

文章编号: 0258-7025(2009)11-3015-05

一种标定 Soleil-Babinet 补偿器的新方法

王 军 陈 磊 尹嘉懿 师丽丽

(南京理工大学电子工程与光电技术学院, 江苏 南京 210094)

摘要 提出了一种高精度标定索累-巴比涅(Soleil-Babinet)补偿器的新方法。在光谱扫描法测量系统中,将多级半波片置于被测补偿器后,以半波片的延迟量为基准,高精度地标定出补偿器的延迟量所对应的测微丝杆位移。该方法利用光强透过率和波长的关系得到延迟量,避免了光强值直接测量法误差源多、精度不高的缺点;同时解决了光谱扫描法不易测量零级相位器件的问题。实验中以工作波长为 633 nm 的多级半波片为基准,对 Soleil-Babinet 补偿器进行标定。分析表明,该方法在确定延迟量为 0 和 λ 的位置时,精度可达 0.45 nm; $0 \sim \lambda$ 范围之间的延迟量最大测量误差仅为 3.2 nm。

关键词 测量; Soleil-Babinet 补偿器; 光谱扫描法; 分光光度计; 延迟量

中图分类号 O436.3; TN247 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL20093611.3015

A New Method for Calibration of the Soleil-Babinet Compensator

Wang Jun Chen Lei Yin Jiayi Shi Lili

(School of Electronic Engineering and Photoelectric Technology, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing, Jiangsu 210094, China)

Abstract A novel method based on the scanning spectrum system is proposed to calibrate the compensator. One multiple-order half wave plate is added to be used as a benchmark of the retardation. Any retardation between 0 and λ can be measured in high precision. The method can avoid errors caused by the light intensity measuring method, and moreover it can measure the zero-order retardation which the scanning spectrum method hardly accomplished. In the experiment, a compensator is calibrated based on a multiple-order wave plate at 633 nm. It is demonstrated that the retardation measuring precision is 0.45 nm in 0 and λ while the maximum error is less than 3.2 nm between the two positions.

Key words measurement; Soleil-Babinet compensator; scanning spectrum method; spectrophotometer; retardation

1 引 言

索累-巴比涅(Soleil-Babinet)补偿器是一种相位延迟量连续可调的零级相位器件,可获得 $0 \sim 2\pi$ 之间的任意相位延迟,并可根据需要改变入射光的偏振态^[1]。它广泛应用在光谱分析与偏振光学中。使用 Soleil-Babinet 补偿器前必须对其标定,以确定补偿器的延迟量范围 $0 \sim \lambda$ (相位延迟量 $0 \sim 2\pi$)所对应的测微丝杆的位移量。在精密测量领域,对补偿器引入的延迟量和偏振态的改变精度要求很高,因

此精确地标定 Soleil-Babinet 补偿器是非常必要和有意义的。

目前,标定 Soleil-Babinet 补偿器的方法主要有: 1) 光强法。将补偿器置于正交的起偏器和检偏器之间,补偿器光轴与起偏器透光轴的夹角为 45° ,调整补偿器的延迟量,依次出现两个消光位置,分别对应的延迟量即为 0 和 λ 。光强法依据绝对光强值,测量结果易受杂散光、光路及光学元件的缺陷等许多复杂因素的影响^[2]。该方法虽然便于快速确定延迟量为 0

收稿日期: 2008-12-10; 收到修改稿日期: 2009-02-25

基金项目: 江苏省“六大人才高峰”项目(06-E-030)资助课题。

作者简介: 王 军(1981—),男,博士研究生,主要从事光干涉测量方面的研究。E-mail: wjk31@163.com

导师简介: 陈 磊(1964—),男,教授,博士生导师,主要从事光学计量测试与光电智能化仪器等方面的研究。

E-mail: chenleiy@126.com(通信联系人)

和 λ 的位置,但不易精确地标定 $0 \sim \lambda$ 之间的任意延迟量。2)通过旋转补偿器或者检偏器,根据光强的变化得到相位延迟量^[2~6],但旋转补偿器或者检偏器引入的旋转角度误差亦会影响测量精度。其中有些方法虽然可以精确测量特定的延迟量(如 $\lambda/4$ 波长),但不易测量任意延迟量^[5~8]。光谱扫描法^[2,9,10]是根据系统光强透过率与入射光波长之间的函数关系,利用不同波长下系统的光强透过率测得延迟量的方法。该方法的特点是测量半波片的精度很高,测量精度不受延迟器光轴与起偏器透光轴方向夹角的影响,但不易测量零级波片的延迟量。本文以光谱扫描法为基础,在测试光路中引入多级半波片作为延迟量的基准,解决了光谱扫描法不易测量零级延迟量的问题,精确地标定出 Soleil-Babinet 补偿器 $0 \sim \lambda$ 之间的延迟量对应的丝杆位移。

