

# 第一章 绪 论

## 1.1 引言

在茫茫宇宙之中,太阳与人类的生活息息相关。它的光和热是地球上万物生长的源泉,没有太阳,就没有人类,就没有多姿多彩的地球。而研究太阳的本质,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。

太阳磁场的测量归功于 1896 年 Zeeman 效应的发现,即磁场能够引起单色谱线分裂的理论。1908 年, Hale 观测到来自太阳黑子区域的单色光谱线有明显的分裂,根据这一原理推算出,太阳黑子的磁场强度达 2000—3000 高斯<sup>[1]</sup>。法国太阳物理学家 Lyot 和 Ohman 分别于 1933 年、1938 年发明了双折射滤光器,从而第一次获得太阳的二维单色像<sup>[2][3]</sup>; 1952 年, Babcock 父子利用光电原理,成功地解决了 100 高斯以下的弱磁场的测量问题,使太阳磁场的研究从黑子区域扩展到整个日面<sup>[4]</sup>; 1960 年,前苏联克里米亚天文台的 Stepanov 等人又发明了能够测量太阳横向磁场的光电矢量磁像仪<sup>[5]</sup>; 1968 年, Beckers 首次将双折射滤光器用于太阳磁场测量,在同一时间内得到太阳视面磁场图像,大大地提高了望远镜的时间分辨率<sup>[6]</sup>。八十年代末,中国太阳物理学家艾国祥等人提出多通道滤光器的概念,即在同一时间内可以得到多条太阳谱线的矢量磁图,从而实现了对太阳磁场的三维观测,并于九十年代研制成功<sup>[7][8]</sup>。1996 年,同是艾国祥院士又提出了利用双折射滤光器的方法获得二维光谱的 Stokes 参数仪的方案,目前,该仪器正在中科院国家天文台研制<sup>[9]</sup>。

表 1.1 介绍了目前正在工作的地基太阳磁场测量仪的主要情况。太阳磁场望远镜发展至今,基本分为两大类,光谱仪型和双折射滤光器型。光谱仪型通常以光栅作为色散元件,用狭缝扫描太阳像,它的优点是可以得到观测谱线的轮廓,缺点是需要的时间比较长,不宜观测短时间爆发的事件;双折射滤光器型是以滤光器作为滤光元件,它的最大优点是可以直接得到太阳二维图像,因而获得二维单色像及磁图的时间分辨率远远高于光谱仪型,缺点是无法得到谱线轮廓。属于前者的主要有美国夏威夷大学 Mees 天文台的斯托克斯参量仪<sup>[10]</sup>和 Kitt 峰天文台的光谱磁像仪<sup>[11], [12]</sup>, 俄国 Sayan 天文台的向量磁像仪<sup>[13]</sup>等;属于后者的有中国

科学院国家天文台的太阳磁场望远镜<sup>[14], [15]</sup>, 美国大熊湖天文台<sup>[16]</sup>和美国马歇耳飞行中心的向量磁像仪<sup>[17]</sup>等。

表 1.1 地基太阳磁场测量仪器列表<sup>[18]</sup>

位置	观测磁场 (a)	视场 (b)	类型 (c)
Big Bear, USA	V	P	F
Crima, Ukrain	L	F	S
HAO, USA	V	P	S
Hawaii, USA	V	P	S
	V	P	F
Huairou, China	V	P	F
	L	F	F
Huntsville, USA	V	P	F
Kitt Peak, USA	L	F	S
Mitaka, Japan	V	P	F
	L	F	F
Mitaka, Japan	V	P	F
Mt. Wilson, USA	L	F	S
Ondrejov, Czech	L	P	S
Potsdam, Germany	V	P	S
San Fernando, USA	V	P	S
Sayan, Russia	V	P	S
	L	F	S

(a) V 表示矢量磁场, L 表示视向磁场,

(b) F 表示全日面, P 表示日面一部分,

(c) S 代表光谱仪型, F 代表滤光器型.

由于地球大气的严重干扰, 地基望远镜无法观测到在太阳大气中小尺度结构和短时标的活动现象。即使现在主动光学技术已经成熟地运用于地基望远镜, 但是, 它只能实时纠正小视场范围内的波前畸变。另外, 地面昼夜交替的自然现象, 使得任何一台地面望远镜都无法实现对太阳的连续观测。因此, 将望远镜放入太空, 不仅能够彻底摆脱地球大气的干扰, 而且还可以对太阳作连续的长时间的观测。

空间太阳观测始于第二次世界大战后, 至今已有半个多世纪, 它的观测内容和技术不断发展。在 20 世纪 40 至 50 年代, 主要是利用探空火箭观测太阳的紫外和 X 光辐射。六十年代后, 开始用人造卫星对太阳进行更加多样化的大量观测。八十年代, 以高空间分辨率和高偏振精度观测太阳磁场, 成为一些太阳物理学家追逐的目标, 从而将太阳磁场的观测领域的前沿推向了太空。1995 年 10 月, 欧美合作研制的观测卫星“太阳和日球天文台”(Solar and Heliospheric Observatory, “SOHO”)发射运转成功, 首次得到在太空观测到的太阳磁场图像<sup>[19]</sup>。另一项正在进行的太阳磁场空间观测计划为日本与美国合作的 Solar-B 项目,

该望远镜口径 50 厘米，偏振精度的设计指标为  $10^{-4}$  量级<sup>[20]</sup>。于上世纪九十年代，我国太阳物理学家艾国祥院士提出利用我国地面观测太阳矢量磁场的优势，研制中国自己的空间太阳望远镜（SST）的科研项目。

空间太阳望远镜的主要设计指标如下：

衍射分辨率：0.13"（5250 Å）

光谱分辨率：0.075 Å，工作波长：3933 Å, 4226 Å, 4861 Å, 5173 Å, 5250 Å, 5324 Å, 5876 Å, 6103 Å, 6302 Å和6563 Å）

偏振精度： $2 \times 10^{-4}$ 。

跟踪精度：0.015"

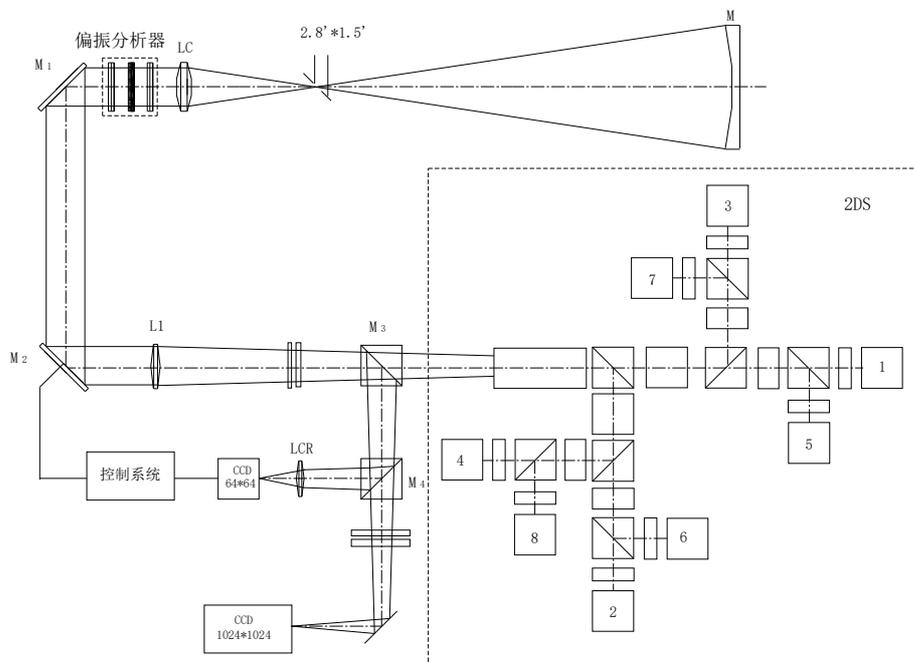


图 1.1 SST 主光学望远镜光路示意图

图 1.1 为 SST 主光学望远镜的光学示意图。该系统由抛物面主镜（M）、准直镜（LC）构成类似于格利高利系统的折反式望远系统（RRS），再与成像镜（L1）组成 F/39 的望远系统。主镜是一个一米口径的抛物面镜，焦距 3500mm，焦比 3.5:1，视场 2.8'×1.5'；偏振分析器置于准直镜之后，第一块平面反射镜（M1）之前，以使偏振分析器入射光束的附加偏振最小；M2 为相关跟踪用的摆镜，成像镜的焦距为 1721mm，系统等值焦距为 38500mm，当 CCD 像元大小为 14μm 时，每个像元对应 0.075" 太阳区域；“M3”是一个偏振光束分离器，它紧邻具有八个通道的两维光谱仪的最后一级，将 2DS 的一路反射到高速曝光（ $10^{-4}$ ）的 CCD 中，

以稳定由于卫星颤动而引起的像移动，从而获得高分辨率图像。

## 1.2 本课题的研究目的与成果

要实现太阳磁场的测量，按功能划分，望远镜的光学系统应具有三个主要组成部分：成像光学系统、滤光系统和偏振分析器，如图 1.2 所示。从图中可以看出，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。通常，望远镜的偏振精度有两个概念，一种将它单纯地等效于望远镜偏振信号的信噪比；另一种是在上述概念的基础上，还包括 Stokes 偏振分量之间的交叉影响 (Crosstalk)。前者可以通过长时间积分等技术来提高信噪比，后者则要求偏振分析器自身的研制质量达到一定的精度标准，这就大大提高了研制的难度。SST 望远镜对偏振精度的要求是针对后者的情况，因此，偏振分析器是该望远镜观测太阳磁场的关键部件之一，它的研制质量直接影响观测太阳磁场的偏振精度。

本课题的目的就是利用偏振光学理论，结合太阳磁场的测量原理及空间太阳望远镜的实际情况，设计出最优的光学结构方案，研制出高质量、高性能的偏振元件，最终得到符合 SST 设计要求的偏振分析器。

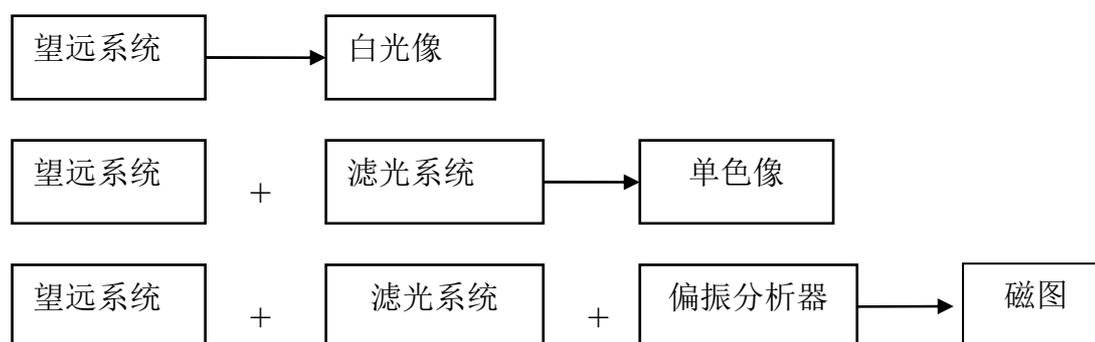


图 1.2 太阳磁场望远镜主要组成部分示意图

偏振分析器的工作原理是通过偏振光学元件的不同组合方式，调制分离出太阳谱线在磁场作用下产生的各个 Stokes 偏振分量。因此，调制方式是确定偏振分析器设计方案的一个重要依据，不同的调制方式将决定不同的光学元件组成结构，产生对各个偏振元件不同的要求。常用的调制方式有：机械旋转、电光调制和压电调制几大类。机械调制适宜用于旋转各种偏振元件的方案，如偏振棱镜、波片、偏振片等，这种调制方法，设计与制作相对简单，但其调制速度慢，易受地球大气及望远镜跟踪抖动的影响，因此在地面仪器中很少使用；电光调制或压电调制是通过调制电压信号来改变光学元件的延迟，电光晶体 KDP、KD\*P 已成功用于很多太阳磁场望远镜，但它的视场效应、温度效应及电极老化等问题使得

它的使用并不是很方便,另外几千伏的驱动高压也是人们寻找新型的调制元件更换它的原因之一<sup>[21][22]</sup>;一种低压的电光材料——液晶波片,近几年倍受磁场测量工作者的关注,它的最大优点是低压驱动和商品化的生产,使得终端使用极为方便,目前,很多正在研制的偏振分析器都计划采用这种光学元件,但是就目前它的制作水平来说,还不适用于高精度磁场的观测<sup>[23]</sup>;压电元件是通过高速调制的压电传感器使光学材料产生相应的均匀的应力,从而具有一定的延迟,使用这种元件的主要困难是它的调制频率高达 20-100KHz,图像接收元件很难与之相匹配<sup>[24],[25],[26]</sup>。

很多种偏振元件可以用于偏振分析器中,目前使用较多的偏振器有格兰-汤普森棱镜、洛匈棱镜、渥拉斯顿棱镜和偏振膜几种形式;波片有晶体波片和薄膜波片;消色差波片分为同种材料组合型和不同材料组合型。

空间太阳望远镜(SST)要求能够达到  $2 \times 10^{-4}$  的偏振精度,高偏振精度的偏振分析器是实现这一设计目标的重要保障。在理论上,实现这一目标并不难,难的是现有加工水平,很难得到满足设计要求的偏振光学元件。鉴于太阳磁场测量的 Zeeman 效应原理所固有的缺陷,即对于同等强度的磁场信号,接收到的横向磁场信号弱于纵向磁场,我们把攻关方向定位为如何得到高分辨率的横向磁场观测。空间观测彻底摆脱了地球大气的扰动,使我们在选择方案时可以把偏振分析器的调制时间放在次要位置,选择机械转动偏振片的调制方案,从而有效地抑制了纵向磁场对横向磁场信号的影响,结合双折射滤光器的特点,提出了效率最高、对偏振元件要求最低的光路组合方案,这是本论文的一项创新之处。另外,SST 望远镜的工作波长几乎覆盖整个可见光范围,使得偏振元件的消色差性能极为重要,设计、研制具有高偏振性能的消色差偏振元件是论文作者博士期间的另一项开拓性工作。论文给出了同种材料组合消色差波片的条件,而五片同种材料组成的消色差波片的研制成功,与目前常用的两种晶体组合的消色差波片相比,大大地提高了消色差性能,克服了三片组合型消色差波片光轴随波长变化较大的缺点。这一课题的完成,不仅解决了 SST 偏振元件的研制问题,而且填补了我国偏振光学元件发展上的一项空白。

### 1.3 本论文的主要内容

本论文在第二章从理论上回顾了太阳磁场的测量原理及 Stokes 参数的数学描述,给出了偏振分析器的设计依据,介绍了横向磁场分量与纵向磁场分量在测量中的特点。

第三章从选择调制方式入手,通过计算比较几种偏振分析器的设计方案,提出符合空间太阳望远镜的工作特点、工作效率高、制作相对可行的偏振分析器的光学设计方案,并给出对各个偏振光学元件的要求。

论文第四章着重于具有高偏振性能的消色差波片的方案设计、参数计算与偏振性能比较,确定了将五片同种材料组合的消色差波片用于此偏振分析器的设计方案,并分析了当单片波片存在制造误差时,如何通过合理补偿,得到最佳的消

色差效果。

在第五章详细介绍了采用聚乙烯醇（PVA）塑料薄膜研制消色差波片的制作设备和研制工艺,分析了影响制作质量的各种可能因素。作者力求通过本章介绍,提供一套完整的塑料消色差波片制作工艺资料。

第六章在分析计算偏振元件测量仪器精度的基础上,给出消色差波片偏振性能、温度效应、视场效应和几何光学性能的测试结果,并对其中部分结果进行了理论分析,从而全面地反映出我们研制的消色差元件的制作水平。

第七章介绍了如何检测偏振分析器中关键结构精度的检测方法,提供在安装调试光学元件时,如何保证设计要求的技术指标,并给出测试偏振分析器偏振精度的方法。

## 第二章 太阳磁场测量原理

目前，太阳磁场的测量原理主要是基于太阳光谱线的 Zeeman 效应，即在具有磁场的太阳大气中，太阳光的谱线会发生分裂。这些分裂的单色光具有一定的偏振态，并且裂距与磁场强度成固定的函数关系。选择具有强度量纲的 Stokes 参数来描述此时太阳光的偏振状态，并在一定的大气和磁场模型及吸收机制的假定下，求解 Stokes 参数转移方程，得到 Stokes 参数轮廓，通过偏振测量与望远镜定标，可以计算出谱线的裂距，从而推导出矢量磁场的相关物理量。本章将对以上问题做较为详细地介绍，并简要说明目前太阳磁场测量中存在的一些主要问题。

### 2.1 太阳光谱线的塞曼效应<sup>[27][28]</sup>

太阳夫琅和费谱线既非纯发射线也非纯吸收线，因此，它们的 Zeeman 效应与纯发射线或纯吸收线的 Zeeman 效应虽有相似之处，但均不相同。

#### (1) 纯发射线的 Zeeman 效应

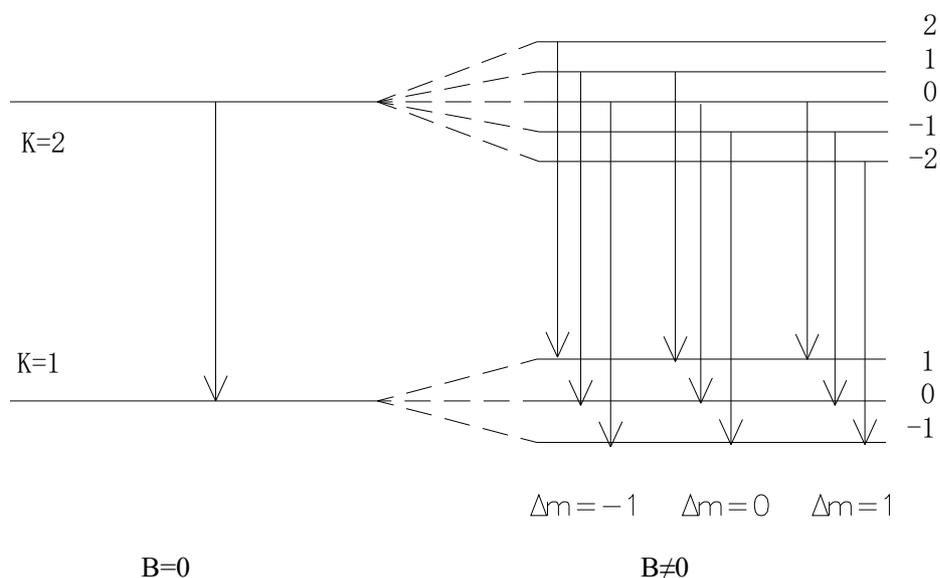


图 2.1 原子的能级在外磁场中的分裂

以图 2.1 为例，根据原子光谱理论，在无外磁场作用时 ( $B=0$ )，原子从高能级跃迁到低能级，便发出频率为  $\nu_0$  的单色光；当原子在外磁场中时 ( $B \neq 0$ )，处在磁场中的原子能级将发生空间量子化。这两个能级都发生分裂，如图中右边所示。根据 Zeeman 效应，一条谱线的上下能态将分裂为  $(2J+1)$  子能态，各自能

态的磁量子数  $M$  不同。于是上能态与下能态中的某个子能态之间的跃迁产生各条 Zeeman 分裂子线。太阳磁场观测通常只用三分裂谱线，即谱线在外磁场中分裂为三条子线：一条  $\pi$  子线，分裂后，波长  $\lambda_0$  不变；两条  $\sigma$  子线，其波长在分裂后则漂移到  $\lambda_0 \pm \Delta\lambda$ 。这种特殊的三分裂称为正常 Zeeman 三分裂。

塞曼裂距与磁场之间的关系如下：

$$\Delta\lambda = 4.67 \times 10^{-13} g \lambda^2 B \quad (2.1)$$

式中  $g$  为磁敏因子， $B$  为以高斯为单位的磁场强度， $\lambda$  为无磁场时的单色光的波长，单位为埃。

对于三分裂的纯发射线，波长不变的  $\pi$  子线为线偏振，偏振方向与磁场平行；而对于紫端和红端的两条子线  $\sigma_v$  和  $\sigma_r$ ，则是在与磁场垂直的平面内的圆偏振，它们的点振动矢量的旋转方向相反。当观测者迎着磁场方向观测时（纵向观测）， $\sigma_v$  为左旋， $\sigma_r$  为右旋， $\pi$  子线看不到，如图 2.2 (a) 所示。当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测），三条子线都能看到，且均为线偏振。 $\pi$  子线和两个  $\sigma$  子线的偏振方向分别与磁场平行和垂直。如图 2.2 (b) 所示。

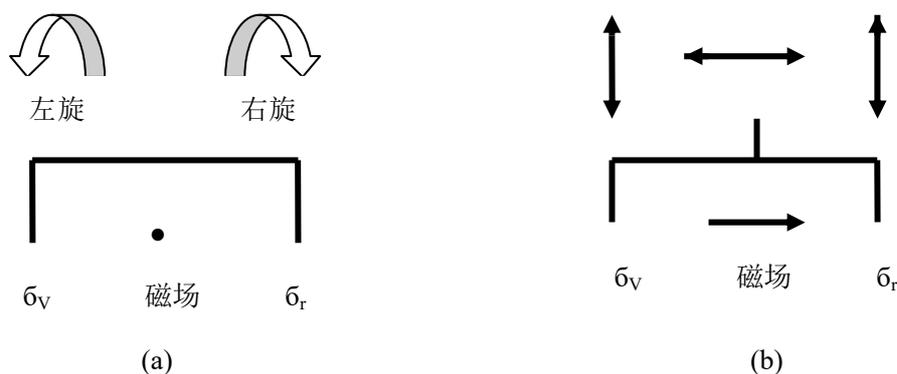


图 2.2 发射线的 Zeeman 效应 (a) 为纵向观测，(b) 为横向观测

## (2) 纯吸收线的 Zeeman 效应

当白光入射到处于磁场中的吸收气体中，由于磁场中气体原子的能级分裂，产生的吸收线也呈现 Zeeman 分裂，称为逆 Zeeman 效应。对于谱线为三分裂的情形，产生三条子线： $\sigma_v$ 、 $\pi$  和  $\sigma_r$ ，波长分别为  $\lambda_0 - \Delta\lambda$ 、 $\lambda_0$ 、 $\lambda_0 + \Delta\lambda$ 。当观测者迎着磁场方向观测时，（纵向观测，此时的磁场分量称为纵向磁场）， $\sigma_v$  为右旋圆偏振光， $\sigma_r$  为左旋圆偏振光， $\pi$  子线看不到，如图 2.3 (a) 所示。当观测者的视向与磁场垂直时（横向观测，此时的磁场称为横向磁场），三条子线都能看到，其中  $\pi$  子线为偏振方向与磁场垂直的线偏振，两条  $\sigma$  子线为偏振方向与磁场平行的部分线偏振，如图 2.3 (b)。

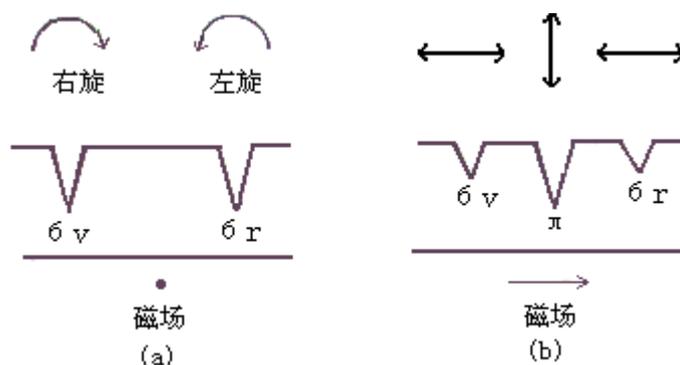


图 2.3 吸收线的 Zeeman 效应 (a)为纵向观测 (b)为横向观测

### (3) 太阳夫琅和费谱线的 Zeeman 效应

太阳夫琅和费谱线的形成是太阳大气物质不断吸收辐射又不断发出辐射，在该波长处形成辐射减弱的过程，与上述纯发射线和纯吸收线的情况均不相同。因此它的 Zeeman 分裂子线的强度和偏振状态不能借用上述两种情况简单推测，而必须建立磁场存在时的谱线转移方程，并在某些假定条件下求解，得到 Zeeman 分裂各子线的强度与偏振状态。当磁场不存在时，只需用一个强度参数  $I(\theta, \tau)$  就可以描述辐射场；当磁场存在时，由于辐射场同时存在偏振，需要用既可描述强度又可描述偏振状态的 Stokes 参数来表示它的真实状态。因此，磁场中的辐射转移方程变成 Stokes 参数的转移方程。通过求解 Stokes 参数转移方程，得到太阳夫琅和费 Zeeman 效应三分裂中三条子线偏振状态。表 2.1 列出了其定性结果，从表中可以看出，其大致相似于纯吸收线的偏振状态，但所有子线均为部分偏振，不存在纯发射或纯吸收线中有些为完全线偏振或完全圆偏振的情况。但三条子线的裂距仍可以按公式 (2.1) 计算。

表 2.1 各种光谱线 Zeeman 三分裂子线的偏振状态

谱线类型		纯发射线	纯吸收线	太阳夫琅和费线
纵向观测， B 向外， $\gamma=0^\circ$	$\sigma_v$	完全左旋圆偏振	完全右旋圆偏振	部分右旋圆偏振
	$\pi$	看不见	看不见	看不见
	$\sigma_r$	完全右旋圆偏振	完全左旋圆偏振	部分左旋圆偏振
横向观测， $\gamma=90^\circ$	$\sigma_v$	完全线偏振，垂直 B	部分线偏振，平行 B	部分线偏振，平行 B
	$\pi$	完全线偏振，平行 B	部分线偏振，垂直 B	部分线偏振，垂直 B
	$\sigma_r$	完全线偏振，垂直 B	部分线偏振，平行 B	部分线偏振，平行 B

## 2.2 偏振光的 Stokes 参数描述<sup>[29]</sup>

沿观测者方向 (z 轴) 传播的任何光束的电矢量的振动，可以分解为垂直于视向的 (x, y) 平面内的两个正交方向上的振动之和。假定波串为单色波，则振

动为:

$$\begin{aligned} E_x(t) &= E_{0x} \cos[\omega t + \delta_x] \\ E_y(t) &= E_{0y} \cos[\omega t + \delta_y] \end{aligned} \quad (2.2)$$

经过三角函数变换, 消掉  $\omega t$  项, 上式可以得到以下形式:

$$\frac{E_x^2(t)}{E_{0x}^2} + \frac{E_y^2(t)}{E_{0y}^2} - \frac{2E_x(t)E_y(t)}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.3)$$

上式中,  $\delta = \delta_y - \delta_x$ ,  $E_x(t), E_y(t)$  为量子的瞬间振动振幅, 它们对观测时间的平均, 即是实际观测到的宏观量。用符号  $\langle \rangle$  表示对时间的平均, 则公式 (2.3) 写为:

$$\frac{\langle E_x^2(t) \rangle}{E_{0x}^2} + \frac{\langle E_y^2(t) \rangle}{E_{0y}^2} - \frac{2\langle E_x(t)E_y(t) \rangle}{E_{0x}E_{0y}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (2.4)$$

式中:

$$\langle E_i(t)E_j(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow 0} \frac{1}{T} \int_0^T E_i(t)E_j(t) dt \quad i, j = x, y \quad (2.5)$$

将公式 (2.4) 两边同时乘以  $4E_{0x}^2E_{0y}^2$ , 得到:

$$4E_{0x}^2 \langle E_x^2(t) \rangle + 4E_{0y}^2 \langle E_y^2(t) \rangle - 8E_{0x}E_{0y} \langle E_x(t)E_y(t) \rangle \cos \delta = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.6)$$

将公式 (2.1) 代入 (2.5) 式, 得到:

$$\begin{aligned} \langle E_x^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x}^2 \\ \langle E_y^2(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0y}^2 \\ \langle E_x(t)E_y(t) \rangle &= \frac{1}{2} E_{0x}E_{0y} \cos \delta \end{aligned} \quad (2.7)$$

将公式 (2.7) 代入 (2.6) 式, 得到:

$$2E_{0x}^2E_{0y}^2 + 2E_{0x}^2E_{0y}^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.8)$$

在上式左边加减  $E^2_{0x} + E^2_{0y}$ ，则公式成为：

$$(E^2_{0x} + E^2_{0y})^2 - (E^2_{0x} - E^2_{0y})^2 - (2E_{0x}E_{0y} \cos \delta)^2 = (2E_{0x}E_{0y} \sin \delta)^2 \quad (2.9)$$

用四个参数 (I、Q、U、V) 表示上式中括号内各项，则：

$$\begin{aligned} I &= E^2_{0x} + E^2_{0y} \\ Q &= E^2_{0x} - E^2_{0y} \\ U &= 2E_{0x}E_{0y} \cos \delta \\ V &= 2E_{0x}E_{0y} \sin \delta \end{aligned} \quad (2.10)$$

公式 (2.10) 中，I、Q、U、V 即为平面波的 Stokes 参数，±I 表示光波的总强度，±Q 反映线偏振光水平或垂直的程度；±U 反映线偏振光与 Q 成 ±45° 的程度；±V 反映光束中圆偏振光的左旋或右旋的程度。

下面我们看看 Stokes 参数如何描述单色光的偏振状态。由偏振光的椭圆方程式可以得到椭圆的方位角和椭圆率为下面表达式<sup>[30]</sup>：

$$\begin{aligned} \tan 2\psi &= \frac{2E_{0x}E_{0y} \cos \delta}{E^2_{0x} - E^2_{0y}} \\ \sin 2\chi &= \frac{2E_{0x}E_{0y} \sin \delta}{E^2_{0x} + E^2_{0y}} \end{aligned} \quad (2.11)$$

式中， $\psi$  为椭圆偏振光的椭圆长轴与 x 轴夹角，确定偏振面的方向； $\chi$  为椭圆短轴与长轴之比，确定偏振光的椭圆度与旋向。

根据式 (2.10) 可以看出，Stokes 参数与上述两个参数之间存在下面的关系：

$$\begin{aligned} \tan 2\psi &= U/Q \\ \sin 2\chi &= V/I \end{aligned}$$

对于完全偏振光：  $I^2 = Q^2 + U^2 + V^2$  (2.12)

对于部分偏振光，其偏振度可以表示为：

$$P = \left( \frac{Q^2 + U^2 + V^2}{I^2} \right)^{1/2} \quad (2.13)$$

显然，四个 Stokes 参数给定后，光束的强度及偏振状态就完全确定了。采用 Stokes 参数的主要优点是这四个参数均为可测量，且均为辐射强度量纲，通过偏振分析器中偏振光学元件的组合，可以分离出各个参数，并分别进行测量。

### 2.3 Stokes 参数描述的辐射转移方程

太阳光谱具有一定宽度，因此，在谱线范围内的每一波长  $\lambda_0$  处，都有一套公式 (2.10) 所定义的 Stokes 参数。也就是说，在谱线范围内，Stokes 参数是波长的函数，应写成  $I(\lambda)$ ,  $Q(\lambda)$ ,  $U(\lambda)$ ,  $V(\lambda)$ 。当磁场不存在时，光谱的理论谱线轮廓  $I(\lambda)$  必须在一定大气模型和吸收机制假定下，求解谱线的辐射转移方程。当磁场存在时，理论的 Stokes 轮廓可以在一定的大气和磁场模型以及机制假定下，求解 Stokes 参数转移方程。

Unno 首先得到一套 Stokes 参数转移方程<sup>[31]</sup>，并在假定磁场为均匀、谱线为真吸收以及线吸收系数与连续吸收系数之比与光学深度无关等条件下，求得 Stokes 轮廓。

下面是用矩阵表示的 Unno 方程<sup>[32]</sup>，类似于无磁场时的吸收线的辐射转移方程，在局部热动平衡假定下，Stokes 参数转移方程具有如下形式：

$$\cos \theta \frac{dS}{d\tau} = (1 + \eta)(S - B_\lambda) \quad (2.14)$$

式中， $S$  表示 Stokes 参数的矩阵形式： $S = [I \ Q \ U \ V]^T$ ， $\theta$  为辐射方向对太阳径向的偏离角； $\tau$  为谱线附近连续谱光学深度； $B_\lambda \equiv (B_\lambda, 0, 0, 0)$  为 Planck 函数； $\eta$  为四维吸收矩阵：

$$\eta = \begin{bmatrix} \eta_I & \eta_Q & \eta_U & \eta_V \\ \eta_Q & \eta_I & 0 & 0 \\ \eta_U & 0 & \eta_I & 0 \\ \eta_V & 0 & 0 & \eta_I \end{bmatrix} \quad (2.15)$$

