

变孔径像面散斑平均光强标定随机表面的理论与实验^{*}

张宁玉 滕树云 董前民 亓东平 程传福

(山东师范大学物理系, 济南 250014)

(2000 年 7 月 5 日收到 2000 年 11 月 27 日收到修改稿)

采用随机表面的高斯相关模型和统计光学原理, 推导出弱散射体在 $4f$ 系统中的像面上光强的表达式. 在此基础上提出了均方偏差粗糙度和横向相关长度的标定方法, 该方法用理论结果对实验测量的像面散斑平均光强随滤波孔半径的关系曲线进行拟合, 同时测量出被测样品表面的两个统计量. 实验上制作了高斯相关随机表面样品, 对其表面参数进行了测量, 与 AFM 所测结果符合得较好, 这表明该方法具有较高的精度.

关键词: 弱散射体, 像面散斑, 平均光强

PACC: 4220, 4230

1 引 言

随机表面统计参数的标定在材料生长、精密加工以及光学元件制造等许多科学和技术领域有重要意义, 关于其标定方法的研究也越来越受到人们的重视^[1-4]. 高斯相关的随机表面是最基本和最具典型意义的表面模型, 光学中由散斑理论的结果对该类表面的两个统计参量即均方偏差粗糙度 w 和横向相关长度 ξ 的标定由来已久^[5], 并且一直是散斑研究中的一个十分活跃的课题^[6-9], 其基本依据是散斑对比度或自相关函数等光强统计量对表面参数的依赖关系. 近年来, 随机表面的散斑标定方法也随着对散斑场特性理论研究的发展取得重要进展, 其中最引人注目的是利用二次散斑场特性而进行的表面标定的研究^[10-13].

但是在对表面进行标定的光学系统中, 所涉及的散斑场往往是非高斯或非圆形高斯随机过程, 其统计量的理论分析十分复杂. 典型的例子是在像面散斑法的表面标定系统中, 像面散斑的对比度除了与表面粗糙度有关外, 还与光场实部及虚部的方均偏差、成像系统的点扩展内包含的散射颗粒数等因素有关^[14]. 这使得以前表面标定的散斑法难以直接由理论结果对粗糙度进行标定, 而必须需要事先采

用粗糙度已知的标准随机表面样本对粗糙度和散斑对比度之间的关系进行预标定. 因此这种预标定需要借助其他表面标定方法, 是散斑法不能独立完成的. 而且对于不同材料和具有不同统计特性的表面容易出现测量偏差. 而散斑法对表面横向相关长度 ξ 进行标定的理论根据并不明确, 一般采用经验公式从实验结果中提取横向相关长度 ξ ^[5].

本文采用随机表面的高斯相关模型, 从统计光学的基本原理出发, 推导出弱散射体在 $4f$ 成像系统中的像面(输出面)上产生的散斑平均光强的表达式, 即像面平均光强与滤波孔半径、表面参数 w 和 ξ 的关系式. 在实验上通过改变滤波孔的半径, 测出像面平均光强随半径的变化曲线, 再用理论公式对这一曲线进行拟合, 可以同时测出高斯相关的随机表面样品的方均偏差粗糙度 w 和横向相关长度 ξ . 将所测得的结果与原子力显微镜所测得的结果相比较, 二者符合得很好. 本文的标定方法无需进行预标定, 对表面参数 w 和 ξ 的提取依据严格的理论公式, 并且实验测量简单快捷, 准确性较高.

2 理论分析

在如图 1 所示的 $4f$ 滤波成像系统中, 透射式散射体位于输入平面 $r_0(x_0, y_0)$, 其表面的高度分布

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 69978012)资助的课题.

