第 22 卷 第 3 期
2002 年 3 月

光 学 学 报
ACTA OPTICA SINICA

Vol. 22, No. 3
March, 2002

文章编号：0253-2239(2002)03-0360-03

光相位延迟量的归一化偏振调制测量

赵秋玲 吴福全

（山东曲阜师范大学激光研究所，曲阜 273165）

摘要： 基于偏振调制原理，利用分束器代替检偏器，并从琼斯矩阵出发引入一归一化参数表征待测延迟量，提出了一种新的测量相位延迟量的方法，测量误差可小于 0.8%。

关键词： 相位延迟；琼斯矩阵；偏振分束器

中图分类号：TN206 **文献标识码：**A

1 引 言

由于相位延迟器可以将线偏振光的偏振面旋转，可以将线偏振光转变为椭圆偏振光、圆偏振光，因而它已成为激光技术和偏光应用技术中重要的光学器件；尤其是消色差相位延迟器，因其延迟量对使用波长不敏感而得到广泛的应用。相位延迟器的精度是标志相位延迟器优劣的最重要的技术参数，因此对相位延迟量的精确测量一直受到光学工作者的关注。当前国内外测量相位延迟量的方法主要有补偿法[1]、光谱法[2]、光电调制法[2]、相位探测法[3]、外差干涉测量[4]等。但大多数方法由于器件的基本参数都与波长有关，因而不适于多波长或消色差波片的测量。此外，在一般的偏光测试技术中，通常采用旋转偏振器分时探测两正交方向上的光强，这要求光源具有较高的稳定性，并且由于系统的不稳定性会引入附加的误差。我们采用一偏光分束器将通过待测元件的光在两正交方向上分离，同时探测两方向上的光强，引入一个归一化参数，给出了一种新的测量思路。该方法保证了较高的测量精度，并且可用于消色差相位延迟器的定标测量和性能分析以及波片的分波长筛选等方面。

2 测量原理

测量原理光路如图 1 所示，P_0、P_1 为线起偏器，R_0 为四分之一波片，R_x 为待测相位延迟器，W 为渥拉斯顿(Wollaston)棱镜。光源发出的光经 P_0、R_0 后成为圆偏振光，再经 P_1 起偏，然后通过待测相位延迟器 R_x，经渥拉斯顿棱镜出射两束正交的线偏振光，用两相同的探测器接收这两光强信号 I_1 和 I_2。选定一参考方向为 x 轴，令待测延迟器的快轴(或慢轴)方向与 x 轴成 45°，P_1 透射光光矢量与 x 轴成 θ 角，渥拉斯顿棱镜一透射光光矢量与 x 轴成 β 角，另一透射光光矢量则与 x 轴成 $(\beta+\pi/2)$ 角。

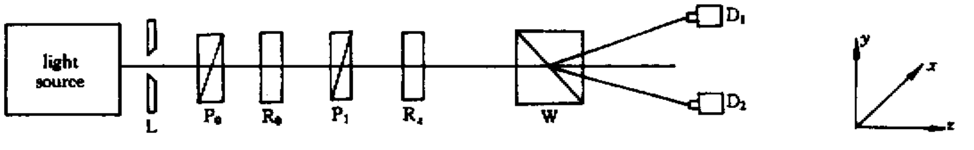

Fig. 1 Schematic of measuring principle

各光学元件的琼斯矩阵[5]分别为：

线偏振器 P_1：

$$J_{P_1} = \begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}, \tag{1}$$

延迟量为 δ 的待测延迟器 R_x：

$$J_{R_x} = \begin{bmatrix} \cos\left(\dfrac{\delta}{2}\right) & i\sin\left(\dfrac{\delta}{2}\right) \\ i\sin\left(\dfrac{\delta}{2}\right) & \cos\left(\dfrac{\delta}{2}\right) \end{bmatrix}, \tag{2}$$

