

文章编号: 0253-2239(2009)03-0676-06

# 格兰-泰勒棱镜空气隙厚度的测量

王 涛<sup>1,2</sup> 吴福全<sup>1</sup> 马丽丽<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 曲阜师范大学激光研究所, 山东 曲阜 273165; <sup>2</sup> 曲阜师范大学物理工程学院, 山东 曲阜 273165)

**摘要** 为了测量格兰-泰勒棱镜空气隙的厚度, 分析了棱镜对单模高斯光束的影响。结果表明, 经过棱镜后的透射光强随着光束在棱镜端面上的入射角变化呈现周期性的振荡, 且振荡特性与入射光的波长、光强分布特性、棱镜结构角及空气隙的厚度有关。对于给定波长的入射单模高斯光束, 由于棱镜的结构角在棱镜胶合之前可以精确测得, 所以通过分析这种振荡特性便可以得出棱镜空气隙的厚度。据此设计实验, 测出了透射光强随入射角的周期性变化关系。利用计算机编程, 间隔改变 0.0001 mm 作为理论计算中的空气隙厚度的取值。计算实验测得的透射光强振荡周期与理论计算值的相对偏差的平均值, 对于样品棱镜, 当该值为 4.35% 时取值最小, 此时对应的空气隙厚度为 0.0143 mm。

**关键词** 物理光学; 空气隙厚度; 干涉; 偏光棱镜; 高斯光束

**中图分类号** O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092903.0676

## Measurement of Air-Space Thickness of Glan-Taylor Prisms

Wang Tao<sup>1,2</sup> Wu Fuquan<sup>1</sup> Ma Lili<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Institute of Laser, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China  
<sup>2</sup> College of Physics Engineering, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China)

**Abstract** In order to measure the air-space thickness of Glan-Taylor prisms, effects of prisms on the single-mode Gaussian beam were analyzed. The result indicates that the transmitted beam light intensity shows periodical oscillation with change of incident angles on the prism's end face. And the characteristics of the oscillation is related to the incident light wavelength, beam intensity distribution, prism structure angle and air-gap thickness. For the incident single-mode Gaussian beam with given wavelength, the structure angle can be measured exactly before the prism is agglutinated, so the air-gap thickness can be measured by analyzing the characteristics of the oscillation. The experiment is designed, and the periodical oscillation characteristics are measured. Using the computer program, average relative deviation of the experimental oscillating period measured and the theoretical one was calculated by changing the air-space thickness in theoretical calculation with the interval of 0.0001 mm. For the sample prism, the minimum average relative error is 4.35%, and the air-space thickness is 0.0143 mm.

**Key words** physical optics; air-space thickness; interference; polarizing prisms; Gaussian beam

## 1 引 言

随着激光技术的迅速发展, 格兰-泰勒棱镜 (Glan-Taylor prisms) 作为重要的偏光棱镜, 已成为当前激光应用技术中使用最多的棱镜起偏器<sup>[1~6]</sup>。格兰-泰勒棱镜由光轴平行于入射面的两块天然光学冰洲石直角棱镜以空气隙为间隔胶合而成<sup>[7~9]</sup>。由于冰洲石晶体的光学性能稳定, 透射光谱范围宽 (240~2800 nm)<sup>[10]</sup>, 双折射率大, 具有极好的抗光

损伤能力。所以格兰-泰勒棱镜具有消光比高 (优于  $10^{-5}$ )<sup>[11]</sup>、抗光损伤阈值大的特点, 特别适合于在强光环境中使用<sup>[7]</sup>; 由于两冰洲石直角棱镜间以空气隙间隔, 所以与其他光学胶合剂胶合的棱镜相比, 格兰-泰勒棱镜在紫外光区具有更好的透射特性; 另外, 格兰-泰勒棱镜的光束偏离角小 (小于  $3'$ ), 即透射光束的方向与入射光基本一致, 基本不受棱镜旋转的影响, 这一点在光路调整技术中是极为重要的,

