>[13]</sup>。当一束线偏振光垂直入射

时，分解为沿相同路径传播的但振动方向互相垂直的两个分量。寻常光在垂直于光轴方向振动，非寻常光在平行于光轴方向振动。在一个正晶体中， $n_e > n_o$ ，寻常光的传播速度比非寻常光快。以较快速度传播的光束的振动方向定义为快轴。因此，在正晶体中，快轴（寻常光）是在垂直于光轴的方向上，而慢轴（非寻常光）与光轴方向重合。在负晶体中则相反。寻常光  $o$  与非寻常光  $e$  在晶体中的传播速度不同，当它们通过厚度为  $d$  的晶片后，产生一定的光程差：

$$\Delta = |n_o - n_e|d$$

和位相差（位相延迟量）：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |n_o - n_e|d$$

这样两束光矢量互相垂直且有一定位相差的线偏振光，叠加结果一般为椭圆偏振光。椭圆的形状、方位即旋转方向随位相差  $\delta$  改变，可见波片的位相延迟是它的重要参数。

### 2.3.3 KD\*P 电光晶体

KD\*P 为太阳磁场望远镜中较常用的一种电光晶体，实际上它是一种延迟可调的波片，它的原理如下：在外加电场的作用下，某些晶体的折射率椭球的大小和方位会发生变化<sup>[14]</sup>。当光通过有外加电场作用的这种晶体时，晶体除了产生自然双折射现象外，还产生一个与外加电场作用有关的双折射现象。这种由电场引起的感应双折射现象称为电光效应。当沿 KDP 晶体的纵向加电场后，它由原来的单轴晶体变成双轴晶体，产生的位相差为：

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} n_o^3 \gamma_{63} U$$

其中  $\gamma_{63}$  为 KD\*P 晶体的电光系数， $U$  为在晶体两端施加的电压，可见外加电场引起的位相差与外加电压成正比，可通过电压变换调节该晶体的

相位延迟。在实际使用中,由于电光系数  $\gamma_{63}$  和折射率  $n_0$  常与手册中给出的理论值有偏差,造成电压与延迟的关系发生变化,因此需要对它进行实验室定标,同样需要一套精密的波片延迟测试设备。

### 2.3.4 液晶波片

近十年,液晶波片因其低电压驱动和已经成为商品的优点,被越来越多的应用于太阳偏振分析器中。液晶是介于液态和固态之间的物体第四种相态,因而既具有液体的流动性又具有晶体的各项异性结构<sup>[15][16]</sup>。各向异性的向列液晶分子构成单轴双折射液晶层。向列液晶分子的基本特性是,通常分子沿其长轴方向平行排列。液晶分子的长轴方向决定了  $e$  光(或慢轴)的指标。不加电压时,液晶分子沿长轴方向排列,并且平行于基底的表面。此时液晶波片获得最大延迟量。当波片两端加电压时,液晶分子的长轴向电场方向倾斜。随着电压的逐渐增加,波片的延迟量减小。因而液晶波片的位相延迟可以通过改变驱动电压而实现连续可调。与通常的双折射材料一样,液晶波片的延迟也是双折射率和厚度的函数,而双折射率又是波长,驱动电压以及环境温度的函数。对于不同延迟值或不同工作波长的需求,可以通过测试得到其在不同情况下的相位延迟,标定其性能参数。

## 2.4 小结

通过前面介绍可知,在太阳磁场测量中,无论是常规的波片,还是电光晶体、液晶波片,都需要具有准确的延迟和方位角,实现对它们的精确测量是保证它们性能的基本条件。尤其在红外波段,手册中缺少各种晶体材料的准确参数,如果单纯按照计算结果使用,会带来很多误差源。因此建立一套高精度的偏振元件测试系统,保证测试数据的精确可靠,对建立红外滤光器及磁分析器具有重要意义。



### 第三章 偏振元件测试方法研究

现有的测量波片位相延迟的方法有很多，常用的有光学补偿法，光谱扫描法，光强测量法，双光路比较法等<sup>[7][17]~[32]</sup>。其中因光强测量法的测试光路最简单，可能的误差源最少，作为红外偏振元件检测方法首选方案进行分析。通过对该方法的分析及误差计算，发现光强法不适合对 $\lambda/2$ 波片的高精度测试。因此，在本章中继续分析了测试波片相位延迟的光学补偿法，光谱扫描法和双光路比较法。并采用同样的误差分析方法，对这三种方法进行了比较，结果表明光谱扫描法和索列尔补偿器法在测量 $\lambda/2$ 波片时可以达到较高的测量精度。

#### 3.1 光强测量法

光强测量法的光学结构如图 3.1 所示，被测波片置于起偏器和检偏器之间，根据三个元件方位角在不同组合状态下的光强变化，计算被测波片延迟数值。

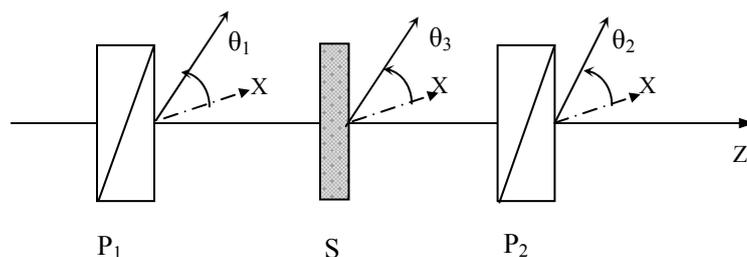


图 3.1 光强法测量波片相位延迟的光学结构示意图

取入射光的传播方向为 z 轴，起偏器  $P_1$ 、检偏器  $P_2$ 、待测波片 S 的主轴方位角分别为  $\theta_1$ 、 $\theta_2$  和  $\theta_3$ 。 $M_{P_1}$ 、 $M_{P_2}$  和  $M_S$  分别为起偏器、检偏器和待测波片的 Mueller 矩阵<sup>[33][34]</sup>，表示为：

$$M_{P_1} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta_1 & \sin 2\theta_1 & 0 \\ \cos 2\theta_1 & \cos^2 2\theta_1 & \cos 2\theta_1 \sin 2\theta_1 & 0 \\ \sin 2\theta_1 & \cos 2\theta_1 \sin 2\theta_1 & \sin^2 2\theta_1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

$$M_{P_2} = \frac{1}{2} \begin{bmatrix} 1 & \cos 2\theta_2 & \sin 2\theta_2 & 0 \\ \cos 2\theta_2 & \cos^2 2\theta_2 & \cos 2\theta_2 \sin 2\theta_2 & 0 \\ \sin 2\theta_2 & \cos 2\theta_2 \sin 2\theta_2 & \sin^2 2\theta_2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \quad (3.2)$$

$$M_S = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\theta_3 + \sin^2 2\theta_3 \cos \delta & \cos 2\theta_3 \sin 2\theta_3 (1 - \cos \delta) & -\sin 2\theta_3 \sin \delta \\ 0 & \cos 2\theta_3 \sin 2\theta_3 (1 - \cos \delta) & \sin^2 2\theta_3 + \cos^2 2\theta_3 \cos \delta & \cos 2\theta_3 \sin \delta \\ 0 & \sin 2\theta_3 \sin \delta & -\cos 2\theta_3 \sin \delta & \cos \delta \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

则出射光的 Stokes 参数可表示为:

$$\begin{bmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{bmatrix} = M_{P_2} M_S M_{P_1} \begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} \quad (3.4)$$

其中入射光为自然光,  $\begin{bmatrix} I_0 \\ Q_0 \\ U_0 \\ V_0 \end{bmatrix} = I_0 \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}$ ;

将  $M_{P_1}$ 、 $M_{P_2}$  和  $M_S$  代入式(3.4), 可得出射光强为:

$$I = \frac{I_0}{4} [2\cos^2(\theta_1 - \theta_2) - (1 - \cos \delta)\cos 2\theta_1 \cos 2\theta_2 + (1 - \cos \delta)\cos 2\theta_3 2\cos 2(\theta_3 - \theta_1 - \theta_2)] \quad (3.5)$$

其中  $\delta$  为待测波片的相位延迟。令起偏器  $P_1$  的主轴方向为  $x$  轴方向, 即  $\theta_1=0$ , 检偏器和被测波片的方位角  $\theta_2$  和  $\theta_3$  为变量, 代入(3.5)式可得:

$$I = \frac{1}{2} I_0 [\cos^2 \theta_2 + \sin 2(\theta_2 - \theta_3) \sin 2\theta_3 \sin^2 \frac{\delta}{2}] \quad (3.6)$$

同理可推出，以检偏器的主轴方向为  $x$  轴方向，起偏器和被测波片的方位角为变量的情况下，光强表达式与上式一致。也就是说，只需用  $\theta_2$  取代  $\theta_1$ ，检偏器与起偏器在下面介绍的方法中可以互换。

通过对波片光强测量法总体表达式(3.6)进行不同的数学运算，发现依据算法，波片延迟的光强测量法实际上可以有三种，即：

- [1] 方位角具有特殊值时，由出射光强得到波片延迟；
- [2] 利用光强极值求解波片延迟；
- [3] 拟合光强变化曲线，求解波片延迟；

其中[2]利用光强极值求解波片延迟的方法，可根据求极值的角变量不同，分为两种：

- (1) 直接利用光强极值求解波片延迟
- (2) 光强具有极大值时，由光轴方位角得到波片相位延迟的方法

现有的光强测试延迟的方法都可由以上的四种方法衍变而来。各种方法的测试条件相同，其误差差异主要来自不同的光轴方位角误差。因此在误差分析时，只考虑方位角带来的误差，并对这些误差进行比对。

### 3.1.1 方位角具有特殊值时，由出射光强得到波片相位延迟的方法（方法一）

#### A. 测量原理

由(3.6)式可知，只要变量  $\theta_3$ 、 $\theta_2$  和  $I_0$  已知，通过解方程，就可以计算出波片延迟。但是，在单光路中，入射光强很难准确测到，希望能够通过数学推导，消除变量  $I_0$ ，这就需要两组方程。将其中一个方位角固定，另一个方位角带入任意两组数值，根据对应的光强值，可以得到波片的相位延迟。为简单起见，取待测波片的光轴方位角为  $45^\circ$ ，即  $\theta_3=45^\circ$ ，代入(3.6)式，可得：

$$I = \frac{1}{2} I_0 [\cos^2 \theta_2 - \cos 2\theta_2 \sin^2 \frac{\delta}{2}] \quad (3.7)$$

当  $\theta_2=0^\circ$  和  $90^\circ$  时，即检偏器与起偏器的光轴平行和垂直时，

得到：

$$I_{//} = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.8)$$

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.9)$$

将上面两式相比，得到

$$\delta = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{//}}} \quad (3.10)$$

该方法对于检偏器的方位角  $\theta_2$  取固定值，令波片旋转，即  $\theta_3$  为变量，代入两组  $\theta_3$  值及其相应的光强值  $I$ ，同样可得到波片的相位延迟。

## B. 误差分析

该方法的方位角误差来自三个方面：待测波片的光轴方位角不能达到准确的  $45^\circ$ ；读数时检偏器与起偏器的光轴方位角没有准确的平行和垂直。设此三项误差分别为： $\Delta \theta_3$ ， $\Delta \theta_2$  和  $\Delta \theta_2'$ ，即令  $\theta_3=45^\circ + \Delta \theta_3$ ，检偏器与起偏器的光轴方位角分别在平行和垂直两个状态读数时，则这两个状态时检偏器的光轴方位角分别为  $\theta_2=\Delta \theta_2$  和  $\theta_2=90^\circ + \Delta \theta_2$ ，将它们分别代入式(3.6)，可的  $I_{\perp}$  和  $I_{//}$ ，进而得到所测相位延迟的真实值为：

$$\delta_1 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\perp} \cos^2 \Delta \theta_2 - I_{//} \sin^2 \Delta \theta_2'}{\cos(2\Delta \theta_3) [I_{//} \cos 2(\Delta \theta_2' - \Delta \theta_3) + I_{\perp} \cos 2(\Delta \theta_2 - \Delta \theta_3)]}} \quad (3.11)$$

将式(3.10)代入式(3.11)，可得到相位延迟的真实值和测量值的关系式：

$$\delta_1 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\tan^2 \frac{\delta}{2} \cos^2 \Delta \theta_2 - \sin^2 \Delta \theta_2'}{\cos(2\Delta \theta_3) \left[ \cos 2(\Delta \theta_2' - \Delta \theta_3) + \tan^2 \frac{\delta}{2} \cos 2(\Delta \theta_2 - \Delta \theta_3) \right]}} \quad (3.12)$$

I. 待测波片光轴方位角不准确时, 即  $\Delta \theta_3$  产生的相对测试误差, 表示为  $\Delta \delta_{11}$

令  $\Delta \theta_2 = 0, \Delta \theta_2' = 0$  代入式(3.12), 此时的  $\delta_1$  值用  $\delta_{11}$  表示:

$$\delta_{11} = 2 \arcsin \left[ \cos^{-1}(2\Delta \theta) \sin \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.13)$$

由此可得到  $\Delta \theta_3$  产生的相对测试误差  $\Delta \delta_{11}$ ;

II. 检偏器与起偏器的光轴方位角没有严格平行时, 即  $\Delta \theta_2$  产生的相对测试误差, 表示为  $\Delta \delta_{12}$ ;

$$\delta_{12} = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\sin^2 \frac{\delta}{2} \cos^2 \Delta \theta_2}{1 - 2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin^2 \Delta \theta_2}} \quad (3.14)$$

由此可得到读数时检偏器与起偏器的光轴方位角没有准确平行时, 即  $\Delta \theta_2$  产生的相对测试误差, 表示为  $\Delta \delta_{12}$ ;

III. 检偏器与起偏器的光轴方位角没有准确垂直时, 既  $\Delta \theta_2'$  产生的相对测试误差, 表示为  $\Delta \delta_{13}$ ;

$$\delta_{13} = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\sin^2 \frac{\delta}{2} (1 + \sin^2 \Delta \theta_2') - \sin^2 \Delta \theta_2'}{1 - 2 \sin^2 \Delta \theta_2' \cos^2 \frac{\delta}{2}}} \quad (3.15)$$

则该方法方位角误差导致的最终相对测试误差为:

$$\Delta\delta_1 = \sqrt{\Delta\delta_{11}^2 + \Delta\delta_{12}^2 + \Delta\delta_{13}^2} \quad (3.16)$$

### 3.1.2 利用光强极值得到波片相位延迟的方法

分析式(3.6)，我们发现，对其不同变量求导，可以得到两种测量波片延迟的方法：

- I. 式(3.6)对波片转角  $\theta_3$  求导，得到直接利用光强极值求解波片延迟的方法；
- II. 式(3.6)对检偏器转角  $\theta_2$  求导，得到利用光强为极值时对应的光轴方位角，求解波片相位延迟的方法；

#### I. 直接利用光强极值求解波片延迟（方法二）

##### A. 测量原理

现以  $\theta_3$  为变量，对(3.6)式求导，可得到：

$$I' = I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 2(\theta_2 - 2\theta_3) \quad (3.17)$$

光强为极值时，导数  $I'$  为零，此时波片的方位角为：

$$\theta_3 = \frac{1}{2}\theta_2 + \frac{1}{4}k\pi, k=0, 1, 2, \dots \quad (3.18)$$

将(3.18)式代入(3.6)式，得

$$I = \frac{1}{2}I_0 \left[ \cos^2 \theta_2 + \sin \left( \theta_2 + \frac{1}{2}k\pi \right) \sin \left( \theta_2 - \frac{1}{2}k\pi \right) \sin^2 \frac{\delta}{2} \right] \quad (3.19)$$

由上式可见，当  $k$  为偶数时，输出光强为极大值；当  $k$  为奇数时，输出光强为极小值，分别为：

$$I_{\max} = \frac{1}{2}I_0 \left( \cos^2 \theta_2 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin^2 \theta_2 \right) \quad (3.20)$$

$$I_{\min} = \frac{1}{2} I_0 \left( \cos^2 \theta_2 - \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin^2 \theta_2 \right) \quad (3.21)$$

由(3.20)式和(3.21)式, 可得:

$$\text{当 } \theta_2=90^\circ \text{ 时, } \delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{2I_{\max}}{I_0}} \quad (3.22)$$

$$\text{当 } \theta_2 \neq 90^\circ \text{ 时, } \delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min} \tan^2 \theta_2}} \quad (3.23)$$

(3.22)式中,  $I_0=2E_0^+E_0$ , 为系统入射光强, 由于输入光强值很难准确测到, 式(3.22)所列的方法在实际测试中不被采用。选取式(3.23)计算, 当  $\theta_2=45^\circ$  时, 得到待测波片相位延迟的公式:

$$\delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}} \quad (3.24)$$

即只要得到当待测波片旋转时输出光强的最大值和最小值, 代入式(3.24), 就可得到波片的相位延迟。

### B. 误差分析

该方法的方位角误差来自读数时检偏器与起偏器的光轴方位角不是准确的  $45^\circ$ 。设此角度误差为  $\Delta \theta_2$ , 即令  $\theta_2=45^\circ + \Delta \theta_2$  代入式(3.23), 得到所测相位延迟的真实值为:

$$\delta_2 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min} \tan^2 (45^\circ + \Delta \theta_2)}} \quad (3.25)$$

将(3.24)式代入(3.25)式, 可得到相位延迟的真实值和测量值的关系式:

$$\delta_2 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\sin^2 \frac{\delta}{2}}{1 + \left( \frac{\sin 2\Delta\theta_2}{1 + \sin 2\Delta\theta_2} \right) \cos^2 \frac{\delta}{2}}} \quad (3.26)$$

则该方法方位角误差导致的最终相对测试误差为：

$$\Delta\delta_2 = \left| \frac{\delta_2 - \delta}{\delta_2} \right| \quad (3.27)$$

## II. 光强具有极大值时，由光轴方位角得到波片延迟的方法（方法三）

### A. 测量原理

同样，令式(3.6)以  $\theta_2$  为变量求导，取极值时导数为零，可得

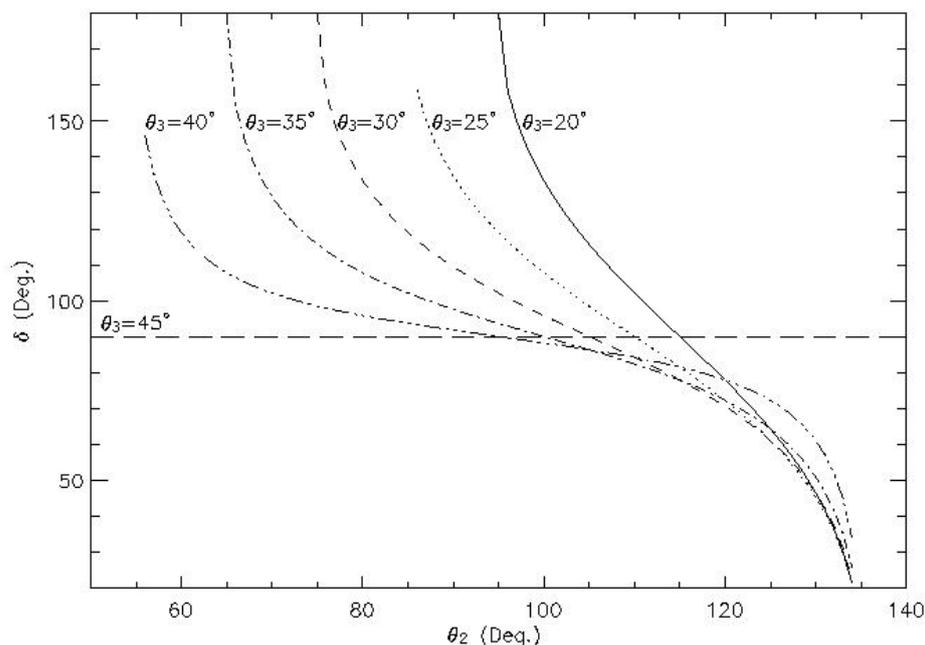
$$\sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\theta_3 \tan 2\theta_2 + 2 \sin^2 2\theta_3 \sin^2 \frac{\delta}{2} = 1 \quad (3.28)$$

由式(3.28)可得到取不同  $\theta_3$  值时，波片的相位延迟  $\delta$  随  $\theta_2$  变化的曲线，如图 3.2 所示，横坐标为检偏器的光轴方位角，纵坐标为待测波片的相位延迟，图中的六条曲线分别为待测波片方位角  $\theta_3$  取不同值时，对应的  $\theta_2$ -  $\delta$  关系曲线。

通过图 3.2 可得出，当待测波片为  $\lambda/4$  波片， $\theta_3$  接近于  $45^\circ$  时， $\delta$  随  $\theta_2$  的变化最不灵敏，即： $\theta_2$  的读数误差导致的测试误差最小。因此我们取  $\theta_3=42.5^\circ$ ，代入(3.28)式可得：

$$\delta = 2 \arccot \sqrt{\sin 10^\circ \cot 2\theta_2 + \cos 10^\circ} \quad (3.29)$$

可见当检偏器旋转时，只要得到输出光强最大时对应的检偏器的方位角  $\theta_2$ ，代入(3.29)式，就可得到待测波片的相位延迟。


 图 3.2 对应不同 $\theta_3$ 值的 $\theta_2$ - $\delta$ 曲线

### B. 误差分析:

该方法的方位角误差来自两方面：波片的光轴方位角不能达到准确的 $42.5^\circ$ ；输出最大光强值时的方位角读数不准确。设这两项误差分别为： $\Delta\theta_3$ 和 $\Delta\theta_2$ ，即令 $\theta_3=42.5^\circ + \Delta\theta_3$ ， $\theta_2=\theta_2 + \Delta\theta_2$ 代入式(3.6)，得到所测相位延迟的真实值为：

$$\delta_3 = 2\text{arccot} \sqrt{\frac{\sin(170^\circ + 4\Delta\theta_3) - \cos(170^\circ + 4\Delta\theta_3)}{\tan 2(\theta_2 + \Delta\theta_2)}} \quad (3.30)$$

将(3.29)式代入(3.30)式，可得到相位延迟的真实值和测量值的关系式：

$$\delta_3 = 2\text{arccot} \sqrt{\frac{\cos 2\Delta\theta_2 + \tan^2 \frac{\delta}{2} \cos(170^\circ + 2\Delta\theta_2)}{\sin 2\Delta\theta_2 + \tan^2 \frac{\delta}{2} \sin(170^\circ + 2\Delta\theta_2)} \sin(170^\circ + 4\Delta\theta_3) - \cos(170^\circ + 4\Delta\theta_3)} \quad (3.31)$$

[1] 待测波片的光轴方位角不能达到准确的 $42.5^\circ$ 时产生的相对测试误差

为  $\Delta \delta_{31}$ ;

令  $\Delta \theta_2=0$  代入式(4.30), 此时的  $\delta_3$  值用  $\delta_{31}$  表示:

$$\delta_{31} = 2\text{arccot} \sqrt{\frac{\sin(10^\circ - 4\Delta\theta_3) \cot^2 \frac{\delta}{2} + \sin(4\Delta\theta_3)}{\sin 10^\circ}} \quad (3.32)$$

[2] 检偏器方位角读数不准确产生的相对测试误差为  $\Delta \delta_{32}$ 。

令  $\Delta \theta_3=0$  代入式(4.30), 此时的  $\delta_3$  值用  $\delta_{32}$  表示:

$$\delta_3 = 2\text{arccot} \sqrt{\frac{\cos 2\Delta\theta_2 + \tan^2 \frac{\delta}{2} \cos(170^\circ + 2\Delta\theta_2)}{\sin 2\Delta\theta_2 + \tan^2 \frac{\delta}{2} \sin(170^\circ + 2\Delta\theta_2)}} \sin 10^\circ + \cos 10^\circ \quad (3.33)$$