其中，矩阵内各元素为：

$$\begin{cases} \eta_I = \frac{1}{2}\eta \sin^2 \gamma + \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-)(1 + \cos^2 \gamma), \\ \eta_Q = \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \sin^2 \gamma \cos 2\varphi, \\ \eta_U = \left[ \frac{1}{2}\eta - \frac{1}{4}(\eta^+ + \eta^-) \right] \sin^2 \gamma \sin 2\varphi, \\ \eta_V = \frac{1}{2}(\eta^+ - \eta^-) \cos \gamma \end{cases} .$$

其中,  $\eta = K_l(\lambda)/K_c(\lambda)$  为吸收系数  $K_l(\lambda)$  与附近连续吸收系数  $K_c(\lambda)$  的比率, 而  $\eta^\pm = \eta(\lambda \pm \Delta\lambda_B)$  与磁场有关,  $\Delta\lambda_B$  为谱线 Zeeman 三分裂的裂距,  $\gamma$  为磁场方向与观测者方向交角,  $\varphi$  为磁场方位角, 如图 2.4 所示。当给定大气模型  $B_\lambda(\tau)$  和磁场不存在时的吸收系数比率  $\eta(\lambda)$  后, 通过数值计算, 求解方程(2.14), 可以得到 Stokes 轮廓。图 2.5 为在磁场为 2500 高斯时, 求解得到的纵向和横向 Zeeman 效应的 Stokes 轮廓<sup>[33]</sup>。因为没有考虑 Faraday 旋转, 光束的偏振面固定, 取  $U=0$ 。从左图中可以看出: 由于磁场的作用产生的各个 Stokes 参数的轮廓是不同的, 对于纵向磁场, Stokes 参数 V 在谱线线心的信号强度为零, 线翼的信号强度明显高于线心; 对于横向磁场, Stokes 参数 Q 在线心的信号强度高于线翼, 但线翼的信号强度不为零。所以, 通常选择在线翼测量纵向磁场, 在线心测量横向磁场。同时, 从右图我们也看出, 在谱线线心处测量, Faraday 效应和 Voigt 效应比较明显。

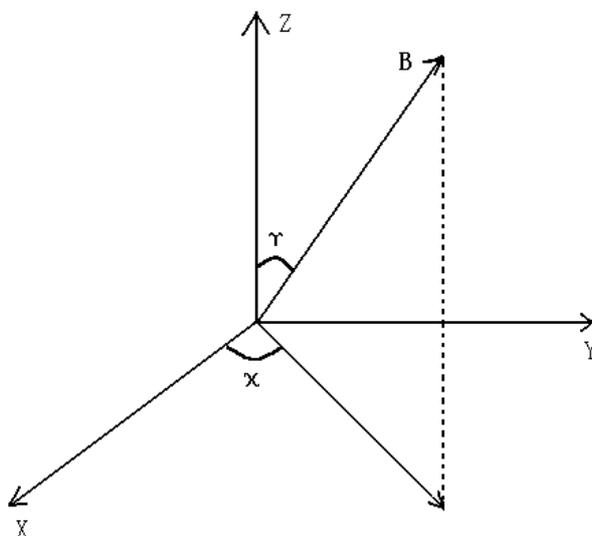


图 2.4 磁场向量与视线方向的关系

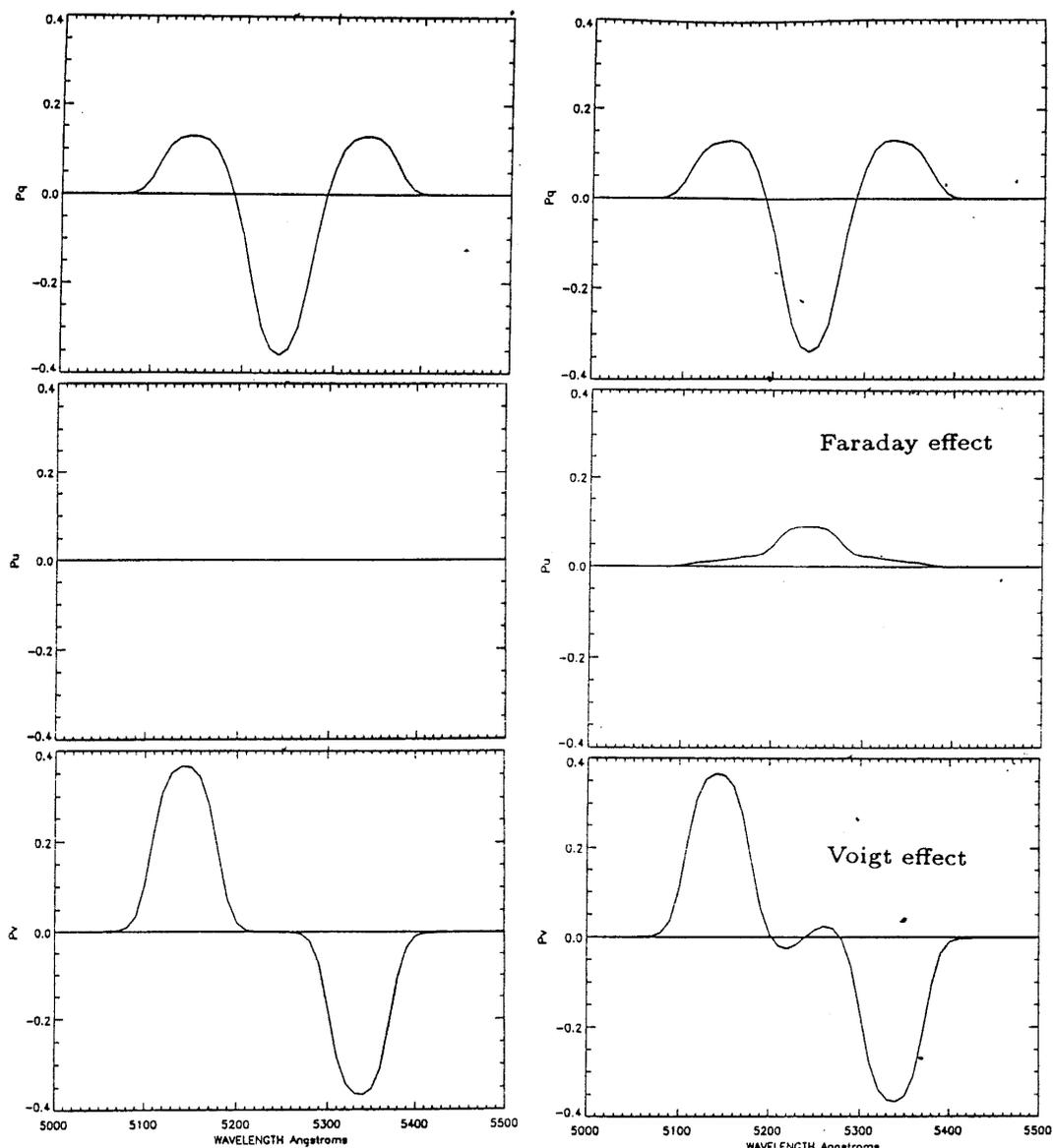


图 2.5 磁场强度为 2500 高斯时，Stokes 参数轮廓

#### 2.4 基于滤光器的太阳磁场测量方法<sup>[34]</sup>

太阳弗朗和费谱线在磁场中产生 Zeeman 三分裂。以纵向磁场为例，根据 Zeeman 效应，纵向磁场使谱线分裂为左旋和右旋圆偏振光，且两种波长与中心波长相差 Zeeman 裂距  $\Delta\lambda$ 。如图 2.6 所示。将滤光器的透过波长调节到  $\lambda_0 - \Delta\lambda$  处，调制偏振分析器中偏振元件的组合状态，使得左旋圆偏振光和右旋圆偏振光分别透过滤光器，CCD 接收器以同样的频率分别接收光强为  $I_A$ 、 $I_B$ ，则光强差为：

$$\Delta I_V = I_A - I_B \quad (2.16)$$

为提高信噪比，通常对接收到的信号做多次累加后，才能得到比较好的磁图。

具体计算方法如下式：

$$\begin{aligned}
 I_Q &= \sum \frac{I_{+Q} - I_{-Q}}{I_{+Q} + I_{-Q}} \\
 I_U &= \sum \frac{I_{+U} - I_{-U}}{I_{+U} + I_{-U}} \\
 I_V &= \sum \frac{I_{+V} - I_{-V}}{I_{+V} + I_{-V}}
 \end{aligned} \tag{2.17}$$

由测得的 Stokes 参数转换为磁场强度，是一个相当复杂的问题。原则上说，一方面应有 Stokes 轮廓的观测资料，另一方面要选定某种大气模型和可能的磁场随高度的分布来求解 Stokes 转移方程，再与滤光器的透过轮廓作卷积，得到理论的 Stokes 轮廓。同观测结果比较，若符合很好，表明假定的磁场分布为正确，否则，应修改磁场分布，直至符合<sup>[35]</sup>。

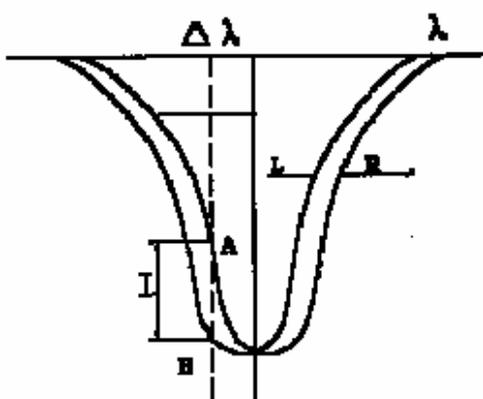


图 2.6 纵向磁场的测量原理示意图

在弱磁场条件下，近似求解 Stokes 转移方程，可知存在关系  $B \cdot \cos \gamma \propto I_V$ ， $B^2 \cdot \sin^2 \gamma \propto (I_Q^2 + I_U^2)^{1/2}$ ，即<sup>[36]</sup>：

$$\begin{cases} B \cos \gamma = k_1 I_V \\ B \sin \gamma = k_2 (I_Q^2 + I_U^2)^{1/4} \end{cases} \tag{2.17}$$

于是，通过定标获得  $k_1, k_2$  后，即可由测到的 Stokes 参数转换为太阳磁场强度。

## 2.5 纵向磁场与横向磁场测量的特性分析

在太阳磁场测量中，纵向磁场与横向磁场的测量有很大的不同，下面将分

别对此作一些详细分析:

在没有磁场时, 太阳弗朗和费谱线的高斯轮廓如下式所描述<sup>[32]</sup>:

$$I_{(\nu)} = 1 - (1 - I_0) \exp[-\nu^2] \quad (2.18)$$

其中,  $I_0$  为谱线线心的强度,  $\nu = \frac{\Delta\lambda}{\Delta\lambda_0}$ ,  $\Delta\lambda$  为观测谱线的位置,  $\Delta\lambda_0$  为谱线的宽度。

当存在纵向磁场 ( $H_L$ ) 时, 谱线分裂为两个  $\sigma$  分量:  $I(\nu - \sigma), I(\nu + \sigma)$ 。

由泰勒级数展开公式:

$$f(x + \Delta x) = f(x_0) + \Delta x \cdot f'(x) + \dots \quad (2.19)$$

对于右旋分量:

$$I_{\sigma R}(\nu) = \frac{1}{2} I(\nu - \delta) = \frac{1}{2} [I(\nu) - \delta \cdot \frac{dI(\nu)}{d\nu}] = \frac{1}{2} [I(\nu) + 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2)] \quad (2.20)$$

对于左旋分量:

$$I_{\sigma L}(\nu) = \frac{1}{2} I(\nu + \delta) = \frac{1}{2} [I(\nu) + \delta \cdot \frac{dI(\nu)}{d\nu}] = \frac{1}{2} [I(\nu) - 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2)] \quad (2.21)$$

其中,  $\delta = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0}$ 。

则接收到的纵场信号强度为:

$$S_L = I_{\sigma R}(-\nu) - I_{\sigma L}(+\nu) = -\delta \cdot \frac{dI}{d\nu} = 2 \cdot \nu \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \exp(-\nu^2) \quad (2.22)$$

对上式求导, 得到:

$$S'_L = \exp[-\nu^2] \cdot 4 \cdot \delta \cdot (1 - I_0) [1 - 2\nu^2] \quad (2.23)$$

可以看出，当  $\nu = \frac{1}{\sqrt{2}}$  时， $S_L$  有极大值，代入公式 (2.22)：

$$S_{L(\nu)} = 1.7 \cdot \delta \cdot (1 - I_0) \quad (2.24)$$

当存在横向磁场 ( $H_T$ ) 时，谱线分裂为两个  $\sigma$  分量和一个  $\pi$  分量：

$$I_{\sigma T}(\nu) = \frac{1}{4}[I(\nu + \delta) + I(\nu - \delta)] = \frac{1}{2}I(\nu) + \frac{\delta^2}{4} \frac{d^2 I(\nu)}{d\nu^2} \quad (2.25)$$

$$I_{\pi T}(\nu) = \frac{1}{2}I(\nu) \quad (2.26)$$

则接收到的横场信号强度为：

$$S_T(\nu) = I_{\sigma T}(\nu) - I_{\pi T}(\nu) = \frac{\delta^2}{4} \frac{d^2 I(\nu)}{d\nu^2} = \frac{\delta^2}{2} \cdot (1 - 2\nu^2) \cdot (1 - I_0) \cdot \exp(-\nu^2) \quad (2.27)$$

由上式看出，在  $\nu = 0$  处， $S_T$  有极大值，代入式 (2.27)，有：

$$S_T(0) = \frac{1}{2}(1 - I_0) \cdot \delta^2 \quad (2.28)$$

以  $\lambda_0 = 5250.2 \text{ \AA}$  为例：

此波长的中心强度为  $I_0 = 0.4$ ， $\Delta\lambda_0 = 0.07$ ， $\Delta\lambda_H = 4.67 \cdot 10^{-13} \lambda^2 \text{ gB}$

则：
$$\delta = \frac{\Delta\lambda_H}{\Delta\lambda_0} = 7 \cdot 10^{-4} B$$

$$S_L = 7.1 \cdot 10^{-4} B_L; \quad S_T = 1.5 \cdot 10^{-7} B^2_T \quad (2.29)$$

由上式可以看出，若要  $S_T = S_L$ ，即接收的横场与纵场信号强度一样时，横向磁场强度  $H_T = 70\sqrt{H_L}$ 。因此，对纵场有 0.5G 灵敏度的分析器，只能探测到 50G 的横场强度。公式 (2.29) 说明，接收到的纵向磁场的信号强于横向磁场。

## 2.6 影响磁场测量的因素<sup>[38]</sup>

在太阳磁场测量中,存在一些来自测量原理及仪器制作误差等多方面的因素影响磁场的观测质量。

因测量原理本身而存在的影响:(1)横场方位角的  $180^\circ$  不确定性,即不能确切地指出横场的指向;(2)磁光效应的影响,其在谱线线心表现为法拉第 Faraday 旋转,在线翼表现为 Voigt 效应;(3)投影效应的影响,球面投影效应使偏离日面中心活动区的几何形状和物理特征明显发生改变;(4)磁饱和效应的影响,由于在偏振光的测量过程中,偏振光的强度并不和磁场强度完全成正比,这就会导致磁饱和效应的出现;(5)  $\pi$ - $\sigma$  效应的影响,由于在线心测量的部分线偏振光和在线翼测量的部分线偏振光振动方向是垂直的,  $\pi$ - $\sigma$  效应会影响横场方位角的确定。

来自仪器的影响主要有:(1)望远镜有限分辨率的影响;(2)仪器偏振的影响,望远镜的光学系统本身引起的偏振(反射物镜比折射物镜大),特别是入射角大时,偏振度可达百分之几<sup>[39]</sup>;(3)偏振光学元件制造误差的影响。另外,还有一些其他因素的影响,如:散射光的影响、地球大气消光和视宁度的影响以及日冕物质运动产生的影响。

### 本章小结:

本章从理论上介绍了太阳磁场测量的基本原理。通过纯发射线与纯吸收线的 Zeeman 效应特征,给出太阳夫琅和费谱线 Zeeman 效应的特点以及谱线分裂裂距与磁场强度的函数关系。阐述了 Stokes 参数描述光的偏振状态的理论依据,并在一定的大气和磁场模型及吸收机制假定下,得到了太阳磁敏线的 Stokes 参数轮廓。结合此轮廓,给出测量太阳磁场的方法以及太阳纵场与横场在观测中显示的特性。最后,简要地说明了目前太阳磁场测量中存在的一些主要问题。

### 第三章 SST 偏振分析器的光学设计方案

偏振分析器在太阳磁场测量中的作用是：利用 Zeeman 效应，通过偏振光学元件的不同组合及快速调制，分离出太阳单色光在太阳磁场作用下产生的各个偏振分量。偏振分析器有两个重要指标：调制速度和偏振精度。空间太阳望远镜（SST）要求仪器能够达到  $2 \times 10^{-4}$  的偏振灵敏度，这项指标主要由偏振分析器的偏振精度来保证。在理论上，很容易得到满足要求的设计方案及相应的各个偏振元件的技术参数，但这些参数往往精度过高，无法真正加工出来。因此必须优化偏振分析器的设计方案，尽可能降低对偏振元件的要求，使得设计方案可行。

本章利用 Muller 矩阵数学模型来描述偏振分析器中各个偏振光学元件，出射光束的 Stokes 矢量由各个偏振元件的 Muller 矩阵与入射光的 Stokes 矢量相乘获得。根据调制方式的不同，选择相应的设计方案，通过计算比较在出射的 Stokes 矢量中 Q、U、V 之间的交叉影响（Crosstalk），即在测量某个 Stokes 分量时，其他分量对它的影响。比较几种不同调制方式的设计方案，优化出最适于 SST 的设计方案，并给出各个偏振元件的技术参数指标。

#### 3.1 偏振元件与偏振分析器的数学描述

任意方位角、任意延迟的波片和任意方位角的不理想偏振片的 Muller 矩阵分别用式 (3.1) 和式 (3.2) 表示<sup>[40]</sup>：

波片：

$$M(R) = \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 \cos^2 2\theta_1 + \sin^2 2\theta_1 \cos \delta_1 & \frac{1}{2} \sin 4\theta_1 (1 - \cos \delta_1) & -\sin 2\theta_1 \sin \delta_1 \\ 0 & \frac{1}{2} \sin 4\theta_1 (1 - \cos \delta_1) & \sin^2 2\theta_1 + \cos^2 2\theta_1 \cos \delta_1 & \cos 2\theta_1 \sin \delta_1 \\ 0 & \sin 2\theta_1 \sin \delta_1 & -\cos 2\theta_1 \sin \delta_1 & \cos \delta_1 \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

式中， $\theta_1$  为波片方位角， $\delta_1$  为波片延迟。

偏振片：

$$M(P) = 1/2 *$$

$$\begin{bmatrix} K_1 + K_2 & (K_1 - K_2)C_2 & (K_1 - K_2)S_2 & 0 \\ (K_1 - K_2)C_2 & (\sqrt{K_1} - \sqrt{K_2})^2 C_2^2 + 2\sqrt{K_1 K_2} & (\sqrt{K_1} - \sqrt{K_2})^2 S_2 C_2 & 0 \\ (K_1 - K_2)S_2 & (\sqrt{K_1} - \sqrt{K_2})^2 S_2 C_2 & (\sqrt{K_1} - \sqrt{K_2})^2 S_2^2 + 2\sqrt{K_1 K_2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 2\sqrt{K_1 K_2} \end{bmatrix}$$

(3.2)

式中,  $C_2 = \cos \theta_2, S_2 = \sin \theta_2$ ,  $\theta_2$  为偏振片的方位角;

$K_1$  为对于线偏振的入射光, 偏振片透过最大光强与入射光强之比;

$K_2$  为对于线偏振的入射光, 偏振片透过最小光强与入射光强之比。

通常, 仪器的交叉影响来自于偏振元件的制造误差, 包括波片的方位角误差、延迟误差、偏振片的方位角误差和偏振程度误差。我们将以上所述各项误差代入各自的 Muller 矩阵, 用下式描述 Stokes 参数偏振分量测量结果:

$$S_x = A_0 I + A_1 Q + A_2 U + A_3 V \quad (3.3)$$

其中,  $S_x$  表示测量的偏振分量;  $A_0, A_1, A_2, A_3$  为描述偏振分析器实际性能的 Stokes 参数的系数; 其中,  $A_0$  为偏振分析器的透过率, 将上式做归一化处理, 得到:

$$\begin{aligned} C_1 &= A_1 / A_0 \\ C_2 &= A_2 / A_0 \\ C_3 &= A_3 / A_0 \end{aligned} \quad (3.4)$$

在太阳活动区的光强中, 线偏振与圆偏振的光强所占比例大约为 25% 和 35%<sup>[41]</sup>, 因此要达到  $2 \times 10^{-4}$  的偏振精度, 式 (3.4) 中的系数  $C_1, C_2, C_3$  应分别为  $8 \times 10^{-4}$ ,  $8 \times 10^{-4}$  和  $6 \times 10^{-4}$ 。下面我们就针对几种不同的设计方案来分析系数  $C_1, C_2, C_3$  的情况。

### 3.2 电光晶体 KD\*P 调制方式

在地基太阳磁场望远镜中, 很多偏振分析器采用电光晶体 KD\*P 作为调制元件, 它的调制速度很高, 可以在很短的时间内完成两个正交偏振分量之间的切换, 以降低地球大气的影响。本节选定怀柔基地 35 厘米太阳磁场望远镜偏振分析器的设计方案<sup>[42]</sup>, 计算在此方案的 KD\*P 调制方式下, 仪器所能达到的偏振精度。

#### 3.2.1 光路设计及偏振元件的工作状态

图 3.1 为该偏振分析器的具体结构示意图。第一片是 1/4 波片, 第二片为

KD\*P 电光晶体, 光轴方位角都为  $45^\circ$ , 所加高压引起的位相延迟分别为  $\frac{\pi}{2}$  和  $-\frac{\pi}{2}$ , 第三片为偏振片, 其光轴方位角为  $0^\circ$ 。在测量磁场时, 各个偏振元件的工作状态如表 3.1 所示。

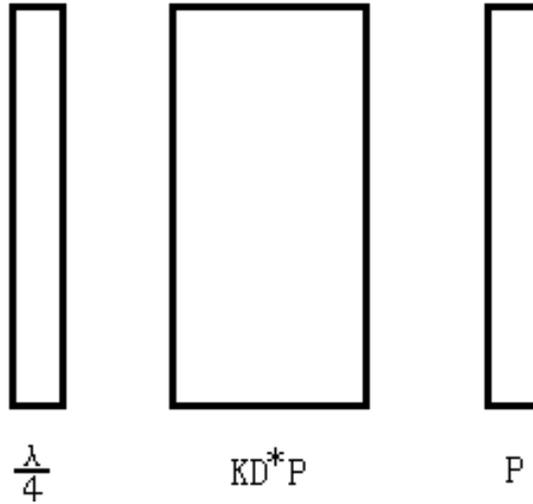


图 3.1 偏振分析器的光学结构示意图

表 3.1 KD\*P 调制方案的偏振元件工作状态

	1/4 光轴	KD*P 延迟	P
+Q	$45^\circ$	$-90^\circ$	$0^\circ$
-Q	$45^\circ$	$90^\circ$	$0^\circ$
+U	$0^\circ$	$90^\circ$	$0^\circ$
-U	$0^\circ$	$-90^\circ$	$0^\circ$
+V	----	$90^\circ$	$0^\circ$
-V	----	$-90^\circ$	$0^\circ$

### 3.2.2 仪器中各个偏振分量之间的交叉影响

设入射光的偏振状态为  $[I, Q, U, V]^T$ , 1/4 波片和 KD\*P 的 Muller 矩阵分别为  $M_{1/4}$  和  $M_{KD*P}$ , 则出射光的偏振状态可以用下式表示:

$$S = M_P \cdot M_{KD*P} \cdot M_{1/4} \cdot [I, Q, U, V]^T \tag{3.5}$$

$$S(1,1) = I + C_1Q + C_2U + C_3V$$

上式中，各个偏振元件不可能具有表 3.1 所列的那些理想参数，在表 3.2-3.5 中，假设偏振片为理想偏振片，分别将各个偏振元件不同大小的误差代入公式 (3.5)，得到相应条件下的 Stokes 参数的系数。

从以上各表中，可以看出，系数  $C_1$ 、 $C_3$  主要来自 1/4 波片和 KD\*P 的延迟误差， $C_2$  主要来自它们的方位角误差。在测量横场 Q、U 分量时，偏振分量 V 的影响很大，即使光轴方位角误差达到 0.1'，延迟误差达到 0.1°，Stokes 参数的系数仍然只能在  $10^{-3}$  量级。前一章已经讲过，利用 Zeeman 效应测量太阳磁场，对于同样的磁场强度，接收到的横场的磁场信号本身就已经比纵场 V 弱，则这种方案对于测量横场很不利，不能满足 SST 的设计要求。

表 3.2 1/4 波片和 KD\*P 的光轴方位角误差 10'，延迟误差为 1° 时，Stokes 参数的系数情况

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	0.999	-0.354e-5	-0.345e-1
-Q	-0.999	-0.116e-1	0.349e-1
+U	-0.174e-1	1	0.115e-1
-U	0.175e-1	-1	-0.232e-1
+V	0.175e-1	-0.572e-2	1
-V	-0.174e-1	-0.592e-2	-1

表 3.3 1/4 波片和 KD\*P 的光轴方位角误差 10'，延迟误差为 0.1° 时，Stokes 参数的系数情况

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	1	-0.354e-7	-0.349e-2
-Q	-1	-0.116e-1	0.349e-2
+U	-0.171e-2	1	0.408e-2
-U	0.178e-2	-1	-0.755e-2
+V	0.178e-2	-0.581e-2	1
-V	-0.171e-2	-0.583e-2	-1

表 3.4 1/4 波片和 KD\*P 的光轴方位角误差 1'，延迟误差为 0.1° 时，Stokes 参数的系数情况

	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>
+Q	1	-0.354e-8	-0.349e-2
-Q	-1	-0.116e-2	0.349e-2
+U	-0.174e-2	1	0.116e-2
-U	0.175e-2	-1	-0.233e-2
+V	0.175e-2	-0.581e-3	1
-V	-0.174e-2	-0.583e-3	-1

表 3.5 1/4 波片和 KD\*P 的光轴方位角误差 0.1'，延迟误差为 0.1° 时，Stokes 参数的系数情况

	C <sub>1</sub>	C <sub>2</sub>	C <sub>3</sub>
+Q	1	-0.354e-9	-0.349e-2
-Q	-1	-0.116e-3	0.349e-2
+U	-0.174e-2	1	0.169e-2
-U	0.175e-2	-1	-0.180e-2
+V	0.175e-2	-0.581e-4	1
-V	-0.175e-2	-0.583e-4	-1
设计要求	0.8e-3	0.8e-3	0.6e-3

### 3.3 旋转 1/2 波片方案的调制方式

鉴于空间太阳望远镜将在 750 公里高的轨道运行，彻底摆脱了大气的影晌，偏振分析器的调制时间可以延长至秒的量级。这样，可以选择通过机械旋转调制 1/2 波片的方法来完成对太阳磁场的测量。下面将介绍此种调制方式的设计方案，并计算要达到  $2 \times 10^{-4}$  的偏振精度，对偏振元件误差的要求。

#### 3.3.1 光路组成及偏振元件的工作状态

图 3.2 所示为此方案的光学结构示意图，该偏振分析器由 1/4 波片、1/2 波片和固定的偏振片组成。在测量横场时，1/4 波片移出，旋转 1/2 波片分别至表 3.6 所列的位置，就可以得到 Q、U、V 三个 Stokes 分量；测量纵场时，1/4 波片移

入光路，再旋转 1/2 波片至指定位置，实现纵场测量（详见表 3.6）。

表 3.6 旋转 1/2 波片方案的调制状态

	1/4	1/2	P
+Q	---	0°	0°
-Q	---	45°	0°
+U	---	22.5°	0°
-U	---	67.5°	0°
+V	0°	22.5°	0°
-V	0°	67.5°	0°

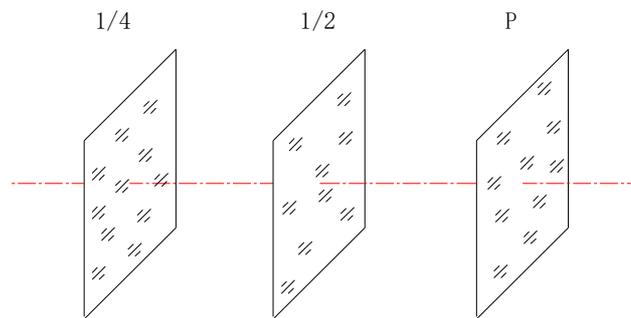


图 3.2 旋转 1/2 波片方案的光路示意图

### 3.3.2 偏振元件误差对偏振测量的影响

同 3.1 节所述，假设固定偏振片为理想偏振片，当测量横场时，从偏振分析器中出射的偏振光可以用下式表示：

$$S = M_P \cdot M_{1/2} \cdot [I, Q, U, V]^T$$

$$S(1,1) = I + C_1 Q + C_2 U + C_3 V$$

其中：

$$\begin{aligned} C_1 &= \cos^2(2\theta) + \sin^2(2\theta) \cos(\rho) \\ C_2 &= 0.5 \cdot \sin(4\theta) \cdot [1 - \cos(\rho)] \\ C_3 &= -\sin(2\theta) \sin(\rho) \end{aligned} \tag{3.6}$$

上式中， $\theta$  代表旋转 1/2 波片的方位角， $\rho$  代表它的延迟。

将（3.6）式做泰勒级数展开，并取一阶级数，则可以近似地得到偏振元件误差与 Stokes 参数的系数之间的关系（测量纵向磁场的方法同上）。表 3.7 列出了计算结果。

表 3.7 偏振元件误差与 Stokes 参数系数的关系

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	1	$4 \cdot \Delta\theta_1$	0
-Q	-1	$-4 \cdot \Delta\theta_1$	$\Delta\rho_1$
+U	$-4 \cdot \Delta\theta_1$	1	$0.705 \cdot \Delta\rho_1$
-U	$4 \cdot \Delta\theta_1$	-1	$0.705 \cdot \Delta\rho_1$
+V	$2 \cdot \Delta\theta_2 - 4 \cdot \Delta\theta_1$	$-(\rho_2 - 0.705\rho_1)$	1
-V	$-(2 \cdot \Delta\theta_2 - 4 \cdot \Delta\theta_1)$	$\rho_2 - 0.705\rho_1$	-1

注： $\theta_1, \rho_1$  分别为 1/2 波片的方位角和延迟； $\theta_2, \rho_2$  分别为 1/4 波片的方位角与延迟。

从上表中可以看出，1/2 和 1/4 两个波片的参数误差对 Stokes 系数的影响都是一阶的关系，能够预料，这必将对波片的制造精度要求很高。表 3.8 表明只有当 1/4 波片的方位角误差为  $2'$ ，延迟误差为  $1'$ ，1/2 波片的方位角误差为  $36''$ ，延迟误差为  $2'$  时，Stokes 参数的系数才能满足  $2 \cdot 10^{-4}$  的偏振要求。而此时，波片的延迟误差已经达到万分之一波长的精度，以目前的制造技术，是无法实现的。

表 3.8 1/2 波片方位角误差为  $36''$ ，延迟误差为  $2'$ ，  
1/4 波片的方位角误差为  $2'$ ，延迟误差为  $1'$  时，Stokes 的系数情况

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	1	0.698e-3	0.203e-6
-Q	-1	-0.698e-3	0.582e-3
+U	-0.698e-3	1	0.412e-3
-U	0.698e-3	-1	0.582e-3
+V	-0.465e-3	0.466e-3	1
-V	-0.121e-3	-0.702e-3	-1
设计要求	8e-4	8e-4	6e-4

### 3.4 旋转偏振片的方案

#### 3.4.1 光学结构与性能分析

通过上面的分析发现，要实现设计要求的偏振精度，偏振元件将很难制造，我们必须换一种思路考虑这项要求。前面已经讲过，在利用 Zeeman 效应测量太阳磁场时，同样的磁场强度，横场的接收信号明显弱于纵场。这样，应该首先控制纵场分量的信号对横场的影响。由 Zeeman 效应知道，太阳单色谱线在横向磁场内时，将观测到线偏振光，在纵向磁场时，将观测到圆偏振光。也就是说，我们应该减少圆偏振光信号对线偏振光的影响。解决这个问题最好的办法就是在上面的方案中用偏振片代替 1/2 波片。

当偏振分析器以旋转的偏振片作为调制元件时，通过它的出射光束将是线偏振光，且偏振面随着偏振片的转动而旋转。这一现象对于入口处第一片即为偏振片的双折射滤光器来说，将导致在测量两个正交偏振分量时，出射光束的透过率变化很大，当这两项相减时，得到的不是磁场的真实信号。

