

文章编号 1004-924X(2010)01-0060-09

# 掠入射 X 射线散射法测量超光滑表面

王永刚<sup>1,2</sup>, 孟艳丽<sup>1,2,3</sup>, 马文生<sup>1</sup>, 陈斌<sup>1</sup>, 陈波<sup>1</sup>

(1. 中国科学院 长春光学精密机械与物理研究所, 吉林 长春 130033;

2. 中国科学院 研究生院, 北京 100039;

3. 东北师范大学 物理系; 吉林 长春 130033)

**摘要:**介绍了掠入射 X 射线散射法(GXRS)测量超光滑表面的原理及基于商业用 X 射线衍射仪改造而成的实验装置。选择 3 片不同粗糙度的硅片作为实验样品, 根据一级矢量微扰理论对各个样品所测量的散射分布进行处理。结果表明, GXRS 法得到的样品功率谱密度函数(PSD)与使用原子力显微镜(AFM)所测量的结果基本相符。分析了探测器接收狭缝的宽度和入射光发散度对实验结果的影响, 结果表明, 在其他实验条件理想的情况下, 当探测器接收狭缝宽度 $<0.02$  mm, 入射光发散度 $<43''$ 时, 在空间频率 $>0.03 \mu\text{m}^{-1}$ 的范围内, 由其引起的 PSD 函数测量误差 $<2\%$ 。随着探测器接收狭缝宽度和入射光发散度的减小, 测量误差呈指数迅速减小。在所测量的空间频率范围内, PSD 函数的误差随频率的增加而减小, 仪器的重复精度优于 2.6%。

**关键词:**掠入射 X 射线散射法; 超光滑表面; 微扰理论; 功率谱密度(PSD); 原子力显微镜(AFM); 系统误差  
**中图分类号:** O434.19; O433.4 **文献标识码:** A

## Measurement of super-smooth surface by grazing X-ray scattering method

WANG Yong-gang<sup>1,2</sup>, MENG Yan-li<sup>1,2,3</sup>, MA Wen-sheng<sup>1</sup>, CHEN Bin<sup>1</sup>, CHEN Bo<sup>1</sup>

(1. *Changchun Institute of Optics, Fine Mechanics and Physics, Chinese Academy of Sciences, Changchun 130033, China*; 2. *Graduate University of Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China*;  
3. *Physics Department, Northeast Normal University, Changchun 130033, China*)

**Abstract:** This paper introduces the measurement principle of a super-smooth surface by a Grazing X-ray Scattering(GXRS) method and an experimental facility based on an improved X-ray diffractometer. By using three kinds of wafers with different roughnesses as samples, the scattering distribution of the samples are treated by first-order vector perturbation theory. The results indicate that the calculated Power Spectral Density (PSD) by GXRS is in a good agreement with the results obtained from Atomic Force Microscope (AFM). It also analyzes the effects of the slit width of a detector and the divergence of incidence X-ray on experimental results, results show that when the slit width is 0.02 mm and the incidence divergence is  $43''$ , the errors are both lower than 2% in the range of spatial frequency higher than  $0.03 \mu\text{m}^{-1}$ . It is concluded that the measuring errors decrease quickly with the reduces of

收稿日期:2009-06-04; 修订日期:2009-07-23.

基金项目:国家自然科学基金资助项目(No. 40774098; No. 10878004)

the slit width and incidence divergence, and the PSD error also decreases quickly with the increase of spatial frequency. The repeatability of the experimental facility is better than 2.6%.

**Key words:** Grazing-incidence X-ray Scattering(GXRS); super-smooth surface; perturbation theory; Power Spectral Density(PSD); Atomic Force Microscope(AFM); systematic error

## 1 引言

近年来,伴随着微电子、微机械、光学和 X 射线光学技术的发展,人们越来越关注超光滑表面测量方法的研究。其中,散射法获得了广泛的关注。R. S. Wriston, 尼启良, 陈淑妍等研究了在真空条件下用软 X 射线测量粗糙表面的方法<sup>[1-3]</sup>。这种方法基于标量散射理论,可以测量较粗糙的表面,但是实验设备复杂,操作不方便。J. M. Ellison, J. C. Stover 等利用可见光的散射测量粗糙表面<sup>[4-10]</sup>,这种方法也是以标量散射理论为基础,主要用于测量十分粗糙的表面( $\sigma > 100 \text{ nm}$ )。另外, G. S. Lodha, V. E. Asadchikova 等开展了 X 射线波段测量超光滑表面的研究<sup>[11-15]</sup>,通过从所测得光强散射分布中提取出表面的统计信息,可以对超光滑表面展开定量测量。

与其他测量方法(如机械接触法,光学干涉法,可见光散射法)相比,X 射线散射法具有如下独特的优点。X 射线散射法是一种非接触的测量方法,所以能对表面进行无损伤测量;与可见光散射法相比,X 射线波长短,探测波长与可探测的表面最小横向尺寸相当,因此能给出更多的表面或界面的微观结构信息,可用于测量亚纳米精度的超光滑表面粗糙度;X 射线具有穿射能力,可以进入待测表面一定的深度,用于研究固体的亚表面结构和多层膜的亚层结构<sup>[12-15]</sup>;另外,X 射线散射装置结构简单,用商业用的 X 射线衍射仪即可方便地进行加工件的在线检测。