函数为 $h(\mathbf{r}_0)$, 折射率为 n , 照明光波波长为 λ , 设其

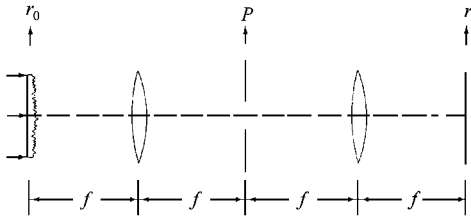


图1 4f 滤波成像系统

振幅为 1, 变换透镜的焦距为 f , 在谱平面上置一滤波孔径, 其振幅透过函数为 $P(\mathbf{r}_f)$. 谱面上滤波孔前一点的光波可以写成

$$U_f(\mathbf{r}_f) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)h(\mathbf{r}_0)\right] \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} \mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_f\right) d^2 \mathbf{r}_0, \quad (1)$$

在像面(输出面) (x, y) 上一点的光波为

$$U(\mathbf{r}) = \iint_{-\infty}^{+\infty} U_f(\mathbf{r}_f) P(\mathbf{r}_f) \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda f} \mathbf{r}_f \cdot \mathbf{r}\right) d^2 \mathbf{r}_f \\ = \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\mathbf{r}_f) \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)h(\mathbf{r}_0)\right] \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f}(\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}_f) \cdot \mathbf{r}_f\right] d^2 \mathbf{r}_0 d^2 \mathbf{r}_f \quad (2)$$

根据上式给出的光波 $U(\mathbf{r})$, 我们可以求出像面上 \mathbf{r} 点处的光强系综平均为 $I(\mathbf{r}) = U(\mathbf{r})U^*(\mathbf{r})$. 在等晕成像的条件下, 像面散斑场是空间平稳的随机过程, 即 $I(\mathbf{r})$ 与位置坐标 \mathbf{r} 无关, 因此, 为推导简单起见, 可以取 $\mathbf{r} = 0$. 从(2)式可得

$$I(\mathbf{r}) = I(0) = U(0)U^*(0) \\ = \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)[h(\mathbf{r}_0) - h(\mathbf{r}'_0)]\right\} \\ \cdot P(\mathbf{r}_f) P^*(\mathbf{r}'_f) \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f}(\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r} - \mathbf{r}'_0 \cdot \mathbf{r}'_f)\right] \\ \cdot d^2 \mathbf{r}_0 d^2 \mathbf{r}'_0 d^2 \mathbf{r}_f d^2 \mathbf{r}'_f. \quad (3)$$

求上式被积函数中的平均项需要用到表面高度函数 $h(\mathbf{r}_0)$ 和 $h(\mathbf{r}'_0)$ 的联合高度概率密度 $P_f[h(\mathbf{r}), h(\mathbf{r}')]$ 即

$$\exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)[h(\mathbf{r}_0) - h(\mathbf{r}'_0)]\right\} \\ = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P_f[h(\mathbf{r}_0), h(\mathbf{r}'_0)] \exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1) \cdot [h(\mathbf{r}_0) - h(\mathbf{r}'_0)]\right\} dh(\mathbf{r}_0) dh(\mathbf{r}'_0), \quad (4)$$

对于具有高斯高度概率分布的随机表面, 上式最终可以写成^[15, 16]

$$\exp\left\{i \frac{2\pi}{\lambda}(n-1)[h(\mathbf{r}_0) - h(\mathbf{r}'_0)]\right\} \\ = \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)\right]^2 \cdot [w^2 - R_h(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0)]\right\}. \quad (5)$$

其中 $w = \sqrt{\langle h^2 \rangle}$ 为表面方均偏差粗糙度, 且一般可取 $h = 0$, $R_h(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0) = \langle h(\mathbf{r}_0)h(\mathbf{r}'_0) \rangle$ 为表面高度的自相关函数. 本文仅讨论具有高斯相关的随机表面, 即

$$R_h(\mathbf{r}_0, \mathbf{r}'_0) = w^2 \exp[-|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'_0|^2/\xi^2], \quad (6)$$

