分类号	密级
UDC	编号

中国科学院研究生院 博士学位论文

太阳磁场望远镜中 双折射滤光器的性能分析与测试

玄伟佳

指导教师	邓元勇	研究员	王东光	高级	工程师
		中国科学	院国家天文	文台	
申请学位级别	别 <u>博士学</u>	<u>位</u> 学科	专业名称_	天文:	技术与方法
论文提交日期	男 200	9/5	论文答辩日	期	2009/6
培养单位		中国科学	院国家天文	な台	
学位授予单位	<u>)</u>	中国科学	<u>学院研究生</u>	院	
		答辩多	委员会主席	1	<u> </u>

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

PERFORMANCES OF BIREFRINGENT FILTER FOR SOLAR MAGNETIC TELESCOPES: ANALYSIS AND TESTING

By

Xuan Weijia

Directed By

Prof. Deng Yuanyong&

Dr. Wang Dongguang

National Astronomical Observatories

Chinese Academy of Sciences

论文摘要

太阳上几乎所有非周期性和某些周期性运动都与磁场紧密相关,没有磁场的太阳就好像一个宁静的黑体。对太阳磁场上百年的观测,为人类认识世界和改造世界提供了许多有价值的研究成果。目前,太阳磁场的测量仪器基本上可分为两类,即以光栅为代表的光谱仪和以双折射滤光器为代表的单色仪。双折射滤光器是利用偏振光的多级干涉原理实现窄带滤光的,它的研制质量直接影响透过带形状,进而影响太阳磁场的测量。

本论文通过对双折射滤光器中偏振元件的性能分析和系统的实际测试,取得了以下研究成果:

- 1、首次将几何光学领域的光线追迹方法应用到偏振干涉计算中,取消了普遍采用的近似假设,完全模拟光线轨迹,推导出光程和振动的精确表达式,得到了出射后偏振光的干涉强度分布,这在国内外已公开发表的文献中尚未见报道。
- 2、编写了一套偏振光学计算软件,完整地分析了双折射滤光器中所有偏振元件误差对透过带漂移、展宽、极大值和极小值等主要技术指标的影响,这是矩阵结合三角函数方法难于实现的。该算法和软件具有普适性,可用于对任何偏振光学系统和偏振元件的性能分析。
- 3、实现了实验室滤光器的性能检测,完成了怀柔基地三通道滤光器的透过带调试与轮廓扫描;利用Shack干涉仪,首次测量了偏振分光棱镜反射光和三通道滤光器中单通道的成像质量,得到了详细的实验数据和结果,为双折射滤光器的研制提供了技术储备。

关键词:偏振光学 双折射滤光器 误差分析 性能测试

Abstract

Almost all the non-periodic phenomena and certain periodic ones on the sun are closely associated with the solar magnetic field. Without magnetic field, the sun would like a dead body on quiet. A century of the solar magnetic field observations provided many valuable research results for the human understanding of the world and changed the world. At present, the instruments used to measuring solar magnetic field can basically be divided into two categories, namely, by means of spectrometer and monochromator, represented by the optical grating and the birefringent filter respectively. Based on the principle of multi-level interference of polarized light, narrow-band light filtering is realized by the birefringent filter. The quality of the birefringent filter directly affects its transmission profile, thereby affecting the measurement of the solar magnetic field.

In this thesis, by analyzing the performances of optical elements in the birefringent filter and the actual test of the filter system, the following results were obtained:

- 1. For the first time, the ray tracing method used to be in the geometrical optics field was developed for the calculation of polarization interference. By means of abolishing the commonly used approximation assumptions and simulating the ray trace completely, an exact expression with the wave behavior along the optical path was derived, and then the interference intensity distribution of the polarized light at the exit was obtained. This method has not been reported at the published literature, home and abroad.
- 2. A set of optical polarization calculation software tool was developed. All of the error terms of the optical elements in the birefringent filter on the impact of

the major technical indicators, such as the band shift, band broadening, maximum and minimum, are analyzed completely in this software, which are difficult to realize by the method of matrix combing with trigonometric functions. This set of algorithms and software tool is universal, which can be used to any polarization optical elements and systems.

3. The performance test of the birefringent filter in laboratory was realized and the tuning of the transmission band and the profile scanner of three-channel birefringent filter in Huairou Solar Observing Station were completed; by using the Shark interferometer, for the first time, the quality test of the images from the reflecting surface of polarizing beam splitter and the single channel in the three-channel birefringent filter were realized, and a series of detailed experimental data and results were obtained, which supply plenty of technical preparation for the future developments of the birefringent filters.

Keywords: polarization optics, birefringent filter, error analysis, performance test.

目录

第一章	绪论	1
	言	
	课题的研究目的及成果	
1.3 本	论文的主要内容	∠
第二章	双折射滤光器和多通道滤光技术	7
2.1 偏	振元件介绍	7
2.1.1	偏振片	7
2.1.2	波片	8
2.1.3	偏振分光棱镜	8
2.1.4	组合偏振光束分离器	9
2.2 双	折射滤光器的几种形式	9
2.2.1	简单型滤光器	10
2.2.2	宽视场型滤光器	12
2.2.3	可调谐型滤光器	13
2.3 多	通道双折射滤光器	15
第三章	光线追迹方法在偏振干涉计算中的应用	. 19
3.1 光	线追迹方法介绍	19
3.1.1	自然光进入起偏器后	20
3.1.2	偏振光进入双折射晶体后	21
3.1.3	偏振光进入检偏器后	25
3.1.4	出射后的干涉	2 <i>6</i>
3.2 理	论的验证	27
3.3 软	件的设计与开发	29

3.3.1	设计原理	29
3.3.2	运行过程	30
第四章	双折射滤光器的误差分析	35
4.1 全	日面磁场望远镜的视场效应问题	35
4.2 误	差影响	38
4.2.1	光线倾斜入射对透过带的影响	39
4.2.2	双折射晶体制造误差对透过带的影响	41
4.2.3	宽视场 1/2 波片制造误差对透过带的影响	43
4.2.4	1/4 波片光轴方位角误差对透过带的影响	44
4.2.5	旋转 1/2 波片转动角对透过带的影响	46
4.3 it	算实例	49
第五章	三通道双折射滤光器的实际测试	53
5.1 偏	振元件测量	53
5.1.1	波片的光轴方位角测量	53
5.1.2	波片的相位延迟测量	53
5.1.3	偏振分光棱镜的偏振度测量	54
5.1.4	偏振分光棱镜的像质检测	59
5.2 <u>=</u>	通道滤光器的光谱调试	62
5.2.1	仪器选择	62
5.2.2	调试过程	65
5.3 三	通道滤光器的像质检测	79
结束语		83
参考文牌	献	85
发表文章	章目录	89
致谢		91

插图

图 1.1	太阳观测仪器的发展特征	2
图 2.1	偏振片	••••7
图 2.2	波片 ······	8
图 2.3	偏振分光棱镜	9
图 2.4	简单型滤光器·····	10
图 2.5	双折射滤光器的透过带 · · · · · · · · · · · · · · · · · · ·	11
图 2.6	三级串联后的透过带	11
图 2.7	简单型滤光器无限远处的视场受双曲线干涉条纹限制	12
图 2.8	宽视场型滤光器可以有效增大视场	13
图 2.9	可调谐型滤光器	15
图 2.10) 多通道滤光器头光学示意图	16
图 2.11	两维光谱仪结构示意图	17
图 2.12	2 全透射滤光器原理图	17
图 3.1	简单型滤光器	19
图 3.2	入射面坐标系的建立方法	20
图 3.3	主轴坐标系与入射面坐标系间的旋转关系	22
图 3.4	e 光的波法线椭球······	23
图 3.5	简单型滤光器中的光线轨迹	26
图 3.6	宽视场型滤光器	27
图 3.7	简单型滤光器中入射角与相位延迟的关系曲线	28
图 3.8	宽视场型滤光器中入射角与相位延迟的关系曲线	28
图 3.9	单级滤光器的模拟扫描结果	30
图 3.10) 程序的调用关系······	31
图 3.11	滤光器三级串联后的模拟扫描结果	32

图 4.1	全日面 Stokes V36
图 4.2	Stokes V 沿图 4.1 中白线的分布······37
图 4.3	宽视场可调谐型滤光器 ······38
图 4.4	宽视场可调谐型滤光器的透过带 · · · · · 38
图 4.5	入射角对透过带的影响 · · · · · · · 39
图 4.6	入射光方位角对透过带的影响 ······40
图 4.7	b ₁ 光轴倾角误差对透过带的影响 ······42
图 4.8	b ₁ 光轴方位角误差对透过带的影响 ······43
图 4.9	b2厚度误差与透过带漂移的关系曲线······43
图 4.10	宽视场 1/2 波片光轴方位角误差与极大值的关系曲线44
图 4.11	宽视场 1/2 波片延迟误差与极小值的关系曲线 ······44
图 4.12	1/4 波片光轴方位角误差对透过带的影响45
图 4.13	旋转 1/2 波片转动角对透过带的影响 ······47
图 4.14	理想情况下三级串联后的透过带 · · · · · · 49
图 4.15	有误差时三级串联后的透过带 · · · · · · 50
图 4.16	调整 1/2 波片后的透过带50
图 5.1	棱镜偏振度检测光路图 · · · · · · · 54
图 5.2	CH-1 棱镜透射光和反射光偏振度曲线······58
图 5.3	Shack 干涉仪光路原理60
图 5.4	偏振分光棱镜的像质检测光路图61
图 5.5	三通道滤光器光学设计图 ······62
图 5.6	光电倍增管的光谱响应曲线 ······63
图 5.7	SpectraPro-300i 型单色仪64
图 5.8	单色仪光路图 · · · · · · · · 64
图 5.9	汞灯的特征谱线(4046.6Å、4358.4Å、5460.7Å)······65
图 5.10	汞灯的特征谱线(5460.7Å)······66
图 5.11	光路调整方法 ······66

图 5.12	氙灯—单色仪检测系统光路图 1	···67
图 5.13	氙灯—单色仪检测系统光路图 2	68
图 5.14	5173 通道 5250 线心未精调时的透过带	68
图 5.15	5173 通道 5250 线心调整后的透过带	69
图 5.16	5173 通道 5173 线心(单色仪狭缝 0.02mm)······	···70
图 5.17	5173 通道的三个透过带(单色仪狭缝 0.02mm)······	···70
图 5.18	5247 通道 5247 线心(单色仪狭缝 0.05mm)······	···71
图 5.19	5250 通道 5250 线心(单色仪狭缝 0.05mm)······	···71
图 5.20	三个通道的透过带(单色仪狭缝 0.05mm) ···································	···72
图 5.21	5173 通道 5173 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.02mm)	···73
图 5.22	5247 通道 5247 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.05mm)	···73
图 5.23	5250 通道 5250 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.05mm)	···74
图 5.24	闪耀光栅······	75
图 5.25	太阳光谱仪检测系统光路图	···76
图 5.26	5173 太阳线心位置	···76
图 5.27	5173 通道的透过光谱 ······	···77
图 5.28	5247 和 5250 太阳线心位置	77
图 5.29	5247 通道的透过光谱 ······	···78
图 5.30	5250 通道的透过光谱 ······	···78
图 5.31	三通道滤光器的像质检测光路	···80
图 5.32	5173 通道 6328 线心干涉图	···81
图 5.33	5173 通道 6328 线心三维图全口径	···81

表格

表4.1	宽视场可调谐型滤光器的误差总结	••48
表4.2	全日面磁场滤光器中各级晶体的设计参数	••49
表5.1	改造后多通道滤光器光学元件测量结果明细表	55
表 5.2	消色差波片延迟和方位角情况	57
表5.3	偏振分光棱镜的偏振度检测结果	59
表 5.4	偏振分光棱镜的像质检测结果	··61

第一章 绪论

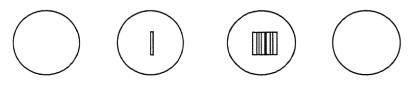
1.1 引言

在茫茫宇宙中,太阳与人类生活息息相关。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。研究太阳的本质,在科学上又有其它星球无法取代的意义。首先,太阳是典型的主序星(光谱型 G2),也是人类唯一可以进行高空间分辨率观测的恒星,通过对它的研究,有助于人类了解宇宙中的其它恒星。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,太阳活动预报受到人们的日益关注。

在太阳大气结构和活动现象中,磁场起着十分重要的作用,当今太阳物理界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。从上世纪初至今的百年间,太阳磁场的观测从无到有,取得了丰硕的成果。1896年 Zeeman 效应的发现,为太阳磁场观测和研究奠定了理论基础。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[1]。Hale 的工作成为太阳磁场测量的开端,对太阳物理学研究具有深远的影响。此后,1933年和1938年法国太阳物理学家 Lyot 和 Ohman,分别发明了双折射滤光器,从而第一次实时获得太阳的两维单色像^[2-3]。1952年,美国 Babcock 父子(H. D. Babcock and H. W. Babcock)研制出世界第一台光电磁像仪,提高了磁场测量的灵敏度,成功解决了 100 高斯以下弱磁场的测量问题,使太阳磁场的研究从黑子区域扩展到整个日面^[4]。这台仪器首先揭示了太阳大气的磁场分布,并发现了日面上分布着范围与耀斑一致的磁场,取得了一系列重要成果。继Babcock之后,世界许多天文工作者还研制了一些与Babcock 仪器原理相同,但设计更为完善的光电型磁像仪。如 1960 年,前苏联克里米亚天文台的

Stepanov 等人发明的能够测量太阳横向磁场的光电矢量磁像仪^[5]。1968 年,Beckers 首次将双折射滤光器用于太阳磁场测量,在同一时间内得到了太阳视面磁场图像,提高了磁场望远镜的时间分辨率^[6]。

从历史上应用过的和现有的太阳磁场测量仪器中,我们不难看出,就太阳观测范围而论,存在着面一点一面一点一面的发展形式,图 1.1 形象地表示了这一发展过程。在这种形式的后面,内容发生了质的变化。早期的面是由简单白光组成,中期的面是由单色光组成,而现在所谓的面是由磁场,或者单色偏振光,或者极纯单色光不同偏振状态的微小差别组成。进一步的分析表明,如果把不同太阳光谱所获得的图像近似看作太阳大气沿径向不同高度物理信息的反映,在追求两维磁场信息的同时,还要想办法获取不同光谱。八十年代末,我国太阳物理学家艾国祥院士等提出了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,从而实现对太阳磁场的三维观测^[7-8]。1996年,艾院士又提出了利用双折射滤光器的方法获得两维光谱的 Stokes 参数仪方案,该仪器现正在国家天文台研制^[9]。



白光(面) 光谱(点,线)单色光(扫描面)单色光(面)

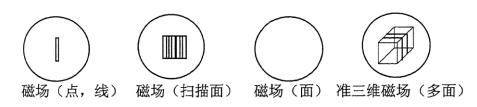


图 1.1 太阳观测仪器的发展特征

多通道滤光器和两维光谱仪的创新性在于用组合偏振光束分离器代替 传统的偏振片,使出射光成为振动方向彼此垂直、光谱互补的两束偏振光,

在不损失能量的情况下,实现了多条谱线的同时观测。但是多通道滤光器自 1994 年投入试观测后,磁图质量不能满足天文要求,成为怀柔基地急需解决的问题,同时也对 SST 望远镜两维光谱仪能否研制成功产生疑问。鉴于这两台仪器较单通道滤光器的主要区别为复杂的光学结构,我们从严格保证滤光器各个晶体级之间的透过带匹配关系入手,分析组成单级滤光器的所有偏振元件误差对透过带的影响,从而确定对元件的误差要求,以指导滤光器的研制。

分析滤光器性能和偏振元件误差的文献有很多,如Lyot在他的第一篇文 献^[2]中就利用三角函数方法讨论了光线倾斜入射对双折射晶体延迟的影响: 根据惠更斯原理,同样可以推导出双折射滤光片产生的相位延迟,从而分析 晶体的定轴误差对宽视场型滤光器视场的影响[10];随着矩阵方法在偏振光学 领域的广泛应用[11-19],还可以根据双折射晶体中两特征偏振态的独立传播理 论,引入Jones矩阵、Stokes矩阵或Muller矩阵,表示入射光波的偏振性质, 描述晶体间光的传播状态,优化双折射滤光器的设计参量。经过我们研究发 现,三角函数方法和矩阵方法在计算时都需要做一些近似,如三角函数方法 大多假定光轴平行于晶体表面,不能完全表示晶体的实际使用情况,具有一 定的局限性;矩阵方法在乘开后会得到难于处理的复杂高阶项,这就需要简 化处理。另外,这两种方法对于双折射滤光器这种多偏振元件的仪器,提取 有用信息会很困难, 甚至无法提取。我们把几何光学领域的光线追迹方法应 用到偏振干涉计算中,不仅追踪光线的传播轨迹,而且考虑光束之间的干涉 现象,取消了上述方法中为了简化运算而采用的近似假设,研究了光线在双 折射晶体中的传输过程。鉴于滤光器的复杂结构,必须通过计算机编程实现。 为此,我们编写了专用计算软件,模拟光束在滤光器中的实际传播情况,精 确分析了偏振元件的多种误差对滤光器透过带漂移、展宽、极大值和极小值 等主要技术指标的影响。在完成Lyot滤光器性能分析的同时,对怀柔基地全 日面磁场望远镜观测数据中出现的现象给予了合理解释。本套算法和软件具 有普适性,可用于对任何偏振光学系统和偏振元件的性能分析。