2 测量原理

2.1 光谱扫描法

2.1.1 波片延迟量的测量

光谱扫描法测量系统如图 1 所示。设被测波片(WP)的光轴为 x 轴,延迟量为 δ ,起偏器 P_1 和检偏器 P_2 的透光轴与 x 轴的夹角分别为 α 和 β ,则系统的琼斯矩阵为

$$\mathbf{G} = \begin{bmatrix} \cos^2 \beta & \frac{1}{2} \sin(2\beta) \\ \frac{1}{2} \sin(2\beta) & \sin^2 \beta \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \exp(i \frac{2\pi\delta}{\lambda}) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{bmatrix}. \quad (1)$$

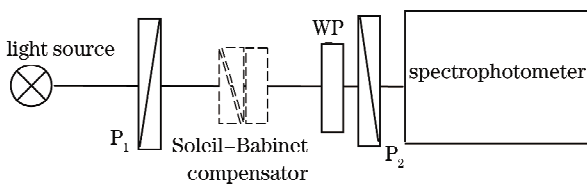


图 1 光谱扫描法测量系统

Fig. 1 Measurement system of spectrometric method

设系统的人射光强为 I_0 ,经 P_1 ,WP 和 P_2 后的出射光强为

$$I = I_0 \left[\cos^2(\alpha - \beta) - \frac{1}{2} \sin(2\beta) \sin(2\alpha) + \frac{1}{2} \sin(2\beta) \sin(2\alpha) \cos(2\pi\delta/\lambda) \right], \quad (2)$$

可通过分光光度计得到系统光强的透过率 T 随波长 λ 的变化关系

$$T = \frac{I}{I_0} = \cos^2(\alpha - \beta) - \frac{1}{2} \sin(2\beta) \sin(2\alpha) + \frac{1}{2} \sin(2\beta) \sin(2\alpha) \cos(2\pi\delta/\lambda), \quad (3)$$

(3)式中,对 λ 求一阶偏导

$$\frac{\partial T}{\partial \lambda} = \frac{\pi\delta}{\lambda^2} \sin(2\beta) \sin(2\alpha) \times \sin(2\pi\delta/\lambda), \quad (4)$$

对于半波片, $\delta = \lambda/2$, $\partial T/\partial \lambda = 0$,此时 T 取得极值。同时,由(4)式可知 α 和 β 的取值不影响极值位置,为简便起见,令 $\alpha = 45^\circ$, $\beta = 135^\circ$,即 P_1 与 P_2 的透光轴正交。则(3)式简化为

$$T = [1 - \cos(2\pi\delta/\lambda)]/2, \quad (5)$$

此时, T 在半波片的工作波长处取得极大值。设在 $\lambda \sim T$ 曲线上,两个相邻极大值点的横坐标分别为 λ_1, λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$),即该波片是工作波长为 λ_1 或 λ_2 的半波片,且延迟量级次相差 1,设为 $m, m-1$;波片材料的双折射率为 ρ ,厚度为 d ,于是得到

$$\begin{aligned} \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_1 &= \rho(\lambda_1) d, \\ \left(m - 1 + \frac{1}{2}\right) \lambda_2 &= \rho(\lambda_2) d, \end{aligned} \quad (6)$$

由(6)式得到级次

$$m = \frac{1+f}{2(1-f)}, m = 0, 1, 2, \dots, \quad (7)$$

其中 $f = \frac{\lambda_1 \rho(\lambda_2)}{\lambda_2 \rho(\lambda_1)}$ 。因此该波片在 λ_1 或 λ_2 下的延迟量为

$$\delta_1 = d\rho(\lambda_1) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_1, \quad (8)$$

于是该波片在任意波长 λ 下的延迟量为

$$\delta = d\rho(\lambda) = \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_1 \times \frac{\rho(\lambda)}{\rho(\lambda_1)}, \quad (9)$$

2.1.2 波片光轴方向的确定

将被测波片置于正交的起偏器和检偏器之间,即 $\beta - \alpha = \frac{\pi}{2}$ 。此时(3)式化为

$$T = \frac{1}{2} \sin^2(2\alpha) \times [1 - \cos(2\pi\delta/\lambda)], \quad (10)$$

在(10)式中,求 α 的一阶导数

$$\frac{dT}{d\alpha} = \sin(4\alpha) \times [1 - \cos(2\pi\delta/\lambda)], \quad (11)$$