其中 ξ 为表面的横向相关长度, 即通常所说的表面颗粒的平均大小. 将(5)(6)两式代入(3)式, 可得

$$I = \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\mathbf{r}_f) P^*(\mathbf{r}'_f) \\ \cdot \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 [1 - \exp(-|\mathbf{r}_0 - \mathbf{r}'_0|^2/\xi^2)]\right\} \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f}(\mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_f - \mathbf{r}'_0 \cdot \mathbf{r}'_f)\right] d^2 \mathbf{r}_0 d^2 \mathbf{r}'_0 d^2 \mathbf{r}_f d^2 \mathbf{r}'_f. \quad (7)$$

在上式中做变换, 令 $\mathbf{r}_0 = \mathbf{r}'_0 + \Delta \mathbf{r}_0$, 且将式中的一次指数项展开, 得

$$I = \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} P(\mathbf{r}_f) \cdot P^*(\mathbf{r}'_f) \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^{2m}}{m!} \exp\left(-m \frac{|\Delta \mathbf{r}_0|^2}{\xi^2}\right) \cdot \exp\left[-i \frac{2\pi}{\lambda f}(\mathbf{r}'_0 \cdot (\mathbf{r}_f - \mathbf{r}'_f) + \Delta \mathbf{r}_0 \cdot \mathbf{r}_f)\right] \cdot d^2 \mathbf{r}'_0 d^2 \Delta \mathbf{r}'_0 d^2 \mathbf{r}_f d^2 \mathbf{r}'_f\right\}. \quad (8)$$

在上式的运算中, 首先对 \mathbf{r}'_0 积分, 得到 $\delta\left(\frac{\mathbf{r}_f - \mathbf{r}'_f}{\lambda f}\right)$ 项, 进而对 \mathbf{r}_f 积分, 可使上式进一步化简. 对于本文所研究的弱散射体来说, 可认为下式成立:

$$\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 \ll 1, \quad (9)$$

因此(8)式中被积函数的级数求和可仅取 $m = 0$ 和 $m = 1$ 项, 而忽略高阶项, 则有

$$I = \lambda^2 f^2 \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 \iint_{-\infty}^{+\infty} \iint_{-\infty}^{+\infty} |P(\mathbf{r}'_f)|^2 \cdot \left\{1 + \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 \cdot \exp(-|\Delta \mathbf{r}_0|^2/\xi^2)\right\}\right\}$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi}{\lambda f} \Delta r_0 \cdot r'_f\right) d^2 \Delta r_0 d^2 r'_f \\
 = & \lambda^2 f^2 \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2\right\} \iint_{-\infty}^{+\infty} |P(r'_f)|^2 \\
 & \cdot \left\{\delta\left(\frac{r'_f}{\lambda f}\right) + \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2 \pi \xi^2\right. \\
 & \left. \cdot \exp\left(-\frac{\pi^2 \xi^2}{\lambda^2 f^2} |r'_f|^2\right)\right\} d^2 r'_f. \quad (10)
 \end{aligned}$$

如果滤波孔取半径为 R 的圆形孔径,即

$$|P(r'_f)|^2 = \begin{cases} 1, & |r'_f| = \rho = \sqrt{x_f^2 + y_f^2} \leq R, \\ 0, & \rho > R, \end{cases} \quad (11)$$

(11)式实际上代表了(10)式在 r'_f 面上的积分区域,因此有

$$\begin{aligned}
 I = & \lambda^2 f^2 \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2\right\} \\
 & \cdot \left\{\lambda^2 f^2 + 2\pi^2 \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2\right. \\
 & \left. \cdot \int_0^R \xi^2 \exp\left[-\left(\frac{\pi \xi}{\lambda f}\right)^2 \rho^2\right] \rho d\rho\right\}. \quad (12)
 \end{aligned}$$