本文主要介绍了掠入射 X 射线散射法(GXRS)测量超光滑表面的原理及用商业 X 射线衍射仪改造而成的实验装置。对在 3 片不同粗糙度硅片上测得的散射分布进行分析,并将分析结果与用 AFM 法测得的结果相比较,重点分析了系统误差中探测器接收狭缝的宽度和入射光束的发散度这两个因素对测量结果的影响。

## 2 理论背景

原子力显微镜(AFM)测量法和掠入射 X 射线散射法(GXRS)是基于两种不同原理的测量方法。AFM 法基于分子间相互作用力,测得样品二维表面面形图;GXRS 基于电磁辐射在不同界面间的衍射效应,测得散射辐射的角分布图形。为了得到粗糙表面的统计参数,本文对用 GXRS 测得的数据进行数学处理,这种理论模型本质上是基于电磁辐射在不同界面间的相互作用。

一级矢量微扰理论认为散射振幅为表面微观高度的幂级数之和形式。许多工作证明,在 X 射线波段应用一级矢量微扰理论解释散射现象是合适而且正确的<sup>[11-17]</sup>。因此,本文选择一级矢量微扰理论来分析 X 射线散射数据。

在光滑表面近似条件下( $(\kappa \sigma \sin \theta_0)^2 \ll 1$ ),光强散射分布函数与表面的功率谱密度存在一一对应关系。另外,由于掠入射角很小,在  $\theta$  和  $\varphi$  平面内散射宽度有很大的差别:

$$\begin{cases} \delta\theta \approx \lambda / \pi a \sin \theta_0 \\ \delta\varphi \approx \lambda / (\pi a) \end{cases}, \quad (1)$$

这里  $a$  为表面自相干长度; $\lambda$  为辐射波长。从式(1)可以看出  $\delta\varphi \ll \delta\theta$ ,即在  $\varphi$  方向上的散射图要比  $\theta$  方向上的小很多。所以经常把理论中的散射分布在  $\varphi$  上做积分处理。而且在实验中,由于测得的已经是在方位角  $\varphi$  上积分后的数据,积分后的一级矢量微扰理论可用式(2)表示<sup>[11]</sup>:

$$\Pi(\theta) = \frac{1}{W_0} \frac{dW_{\text{scat}}}{d\theta} = \frac{k^3 |1 - \epsilon|^2 |t(\theta_0)t(\theta)|^2}{16\pi \sin \theta_0 \sqrt{\cos \theta_0 \cos \theta}} \cdot \text{PSD}_{1D}(p), \quad (2)$$

$$\begin{cases} p = \frac{1}{\lambda} |\cos \theta - \cos \theta_0| \\ t(\theta) = \frac{2 \sin \theta}{\sin \theta + \sqrt{\epsilon - \cos^2 \theta}} \end{cases}, \quad (3)$$

式中  $W_0$  为入射到表面上的辐射功率; $dW_{\text{scat}}$  为在散射角  $d\theta$  范围内的辐射功率; $t(\theta)$  为理想光滑表面的传输因子; $\epsilon$  为介质的复介电常数; $\kappa$  为波矢; $\text{PSD}_{1D}(p)$  为表面一维功率谱密度函数; $p$  为由一维

光栅方程决定的与  $\theta$  和  $\theta_0$  相关的空间频率范围。

尽管 PSD 函数能提供完整的表面粗糙度信息,但是在一些情况下,利用更直观的表面粗糙度参数来描述表面质量可能更为有效。所以本文提出了有效表面均方根粗糙度  $\sigma_{\text{eff}}^{[11,13]}$ :

$$\sigma_{\text{eff}}^2 = 2\pi \int_{p_{\text{min}}}^{p_{\text{max}}} \text{PSD}_{1D}(p) dp. \quad (4)$$

在极限空间频率  $p_{\text{min}} \rightarrow 0$  和  $p_{\text{max}} \rightarrow \infty$  时,  $\sigma_{\text{eff}}$  趋向于数值精度的均方根粗糙度  $\sigma$ 。

### 3 实验装置及样品准备

用于掠入射 X 射线散射测量的装置是由商用的 X 射线衍射仪改造而成的,结构示意图如图(1)所示。测量装置中,选用辐射波长为  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$  的铜靶的  $K_\alpha$  谱线作为光源,并且与滤波片和准直仪配合使用。