当 $\alpha = \frac{\pi}{4}, \frac{3\pi}{4}$ 时, $\frac{dT}{d\alpha} = 0$ 且 $\frac{d^2T}{d\alpha^2} < 0$,此时 T 取得极大值。因此,旋转波片,当波长 λ_1 对应的 T 达到极大值时,其光轴与起偏器透光轴夹角为 $\pi/4$ 或 $3\pi/4$ 。

2.2 Soleil-Babinet 补偿器的标定

光谱扫描法需要在 $\lambda \sim T$ 曲线上找到极值点,

以此为基准计算出其他波长下的延迟量。Soleil-Babinet 补偿器是一种零级相位延迟器件,难以在 $\lambda \sim T$ 曲线上找到极值点。为了增加补偿器延迟量的级次,使曲线出现明显的极值点,将图 1 所示系统中的被测波片换成工作波长为 λ_0 的多级半波片, Soleil-Babinet 补偿器置于半波片后,这样相当于构成了一个新的多级半波片,曲线中就可出现明显的极值点。

假设 Soleil-Babinet 补偿器光轴与 x 轴的夹角为 θ , 此时系统的透过率为

$$T' = \frac{1}{2} \{1 - \sin^2(2\theta) \cos \phi_1 + \cos(2\theta) [\sin^2 \theta \cos(\phi_1 - \phi_2) - \cos^2 \theta \cos(\phi_1 + \phi_2)]\}, \quad (12)$$

其中 ϕ_1, ϕ_2 分别为半波片和补偿器的相位延迟量。根据 2.1.2 节,分别将半波片和补偿器放入正交的起偏器和检偏器之间,旋转被测件,改变其光轴方向,使 T 达到最大值,这时 $\theta=0$ 或者 $\frac{\pi}{2}$ 。当 $\theta=0$ 时,(12)式化为

$$T' = \frac{1}{2} [1 - \cos(\phi_1 + \phi_2)], \quad (13)$$

当补偿器延迟量为 0 时,得到的 $\lambda \sim T$ 曲线与系统仅放入半波片时得到的曲线相同。调节 Soleil-Babinet 补偿器测微丝杆,随着延迟量的增加,曲线极大值点开始向大于 λ_0 的方向偏移;根据(9)式,可以得到不同的丝杆位移量对应的延迟量;当 λ_0 处透过率再次达到极大值时,延迟量级次增加一级,补偿器相位延迟量增大为 2π 。这样便精确地标定出补偿器测微丝杆的位移和相位延迟量之间的关系。

当 $\theta = \frac{\pi}{2}$ 时,(12)式化为

$$T' = \frac{1}{2} [1 - \cos(\phi_1 - \phi_2)], \quad (14)$$

此时,随着补偿器延迟量的增加, $\lambda \sim T$ 曲线极大值点开始向小于 λ_0 的方向偏移。实际测量时,选取(13)式的情况进行测量。

3 实 验

测量系统使用 PE 公司 Lambda 950 型分光光度计,其扫描范围为 400 ~ 800 nm,扫描间隔 0.5 nm;两个偏振片分别作为起偏器 P_1 和检偏器 P_2 ;对大恒新纪元科技股份有限公司的 GCO-030101 型 Soleil-Babinet 补偿器进行标定。调整 P_1 和 P_2 到消光位置,将一工作波长为 633 nm 的多级

半波片放入如图 1 所示的测量系统,得到的 $\lambda \sim T$ 曲线如图 2 所示。半波片和补偿器的材料均为石英,根据

$$\rho(\lambda) = \frac{0.0315580}{\sqrt{\lambda} - \sqrt{1469.20}} + 0.00828708, \quad (15)$$

的经验公式^[11]得到不同波长下的双折射率。

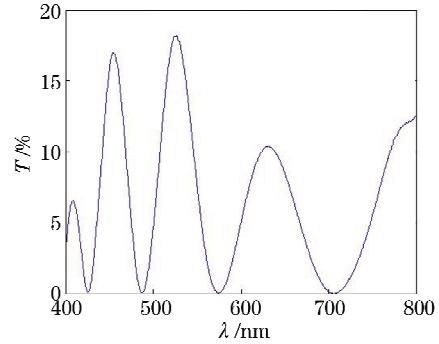


图 2 半波片的 $\lambda \sim T$ 曲线

Fig. 2 $\lambda \sim T$ curve of the half wave plate

在图 2 所示的 $\lambda \sim T$ 曲线上,两个邻近的极大值点对应的横坐标分别为 $\lambda_1 = 526$ nm, $\lambda_2 = 631$ nm;根据(7)和(15)式得到级次 $m=5$ 。