**收稿日期**: 2008-04-01; **收到修改稿日期**: 2008-07-01

**基金项目**: 曲阜师范大学硕士科研启动基金和曲阜师范大学实验教学改革项目资助课题。

**作者简介**: 王 涛 (1977-), 男, 硕士研究生, 讲师, 主要从事偏光器件理论与参量测试等方面的研究。

E-mail: whappyt@mail.qfnu.edu.cn

**导师简介**: 吴福全 (1952-), 男, 教授, 主要从事偏光检测与器件以及薄膜光学等方面的研究。

E-mail: fqwu@mail.qfnu.edu.cn

尤其适合激光应用技术的 optics 系统调整要求<sup>[12]</sup>。

构成格兰-泰勒棱镜的两个重要结构参数为棱镜的结构角和棱镜空气隙胶合层的厚度,这两个结构参数的选取直接影响到棱镜的性能,决定着棱镜的使用范围。比如应用于红外的棱镜结构角和空气隙厚度要增大,而应用于紫外的棱镜结构角和空气隙厚度要相应减小<sup>[12]</sup>,所以准确测量棱镜的结构角和空气隙的厚度是合理设计和应用格兰-泰勒棱镜的一个重要前提。棱镜结构角可以在棱镜胶合之前通过测量冰洲石直角棱镜的顶角而得到相当精确的结果。但空气隙厚度的值却无法精确给出,其原因是当前对空气隙厚度的测量是在棱镜胶合之前,测出为形成空气隙而在棱镜边缘加入的填充物的厚度,并以此作为空气隙的厚度<sup>[7-9]</sup>。然而,当棱镜胶合时,填充物要承受应力,且在胶合剂烘干的过程中,温度也会对填充物产生影响<sup>[9]</sup>,因而格兰棱镜空气隙的厚度与棱镜胶合之前填充物的厚度是有差别的。

为了准确测量格兰-泰勒棱镜空气隙的厚度,考虑光在棱镜空气隙中由于棱镜-空气隙界面的反射会产生多光束干涉<sup>[7-9]</sup>,干涉的结果会影响棱镜透射光的强度。当改变棱镜入射角时,透射光的强度会出现周期性的变化。这种变化与入射光的波长、入射光光强分布的形状、棱镜的结构角和空气层的厚度有关。所以可以采用给定波长和光强分布形状的入射光。由于棱镜的结构角可预先测得,通过测量、分析透射光随入射角变化的关系可以得到空气隙的厚度。另外,由于透射光与入射光的光强分布有关<sup>[8]</sup>,所以理论分析和实验中均采用单模高斯光束,入射光的波长为 632.8 nm 照射格兰-泰勒棱镜,通过实验测量得出了透射光强随入射角的变化关系,进而得到棱镜空气隙厚度的数值。

## 2 理论分析

对于格兰-泰勒棱镜,激光光束进入棱镜的前半部分被分成 e 光和 o 光,但没有分开。当到达空气隙胶合界面时,o 光被全反射,e 光通过。由于空气隙厚度只对透射的 e 光产生影响,所以图 1 只给出了 e 光在棱镜中的光路,图中  $S$  为棱镜的结构角, $i_1$  和  $i_2$  为两条平行的入射光线。 $\alpha_0$  为  $i_2$  在棱镜端面  $O$  处的入射角, $\alpha'_0$  为  $O$  处晶体中的折射角, $\alpha'_1$  为光波在棱镜前半部分与空气隙之间的分界面 1 处的入射角, $\alpha_1$  为折射角。 $\phi_3$  为  $i_2$  被空气隙与棱镜的后半部分的界面在 2 处反射后,回到棱镜前半部分与空气隙的分界面在 3 处折射时,折射光波法线与晶体

光轴之间的夹角。 $\beta_3$  为 3 处入射表面法线与晶体光轴之间的夹角, $h$  为空气隙的厚度, $\alpha'_4 = \alpha'_1$ , $e_{21}$  为不考虑光束在棱镜空气隙中的干涉效应时, $i_2$  经棱镜后直接出射光。同样, $e_{11}$  为  $i_1$  经棱镜后的直接出射光, $e_{22}$  为  $i_2$  在棱镜空气隙中经两次反射后的出射光, $e_{11}$  和  $e_{22}$  在 3 处发生干涉。关于棱镜中的晶体光轴和透射的 e 光光矢量的方向在图 1 中的纸面内且平行于棱镜的入射端面。