解决这一问题的办法有两种，一种方法是：在旋转偏振片后面再安装一片 1/4 波片，其光轴方位角永远与旋转偏振片成 45° 夹角，这样，从偏振分析器中出射的光束以圆偏振的形式入射到双折射滤光器<sup>[43][44]</sup>；另一种方法是：在旋转偏振片后面安装一片 1/2 波片，其光轴方位角永远是旋转偏振片方位角的一半，这样，1/2 波片将从旋转偏振片中出射的线偏振光的偏振面旋转 90° 到双折射滤光器中第一块偏振片的透光轴方向<sup>[45][46]</sup>。在测量纵场时，将另外一片 1/4 波片移入旋转偏振片前面。这两种方法的光学结构示意图如图 3.3 所示，偏振元件的工作状态分别见表 3.9，表 3.10。

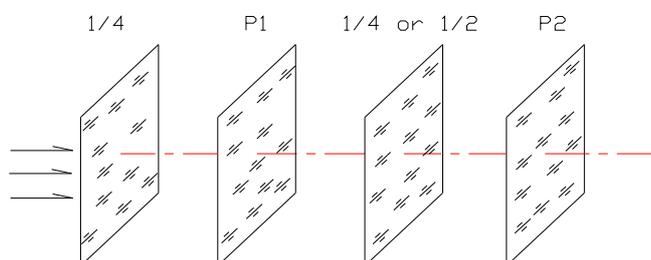


图 3.3 旋转偏振片方案的光学结构示意图

表 3.9 旋转偏振片+1/4 波片的方案中，偏振元件的调制状态

	1/4	P <sub>1</sub>	1/4	P <sub>2</sub>
+Q	---	0°	45°	0°
-Q	---	90°	135°	0°
+U	---	45°	90°	0°
-U	---	135°	180°	0°
+V	0°	135°	180°	0°
-V	0°	45°	90°	0°

表 3.10 旋转偏振片+1/2 波片的方案中，偏振元件的调制状态

	1/4	P <sub>1</sub>	1/2	P <sub>2</sub>
+Q	---	0°	0°	0°
-Q	---	90°	45°	0°
+U	---	45°	22.5°	0°
-U	---	135°	67.5°	0°
+V	0°	135°	67.5°	0°
-V	0°	45°	22.5°	0°

下面我们将分析比较这两种方法，优化其中最佳的设计方案。

当偏振元件的技术参数不理想时，将它们的多勒矩阵与 Stokes 参数相乘，得到的出射光的 Stokes 矢量表示为（以测量横场为例）：

$$S_x = M_{P_2} \cdot M_{1/2,(1/4)} \cdot M_{P_1} \quad (3.7)$$

$$S(1,1) = I + C_1'Q + C_2'U + C_3'V,$$

其中， $C_i' = C_i + \Delta C_i$ ， $(i = 1, 2, 3)$ ， $C_i$ 为将表 3.9 和表 3.10 中所列的偏振元件的各个物理参数代入式(3.4)得到的 Stokes 系数； $\Delta C_i$ 按下式近似计算，即 Stokes 系数函数的一级泰勒级数展开。

$$\Delta C_i \approx \sum_{j=1}^N \frac{\partial C_i}{\partial x_j} \Delta x_j \quad (3.8)$$

上式中， $x_j$ 为表示偏振元件的各个物理量。

针对旋转偏振片+1/4 波片和旋转偏振片+1/2 波片两种方案，我们将偏振元件的各项误差对 Stokes 系数的影响情况列于表 3.11 和表 3.12。比较两个表内的数值，可以明显发现，前者的部分系数直接受旋转偏振片最小透过率( $K_2$ )的影响，经过计算，要满足  $2 \times 10^{-4}$  的偏振精度，旋转偏振片的这项指标要达到  $4 \times 10^{-8}$ ，即使对于目前性能最好的 Glan-Thomson 棱镜，这项指标也只能达到  $1e-6$ <sup>[41]</sup>，只有通过两组偏振片组合来实现，这又必然降低仪器的透过率；相比之下，旋转偏振片+1/2 波片的方案中，Stokes 系数不受旋转偏振片最小透过率( $K_2$ )的影响，而其余误差对系数的影响与第一方案相同。另外，当偏振元件的各项指标为理想值时，后者的透过率为 50%，而前者只有 25%，也就是说，用 1/2 波片与旋转偏振片组合的方案，透过率较 1/4 波片组合的方案提高了一倍，这对于使用透过率较

低的双折射滤光器作为分光系统的望远镜来说，无疑可以大大提高 CCD 的接收能量。

鉴于旋转偏振片+1/2 波片的方案与旋转偏振片+1/4 波片的方案比较，具有以上两项优势，在空间太阳望远镜中，我们选择它作为偏振分析器的光学设计方案。

表 3.11 旋转偏振片+1/4 波片时，Stokes 参数的系数情况

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	1	$2 \cdot \Delta t_1$	0
-Q	-1	$-2 \cdot \Delta t_1$	0
+U	$-2 \cdot \Delta t_1$	$1 - 2 \cdot \Delta K_2$	0
-U	$2 \cdot \Delta t_1$	$-1 + 2 \cdot \Delta K_2$	0
+V	$-2 \cdot (\Delta t_1 - \Delta x_1)$	$\Delta d_1 + 2 \cdot \Delta K_2$	$1 - 2 \cdot \Delta K_2$
-V	$2 \cdot (\Delta t_1 - \Delta x_1)$	$-\Delta d_1 - 2 \cdot \Delta K_2$	$-1 + 2 \cdot \Delta K_2$

注： $\Delta t_1$  为旋转偏振片的方位角误差； $\Delta x_1, \Delta d_1$  分别为移动 1/4 波片的方位角及延迟误差； $\Delta K_2$  为旋转偏振片的最小透过率的误差值。

表 3.12 旋转偏振片+1/2 波片时，Stokes 参数的系数情况

	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	+1	$2 \cdot \Delta t_1$	0
-Q	-1	$-2 \cdot \Delta t_1$	0
+U	$-2 \cdot \Delta t_1$	+1	0
-U	$2 \cdot \Delta t_1$	-1	0
+V	$-2 \cdot (\Delta t_1 - \Delta x_1)$	$\Delta d_1$	1
-V	$2 \cdot (\Delta t_1 - \Delta x_1)$	$-\Delta d_1$	-1

注： $\Delta t_1$  为旋转偏振片的方位角误差； $\Delta x_1, \Delta d_1$  分别为移动 1/4 波片的方位角及延迟误差

### 3.4.2 偏振元件参数误差的确定

从表 3.12 中我们还可以发现，在偏振分析器中，影响横场测量的主要误差来自于旋转偏振片的方位角误差；在纵场测量时，1/4 波片的方位角误差和延迟误差也会对仪器的偏振精度产生影响。同时，我们也发现偏振片的偏振度和 1/2

波片的误差对仪器影响较小。这样，在确定偏振元件技术指标时，重点在确定旋转偏振片的方位角精度和 1/4 波片的误差要求。

表 3.13 对于不同的偏振片方位角误差和 1/4 波片延迟误差，Stokes 系数的变化情况

	$\Delta t_1(^{\circ})$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+Q	0.000	1	$-4.5 \times 10^{-4}$	$-1.73 \times 10^{-5}$
	0.003	1	$7.35 \times 10^{-4}$	$2.05 \times 10^{-5}$
	0.006	1	$8.39 \times 10^{-4}$	$2.05 \times 10^{-5}$
-Q	90.000	-1	$4.5 \times 10^{-4}$	$2.70 \times 10^{-4}$
	90.003	-1	$-7.35 \times 10^{-4}$	$2.70 \times 10^{-4}$
	90.006	-1	$-8.39 \times 10^{-4}$	$2.70 \times 10^{-4}$
+U	45.000	$4.53 \times 10^{-4}$	1	$1.79 \times 10^{-4}$
	45.003	$-7.33 \times 10^{-4}$	1	$2.05 \times 10^{-4}$
	45.006	$-8.37 \times 10^{-4}$	1	$2.05 \times 10^{-4}$
-U	135.000	$-4.48 \times 10^{-4}$	-1	$2.03 \times 10^{-4}$
	135.003	$7.37 \times 10^{-4}$	-1	$1.76 \times 10^{-4}$
	135.006	$8.41 \times 10^{-4}$	-1	$1.76 \times 10^{-4}$
	$\Delta d_1(^{\circ})$	$C_1$	$C_2$	$C_3$
+V	0.02	$4.39 \times 10^{-4}$	$-5.54 \times 10^{-4}$	1
	0.03	$4.39 \times 10^{-4}$	$-7.29 \times 10^{-4}$	1
	0.04	$4.39 \times 10^{-4}$	$9.03 \times 10^{-4}$	1
-V	0.02	$-4.34 \times 10^{-4}$	$1.72 \times 10^{-4}$	-1
	0.03	$-4.34 \times 10^{-4}$	$3.46 \times 10^{-4}$	-1
	0.04	$-4.34 \times 10^{-4}$	$5.21 \times 10^{-4}$	-1

注：在偏振分析器中， $k_1 = 0.83$ ， $k_2 = 5e-5$ ， $k_3 = 0.8$ ， $k_4 = 1e-3$ ， $\Delta x_1 = 2'$ ，

$\Delta x_2 = 10'$ ， $\Delta d_2 = 2^{\circ}$ ， $\Delta t_2 = -2^{\circ}$ 。

在制造安装水平允许的范围内，尽可能地提高对误差要求较松的偏振元件的制作质量，在这些参数的基础上，计算分析上面所提到的对偏振精度影响较大的技术指标，选择能够满足要求的最低指标，是针对此问题的设计思路。由于偏振片的通光口径较大，由双折射晶体组成的棱镜型偏振器无法满足，只能选用偏振膜型偏振片。在现有产品中，美国 Polaroid 公司生产的 HN42he 型聚乙烯醇（PVA）偏振片，其  $k_1$  和  $k_2$  系数的大小在 SST 观测波段分别在 0.83 和  $5e-5$  附近；固定偏振片选择 HN38S 型 PVA 偏振片，系数  $k_3$ 、 $k_4$  约为 0.8 和  $1e-3$ <sup>[47]</sup>。按照上面介绍的思路，经过数值分析计算，我们得到表 3.13。在这些参数中，对 1/4 波片的延迟要求同样达到万分之一的数量级，实际加工很难满足要求，但它的误差主要带来横场分量对纵场测量的影响（横场 Crosstalk），由于接收的横场信号弱于纵场信号，在无法两者同时兼顾的情况下，可以适当放松对这项指标的要求，或通过后期数据处理满足设计要求。

### 3.5 SST 偏振分析器方案的选择

上面分别介绍了三种调制方案的各自特点以及偏振元件误差对 Stokes 参数的影响情况。为便于比较，我们利用表 3.14 给出在满足系数  $C_1, C_2, C_3$  分别为  $8 \times 10^{-4}$ 、 $8 \times 10^{-4}$  和  $6 \times 10^{-4}$  的条件下，选择不同的调制方案，对偏振元件制造误差的要求。在表 3.15 中，我们比较了不同调制方案的理想透过率

表 3.14 不同调制方案，满足 SST 偏振精度要求的偏振元件误差

KD*P				旋转 1/2 波片				旋转偏振片				
1/4 波片		KD*P		1/4 波片		1/2 波片		1/4 波片		1/2 波片		偏振片
光轴	延迟	光轴	延迟	光轴	延迟	光轴	延迟	光轴	延迟	光轴	延迟	方位角
1'	0.6'	1'	0.6'	2'	1'	36"	2'	2'	2'	10'	2°	10"

表 3.15 不同调制方案的理想透过率

	KD*P	旋转 1/2 波片	旋转偏振片+1/2	旋转偏振片+1/4
透过率	50%	50%	50%	25%

从表 3.14 中可以看到，三种方案对波片及 KD\*P 的光轴方位角与延迟的要求都很高，现有加工技术是无法实现的。比较而言，在旋转偏振片的方案中，只对 1/4 波片的精度要求较高，1/2 波片和偏振片的要求相对可以达到。而 1/4 波片只单纯地用于纵向磁场的测量，也就是说，它的误差只影响纵场的测量，鉴于接收的纵场信号强于横场，在两个磁场分量精度不能兼得的情况下，只能适当放松横场对纵场的串扰，因此，从对偏振元件的要求上此方案优于其它两种方案；另外，从表 3.15 中，我们发现，对于旋转偏振片的方案，并没有因为使用两片偏振片而降低系统的透过率，即在此方案中，偏振分析器的透过能量并没有过多损失。可见，在上述所讨论的方案中，旋转偏振片的设计方案效果最好。

### 3.6 偏振元件上下表面平行度的要求

从设计结果可以看出，SST 偏振分析器中的偏振片和 1/2 波片都为旋转元件，如果它们的上下表面不平行，在旋转时，出射光的方向变化，造成观测不同的 Stokes 偏振分量时，在 CCD 靶面所成的太阳像发生移动，这对于需要两个正交分量做叠加运算的磁场测量来说，会降低磁场分辨率。

前面已经介绍过，SST 的像元分辨率为  $0.075''$ ，准直镜的角放大率为 22.5，那么，从偏振分析器出射的光线方向不能偏离  $1.69''$ 。假设旋转偏振片和 1/2 波片的平行度相等，且按光线偏离最大放置，如图 3.4 所示。则出射光线与入射光线的夹角表示为：

$$a_3' - \alpha_1 = 2(n-1) \cdot a_1 \quad (3.9)$$

式中,  $\alpha_1$  表示单个偏振元件的楔角,  $n$  表示 K9 玻璃的折射率 (因为 PVA 薄膜和胶层很薄, 忽略她们影响)。

可见, 光线的偏离角度约等于元件楔角。要满足 SST 的设计要求, 偏振元件的平行度应高于  $1.69''$ , 按照现有平板玻璃平行度的加工水平,  $\Phi 48\text{mm}$  口径的光学玻璃, 平行度不可能达到这么高, 这就需要在系统中进行校正。SST 望远镜的光学系统中, 配备一块相关跟踪用的摆镜, 可以随时校正光线的摆动。它对望远镜物方的校正角度是  $6''$ <sup>[44]</sup>, 经过放大后, 可以对  $2.25'$  以内的入射光线摆动予以纠正。如果按此值的  $1/6$  考虑, 偏振元件的平行度应小于  $20''$ 。

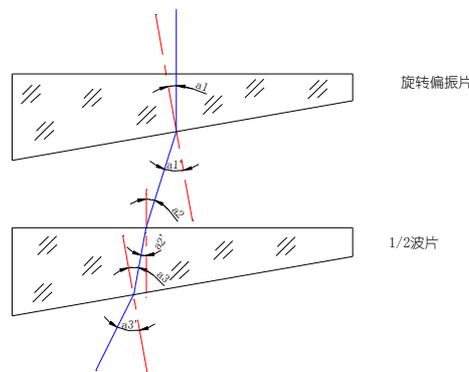


图 3.4 偏振分析器出射光线示意图

### 3.7 SST 偏振分析器的技术指标:

针对空间太阳望远镜的特殊观测环境, 要使其偏振分析器的偏振精度达到  $2 \times 10^{-4}$ , 最佳的设计方案应选择旋转偏振片作为调制元件, 为了适合双折射滤光器的第一个光学元件为偏振片的情况, 在这两个偏振片之间加入一个光轴方位角永远是旋转偏振片方位角的一半的  $1/2$  波片; 测量纵向磁场时, 在旋转偏振片前加入一片  $1/4$  波片。在这种组合下, 通过表 3.13 可以看出, 要满足  $C_1$ 、 $C_2$  小于  $8 \times 10^{-4}$ 、 $C_3$  小于  $6 \times 10^{-4}$ , 对各个偏振元件的要求如下:

1. 旋转偏振片的最小透过率应低于  $10^{-5}$ , 其方位角误差小于  $\pm 10''$ 。
2.  $1/2$  波片的延迟误差小于  $\pm 2^\circ$ , 方位角误差小于  $\pm 10'$ 。
3.  $1/4$  波片的延迟误差小于  $\pm 2'$ , 方位角误差小于  $\pm 2'$ 。
4. 偏振片和  $1/2$  波片的平行度: 小于  $\pm 20''$ 。

根据光学元件的参数要求, 确定磁分析器系统的技术指标:

1. 偏振片  $P_1$  可绕入射光轴旋转  $360^\circ$ , 旋转精度、重复精度及定位精度: 小于

±10"。

2. 1/2 波片绕入射光轴转 360° 且转角永远为 P1 转角的 1/2，旋转精度，重复精度及定位精度：小于±10'。
3. 要求 1/4 波片可沿垂直于入射光轴方向移出光路。  
1/4 波片每次移入光路的重复精度及定位精度为：小于±2'。
4. 所有光学件通光表面与光轴垂直度为：小于±21"。
5. 磁分析器外径小于  $\phi 160$  mm，长度小于 250 mm。
6. 偏振片 P1 的旋转速度达到 90° /秒。
7. 要求所有光学元件机械结构连接可靠，抗震、抗冲击，待经望远镜发射后，仍能保证应有的精度要求。

### 本章小结：

本章利用 Muller 矩阵描述偏振分析器中各个偏振光学元件、Stokes 参数描述光束的偏振状态，通过在几种不同调制方式下，偏振分析器对偏振元件的精度要求和系统透过率的比较，从中优化出最适于 SST 的设计方案，并给出采用这种方案对偏振分析器系统和偏振元件的技术要求。

## 第四章 偏振元件的选择与设计

空间太阳望远镜在可见光中十个波长处观测太阳磁场，这就要求偏振分析器中的偏振光学元件能够在多个波长下工作。前面已经介绍，偏振分析器位于望远镜主镜的入射光路中，这就要求它的外形尺寸不能大于 $\Phi 160\text{mm}$ 。如果采用多个单色元件分别进入光路的方案，必然造成偏振分析器的外径尺寸过大，造成主镜入射光路光能损失。因此，用于 SST 偏振分析器的偏振元件既要有很好的消色差功能，又要求外形尺寸尽量小。因此，选择适宜的偏振元件类型，优化元件的设计参数，成为研究本课题的关键技术之一。

本文从理论上阐述了两种消色差波片的设计原理，即由不同的双折射晶体材料组合的消色差波片和由相同的双折射材料组合的消色差波片，推导出后者满足消色差条件的基本要求；给出上面两种消色差波片的延迟和光轴方位角随波长变化的光谱曲线，进而确定用于空间太阳望远镜的消色差波片的类型，给出相应的 1/2 波片和 1/4 波片的设计参数及其在 SST 各个工作波长处的偏振性能；最后，分析了当单片波片存在误差时，如何合理选配，达到较为理想的消色差效果。

### 4.1 消色差波片

#### 4.1.1 消色差波片的类型

自 1949 年 Destian 和 Proutean<sup>[49]</sup>开始研制消色差波片发展至今，用于透射光路的消色差波片主要发展为四种类型：利用全反射光中 P 分量和 S 分量位相差是入射角函数设计的“菲涅尔棱镜波片”<sup>[50]</sup>、通过改变液晶分子排列的“液晶波片”<sup>[51]</sup>、利用不同材料的双折射率随波长变化不同的性能组合的“晶体消色差波片”<sup>[52, 53]</sup>（简称“晶体波片”）和通过选择每个单个波片的延迟和光轴方向而组合的“同种材料消色差波片”（简称“组合波片”），因为通常它由塑料薄膜制成，也常称为“塑料波片”<sup>[54], [55], [56]</sup>。

菲涅尔棱镜型波片厚度尺寸大，通光口径相对较小，且出射光束的方向会发生偏移，因此只适用于口径小、厚度空间不受限制的仪器中；而 SST 磁分析器要求偏振元件的通光口径为 48 毫米，菲涅尔棱镜很难胜任。消色差液晶波片刚刚问世不久，其偏振性能还不是很完善，而且，设计要求消色差波片在光路中光轴能够旋转，这会影晌电光器件的稳定性。因此，选择消色差波片时，没有考虑这两种类型，这里主要介绍“晶体波片”和“塑料波片”的消色差原理、组合方法，并比较它们的消色差性能。

“晶体波片”是利用双折射晶体的双折射率随波长变化的原理设计的，因此它是由不同种材料组合的消色差波片。在天文仪器中，石英、氟化镁晶体制作的波片使用最多，这种波片，已成功地用于怀柔基地多通道滤光器之中<sup>[57]</sup>。它的光轴方位角不随波长变化，有效视场内均匀性好，但晶体的价格昂贵，加工制作非常困难。

“组合波片”是通过选择每个单片波片的延迟大小和光轴方向来实现消色差功能的。它由多片同种材料组成，每片材料可以选择双折射晶体(石英、云母等)，也可以选用塑料延迟膜。这种消色差波片的厚度很薄，口径相对较大，制作成本较低，制作效率较晶体型波片高，非常适宜要求体积小、重量轻的空间望远镜使用。

#### 4.1.2 消色差波片的设计原理

##### 4.1.2.1 “晶体消色差波片”

单个双折射晶体波片的延迟可以表示为：

$$\delta = \frac{\mu d}{\lambda} \quad (4.1)$$

其中： $\mu$  为材料双折射率； $d$  为晶体厚度； $\lambda$  为入射光波长。

通过公式知道，如果能够找到一种晶体材料，其双折射率随波长成线性变化，即双折射率与波长的比值  $\frac{\mu}{\lambda}$  为常数，那么它的延迟就不再随波长变化。但是在现有的材料中，很难找到作为波片能够满足这种要求的双折射晶体。但是可以发现，对于不同的晶体，其双折射率随波长的变化是不一致的。利用这一原理，采用两种不同材料的晶体，可以组成消色差波片。如公式 (4.2)：

$$\begin{aligned} \delta &= \frac{\mu_1 d_1}{\lambda_1} + \frac{\mu_2 d_2}{\lambda_1} \\ \delta &= \frac{\mu_1' d_1}{\lambda_2} + \frac{\mu_2' d_2}{\lambda_2} \end{aligned} \quad (4.2)$$

当已知在波长  $\lambda_1, \lambda_2$  处，两种晶体的双折射率  $\mu_1, \mu_1', \mu_2, \mu_2'$  时，可以求出它们的厚度  $d_1, d_2$ ，保证在  $\lambda_1, \lambda_2$  两波长处得到相同的位相延迟，从而实现消色差的目的。

##### 4.1.2.2 “组合的消色差波片”

一个组合波片，要成为真正的波片，需要满足两个条件：(1) 有固定的光轴。(2) 有稳定的延迟。也就是说，组合后的光轴方位角与延迟的函数对波长的导数为零<sup>[58]</sup>。

下面我们讨论在较宽的光谱范围内，具有消色差性能的波片合成理论，其指导思想为：从组合后的 Jones 矩阵表达式的等式出发，让系统的组合延迟和组合光轴在所选的光谱区间的中心波长处的高阶导数为零。

Jone 在文献中论证过, 一片光轴方位角为  $\theta$ , 延迟为  $2\delta$  的波片, 可以表示为一个矩阵  $M(\delta, \theta)$ <sup>[59]</sup>:

$$\hat{M}(\delta, \theta) = \hat{R}(-\theta) \cdot \hat{L}_\delta \cdot \hat{R}(\theta) = \cos \delta \cdot \hat{J} + j \sin \delta \cdot \hat{G} \cdot R(2\theta) \quad (4.3)$$

其中,  $L_\delta$  为单个波片光轴方位角为零时, 位相延迟为  $2\delta$  的矩阵;  $R_{(\theta)}$  为旋转矩阵。

$$\hat{L}_\delta = \begin{pmatrix} e^{j\delta} & 0 \\ 0 & e^{-j\delta} \end{pmatrix} = \cos \delta \hat{J} + j \sin \delta \cdot \hat{G}$$

$$\hat{R}_{(\theta)} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix}; \quad \hat{J} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}; \quad \hat{G} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

由  $N$  个单个波片组成的波片可以等效为一个线性波片, 表示为一个波片矩阵与旋转矩阵乘积的形式, 如下式<sup>[60]</sup>:

$$\hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) = \hat{R}_{(\Phi_2)} \cdot \hat{L}_\Delta \cdot \hat{R}_{(\Phi_1)} \quad (4.4)$$

式中,  $2\Delta$  表示组合波片的延迟,  $\Phi$  为组合波片的方位角;  $R_{(\Phi)}$  为旋转矩阵。

对于线性波片:  $\Phi_2 = -\Phi_1$ 。

由于组合波片的参数是各个单个波片参数的函数, 所以可以存在一种可能性, 即组合后的参数在某些光谱区域随波长的变化不大。为方便起见, 只考虑单个波片是由相同材料实现的。这样, 在外部条件改变的情况下 (如入射光的波长和温度的改变), 系统的各个组元的位相延迟与给定的数值偏差一个同样的相对量, 以下式表示:

$$\chi = \frac{\delta_1}{\delta_{10}} = \frac{\delta_2}{\delta_{20}} = \dots = \frac{\delta_N}{\delta_{N0}} \quad (4.5)$$

式中下标 0 表示在选定的中心波长处的参数, 波片的延迟在一级近似条件下, 与波长成反比, 于是参数  $\chi$  可以写成:

$$\chi = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (4.6)$$

设计组合消色差波片的关键为：满足设计要求的组合波片的参数，并保证这些参数在中心波长（ $\chi=1$ ）处的导数为零，以矩阵的形式表示为：

$$\hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) = \hat{R}_{\Phi_2} \hat{L}_\Delta \hat{R}_{\Phi_1} \quad (4.7)$$

$$\hat{M}^{(j)}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) \Big|_{\chi=1} = \hat{0} \quad (4.7a)$$

式中的导数  $j=1, 2, \dots$ ，每个单个波片具有延迟和方位角两个变量，对于  $N$  片组合的系统具有  $2N$  个变量，它们应满足  $3(1+j_{\max})$  条件，即： $2N=3(1+j_{\max})$ ，从而推出对于给定的  $N$ ：

$$j_{\max} \leq E\left\{\frac{2}{3}N-1\right\} \quad (4.8)$$

式中  $E\{a\}$  为该数的整数部分。

通过此式也可以看出，利用此种原理组成的消色差波片，组元数最少为 3 片。

对于任意的组合消色差波片，将其分为三部分，每部分可能包含任意数的组元，分别用  $a$ 、 $b$ 、 $c$  来表示每一部分，于是如（4.7）式所示，可以表示为：

$$\hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) = \hat{R}_{2a} \hat{L}_a \hat{R}_{1a} \hat{R}_{2b} \hat{L}_b \hat{R}_{1b} \hat{R}_{2c} \hat{L}_c \hat{R}_{1c} \quad (4.9)$$

将矩阵  $\hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1)$  对参数  $\chi$  求导，并将所得导数取为零，即：

$$\hat{M}'(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) = \hat{0} \quad (4.10)$$

将（4.10）式作下面变换：

$$\hat{R}_{2b}^{-1} \cdot \hat{R}_{1a}^{-1} \cdot \hat{L}_a^{-1} \cdot \hat{R}_{2a}^{-1} \cdot \hat{M}' \cdot \hat{R}_{1c}^{-1} \cdot \hat{L}_c^{-1} \cdot \hat{R}_{2c}^{-1} \cdot \hat{R}_{1b}^{-1} \cdot \hat{L}_b^{-1} = \hat{0} \quad (4.11)$$

将上式展开计算，并用前面给定的矩阵符号，得到下式：

$$\begin{aligned} & \varphi'_{2a} \cdot \hat{R}_{2b}^{-1} \cdot \hat{R}_{1a}^{-1} \cdot \hat{L}_a^{-2} \cdot \hat{R}_{1a} \cdot \hat{R}_{2b} \cdot \hat{H} + j \delta'_a \cdot \hat{R}_{1a}^{-2} \cdot \hat{R}_{2b}^{-2} \cdot \hat{G} + \varphi'_{1a} \hat{H} + \varphi'_{2b} \cdot \hat{H} + j \delta'_b \hat{G} + \\ & \varphi'_{1b} \hat{L}_b^2 \hat{H} + \varphi'_{2c} \hat{L}_b^2 \hat{H} + j \delta'_c \cdot \hat{L}_b \cdot \hat{R}_{1b}^2 \cdot \hat{R}_{2c}^2 \cdot \hat{L}_b^{-1} \hat{G} + \varphi'_{1c} \hat{L}_b \cdot \hat{R}_{1b} \cdot \hat{R}_{2c} \cdot \hat{L}_c^2 \hat{R}_{2c}^{-1} \cdot \hat{R}_{1b}^{-1} \cdot \hat{L}_b \cdot \\ & \hat{H} = \hat{0} \end{aligned} \quad (4.12)$$

其中：

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$$

设组成系统的两边的波片为线性波片，即有下面关系成立：

(1)  $\varphi_{1a} = -\varphi_{2a}$ ,  $\varphi_{1c} = -\varphi_{2c}$  单个波片从入射与出射光线方向看，方位角对称。

(2)  $\varphi'_{2a} = \varphi'_{1a} = \varphi'_{1c} = \varphi'_{2c} = 0$  表示方位角不随波长变化。

(3)  $\delta'_a = \delta_{a0}$ ,  $\delta'_c = \delta_{c0}$

令：

$$2(\varphi_{1a} + \varphi_{2b}) = \alpha_{ab} \quad (4.13)$$

$$2(\varphi_{1b} + \varphi_{2c}) = \alpha_{bc} \quad (4.14)$$

根据计算：

$$\hat{R}_{1a}^{-2} \cdot \hat{R}_{2b}^{-2} = \hat{R}_{abc}$$

$$R_{1b}^2 R_{2c}^2 = R_{abc}$$

则(4.12)式变为：

$$j\delta_a \cdot \hat{R}_{abc} \cdot \hat{G} + \varphi'_{2b} \cdot \hat{H} + j\delta'_b \cdot \hat{G} + \varphi'_{1b} \cdot L_b^2 \cdot \hat{H} + j\delta_c \cdot \hat{L}_b \cdot \hat{R}_{abc} \cdot \hat{L}_b^{-1} \cdot \hat{G} = \hat{0} \quad (4.15)$$

将  $\hat{R}$ ,  $\hat{G}$ ,  $\hat{H}$  代入上式，并将左边展开相乘，将乘积分解出实部与虚部，并且令矩阵中各元素为零，因而有下面方程组成立：

$$\begin{cases} \varphi'_{2b} + \varphi'_{1b} \cdot \cos 2\delta_b + \delta_c \cdot \sin 2\delta_b \cdot \sin \alpha_{bc} = 0 & (4.16) \\ \delta_a \cdot \cos \alpha_{ab} + \delta'_b + \delta_c \cdot \cos \alpha_{bc} = 0 & (4.16a) \\ \delta_a \cdot \sin \alpha_{ab} + \varphi'_{1b} \cdot \sin 2\delta_b - \delta_c \cdot \cos 2\delta_b \cdot \sin \alpha_{bc} = 0 & (4.16b) \end{cases}$$

由上面方程组可见：最基本的消色波片的条件为：

$$\begin{cases} 2\delta_b = \pi \\ \varphi'_{2b} - \varphi'_{1b} = 0 \end{cases}$$

下面再考虑消色差波片的另一条件，即：

$$\hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1)|_{z=1} = \hat{R}_{\Phi_2} \cdot \hat{L}_{\Delta} \cdot \hat{R}_{\Phi_1}$$

$$\text{设:} \quad \varphi_{2a} - \varphi_{1a} = \beta_a \quad (4.17)$$

$$\varphi_{2b} - \varphi_{1b} = \beta_b \quad (4.17a)$$

$$\varphi_{2c} - \varphi_{1c} = \beta_c \quad (4.17b)$$

代入下式:

$$\begin{aligned} \hat{M}(\Phi_2, \Delta, \Phi_1) &= \hat{R}_{2a} \cdot \hat{L}_a \cdot \hat{R}_{1a} \cdot \hat{R}_{1a} \cdot \hat{L}_b \cdot \hat{R}_{1b} \cdot \hat{R}_{2c} \cdot \hat{L}_c \cdot \hat{R}_{1c} \\ &= \hat{R}(\Phi_2) \left[ \cos \Delta \cdot \hat{J} + \sin \Delta \cdot \hat{G} \right] \cdot \hat{R}(\Phi_1) \end{aligned}$$

将上式左边展开, 并令等式两边实部与虚部分别相等, 则得到: ( $2\delta_b = \pi$ )

$$\begin{cases} \sin \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot R(\beta_a - \beta_b) + \cos \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot R(\beta_b - \beta_c) = -\cos \Delta \cdot R(\Phi_1 + \Phi_2) \\ \cos \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot R\beta_b - \sin \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot R(\beta_a - \beta_b + \beta_c) = \sin \Delta \cdot R(\Phi_2 - \Phi_1) \end{cases} \quad (4.18)$$