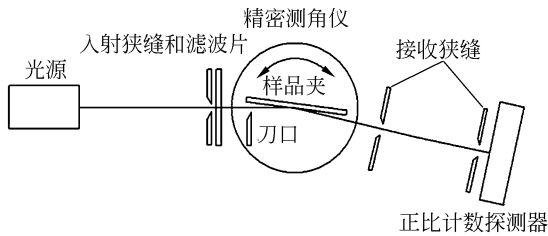


图 1 掠入射 X 射线散射测量装置示意图

Fig. 1 Diagram of GXRS measurement facility

为了选择出只是由粗糙表面散射引起的衍射辐射,使用了具有尖锐边缘的狭窄入射光束,一个三狭缝的准直系统被用于这个光源。这些狭缝的宽度分别为(从光源出处依次记起)20、50、20  $\mu\text{m}$ 。刀口的作用是限制光线直接入射到探测器。样品和探测器由步进电机驱动绕同轴旋转,其旋转精度都为  $18''$ 。实验时保持掠入射角固定,使探测器以  $18''/\text{s}$  的速度在  $0 \sim 2.5^\circ$  转动,记录下样品的散射光强分布图。

选用的样品为 3 片不同粗糙度的硅片,如表 1 所示。注意要保证所选用的样品具有比较光滑的表面( $\sigma < 2 \text{ nm}$ ),且表面没有显著的瑕疵。

表 1 样品的基本参数

Tab. 1 Parameters of samples

样品	硅片 1	硅片 2	硅片 3
粗糙度测量值/nm	0.67	0.46	0.29
尺寸/mm×mm	10×13.5	10×11.5	12.8×12.9

### 4 实验结果与数据分析

在 X 射线波段,材料的折射率  $n$  稍小于 1,且为复数。所以对应的全反射临界角也非常小,一般在  $0.15 \sim 0.5^\circ$ 。以粗糙度为  $0.29 \text{ nm}$ ,大小为  $12.8 \text{ mm} \times 12.9 \text{ mm}$  的硅片作样品,测得的反射率曲线如图(2)所示。从图中可知硅片的全反射临界角约为  $0.233^\circ$ 。这里定义的反射率为总反射光强(包括镜向反射光强和弥散的散射光强)与入射光强之比。掠入射角  $> 0.5^\circ$  时,反射率会变得很小,为了获得样品更多的表面信息,本文确定掠入射角在  $0.18 \sim 0.5^\circ$ 。

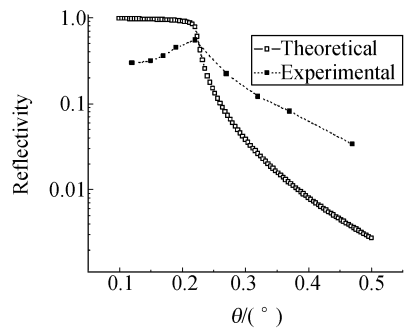


图 2  $\sigma$  为  $0.29 \text{ nm}$  的硅片在  $0.154 \text{ nm}$  时的反射率曲线图

Fig. 2 Comparison of normalized incident intensity to grazing-incidence angle with  $\sigma = 0.29 \text{ nm}$

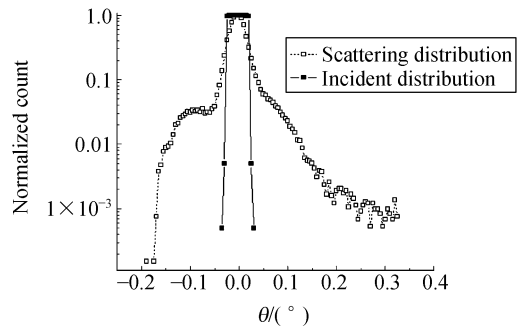


图 3  $\sigma$  为  $0.29 \text{ nm}$  的硅片在  $0.154 \text{ nm}$  时的归一化入射光强分布与散射光强分布对比

Fig. 3 Comparison of X-ray reflectance and scattering intensities for silicon with  $\sigma = 0.29 \text{ nm}$

样品的归一化的入射光强分布与散射光强分布如图(3)所示。可以看出,在镜向反射范围外,产生了明显的散射现象。 $0.05 \sim 0.2^\circ$  内的散

射是由中频粗糙度误差产生;大于  $0.2^\circ$  的散射是由高频粗糙度误差产生的,这个范围内的散射强度往往非常小。因此可以根据所测得散射光强分布得到表面在不同空间频率范围内的 PSD 函数。

在实验中  $p_{\max}$  的值由测量技术的灵敏度决定(包括入射光束强度、噪声和设备的响应时间)。最小的空间频率  $p_{\min} \approx d \sin \theta_0 / (\lambda D)$ ,由入射光束的宽度  $d$ 、发散度以及掠入射角  $\theta_0$  共同确定, $D$  为样品与探测器间距离。问题是在镜向反射光束区域内,镜向反射光和弥散的散射光很难区分开来。所以实验中确定了最小空间频率范围  $p_{\min}$  为  $0.02 \sim 0.06 \mu\text{m}^{-1}$ ,其对应的散射角远离于镜向反射光束范围,以此来避开镜向反射光对分析 PSD 函数的影响。