1.2 本课题的研究目的及成果

对于采用双折射滤光器的太阳磁场望远镜,滤光器的研制质量直接影响透过带形状,进而影响太阳磁场测量的灵敏度和精度。理论和实验都表明,当光线倾斜入射或者偏振元件存在误差时,滤光器的透过带将发生飘移、形状将发生变化。本课题通过对双折射滤光器中偏振元件的性能分析和实际测试,希望得到对元件的量化要求和系统的量化测试结果。

取得的研究成果如下:

- 1、从单轴晶体的双折射性质出发,首次将光线追迹方法应用到偏振干涉计算中,彻底取消近似假设,如小角度近似、假定光轴平行于晶体表面等。完全模拟光线轨迹,推导出光程和振动的精确表达式,并与经典文献方法进行对比,验证了可行性。
- 2、结合偏振光的干涉原理,编写了一套可用于偏振光学系统分析的软件,得到了双折射滤光器中所有偏振元件误差与透过带漂移、展宽、极大值和极小值等主要技术指标的关系曲线。对怀柔基地全日面磁场望远镜观测数据中出现的现象进行了分析,给出了合理的理论解释。
- 3、实现了对滤光器的调试与综合性能的检测,包括透过带轮廓和成像 质量的干涉检验,得到了详细的实验数据和结果,为双折射滤光器的研制提 供了技术储备。

1.3 本论文的主要内容

本文第二章讨论了几种常见双折射滤光器的基本形式,研究了宽视场 可调谐型滤光器的基元结构,介绍了基于组合偏振光束分离器的多通道双 折射滤光技术。

第三章以简单型滤光器为研究对象,介绍了光线追迹方法在偏振干涉 计算中的应用,通过与 Evans 离轴效应公式的对比,检验了方法的正确性。 第四章分析了全日面磁场望远镜的视场效应问题, 计算了多种误差项对宽视场可调谐型滤光器透过带的影响, 最后给出了多级串联后的计算实例。

第五章介绍了基于氙灯一单色仪和太阳光谱仪的光谱调试方法,检测了偏振分光棱镜和三通道滤光器的成像质量。

第二章 双折射滤光器和多通道滤光技术

要实现对太阳磁场的测量,望远镜的光学系统应具有三个主要部分: 成像光学系统、滤光系统和偏振分析器,其中滤光系统分为光栅光谱仪型 和双折射滤光器型。根据我们的研究对象,本章将主要介绍双折射滤光器 的有关内容,以及基于组合偏振光束分离器的多通道滤光技术。

2.1 偏振元件介绍

偏振片和波片是双折射滤光器中的基本元件,而偏振分光棱镜则是实现多通道观测的关键技术之一,所以在讨论滤光器的原理之前,我们首先介绍一下各偏振元件的主要性能。

2.1.1 偏振片

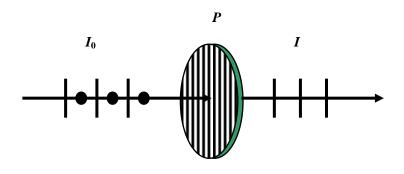


图 2.1 偏振片

偏振片就是将自然光转变成偏振光的晶片,如图 2.1 所示。P 为偏振片,转换的程度叫偏振度^[20],定义为:

$$P=I_P/(I_P+I_{11})$$
 (2.1)

其中Ip和In为偏振光和非偏振光的光通量密度。

2.1.2 波片

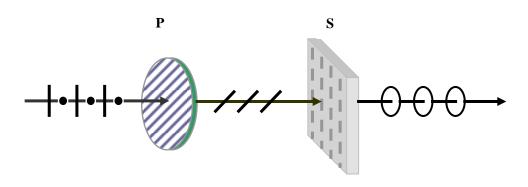


图 2.2 波片

波片是一块由单轴晶体制成的平行平面薄片,它的光轴与表面平行^[21]。 在图 2.2 中,P 为偏振片、S 为波片,当一束线偏振光垂直入射时,分解为 沿相同路径传播的但振动方向互相垂直的两个分量,寻常光在垂直于光轴 方向振动,非常光在平行于光轴方向振动。在正晶体中,n_e>n_o,寻常光的 传播速度比非常光快,负晶体中则相反。当它们通过厚度为 d 的波片后, 产生一定的光程差:

$$\Delta = |\mathbf{n}_{o} - \mathbf{n}_{e}| \mathbf{d} \tag{2.2}$$

和相位差(相位延迟量):

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} |\mathbf{n}_{o} - \mathbf{n}_{e}| \mathbf{d} \tag{2.3}$$

这样两束光矢量互相垂直且有一定相位延迟的线偏振光,叠加结果一般为椭圆偏振光。椭圆的形状、方位即旋转方向随 δ 改变。

2.1.3 偏振分光棱镜

偏振分光棱镜是利用 Brewster 角反射原理,由 Banning^[22]发明的一种偏振光束分离器,结构如图 2.3 所示。选择多层镀膜,当层数足够多时,反射和透射的光束差不多由正交的线偏振光组成,其中 S 的振动方向垂直于入

Rs

射面, P的振动方向平行于入射面。

图 2.3 偏振分光棱镜

偏振分光棱镜可以作为两个偏振方向互相垂直的偏振片使用,即被偏振片作为"废物"滤掉的 S 光被巧妙利用起来,使得光信息率提高了一倍,这是实现多通道滤光的技术关键。

2.1.4 组合偏振光束分离器

受制作工艺影响,偏振分光棱镜的偏振度还达不到双折射滤光器所要求的 99.9%,我们用组合偏振光束分离器,即在偏振分光棱镜之后附加两片低偏振度的偏振片,这样可以提高偏振度^[23]。设 P_1 、 P_2 为偏振分光棱镜和偏振片的偏振度,I 为光通量密度,当光线由偏振分光棱镜出射后,偏振光可表示为 P_1 I;由偏振片出射后,偏振光为 P_1 I+ P_2 (1- P_1) I,组合后的偏振度为:

$$P = \frac{P_1 I + P_2 (1 - P_1) I}{I} = P_1 + P_2 (1 - P_1)$$
 (2.4)

若偏振分光棱镜的偏振度为 99%,则只要偏振片的偏振度为 90%,即 P=0.99+0.9×(1-0.99)=0.999,就可以满足设计要求。

2.2 双折射滤光器的几种形式

双折射滤光器是利用偏振光的多级干涉原理实现窄带滤光的,法国天

文学家 Lyot 首先研制成这种滤光器,因此也称 Lyot 滤光器。下面简要介绍 其工作原理。

2.2.1 简单型滤光器

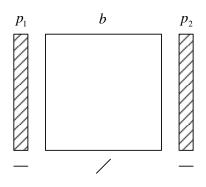


图 2.4 简单型滤光器

简单型滤光器的结构如图 2.4 所示, p_1 、 p_2 是偏振片,它们的偏振轴互相平行; b 是双折射晶体,它的光轴平行于晶体表面且与偏振片的偏振轴成 45 °角。设入射光振幅为 a_0 ,真空中的波长为 λ ,晶体对 o 光和 e 光的主折射率为 n_0 和 n_e ,晶体的厚度为 d,则由 p_2 出射后的光强分布为 $e^{[24]}$:

$$I = a_0^2 \cos^2 \left[\frac{\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d \right]$$
 (2.5)

透过带如图 2.5 所示,它遵循余弦的平方变化。为了实现窄带(带宽接近 0.1Å)的滤光要求,必须采用多级串联。当各级晶体的厚度满足关系 $d_k=2^{k-1}d$ 时,最后出射的光强分布为 $^{[24]}$:

$$I_{n} = a_{0}^{2} \prod_{k=1}^{n} \cos^{2} \left[\frac{2^{k-1} \pi}{\lambda} (n_{o} - n_{e}) d \right]$$
 (2.6)

透过带如图 2.6 中实线所示。

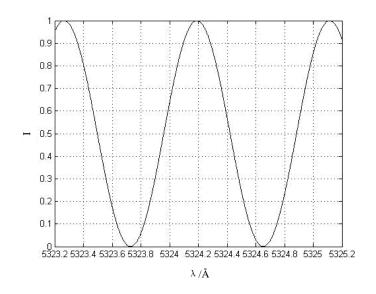


图 2.5 双折射滤光器的透过带

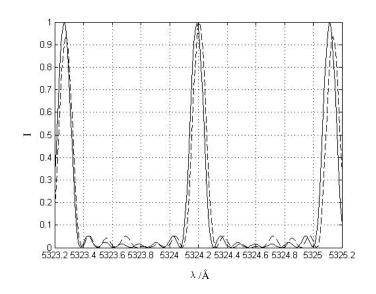


图 2.6 三级串联后的透过带

双折射滤光器多级串联后的透过带是各级透过带的卷积,它的自由光谱范围取决于最薄晶体的厚度,带宽取决于最厚晶体的厚度。当光线倾斜入射或者偏振元件存在误差时,各级"凹槽光谱"之间不再严格匹配,多级串联后的透过带发生了变化,如图 2.6 中虚线所示。误差项引起了透过带的漂移和极大值减小,同时底值增大,成为仪器的杂散光。

2.2.2 宽视场型滤光器

在论述宽视场型滤光器之前,我们先来分析图 2.7 所示的简单型滤光器的偏振干涉结果。用一宽光源 S 照明简单型滤光器,它能透过各种角度的光线,在物镜 O 的焦平面 F 上可观察到一些双曲线状的等程差干涉条纹,若在 F 点的光程差 $\Delta=(n_o-n_e)d$,在垂直于晶体光轴方向偏移的 A(或 A')对应的程差将增大,而沿平行于晶体光轴方向偏移的 B(或 B')的程差将减小。

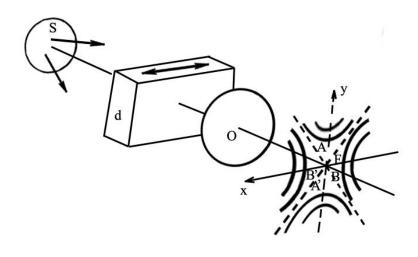


图 2.7 简单型滤光器无限远处的视场受双曲线干涉条纹限制

Lyot 将简单型滤光器中的双折射晶体 b 一分为二且光轴垂直放置,这时在 F 点的程差为 0,且再也没有条纹光谱。但若在两晶体中间插入与晶体光轴成 45 的 1/2 波片,则组合后的程差等于诸程差之和。对于垂直入射下透过的光线,在 F 点的程差 $\Delta = (n_o-n_e)d$ 。在 FA 方向上(或 FA'),对于晶体 1,其程差增大,对于晶体 2 则减小。沿着 AA',在 F 点上的程差实际上保持不变。同理,在 FB(FB')方向上,对于晶体 1 程差减小,对于晶体 2 程差增大。由此得出,在很大的视场上 F 点的程差保持不变,如图 2.8 所示。该系统得到的单色视场比简单型滤光器的视场大几十倍^[25]。

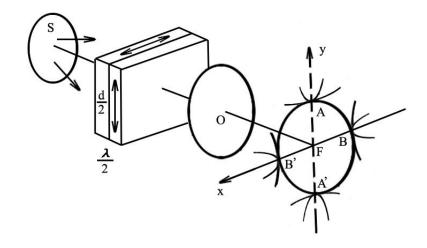


图 2.8 宽视场型滤光器可以有效增大视场

2.2.3 可调谐型滤光器

双折射滤光器透过带的调节主要采用旋转波片方法。以简单型滤光器为例,设入射线偏振光为单色光 \(\mathbf{\lambda} \) , 偏振方向与晶体的快轴成 45 \(\mathbf{\lambda} \) 则入射线偏振光可以表示为:

$$A_{ri} = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(2\pi \frac{c}{\lambda}t)$$

$$A_{si} = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(2\pi \frac{c}{\lambda}t)$$
(2.7)

双折射晶体在慢轴方向产生了一个时间延迟,等价的相位延迟为:

$$\Delta \phi = 2\pi c \Delta t / \lambda \tag{2.8}$$

则从晶体出射后的光可以表示为:

$$A_{re} = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(2\pi \frac{c}{\lambda}t)$$

$$A_{se} = \frac{\sqrt{2}}{2}\cos(2\pi \frac{c}{\lambda}t - \Delta\phi)$$
(2.9)

 $\Delta \phi$ 为 π 的奇数倍时,偏振光仍然是线偏振光,但与入射光的偏振方向垂直。 对于其它的 $\Delta \phi$ 值,出射光为椭圆偏振光或圆偏振光,此时与入射光偏振方 向平行或垂直的出射光可表示为:

$$A_{\parallel} = A_r + A_s$$

$$A_{\perp} = -A_r + A_s$$
(2.10)

结合(2.9)和(2.10)式有:

$$A_{\parallel} = \cos \frac{\Delta \phi}{2} \cos(2\pi \frac{c}{\lambda} t - \frac{\Delta \phi}{2})$$

$$A_{\perp} = \sin \frac{\Delta \phi}{2} \sin(2\pi \frac{c}{\lambda} t - \frac{\Delta \phi}{2})$$
(2.11)

由(2.11)式可得:

$$\left(\frac{A_{\parallel}}{\cos(\Delta\phi/2)}\right)^{2} + \left(\frac{A_{\perp}}{\sin(\Delta\phi/2)}\right)^{2} = 1$$
(2.12)

为了调整透过波长,晶体后面必须加一个波片使出射的椭圆偏振光变为线偏振光,即:

$$\Delta \phi_{\parallel} = 2n\pi$$

$$\Delta \phi_{\perp} = (2n-1)\pi$$
(2.13)

然后通过偏振片可以选取各出射方向(不同波长)的线偏振光,选择的透过波 长由下式决定:

$$\lambda_{\parallel} = c\Delta t / n$$

$$\lambda_{\perp} = 2c\Delta t / (2n - 1)$$
(2.14)

图 2.9 是最常用的可调谐型滤光器,其中 1/4 波片的快轴平行于入射偏振光,与晶体快轴成 45°,它能将一定波长的椭圆偏振光变换成定向的线偏振光。1/4 波片后面是一个光轴可旋转的 1/2 波片,入射的与 1/2 波片快轴

成 θ 角的线偏振光, 出射后位于 20 方向, 它的作用是旋转偏振面, 从而调整透过波长。

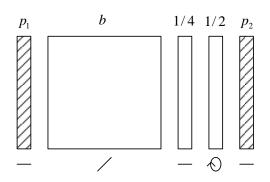


图 2.9 可调谐型滤光器

以上论述的宽视场且可调谐型滤光器具有视场大、透过带位置稳定、调节方便和成像质量高等优点,因此在许多领域仍有不可替代的作用。怀柔基地的 35cm 太阳磁场望远镜、全日面磁场望远镜的滤光器系统均采用此种设计方案。对宽视场可调谐型滤光器的误差分析,研究误差之间的相互影响,是本课题的主要内容。

2.3 多通道双折射滤光器

多通道滤光器是艾国祥院士在上世纪九十年代发明的,创新点在于组 合偏振分束器的使用。

在单级 Lyot 滤光器中, 当 $P_2 \parallel P_1$ 时, 其透射率为:

$$\tau_{||} = \cos^2 \pi \mu d / \lambda \tag{2.15}$$

当 $P_2 \perp P_1$ 时,透射率为:

$$\tau_{\perp} = \sin^2 \pi \mu d / \lambda \tag{2.16}$$

这两个透射率是互补的,即 $\tau_{\parallel} + \tau_{\perp} = 1$ 。由于同一时刻偏振片只能取一种状态,所以只能得到一束出射光,形成单通道。当出射偏振器采用组偏器时,

可以得到光谱上互补的两束光 I_{||}和 I_|,形成二通道。多通道滤光器从功能和类型来说可分为三类:第一类是同时观测多条谱线的多通道滤光器;第二类是观测一条谱线不同位置的两维光谱仪;第三类是不损失能量的全透射双折射滤光器。

多通道滤光器在滤光器前部设置较初级的滤光器级次,分出所需要的通道,使指定的工作谱线分别通过各通道,然后在各个通道之后配置高级次的滤光级,构成整个多通道滤光器^[26],结构如图 2.10 所示。

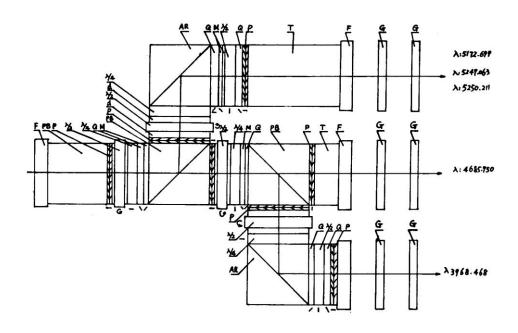


图 2.10 多通道滤光器头光学示意图

两维光谱仪必须将干涉级数最高的用在光路的前部,否则得不到匹配的各个单通道滤光器,各通道不能都获得峰值透过。当使各通道透过带连续分布于谱线附近光谱区时,可实现对一条谱线的同时观测,结构如图 2.11 所示。

