

超光滑透明基片表面散射或体散射的消除

赵 云 杨开勇

(国防科学技术大学光电科学与工程学院, 湖南 长沙 410073)

摘要 分析了表面散射和体散射电场偏振方向的差异,即在入射角和散射角确定的情况下,表面散射和体散射的电场矢量振动方向存在固定的夹角,控制起偏器和检偏器的偏振方向就可以消除透明基片的表面散射或体散射,独立有效地测量体散射或表面散射。从理论上给出了一种消除透明基片的表面散射和体散射的有效方法,当散射平面位于入射面内时,控制起偏器的偏振方向为 45° ,通过理论分析和数值模拟,得到了检偏器的检偏角度,从而实现独立有效测试透明基片表面和内部折射率起伏的目的。

关键词 物理光学;表面散射;体散射;微分散射;表面粗糙度;折射率起伏

中图分类号 O438.2 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/CJL201138.s107001

Eliminating Surface or Bulk Scattering of Super-Smooth Transparent Substrate

Zhao Yun Yang Kaiyong

(College of Optoelectronic Science and Engineering, National University of Defense Technology, Changsha, Hunan 410073, China)

Abstract Through the analysis of electric polarization angle difference between surface and bulk scattering by first-order perturbation angle-resolved scattering theory, the electric polarization angle between surface and bulk scattering is constant when incidence angle and scattering angle are decided. So polarization angle of polarizer and analyzer are controlled to eliminate surface scattering or bulk scattering, and the bulk scattering or surface scattering can be detertal independently. A method in theoritical is applied to eliminating surface or bulk scattering of transparent substrate in this paper, when scattering plane in the incident plane and polarizer angle is 45° , through the numerical study, the analyzer angle is gotten in s-p plane. Thus, the surface scattering or bulk scattering is obtained to study surface roughness or bulk inhomogeneous.

Key words physical optics; surface scattering; bulk scattering; angle-resolved scattering; surface roughness; bulk inhomogeneous

OCIS codes 290.1350; 290.5820; 290.5825; 290.5880

1 引 言

在激光陀螺的研制生产过程中,超光滑基片是极其重要的,它是制作高质量高反镜的基础。目前,为了满足高精度激光陀螺研制的需要,经过超抛的熔石英基片的表面均方根(RMS)粗糙度已经可以做到小于 0.1 nm [原子力显微镜(AFM)测量数

据],这几乎是目前所有高级表面测试仪器的测试极限,对超光滑基片表面的测试和挑选具有极大的挑战性。基片的表面散射是由基片表面的微观起伏引起的,同时基片内部折射率的起伏会导致其产生体散射,利用光散射法检测透明基片的表面散射时,必然会由于基片的体散射引入检测误差,尤其是对超

收稿日期: 2011-07-11; 收到修改稿日期: 2011-08-30

作者简介: 赵 云(1986—),男,硕士研究生,主要从事光学检测技术方面的研究。

E-mail: pbzhaoyun@mail.ustc.edu.cn

导师简介: 杨开勇(1974—),男,副教授,硕士生导师,主要从事光学检测技术方面的研究。

E-mail: muyiky@163.com

光滑表面的基片,只要引入微小的体散射,就会导致表面检测的失败。Arma 等^[1]认为在光垂直入射(入射角为 0°)时,表面均方根粗糙度 $\delta=1.12 \text{ nm}$ 引起的表面散射与基片折射率起伏 $\Delta n=9.56 \times 10^{-3}$ 引起的体散射大小相当,由此可见,最大限度地消除基片体散射对表面散射的影响是透明基片表面测试的关键;2006年,侯海虹等^[2]用总几分散射(TIS)法对 K9 玻璃基片的表面散射进行了研究,通过在玻璃基片表面镀很薄的金属膜,隔离了基片后表面散射和体散射,间接得到了玻璃基片的表面 RMS,获得了与 AFM 较一致的结果。Kienzle 等^[3]对超光滑基片表面的散射分布进行了详细的计算,结果表明可以根据基片的微分散射(ARS)分布计算出基片表面的光谱功率密度(PSD),得到了透明基片在前后表面具有相同的表面粗糙度时,后表面散射比前表面散射更加显著的结论;接着他们又发表了一种能达到 0.1×10^{-6} 分辨极限的积分散射测试仪^[4],并且用这台仪器测试得到了表面均方根粗糙度为 0.1 nm 的超光滑熔石英基片表面的测试结果。随着基片加工技术的发展,基片表面的 RMS 已经做到小于 0.1 nm ,如何有效消除基片体散射(或表面散射)的影响,有效测量表面散射(或体散射)将是一个亟待解决的问题。本文分析了表面散射和体散射电场偏振方向的差异,从理论上给出了一种消除透明基片的表面散射和体散射的有效方法。通过数值模拟,得到了透明基片表面散射和体散射电场矢量的偏振方向及它们之间的夹角,为利用偏振干涉原理消除透明基片的体散射(或表面散射),独立有效测量表面散射(或体散射)奠定了基础。