表面粗糙度  $\sigma$  为  $0.67 \text{ nm}$  的硅片,在波长  $\lambda$  为  $0.154 \text{ nm}$ ,掠入射角  $\theta_0$  分别为  $0.18^\circ$ 、 $0.25^\circ$ 、 $0.30^\circ$ 、 $0.35^\circ$  和  $0.4^\circ$  时,用掠入射 X 射线散射法获得的 PSD 函数如图(4)所示,空间频率在  $0.02 \sim 4.0 \mu\text{m}^{-1}$ 。比较图(4)可以发现空间频率在小于  $0.2 \mu\text{m}^{-1}$  时,同一样品不同掠入射角下的 PSD 函数差异较大;但在大于  $0.2 \mu\text{m}^{-1}$  时,PSD 函数则基本相符。出现这种现象是因为在低频区域,散射光受到镜向反射的影响或入射光边缘直接进入探测器而造成的。

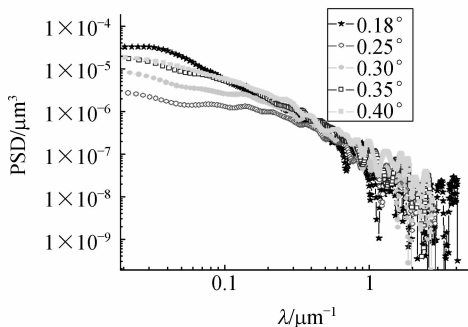


图 4  $\sigma$  为  $0.67 \text{ nm}$  的硅片在  $0.154 \text{ nm}$  时,不同掠入射角下的 PSD 函数

Fig. 4 PSD diagrams of silicon at different grazing-incidence angles with  $\sigma = 0.67 \text{ nm}$ ,  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$

图(5)显示了粗糙度  $\sigma$  分别为  $0.67 \text{ nm}$ 、 $0.46 \text{ nm}$ 、 $0.29 \text{ nm}$  的 3 块硅片在波长  $\lambda$  为  $0.154 \text{ nm}$ ,

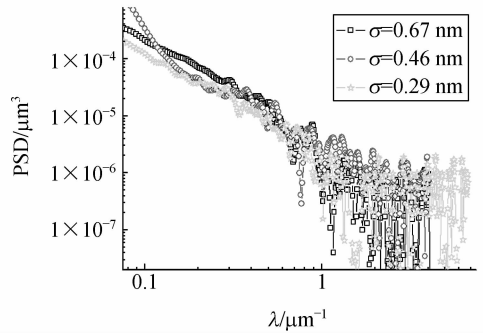


图 5  $\sigma$  为  $0.67$ 、 $0.46 \text{ nm}$ 、 $0.29 \text{ nm}$  的 3 块硅片用 GXRS 法所获得的 PSD 函数

Fig. 5 PSD diagrams of three different silicon obtained from GXRS

掠入射角为  $0.18^\circ$  时所得到的表面 PSD 函数。由公式(4)可知,这 3 条表面 PSD 函数曲线分布很好地反映了 3 块硅片各自的表面粗糙度值和表面特征(后续的讨论中进行了具体分析)。

对表面粗糙度  $\sigma$  分别为  $0.67$ 、 $0.46 \text{ nm}$ 、 $0.29 \text{ nm}$  的 3 块硅片,图 6~8 分别展示了用 AFM 法和 GXRS 法得到的 PSD 函数对比图。掠入射角  $\theta_0$  为  $0.18^\circ$ 。这两个 PSD 函数覆盖不同的空间频率。AFM 的空间频率为  $0.2 \mu\text{m}^{-1} \leq p \leq 25.8 \mu\text{m}^{-1}$ ;而 GXRS 法的空间频率范围则向低频段偏移。但在两者空间频率重叠的部分,不同方法得到的一维 PSD 函数符合得很好。

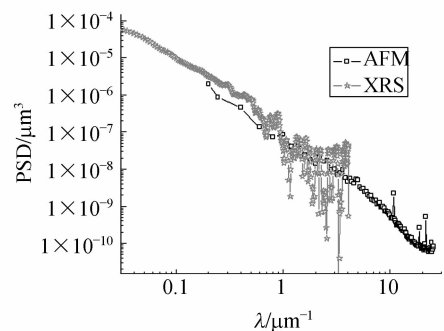


图 6  $\sigma$  为  $0.67 \text{ nm}$  的硅片用 GXRS 法和 AFM 法所获得的 PSD 函数

Fig. 6 PSD diagrams for silicon with  $\sigma = 0.67 \text{ nm}$  from GXRS and AFM