放入 Soleil-Babinet 补偿器,并使其光轴与半波片光轴重合。调节补偿器的测微丝杆,直到所测的

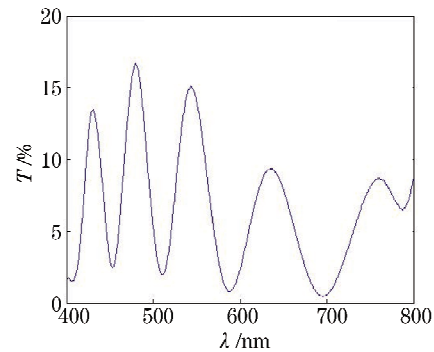


图 3 相位延迟量为 2π 时的 $\lambda \sim T$ 曲线

Fig. 3 $\lambda \sim T$ curve when the retardation is 2π

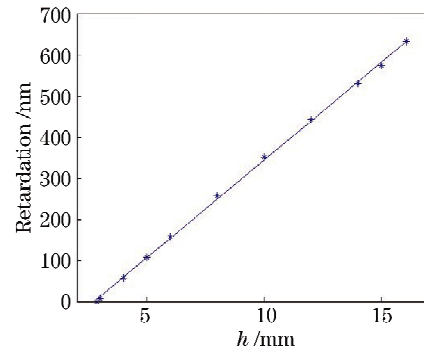


图 4 丝杆位移与延迟量的关系曲线

Fig. 4 Curve of positio and retardation

曲线在 631 nm 处出现极大值且延迟量级次不变,此时补偿器的延迟量为 0,对应丝杆的位置为 2.850 mm;继续调节丝杆,根据(9)式得到不同位置处的延迟量;当丝杆位置为 16.094 mm 时,延迟量为 633 nm,相位延迟量为 2π , $\lambda \sim T$ 曲线如图 3 所示。 2π 相位延迟量对应的丝杆位移量为 13.242 mm,与大恒公司产品说明书中的 13.192 mm 基本吻合。图 4 为补偿器的丝杆位移 h 和延迟量之间的关系曲线。对图 4 中数据点做直线拟合,可以看出该 Soleil-Babinet 补偿器延迟量具有较好的线性分布。

4 分 析

4.1 延迟量为 0 和 λ 时的测量精度

当延迟量为 0 和 λ 时,极值位置和 633 nm 非常接近,偏差仅几个纳米,可认为(9)式中 $\rho(633) = \rho(\lambda_0)$,此时延迟量为 $\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0$,则

$$\Delta\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\Delta\lambda_0. \quad (16)$$

实验中分光光度计扫描间隔为 0.5 nm,那么 0 和 λ 处延迟量的测量精度为

$$\Delta\delta = \left(1 + \frac{1}{2}\right) \times 0.5 = 2.25 \text{ nm}.$$

由(16)式可知,采用精度更高的分光光度计或者级次更低的半波片,可以进一步提高测量精度。PE 公司 Lambda 950 型分光光度计扫描精度可达 0.1 nm,此时 0 和 λ 处延迟量的测量精度为 0.45 nm。

4.2 相位延迟量介于 0 与 λ 之间时的误差分析

由(9)式可得实验中延迟量的计算公式为

$$\delta = \left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0 \times \frac{\rho(633)}{\rho_0}, \quad (17)$$

由(17)式可以看出,影响延迟量的测量误差源主要有:分光光度计的波长分辨率、双折射率的计算误差及 λ_0 相对 633 nm 的偏离量。根据(17)式得到的测量误差为

$$\Delta\delta = \sqrt{\left[\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\rho(633)}{\rho_0}\right]^2 \times \Delta\lambda^2 + \left[\frac{\left(m + \frac{1}{2}\right)\lambda_0\rho(633)}{\rho_0^2}\right]^2 \times \Delta\rho_0^2 + \left[\left(m + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda_0}{\rho_0}\right]^2 \Delta\rho^2}. \quad (18)$$

实验过程中,石英晶体双折射率的经验公式相对误差优于 3×10^{-4} ^[9],分光光度计扫描间隔精度为 0.5 nm, $\lambda_0 \leq 760$ nm,于是得到测量误差 $\Delta\delta$ 小于 3.2 nm。

4.3 补偿器光轴与波片光轴的夹角对测量的影响

实际调整中,无法做到补偿器光轴与波片光轴完全重合,即 $\theta = 0$ 。下面分析 θ 角对 T 的影响。 θ 角一般很小,根据(12)式可得

$$\Delta T = [\theta \times \cos(\phi_1 - \phi_2) - 4\theta \times \cos\phi_1] \times \Delta\theta, \quad (19)$$