渥拉斯顿棱镜：

$$J_1 = \begin{bmatrix} \cos^2\beta & \sin\beta\cos\beta \\ \sin\beta\cos\beta & \sin^2\beta \end{bmatrix}, \tag{3}$$

收稿日期：2001-01-16；收到修改稿日期：2001-04-02

$$\boldsymbol{J}_2 = \begin{bmatrix} \cos^2(\beta+\pi/2) & \sin(\beta+\pi/2)\cos(\beta+\pi/2) \\ \sin(\beta+\pi/2)\cos(\beta+\pi/2) & \sin^2(\beta+\pi/2) \end{bmatrix} \tag{4}$$

用 $\boldsymbol{T}_1(\delta,\beta,\theta)$ 及 $\boldsymbol{T}_2(\delta,\beta+\pi/2,\theta)$ 分别表示由渥拉斯顿棱镜出射的两束光的总传播矩阵,则有

$$\boldsymbol{T}_1(\delta,\beta,\theta) = G_1\boldsymbol{J}_1\boldsymbol{J}_{\mathrm{R}_x}\boldsymbol{J}_{\mathrm{P}_1} = G_1\begin{bmatrix} \cos^2\beta & \sin\beta\cos\beta \\ \sin\beta\cos\beta & \sin^2\beta \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos(\delta/2) & \mathrm{i}\sin(\delta/2) \\ \mathrm{i}\sin(\delta/2) & \cos(\delta/2) \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}, \tag{5a}$$

$$\boldsymbol{T}_2(\delta,\beta,\theta) = G_2\boldsymbol{J}_2\boldsymbol{J}_{\mathrm{R}_x}\boldsymbol{J}_{\mathrm{P}_1} = G_2\begin{bmatrix} \cos^2(\beta+\pi/2) & \sin(\beta+\pi/2)\cos(\beta+\pi/2) \\ \sin(\beta+\pi/2)\cos(\beta+\pi/2) & \sin^2(\beta+\pi/2) \end{bmatrix}\times \begin{bmatrix} \cos(\delta/2) & \mathrm{i}\sin(\delta/2) \\ \mathrm{i}\sin(\delta/2) & \cos(\delta/2) \end{bmatrix}\begin{bmatrix} \cos^2\theta & \sin\theta\cos\theta \\ \sin\theta\cos\theta & \sin^2\theta \end{bmatrix}, \tag{5b}$$

式中 G_1、G_2 分别表示两探测器的增益。经四分之一波片后,光矢量可表示为

$$\boldsymbol{E} = \sqrt{\frac{I_0}{2}}\begin{bmatrix} 1 \\ \mathrm{i} \end{bmatrix}, \tag{6}$$

式中 I_0 为其光强。因此从渥拉斯顿棱镜出射的其中一束光为

$$\boldsymbol{E}_1 = \boldsymbol{T}_1\boldsymbol{E}, \tag{7}$$

即

$$\boldsymbol{E}_1 = \sqrt{\frac{I_0}{2}}G_1\begin{bmatrix} \cos(\delta/2)\cos\beta\cos\theta\cos(\theta-\beta) - \sin(\delta/2)\cos\beta\sin\theta\sin(\theta+\beta) + \\ \mathrm{i}[\cos(\delta/2)\sin\theta\cos\beta\cos(\theta-\beta) + \sin(\delta/2)\cos\theta\cos\beta\sin(\theta+\beta)] \\ \cos(\delta/2)\sin\beta\cos\theta\cos(\theta-\beta) - \sin(\delta/2)\sin\beta\sin\theta\sin(\theta+\beta) + \\ \mathrm{i}[\cos(\delta/2)\sin\beta\sin\theta\cos(\theta-\beta) + \sin(\delta/2)\sin\beta\cos\theta\sin(\theta+\beta)] \end{bmatrix}. \tag{8}$$