经运算,最后得到

$$I = c \{1 + a[1 - \exp(-R^2/b^2)]\}, \quad (13)$$

其中

$$c = \lambda^4 f^4 \exp\left\{-\left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2\right\}, \quad (14)$$

$$a = \left[\frac{2\pi}{\lambda}(n-1)w\right]^2, \quad (15)$$

$$b = \frac{\lambda f}{\pi \xi}. \quad (16)$$

(13)式的结果给出了像面散斑的平均光强随滤波孔径的半径 R 的变化关系。(14)(15)(16)式决定了表面参数和光路参数对这一变化关系的影响。由此可以得出用像面散斑平均光强标定表面方均偏差粗糙度 w 和横向相关长度 ξ 的实验方法,即依次改变滤波孔的半径 R ,分别测量相应的像面散斑的平均光强,得到 $I-R$ 曲线,再用(13)式对这一曲线进行拟合,可以拟合出 a, b, c 的值,由拟合得到的常数 a 可以得到表面的方均偏差粗糙度 w ,由常数 b 可以得到表面的横向相关长度 ξ 。由于对某一测量系统来说,由光电探测器测得的平均光强信号的数值都是相对的,因此所拟合出的常数 c 并不具体体现表面参数的结果。

3 实验测量与结果讨论

3.1 样品的制作与 AFM 测量

虽然由玻璃片基经氧化铝粉末研磨的随机散射屏(毛玻璃)是实验中产生散斑场常用的散射体,但此类散射体表面的分形特征非常明显,其高度分布不是高斯相关的^[17]。为此我们采用了以下方法制作高斯相关的随机表面,以扩束后的激光束作为高斯光束照明毛玻璃,在菲涅尔衍射区内形成高斯相关的散斑场。以银盐全息干版记录此散斑场,经过浮雕型的漂白处理,得到浮雕型散斑图母版。从理论上来说,该浮雕型散斑图的高度分布正比于散斑场的强度分布,因此其高度分布也是高斯相关的。通过控制干版的曝光量和调节干版至毛玻璃之间的距离,可以得到不同均方偏差粗糙度和不同横向相关长度的浮雕型散斑图母版。在本文的实验中采用了其中的三块,分别记为浮雕散斑图母版 1#、2# 和 3#。

我们用原子力显微镜 AFM(Park, Autoprobe CP, UL20 tip)对这三块母版的高度分布进行了测量,它们的高度分布图像示于图 2(a)(b)(c)中。对每一块母版在不同区域扫描得到的三幅 AFM 图像的高度分布数据进行计算处理,可分别得到该母版的三个均方偏差粗糙度和三个高度相关的数值分布。取其平均分别作为该母版的均方偏差粗糙度和高度相关函数的分布。这样得到母版 1#、2# 和 3# 的均方偏差粗糙度 AFM 测量值分别为 $w_1 = 0.076 \mu\text{m} \pm 0.011 \mu\text{m}$, $w_2 = 0.159 \mu\text{m} \pm 0.007 \mu\text{m}$, $w_3 = 0.193 \mu\text{m} \pm 0.021 \mu\text{m}$ 。它们的高度相关的数值分布及其高斯函数拟合结果分别示于图 3(a)(b)(c)中。由拟合结果,得到母版 1#、2# 和 3# 的横向相关长度分别为: $\xi_1 = 5.03 \mu\text{m} \pm 0.15 \mu\text{m}$, $\xi_2 = 7.05 \mu\text{m} \pm 0.21 \mu\text{m}$, $\xi_3 = 11.0 \mu\text{m} \pm 0.4 \mu\text{m}$ 。由银盐干版得到的上述浮雕型母版,可能会因漂白处理过程中对沉积银的消除不完全而引起明胶的折射率变化,而使母版成为浮雕型和折射率型混合的散斑图表面样本。为了消除此折射率变化对测量结果的影响,我们采用转移复制法制作了表面样品。具体制作过程如下,将适量的 J-646 光学光敏胶(兵器工业部五三研究所产品)滴到经洁净处理的玻璃片基表面,将母版置于其上,并缓慢贴合,待完全贴合后,用球形超高压汞灯照射,使胶层固化。然后将其冷冻 4h,取出后可以容易地将母版与样品剥离,得到完好的复制样品。由三块母版分别复制得到样品 1#、2# 和 3#。由于原子力显微镜对所测样品尺寸的限制,需从样品上切割下一小块

