

文章编号: 1001-3806(2005)05-0504-03

旋光测量系统的新设计

赵培涛¹, 李国华^{1*}, 彭捍东¹, 宋国栋², 许言强¹

(1. 曲阜师范大学 激光研究所, 曲阜 273165; 2. 曲阜师范大学 物理系, 曲阜 273165)

摘要: 为了提高测量精度, 设计了一种利用偏振光干涉法测量物质旋光率的新系统, 并对石英晶体旋光性质进行了测定, 测量结果的相对误差小于 1%, 实验证明其测试精度和使用效果都比传统方法有了明显的提高。

关键词: 偏振; 偏振干涉; 测量系统; 旋光

中图分类号: O436.3 **文献标识码:** A

New design of optical activity measurement system

ZHAO Pei-tao¹, LI Guo-hua¹, PENG Han-dong¹, SONG Guo-dong², XU Yan-qiang¹

(1. Institute of Laser, Qufu Normal University, Qufu 273165, China; 2. Department of Physics, Qufu Normal University, Qufu 273165, China)

Abstract: In order to improve the precision, a new system is presented to measure the optical activity based on the theory of polarization interference. The measurement result for a quartz crystal optical activity shows that the relative error is less than one percent and the precision and effect is improved a lot than the traditional one.

Key words: polarization; polarization interference; measurement system; optical activity

引 言

平面偏振光沿晶体光轴方向通过晶片, 偏振面将会发生旋转, 这种现象称为旋光现象。旋光角的大小与通过晶体的厚度和晶体材料的物理特性有关^[1]。实际上, 某些有机物也具有旋光性, 偏振光通过这些物质时, 偏振面也会发生旋转。通过研究某些物质的旋光特性, 可以鉴别物质^[2], 因而建立测量偏振面旋转的实验系统具有实际意义。

1 一般的测量方法

一般简单的测量实验系统中, 起偏镜 P_1 和检偏镜 P_2 相互正交, 光经过起偏和检偏后, 在探测器中光强达到最小, 理想的情况就是平常所说的完全消光。加入石英晶片后, 发现光强发生变化, 通过步进电机旋转检偏镜使探测器的光强重新达到最小, 此时检偏镜旋转的角度就为石英晶片的旋光角。由于两偏光棱镜相对方位调节的精度关系, 这种方法引起的误差较大, 精确度不够高。另外, 许多学者从线偏振光可被看作是左右旋圆偏振光的复合的理论出发, 提出了用光学外差调制法、激光螺旋本征态法及相敏检测的技术^[3,4]来实现旋光角度的精确测量, 其精度较高, 但是过程复

杂, 且对操作要求苛刻, 不利于推广应用。

2 干涉法测量系统

对传统的测量系统进行改进, 在光路中, 检偏镜前加一波片^[5], 实验中采用了 $1/2$ 波片, 从后面的理论推导可以看出, 其延迟量可以为任意大小, 起偏镜和检偏镜的主透射方向可以成任意角度。改进后的实验装置系统如图 1 所示。

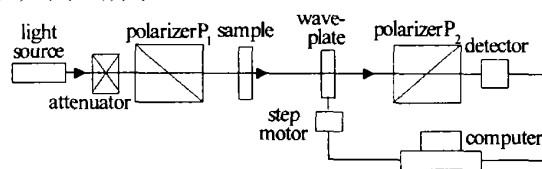


Fig 1 The new system of measuring the rotation of the polarized light

设单色光经 P_1 后, 变成线偏振光, 设其振幅为 A , 振动方向与波片快轴成 θ 角, 则平面偏振光进入波片后分解为两互相垂直振动的线偏振光, 其振幅分别为:

$$A_{1o} = A \sin\theta, A_{1e} = A \cos\theta \quad (1)$$

两束光到达检偏镜 P_2 后, 只有在 P_2 透射方向的分量通过并形成干涉。设 P_2 的主透射方向和波片快轴成 α 角, 则两束透射光的振幅变为:

$$A_{2o} = A \sin\theta \sin\alpha, A_{2e} = A \cos\theta \cos\alpha \quad (2)$$

设两束光的相位延迟为 δ , 则两光干涉后形成的光强为:

$$I = A^2 [\cos^2(\alpha - \theta) - \sin 2\theta \sin 2\alpha \sin^2(\delta/2)] \quad (3)$$

由 (3) 式可知, 干涉光强 I 是 α, θ, δ 的函数。对于上述实验系统, 当固定起偏镜和检偏镜且波片的延迟量 δ 确定之后, 光强 I 只是 θ 的函数。可以测出 I 随 θ 的变

作者简介: 赵培涛 (1980-), 男, 硕士研究生, 主要从事激光偏光理论、偏光技术及偏光器件的设计研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: ghli@163169.net