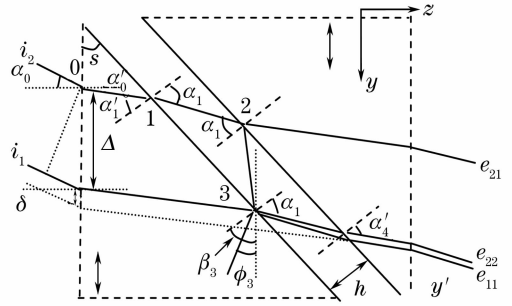


图 1 e 光在棱镜空气隙中的光路

Fig. 1 Light path of e light in the prism's air-space

光在通过格兰-泰勒棱镜空气隙时将发生多次反射,若设  $i_2$  的光强为 1,波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ ,则 o 光和 e 光的主折射率分别为  $n_o = 1.65567$ , $n_e = 1.48515$ 。取棱镜结构角  $S = 38.5^\circ$ ,入射角  $\alpha_0 = 0$ ,那么经两次反射后,透射光束  $e_{22}$  的光强为  $4.3586 \times 10^{-4}$ ,经四次反射后,透射光束的光强为  $2.1635 \times 10^{-7}$ ,由此可见,四次及四次以上的反射光,对透射光强分布的影响可以忽略,因此,只考虑经两次反射后的出射光束  $e_{22}$  与直接透射光束  $e_{11}$  相遇时形成干涉。

对于单模高斯光束,只考虑 e 光,在  $(x, y, z)$  处的电场  $E(x, y, z)$  为<sup>[13]</sup>

$$E(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{\omega^2(z)}\right] \times \exp\left\{-i\left[k\left(z + \frac{r^2}{2R}\right) - \psi\right]\right\}, \quad (1)$$

式中  $E_0$  为原点处电矢量的振幅, $\omega_0$  为高斯光束的腰斑半径, $z$  为棱镜与束腰之间的距离:

$$\begin{aligned} \omega(z) &= \omega_0 [1 + (z/f)^2]^{1/2}, \\ r^2 &= x^2 + y^2, \quad k = 2\pi/\lambda, \\ f &= \pi\omega_0^2/\lambda, \quad R = R(z) = z + f^2/z, \\ \psi &= \arctan(z/f). \end{aligned}$$

其光强分布

$$I_0(x, y, z) = E_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \exp\left[-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2(z)}\right], \quad (2)$$

坐标系如图 1 所示,设

$$e_1 = E(x, y - \delta \cos \alpha_0, z),$$

$$\delta = \frac{h}{\cos \alpha_1} \frac{\sin(\alpha_1 - \alpha'_1)}{\sin(\pi/2 + \alpha'_0)},$$

$$e_2 = E\left[x, y - (\Delta + \delta) \cos \alpha_0, z + \frac{2h}{\cos \alpha_3} -$$

$$2n'_e h \tan \alpha_1 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'_1\right) - \Delta \sin \alpha_0\right],$$

$n'_e$  为 e 光在棱镜前半部分传播时的等效折射率,

$$\alpha'_1 = \alpha'_0 + S, \Delta = \frac{\sin(S + \alpha'_0)}{\sin(\pi/2 + \alpha'_0)} 2h \tan \alpha_1. \text{ 因为}$$

$$\frac{2h}{\cos \alpha_1} - 2n'_e h \tan \alpha_1 \cos(\pi/2 - \alpha'_1) - \Delta \sin \alpha_0 \ll z,$$

所以不考虑其对  $z$  产生的影响,并略去在胶合层中四次及四次以上反射对透射光的影响,则在  $y'_1$  处的光强为

$$I(x, y, z) = (1 - R_{f_0})^2 (1 - R_{f_1})^2 E_0^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \left\{ \exp\left\{-\frac{2[x^2 + (y - \delta \cos \alpha_0)^2]}{\omega^2(z)}\right\} + R_{f_1} R_{f_3} \exp\left\{-\frac{2\{x^2 + [y - (\Delta + \delta) \cos \alpha_0]^2\}}{\omega^2(z)}\right\} + 2(R_{f_1} R_{f_3})^{1/2} \exp\left\{-\frac{2x^2 + (y - \delta \cos \alpha_0)^2 + [y - (\Delta + \delta) \cos \alpha_0]^2}{\omega^2(z)}\right\} \cos \Phi(y) \right\}, \quad (3)$$

