

引用格式: WAN Fan, ZHONG Yue, QU Zhongquan, et al. High-precision Measurement Methods Research of Phase Retardance of Waveplates at $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ [J]. Acta Photonica Sinica, 2023, 52(5):0552215

万凡, 钟悦, 屈中权, 等. 波片延迟量在 $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ 的高精度测量方法研究[J]. 光子学报, 2023, 52(5):0552215

波片延迟量在 $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ 的高精度测量方法研究

万凡^{1,2}, 钟悦¹, 屈中权¹, 徐稚¹, 张辉¹, 彭洋^{1,2}

(1 中国科学院云南天文台, 昆明 650216)

(2 中国科学院大学, 北京 100049)

摘要:为了精确测量非消色差波片的延迟量与快轴方位角,基于拟合光强法与光谱分析法建立了一套高精度测量系统,实现了特定波长下非消色差波片延迟量在 $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ 的高精度测量。对波片延迟量的测量方法及误差来源进行了详细的模拟分析。在拟合光强法下,重点仿真了光源光强抖动变化、检偏器初始安装精度、旋转波片定位精度等随机误差与各项系统误差对测量精度的影响,详细分析了拟合光强法不能精确测量波片延迟量为 180° 的原因。在光谱分析法下模拟了光源光强抖动变化、光谱的单色精度、检偏器定位精度引入的测量误差。在测量系统的建立中对上述两种测量方法影响较大的误差均进行了抑制,并对探测器的光电响应非线性效应进行了修正。最后利用该测量系统对标称的 $\lambda/4$ 波片、 0.356λ 波片、 $\lambda/2$ 波片进行了相关实测并利用非线性最小二乘法对测量数据进行处理,获得了参考波长在 632.8 nm 的各波片的相位延迟量与快轴方位角。由该测量系统的实测结果可知:本文采用的拟合光强法测量 $\lambda/4$ 波片、 0.356λ 波片延迟量的测量误差小于 0.05° ,测量精度比传统光强测量法高一个数量级以上。对于 $\lambda/2$ 非消色差波片,在该测量系统下切换终端光强接受设备并采用光谱分析法对其进行测量,测得其延迟量误差小于 0.02° ,远小于拟合光强法的测量误差 0.70° ,克服了光强法无法精确测量波片延迟量为 180° 的缺陷。实测结果与模拟仿真相符。

关键词:测量;高精度;波片;相位延迟;方位角;误差分析;最小二乘法

中图分类号:O436.3

文献标识码:A

doi:10.3788/gzxb20235205.0552215

0 引言

波片是偏振光学技术中十分重要的偏振光学元器件,它可以改变入射偏振光的偏振状态,被广泛应用于光弹力学、现代光通讯技术、医疗诊断和光学精密测量中^[1]。在太阳物理研究领域中,太阳各种剧烈大气活动现象如日珥爆发、耀斑和日冕物质抛射(Coronal Mass Ejection, CME)与太阳磁场密切相关^[2],而国际上主流的太阳磁场观测手段是基于 Zeeman 效应对太阳磁敏线的偏振态及其强度进行观测^[3]。太阳望远镜在对太阳大气活动进行高精度偏振观测时,核心设备是偏振分析器与偏振定标单元。偏振分析器对太阳磁敏线的偏振信号进行调制,偏振定标单元对太阳望远镜自身的偏振误差进行定标,二者均使用了波片这种偏振相位延迟器^[4]。随着太阳物理研究领域的日益深入,太阳物理学家对太阳磁场的偏振测量精度要求达到 10^{-4} 量级乃至更高,如美国于 2019 年建成的全球最大太阳光学望远镜(Daniel K. Inoué Solar Telescope, DKIST)其偏振测量精度为 $5\times 10^{-4} I_c$ ^[5],德国 2012 年建成的太阳望远镜(GREGOR Solar Telescope, GREGOR)其偏振测量精度为 $10^{-4} I_c$ ^[6],国内云南天文台即将投入观测的光纤阵列太阳光学望远镜(Fiber Array Solar Optical Telescope, FASOT)其偏振测量精度要求达到 $8\times 10^{-4} I_c$ ^[7]。为了实现如此高的偏振测量精度,在太阳光学望远镜各子系统的偏振误差分配中,尽量降低由偏振分析器与偏振定标单元

基金项目:国家自然科学基金(Nos. 11527804, E011140301, 11873091, 12003066),中国科学院任务/院科研装备研制项目(No. Y9CZ051001),云南省基础研究计划(No. 2019FA001)

第一作者: 万凡, wanfan@ynao.ac.cn

通讯作者: 钟悦, yue_zhong@ynao.ac.cn

收稿日期: 2022-08-30; **录用日期:** 2022-11-18

<http://www.photon.ac.cn>

带来的偏振误差。由于波片制造工艺等因素的限制,波片真实的相位延迟量 δ 与理想值之间存在少许偏差。因此,为了实现太阳磁场的高精度偏振测量,波片作为偏振分析器的核心元件,对其相位延迟量 δ 和方位角的高精度测量方法的研究是十分必要的^[9]。

目前,对于波片相位延迟量与快轴方位角的测量方法可分为光强调制法^[9-13]、光谱扫描法^[13]、补偿法^[15]、干涉法^[16]和椭偏仪法^[17-18],不同测量方法具有各自不同的优缺点及适用范围^[9-10]。其中,光谱扫描法测量延迟量为 180° 的波片,其测量精度高,但对于延迟量为非 180° 的波片,其延迟量与初始方位角测量误差大;补偿法无法准确测量波片的快轴方位角,其延迟量测量精度完全依赖于标准补偿器件自身在不同波长处的相位延迟量精度;干涉法同样存在着无法准确测量波片快轴方位角的缺陷,其延迟量的测量精度同样依赖于干涉仪自身的分辨本领与白光干涉条纹的重复定位精度;至于椭偏仪法,其测量精度高且是无接触测量,能够实时高精度的测量出待测样品的偏振态与材料特性,如相位延迟量、快轴方位角、材料厚度和折射率等,是测量精度最高的偏振测量方法之一。但椭偏仪在正式测量之前需要对自身进行高精度的偏振定标,且椭偏仪的待测可用空间有限,无法用来测量较大的待测样品和仪器偏振特性;至于光强法,其测量装置简单、操作方便、测量结果实时快速且可利用的待测空间较大,可测量的待测样品种类,大小均不受限制。但光强法易受到探测器光电响应的非线性效应影响,除此之外光强法无法准确测量延迟量为 180° 的波片。针对上述光强测量法的缺陷,本文在详细分析了光强法的误差来源后,对各项误差进行了抑制并对探测器的非线性效应进行矫正。此外,在拟合光强法的测量基础上结合光谱分析法,实现了对非消色差波片延迟量为 $0^\circ\sim 360^\circ$ 的精确测量。整套测量系统的光路除终端光强接收设备需更换外,其它不变,该系统可实现任意延迟量与快轴方位角的精确测量,为后续进一步测量偏振分析器的偏振特性提供了测量基础。

1 测量原理与测量系统

1.1 测量原理

波片延迟量与快轴方位角的测量系统光路原理如图1所示,拟合光强法中,出射白光经准直系统准直成平行光后依次通过孔径光阑、窄带滤光片、起偏器、待测非消色差波片、检偏器,最后被光功率计探测,整个测量过程中,待测波片被高精度步进电机带动匀速旋转。光谱分析法中,上述测量光路不变,仅需移除窄带滤光片,并将光谱仪移入终端替换光功率计作为光强接收设备,此时不旋转待测波片。以起偏器的透过轴作为主轴方向即 x 轴正方向,光传播的方向为 z 轴正方向,依此建立右手全局坐标系。

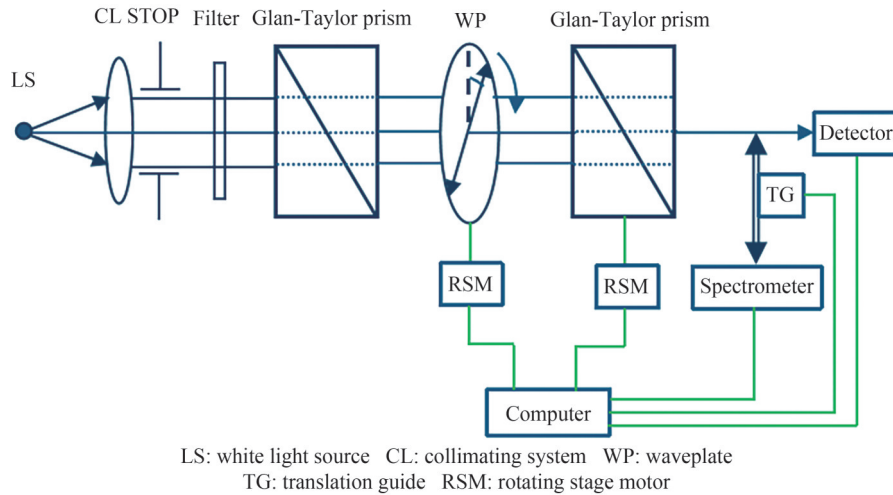


图1 波片测量光路原理图

Fig.1 Optical schematic diagram of measurement for waveplates

在利用拟合光强法测量待测波片的延迟量与快轴方位角的过程中,根据各偏振元器件的Muller矩阵,光功率计接收到的调制光强 I_{out} 可表示为

$$I_{out} = [1, 0, 0, 0] M_{PA}(\theta_3) M_{WP}(\theta_{2(initial)} + n \cdot \Delta\theta_2, \delta) M_{PG}(\theta_1) [1, 0, 0, 0]^T \tau I_{in} \quad (1)$$