则该方法方位角误差导致的最终相对测试误差为:

$$\Delta \delta_3 = \sqrt{\Delta \delta_{31}^2 + \Delta \delta_{32}^2} \quad (3.34)$$

### 3.1.3 拟合光强变化曲线, 得到波片相位延迟的方法 (方法四)

#### A. 测量原理

同样的由(3.6)式出发考虑, 式中的  $\theta_2$  和  $\theta_3$  为变量, 以上介绍的三种方法都是令  $\theta_2$  或  $\theta_3$  为定值, 令另一个为变量。本节中介绍的方法  $\theta_2$  和  $\theta_3$  均为变量, 不给它们赋予固定的值。其原理如下:

将(3.6)表示为关于  $\sin 2\theta_2$  和  $\cos 2\theta_2$  的表达式:

$$I = \frac{1}{4}I_0 + \frac{1}{4}I_0 \left( \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 4\theta_3 \right) \cos 2\theta_2 + \frac{1}{4}I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\theta_3 \sin 2\theta_2 \quad (3.35)$$

$$\text{令 } I = C_1 + C_2 \cos 2\theta_2 + C_3 \sin 2\theta_2 \quad (3.36)$$

其中  $C_1 = \frac{1}{4}I_0$ ,  $C_2 = \frac{1}{4}I_0 \left( \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 4\theta_3 \right)$ ,  $C_3 = \frac{1}{4}I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\theta_3$ ,

因而，可得到  $\delta$  关于  $C_1$ ， $C_2$  及  $C_3$  的表达式：

$$\delta = 2 \arccos \sqrt{\frac{C_1^2 - C_2^2 - C_3^2}{2C_1(C_1 - C_2)}} \quad (3.37)$$

由(3.36)式可知，出射光强随检偏器的光轴方位角  $\theta_2$  变化而变化。即令检偏器在垂直于入射光线的平面内匀速转动，利用最小二乘法对出射光强值进行曲线拟合，可求出参数  $C_1$ 、 $C_2$  及  $C_3$ ，将其代入式(3.37)，可得到待测波片的相位延迟  $\delta$ 。

该方法也可以用于令待测波片旋转，即为令式(3.6)表示为关于  $\sin 4\theta_3$  和  $\cos 4\theta_3$  的表达式，如下：

$$I = \frac{1}{4} I_0 \left( 1 + \cos 2\theta_2 \cos^2 \frac{\delta}{2} \right) + \frac{1}{4} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 2\theta_2 \sin 4\theta_3 + \frac{1}{4} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 2\theta_2 \cos 4\theta_3 \quad (3.38)$$

$$\text{令 } I = C_1 + C_2 \sin 4\theta_3 + C_3 \cos 4\theta_3$$

$$\text{其中 } C_1 = \frac{1}{4} I_0 \left( 1 + \cos 2\theta_2 \cos^2 \frac{\delta}{2} \right), \quad C_2 = \frac{1}{4} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 2\theta_2,$$

$$C_3 = \frac{1}{4} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \cos 2\theta_2,$$

$$\text{则 } \delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\sqrt{C_2^2 + C_3^2} + C_3}{C_1 + C_3}} \quad (3.39)$$

可见，当待测波片旋转时，记下输出光强值，对曲线进行拟合，得到曲线的函数的系数  $C_1$ 、 $C_2$  及  $C_3$ ，代入(3.39)式，也可得待测波片的相位延迟  $\delta$ 。

本方法不需要知道波片，偏振片的方位角，因而无需考虑方位角精度对测试造成的影响。

### 3.1.4 光强法中的其它方法

通过对光强法的理论分析，我们发现目前发表的所有光强测量法都可转化为上述四种方法中的一种，如四步移相法可转化为第一种方位角具有特殊值时，由出射光强得到波片延迟的方法<sup>[35]</sup>。

四步移相法就是同时旋转起偏器和检偏器，令它们的方位角保持 45 度不变，则出射光强为：

$$I = \frac{I_0}{4} \left[ 1 + \frac{1}{2}(1 - \cos \delta) \sin 4(\theta_1 - \theta_3) \right] \quad (3.40)$$

设起偏器起始点的光轴方向为 x 轴方向，即起偏器的方位角从零开始，每次增加  $\Psi$ 。当  $\theta_1 = 0, \Psi, 2\Psi, 3\Psi$  时，读取相应的出射光强值： $I_1, I_2, I_3, I_4$ 。由该四组光强值及  $\Psi$  值代入式 (3.40)，即可得到波片的相位延迟。

对该方法进行分析，发现同时旋转两偏振片的作用，等同于只旋转待测波片。令检偏器的光轴与起偏器的成  $45^\circ$ ，可得到与四步移相法相同的出射光强表达式，可推导出四步移相法等同于方法一。其测试可简化为：令两偏振片的光轴方位角成  $45^\circ$ ，待测波片在垂直于光路的方向上旋转，取两任意方位角及其所对应的光强值，分别代入式(3.6)，可到两组方程，进而可得到波片相位延迟。这种方法比四步移相法操作简单，对方位角旋转的精度要求较低，引入的误差元少。

### 3.1.5 对不同光强法的分析比较

前面所介绍的四种方法的测量误差差异主要来自于光轴方位角，因此下面主要比较各方法中光轴方位角引起的相对测量误差。

#### I. 波片延迟对测量误差的影响

为使测量误差与波片关系曲线图清晰，利于分析比较，我们采用方位

角误差值为  $1^\circ$ ，代入各方法的最终相对测试误差公式，可得到图 3.3，图 3.4，图 3.5，分别表示方法一，方法二，方法三 的测量误差与波片相位延迟的关系。横坐标为待测波片的相位延迟，纵坐标为最终相对测试误差百分比。其中图 3.5 由于测量误差受方位角误差的影响非常大，当误差角为  $1^\circ$  时不能清晰的表示出所有相位延迟的波片与测量误差的关系，因而加入了虚线来表示当其方位角误差值为  $1'$  时的测量误差与波片关系。方法四不受方位角误差的影响，因此不做考虑。

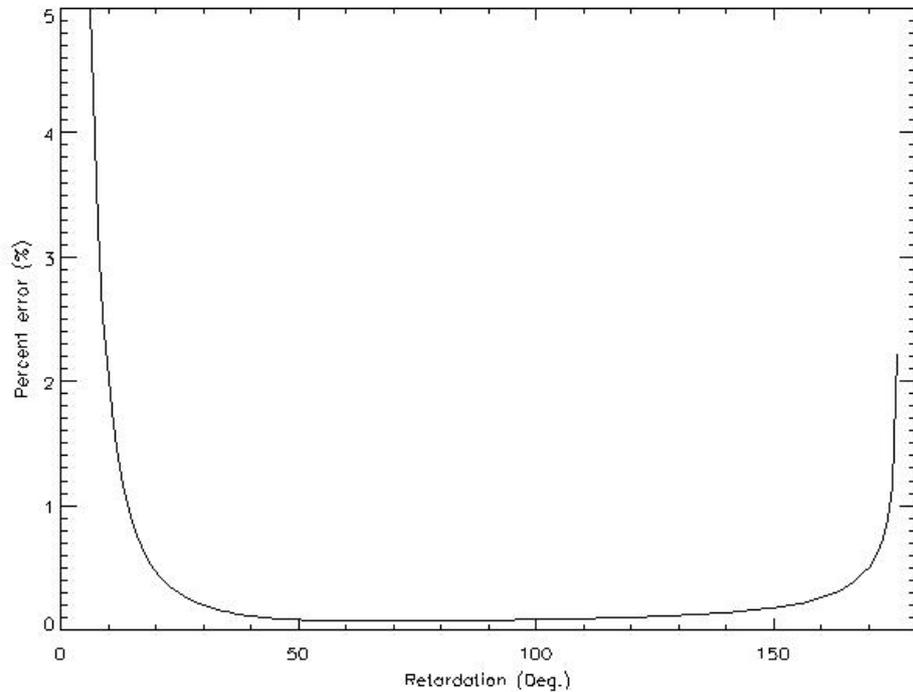


图 3.3 方法一测量误差与波片延迟的关系

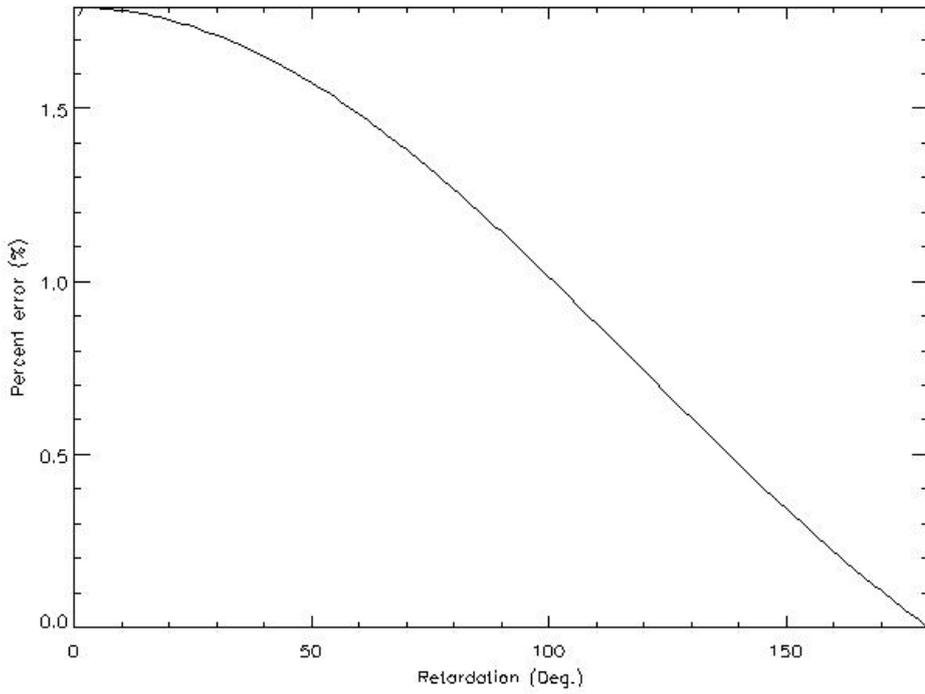


图 3.4 方法二测量误差与波片延迟的关系

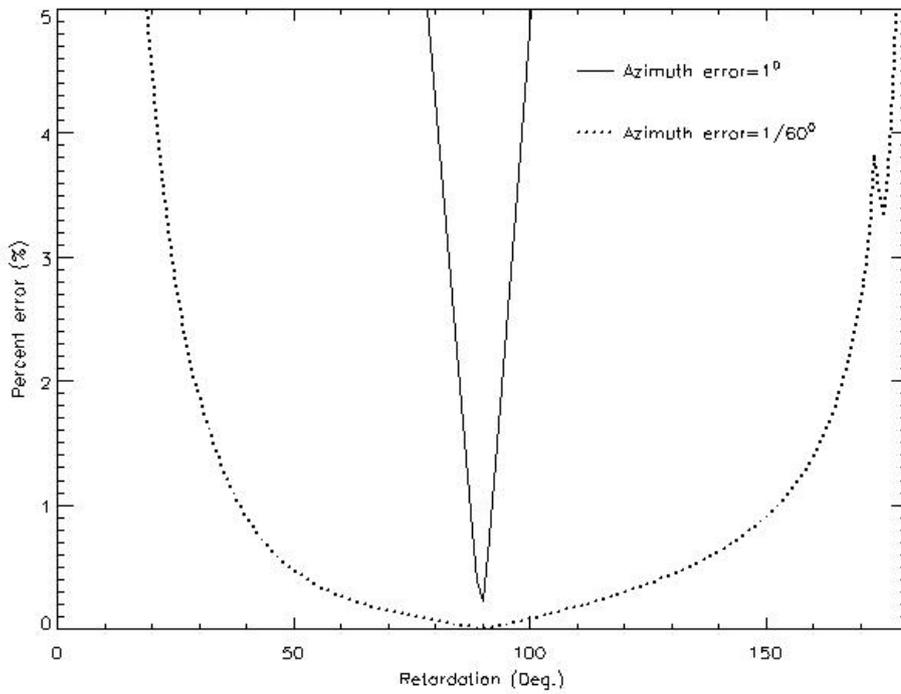


图 3.5 方法三测量误差与波片延迟的关系

由图中可以看出,对于 $\lambda/2$ 波片,方法一和方法三测量误差较大,不适合对 $\lambda/2$ 波片进行精密检测。方法二的理论测量误差很小。但由公式(3.24)知,只有出射的最小光强为零时,被测波片的延迟才能是 $180^\circ$ ,在实际测量中,因仪器各种噪声及杂散光的影响,出射光强值不可能为零,因此方法二同样不适合精密测量 $\lambda/2$ 波片。即上述三种方法都不适用于 $\lambda/2$ 波片的精密测量。

对于 $\lambda/4$ 波片,当方位角误差为 $1^\circ$ 时,方法一,方法二和方法三测量误差分别为0.08%,1.13%,0.23%,可见三种方法在测量 $\lambda/4$ 波片时都有较高的测量精度,其中法一的精度最高。从图3.5可以看出,方法三测量误差随被测波片的延迟变化灵敏,只有延迟在 $90^\circ$ 附近处有较高的测量精度,它受方位角误差的影响较大。

## II. 方位角误差对测量误差的影响

鉴于上述三种方法不适于 $\lambda/2$ 波片高精度测量,这里仅讨论待测波片为 $\lambda/4$ 波片的情况。图3.6为各方法的测量误差与方位角误差的关系比较,横坐标为光轴方位角误差值,纵坐标为相对测量误差。

由图3.6可见,对于 $\lambda/4$ 波片,方法二的测量误差受方位角误差影响最大,但只要把方位角误差控制在 $1^\circ$ 以内,延迟测量误差小于1.2%,方法一和方法三的测量误差受方位角误差影响较小,把方位角误差控制在 $3^\circ$ 以内,延迟测量误差小于1%。当方位角误差在 $2.5^\circ$ 以内时,方法一的测量精度高于方法三;当方位角误差大于 $2.5^\circ$ 时,方法三的测量精度高于方法一。

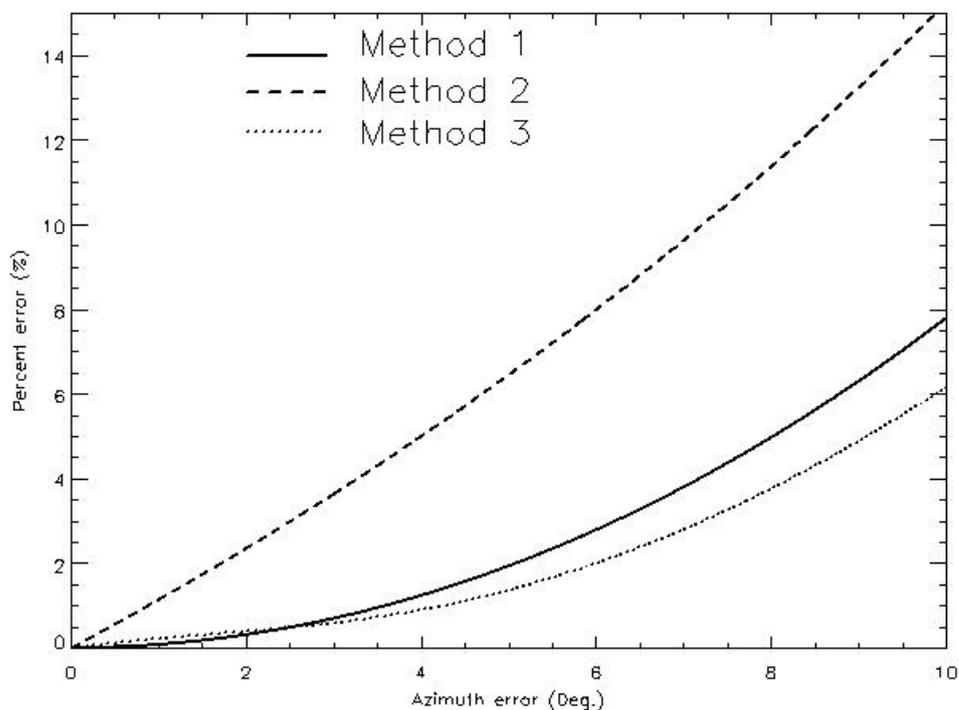


图 3.6.  $\lambda/4$  波片测量误差与方位角误差的关系

### 3.1.6 光强法小结

我们通过 Muller 矩阵运算，得到了利用接收光强测量波片相位延迟的表达式，并由此推导出光强法测量波片延迟的四种方法：（1）方位角具有特殊值时，由出射光强得到波片延迟的方法；（2）直接利用光强极值得到波片延迟的方法；（3）光强具有极大值时，由光轴方位角得到波片延迟的方法；（4）拟合光强变化曲线，得到波片相位延迟的方法。

通过对它们的测量误差比较，发现前三种方法不适于  $\lambda/2$  波片的高精度测量；当待测波片为  $\lambda/4$  波片时，方法一和方法三测量误差受方位角误差影响较小，且随方位角误差变化不大，更易于实现高精度测量。方法四不受方位角误差的影响，对于各种相位延迟的波片都有较高的测量精度。因此，当待测波片为  $\lambda/4$  波片时，可以同时采用这四种方法，互相验证，消去不稳定因素造成的影响，可得到高精度的测量结果。

当待测波片为 $\lambda/2$ 波片时，只有方法四可能被采用，但是曲线拟合需要比较复杂的数据处理系统，对接收系统要求较高，暂不考虑。这样，若需要高精度的测量 $\lambda/2$ 波片，必须寻找其它方法，与光强法互为补充，互相验证。下面分析测试波片相位延迟的其它方法：光学补偿法，光谱扫描法和双光路比较法，找到适合对 $\lambda/2$ 波片进行红外检测的方法。

### 3.2 光学补偿法

光学补偿法就是在正交偏振片之间加入补偿器和待测波片，利用补偿器补偿待测波片产生的光程差，使视场消光，读取和计算补偿器补偿的光程差，此光程差即为待测波片的位相延迟。补偿器是能够使光波产生可以控制的延迟的光学器件。此类方法的精度严格依赖于补偿器的精度。根据补偿器的不同，常用的有索列尔补偿器法、 $\lambda/4$ 波片法等。下面分别介绍：

#### 3.2.1 索列尔补偿器法

索列尔补偿器法就是由索列尔作为补偿器测试波片相位延迟的方法。

##### A. 测量原理

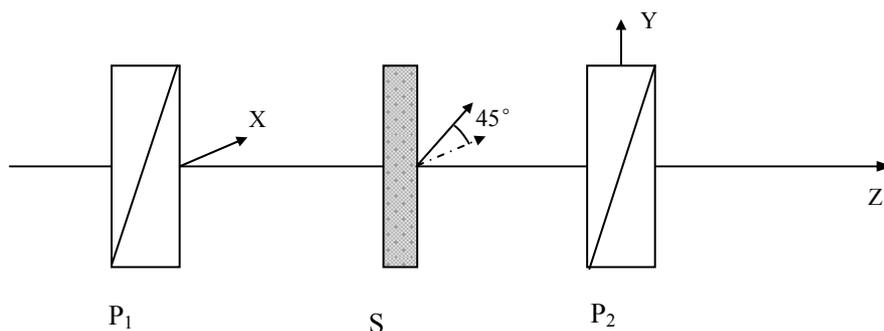


图 3.7 补偿法测试原理图

补偿法测试原理如图 3.7 所示， $P_1$  为起偏器， $P_2$  为检偏器， $S$  为待测波片。令偏振片  $P_1$ ， $P_2$  的光轴方位角互相垂直，在两偏振片之间，放置一片待测波片，其光轴与两偏振片的光轴成 45 度夹角。可见，该光路与光强测

量法相同，直接可以用式 (3.6) 表示，将  $\theta_2 = 90^\circ$ ， $\theta_3 = 45^\circ$  代入该式，得到补偿法的出射光强为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right) \quad (3.44)$$

$I_0$  为入射光强，可见当波片的延迟  $\delta = 2k\pi$ ，( $k=0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ) 时，出射光强为最小值；

当波片为任意的延迟时，不能满足此条件，呈现视场。

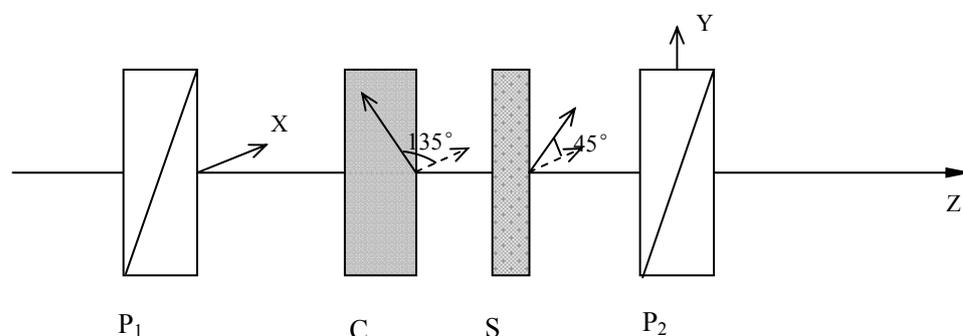


图 3.8 补偿法测试原理图

如图 3.8 在被测波片和检偏器之间插入补偿器 C，且它的光轴方向与被测波片的光轴垂直，此时的出射光强为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \sin^2\left(\frac{\delta - \delta_c}{2}\right) \quad (3.45)$$

式中  $\delta$  为被测波片的延迟， $\delta_c$  为补偿器的延迟。

当出射光强为极小值时：

$$\delta - \delta_c = 2k\pi, (k=0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.46)$$

因此，当出射光强为极小值时，可以通过补偿器的相位延迟得到待测波片的相位延迟。

索列尔补偿器是由一块平面石英片  $t_1$  和两块具有相同角度的石英光楔  $t_2$ 、 $t_3$  组成的，其中短楔与平面石英片固定在一起，长楔可移动。如图 3.9 所示。平面石英的光轴与两光楔的光轴垂直，当一束偏振光入射到补偿器后，离开时，在晶体光轴的两个方向产生的延迟量为：

$$\delta_c = 2\pi[t_1 - (t_2 + t_3)] \cdot |n_o - n_e| / \lambda_0 \quad (3.47)$$

因而可以通过移动光楔  $t_3$ ，改变通过口径内晶体的厚度，来改变索列尔补偿器的相位延迟。

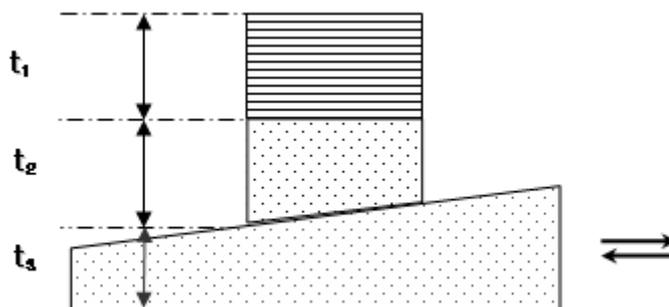


图 3.9 索列尔补偿器示意图

令索列尔补偿器的光轴方向与待测波片的垂直，移动索列尔补偿器的光楔  $t_3$ ，使出射光强为零。此时索列尔补偿器的相位延迟，即为待测波片的相位延迟。

### B. 误差分析

从图 3.8 可知，该方法采用的实验设备只比光强测量法增加一台索列尔补偿器，因此为了和上述各光强法的误差进行比较，我们只分析光轴方位角误差引起的测量误差，关于索列尔补偿器本身的误差，取决于该仪器的选择，将在后面介绍。