2 理论模型

如图 1 所示,单色光从与 z 轴成 θ_i 角的方向入射,入射平面为 $x-z$ 平面,散射角为 θ_s ,散射的方位角为 ϕ_s ,即散射平面与入射平面的夹角为 ϕ_s ,入射光和散射光的电场复振幅分别表示为 E_U^i 和 E_V^s ,下标 U 或 V 表示光的偏振态,可分别取 s, p 。并用散射矩阵来描述散射光的电场:

$$\begin{pmatrix} E_s^s \\ E_p^s \end{pmatrix} = \frac{\exp(ikr)}{r} \begin{bmatrix} S_{ss} & S_{ps} \\ S_{sp} & S_{pp} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} E_s^i \\ E_p^i \end{pmatrix}, \quad (1)$$

式中 r 是坐标原点到观测点的距离, k 表示波矢, S_{UV} 是散射矩阵的矩阵元,给出了散射光电场的散射系数。入射光波长 λ 和基片平均折射率 n 确定后, $S_{UV} =$

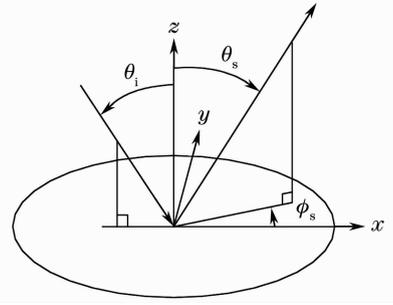


图 1 散射坐标示意图

Fig. 1 Schematic view of scattering

$c_0 S_{UV}, c_0$ 是一个与入射光的偏振态无关的量(本文不关心 c_0 的具体大小); $\mathbf{s} = \begin{bmatrix} S_{ss} & S_{ps} \\ S_{sp} & S_{pp} \end{bmatrix}$ 是光学因子矩阵,其矩阵元表示散射光电场系数中的光学因子,大小与入射角 θ_i 、散射角 θ_s 及散射方位角 ϕ_s 、入射光的偏振态有关。

2.1 透明基片表面散射模型

基片表面的微观起伏是引起基片表面散射的根本原因,采用函数 $s(x', y')$ 来描述基片的表面。假设基片表面的微观起伏远小于入射光的波长,即 $s(x', y') \ll \lambda$, 根据文献^[5~8],基片表面散射的光学因子矩阵为

$$\begin{cases} S_{ss} = \frac{\cos \phi_s}{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\ S_{sp} = \frac{-\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s} \sin \phi_s}{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\ S_{ps} = \frac{-\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sin \phi_s}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\ S_{pp} = \frac{n^2 \sin \theta_i \sin \theta_s - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s} \cos \phi_s}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \end{cases} \quad (2)$$

2.2 透明基片体散射模型

基片内部折射率的起伏是引起基片体散射的根本原因,采用 \bar{n} 和 n 来表示基片的实际折射率和平均折射率,假设基片折射率起伏为 $\Delta n(x', y', z')$,那么 $\Delta n(x', y', z') = \bar{n} - n$ 。且 Δn 远小于其平均折射率 n ,即 $\Delta n(x', y', z') \ll n$, 根据文献^[5, 8, 9, 10],基片体散射的光学因子矩阵为

$$\begin{cases}
 s_{ss} = \frac{\cos \phi_s}{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\
 s_{sp} = \frac{-\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s} \sin \phi_s}{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\
 s_{ps} = \frac{-\sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sin \phi_s}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \\
 s_{pp} = \frac{\sin \theta_i \sin \theta_s - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s} \cos \phi_s}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})}
 \end{cases} \quad (3)$$

2.3 基片表面散射和体散射的电场偏振方向

根据(1)式,散射光电场的 p 分量与 s 分量的比

值为 $\frac{E_p^s}{E_s^s} = \frac{S_{sp}E_s^i + S_{pp}E_p^i}{S_{ss}E_s^i + S_{ps}E_p^i}$, 将 $S_{UV} = c_0 s_{UV}$ 代入得

$$\frac{E_p^s}{E_s^s} = \frac{s_{sp}E_s^i + s_{pp}E_p^i}{s_{ss}E_s^i + s_{ps}E_p^i}, \quad (4)$$