将 (4.16) 和 (4.18) 两组方程组合, 可以求得构成消色差问题的七个参量, 每边的线性波片各两个和内部合成波片的三个 ( $\varphi_{1a}, \delta_c, \varphi_{1c}, \delta_c, \varphi_{1b}, \delta_b, \varphi_{2b}$ )。

假设组合后的系统及内部的各个单个波片都为线性波片, 即  $\varphi = -\varphi$ , 将 (4.13) (4.14) 和 (4.17) 的假设条件同时代入公式 (4.18), 得到:

$$\begin{cases} \sin \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot R(2\varphi_a - 2\varphi_b) + \cos \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot R(2\varphi_b - 2\varphi_c) = 0 \\ \cos \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot R(2\varphi_b) - \sin \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot R(2\varphi_a - 2\varphi_b + 2\varphi_c) = \sin \Delta \cdot R(2\Phi) \end{cases}$$

将矩阵展开, 得到:

$$\begin{cases} \sin \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot \cos \alpha_{ab} + \cos \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot \cos \alpha_{bc} = 0 \\ \sin \delta_a \cdot \cos \delta_c \cdot \sin \alpha_{ab} + \cos \delta_a \cdot \sin \delta_c \cdot \sin \alpha_{bc} = 0 \end{cases} \quad (4.19)$$

由方程式 (4.16) 知:

$$\delta'_b = 0 \quad \sin 2\delta_b = 0$$

因此, 有:

$$\frac{\cos \alpha_{bc}}{\cos \alpha_{ab}} = -\frac{\delta_a}{\delta_c}; \quad \frac{\sin \alpha_{bc}}{\sin \alpha_{ab}} = -\frac{\delta_a}{\delta_c}$$

代入方程组 (4.19), 得到:

$$\delta_a \cdot \text{ctg} \delta_a = \delta_c \cdot \text{ctg} \delta_c \quad (4.20)$$

所以有:

$$\delta_a = \delta_c$$

$$\alpha_{ab} = \alpha_{bc} \Rightarrow \varphi_{1a} = \varphi_{2c}$$

由以上推导, 可以得到: 组合波片的消色差条件为:

- (1) 位于入射光和出射光处的单片 (第一片和最后一片) 位相延迟相等, 且光轴方向平行。
- (2) 中间片合成片的位相延迟在消色差范围的中心波长处为半波片。
- (3) 系统由奇数个组元构成。

### 4.1.3 组合波片的延迟与光轴计算

#### 4.1.3.1 三片型组合

下面讨论已知各个单片波片的参数, 计算组合波片延迟和光轴的方法。首先, 选择组合单元数最少的三片组合方式。对于一个由三个延迟片构成的组合波片, 其矩阵的表达式为:

$$\begin{aligned} \hat{M}_3 &= \hat{M}(\delta_a, \theta_a) * \hat{M}(\delta_b, \theta_b) * \hat{M}(\delta_c, \theta_c) \\ &= \cos \delta_c \cos \delta_b \cos \delta_a * \hat{J} - \{ \cos \delta_c \sin \delta_b \sin \delta_a * \hat{R}[2(\theta_a - \theta_b)] \\ &\quad + \cos \delta_b \sin \delta_c \sin \delta_a * \hat{R}[2(\theta_a - \theta_c)] + \cos \delta_a \sin \delta_c \sin \delta_b * \hat{R}[2(\theta_b - \theta_c)] \} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ j E \{-\sin \delta_c \sin \delta_b \sin \delta_a * \hat{R}[2(\theta_c - \theta_b + \theta_a)] + \sin \delta_c \cos \delta_b \cos \delta_a * \hat{R}(2\theta_c) \\
 &+ \sin \delta_b \cos \delta_c \cos \delta_a \hat{R}(2\theta_b) + \sin \delta_a \cos \delta_c \cos \delta_b * \hat{R}(2\theta_a)\}
 \end{aligned}$$

当满足消色差条件： $\delta_a = \delta_c$ ， $\theta_a = \theta_c = 0$ 时，矩阵  $M_3$  有如下形式：

$$\begin{aligned}
 \hat{M}_3 = &(\cos 2\delta_a \cos \delta_b - \sin 2\delta_a \sin \delta_b \cos 2\theta_b) \hat{R}(0) \\
 &+ j E[-\sin^2 \delta_a \sin \delta_b \hat{R}(-2\theta_b) + \cos^2 \delta_a \sin \delta_b \hat{R}(2\theta_b) + \sin 2\delta_a \cos \delta_b \hat{R}(0)]
 \end{aligned} \tag{4.21}$$

分别令 (4.21) 式的实部与虚部同 (4.3) 式的实部与虚部相等，将得到三片组合波片的延迟 (4.22) 及光轴方位角 (4.23) 的表达式，即：

$$\cos \delta = \cos 2\delta_a \cos \delta_b - \sin 2\delta_a \sin \delta_b \cos 2\theta_b \tag{4.22}$$

$$ctg 2\theta = \operatorname{cosec} 2\theta_b (\sin 2\delta_a ctg \delta_b + \cos 2\delta_a \cos 2\theta_b) \tag{4.22a}$$

从上式中可以看出，组合波片的延迟与方位角是各个单片延迟与方位角的函数，当各个单片的参数已知时，可以求得它们组合后的延迟与光轴；同样，对于确定的组合波片，通过求解方程组 (4.22)，可以得到各个单片波片的参数。

#### 4.1.3.2 五片型组合

如果将三片组合的消色差波片写成矩阵形式，有如下关系：

$$\hat{M}_3 = A_1 \hat{J} + j \hat{G} \cdot \hat{R}_{2\theta_1} \cdot (B_1 \hat{J} + C_1 \cdot \hat{H}) \tag{4.23}$$

其中：

$$A_1 = \cos 2\delta_1 \cdot \cos \delta_0 - \sin 2\delta_1 \cdot \sin \delta_0 \cdot \cos \alpha_1$$

$$B_1 = \sin 2\delta_1 \cdot \cos \delta_0 + \cos 2\delta_1 \cdot \sin \delta_0 \cdot \cos \alpha_1$$

$$C_1 = \sin \delta_0 \cdot \sin \alpha_1$$

$$\alpha_1 = 2(\theta_0 - \theta_1)$$

对于任意的对称矩阵，与  $\hat{M}_{(3)}$  有相同结构，利用指数替代方法，设有下标  $k-1$  个波片系统，有形如 (27) 的公式来描述，即：

$$M_{(N-2)}^{\wedge} = A_{k-1} \cdot \hat{J} + j \cdot \hat{G} \cdot \hat{R}_{2\varphi_{k-1}} (B_{k-1} \cdot \hat{J} + G_{k-1} \cdot \hat{H}) \quad (4.24)$$

在这个系统中，再增加两个下标为 k 的波片，则：

$$M_{(N)}^{\wedge} = \hat{M}_k \cdot \hat{M}_{(N-2)}^{\wedge} \cdot \hat{M}_k$$

相乘后得到：

$$M_{(N)}^{\wedge} = A_k \cdot \hat{J} + j \cdot \hat{G} \cdot \hat{R}_{2\varphi_k} (B_{k-1} \cdot \hat{J} + C_k \cdot \hat{H}) \quad (4.25)$$

系数  $A_k, B_k, C_k$  如下式迭代推导：

$$\begin{pmatrix} A_k \\ B_k \end{pmatrix} = \hat{R}_{\tau k} \begin{pmatrix} A_{k-1} \\ D_k \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

$$\begin{pmatrix} D_k \\ C_k \end{pmatrix} = \hat{R}_{\alpha k} \begin{pmatrix} B_{k-1} \\ C_{k-1} \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

其中：

$$\tau_k = 2\delta_k; \quad \alpha_k = 2(\theta_{k-1} - \theta_k);$$

初始值：

$$A_0 = \cos \delta_0$$

$$B_0 = \sin \delta_0$$

$$C_0 = 0$$

因此，对于由任意数对称排列组元组成的消色差波片，其组合后的延迟和光轴方位角由下式计算：

$$\begin{cases} \Delta_k = \arccos A_k \\ \Phi_k = \theta_k + \frac{1}{2} \arctg \frac{B_k}{C_k} \end{cases} \quad (4.28)$$

#### 4.1.4 两种消色差波片的参数设计及性能分析

##### 4.1.4.1 参数计算

##### 4.1.4.1.1 “晶体消色差波片”的参数计算<sup>[61]</sup>

晶体的双折射率是波长的函数，将它做泰勒级数展开：

$$\mu = \Delta_0 + \Delta_1 \lambda + \Delta_2 \lambda^2 + \dots \quad (4.29)$$

当选用 A、B 两种不同材料时，有：

$$\begin{aligned} \therefore d_A(\Delta_{0A} + \Delta_{1A}\lambda + \Delta_{2A}\lambda^2) \pm d_B(\Delta_{0B} + \Delta_{1B}\lambda + \Delta_{2B}\lambda^2) &= \pm \lambda / 2 \\ \therefore \left\{ \begin{array}{l} a_A \Delta_{0A} \mp a_B \Delta_{0B} = 0 \\ d_A \Delta_{1A} \pm d_B \Delta_{1B} = \lambda / 2 \\ d_A \Delta_{2A} \pm d_B \Delta_{2B} = 0 \end{array} \right\} &\Rightarrow \frac{\Delta_{2A}}{\Delta_{0A}} = \frac{\Delta_{2B}}{\Delta_{0B}} \end{aligned} \quad (4.30)$$

即当两种材料双折射率的二次系数与零次系数的比值相等时，组合后的波片消色差性能最好。根据这个原则，利用文献<sup>[62]</sup>中提供的不同双折射晶体的双折射率情况，如表 4.1 所示，利用最小二乘法分别计算双折射率泰勒级数展开的各级次系数和上述比值，如公式 (4.31)，得到表 4.2。

$$\begin{aligned} \Delta_2 \sum_{i=1}^n \lambda_i^4 + \Delta_1 \sum_{i=1}^n \lambda_i^3 + \Delta_0 \sum_{i=1}^n \lambda_i^2 &= \sum_{i=1}^n \mu_i \lambda_i^2 \\ \Delta_2 \sum_{i=1}^n \lambda_i^3 + \Delta_1 \sum_{i=1}^n \lambda_i^2 + \Delta_0 \sum_{i=1}^n \lambda_i &= \sum_{i=1}^n \mu_i \lambda_i \\ \Delta_2 \sum_{i=1}^n \lambda_i^2 + \Delta_1 \sum_{i=1}^n \lambda_i + n \Delta_0 &= \sum_{i=1}^n \mu_i \end{aligned} \quad \text{公式 (4.31)}$$

表4.1 几种常用双折射晶体的双折射率 (T=24.8℃)

Wavelength (Å)	Quartz	Calcite	MgF <sub>2</sub>	ADP	KDP
3000.0	0.010253	-0.207088	0.012402	-0.051160	-0.047393
3250.0	0.010007	-0.198991	0.012296	-0.050168	-0.046333
3500.0	0.009818	-0.193027	0.012198	-0.049378	-0.045495
3750.0	0.009669	-0.188480	0.012116	-0.048727	-0.044806
4000.0	0.009550	-0.184919	0.012049	-0.048172	-0.044221
4250.0	0.009452	-0.182062	0.011993	-0.047687	-0.043708
4500.0	0.009370	-0.179722	0.011947	-0.047251	-0.043247
4750.0	0.009302	-0.177774	0.011907	-0.046851	-0.042825
5000.0	0.009243	-0.176126	0.011873	-0.046477	-0.042430
5250.0	0.009192	-0.174716	0.011843	-0.046124	-0.042054
5500.0	0.009147	-0.173495	0.011817	-0.045782	-0.041694
5750.0	0.009107	-0.172426	0.011794	-0.045452	-0.041341
6000.0	0.009071	-0.171480	0.011774	-0.045127	-0.040995
6250.0	0.009038	-0.170637	0.011755	-0.044806	-0.040652
6500.0	0.009009	-0.169879	0.011730	-0.044485	-0.040311
6750.0	0.008981	-0.169191	0.011724	-0.044166	-0.039969
7000.0	0.008956	-0.168563	0.011710	-0.043844	-0.039624
7250.0	0.008932	-0.167985	0.011698	-0.043520	-0.039276
7500.0	0.008910	-0.167449	0.011686	-0.043192	-0.038925
7750.0	0.008888	-0.166950	0.011676	-0.042860	-0.038568
8000.0	0.008868	-0.166481	0.011666	-0.042522	-0.038204
8250.0	0.008848	-0.166039	0.011657	-0.042179	-0.037835
8500.0	0.008829	-0.165619	0.011648	-0.041830	-0.037459
8750.0	0.008811	-0.165219	0.011641	-0.041473	-0.037076
9000.0	0.008793	-0.164835	0.011633	-0.041110	-0.036686
9250.0	0.008776	-0.164465	0.011626	-0.040740	-0.036285
9500.0	0.008758	-0.164107	0.011620	-0.040362	-0.035879
9750.0	0.008741	-0.163759	0.011614	-0.039976	-0.035462
10000.0	0.008725	-0.163419	0.011608	-0.039582	-0.035039
10250.0	0.008708	-0.163087	0.011603	-0.039182	-0.034605
10500.0	0.008692	-0.162760	0.011598	-0.038771	-0.034163
10750.0	0.008675	-0.162438	0.011593	-0.038351	-0.033710
11000.0	0.008659	-0.162119	0.011588	-0.037924	-0.033250

由此可知, ADP、KDP 与 MgF2 之间的组合应该具有最佳消色差性能。将这三种材料两两组合, 外加以前常用的 MgF2 与石英组合, 取在波长 450nm 和 600nm 处为两个设计波长, 求得组成消色差波片时, 这几种晶体的厚度参数如下:

表 4.2 双折射晶体双折射率泰勒展开各级的系数

材料	$\Delta_0$	$\Delta_1$	$\Delta_2$	$\Delta_1 / \Delta_0$	$\Delta_2 / \Delta_0$
MgF2	<b>0.012</b>	<b>-7.82e-4</b>	<b>-1.18e-5</b>	<b>-6.34e-2</b>	<b>-9.55e-4</b>
Quartz	<b>0.010</b>	<b>-0.015</b>	<b>-1.97e-5</b>	<b>-0.147</b>	<b>-1.94e-3</b>
ADP	<b>-5.43e-2</b>	<b>1.48e-2</b>	<b>2.24e-5</b>	<b>-2.72e-1</b>	<b>-4.13e-4</b>
KDP	<b>-5.08e-2</b>	<b>1.58e-3</b>	<b>2.18e-5</b>	<b>-3.11e-2</b>	<b>-4.29e-4</b>

当 MgF2 与石英组合时, 对于 1/4 波片:  $d_{MgF2} = 0.215mm, d_{Quartz} = 0.263mm$

对于 1/2 波片:  $d_{MgF2} = 0.430mm, d_{Quartz} = 0.526mm$

当 MgF2 与 ADP 组合时, 对于 1/4 波片:  $d_{MgF2} = 0.115mm, d_{ADP} = 0.027mm$

对于 1/2 波片:  $d_{MgF2} = 0.230mm, d_{ADP} = 0.054mm$

当 MgF2 与 KDP 组合时, 对于 1/4 波片:  $d_{MgF2} = 0.096mm, d_{KDP} = 0.024mm$

对于 1/2 波片:  $d_{MgF2} = 0.192mm, d_{KDP} = 0.048mm$

当 ADP 与 KDP 组合时, 对于 1/4 波片:  $d_{ADP} = 0.130mm, d_{KDP} = 0.139mm$

对于 1/2 波片:  $d_{ADP} = 0.260mm, d_{KDP} = 0.278mm$

#### 4.1.4.1.2 “组合消色差波片”的参数计算

要想得到在一定波长范围内符合消色差条件的组合波片的设计参数, 由公式 (4.22) 知, 要求出第一、三单片的延迟 ( $\delta_a$ ) 以及第二单片的光轴方位角 ( $\theta_b$ )。为此, 我们假设: 在中心波长为  $\lambda_0$  的单色光下, 每单片的延迟分别为:  $\delta_a$ 、 $\delta_b$ 、 $\delta_c$ , 在波长为  $\lambda'$ 、 $\lambda''$  的单色光下 [ $\lambda' = (1-f) \cdot \lambda_0$ ,  $\lambda'' = (1+f) \cdot \lambda_0$ ],  $f$  为表示消色差范围的系数, 每单片对应的延迟为:

$$\delta_i' = (1-f)\delta_i,$$

$$\delta_i'' = (1+f)\delta_i \quad i = 1, 2, \quad (4.32)$$

令组合波片的延迟在  $\lambda'$ 、 $\lambda''$  两波长处相等，即： $\delta = \delta' = \delta''$ ，那么式 (4.32) 有：

$$\cos \delta' = \cos 2\delta_a' \cos \delta_b' - \sin 2\delta_a' \sin \delta_b' \cos 2\theta_b \quad (4.33)$$

$$\cos \delta'' = \cos 2\delta_a'' \cos \delta_b'' - \sin 2\delta_a'' \sin \delta_b'' \cos 2\theta_b \quad (4.33a)$$

式 (4.22a) 成为如下形式：

$$\text{ctg} 2\theta = \text{cosec} 2\theta_b (\sin 2\delta_a' \text{ctg} \delta_b' + \cos 2\delta_a' \cos 2\theta_b)$$

$$\text{ctg} 2\theta = \text{cosec} 2\theta_b (\sin 2\delta_a'' \text{ctg} \delta_b'' + \cos 2\delta_a'' \cos 2\theta_b)$$

在两波长处光轴方位角相等，得到：

$$\sin 2\delta_a' \text{ctg} \delta_b' - \sin 2\delta_a'' \text{ctg} \delta_b'' = (\cos 2\delta_a'' - \cos 2\delta_a') \cos 2\theta_b \quad (4.33b)$$

要满足消色差条件，中间波片的延迟  $2\delta_b$  在中心波长处应为  $\pi$ ，把  $\delta_b' = (1-f) * \pi/2$  和  $\delta_b'' = (1+f) * \pi/2$  代入公式 (4.23) 和 (4.23a)，因  $\delta' = \delta''$ ，可以得到第二片波片的光轴方位角计算公式：

$$\cos 2\theta_b = \frac{\cos 2\delta_a' \cos \delta_b' - \cos 2\delta_a'' \cos \delta_b''}{\sin 2\delta_a' \sin \delta_b' - \sin 2\delta_a'' \sin \delta_b''} = \frac{\cos 2\delta_a' + \cos 2\delta_a''}{\sin 2\delta_b' - \sin 2\delta_b''} * \text{tg}(f * \frac{\pi}{2}) \quad (4.34)$$

对于组合 1/2 消色差波片， $2\delta = \pi$ ，则  $\cos \delta = \cos(\pi/2) = 0$ ，代入公式 (4.35)、(4.23a)，得到：

$$\begin{cases} \cos 2\delta_a' \sin f \cdot \frac{\pi}{2} - \sin 2\delta_a' \cos f \cdot \frac{\pi}{2} \cos 2\theta_b = 0 \\ \cos 2\delta_a'' \sin f \cdot \frac{\pi}{2} - \sin 2\delta_a'' \cos f \cdot \frac{\pi}{2} \cos 2\theta_b = 0 \end{cases} \Rightarrow \frac{\cos 2\delta_a'}{\sin 2\delta_a'} = -\frac{\cos \delta_a''}{\sin 2\delta_a''}$$

进而得到：

$$\sin 2(\delta_a' + \delta_b'') \quad (4.36)$$

把  $\delta_1' = (1-f)\delta_1$  和  $\delta_1'' = (1+f)\delta_1$  代入 (4.25)，得到：

$$\sin 4\delta_a = 0 \quad (4.37)$$

可以得到，在方程 (4.26) 的解中，可同时使方程 (4.23)、(4.23a)、(4.23b) 同时成立的解为：

$$2\delta_a = \pi \quad (4.38)$$

这样，公式 (4.24) 变为以下形式：

$$\cos 2\theta_2 = \frac{\operatorname{tg}(f * \pi/2)}{\operatorname{tg}(f * \pi)} \quad (4.39)$$

通过上式，可以求得第二个单片的光轴方位角。则组合 1/2 消色差波片在中心波长处的光轴方位角  $\theta$  可以由下式的得出：

$$\operatorname{ctg}\theta = \frac{\operatorname{tg}(f * \pi/2)}{\operatorname{tg}(f * \pi) * \sin 2\theta_b} \quad (4.40)$$

同理，对于组合 1/4 消色差波片， $2\delta = \pi/2$ ，把  $2\delta_b = \pi$  及  $\delta_a' = (1-f)\delta_a$  和  $\delta_a'' = (1+f)\delta_a$  代入公式 (4.23)，(4.23a)，并消去  $\theta_b$ ，则有第一片和第三片波片的延迟计算公式：

$$\sin(f * 2\delta_a) = \frac{\sin(f * \pi/2)}{\cos \delta} * \sin 2\delta_a \quad (4.41)$$

通过公式 (4.24)，可以第二个单片在中心波长处的光轴方位角由下式确定：

$$\cos 2\theta_b = \frac{\operatorname{tg}(f * \pi/2)}{\operatorname{tg}(f * 2\delta_a)} \quad (4.42)$$

则组合 1/4 消色差波片在中心波长的光轴方位角  $\theta$  可以由下式得到：

$$\operatorname{ctg} 2\theta = \frac{\cos(2\delta_a) * \operatorname{tg}(f * \pi / 2)}{\operatorname{tg}(f * \pi) * \sin 2\theta_b} \quad (4.43)$$

对于太阳磁场观测，天文学家比较关心的可见光谱线很多，但是在 500nm-600nm 波长范围内太阳光谱的磁敏线分布较多，所以我们取  $\lambda_0 = 560\text{nm}$  作为设计的中心波长，取  $f=0.1414$ ，根据数值计算，可以得到组合 1/2 和组合 1/4 消色差波片的设计参数如下：

对于三片组合的 1/2 消色差波片：

$$2\delta_a = \pi, \quad 2\delta_b = \pi, \quad \theta_a = 0, \quad \theta_b = 59^\circ 10', \quad \theta = 30^\circ 50'$$

对于三片组合的 1/4 消色差波片：

$$2\delta_a = 115^\circ 30', \quad 2\delta_b = \pi, \quad \theta_a = 0, \quad \theta_b = 70^\circ 13', \quad \theta = 30^\circ 45'$$

同理，对于五片组合的消色差波片，其各个单片波片的参数如下：

1/4 波片：

$$\delta_2 = 81^\circ, \quad \theta_2 = 0, \quad \theta_1 = 50.51^\circ, \quad \delta_1 = \delta_0 = 180^\circ, \quad \theta_0 = 123.16^\circ, \quad \Phi = 49.56^\circ$$

1/2 波片：

$$\delta_2 = \delta_1 = \delta_0 = 180^\circ, \quad \theta_2 = 0, \quad \theta_1 = 28.64^\circ, \quad \theta_0 = 96.23^\circ, \quad \Phi = 38.95^\circ$$

上面的方位角是假设最外边的单片角度为零计算的，然而，组合波片的方位角为零度时，使用起来更加方便。为此，我们将各个单片的方位角都转动一个组合的方位角 ( $\theta$ )。于是得到下面的制作参数：

对于三片型：

1/2 组合消色差波片：

$$2\delta_1 = \pi, \quad 2\delta_2 = \pi, \quad \theta_1 = -30^\circ 50', \quad \theta_2 = 28^\circ 20', \quad \theta = 0$$

1/4 组合消色差波片：

$$2\delta_1 = 115^{\circ}32', \quad 2\delta_2 = \pi, \quad \theta_1 = -30^{\circ}45', \quad \theta_2 = 39^{\circ}28', \quad \theta = 0^{\circ}$$

对于五片型<sup>[63]</sup>：

1/4 波片组合消色差波片：

$$\delta_2 = 81^{\circ}, \quad \theta_2 = -49^{\circ}34', \quad \theta_1 = 57', \quad \theta_0 = 73^{\circ}36', \quad \delta_1 = \delta_0 = 180^{\circ}, \quad \Phi = 0^{\circ}$$

1/2 波片组合消色差波片：

$$\delta_2 = \delta_1 = \delta_0 = 180^{\circ}, \quad \theta_2 = -38^{\circ}57', \quad \theta_1 = -10^{\circ}18', \quad \theta_0 = 57^{\circ}17', \quad \Phi = 0^{\circ}$$

五片排列方式如图 4.1 所示。

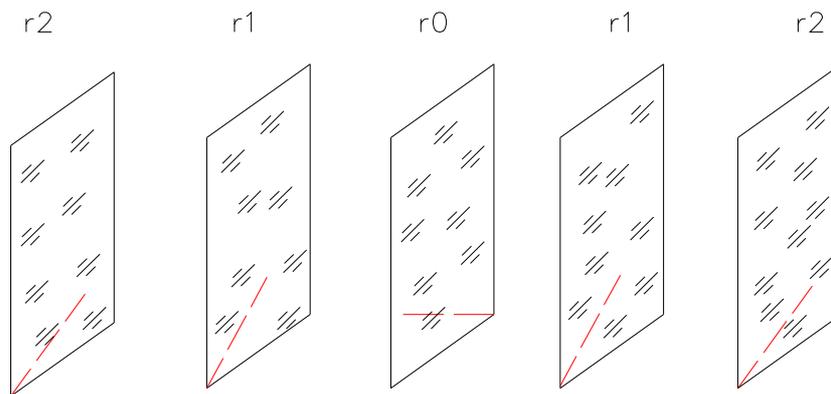


图 4.1 五片型消色差波片结构示意图

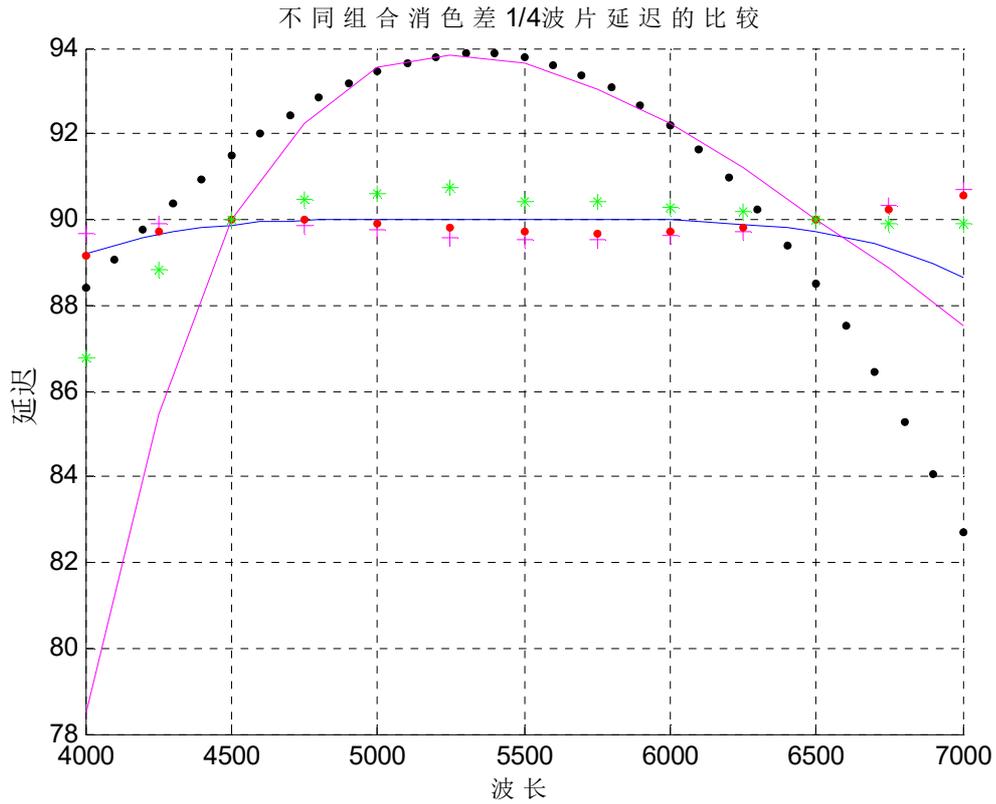
#### 4.1.4.2 组合波片的消色差性能比较

根据上节计算的参数，下面，我们比较六种不同的组合情况下消色差波片的消色差性能。图 4.1 至图 4.4 为波片组合后的 1/2 波片、1/4 波片的延迟与光轴方位角随波长变化的情况。从图中可以看出，我们常用的 MgF<sub>2</sub> 晶体与石英组合的“晶体波片”及三片型的“组合波片”在六种组合中，消色差性能最差；MgF<sub>2</sub> 晶体与 ADP、KDP 组合的波片性能极其相近；与“晶体波片”相比，“组合波片”存在一大缺陷，即组合后的光轴方位角随波长变化，仔细分析曲线，可以发现，五片型“组合波片”在 500nm-600nm 范围内，它的延迟随波长变化在几种组合中最小，光轴方位角的变化也很小。鉴于在太阳磁场观测中，可见光的磁敏线主要分布于这个波段，因此，选取五片型组合的消色差波片作为太阳空间望远镜磁分析器中使用的波片。对于 1/4 和 1/2 波片，与三片组合相比，它的延迟均方差分别提高 6 倍和 2 倍，光轴方位角均方差分别提高 1 倍和 3 倍。表 4.3 中列出了

在 SST 的十条观测谱线下，五片型“组合波片”的参数情况，可见，除个别谱线外，组合波片在其余设计波长处的延迟与光轴误差很小。

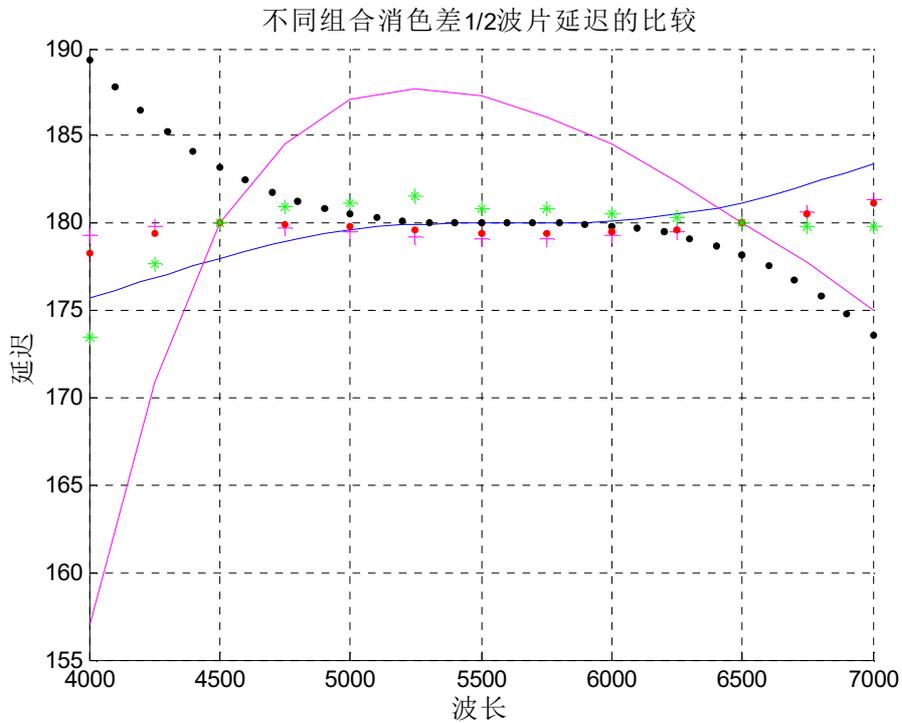
表 4.3 五片组合消色差波片在 SST 观测波长处的组合参数情况

波长 (Å)	1/2				1/4			
	延迟(°)		光轴(°)		延迟(°)		光轴(°)	
	计算值	误差	计算值	误差	计算值	误差	计算值	误差
3933	175.54	-4.46	37.10	-1.85	89.03	-0.97	50.84	+1.28
4226	176.75	-3.25	38.02	-0.93	89.61	-0.39	50.30	+0.73
4861	179.30	-0.7	38.86	-0.09	89.997	-0.003	49.68	+0.11
5173	179.86	-0.14	38.94	-0.01	90.004	+0.004	49.58	+0.01
5250	179.92	-0.08	38.95	0	90.002	+0.002	49.57	0
5324	179.96	-0.04	38.95	0	90	0	49.56	-0.01
5876	180.04	+0.04	38.95	0	89.99	-0.01	49.55	-0.02
6103	180.23	+0.23	38.93	-0.02	89.96	-0.04	49.52	-0.05
6302	180.61	+0.61	38.88	-0.07	89.87	-0.13	49.46	-0.10
6563	181.43	+1.43	38.71	-0.24	89.63	-0.37	49.33	-0.24



注：紫色—：代表 MgF2 与石英组合；绿色\*：代表 KDP 与 ADP 组合；红色…：代表 MgF2 与 KDP 组合；  
 紫色++：代表 MgF2 与 ADP 组合；蓝色—：代表五个单片组合；黑色…：代表三个单片组合

