

格兰-泰勒棱镜光强透射比波动的成因及抑制方法精确分析

朱化凤¹ 李代林¹ 宋连科² 王秀民¹ 展凯云¹ 王宁¹ 云茂金³

¹ 中国石油大学(华东)理学院, 山东 青岛 266580
² 曲阜师范大学激光研究所 山东省激光偏光与信息技术重点实验室, 山东 曲阜 273165
³ 青岛大学物理学院, 山东 青岛 266071

摘要 格兰-泰勒棱镜的光强透射比随着空间入射角的变化会出现波动。借助共点三轴系统和多光束干涉公式, 得到了偏光棱镜的光强透射比的精确表达式。根据马吕斯定律, 利用数值模拟实验, 给出了格兰-泰勒棱镜作为检偏镜在光学系统中的光强透射比表达式。数值模拟结果表明: 波动的产生来源于平行空气隙间的多光束干涉, 波动幅度的大小及出现的位置主要取决于空气隙的平行程度及检偏镜在光学系统中的相对位置。令棱镜的转轴和系统的光轴之间的夹角 $\beta=0^\circ$, 可以实现光强透射比曲线上波动的完全抑制。给空气隙一个小的胶合误差角可以有效抑制光强透射比随空间入射角的波动。抑制波动的临界胶合误差角随入射光束横截面的增大而减小。

关键词 物理光学; 格兰-泰勒棱镜; 波动抑制; 胶合误差角; 光强透射比; 干涉

中图分类号 O436 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/LOP50.052302

Precise Analysis of Formation and Suppression of Intensity Transmittance Fluctuations of Glan-Taylor Prisms

Zhu Huafeng¹ Li Dailin¹ Song Lianke² Wang Xiumin¹ Zhan Kaiyun¹
Wang Ning¹ Yun Maojin³

¹ College of Science, China University of Petroleum, Qingdao, Shandong 266580, China

² Shandong Provincial Key Laboratory of Laser Polarization and Information Technology, Laser Institute, Qufu Normal University, Qufu, Shandong 273165, China

³ College of Physics Science, Qingdao University, Qingdao, Shandong 266071, China

Abstract The light intensity transmittance of Glan-Taylor polarizing prism suffers from fluctuations in spatial incident angle. By using three-axis model and multibeam interference theory, we develop the expression of light transmittance of the prism in spatial incident angle. Based on Malus law, the light intensity transmittance of the analyzer in optical system is simulated, which shows that the fluctuations on intensity transmittance curve result from the multibeam interference in the parallel air gap, and the magnitude and position of the fluctuations lie on the parallelism of the air gap and the spatial position of the prism in the optical system. The intensity fluctuations can be completely suppressed with the angle between the rotation axis of the prism and the optical axis $\beta=0^\circ$. For $\beta \neq 0^\circ$, by giving the air gap a glued error angle, the transmittance fluctuations are well suppressed. The critical glued error angle for suppressing fluctuaitons decreases with the increase of the incident spot size.

Key words physical optics; Glan-Taylor prism; suppression of fluctuations; glued error angle; intensity transmittance; interference

OCIS codes 230.5440; 230.5480; 260.1440

收稿日期: 2013-01-23; **收到修改稿日期**: 2013-01-29; **网络出版日期**: 2013-04-12

基金项目: 国家自然科学基金(10904080)、中央高校基本科研业务费专项基金(14CX02021A)、山东省自然科学基金(ZR2012AQ005, ZR2012DL12)、山东省优秀中青年奖励基金(BS2011DX007)和2012年青岛市科技发展计划——应用基础研究[12-1-4-7-(7)-jch]资助课题。

作者简介: 朱化凤(1977—), 女, 副教授, 硕士生导师, 主要从事偏光工程技术和光学超分辨等方面的研究。

E-mail: zhuhf@upc.edu.cn

1 引言

偏光棱镜有多种类型,空气隙格兰型设计^[1]的偏光棱镜以其高抗光损伤阈值、高消光比(优于 10^{-5})^[2]、高光强透射比和小光束偏移角(小于 $3'$)等优点在光通讯技术、信息处理技术和激光技术^[3~5]中有很广泛的应用。特别是光强透射比较大的格兰-泰勒棱镜,应用更是广泛,因此它的光学性能也一直是人们研究的热点^[6]。格兰-泰勒棱镜由方解石晶体制成,方解石晶体在相当宽的波长范围内基本没有吸收,而且具有良好的双折射特性。偏光器件在很多情况下成对使用,一个充当起偏器,一个充当检偏器。理论上讲,从检偏器出射的光束强度随起偏器和检偏器的透振方向之间夹角的变化满足马吕斯定律^[7],然而由于棱镜胶合层两切割面的光洁度高,光在切割面的反射不可忽略,使得有时候随着检偏棱镜的连续旋转,光强透射比曲线不能完全按照余弦曲线的平方变化,而是在余弦平方曲线上有一些上下的波动,这些波动呈现出周期性变化,这些看似无规则的波动的出现大大降低了系统的测量精度,特别是在一些检偏器需要调整的环境中,这一点表现得尤为突出。已有文献对该波动的成因进行了研究^[8~13],对波动产生的内在原因给出了解释。虽然所给出的理论与一些实验结果基本相符,但还有很多实验曲线没有表示出像理论结果所显现出的强烈波动。

总结现在已有的对该问题的研究结果,主要有两种观点,一种是认为步进电机的振动是引起光强透射比周期性波动的原因。这种观点下得到的结果只能对问题进行定性的分析。但通过上百次的实验(包括多个棱镜的测试实验)证明,步进电机的振动所引起的波动非常小,在实验曲线上基本用肉眼很难观察出来,而且步进电机的振动偶然因素很大,而实验曲线却遵从一定的规律。另一种是认为标准的平行空气隙的多光束干涉和实验过程中光束在空气隙上入射条件的变化是引起光强波动的主要原因,并预先假定空气隙是标准平行的。在此前提之下,得到的理论结果只能解释部分的实验曲线。在经过深入的研究后上发现,光束在空气隙间的干涉的确是形成波动的原因之一,但曲线波动的成因受多方面因素的影响,如空气隙是否严格平行、棱镜的转轴与系统的光轴是否平行等,而这些因素对曲线的形状影响是非常大的。本文在考虑了更多的因素之后,对该物理问题建立了适当的模型,并进行了定量的分析,得到的结果几乎可以解释所有的实验曲线,包括波动比较大、比较小和没有波动的情况,彻底解释了光强透射率曲线上波动产生的具体位置及波动振幅大小产生的原因等问题,并基于分析结果提出了有效抑制光强透射比曲线波动的方法。