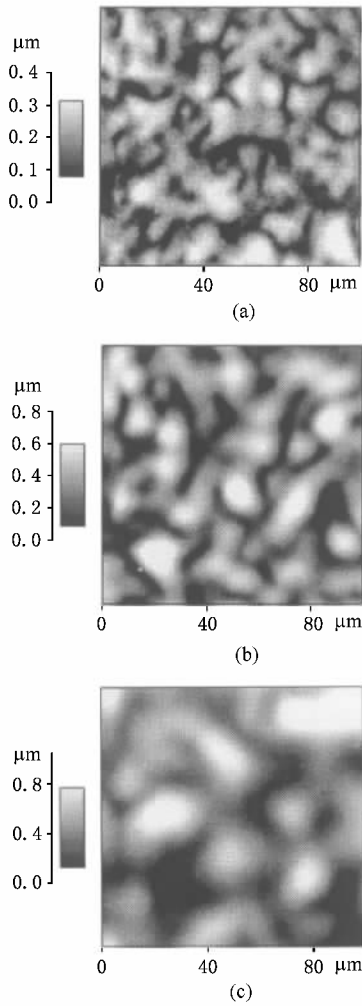


图2 弱散射屏 1#(a),2#(b),3#(c)的 AFM 高度分布图像

后才能进行 AFM 测量,而复制样品比母版的制作略复杂,为了保护复制样品不被破坏,我们未再对复制样品进行测量.母版和复制样品的高度分布互为反转,但它们的均方偏差粗糙度和横向相关长度等参数完全相同.并且在图 1 所示的具有轴对称的光学系统中,物体的高度反转后使光场产生共轭变化,而光强分布完全相同.因此,我们可以对母版样品测得 AFM 结果与对复制样品进行像面散斑法测量的结果进行对比.

3.2 像面散斑法的实验测量与结果

由上述方法复制得到高斯相关的随机表面样品后,它们的表面参数实验测量在图 1 所示的 $4f$ 系统中进行.由 He-Ne 激光器发出的波长为 $0.6328\mu\text{m}$ 光波,经空间滤波器扩束滤波,再经一准直透镜变成平行光束后,照明置于物面(输入面)的随机表面样品,

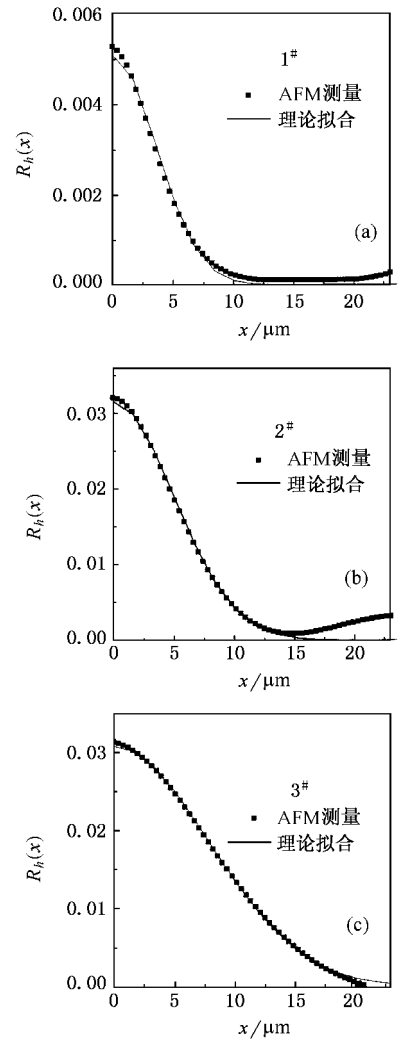


图3 三个弱散射屏 AFM 高度相关的数值分布及高斯函数拟合

采用一对焦距为 $f = 240\text{mm}$ 的座机镜头作为变换透镜.对每个表面样品测量时, Af 系统谱面上的滤波孔径的半径 R 从 0 开始,每次增加 1mm ,测量相应的像面散斑平均光强,直到孔径的半径增加至 20mm ,测得 21 个平均光强的数据.孔径半径为 0,对应于由于弱散射体散射不充分而存在的直透光成分在谱面所形成的中心亮点,此时滤波孔取得很小,但并非半径真正为 0.