收稿日期: 2004-06-29; 收到修改稿日期: 2004-11-18

化的正余弦曲线。在测量过程中,使起偏镜和检偏镜的主透射方向夹角固定,使波片绕入射光线旋转 1 周,用计算机采集数据,可以得到光强是随 θ 变化的正余弦曲线。在光路中加入石英晶片(或者是具有旋光性的有机溶液),由于旋光作用,导致入射到波片的偏振光的偏振面发生旋转,同样把波片旋转 1 周,也会得到透射光强的正余弦曲线,但是相对于不加旋光特性物质时,曲线有一平移,平移的角度就是被测旋光材料的旋光角度。

3 实验测量

在实验中,采用天津港东科技公司设计的偏振实验平台软件进行实验测量。采用波长为 650nm 的半导体激光器作为光源。由于所用的探测器的动态测量范围有限,采用小信号测量,在光路中加一可调衰减器来实现。利用计算机对数据进行采集和处理。调整光路,使光线垂直入射各个器件,选择步进电机的步进角为 0.05° ,未放样品时,利用步进电机控制波片旋转 1 周,测量此时的透射光强曲线 I。

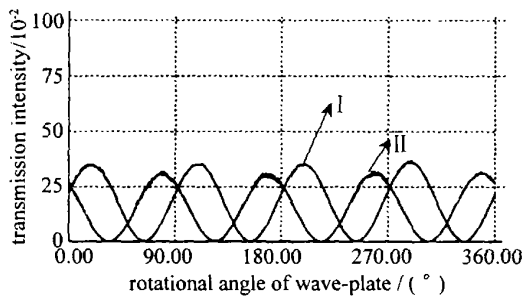


Fig 2 The transmission intensity changed with the rotation of plate

保持起偏镜和检偏镜的主透射方向不变,在起偏镜和波片之间加上待测物质(石英晶片),重复上面的

操作,得到透射光强曲线 II。实验曲线如图 2 所示,很明显两曲线有一偏移量,偏移的角度即为待测物质的旋光角。

由实验曲线可见,曲线的峰值部分有很多的毛刺,这对提取数据进行计算是很不方便的。光源的不稳定性在起偏后表现的比较突出,尤其是光强较大时就显露出来,在做偏光镜的特性测量时就常遇到这类情况,可能是造成这种现象的主要原因。可以推导出考虑扰动后的透射光强为^[6]:

$$I_f = I_0 \times f(\Delta\theta) \quad (4)$$

式中, I_0 为没有扰动时的透射光强, f 为扰动因子。当 I_0 取极大值时, I_f 的值的变化要比极小值时变化大,所以在峰值处,容易产生毛刺,不利于数据的采集和测量,为了提高实验的精度,取极小值的偏移量。第 2 次测量放入了石英晶片,由于晶片表面的反射和材料对光线的吸收,第 2 次的透射光强要小于第 1 次的透射光强。

采用一般的方法对同一石英晶片进行测量。测量结果由图 3 表示。

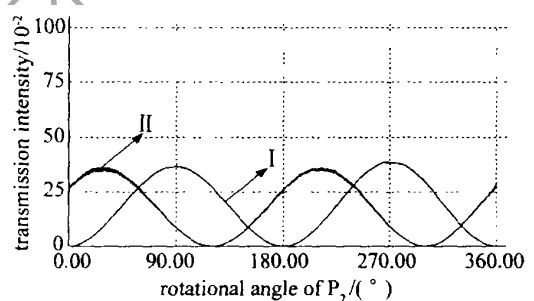


Fig 3 The transmission intensity followed with the rotation of P_2

一般传统方法得到的实验数据见表 1,利用波片法测得的实验数据见表 2 和表 3。

Table 1 The data of traditional experiment

rotation angle	120. 10	120. 15	120. 20	120. 25	300. 05	300. 10	300. 15	300. 20
intensity	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}

Table 2 The relationship between minimum transmission and rotation angle without sample

rotation angle	63. 80	63. 85	63. 90	63. 95	153. 75	153. 80	153. 85	153. 90
intensity	2.8×10^{-3}	2.8×10^{-3}	2.8×10^{-3}	2.8×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}
rotation angle	243. 70	243. 75	243. 85	243. 90	333. 95	334. 00	334. 05	334. 10
intensity	2.8×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.8×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}	2.9×10^{-3}

Table 3 The relationship between minimum transmission and rotation angle with sample

rotation angle	33. 95	34. 00	34. 05	34. 10	123. 85	123. 90	123. 95	124. 00
intensity	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}
rotation angle	213. 85	213. 90	213. 95	214. 00	303. 90	303. 95	304. 00	304. 05
intensity	1.5×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.4×10^{-3}	1.5×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}	1.6×10^{-3}

4 数据处理

两光干涉后形成的光强公式(3)式进行整理可得:

$$I = a \cos 2\theta + b \sin 2\theta + c \quad (5)$$

式中, a , b , c 为波片快轴与检偏镜的夹角 α 和波片延迟量 δ 的函数, 其大小不变。

对两条曲线的最小值处数据采用最小二乘法进行处理计算, 并考虑仪器的测试精度分别求出两曲线的最小值分别为 64.700 和 34.137 , 这两最小值的相对平移量即为待测样品的旋光角度。因而干涉法测得的结果: $\psi = 64.700^\circ - 34.137^\circ = 30.563^\circ$ 。