从(4)式可以看出,电场的 p 分量与 s 分量的比值大小决定了散射电场矢量在 $s-p$ 平面内的振动方向,如图 2 所示,设表面散射电场 E_{surf} 的振动方向与 s 轴的夹角为 α ,体散射电场 E_{bulk} 的振动方向与 s 轴的夹角为 β ,表面散射电场 E_{surf} 的振动方向与体散射电场 E_{bulk} 的振动方向间的夹角为 φ 。为了使(4)式更加简单,选择让入射光经过一个偏振片(起偏器)之后再照射到透明基片上,起偏器的偏振方向为与 s 轴成 45° 角的方向,则 $E_s^i = E_p^i$,代入(4)式得

$$\frac{E_p^s}{E_s^s} = \frac{s_{sp} + s_{pp}}{s_{ss} + s_{ps}}. \quad (5)$$

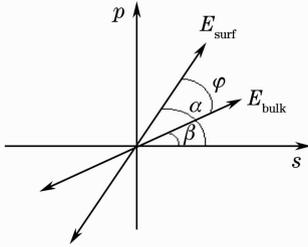


图 2 散射光电场的振动方向

Fig. 2 Polarization direction of scattering electric field

对于基片的表面散射和体散射来说,则有

$$\tan \alpha = \frac{s_{sp} + s_{pp}}{s_{ss} + s_{ps}}, \tan \beta = \frac{s_{sp} + s_{pp}}{s_{ss} + s_{ps}}, \quad (6)$$

(6)式中的 s_{UV} 分别由(2)式,(3)式给出。至此,通过(6)式就可以分别求出基片表面散射和体散射的电场在 $s-p$ 平面内的振动方向 α 和 β ,同时, $\varphi = \alpha - \beta$ 。

2.4 透明基片体散射或表面散射的消除

当入射角 θ_i 和散射角 θ_s 确定后,透明基片表面散射和体散射的电场在 $s-p$ 平面内有确定振动方向 α 和 β ,只要 $\varphi = \alpha - \beta \neq 0$,理论上就可以通过偏振干涉的原理将其中之一完全消除。在光电探测器前加一个偏振片(检偏器),保证检偏器的检偏方向在 $s-p$ 平面内与体散射(或表面散射)的电场振动方向垂直,就可以完全消除体散射(或表面散射),此时,光电探测器检测到的就是表面散射(或体散射)的分量。以消除基片体散射为例,如图 3 所示,检偏器的选偏方向与 s 轴的夹角为 ψ ,且保证 $\psi - \beta = \pi/2$,此时体散射将被完全消除,探测器接收到的散射光强 I 是表面散射光强 I_s 的分量,即 $I = I_s \sin^2 \varphi$, $\varphi = \alpha - \beta$ 。同理,改变检偏器的选偏方向与 s 轴的夹角 ψ ,保证 $\psi - \alpha = \pi/2$ 即可完全消除表面散射,单独测量体散射的分量 $I = I_b \sin^2 \varphi$, I_b 是体散射的光强大小。

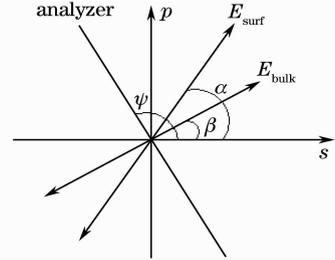


图 3 基片体散射的消除示意图

Fig. 3 Schematic view of eliminating the bulk scattering

3 数值模拟

通常情况下,人们更加关注散射平面位于入射面内($\phi_s = 0$)的情况, s_{sp} 和 s_{ps} 均为 0,此时表面散射和体散射都没有交叉偏振的产生,即 s 偏振光入射时散射光只有 s 分量, p 偏振光入射时散射光只有 p 分量,对表面散射和体散射来说,

$$\alpha = \arctan \left[\frac{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})(n^2 \sin \theta_i \sin \theta_s - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \right], \quad (7)$$

$$\beta = \arctan \left[\frac{(\cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(\cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})(\sin \theta_i \sin \theta_s - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i} \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})}{(n^2 \cos \theta_i + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_i})(n^2 \cos \theta_s + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_s})} \right]. \quad (8)$$