令  $E_0 = 1$ , 又棱镜在  $x$  方向上对光束的光强分布不产生影响,所以取  $x = 0$ , 则棱镜对单模高斯光束光强分布的影响由下式给出:

$$I(y, z) = (1 - R_{f_0})^2 (1 - R_{f_1})^2 \frac{\omega_0^2}{\omega^2(z)} \left\{ \exp\left[-\frac{2(y - \delta \cos \alpha_0)^2}{\omega^2(z)}\right] + R_{f_1} R_{f_3} \exp\left\{-\frac{2[y - (\Delta + \delta) \cos \alpha_0]^2}{\omega^2(z)}\right\} + 2(R_{f_1} R_{f_3})^{1/2} \exp\left\{-\frac{2(y - \delta \cos \alpha_0)^2 + [y - (\Delta + \delta) \cos \alpha_0]^2}{\omega^2(z)}\right\} \cos \Phi(y) \right\}, \quad (4)$$

式中  $R_{f_0}, R_{f_1}, R_{f_3}$  满足<sup>[12,14]</sup>

$$R_{f_0} = \frac{(n'_{e_0} \cos \alpha_0 - \cos \alpha'_0)}{(n'_{e_0} \cos \alpha_0 + \cos \alpha'_0)}, \quad R_{f_1} = \frac{\tan^2(\alpha'_1 - \alpha_1)}{\tan^2(\alpha'_1 + \alpha_1)}, \quad R_{f_3} = \frac{\tan^2(\alpha'_3 - \alpha_1)}{\tan^2(\alpha'_3 + \alpha_1)}, \quad (5)$$

式中  $n'_{e_0} = \frac{n_e n_o}{(n_o^2 \sin^2 \phi_0 + n_e^2 \cos^2 \phi_0)^{1/2}}, \sin \alpha_0 = n'_{e_0} \sin \alpha'_0, \alpha'_0 = \phi_0 - \beta_0, \beta_0 = \frac{\pi}{2}, \alpha'_1 = S + \alpha'_0,$

$\sin \alpha_1 = \frac{n_e n_o \sin(\beta_3 - \phi_3)}{(n_o^2 \sin^2 \phi_3 + n_e^2 \cos^2 \phi_3)^{1/2}}, n'_{e_0} \sin \alpha'_1 = \sin \alpha_1, \alpha'_3 = \beta_3 - \phi_3, \beta_3 = \frac{\pi}{2} - S.$ 且满足:

$$\Phi(y) = k \left[ \Delta \sin \alpha_0 + 2n'_{e_0} h \tan \alpha_3 \cos\left(\frac{\pi}{2} - \alpha'_1\right) - \frac{2h}{\cos \alpha_3} + \frac{(y - \delta)^2 - (y - \Delta - \delta)^2}{2R} \right]. \quad (6)$$

### 3 计算机数据分析

设入射光采用 He-Ne 激光, 波长  $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ , 束腰半径  $\omega_0 = 1 \text{ mm}, z = 200 \text{ mm}$ , 则 o 光和 e 光的主折射率分别为  $n_o = 1.65567, n_e = 1.48515$ . 棱镜的结构角取  $S = 38.5^\circ$ , 则视场角为  $4^\circ 27'$ , 空气隙厚度取典型值  $h = 0.02 \text{ mm}$ , 则利用(3)式~(7)式可用计算机直接模拟出在全视场角范围内, 透射光束随入射角的变化如图 2 所示.

由图 2 可知, 当入射角  $\alpha_0$  增大时, 透射光束沿  $y$  方向的光强分布  $I(y)$  将呈现周期性的振荡. 并且入射角越大, 这种振荡的振幅越大, 同时振荡频率也会增加. 由(4)式可知,  $I(y)$  的振荡周期由(6)式所描述的  $\Phi(y)$  决定, 而  $\Phi(y)$  与  $h$  相关, 所以可以通过

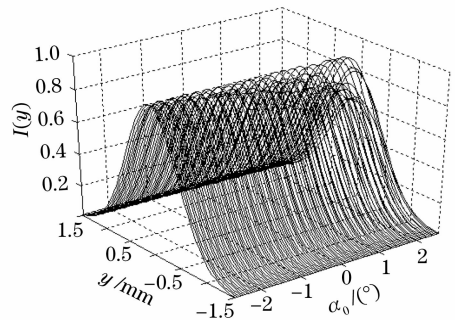


图 2 格兰-泰勒棱镜对单模高斯光束光强分布的影响随入射角的变化

Fig. 2 Changes of the effect on single-mode Gaussian beam intensity distribution of the Glan-Taylor prism with the incident angle