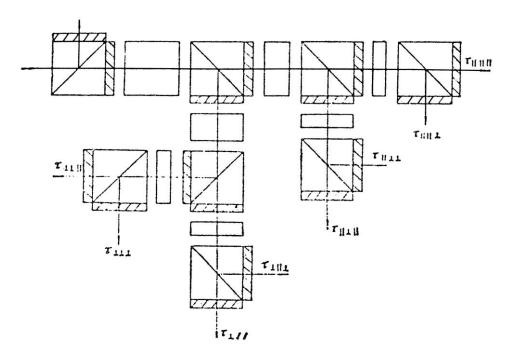


图 2.11 两维光谱仪结构示意图

全透射滤光器也是利用多通道原理,在由偏振光束分离器分开的两束光中,采用完全相同的单通道滤光器,经最后检偏器将两束已经滤光的光汇合。这一设计上的改进,去掉了传统双折射滤光器一开始就去掉一半光能的缺点,这对恒星和星系单色观测至关重要^[27]。

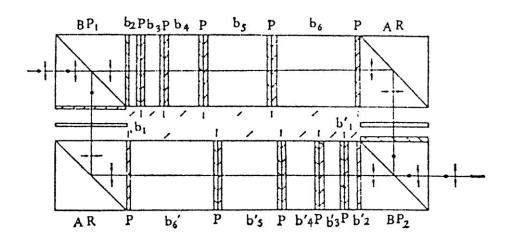


图 2.12 全透射滤光器原理图

双通道全透射滤光器的结构如图 2.12 所示, 在起偏器 BP1中, 互相垂

直振动的线偏振光,在最后的检偏器 BP_2 中又汇合而成为一束自然光,这个系统在光路上是完全对称的。

以上三种不同结构的多通道滤光器,第一种已经用于怀柔基地,第二种正在研制将用于 SST 望远镜,第三种适合于恒星和星系观测。

本章小结:

本章主要介绍偏振元件和作为本课题研究对象的双折射滤光器的结构形式,以方便下面章节分析。

第三章 光线追迹方法在偏振干涉计算中的应用

在滤光器的研制过程中,存在偏振元件的制造误差和装调误差,这些误差必将影响整个系统的性能,尤其对于结构复杂的滤光器,分析各种误差项对系统的影响,从而有效控制误差极为重要。本章应用光线追迹方法,研究了双折射滤光器中光线的传播规律,推导出光程和振动的精确表达式,得到了出射后偏振光的干涉强度分布。

3.1 光线追迹方法介绍

光线追迹方法已经成熟应用于几何光学领域,在晶体光学领域,这种方法通常用来计算光轴取向任意的单轴晶体间光的折射方向、折射角和折射率^[28-32],虽然计算复杂,但具有直观、精确的优点。研究偏振光的干涉问题时,只考虑光线的传播方向是不够的,还要考虑偏振光的光程和振动状态。为此,我们从实际工作出发,在计算单轴晶体间光线的传输轨迹同时,完整地记录了偏振光经过系统后的光程和振动状态,为出射后的干涉提供了可靠依据,这是本课题的创新性研究之一。下面以简单型滤光器为例,详细介绍该方法。

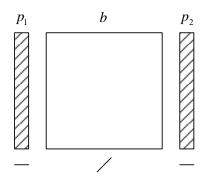


图 3.1 简单型滤光器

简单型滤光器的结构如图 3.1 所示, p_1 为起偏器,b 是光轴与表面平行的双折射晶体,当光线正入射后,晶体中的寻常光 o 和非常光 e 的传播方

向相同,但他们的速度 v_o 和 v_e 不同,当光线由晶体出射时,产生了相位延迟;经过检偏器 p_2 后 o 光和 e 光在同一方向上振动,于是发生干涉。当光线倾斜入射或者偏振元件存在误差时,晶体中的 o 光和 e 光将发生离散,o 光的传播方向在入射面内,而 e 光通常会偏离入射面,这时两束光的光程差和振动状态都会发生变化,从而影响出射后的干涉强度分布。

3.1.1 自然光进入起偏器后

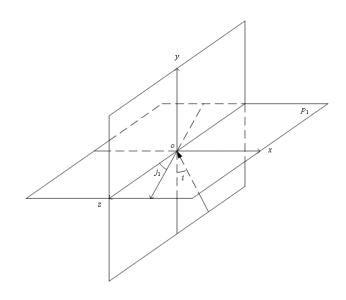


图 3.2 入射面坐标系的建立方法

如图 3.2 所示,以 p_1 表面的法线方向为 y 轴,入射面与 p_1 表面的交线方向为 z 轴,建立入射面坐标系 oxyz。我们用入射角 i 和 p_1 偏振轴与 z 轴的夹角 j_1 表示入射光的传播方向,这里定义 p_1 偏振轴与 z 轴的夹角 j_1 为入射光方位角,给定入射角和入射光方位角后,入射面坐标系就被唯一确定了。在入射面坐标系中,设法线单位向量 $\overline{p}_1 = \{\sin j_1, 0, \cos j_1\}$,入射光单位向量 $\overline{l} = \{0, \cos i, \sin i\}$ 。当光线通过 p_1 后变成线偏振光,它的振动在 y 轴和偏振轴组成的平面内且垂直于光的传播方向,即:

$$\overrightarrow{A}_{1} = a_{0} \frac{\left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_{1}}\right) \times \overrightarrow{l}}{\left|\left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_{1}}\right) \times \overrightarrow{l}\right|}$$
(3.1)

3.1.2 偏振光进入双折射晶体后

3.1.2.1 晶体中的 o 光

晶体中的 o 光符合折射定律,它的传播方向在入射面坐标系中。设 o 光的折射角为 r_o ,入射方介质的折射率为 n_o ,根据斯涅耳定律有:

$$r_o = \arcsin\left(\frac{n_0 \sin i}{n_o}\right) \tag{3.2}$$

o 光的方向余弦 $C_{xo}=0$ 、 $C_{yo}=\cos r_o$ 、 $C_{zo}=\sin r_o$,位移 $\overrightarrow{D_o}=\left\{0,d,d\tan r_o\right\}$ 。当 o 光由晶体 b 出射时,相位滞后了:

$$\delta_o = \frac{2\pi}{\lambda} n_o d\sqrt{1 + \tan^2 r_o} \tag{3.3}$$

定义晶体中光轴和光线组成的平面为该光线的主平面,则 o 光的振动方向垂直主平面,大小为入射光振动在该方向上的投影,即:

$$a_{bo} = \left| \overrightarrow{A_{1}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{o}} \right)}{\left| \overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{o}} \right|} \right|$$
 (3.4)

$$\overrightarrow{A_{bo}} = \begin{cases}
a_{bo} \frac{(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o})}{|\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o}|} (\stackrel{\text{\tiny \perp}}{=} \overrightarrow{A_i} \cdot \frac{(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o})}{|\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o}|} > 0 \text{ by }) \\
a_{bo} \frac{(\overrightarrow{C_o} \times \overrightarrow{b})}{|\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o}|} (\stackrel{\text{\tiny \perp}}{=} \overrightarrow{A_i} \cdot \frac{(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o})}{|\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_o}|} < 0 \text{ by })
\end{cases} (3.5)$$

其中 $\vec{b} = \{\cos \alpha_b, \cos \beta_b, \cos \gamma_b\}$, $\vec{C_o} = \{C_{xo}, C_{yo}, C_{zo}\}$ 为晶体光轴和 o 光在入射面坐标系中的单位向量。

3.1.2.2 晶体中的 e 光

当光线倾斜入射或者偏振元件存在误差时,晶体中的 e 光将偏离出入射面,在计算 e 光的传播方向时,还需要重新建立坐标系。我们以 b 的光轴方向为 z_b 轴,将 x_b 轴选在 zox 面内,建立主轴坐标系 $ox_by_bz_b$,它与入射面坐标系间的旋转关系如图 3.3 所示。

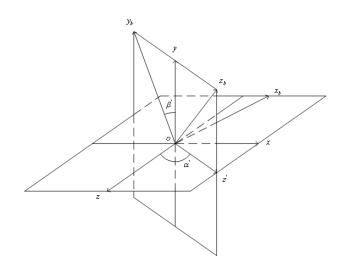


图 3.3 主轴坐标系与入射面坐标系间的旋转关系

首先绕 x_b 轴转 β '角,使 y_b 轴和 y 轴重合; 再绕 y 轴(y_b 轴)转 α '角,使 两坐标系重合。设 z_b 轴在入射面坐标系中的方向角为 α_b 、 β_b 、 γ_b ,经过简单计算有:

$$\beta' = 90^{\circ} - \beta_b \tag{3.6}$$

$$\alpha' = \arccos\left(\frac{\cos \gamma_b}{\sin \beta_b}\right) \tag{3.7}$$

设真空中的光速为 c,e 光的波法线折射角为 r_e ,波法线在主轴坐标系中的方向余弦为 c_{xbe} 、 c_{ybe} 、 c_{zbe} ,光线在主轴坐标系中的方向余弦为 C_{xbe} 、 C_{ybe} 、 C_{zbe} 。根据文[33],e 光波法线的传播方向由(3.8)和(3.9)两式确定:

$$\left(\frac{\sin r_e}{\sin i}\right)^2 = n_0^2 \left[\frac{1}{n_e^2} + \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right)c_{zbe}^2\right]$$
(3.8)

$$\begin{bmatrix} c_{xbe} \\ c_{ybe} \\ c_{zbe} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & \sin \alpha' & 0 \\ -\cos \beta' & -\cos \alpha' \sin \beta' & 0 \\ -\sin \beta' & \cos \alpha' \cos \beta' & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos r_e \\ \sin r_e \\ 0 \end{bmatrix}$$
(3.9)

而 e 光光线的传播方向可通过(3.10)式求得, 即:

$$\begin{bmatrix}
C_{xbe} \\
C_{ybe} \\
C_{zbe}
\end{bmatrix} = \begin{bmatrix}
\frac{c^2}{n_e^2 v_{ep} v_{er}} & 0 & 0 \\
0 & \frac{c^2}{n_e^2 v_{ep} v_{er}} & 0 \\
0 & 0 & \frac{c^2}{n_o^2 v_{ep} v_{er}}
\end{bmatrix} \begin{bmatrix}
c_{xbe} \\
c_{ybe} \\
c_{zbe}
\end{bmatrix} (3.10)$$

其中 v_{ep} 和 v_{er} 为 e 光的波法线速度和光线速度。在图 3.4(a)所示的波法线椭球中,设光轴与波法线 k 的夹角为 φ ,通过椭球中心作垂直于 k 的平面,与椭球的截线为一椭圆。将与 k 相应的电矢量分解为 OB 和 OA,画出椭球和 YZ 平面的截面,如图 3.4(b)所示,则由波法线椭球方程可得到:

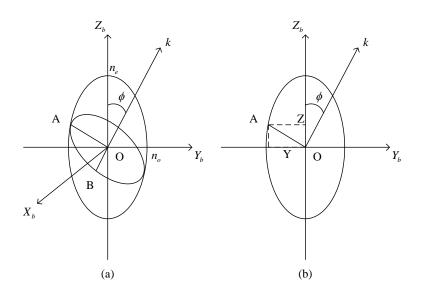


图 3.4 e 光的波法线椭球

$$\frac{Y^2}{n_o^2} + \frac{Z^2}{n_e^2} = 1 \tag{3.11}$$

根据简单的几何关系有:

$$Y = OA\cos\phi = n_{ep}\cos\phi$$

$$Z = OA\sin\phi = n_{ep}\sin\phi$$
(3.12)

将(3.12)带入(3.11)式后可得到:

$$\frac{\cos^2 \phi}{n_o^2} + \frac{\sin^2 \phi}{n_e^2} = \frac{1}{n_p^2}$$
 (3.13)

上式两边同时乘以 c^2 后有:

$$v_{ep}^2 = v_o^2 \cos^2 \phi + v_e^2 \sin^2 \phi \tag{3.14}$$

其中 cosφ =czbe, 整理后为:

$$v_{ep} = \sqrt{\frac{c^2}{n_e^2} + c^2 \left(\frac{1}{n_o^2} - \frac{1}{n_e^2}\right) c_{zbe}^2}$$
 (3.15)

而求解 v_{er} 的方法同上,只是将波法线椭球换成光线椭球,经过简单的几何运算可得到:

$$v_{er} = \sqrt{v_{ep}^2 + \frac{1}{v_{ep}^2 - \frac{c^2}{v_{ep}^2 - \frac{c^2}{n_o^2}}} + \left(\frac{c_{ybe}}{v_{ep}^2 - \frac{c^2}{n_o^2}}\right)^2 + \left(\frac{c_{zbe}}{v_{ep}^2 - \frac{c^2}{n_o^2}}\right)^2 + \left(\frac{c_{zbe}}{v_{ep}^2 - \frac{c^2}{n_e^2}}\right)^2}$$
(3.16)

设 e 光光线在入射面坐标系中的方向余弦为 C_{xe} 、 C_{ye} 、 C_{ze} ,方向余弦间的转换关系为:

$$\begin{bmatrix} C_{xe} \\ C_{ye} \\ C_{ze} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\cos\alpha' & -\sin\alpha'\sin\beta' & \sin\alpha'\cos\beta' \\ 0 & -\cos\beta' & \sin\beta' \\ \sin\alpha' & -\cos\alpha'\sin\beta' & \cos\alpha'\cos\beta' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} C_{xbe} \\ C_{ybe} \\ C_{zbe} \end{bmatrix}$$
(3.17)

则在入射面坐标系中,e 光的光线位移 $\overline{D_e} = \left\{ \frac{C_{xe}}{C_{ye}} d, d, \frac{C_{ze}}{C_{ye}} d \right\}$ 。 定义 $n_{er} = c/v_{er}$

为 e 光的光线折射率,光程可以用 n_{er} 乘以 $\overrightarrow{D_e}$ 求得,在这一点上 e 光的光线 折射率是有意义的 $^{[34]}$ 。当 e 光由晶体 b 出射时,相位滞后了:

$$\delta_e = \frac{2\pi}{\lambda} n_{er} d\sqrt{\left(\frac{C_{xe}}{C_{ye}}\right)^2 + 1 + \left(\frac{C_{ze}}{C_{ye}}\right)^2}$$
(3.18)

它的振动在主平面内且垂直于光的传播方向,大小为入射光振动在该方向上的投影,即:

$$a_{be} = \left| \overrightarrow{A_{l}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}} \right) \times \overrightarrow{C_{e}}}{\left| \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}} \right) \times \overrightarrow{C_{e}} \right|} \right|$$
(3.19)

$$\overrightarrow{A_{be}} = \begin{cases}
a_{be} \frac{\left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}}{\left| \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}\right|} \left(\stackrel{\underline{\square}}{=} \overrightarrow{A_{1}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}}{\left| \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}\right|} > 0 \text{H}^{\frac{1}{2}} \right) \\
a_{be} \frac{\overrightarrow{C_{e}} \times \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right)}{\left| \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}\right|} \left(\stackrel{\underline{\square}}{=} \overrightarrow{A_{1}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}}{\left| \left(\overrightarrow{b} \times \overrightarrow{C_{e}}\right) \times \overrightarrow{C_{e}}\right|} < 0 \text{H}^{\frac{1}{2}} \right)
\end{cases} (3.20)$$

3.1.3 偏振光进入检偏器后

当光线由晶体 b 出射时,将再次发生折射。O 光的折射点为(0,d,dtanr_o),而 e 光的折射点为 $\left(\frac{C_{xe}}{C_{ye}}d,d,\frac{C_{ze}}{C_{ye}}d\right)$,这两束光折射后互相平行且折射角都等于入射角 i。设 p₂ 的偏振轴与 z 轴的夹角为 j₂,则在入射面坐标系中,偏振轴单位向量 $\overline{p_2}$ = $\left\{\sin j_2,0,\cos j_2\right\}$ 。当光线通过 p₂ 后振动又一次被分解,

即:

$$a_o = \left| \overrightarrow{A_{bo}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_2} \right) \times \overrightarrow{l}}{\left| \left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_2} \right) \times \overrightarrow{l} \right|} \right|$$
 (3.21)

$$a_{e} = \left| \overrightarrow{A_{be}} \cdot \frac{\left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_{2}} \right) \times \overrightarrow{l}}{\left| \left(\overrightarrow{y} \times \overrightarrow{p_{2}} \right) \times \overrightarrow{l} \right|} \right|$$
 (3.22)

3.1.4 出射后的干涉

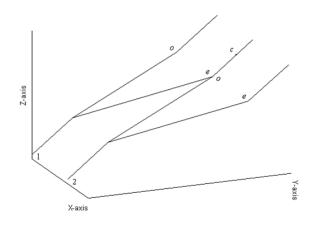


图 3.5 简单型滤光器中的光线轨迹

如图 3.5 所示,考虑干涉平面内的任意一点 c,只有 1 光产生的 e 光和 2 光产生的 o 光经过该点,它们频率相同、振动方向相同、相位延迟恒定,于是发生干涉。设 1 光和 2 光进入 p_1 前的相位延迟为 δ_0 ,即:

$$\delta_0 = \frac{2\pi}{\lambda} \sin i \left(d \tan r_o - \frac{C_{ze}}{C_{ye}} d \right)$$
 (3.23)

则由 p₂ 出射后的光强分布为:

$$I = a_o^2 + a_e^2 + 2a_o a_e \cos(\delta_o - \delta_e - \delta_0)$$
 (3.24)