原子力显微镜(AFM)法测得的 3 片硅片样品的表面粗糙度如图(9)所示。AFM 法的扫描

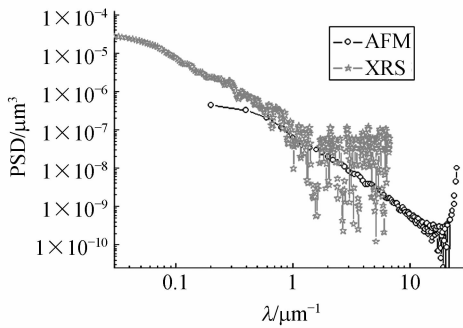


图 7 用 GXRS 法和 AFM 法获得的  $\sigma$  为 0.46 nm 的硅片的 PSD 函数

Fig. 7 PSD diagrams for silicon with  $\sigma = 0.46$  nm from GXRS and AFM

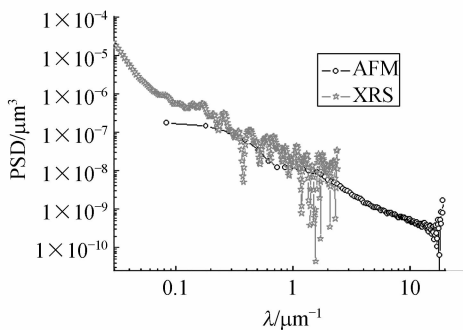
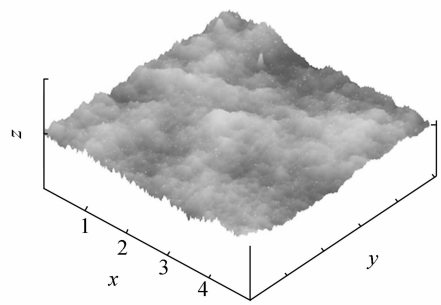


图 8  $\sigma$  为 0.29 nm 的硅片用 GXRS 法和 AFM 法所获得的 PSD 函数

Fig. 8 PSD diagrams for silicon with  $\sigma = 0.29$  nm from GXRS and AFM

区域为  $10 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$ , 空间频率为  $0.2 \mu\text{m}^{-1} \leq p \leq 25.8 \mu\text{m}^{-1}$ 。

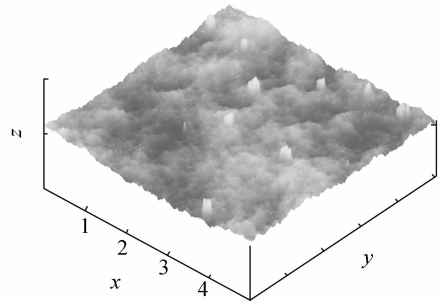
利用方程(4), 可以求出有效均方根粗糙度  $\sigma_{\text{eff}}$ 。为了方便比较, GXRS 法的积分范围的下限值选择与 AFM 法相同的值。最终, 用 GXRS 法得到的 5 个样品的有效均方根粗糙度值和用 AFM 得到的粗糙度值如表 2 所示。由于扫描区域大小不同(散射法的扫描区域大概是 AFM 法的百倍以上), 即使其他实验条件都理想, 所得的表面粗糙度值肯定不同。但这种偏差有多大, 目前还没有办法进行定量分析, 所以本文提出了有效表面粗糙度概念。很明显, GXRS 法得到的有效均方根粗糙度值  $\sigma_{\text{eff}}$  与 AFM 法所得到的值大小趋势基本一致。



$\sigma = 0.67$  nm

(a) 样品一

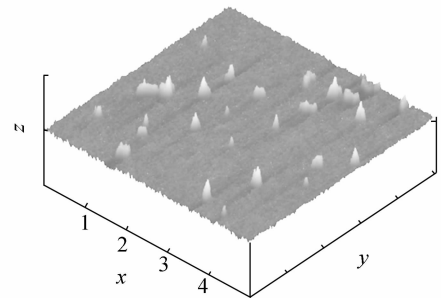
(a) Sample 1



$\sigma = 0.46$  nm

(b) 样品二

(b) sample 2



$\sigma = 0.29$  nm

(c) 样品三

(c) sample 3

图 9 用原子力显微镜(AFM)测得的 3 片硅样品表面粗糙度

Fig. 11 Roughnesses of three silicons measured by AFM

表 2 GXRS 法和 AFM 法得到的均方根粗糙度值

Tab. 2 Roughnesses obtained from GXRS and AFM

样品	硅片 1	硅片 2	硅片 3
粗糙度 AFM/nm	0.67	0.46	0.29
粗糙度 GXRS/nm	0.92	0.68	0.46

对  $\sigma$  为 0.67 nm 的硅片,保持所有的实验参数不变,重复测量其散射分布 5 次,进行重复性精度实验,测量分析结果如表 3 所示。可以看出相对于有效表面粗糙度平均值  $\sigma_{\text{eff}}$  为 0.92 nm,测量的重复精度优于 2.6%。这部分的误差主要由光源和探测器的稳定性决定。

表 3 GXRS 法的重复精度测量值

Tab. 3 Measurement of repeatability of GXRS

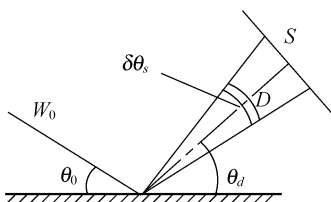
测量次数	1	2	3	4	5
$\sigma_{\text{eff}}/\text{nm}$	0.912	0.942	0.899	0.896	0.941