方位角误差来自三个方面：两偏振片光轴方位角没有完全垂直；待测波片的光轴方位角不是准确的 45 度；索列尔补偿器的光轴方位角不是准确的 45 度。设此三项误差分别为： $\Delta\theta_2$ ， $\Delta\theta_3$  和  $\Delta\theta_3'$ ，即令  $\theta_2=90^\circ + \Delta\theta_2$ ， $\theta_3=45^\circ + \Delta\theta_3$ ， $\theta_3'=45^\circ + \Delta\theta_3'$ ，其中  $\theta_3'$  为索列尔补偿器的光轴方位角。

### I. 两偏振片光轴没有完全垂直

将  $\theta_2=90^\circ + \Delta\theta_2$ ， $\theta_3=45^\circ$  代入式 (3.6)，此时的出射光强为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[ \sin^2 \Delta\theta_2 + \cos 2\Delta\theta_2 \sin^2 \left( \frac{\delta - \delta_c}{2} \right) \right] \quad (3.48)$$

可见，仍然是当  $\delta - \delta_c = 2k\pi$  时，系统出射光强为最小值，因此两偏振片光轴没有完全垂直不影响测试精度。

### II. 待测波片的光轴方位角不是准确的 45 度

当待测波片的光轴方位角不是准确的 45 度时，此时的光轴方位角为  $\theta_3 = 45^\circ + \Delta\theta_3$ ，则出射光强可表示为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[ \left( \cos \frac{\delta}{2} \sin \frac{\delta_c}{2} + \sin \frac{\delta}{2} \cos \frac{\delta_c}{2} \cos 2\Delta\theta_3 \right)^2 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin^2 \frac{\delta_c}{2} \sin^2 2\Delta\theta_3 \right] \quad (3.49)$$

令上式对  $\delta_c$  求一阶导数，并令导数等于 0，得：

$$\frac{dI}{d\delta_c} = \frac{1}{2} I_0 \left[ \frac{1}{2} \cos \delta \sin \delta_c \cos^2 2\Delta\theta_3 + \frac{1}{2} \sin \delta \cos \delta_c \cos 2\Delta\theta_3 + \frac{1}{2} \sin \delta_c \sin^2 2\Delta\theta_3 \right] = 0 \quad (3.50)$$

推导可得出，实际读取的索列尔补偿器的相位延迟为：

$$\delta_c = \arctan\left(\frac{-\sin \delta \cos 2\Delta\theta_3}{\cos \delta \cos^2 2\Delta\theta_3 + \sin^2 2\Delta\theta_3}\right) \quad (3.51)$$

可以看出，测量误差的大小，不仅与待测波片的光轴方位角有关，还受波片相位延迟的影响。可见，当待测波片为  $\lambda/4$  波片时，误差最大；为  $\lambda/2$  波片时，该项误差为零。与光强法相同，我们令方位角误差为  $1'$  代入上式，可得到当待测波片为  $\lambda/4$  波片时，该项测量误差小于  $3 \times 10^{-7}$ ，因此可以忽略。

### III. 索列尔补偿器的光轴方位角不是准确的 45 度

当索列尔补偿器的光轴方位角不是准确的 45 度时，此时的光轴方位角为  $\theta_3' = 45^\circ + \Delta\theta_3'$ ，则出射光强可表示为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left[ \left( \sin \frac{\delta}{2} \cos \frac{\delta_c}{2} + \cos \frac{\delta}{2} \sin \frac{\delta_c}{2} \cos 2\Delta\theta_3' \right)^2 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin^2 \frac{\delta_c}{2} \sin^2 2\Delta\theta_3' \right] \quad (3.52)$$

同样，令上式对  $\delta_c$  求一阶导数，并令导数等于 0，得：

$$\frac{dI}{d\delta_c} = \frac{1}{2} I_0 \left( \frac{1}{2} \cos \delta \sin \delta_c \cos^2 2\Delta\theta_3' + \frac{1}{2} \sin \delta \cos \delta_c \cos 2\Delta\theta_3' \right) = 0 \quad (3.53)$$

推导可得出，实际读取的索列尔补偿器的相位延迟为：

$$\delta_c = \arctan\left(\frac{-\tan \delta}{\cos 2\Delta\theta_3'}\right) \quad (3.54)$$

同样取方位角误差为  $1'$  代入上式，得到，当待测波片为  $\lambda/2$  波片时，该项误差为零；当待测波片为  $\lambda/4$  波片时，相对测试误差小于  $10^{-5}$  量级，也可以忽略。

从上面的分析可以知道，索列尔补偿器法在测试  $\lambda/2$  波片时，测试精度不受方位角误差的影响；当测试  $\lambda/4$  波片时，误差小于  $10^{-5}$  量级，因为也

可以忽略。可见索列尔补偿法的测试精度主要受补偿器本身精度的影响，因此如果选取高精度红外索列尔补偿器，可对波片相位延迟进行精确测量。

通过前面分析，可以知道索列尔补偿器法的优点是测量精度比较高。但它的缺点是索列尔补偿器本身受温度影响比较大，在测试过程中需要经常定标，对于测试一两片波片的情况比较适合，但对于像滤光器这样需要大量测试工作的情况，一方面增加了工作量，另外也不容易掌握定标时间，有可能带来误差。因此我们拟采用该方法与其它方法的结果互相比较，互为验证，用其来标定其它精度较低的测试方法。

### 3.2.2 $\lambda/4$ 波片补偿法

$\lambda/4$  波片法就是用四分之一波片作为补偿器的方法。

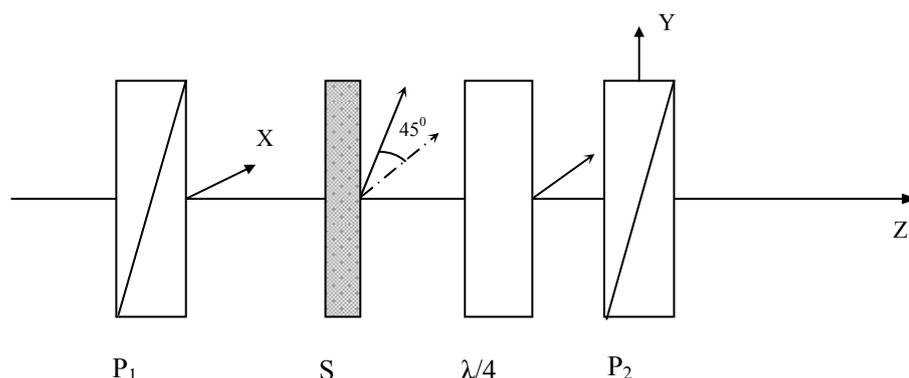


图 3.10  $\lambda/4$  波片法测试原理图

$\lambda/4$  波片法测量系统的光学原理如图 3.10 所示。令起偏器  $P_1$  的光轴方向为  $x$  轴，待测波片的方位角为  $45^\circ$ ， $1/4$  波片的慢轴沿  $x$  方向。由琼斯矩阵方法，可得到从  $1/4$  波片出射的光的琼斯矢量为：

$$\begin{bmatrix} E_{x'} \\ E_{y'} \end{bmatrix} = \frac{(1+j)}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} -j & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos 45^\circ & \sin 45^\circ \\ -\sin 45^\circ & \cos 45^\circ \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{j\frac{\pi}{2}} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{\pi}{2}} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_0 \cos 45^\circ \\ E_0 \sin 45^\circ \end{bmatrix}$$

$$= \frac{1-j}{\sqrt{2}} E_0 \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ \sin \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} \quad (3.55)$$

转动检偏器使之补偿椭圆率达到消光,设转动的角度为  $\gamma$ ,可得

$$\begin{bmatrix} \cos^2(\frac{\pi}{2}-\gamma) & \sin(\frac{\pi}{2}-\gamma)\cos(\frac{\pi}{2}-\gamma) \\ \sin(\frac{\pi}{2}-\gamma)\cos(\frac{\pi}{2}-\gamma) & \sin^2(\frac{\pi}{2}-\gamma) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ \sin \frac{\delta}{2} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (3.56)$$

由 (3.56) 式得到:

$$\gamma = -\phi/2 \quad (3.57)$$

因此记下当视场消光时检偏器转过的角度  $\gamma$ , 就可得到待测波片的相位延迟:

$$\delta = 2 \cdot |\gamma| \quad (3.58)$$

该方法的优点是测试原理简单, 操作简单, 测量迅速, 不需复杂的数据处理即可得到结果, 并且可以在测量位相延迟的同时, 判别波片的方位角。

缺点是需要有高精度的基准片, 因为基准片本身的精度将直接影响着待测波片的精度。一般来讲  $\lambda/4$  波片是对固定波长而言的, 若需测待测波片在不同波长下的相位延迟, 则需要使用消色差  $\lambda/4$  波片。高精度的红外消色差  $\lambda/4$  波片是实现该方法的最大难点, 因此, 我们暂时不考虑采用  $\lambda/4$  波片补偿法。

### 3.3 光谱扫描法

光谱扫描法是通过光谱变化得到固定相位延迟所对应的波长的方法。

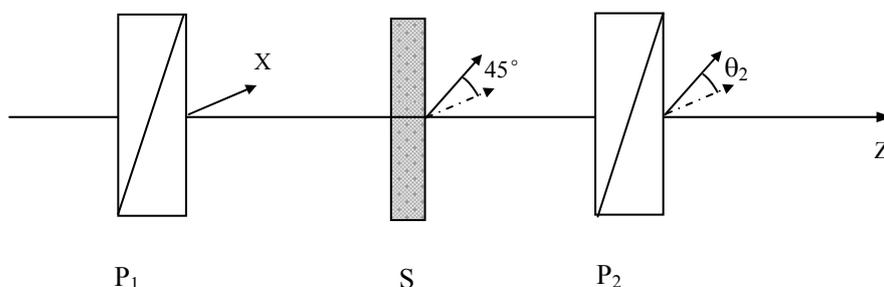


图 3.11 光谱法的测试原理

#### A. 测试原理

如图 3.11 所示，在两光偏振片之间放入待测波片，令起偏器  $P_1$  的光轴方向为  $x$  轴，待测波片的光轴方位角为  $45^\circ$ ，检偏器  $P_2$  的光轴方位角为  $\theta_2$ ，可见，该光路与光强测试法相同，同样，将  $\theta_3 = 45^\circ$  代入 (3.6) 式，可得到光谱法的出射光强为：

$$I = \frac{I_0}{2} \left( \cos^2 \theta_2 - \cos 2\theta_2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (3.59)$$

$$\text{其中 } \delta = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda} \quad (3.60)$$

当令  $\theta_2$  为一固定值时，出射光强将随入射波长的改变而发生变化，因此通过出射光强值  $I$  和入射光强值  $I_0$  可得到待测波片对应不同波长时的相位延迟。

由于入射光强值很难直接得到，因此这种方法一般被用来准确标定  $\lambda/2$  波片。当检偏器的光轴与起偏器平行时，即  $\theta_2=0$  代入 (3.59) 式，可到

$$I = \frac{I_0}{2} \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.61)$$

可见，当出射光强有小值时，对应的波片的相位延迟为 $\pi$ 。操作方法：调解光谱仪使入射波长变化，找到光强最小值时所对应的波长，则待测波片在该波长时为半波片。

同理，若令当检偏器的光轴与起偏器平行，即 $\theta_2=90^\circ$ 代入(3.59)式，可到

$$I = \frac{I_0}{2} \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.62)$$

可见，当出射光强有大值时，待测波片在该波长处为半波片。

### B. 误差分析

我们以(3.61)式为基础，分析用光谱扫描法测试 $\lambda/2$ 波片的测试精度。

该方法的实验设备与光强测量法相同，不同的是需要连续对入射波长进行调节。因此它的测量误差主要来自于光轴方位角误差和波长调制误差。对于光强法，同样也需要对波长进行调制，因此这部分的误差对于光强法和光谱扫描法是相同的。所以，这里我们只分析光轴方位角误差引起的测量误差，关于波长调制误差将以仪器选择为基础，具体分析。

方位角误差来自两个方面：两偏振片光轴方位角没有完全平行；待测波片的光轴方位角不是准确的 $45^\circ$ 。设这两项误差为： $\Delta \theta_2$ 和 $\Delta \theta_3$ ，即令 $\theta_2 = \Delta \theta_2$ ， $\theta_3 = 45^\circ + \Delta \theta_3$ 。

#### I. 偏振片光轴方位角没有完全平行

该方法类似于索列尔补偿器法，只需要得到出射光强最小值的位置，并且各偏振元件的光轴方位角与补偿器法的也完全相同。通过前面分析，

我们知道两偏振片光轴没有完全平行不影响出射光强最小值的位置，进而不影响测试精度。因此对于光谱扫描法，偏振片光轴方位角没有完全平行同样不会影响测试精度。

## II. 待测波片的光轴方位角不是准确的 45 度

将  $\theta_3=45^\circ + \Delta\theta_3$ ,  $\theta_2=90^\circ$  代入 (3.6) 式, 则出射光强为:

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 2\Delta\theta_3 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (3.63)$$

可见, 待测波片的光轴方位角不是准确 45 度不影响出射光强最小值的位置同样不影响测试精度。因此可以得出结论, 光轴方位角的误差对光谱扫描法测试  $\lambda/2$  波片时的测试精度无影响。

通过前面分析, 可以知道该方法在标定  $\lambda/2$  波片时, 具有检测精度高, 操作简单, 测试速度快等优点, 因而适用于  $\lambda/2$  波片的批量标定。该方法适合于光谱仪波长范围内的所有  $\lambda/2$  波片。该方法对于波片的分波长筛选, 多通道波片制作和消色差波片定标等技术是一种简捷实用的方法。缺点是只对  $\lambda/2$  波片有较高的测量精度, 若要检测其它相位延迟的波片, 则需要有相应的标准片作补偿。因此, 我们拟采用该方法作为光强测量法的补充方法, 主要针对  $\lambda/2$  波片进行检测。

### 3.4 双光路比较法

双光路比较法中较常用的有双光路相位比较法, Wollaston 棱镜分束测量法和半阴法。

双光路相位比较法是在双光路中的一条光路上放入待测波片, 由位相比较器, 对两条光路出射光的位相进行比较, 则该相位差值即为待测波片的位相延迟。

Wollaston 棱镜分束测量法是利用 Wollaston 棱镜的特点: 当入射线偏振光矢量振动方向与 Wollaston 棱镜的两出射光束的矢量振动方向分别成 45 度角时, 分出的两束光为偏振光, 并且振动方向互相垂直, 能量相等。当将待测波片放在 Wollaston 棱镜前面时, 通过分析两束光的出射光强可得到待测波片的相位延迟。

半阴法是在一条光路中, 放入一波片, 使其只覆盖半个视场, 通过调节该波片的光轴方位角使整个视场达到平衡。由该光轴方位角可推出待测波片的相位延迟。半阴法虽然只采用了一条光路, 但它采用的令一个波片只覆盖半个视场的方法, 等同于双光路的作用。

上述各方法的优点有: 相位比较法引入了相位比较器, 直接对待测信号和参考信号的相位进行比较, 不需数据处理, 可直接得到波片的相位延迟; Wollaston 棱镜分束测量法可以精确的测定  $\lambda/4$  波片; 半阴法的测量精度主要取决于检偏器及待测波片的方位角测量精度, 不受光源光强起伏的影响, 也可以有较高的测量精度。

其缺点为: 由于我们对红外领域所知甚少, 相对单光路而言, 双光路必然会为实验测试增加难度, 如: 红外器件的增加, 光路调试难度加大等, 尤其对于相位比较法和 Wollaston 棱镜分束测量法需要两量子效率完全一样的探测器, 进一步增加了红外波段测试的难度。因此为尽量减少可能产生的误差因素, 我们暂时不采用双光路的测试方法。

#### 3.5 偏振片和波片的光轴方位角测试

一般偏振片的制造过程中, 已经初步知道了透振方向, 有些研究需要更精确的光轴方向, 因此需要进一步检测。

我们以偏振片的外形底边为基准, 称为基准边, 可以测出光轴与基准边的角度值。测试方法如下:

首先取两个光轴方向已知的偏振片，令其光轴互相垂直，即出射光强为最小值。然后将待测偏振片放到两偏振片之间，令其在垂直光路方向上旋转，当出射光强为最小值时，待测偏振片的光轴与另外两偏振片光轴平行或垂直。这里我们可以用仪器精确测定待测偏振片相对基准边转过的角度。则光轴方向与基准边夹角为  $\theta = 90^\circ - \frac{\beta}{2}$ ，其中  $\beta$  为待测波片转过的角度。用该方法同样可确定波片的光轴方位角。

在实际操作中，受光源光强和仪器噪声影响，很难真正精确找到光强极小值的位置，为了提高测试精度，我们采用了等偏离法读数<sup>[7]</sup>。当待测偏振片旋转时，系统出射光强满足余弦变化规律。在光强最小值附近，光强变化很不敏感。如果直接寻找最暗点从转台直接读取数据会带来读数误差。针对这一问题，我们利用出射光强变化函数曲线的对称性，可以采用等偏离法找到消光位置，即读取最小值两边等光强时转台读数，分别记作  $x_1$  及  $x_2$ ，如图 3.12 所示，则消光位置为：

$$x = \frac{x_1 + x_2}{2} \tag{3.64}$$

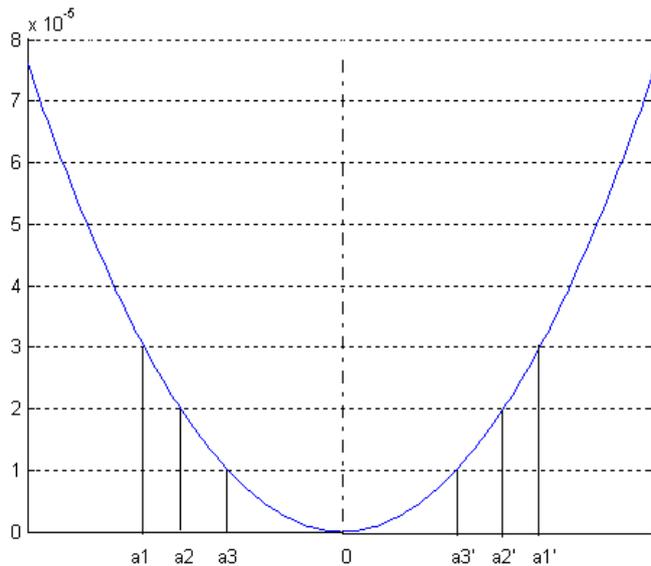


图 3.12 等偏离法原理示意图

如此便避开在极小值附近光强变化不灵敏区域读数。采用这种方法，多次重复测量，最后取平均数，可有效提高测量精度。同样等偏离法也可以应用于光强测量法，索列尔补偿器法以及偏振度测试等方法中。同前面的分析，当采用等偏离法找光强最小值点时，元件光轴定位精度可达到 1'。

### 3.6 偏振片偏振度的测量

对于偏振元件偏振度的测试，方法已经很成熟：令两偏振片的光轴互相垂直和平行，得到出射光强  $I_{\perp}$  和  $I_{//}$ ，通过简单计算即可得到待测偏振片的偏振度。

较常用的测试公式为：

$$V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (3.65)$$

该公式为偏振度测试的近似公式，为了得到精确偏振度，我们用琼斯矩阵的方法对该测试进行了具体分析。分析如下：

两待测偏振元件的光轴互相平行和垂直时，读取出射光强值，用琼斯矩阵表示出射光矢量为：

$$E_{//} = J_{P2//} \cdot J_{P1} \cdot \begin{bmatrix} E_0 \\ E_0 \end{bmatrix} \quad (3.66)$$

$$E_{\perp} = J_{P2\perp} \cdot J_{P1} \cdot \begin{bmatrix} E_0 \\ E_0 \end{bmatrix} \quad (3.67)$$

其中

$$J_{P1} = (1 - \alpha_p) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} + \alpha_p \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \alpha_p & 0 \\ 0 & \alpha_p \end{bmatrix} \quad (3.68)$$

$$J_{P2//} = (1 - \alpha_p) \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} + \alpha_p \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 - \alpha_p & 0 \\ 0 & \alpha_p \end{bmatrix} \quad (3.69)$$

$$J_{P2\perp} = (1 - \alpha_p) \begin{bmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix} + \alpha_p \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \alpha_p & 0 \\ 0 & 1 - \alpha_p \end{bmatrix} \quad (3.70)$$

其中  $\alpha_p$  为光透过率系数，为已知

$$I = E^+E \quad (3.71)$$

将式 (3.68)，(3.69) 和 (3.70) 分别代入式 (3.66) 和 (3.67)，最终由式 (3.71) 可得：

$$I_{//} = E_0^2 \cdot [(1 - \alpha_p)^4 + \alpha_p^4] \quad (3.72)$$

$$I_{\perp} = E_0^2 \cdot 2 \cdot (1 - \alpha_p)^2 \alpha_p^2 \quad (3.73)$$

由式 (3.72) 和式 (3.73) 可得到该偏振片的偏振度为：

$$v = \frac{(1 - \alpha_p)^2}{(1 - \alpha_p)^2 + \alpha_p^2} = \frac{I_{\perp} + \sqrt{4I_{//}^2 + 2I_{//}I_{\perp} - I_{\perp}^2}}{2(I_{//} + I_{\perp})} \quad (3.74)$$

因此，将两光强值代入上式，即可得到更准确的偏振度。

### 3.7 小结

本章着重论述了波片延迟的光强测量方法，通过对各种光强测试方法的误差分析，得到测试波片的技术方法。由于光强法都不适合测试  $\lambda/2$  波片，对索列尔补偿器法， $\lambda/4$  波片补偿法，光谱扫描法和双光路比较法进行了分析，结果表明索列尔补偿器法和光谱扫描法对  $1/2$  波片的测试精度较高，作

为我们拟采用的方法。这样，我们决定光强测量法为基本的相位延迟测试方法，建立测试系统。对 1/2 波片采用光谱扫描法，利用索列尔补偿器法作为上述两种方法的验证方法。对于偏振元件偏振度的检测，可以直接在光强法建立的测试系统上完成。另外，我们具体介绍了波片及偏振片光轴方位角的测试方法，用琼斯矩阵表示偏振元件的方法，推导出偏振度测试的精确公式。



## 第四章 检测系统的建立

我们以光强测量法为实现目标，建立红外偏振元件检测系统。在此基础上，通过采用高精度的单色仪实现光谱扫描法，通过在光路中增加一台红外索列尔补偿器实现索列尔补偿器法。这样通过采用不同的测试方法，可以实现对所有相位延迟的波片进行高精度检测，并且令它们的测试结果互相比较、互为验证，可最大程度的消去系统不稳定因素的影响，进一步提高测试精度。另外，这种适用于光强法的检测系统可直接对红外偏振片偏振度的进行检测。

红外检测系统建立的难点主要是红外光源，红外偏振元件和红外信号接收处理系统的选择与使用，因此本章重点介绍我们对这几种仪器的选择和性能分析过程。下面由系统设计开始具体介绍系统的建立过程。

### 4.1 系统设计

根据第三章分析，测试系统需要如图 4.1 的结构示意图。整个系统分为四大部分，（1）光源系统：由光源及单色仪（含滤光片）组成；（2）几何光学系统：由准直系统（含光栏）和成像系统组成；（3）偏振光学系统：由起偏器，检偏器，待测波片和索列尔补偿器组成。（4）信号接收处理系统：由斩波器，探测器，锁相放大器及数据采集系统组成。