由图2可以看出, 透射光强曲线以 $\pi/4$ 为周期, 故波片法测得的旋光角应该为 $\psi = 30.563^\circ + 90.000^\circ = 120.563^\circ$ 。

对样品(石英晶片)的厚度进行测量, 根据旋光角的计算公式 $\psi = \alpha d$ 可以计算出石英晶片在波长 650nm 时的旋光率 $\alpha = 17.481^\circ/\text{mm}$ 。测得结果与标准^[7]对比可以得出相对误差为: $\Delta\alpha = (17.481 - 17.318) / 17.318 = 1\%$ 。

试验的误差主要来源于步进电机的步进角的不连续性, 所以在实验中要采用尽可能小的步进角。旋光率和波长的变化有密切的关系, 半导体激光器的不稳定性会造成输出光波波长和光强的变化, 会对测量结果造成一定的影响。

5 小结

该实验系统采用偏振干涉法来测量旋光角, 具有原理简单、测量精度高、光路易于调节的特点, 只需要

使光线垂直入射到各个光学元件即可。在实验中也可以采用波片和起偏镜固定, 旋转检偏镜的办法来测量。考虑到空气隙型棱镜在旋转过程中会产生更大的扰动, 故在设计光路的过程中避开了使棱镜旋转的方案^[6]。同时由于波片的加入, 使得透射光强函数的周期变为 $\pi/4$, 因此, 在计算结果时应注意实际测得的旋光角有可能并不是最终结果, 需要对比简单传统实验方法对结果作一下修正。采集极小值的偏移量有利于提高实验精度。起偏镜和检偏镜的主透射方向的夹角可任意, 易于多次测量。波片的延迟量无需严格定标, 允许有误差。实验中采用计算机控制步进电机的转动, 可使步进角达到 0.05° , 计算机采集数据测量精度比手动控制高, 并且在数据处理方面采用最小二乘法使实验误差降到最小, 提高了测试的精度。测试系统对固体、液体等各类物质的旋光特性测量都很适用, 可替代量糖计, 也可对某些药品进行左、右旋的测试, 因此, 有较大的实用价值。

参考文献

- [1] 封太忠, 吴福全, 李国华. 石英晶体光轴方向厚度的光学测量研究 [J]. 激光技术, 2003, 27(2): 124~125.
- [2] 姚启钧. 光学教程 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1989. 357~362.
- [3] CHOU Ch, HUANG Y Ch. Precise optical activity measurement of quartz plate by using a true-sensitive technique [J]. Appl Opt, 1997, 36(16): 3604~3609.
- [4] LAGOUTTE P, BALCOU P, JACOB D. Optical-activity measurements with bihelical laser eigenstates [J]. Appl Opt, 1995, 34(3): 459~462.
- [5] 王召兵, 宋连科. 测量偏振面旋转的简单方法 [J]. 光电子·激光, 2001, 12(4): 397~399.
- [6] 李红霞, 吴福全, 范吉阳. 空气隙间隔格兰型棱镜偏光器透射光强扰动的温度效应 [J]. 物理学报, 2003, 52(8): 2081~2085.
- [7] 李国华. 光学 [M]. 济南: 山东教育出版社, 1991. 428~430.

(上接第 503 页)

参 考 文 献

- [1] RAMSDEN S A, SAVIC P. A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air [J]. Nature, 1964, 203: 1217~1219.
- [2] READY J F. Effects of high-power laser radiation [M]. New York: Academic Press, 1971. 161~207.
- [3] 强希文. 高功率激光表面大气击穿阈值的波长关系 [J]. 光学技术, 1999, 25(5): 37~39.
- [4] NOACK J, VOGEL A. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density [J]. IEEE J Q E, 1999, 35(8): 1156~1167.
- [5] 倪晓武, 王文中. 强激光致空气击穿过程的数值模拟 [J]. 兵工学

报, 1998, 19(2): 134~138.

- [6] DEMICHELS C. Laser induced gas breakdown: A bibliographical review [J]. IEEE J Q E, 1969, QE5: 188~202.
- [7] SMITH W L, BECHTCL J H, BLOEMBERGEN N. Dielectric breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses [J]. Phys Rev, 1975, B12(2): 706~714.
- [8] KENNEDY P K. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: part I - theory [J]. IEEE J Q E, 1995, 31(12): 2241~2249.
- [9] 孙承伟. 激光辐照效应 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2002. 97.
- [10] 陈建新, 王 骐. 激光偏振参量对光场感生电离电子碰撞机制等离子体电离参量的影响 [J]. 光学学报, 2003, 23(3): 321~325.
- [11] 陆 建, 倪晓武, 贺安之. 激光与材料相互作用物理学 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1996. 119.