### 5 系统误差分析

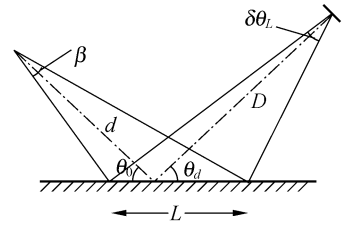
本文认为用 AFM 法和 GXRS 法所得到的 PSD 函数之间的差别是由以下几个原因造成的:首先,样品缺陷和测试扫描范围导致的误差。对于 AFM 法,其扫描的区域很小,如果表面上有划痕、破裂和灰尘等缺陷时,每次测量这些缺陷对散射的影响都有一定的随机性;而 GXRS 法的扫描光束覆盖面积很大,这些缺陷对散射的影响都是确定的。其次,理论局限性导致的误差。本文基于一级矢量微扰理论,该理论的前提与实际情况总有一定的偏差。最后,测量系统误差对测量结果的影响。这些因素包括探测器接收狭缝的宽度,入射光束的宽度及发散度,掠入射角定位误差,入射光束的不对称性及探测器的噪声等。

本文没有详细分析每一种误差因素对测量结果的影响,只是重点分析了系统误差中探测器接收狭缝的宽度和入射光束发散度这两个主要的影响因素。

图 10(a)显示的是具有确定宽度的探测器接



(a) 探测器接收狭缝具有确定的宽度  
(a) Finite width of a detector slit



(b) 入射光束具有确定的发散度  
(b) Finite divergence of incident beam

图 10 系统误差影响示意图

Fig. 10 Sketch illustration of error of PSD determination connected

收狭缝对测量结果的影响。假设准直完美的入射光束以掠入射角  $\theta_0$  作用在样品表面;探测器在位于与表面成  $\theta_d$  的位置接收信号(为了计算简便,忽略入射主光束的宽度)。如果探测器狭缝的宽度为  $S$ ,那么其将在角度范围  $\delta\theta_s \approx S/D$  内接收散射信号,这里  $D$  为样品与探测器间距离。所以探测到的辐射功率为:

$$\delta W_{\text{exp}} = W_0 \int_{\theta_d - \delta\theta_s/2}^{\theta_d + \delta\theta_s} \Pi(\theta) d\theta, \quad (5)$$

式中  $W_0$  为入射光束的辐射功率; $\Pi(\theta)$  为由方程(2)所决定的函数。所以测量所得的散射分布为:

$$\Pi_{\text{exp}}(\theta_d) = \frac{1}{W_0} \frac{\delta W_{\text{exp}}}{\delta\theta_s} = \frac{1}{\delta\theta_s} \int_{\theta_d - \delta\theta_s/2}^{\theta_d + \delta\theta_s} \Pi(\theta) d\theta, \quad (6)$$

用方程(6)分析样品的 PSD 时,其与方程(2)所得结果的误差由公式(7)决定:

$$\eta_s = \frac{\Pi_{\text{exp}}(\theta_d) - \Pi(\theta_d)}{\Pi(\theta_d)} = \frac{1}{\delta\theta_s} \int_{\theta_d - \delta\theta_s/2}^{\theta_d + \delta\theta_s} \frac{\Pi(\theta) - \Pi(\theta_d)}{\Pi(\theta_d)} d\theta. \quad (7)$$

图 10(b)显示了另一个因素,即入射光束的发散度对确定样品 PSD 函数的影响。与前一种情况相比,这里忽略了探测器狭缝的宽度,所以样品 PSD 函数的误差如方程(8)所示:

$$\eta_L = \frac{\Pi_{\text{exp}}(\theta_d) - \Pi(\theta_d)}{\Pi(\theta_d)} = \frac{D\theta_d}{L} \int_{\theta_2}^{\theta_1} \frac{\Pi(\theta) - \Pi(\theta_d)}{\Pi(\theta_d)} \frac{d\theta}{\theta^2}, \quad (8)$$

$$\theta_1 \approx \frac{\theta_d D}{D + d\beta/(2\theta_0 + \beta)}, \theta_2 \approx \frac{\theta_d D}{D - d\beta/(2\theta_0 - \beta)}, L \approx \frac{d\beta}{\theta_0}$$

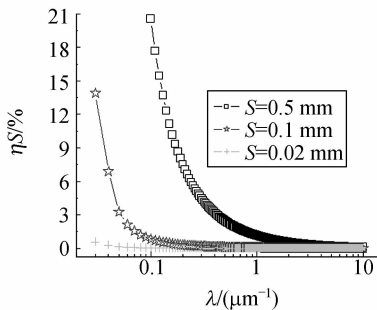
这里  $d$  为光束发散点到样品间的距离; $\beta$  ( $\beta \ll \theta_0$ ) 为入射光束的发散角度; $L$  为样品表面被辐射区域的尺度。

如果把函数  $\Pi(\theta)$  以泰勒级数展开,误差函数  $\eta_s$  和  $\eta_L$  可近似地写成式(9)、式(10):

$$\eta_s \approx \frac{1}{24} \left(\frac{S}{D}\right)^2 \frac{1}{\Pi(\theta_d)} \frac{\partial^2 \Pi}{\partial \theta^2} (\theta = \theta_d), \quad (9)$$