表面散射电场 E_{surf} 的振动方向与体散射电场 E_{bulk} 的振动方向间的夹角为 $\varphi = \alpha - \beta$, 消除体散射, 单独测量表面散射时, 检偏器的检偏方向与 s 轴所成的夹角为 $\psi = \beta + \pi/2$, 消除表面散射, 单独测量体散射时, 检偏器的检偏方向与 s 轴所成的夹角为 $\psi = \alpha + \pi/2$ 。

3.1 透明基片表面散射和体散射电场矢量的偏振角 α 和 β

如图 4 所示, 对于平均折射率 $n=1.5$ 的透明基

片, 入射角 θ_i 分别取为 0° 和 $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ$, 散射角 θ_s 的变化范围为 $[-90^\circ, 90^\circ]$ 。从图中可以看出, 对于确定的入射角 θ_i 和散射角 θ_s , 不论是表面散射还是体散射的电场偏振角都有确定的取值, 且除了入射角 $\theta_i=0^\circ$ 以外, 表面散射和体散射的电场偏振角 α, β 取值不一致, 即表面散射和体散射的电场振动方向的夹角 $\varphi = \alpha - \beta$ 总是存在的, 这就为利用偏振干涉原理消除基片表面散射或体散射提供了依据。

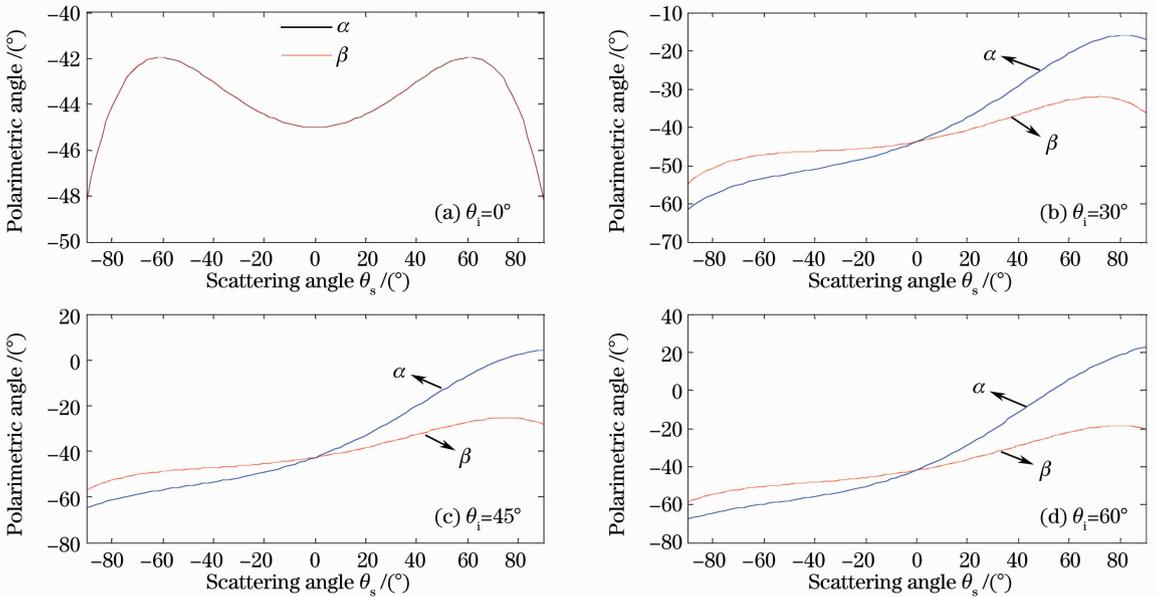


图 4 透明基片表面散射和体散射的偏振角 α 和 β

Fig. 4 Polarization angle α and β of surface and bulk scattering

3.2 透明基片表面散射和体散射电场的振动方向间夹角 φ

如图 5 所示, 入射角 θ_i 分别取 $0^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 80^\circ$, 散射角 θ_s 的取值范围为 $[-90^\circ, 90^\circ]$ 。利用检偏器来消除基片的表面散射或者体散射, 探测器接收到的光强大小 $I \propto \sin^2 \varphi$, 所以 φ 越大, 检测的分辨率越高, 反之检测分辨率变低。从图中可以看出, 当入射角 $\theta_i=0^\circ$ 时, 无论散射角 θ_s 如何变化, φ 均为 0° , 此时的透明基片的表面散射和体散射完全耦合在一起, 不能分离其中任意一种散射; 当散射角 θ_s 在 $[-90^\circ, 40^\circ]$ 之间时, 无论入射角如何变化, φ 的取值均很小 (约小于 10°), 这些散射角位置的表面散射和体散射不容易区分开来单独测量; 当入射角 θ_i 较大, 且散射角 θ_s 在 $[40^\circ, 90^\circ]$ 之间时, φ 越大, 使得