2 格兰-泰勒棱镜的光强透射比

2.1 共点三轴模型

将具有公共点的三条射线所组成的模型称为共点三轴模型^[12]。如图 1 所示, n_a , n_b 和 n_c 分别代表三条射线, O 为原点,角 ξ , η , κ 被称为面角,面 AOB 和 BOC 之间的夹角 ϕ 被称为面间角。 κ 定义为 ϕ 的对角。这些角度之间的关系满足

$$\cos \kappa = \cos \xi \cos \eta + \sin \xi \sin \eta \cos \phi. \quad (1)$$

(1)式被称为共点三轴模型的角关系。

2.2 平面自然光入射时格兰-泰勒棱镜的光强透射比

格兰-泰勒棱镜是由两块立体三角形的方解石晶体沿切割面抛光后之间加一个中孔垫片胶合而成的,这样在两切割面之间形成一个空气隙,晶体光轴的方向平行于棱镜的表面。如图 2(a)所示, n_0 和 n'_0 的反方向表示入射波和折射波的波矢方向, n_1 和 n_2 分别代表入射面的切割面的法线方向。由 n_1 和 n_2 确定的平面为棱镜的主截面。 n_1 和 n_2 之间的夹角恰好等于结构角 S 。此后涉及的与光线有关的轴线均指的是与光线波矢的方向相反的射线。以 n_1 为轴线,俯视从主截面到入射面逆时针转过的角度 φ 被称为入射光的方位角。入射角 i_0 和方位角 φ 共同称为空间入射角。一组 (i_0, φ) 确定入射光束唯一的空间入射位置。

当一束单色光穿过一个格兰-泰勒棱镜时,只要入射光束在视场角的范围内入射,出射光束仅仅为非寻常光(e光),不难证明在视场角范围内(格兰-泰勒棱镜的视场角一般为 6°)入射和出射平面上的光强透射比 T_1 和 T_3 可以用正入射的情况来近似,可看做常量,即 $T_1 = T_3 = 4n_c / (1 + n_c)^2 = C$ (其中 n_c 为 e 光的主折

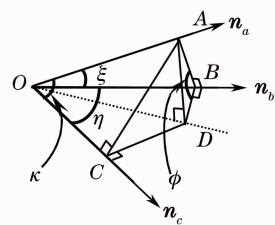


图 1 共点三轴系统

Fig. 1 Three-axis system with a common origin

射率)。在视角角的范围内, e 光的折射率 $n'_e \approx n_e$ 。我们主要讨论光束在棱镜胶合面上的光强透射比。

棱镜中出射的 e 光的光矢量的振动方向对应于菲涅耳公式中的 p 分量, 则光束在切割面上的光强反射比 R 可表示为

$$R = \frac{(n_e \cos j - n \cos i)^2}{(n_e \cos j + n \cos i)^2}, \quad (2)$$

式中 n 为空气隙的折射率($n=1$), i 和 j [图 2(b)] 分别为胶合面上的入射和折射角。

如图 2 所示, 由折射定律, 入射端面上的折射角 i_1 满足

$$\sin i_0 = n_e \sin i_1, \quad (3)$$

在共点三轴模型 $n'_0 n_1 n_2$ 中, n_1 和 n_2 之间的夹角为 S , i_1 为面角, φ 为面间角, i 为 φ 的对角, 它们之间满足

$$\cos i = \cos S \cos i_1 + \sin S \sin i_1 \cos \varphi. \quad (4)$$

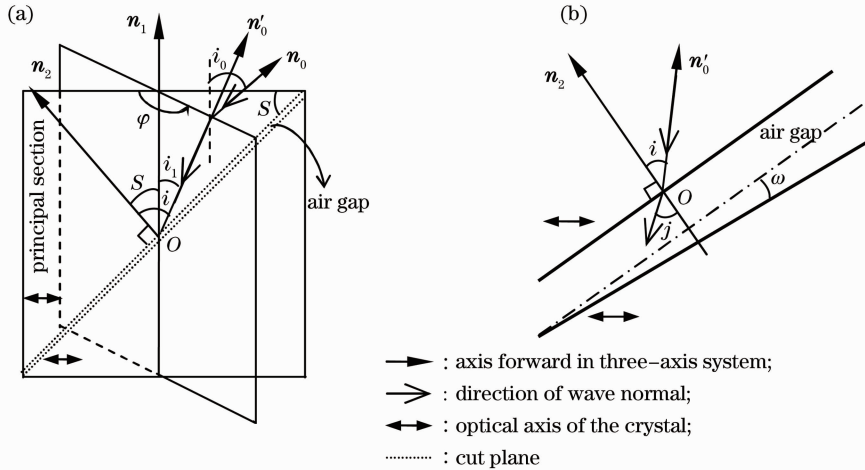


图 2 光路中格兰-泰勒棱镜中的波矢和夹角 (为了清楚起见, 放大了入射角度)

Fig. 2 Wave vectors and angles of a Glan-Taylor prism in light path (the incident angle is enlarged for clarity)

在切割面上角度 j [图 2(b)] 满足

$$\sin j = n_e \sin i. \quad (5)$$

由(3)~(5)式可见, 对于特定的棱镜(结构角 S 确定), 空气隙表面上的入射角和折射角 i 和 j 取决于空间入射角(i_0, φ)。

设入射光束的横截面为圆形, 直径为 d 。取主截面与空气隙的交线所沿的方向为 x 轴。光束入射到空气隙时变为长轴沿 x 轴方向的椭圆, 设坐标原点为椭圆的中心, 如图 3 所示。光束在空间入射角的范围内入射时, 该椭圆的取向变化很小, 可以认为其基本不变。假设空气隙有一在主截面内的夹角 ω , 如图 2(b)所示, 在椭圆面上的位置处取宽度为 dx 的窄条为光束元。由于光束元在空气隙上下表面的多光束干涉, 光束元的光强透射比可表示为

$$T_0 = \left\{ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi(h_0 + x \tan \omega) \cos j}{\lambda} \right] \right\}^{-1}, \quad (6)$$