分析  $I(y)$  的振荡周期得到棱镜空气隙厚度  $h$  的数值。

## 4 空气隙厚度的实验测量

### 4.1 实验装置

实验装置如图 3 所示。光源使用 He-Ne 激光器,  $P_1$  为小孔光阑, 对激光器输出横模进行限制, 以获得单模光束。同时  $P_1$  在光路中还具有限制光学元件的反射光返回激光谐振腔的作用。  $L_1$  和  $L_2$  完成对激光束的扩束、准直,  $L_1$  焦距选择不宜过小, 否则会引起光束截面光强分布发生较大改变。实验中选择  $L_1$  焦距  $f_1 = 50$  mm,  $L_2$  焦距  $f_2 = 105$  mm,  $L_3$ 、 $L_4$  为傅里叶变换透镜, 其焦距  $f_3 = f_4 = 300$  mm,

$P_2$  为空间滤波器, 用于对单模高斯光束整形,  $L_5$  为变换透镜, 焦距  $f_5 = 250$  mm, 待测样品放在可旋转载物平台上, 样品中心与平台的旋转轴重合, 旋转载物平台可以读出旋转角度, 精度为  $1'$ 。光学暗箱主体为金属, 稳定性良好。暗箱内设有一导轨, 导轨上附有标尺, 可调衰减器  $S_1$  紧靠光学暗箱的入光孔。固定衰减器与 CCD 紧靠在一起, 且可与 CCD 一起在导轨上移动。CCD 采集的图像信号经图像采集卡转换后经计算机分析。CCD 采用扫描线数为 570TVline 的 1/2 英寸 CCD, 有效像素为 752 pixel (水平)  $\times$  582 pixel (垂直), 图像采集卡采用 Osprey-200, 采用 SensorPhysics LaserTest 激光光束分析软件并结合 Matlab 进行图像数据处理。

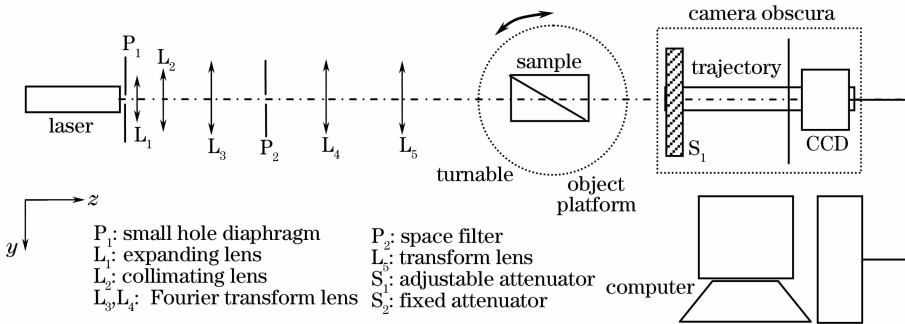


图 3 实验装置示意图

Fig. 3 Schematic diagram of the experimental setup

表 1 CCD 采集的透射光束光强的极值与对应的入射角

Table 1 Transmitted light intensity extreme value gathered by CCD and corresponding incident angle

Incident angle	Transmission intensity	Incident angle	Transmission intensity
$-2^\circ$	0.872	$0^\circ 33'$	0.781
$-1^\circ 48'$	0.917	$0^\circ 43'$	0.868
$-1^\circ 36'$	0.861	$0^\circ 50'$	0.771
$-1^\circ 23'$	0.916	$1^\circ 2'$	0.849
$-1^\circ 10'$	0.853	$1^\circ 7'$	0.751
$-1^\circ 1'$	0.917	$1^\circ 17'$	0.863
$-0^\circ 49'$	0.852	$1^\circ 24'$	0.753
$-0^\circ 37'$	0.918	$1^\circ 31'$	0.862
$-0^\circ 27'$	0.838	$1^\circ 40'$	0.722
$-0^\circ 15'$	0.903	$1^\circ 47'$	0.831
$-0^\circ 6'$	0.813	$1^\circ 55'$	0.670
$0^\circ 5'$	0.902	$2^\circ 2'$	0.779
$0^\circ 15'$	0.782	$2^\circ 9'$	0.641
$0^\circ 25'$	0.881		