上式中的光强 I 已经做了归一化处理,并没有考虑能量损失问题,实际

上从一开始起偏器就把自然光去掉了一半,这样使透过率一下子就去掉了50%,但这并不影响我们下面的计算。对于由多个晶体组成的复杂滤光器系统,也可应用光线追迹方法进行细致分析。应当注意,晶体 1 出射的 o 光和 e 光在进入晶体 2 后再次被分解,o 光产生 o_o 光和 e_o 光,e 光产生 o_e 光和 e_e 光,求解方法同上。

3.2 理论的验证

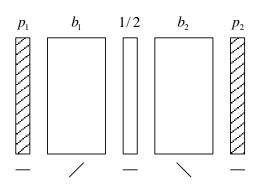


图 3.6 宽视场型滤光器

现以简单型和宽视场型滤光器为例,检验上述分析的正确性。宽视场型滤光器的结构如图 3.6 所示。设入射方介质的折射率为 1,光速为 2.9979×10^8 m/s。对于简单型滤光器,b 为 20.182 mm 的水晶($n_o=1.54424$, $n_e=1.55335$);对于宽视场型滤光器, b_1 、 b_2 为 10.091 mm 的水晶。在文[35]中,Evans 讨论了双折射晶体延迟与入射角的关系,在做了小角度近似 sin $\theta \approx \theta$ 后,得到简单型滤光器的离轴效应公式:

$$\delta = \delta' \left[1 + \frac{i^2}{2\omega} \left(\frac{\cos^2 j}{\varepsilon} - \frac{\sin^2 j}{\omega} \right) \right]$$
 (3.25)

而宽视场型滤光器的离轴效应公式还忽略了入射光方位角的影响,即:

$$\delta = \delta' \left[1 + \frac{i^2}{4\omega} \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\omega} \right) \right]$$
 (3.26)

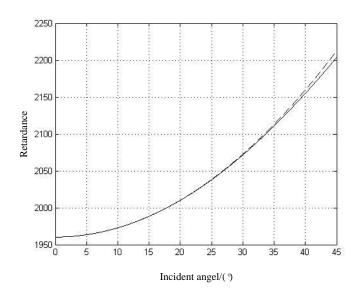


图 3.7 简单型滤光器中入射角与相位延迟的关系曲线 图中实线由光线追迹方法求得,虚线由 Evans 离轴效应公式给出。

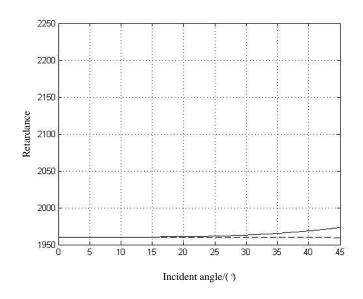


图 3.8 宽视场型滤光器中入射角与相位延迟的关系曲线 图中实线由光线追迹方法求得,虚线由 Evans 离轴效应公式给出。

其中 δ'为光线垂直入射时, ο 光和 e 光的相位延迟; j 为晶体光轴与入射面的夹角; 在正单轴晶体中 ω 为 o 光折射率、ε 为 e 光主折射率,在负单轴晶体中 ε 为 o 光折射率、ω 为 e 光主折射率。我们看到,图 3.7 中的两条曲线

基本重合,两种方法的最大相对误差为 0.4%; 图 3.8 中的两条曲线在小角度时完全重合,当入射角大于 15 时发生分离,这是因为 Evens 在(3.26)式中忽略了入射光方位角的影响。通过上述分析,两种方法在小角度情况下得到的结果非常接近,证明了我们采用的光线追迹方法是正确可信的。

3.3 软件的设计与开发

单级宽视场可调谐型滤光器中有 7 个偏振元件,而为了满足窄带和高精细度的滤光要求,还需要多级串联使用,如全日面磁场滤光器就是由 7 级组成,用到的偏振元件多达 40 个,因此只有通过计算机编程才能实现对系统的量化分析,下面介绍软件的设计原理和运行过程。

3.3.1 设计原理

MATLAB 将矩阵运算、数值分析、图形处理和编程技术等有机地结合在一起,为我们提供了一个强大的分析计算工具。本章在公式推导时对光线轨迹和振动状态都做了向量化处理,这也是为了方便编程。我们采用模块化方法,按照功能的不同,编写了 10 多个子程序。主程序将根据需要,自动调用子程序来完成计算任务,得到的计算结果不是由某一个函数画出的,而是在给定了计算区间和计算精度后通过程序一遍一遍的循环运行、逐点扫描出来的。图 3.9 是单级滤光器强度分布的模拟扫描结果,其中横坐标为波长,纵坐标为光强。

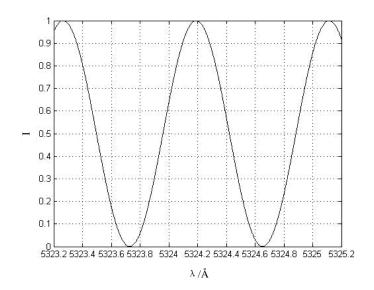


图 3.9 单级滤光器的模拟扫描结果

3.3.2 运行过程

3.3.2.1 参数的输入

- 1、首先要确定计算区间和计算精度,两者的乘积即为程序的循环次数。 在计算区间一定的情况下,提高计算精度会增大计算量,因此选择合适的 计算精度是很有必要的。
- 2、在输入端口还要输入入射角和入射光方位角,在理想情况下,光线是垂直入射的,但本算法在计算时必须要先确定入射面坐标系,这就要求入射角不为 0,在实际运算中我们用 1"的入射角代替光线垂直入射,在计算精度小到 0.00001Å 时,本算法和理想情况下得到的结果仍然完全吻合。
- 3、本算法以常用的宽视场可调谐型滤光器为一个计算单元,波片也被认为是厚度 d 满足一定关系的双折射晶体,所有偏振元件参数,包括晶体光轴在入射面坐标系中的三个方向余弦、晶体的双折射率和晶体厚度也需要由输入端口给出。

3.3.2.2 程序的调用

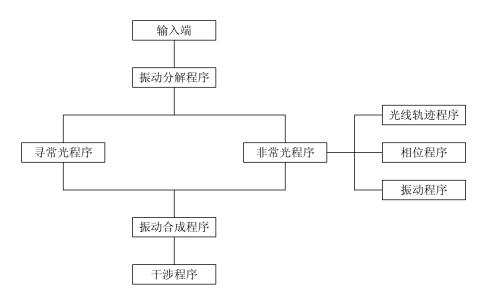


图 3.10 程序的调用关系

各程序之间的调用关系如图 3.10 所示,开始运行后,主程序会调用振动分解程序,将自然光的振动分解到入射面法线和起偏器偏振轴组成的平面内且垂直于光线的传播方向上。当光线通过偏振片进入双折射晶体后,会调用寻常光程序来计算晶体中的 o 光,由于 o 光遵守折射定律,我们很容易用一个函数完全描述其光线轨迹、相位信息和振动状态。而晶体中的 e 光则计算较为复杂,这时还会调用 e 光的光线轨迹程序、相位程序和振动程序分别进行计算。在光线倾斜入射或者偏振元件存在误差情况下,晶体中的 e 光将发生离散,e 光的波法线和光线的传播方向不同,我们建立了主轴坐标系,通过 e 光的光线轨迹程序,求得了 e 光波法线和光线的三个方向余弦,再利用相位程序和振动程序分别计算 e 光的相位延迟和振动状态。当光线由一个晶体出射后,在进入下一个晶体时,o 光和 e 光再次被分解,o 光产生 o_o 光和 e_o 光,e 光产生 o_c 光和 e_c 光,o_o 光和 o_c 还是用寻常光程序计算,e_o 光和 e_c 光同样用非常光程序计算。当光线经过所有晶体,由检偏器出射时,每条光线的传播轨迹,相位延迟和振动状态都被计算机完整地记录下来,主程序会调用振动合成程序,将所有光线的振动都投影到入射

面法线和检偏器偏振轴组成的平面内且垂直于光线的传播方向上。考虑干涉平面内的任意一点,有多条光线经过该点,它们频率相同、振动方向相同,相位延迟恒定,于是发生干涉。我们在干涉程序中计算了每条光线在进入滤光器前的相位延迟 δ_0 ,根据(3.24)式,干涉程序将自动计算出指定波长位置的强度值。经过主程序的多次循环调用,最终模拟出了计算区间内的强度分布状况。

以上是一个滤光单元的计算方法,当采用多级串联时,计算区间、计算精度、入射角和入射光方位角是不变的,只改变各晶体的参数即可。程序在计算完所有滤光单元后,会自动将各晶体级的透过带卷积在一起,给出多级串联后的透过带,如图 3.11 所示。

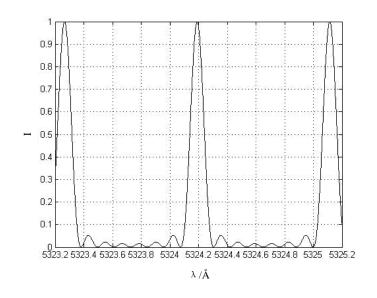


图 3.11 滤光器三级串联后的模拟扫描结果

软件的设计与开发是一项复杂的工作,我们也遇到了很多困难。子程序中一个符号的错误就会导致整个计算结果的偏差,而找出错误则需要相当的耐心。经过反复的优化与验证,该软件已可成功应用于偏振干涉计算中。

本章小结:

本章实现了光线追迹方法在偏振干涉计算中的应用,推导出滤光器系统中光程和振动的精确表达式,并利用经典文献方法对其进行了验证,最后介绍了基于 Matlab 的程序设计与开发。

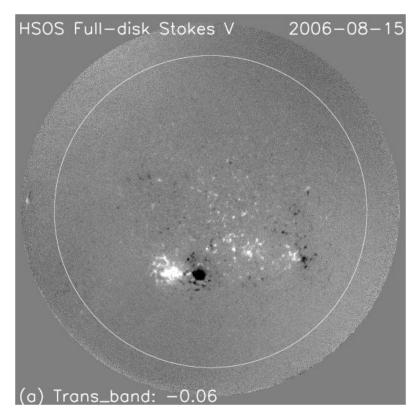
第四章 双折射滤光器的误差分析

当光线倾斜入射或者偏振元件存在误差时,双折射滤光器的透过带将 发生漂移,形状将发生变化。分析误差项对滤光器性能的影响,有效减小 误差,可以提高研制质量。本章分析了全日面磁场望远镜的视场效应问题, 得到了多种误差项对透过带的影响,给出了引起透过带漂移、展宽、极大 值和极小值变化的主要误差项。

4.1 全日面磁场望远镜的视场效应问题

全日面磁场望远镜的成功观测,为我们提供了研究磁场在太阳内部形成的新途径和验证发电机理论的新依据^[36-37]。这台仪器的纵向磁场测量精度约为: ±5 高斯,横向磁场测量精度约为: ±150 高斯^[38]。

目前,全日面磁场望远镜的观测资料已经向国内外的太阳物理学家开放。我们完成了多普勒速度对工作谱线影响的数据矫正,圆偏振对线偏振交叉串扰的数据矫正和上述数据矫正方法对偏振测量带来的误差分析,但偏振信号 Stokes V 沿全日面呈现不均匀分布始终是困扰我们的难题。图 4.1 是滤光器透过带在偏离线心+0.06Å 和-0.06Å 处观测到的全日面 Stokes V,其中左上和右下区域比较亮,而右上和左下区域比较暗。经过研究发现,偏振信号是由真实信号和本底信号两部分组成: V^{obs}=V^{true}+V^{bias},而本底信号 V^{bias} 是光强信号 Stokes I 串扰到偏振信号 Stokes V 中造成的^[39]。图 4.2 是 Stokes V 沿图 4.1 中白线的分布,很明显真实信号被光强信号调制过。下面我们分析引起这种现象的原因。



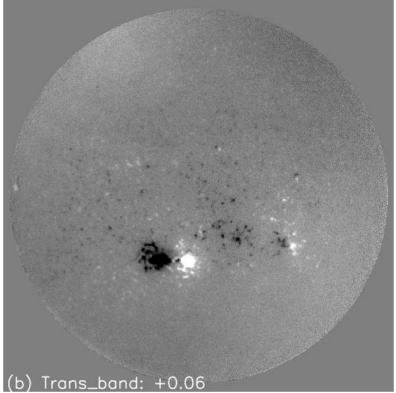


图 4.1 全日面 Stokes V

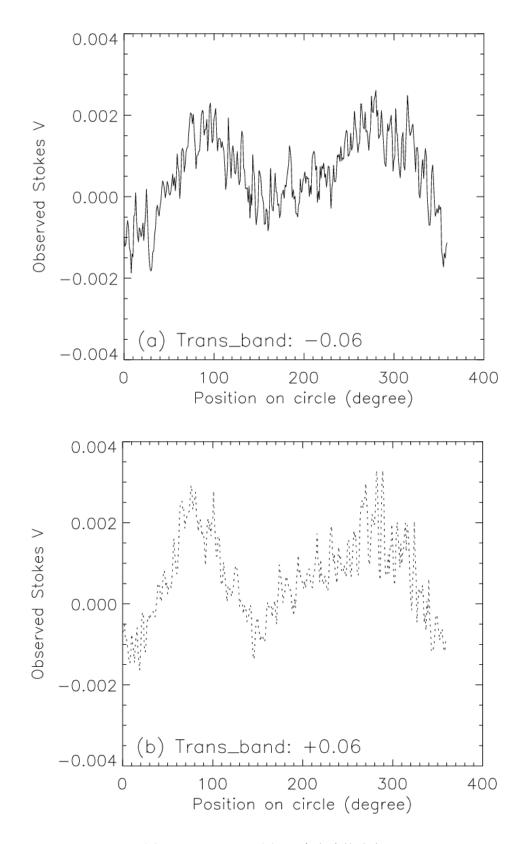


图 4.2 Stokes V 沿图 4.1 中白线的分布

4.2 误差影响

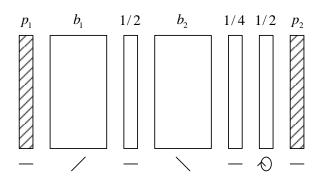


图 4.3 宽视场可调谐型滤光器

本文选用的样本为全日面磁场滤光器中的第三级,结构如图 4.3 所示。 其中 b_1 、 b_2 为 8.799mm 的冰洲石(n_o =1.66282, n_e =1.48864),干涉级数为 2880。 图 4.4 是光线垂直入射、滤光器没有误差时的透过带,这时中心波长位于5324.19Å,对应的极大值 $I_max0=1$,带宽为 0.92434Å,极小值 $I_min0=0$ 。

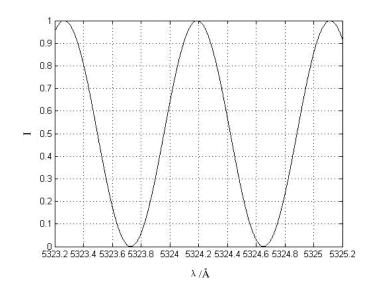


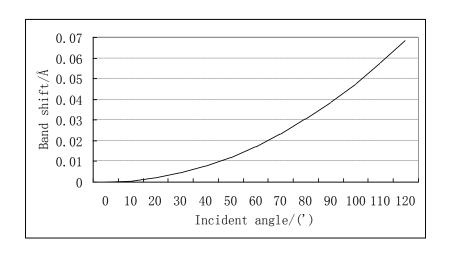
图 4.4 宽视场可调谐型滤光器的透过带

在讨论晶体和波片的光轴误差时,定义光轴与晶面的夹角为倾角误差, 光轴在晶面内的偏差为方位角误差。文中没有给出结果的说明该项误差的 影响极小,可忽略不计。

4.2.1 光线倾斜入射对透过带的影响

4.2.1.1 入射角对透过带的影响

入射角对透过带的影响如图 4.5 所示,它引起了透过带向红端的漂移和极大值减小。当方位角为 120°、入射角为 2°时,透过带漂移了 0.0689Å,相对于带宽漂移了 7.454%;极大值为 0.999884,相对于 I_max0 减小了 0.012%。



(a)

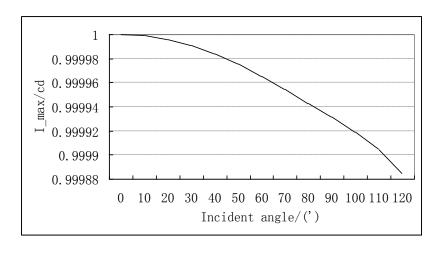
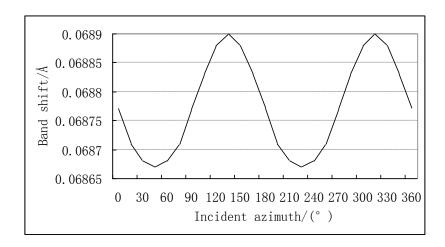


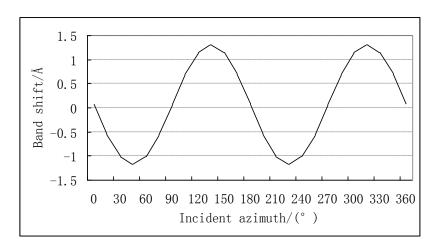
图 4.5 入射角对透过带的影响

(b)