式中 h_0 为 $x=0$ 处对应的空气隙的厚度, λ 是真空中光波长。整个光束在空气隙上的光强透射比为

$$M = \int_0^{S_0} T_0 ds = \int_{-\frac{d}{2 \cos i}}^{\frac{d}{2 \cos i}} \left\{ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi(h_0 + x \tan \omega) \cos j}{\lambda} \right] \right\}^{-1} \frac{2 \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - [x \cos i]^2}}{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 / \cos i} dx, \quad (7)$$

式中 S_0 为椭圆的面积, ds 为光束元的面积。则光束在整个棱镜上的光强透射比可表示为

$$T = T_1 T_2 M = C^2 M. \quad (8)$$

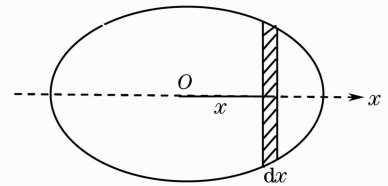


图 3 光束在空气隙平面上的横截面

Fig. 3 Transverse cross section of light beam on the air-gap plane

(8)式表明 T 随空间入射角的变化趋势与 M 随空间入射角的空间变化趋势一致,它们只相差一个常数 C^2 。因此仅讨论 M 的变化就可以知道光强透射比的变化趋势了。

由(2)~(7)式,当 $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$, $d = 1 \text{ mm}$, $n_e \approx 1.48475$, $h_0 = 30 \text{ }\mu\text{m}$ 和 $S = 38.75^\circ$ 时, M 随空间入射角的变化如图 4 所示,其中图 4(a)对应 $\omega = 0^\circ$,即空气隙是平行的,图 4(b)和(c)分别对应 $\omega = 0.2^\circ$ 和 $\omega = 0.5^\circ$ 。由图 4(a)可以看到,在空气隙完全平行时, M 随空间入射角呈周期性波动,波动幅度较大,不同的空间位置对应的波动幅度不一样。总体而言,在方位角为零而入射角最大的位置附近,对应于光束在切割面上入射角最小,光束在空气隙内的反射率也最小,因此对应波动幅度最小;当在入射角度最大而方位角为 180° 附近时,对应于光束在切割面上的入射角最大,光束在空气隙内的反射比也最大,因此波动幅度也最大。随着误差角 ω 的增大,其光强透射比曲线上的波动幅度迅速减小,当 $\omega = 0.5^\circ$ 时, M 随空间入射角的变化关系曲线已经变得很平滑。当 $\omega > 0.5^\circ$ 时, M 就基本保持没有波动的平滑状态。

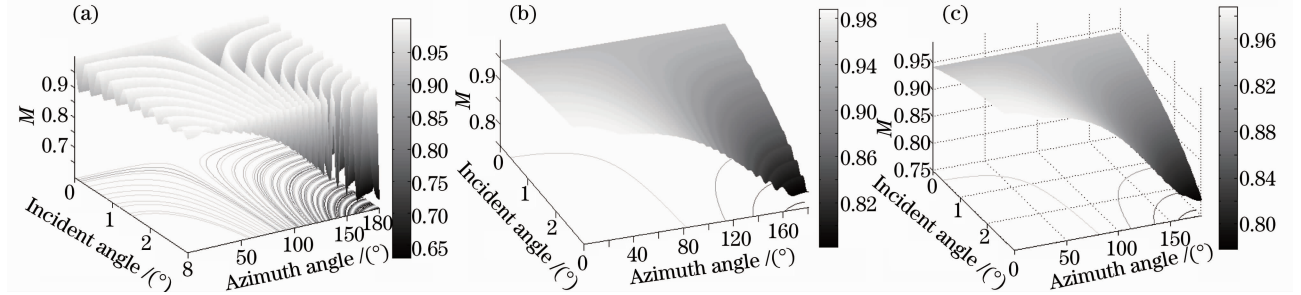


图 4 M 随空间入射角的变化关系。 $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$, $n_e \approx 1.48475$, $h_0 = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $S = 38.75^\circ$ 。(a) $\omega = 0^\circ$;
(b) $\omega = 0.2^\circ$;(c) $\omega = 0.5^\circ$

Fig. 4 M varying with spatial incident angle with $\lambda_0 = 650 \text{ nm}$, $n_e \approx 1.48475$, $h_0 = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $S = 38.75^\circ$ 。(a) $\omega = 0^\circ$;
(b) $\omega = 0.2^\circ$;(c) $\omega = 0.5^\circ$

3 实验

3.1 实验装置及实验结果

马吕斯定律的验证通常借助如图 5 所示的实验装置实现。该实验装置也常作为测试棱镜光强透射特性的实验装置。一束平行单色自然光经起偏器后变为线偏振光,经过圆孔光阑后入射到检偏器(格兰-泰勒棱镜)上,检偏器可随高精度步进电机旋转,从而使检偏器的透振方向与起偏器的偏振方向之间的夹角连续变化。透射的光强可由光电探测器采集然后输入计算机处理,从而得到检偏器的光强透射比随旋转角的变化关系曲线。为了便于观察,初始状态一般调整为检偏器与起偏器的透振方向相互垂直。这样,初始状态对应的光强透射比为零。