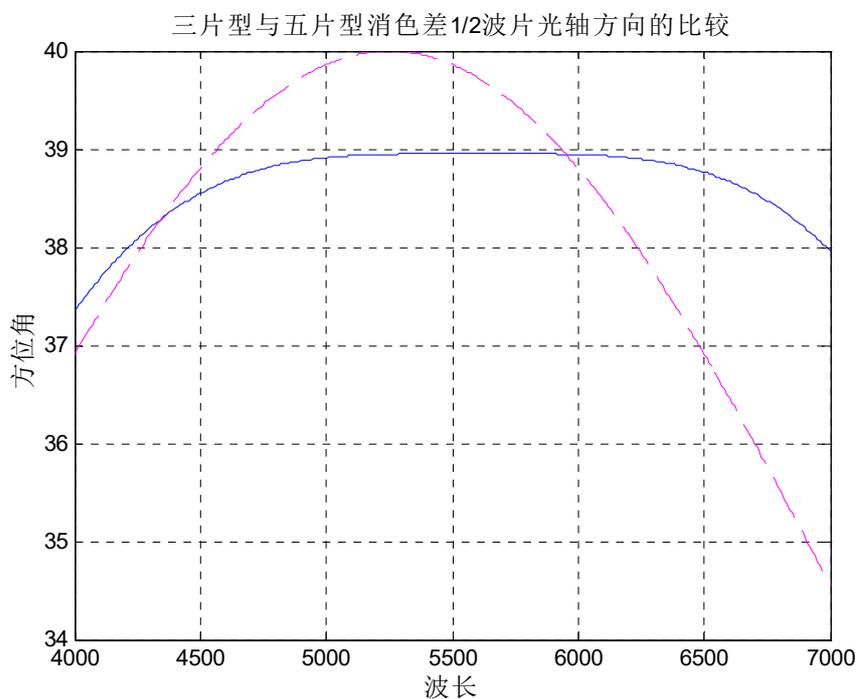
图 4.1 不同方式组合的 1/4 消色差波片延迟性能曲线



注：紫色—：代表 MgF2 与石英组合；绿色\*：代表 KDP 与 ADP 组合；红色…：代表 MgF2 与 KDP 组合；

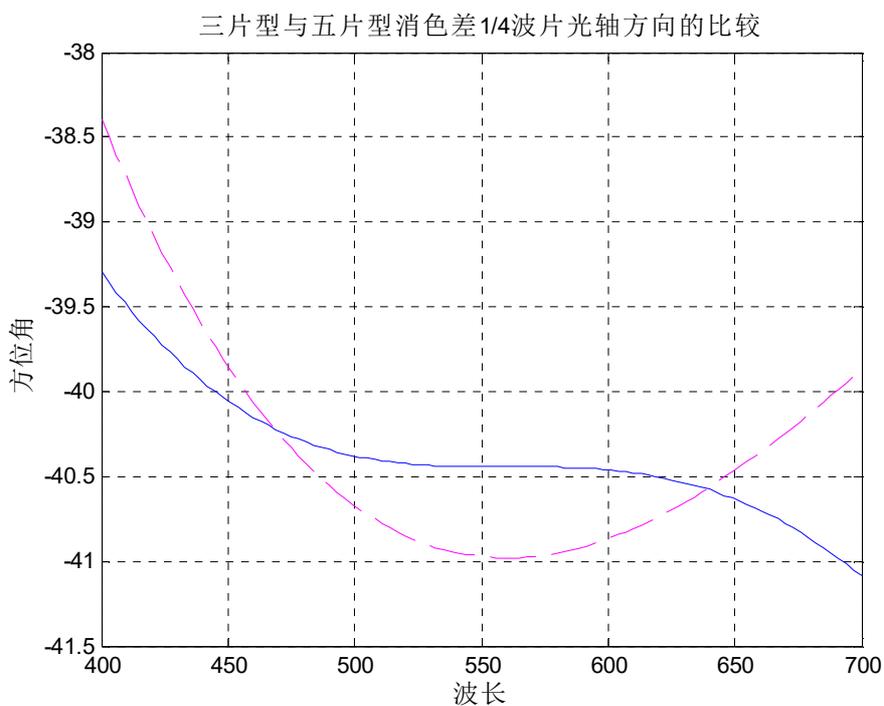
紫色++：代表 MgF2 与 ADP 组合；蓝色—：代表五个单片组合；黑色…：代表三个单片组合

图 4.2 不同方式组合的 1/2 消色差波片延迟性能曲线



注：蓝色实线代表五片型消色差波片；紫色虚线代表三片型消色差波片

图 4.3 三片型与五片型组合的 1/2 消色差波片方位角的比较



注：实线代表五片型消色差波片；虚线代表三片型消色差波片

图 4.4 三片型与五片型组合的 1/4 消色差波片方位角的比较

### 4.1.5 组合波片的误差分析

组合波片由五个单片延迟膜组成，组合波片的延迟与方位角是各个单片薄膜参数的函数。换句话说，单片薄膜的制作误差会直接影响组合波片的技术指标。那么，单片薄膜的误差对组合波片的影响到底是什么样子的呢？当薄膜存在误差时，我们如何尽量减少它对组合偏振性能的影响？这些问题需要我们在实际制作以前认真地分析，这样，才能合理确定各个单片薄膜的参数误差。

下面我们分别讨论 1/2 波片和 1/4 波片受单片薄膜误差影响的情况。我们将单片薄膜可能出现的误差情况进行不同组合，发现它们对组合后波片的偏振状态的影响规律，通过合理搭配，减小单片误差对组合效果的影响。图 5.4 至图 5.8 分别给出了单片薄膜的不同误差对组合后的 1/2 和 1/4 波片的延迟及光轴方位角的影响，以及调整误差组合后，波片的消色差性能（下面所述的第一片指临近中间片的那两片，第二片指最外边的两片薄膜）。

对于 1/2 波片：

- (1) 由图 4.5(a) 知道，单片延迟误差对组合波片延迟影响如下：中间波片延迟误差为+1 度，组合波片在中心波长处延迟也增加 1 度，第一片延迟误差+1 度时，组合波片延迟减少 1.42 度，第二片延迟误差+1 度时，组合波片延迟增加 0.419 度。即：中间片和第二片延迟增加，组合波片的延迟也增加；而第一片延迟增加，组合片延迟减小。
- (2) 由图 4.5(b) 知道，单片方位角误差对组合波片延迟的影响：中间片方位角误差为负或第一片方位角误差为正时，组合波片的消色差范围增大；反之，消色差范围缩小。即：单片方位角误差影响组合波片的消色差范围。
- (3) 由图 4.5(c) (d) 知道，当单片波片存在角度误差时，各个单片延迟的误差不会改变组合波片延迟的曲线形状，只是使曲线抬高或降低。说明各个单片的延迟与光轴方位角对组合延迟的影响是相对独立的，不能通过延迟与方位角误差之间的匹配调整延迟。
- (4) 由图 4.6(a) 知道，单片延迟误差对组合波片方位角的影响：中间片和第一片的延迟误差降低组合波片方位角的消色差性能，而第二片的延迟误差对组合方位角的性能影响极小。
- (5) 由图 4.6(b) 知道，单片方位角误差不会改变组合波片方位角的曲线形状，只是抬高或降低曲线的位置，由于组合波片的光轴方向最终通过修磨基准边确定，因而，可以说，单片方位角误差对组合方位角影响很小，可以忽略。

- (6) 由图 4.6(c)(d) 知道, 当单片波片存在角度误差时, 各个单片延迟的误差对组合波片方位角的影响如同单片波片延迟误差对它的影响。

由上分析, 我们可以得出这样的结论: 在制作消色差  $1/2$  波片时, 当中间片的延迟为理想值, 第一、二片有延迟误差时, 应选择两片误差均为正值, 且第一片误差是第二片的  $1/3$ ; 当中间片有延迟误差时, 则三片的延迟误差应该大小相等, 符号相同。由图 4.5(e) 可以看出, 在这两种情况下, 组合波片的消色差性能接近于理想状态。对于因仪器精度而不可消除的方位角误差, 应尽可能使中间片的方位角误差为负, 第一片方位角误差为正。

对于消色差  $1/4$  波片:

由于其设计原理同消色差  $1/2$  波片, 因此, 首先可以得出结论: 各个单片的延迟与光轴方位角对组合延迟与方位角的影响是相对独立的。因此只考虑两项误差单独作用的结果, 不再考虑两项误差同时存在时的情况。

- (1) 图 4.7(a) 表示单项延迟误差对组合延迟误差的影响: 可以看出, 中间片和第一片的延迟误差改变组合延迟曲线的形状, 降低消色差性能; 第二片延迟误差改变组合延迟的大小, 它的延迟增加, 组合延迟减小; 它的延迟减小, 组合延迟增加, 基本不改变消色差性能。
- (2) 图 4.7(b) 表示单项方位角误差对组合延迟误差的影响: 可以看出, 方位角误差基本上不改变波片的消色差性能, 但对延迟大小影响很明显。方位角  $1$  度的误差, 会带来组合波片  $2$  度的延迟误差。
- (3) 图 4.7(c) 表示单片延迟误差对组合方位角的影响: 可以看出, 延迟误差不改变曲线形状, 只影响大小。鉴于组合波片的方位角最后依靠磨边确定, 因此可以不考虑这项误差影响, 延迟误差的控制主要考虑他对组合延迟的影响。
- (4) 图 4.7(d) 表示单片方位角误差对组合方位角的影响: 可以看出, 当中间片方位角误差为“+”, 第一片误差为“-”时, 组合方位角的消色差性能优于与上述相反的情况。

经过上面分析, 同  $1/2$  波片一样, 对于  $1/4$  波片, 也可以通过调整各个单片的误差组合, 来改善它们对组合波片性能的影响。

- (1) 对于单片延迟误差: 中间片与第一片的延迟误差应选择大小相等, 符号相同; 第二片延迟误差取前两片误差的  $0.45$  倍。图 4.8(a) 显示了调整后的结果。
- (2) 对于单片方位角误差: 由于方位角误差对延迟的影响很大, 因此应以控制这项影响作为出发点, 选取方位角误差大小相等, 符号相同。图 4.8(b)、

显示了调整含有方位角误差的单片组合后，波片的组合延迟情况。此时组合方位角情况如图 4.8(c)，从图中可以看出，应尽量使方位角误差为“-”。

按照上面的原则选择各个单片波片的参数，这样，可以适当放松对单片制作精度的要求，使得单片波片的选择范围加大，对于研制需要上百片消色差波片的滤光器更加有意义。

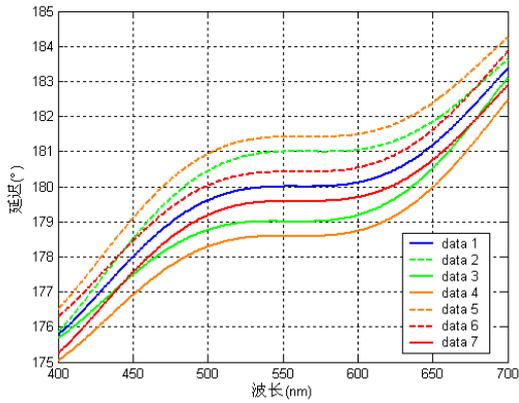


图 4.5 (a) 各个单片延迟误差对组合 1/2 波片延迟的影响  
注: data1: 各个单片延迟都是计算值,  
data2: 中间片延迟误差+1 度, data3: 中间片延迟误差-1 度,  
data4: 第一片延迟误差+1 度, data5: 第一片延迟误差-1 度,  
data6: 第二片延迟误差+1 度, data7: 第二片延迟误差-1 度。

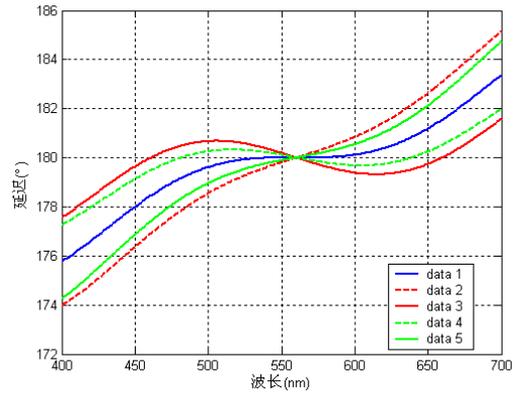


图 4.5 (b) 各个单片方位角误差对组合 1/2 波片延迟的影响  
注: data1: 各个单片方位角都是计算值;  
data2: 中间片方位角误差+1 度, data3: 中间片方位角误差-1 度  
data4: 第一片方位角误差+1 度; data5: 第一片方位角误差-1 度;

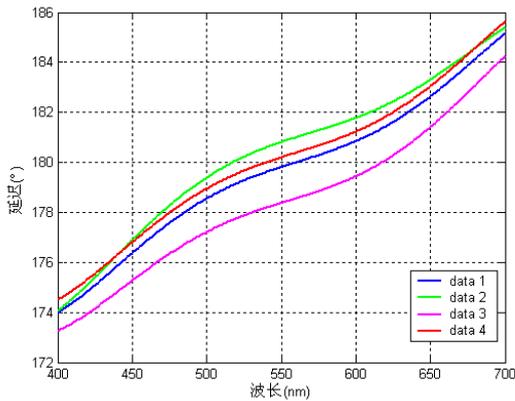


图 4.5 (c) 延迟误差与方位角误差同时存在时  
对组合 1/2 波片延迟的影响

注: 中间片方位角误差+1 度时,  
data1: 各片延迟都为计算值, data2: 中间片延迟误差+1 度,  
data3: 第二片延迟误差+1 度, data4: 第一片延迟误差+1 度。

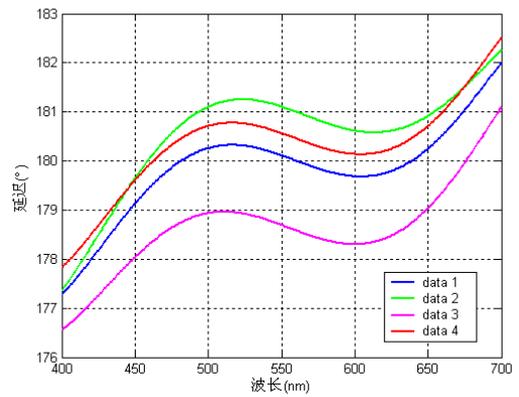


图 4.5 (d) 延迟误差与方位角误差同时存在时  
对组合 1/2 波片延迟的影响

注: 第一片方位角误差+1 度时,  
data1: 各片延迟都为计算值, data2: 中间片延迟误差+1 度,  
data3: 第一片延迟误差+1 度, data4: 第二片延迟误差+1 度。

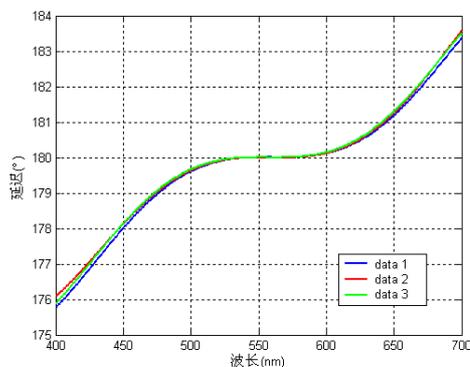


图 4.5 (e) 单片延迟误差调整后, 组合 1/2 波片的延迟  
注: data1:各片延迟为计算值, data2:中间片延迟误差为零, 第一片误差是第二片的 1/3, data3:三片误差大小, 相等符号相同

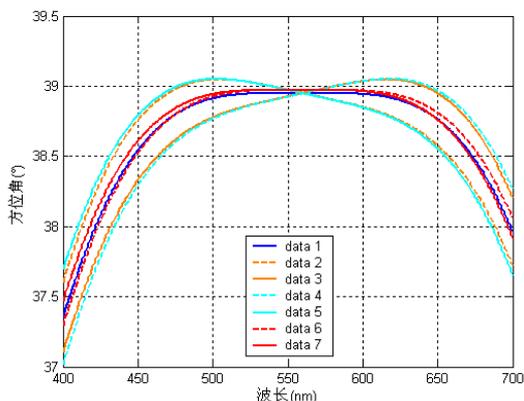


图 4.6 (a) 各个单片延迟误差对组合 1/2 波片方位角的影响

注: data1: 各个单片延迟都是计算值,

data2: 中间片延迟误差+1 度, data3: 中间片延迟误差-1 度,

data4: 第一片延迟误差+1 度, data5: 第一片延迟误差-1 度,

data6: 第二片延迟误差+5 度, data7: 第二片延迟误差-5 度

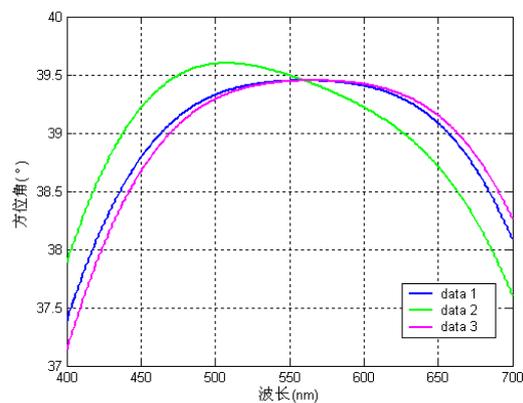


图 4.6 (b) 相同的单片延迟误差对组合 1/2 波片方位角的影响

注: 中间片方位角误差+1 度时,

data1: 各片延迟都为计算值, data2: 中间片延迟误差+1 度,

data3: 单片延迟误差都为+1 度。

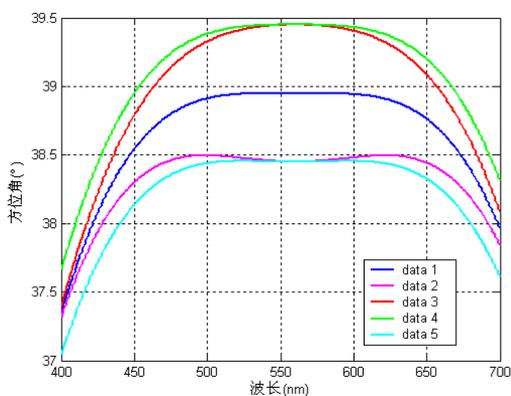


图 4.6 (c) 各个单片方位角误差对组合 1/2 波片方位角的影响

注: data1: 各个单片方位角都为理想计算值,

data2: 中间片方位角误差-1 度, data3: 中间片方位角误差+1 度,

data4: 第一片方位角误差-1 度, data5: 第一片方位角误差+1 度

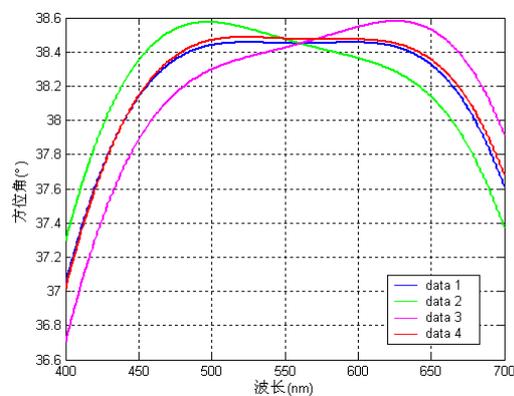


图 4.6 (d) 两项误差同时存在时, 对组合 1/2 波片方位角的影响

注: 第一片方位角误差+1 度时,

data1: 各片延迟都为计算值; data2: 中间片延迟误差+1 度;

data3: 第一片延迟误差+1 度; data4: 第二片延迟误差+5 度。

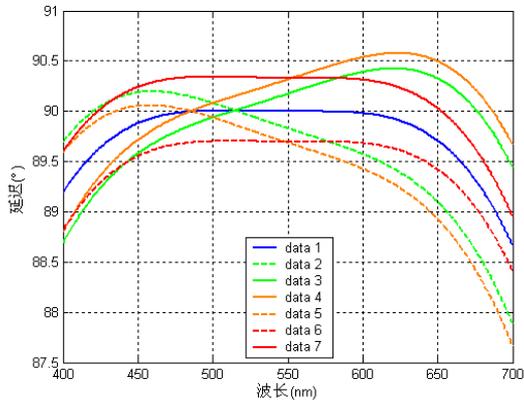


图 4.7(a) 各个单片延迟误差对组合 1/4 波片延迟的影响

注: data1: 各个单片延迟都是计算值,

data2: 中间片延迟误差+1 度, data3: 中间片延迟误差-1 度,

data4: 第一片延迟误差+1 度, data5: 第一片延迟误差-1 度,

data6: 第二片延迟误差+1 度, data7: 第二片延迟误差-1 度。

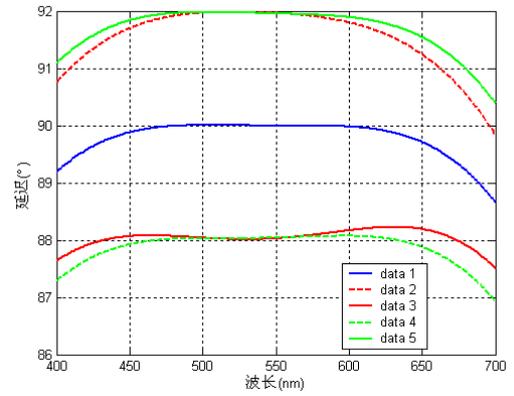


图 4.7 (b) 各个单片方位角误差对组合 1/4 波片延迟的影响

注: data1:各个单片方位角都是计算值,

data2:中间片方位角误差+1 度, data3:中间片方位角误差-1 度,

data4: 第一片方位角误差+1 度, data5: 第一片方位角误差-1

度。

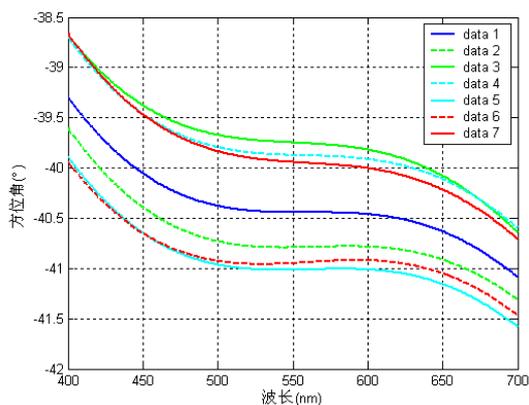


图 4.7(c) 各个单片延迟误差对组合 1/4 波片方位角的影响

注: data1: 各个单片延迟都是计算值,

data2: 中间片延迟误差+1 度, data3: 中间片延迟误差-2 度,

data4: 第一片延迟误差+1 度, data5: 第一片延迟误差-1 度,

data6: 第二片延迟误差+1 度, data7: 第二片延迟误差-1 度

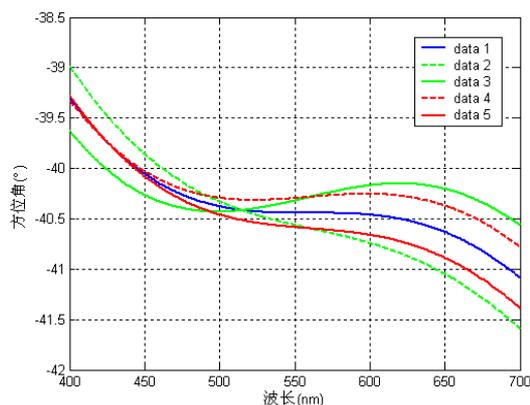


图 4.7(d) 各个单片方位角误差对组合 1/4 波片方位角的影响

注: data1: 各项都为理想计算值,

data2: 中间片方位角误差-1 度, data3: 中间片方位角误差+1 度,

data4: 第一片方位角误差-1 度, data5: 第一片方位角误差+1 度

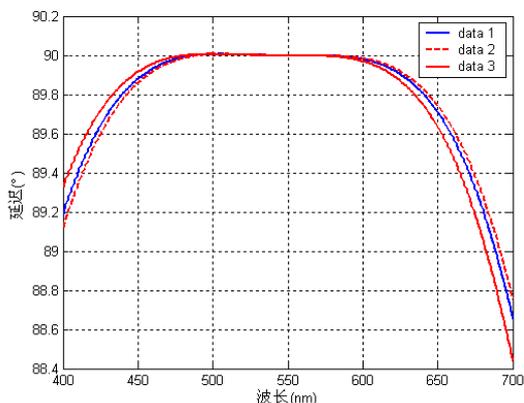


图 4.8 (a) 单片延迟误差调整后, 组合 1/4 波片的延迟

注: data1: 单片延迟为计算值,

data2: 中间片、第一片误差+1 度, 第二片是前两片的 0.45 倍;

data3: 中间片、第一片误差-1 度, 第二片是前两片的 0.45 倍

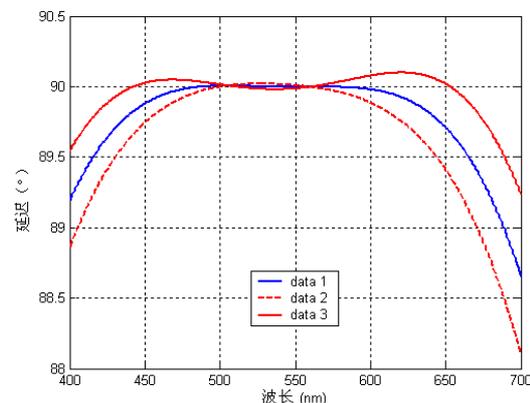


图 4.8 (b) 单片光轴误差调整后, 组合 1/4 波片的延迟

注: data1: 单片延迟为计算值,

data2: 中间片和第一片光轴误差为+1 度,

data3: 中间片和第一片光轴误差为-1 度。

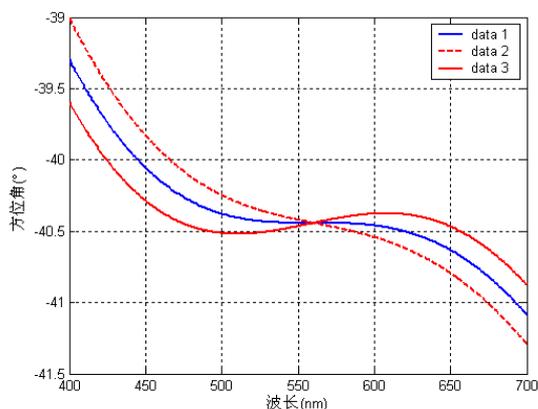


图 4.8(c) 单片光轴误差调整后, 组合 1/4 波片的方位角

注: data1: 单片延迟为计算值,

data2: 中间片和第一片光轴误差为+1 度

data3: 中间片和第一片光轴误差为-1 度。

## 4.2 偏振器的选择

偏振器在市场上产品已经比较成熟, 它的选择相对比较简单, 主要在双折射晶体与二色向性偏振片中选择, 本文不再做详细介绍, 只给出我们使用的偏振片性能指标。

由于 SST 磁分析器要求光学元件的通光口径达到 48 毫米, 采用双折射晶体的方法无法满足这一要求。现在二色向性偏振片的研制水平已经很高, 而且可以做得口径相对较大。通过比较几家偏振片生产厂家的产品, 我们选定美国 Polaroid 公司研制的 HN42he 型号的偏振片<sup>[43]</sup>。图 4.9(a)–图 4.9(c) 描述了该产品在可见光范围内的两个主透过率情况, 从中可以看出, 在 480nm–660nm 范围内, 最大透过率基本在 0.83 左右, 最小透过率达到  $5 \times 10^{-5}$ , 按照偏振度公式 (4.45), 可以计算得到它的偏振度能够达到 99.99%, 满足磁分析器的设计要求; 但是, 在 3933Å 和 4226Å 两条谱线处, 无论  $k_1$  还是  $k_2$  都以极大的斜率变差, 因而, HN42he

不能在 SST 的所有涉设计波长处满足要求，由于这两条谱线并不是很好的磁敏线，可以适当降低对它们的要求。

$$P = \frac{k_1 - k_2}{k_1 + k_2} \quad (4.45)$$

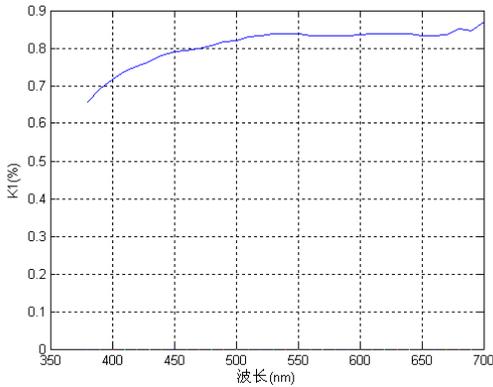


图 4.9(a) HN42he 偏振片的主透过率 ( $k_1$ ) 随波长变化曲线

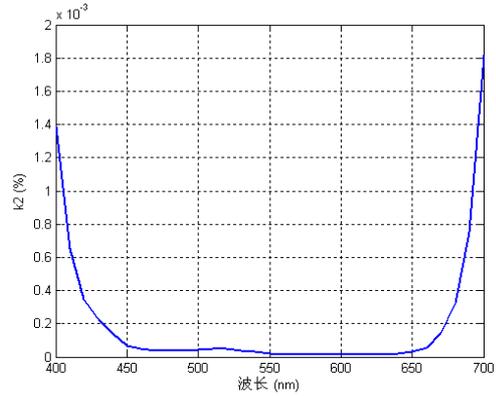


图 4.9(b) HN42he 偏振片的主透过率 ( $k_2$ ) 随波长变化曲线

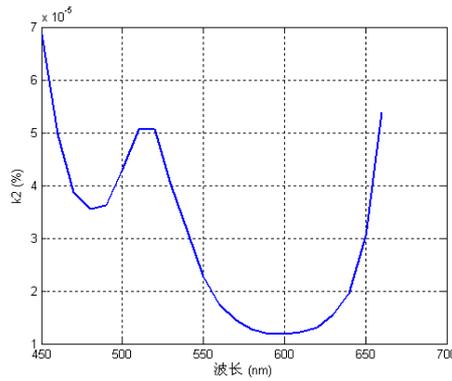


图 4.5(c) HN42he 偏振片的主透过率 ( $k_2$ ) 随波长变化曲线(局部)

## 本章小结:

本文系统地介绍了消色差波片的消色差原理、实现消色差的条件、各个组合单元参数计算以及组合后消色差性能情况，给出采用五片同种材料组合消色差波片的设计方案，与不同材料组合的消色差波片比较，提高了位相延迟的消色差范围，大大改善了三片组合光轴方位角的色散性。文中分析了当单片薄膜存在制作误差时；它会对组合波片的偏振性能产生的影响，及其如何通过合理的组合补偿，最大限度地减小单片误差对组合效果的影响，从而放松对单片误差的要求。

## 第五章 偏振分析器中偏振元件的研制

前面各章介绍了空间太阳望远镜磁分析器及其使用的偏振元件的方案和参数设计,本章将从工艺上说明偏振元件的研制问题。文中从选择适宜的双折射材料开始,介绍消色差波片的制作流程、加工设备及制作中影响波片质量因素。

### 5.1 我国塑料薄膜波片的发展现状

前面已经介绍过,消色差波片通常由两种双折射材料加工而成,一种是双折射晶体,另一种是塑料聚合物薄膜。后者可以做成真正的零级波片,在温度效应、视场效应、通光口径和重量方面占有优势;另外它的研制成本低、加工周期短的优点,也越来越受到偏振元件生产厂家的重视。目前,很多发达国家都有著名的企业从事这方面的工作,如美国的 Polaroid 公司<sup>[47]</sup>和 Meadowlark Optics 公司<sup>[64]</sup>、日本的 Nitto<sup>[65]</sup>、Polatechno<sup>[66]</sup>、Sanritz 株式会社<sup>[67]</sup>等,我国塑料偏振元件的研制主要是针对液晶显示行业的偏振片,近十年来,深圳盛波偏光器件有限公司<sup>[68]</sup>、广东福地日合偏光器件有限公司<sup>[69]</sup>两大企业花重金从国外引进了偏振片生产线,但是波片的加工主要还停留在双折射晶体材料上,虽然早期曾有几家生产单位在这方面有所尝试,但都因各种原因而放弃,可以说,目前,塑料薄膜波片的研制在我国还是一项空白。而国外仅有的几家生产厂商的消色差塑料波片采用的也只是三片组合的形式,还未发现采用五片组合来实现消色差的塑料波片商品可以购买。此项课题的研究成功,可以使得我国的消色差波片的研究水平与国际接轨,作者也希望这项工作能为今后消色差波片在我国的发展提供有益的参考。