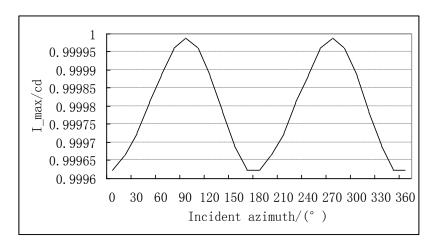
4.2.1.2 入射光方位角对透过带的影响



(a)



(b)



(c)

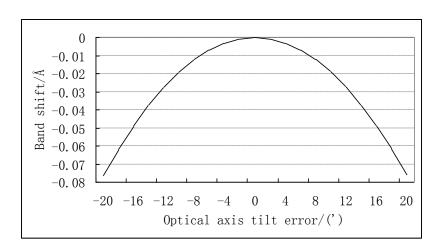
图 4.6 入射光方位角对透过带的影响

光线倾斜入射对透过带的影响不仅和入射角有关,还和入射光在晶面坐标系中的方位有关。图 4.6(a)是入射角为 2 °时,入射光方位角与透过带漂移的关系曲线。当方位角为 135 °时,透过带相对于中心位置漂移了0.00013Å(0.014%)。如果取消宽视场结构,当入射角为 2 °、方位角为 135 °时,透过带相对于中心位置的漂移量为 1.24158Å(134.321%),如图 4.6(b) 所示。由此可见,宽视场型滤光器可以有效减小但无法完全消除入射光方位角对透过带漂移的影响,这是 Evans 离轴效应公式在做了近似后无法得到的。图 4.6(c)是入射光方位角与极大值的关系曲线,其分布形态明显与图 4.2相似,这说明入射光方位角是造成全日面纵场分布不均匀的主要原因。

4.2.2 双折射晶体制造误差对透过带的影响

4.2.2.1 b₁ 光轴倾角误差对透过带的影响

 b_1 光轴倾角误差对透过带的影响如图 4.7 所示,它引起了透过带向蓝端的 漂 移 和 极 大 值 减 小 。 当 倾 角 误 差 为 20° 时 , 透 过 带 漂 移 了 -0.0765 Å(-8.277%); 极大值为 0.99999865,减小了 1.349e-4%。



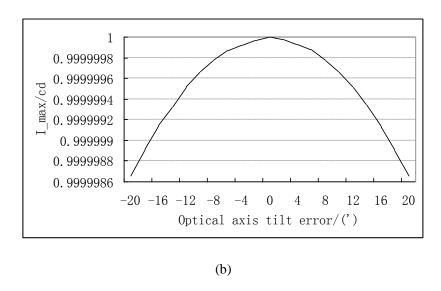
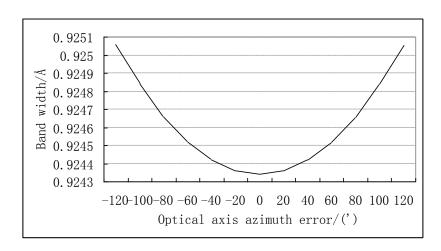


图 4.7 b₁ 光轴倾角误差对透过带的影响

4.2.2.2 b₁ 光轴方位角误差对透过带的影响

b₁ 光轴方位角误差对透过带的影响如图 4.8 所示,表现为透过带的展宽和极小值增大。当方位角误差为 2 时,带宽为 0.92506Å,增大了 0.078%;极小值为 0.00123。



(a)

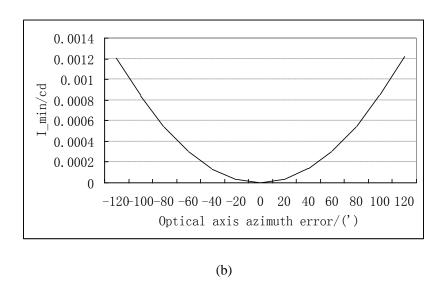


图 4.8 b₁ 光轴方位角误差对透过带的影响

4.2.2.3 b₂厚度误差对透过带的影响

图 4.9 是 b_2 厚度误差与透过带漂移的关系曲线, 当厚度误差为 $1\mu m$ 时, 透过带漂移了 0.3024 Å(32.717%)。

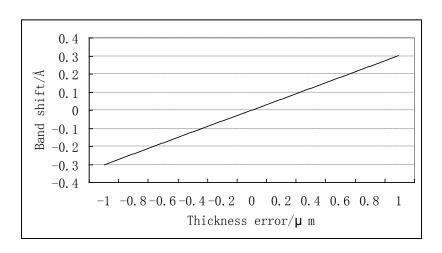


图 4.9 b₂ 厚度误差与透过带漂移的关系曲线

4.2.3 宽视场 1/2 波片制造误差对透过带的影响

4.2.3.1 宽视场 1/2 波片光轴方位角误差对透过带的影响

图 4.10 是宽视场 1/2 波片光轴方位角误差与极大值的关系曲线,它引起了极大值减小。当方位角误差为 2 时,极大值为 0.9951,减小了 0.487%。

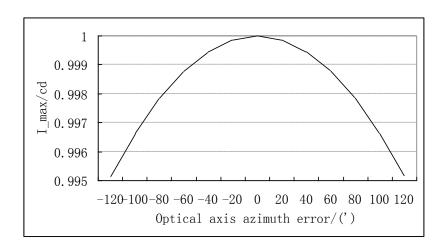


图 4.10 宽视场 1/2 波片光轴方位角误差与极大值的关系曲线

4.2.3.2 宽视场 1/2 波片延迟误差对透过带的影响

图 4.11 是宽视场 1/2 波片延迟误差与极小值的关系曲线,当延迟误差为 5 钟,极小值为 0.00189。

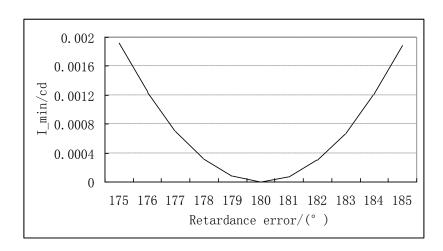
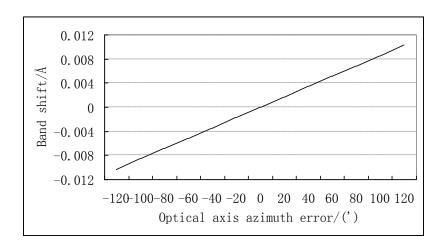


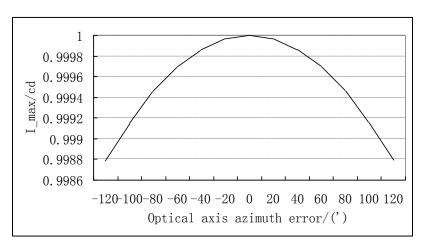
图 4.11 宽视场 1/2 波片延迟误差与极小值的关系曲线

4.2.4 1/4 波片光轴方位角误差对透过带的影响

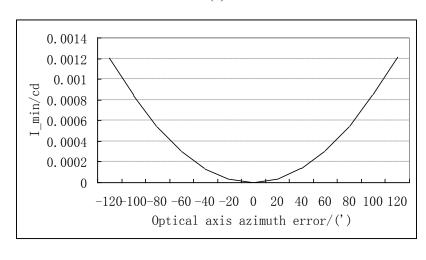
1/4 波片光轴方位角误差对透过带的影响如图 4.12 所示,它引起了透过带的线性漂移,但不管漂移方向如何,极大值都减小,而极小值都增大。当方位角误差为 2 时,透过带漂移了 0.0103Å(1.114%);极大值为 0.99879,减小了 0.121%;极小值为 0.00122。



(a)



(b)

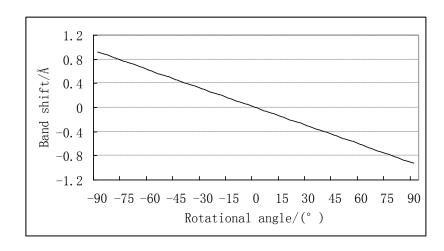


(c)

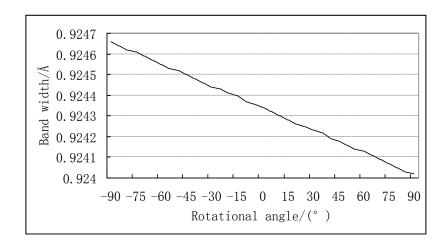
图 4.12 1/4 波片光轴方位角误差对透过带的影响

4.2.5 旋转 1/2 波片转动角对透过带的影响

旋转 1/2 波片转动角对透过带的影响如图 4.13 所示,在转动过程中,透过带漂移的同时,带宽和极大值有微小变化。当 1/2 波片转过-90 时,中心波长位于 5325.1145Å,带宽为 5325.57687-5324.65221=0.92466Å,增大了 0.035%;当 1/2 波片转过 90 时,中心波长位于 5323.26582Å,带宽为 5323.72787-5322.80385=0.92402Å,减小了 0.035%。对旋转 1/2 波片转动角的定量计算结果与实际相符,这再一次验证了本文方法的正确性。



(a)



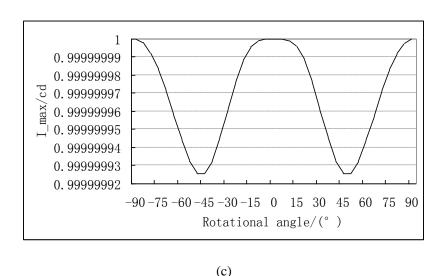


图 4.13 旋转 1/2 波片转动角对透过带的影响

表 4.1 是完整的误差总结。在所有误差项中,入射角、晶体光轴倾角误差、晶体厚度误差和 1/4 波片光轴方位角误差影响透过带漂移,上述误差项是造成滤光器多级串联后各晶体级不匹配的主要原因; 只有晶体光轴方位角误差影响透过带宽,当误差为 2 时,透过带展宽了 0.078%; 宽视场 1/2 波片光轴方位角误差对极大值的影响最明显,当误差为 2 时,极大值减小了 0.487%; 晶体光轴方位角误差、宽视场 1/2 波片延迟误差和 1/4 波片光轴方位角误差对极小值都有不同程度的影响。透过带的漂移可以通过旋转 1/2 波片调节,但展宽和极值的变化将直接影响多级滤光器透过带的形状和增加杂散光,应该重点控制这方面的误差项,提高研制质量。

表 4.1 宽视场可调谐型滤光器的误差总结

误差项	误差量	漂移	带宽	极大值	极小值
入射角	2 °	7.454%		减小了 0.012%	
入射光方位角	135 °	0.014%(相对于中心位置)			
b ₁ 光轴倾角误差	20'	-8.277%		减小了 1.349e-4%	
b ₁ 光轴方位角误差	2 °		增大了 0.078%		0.00123
b ₂ 厚度误差	1μm	32.717%			
宽视场 1/2 波片光轴方位角误差	2 °			减小了 0.487%	
宽视场 1/2 波片延迟误差	5 °				0.00189
1/4 波片光轴方位角误差	2 °	1.114%		减小了 0.121%	0.00122
旋转 1/2 波片转动角	-90 %90 °	100.017%/-99.983%	增大了 0.035%/减小了 0.035%		

4.3 计算实例

表 4.2 是全日面磁场滤光器中各级晶体的设计参数,我们以前三级为例,讨论理想情况和有误差时滤光器的透过曲线。

级数	半宽(Å)	材料	厚度(mm)	宽视场	干涉级数
1	0.1	С	35.196× 2	W	11520X2
2	0.2	С	17.598× 2	W	5760X2
3	0.4	С	8.799× 2	W	2880X2
4	0.8	С	4.3995× 2	W	1440X2
5	1.6	С	2.200×2	W	720X2
6	3.2	С	1.100× 2 *	W	360X2
7	6.4	С	1.100× 1 **	NW	360X1
8	12.8	Q	10.440×1	NW	180X1

表 4.2 全日面磁场滤光器中各级晶体的设计参数

^{*,**}实际厚度由两块冰洲石相减而得到: 3.300-2.200=1.100mm.

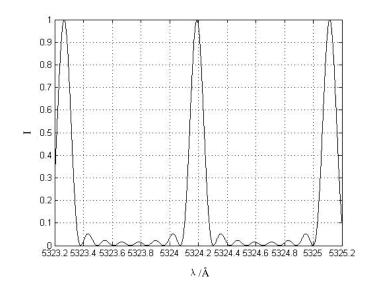


图 4.14 理想情况下三级串联后的透过带

理想情况下三级串联后的透过带如图 4.14 所示,其中心波长位于 5324.19Å,在一个自由光谱范围内,主极大能量占总能量的 90.808%。

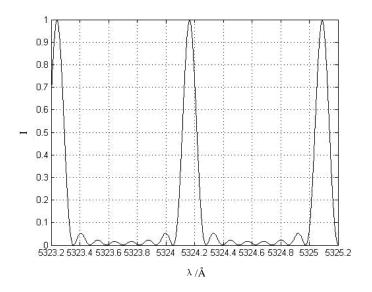


图 4.15 有误差时三级串联后的透过带

图 4.15 是有误差时三级串联后的透过带,设定的误差包括:入射角 2°、入射光方位角 30°、b₁光轴倾角误差 10′、b₁光轴方位角误差 20′、宽视场 1/2 波片光轴方位角误差 20′、宽视场 1/2 波片延迟误差 5°、1/4 波片光轴倾角误差 20′。在各级误差相同的条件下,透过带的漂移量也相同,中心波长都在 5324.165Å,这时串联后的主极大能量占总能量的 90.501%,降低了 0.3%,说明偏振元件误差会降低主带透过率,增加杂散光。

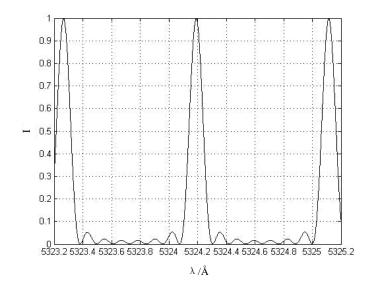


图 4.16 调整 1/2 波片后的透过带

调整各级 1/2 波片的旋转角度,可以使中心波长重新落在 5324.19Å 处,调整后的主极大能量占总能量的 90.46%,如图 4.16 所示。由上可见,旋转 1/2 波片能够补偿误差项带来的透过带漂移但无法补偿能量损失。

本章小结:

本章通过计算机编程,精确分析了双折射滤光器的离轴效应,在此基础上计算了偏振元件误差对透过带的影响,得到了误差项与透过带漂移、 展宽、极大值和极小值等主要技术指标的关系曲线,为滤光器的研制提供 了理论依据。

第五章 三通道双折射滤光器的实际测试

上一章我们应用光线追迹方法编程,分析了偏振元件误差对双折射滤光器性能的影响,而本章则通过实际测试,得到了对系统的量化测试结果,这在滤光器的研制中具有重要意义。三通道双折射滤光器作为怀柔基地九通道设备的改造项目,保留了九通道同时观测光球、色球磁场的科学目标和利用组合偏振分束器的技术创新。该仪器已经于 2008 年 11 月投入试观测,使得多层次太阳矢量磁场和视向速度场的同时测量成为现实。下面主要讨论三通道滤光器偏振元件、透过带和像质的检测方法,并给出了详细的实验数据和结果。

5.1 偏振元件测量

偏振元件的制造误差直接影响仪器精度,因此建立检测系统,对偏振元件进行精确的测量,是得到稳定、可靠和高分辨率数据的必要保证。

5.1.1 波片的光轴方位角测量

我们以波片的外形底边为基准,可以测出光轴与基准边的角度值,测量方法为:首先取两个偏振轴方向已知的偏振片,互相垂直放置,即出射光强为最小值。然后将待测波片放到两偏振片之间,令其在垂直光路方向上旋转。当出射光强为最小值时,待测波片的光轴与偏振轴平行或垂直,我们可以用仪器测定待测波片相对基准边转过的角度,该方法同样能够确定偏振片的偏振轴方向。在实际操作中,受光源光强和仪器噪声影响,很难精确找到光强极小值的位置。为了提高测试精度,我们采用了等偏离法读数[40],经过多次重复测量,最后取平均值,可以有效提高测量精度。

5.1.2 波片的相位延迟测量

波片相位延迟的测量方法有很多,如光强法、光谱扫描法和光学补偿 法等^[41-45]。光强法需要读取系统出射的绝对光强值,对光学元件及光路有 很高的要求,因此难以实现高精度测量;光谱扫描法仅局限于测量 1/2 波片; Soleil 补偿法的测量精度较高,其误差主要由补偿器的精度决定,且补偿器的相位延迟连续可调,适合于各种延迟值的测量。综合上述分析,我们采用 Soleil 补偿法精确测量波片的相位延迟,具体的测试过程和误差分析请参见文[46],这里就不再赘述了。以上我们介绍了偏振片和波片的测量原理,改造后多通道滤光器中光学元件的测量结果、消色差波片延迟和方位角情况如表 5.1、5.2 所示。

5.1.3 偏振分光棱镜的偏振度测量

偏振分光棱镜是实现多通道滤光的核心元件,因此对透射光和反射光的偏振度都有很高的要求。我们调研了大量的棱镜供应商后发现,他们给出的反射光偏振度 R_s都是用 1-T_s近似代替的,缺乏量化测试结果。针对这一问题,我们建立了实验室检测系统,首次测量了偏振分光棱镜反射光的偏振度,系统光路如图 5.1 所示。