式中, I_{in} 为入射光强; τ 为整个测量系统的透过率; $[1, 0, 0, 0]^T$ 为光强的Stokes输入矢量; $M_{PG}(\theta_1)$ 为起偏器的Muller矩阵, $\theta_1 = 0^\circ$; $M_{WP}(\theta_{2(initial)} + n \cdot \Delta\theta, \delta)$ 为待测旋转波片的Muller矩阵,其中初始快轴方位角 $\theta_{2(initial)}$ 未知, $\Delta\theta_2$ 为旋转步长, n 为旋转步数, δ 为延迟量未知; $M_{PA}(\theta_3)$ 为检偏器的Muller矩阵,其偏振透过轴的方位角为 θ_3 ; $[1, 0, 0, 0]$ 为光强的Stokes响应矢量; I_{out} 为光功率计探测到的调制光强。

将线偏振元件与波片的Muller矩阵^[19]代入式(1)并展开,探测到的调制光强 I_{out} 与待测波片延迟量 δ 可表示为矩阵形式有

$$I_{out} = \frac{1}{8} I_{in} \tau D \begin{bmatrix} 1 \\ \cos \delta \end{bmatrix} \quad (2)$$

$$D = \begin{bmatrix} 2 + \cos 2\theta_3 + \cos(2\theta_3 - 4(\theta_{2(initial)} + n \cdot \Delta\theta_2)), \cos 2\theta_3 - \cos(2\theta_3 - 4(\theta_{2(initial)} + n \cdot \Delta\theta_2)) \end{bmatrix} \quad (3)$$

由式(2)、(3)可知,调制光强 I_{out} 与 $\cos \delta$ 构成了一个线性系统,为了充分降低线性系统的随机误差,如入射光强 I_{in} 的抖动、系统透过率 τ 、旋转电机的定位精度等因素对测量结果的干扰,提高系统的测量精度与稳定性,需要确定合适的检偏方位角 θ_3 与波片的旋转步长 $\Delta\theta_2$ 。系统矩阵 D 的谱条件数 $\text{cond}(D)_2$ ^[20-21]越小,测量系统的测量精度越高,其稳定性越好。由于系统矩阵 D 中波片初始快轴方位角 $\theta_{2(initial)}$ 为待测量,本文模拟仿真了 $\theta_{2(initial)}$ 分别为 -80° 、 -60° 、 -40° 、 -20° 、 0° 、 20° 、 40° 、 60° 、 80° 九种情况下的 $\text{cond}(D)_2$ 随检偏方位角 θ_3 、波片旋转步长 $\Delta\theta_2$ 的综合变化结果。如图2所示。

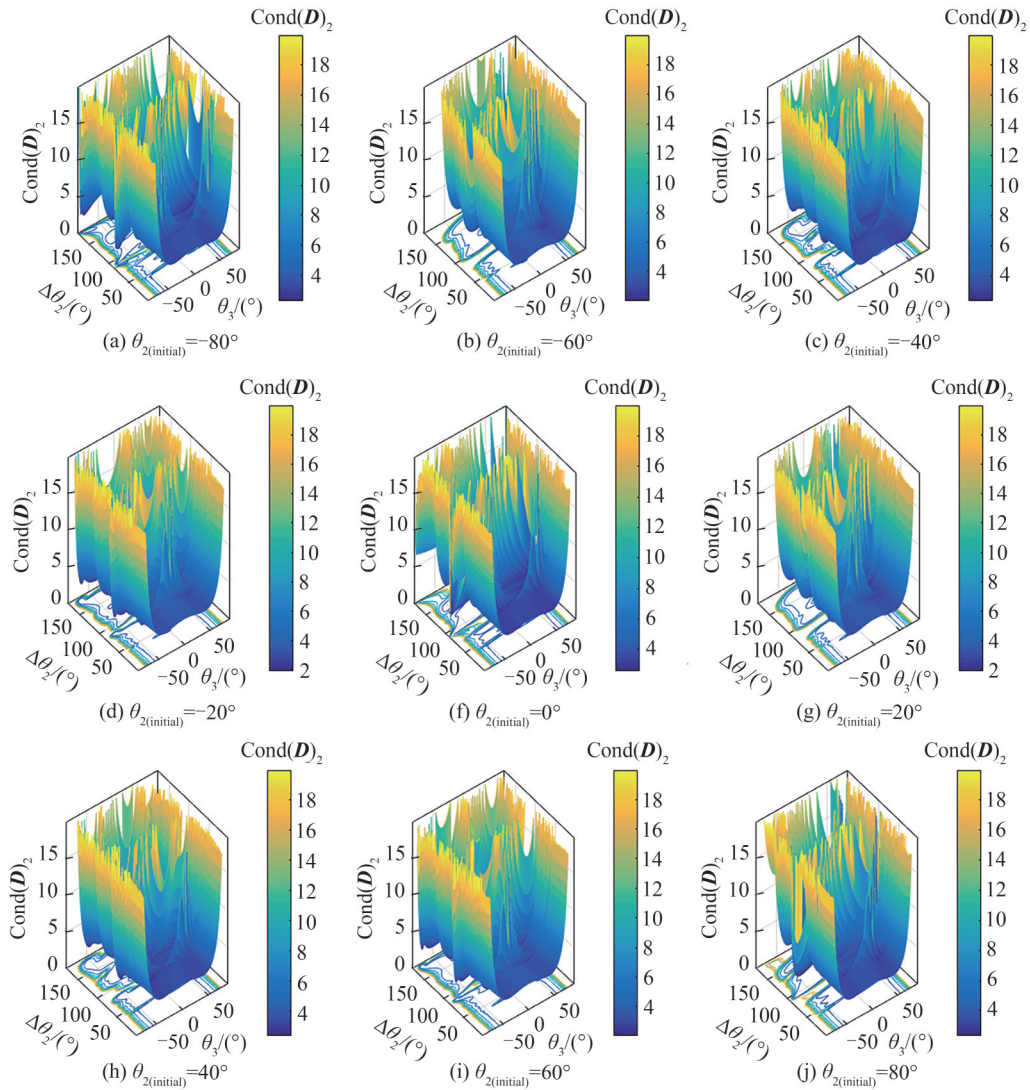


图2 系统矩阵 D 的谱条件数 $\text{cond}(D)_2$

Fig.2 Condition number $\text{cond}(D)_2$ of system matrix D

由图2可知,当检偏方位角 θ_3 在 $\pm 45^\circ$ 以内且待测波片旋转步长 $\Delta\theta_2$ 在 10° 以内时,图2所示的9种系统矩阵 D 的谱条件数 $\text{cond}(D)_2$ 较小,系统稳定性较好,测量精度较高。当检偏器方位角 θ_3 为 $\pm 90^\circ$ 或旋转步长 $\Delta\theta_2$ 为 45° 的整数倍时,图2所有的系统矩阵 D 的谱条件数 $\text{cond}(D)_2$ 均很大,表明此种情况下系统的稳定性很差,系统对随机误差很敏感。再结合整个测量过程中,数据点太少影响测量精度,数据点太多则采集时间过长。综上考虑,本测量系统确定检偏器方位角 θ_3 为 45° ,待测波片的旋转步长 $\Delta\theta_2$ 为 3° ,旋转步数 n 为120步。将 $\theta_3 = 45^\circ$ 、 $\Delta\theta_2 = 3^\circ$ 带入式(1)可得 I_{out} 为

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{4} I_{\text{in}} \tau + \frac{1}{8} I_{\text{in}} \tau (1 - \cos \delta) \cdot \sin(4(\theta_{2(\text{initial})} + n \cdot \Delta\theta_2)) \quad (4)$$

式中,未知参数为 τI_{in} 、 δ 、 $\theta_{2(\text{initial})}$,对光功率计采集到的光强 I_{out} 进行非线性最小二乘法拟合,即可拟合得到待测波片延迟量 δ 与快轴初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 。此外,由 I_{out} 对 δ 求偏导 $\frac{\partial I_{\text{out}}}{\partial \delta}$ 可知,当 $\delta = 0^\circ(360^\circ)$ 或 $\delta = 180^\circ$ 时, $\frac{\partial I_{\text{out}}}{\partial \delta} = 0$,此时光强 I_{out} 处于极大值或极小值,对延迟量 δ 的变化不敏感。此区域内测量系统的信噪比低,测量误差大。因此对于特定波长下 $\delta = 180^\circ$ 的非消色差波片,上述拟合光强法无法精确测量该波片的延迟量 δ 。

对于拟合光强法无法精确测量延迟量在 180° 附近的非消色差波片的缺陷,基于该测量系统结合光谱分析法可实现精确测量。此时不旋转待测波片,光谱仪对经起偏器、待测波片、检偏器的白光进行色散,通过分析白光色散光谱即可精确测量波片的延迟量 δ 与快轴初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 。由式(4)可知,此时色散光谱各波长点处的光强值与待测波片延迟量 δ 、快轴初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 的关系为

$$I_{\text{out}} = \frac{1}{4} I_{\text{in}} \tau + \frac{1}{8} I_{\text{in}} \tau \left(1 - \cos \frac{N}{\lambda}\right) \cdot \sin 4\theta_{2(\text{initial})} \quad (5)$$

$$\delta = \frac{N}{\lambda} \quad (6)$$

式中,未知参数为 τI_{in} 、 N 、 $\theta_{2(\text{initial})}$, $N = 2\pi \cdot (n_o(\lambda) - n_e(\lambda)) \cdot d$,在参考波长为 λ_{ref} 的条件下, $n_o(\lambda)$ 为待测波片o光方向的折射率, $n_e(\lambda)$ 为e光方向的折射率, d 为波片的光学厚度。在 $\Delta\lambda \leq 20 \text{ nm}$ 时, $n_o(\lambda)$ 、 $n_e(\lambda)$ 随波长 λ 变化很小可认为是常数,则待求参数 N 同样为常数,再根据公式(6)即可得到非消色差波片的延迟量 δ 与延迟量 $\delta = 180^\circ$ 的真正参考波长 $\lambda_{\text{ref}(\text{real})}$ 。