### 5.2 双折射材料的选择

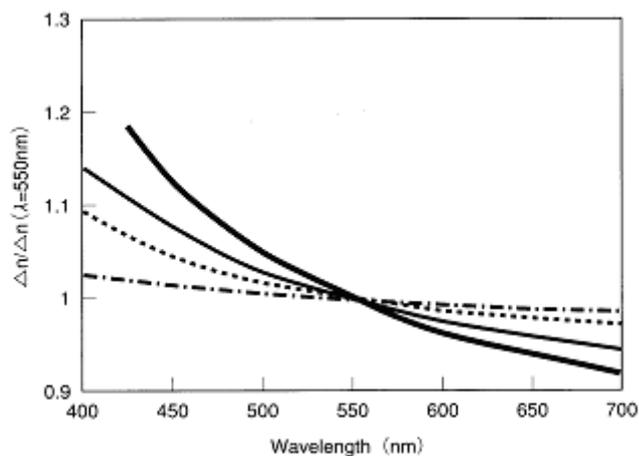
对于五片型的组合消色差波片,各个单片可以选择任何一种双折射晶体,如云母、石英、MgF<sub>2</sub> 等,但无论哪一种双折射晶体要做成真正的零级波片,都要求晶体的厚度在零点零几毫米的数量级(冰洲石:0.0016mm,石英:0.03mm),如果用于极小的通光口径,还有实现的可能,但对于 SST 磁分析器所要求的 48 毫米口径的波片,晶体波片是根本无法实现的。只能利用两个厚度相近的晶体,将它们的光轴相互垂直放置来实现,即所谓的准零级波片,这种方案的缺点是因为晶体厚度的增加,使得它们的温度效应与视场效应都增大,两片垂直的角度误差也会对波片的组合效果产生影响。

为此,我们考虑同样具有双折射性质的塑料聚合物薄膜。适宜做波片的塑料薄膜要求满足两个条件:在使用波长区域具有较高的透过率,材料本身具有较好

的挺度，以便于胶合。而要达到几个单片组合后实现消色差的目的，还要求材料本身的双折射率色散小。表 5.1 给出了一些常用塑料薄膜的外观特性<sup>[70]</sup>，可见能够制作波片的聚酯薄膜有好几种。在图 5.1 中，我们又给出了几种常用光学塑料的双折射率随波长变化曲线<sup>[71]</sup>，可见，聚乙烯醇薄膜的（PVA）材料自身的色散性最小。结合图表，可以得出结论，聚乙烯醇的综合性能更加适宜加工消色差波片。

表 5.1 常用塑料薄膜的外观特性

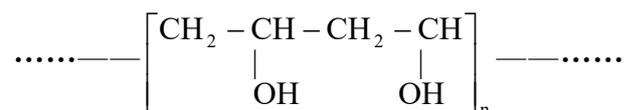
薄膜种类	透明度	挺度
聚乙烯	尚可-良	最差-尚可
乙烯-醋酸乙烯共聚物	良	最差
聚丙烯（PP）	良-优	良
硬质聚氯乙烯（PVC）	优	优
聚苯乙烯（PS）	优	优
聚酯（PET）	优	优
尼龙	优	优
聚氨酯	良	最差
聚乙烯醇	优	最差-良（稳定后优）
普通玻璃纸	优	优
聚碳酸酯（PC）	优	优
醋酸纤维素	优	优



注：粗实线表示聚砜树脂；细实线表示聚碳酸酯；虚线表示有机玻璃；点划线表示聚乙烯醇

图 5.1 几种塑料薄膜的波长色散性

聚乙烯醇的分子式如下<sup>[72]</sup>：



利用塑料薄膜制作消色差波片的加工原理是<sup>[73]</sup>：经过一定的拉伸定向方法，使聚乙烯醇这种长链的高分子化合物的卷曲杂乱排列的分子链按拉伸方向大致地拉直并平行排列起来。由于明显的各向异性，沿着这些分子的方向和垂直此方向，材料中电子所受的束缚力是不同的，从而产生双折射。拉伸的长度将影响材料各向异性的程度。因此我们可以通过控制拉伸的长度，得到期望的延迟大小。

### 5.3 加工设备的设计<sup>[74]</sup>

塑料波片制作的一个重要设备是薄膜拉伸机，它的关键是保证在拉伸过程中，薄膜上各个点受力均匀，拉伸量一致。通常，用于塑料薄膜的拉伸机器采用卧式结构，即 PVA 塑料膜在水平状态下拉伸。在这种拉伸方式下，受重量影响，薄膜不仅有拉伸方向的变形，还存在一个向重心下垂的变形，而且变形大小沿此重心径向不均匀分布，使得要选取的中心区域光轴方向弯曲，且延迟的大小不严格一致，这一现象对拉伸量很小的波片影响更为明显。为提高波片的制作质量，我们特别设计制作了将薄膜在垂直状态下拉伸的波片专用拉膜机，以使薄膜的重力方向与拉伸方向一致，如图 4.2 所示。在两个半圆柱的平面端，粘接 1 毫米厚的橡胶板作为薄膜的夹紧装置，第一，增加平面与薄膜的接触摩擦力，从而加大夹紧力，第二，半圆形的结构在拉伸过程中以弧形接触薄膜各点，使得拉力分布均匀。拉伸时，上下两个转轮以同样的速度转动同样的大小，保证薄膜所受的拉力关于中心对称。由于波片的延迟受拉伸量以外的多种因素影响，为了实时监测薄膜在拉伸过程中的状态，以便进行有效控制，我们在机器上安装一台波片延迟测量装置。利用它，可以随时测量任意时刻的延迟大小，根据外界影响因素，调整加工工艺。这一设计思想，为我们的制作工艺提供了很多技术参数，使制作效率和制作水平同时得到了很大提高。

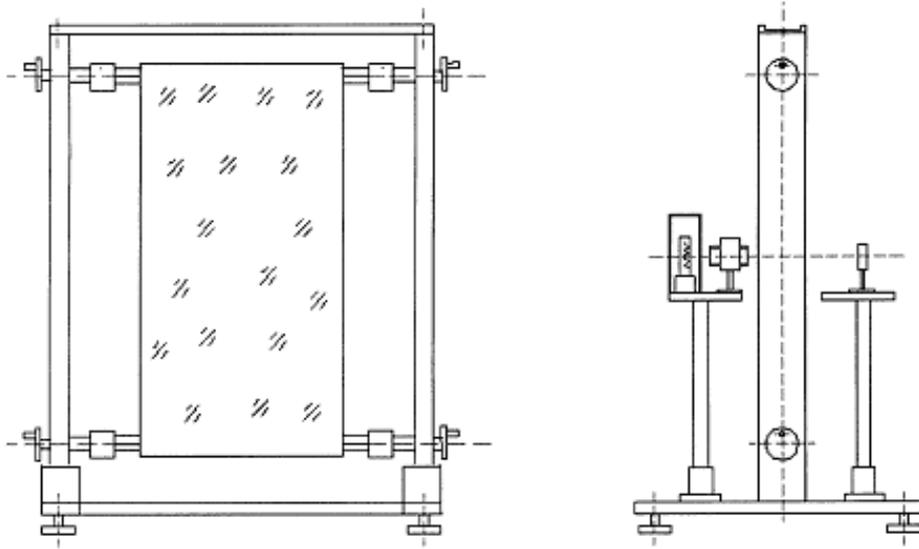


图 5.2 PVA 薄膜拉伸机结构示意图

## 5.4 制作工艺

### 5.4.1 制作流程

制作消色差波片需要很多加工工序，图 5.3 详细给出了具体操作中的每一个步骤。首先，将 PVA 薄膜在蒸馏水中浸泡 1 分钟，使其软化，然后再浸于浓度为 3% 的硼酸稳定液中 2-4 分钟。从液槽中取出，使薄膜表面的液体尽量流下后，放于水平台面上，用柔软、清洁无尘、不掉毛、吸水性强的绸布和大块麂皮擦净表面水分。清擦时，一定要防止划伤表面。擦净水后，将薄膜装在拉膜机上的半圆柱卡具上准备拉伸。装卡时，应保证薄膜平整、自然下垂。同时转动上下两个手轮开始拉伸，此时，两轮转动的速度与大小一定保持一致，直至达到拉伸量后，锁紧手轮。然后在拉伸条件下，用红外灯烘烤 20 分钟左右，室温下用电风扇吹干，这样就完成了单个波片的拉伸工作。

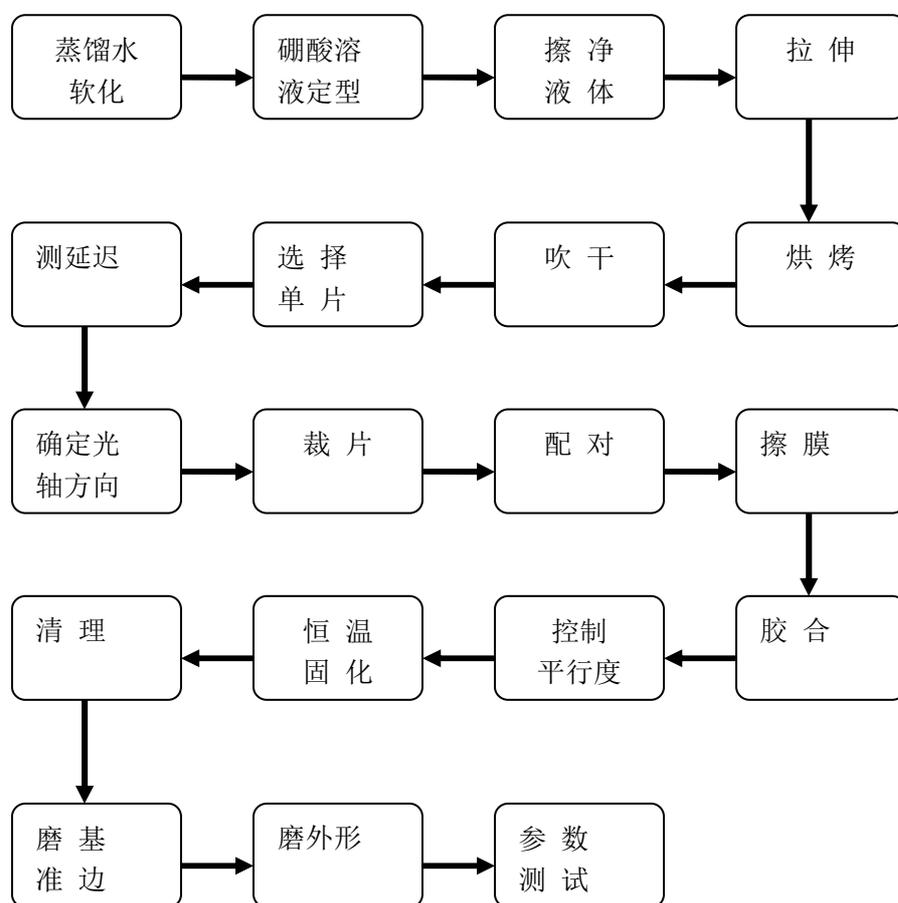


图 5.3 PVA 消色差波片制作流程图

将拉伸后的薄膜取靠近中间的 1/3 部分，放在两个垂直的偏振片之间，选取亮度均匀的样品，表明这里的光轴方向比较一致。测试选取样品的延迟，选出与设计各个单片延迟接近的薄膜，在专用定轴仪上按照设计的光轴方位角裁成要

求的大小。根据设计,选出合格的五个单片,配在一起,检查组合后的视场情况,然后,用干净、去脂的绸布蘸取无水乙醇擦净每一块薄膜。为了减少杂散光,最大限度地弥补 PVA 面形精度差的缺陷,选择与 PVA 薄膜的折射率接近的光学胶,将选定的五片薄膜按顺序粘接在两块保护玻璃之间保护起来,以便增加机械强度和寿命。为防止太空环境中各种强辐射对 PVA 薄膜的影响,保护玻璃选用抗辐射的 K509 材料。粘接时,要在光学测角仪上检查保护玻璃上下两表面的平行度,在保证要求情况下,放入烘烤箱内烘烤,烤箱温度调节到波片的实际使用温度。胶固化后,修磨与波片快轴方向一致的玻璃底边,直至误差满足设计要求后,再以此边为基准,修磨其他三条边。至此完全完成消色差波片的制作,可以准备测试。

因为波片由多层薄膜与光学胶构成,虽然在胶合时,已经考虑了保护玻璃上下表面平行的问题,但只能达到 3'~5'的水平。要满足偏振分析器对波片平行度的设计要求,必须再次抛光。抛光时,要在波片的四边涂上液晶密封用的边框胶,以防止抛光液侵入胶层,引起塑料薄膜的膨胀,导致开胶和延迟变化。

在 SST 偏振分析器中,为减少反射的杂散光,消色差波片需要镀高增透膜,而采用 PVA 材料制作的波片,其使用温度不能超过 60℃,普通的镀增透膜工艺要求加工温度达几百度,这样会彻底损坏波片。所以,按照以前的工艺,不能直接给塑料波片镀增透膜。庆幸的是,成都光电研究所近两年成功实现低温镀膜的生产工艺,镀膜温度仅为 30℃,低于塑料波片的使用温度范围,大大减少了为塑料波片镀膜的工序。

#### 5.4.2 影响单个波片质量的各种因素<sup>[75]</sup>

影响塑料波片制作水平的因素很多,因而要制作出高质量的波片,工艺难度很大。因实验条件限制,目前还不能得到完全量化的制作工艺,只能定性地进行一些分析,我们在实际制作中,也是通过实时测量系统,监视波片在制作中延迟的变化,调整后续的操作工艺。表 5.2 列出了其中的一些主要因素。

表 5.2 影响波片制作质量的因素

人的因素	材料因素	设备因素	环境因素	工艺因素
1. 操作时,有附加拉伸。	1. 原材料厚度不均匀	1. 卡具加紧不牢。	1. 湿度变化的影响。	1. 在溶液中的浸泡时间。
2. 水份未完全擦干。	2. 原材料有划伤或死褶。	2. 拉伸控制不灵敏。	2. 液体的温度和浓度变化。	2. 烘烤时间。
3. 对薄膜有划伤。	3. 光学胶有结晶物	3. 烘烤系统均匀性差。	3. 清洁度的影响	3. 拉伸倍数的控制。
4. 薄膜装卡不正确。				

在影响波片制作质量的这些因素当中，当设备与原材料都选定之后，环境因素与人为因素尤为重要。定性地说，薄膜被拉伸锁紧后，环境湿度大，薄膜的延迟会增加；液体温度高，延迟同样增加；而硼酸溶液的浓度对延迟的影响相反，浓度越高，延迟的变化越小。操作者的附加拉力，会使薄膜产生预加延迟，而且通常会使波片光轴方向不一致；装卡不正确，在拉伸时，可能产生打滑现象，使得真正的拉伸量减少；如果薄膜未装正，还会影响光轴；水分未擦干，相当于湿度加大；而留下的划伤会大大改变伤痕处的延迟。与延迟有关的因素，需要通过拉伸量、吹干时间与烘烤时间来调整。总之，塑料波片的制作，需要操作者综合各方面因素，调整工艺，完成研制。

## 5.5 偏振片的研制

美国 Polaroid 公司生产的 HN42he 型偏振片，在偏振膜的两边有一层 CAB 塑料薄膜<sup>[76]</sup>，这种薄膜用来保护易裂的偏振膜和防止偏振膜回缩<sup>[70]</sup>。但是如果将这种偏振片直接放入光路中，会发现来自于偏振膜与 CAB 保护膜之间产生的大量杂散光，当 CAB 膜去除后，几乎这些杂散光都可以去掉。因此，在实际使用中，应想办法将这层 CAB 膜去除掉。

经过多次试验，我们得到以下的偏振片制作工艺：

- (1) 首先将带有 CAB 保护膜的偏振片浸泡在乙二醇单甲醚溶液中十分钟左右，使其表面的 CAB 膜软化，同时，此溶液还兼有防止偏振膜脆裂的功能。
- (2) 从乙二醇单甲醚溶液中取出偏振片，立即将它放入丙酮溶液中，浸泡 2 小时左右，可以发现 CAB 膜会自行脱落，待膜层完全溶解后，轻轻剥去 CAB 膜，取出偏振片，在清洁的丙酮溶液中清洗几次。
- (3) 用无尘、无毛的绸布将偏振膜擦拭干净。
- (4) 选择光学环氧胶将它与两块 K9 材料的保护玻璃胶合起来，并在工作温度下固化 10 个小时。
- (5) 在光轴检测仪器上一边检测一边修磨基准底边，使偏振片的光轴与保护玻璃的底边平行。

制作中需要注意的是：偏振膜只有 0.02mm-0.03mm 厚度，并且十分容易沿拉伸方向裂开，在整个操作中，必须防止折叠与弯曲。

胶合波片与偏振片所使用的光学胶，待胶合件固化后，在硅油中浸泡了两个多月后，放在 -20℃—45℃ 的温度下，没有出现开胶现象<sup>[77]</sup>。

**本章小结：**

本章通过比较现有塑料薄膜的物理特性与光学特性，选择聚乙烯醇薄膜作为组合消色差波片的原材料；介绍了特制的拉伸设备与波片制作的加工工艺；最后介绍了为减少杂散光的影响，消除偏振片保护膜的方法及在于保护玻璃胶合过程中的工艺问题。

## 第六章 偏振元件的测试与性能分析

与设计研制同等重要，本章将在介绍、分析测试仪器的基础上，给出消色差波片在使用波长上延迟和光轴方位角的测试结果，为了更加深入了解 PVA 消色差波片的性能，测试了波片在有效视场内的均匀性、温度效应和视场效应，分析、测试了透过波前和透过率等几何光学性能问题；最后，总结了塑料薄膜和双折射晶体两种材料制作的消色差波片的各自优缺点，以及我们研制的消色差波片与国外同类产品的比较。

### 6.1 高精度偏振参数测量仪

偏振计量主要有三种方法<sup>[78], [79]</sup>：（1）干涉法，测量偏振干涉产生的条纹情况；（2）补偿法（或消光法），利用补偿器（常用有 1/4 波片或 Soleil 补偿器）补偿被测件的光程差，转动检偏器，使视场消光，（3）光度法，主要指旋转偏振光学元件或使用特种激光器造成交流调制，测量输出量的振幅变化或位相延迟。干涉法是全场显示，补偿法或光度法通常是点测。

通常干涉计量的延迟测试精度为  $\lambda/20$ ，不适宜于高精度测试；而要想利用光度法得到较高的测试精度，必须解决光源与接收系统的稳定性问题<sup>[80]</sup>；为此，我们选用相对精度较高的补偿法来实现偏振参数的测量。利用 1/4 波片作补偿器测量波片延迟的方法（即 Senamont 法），是将标准的 1/4 波片置于一对正交的偏振片之间，且光轴平行于两偏振片，被测波片放在起偏器后，使其光轴与偏振片成  $45^\circ$  夹角，然后旋转检偏器，使视场最暗，这个转角的二倍就是被测件的位相延迟。然而，通常作为接收器件的光电倍增管自身存在一定的偏振性<sup>[81]</sup>，这必然带来检偏器转角的误差。通过比较，确定利用 Soleil 补偿器的方法研制这台偏振测量仪器。

#### 6.1.1 仪器的工作原理<sup>[82]</sup>

在两平行或正交的偏振片之间，放置一片双折射波片，且光轴与偏振片成  $45^\circ$  夹角，如图 6.1(a) 所示。通过起偏器后的线偏振光经过波片时，分解到快慢轴上，在 o 光和 e 光之间产生固定的光程差  $\phi_1$ ，当这两束光再通过检偏器时，满足干涉条件，产生干涉。

当两偏振片平行时，透过率为：

$$\tau_{//} = \cos^2 \frac{\phi_1}{2} \quad (6.1)$$

当两偏振片垂直时，透过率为：

$$\tau_{\perp} = \sin^2 \frac{\phi_1}{2} \quad (6.2)$$

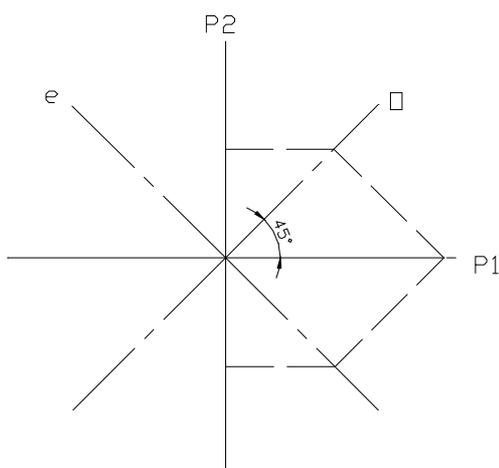


图 6.1 (a) 波片延迟测量原理

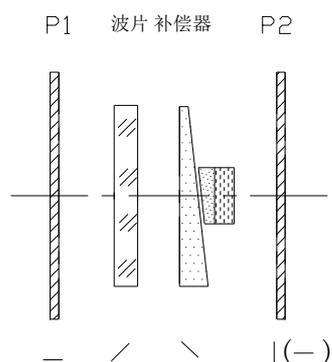


图 6.1 (b) 补偿器的工作状态

对于两偏振片垂直的情况，波片的延迟为工作波长的整数倍时，透过光量为最小值；当波片为任意的延迟时，不能满足此条件，呈亮视场。在偏振片之间再插入补偿器，且它的光轴方向与被测波片的光轴垂直，如图 6.1(b)，此时的透过光量为：

$$\tau_{//} = \cos^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \quad (6.3)$$

$$\tau_{\perp} = \sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \quad (6.4)$$

式中， $\phi_1$  为被测波片的延迟， $\phi_2$  为补偿器的补偿延迟大小。

移动补偿器（即改变光程  $\phi_2$ ），当透过光量为极小值时， $\phi_1 - \phi_2 = 0$ ，即：

$$\phi_1 = \phi_2 \quad (6.5)$$

### 6.1.2 仪器的组成

图 6.2 为该测量仪器的构成示意图。由单色仪 1 给出指定波长的单色光，通过准直镜 4 成为平行光，可变光栏调整光量大小，偏振器 5 和 9 由两个光轴平行的 Glan-Thompson 棱镜组成，以提高偏振度；被测波片放在带有转动和两维移动的载物台 8 上，可以通过移动波片，来任意选定检测区域；Babinet-Soleil 补偿器 7 由位移分辨率为 0.005mm 的螺旋千分尺驱动，恒温筒 6 装有温度调控装置，可以在一定范围设置工作温度，以满足波片设计的温度需要；件 5、8、9 具有 10" 的旋转精度。从检偏器 9 出来的光束经过成像镜聚焦在光电倍增管的入口，

进而转换成电信号，由数字检流计读取光强值。

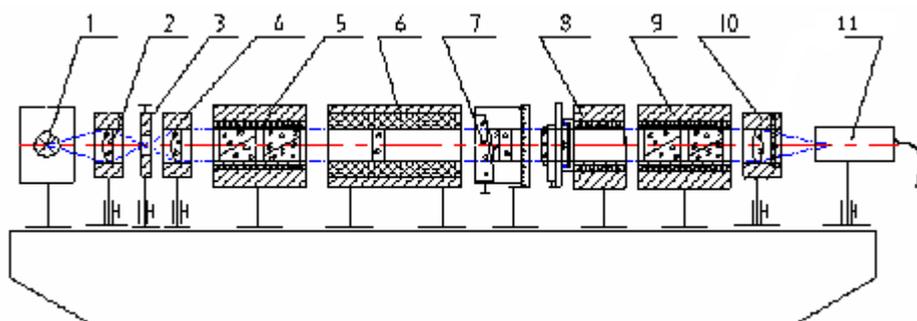


图 6.2 偏振测量仪的组成示意图

1. 单色仪 2. 聚焦镜 3. 可变光栏 4. 准直镜 5. 起偏器 6. 恒温筒  
7. 补偿器 8. 载物台 9. 检偏器 10. 成像镜 11. 光电倍增管

### 6.1.3 仪器的精度分析<sup>[83]</sup>

假设入射光为理想的准直单色光源，则仪器中可能带来偏振测试误差的因素主要有以下几项（以下讨论都以两个偏振片正交状态为例，平行状态的讨论方法相同）：

#### (1) 由偏振器的偏振度不理想引起的误差

当偏振片、被测波片及补偿器之间的角度完全按照理想值排列，仪器只存在偏振片偏振度误差时，则偏振片正交时，透过光量为：

$$\tau_{I_{\min}} = \sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) + 2\alpha \cdot (1 - \alpha) \cdot \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (6.6)$$

式中： $\alpha$  表示偏振片的最小主透过率。

如果偏振片的偏振度能够达到 1，则  $\alpha = 0$ ，正交状态时，透过率为 0，此时， $\phi_1 = \phi_2$ 。

当偏振片的消光比为  $10^{-5}$  时，最小透过率不为零，下面推导，这是否会影响光强最小值的位置。

对 (6.6) 式求导得到：

$$\frac{dI}{d\phi_2} = \sin(\phi_1 - \phi_2) \cdot \left[\frac{1}{2} - 2 \cdot \alpha(1 - \alpha)\right] \quad (6.7)$$

从上式可见，光强极小值的位置没有发生变化，仍然是： $\phi_1 = \phi_2$ 。

因此，偏振片偏振度的误差不会影响延迟的测量精度，只是使光强最小值不为零。

从公式(6.6)可以看出，在光强最小值处，光强对 $\phi_2$ 的一阶导数为零，说明在此位置附近，光强变化很不敏感。如果直接在最暗点读取延迟补偿量，会带来读数误差。同时我们也发现，光强透过率函数的曲线关于最小值位置对称，如图6.3。我们可以采用等偏离法找到透过率最小值的延迟位置，即避开透过率极小值附近不灵敏区域，在极小值两边较为灵敏的位置读数。具体操作为：旋转补偿器千分尺，先补偿到光强变化较为灵敏的位置，记下光电检流计读数 $I_A$ 和补偿的延迟 $a_1$ ，然后继续移动千分尺，待检流计读数由 $I_A$ 下降而后又回升到 $I_A$ 值时，记下补偿器的补偿量 $a_1'$ ，则波片的延迟为：

$$\phi_2 = \frac{a_1 + a_1'}{2}$$

采用这种方法，多次重复测量，最后取平均数。这样，延迟的读数精度主要由补偿器的误差和操作误差来决定，因而，我们得到结论：偏振片的偏振度误差不会影响延迟的测量精度。

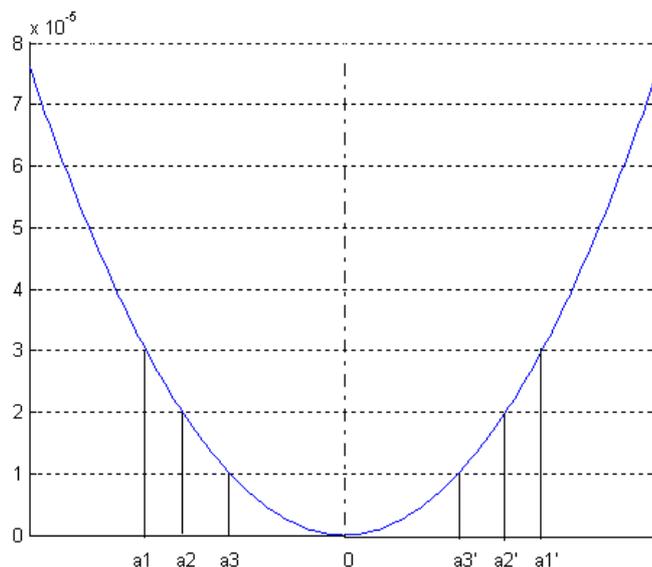


图 6.3 等偏离法原理示意图

## (2) 各个偏振元件的光轴方位角偏差引起的测量误差

采用单色光的振动表达式，将其在所经过的各个偏振元件上投影，并将三角函数按泰勒级数展开，取一级近似，可以得到从检偏器出射的光束能量情况。

通过起偏器的单色光的偏振光的表达式为:

$$X_1 = A \cos(\omega t) \quad (6.8)$$

当被测波片与偏振片透光轴夹角为  $45^\circ + \delta_1$  时, 通过此波片后的光束偏振状态为:

$$\begin{cases} X_2 = A \cdot \cos(45^\circ + \delta_1) \cdot \cos(\omega t + \phi_1) \\ Y_2 = -A \cdot \cos(45^\circ - \delta_1) \cdot \cos \omega t \end{cases} \quad (6.9)$$

当补偿器的光轴与偏振片透光轴夹角为  $45^\circ \pm \delta_2$  时, 通过补偿器的光束偏振状态为:

$$\begin{cases} X_3 = A \cdot \cos(45^\circ + \delta_1) \cdot \cos(\omega t + \phi_1 - \phi_2) \cdot \cos(\delta_1 - \delta_2) + A \cdot \cos(45^\circ - \delta_1) \cdot \cos(\omega t - \phi_2) \\ \quad \cdot \sin(\delta_1 - \delta_2) \\ Y_3 = A \cdot \cos(45^\circ + \delta_1) \cdot \cos(\omega t + \phi_1) \cdot \sin(\delta_1 - \delta_2) - A \cdot \cos(45^\circ - \delta_1) \cdot \cos \omega t \cdot \cos(\delta_1 - \delta_2) \end{cases} \quad (6.10)$$

当检偏器的透光轴与偏振片的光轴夹角为  $90^\circ \pm \delta_3$  时, 通过检偏器的偏振状态表达式为:

$$\begin{cases} X_4 = X_3 \cdot \cos(45^\circ + \delta_2 - \delta_3) - Y_3 \cdot \sin(45^\circ + \delta_2 - \delta_3) \\ Y_4 = X_3 \cdot \sin(45^\circ + \delta_2 - \delta_3) + Y_3 \cdot \cos(45^\circ + \delta_2 - \delta_3) \end{cases} \quad (6.11)$$

因为偏振片在 X 轴方向不透光, 因此只考虑 Y 轴上的光强度情况, 下面分别讨论仪器中各个偏振元件的方位角误差对延迟测量产生的影响。

(a) 两偏振片不垂直引起的误差 ( $\delta_1 = 0, \delta_2 = 0, \delta_3 \neq 0$ )

将此条件分别代入公式 (6.8) - 公式 (6.11), 得到在检偏器透光轴方向的光强度表达式:

$$I = \sin^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \cdot \cos^2 \delta_3 + \cos^2\left(\frac{\phi_1 - \phi_2}{2}\right) \cdot \sin^2 \delta_3 \quad (6.12)$$

为了求出消光的位置, 将上式对参数  $\phi_2$  微分, 并令其等于零, 得到:

$$\frac{dI}{d\phi_2} = -\frac{1}{2} \cdot \sin(\phi_1 - \phi_2) \cdot \cos 2\delta_3 = 0 \quad (6.13)$$

由上式可以看出, 当两个偏振片之间的透光轴不严格垂直时, 透过光强最小值仍然发生在  $\phi_2 = \phi_1$  的位置, 只是使得最小光能量不为零, 因此情况同 (1),

即不会改变补偿器得消光位置，因而不会引起延迟的测量误差。

(b)  $\delta_1 = 0, \delta_3 = 0, \delta_2 \neq 0$ 。

与(a)中的方法相同，得到此时在检偏器透光轴方向的光强度表达式：

$$I = \left( \sin \frac{\phi_1}{2} \cdot \cos \frac{\phi_2}{2} - \cos \frac{\phi_1}{2} \cdot \sin \frac{\phi_2}{2} \cdot \cos 2\delta_2 \right)^2 + 4 \cdot (\sin 2\delta_2 \cdot \sin \phi_1 \cdot \sin \phi_2)^2$$

将上式对参数  $\phi_2$  微分，并令其等于零，得到：

$$\frac{dI}{d\phi_2} = \sin(\phi_1 - \phi_2) + 64 \cdot \delta_2^2 \cdot \sin^2 \phi_1 \cdot \sin \phi_2 \cdot \cos \phi_2 = 0 \quad (6.13)$$

由上式可以看出，补偿器的光轴方位角误差对最小光强位置的影响为二阶量，在本仪器中，这项误差可以控制在  $\pm 5'$  之内，因此，它对延迟的测量影响甚微。这样，补偿器的消光位置仍在  $\phi_2 = \phi_1$  处，即当补偿器的光轴位置误差对延迟测量影响很小，可以忽略。

(c)  $\delta_2 = 0, \delta_3 = 0, \delta_1 \neq 0$ 。

在这种情况下，检偏器透光轴的光强表达式如下：

$$I = \left( \cos^2 \delta_1 \cdot \sin \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} + \sin^2 \delta_1 \cdot \sin \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right)^2 + \left( \frac{1}{2} \cdot \sin 2\delta_1 \cdot \left( \cos \frac{\phi_1 - \phi_2}{2} - \cos \frac{\phi_1 + \phi_2}{2} \right) \right)^2 \quad (6.14)$$

将上式对参数  $\phi_2$  微分，并令其等于零，得到：

$$\frac{dI}{d\phi_2} = \sin(\phi_1 - \phi_2) - 2\delta_1 \cdot \sin^2 \frac{\phi_1}{2} \cdot \sin \phi_2 = 0 \quad (6.15)$$