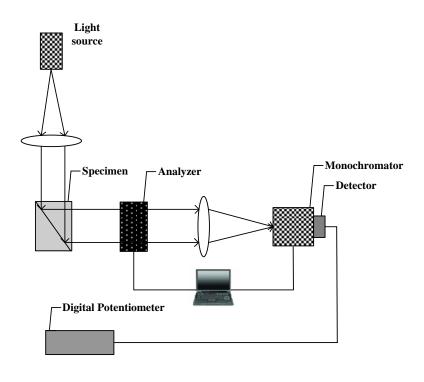


图 5.1 棱镜偏振度检测光路图

表 5.1 改造后多通道滤光器光学元件测量结果明细表

(20061229)

晶体级	S1(冰)	S1(冰)光轴	S1(水)	S1(水)光轴	S2(冰)	S2(冰)光轴	S2(水)	S2(水)光轴
							-2.937	
S_{3-5}	2.158	-46'26"			2.164	-3' 1"	1.548	-44'55"
							(同向)	
			-3.641					
S_{4-5}	4.355	-4"	2.267	4'13"	4.34	+52"		
			(同向)					
							-3.0225	
S_{5-5}	8.66	+32"			8.65	+30"	1.619	+2'20"
							(反向)	
			+3.02					
S_{6-5}	17.307	+2'25"	1.615	2'44"	17.277	-48"		
			(同向)					
		4.457					-3.557	
*S ₇₋₅ 34.457	34.457				34.722		2.233	
						(同向)		
C	24.457	12:42	+4.873	-3'58"	34.59	125422		
S ₇₋₅	34.457	+3'4"	-1.000	-9"	待加工	-1'54''		
S ₉₋₅			20.565	29"			20.597	+1'32"
S ₁₀₋₅			10.291	-1'23"			10.292	-1'08"
S ₁₁₋₅			5.145	-4'18"			5.145	-3'56"

S ₁₂₋₅			2.572	-2'39"			2.573	-26"
*C " 71.055		+2.915		65 120		冰		
· S ₈₋₅	*S ₈₋₅ " 71.055		1.51		65.128		2.17	
C "	+25"	2.5		65.128	+6'29"	冰 4.071	-44"	
38-5	S ₈₋₅ " 66	+23	2.3		03.128	+0 29	同向	-44
S ₉₋₅ "			20.584	+1'6"			20.547	-42"
S ₁₀₋₅ "			10.282	-2'19"			10.282	-34"
S ₁₁₋₅ "			5.142	+53"			5.141	+23"
S ₁₂₋₅ "			2.575	+25"			2.57	+23"
S ₁₀₋₅ '			10.29	+52"			10.282	+25"
S ₁₁₋₅ '			5.141	-3'32"			5.141	-3'45"
S ₁₂₋₅ '			2.577	-1'46''			2.57	-5'58"

表 5.2 消色差波片延迟和方位角情况

序号	波片号	525.0nm		517.3nm				
1/2 波片								
1	S95(26#)	180.85°	-8'53"	180.6°	-4'08"			
2	S65(30#) @	181.4	+3'32"	180.9	-52"			
3	S75(29#) @71	181.9	-2'42"	181.6	+8'24"			
4	S55(31#) @69	179.3	-18"	179.8	+6'07"			
5	S95"(22#) @98	179.6	-22"	179.3	-9'32"			
6	S35(32#) @66	180.1	-6'54"	179.7	+3'33"			
7	S45(32#) @68	179	-1'48"	179.3	-44"			
1/4 波片								
1	S75(29#) @78	89.7	-13'16"	89.8	-4'55"			
2	S35(32#) @74	90.2	-9'50"	90.55	-12'45"			
3	S95(26#) @80	90.8	-7'0"	91	-16'55"			
4	S95"(22#) @100	88.7	-37"	88.9	-23'55"			
5	\$85"(23# 27#) @99	90.5	-51"	90.6	-16'32"			
6	S45(32#) @75	90	-14'44"	90.2	-13'05"			
7	S85(27#) @79	91.05	-3'53"	91.13	-18'45"			
8	S65(30#) @77	87.9	-25'40"	88	-7'55"			
9	S55(31#) @76	90	-12'50"	90.2	-5'19"			
	旋:	转 1/2 波片	L 1					
1	S105"(20#上) @129	180.4		180.8				
2	S35(32#) @121	178.4		178.8				
3	S85"(23# 27#) @126	179.9		180.2				
4	PB-AR(21#) @128	180.4		180.85				
5	S45(32#) @120	177.8		178.3				
6	S95(26#) @130	179.8		180.5				
7	PB-AR(21#) @127	178.1		178.3				
8	S85(27#) @133	179.3		179.8				
9	S105'(20#下) @135	179.2		179.5				
10	S105(24#) @无刻号	180.2		181.5				
11	S65(30#) @无刻号	180.7		181.5				
12	PB-AR(21#)							

其中光源为溴钨灯,工作电压为-7.16V;检偏器为 Glan-Thompson 棱镜,在 250-2500nm 波段它具有高达 10^{-5} 量级的消光比;接收端为 ACTON 的 SpectraPro-300i 型单色仪,测试时狭缝为 0.05mm;探测器为 EMI 9658R 型 光电倍增管,其阳极灵敏度达 200A/lm。测量方法如下:转动 Glan 棱镜,使偏振轴互相垂直和平行,得到出射光强 I_{\perp} 和 $I_{\prime\prime}$,通过简单计算即可得到 待测偏振片的偏振度。较常用的公式为:

$$V = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}}$$
 (5.1)

测量结果如图 5.2 所示。

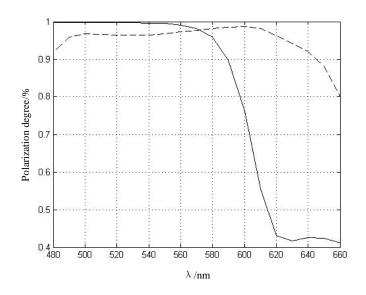


图 5.2 CH-1 棱镜透射光和反射光偏振度曲线

图中实线为编号 CH-1 的棱镜透射光偏振度曲线,虚线为反射光偏振度曲线。当测试波长大于 590nm 后,透射光的偏振度迅速下降;而反射光的偏振度在很长波段都保持在 90%以上。表 5.3 是 8 块棱镜透射光和反射光的偏振度检测结果。

表 5.3 偏振分光棱镜的偏振度检测结果

测试波长: 520nm

棱镜编号	透射光偏振度	反射光偏振度
CH-1	99.8%	96.381%
CH-2	99.9%	89.251%
CH-3	99.9%	89.446%
CH-4	99.7%	92.093%
CH-5	99.8%	96.845%
CH-6	99.8%	97.187%
CH-7	99.7%	92.104%
CH-8	99.7%	91.319%

根据检测结果,我们得到以下结论: 1、在工作波长范围内,偏振分光 棱镜透射光的偏振度大于 99.7%,可以考虑去掉后面的偏振片,以减少能量 损失; 2、偏振分光棱镜反射光的偏振度较差,最高也没有超过 97.2%,因 此这一方向不但要加偏振片,还要加高偏振度的偏振片,才能达到滤光器 所要求的 99.9%。

5.1.4 偏振分光棱镜的像质检测

5.1.4.1 Shack 干涉仪原理

Shack 干涉仪是根据等厚干涉原理,利用仪器内的激光点光源发出的标准球面波作为检测波面,利用凸球面镜反射的标准球面波作为参考波面。 当检测波面由被检测系统自准直反射回来与参考波面干涉时,就形成了带有被检测系统表面面形误差信息的等厚干涉图。由于仪器内提供的标准检测波面是一发散的球面波,故可直接用于检测凹球面镜的面形误差。但在本系统中,还需配置相应的准直物镜和标准反射镜,以构成自准检测光路,原理如图 5.3 所示。

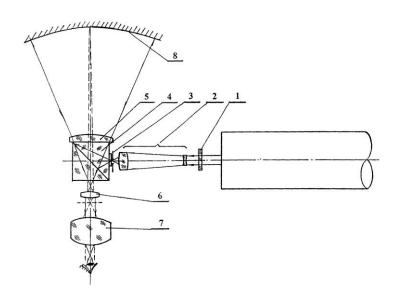


图 5.3 Shack 干涉仪光路原理

He-Ne 激光器发出的平行细光束经偏振片 1 和聚光镜组 2 后聚焦于针 孔光阑 3 上,通过针孔后的发散光束经分光棱镜 4 的分光面反射后,一部分光束透过标准参考球面 5 出射成为检测光束,一部分则由标准参考球面自准反射回去,并透过分光面后从棱镜的后表面出射成为参考光束。由于针孔 3 精确位于标准球面 5 的球心,所以无论是透过标准球面的测试波面或由其反射的参考波面都是标准的球面波。从干涉仪出射的标准测试波面自准反射后返回干涉仪,就成为载有被检镜面面形误差信息的畸变波面。此波面与标准参考波面形成的干涉图就代表了被检镜面面形误差的等高图。物镜 6 的作用主要是用以校正由干涉仪的出射平面引入的干涉图畸变,同时用以将被检镜面 8 通过干涉头和物镜后成像于 CCD 靶面上。

5.1.4.2 检测方法和结果

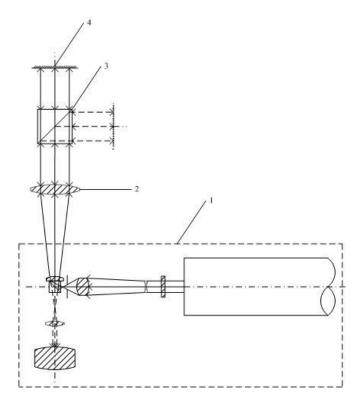


图 5.4 偏振分光棱镜的像质检测光路图

偏振分光棱镜的像质检测系统如图 5.4 所示,其中 1 为 Shack 干涉仪主体,2 为准直物镜,3 为待测棱镜,4 为标准反射镜。这里应当注意,Shack干涉仪中的 He-Ne 激光器(6328nm)出射的是部分偏振光,其 P 方向光强度远远大于 S 方向光强度,但并不影响棱镜反射光的像质检测。

	透射方向		反射方向	
	PV/wavelength	RMS/wavelength	PV/wavelength	RMS/wavelength
CH-1	0.321	0.049	0.873	0.136
CH-2	0.390	0.074	0.405	0.075
CH-3	0.334	0.039	0.314	0.046
CH-4	0.397	0.063	1.081	0.215
CH-5	0.309	0.052	0.731	0.131
CH-6	0.191	0.031	0.635	0.082
CH-7	0.296	0.042	0.586	0.093
CH-8	0.230	0.038	0.872	0.150

表 5.4 偏振分光棱镜的像质检测结果

表 5.4 列出了偏振分光棱镜的像质检测结果,这批棱镜均有比较大的像

散,很可能是由加工时的应力造成的。我们的检测方法无法测量棱镜反射面的曲率,因此在上述处理结果中均已去除离焦。

5.2 三通道滤光器的光谱调试

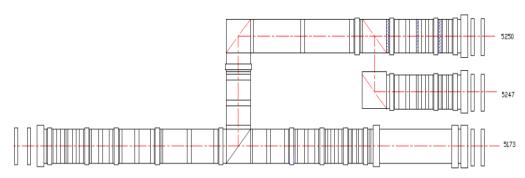


图 5.5 三通道滤光器光学设计图

图 5.5 是三通道滤光器的光学设计图,当太阳光从左侧入射后,首先经过多级窄带滤光,由偏振分光棱镜和全反射棱镜镜分离出三个通道,再经过宽带滤光后输出三个工作波长: 5172.699Å、5247.063Å 和 5250.211Å。其中 5173 通道中窄带至宽带晶体级依次为 5、4、3、2、1、7、8、9、6,透过带的自由光谱范围为 51.2Å,半宽为 0.1Å,因为 5173 通道中所有波片均为消色差波片,所以可在大范围调整工作波长。5247 通道中窄带至宽带晶体级依次为 11、5、4、3、2、1、10、15、16、17,透过带的自由光谱范围为 51.2Å,半宽为 0.05Å,由 11 号晶体级决定。5250 通道中窄带至宽带晶体级依次为 11、5、4、3、2、1、10、12、13、14,其自由光谱范围、半宽与 5247 透过带相同。在三通道滤光器中,11、5、4、3、2 和 1 号晶体级的双折射晶体为冰洲石,其余各级的双折射晶体为水晶。下面我们详细介绍三通道滤光器的光谱调试方法和结果。

5.2.1 仪器选择

5.2.1.1 光源

我们对光源有以下两点要求: 1、由于三通道滤光器的透过率较低,因

此光源在可见光波段要有很高的光谱能量; 2、光强要稳定。常见的实验室光源有氘灯,溴钨灯和氙灯,其中氘灯主要用于紫外波段,在 200-400nm 有高强度的光谱辐射,因而不适用于本实验。溴钨灯的光谱辐射范围为 300nm-2500nm,因其为钨丝发光,光通稳定度好,但光谱能量不够。氙灯属于弧光灯,它的辐射光谱是连续的,色温更高达 6000K,与日光的光谱能量分布接近,虽然输出稳定度较溴钨灯稍差,但经过特殊的电控处理,可以满足我们的使用要求。综上所述,我们选择了 Zolix 公司生产的 LHX150 型氙灯作为系统光源,它的工作电流为 8.00A,平行光光斑直径为 38mm,略大于滤光器的通光口径。

5.2.1.2 探测器

光电倍增管采用电子发射和二次发射技术,使光电阴极发射的光电子经过多次倍增,实现光电流的放大。EMI 9658R 型光电倍增管的阳极灵敏度达 200A/lm,在可见光波段有很高的响应,且稳定性良好,符合实验要求,其光谱响应曲线如图 5.6 所示。

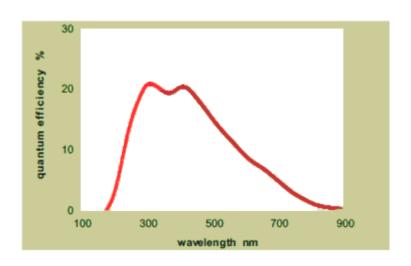


图 5.6 光电倍增管的光谱响应曲线

5.2.1.3 单色仪与 NCL 数字界面

本实验的接收端为 ACTON 公司生产的 SpectraPro-300i 型单色仪,如

图 5.7 所示。它的光谱范围覆盖 0-2500nm, 光谱精度为±0.2nm, 重复精度 达 0.05nm。



图 5.7 SpectraPro-300i 型单色仪

该单色仪内部有三片光栅,可以根据我们的实验需要灵活转换,其内部光路如图 5.8 所示。三片光栅的参数分别为: 1#,1200g/mm,闪耀波长300nm; 2#,1200g/mm,闪耀波长750nm; 3#,300g/mm,闪耀波长2000nm。

SP-308 Monochromator/Spectrograph

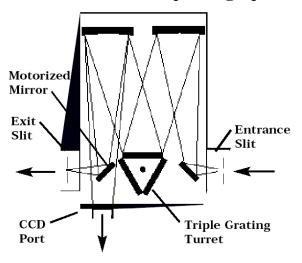


图 5.8 单色仪光路图

NCL 数字界面是与单色仪配套的数据采集系统,计算机可以通过 NCL

实现对单色仪的控制,并记录由探测器获得的测量数据。

5.2.2 调试过程

三通道滤光器的光谱调试过程如下: 1、校准单色仪; 2、建立氙灯一单色仪检测系统; 3、调整各晶体级的透过带; 4、扫描滤光器的透过带; 5、测试透过带的整移; 6、找准线心位置。

5.2.2.1 单色仪的定标

单色仪在出厂时,一般都附带有曲线的数据或图表供参阅,但经过长期使用或重新装调后,数据会发生改变,这就需要对原数据进行修正。Zolix公司生产的LHM254型标准汞灯是冷阴极低压水银放电灯,它能提供4046.6Å、4358.4Å、5460.7Å等多条汞的特征谱线,与单色仪连接使用可对其进行定标。单色仪的扫描结果如图5.9和5.10所示,我们选择波长为5460.7Å的谱线标定单色仪。

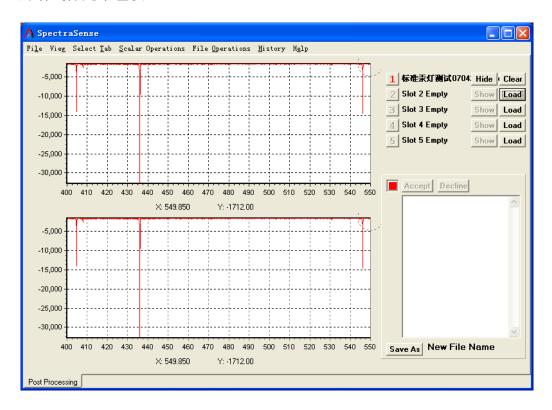


图 5.9 汞灯的特征谱线(4046.6Å、4358.4Å、5460.7Å)