Soleil-Babinet 补偿器的度盘精度可达 $2'$, 设 $\theta = 0.2^\circ$, 得到 $\Delta T \leq 0.001\%$ 。延迟量是依据 T 的极值位置得到的,所以实际测量中足以控制补偿器光轴与波片光轴的夹角,使其不影响 T 的极值位置,即可忽略由此带来的测量误差。

5 结 论

根据光谱扫描法测量半波片的延迟量时精度最高的特点,对 Soleil-Babinet 补偿器进行标定,分析了补偿器和半波片光轴的夹角对测量结果的影响。该方法利用系统光强透过率随波长的变化关系,避免了光强法易受干扰的问题,且在测量过程中无需

旋转波片或者偏振片,不会引入旋转角度偏差。0 和 λ 处延迟量的测量精度可达 0.45 nm;在分光光度计精度为 0.5 nm,双折射率经验公式相对误差优于 3×10^{-4} 的条件下,该方法最大误差仅为 3.2 nm。实验验证了该方法的有效性。

参 考 文 献

- 1 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics [M]. Yang Jiasun Transl. Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006. 688~690
- 2 Zhang Zhiyong, Deng Yuanyong, Wang Dongguang et al.. Comparison and analysis of several methods for measuring wave plate retardation[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2007, 15(11): 1678~1686
- 3 Zhang Zhiyong, Deng Yuanyong, Wang Dongguang et al.. Comparison and analysis of several methods for measuring wave plate retardation[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2007, 15(11): 1678~1686
- 4 Zhang Zhiyong, Deng Yuanyong, Wang Dongguang et al.. Comparison and analysis of several methods for measuring wave plate retardation[J]. *Optics and Precision Engineering*, 2007, 15(11): 1678~1686
- 5 Zhang Zhiyong, Deng Yuanyong, Wang Dongguang et al.. Near-infrared HeI 1083 nm Stokes polarimeter based on liquid crystal variable retarders [C]. *SPIE*, 2005, 5901: 377~388
- 6 Carole C. Montarou, Thomas K. Gaylord, Brent L. Bachim et al.. Two-wave-plate compensator method for full-field retardation measurements [J]. *Appl. Opt.*, 2006, 45(2): 571~580
- 7 Wang Zhengping, Li Qingbo, Tan Qiao et al.. Method of measuring practical retardation value and judging the fast or slow axis of quarter-wave plate [J]. *Chinese J. Lasers*, 2005, 32(4):

- 523~528
王政平, 李庆波, 谭 巧 等. 测量 $\lambda/4$ 波片实际相移量并判定快慢轴的方法[J]. 中国激光, 2005, **32**(4): 523~528
- 6 Liu Jianming, Zeng Aijun, Wang Xiangzhao. New method for measuring retardation of quarter-wave plate [J]. *Chinese J. Lasers*, 2006, **33**(5): 659~662
- 胡建明, 曾爱军, 王向朝. 精确测量 $\lambda/4$ 波片相位延迟量的新方法[J]. 中国激光, 2006, **33**(5): 659~662
- 7 Ren Hongliang, Wang Jiuyang, Lou Liren *et al.*. Measuring phase retardation and fast axis azimuth of a wave plate using Michelson interferometer[J]. *Chinese J. Lasers*, 2008, **35**(2): 249~253
- 任洪亮, 王久扬, 楼立人 等. 利用迈克尔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
- 8 Zhao Tingsheng, Li Guohua. A new method to measure the optical-axis azimuth of quarter-wave plate in light path accurately [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 487~491
- 赵廷生, 李国华. 精确确定光路中四分之一波片光轴方位的新方法[J]. 光学学报, 2008, **28**(3): 487~491
- 9 W. W. Feng, L. H. Lin, L. G. Chen *et al.*. A spectroscopic method for determining thickness of quartz wave plate [J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2006, **4**(12): 705~708
- 10 Peter S. K. Lee, J. B. Pors, Martin P. van Exter *et al.*. Simple method for accurate characterization of birefringent crystals [J]. *Appl. Opt.*, 2005, **44**(6): 868~870
- 11 Jiang Tao, Zou Haixing. Study on birefringence of quartz [J]. *Optical Instruments*, 1987, **9**(3): 6~12
- 姜 澔. 邹海兴. 石英晶体双折射特性探讨[J]. 光学仪器, 1987, **9**(3): 6~12