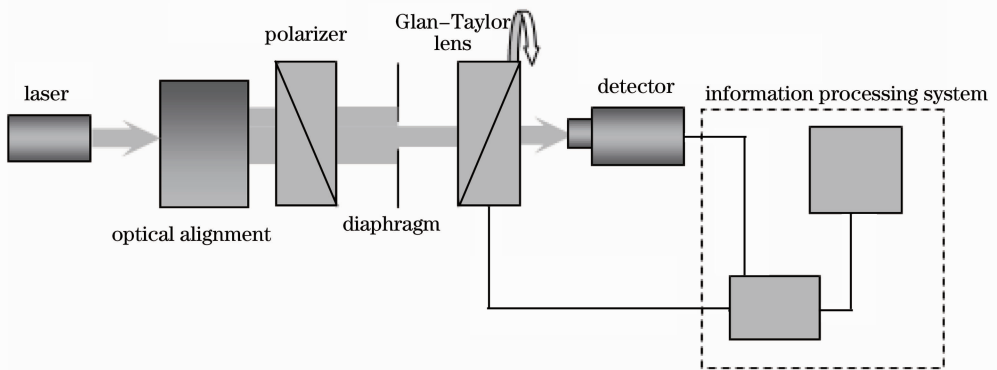


图 5 实验装置示意图

Fig. 5 Schematic of experimental setup

图 6 为不同的棱镜在光学系统中不同的放置位置时对应的波动明显的部分实验曲线。由图 6 可见,不同情况下,光强透射比曲线上波动幅度的大小、波动出现的位置等都不相同。

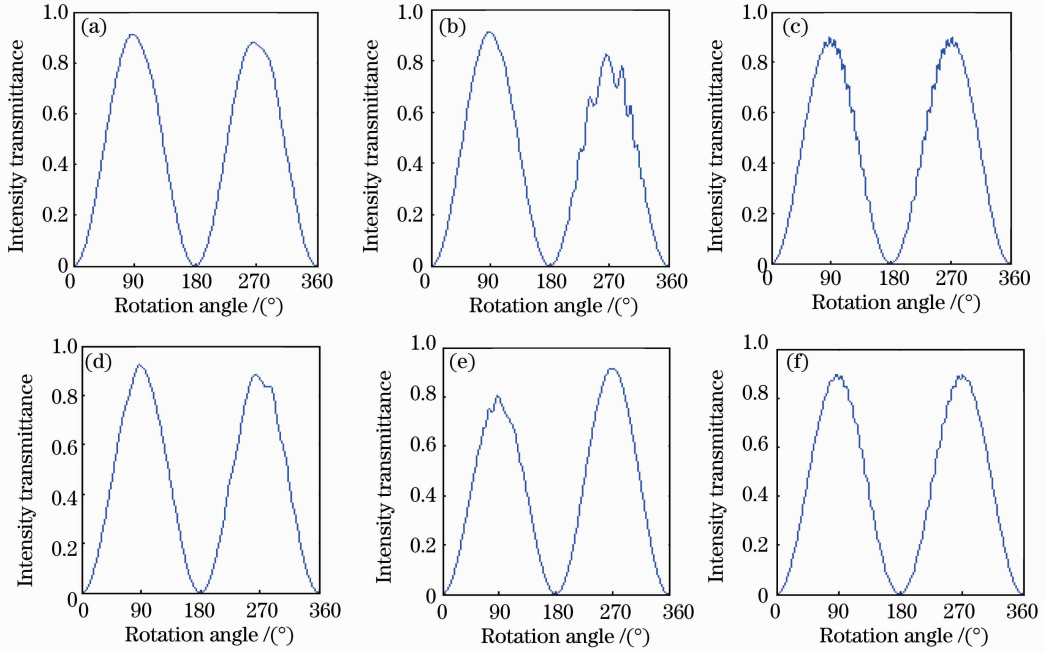


图 6 检偏器的光强透射比随旋转角的实验曲线

Fig. 6 Experimental curves of light transmittance versus rotation angle of the analyzer

3.2 马吕斯定律修正公式

基于上面的实验装置,当从起偏器出射的线偏振光入射时,随着检偏器的旋转,光强透射比可表示为

$$T = \left[\frac{4n_e}{(1+n_e)^2} \right]^2 \int_{-\frac{d}{2\cos i}}^{\frac{d}{2\cos i}} \left\{ 1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \left[\frac{2\pi(h_0 + x \tan \omega) \cos j}{\lambda} \right] \right\}^{-1} \times \frac{2 \sqrt{\left(\frac{d}{2}\right)^2 - (x \cos i)^2}}{\pi \left(\frac{d}{2}\right)^2 / \cos i} dx \cdot \cos^2 \theta = CM \cos^2 \theta, \quad (9)$$

式中 R 由(1)式给出, $\theta = \Phi + \theta_0$ 是主截面与入射光电矢量的振动面之间的夹角, θ_0 为 θ 的初始值, Φ 表示检偏器的旋转角。

实际的应用中,偏光棱镜置于光路当中,很难保证光束完全正入射到棱镜上,也很难保证棱镜完全绕系统光轴旋转。如图 7 所示,假设检偏器的旋转轴为 n' , n' 相对于主截面的方位角为 ψ (n' 方位角的定义规则与 n_0 的方位角定义一致); n' 和入射面的法线 n_1 之间的夹角为 α ; 入射光方向 n_0 和旋转轴 n' 之间的夹角为 β ; 平面 $n_2 n'$ (α 取值通常很小,平面 $n_2 n'$ 几乎与主截面平行) 绕 n' 逆时针旋转到面 $n' n_0$ 所转过的角度为 Φ' , 检偏器的旋转角 Φ 通过关系式 $\Phi' = \Phi + \Phi_0$ 与 Φ' 关联, 其中 Φ_0 是 Φ' 的初始值。角度 $\psi, \alpha, \beta, \Phi$ 和 Φ_0 共同决定了随着检偏器转动时的空间入射角。 n'_0 和 n_2 分别代表在入射面上的折射光线的波矢的反方向和切割面上的法线。在实验中,旋转轴 n' 和波矢 n_0 相对于空间静止。 n_1, n_2 和 n' 三者的空间位置相对静止。随着步进电机的转动,三轴 n_1, n_2 和 n' 作为一个整体绕 n' 转动,这样会产生端面上空间入射角的变化,继而引起光束在切割面上入射角度的变化。

下面我们将通过在轴线 n_1, n_2, n_0, n'_0 和 n' 中适当地选择三条轴线组成共点三轴模型并利用角关系求切割斜面上的入射角 i 和折射角 j 。