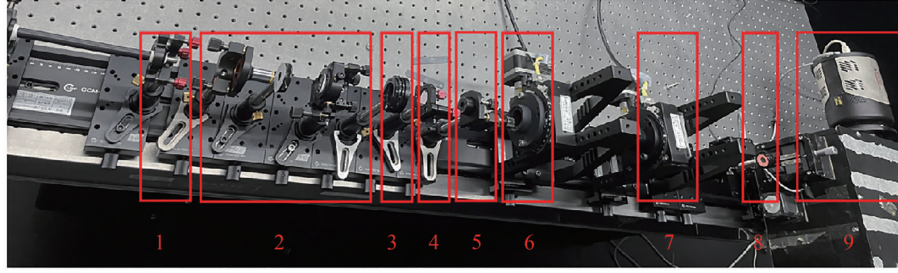
但对于延迟量 $\delta \neq 180^\circ$ 的非消色差波片而言,运用光谱分析法测量该波片的延迟量与快轴方位角的精度较差。由拟合式(5) I_{out} 对 λ 求偏导 $\frac{\partial I_{\text{out}}}{\partial \lambda}$ 可知, $N = k\pi\lambda$ 时, $\frac{\partial I_{\text{out}}}{\partial \lambda} = 0$,此时 I_{out} 为极大值或极小值。若 $N \neq k\pi\lambda$, $\frac{\partial I_{\text{out}}}{\partial \lambda} \neq 0$,此时拟合式(10)的斜率与 N 密切相关。而 N 是波长 λ 的函数,波长 λ 变化范围较大,则前提近似 $n_o(\lambda)$ 、 $n_e(\lambda)$ 为常数不再成立, N 此时是一个变化的参数,且整个系统的透过率也将会发生变化,待拟合参数不在具有唯一性与确切的物理意义。故延迟量 $\delta \neq 180^\circ$ 的波片,不能使用光谱分析法精确测量其延迟量与快轴方位角。

1.2 测量系统

根据图1所示的波片延迟量与快轴方位角测量原理图,在实验室建立了对应的波片测量系统如图3所示。拟合光强法中,白光光源1发出白光经准直系统2准直后经孔径光阑3、滤光片4、起偏棱镜5成为单色线偏振光,线偏振光再经待测波片6、检偏棱镜7最后被光功率计8所接受。整个测量过程中,高精度电机带动待测波片匀速旋转。而在光谱分析法测量过程中,需将滤光片4移出测量光路,且将终端光强接受设备更换为光谱仪与配套的电荷耦合器件(Charge Coupled Device camera, CCD)相机9,此时不旋转待测波片。图3中,构成波片检测系统所有的光学元器件均被清楚的标明,其关键的系统参数将被详细阐述。

1)白光光源:其型号为Edmund,MI-150,波长范围为200 nm~1100 nm,由稳压电源供电,其光强稳定性标称 $\leq 2\%$ 。

2)准直系统:准直系统由显微物镜、孔径光阑、准直透镜构成,将入射白光准直成平行光束。



1: Light source 2: Collimating system 3: Stop 4: Filter 5: Polarization generator
6: Waveplate (rotating stage motor 1) 7: Polarization analyzer (rotating stage motor 2)
8: Power meter 9: Spectrometer (CCD camera)

图3 波片测量系统光路实物图

Fig.3 Optical photograph of measurement system for waveplate

3)孔径光阑:调节经准直系统准直后的平行光束的尺寸为5 mm。

4)滤光片:其中心波长为632.8 nm,FWHM为 3 ± 0.6 nm,透过率 $\geq 80\%$,口径为25.4 mm。将待测波片的标定参考波长 λ_{ref} 从白光中滤出。

5)起偏器:起偏器为Glan-Taylor棱镜,其工作波段为350 nm~2 300 nm,消光比大于100 000:1,光束偏离 $< 3'$,通光口径为15 mm。

6)待测波片:待测波片是购置的三种商用真零级非消色差波片,标称参考波长为632.8 nm,其延迟量标称分别为 $\delta = 180^\circ, 128.16^\circ, 90^\circ$,通光口径均为25.4 mm。待测波片被安装在高定位精度的步进电机(Princeton Instruments,型号C-885.R1)上,步进电机的定位精度为 $20''$,能显著的降低由于电机定位精度不足带来的随机误差。最大旋转速度可达 $1\ 000^\circ/\text{s}$,极大的缩短数据采集时间。

7)检偏器:检偏器同样由Glan-Taylor棱镜承担。此外,检偏棱镜也被安装在高定位精度的步进电机。

8)光功率计:其型号为THORLAB,PM100D,探测波长范围为400 nm~1 100 nm,探测量程为 $0.05\ \mu\text{W}\sim 50\ \text{mW}$,能量分辨率为 $0.01\ \mu\text{W}$,探测器靶面尺寸为9.5 mm。

9)光谱仪与CCD相机:光谱仪型号为Princeton Instruments,SP2750i,其工作波段为350 nm~1 100 nm,焦距 $f = 750\ \text{mm}$, $F/9.7$,光谱分辨率为 $0.03\ \text{nm}@633\ \text{nm}$ 。配套的2K CCD相机,其像元尺寸为 $13.5\ \mu\text{m}$,波段在400 nm~900 nm,量子效率(Quantum Efficiency, QE) $\geq 90\%$ 。此外,为了降低交流电压不稳定带来的随机误差扰动,所有接电设备均由稳压电源供电。

1.3 探测器的非线性效应矫正

在利用拟合光强法测量待测波片延迟量与快轴方位角之前,首先需要确定光功率计的非线性效应系数,并在后续的数据处理中,对探测的光强数据进行矫正。光功率计光电响应的非线性效应可表示为^[10]

$$I_{out} = a_0 + a_1 I_{real} + a_2 I_{real}^2 + a_3 I_{real}^3 + \dots \quad (7)$$

式中, I_{out} 为光功率计显示的光强读数, I_{real} 是能量计接收到的真实光强, $a_i (i = 0, 1, 2, \dots)$ 为非线性响应系数。对于常见的探测器而言,探测器接收到的真实光强其三阶及以上的非线性效应影响不大,可以忽略不计^[10-11]。因此只需要对探测到的光强 I_{out} 进行二阶及二阶以下的矫正,即可得到真实的输出光强 I_{real} 。

此外,检偏棱镜透过轴相对起偏器透过轴的初始方位角 $\theta_{3(initial)}$ 也需提前测定,此时不装载待测波片,只旋转装载有检偏Glan-Taylor棱镜的步进电机2(RSM2),以 $\Delta\theta_3 = 3^\circ$ 为步长,旋转5圈,光功率计同步采集相应的输出光强 I_{out} 。若不考虑光功率计光电响应的非线性效应^[10-11],由式(1)可知只旋转检偏棱镜的 I_{out} 可表示为

$$I_{out} = [1, 0, 0, 0] \mathbf{M}_{PA}(\theta_{3(initial)} + n \cdot \Delta\theta_3) \mathbf{M}_{PG}(\theta_1) [1, 0, 0, 0]^T \tau I_{in} \quad (8)$$

将式(8)进一步展开为

$$I_{out} = \frac{1}{4} \tau I_{in} + \frac{1}{4} \tau I_{in} \cos(2\theta_{3(initial)} + 2 \cdot (n \cdot \Delta\theta_3)) \quad (9)$$

未知参数为 τI_{in} 、 $\theta_{3(initial)}$,将光功率计的非线性效应影响考虑进来,结合式(7)和(9)可知光功率计显示的光强读数 I_{out} 为

$$I_{\text{out}} = a_0 + a_1 \left(\frac{1}{4} \tau I_{\text{in}} + \frac{1}{4} \tau I_{\text{in}} \cos(2\theta_{3(\text{initial})} + 2 \cdot (n \cdot \Delta\theta_3)) \right) + a_2 \left(\frac{1}{4} \tau I_{\text{in}} + \frac{1}{4} \tau I_{\text{in}} \cos(2\theta_{3(\text{initial})} + 2 \cdot (n \cdot \Delta\theta_3)) \right)^2 \quad (10)$$

利用最小二乘法对式(10)进行非线性拟合,得到待拟合参数 τI_{in} 、 $\theta_{3(\text{initial})}$ 、 a_0 、 a_1 、 a_2 。

最小二乘法的拟合公式为^[11]

$$\chi^2 = \frac{1}{120} \sum_{n=1}^{120} (I^n - I_{\text{fitting}}^n)^2 \quad (11)$$

式中, I^n 为波片每旋转一步光功率计采集的光强值, n 为旋转步数, I_{fitting}^n 为每步的拟合光强值, χ^2 为拟合残差。

2 波片测量精度分析

2.1 测量误差来源分析

在整个波片测量系统的设计与建立过程中,已通过稳压电源稳压、搭建准直性优异的光路、采用高精度电机等措施来降低各种随机误差和系统误差。但误差可以降低,却不可能完全消除。根据本测量系统的光学元器件构成,拟合光强法的误差来源主要有光源光强的起伏、准直光束的偏离、窄带滤光片的带宽、步进电机的定位精度和光功率计光电响应的非线性效应。光谱分析法的误差来源有光源光强的起伏、准直光束的偏离、光谱仪的单色精度。其中准直光束的偏离、滤光片的带宽、光功率计光电响应的非线性效应和光谱仪的单色精度是测量系统的系统误差,光源光强的起伏、电机的定位精度是随机误差。

准直光束的偏离引入的系统误差是由于准直光没有完全垂直于光学元件入射,波片延迟量 δ 随入射角 i 的变化而变化。以入射角 i 最大为 1° 分析^[13],中心波长为632.8 nm,计算待测波片的延迟量偏差 $\Delta\delta/\delta$ 为0.006 17%。至于滤光片的带宽 $\Delta\lambda$ 引入的系统误差,本测量系统所采用的窄带滤光片其中心波长在632.8 nm、FWHM为 3 ± 0.6 nm,其 $\Delta\delta/\delta$ 经计算为 $1.873 0 \times 10^{-6}$,可忽略不计。而光功率计光电响应的非线性效应,在本文1.3节中已经进行了详细阐述并进行了相应的修正。