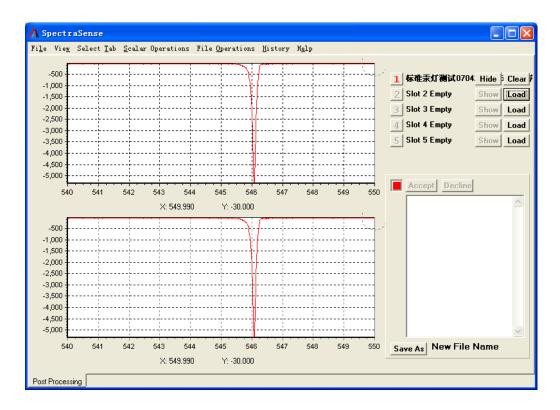


图 5.10 汞灯的特征谱线(5460.7Å)

5.2.2.2 氙灯一单色仪检测系统的光路调整

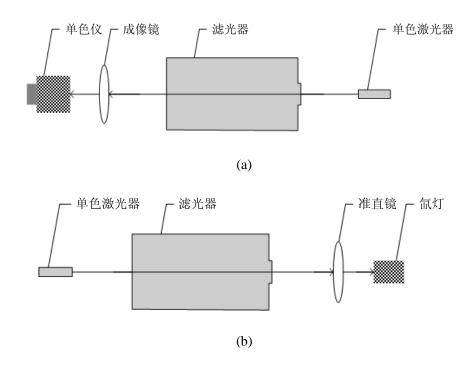


图 5.11 光路调整方法

我们利用单色激光器和十字叉丝调整光路,方法如图 5.11 所示。在滤光器的入射端和出射端建立十字叉丝 A 和 B, AB 的连线即为光路的基准。将单色激光器放置在滤光器的入射端前,调整单色激光器、成像镜和接收端,使激光束与 AB 重合且通过成像镜中心进入单色仪狭缝。再将单色激光器放置在滤光器的出射端后,用同样的方法调整准直镜和氙灯位置。

5.2.2.3 各晶体级透过带的迭代方法

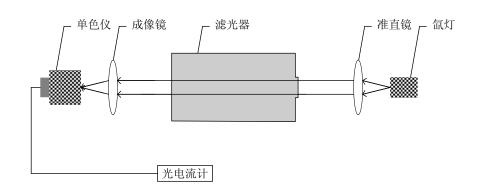


图 5.12 氙灯一单色仪检测系统光路图 1

氙灯一单色仪检测系统光路如图 5.12 所示,光源出射的发散光经准直镜后变成平行光,平行光经滤光器和成像镜后汇聚于单色仪的狭缝上,光电倍增管接收到的强度信号由光电流计来读取。对各晶体级透过带的迭代方法为,首先将单色仪设定在滤光器的工作波长处,然后由宽带至窄带依次转动这一通道的每个步进电机,用"等偏离法"找到光强的极大位置,记录每个步进电机的转动角度,这样各晶体级的透过极大就迭代到了滤光器的工作波长处。

5.2.2.4 滤光器的光谱扫描

将氙灯一单色仪检测系统中的接收端与电脑连接,即可扫描滤光器的透过带形状,光路如图 5.13 所示。

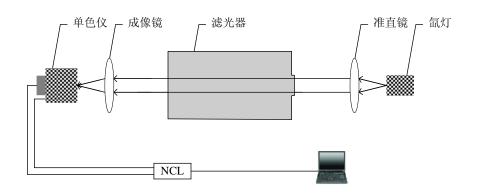


图 5.13 氙灯一单色仪检测系统光路图 2

在光谱扫描过程中,出现次极大是因为各晶体级的透过带还没有完全匹配,宽带级没有压正窄带级造成的。有效的解决办法为:1、确定次极大到透过带中心的距离;2、找到有问题的晶体级;3、调整它和前面每一级的步进电机以重新迭代。图 5.14 是 5173 通道 5250 线心未精调时的透过带,其中单色仪狭缝为 0.02mm。

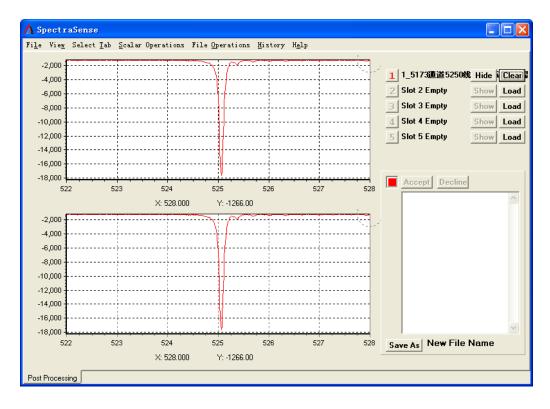


图 5.14 5173 通道 5250 线心未精调时的透过带

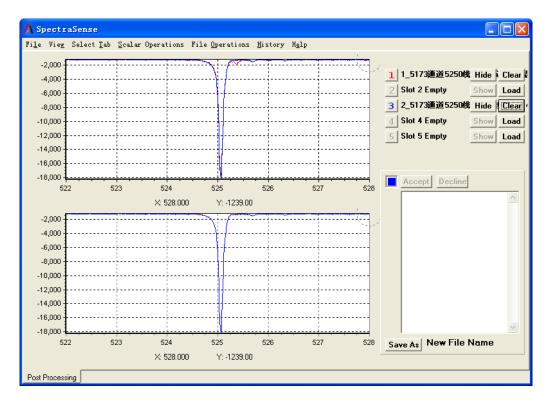


图 5.15 5173 通道 5250 线心调整后的透过带

我们看到第一个次极大到线心的距离约为 3Å,即 7号晶体级没有压正 1号晶体级。重新调整 7号步进电机,可以消除该位置上的次极大,如图 5.15 所示。要想消除 6Å 左右的次极大,可以转动 8号步进电机,原理同上。

在调整了各晶体级的透过带后,我们扫描了三通道滤光器的自由光谱范围,为方便与另外两个通道做比对,5173 通道还调试了 5247.063Å 和5250.211Å 两个工作波长。由于 5173 通道的光路比 5247 和 5250 短,因此透过的光能量更强,单色仪狭缝开到 0.02mm 时就能够测试,而扫描另两个通道时,单色仪狭缝要开到 0.05mm。三通道滤光器的最终扫描结果如图5.16-5.20 所示。

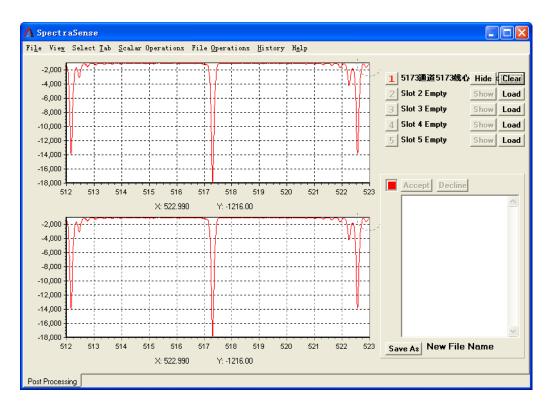


图 5.16 5173 通道 5173 线心(单色仪狭缝 0.02mm)

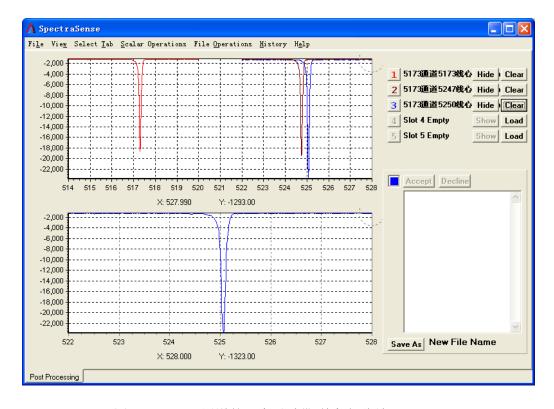


图 5.17 5173 通道的三个透过带(单色仪狭缝 0.02mm)

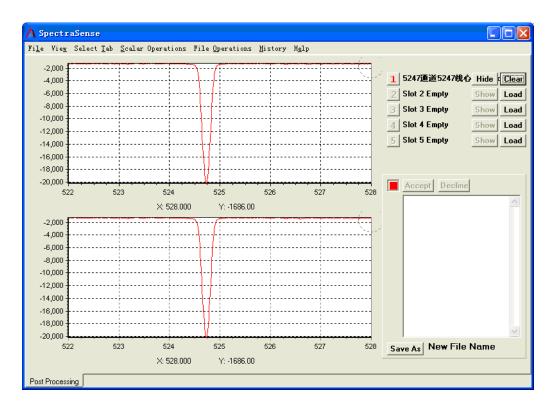


图 5.18 5247 通道 5247 线心(单色仪狭缝 0.05mm)

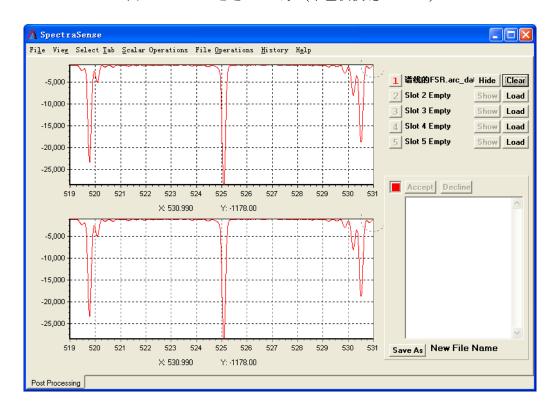


图 5.19 5250 通道 5250 线心(单色仪狭缝 0.05mm)

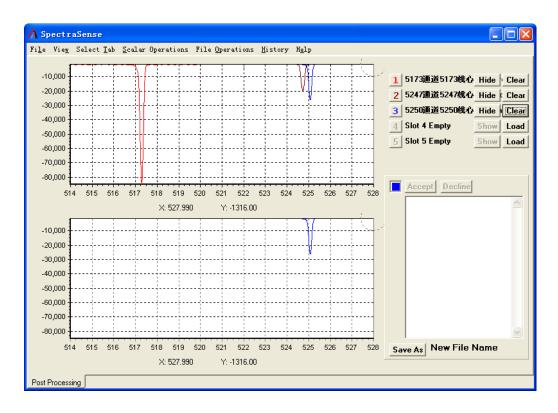


图 5.20 三个通道的透过带(单色仪狭缝 0.05mm)

5.2.2.5 透过带的整移测试

实际上对任一选定波长,各旋转 1/2 波片应转动多大角度是个很复杂的问题,通常是由计算机自动控制的 $^{[47]}$,我们做整移测试的目的就是检验光学、机械和控制系统的配合。下面以 5250 通道为例,说明透过带的整移原理。在 Lyot 滤光器中,旋转 1/2 波片转动 90°,该级透过带移动一个自由光谱范围。对于 5250 通道,透过带整移 0.2Å,则 14 号电机转动 $0.2 \times \frac{90}{FSR_{14}}$ 度,

13 号电机转动 $0.2 \times \frac{90}{FSR_{13}}$ 度,以此类推。透过带整移的最终扫描结果如图 5.21-5.23 所示。

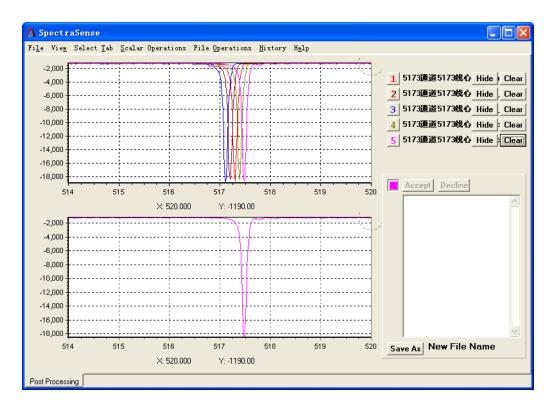


图 5.21 5173 通道 5173 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.02mm)

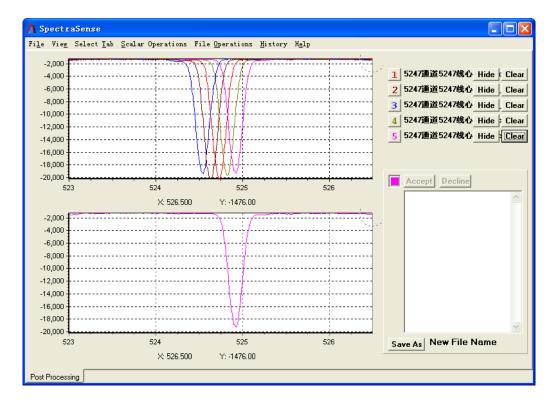


图 5.22 5247 通道 5247 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.05mm)

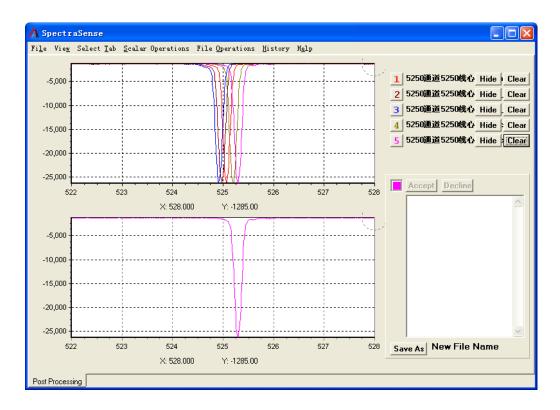


图 5.23 5250 通道 5250 线心透过带整移(单色仪狭缝 0.05mm)

5.2.2.6 检测系统的精度分析

1、由图 5.10 可以清楚地看到,扫描出的汞灯谱线有明显的不对称现象,我们分析这是由以下两个原因造成的:①、单色仪本身准直镜与成像镜不同轴或入射到狭缝的光束倾斜引起的像差^[48-50];②、光谱经出射狭缝进入的探测器是光电倍增管,它接收到的阳极信号转变成电流,电源中有电容器件等作为储能放电,形成的谱线自然在下降时较缓而上升时较陡,出现不对称。

- 2、SpectraPro-300i 型单色仪狭缝 1mm 对应的光谱精度为 27Å, 在调试时若狭缝为 5 丝,则对应 1.35Å,对窄带全宽小于 1.35Å 的各晶体级,单色仪在调试时精度不够。
 - 3、下面简单分析一下光路倾斜对测试结果的影响。

根据光栅方程:

$$m\lambda = d(\sin\phi + \sin\theta) \tag{5.2}$$

其中 m 为衍射级次,λ 为衍射光的波长,d 为光栅常数, ϕ 和 θ 分别为入射角与衍射角(光线与光栅法线的夹角)。设光线正入射光栅,即 ϕ =0,sin θ =m λ /d。代入光栅常数,当 m=1, λ =5173 $\mathring{\Lambda}$ 时:

$$\theta = 0.66971 \text{rad}$$
 (5.3)

如果光路倾斜 Δ 角,如图 5.24 所示。则 ϕ $=\Delta$, $\sin\theta$ $=m\lambda$ /d $-\sin\phi$,当 $\Delta=1$, $\lambda=5173$ Å 时 :

$$\theta' = 0.66934 \text{rad}$$
 (5.4)

即衍射角改变了 0.00037rad, 方向偏移了 0.111mm, 再除以单色仪的线色散率后, 得到出射光谱的偏移量为 2.997Å。

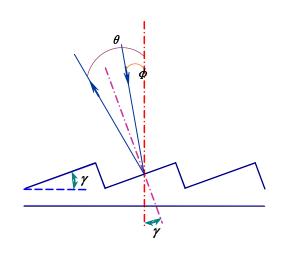


图 5.24 闪耀光栅

5.2.2.7 线心位置的最后确定

因为单色仪的光谱精度为 1.35Å, 且受入射光束方向的影响产生漂移, 为了使滤光器的透过带尽可能确切地在其工作波长上, 需要在太阳光谱仪上进行二次调试, 光路如图 5.25 所示。

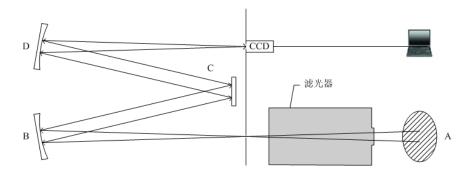


图 5.25 太阳光谱仪检测系统光路图

其中 A 为反射镜, B 为准直镜, C 为光栅, D 为成像镜。太阳光经入射狭缝入射到焦距为 3.3m 的准直镜上,准直镜将光束转化为平行光入射到光栅上,由光栅色散后的光束再经焦距同样为 3.3m 的成像镜汇聚于出射狭缝处,从而得到太阳光谱。线心位置的最后确定方法为,首先在 CCD 靶面上找到某一太阳谱线,记下该谱线在计算机屏幕上的位置,然后把滤光器放置在反射镜与狭缝之间,计算当前位置与太阳谱线的距离,把透过带整移到太阳谱线的线心位置,这样可得到滤光器在太阳谱线附近的透过带。由 CCD 采集到的最终结果如图 5.26-5.30 所示。