该束光的强度为

$$I_1(\delta,\beta,\theta) = \boldsymbol{E}_1\cdot\boldsymbol{E}_1^* = \frac{I_0}{2}G_1^2\left[\sin^2\frac{\delta}{2}\sin^2(\theta+\beta) + \cos^2\frac{\delta}{2}\cos^2(\theta-\beta)\right]. \tag{9}$$

同理可得从渥拉斯顿棱镜出射的另一束光的强度为

$$I_2(\delta,\beta,\theta) = \frac{I_0}{2}G_2^2\left[\sin^2\frac{\delta}{2}\cos^2(\theta+\beta) + \cos^2\frac{\delta}{2}\sin^2(\theta-\beta)\right], \tag{10}$$

令

$$I_{\mathrm{N}}(\delta,\beta,\theta) = \left[\frac{I_1(\delta,\beta,\theta+\pi/2)I_2(\delta,\beta,\theta)}{I_1(\delta,\beta,\theta)I_2(\delta,\beta,\theta+\pi/2)}\right]^{1/2}, \tag{11}$$

由(9)式、(10)式可得到

$$I_{\mathrm{N}}(\delta,\beta,\theta) = \frac{\sin^2(\delta/2)\cos^2(\theta+\beta) + \cos^2(\delta/2)\sin^2(\theta-\beta)}{\sin^2(\delta/2)\sin^2(\theta+\beta) + \cos^2(\delta/2)\cos^2(\theta-\beta)}, \tag{12}$$

即

$$I_{\mathrm{N}}(\delta,\beta,\theta) = \frac{1}{\sin^2(\delta/2)\sin^2(\theta+\beta) + \cos^2(\delta/2)\cos^2(\theta-\beta)} - 1. \tag{13}$$

上式表明,$I_{\mathrm{N}}(\delta,\beta,\theta)$ 与入射光强 I_0 无关,为一归一化参数。

综上所述,若使渥拉斯顿棱镜的方位角 β 固定,改变起偏器 P_1 透射光光矢量与 x 轴的夹角 θ,测得 I_1 及 I_2,便可得到 I_{N},从而由(13)式即可得到待测延迟量 δ。为简单起见,可令 $\beta = 0°$,则

$$I_{\mathrm{N}}(\delta,0,\theta) = \frac{1}{\sin^2(\delta/2)\sin^2\theta + \cos^2(\delta/2)\cos^2\theta} - 1. \tag{14}$$

若待测延迟器延迟量为标准的四分之一波片,即 $\delta = \pi/2$,由(14)式可得到,$I_{\mathrm{N}}(\delta,0,\theta) \equiv 1$,即 I_{N} 与起偏器 P_1 的方位角 θ 无关,这是一种理想的情况。实际上四分之一波片的延迟量并不严格等于 $\pi/2$,I_{N} 随 θ 的不同而变化。由于 I_{N} 是归一化参量,光源光强波动以及两探测器增益不匹配引起的误差便被消除,显然该方法降低了对光源及探测器增益的要求,这对提高测量精度具有极为重要的意义。

3　样品测试

用美国光谱物理公司生产的氩离子激光器(2017/5s 型,单线输出)作光源,取 $\lambda_1 = 454$ nm 和

$\lambda_2 = 514$ nm 两个波长，用 LM-5 型热敏光功率计作探测器，对两种菲涅耳菱体型相位延迟器进行测试。样品 A 是用 $n_d = 1.51$ 的冕牌玻璃制作的常规菲涅耳菱体型相位延迟器[见图 2(a)]，样品 B 是用 LaF_1 玻璃($n_d = 1.69362$)制作的斜入射菱体型相位延迟器[见图 2(b)]。测量装置中选用的各偏振器的消光比均优于 10^{-5}，各器件方位角均用测角仪控制。测量中，旋转起偏器 P_1，以得到不同 θ 角下的 δ 值。两只样品的测试结果列于表 1。