如图 7 所示,在共点三轴模型 $n_1 n_2 n'$ 中, S 和 α 被看作面角, ψ 被看作面间角, ψ_1 (n_2 和 n' 之间的夹角) 被看作 ψ 的对角, 则有

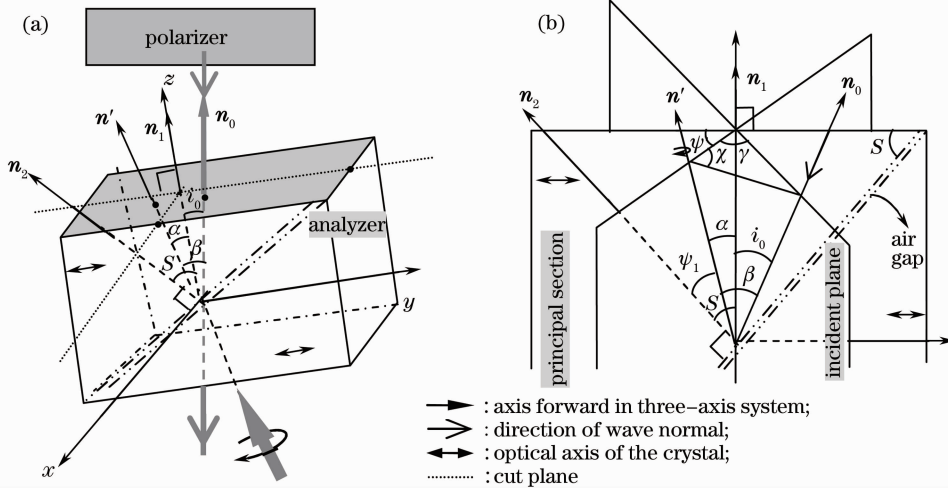


图7 检偏器在光学系统中的空间方位图

Fig. 7 Spatial orientation of the analyzer in optical system

$$\cos \psi_1 = \cos S \cos \alpha + \sin S \sin \alpha \cos \psi. \quad (10)$$

在三轴模型 $n_1 n' n_0$ 中, α 和 β 被看作面角, $\chi = 180^\circ + \Phi' - \psi$ (面 $n_0 n'$ 和面 $n_1 n'$ 之间的夹角) 被看作面间角, 入射角 i_0 为 χ 的对角, 则

$$\cos i_0 = \cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta \cos(180^\circ + \Phi' - \psi). \quad (11)$$

在同一个三轴模型中, i_0 和 α 被看作面角, β 为对角, 面 $n_1 n'$ 和入射面 $n_0 n_1$ 之间的夹角 γ 为面间角. 则 γ 满足

$$\cos \gamma = \frac{\cos \beta - \cos i_0 \cos \alpha}{\sin i_0 \sin \alpha}. \quad (12)$$

入射端面上折射角 i_1 满足(3)式. 在图8中, 在三轴模型 $n_1 n' n_0$ 中, 折射光线波矢 n'_0 和旋转轴 n' 之间的夹角 β' 可看作对角, α 和 i_1 看作面角, γ 为面间角, 则有

$$\cos \beta' = \cos \alpha \cos i_1 + \sin \alpha \sin i_1 \cos \gamma. \quad (13)$$

再看三轴模型 $n' n_2 n'_0$. ψ_1 和 β' 被看作面角, Φ' 被看作面间角, 在切割面上的入射角 i 为对角, 此时 i 由下式得到:

$$\cos i = \cos \psi_1 \cos \beta' + \sin \psi_1 \sin \beta' \cos \Phi'. \quad (14)$$

最后, 由折射定律得折射角 j 满足

$$\sin j = n_e \sin i. \quad (15)$$

由(3)式, (10)~(15)式和 $\Phi = \Phi_0 + \Phi'$, 显然, i 和 j 与 $\psi, \alpha, \beta, \Phi_0$ 和旋转角 Φ 有关.

3.3 数值模拟实验

为了观察方便, 令 $\theta_0 = 90^\circ$, 可保证初始状态下, 检偏器的透振方向与起偏器的透振方向相互垂直, 光强透射比为零. 现在设定棱镜拥有如下的参数值: $d = 1 \text{ mm}$, $\lambda = 650 \text{ nm}$, $h_0 = 25 \text{ }\mu\text{m}$, $S = 38.75^\circ$, $n_e = 1.48475$, $\omega = 0^\circ$, 在 ψ, α, β 和 Φ_0 取不同值时, 模拟光束透射比曲线如图9所示. 图9所示的这些曲线和大量其他不同初始条件下的模拟结果(这里没有给出)表明: 如果 $\omega = 0^\circ$ (即空气隙没有胶合误差, 是平行的), 只有当 $\beta = 0^\circ$ 时曲线才是完全平滑的, 因为此时对应的光束在切割面上入射角随着检偏棱镜的旋转保持不变. $\beta \neq 0^\circ$ 时得到的曲线就会有波动发生. 在其他参数取值一定的条件下, 主要由 Φ_0 的取值决定波动出现的位置. 当 Φ_0 取值在 90° 和 270° 附近时, 波动主要出现在曲线的前半个周期或后半个周期上, 当 $\Phi_0 = 0^\circ$ 或 180° 附近时, 波动几乎对称地出现在两个半周期上, 当 Φ_0 取其他值时, 波动不对称地出现在两个半周期上. ψ 和 α 的取值大小会对纹波出现的频率和振幅有一定影响.