2.2 波片测量误差的模拟仿真

拟合光强法中光源光强的起伏和电机的定位精度带来的随机误差,是本测量系统需要重点抑制的对象。白光光源由稳压电源供电,但其输出光强任然存在着微小的起伏。在正式测量之前,需要采集光源的光强读数,确认光源的抖动量级及稳定的工作时间。图4是正式测量之前,利用光功率计采集的光源强度数据。

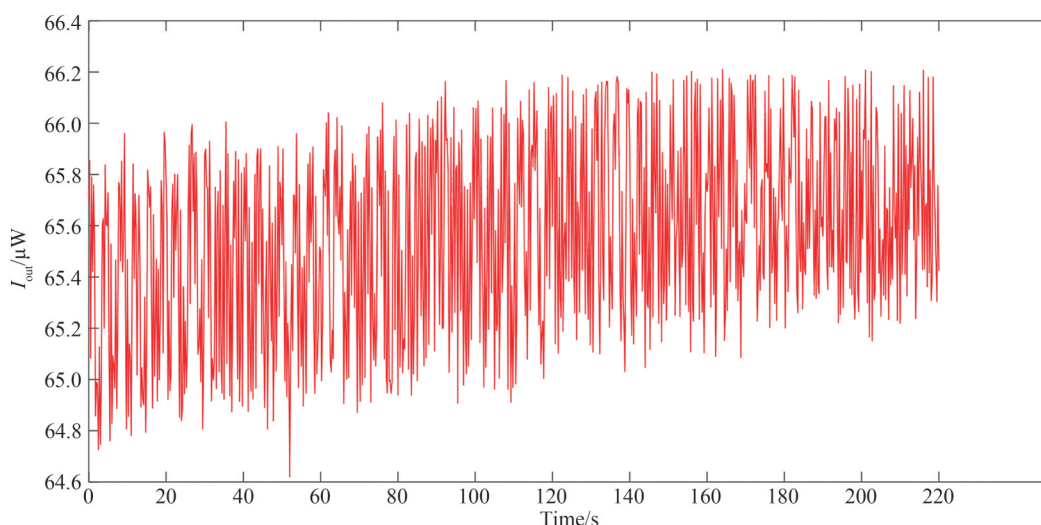


图4 光源辐射强度起伏的实测结果

Fig.4 The measured results of the fluctuation of the radiant intensity of the light source

由图4可知,白光光源的平均光强为 $65.397 \mu\text{W}$,光强起伏的标准差为 $0.402 \mu\text{W}$,最大光强起伏为 $1.38 \mu\text{W}$ 是平均光强的2.1%,稳定的工作时间 ≥ 4 min。

对于电机的定位精度误差,可进一步细分为波片的初始方位角定位误差,波片的旋转定位误差,检偏器的初始方位角定位误差。对上述随机误差的实际扰动量级进行模拟仿真,分析其对波片延迟量测量的影响。模拟中,光源光强起伏最大为平均光强的2.1%,波片的初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 最大误差为 0.5° ,波片的旋转定位误差最大为 $20''$,检偏初始方位角 $\theta_{3(\text{initial})}$ 最大误差为 0.5° 。根据式(1)在Matlab中对各项误差来源在最大误差限内各产生20组随机值进行模拟,再根据式(4)进行拟合求解取平均值。模拟仿真结果如图5、图6所示。

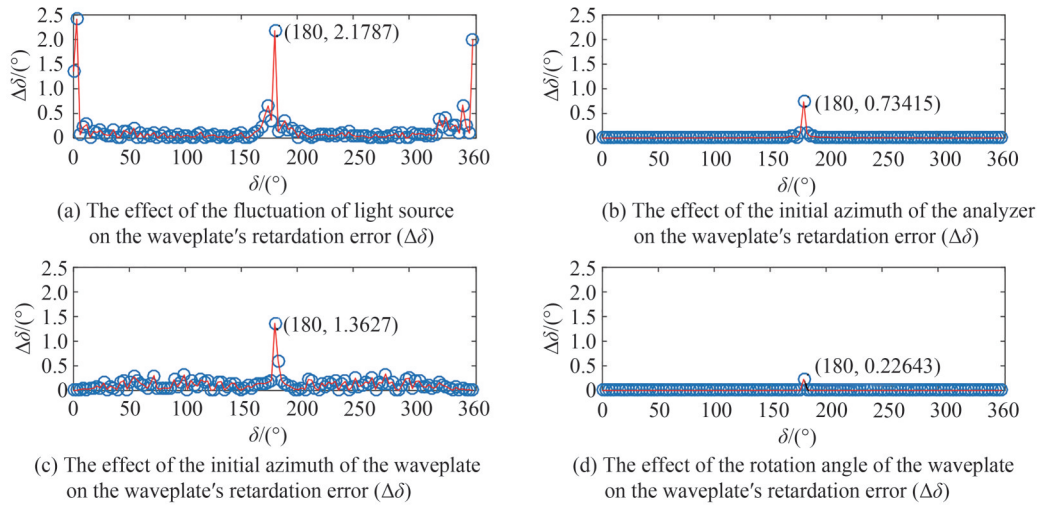


图5 模拟各单项随机误差作用下波片延迟量误差 $\Delta\delta$ 随延迟量 δ 的变化

Fig.5 Simulating the variation of the waveplate's retardation error ($\Delta\delta$) with retardation(δ) under the influence of each single random error

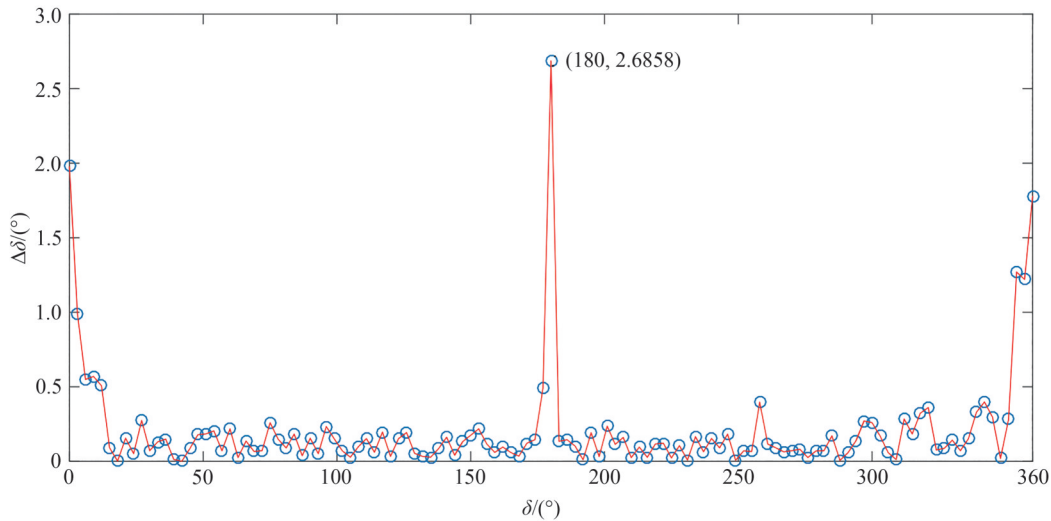


图6 各随机误差的综合作用对波片延迟量误差 $\Delta\delta$ 的影响

Fig.6 The influence of the combined effect of random errors on the waveplate's retardation error ($\Delta\delta$)

图5为各单项随机误差作用下,模拟波片延迟量平均误差 $\Delta\delta$ 随延迟量 δ 的变化。由仿真结果可知,光源抖动带来的测量误差是最严重的,最不敏感的是波片旋转角定位误差。图6为上述所有的随机误差综合作用进行20次模拟仿真的结果。由图6可知,当待测波片延迟量 $\delta \neq 180^{\circ}$ 时,上述随机误差的综合作用引起的波片延迟量误差 $\Delta\delta \leq 0.5^{\circ}$,利用拟合光强法的测量精度较高;当待测波片延迟量 $\delta = 180^{\circ}$ 时,其延迟量误差 $\Delta\delta \geq 2.5^{\circ}$,测量误差较大,此时拟合光强法不再适用。

对于特定波长下非消色差波片延迟量 $\delta = 180^{\circ}$ 的测量,根据式(1)、(5)和(6)在Matlab中对其进行了相关模拟。模拟光源光强抖动最大为2.1%,波长单色带宽最大为0.03 nm,波片初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 最大误差为

0.5°, 检偏初始方位角 $\theta_{3(\text{initial})}$ 最大误差为 0.5°, 其结果如图 7 所示。

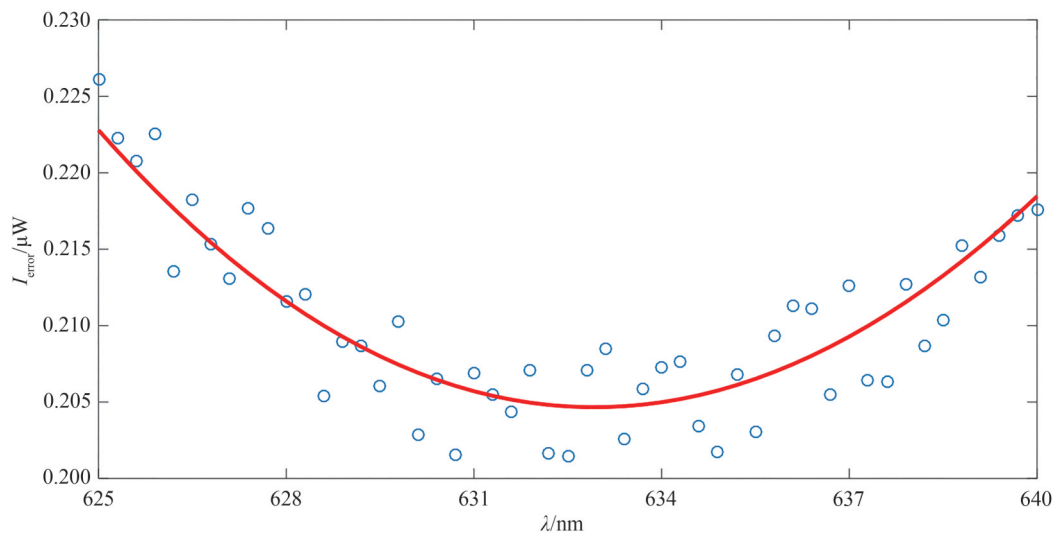


图 7 波片待求参数 $(\tau I_{in}, N, \theta_{2(\text{initial})})$ 的非线性拟合模拟

Fig.7 Simulation of nonlinear fitting of Waveplate's Parameters $(\tau I_{in}, N, \theta_{2(\text{initial})})$