Table 1. Measuremental results

		sample A		sample B	
		$\delta_1(\lambda=\lambda_1)$	$\delta_2(\lambda=\lambda_2)$	$\delta_1(\lambda=\lambda_1)$	$\delta_2(\lambda=\lambda_2)$
$\theta/(°)$	0	90.57	89.99	90.70	89.98
	10	90.24	89.93	90.37	89.80
	20	90.42	89.85	90.82	89.78
	30	90.78	90.12	90.38	89.84
	60	90.84	90.05	90.65	90.07
	70	90.95	90.07	90.57	90.03
	80	90.81	89.72	90.71	89.89
	90	90.63	89.97	90.74	89.92
theo. value		90.93	90.21	90.94	90.24
$\Delta\delta_{max}$		0.69	0.49	0.57	0.46
relative error		0.76%	0.54%	0.63%	0.51%

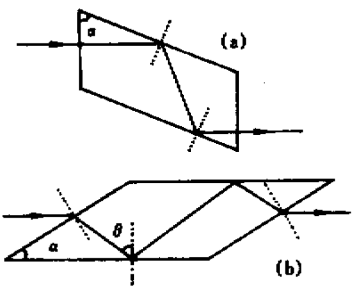

Fig. 2 Schematic of sample's structure
(a) $\alpha = 54.7°$; (b) $\alpha = 30°$

表中理论值是根据全反射相变公式[6]得到的，$\Delta\delta_{max}$ 为测量值与理论值的最大偏差。显然测量的最大相对误差均小于 0.8%。其误差来源有以下几个方面：1) 虽然两探测器增益不匹配引起的误差已被消除，但探测器响应的热不稳定性和空间不均匀性仍可引起一定的误差。2) 由于所用光功率计灵敏度的限制，造成消光位置的确定不够准确，从而出现延迟器快(慢)轴的定位偏差。若这一角度偏差为 $\pm 1°$，当 $\theta = 0°$ 时，计算表明可引起延迟量为 0.07° 的测量误差。若改用光电倍增管探测，测量误差可以减小。3) 起偏器 P_1 及渥拉斯顿棱镜的方位角 θ 和 β 也引起一定的误差。测试中采用精度为 10″ 的测角仪来控制两者的方位，因而该因素引起的误差可忽略不计。

测试结果表明，该测量方法是正确的，对光源稳定性要求不高，且操作简单，在对各类消色差相位延迟器的性能测试及定标中，具有显著的优点。

参 考 文 献

[1] Jerrard H G. Optical compensators for measurement of elliptical polarization. *J. Opt. Soc. Am.*, 1948, **38**(1): 35~59

[2] Jin Guofan, Li Jingzhen ed. *Laser Metrology* (激光测量学), Beijing: Science Press, 1998 (in Chinese)

[3] Nakadate S. High precision retardation measuerment using phase detection of Young's fringes. *Appl. Opt.*, 1990, **29**(2): 242~246

[4] Chiu MingHorng, Chen ChengDer, Su Derchin. Method for determining the fast axis and phase retardation of a wave plate. *J. Opt. Soc. Am.* (*A*), 1996, **13**(9): 1924~1929

[5] *Matrix Optics Introduction* (矩阵光学导论), Translated by Zhu Qingchun, Chen Shisheng. Shanghai: Science and Technology Literature Press, 1991 (in Chinese)

[6] Born M, Wolf E. *Principle of Optics* (光学原理), Translated by Yang Jiasun. Beijing: Science Press, 1978 (in Chinese)

Optical Phase Retardation Measurement by Normalized Polarizing Modulation

Zhao Qiuling Wu Fuquan

(*Institute of Laser Research, Qufu Normal University, Qufu* 273165)

(Received 16 January 2001; revised 2 April 2001)

Abstract: Based on the principle of polarizing modulation, a new method of phase retardation measurement is given. A polarization beam splitter is used instead of polarizer, and a normalized parameter from Jones matrix is introduced to attribute the retardation under test. The measurement deviation obtained is less than 0.8%.

Key words: phase retardation; Jones matrix; polarization beam splitter