由上式可以看出，被测波片的方位角误差会对延迟测量产生一阶量的影响，带来的测量误差与它的关系如下：

$$\Delta = \arctan \left( \frac{\sin \phi_1}{\cos \phi_1 + 2 \cdot \delta_1 \cdot \sin^2 \frac{\phi_1}{2}} \right) - \phi_1 \quad (6.17)$$

化简上式, 进一步得到:

$$\tan \Delta \approx -2\delta_1 \cdot \sin \phi_1 \cdot \sin^2 \frac{\phi_1}{2} \quad (6.17a)$$

当  $\phi_1 = \pi$  时,  $\Delta = 0$ ; 当  $\phi_1 = \frac{\pi}{2}$  时,  $\Delta = -\delta_1$ 。

可以看出, 测量误差的大小, 不仅与被测波片的放置角度有关, 不同延迟的波片所受到的影响也不相同。这项误差对 1/4 波片的影响最大, 1/2 波片则不受影响。本仪器的方位角定位精度可以达到 1', 对 1/4 波片而言, 它产生的误差为  $4.6 \times 10^{-5}$  波长。

由上面分析计算知道, 采用等偏离法确定光强的最小值, 可以忽略最小光强不为零引起的消光位置误差; 偏振片的偏振度和补偿器的角度位置, 对延迟测量的影响可以忽略; 被测波片的角度位置直接影响波片延迟的测量, 需要精确定位, 本仪器由它引起的最大延迟误差为  $3 \times 10^{-4}$  波长。影响延迟的测量精度的另一个主要因素为 Babinet-Soleil 补偿器的精度。

### (3) Babinet-Soleil 补偿器的精度分析

#### (a) 补偿器的工作原理

Babinet-Soleil 补偿器的工作原理如图 6.4 所示, 它由一块平面石英片和两块具有相同角度的石英光楔组成 (其中短楔与平面石英片固定在一起, 长楔可移动), 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:

$$\phi = \frac{(n_e - n_o) \cdot [t_1 - (t_2 + t_3)]}{\lambda_0} \quad \text{或} \quad \phi = \frac{(n_e - n_o) \cdot l \cdot \operatorname{tg} \alpha}{\lambda_0} \quad (6.17)$$

其中,  $t_1$  为平面石英的厚度;  $t_2$  为短楔石英的厚度;  $t_3$  为长楔石英与短楔石英对应点的厚度。  $n_o$ 、 $n_e$  为 o 光和 e 光在石英内的折射率。  $l$  为长石英自原点起移动的距离;  $\alpha$  为石英的楔角,  $\lambda_0$  为测试的单色光波长。

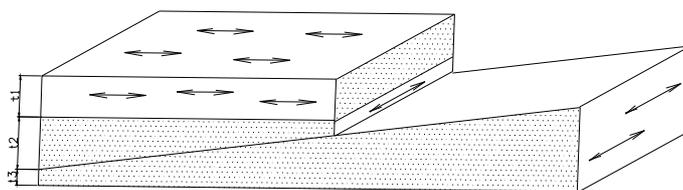


图 6.5 Soleil 补偿器结构示意图

当千分尺带动长楔移动时，厚度  $t_3$  发生变化，如下式，可以得到任意的延迟量。即：

$$\begin{aligned} t_1 - (t_2 + t_3) &> 0 \\ t_1 - (t_2 + t_3) &= 0 \\ t_1 - (t_2 + t_3) &< 0 \end{aligned}$$

补偿器的技术指标为：丝杠螺距：0.5mm，鼓轮刻度 50 格，每格移动量为： $0.5/50=0.01\text{mm}$ ，石英光楔楔角  $20'28''$ ，通光口径  $\Phi 12\text{mm}$ ，平面石英片尺寸  $15*15*3\text{mm}$ ，长楔尺寸  $45*15\text{mm}$ ，薄端厚度 1.5mm。

### (b) 精度分析

对公式 (6.8) 进行全微分得到（假定波长为定值）：

$$\begin{aligned} \Delta\phi &= \frac{\partial\phi}{\partial l} \Delta l + \frac{\partial\phi}{\partial\alpha} \Delta\alpha + \frac{\partial\phi}{\partial(n_e - n_o)} \Delta(n_e - n_o) \\ &= \frac{(n_e - n_o) \cdot \text{tg}\alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta l + \frac{(n_e - n_o) \cdot l \cdot \sec^2 \alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta\alpha + \frac{l \cdot \text{tg}\alpha}{\lambda_0} \cdot \Delta \cdot (n_e - n_o) \end{aligned} \quad (6.18)$$

由上式可见，造成补偿器精度误差的因素有三项：

(a) 长楔移动不准确带来的误差。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。

(b) 光楔几何形状不准确带来的误差。包括楔角的不一致性、斜坯的尖塔差、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。

(c) 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。

(d) 入射光线的准直性以及入射角对石英晶体延迟量的影响。光线的入射方向对晶体的双折射率和光程会有影响。

按照上面各项分析，我们选用清华大学精密仪器系研制的 Soleil 补偿器，经过标定，补偿器在一个波长范围内，最大累计误差为：1.8%<sup>[84]</sup>。

综上所述，本仪器对延迟的测量精度为：

$$\Delta\phi = \sqrt{(4.6 \cdot 10^{-5})^2 + (1.8 \cdot 10^{-3})^2} = 1.8\%$$

#### (4) 光轴方位角的定位精度

设晶体光轴与偏振轴的偏差角为  $\Delta\theta$ ，则透过光量为：

$$\tau_{\theta} = \sin^2(2 \cdot \Delta\theta) \tag{6.19}$$

对于具有  $10^{-5}$  消光比的偏振片， $\tau_{\theta} = 1 \times 10^{-5} \Rightarrow \theta = 5.44'$ ，同前面的分析，当采用等偏离法找光强最暗点时，晶轴定向精度可达到  $1'$ 。

#### (5) 仪器重复性误差

将同一块波片采用同一方法反复测量，测得的数值与平均数的偏离量就是此仪器的重复性误差。

表 6.1 列出了对同一波片的延迟与光轴做多次测量的结果，由所列数据可以看出，测量的延迟在 0.5%波长范围以内变化，光轴的测量值在  $1'$  以内变化，说明仪器对延迟的重复精度为：0.5‰，对光轴的重复精度小于  $1'$ 。

表 6.1 对 1/4 波片多次测量的结果

次数		1	2	3	4	5	6	7	8
延迟	测量值	0.2538	0.2533	0.2531	0.2536	0.2540	0.2540	0.2539	0.2538
	误差	0.0001	-0.0003	-0.0005	-0.0001	0.0003	0.0003	0.0002	0.0001
光轴	测量值	39' 15"	39' 36"	39' 22"	39' 48"	38' 45"	39' 39"	39' 53"	40' 08"
	误差	-18"	3"	-11"	15"	-12"	6"	20"	35"

### 6.1.4 仪器的操作方法

- (a) 用测角仪校正偏振片、补偿器与被测波片的晶体定位面，使其与几何光轴垂直。
- (b) 转动检偏器，利用等偏离法确定其光轴方向，使它与起偏器垂直的垂直度不大于  $1'$ 。
- (c) 放上补偿器并绕几何光轴转动，当其光轴与偏振轴平行时，光强最暗；在此位置将补偿器再旋转  $45^\circ$ ，并旋转千分尺，用等偏离法，找到光强最小值，记下千分尺读数  $X_0$ ，即为补偿器的零位，表示此时厚度  $t_1=t_2+t_3$ ；继续旋转千分尺，会发现另一个光强最小位置，记下此值  $X_\lambda$ ，即为补偿一个波长的读数。
- (d) 使被测波片与补偿器光轴平行，转动补偿器的千分尺，找到光强最小点，记下读数  $X$ ，则波片的延迟大小可以通过下式计算：

$$\delta = \frac{X - X_0}{X_\lambda - X_0} \quad (6.20)$$

## 6.2 组合消色差波片的偏振性能分析与测试结果

采用上面介绍的高精度偏振元件测量仪，根据不同的测量项目要求，通过调整仪器，对消色差  $1/4$  波片与  $1/2$  波片作了全方位的测试，包括它们的延迟与方位角在 SST 设计的十个波长处的情况、有效口径内，组合波片的延迟与方位角的一致性、波片延迟随温度变化的情况、波片在具有一定入射角的光线下的视场情况、波片的透过率以及透过波前情况。

### 6.2.1 延迟与方位角的测量结果

按照 1.4 的操作步骤，在 SST 的十个设计波长处，分别测量组合消色差波片的延迟与光轴方位角，得到测量值与标准值的相对误差，此值反映了组合波片的消色差性能，如表 6.2 的结果。由表可知，在  $486.1\text{nm} - 656.3\text{nm}$  波长范围内， $1/2$  波片延迟的最大相对误差小于 1.5%（绝对误差小于 1% 波长），光轴误差小于  $\pm 10'$ ， $1/4$  波片延迟的最大相对误差小于 2.5%（绝对误差小于 1% 波长），光轴误差小于  $\pm 35'$ 。在此范围内， $1/2$  波片能够满足 SST 偏振分析器的要求； $1/4$  波片无法达到设计的技术参数。从表中也可以看出，实际测量值与设计参数存在误差，这些误差主要来自单片薄膜的光轴方位角，因为在确定这项指标时，不能完全在测试仪器的监视下操作。

表 6.2 组合消色差波片的延迟与光轴方位角的测量结果

波长 (Å)	1/2			1/4		
	延迟		光轴	延迟		光轴
	测量值 (°)	相对误差 (%)	测量值 (°)	测量值 (°)	相对误差 (%)	测量值 (°)
3933	173	-3.89	-2.37	88.7	-1.44	+0.86
4226	176.22	-2.10	-0.37	90.75	+0.83	+0.35
4861	179.53	+0.26	-0.15	91.1	+1.22	+0.43
5173	181.69	+0.9	+0.05	92	+2.22	+0.03
5250	181.00	+0.56	+0.05	90.36	+0.40	0.00
5324	181.08	+0.60	0.00	90.21	+0.23	-0.116
5876	181.77	+0.98	+0.017	92.23	+2.47	-0.56
6103	181.89	+1.05	-0.017	91.94	+2.16	-0.48
6302	181.4	+0.78	-0.05	91.46	+1.62	-0.52
6563	181.62	+0.90	+0.017	91.8	+2.00	-0.5

### 6.2.2 在有效视场内的均匀性

按照 1.4 的操作步骤，选取  $\lambda=560\text{nm}$  作为测试波长，调整孔径光栏，使入射到波片上的光束口径在 10 毫米左右。将被测波片放在可移动的两维载物台上，移动被测波片，在其有效口径内，分别选取九个不同的测试点测试延迟与光轴，得到该波片延迟与光轴方位角的在有效视场内的均匀性，结果如表 6.3 所示。由表可知，PVA 塑料组合消色差波片的均匀性很差，延迟误差为 1% 波长，尤其是光轴误差最大达到  $1^\circ$ ，这是由于单片薄膜的均匀性误差造成的。因此，如何保证 PVA 波片的均匀性是它制作过程中的一个很大难点，我们测试了一些国外厂商的样品，延迟 110nm 的薄膜延迟均匀性小于 2% 波长，光轴均匀性小于  $15'$ ；延迟 138nm 的薄膜延迟均匀性小于 1.5% 波长，光轴均匀性小于  $10'$ ；日本日东株式会社的产品相对质量最好，延迟均匀性下于  $1/350$  波长，光轴均匀性小于  $10'$ ，但没有适于我们的商品购买。这项指标将是今后工作需要重点解决的问题。

表 6.3 组合消色差波片在有效视场内的均匀性

(°)		1	2	3	4	5	6	7	8	9
1/2	延迟	184.9	184.9	181.4	182.2	182.9	183.3	182.7	182.3	182.6
	光轴	0.2	0.15	-0.23	-0.1	0.083	0.63	0.63	0.18	0.36
1/4	延迟	91.36	92.44	92.18	93.2	91.36	90.87	92.05	91.89	91.39

光轴	-0.26	-1.03	-0.38	-0.58	-0.42	-0.3	-1.3	-0.98	-0.15
----	-------	-------	-------	-------	-------	------	------	-------	-------

### 6.3.3 温度效应

选取两个组合波片，在 $\lambda=6563\text{\AA}$ 波长处，按照 1.4 的操作步骤，将被测波片放在恒温筒内，利用温控仪器，调节恒温筒内的温度，使其从 $20^\circ\text{C}$ 以一定的间隔增加到 $100^\circ\text{C}$ ，在每一个温度处测量一次延迟数值，记入表 6.4 中，如图 6.6 为两块不同波片的延迟随温度的变化曲线。从中可见，组合波片在 $20^\circ\text{C}$ – $65^\circ\text{C}$ 范围内，温度随波长的变化都在 $10^{-4}$ 量级内，而且并不是线性变化，与“晶体波片”的 $10^{-3}$ 相比<sup>[52]</sup>，降低了一个数量级。当温度达到 $70^\circ\text{C}$ 时，延迟突然以 $10^{-3}$ 的量级增加。为保险起见，此种组合波片的使用温度应低于 $55^\circ\text{C}$ 。SST 偏振分析器的工作在 $20^\circ\text{C}$ 的恒温环境中，能够满足这项要求。

表 6.4 组合消色差波片的延迟随温度的变化

温度( $^\circ\text{C}$ )	20	21	22	23	24	25	26
延迟( $\lambda$ )	0.5016	0.5020	0.5022	0.5023	0.5022	0.5022	0.5024
温度( $^\circ\text{C}$ )	27	28	29	30	31	32	33
延迟( $\lambda$ )	0.5023	0.50225	0.50233	0.50237	0.50245	0.50225	0.5023
温度( $^\circ\text{C}$ )	34	35	36	37	40	45	50
延迟( $\lambda$ )	0.5024	0.50233	0.5021	0.5022	0.50179	0.5017	0.50179
温度( $^\circ\text{C}$ )	53	55	60	65	70	80	100
延迟( $\lambda$ )	0.5016	0.5016	0.5015	0.5016	0.5049	0.5067	0.5192

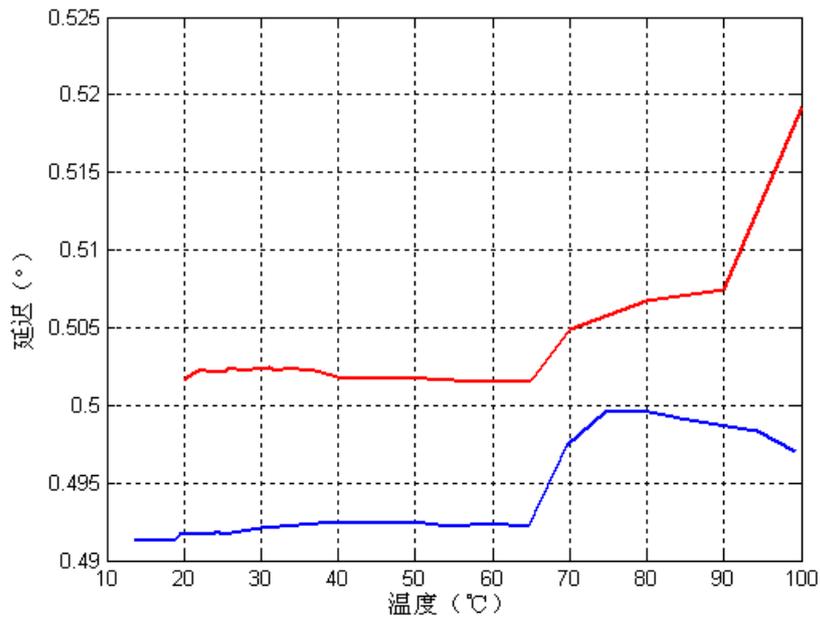


图 6.6 组合消色差波片的温度效应

#### 6.2.4 视场效应

图 6.7 给出了单片塑料波片与晶体波片的延迟随入射角变化的情况。另外，我们还对两种材料组合的波片进行了定性比较。将“晶体组合波片”和塑料组合波片”同时置于垂直偏振场中，并且它们的光轴方位角与偏振片成  $45^\circ$ ，将一个白光光源放在偏振片前面，可以看到，前者出现彩色的双曲线条纹，后者则看不到这种现象，如图 6.8。两种结果都表明，入射角对塑料波片的影响远远小于双折射晶体材料。

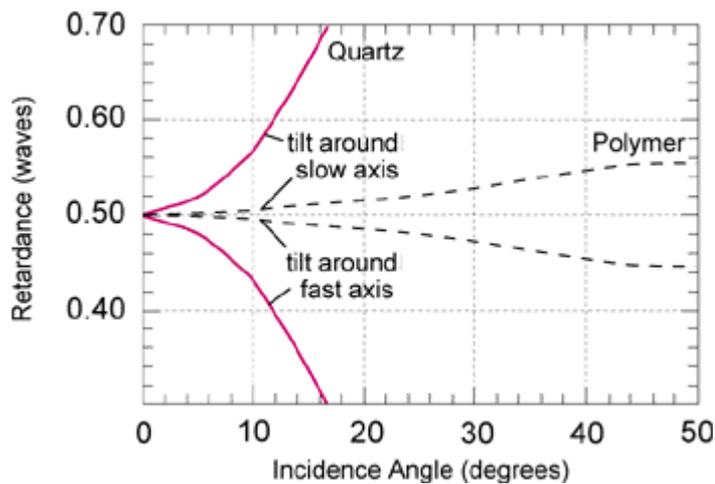


图 6.7 单片塑料波片与晶体波片的延迟随入射角变化

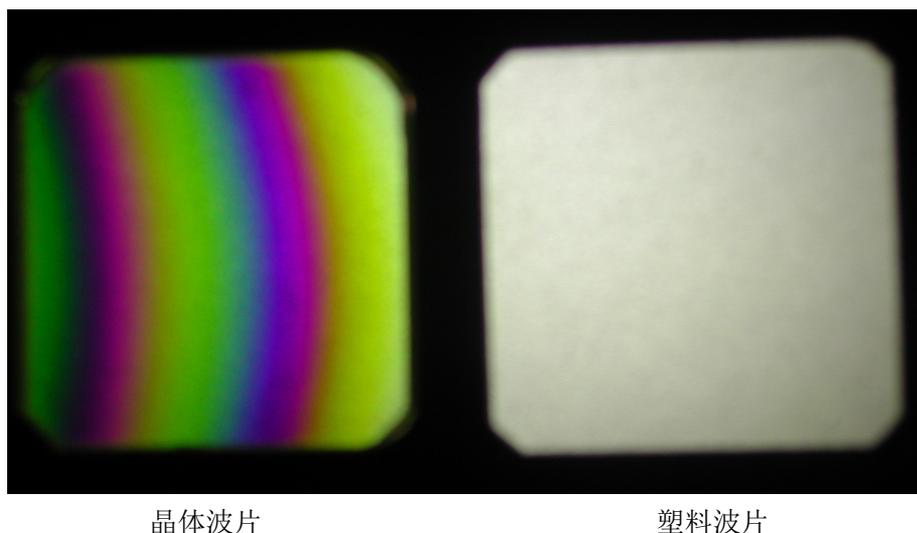


图 6.8 组合晶体波片与组合塑料波片的视场效应的比较

### 6.2.5 透过率

每个消色差波片共有 6 个胶层：K9 玻璃、胶、PVA、胶、PVA、胶、PVA、胶、PVA、胶、PVA、胶、K9 玻璃。可以找到以上材料在可见光波段的折射率。PVA 薄膜选用的是日本 KURARAY 公司的产品，其折射率为  $n_{pva} = 1.557$ <sup>[85]</sup>。为了最大限度地减少杂散光，改善 PVA 薄膜的表面光学质量，我们选择折射率最接近它的光学胶。为此，选用四川晨光化工研究院生产的 CHJ-(Z) 光学环氧树脂胶，混合后的折射率为  $n_j = 1.556$ <sup>[86]</sup>，K9 玻璃的折射率为  $n_{k9} = 1.52$ <sup>[87]</sup>，当光线通过此波片后的透过率可由公式 (6.21) 计算（不考虑吸光效应及玻璃与空气之间的反射），得到  $\tau = 99.89\%$ ，可见，虽然波片由多层组成，但产生的杂散光并不大。

$$\tau = \left[ 1 - \frac{(n_j - n_{k9})^2}{(n_j + n_{k9})^2} \right]^2 * \left[ 1 - \frac{(n_{pva} - n_j)^2}{(n_{pva} + n_j)^2} \right]^6 \quad (6.21)$$

图 6.9 是我们对五片型消色差波片透过率的测试结果。从中我们可以看出，PVA 材料具有很宽的光谱使用范围，它的紫端截止与 K9 玻璃的透过率谱线一致，近红外的透过率下降是因为所用的环氧胶为可见光光学胶。这说明，PVA 塑料波片经过设计，可以作为近红外区域的消色差波片。

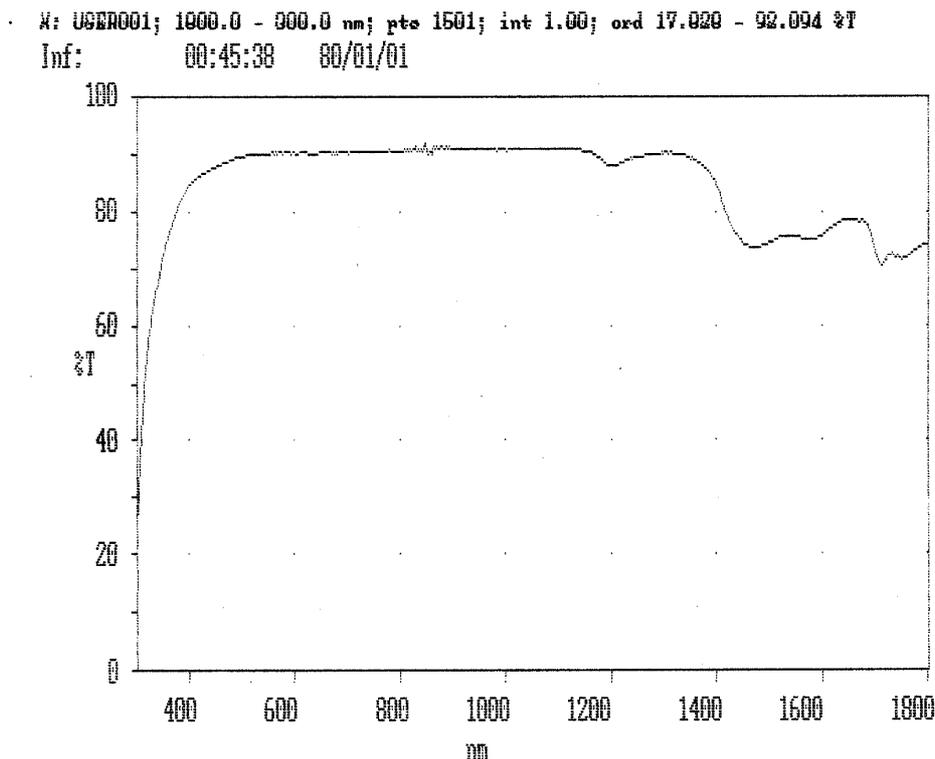


图 6.9 五片型消色差波片的透过率曲线

### 6.2.6 透过波前

组合波片由两块 K9 玻璃和多层面形任意的 PVA 薄膜组成，要想得到很好的透过波前，光学胶的选择极为重要。一方面，它的折射率应尽可能与 PVA 薄膜接近，另一方面，它在固化时不会产生应力。晨光化工研究所研制的 CHJ-(Z) 型双组份光学环氧胶，能够满足此要求。下面，我们推导一下，在上述条件下，组合波片的面形会是什么样子。

图 6.10 所示为当 K9 玻璃和 PVA 薄膜同时存在面形误差的示意图。d1、d4 分别表示厚度不均匀的 K9 玻璃及一片 PVA 薄膜的最小厚度，d2、d3 表示与 d1、d4 对应点处光学胶的厚度。

当玻璃与薄膜都为理想平面时，光束通过它们的光程为：

$$L_1 = n_{K9} \cdot (d_1 + d_2) + n_{PVA} \cdot (d_3 + d_4) \quad (6.23)$$

当玻璃与薄膜都存在面形差时，光束通过它们的光程为：

$$L_2 = n_{K9} \cdot d_1 + n_j \cdot (d_2 + d_3) + n_{PVA} \cdot d_4 \quad (6.24)$$

实际光程与理想光程之差为：

$$L_1 - L_2 = (n_{K9} - n_j) \cdot d_2 + (n_{PVA} - n_j) \cdot d_3 \quad (6.25)$$

将 K9 玻璃、环氧胶和 PVA 薄膜的折射率代入上式，可以看到，对 K9 玻璃，光学胶可以使它的光圈为原来数值的 3%；对 PVA 薄膜，为原来数值的 1%。因而我们得到结论，虽然 PVA 薄膜的面形很差，但通过光学环氧胶的弥补，不会对透过波前有很大的影响。图 6.11(a), (b) 分别为采用美国 Zygo GPI\_XP 干涉仪对胶合前平板玻璃与胶合后组合波片的透过波前测试结果，发现组合波片的光 PV 值与 rms 值比胶合前大约增加了一倍，比计算的结果要差。这主要存在两方面的原因，一是光学胶在固化时，产生了应力；二是材料的折射率存在误差，尤其是双组份胶混合时存在配比误差，会影响折射率。

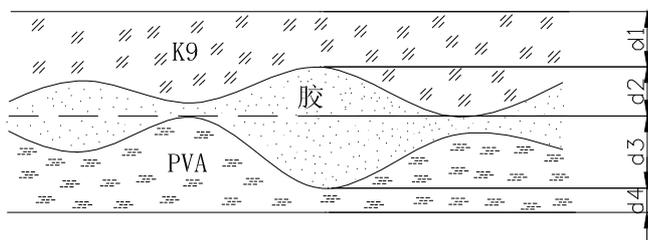


图 6.10 光学胶弥补面形误差的示意图

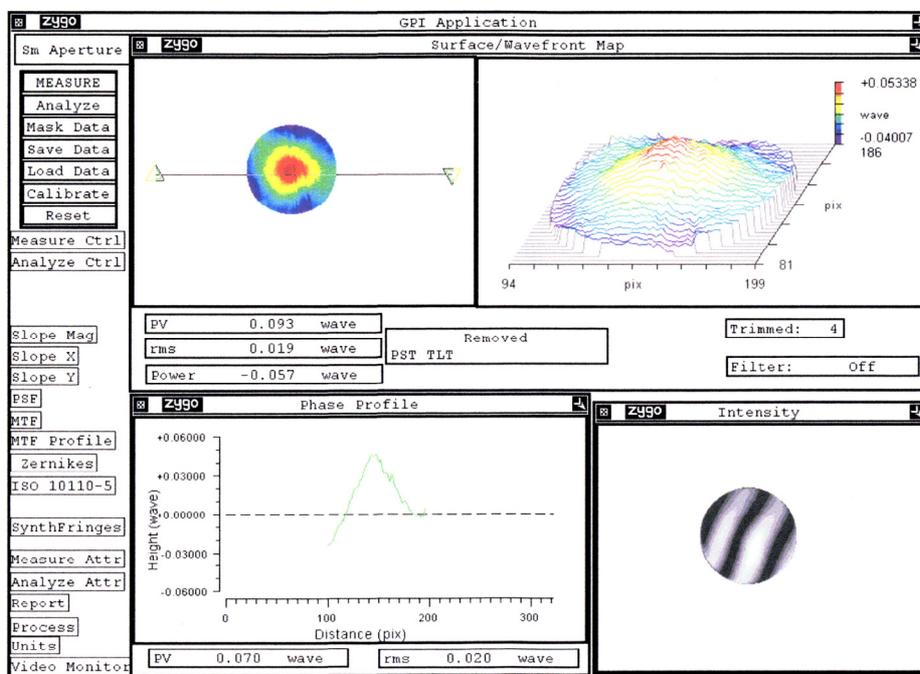


图 6.11(a) 平板玻璃的透过波前检测

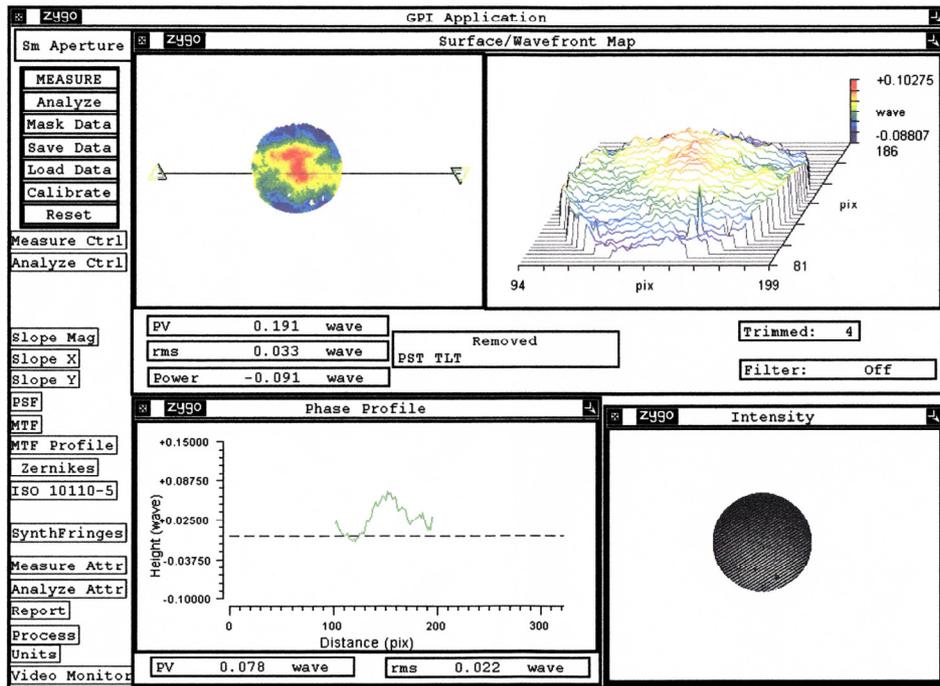


图 6.11 (b) 组合波片的透过波前检测

### 6.2.7 消色差波片的综合性能比较

前面我们已经多方面介绍了双折射晶体消色差波片和五片型 PVA 塑料消色差波片的各自特点, 在这里对它们做归纳总结。从消色差原理上, PVA 塑料波片的消色差范围大于不同材料组合的“晶体波片”, 组成它的各个单片波片是真正的零级波片, 因而具有极好的温度效应和视场效应; 而且 PVA 材料在红外光谱区域具有很高的透过率, 使得这种波片可以制成很好的红外波片; 另外, 它可以做成较大的通光口径, 而且重量轻, 极其适于空间探测器的使用。但是与“晶体波片”相比, 有两大缺陷, 一是组合后的光轴是波长的函数, 二是目前塑料波片的制作工艺还不能保证很高的均匀性, 造成组合后波片的均匀性不能保证。

从测试结果看, 波片的延迟与光轴的色散是可以控制的, 但均匀度是目前困扰 PVA 消色差波片高精度制作的一大主要困难。同美国 Meadowlark 公司生产的 PVA 消色差波片相比, 它的工作波长范围约为 300nm, 最大通光口径 20mm, 延迟误差小于 1%, 延迟均匀度小于 2%, 光轴变化没有指标。综合比较看来, 我们的水平基本与其相当。

#### 本章小结:

本章的主要内容是分析测试我们研制的消色差波片的各项性能指标。为保证提供的数据的可靠性, 对特制的高精度偏振参数测量仪进行了详细的精度分析; 给出了波片的延迟与光轴方位角在多个波长下的测试结果; 测试了波片在有效视场内偏振参数的均匀性; 发现此类波片的使用温度范围及延迟随温度变化的量级为  $10^{-4}$ ; 最后给出了波片的视场效应以及组合波片的透过波前情况。