图 7 中蓝色圆圈表示在最大的误差限内利用式(1)模拟得到的输出光强, 红色曲线是根据式(5)对带有误差的光强 I_{error} 进行非线性最小二乘法拟合得到的最佳拟合曲线, 从而得到待拟合参数 N 与 $\theta_{2(\text{initial})}$, 再根据式(6)即可得到待测延迟量 δ 。

模拟的波片其中心波长为 632.8 nm, 延迟量 δ 为 180°。采用中心波长为 632.8 nm、带宽 $\Delta\lambda$ 为 15 nm、波长间隔为 0.5 nm 进行模拟仿真, 得到待拟合参数 N 为 1.9924 μm , 延迟量为 $\delta = 180.4^\circ$, 同时可得到 $\delta = 180^\circ$ 对应的中心波长为 633.67 nm。由模拟结果可知: 此测量方法的测量精度远远高于拟合光强法对于特定波长下非消色差波片 $\delta = 180^\circ$ 的测量精度。

3 实测结果分析

3.1 拟合光强法实测结果

在实验室建立了如图 3 所示的波片测量系统后, 通过旋转检偏棱镜测量探测器的非线性效应系数 $a_i (i = 0, 1, 2)$ 和检偏 Glan-Taylor 棱镜的初始方位角 $\theta_{3(\text{initial})}$ (见式(10))。其测量结果如图 8 所示。

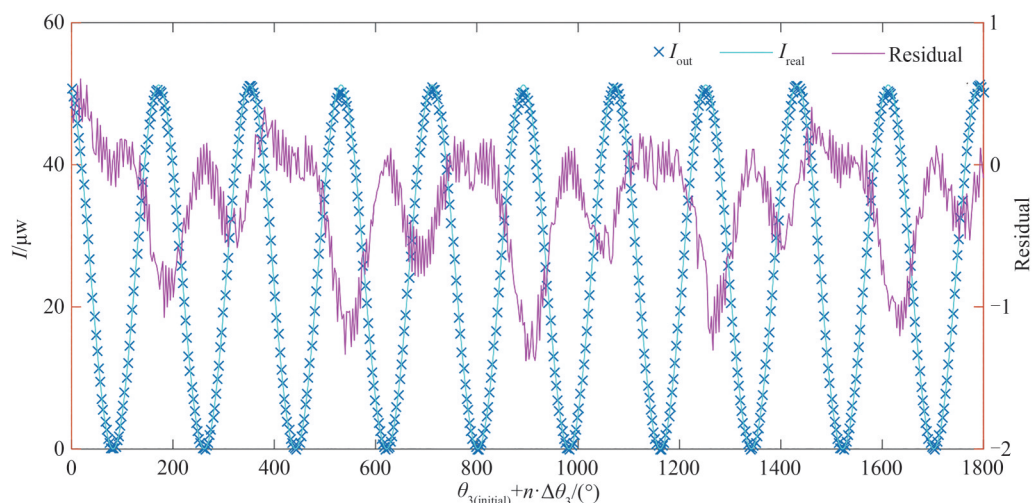


图 8 探测器非线性效应修正前后光强对比

Fig.8 Comparison of light intensity before and after the nonlinear effect correction of the detector

图8中深蓝色(\times)为光功率计显示的光强 I_{out} ,浅蓝色曲线为矫正光功率计非线性效应的真实光强 I_{real} ,粉色曲线为真实光强 I_{real} 与探测光强 I_{out} 的残差。拟合得到 $\theta_{3(initial)} = 8.065^\circ$, $a_0 = -4.76 \times 10^{-4}$, $a_1 = 0.9908$, $a_2 = -3.27 \times 10^{-4}$ 。

控制电机2(RSM2)将检偏棱镜的初始方位角 $\theta_{3(initial)}$ 旋转到 45° ,并将待测波片装载在电机1(RSM1)上,电机1以 $\Delta\theta_2 = 3^\circ$ 为步长,500°/s的速度旋转5圈。利用拟合光强法对中心波长在632.8 nm附近的 $1/4\lambda$ 波片进行了测量,其测量结果如图9所示。

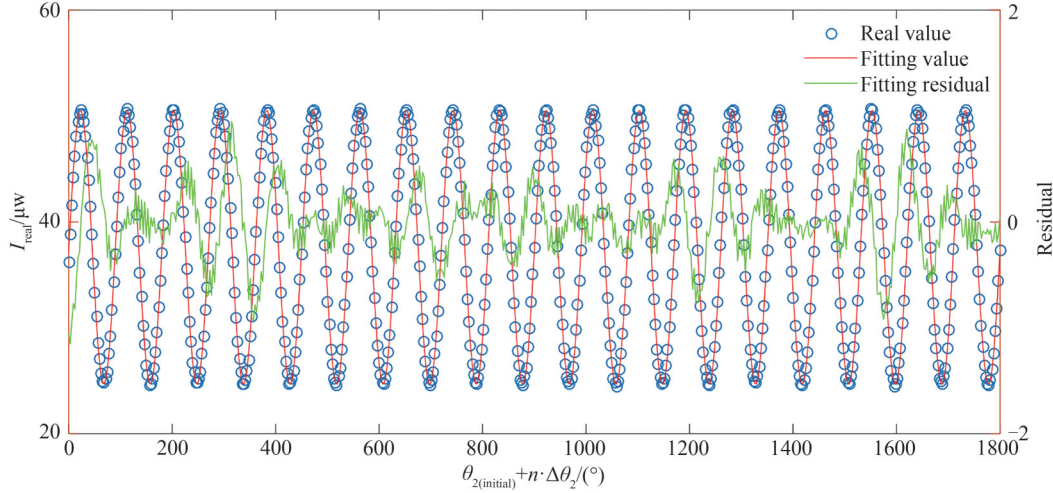


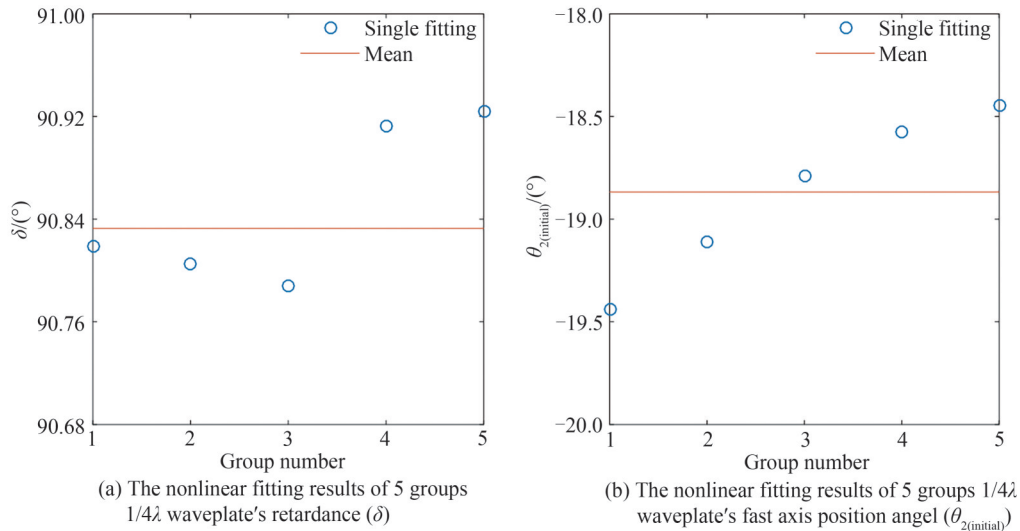
图9 光强随待测 $1/4\lambda$ 波片旋转角变化的非线性最小二乘法拟合结果

Fig.9 The nonlinear least squares fitting results of light intensity as a function of the rotation angle of the $1/4\lambda$ waveplate

图9中蓝色圆圈是非线性矫正后的 I_{real} ,红色实线是根据式(11)对 I_{real} 进行最非线性拟合 χ^2 最小的拟合曲线。绿色实线是波片在不同角度下真值 I_{real} 与拟合值 $I_{fitting}$ 的残差曲线,最大残差值为 $1.1516 \mu W$,最大残差比 $(I_{real} - I_{fitting})/I_{real}$ 为2.97%。拟合得到 $1/4\lambda$ 波片从 0° 连续旋转到 1800° 的延迟量 $\bar{\delta}$ 为 90.83° ,初始方位角 $\bar{\theta}_{2(initial)}$ 为 -18.87° 。

为了进一步分析 $1/4\lambda$ 波片延迟量与初始方位角的拟合精度,本文对矫正后的 I_{real} 进行每 360° 分离,得到5组数据,根据式(11)对这5组数据分别拟合,拟合结果如图10所示。

图10(a)中, $1/4\lambda$ 波片延迟量 $\delta(i)$ 的 δ_{max} 为 90.92° , δ_{min} 为 90.79° ,与 $\bar{\delta}_{1/4\lambda}$ 的RMS为 0.06° 。图10(b)中,初