测量平均光强用的探测器为激光功率探头,即硅光电池,外接一电阻,用数字电压表测量电阻输出的电压值,它与探测器接受到的光功率成正比.探测器前置以直径为 4mm 的圆孔作为探测窗口.该窗口远远大于像面散斑颗粒的大小,即它接受大量的散斑颗粒,并且在这样的窗口区域内,像面散斑可看作是平稳的随机过程,其系统平均等于空间平均.因此

探测器输出的电压值可直接作为散斑平均光强的相对数值。

图 4(a)(b)(c)分别给出了对复制样品 1[#], 2[#] 和 3[#] 测得像面平均光强随滤波孔半径 R 变化关系 $I-R$ 的数据图. 在绘图软件中, 用(13)式对这些数据进行拟合, 拟合曲线也分别绘于图中. 拟合后得到的常数 a, b, c 的值在图中给出. 由常数 a 计算样

品的表面粗糙度时, 样品的折射率采用 J-646 胶的产品数据 $n = 1.47$. 由(15)式计算得表面样品 1[#], 2[#], 3[#] 的均方偏差粗糙度分别为 $w_{s1} = 0.0598\mu\text{m} \pm 0.0004\mu\text{m}$, $w_{s2} = 0.125\mu\text{m} \pm 0.001\mu\text{m}$, $w_{s3} = 0.180\mu\text{m} \pm 0.003\mu\text{m}$, 由(16)式计算得到它们的横向相关长度分别为 $\xi_{s1} = 4.66\mu\text{m} \pm 0.12\mu\text{m}$, $\xi_{s2} = 7.29\mu\text{m} \pm 0.13\mu\text{m}$, $\xi_{s3} = 11.9\mu\text{m} \pm 0.3\mu\text{m}$.