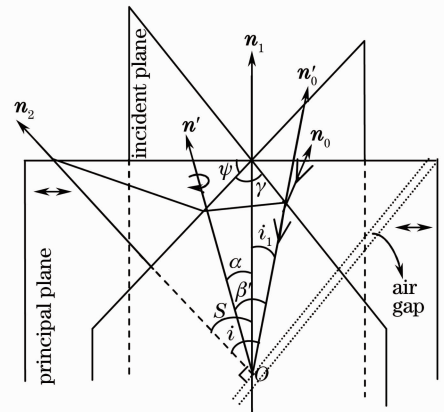


图8 在实验光路中的检偏器

Fig. 8 Analyzer in light path of experimental system

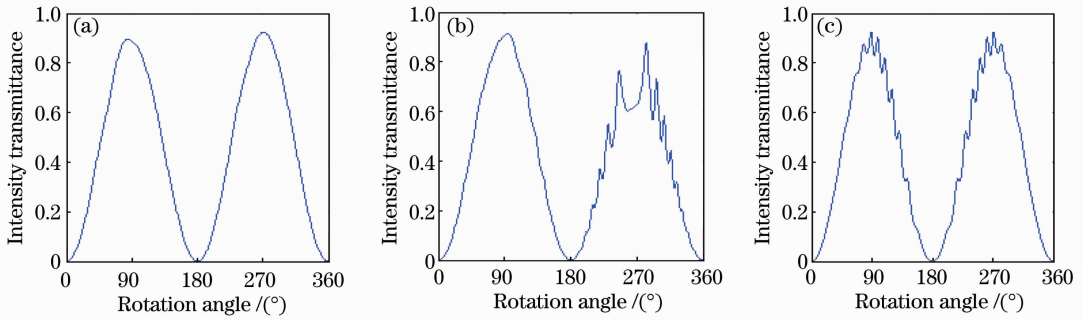


图9 $\omega=0^\circ$ 时不同的初始放置角对应的光强透射比模拟曲线。(a) $\psi=-20^\circ, \alpha=1.8^\circ, \beta=0^\circ, \Phi_0=60^\circ$;
(b) $\psi=90^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.55^\circ, \Phi_0=-80^\circ$; (c) $\psi=0^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.55^\circ, \Phi_0=0^\circ$

Fig. 9 Simulation curves of intensity transmittance for different initial setting angles with $\omega=0^\circ$. (a) $\psi=-20^\circ, \alpha=1.8^\circ, \beta=0^\circ, \Phi_0=60^\circ$; (b) $\psi=90^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.55^\circ, \Phi_0=-80^\circ$; (c) $\psi=0^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.55^\circ, \Phi_0=0^\circ$

但 $\beta=0^\circ$ 只有在格兰-泰勒棱镜作为检偏器时才能保证得到平滑的光强透射比曲线, 格兰-泰勒棱镜的光强透射比随空间入射角仍然会波动变化。要想彻底解决这个问题, 需要进一步做如下分析。

在 $\beta \neq 0^\circ, d=1 \text{ mm}, h_0=20 \text{ }\mu\text{m}, S=38.75^\circ, \lambda=650 \text{ nm}, n_e=1.48475$ 时, 若胶合层存在一定的胶合误差 (即 $\omega \neq 0^\circ$), 光强透射比曲线随旋转角的变化关系曲线如图 10 所示。由图 10 可见在 $\omega=0^\circ$ 时有明显波动的曲线, 随着误差角 ω 的逐渐增大, 曲线上波动的幅度迅速减小, 当 $\omega=\omega_0=0.5^\circ$ 时, 曲线上的波动完全消失, 得到的是平滑的光强透射比曲线。进一步模拟结果表明, 当 $\omega \geq \omega_0=0.5^\circ$ 时, 曲线一直保持平滑状态。我们称 ω_0 为临界胶合误差角。还模拟了光强透射比曲线在不同空间位置放置的情况下, 波长 (λ) 和空气隙的厚度 (这里指 h_0) 对光强透射比的影响, 结果表明, 当 $\omega \geq \omega_0$ 时, 光强透射比曲线基本不会随入射波长和厚度发生变化。

综合图 9 和图 10 可见, 光强透射比曲线上的波动主要出现在余弦曲线的峰值位置处, 在谷值位置处基本看不到波动。产生这种现象的主要原因是, 由 (9) 式可知, 当 M 的波动幅度和 $\cos^2 \theta$ 同时取得较大值时, 在

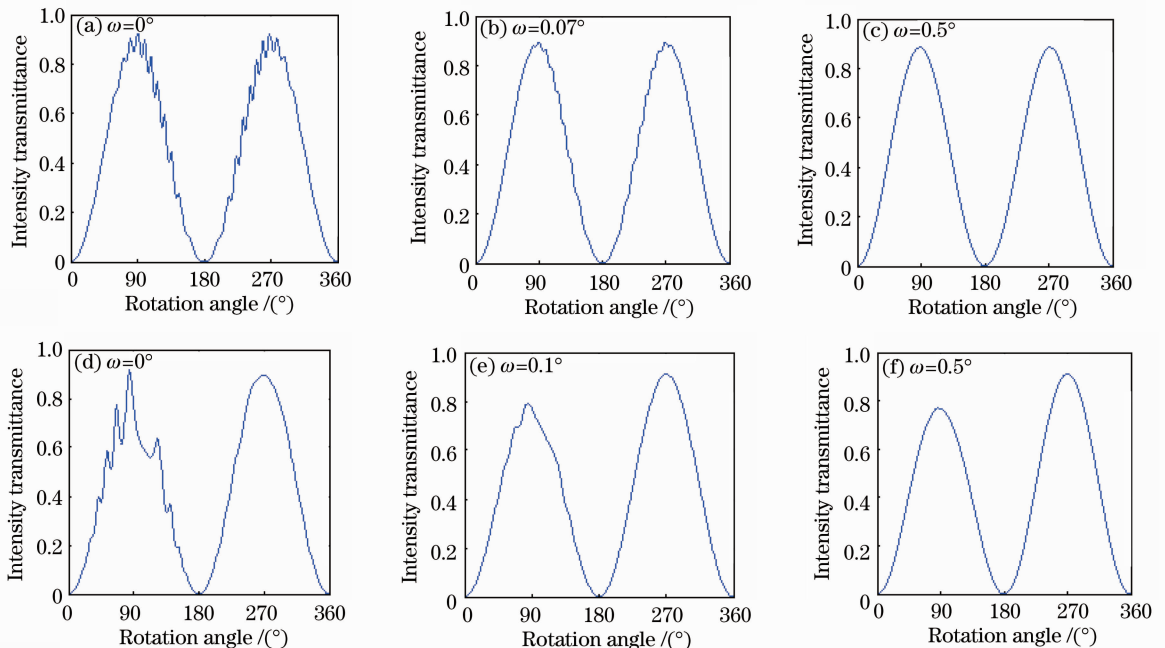


图 10 不同胶合误差角情况下的光强透射比模拟曲线。(a)~(c) $\psi=0^\circ, \alpha=0.5^\circ, \beta=3^\circ, \Phi_0=0.5^\circ$;
(d)~(f) $\psi=90^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.5^\circ, \Phi_0=80^\circ$