(a) The nonlinear fitting results of 5 groups $1/4\lambda$ waveplate's retardance (δ)

(b) The nonlinear fitting results of 5 groups $1/4\lambda$ waveplate's fast axis position angel ($\theta_{2(initial)}$)

图10 5组 $1/4\lambda$ 波片测量数据的非线性拟合

Fig.10 The nonlinear fitting results of measurement data of 5 groups $1/4\lambda$ waveplate

始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}(i)$ 的最大值为 -18.4° , 最小值为 -19.4° , 与 $\overline{\theta_{2(\text{initial})}}$ 的 RMS 为 0.4° 。

利用拟合光强法对参考波长在 632.8 nm 附近的 0.356λ 波片和 $1/2\lambda$ 波片进行了相同的测量与数据处理。其测量结果如表 1 所示。

表 1 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片、 $1/2\lambda$ 波片的非线性拟合结果
Table 1 Nonlinear fitting results of $1/4\lambda$ waveplate, 0.356λ waveplate and $1/2\lambda$ waveplate

| Sample | Item | δ | $\overline{\theta_{2(\text{initial})}}$ |
|--------------------------|--------------------------------------|----------------|---|
| 90° waveplate | Average of 5 measurements | 90.83° | -18.9° |
| | Maximum of 5 measurements | 90.93° | -18.4° |
| | Minimum of 5 measurements | 90.79° | -19.4° |
| | Standard deviation of 5 measurements | 0.06° | 0.4° |
| 128.16° waveplate | Average of 5 measurements | 128.09° | -26.95° |
| | Maximum of 5 measurements | 128.19° | -26.94° |
| | Minimum of 5 measurements | 128.05° | -26.97° |
| | Standard deviation of 5 measurements | 0.05° | 0.01° |
| 180° waveplate | Average of 5 measurements | 181.2° | -44.87° |
| | Maximum of 5 measurements | 182.3° | -44.84° |
| | Minimum of 5 measurements | 180.4° | -44.89° |
| | Standard deviation of 5 measurements | 0.7° | 0.02° |

3.2 其他光强法实测结果对比

为了比较本文所采用的拟合光强法测量非 $1/2\lambda$ 波片延迟量 δ 与快轴初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 的精度, 在本测量系统下, 本文还对传统的其他两种测量波片延迟量 δ 的方法进行了相关实测, 比较了本测量方法与其他光强法测量波片延迟量 δ 的精度。

传统光强法采用的一种测量方式是将波片快轴方位角 θ_2 固定在 45° , 再将检偏器的快轴方位角分别旋转到 $\theta_3 = 0^\circ$ 与 $\theta_3 = 90^\circ$ 的位置, 即检偏器透过轴与起偏器透过轴平行与垂直^[11-12]。则待测波片延迟量 δ 为

$$\delta = 2\arctan \sqrt{\frac{I_{\text{out}}(90^\circ)}{I_{\text{out}}(0^\circ)}} \quad (12)$$

将 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片进行了上述方法的测量, 并将采集的 5 组光强数据进行非线性系数矫正, 根据式 (12) 得到待测波片的延迟量 δ 如图 11 所示。

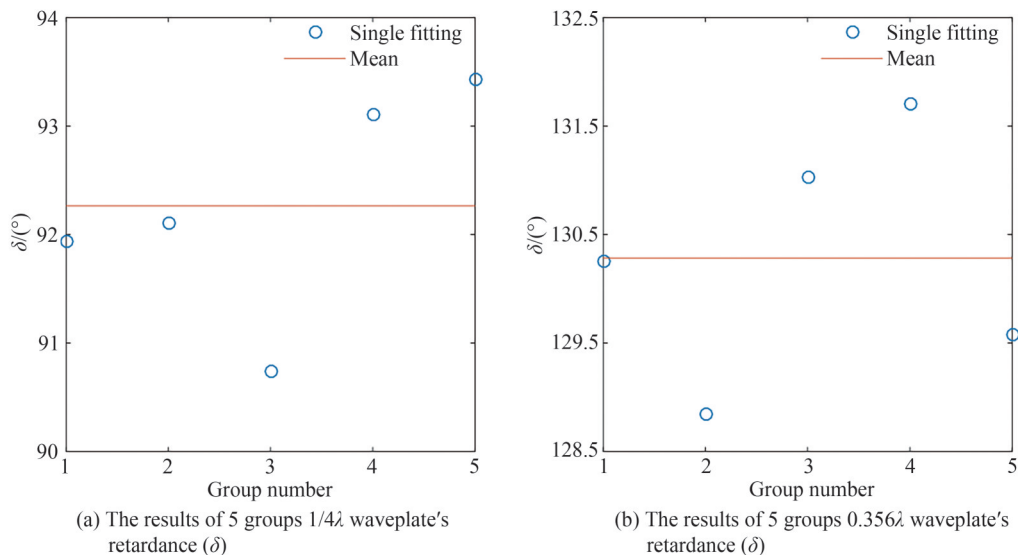


图 11 第一种光强法测量 $1/4\lambda$ 与 0.356λ 波片延迟量 δ 的结果

Fig.11 The results of the first light intensity method to measure the retardation of $1/4\lambda$ and 0.356λ waveplates

由图 11 可知,采用这种光强法测量 $1/4\lambda$ 波片延迟量其均值 $\bar{\delta}_{1/4\lambda}$ 为 92.26° , δ_{\max} 为 93.43° , δ_{\min} 为 90.74° , 与 $\bar{\delta}_{1/4\lambda}$ 的 RMS 为 0.96° ; 0.356λ 波片均值延迟量 $\bar{\delta}_{0.356\lambda}$ 为 130.28° , δ_{\max} 为 131.70° , δ_{\min} 为 128.85° , 与 $\bar{\delta}_{0.356\lambda}$ 的 RMS 为 0.98° 。

另一种光强测量法是将检偏器的快轴方位角 θ_3 固定在 45° , 旋转待测波片, 记录探测光强 I_{out} 的最大值 I_{\max} 与最小值 I_{\min} [11-12], 则待测波片延迟量 δ 为

$$\delta = 2\arcsin \sqrt{\frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}} \quad (13)$$

将 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片均进行了 5 次测量, 将采集的 5 组数据进行非线性矫正后, 根据式 (13) 得到待测波片延迟量 δ 如图 12 所示。

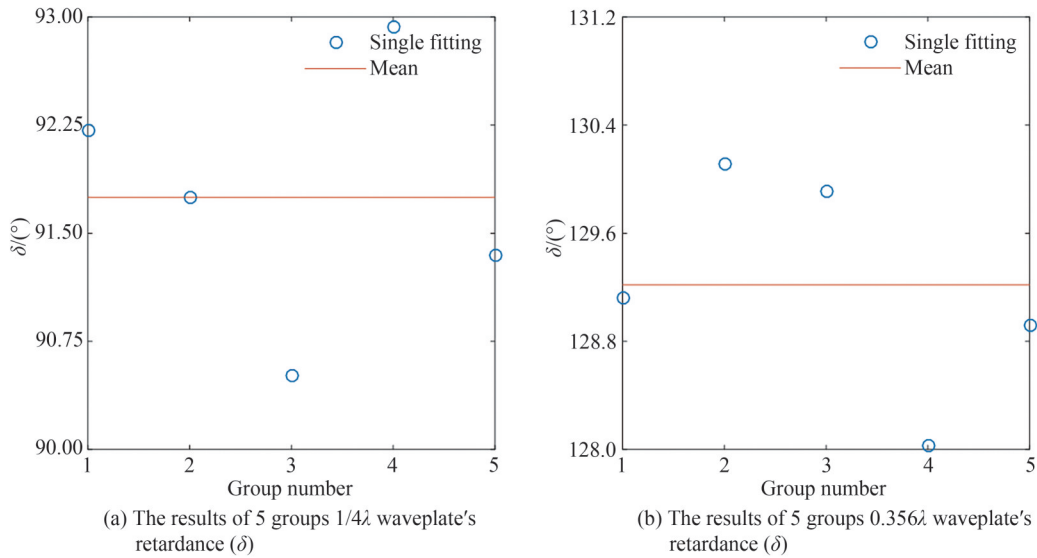


图 12 第二种光强法测量 $1/4\lambda$ 与 0.356λ 波片延迟量 δ 的结果

Fig.12 The results of the second light intensity method to measure the retardation of $1/4\lambda$ and 0.356λ waveplates

由图 12 可知,采用第二种光强法测量 $1/4\lambda$ 波片的延迟量其均值 $\bar{\delta}_{1/4\lambda}$ 为 91.75° , δ_{\max} 为 92.51° , δ_{\min} 为 90.49° , 与 $\bar{\delta}_{1/4\lambda}$ 的 RMS 为 0.82° 。 0.356λ 波片的延迟量均值 $\bar{\delta}_{0.356\lambda}$ 为 129.22° , δ_{\max} 为 130.11° , δ_{\min} 为 128.03° , 与 $\bar{\delta}_{0.356\lambda}$ 的 RMS 为 0.75° 。

将传统的两种光强法测量 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片的延迟量 δ 与本文采用的拟合光强法测量得到的结果进行对比, 其结果如表 2 所示。三种测量波片延迟量 δ 的方法分别命名为传统光强测量方法 1, 传统光强测量方法 2, 本文的拟合光强法。

表 2 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片延迟量 δ 的三种测量方法结果比较

| Sample | Item | $\bar{\delta}$ | RMS |
|-------------------|---|----------------|--------------|
| 90° waveplate | Traditional measurement method 1 of light intensity | 92.26° | 0.96° |
| | Traditional measurement method 2 of light intensity | 91.75° | 0.82° |
| | Fitting light intensity method in the paper | 90.83° | 0.06° |
| 128.16° waveplate | Traditional measurement method 1 of light intensity | 130.28° | 0.98° |
| | Traditional measurement method 2 of light intensity | 129.22° | 0.75° |
| | Fitting light intensity method in the paper | 128.09° | 0.05° |