### 4.2 实验测试结果

调整光路, 使载物台上未放样品时, CCD 检测到的光束呈单模高斯分布, 且束腰半径  $\omega_0 = 1$  mm,  $z = 200$  mm。将棱镜放置在载物台上, 旋转载物台。表 1 给出了在全视场角范围内, 当入射角改变时, 透

射光束光强的极值 (峰值处) 所对应的相对透射光强。

图 4 给出了通过格兰-泰勒棱镜后, 透射光束光强变化的理论和实验结果。图中“\*”表示实验数据, 实验数据之间以实线相连, 虚线表示理论值。由于透射光强随入射角的振荡周期与棱镜空气隙的厚

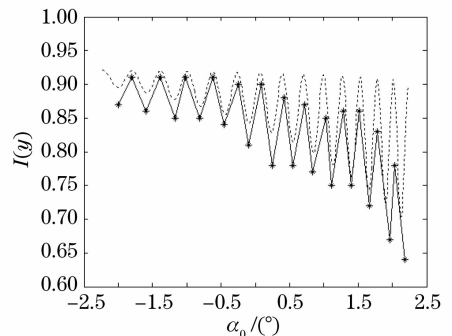


图 4 格兰-泰勒棱镜透射光强随入射角变化的理论(虚线)和实验(实线)曲线

Fig. 4 Experimental curve (solid line) and theoretic curve (dashed line) of transmitted light intensity of Glan-Taylor prism changing with the incident angle

度有关,所以利用计算机编程调整空气隙厚度的数值可以改变理论曲线的振荡周期,以得到和实验值相吻合的曲线。具体方法是选取实验数据与相应理论分析数据的平均周期相对误差的最小值来确定空气隙的厚度,其对比测量精度为 0.0001 mm。图中给出的理论曲线(虚线)对应的空气隙厚度为  $h = 0.0143$  mm,比较实线和虚线,可见二者的振荡周期吻合很好。

### 4.3 误差分析

由图 4 可以看出,实验采集到的光强值与理论值相差较大。这主要是由于激光器输出光经偏光棱镜后功率不稳定造成的,但这对棱镜空气隙厚度  $h$  的测量结果影响不大。因为测量  $h$  时只需对比理论和实验曲线的振荡周期。理想的情况下,理论和实验曲线的振荡周期是严格相等的,因此,可以利用平均周期相对误差即每个振荡周期的相对误差的平均值来表征实验数据和理论值的偏差,如(7)式所示:

$$E_{ar} = \sum_{i=1}^n \frac{|T_i - T'_i|}{T'_i} / n, \quad (7)$$

式中  $n$  为总周期数, $i$  为周期序号, $T_i$  为第  $i$  个周期的实验测量值, $T'_i$  为第  $i$  个周期的理论值。

表 2 给出了实验测得的振荡周期及相应的理论值,表中周期序号是沿入射角增大的方向编排的。将表 2 数据带入(7)式,得  $E_{ar} = 4.35\%$ 。由此可见,理论和实验结果吻合较好。二者的偏差主要来自,1)单模高斯光束整形系统出射的光束与理想的高斯光束之间还有一定差别,2)CCD 的前置衰减片及 CCD 感光元素前的保护玻璃对光束的光强分布会产生一定影响。

表 2 透射光强随入射角变化周期的实验测量值及理论值

Table 2 Transmitted light intensity oscillation period of incident angle measured in experiment and calculated by theory

Periodic number	Experimental value ( $T$ )	Theoretic value ( $T'$ )
1	24'	25'
2	26'	24'
3	21'	23'
4	22'	22'
5	21'	21'
6	21'	20'
7	18	19'
8	17'	18'
9	17'	16'
10	17'	16'
11	16'	16'
12	15'	14'
13	14'	14'