Fig. 10 Simulated intensity transmittance curves for different glued error angles. (a)~(c) $\psi=0^\circ, \alpha=0.5^\circ, \beta=3^\circ, \Phi_0=0.5^\circ$;
(d)~(f) $\psi=90^\circ, \alpha=0.4^\circ, \beta=2.5^\circ, \Phi_0=80^\circ$

光强透射曲线上的波动较为明显而且出现在余弦曲线平方的峰值附近。在 $\cos^2\theta$ 取得最小值附近(零附近),即使 M 的波动幅度较大, $M\cos^2\theta$ 的取值很小,变化也非常小,以至于在谷值位置处,在任何初始参数取值的情况下都几乎看不到波动。

由于有些实验条件定量设定极为困难,如实际棱镜的空气隙的厚度与胶合过程中所用垫片的厚度有关,还与胶合过程中操作者所使用的胶的多少有关;空气隙的微小夹角的定量测量也非常困难,在点胶的过程中两端胶的多少等因素都可能产生非常小的胶合误差。因此,进行定量的实验非常困难。此外,对于同一棱镜,由于棱镜放置的初始位置不同(对应不同的初始角度),得到的曲线的形状也可能千差万别。我们不可能一一给出它们出现的条件。但总结上面的模拟结果可见,要获得平滑曲线的曲线,可能有两种情况:1) 棱镜的转轴与系统的光轴平行;2) 棱镜在胶合的过程中存在一个使空气隙不平行的适当大小的胶合误差。

为了进一步证明上述理论结果的正确性,将模拟结果与给出的实验结果做了比较,还获得了其他参数下的模拟实验曲线,如图 11 所示。通过比较找到了与图 6 所给出的实验结果比较一致的实验参数。当各角度分别取 $\psi=90^\circ$, $\alpha=0.45^\circ$, $\beta=2.35^\circ$, $\Phi_0=-76^\circ$ 时,可以得到如图 11(a)所示的曲线,该曲线与图 6(b)相似,只是波动更尖锐些,估计可能是实验过程中步进电机的步进角度较大使得某些非常细节的特征消失了。图 6(d)与图 11(b)所示的形状一致。图 9(a)和图 10(c)、(f)曲线相一致。有时在曲线的半个周期上看到有波动,只要调整一个特定的角度,就可以使它转移到另外半个周期上。例如图 9(b)和图 10(d)中其他参数的取值基本相同,所不同的是 Φ_0 的取值是反号的。图 6(c)与图 10(a)非常相似,也是模拟结果的细节更尖锐些。图 6(e)与图 10(e)一致。图 6(f)与图 10(b)曲线形状比较一致。上面也只是大致的分析,如果进一步仔细调节各角度的取值,可以得到与实验曲线更为一致的结果。

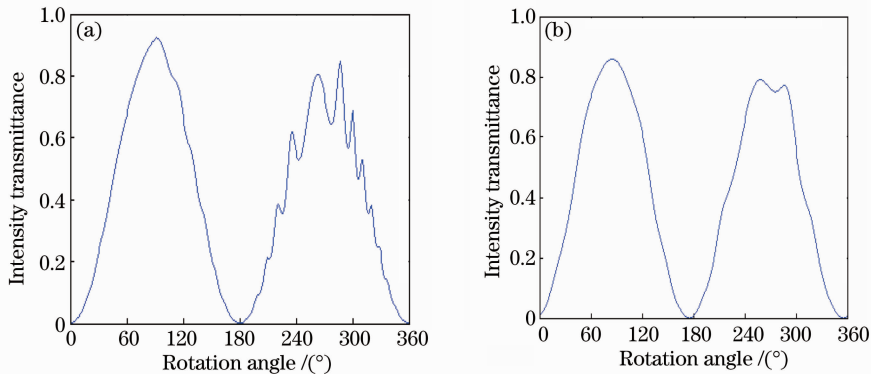


图 11 部分其他参数取值下的模拟曲线。(a) $\psi=90^\circ$, $\alpha=0.45^\circ$, $\beta=2.35^\circ$, $\Phi_0=-76^\circ$; (b) $\psi=90^\circ$, $\alpha=-0.37^\circ$, $\beta=1.005^\circ$, $\Phi_0=-79^\circ$

Fig. 11 Simulation curves with other different parameters. (a) $\psi=90^\circ$, $\alpha=0.45^\circ$, $\beta=2.35^\circ$, $\Phi_0=-76^\circ$; (b) $\psi=90^\circ$, $\alpha=-0.37^\circ$, $\beta=1.005^\circ$, $\Phi_0=-79^\circ$

按照图 5 所示的实验装置,对人为给予误差的几个棱镜进行了测试,测试结果表明,光强透射比曲线上的波动得到明显抑制,如图 10(c)和(f)所示,在视场角范围内的任意入射角入射时,光强透射比曲线变得平滑。

3.4 光斑尺寸与临界夹角的关系

上面的分析是以入射光束的直径为 $1\ \mu\text{m}$ 为例来讨论的。入射光束直径取不同值时对应的临界误差角 ω_0 如表 1 所示。

表 1 临界误差角随入射光束直径的变化关系

Table 1 Relation between critical error angle ω_0 and incident beam diameter d

$d/\mu\text{m}$	50	75	100	200	300	500	1000	2000
$\omega_0/(\circ)$	10	7	4.5	2.5	1.5	0.8	0.5	0.38

由表 1 可见,在入射光束直径较小的情况下,能够实现波动抑制的临界误差角随着入射光束尺寸的增大而迅速减小。当光束的直径大于 $1\ \text{mm}$ 时,临界角取比较小的值,其空气隙的胶合误差角只要大于 0.5° ,就可以得到平滑的光强透射比曲线。