由表2可知,传统的两种光强法测量波片延迟量的测量精度较差,相比于本文所述的拟合光强法,其延迟量均值 $\bar{\delta}$ 相差 1° 以上,其RMS的精度差一个数量级。此外,该两种测量方法均不能测量待测波片的初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 。

对上述三种波片延迟量的测量方法详细分析可知:传统两种光强测量法相对于本系统采用的拟合光强法精度差的原因如下,由谱条件数 $\text{cond}(D)_2$ 可知,第一种光强测量法旋转检偏棱镜,其检偏方位角 θ_3 不在 $\pm 45^\circ$ 以内时,受到系统的偶然误差影响较大;其次,根据光强最大与消光的判断条件,检偏器的透过轴无法精准的旋转到与起偏器的透过轴平行或垂直,第三,该方法采集的数据点较少,易收到偶然误差影响。至于测量方法2精度不高的原因,第一是步进电机不可能多次正好旋转到光强最大值 I_{max} 与最小值 I_{min} 的位置处,记录得到的光强极值 I_{max} 或 I_{min} 存在误差;其次是采集的数据点较少,易收到偶然误差影响。

3.3 光谱分析法实测结果

当波片延迟量 $\delta = 180^\circ$ 时,采用拟合光强法测量,系统的信噪比低,测量误差大,表1的实测结果验证了1.1的理论分析,此时结合光谱分析法可克服光强法的测量缺陷。设置光谱仪色散的目标谱线 λ_{aim} 为632.8 nm,波长间隔 $\Delta\lambda$ 为0.1 nm,采集波段630 nm~636 nm的白光光谱,如图13所示。图13(a)为原始光谱数据,图13(b)为减去背景杂散光和探测器暗电流后的光谱数据。

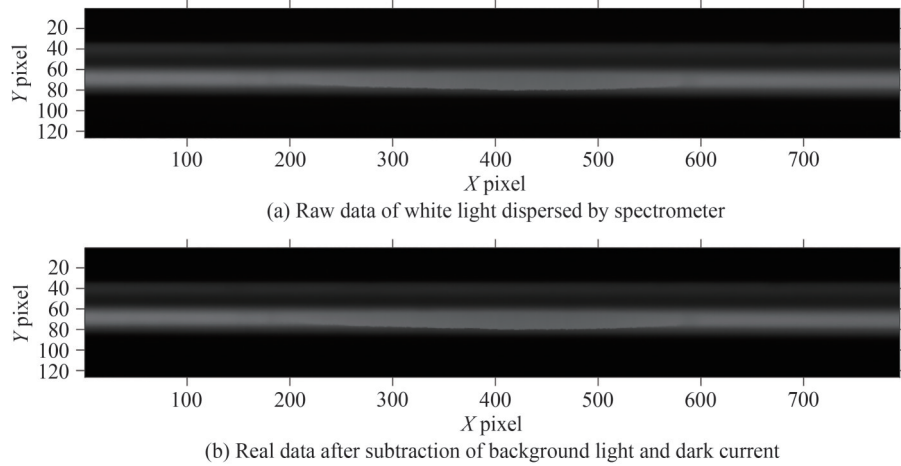


图13 白光经光谱仪色散在630 nm~636 nm的光谱数据

Fig.13 Spectral data of white light dispersed at 630 nm~636 nm by spectrometer

利用式(11)对净化后的光谱数据进行非线性拟合,待拟合参数为 $\tau I_{\text{in}}、N、\theta_{2(\text{initial})}$,其单组光谱数据的拟合结果如图14所示。

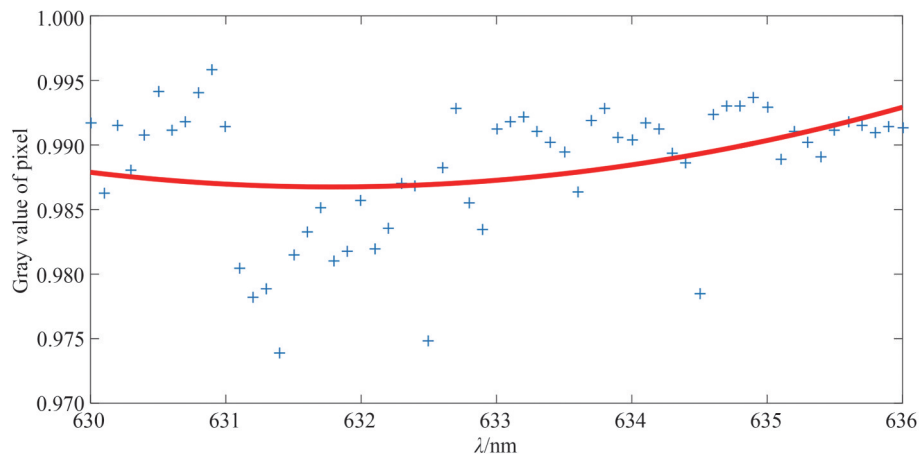


图14 $1/2\lambda$ 波片的灰度值对波长 λ 的非线性最小二乘法拟合

Fig.14 Nonlinear least squares fitting of the gray value of the $1/2\lambda$ waveplate to wavelength λ

图 14 中的蓝色十字星表示的是白光经光谱仪色散后在不同波长点的灰度值并进行了归一化处理;红色实线为根据公式(5)对色散光谱拟合得到的最佳拟合曲线,得到待拟合参数 N 、 $\theta_{2(\text{initial})}$,再根据公式(6)即可得到待测延迟量 δ 。将上述测量过程重复 5 次,得到波片延迟量 δ 和初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 如图 15 所示。

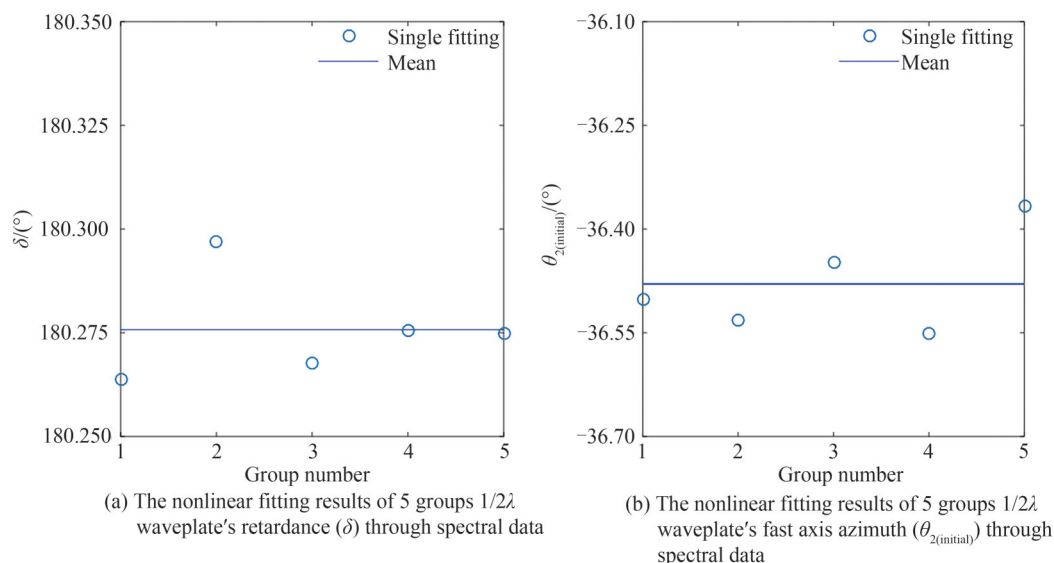


图 15 $1/2\lambda$ 波片 5 组光谱数据的非线性拟合

Fig.15 The nonlinear fitting results of spectral data of 5 groups $1/2\lambda$ waveplate

图 15(a) 中, $1/2\lambda$ 波片的延迟量 $\delta(i)$ 的最大值为 180.30° , 最小值为 180.26° , 拟合均值 $\bar{\delta}$ 为 180.28° , RMS 为 0.02° 。图 15(b) 中初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}(i)$ 的最大值为 -36.37° , 最小值为 -36.55° , 拟合均值 $\bar{\theta}_{2(\text{initial})}$ 为 -36.48° , RMS 为 0.07° 。

4 结论

基于拟合光强法与光谱分析法,设计并建立了一套能够测量非消色差波片延迟量 δ 在 $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$ 范围内任意值与快轴方位角的高精度测量系统。并对该测量系统进行了详细的理论分析、模拟仿真和样品实测。实测结果表明,在进行了系统误差的改正及随机误差的抑制后,基于拟合光强法,通过非线性最小二乘法拟合得到 $1/4\lambda$ 波片、 0.356λ 波片的延迟量 δ 和初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 测量精度高,波片延迟量的测量比传统两种光强法的测量精度提高一个数量级以上,且能同步测量快轴初始方位角。其测量装置简单易操作,测量结果实时快速。但拟合光强法不适用于延迟量在 180° 附近的非消色差波片测量,对于延迟量在 180° 附近的波片在该测量系统下结合光谱分析法进行测量及拟合,测得的延迟量 δ 和快轴初始方位角 $\theta_{2(\text{initial})}$ 的精度远高于拟合光强法测量的结果。因此,通过本文设计建立的测量系统,可以精确的测量相位延迟量 δ 在 $0\sim 360$ 范围内的非消色差波片,为精准测量偏振分析器从而实现高精度偏振测量打下基础。