从光源出射的直流复合光线经过光学斩波器后，变为有固定频率的交变光信号。该光信号再通过准直系统和光栏，成为一束准直光，然后垂直入射到起偏器、被测波片、检偏器和索列尔补偿器上，其中起偏器、被测波片、检偏器安装于可以  $360^\circ$  旋转的精密转台上，索列尔补偿器装在精密平移台上，可以根据测试需要移进移出测试光路，并保证位置不变。光束经过一系列的偏振调试后，由会聚透镜会聚到单色仪的入射狭缝上，经过

单色仪分光，得到在某一固定波长上的具有固定频率的光信号。该光信号由红外探测器转换为电信号，输入到锁相放大器。锁相放大器以斩波器的频率为参考，对输入的弱交变信号进行滤波，放大，然后将其以直流的形式显示和输出。最后由数据采集系统和电压计得到出射光强的准确值。

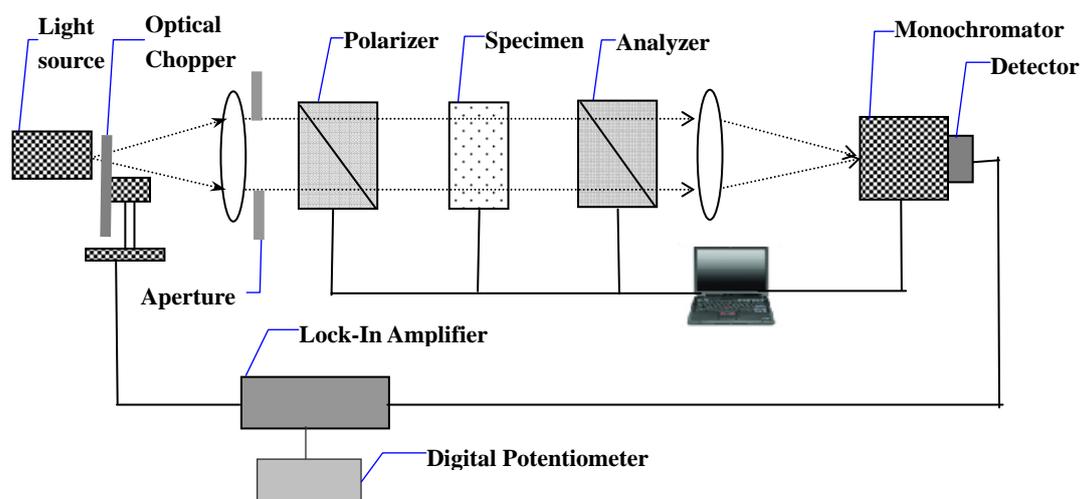


图 4.1 系统装置设计图

## 4.2 仪器选择

### 4.2.1 光源系统

近红外 1083nm 和 1564nm 两个波长的单色光是太阳大气中的特征谱线，是目前在太阳磁场测量中常用的两个近红外波长。因此我们对红外偏振元件的检测重点放在这两个波长上。这就需要我们的光源系统有一个谱线波长范围涵盖 1083nm 和 1564nm 的红外光源和可调节光波波长及带宽的单色仪。下面具体介绍这两种仪器的选择。

#### a. 红外光源的选择

对于红外光源的选择，我们有以下要求：

- (1) 在 1083nm 和 1564nm 波长处具有较高的光谱能量；
- (2) 光强稳定；
- (3) 外形尺寸适于测试系统

我们调研了现今已经被成熟应用的几种光源：溴钨灯，氙灯，氙灯和碳化硅光源。氙灯主要用于紫外，在 200-400nm 有高强度的光谱辐射，因而不适用。氙灯和碳化硅光源的光谱覆盖面都很广，在 1083nm 和 1564nm 波长处有光谱，但不是它的高辐射区，辐射强度较低。另外，氙灯属于弧光灯，光强分布不均匀，光通波动较大，实验证明这种灯不适宜直接用于强度测量。溴钨灯的光谱辐射范围为 300nm-2500nm，并且在 1000nm 左右有较高的辐射强度，因其为钨丝发光，光强稳定度好，可满足我们的要求。

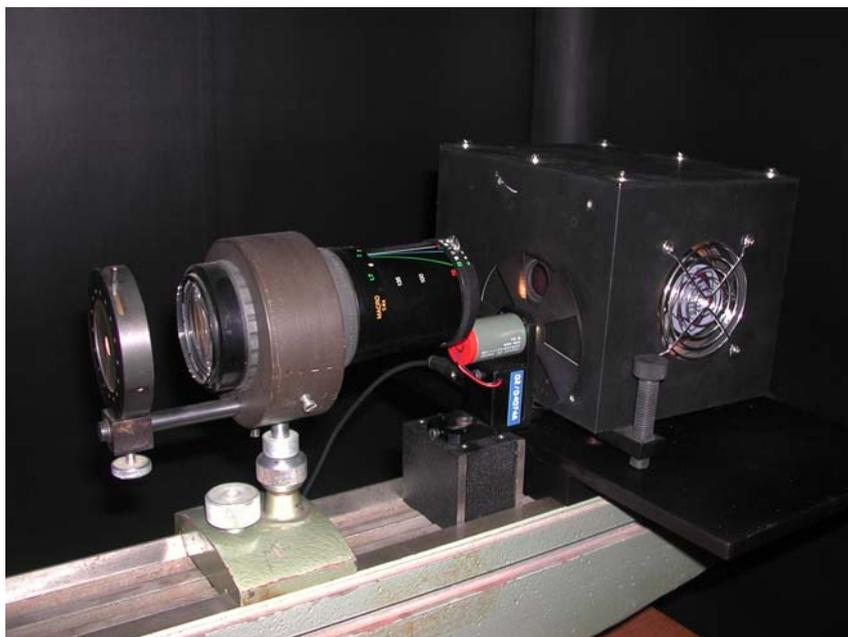


图 4.2 红外光源、斩波器及准直系统

我们最终选用了德国 OSRAN 公司的 75 瓦的溴钨灯，为保证光源的稳定性，配套使用了溴钨灯的稳压电源，此时的光通波动范围为：

0.12%~0.14%。其外形如图 4.2 所示，适合在光路上的调整。其出射为  $1\text{cm}^2$  左右的光斑，口径大小适合望远镜中的偏振元件检测。并且还具有光效高，寿命长的优点。

### b. 单色仪的选择

单色仪的原理是，当一束复合光线进入其入射狭缝，通过准直镜成为平行光，通过衍射光栅，色散为分开的波长。利用每个波长离开光栅的角度不同，由聚焦反射镜再成像到出射狭缝，通过电脑控制可精确地改变出射波长。因此我们可以通过电脑控制单色仪的光栅及反射镜，得到我们需要的波长。其中我们所关心的出射光的光谱覆盖范围和分辨率是由光栅刻线的多少决定的。刻线多，光谱分辨率高，但光谱覆盖范围窄；刻线少，光谱覆盖范围宽，但光谱分辨率低。

我们采用的是美国 ACTON 公司生产的，型号为 SP-300i 的单色仪如图 4.3 所示。



图 4.3 单色仪

该单色仪内部有三个光栅，可以根据我们的实验需要灵活转换，其内

部光路如图 4.4 所示。单色仪前端配有滤光片轮，可根据所选波长自动转换到合适的滤光片。单色仪的光谱范围为 0~2500nm。光栅 1 的刻度为 1200g/mm，闪耀波长为 300nm；光栅 2 的刻度为 1200g/mm，闪耀波长为 750nm；光栅 3 的刻度为 300g/mm，闪耀波长为 2000nm。因此通过变换光栅及滤光片，我们可得到 1083nm 和 1564nm 的单色光。出射狭缝的色散角为 2.7nm/mm，精确度为  $\pm 0.2\text{nm}$ ，因而可进一步压缩出射光带宽。该单色仪的重复性也非常好，可达到  $\pm 0.05\text{nm}$ 。

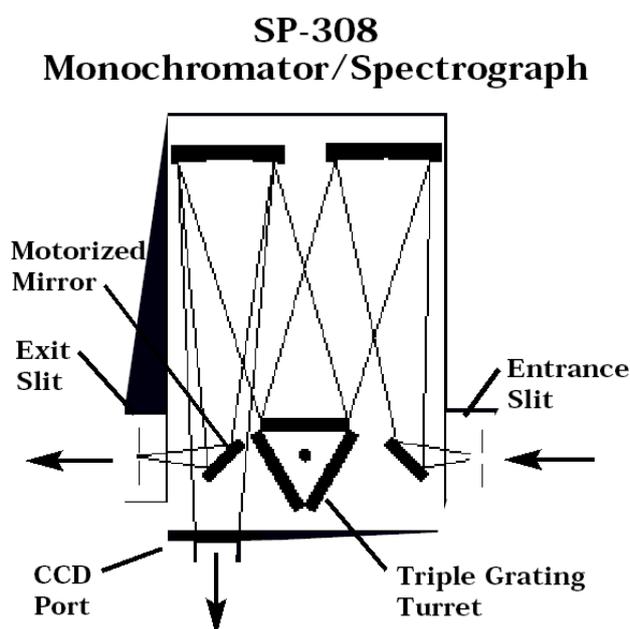


图 4.4 单色仪光路示意图

#### 4.2.2 偏振光学系统

我们将起偏器，检偏器及带动其转动的步进仪都归入偏振光学系统进行讨论。起偏器和检偏器是该光路中唯一采用的偏振元件，我们对偏振片的选择考虑了以下几个方面：

- (1) 在红外光谱有很好的透过率。
- (2) 偏振性能好。

## (3) 通光口径尽可能大

Glan-Thompson 棱镜外形呈张方体，断面垂直于入射光束，如图 5.5 所示。它是由方解石晶体制成的，方解石的透明区从紫外 230nm 到红外 5000nm，可见该棱镜适合红外波段的应用，加上其理论偏振度高达 99.999%，因此成为我们首选的对象。但在实际测试中发现，其对光路的准直性要求非常高，且绝不能将其作为光栏实用，否则会产生很大的测试误差，因此在实验操作中需要采用光栏，令入射到格兰棱镜上的光斑小于棱镜的口径，并且在光路调试中，要注意确保光路的准直性。

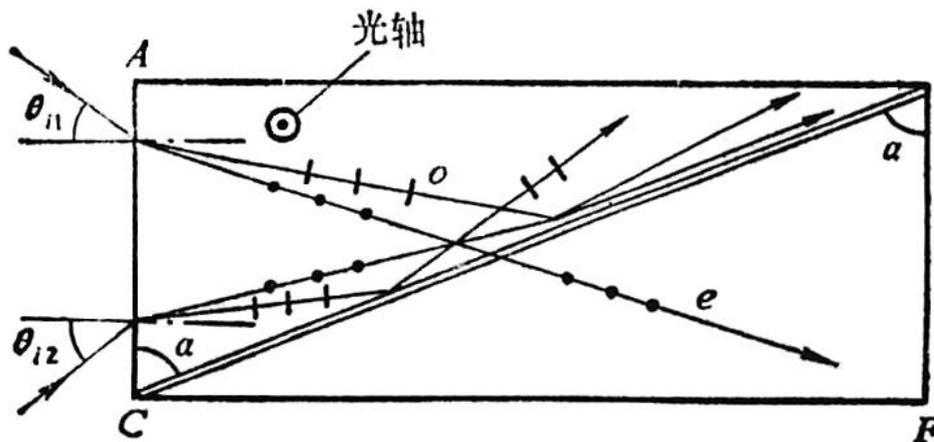


图 4.5 Glan-Thompson 棱镜

为确定 Glan-Thompson 棱镜在红外具有很高的透过率，我们将两块 Glan-Thompson 棱镜顺着光路放到一固定结构件中，令它们的光轴成一很小的角度（当它们的光轴垂直时，透过光强值很小，难以分析其透过率），对该结构件进行了透过率的光谱扫描，如图 4.6 所示，横坐标为扫描波长，纵坐标为光强透过率，纵坐标从 0 到 0.2%。波长在 850nm 左右时，透过率发生突变是由于在可见和红外波段采用了不同的光栅和探测器。从图上可以看出 Glan-Thompson 棱镜在红外波段的透过率与在可见波段的透过率差距不大，因此可在红外进行应用。因此我们在红外波段测试时采用 Glan-Thompson 棱镜作为起偏器和检偏器。

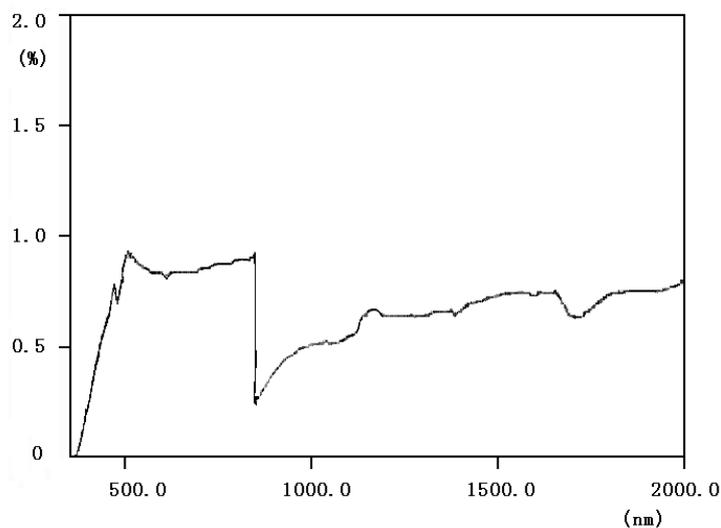


图 4.6 Glan-Thompson 棱镜透过率谱线

### 4.2.3 几何光学系统

几何光学系统由准直系统（含光栏）和会聚透镜组成。

准直系统的作用是将发散的球面光转化为平行光，以便尽可能地减少入射光束视场对测量精度的影响；会聚透镜的作用是将平行光会聚单色仪入射狭缝上。准直系统我们采用的是照相机镜头如图 4.2 所示，后面加光栏，可调整出射光斑的大小。

会聚透镜我们采用的是材料为 K9 玻璃双凸透镜，焦距为 10cm。我们对会聚透镜在红外的透过率做了检测，检测结果如图所示，横坐标为测试波长，纵坐标为光强透过率。图 4.7a 标出了其在 1083nm 处的透过率，为 91.470%；图 4.7b 标出了其在 1564nm 处的透过率，为 91.715%。可见我们所选用的会聚透镜在近红外波段有较高的透过率，符合我们的实验需要。

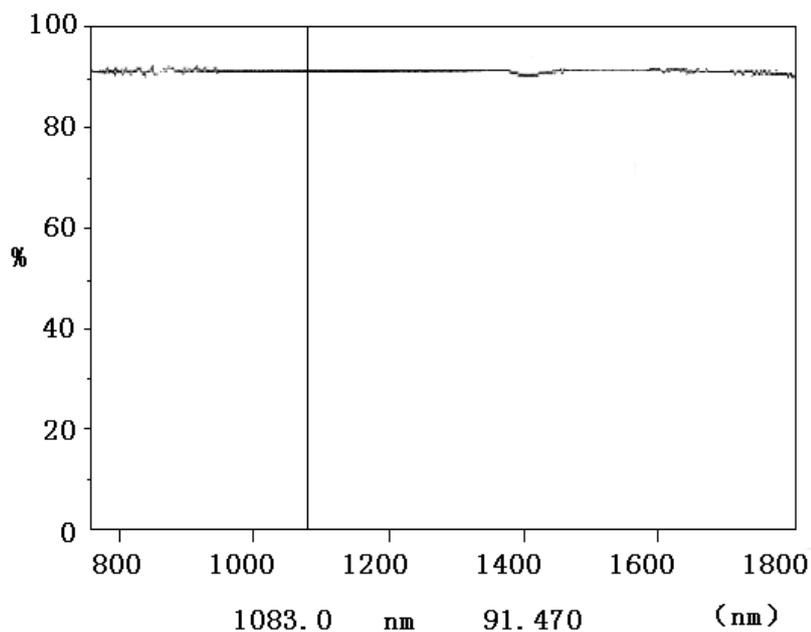


图 4.7a 会聚透镜的红外透过率 (1083nm)

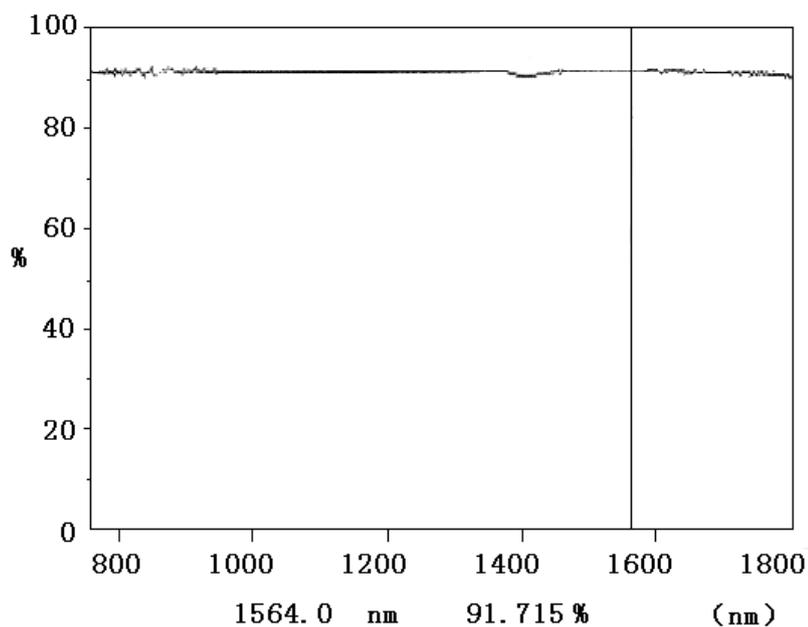


图 4.7b 会聚透镜的红外透过率 (1564nm)

#### 4.2.4 信号接收处理系统

信号接收处理系统由光学斩波器，红外探测器，锁相放大器及数据采

集系统组成，下面分别进行介绍。

### (1) 红外探测器

红外探测器是红外测试系统建立最关键的元件。红外探测器是一种红外辐射能的转换器，它把不可见的红外辐射能转换成另一种便于测量的能量，通常转换为电信号<sup>[15][16]</sup>。红外探测器大体可分为热探测器和光子探测器两种类型。

热探测器的原理是：辐射的热效应使固体晶格加热，从而改变固体的电阻或产生电动势。它的特点是：探测波段宽，能够在通常的环境温度下工作而不需要冷却，但是灵敏度低、响应速度慢。

光子探测器的原理是：当辐射直接作用于固体内的电子热力学体系，会改变电子的能量状态，从而改变固体的电学性质。它的特点是：对辐射波长有选择，但灵敏度要比热敏型高1~2个数量级，响应速度也快。

为保证测试精度和测试速度，我们首选光子探测器。光子探测器有光电发射、光电导、光生伏特、光电磁等探测器，如光电倍增管，硫化铅，碲化铟等。由于量子探测器对波长有选择，因此需要找到适合我们使用的波长的探测器。

具体红外探测器的选择，我们从以下四个方面考虑：

- (1) 在1083nm和1564nm波长处有较高的光谱响应；
- (2) 光敏面尺寸较大，提高光谱接收能量；
- (3) 本体暗流小，降低测试误差；
- (4) 可以在常温下使用。

通过对市面上常用的红外探测器的调研，我们找到两款可以较好符合上述要求的红外探测器：铟镓砷(InGaAs)红外探测器和硫化铅(PbS)红

外探测器，它们都属于光子探测器，响应速度快。

InGaAs 红外探测器的光谱响应范围为：900-1600nm，光敏面直径为 1.5mm，响应度如图 4.8 所示，在 1550nm 附近有较好的光谱响应，但在 800~1000nm 波段响应偏低，而大于 1700nm 就基本截止。如果需要更长波长测试则需要加致冷设备。

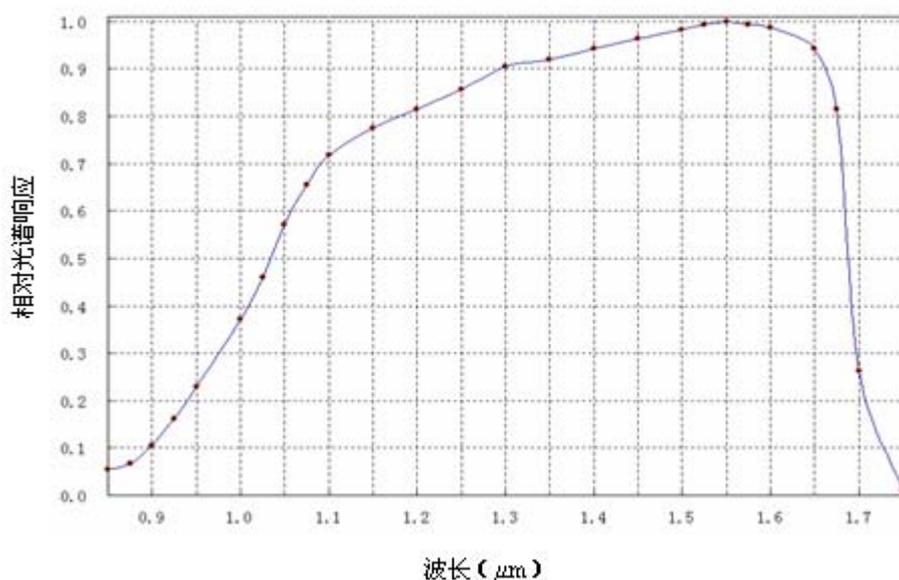


图 4.8 InGaAs/InP 探测器光谱响应曲线 (23°C)

PbS 红外探测器的光谱响范围为 800-2900 nm，有效接收面积为  $4 \times 3\text{mm}^2$ ，响应度如图 4.9 所示。

通过对两种探测器的比较可知：InGaAs 红外探测器在 1083nm 的偏振度仅为 70%，而 PbS 探测器在 1083nm 和 1564nm 处都有较高的响应度；PbS 探测器响应范围广从 800nm 到 2900nm，InGaAs 探测器只达到 1700nm；PbS 探测器有效接收面积为  $4 \times 3\text{mm}^2$ ，InGaAs 探测器光敏面直径为 1.5mm，的；另外，通过对比图 4.10 和 4.11 可以看出，PbS 探测器内带前置放大器，分为三档：1 倍，10 倍和 100 倍放大，更方便我们使用。

因此，我们采用了硫化铅红外探测器，它的时间常数为  $200\mu\text{s}$ ，探测器

与前置放大器整合后的输入端漂移为 $\pm 1\mu\text{V}$ ，响应峰值频率为 300-400Hz。因此该探测器只对交流光信号有响应，因此需配置光学斩波器。