在实验中,对于同一结构角的不同棱镜,相同条件下得到的光强透射比曲线可能有所不同,有些显得波动比较小,有些则较为明显。由图9和表1可见,尽管在格兰-泰勒棱镜胶合时用的中孔垫片是厚度均匀的,但由于在胶合的过程中还要借助透明胶来实现棱镜的组合,难免会使空气隙有微小的夹角,而实现波动抑制的误差角也很小,这样就无意中使光强透射比的波动得到一定的抑制。正因如此,在一般情况下,特别是在入射光束直径不是非常小的情况下,一般观察不到透射比曲线上的明显波动。夹角越接近于零,对应的光强透射比曲线上波动就越明显。胶合误差角大一点的棱镜,其光强透射比曲线上的波动基本可以得到完全抑制。

4 结 论

借助共点三轴模型,得到了光束以任意空间角度入射格兰-泰勒棱镜时的光强透射比的精确表达式。推导了马吕斯定律验证实验系统中作为检偏器的格兰-泰勒棱镜的光强透射比表达式。数值模拟了检偏器的光强透射比曲线,大量的数值模拟结果全面解释了格兰-泰勒棱镜的光强透射比随空间入射角周期性波动的原因以及实验中光强透射比曲线上波动的位置、波动幅度等的成因。模拟结果表明:棱镜光强透射比曲线上的波动产生的根本原因在于空气隙间的空间多光束干涉加强或减弱;空气隙完全平行时,棱镜在光学系统中放置的空间位置偏差和棱镜转轴的空间位置偏差会使棱镜转动过程中空间入射角不断变化,继而导致了切割面上振幅反射率的不断变化和干涉条件的不断变化,从而产生光强透射比曲线上的波动。要抑制实验中空气隙平行的棱镜的光强透射比曲线上的波动,一种有效方法就是尽量调整旋转轴与光线轴平行($\beta=0^\circ$),但该方法调整起来难度相对较大。

通过给胶合层一个小的误差,可以实现对光强透射比随空间入射角波动的有效抑制,实现光强透射比曲线波动抑制的临界误差角随入射光束尺寸的增大而减小。通过空气隙的胶合误差角,可以得到平滑的光强透射比随棱镜旋转角的变化关系曲线,而且该抑制方法对棱镜在光路中的空间放置位置没有太高的要求。该分析方法同样适用于格兰型的其他棱镜。

参 考 文 献

- Li Jingzhen. Handbook of Optics [M]. Xi'an: Shaanxi Science & Technology Press, 1986. 497~532
李景镇. 光学手册 [M]. 西安: 陕西科学技术出版社, 1986. 497~532
- Y. Takubo, N. Takeda, J. H. Huang *et al.*. Precise measurement of the extinction ratio of a polarization analyzer [J]. *Meas. Sci. Technol.*, 1998, **9**(1): 20~23
- M. Bass (Ed.). Handbook of Optics, Vol. 2 (2nd ed.) [M]. New York: McGraw-Hill, 1995. Chapter 3
- R. Appel, C. D. Dyer, J. N. Lockwood. Design of a broadband UV-visible ν -barium borate polarizer [J]. *Appl. Opt.*, 2002, **41**(13): 2470~2480
- Ding Peng, Cao Yinhua, Su Guoqiang *et al.*. 1 kW high power diode laser with polarization coupled by Gran-Taylor prism [J]. *Chinese J. Lasers*, 2009, **36**(2): 290~293
丁 鹏, 曹银花, 苏国强 等. 使用格兰-泰勒棱镜偏振耦合的 1 kW 大功率半导体激光器 [J]. 中国激光, 2009, **36**(2): 290~293
- Wang Tao, Wu Fuquan, Ma Lili. Measurement of air-space thickness of Glan-Taylor prisms [J]. *Acta Optica Sinica*, 2009, **29**(3): 676~681
王 涛, 吴福全, 马丽丽. 格兰-泰勒棱镜空气隙厚度的测量 [J]. 光学学报, 2009, **29**(3): 676~681
- <http://webphysics.davidson.edu/alumni/MiLee/JLab/Ex5/malus.htm>
- Zhang Chunmin, Liu Ning, Wu Fuquan. Analysis and calculation of Glan-Taylor prism's transmittance at full angle of view in a polarization interference imaging spectrometer [J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, **59**(2): 949~957
张淳民, 刘 宁, 吴福全. 偏振干涉成像光谱仪中格兰-泰勒棱镜全视场角透过率的分析与计算 [J]. 物理学报, 2010, **59**(2): 949~957
- J. Fan, H. Li, F. Wu. A study on transmitted intensity of disturbance for air-spaced Glan-type polarizing prisms [J]. *Opt. Commun.*, 2003, **223**: 11~16
- Zhu Huafeng, Song Lianke, Wu Fuquan *et al.*. Cause of "minute fluctuation" on the transmission curve of Taylor polarizing prism [J]. *Chinese J. Lasers*, 2004, **31**(1): 41~44

- 朱化凤, 宋连科, 吴福全 等. 泰勒检偏棱镜透射比随旋转角周期“抖动”的理论分析[J]. 中国激光, 2004, **31**(1): 41~44
- 11 H. Zhu, L. Song, J. Chen *et al.*. Modified formula of Malus' law for Glan-Taylor polarizing prism [J]. *Opt. Commun.*, 2005, **245**: 1~9
- 12 Zhu Huafeng, Song Lianke, Zheng Chunhong *et al.*. New method in solving performance parameters of polarizing prisms [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2004, **33**(2): 204~207
- 朱化凤, 宋连科, 郑春红 等. 晶体偏光棱镜光强透射比研究[J]. 光子学报, 2004, **33**(2): 204~207
- 13 Li Hongxia, Wu Fuquan, Fan Jiyang. An analytical study on modulated intensity's perturbation for the polarizing prisms [J]. *Acta Optica Sinica*, 2003, **23**(12): 1456~1459
- 李红霞, 吴福全, 范吉阳. 偏光棱镜调制器调制光强扰动的理论分析[J]. 光学学报, 2003, **23**(12): 1456~1459