参考文献

- [1] ZHANG Zhiyong, DENG Yuanyong, WANG Dongguang, et al. Near infrared polarimeter based on liquid crystal variable retardes[J]. Chinese Journal of Lasers, 2010, 37(3): 696-702.
张志勇, 邓元勇, 王东光, 等. 基于液晶波片的近红外偏振分析器[J]. 中国激光, 2010, 37(3): 696-702.
- [2] DUN Guangtao. Design of polarization analyzer for fiber array solar optical telescope[D]. Kunming: Yunnan Observatory, Chinese Academy of Sciences, 2011: 1-3.
敦广涛. 光纤阵列太阳光学望远镜偏振分析器设计[D]. 昆明: 中国科学院云南天文台, 2011: 1-3.
- [3] LIN Yuanzhang. Introduction to solar physics[M]. Beijing: Science Press, 2000: 70-74.
林元章. 太阳物理导论[M]. 北京: 科学出版社, 2000: 70-74.
- [4] TETSU A, HUANG Yuwei, YOSHIKAZU N, et al. Developments of multi-wavelength spectro-polarimeter on the domeless solar telescope at hida observatory[J]. Publications of the Astronomical Society of Japan, 2018(6): 365-369.
- [5] RIMMELE T R, WARNER M, KEIL S L, et al. The Daniel K. Inouye solar telescope-observatory overview[J]. Solar

- Physics, 2020, 295(12): 172.
- [6] SCHMIDT W, VON DER O, VOLKMER R, et al. The 1.5 meter solar telescope GREGOR [J]. *Astronomic Nachrichten*, 2012, 333(9): 796-809.
- [7] QU Z Q. A Fiber Arrayed Solar Optical Telescope (FASOT) [C]. *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2011: 437.
- [8] HOU Junfeng, XU Zhi, YUAN Shu, et al. Spectro-polarimetric observations at the NVST: I. instrumental polarization calibration and primary measurements[J]. *Research in Astronomy and Astrophysics*, 2020, 20(4): 45.
- [9] GUO Lijiao, WU Fuquan, SONG Lianke, et al. Design of mica achromatic half wave-plate with simulated annealing algorithm[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2010, 37(6): 1574-1578.
郭丽娇, 吴福全, 宋连科, 等. 用模拟退火算法设计的云母 $\lambda/2$ 消色差复合波片[J]. *中国激光*, 2010, 37(6): 1574-1578.
- [10] HOU Junfeng, WANG Dongguang, DENG Yuanyong, et al. Phase retardation measurement with least square fitting method[J]. *Acta Optica Sinica*, 2011, 31(8): 112-117.
侯俊峰, 王东光, 邓元勇, 等. 基于最小二乘拟合的波片相位延迟测量[J]. *光学学报*, 2011, 31(8): 112-117.
- [11] PENG Jianguo, YUAN Shu, JIN Zhenyu, et al. Accurate parameter measurement of wave plate based on the dual-beam polarization analyzer configuration[J]. *Acta Optica Sinica*, 2020, 40(9): 0912002.
彭建国, 袁沐, 金振宇, 等. 基于双光束检偏的波片测量系统[J]. *光学学报*, 2020, 40(9): 0912002.
- [12] SUN Yingzi, WANG Dongguang, ZHANG Zhiyong, et al. On the intensity method for measuring waveplate phase decay[J]. *Astronomical Research & Technology*, 2008, 5(1): 74-82.
孙英姿, 王东光, 张志勇, 等. 波片相位延迟的光强测量法研究[J]. *天文研究与技术*, 2008, 5(1): 74-82.
- [13] SUN Yingzi, WANG Dongguang, ZHANG Hongqi, et al. Method and precision analysis for measuring retardation of infrared waveplate[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, 26(5): 685-688.
孙英姿, 王东光, 张洪起, 等. 红外波片相位延迟的测试方法及精度分析[J]. *光学学报*, 2006, 26(5): 685-688.
- [14] ZHANG Zhiyong, DENG Yuanyong, WANG Dongguang, et al. Comparison and analysis of several methods for measuring waveplate retardation[J]. *Optics & Precision Engineering*, 2007, 15(11): 1678-1685.
张志勇, 邓元勇, 王东光, 等. 几种波片相位延迟测量方法的比较[J]. *光学精密工程*, 2007, 15(11): 1678-1685.
- [15] SU Meikai, SONG Lianke. Compensation method for measuring wave plates[J]. *Applied Laser*, 1990, 10(5): 220-222.
苏美开, 宋连科. 波片测量中的补偿法[J]. *应用激光*, 1990, 10(5): 220-222.
- [16] REN Hongliang, WANG Jiuyang, LOU Liren, et al. Measuring phase retardation and fast axis azimuth of a wave plate using michelson interferometer[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2008, 35(2): 249-253.
任洪亮, 王久扬, 楼立人, 等. 利用迈克耳孙干涉仪测量波片相位延迟量和快轴方向[J]. *中国激光*, 2008, 35(2): 249-253.
- [17] WU Yidong, YUAN Kaihua, HUANG Zuohua, et al. Prism-based ellipsometric deflection method for measuring the complex refractive index of liquids [J]. *University Physics*, 2018, 37(2): 38-41.
吴亦冬, 袁凯华, 黄佐华. 基于棱镜的椭偏法测量液体复折射率[J]. *大学物理*, 2018, 37(2): 38-41.
- [18] ZENG A, LI F, ZHU L, et al. Simultaneous measurement of retardance and fast axis angle of a quarter-wave plate using one photoelastic modulator[J]. *Applied Optics*, 2011, 50(22): 4347-4352.
- [19] SMITH M H. Optimization of a dual-rotating-retarder mueller matrix polarimeter[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(13): 2488-2493.
- [20] TYO J S. Noise equalization in Stokes parameter images obtained by use of variable-retardance polarimeters[J]. *Optics Letters*, 2000, 25(16): 1198-1200.
- [21] LI Qingyang, WANG Nengchao, YI Dayi. Numerical analysis[M]. Beijing: Tsinghua University Press, 2001: 205-208.
李庆扬, 王能超, 易大义. 数值分析[M]. 北京: 清华大学出版社, 2001: 205-208.

High-precision Measurement Methods Research of Phase Retardance of Waveplates at $0^\circ \sim 360^\circ$

WAN Fan^{1,2}, ZHONG Yue¹, QU Zhongquan¹, XU Zhi¹, ZHANG Hui¹, PENG Yang^{1,2}

(1 *Yunnan Observatories, Chinese Academy of Sciences, Kunming 650217, China*)

(2 *University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100049, China*)

Abstract: To measure the phase retardance and the fast-axis position angel of non-achromatic waveplates accurately, a high-precision measurement system is established based on the fitting light intensity method

and spectral analysis method, which can realize the high-precision measurement of the retardance of non-achromatic waveplates at $0^{\circ}\sim 360^{\circ}$. The measuring system is composed of a white light source, an aperture diaphragm, a narrow band filter, a Glan Taylor prism as polarization generator, a non-achromatic waveplate to be measured, a Glan Taylor prism as polarization analyzer, an optical power meter or spectrometer. When the phase retardance and the fast-axis position angel of non-achromatic waveplates are measured by the fitting light intensity method, the white light emitted by the white light source is collimated parallel by the collimating system, then it passes through an aperture diaphragm, a narrow filter and a polarization generator, which is modulated into monochromatic linearly polarized light. Next the linearly polarized light goes through the waveplates and the polarization analyzer, is finally received by the optical power meter. During the whole measuring process, the high precision motor drives non-achromatic waveplates that are to be measured to rotate uniformly. However, in the measurement process of spectral analysis measuring method, it is necessary to move the narrow filter out of the optical measurement path, and replace the power meter with the spectrometer as the terminal detection device, in this case, non-achromatic waveplates are not needed to rotate by the motor. Before the formal measurement of the retardance and the initial fast-axis position angle of waveplates, the stability of the measurement system and the sources of measurement errors are analyzed in detail in this paper. Under the light intensity measurement method, the influence of random errors such as light source intensity jitter, the initial fast-axis position angle and the rotating position angle of the rotating waveplate and some system errors like nonlinear effects of photoelectric response of the powermeter and deviation of collimated beam is simulated. And the reason why the fitting light intensity method can not measure the retardance at 180° of non-achromatic waveplates accurately is also analyzed detailly. Under the simulation of the spectral analysis method measuring the retardance of waveplates, we also simulate the influence caused by some random errors such as light source intensity jitter, wavelength monochromaticity and motor positioning errors. Then we suppressed the random errors mentioned above in the two measurement methods in the laboratory. And the nonlinear effect of the photoelectric response of the detector is also corrected. Finally, we measured the non-achromatic $\lambda/4$ waveplate, 0.356λ non-achromatic waveplate and $\lambda/2$ non-achromatic waveplate at 632.8 nm by using this measurement system, and the measuring data were fitted by the nonlinear least squares method. The results of the phase retardance and fast-axis position angle of the non-achromatic waveplates were obtained. It can be seen from the actual measurement that the measurement accuracy of the retardance of the $\lambda/4$ waveplate and 0.356λ waveplate by the fitting light intensity method is relatively high, and the measurement error is less than 0.05° . The measurement accuracy is more than one order of magnitude higher than the traditional light intensity measuring method. Moreover, the measuring device of the fitting light intensity method is simple, fast and easy to operate. For the non-achromatic $\lambda/2$ waveplate, the spectral analysis method is adopted to measure the retardance under this system. in this case, the terminal device performed by the powermeter in the fitting light intensity method is switched by the spectrometer and Charge Coupled Device camera. And the narrow band filter is also removed in the light path. From the measurement results, we can know that the measuring error of the retardance is less than 0.02° by this measuring method, which is much smaller than the 0.70° of measuring error caused by the fitting light intensity method. So the spectral analysis method overcomes the defect that the retardance at 180° of the non-achromatic $\lambda/2$ waveplate can not be accurately measured by the light intensity method. Therefore, the phase retardance of non-achromatic waveplates from 0° to 360° and the fast-axis position angel can be measured accurately by the measurement system designed in this paper, which provides the basis for the accurate measurement of the polarimeter .

Key words: Measurement; High precision; Waveplate; Phase retardance; Fast-axis position angel; Error analysis; Least squares fitting

OCIS Codes: 120.5410; 260.2130; 260.5430