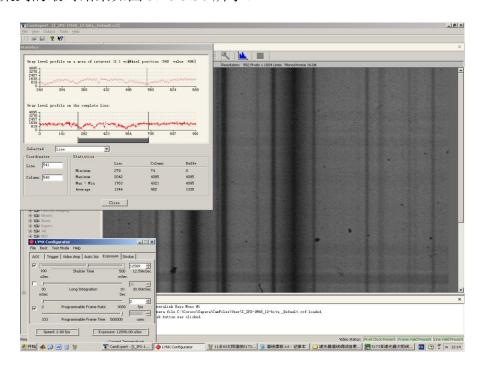


图 5.26 5173 太阳线心位置

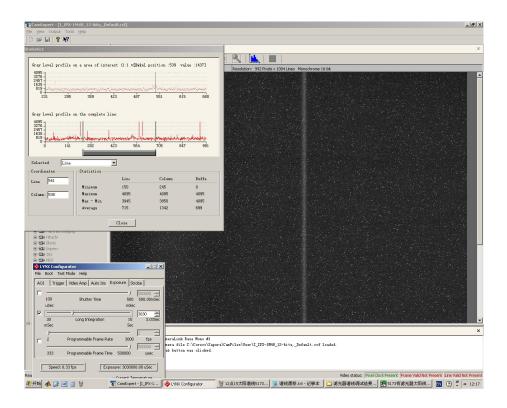


图 5.27 5173 通道的透过光谱

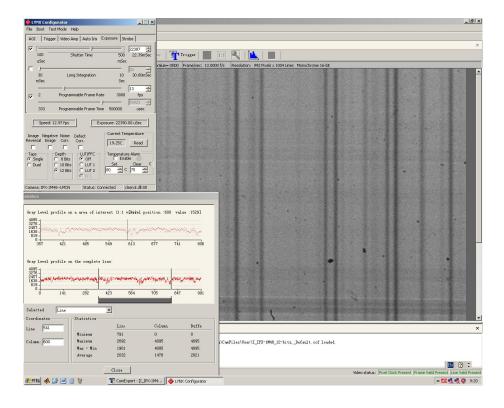


图 5.28 5247 和 5250 太阳线心位置

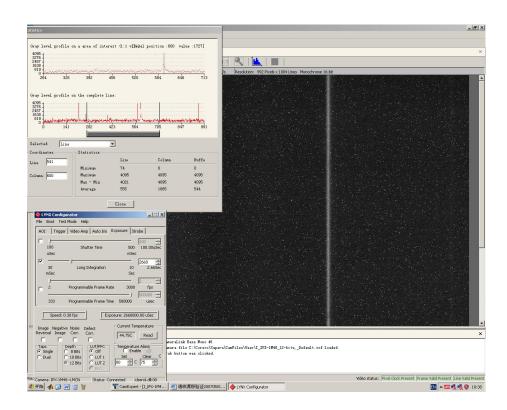


图 5.29 5247 通道的透过光谱

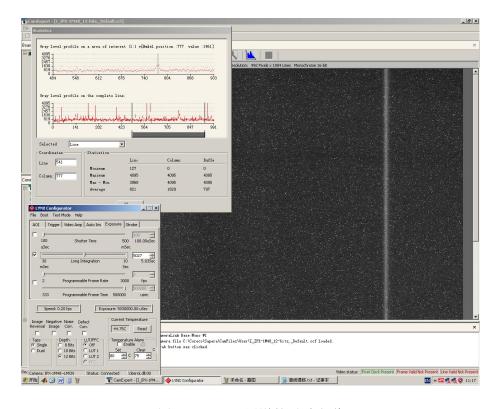


图 5.30 5250 通道的透过光谱

将滤光器放入望远镜后,因所在光学系统焦比的变化,透过带会有微小漂移,还要用光电倍增管细调。转动所有 1/2 波片,使滤光器的光亮达到极小,这样就把透过带都调整到了太阳谱线的线心上。

5.2.2.8 太阳光谱仪的性能分析

本实验选用的光栅为 600g/mm, 有效使用面积为 154×206mm², 闪耀 波长在 1600nm, 分辨本领 R=120000。设 d 为光栅常数,则角色散率为:

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \theta} \tag{5.5}$$

式中 θ 为衍射角,m 为级数。当 m=2 时,刚好可见光谱在闪耀位置,即:

$$\frac{\mathrm{d}\theta}{\mathrm{d}\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos \theta} = \frac{2}{\frac{1}{0.6 \times 10^{-3}} \times \frac{154}{206}} = \frac{2 \times 0.6 \times 10^{-3} \times 206}{154} = 1.6052 \times 10^{-3} \text{rad/} nm (5.6)$$

而光谱的线色散率为:

$$\frac{\mathrm{d}l}{\mathrm{d}\lambda} = F \cdot \frac{m}{d \cdot \cos \theta} \tag{5.7}$$

其中 F 为成像镜焦距,即:

$$\frac{dl}{d\lambda} = 3.3 \times 1.6052 = 5.297 \text{mm/nm}$$
 (5.8)

上式可反过来表示每 mm 分布多少波长,我们已知 CCD 的像元大小为 7.4 μ m,则每个像元的色散为 1.397×10⁻³nm/pix。考虑到光栅没有用满,像差还有两个波长左右,我们实际测得的谱线要比理论计算值宽一些。

5.3 三通道滤光器的像质检测

为了实现窄带滤光,三通道滤光器采用了多级串联,每个通道都有几十个偏振元件,导致透过率偏低,检测波面自准直返回后能量太弱,不容易与参考波面形成干涉,这是本实验的最大难点。三通道滤光器的像质检

测光路如图 5.31 所示, Shack 干涉仪出射的检测波面经过标准物镜后变成平行光, 经滤光器和标准平面镜自准直反射回来后与参考球面波干涉, 形成等厚干涉图。检测结果如图 5.32 和 5.33 所示。

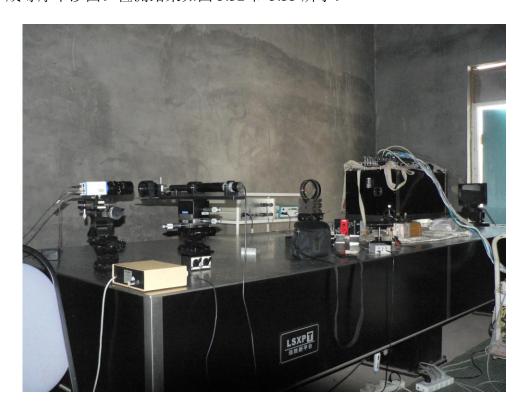


图 5.31 三通道滤光器的像质检测光路 2007 年 7 月,拍摄于怀柔基地

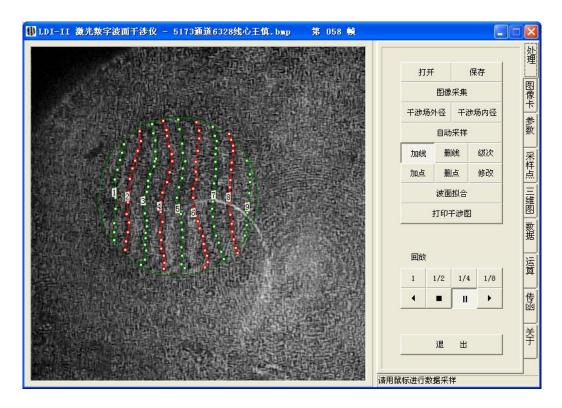


图 5.32 5173 通道 6328 线心干涉图

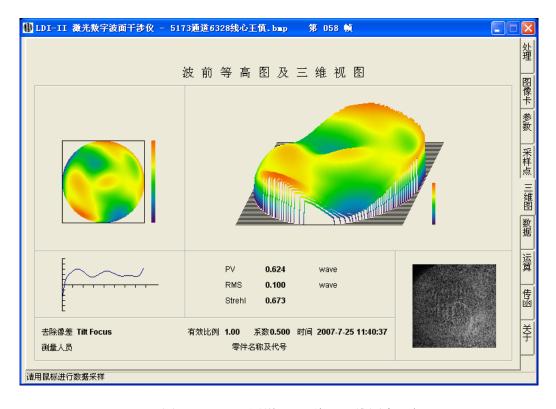


图 5.33 5173 通道 6328 线心三维图全口径

5173 通道的 PV 值为 0.624wavelength, RMS 值为 0.1wavelength, 考虑到其复杂的光学结构,这个结果已经很不错了。由于标准物镜的通光口径远小于 Shack 干涉仪发出的球面波直径,只有很少的一部分光强用来检测滤光器,而 5247 和 5250 通道的光路比 5173 更长、透过率更低,导致检测到的干涉图对比度太小,无法拍照提取。

本章小结:

本章介绍了实验室偏振片和波片的测量方法,首次得到了偏振分光棱 镜透射、反射光的偏振度和像质检测结果;给出基于氙灯—单色仪和太阳 光谱仪的光谱调试方法;首次实现对双折射滤光器成像质量的干涉检测。

结束语

太阳磁场的观测研究,是太阳物理界的重要课题。随着理论的发展和技术进步,太阳磁场的研究已经由传统的形态分析发展到量化分析阶段,因此对观测仪器提出了更高的要求。

本论文的主要工作和结果有:

- 1、首次将几何光学领域的光线追迹方法应用到偏振干涉计算中,在完全模 拟光线轨迹的同时,推导出光程和振动的精确表达式,得到了出射后偏 振光的干涉强度分布,通过与经典文献方法的对比,验证了可行性。
- 2、编写了一套偏振光学计算软件,分析了多种误差项对滤光器透过带漂移、展宽、极大值和极小值等主要技术指标的影响,得到了完整的误差总结表。从文中给出的误差影响曲线可以看到,有些误差对透过带的影响正好相反,如入射角会引起透过带向红端的漂移,而晶体倾角误差则导致了透过带向蓝端的漂移,研究误差之间的相互作用,为研制高性能滤光器以及制备工艺容差提供可靠的理论依据。
- 3、实验上首次测量了偏振分光棱镜反射光的偏振度和像质;先后应用氙灯一单色仪和太阳光谱仪,调整了三通道滤光器的透过带,并找准了线心位置;借助 Shack 干涉仪,首次检测了三通道滤光器 5173 通道的像质。上述实验都得到了详细的数据和结果。

还需要继续完善的方面有:

- 1、在整移透过带时,1/2 波片的转动角度是理论计算出来的,如果能对每一晶体级都进行准确的光谱扫描,得到各晶体级的实测 FSR 值,将会使透过带的整移更加准确。
- 2、我们用 Shack 干涉仪检测了三通道滤光器 5173 通道的像质, 而 5247 和

5250 通道的光路比 5173 更长、透过率更低,导致检测波面自准直返回 后能量太弱,无法拍照提取。换一种方法,检测另两个通道的像质是很 有必要的。

总之,希望本课题的研究和取得的阶段性成果,能给同行专家提供有 益的参考,为双折射滤光器的设计和研制提供技术储备。

参考文献

- [1] Hale, George E. Ap. J., 1908, 28: 315
- [2] Lyot B. Comptes Rendus, 1933, 197: 1593
- [3] Ohman Y. Nature, 1938: 141
- [4] Bacbcock H. W. Ap. J., 1953: 118
- [5] Stepanov V. E., Severny A.B. IZV. Crim. Astrophy. Obs, 1962, 28: 116
- [6] Beckers J. M. Solar Phys., 1968, 3: 258
- [7] 艾国祥, 胡岳风. 中国科学 A, 1986a, 8: 889
- [8] 艾国祥, 胡岳风. 中国科学 A, 1986b, 9: 987
- [9] 艾国祥. 空间太阳望远镜评估报告, 1997: 30
- [10]汤学胜, 毛伟军. 天文研究与技术, 2008, 5: 206
- [11] 阎吉祥, 魏光辉, 哈流柱等. 矩阵光学, 兵器工业出版社, 1995: 114
- [12] 江月松. 北京理工大学学报, 2002, 22: 731
- [13] 孔伟金, 李国华. 曲阜师范大学学报, 2002, 28: 60
- [14] 贺银波, 熊静懿, 郑伟等. 光子学报, 2002, 31: 507
- [15]孙刚, 金世龙. 应用光学, 2005, 26: 17
- [16]武因盛, 李艺, 陈万平等. 光电子激光, 1995, 6: 287
- [17]张为权. 光学学报, 2005, 25: 1420
- [18] 陈西园, 单明. 光学技术, 2006, 32:75
- [19] 陈卫斌, 顾培夫. 光学仪器, 2004, 26: 42

- [20]赵凯华. 光学, 高等教育出版社, 2004: 274
- [21]严瑛白. 应用物理光学, 机械工业出版社, 1990: 360
- [22] Banning B. J. Opt. Soc. Amer., 1974, 37: 729
- [23] 艾国祥, 胡岳风. 光学技术增刊, 1995: 2
- [24]林元章. 太阳物理导论, 科学出版社, 2000: 594
- [25]宋国峰. 中国科学院博士论文, 2002
- [26] 艾国祥, 胡岳风. 光学技术增刊, 1995: 14
- [27] 艾国祥, 胡岳风. 光学技术增刊, 1995: 9
- [28] 黄战华,程红飞,蔡怀宇等. 光学学报,2005,25:589
- [29] 王润轩. 激光技术, 2004, 28: 664
- [30] 胡树基. 首都师范大学学报(自然科学版), 2002, 23: 31
- [31]张为权. 光子学报, 1996, 25: 79
- [32]梁铨廷, 郑向东. 浙江大学学报, 1990, 24: 541
- [33] Zhang W. Q. Applied Optics, 1992, 31: 7328
- [34]严瑛白. 应用物理光学, 机械工业出版社, 1990: 346
- [35] Evans J. W. Opt. Amer, 1949, 39: 229
- [36] Kleeorin N., Kuzanyan K., Moss D. et al.. A&A, 2003, 409: 1097
- [37]Zhang H. Q., Sokoloff D., Rogachevskii I. et al.. MNRAS, 2006, 365: 276
- [38] Zhang H. Q., Wang D. G., Deng Y. Y. et al.. ChJAA, 2007, 7: 281
- [39] Su J. T., Zhang H. Q. Ap. J., 2007, 666: 559

- [40]王东光. 中国科学院博士论文, 2003
- [41]孙英姿, 王东光, 张洪起等. 光学学报, 2006, 26: 685
- [42]孙英姿, 王东光, 张志勇等. 天文研究与技术, 2008, 5: 74
- [43] 张志勇, 邓元勇, 王东光等. 光学 精密工程, 2007, 15: 1678
- [44] 苏美开, 宋连科, 李艺等. 应用激光, 1990, 10: 220
- [45]朱莉, 李锡善, 徐文东. 光学学报, 1995, 15: 1258
- [46]孙英姿. 中国科学院博士论文, 2007
- [47] November L. J., Stanffer F. R. Applied Opties, 1984, 23: 2333
- [48] Sokolova E., Mogo S. SPIE, 2001, 4436: 123
- [49] Peisakhson I.V., Degen A.B., Katranova N.A. J Opt Technol, 1996, 63: 607
- [50] Miyake K. P., Masutani K. Journal of Optics, 1977, 8: 175

发表文章目录

- [1]**玄伟佳**, 王东光, 邓元勇, 张志勇, 孙英姿. 光线追迹法在双折射滤 光器误差分析中的应用. 光学 精密工程, 2008, 16(5): 771-777
- [2]**玄伟佳**, 王东光, 邓元勇, 苏江涛, 张志勇, 孙英姿. 偏振光学元件 误差对双折射滤光器性能的影响. 光学 精密工程(已接收)
- [3]张志勇, 邓元勇, 王东光, 孙英姿, **玄伟佳**. 几种波片位相延迟测量方法的比较. 光学 精密工程, 2007, 15(11): 1678-1685
- [4]孙英姿, 王东光, 张志勇, 邓元勇, 张洪起, **玄伟佳**. 波片相位延迟的光强测量法研究. 天文研究与技术, 2008, 5(1): 74-82

致谢

从出发到现在,我走了很远,回头望去,是一路走来深深浅浅的脚印。每一步都是成长,每一步背后都有良师益友、父老亲朋的目光。他们用各自的方式,尽力地帮助我、支持我。他们对我的关怀,我铭记、我感动。

首先感谢国家天文台提供的宝贵学习机会,以及这份难得的经历。五年时光,是天文台培养了我,我愿为天文台的发展尽绵薄之力。

非常感谢我的导师邓元勇老师。您学识渊博、思维敏捷,无论在学习上,还是工作上,都处处为我考虑,所有这些我都铭记在心、不胜感激。

衷心感谢我的导师王东光老师。感谢您为培养我所付出的心血,感谢 您对我的指导、督促。您认真刻苦、热情真诚,这些无不深深影响着我。 在您身上,我不仅学到了如何做事,更懂得如何做人。

感谢张洪起老师一贯的关心与爱护。感谢包曙东老师的提携。感谢张志勇师兄、孙英姿师姐在课题上的帮助。感谢苏江涛老师、徐刚师兄、空间中心肖存英同学在计算机编程上的帮助。感谢空间实验室王慎老师、王森老师在像质检测上的帮助。感谢南京天光所章海鹰老师、倪厚坤老师在实验上的帮助。感谢冯志伟师兄、薛香香同学在英文方面的帮助。感谢我的室友蔡彦川、王栋、刘强、王传宇陪我走过这几年温馨的时光。感谢怀柔基地的全体老师和同学们,你们所给予我的比我付出的要多很多。感谢人教处杜红荣老师、艾华老师在学业期间提供的帮助。感谢研究生院韩一琴老师亲人一样的关爱。感谢我的发小儿、兄弟姐妹们,感谢你们在我最艰难时给予的无限支持。

最后,特别感谢我的父母,是你们的爱伴我一路前行,你们所付出的我一生都难以回报。你们是全世界最好的父母,不是之一。感谢天、感谢地、感谢我们是一家人。