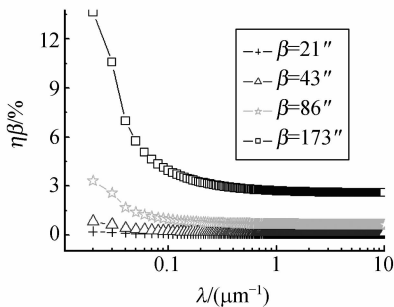
$$\eta_L \approx \frac{\theta_d}{8} \left(\frac{L}{D}\right)^2 \frac{1}{\Pi(\theta_d)} \frac{\partial \Pi}{\partial \theta} (\theta = \theta_d). \quad (10)$$

从式(9)、(10)中可以看出:(1)随着样品-探测器间距离  $D$  的增加,有确定宽度的探测器狭缝和入射光的发散度这两个因素对测量结果的影响迅速减小。(2)在散射分布突变处,误差最大。即在全反射角处和镜向反射处(低频区),误差最大,与实验现象相吻合。(3)随着探测器狭缝宽  $S$  和入射光发散度  $\beta$  的减小,误差迅速减小,但  $S$  和  $\beta$  的减小量受到探测器灵敏度的制约。



(a) 探测器接收狭缝具有不同的宽度

(a) Detector slits with different widths



(b) 入射光束具有不同的发散度

(b) Incident beam with different divergences

图 11  $\lambda$  为  $0.154 \text{ nm}$ ,  $\theta_0$  为  $0.18^\circ$  时,不同影响条件下 PSD 函数的误差曲线

Fig. 11 Errors of PSD under different conditions at  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ ,  $\theta_0 = 0.18^\circ$

当其他实验条件理想的情况下,根据式(9)、(10),计算出的 PSD 函数在不同接收狭缝和不同入射光束发散度情况下的误差曲线如图(11)所示。

从图(11)可以看出,在  $\lambda = 0.154 \text{ nm}$ ,  $\theta_0 = 0.180$ ,样品与探测器间距离确定以及其他实验条件理想的情况下,随着探测器狭缝宽  $S$  和入射光发散度  $\beta$  的减小,误差呈指数级迅速减小。随着空间频率的增加,PSD 函数的误差迅速减小。图(6)、(7)、(8)中 PSD 函数在高频处误差增大是由于探测器已经达到灵敏度极限造成的。当探测器的接收狭缝  $< 0.1 \text{ mm}$  和入射光发散度  $< 86''$ ,在空间频率  $> 0.03 \mu\text{m}^{-1}$  时,各自引起的误差分别不超过  $10\%$  和  $3\%$ 。

## 6 结 论

本文介绍了掠入射 X 射线散射法测量超光滑表面的装置及原理。根据一级矢量微扰理论对各个样品所测量的散射分布进行了处理,实验表明,在一定空间频率范围内,该方法测量所得的有效均方根表面粗糙度  $\sigma_{\text{eff}}$  和 PSD 函数与原子力显微镜(AFM)所测结果基本相符,仪器的重复精度优于  $2.6\%$ 。另外,分析了探测器狭缝的宽度和入射光的发散度对系统误差的影响。当其他实验条件理想的情况下,探测器接收狭缝宽度  $< 0.02 \text{ mm}$  和入射光发散度  $< 43''$ ,空间频率  $> 0.03 \mu\text{m}^{-1}$  时,测量的误差都  $< 2\%$ 。随着探测器接收狭缝宽度和入射光发散度的减小,测量误差呈指数迅速减小。如果采用同步辐射源作为光源,因为入射光强足够强,探测器接收狭缝的宽度和入射光束的发散度可以取很小,此时由这两个因素引起的误差可以忽略不计。

## 参考文献:

[1] WRISTON R S, FROECHTENIGT J F. Soft X-ray scattering by optical surfaces [J]. *Applied Optics*,

1973,12(1):25-28.

[2] 尼启良,陈波. 散射法表面粗糙度测量[J]. *光学精密工程*, 2001,9(2):151-154.

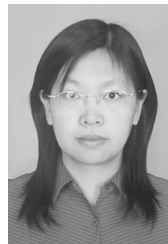
NI Q L, CH B. Measurement of rough surface by scattering method [J]. *Opt. Precision Eng.*,