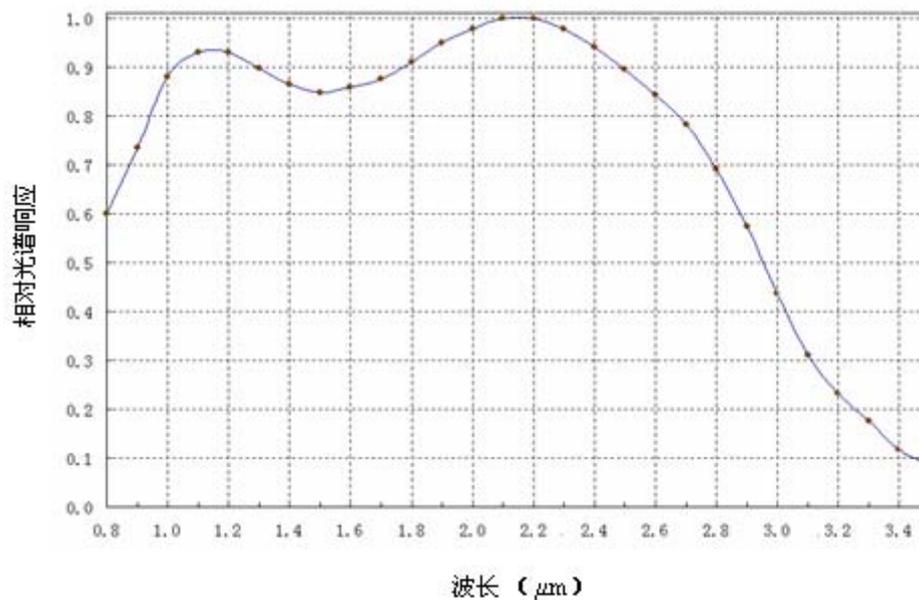


图 4.9 PbS 探测器光谱响应曲线



图 4.10 InGaAs/InP 探测器



图 4.11 PbS 探测器

## (2) 光学斩波器

光学斩波器是一种进行调制的光学机械调制器件，通常呈圆盘型或长条形，盘表面覆有透明和不透明的交替图案，当它与光轴有相对运动时，将经过的直流光信号，调制成具有固定频率的交变光信号，同时输出与调制频率同步的参考电压方波，作为锁定放大器的参考信号，滤除背景的干扰信号，对被测光进行调制，从而避免检测信号时间长而漂移。

由于我们的测试中，存在对偏振暗视场的测量，探测器的直流输出信号很小，并且该探测器只对交流信号有响应，因此我们需要选用斩波器，将其变换为交变光信号，然后再通过锁定放大器，将该交变信号放大解调出来。我们采用了英国 Scitec Instruments 公司的 300CD 型光学斩波器，如图 4.12 所示，为斩波器头与其控制器。



图4.12 光学斩波器

斩波器的标准频率范围为 0.015Hz-40KHz，包含了探测器的响应频率 300-400Hz。调制盘直径为 102mm 适合我们的光路使用。它的控制器的稳定性为  $\pm 0.01\%/^{\circ}\text{C}$ ，频率由 5 位 LED 数码管显示，频率稳定性长期为最大频率的频率  $\pm 0.1\%$ 。从以上参数来看，这款斩波器复合我们的要求。

## (3) 锁相放大器

锁相放大器的作用是检测强噪声环境下的微弱交流信号的强度（振幅）和相位，从锁相放大器输出的信号是一个去除了噪声的直流电压信号，该信号在振幅上与输入信号成正比。从面板上的模拟显示装置中可以直接读取输出电压。



图 4.13 锁相放大器

我们采用了英国 Scitec Instruments 公司的 420 型锁相放大器如图 4.13 所示，其增益设置范围为  $3\ \mu\text{V}$ -1V，频率响应范围为 10Hz-100kHz，增益准确度为 1%，增益稳定性为 200ppm/ $^{\circ}\text{C}$ ，输出积分时间范围为 100  $\mu\text{s}$ -30s。可与光学斩波器和硫化铅探测器配合适用，其输入端与探测器的输出信号连接，其参考信号端与斩波器的输出信号连接，其输出可直接在其面板表上读数。但是，我们为了提高读数精度及测试效率，采用了数据采集系统，可以从电脑中直接读取数据，这样也利于对数据的后期处理。

#### （4）数据采集系统

该数据采集系统是用来检测波片透过率等指标的一套光学测试系统。系统工作的基本流程是通过步进电机驱动波片及转台转动，同时高精度电压表、电流表记录对应测试点的电压、电流信息，最后根据位置、电压、电流绘制相关曲线分析波片指标。

该系统以 PCI-1753 为核心构成了一套复杂的数据采集系统，具体操作

界面如图 4.14 所示。1) 控制三台步进电机按照需要的速度驱动转台，2) 通过光栅数显表监控三个对应转台的位置信息；3) 发送固定频率的脉冲序列，控制电压表的采集、记录速率，4) 监控并记录电流表采集的电流信号。

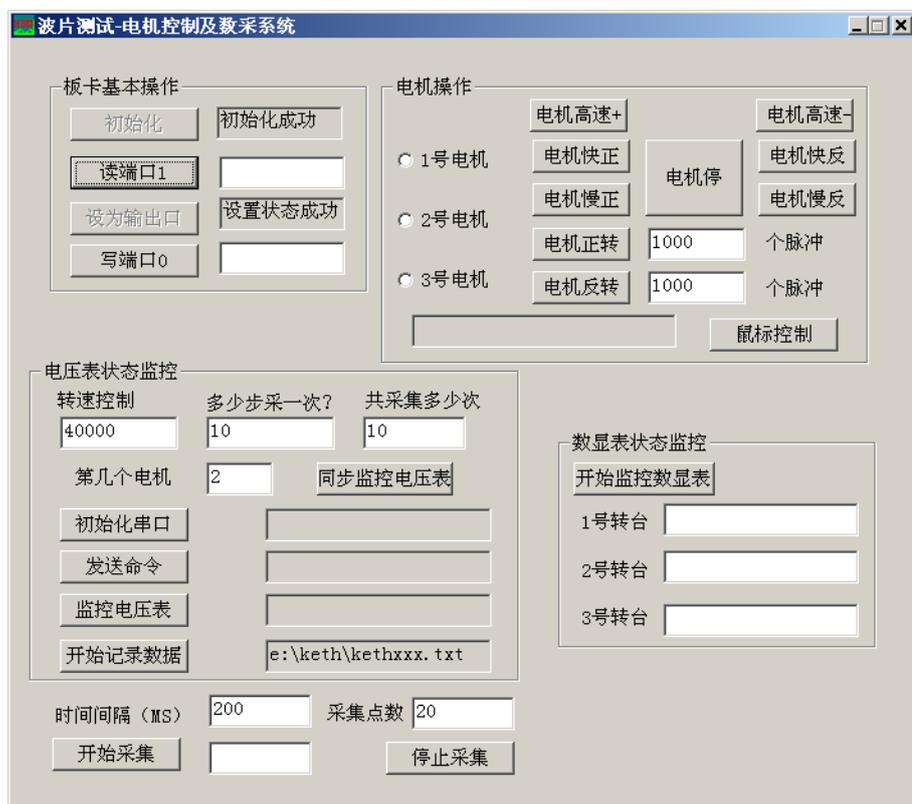


图 4.14 数据采集系统操作界面（胡柯良、林佳本编程）

#### 4.2.5 索列尔补偿器

为实现索列尔补偿器法我们需要选择一台可在近红外波段使用的索列尔补偿器。近红外波段的索列尔补偿器与可见光波段的结构与原理均相同，只是由于红外波长较长，对应一个周期长斜劈的行程也要相应加长。但行程长度必然会受其使用，加工及外形的限制，为避免行程过长，只能增大斜劈的倾角。这样，在机械精度不变的情况下，就损失了一部分补偿器的精度。因此，索列尔补偿器的适用波长范围和测试精度是互相制约的。

我们选用了 NovaPhase 公司的高精度索列尔补偿器，应用波长范围

1000~2000nm, 孔径为 10mm。配备精密数显千分尺, 分辨率可达 0.001mm, 最大累积误差小于 1.8%<sup>[36]</sup>, 适合我们的使用。

### 4.3 系统调试

根据测试原理搭建的检测系统如图 4.15 所示, 将配有高精度稳压电源的溴钨灯作为系统入射光源, 配以单色仪和硫化铅红外探测器, 构成红外单色光源与红外接收系统。为提高接收系统灵敏度, 在光路中加入斩波器, 使光强成为交变信号, 再利用锁相放大器读取光强值。为减少系统噪声, 光源和接收系统的电子设备接在 UPS 电源上。



图 4.15 测试系统图

在仪器设备建立的基础上, 我们对整个系统进行调试。首先, 调整光路, 令光源出射的发散光变为准直光, 垂直入射到各偏振元件上, 从偏振元件出射的平行光最后汇聚到单色仪的狭缝上, 由于探测器直接安装到单色仪的出射狭缝上, 因此不需调试入射到单色仪的光, 即可直接打到探测

器的感光面上；其次，用标准汞灯为单色仪定标，确定谱线位置准确；最后，对斩波器频率，探测器和锁相放大器的档位变化产生的影响进行测试，为测试中获得准确、实时的输出数据建立依据，以实现红外偏振元件的高精度检测。下面分别介绍具体调整过程。

#### 4.3.1 光路调整

如图 4.15 所示，将准直镜，成像镜，起偏器，检偏器，待测波片和单色仪放置在光学导轨上，然后利用激光器对光路中的元件做自准直检测调试。将激光器放在光源所在的位置，令其出射光垂直入射到准直镜上，调整准直镜位置，使激光打到其入射面中心，并且从其出射的光斑也在出射面中心位置，同时激光的反射光斑也在激光出射靶面上，然后用同样的方法依次调整其它光学元件的位置。其中需调整聚光镜的前后位置，使其出射光汇聚到单色仪的狭缝上。最后再将激光器取出放到聚光镜的后面，逆光路方向照射。此时，以激光为基准调整光源的位置，并且令光源的像呈现在准直镜的焦面上，最后放上斩波器。接下来我们用马吕斯定律对光路的准直性进行检测，同时可验证转台精度。

#### 4.3.2 光路检测

对本套测试系统光路的主要要求是入射到偏振元件的光束为准直光。我们利用两偏振器相互旋转满足马吕斯 Malus 定律的原理，检验光路的准直性，同时根据测试曲线，得到 Glan-Thompson 棱镜的偏振度。

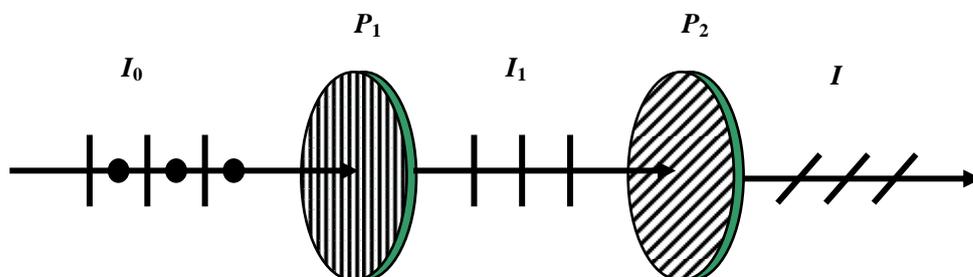


图 4.16 Malus 定律光路图

**Malus 定律：**当一平行自然光垂直入射到两偏振器表面，两偏振器的光轴夹角为 $\theta$ ，入射光强为 $I_0$ ，则出射光强为： $I = I_0 \cos^2 \theta$ 。

调整好各元件中心位置后，将待测波片移出光路，前后移动准直镜，当准直镜在不同位置时，旋转一个偏振器，读取出射光强值，此时出射光强曲线如图 4.17 所示；横坐标为两偏振片光轴夹角，纵坐标为出射光强。当准直镜位置移到正确位置时，得到的出射光强曲线如图 4.18 所示。

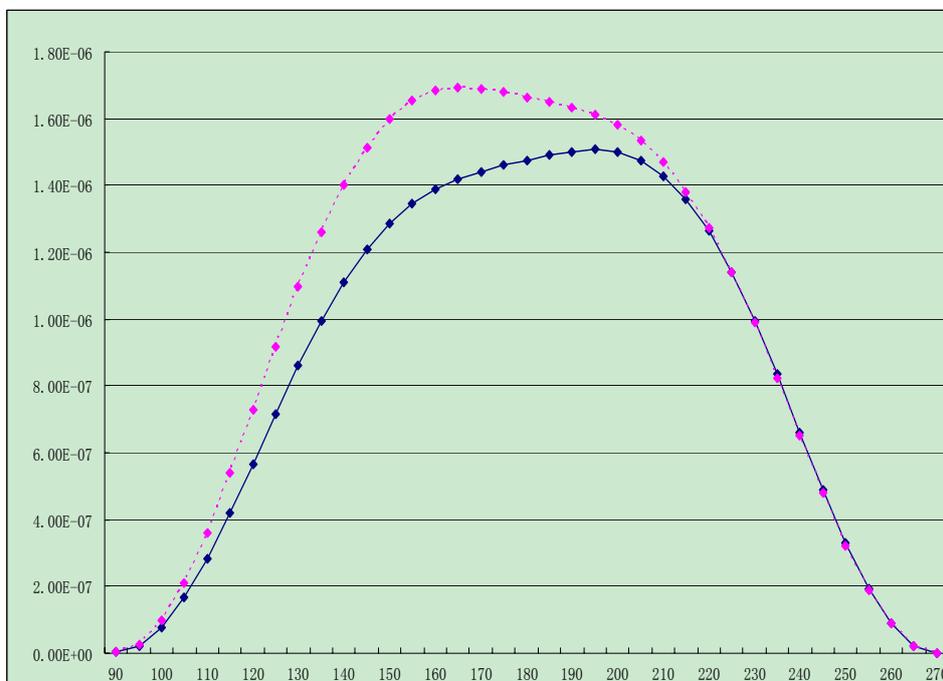


图 4.17 入射光不准直时，透过光强变化曲线

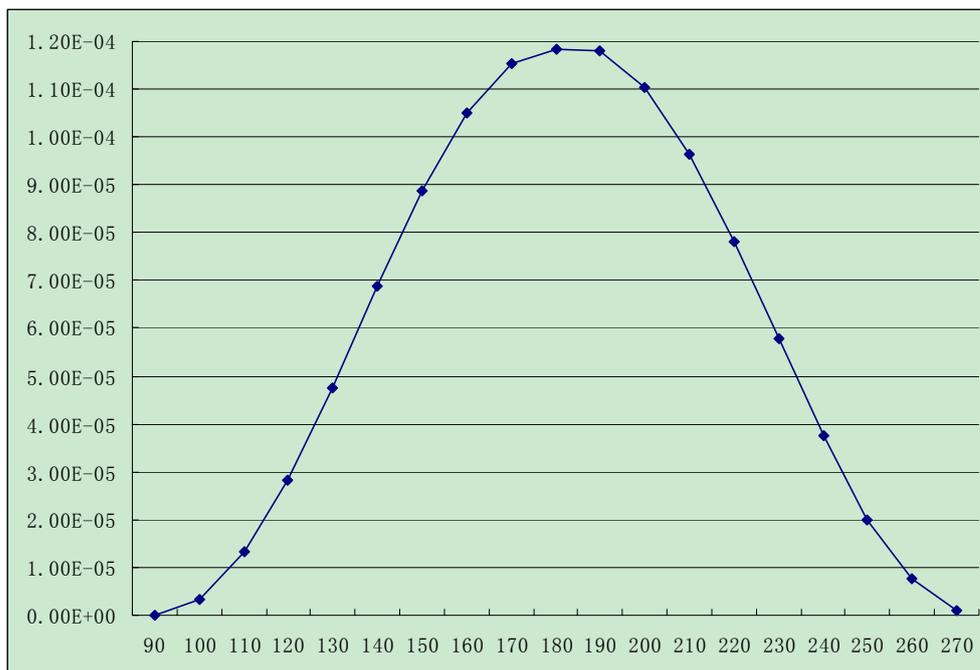


图 4.18 入射光准直时，透过光强变化曲线

通过对图 4.17 和 4.18 的比较可知，如果光路没有调整好，入射到偏振元件上的光不是平行光，则通过两格兰棱镜的光强变化曲线不满足 Malus 定律，只有光强曲线遵循 Malus 定律的变化趋势，才能证明入射光束为准直光。入射光束不准直，将会给对偏振测试带来影响，具体产生的测试误差将在后面的精度分析中给出。

根据上面测试结果，可得到出射的最大光强值和最小光强值分别为：

$$I_{\max} = 1.18 \times 10^{-4}; I_{\min} = 4.9 \times 10^{-9} \quad (4.1)$$

将该结果代入偏振度公式（3.74）中，可得到我们所采用的 Glan-Thompson 棱镜的偏振度为 99.999%。

### 4.3.3 单色仪的定标

Zolix 公司生产的 LHM254 型标准汞灯是冷阴极低压水银放电灯，如图 4.19 所示，它能提供 4046.6 Å、4358.4 Å、5460.7 Å 等多条汞的特征谱线与

单色仪连接使用可对其进行定标。



图 4.19 LHM254 型标准汞灯

单色仪的扫描结果如图 4.20 和 4.21 所示。最后我们选用波长为 5460.7 Å 的谱线标定该单色仪。

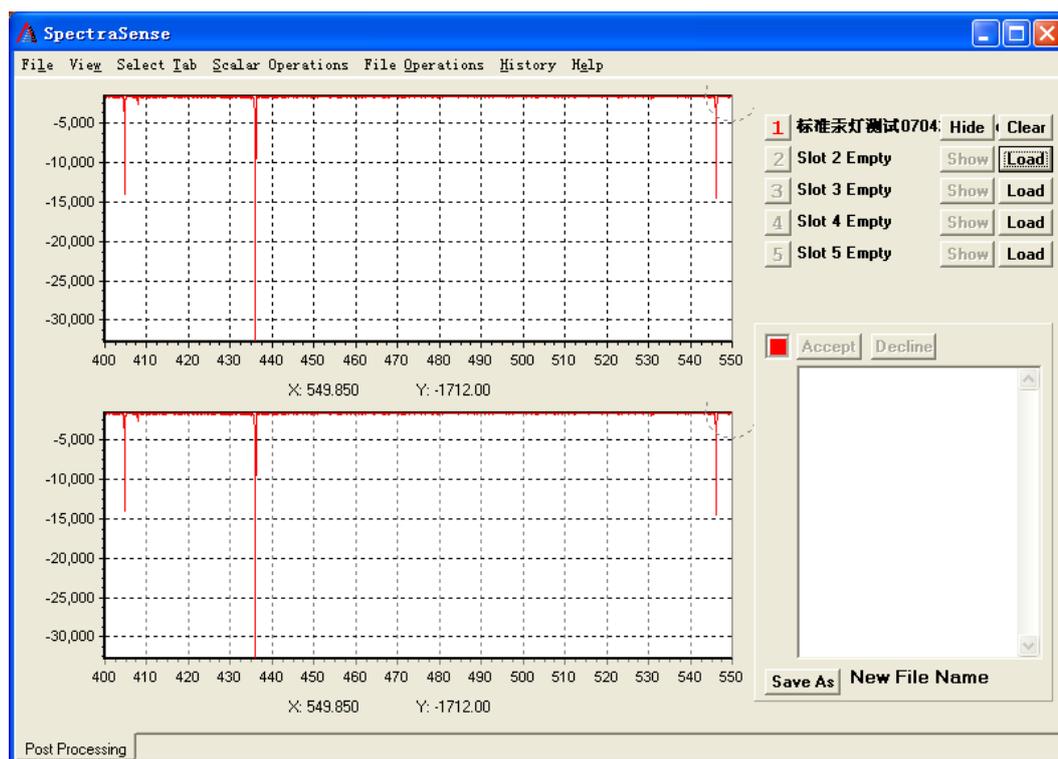


图 4.20 光谱仪扫描汞灯谱线（4046.6 Å、4358.4 Å、5460.7 Å）

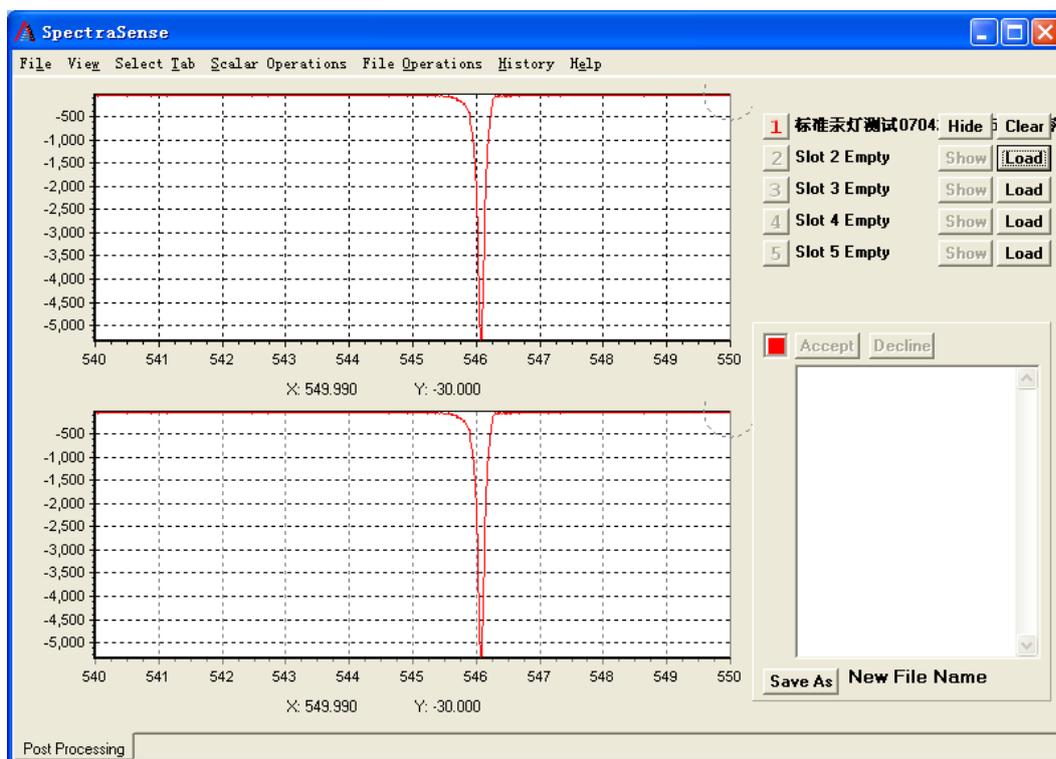


图 4.21 光谱仪扫描汞灯谱线 (546.7Å)

#### 4.3.4 信号接收处理系统的分析与测试

为了更好的发挥信号接受处理系统的作用，得到高精度，高灵敏度的输出数据，我们对暗流光强随锁相放大器和探测器档位的变化进行了测试。

我们在探测器没有输入光的情况下变换探测器和锁相放大器的档位，得到如下结论：

- [1] 暗流光强大小随探测器档位变换产生非线性变化，档位高，光强弱；
- [2] 暗流光强大小随锁相放大器灵敏度档位变换产生非线性变化，在时间常数不变的情况下，灵敏度高，光强值大；
- [3] 暗流光强大小随锁相放大器时间常数档位变换产生非线性变化，时间常数高，光强显示值大，但当时间常数在 30ms~10s 之间变换时，光强变化不明显。

我们采用入射波长为 1083nm，测试当探测器和锁相放大器的档位变换时，显示光强的变化规律。表 4.1，表 4.2，表 4.3 所示分别为当探测器前置放大倍数为 1 倍，10 倍和 100 倍时，锁相放大器的时间常数和灵敏度变化时，显示的光强值。

表 4.1. 探测器档位  $\times 1$ 

时间常数 $\tau=300\mu\text{s}$	灵敏度	$3\mu\text{v}$	$10\mu\text{v}$	$30\mu\text{v}$	$100\mu\text{v}$	$300\mu\text{v}$	1mv	3mv	10mv	30mv	100mv	300mv	1v
	光强	13.9	12.5	9	4.1	1.3	0.4	0.4	0.12	0.018	0.014	0.014	0.014
灵敏度 $s=10\text{mv}$	时间常数	$100\mu\text{s}$	$300\mu\text{s}$	1ms	3ms	10ms	30ms	100ms	300ms	1s	3s	10s	30s
	光强	0.13	0.12	0.095	0.065	0.035	0.014	0.012	0.013	0.013	0.013	0.013	0.005