## 第七章 偏振分析器的总体结构与综合调试

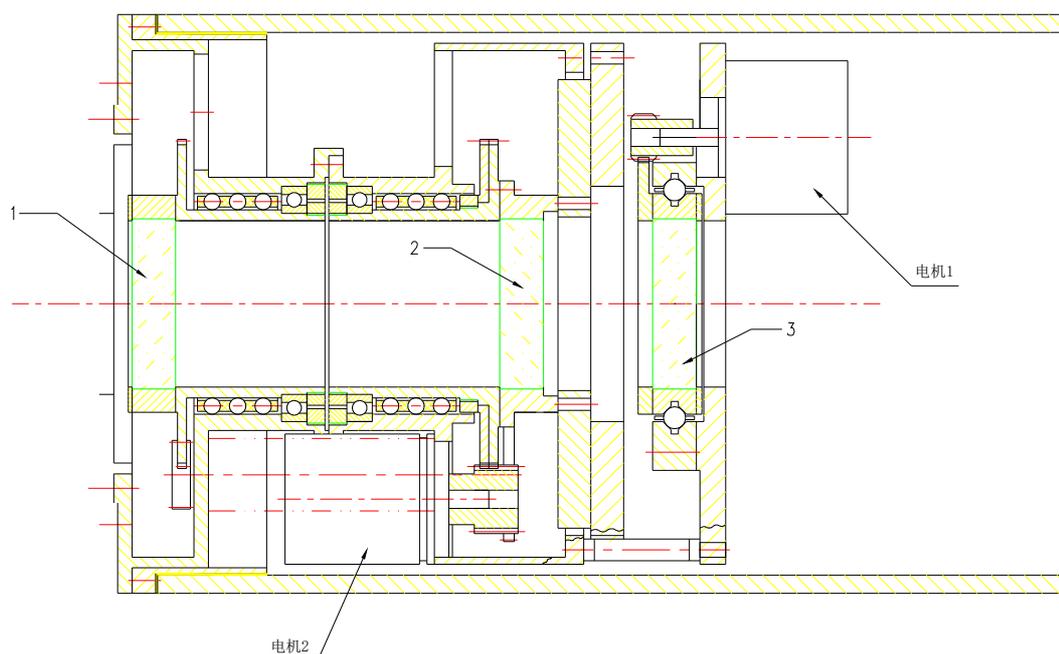
前面各章主要在理论和光学系统方面论述偏振分析器，本章将侧重于介绍偏振分析器的关键结构设计以及检测重要的结构精度的方法；说明如何综合安装调试各个偏振元件，以保障它们之间的位置关系满足设计要求；最后给出测试偏振分析器的偏振精度的方法。

### 7.1 偏振分析器的机械结构

为方便起见，我们把第三章确定的偏振分析器的技术指标再次列于下面：

1. 偏振片  $P_1$  可绕光轴旋转  $360^\circ$ ，旋转精度、重复精度及定位精度：小于  $\pm 10''$ 。
2.  $1/2$  波片绕光轴转  $360^\circ$  且转角永远为  $P_1$  转角的  $1/2$ ，旋转精度，重复精度及定位精度：小于  $\pm 10'$ 。
3. 要求  $1/4$  波片可沿垂直于几何光轴方向移入、移出光路。  
 $1/4$  波片每次移入光路的重复精度及定位精度为：小于  $\pm 1'$ 。
4. 所有光学件通光表面与光轴垂直度为：小于  $\pm 21''$ 。
5. 偏振分析器外径小于  $\phi 160$  mm，长度小于 250 mm。
6. 偏振片  $P_1$  的旋转速度达到  $90^\circ$  /秒。
7. 光学元件的通光口径为 48mm。

根据偏振分析器的光路设计，可以确定它的机械结构应该由两个转动和一个移动组成，即旋转偏振片和  $1/2$  波片的转动， $1/4$  波片的移动。图 7.1 为偏振分析器总体结构的示意图。由于光学设计要求  $1/2$  波片的旋转角永远为偏振片转角的  $1/2$ ，可以使用电机 2 同时驱动两个转动件，用选择机械传动比的方法来实现固定的转角关系；另外一个电机负责驱动  $1/4$  波片的移入移出。偏振片的旋转精度要求小于  $\pm 10''$ ，如果完全依靠机械加工来保证，是十分困难的，必须采用闭环控制的方法。因而选用转角精度为  $4''$ ，相对调试和使用比较方便的圆感应同步器作为角度传感器，实时记录偏振片的旋转角度，调整步进电机的转角，达到设计的旋转精度。 $1/2$  波片可以随意与偏振片连接或拆开，并且有一个精度为  $3'$  的游标转盘作为它的角度及记录装置，以用来确定  $1/2$  波片的初始位置。由于设计要求偏振分析器的外径小于  $\phi 160$  mm，为尽量减少外形尺寸和重量，转动和移动采用密珠轴承和滚珠导轨。所有运动件的定位精度、光学元件的表面与几何光轴的垂直精度都由机械加工保证。



注：1 为 1/2 波片；2 为旋转偏振片；3 为 1/4 波片

图 7.1 偏振分析器结构示意图

## 7.2 偏振分析器结构精度的检测方法

对偏振分析器结构精度要求较高的地方主要是偏振片的旋转精度、1/4 波片的移动精度、二者的重复精度和三个光学元件对几何光轴的垂直度，下面分别介绍检测这些精度的方法。

### 7.2.1 偏振片的旋转精度与定位精度

偏振片的旋转精度主要由圆感应同步器自身精度和它的安装精度决定，因此必须检测安装在偏振分析器上的圆感应同步器是否能够达到它的设计精度。检测转角精度的光学方法很多<sup>[88]</sup>，如光学分度头、光电编码器、激光干涉法以及平行干涉图法等等，根据设计精度要求，我们采用操作最简单的多面体棱镜的方法。

一块精度为 1" 的 24 面体棱镜，它相邻表面的法线之间的夹角为  $15^\circ \pm 1''$ ，第  $n$  个表面的法线夹角为： $n \cdot 15^\circ \pm 1''$ 。如图 7.2 所示，将它与安装在偏振分析器上的圆感应同步器刚性连接（注意相互同轴），用自准直精度为 0.2" 的自准直平行光管对准棱镜的一个表面，记下反射像在分划板上的位置。转动圆感应同步器至棱镜的下一个表面，使反射像在分划板上的同一位置不变，通过数显表读取此时圆感应同步器的角度值，该角度值与多面棱镜实际角度值之差，就是圆感应同步器的旋转误差。这样，可以在  $360^\circ$  范围内，检测圆感应同步器任意位置的旋

转精度。在检测转角的同时，在每一个位置轻轻晃动多面棱镜的旋转结构，观察分划板的反射像移动数值，它与晃动前的角度之差，即是圆感应同步器的定位精度。

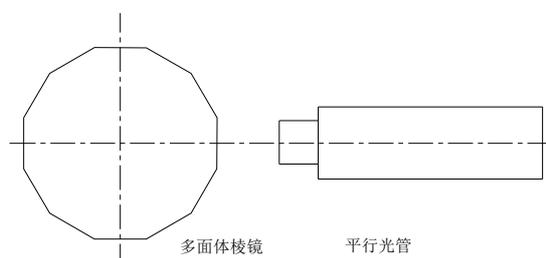


图 7.2 多面体棱镜角度测量示意图

### 7.2.2 1/4 波片的移动精度和定位精度

1/4 波片的移入、移出精度和定位精度主要由导轨与运动件之间的间隙决定，虽然利用机械检测的方法也可以测量导轨间隙，但是采用光学检测的方法，更能直接反映结构的综合误差。

1/4 波片的移入、移出精度表现为每次将 1/4 波片移入光路，波片的光轴方向前后一致的程度。为此，借助一块偏振片代替 1/4 波片安装在滑动件上，将整个偏振分析器放在前面介绍的高精度偏振测量仪上，此时测量仪上只保留起偏器。将偏振片移入偏振分析器光路，旋转起偏器，记下光强最小位置处数显表的读数  $a_1$ 。将偏振片移出光路后，再次移入光路，重新转动起偏器找到光强最小位置处的读数  $a_2$ ，则  $a_2 - a_1$  的差值，就是 1/4 波片的移动精度。利用这种方法，多次测量后取平均值，能够检测  $1'$  的精度。

当偏振片移入光路时，轻轻摆动滑动件，前后两次起偏器光强最小值位置处数显表的读数差，就是 1/4 波片的定位精度。

### 7.2.3 1/2 波片的旋转精度与定位精度

确定 1/2 波片光轴的方法可以与旋转偏振片相同，只是需要设计检测工装。由于光学设计对 1/2 波片的方位角精度要求并不高，可以采用相对更简单的办法。将一块偏振片装在 1/2 波片的位置上，利用高精度偏振仪上的一个偏振器，调整两个偏振片垂直。然后，将其中一个偏振片旋转一个角度，再旋转另一个偏振片找到光强最暗点，两个转动的角度之差，即为 1/2 波片的旋转精度。1/2 波片定位精度的检测方法与 1/4 波片相同。

### 7.2.4 光学元件表面与几何光轴的垂直度

与入射光几何光轴的垂直度需要将偏振分析器安装到望远镜上实际调试，然而要保证每个元件的表面都与几何光轴垂直，首先，应该保证它们彼此之间相互平行。自准直法是检测光学元件平行度的最简洁，也是最有效的方法。

将三块平行度 10" 以内的平板玻璃安装在偏振分析器的波片和偏振片的位置，用精度为 0.2" 的平行光管检测它们在分划板上的反射像读数，彼此之间的读数差应该小于 21" 才能满足设计要求。

### 7.3 偏振分析器光学元件的安装调试

偏振光学元件的安装不仅要保证几何光学设计的要求，而且要保证各偏振元件的光轴位置满足设计要求。分析偏振分析器对光学元件的要求，我们得到这样的结论：首先，要保证各元件的初始方位角正确，即旋转偏振片的透光轴与 1/4 波片的快轴的夹角小于 1'，与 1/2 波片快轴的夹角小于 10'。然后，偏振片再以 10" 的旋转精度转到各个设计位置。

#### 7.3.1 旋转偏振片与 1/4 波片的安装调试

确定双折射材料光轴方向最好的方法是将其放入两个相互垂直的偏振片之间，然后使它绕几何光轴转动，改变出射光强的大小，通过等偏离法确定光轴位置，这种方法不受偏振片偏振度和光源不稳定性的影响，操作方便，精度高。然而，偏振分析器中的 1/4 波片只能移动，不能转动。只能同时旋转两个偏振片，才能保证出射光强的改变完全由 1/4 波片的方位角引起。但这需要两片偏振片的电控与传动精度非常高，实现起来很困难。

下面我们分析当一束线偏振光通过与其光轴夹角为  $\alpha$  的任意波片后，透过光的偏振状态<sup>[89]</sup>。

设线偏振光为： $X = A \cdot \cos \omega t$

$$\text{通过波片后: } \begin{cases} E_x = A \cdot \cos \alpha \cdot \cos \omega t \\ E_y = A \cdot \sin \alpha \cdot \cos(\omega t - \phi) \end{cases}$$

则上式表示的椭圆长轴与波片快慢轴之间的夹角  $\theta$  可以通过下式求出<sup>[30], [89]</sup>：

$$\tan 2\theta = \tan 2\beta \cdot \cos \phi$$

其中： $\tan \beta = \frac{A \cdot \sin \alpha}{A \cdot \cos \alpha} = \tan \alpha$ ， $\phi$  为波片的位相延迟。

由此可知：

$$\tan 2\theta = \tan 2\alpha \cdot \cos \phi$$

设波片的延迟误差为 $\pm 5^\circ$ ，光轴与偏振片夹角为 $\pm 10'$ ，则： $\theta = 0.87'$ 。

可见，当波片的延迟误差和与偏振片的夹角都较小时，透过的椭圆偏振光的长轴与波片的光轴夹角可以小于 $1'$ 。因此，只要光轴与椭圆长轴平行，就可以近似地认为与 $1/4$ 波片光轴平行，就能够满足设计要求。

利用上述结论，我们先用一片光轴与 $1/4$ 波片平行的附加偏振片代替 $1/4$ 波片，安装在偏振分析器上，调整分析器中旋转偏振片至光强最暗。取下附加偏振片，转动起偏器，使其与旋转偏振片垂直，即与 $1/4$ 波片的光轴平行。装上 $1/4$ 波片，再次转动旋转偏振片，找到光强最小点。此时，旋转偏振片与透过 $1/4$ 波片的椭圆偏振光的长轴垂直。因为起偏器的透光轴与 $1/4$ 波片的夹角在 $10'$ 以内，可以认为旋转偏振片已与 $1/4$ 波片光轴垂直，再旋转 $90^\circ$ ，此数值，就是旋转偏振片的“零点”，这样就满足了旋转偏振片与 $1/4$ 波片之间的角度关系。

### 7.3.2 1/2 波片的安装调试

$1/2$ 波片的安装相对 $1/4$ 波片简单些。前面已经介绍过，在结构设计时， $1/2$ 波片的安装结构能够与旋转偏振片分开。这样，我们就可以在安装 $1/2$ 波片前，先将另一个偏振器的偏振轴调整到与旋转偏振片转在零位时垂直，这样就构成一个垂直偏振场。然后再装上 $1/2$ 波片，单独转动波片，利用等偏离法，通过游标刻度盘确定 $1/2$ 波片光轴的位置。

## 7.4 偏振分析器偏振精度的检测

所谓偏振分析器的偏振精度，就是在测量 Stokes 参数的一个分量时，其他分量在其中的交叉影响 (Crosstalk)。如果能够在实验室中检测这项精度，就可以不再依附望远镜，从而大大减少安装调试的工作，方便改造。那么，如何实现呢？我们可以直接测量系数分量的强度差。对于已经调试完毕的偏振分析器，将它调制在测量一个 Stokes 分量的状态，例如 Q 分量。以其他分量 (U) 的偏振光入射到磁分析器，如果它是理想的，接收到的两正交分量 ( $\pm U$ ) 的光强差应该为零；当它存在各种误差时，接收到的正交分量的光强差不为零，此差值与通过的原分量 (Q) 的比值，就是其中一项 Crosstalk 分量的系数。

按照上面的思路，我们选用 Stokes 参数描述入射光的偏振状态，将它乘以偏振分析器实际参数的 Muller 矩阵，计算从偏振分析器中出射的 Stokes 分量系数，如果与第三章设计结果相同，说明此方法可以用来检验它的偏振精度。

由于第二片偏振片 P2 安装在滤光器前面，所以偏振分析器的 Muller 矩阵表达如下：

测 Q、U 分量时：
$$M = M_{1/2} \cdot M_{P1} \cdot [I, Q, U, V]^T ;$$

测 V 分量时：
$$M = M_{1/2} \cdot M_{P1} \cdot M_{1/4} \cdot [I, Q, U, V]^T 。$$

将上面两式展开后，对 I、Q、U、V 的系数做归一化，得到不同 Stokes 分量的系数  $C_1$ 、 $C_2$ 、 $C_3$ （详细情况请参阅第三章公式 3.3）。

下面举例说明当一个 Stokes 分量通过分析器时，如何计算系数。

将偏振分析器调制到测量+Q 状态，当测量+U 时，其矩阵表达式为：

$$MQ_{+U} = M_{1/2} \cdot M_{P1} \cdot [1, 0, 1, 0]^T$$

依此类推后，Q 分量的系数可以按照下式计算：

$$C_1' = \frac{MQ_{+U}(1, 1) - MQ_{-U}(1, 1)}{MQ_{+Q}(1, 1)}$$

表 7.1 理论值与测量方法计算结果的比较

分量	$C_1$	$C_1'$	$C_2$	$C_2'$	$C_3$	$C_3'$
+Q	1	0.999939	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$9.64 \cdot 10^{-5}$	0	0
-Q	-1	0.999939	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$9.64 \cdot 10^{-5}$	0	0
+U	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$9.64 \cdot 10^{-5}$	1	0.999939	0	0
-U	$9.7 \cdot 10^{-5}$	$9.64 \cdot 10^{-5}$	-1	0.999939	0	0
+V	$1.07 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$-5.8 \cdot 10^{-4}$	$6.02 \cdot 10^{-4}$	1	0.999939
-V	$-1.07 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-4}$	$6.02 \cdot 10^{-4}$	-1	0.999939

表 7.1 给出了两种计算结果，从中可以看出，两种方法计算的结果十分接近，说明可以利用上述方法来检测偏振分析器的偏振精度。

测量时，采用偏振度非常好的 Glan 棱镜作为起偏器，可以认为出射光为理想的线偏振光，按照偏振分析器的定义，旋转至±Q、±U；采用 Glan 棱镜+1/4 波片构成的圆起偏器作为 Stokes 的±V 信号。当起偏器处于某个 Stokes 分量时，偏振分析器则测量另外的两个偏振分量。

**本章小结：**

本章主要探讨偏振分析器的综合调试问题。简要介绍了偏振分析器的机械结构设计；对其中一些影响仪器性能的结构提出了检测方法；分析了如何安装调试各个偏振元件才能达到设计要求；最后，讨论了在实验室测量偏振分析器 Crosstalk 系数的方法。

## 结束语

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。自 1908 年 Hale 观测到太阳黑子区域的磁场以来，太阳磁场的观测实现了由点到线，由线到面的过渡；发展高时间分辨率、高空间分辨率和高偏振分辨率的仪器观测太阳磁场，成为太阳物理学研究的重要课题。为彻底摆脱地球大气的扰动，实现对太阳的连续观测，一些发达国家已经将太阳磁场的观测前沿推向了太空，我国的空间太阳望远镜(SST)研究项目正是诞生于这样的背景环境。

太阳磁场的观测，无论对光谱仪、还是双折射滤光器的分光系统，都离不开偏振分析器的作用。它的调制方式、研制精度直接影响望远镜的偏振分辨率，尤其是随着各种光学调制器件的增多，如何设计、研制最佳的偏振分析器，为太阳观测工作者们所关注。

本课题基于 SST 的太空观测环境，结合利用 Zeeman 效应观测太阳磁场的特点，提出了采用旋转偏振片实现偏振调制的方案，此方案将太阳横向磁场的观测灵敏度由  $10^{-3}$  量级提高到  $10^{-4}$ 。由于 SST 的工作波长几乎涉及整个可见光波段，使得消色差偏振元件的设计研制问题成为本课题的另一个关键。为此，我们设计了由五片同种材料组合的消色差波片，它具有极好的延迟消色差性能和相对稳定的光轴，是一种应用很广的消色差波片的设计方案。为满足 SST 偏振分析器大口径的设计要求，开发研制了采用 PVA 材料的塑料消色差波片。最后对偏振分析器的偏振精度检测方法做了一定的探讨。

本论文主要工作与结果如下：

1. 通过计算比较几种不同调制方式下的偏振分析器的设计方案，从中优化出最适于 SST 的设计方案。此方案使用旋转偏振片+1/2 波片构成偏振分析器，它不仅最大限度地减少纵场对横场的交叉影响 (Crosstalk)，对横场测量，能够达到  $2 \times 10^{-4}$  的偏振精度，从而把目前普通望远镜能够达到的  $10^{-3}$  的偏振精度提高一个数量级，而且还充分利用了能量，这对于谱线宽度极窄的太阳磁场测量，是很难得的方案。
2. 推导出多片同种材料组合的消色差波片的消色差原理和消色差条件，给出由五片同种材料组合的消色差波片设计参数，1/4 波片和 1/2 波片在 400nm-700nm 波长范围内，与三片组合相比，延迟的均方差分别提高 6 倍和 2 倍，光轴方位角的均方差分别提高 1 倍和 3 倍。并分析了当单片波片存在误差时，通过合理补偿，得到理想组合消色差性能的方法。
3. 根据 SST 光学设计要求，选择 PVA 塑料薄膜材料作为组合波片的原材料。塑料波片可以制成真正的零级波片，比晶体波片具有较好的温度效应和视场效应，而且口径大，重量轻，非常适于空间探测器的使用。由于这项工作在国内还是空白，为此，我们创建了 PVA 消色差波片的制作实验室，摸索出一套

切实可行的聚乙烯醇波片制作工艺，在塑料偏振元件的研制方面积累了一定的经验。经过全方面、多参量的测试，我们研制的消色差波片达到了国外同类产品的水平。

4. 偏振分析器的偏振精度不仅受偏振元件自身的偏振性能影响，而且与元件的安装精度有关，如何检测偏振分析器的关键结构的精度、如何保证偏振元件的装调精度，是本课题的一项重要工作。文中给出了相关检测的一系列思想方法，并探讨了测试偏振分析器的偏振精度的可行性。这项工作的完成，对于太阳望远镜的偏振精度标定具有一定的指导意义。

空间太阳望远镜偏振分析器的设计研究，需要综合偏振光学、精密机械、热控、太阳磁场测量的方法等多个领域的技术，本论文只涉及前两部分，要真正研制成能在太空使用的偏振分析器还有很多工作要做，如：如何研制高精度的偏振元件问题，如何解决目前采用的光学胶在太空环境中会发生质量损失问题；偏振分析器设计的工作温度为  $20 \pm 0.1^\circ\text{C}$ ，对于只有 42% 透过率的旋转偏振片，如何合理控制这部分热量对温度的影响；另外，是否能够找到一种方法，对于偏振精度已知的偏振分析器，能够通过数学的方法，提高它的偏振精度。

总之，通过本课题的研究和已经取得的部分阶段性结果，为下一步的研究工作打下了坚实的基础；为太阳磁场测量技术的研究提供了有益的参考和帮助；尤其是在偏振元件的研制方面的深入探讨和试验，为我国塑料偏振元件的研制发展提供了技术储备与供鉴。

## 参 考 文 献

1. Hale, G.E., *Ap.J.*, 1908, 28, 315
2. Lyot, B., *Comptes Rendus*, 1933, 197, 1593
3. Ohman, Y., *Nature*, 1938, pp141-157
4. Babcock, H.W., *Ap.J.*, 1953, pp118-387
5. Stepanov V.E and Severny A.B., *IZV.Crim.Astrophys.Obs.* 28 (1962), 116
6. Beckers, J.M., *Solar Phys.*, 1968, 3, 258
7. 艾国祥, 胡岳风, *中国科学 A*, 8 (1986a), pp889-896
8. 艾国祥, 胡岳风, *中国科学 A*, 9 (1986b), 987
9. 艾国祥, *空间太阳望远镜评估报告*, 1997, 30
10. Mickey, D., 1985, *Solar Phys.*, 97, 223
11. Livingston, W., et al, *Applied Optics*, 1976 Vol.15, No.1, pp40
12. D.F.Elmore, B.W.Lites, et al., *SPIE*. 1992, Vol.1746, pp22-33
13. Grigoryev, V. M., Osak, B. F, Kobanov, N. I., et al, 1981, *Issled. Geoman. Aeron. Fiz., Soluta*, 56, 129
14. 艾国祥, 胡岳风, 1986, *天文学报*, 27, 173 Sakurai, T, Ichimoto, K., Nishino, Y., et al., 1995, *PASJ*, 47, 81
15. 艾国祥, 胡岳风, 1984, *中国科学 A*, 1984, Vol.9, pp540.
16. Zirin, H., 1985, *Australian J. Phys.*, 38, 961.
17. Hagyard, M. J., Cumings, N. P., West, E. A., et al., 1982, *Solar Phys.*, vol. 80, pp33
18. Wang, J.X. *Fundamentals of Cosmic Physics*, Vol.20, pp.251-382
19. P.H.Scherrer, R.S.Bogart, et al., 1995, *Solar Phys*, vol.162, pp129-188.
20. Shimizu. *Advances in Space Research*, 2002, Volume 29, Issue 12, p. 2009-2015.
21. E.A.West, *Applied Optics*. 1978, Vol.17, No.18. pp3010-3013.
22. Laurence J. November, Lawrence M. Wilkins, 1992, *Final Report*.
23. Greg Kopp, *SPIE* 1994, Vol.2265, pp193-201
24. Jame C. Kemp, *Proc. SPIE*, 1981, Vol.307, pp83-88.
25. C.U.Keller, *Proc. SPIE* 1994, Vol.2265, pp222-230.
26. Bruce W. Lites, *Applied Optics*, Vol.26, No.18, pp3838-3845.
27. 张振大, 《*太阳物理学*》, 科学出版社, 1985, 1992, pp260-265
28. 褚圣麟, 《*原子物理学*》, 1983, 北京, 人民教育出版社, pp186-190
29. Edward Collett, *Polarized Light*, 1992, New York, Marcel Dekker, Inc., pp34-37.
30. 魏光辉等, 《*矩阵光学*》, 1995, 北京, 兵器工业出版社, pp152-155.
31. Unno, W., *Publ. Astron. Soc. Japan*, 8, 108.
32. Stix, M., 1989, *The Sun*, Springer-Verlag, Berlin, pp101-102.
33. West, E.A. *SPIE*. Vol.1746, 1992, pp281-294.
34. 王敬山, 艾国祥, *光学技术增刊*, 1995, pp41-66
35. 林元章编, 《*太阳物理导论*》, 2000, 北京, 科学出版社, pp72-73.
36. 艾国祥, 李威, 张洪起, 1982, *天文学报*, 23, 39.
37. Jone W. Evans, *Proc. Roma Meeting on Solar Magnetic fields*, Vol.II, pp123-148.
38. 敦金平, *中科院研究生院博士学位论文*, 2002, pp10-19.
39. 刘学福, *观测天体物理学*, 北京, 北京师范大学出版社, 1996.

40. Shureliff, W. A. , 1962, Polarized Light, Harward University
41. M.J.Hagyard, G.A.Gray, E.A.West, 1988, NASA Technical Memorandum 4048, pp115-125.
42. 艾国祥, 胡岳风, 1986, 天文学报, 27, 173.
43. E.A.West, Proc. SPIE. 1994, Vol. 2265, 272-283.
44. E.A.West, Proc. SPIE. 2002, Vol. 4481, 270-280.
45. D.G.Wang, G.X.Ai, Proc. SPIE. 2000, Vol.4013, pp616-624.
46. D.G.Wang, G.X.Ai, Proc. SPIE. 2002, Vol.4843, pp406-413.
47. <http://www.Polariod.com>
48. Aimin Jiang, Sen Wang, Shengzhen Jin, SPIE Vol.4926, 2002, pp221-226.
49. Destrian, G. & Prouteau, J.J.J Phys. at Radium,1949, Vol.53 10.
50. 严英白, 《应用物理光学》, 1990, 北京, 机械工业出版社, pp 71-86
51. Th.Horn, A.Hofmann, ASP Conference Series, Vol.184, 199, pp33-37
52. 邓元勇, 艾国祥, 王敬山, 天体物理学报, 1993, Vol.13, No.3, pp 283-290.
53. 胡岳风, 艾国祥, 光学技术, 1984, No.2, pp2-5
54. Title, A.M., Rosenberg, W.J., SPIE, Vol.307, pp120
55. Title, A.M., Appl. Opt., 1975, Vol.14, pp229-237.
56. Pancharatnam, S., Proc. Indian Acad. Sci. A, 1955, 41. pp130-137.
57. 艾国祥, 胡岳风, 天体物理学报, 1987, 7, 305.
58. 王敬山, 艾国祥, 宋国峰, 《光学技术》增刊, 1995, pp73-77.
59. R.C. Jones, J. Opt. Soc. Am. 1941, Vol.31, 500.
60. Kuchеров V.A. In: Photometric and polarimetric investigations of celestial bodies. Kiev, "Naukova dumka" publishers, 1985,p.152-159.
61. Parameswaran, Hariharan, Opt. Eng. 1996, Vol.35, pp3335-3337.
62. Beckers J. M. Appl. Opt. 1971, Vol.10, pp973-975.
63. Kuchеров V.A., Multicomponent symmetric achromatic retarders. II. Composite retarders with small number of elements. Kinematics and physics of celestial bodies, 1986,v.2, № 1, p.82-88.
64. <http://www.meadowlark.com>
65. <http://www.nitto.com>
66. <http://www.polatechno.co.jp>
67. <http://www.sanritz-corp.co.jp>
68. <http://www.sihc.com.cn>
69. <http://www.gdfortune.com>
70. 金国珍, 《工程塑料》, 2001, 北京, 化学工业出版社
71. Nitto Denko, Data Sheets of Optical Films for Liquid Crystal Display.
72. 《光学零件工艺手册》, 国防工业出版社, 1977, pp415-419
73. E. 赫克特, A. 赞斯, 《光学》上册, 北京, 人民教育出版社, pp435-439.
74. 成大先, 《机械设计手册》, 2002, 北京, 化学工业出版社
75. 徐陶发, 周代玉, 光学技术, 1987, Vol.3.
76. A. M. Title, Solar Physics, 1973, Vol.33, pp521-523.
77. 胡岳峰, 艾国祥, 北京天文台台刊, Vol.8, pp104-110
78. 苏大图, 《光学测试技术》, 1996, 北京, 北京理工大学出版社, pp177-193.
79. R.M.A. 阿查姆, N.M. 巴夏拉著, 梁民基译, 《椭圆片振测量术和偏振光》, 1986, 北京, 科学出版社, pp13-17
80. 赵明山, 胡庆云, 李国华, 应用光学, 1988, Vol.4, pp28-30

81. 李国华等, 光谱学与光谱分析, 1989, Vol.5, pp53-55
82. 杨还, 胡岳风, 艾国祥, 仪器仪表学报, 1984, Vol.5, No.4, pp 420-425.
83. 李庆祥, 贾惠波, 仪器仪表学报, 1983, Vol.4, No.3, pp 264-289.
84. 李庆祥, 贾汇波, 王泽民, 光学技术, 1982, Vol.3, pp 2-6.
85. <http://www.poval.jp>
86. 光学环氧树脂胶产品说明书, 四川晨光化工研究院, 2000
87. 李世贤, 李林, 《光学设计手册》, 1996, 北京理工大学出版社, pp16.
88. 浦昭邦, 陶卫, 光学技术, 2002, Vol.28, No.2, pp168-171
89. 赵凯华, 《光学》, 19, 北京, 北京大学出版社,

## 博士期间作者发表的论文

1. [题目] Optical Design of Polarimeter for Space Solar Telescope  
[作者] **WANG Dongguang**, AI Guoxiang; SUN Caihong; DENG Yuanyong  
[刊物] Proc. of SPIE, 2000, Vol.4013, pp616-624.
2. [题目] Analysis of a New Polarimeter for Space Solar Telescope  
[作者] **WANG Dongguang**, DENG Yuanyong, AI Guoxiang  
[刊物] Proc. of SPIE, 2002, Vol.4843, pp406-413.
3. [题目] Polarimeter for Space Solar Telescope  
[作者] **WANG Dongguang**, DENG Yuanyong, AI Guoxiang, SUN Caihong  
[刊物] Proc.of ASP Conference, Vol. 236. 2001, pp41.
4. [题目] Polarimeter on Balloon Telescope  
[作者] **WANG Dongguang**, AI Guoxiang,  
[刊物] Publ. Beijing Astronomical Observatory, 1999, Vol.34, pp78-82.
5. [题目] Selection and Application of PMT for Polarization-Elements  
[作者] **WANG Dongguang**, HU Keliang  
[刊物] Publ. Beijing Astronomical Observatory, 2001, Vol.37, pp103-107.
6. [题目] H $\alpha$  Birefringent filter for SST,  
[作者] **WANG Dongguang**, AI Guoxiang  
[刊物] Publ. Beijing Astronomical Observatory, 2002, Vol. 38, pp93-97.
7. [题目] A Stokes Polarimetry at Near Infrared 1.56mm for Solar Observation  
[作者] CAO wenda, YE binxun, **WANG Dongguang**, SONG Qian  
[刊物] Proc. SPIE Vol.4480, 2002, pp176-185
8. [题目] New Image Acquisition System in Huairou Solar Observing Station  
[作者] DENG yuanyong, ZHANG Bin, **WANG Dongguang**, HU Keliang,  
[刊物] Publ. Beijing Astronomical Observatory, 2000, Vol. 35, pp1-6.

## 致 谢

在此论文即将结束之际，心中感慨万千。回忆这几年走过的求学之路，步步都离不开师长、同仁给予的关怀与鼓励。

首先，我要感谢我的导师艾国祥院士。他治学严谨，却勇于创新；他思维敏捷，却肯于脚踏实地；他对科学那种锲而不舍的执著精神深深感染着我。在他的悉心指导与影响下，我不仅在专业能力上获得了长足的长进，而且对科研方法和系统研究的全局把握方面有了一定的能力。我很庆幸在我的人生路上曾有一位这样的导师为我引路。感谢邓元勇研究员在课题研究 with 论文写作等多方面给予的指导与帮助，使我得以比较顺利地完成本论文的工作。

还要感谢俄罗斯伊尔库斯克天文台的 Valeri Skomorovski 教授，组合消色差波片的设计与研制工作的一些进展，得益于与他的讨论。感谢原北京科学仪器厂总工程师吴佶宁高工在本课题研究过程中，自始至终给予的无私的帮助；感谢我的同事胡柯良博士、孙才红高工在电脑编程与使用方面的帮助；感谢王敬山博士在本课题中所作的前期工作；感谢南京天文光学技术研究所章海鹰高工、倪厚坤技师在结构与调试方面的工作；感谢张志勇同学在波片测试中所做的工作；感谢长期困守怀柔基地，默默工作的波片制作者们。

感谢张洪起研究员、李威站长、李焕荣老站长、叶彬浔研究员、王森研究员、金声震研究员、杨世模研究员对本人工作的大力支持；感谢怀柔基地和空间技术实验室的全体同仁在技术和其他各方面给予的帮助与合作。

感谢我的母亲，虽然没有进过一天学堂，但她身上那种自强不息的精神从小激励着我的成长；感谢我的兄弟姐妹，替我分担起照顾母亲的责任；感谢我的爱人李京国，能够完成此论文，与他的理解与支持是分不开的；还有我的女儿李凌坤，希望我的努力，能像当年母亲对我的影响一样，在她幼小的心中埋下奋发向上的种子。

谨以此文告慰我早逝的父亲。