- 2001, 9(2):151-154. (in Chinese)
- [3] 陈淑妍, 齐立红, 陈波. 光学散射法表面特征的测量与分析[J]. 红外与激光工程, 2006, 35(1):82-85. CH SH Y, QI L H, CH B. Measurement and analysis of surface profiles by optical scattering method [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2006, 35(1):82-85. (in Chinese)
- [4] HENSLER D H. Light scattering from fused polycrystalline aluminum oxide surfaces [J]. *Applied Optics*, 1972, 11(11):2522-2528.
- [5] ELSON J M. Light scattering from semi-infinite media for non-normal incidence [J]. *Physical Review B*, 1975, 12(6):2541-2542.
- [6] STOVER J C. Roughness characterization of smooth machined surfaces by light scattering [J]. *Applied Optics*, 1975, 14(8):1796-1802.
- [7] BAWOLEK E J, MOHR J B, HIRLEMAN E D, *et al.*. Light scatter from polysilicon and aluminum surfaces and comparison with surface-roughness statistics by atomic force microscopy [J]. *Applied Optics*, 1993, 32(19):3377-3400.
- [8] SCHRODER S, GLIECH S, DUPARRE A. Measurement system to determine the total and angle-resolved light scattering of optical components in the deep-ultraviolet and vacuum-ultraviolet spectral regions[J]. *Applied Optics*, 2005, 44(29):6093-6107.
- [9] DUPARRE A, BORRULL J F, GLIECH S, *et al.*. Surface characterization techniques for determining the root-mean-square roughness and power spectral densities of optical components[J]. *Applied Optics*, 2002, 41(1):154-171.
- [10] PEGRO G R, KIM A D. Comparison of light scattering models for diffuse optical tomography[J]. *Optical Express*, 2009, 17(11):8756-8774.
- [11] ASADCHIKOVA V E, KOZHEVNIKOV I V, KRIVONOSOV Y S, *et al.*. Application of X-ray scattering technique to the study of supersmooth surfaces [J]. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 2004, 530:575-595.
- [12] KOZHEVNIKOV I V, ASADCHIKOVA V E, BUKREEVA I N, *et al.*. X-ray study of the roughness of surfaces and interfaces [J]. *SPIE*, 2001, 4499:253-264.
- [13] ZANAVESKIN M L, GRISHCHENKO Y V, TOLSTIKHINA A L, *et al.*. The surface roughness investigation by the atomic force microscopy, x-ray scattering and light scattering [J]. *SPIE*, 2006, 6260:62601A1-62601A9.
- [14] ASADCHIKOVA V E, BUKREEVA I N, DUPARRE A, *et al.*. X-ray study of surfaces and interfaces [J]. *SPIE*, 2001, 4449:253-264.
- [15] LODHA G S, KOUJUN Y, HIDEYO K, *et al.*. Effect of surface roughness and subsurface damage on grazing-incidence x-ray scattering and specular reflectance [J]. *Applied Optics*, 1998, 37(22):5239-5252.
- [16] ANDREEV A V. Theory of X-ray scattering by rough surfaces without distorted wave approximation [J]. *Physics Letters A*, 1996, 219:349-354.
- [17] BRUCE N C. Single-scatter vector-wave scattering from surfaces with infinite slopes using the Kirchhoff approximation [J]. *OSA*, 2008, 25(8):2011-2017.

#### 作者简介:



王永刚 (1982—), 男, 江苏盐城人, 博士研究生, 主要从事光学加工及表面检测的研究。E-mail: vangernh@126.com



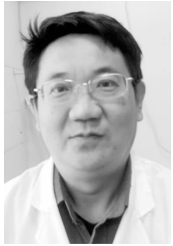
孟艳丽 (1976—), 女, 河北滦县人, 博士研究生, 讲师, 主要从事 X 射线/软 X 射线掠入射成像系统散射特性的研究。E-mail: mengyl002@nenu.edu.cn



马文生(1949—),男,吉林磐石人,高级工程师,于长春光机学院获学士学位,主要从事超精密加工工艺的研究。E-mail:439304194@qq.com



陈波(1961—),男,吉林长春人,研究员,博士生导师。1984年于吉林大学获得学士学位,2003年于中科院长春光学精密机械与物理研究所获得博士学位,主要从事软X射线极紫外波段光学和空间光学的研究。E-mail:chenb@ciomp.ac.cn



陈斌(1958—),男,辽宁沈阳人,高级工程师,于吉林工业大学获学士学位,主要从事超精密加工工艺的研究。E-mail:chenbin5812@yahoo.com

## ● 下期预告

# 篦冷机熟料立体视觉在线测量

刘浩然<sup>1</sup>,徐刚<sup>1</sup>,张文明<sup>2</sup>

(1. 燕山大学 信息科学与工程学院,河北 秦皇岛 066004;

2. 燕山大学 电气工程学院,河北 秦皇岛 066004)

为了实现篦冷机内部冷却风的合理分配,需要获得实时的水泥熟料厚度信息。针对篦冷机内高温的恶劣环境,提出基于网格候选点的立体视觉方法用于在线测量。相交光轴的两台摄像机组成双目立体视觉系统获取料层图像,在世界坐标系范围内建立代表深度信息的网格候选点用于深度测量。小波多分辨率算法实现了候选点的快速筛选,有利于传送中熟料在线测量的实时性需求。引入可信系数的概念,对于容易出现歧义的少数候选点根据直方图分布判断该窗口内图像是否包含丰富的纹理信息,选择较大或较小的匹配窗口用于二次匹配,减少了匹配歧义带来的测量误差。实验结果表明:测量系统的均方根误差为 4.29 mm,能够满足实时厚度测量的精度要求。该系统具有算法简单、测量精度高、计算速度快等特点,能够稳定用于篦冷机内熟料厚度的在线测量。