表 4.2. 探测器档位  $\times 10$ 

时间常数 $\tau=300\mu\text{s}$	灵敏度	$3\mu\text{v}$	$10\mu\text{v}$	$30\mu\text{v}$	$100\mu\text{v}$	$300\mu\text{v}$	1mv	3mv	10mv	30mv	100mv	300mv	1v
	光强	13.9	12.5	9.8	4.2	1.3	0.42	0.33	0.10	0.019	0.0135	0.013	0.013
灵敏度 $s=10\text{mv}$	时间常数	$100\mu\text{s}$	$300\mu\text{s}$	1ms	3ms	10ms	30ms	100ms	300ms	1s	3s	10s	30s
	光强	0.10	0.095	0.07	0.045	0.025	0.014	0.013	0.013	0.013	0.013	0.013	0.005

表 4.3. 探测器档位  $\times 100$ 

时间常数 $\tau=300\mu\text{s}$	灵敏度	$3\mu\text{v}$	$10\mu\text{v}$	$30\mu\text{v}$	$100\mu\text{v}$	$300\mu\text{v}$	1mv	3mv	10mv	30mv	100mv	300mv	1v
	光强	14	13.95	13.5	11.5	6.8	2.2	0.77	0.23	0.07	0.025	0.0145	0.013
灵敏度 $s=10\text{mv}$	时间常数	$100\mu\text{s}$	$300\mu\text{s}$	1ms	3ms	10ms	30ms	100ms	300ms	1s	3s	10s	30s
	光强	0.26	0.24	0.17	0.10	0.05	0.03	0.022	0.015	0.008	0.014	0.014	0.014

可见探测器的档位变化对光强影响不大。显示光强随时间常数和灵敏度档位变化明显。对于时间常数大于 1s 的档位，我们基本不采用。常用的时间常数的档位有： $300\mu\text{s}$ ，1ms，3ms。另外，从上面表中可以看出，30 ms，100 ms 和 300 ms 这三个档位光强变化不大，因而我们一般时间常数最大就取到 30 ms。灵敏度档位的选取是根据光强大小变化的，对于我们采用的这

套测试系统,基本上从 1v 档到 3mv 档这之间的六个档位即可满足我们的测试,最常使用的灵敏度档位为 10mv 档和 30mv 档。

#### 4.4 小结

本章详细介绍了我们建立的测试系统的仪器组成,及其具体参数。并对该系统进行了调试,验证了该系统的准直性和单色性。得出结论,该系统的测试波长范围为 800nm~2000nm,光波波动小于 0.2%,可采用光强测量法中的直接利用光强极值求解波片延迟的方法,光强测量法中的当方位角具有特殊值时由出射光强得到波片延迟的方法,光谱扫描法和索列尔补偿器法对任意相位延迟器进行近红外波段的相位延迟和方位角的高精度检测,也可对近红外的偏振元件的偏振度进行高精度检测。由于数据采集系统的功能还不完善,光强测量法中的曲线拟合法不能使用。

## 第五章 偏振元件检测结果及最终误差分析

我们对波片相位延迟的红外检测是随着仪器设备的完善逐步进行的，至今为止我们采用过的测试方法有：光强测量法中的直接利用光强极值求解波片延迟的方法，光强测量法中的当方位角具有特殊值时由出射光强得到波片延迟的方法，索列尔补偿器法以及光谱扫描法。下面分别给出这几种方法的测试结果，以及基于该结果的不同方法的最终测量误差。对于红外偏振元件偏振度的检测，在前面已经介绍过了，并给出了格兰棱镜的偏振度测试结果，本章只给出该系统对于偏振度测试的误差。

### 5.1 测试系统的固有误差分析

我们采用的这些测试方法的误差基本由下面几个因素造成的：光轴方位角不准确，入射光波长漂移，带宽影响，系统的准直性，待测波片不完全垂直光路，光源波动，偏振元件各自的光学缺陷，光学元件透过率，信号接收处理系统的接收转换效率及输出信号漂移等。

其中光轴方位角不准确引起的测量误差我们在前面已经分析过了；入射光波长漂移，带宽影响，系统的准直性以及待测波片不完全垂直光路这四方面产生的测试误差是伴随系统的建立就存在的，它们造成的测试误差的大小对不同测试方法的影响相同，因此，在本章中我们首先对这些误差项进行分析；光源波动，偏振元件各自的光学缺陷，光学元件透过率，信号接收处理系统的接收转换效率及输出信号漂移这些误差项是随着测试方法和测试结果的不同产生不同的影响，因此，对这些误差的分析将放在测试结果之后。

下面首先对系统固有误差进行分析：

### 5.1.1 待测波片表面不完全垂直入射光路产生的误差 ( $\Delta \delta_1$ )

当光线入射到波片上的入射角很小, 即小于  $5^\circ$  时, 波片延迟近似可得

$$\delta_1 = \delta_0 \left\{ 1 + \left( \theta^2 / 2n_e n_o^2 \right) \left[ n_o - 3(n_o + n_e) \cos^2 \phi \right] \right\} \quad (5.1)$$

其中  $\theta$  为入射面与法面夹角,  $\Phi$  为入射面和主截面的夹角,  $\delta_0$  为正向入射时的位相延迟:

$$\delta_0 = (2\pi / \lambda) d (n_e - n_o) \quad (5.2)$$

则该项相对测试误差为:

$$\frac{\Delta \delta_1}{\delta} = \frac{\theta^2}{2n_e n_o^2} \left[ n_o - 3(n_o + n_e) \cos^2 \phi \right] \quad (5.3)$$

由此可见这项误差是随  $\Phi$  变化而变化, 难以逐一计算。取其值为影响最大点, 令  $\theta = 1^\circ$ , 以石英为例, 其最大误差为

$$\frac{\Delta \delta_1}{\delta} = 0.006\% \quad (5.4)$$

### 5.1.2 准直系统造成的光束偏离带来的误差 ( $\Delta \delta_2$ )

准直系统造成的光束偏离误差类似于上面待测波片不完全垂直光路产生的误差, 这里不再讨论, 取其相同值,

$$\frac{\Delta \delta_2}{\delta} = 0.006\% \quad (5.5)$$

### 5.1.3 入射光中心波长定位不准确引起的误差 ( $\Delta \delta_3$ )

已知波片的位相延迟公式为:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n \cdot d \quad (5.6)$$

当中心波长偏离  $\Delta \lambda_1$  时, 波片的位相延迟量随之变化

$$\Delta\delta_3 = -\frac{2\pi}{\lambda^2} \Delta\lambda_1 \cdot \Delta n \cdot d = -\delta \frac{\Delta\lambda_1}{\lambda} \quad (5.7)$$

则该项相对测试误差为：

$$\frac{\Delta\delta_3}{\delta} = -\frac{\Delta\lambda_1}{\lambda} \quad (5.8)$$

由前面介绍可知，单色仪的精确度为  $\pm 0.2\text{nm}$ ，因此我们取  $\Delta\lambda_1 = \pm 0.2\text{nm}$ ， $\lambda = 1083\text{nm}$ ，代入 (5.3) 式，可得

$$\frac{\Delta\delta_3}{\delta} = 0.018\% \quad (5.9)$$

#### 5.1.4 光源单色性即单色仪带宽引起的误差 ( $\Delta\delta_4$ )

当入射光存在一定带宽  $\Delta\lambda_2$  时，实际测量得到的波片的位相延迟为，式(5.6)中  $\delta$  对  $\lambda$  积分的平均值，为：

$$\delta_4 = \frac{\int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda_2}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda_2}{2}} \frac{2\pi\Delta n \cdot d}{\lambda} d\lambda}{\Delta\lambda_2} \quad (5.10)$$

则该项的相对测试误差为：

$$\frac{\Delta\delta_4}{\delta} = \frac{\lambda}{\Delta\lambda_2} \ln \frac{\lambda + \frac{\Delta\lambda_2}{2}}{\lambda - \frac{\Delta\lambda_2}{2}} - 1 \quad (5.11)$$

已知，单色仪的带宽是进一步被出射狭缝压缩的，出射狭缝的色散角为  $2.7\text{nm/mm}$ ，狭缝微调机构的分辨率为  $0.1\text{mm}$ ，但是测试中会根据所需出射光能量的不同，选择不同的狭缝宽度，因此我们按最大带宽代入，取  $\Delta\lambda_2 = 5.4\text{nm}$ ， $\lambda = 1083\text{nm}$  代入 (5.11) 式，得

$$\frac{\Delta\delta_4}{\delta} = 2.1 \times 10^{-4}\% \quad (5.12)$$

以均方差作为衡量总测试精度的标准，综合上述四项误差因素，得到该测试系统仪器造成的固有测试误差为 0.020%，可见，该系统适合对波片等偏振元件进行高精度的检测。

### 5.1.5 测量误差随波长的变化

通过以上分析，可见与波长有关的误差项有光源中心波长定位不准确引起的误差和光源单色性引起的误差。因此，我们对这两项误差进行均方差，可得到和波长有关的误差项的误差百分比为：

$$\frac{\Delta \delta_{\lambda}}{\delta} = \frac{1}{\delta} \sqrt{\Delta \delta_3^2 + \Delta \delta_4^2} \quad (5.13)$$

将式 (5.8) 和式 (5.11) 代入式 (5.13)，令  $\Delta \lambda_1=0.2\text{nm}$ ， $\Delta \lambda_2=5.4\text{nm}$ ，可得到波长与该项相对误差的关系。以  $\lambda$  为变量，可得到与该项相对测量误差与波长的关系，如图 5.1 所示，横坐标为波长，纵坐标为与波长有关的

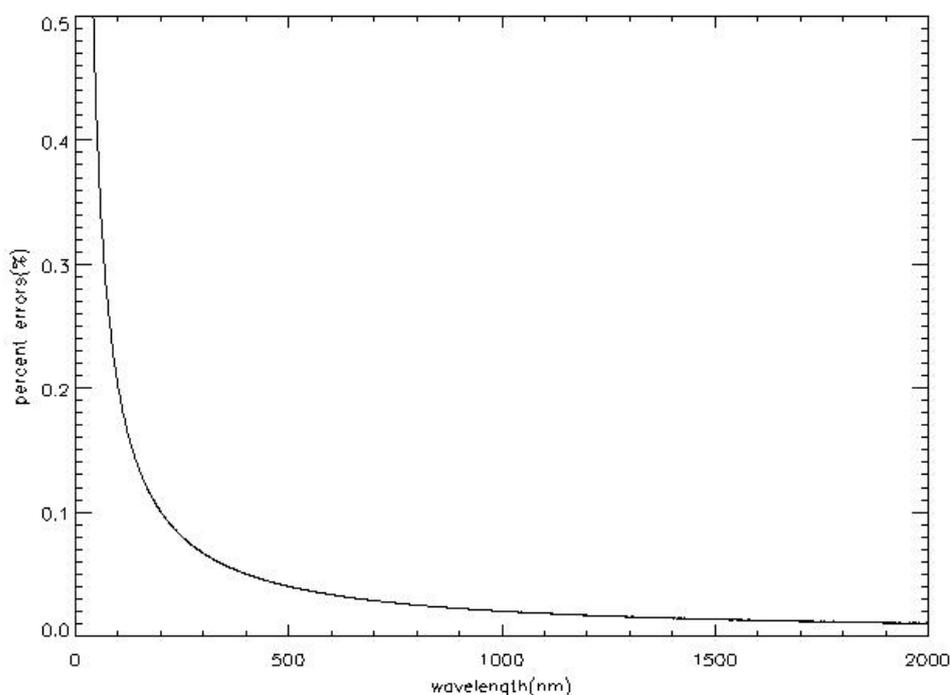


图 5.1 与波长有关的测量误差项与波长的关系

测量误差百分比。从图上可以看出，当波长大于 200nm 时，误差值均在 1% 以内，波长越大，误差越小，但变化幅度很小，因此波长取值对最终误差不会造成较大影响。

### 5.1.6 测量误差随带宽的变化

带宽对测量误差的影响，即单色仪出射狭缝对测量精度的影响。

图 5.2 为当波长为 1083nm 时，单色仪狭缝大小与误差的关系，横坐标为狭缝宽度，纵坐标为与波长有关的两项的误差百分比，可见当狭缝宽度大于 0.6mm，即带宽大于 1.62nm 时，该项误差基本保持不变，且为最小值 0.02%。因此在测试中，我们一般取狭缝宽度为 1mm 左右。

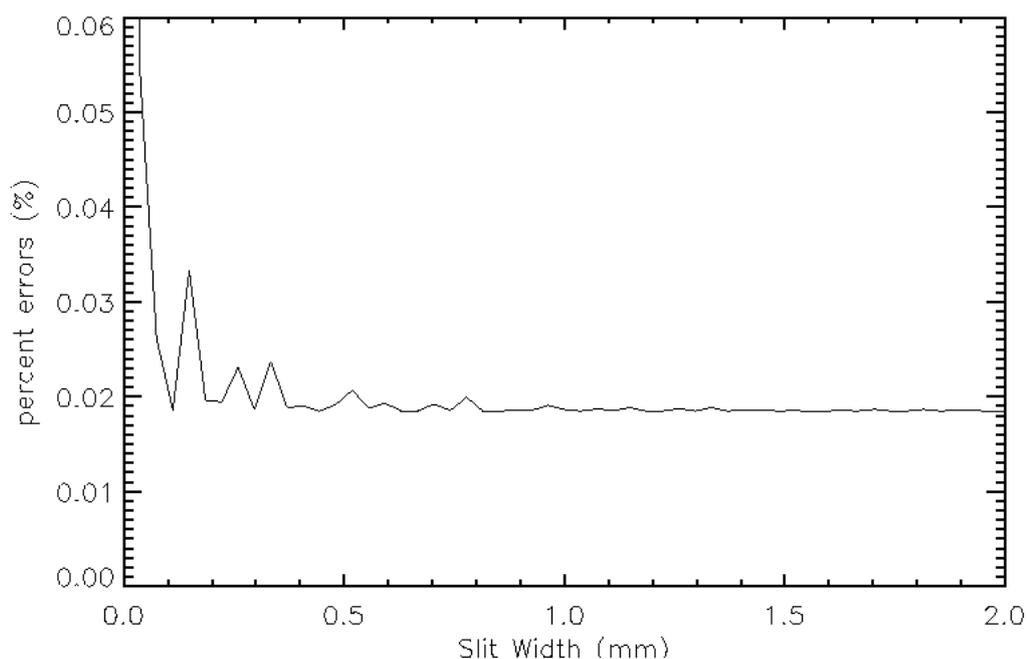


图 5.2 与波长有关的测量误差项与单色仪狭缝大小的关系

## 5.2 波片相位延迟及光轴方位角的检测

### 5.2.1 测试一

#### A. 测试方法与结果

我们最早采用的测试方法是光强测量法中的待测波片旋转，由出射光强的极值求出波片相位延迟的方法。

该方法操作简单，重复性好，易于得到较高的测试精度。令两格兰棱镜的光轴成  $45^\circ$ ，由电脑控制步进电机令待测波片匀速转动，读取射出光强的最大最小值，代入下面式中，即可得到波片的相位延迟。当出射光强为最大值时，待测波片的光轴与两偏振元件的光轴均成  $22.5^\circ$ 。

$$\delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}} \quad (5.14)$$

下面给出当波长为  $1083\text{nm}$  时，得到的一组相位延迟测量结果。

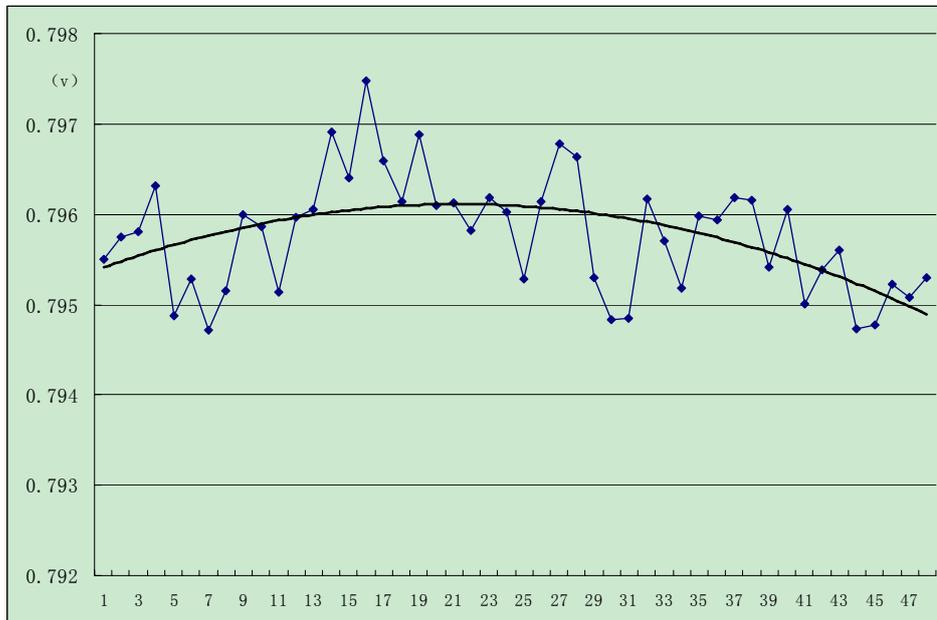


图 5.3 拟合出射光强最大值 ( $1083\text{nm}$ )

图 5.3 为当待测波片旋转时，出射光强在最大值附近的点。每 0.2 秒读取一个光强值，横坐标对应每次读数点，纵坐标为出射光强值。我们对这些点进行曲线拟合，得到拟合的最大值为 0.7961v，此时的光源抖动产生的相对误差约为 0.12%。

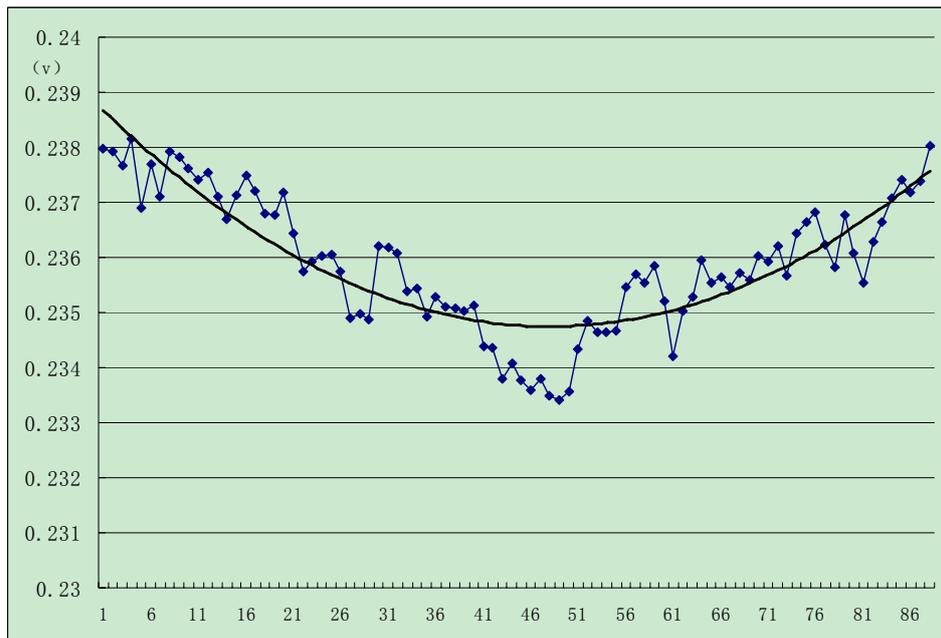


图 5.4 拟合出射光强最小值（1083nm）

图 5.4 为当待测波片旋转时，出射光强在最小值附近的点，拟合得到的最小值为 0.2347v，此时的光源抖动产生的相对误差约为 0.4%。

将两光强值代入式 (5.14)，得到该波片的相位延迟为  $95.12^\circ$ 。

我们对另一红外 PVA 波片相位延迟的测试结果如图 5.5 所示，横坐标为波长，纵坐标为相位延迟，实线为实际测量得到的对应各波长的相位延迟，虚线表示利用公式  $\delta = \frac{2\pi\Delta nd}{\lambda}$ ，从一个波长得到的实测值外推得到的其它波长的相位延迟值。对比两条曲线可以看出该测试方法的测试结果比较稳定。

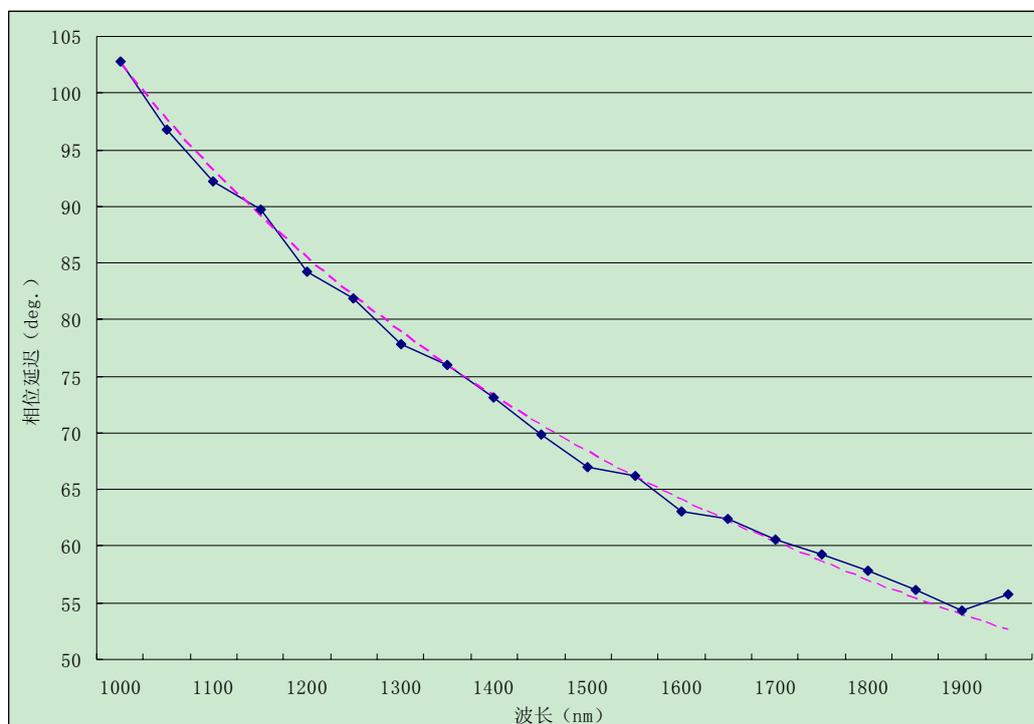


图 5.5 待测波片相位延迟随波长分布

实线表示实际测试结果；

虚线表示以一个结果为基础，推导出的其它波长的相位延迟。

### B. 基于测试方法一的误差分析

方位角误差与系统的固有误差在前面已经分析过了，这里不再重复讨论。其余的可造成测试误差的因素有：

- [1] 光源波动
- [2] 偏振元件各自的光学缺陷
- [3] 光学元件透过率
- [4] 信号接收处理系统的接收转换效率及输出信号漂移

对于第四项中的接收转换效率与光学元件的透过率产生的效果是相同的，可以放在一起考虑，而输出信号漂移与光源波动可以放在一起考虑。因此，我们只分析前三项误差因素。我们以第一组测试数据为基础，分析其最终测量误差。

(1) 光源波动带来的测量误差 ( $\Delta \delta_1$ )