## 5 结 论

由于光在格兰-泰勒棱镜空气隙中的干涉效应,导致了单模高斯光束通过格棱镜后,透射光束的光强随光束在棱镜端面上的入射角的改变呈现周期性的振荡。这种改变除了与入射单模高斯光束本身的性质(包括光的波长、束腰半径、测量平面与束腰的距离)有关以外,还与棱镜的结构参数(包括棱镜的结构角和空气隙的厚度)有关。因此,在确定了棱镜结构角的条件下,用给定的入射光照射棱镜,通过分析透射光束随入射角的变化规律,便可求出棱镜空气隙的厚度。

### 参 考 文 献

- Zhang Shan, Wu Fuquan, Hao Dianzhong *et al.*. A spectrometer method for determining thickness of quartz plate along the crystal axis[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(11): 2082~2086  
张 珊,吴福全,郝殿中等. 测量石英晶体光轴方向厚度的光谱分析法[J]. *光学学报*, 2007, **27**(11): 2082~2086
- Jia Peng, Li Guohua, Peng Handong. Thermodynamic effecton transmitted intensity perturbation of Glan-Thompson prism[J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(3): 534~538  
贾 朋,李国华,彭捍东. 格兰-汤普森棱镜透射光强扰动的温度效应[J]. *光学学报*, 2008, **28**(3): 534~538
- Bi Jia, Wu Fuquan, Zheng Mengmeng. Study on the transmittance of Marple-Hess prism undulating with the incident angle[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(4): 716~720  
毕 佳,吴福全,郑萌萌. 马普-赫斯棱镜透射比随入射角变化的波动研究[J]. *光学学报*, 2007, **27**(4): 716~720
- Xing Jinhua, Hou Haihong, Qian Bin. Refractive indices measurements of uniaxial crystal by reflectivity scan to incident angle[J]. *Chinese. J. Lasers*, 2007, **34**(6): 829~832  
邢进华,侯海虹,钱 斌. 反射率对入射角扫描测定单轴晶体的折射率[J]. *中国激光*, 2007, **34**(6): 829~832
- Du Xiliang, Dai Jingmin. Data processing method for the division-of-amplitude photopolarimeter based on an artificial neural network[J]. *Chinese J. Lasers*, 2007, **34**(1): 87~91  
杜西亮,戴景民. 基于神经网络的分振幅光偏振仪的数据处理[J]. *中国激光*, 2007, **34**(1): 87~91
- 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
- J. Y. Fan, H. X. Li, F. Q. Wu. Transmission intensity disturbance in a rotating polarizer[J]. *Opt. Commun.*, 2008, **281**(2): 197~201
- Huafeng Zhu, Lianke Song, Jianwen Chen *et al.*. Modified formula of Malus' law for Glan-Taylor polarizing prisms[J]. *Opt. Commun.*, 2005, **245**: 1~9
- Li Hongxia, Wu Fuquan, Fan Jiyang. Polarizing prism thermo-optical effect interference perturbation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2003, **52**(8): 2081~2806  
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): 2081~2806
- Li Jizhong, Li Guohua, Xiao Shengan *et al.*. Spectrophotometer polarization spectrum measurement [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 1994, **14**(5): 121~126

- 李继仲,李国华,肖胜安 等. 分光光度计的偏振响应测定及其应用[J]. 光谱学与光谱分析, 1994, **14**(5): 121~126
- 11 Wu Fuquan, Li Guohua, Song Lianke *et al.*. Laser high efficiency polarizer transmittance extinction ratio[J]. *Chinese J. Lasers*, 1995, **A22**(1): 37~39
- 吴福全,李国华,宋连科 等. 激光高效偏光镜的研究[J]. 中国激光, 1995, **22**(1): 37~39
- 12 Li Jingzhen. Handbook of Optics[M]. Xi'an: Technology and Science Press of Shanxi, 1986. 497~521
- 李景镇. 光学手册[M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986. 497~521
- 13 Zhou Bingkun, Gao Yinzhi, Chen Tirong *et al.*. Laser Principle [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2000. 71~74
- 周炳琨,高以智,陈倜嵘 等. 激光原理[M]. 北京: 国防工业出版社, 2000. 71~74
- 14 M. Born, E. Wolf. Principles of Optics[M]. Yang Jiasun *et al.* transl., Beijing: Publishing House of Electronics Industry, 2006. 661~711
- M. 波恩, E. 沃耳夫. 光学原理[M]. 杨葭荪 等译, 北京: 电子工业出版社, 2006. 661~711