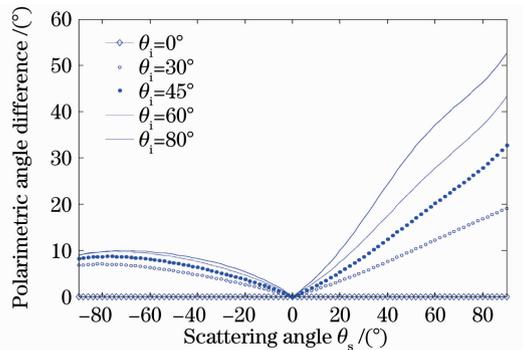


图 5 透明基片表面散射和体散射电场的振动方向间夹角 φ

Fig. 5 Polarization angle φ between surface and bulk scattering electric field

探测的分辨率提高, 在这些入射角和散射角的位置

表面散射和体散射较容易分开,即这些位置处较易消除体散射(或表面散射),可单独测量表面散射(或体散射)的大小。

4 结 论

以一阶微扰理论为基础,从基片表面散射和体散射的微分散射电磁场出发,分析了表面散射和体散射的电场矢量偏振方向的差异,即在入射角和散射角确定的情况下,表面散射和体散射的电场矢量振动方向有确定的夹角,理论上利用偏振干涉的原理就可以消除透明基片的表面散射(或体散射),独立有效地测量基片的体散射(或表面散射)。理论和数值模拟都显示,当选择起偏器的偏振角度为 45° 时,利用一阶微分散射理论可以预测透明基片表面散射和体散射的电场在 $s-p$ 平面内的偏振角度,通过精确控制检偏器的偏振角度,使检偏器的偏振角度与体散射(或表面散射)电场的偏振方向垂直,达到从原理上消除基片体散射(或表面散射),实现独立测量基片表面散射(或体散射)的目的。本文从原理上给出了一种消除透明基片表面散射或体散射的有效方法,认为其能独立有效测量超光滑基片的表面散射和体散射,从而获得真实可靠的透明基片表面和内部折射率起伏的测试数据。

参 考 文 献

- 1 C. Amra, C. Grezes-Besset, L. Bruel. Comparison of surface and bulk scattering in optical multilayers[J]. *Appl. Opt.*, 1993, **32**(28): 5492~5503
- 2 Hou Haihong, Hong Ruijin, Fan Zhengxiu *et al.*. Measurement of surface and volume scattering of glass substrates with high finish[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(4): 609~611
侯海虹, 洪瑞金, 范正修等. 高光洁度玻璃基片的表面散射和体散射测量[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(4): 609~611
- 3 O. Kienzle, J. Staub, T. Tschudi. Light scattering from transparent substrates: theory and experiment[J]. *Phys. Rev. B*, 1994, **50**(3): 1848~1860
- 4 O. Kienzle, V. Scheuer, J. Staub *et al.*. Design of an integrated scatter instrument for measuring scatter losses of superpolished optical surfaces, application to surface characterization of transparent fused quartz substrates [C]. *SPIE*, 1994, **2253**: 1131~1142
- 5 J. M. Elson. Theory of light scattering from a rough surface with an inhomogeneous dielectric permittivity[J]. *Phys. Rev. B*, 1984, **30**(10): 5460~5480
- 6 T. A. Germer. Angular dependence and polarization of out-of-plane optical scattering from particulate contamination, subsurface defects, and surface microroughness[J]. *Appl. Opt.*, 1997, **36**(33): 8798~8805
- 7 T. A. Germer, C. C. Asmail. The polarization of out-of-plane scattering from microrough silicon [J]. *Opt. Lett.*, 1997, **22**(17): 1284~1286
- 8 T. A. Germer. Polarized light scattering by microroughness and small defects in dielectric layers[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **18**(6): 1279~1288
- 9 C. Amra. First-order vector theory of bulk scattering in optical multilayers[J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1993, **10**(2): 365~374
- 10 P. Bousquet, F. Flory, P. Roche. Scattering from multilayer thin film; theory and experiment[J]. *J. Opt. Soc. Am.*, 1981, **71**(9): 1115~1123

栏目编辑:何卓铭