已知该方法以起偏器的光轴方向为  $x$  轴，检偏器与起偏器的光轴成 45 度角，则系统输出光强为：

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\theta_3) \quad (5.15)$$

$I_0$  为系统的入射光强， $\delta$  为待测波片相位延迟， $\theta_3$  为待测波片的光轴方位角。

由于光源的波动导致输出光强的波动，光学系统输出为

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 \pm \Delta I) (1 + \sin^2 \frac{\delta}{2} \sin 4\theta_3) \quad (5.16)$$

其中， $\Delta I$  为光源波动值。

已知实际测量中的  $\delta$  由下式得到

$$\delta = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}} \quad (5.17)$$

其中理论的最大最小值应该为：

$$I_{\max} = \frac{1}{4} I_0 (1 + \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.18)$$

$$I_{\min} = \frac{1}{4} I_0 (1 - \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.19)$$

而由于光源波动，实际的最大最小值应该为：

$$I_{\max} = \frac{1}{4} I_0 (1 + \Delta I_{\max}) (1 + \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.20)$$

$$I_{\min} = \frac{1}{4} I_0 (1 - \Delta I_{\min}) (1 - \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.21)$$

即， $\delta$  的真实值用  $\delta_1$  表示为：

$$\delta_1 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{\frac{I_{\max}}{1 + \Delta I_{\max}} - \frac{I_{\min}}{1 - \Delta I_{\min}}}{\frac{I_{\max}}{1 + \Delta I_{\max}} + \frac{I_{\min}}{1 - \Delta I_{\min}}}} \quad (5.22)$$

已知溴钨灯的光通波动为 0.12%~0.14%，而信号接收处理系统的输出漂移也同样会造成出射光强的波动。我们通过实际观测，输出光强的读数波动约为 0.001v，对于不同光强值，相对波动不同，因此我们取  $\Delta I_{\max}=0.12\%$ ， $\Delta I_{\min}=0.4\%$  代入式(5.22)，可得

$$\delta_1=94.909^\circ \quad (5.23)$$

则光源波动产生的相对测试误差为：

$$\frac{\Delta \delta_1}{\delta_1} = 0.22\% \quad (5.24)$$

## (2) 偏振元件各自的光学缺陷

a. 起偏器  $P_1$  的消光比不够理想时带来的误差 ( $\Delta \delta_2$ )

经过起偏器的偏振光的琼斯矩阵为

$$J_{P_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + a_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.25)$$

其中  $a_p$  为垂直于透光轴方向上的光透过率系数

令最终出射光矢量表示为

$$E = E_0 + \Delta E \quad (5.26)$$

$E_0$  为理想值, 误差项  $\Delta E$  表示为:

$$\begin{aligned} \Delta E &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} + j \sin \frac{\delta}{2} \cos 2\theta_3 & j \sin \frac{\delta}{2} \sin 2\theta_3 \\ j \sin \frac{\delta}{2} \sin 2\theta_3 & \cos \frac{\delta}{2} - j \sin \frac{\delta}{2} \cos 2\theta_3 \end{pmatrix} a_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} \\ &= \frac{a_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (5.27)$$

已知

$$I = (E_0 + \Delta E)^+ (E_0 + \Delta E) \quad (5.28)$$

将(5.27)式代入(5.28)式, 可得

$$\delta_2 = 2 \arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min} - 2I_0 a_p^2 \sin^2 \frac{\delta}{2}}{I_{\max} + I_{\min} + 2I_0 a_p^2 + 4I_0 a_p \cos^2 \frac{\delta}{2}}} \quad (5.29)$$

已知我们所采用的格兰棱镜的偏振度为  $\nu = 99.999\%$ , 近似取  $\alpha_p \approx 0.003$ , 代入(5.29)式, 可得到该项的相对测试误差为

$$\frac{\Delta \delta_2}{\delta} = 0.15\% \quad (5.30)$$

b. 检偏器  $P_2$  的消光比不够理想时带来的误差

检偏器的琼斯矩阵为:

$$J_{P_2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} + \frac{1}{2} a_{P_2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} = (1 + a_{P_2}) \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.31)$$

经过检偏器的光矢量为:

$$E = (1 + a_{P_2})E_0 \quad (5.32)$$

光强变化为：

$$I = (1 + a_{P_2})^2 I_0 \quad (5.33)$$

将(5.33)式代入(5.16)式中，其中光强的系数  $(1 + a_{P_2})^2$  为定值，在式中可被消去，因此检偏器  $P_2$  的消光比对测量结果无影响。

### (3) 光学元件透过率

由于位相延迟是由光强读数的比值得出，透过率在计算中被消掉，因此该项对最终测试结果无影响。同样的信号接收处理系统对信号接收转换效率对测试结果也没有影响。

可见该测量方法的误差主要来自四个方面：光源波动产生的测量误差 0.22%；起偏器偏振度产生的误差 0.15%；光轴方位角产生的误差 0.02%；系统固有误差 0.02%。最后用均方差的方法综合该四项误差值，得到总测量误差为 0.27%。因此，采用该方法具有较高的测试精度。但是，实际上整个测试过程还有很多我们所不易分析的误差因素，如杂散光，温度影响，光学元件缺陷等，也会影响测试结果，因此为了避免未知因素产生较大的测试误差，我们采用了多种方法，互相验证。

## 5.2.2 测试二

### A. 测试方法与结果

我们采用光强法中方位角具有特殊值时，由出射光强得到波片相位延迟的方法。

当波片的光轴与起偏器的光轴成 45 度时，旋转检偏器，当检偏器的光轴与起偏器  $P_1$  的光轴垂直时，读取此时出射光强值  $I_{\perp}$ ，当检偏器的光轴与起偏器  $P_1$  的光轴平行时，读取此时的出射光强值  $I_{//}$ ，将两光强值代入下面

的式中，即可得到波片的相位延迟。

$$\delta = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}}{I_{\parallel}}} \quad (5.34)$$

取测试一中采用的第一片红外波片，得到出射光强值：

$$I_{\perp}=0.528\text{v}; I_{\parallel}=0.488\text{v},$$

将其代入式 (5.34)，得到测试结果为  $92.26^{\circ}$ 。

可见该测试结果与方法一差  $2^{\circ}$ ，我们分析其原因可能由于格兰棱镜的视场效应，当旋转检偏器时，令视场效应产生较大影响，降低了该方法的测试精度。下面以该测试数据为基础，分析该方法的测量误差。

## B. 基于测试方法二的误差分析

### (1) 光源波动带来的测量误差 ( $\Delta \delta_1$ )

已知该方法以起偏器的光轴方向为  $x$  轴，待测波片的光轴与起偏器的光轴成  $45^{\circ}$ ，则系统输出光强为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 (\cos^2 \theta_2 - \cos 2\theta_2 \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.35)$$

$I_0$  为系统的入射光强， $\delta$  为待测波片相位延迟， $\theta_2$  为检偏器的光轴方位角。

由于光源的波动导致输出光强的波动，光学系统输出为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \Delta I) (\cos^2 \theta_2 - \cos 2\theta_2 \sin^2 \frac{\delta}{2}) \quad (5.36)$$

其中， $\Delta I$  为光源波动值。

已知实际测量中的  $\delta$  由式 (5.34) 得到，其中理论的  $I_{\perp}$  和  $I_{\parallel}$  分别为：

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_0 \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.37)$$

$$I_{//} = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.38)$$

而由于光源波动，实际的值分别为：

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \Delta I) \sin^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.39)$$

$$I_{//} = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \Delta I) \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.40)$$

即， $\delta$  的真实值用  $\delta_1$  表示，得：

$$\delta_1 = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}(1 \pm \Delta I)}{I_{//}(1 \pm \Delta I)}} \quad (5.41)$$

当  $I_{\perp} > I_{//}$  时，取最大可能误差为：

$$\Delta \delta_1 = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}(1 + \Delta I)}{I_{//}(1 - \Delta I)}} - \delta \quad (5.42)$$

当  $I_{\perp} < I_{//}$  时，取最大可能误差为：

$$\Delta \delta_1 = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp}(1 - \Delta I)}{I_{//}(1 + \Delta I)}} - \delta \quad (5.43)$$

通过实际观测，输出光强的读数波动最大可为 0.2%，因此我们取  $\Delta I=0.2\%$ ，作为两部分的整体误差，代入式(5.21)，式中的  $I_{\perp}$  和  $I_{//}$  分别取当波长为 1083nm 时的测试值 0.528v 和 0.488v，可见  $I_{\perp}$  大于  $I_{//}$ ，令其代入式 (5.42)，可得

$$\Delta \delta_1 = 92.371 - 92.256 = -0.115^\circ \quad (5.44)$$

则光源波动产生的相对测试误差为：

$$\frac{\Delta \delta_1}{\delta_1} = 0.124\% \quad (5.45)$$

## (2) 偏振元件各自的光学缺陷

a. 起偏器  $P_1$  的消光比不够理想时带来的误差 ( $\Delta\delta_2$ )

经过起偏器的偏振光的琼斯矩阵为

$$J_{P_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.46)$$

其中  $\alpha_p$  为垂直于透光轴方向上的光透过率系数

最终出射光矢量表示为

$$E = E_0 + \Delta E \quad (5.47)$$

$$E_{\perp} = \frac{1}{2} E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ j \sin \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}; E_{\parallel} = \frac{1}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.48)$$

$E_{\perp}$  和  $E_{\parallel}$  为理想值, 当两偏振片光轴垂直时, 误差项  $\Delta E_{\perp}$  表示为:

$$\Delta E_{\perp} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & j \sin \frac{\delta}{2} \\ j \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (5.49)$$

已知

$$I_{\perp} = (E_{\perp} + \Delta E_{\perp})^+ (E_{\perp} + \Delta E_{\perp}) \quad (5.50)$$

同理, 当两偏振片光轴平行时, 误差项  $\Delta E_{\parallel}$  表示为

$$\Delta E_{\parallel} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & j \sin \frac{\delta}{2} \\ j \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} j \sin \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.51)$$

$$I_{\parallel} = (E_{\parallel} + \Delta E_{\parallel})^+ (E_{\parallel} + \Delta E_{\parallel}) \quad (5.52)$$

分别将式 (5.49) 代入式 (5.50), 式 (5.51) 代入式 (5.52), 可得实

实际出射光强为：

$$I_{\perp} = \frac{1}{2}I_0 \left( \alpha_p^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.53)$$

$$I_{\parallel} = \frac{1}{2}I_0 \left( \cos^2 \frac{\delta}{2} + \alpha_p^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.54)$$

则真实相位延迟应该表示为：

$$\delta_1 = 2 \arctan \sqrt{\frac{I_{\perp} - I_{\parallel} \alpha_p^2}{I_{\parallel} - I_{\perp} \alpha_p^2}} \quad (5.55)$$

将  $\alpha_p = 0.003$  及出射光强值代入 (5.55) 式，得到该项相对误差为  $5 \times 10^{-6}$ ，因而可以忽略。

b. 检偏器  $P_2$  的消光比不够理想时带来的误差

偏振片光轴互相垂直和平时，检偏器的琼斯矩阵分别为：

$$J_{P_{2\perp}} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + a_{P_2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \quad (5.56)$$

$$J_{P_{2\parallel}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + a_{P_2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.57)$$

经过检偏器的光矢量表示为

$$E = E_0 + \Delta E \quad (5.58)$$

其中的  $E_0$  当偏振片光轴互相平行或垂直时，分别为：

$$E_{\perp} = \frac{1}{2}E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ j \sin \frac{\delta}{2} \end{pmatrix}; E_{\parallel} = \frac{1}{2}E_0 \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.59)$$

其中的  $E_0$  当偏振片光轴互相平行或垂直时，分别为：

$$\Delta E_{\perp} = \frac{1}{2} \alpha_p \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & j \sin \frac{\delta}{2} \\ j \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.60)$$

$$\Delta E_{//} = \frac{1}{2} \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & j \sin \frac{\delta}{2} \\ j \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ j \sin \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (5.61)$$

同样将它们代入式 (5.53) 和式 (5.54) 中, 得到

$$I_{\perp} = \frac{1}{2} I_0 \left( \alpha_p^2 \cos^2 \frac{\delta}{2} + \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.62)$$

$$I_{//} = \frac{1}{2} I_0 \left( \cos^2 \frac{\delta}{2} + \alpha_p^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.63)$$

可见, 上面两式与起偏器的真实出射光强公式相同, 因此检偏器消光比产生的测量误差同样可以忽略。

### (3) 光学元件透过率

由于位相延迟是由光强读数的比值得出, 透过率在计算中被消掉, 因此该项对最终测试结果无影响。同样的信号接收处理系统对信号接收转换效率对测试结果也没有影响。

可见, 该方法的测量误差主要来自光源波动与信号接收处理系统漂移产生的误差 0.124% 和系统固有误差 0.02%, 用均方差综合, 可得到该方法的最终测量误差为 0.13%。可见该方法具有较高的测试精度。由于以上两种方法都不适合高精度测量  $\lambda/2$  波片, 因此我们采用了其它方法作为上面两种方法的补充。

## 5.2.3 测试三

### A. 测试方法与结果

我们采用光谱扫描法测试  $\lambda/2$ ，作为上述两种光强法的补充。

在两光轴互相平行的偏振片之间放入待测波片，令其主光轴方向与偏振片光轴成 45 度角。用计算机控制单色仪光栅转动，即令波长在一定的光谱范围内变化，同时读取系统的出射光强值。则光强为极小值时所对应的波长即为待测波片为  $\lambda/2$  波片的位置。

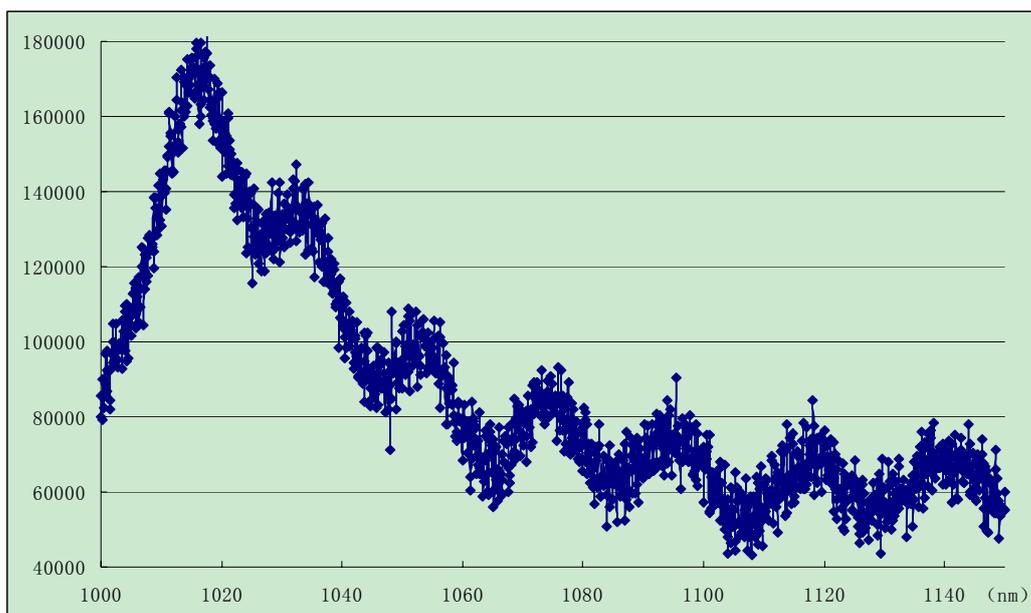


图 5.6 光谱法红外波段测试结果

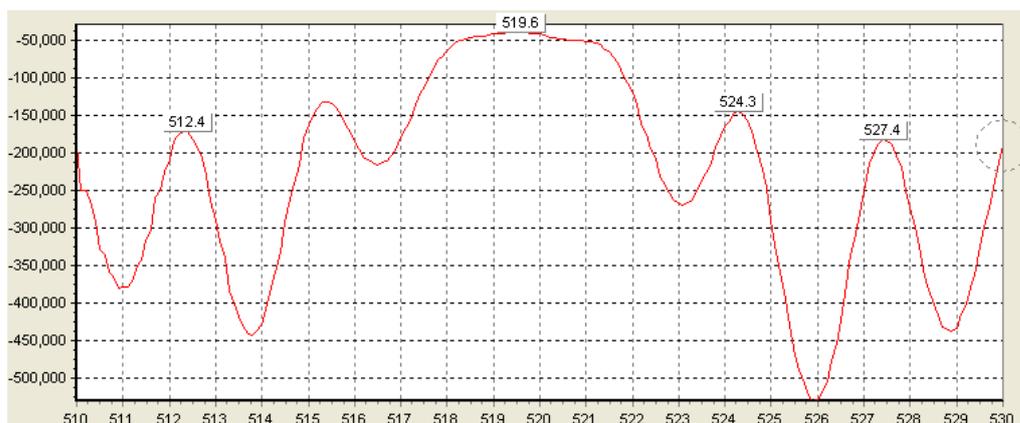


图 5.7 光谱法可见光波段测试结果

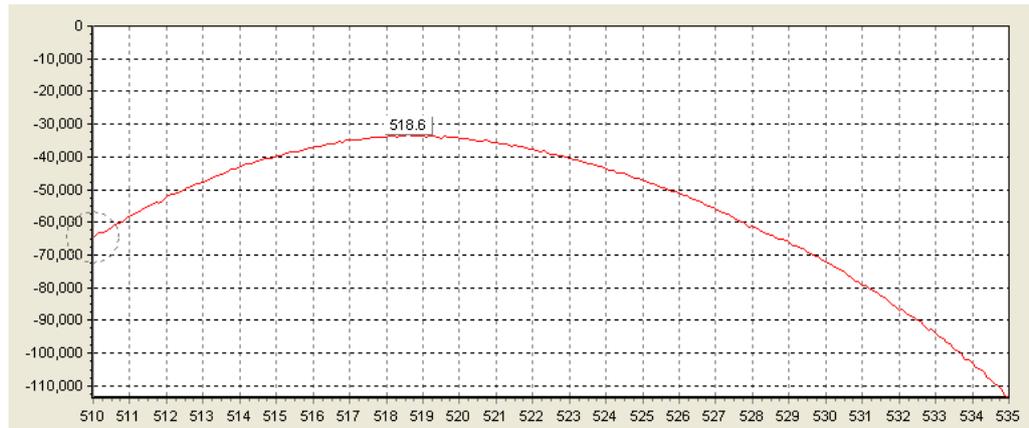


图 5.8 光谱法可见光波段测试结果（加硅油后）

由于暂时没有红外  $\lambda/2$  波片，我们采用索列尔补偿器作为待测波片，将其相位延迟调制到在 1083nm 时为  $180^\circ$ ，用光谱法扫描结果如图 5.6 所示，横坐标为波长，纵坐标为系统出射光强。可以看到，扫描曲线中出现多个峰值，该结果与我们在可见光的测试复合单色光波片的结果相近，如图 5.7 所示。图 5.8 为同一个复合波片中间滴入硅油后的扫描结果，经分析，引起多峰值的原因是由晶体间的等厚干涉造成的，当滴入硅油，消除晶体间的干涉后，多峰值现象消失。

以上分析说明，选用索列尔补偿器代替被测波片的方法不可取，光谱扫描法在近红外测试需要等到有单色近红外  $\lambda/2$  波片后进行。下面仅对测试误差进行分析。

## B. 基于测试方法三的误差分析

### (1) 光源波动带来的测量误差 ( $\Delta \delta_1$ )

已知该方法以起偏器的光轴方向为  $x$  轴，待测波片的光轴与起偏器的光轴成  $45$  度角，检偏器的光轴与起偏器平行，则系统输出光强为：

$$I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.64)$$

$I_0$  为系统的入射光强， $\delta$  为待测波片相位延迟。

由于光源的波动导致输出光强的波动，光学系统输出为

$$I = \frac{1}{2} I_0 (1 \pm \Delta I) \cos^2 \frac{\delta}{2} \quad (5.65)$$

其中， $\Delta I$  为光源波动值，可见光源波动不影响出射光强最小值位置，因此对测试精度无影响。

## (2) 偏振元件各自的光学缺陷

a. 起偏器  $P_1$  的消光比不够理想时带来的误差 ( $\Delta\delta_2$ )

经过起偏器的偏振光的琼斯矩阵为

$$J_{P_1} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.66)$$

其中  $\alpha_p$  为垂直于透光轴方向上的光透过率系数

最终出射光矢量表示为

$$E = E_0 + \Delta E \quad (5.67)$$

误差项  $\Delta E$  表示为：

$$\Delta E = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} & j \sin \frac{\delta}{2} \\ j \sin \frac{\delta}{2} & \cos \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \alpha_p \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_0 \\ E_0 \end{pmatrix} = \frac{\alpha_p}{2} E_0 \begin{pmatrix} j \sin \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.68)$$

已知

$$I = (E + \Delta E)^+ (E + \Delta E) \quad (5.69)$$

可见，该项误差也是由光强值的变化，导致测量不准确，可得

$$I = \frac{1}{2} I_0 \left( \cos^2 \frac{\delta}{2} + \alpha_p^2 \sin^2 \frac{\delta}{2} \right) \quad (5.70)$$

令该式对  $\delta$  求导, 得

$$\frac{dI}{d\delta} = \frac{1}{4} I_0 (\alpha_p^2 - 1) \sin \delta \quad (5.71)$$

可见起偏器  $P_1$  的消光比不影响出射光强最小值的位置, 因而对测试结果无影响。

b. 检偏器  $P_2$  的消光比不够理想时带来的误差

偏振片光轴互相垂直时, 检偏器的琼斯矩阵为:

$$J_{P_2} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} + a_{P_2} \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (5.72)$$

经过检偏器的光矢量为:

$$E = E_1 + \Delta E \quad (5.73)$$

其中,  $E_1$  为理想出射光矢量,  $\Delta E$  为误差项, 分别为

$$E_1 = \frac{1}{2} E_0 \begin{pmatrix} \cos \frac{\delta}{2} \\ 0 \end{pmatrix} \quad (5.74)$$

$$\Delta E = \frac{1}{2} \alpha_p E_0 \begin{pmatrix} 0 \\ j \sin \frac{\delta}{2} \end{pmatrix} \quad (5.75)$$

此时出射光强为:

$$I = (E_1 + \Delta E)^+ (E_1 + \Delta E) = \frac{1}{2} I_0 \left[ \cos^2 \frac{\delta}{2} (1 - \alpha_p^2) + \alpha_p^2 \right] \quad (5.76)$$

其中,  $\delta = \frac{2\pi \Delta n d}{\lambda}$ , 可见检偏器  $P_2$  的消光比不影响光强为最小值时对

应的波长的取值，因而对测量结果无影响。

### (3) 光学元件透过率

由于该方法不需要出射光强的具体值，只根据光强最小值对于的波长，即可得到波片在该波长的相位延迟，而光学元件的透过率以及信号接收处理系统的接收转换效率均不影响出射光强随波长的变化形态，因此对测试结果无影响。

可见，上述误差项都不会影响到该方法的测试精度，而光轴方位角误差对该方法也没影响，只有系统的固有误差影响测量精度。因而该方法在所有方法中测量精度最高，但只适用于对  $\lambda/2$  波片的测量，对于其它相位延迟，用外推的方法，误差较大。

## 5.2.4 测试四

### A.测试方法与结果

最后，我们采用列尔补偿器法。

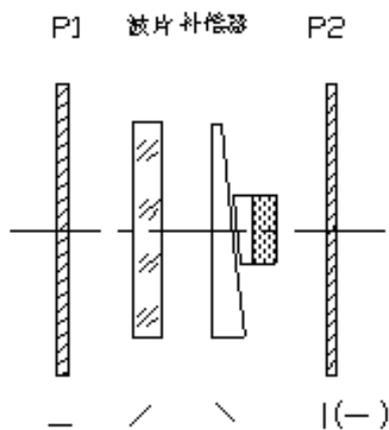


图 5.9 补偿器的工作状态

如图 5.10 所示为补偿器法工作状态，起偏器  $P_1$  与检偏器  $P_2$  的光轴互相

垂直，待测波片的光轴与起偏器的光轴成 45 度角，补偿器的光轴方向垂直与待测波片光轴，补偿器长楔可移动。由于该方法操作比较繁琐，我们对其进行具体介绍：

- 仪器的搭建方法与光强法相同，校准光路，在旋转平台 1 和旋转平台 3 上分别放上起偏器  $P_1$  和检偏器  $P_2$ ；
- 用计算机控制放置  $P_1$  或  $P_2$  的步进仪转动，使输出光强最小，即处于消光位置，此时起偏器  $P_1$  和检偏器  $P_2$  主轴互相垂直；
- 将索列尔补偿器放到旋转平台 2, 3 之间，旋转补偿器，找到出射光强为最小值的位置，再顺时针旋转 45 度，将其固定，此时补偿器的光轴与起偏器的光轴成 45 度角；
- 旋转补偿器上的螺旋杆，即调整补偿器长楔的位置，读取输出光强为最小值时所对应的长楔的位置，设此时读数为 A，继续旋转螺旋杆，找到下一个光强为最小值的位置，设此时读数为 B，将补偿器移出光路。可知  $|B-A|$  为对应一个波长长楔移动的距离；
- 将待测波片放到转台 2 上，用计算机控制放置待测波片的步进仪转动，找到出射光强为最小值的位置，在该位置上顺时针旋转 45 度，此时波片的光轴与起偏器光轴成 45 度角。
- 将补偿器移回光路，旋转螺旋杆，在 A 到 B 的范围内找到出射光强为最小值的位置，此时读数表示为 C。
- 将 A, B, C 的数值代入式  $\delta = 2\pi \cdot \frac{B-C}{B-A}$  中，可得到待测波片的相位延迟。

为避开在极小值附近光强变化不灵敏区域读数，上述读数过程我们都采用等偏离法，通过多次重复测量，最后取平均数，提高了测量精度。

取同一待测波片，令波长为 1083nm，经测试后得到的 A、B、C 值分

别为-0.012940、0.397325、0.302900，最后得到待测波片的相位延迟为：

$$\delta = 2\pi \cdot \frac{0.397325 + 0.01294}{0.397325 - 0.3029} = 94.21^\circ \quad (5.77)$$

## B. 基于测试方法四的误差分析

索列尔补偿器法类似于光谱扫描法，只要求的出射光强最小值的位置，因此，同样的光源波动，偏振元件各自的光学缺陷以及光学元件的透过率对测试精度均无影响。但是，索列尔补偿器法引入了索列尔补偿器，并且以补偿器的相位延迟来标定待测波片的相位延迟，因此，该方法的测试精度直接受补偿器的精度影响，下面我们对索列尔补偿器的精度进行分析。造成补偿器精度误差的因素有三项：

- I. 长楔位移不精确带来的误差。造成这项误差是由于由千分尺丝杠本身的精度；丝杠与测量点不在同一条直线而造成的阿贝误差。
- II. 光楔楔角不准确带来的误差。包括楔角的不一致性、斜坏的的尖塔差、零件表面的面形差以及导轨间隙使长楔摆动引起石英楔厚度的变化。
- III. 晶体双折射率的变化引起的误差。晶体双折射率变化除了因材料自身原因外，还有由于光轴与表面不平行和机械加工或机械安装造成的光轴不一致。

对我们所选用的近红外波段索列尔补偿器而言，补偿器在一个波长范围内，最大累计误差为：0.18%。

可见索列尔补偿器法的测量误差主要来自补偿器自身精度 0.18%以及系统固有误差 0.02%，用均方差的方法综合这两项误差，得到该方法的最终测量误差约为 0.18%。

## 5.2.5 测试分析与比较

表 5.1 测量结果及相对误差 (1083nm)

	相位延迟	相对误差	注释
测试一	95.12°	0.27%	
测试二	92.26°	0.13%	由于格兰棱镜视场效应影响实际测试精度达不到 0.13%
测试三	×	×	不适用于非 1/2 波片
测试四	94.21°	0.18%	

表 5.2 可见光波段 1/4 波片测量结果 (张志勇测试)

测量方法	仪器状态	位相延迟 (°)	
		525.0nm	532.4nm
旋转波片法 (测试一)	起偏器与检偏器夹角 $\theta = 45^\circ$ , 转动波片 $I_{\max} = 0.887\text{E-}05\text{A}$ , $I_{\min} = 0.276\text{E-}05\text{A}@525.0\text{nm}$ $I_{\max} = 0.998\text{E-}05\text{A}$ , $I_{\min} = 0.320\text{E-}05\text{A}@532.4\text{nm}$	92.91	91.40
旋转检偏器 (测试二)	波片与起偏器夹角 $45^\circ$ , 旋转检偏器 $I_{\perp} = 0.207\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 1.004\text{E-}05\text{A}@525.0\text{nm}$ $I_{\perp} = 0.270\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 1.139\text{E-}05\text{A}@532.4\text{nm}$	48.84*	51.92*
Soleil 补偿器法 (测试四)	正交偏振器, 波片 $45^\circ$ , 单色仪位置分别在 525.0 和 532.4nm	91.72	90.63

表 5.3 可见光波段 1/2 波片测量结果 (张志勇测试)

测量方法	仪器状态	位相延迟 (°)	
		637.8nm	630.2nm
旋转波片法 (测试一)	起偏器与检偏器夹角 $45^\circ$ , 转动波片 $I_{\max} = 0.383\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 0.110\text{E-}07\text{A}@637.8\text{nm}$ $I_{\max} = 0.377\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\min} = 0.223\text{E-}07\text{A}@630.2\text{nm}$	177.25 (182.76)	176.02 (183.98)
旋转检偏器 (测试二)	波片与起偏器夹角 $45^\circ$ , 旋转检偏器 $I_{\perp} = 0.349\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 0.296\text{E-}07\text{A}@637.8\text{nm}$ $I_{\perp} = 0.332\text{E-}04\text{A}$ , $I_{\parallel} = 0.525\text{E-}07\text{A}@630.2\text{nm}$	176.66 (183.34)	175.45 (184.55)
光谱扫描法 (测试三)	平行偏振器, 波片 $45^\circ$ , 转动单色仪光栅, 步长为 0.1nm	180	182.17
Soleil 补偿器法 (测试四)	正交偏振器, 波片 $45^\circ$ , 单色仪位置分别在 637.8 和 630.2nm	180.67	182.82

表 5.1 为我们对于同一波片，当波长为 1830nm 时，采用的三种测试方法得到的测量结果及相对误差。表 5.2 和表 5.3 分别为 1/4 波片和 1/2 波片在可见光波段的测试结果。

由上述数据可以看出，无论在红外波段还是可见光波段，采用方法一和方法四得到的测试结果非常接近，并且在近红外波段测试结果之间的差异较小，符合前面分析的测量波长越长，测试精度越高的结论；1/2 波片在可见光的测试数据说明光强法测试 1/2 波片的误差比较大；而测试二由于格兰棱镜和光路的问题，在两个波段的测试结果误差都较大。

可得出结论，当波长为 1083nm 时，若采用测量方法一和方法四，则整个红外测试系统的测试精度约为  $2.5 \times 10^{-3}$  波长。

对于以上四种方法，光学元件的透过率和信号接收转换系统的效率对测量精度都没有影响。对各种测试方法影响比较大的因素有：

测试一，测量误差受光源波动及信号漂移影响比较大，测试中应避免杂散光影响；

测试二，测量误差主要来自于格兰棱镜视场效应影响，测试中应尽量保证入射光的准直性；

测试三，测量误差只来自于系统固有误差，即光源单色性和带宽影响较明显；

测试四，测量误差主要来自于索列尔补偿器自身精度，实际测量过程中减小温度对补偿器的影响。

### 5.3 偏振元件的偏振度测试

#### A. 测试方法与结果

我们采用令两偏振片的光轴互相垂直和平行，得到出射光强  $I_{\perp}$  和  $I_{//}$ ，通过代入公式、：

$$V = \frac{I_{\perp} + \sqrt{4I_{//}^2 + 2I_{//}I_{\perp} - I_{\perp}^2}}{2(I_{//} + I_{\perp})} \quad (5.78)$$

可得到待测偏振片的偏振度。

将我们测得的两光强值  $I_{//} = 1.18 \times 10^{-4}$  和  $I_{\perp} = 4.9 \times 10^{-9}$  代入式(5.78)中，得到偏振度为 99.999%。

将同样的数据代入偏振度近似算法：

$$V = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}} \quad (5.79)$$

得到的偏振度为 99.992%。

可见近似算法产生的相对误差为 0.007%，因此，我们在精确测试中采用公式 (5.78)。

## B. 误差分析

偏振度是由光强比值得出的，因而也不受光学元件透过率和信号接收处理系统的接收转换效率影响。其测试精度主要受光轴方位角误差和光源波动影响，下面分别进行分析：

### [1] 光轴方位角误差

已知出射光强为：

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 + \cos 2\theta_2) \quad (5.80)$$

其中  $\theta_2$  为检偏器的光轴方位角，当其在测量时没有与起偏器准确的平行和垂直时，我们令该误差分别为： $\Delta\theta_{2\perp}$  和  $\Delta\theta_{2//}$ 。检偏器与起偏器的光轴

方位角分别在平行和垂直两个状态读数时，则这两个状态时检偏器的光轴方位角分别为  $\theta_2 = \Delta\theta_{2//}$  和  $\theta_2 = 90^\circ + \Delta\theta_{2\perp}$ ，将它们分别代入式 (5.80)，可以得到  $I_{\perp}$  和  $I_{//}$ ，进而得到所测偏振元件偏振度的真实值为：

$$v = \frac{\sqrt{[\cos(2\Delta\theta_2) + 5]^2 - 20} - \cos(2\Delta\theta_2) + 1}{4} \quad (5.81)$$

其中， $\Delta\theta_2$  为光轴方位角误差值，已知，该测试系统精度可达到  $1'$ ，令  $\Delta\theta_2 = 1'$  代入式 (5.81)，得此时偏振度为 99.999998%，可见该项误差小于 0.001%，可以忽略。

## [2] 光源波动

由于光源的波动导致输出光强的波动，光学系统输出为

$$I = \frac{1}{4} I_0 (1 \pm \Delta I) (1 + \cos 2\theta_2) \quad (5.82)$$

其中， $\Delta I$  为光源波动值。

已知实际测量中的  $\delta$  由下式得到

$$v = \frac{I_{\perp} + \sqrt{4I_{//}^2 + 2I_{//}I_{\perp} - I_{\perp}^2}}{2(I_{//} + I_{\perp})} \quad (5.83)$$

其中理论两光强值分别用式 (3.72) 和 (3.73) 表示，而由于光源波动，实际的最大最小值应该为：

$$I_{//}' = I_{//} (1 + \Delta I) \quad (5.84)$$

$$I_{\perp}' = I_{\perp} (1 - \Delta I) \quad (5.85)$$

即， $v$  的真实值用  $v_1$  表示为：

$$\nu_1 = \frac{I_{\perp}(1-\Delta I) + \sqrt{4I_{//}^2(1+\Delta I)^2 + 2I_{//}I_{\perp}(1-\Delta I^2) - I_{\perp}^2(1-\Delta I)^2}}{2[I_{//}(1+\Delta I) + I_{\perp}(1-\Delta I)]} \quad (5.86)$$

已知溴钨灯的光通波动为 0.12%~0.14%，而信号接收处理系统的输出漂移也同样会造成出射光强的波动。我们通过实际观测，输出光强的读数波动最大可为 0.2%，因此我们取  $\Delta I=0.2\%$ ，作为两部分的整体误差，代入式(5.86)，可得

$$\nu = 99.998966\% \quad (5.87)$$

可见该项测试误差同样小于 0.001%，也可以忽略。可见该系统对偏振度的测试有较高的精度。

#### 5.4 小结

通过对系统误差的分析，可知我们采用的光强法的测试误差随波长变化不大，尤其对于近红外波段，误差基本保持不变，且为最小值，但其随波片相位延迟的变化较大，在  $\lambda/4$  波片处有最小误差，但不适合测试  $\lambda/2$  波片。因此我们用光谱扫描法作为光强法的补充测试  $\lambda/2$  波片，索列尔补偿器法测试精度高，但测试速度慢，我们用该方法的结果与其它方法的互为验证。结果表明，光轴方位角测试精度为  $1'$  时，该测试系统对波片相位延迟的最大测试误差为  $2.5 \times 10^{-3}$  波长。



## 总结与展望

太阳磁场的观测研究，是太阳物理研究的重要课题。以实验物理为主的太阳磁场研究，依赖于太阳磁场观测技术的发展。太阳磁场观测的重点一直放在可见光波段，近几年随着红外探测器的发展及原子分子物理方面的进展，使红外磁场观测成为一个新的发展领域。红外波段观测具有大气透过率高、视宁度好、Zeeman 效应显著等特点，可对弱场进行精确的测量，尤其对观测光度微弱的日冕尤为有利。

滤光器和偏振分析器是太阳磁场望远镜的主要组成部分，而波片、偏振片是其中的基本偏振元件，目前，还没有见到报导在近红外波段对波片延迟的高精度检测的测试仪器。因此，本课题以高精度检测波片延迟为目的，在分析论证相关测试理论的基础上，确立适宜的测试方法，完成一套在近红波段测试波片延迟的高精度检测仪器，并实现了对被测样品的精密测试。

本文的主要工作和结果有：

a) 通过 Mueller 矩阵运算，推导出光强法测试波片延迟的总表达式，由此总结归纳出四种利用出射光强测量波片延迟的方法，根据相应误差分析比较，给出这四种测试方法受光轴方位角和被测波片延迟影响的规律，发现很多光强法不适宜  $1/2$  波片的高精度测量。为此，又对波片延迟的其他测试方法进行了分析和比较，从中优化出测试  $1/2$  波片位相延迟的方法。这样，通过理论上分析论证，给出了适宜测试不同被测波片的不同测试方法。

b) 完成了一套近乎万能的高精度近红外偏振器件测试系统，该系统不仅可以实现波片延迟、光轴方位角和偏振片偏振度的测试，而且可以通过本系统利用多种测试方法对被测波片进行相互验证测试，从而保证测试结果的可靠性，解决了在近红外波段、高精度测试波片延迟的问题。

c) 从系统光源、光学元件到接收器件等组成部分全面地分析了本测试

系统中各种误差源对测试精度的影响。光轴方位角测试精度为  $1'$  时，该测试系统对波片相位延迟的最大测试误差为  $2.5 \times 10^{-3}$  波长。

下一步工作计划：

在测试方法方面，这套测试系统因数据采集不完善，还不能实现光强测量法中的曲线拟合法，这使我们对曲线拟合法不能深入认识。而通过采用大量数据、多次测量及曲线拟合的方法，应该在降低光源涨落和其它偶然误差等因素方面有其他方法不具备的优势，因此希望能够通过完善仪器，实现这一功能。

在仪器功能扩展方面，考虑在现有仪器基础上，添加一些辅助部件，实现对波片的视场效应、温度效应的测试；关注近红外光电接收器件的发展，争取使接收系统实现二维面阵接收，从而得到波片延迟和光轴方位角在有效视场中的分布情况；增加一条垂直接收系统，实现对偏振棱镜偏振度的测试；希望能够在本测试系统中实现偏振分析器的精密定标。

总之，我们希望以本套测试系统为龙头，建立高精度的偏振测试实验室，争取能够成为在偏振测试方面同行公认的专业权威。

参考文献

- [1] Babcock, H.W., 1953, Ap.J.118 387.
- [2] Stepanov V.E and Severny A.B., IZV.Crim.Astrophy.Obs.28 ,1962, 116.
- [3] Hagyard, M.J.And Teuber, D., Solar Phys.,1982,80,23.
- [4] 艾国祥, 胡岳风, 天文学报 1986, Vol.26,No.2,pp173.
- [5] 尤建圻, 太阳红外观测和研究, 天文学进展 1993, Vol.11, No.1 pp3-11.
- [6] Ueno, Satoru, Nagata, etc. “The development of filter vector magnetographs for the Solar Magnetic Activity Research Telescope (SMART)”,Proc.of SPIE,2004,Vol.5492,pp958-969
- [7] 王东光, 博士论文, 中国科学院, 2003.
- [8] Lyot,B.,Ann.Astrophys.7(1944),31
- [9] Evans, J. W.,1949, J.Opt.Amer ,39,229
- [10]Evans, J. W.,1949, J.Opt.Amer ,39,412
- [11]So lc Ivan, Tchecoloaque Journal of Physics, 1953,3,p.336.
- [12]赵凯华, 钟锡华, 光学, 1984.
- [13]严英白, 《应用物理光学》, 1990, 北京, 机械工业出版社.
- [14]彭江得, 光电子技术基础.
- [15]杨经国等, 光电子技术, 1990.
- [16]江月松等, 光电子技术与实验, 2000.
- [17]余春日; 利用  $\lambda/4$  波片测定任意波片的位相延迟角。激光技术, 2003,

27: 383~384.

- [18] 苏美开, 宋连科, 李艺, 李国华; 波片测量中的补偿法. 应用激光, 1990, 10, pp220~222.
- [19] 云茂金, 李国华, 晶体位相延迟测量的  $\lambda/4$  波片法及理论研究, 激光技术, 2001, 25, pp328~330.
- [20] 朱莉, 李锡善, 徐文东; 用相位调制方法测量光盘盘基应力双折射的精度分析. 光学学报, 1995, 15, pp1258~1265.
- [21] 胡建明, 曹爱军, 王向朝, 精确测量  $1/4$  波片位相延迟量的新方法, 中国激光, 2006, 33, 5, pp659~662.
- [22] 徐陶发, 周代玉, 运用正交试验法加工  $1/4$  波片,
- [23] 薛庆文, 韩更生. 沟槽光谱法标定  $\lambda/4$  波片. 激光杂志, 1998, 19, pp48~51.
- [24] 金国藩, 李景镇主编; 激光测量学. 北京, 科学出版社, 1998: 247.
- [25] 李国华, 薛庆文, 李继忠, 宋连科, 准  $\lambda/4$  波片的精确标定, 激光杂志, 1991, 13, 3, pp121~127.
- [26] 王伟, 李国华, 吴福全, 宋连科, 薛冬; 测量波片延迟量和快慢方位的新方法. 中国激光, 2003, 30, pp1121~1123.
- [27] 赵秋玲, 吴福全, 光相位延迟量的归一化偏振调制测量, 光学学报, 2002, 22, 3, pp360~362.
- [28] 苏美开, 孙孟山, 利用偏光分束棱镜测定波片的延迟量, 激光杂志, 1999, 20, 6, pp16~17.
- [29] 郝殿中, 宋连科, 吴福全, 赵培, 波片相位延迟的分束差动自动测量, 光电子.激光, 2005, 16, 5, pp601~604.

- [30]程笑天, 李银柱, 刘诚, 薄锋, 朱健强. 波片位相延迟的测量方法. 中国激光, 2003, 30: pp651~653.
- [31]薛庆文, 李国华.半阴法测量  $\lambda/4$  波片的相位延迟. 光电子·激光, 1998, 9,pp150~151.
- [32]张敬斌, 李国华, 云母波片相位延迟的偏光干涉测量法, 光电子·激光, 1997, 8, 3, pp202~204。
- [33]黄华惠, 光学矩阵方法与傅立叶方法, 1991.
- [34]阎吉祥, 矩阵光学, 1995.
- [35]范树海, 宋连科, 彭捍东, 张冬青.光相位延迟的二维测量及系统设计.激光杂志, 2003, 24, pp12~14.
- [36]李庆祥, 贾汇波, 王泽民, 光学技术, 1982, Vol.3, pp2-6.
- [37]张为权; 斜入射时波片相位延迟和偏振像差的精确公式. 光学学报, 1997, 17, pp1121~1123. 95,Vol.34, pp1574~1580.
- [38]李国华, 肖胜安, 李继仲, 双折射波片用于发散光束的偏振像差分析, 光学学报, 1992, 12, 4, pp365~369。

..







作者博士期间发表的论文

- [1] **孙英姿**, 王东光, 张洪起, 张志勇, 邓元勇, 红外波片相位延迟的测试方法及精度分析, 光学学报, 2006, 26 (5): 685~688.
- [2] **孙英姿**, 王东光, 张志勇, 邓元勇, 张洪起, 玄伟佳, 波片相位延迟的光强测量法研究, 天文研究与技术, 已接收.
- [3] Zhiyong Zhang, Yuanyong Deng, Dongguang Wang, **Yingzi Sun** and Wenda Cao, Near-Infrared HeI 1083nm Stokes Polarimeter Based on Liquid Crystal Variable Retarders, Proc.of SPIE Vol.5901, pp59011F-1-12, 2005.
- [4] Jiangtao Su, Hongqi Zhang, Guiping Ruan and **Yingzi Sun**, Several problems in measuring solar vector magnetic fields, 36<sup>th</sup> COSPAR Assembly, in press, 2006
- [5] 张志勇, 邓元勇, 王东光, **孙英姿**, 玄伟佳, 几种波片测量方法的比较研究, 光学精密工程, 已接收.



## 致 谢

博士论文完成在即，回想这几年的求学之路，我深深感觉到“团队精神”在科研领域尤为重要。如果没有导师的悉心指导、同学同事的热情帮助、亲戚朋友的大力支持，我想我是无法完成博士研究工作的。

首先感谢我的指导教师：张洪起研究员和王东光副研究员。他们那严谨的治学态度、渊博的基础知识、敏锐的科学思维以及对科学研究的执著信念时时刻刻地影响着我。是他们为我指明了研究方向，是他们在我的研究工作陷入困境时为我指点迷津，是他们为我的研究成果画龙点睛，是他们帮助我顺利完成博士研究工作。谨在此向两位恩师表示最崇高的敬意和最衷心的感谢。

我的博士研究工作得到了邓元勇研究员的热情关怀和富有指导性的建议，衷心感谢邓元勇研究员对我的帮助。感谢张志勇同学、玄伟佳同学在实验方面给予的帮助和支持。感谢南京天文光学技术研究所的毛伟军老师、倪厚坤老师对我的实验测试方面的帮助。感谢苏江涛副研究员、胡柯良高级工程师、林佳本工程师、包星明博士、刘继宏同学、谢文彬同学给予的计算机程序运算上的帮助。感谢田春林同学，游霄鹏同学在英文方面的帮助。感谢我的室友门慧同学，苏炜同学陪我走过五年温馨的生活。感谢张枚研究员、包曙东研究员不吝赐教。感谢林刚华副研究员对我计算机方面的帮助。感谢怀柔太阳观测基地的工作人员：汪国萍、王艺、李焕荣、李威、张鼎波、阮文东、卢永宁和程瑶等，是他们保持了怀柔太阳观测基地仪器的正常运转，并为我们创造了良好的工作和生活环境，为我的实验工作提供了许多便利和帮助。感谢人事处的杜红荣老师在我的博士学业期间

提供的各方面的支持和帮助。

感谢一起工作、学习的师兄、师姐、师弟、师妹们：张印、陈洁、阮桂平、郭娟、高裕、徐海清、王晓帆、杨尚斌、胡新华、王栋、王传宇、赵明宇、郝娟等，与你们一起渡过的紧张而又充实的学习生活，令我终身难忘。

特别感谢我的父母，他们在遥远的家乡默默的支持着我，是他们的关怀和理解使我能够顺利地度过游离在外的学习生活。