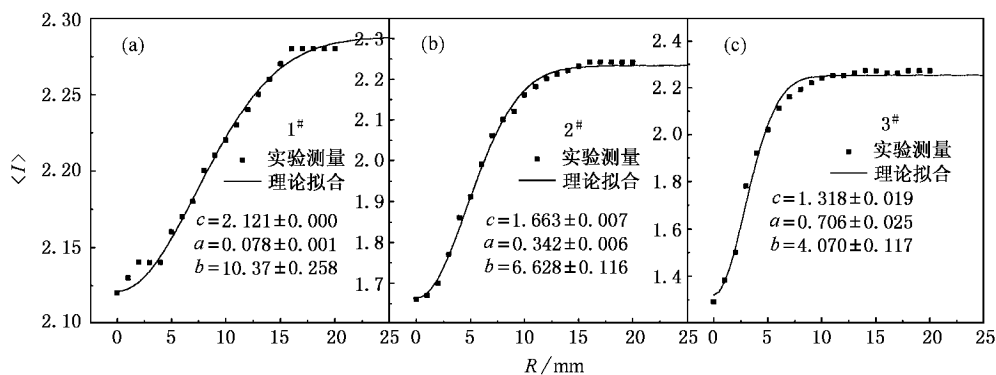


图 4 复制样品 1[#](a) 2[#](b) 3[#](c) 的光强数值分布及其理论拟合

需要指出, 由理论公式对实验曲线拟合所得出的常数 a 和 b 的值, 分别取决于该实验曲线不同的特性. 常数 a 的值取决于平均光强 I 在 $R=0$ 处的值和 R 较大处的值的差值, 常数 b 则是由 I 随 R 增加而上升的快慢决定的. 因此, 它们实际上是由实验曲线这两个相互独立的特性分别决定的. 另外, 由以上的测量结果可以看到, 用变孔径像面散斑平均光强法所测得的三个表面样品的横向相关长度 ξ 与原子力显微镜测得结果吻合得非常好. 虽然所测得三个均方偏差粗糙度 w 值者略小于原子力显微镜的测量结果, 但总的来说也符合得比较好. 原子力显微镜测得的 w 偏大的一个可能的原因, 是在其扫描测量的过程中, 沿横向(x 轴)和纵向(y 轴)扫描难以完全调节至水平位置, 从而在样品的高度数据上叠加一个整体的倾斜背景, 该背景使 w 增加, 但对横向相关长度 ξ 的测量结果几乎没有影响. 此外, AFM 虽然是比较权威的接触式表面分析的手段, 但其测量范围较小(每幅图像的最大取样范围为

$100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$)而引起的统计代表性不够好, 也是造成测量误差的原因. 而本文的像面散斑法测量中, 光源发光强度的涨落、探测器电噪声、光强背景噪声以及光路上的偏差等, 则是导致测量误差的主要因素.

4 结 论

本文提出的变孔径像面散斑平均光强法对高斯相关的随机表面进行标定, 可以同时测量高斯相关随机表面的均方偏差粗糙度 w 和横向相关长度 ξ , 这不仅克服了以前用散斑方法对随机表面测量必须进行预标定的不便, 而且测量非常简单方便, 精度较高. 对于不具备高斯相关特性的天然随机表面, 本文的方法在粗略估计其横向相关长度和粗糙度等方面具有一定的参考价值.

作者感谢朱俊孔副教授在误差分析方面所给予的帮助.

[1] J. Krim, I. Hegvaet, C. Haesendock et al., Phys. Rev. Lett., **70** (1993) 57.

[2] Y. P. Zhao, Irene Wu, C. F. Cheng et al., J. Appl. Phys., **84**

(1998) 2571.

[3] E. Fontana, R. H. Pantell, Phys. Rev., **B37** (1988) 3164.

[4] Chuan-fu Cheng, Dong-ping Qi, De-li Liu, Acta Optica Sinica, **19**

- (1999), 1006 (in Chinese)] 程传福、亓东平、刘德丽, 光学学报, **19**(1999), 1006.]
- [5] R. K. Erf, *Speckle Metrology* (Academic Press, New York, 1978), 11.
- [6] M. H. Escanilla, *Opt. Acta*, **30**(1983), 1655.
- [7] T. Yoshimura, K. Nakagawa, *Opt. Commun.*, **60**(1986), 139.
- [8] P. Lehmann, S. Patzelt, A. Schone, *Appl. Opt.*, **36**(1997), 2188.
- [9] J. M. Huntley, *J. Opt. Soc. Am.*, **A38**(1999), 2212.
- [10] T. Yoshimura, K. Kato, K. Nakagawa, *J. Opt. Soc. Am.*, **A7**(1990), 2254.
- [11] L. Basano, S. Leporalì, P. Ottonello, V. Palestini, R. Rolandi, *Appl. Opt.*, **34**(1995), 7286.
- [12] K. Nakagawa, T. Yoshimura, K. Kato, *Appl. Opt.*, **32**(1993), 4898.
- [13] P. Lehmann, *Appl. Opt.*, **38**(1999), 1144.
- [14] J. C. Dainty, *Laser Speckle and Related Phenomena*, 2nd ed. (Springer-Verlag, Berlin, 1984).
- [15] J. A. Ogilvy, *Theory of Wave Scattering from Rough Surfaces* (Adam Hilger, Britol, 1991), 73.
- [16] De-li Liu, Dong-ping Qi, Chuan-fu Cheng, *Chinese Journal of Lasers*, **B9**(2000), 213.
- [17] Dong-ping Qi, De-li Lou, Shu-yun Teng, Ning-yu Zhang, Chuan-fu Cheng, *Acta Physica Sinica*, **49**(2000), 1260 (in Chinese)] 亓东平、刘德丽、滕树云、张宁玉、程传福, 物理学报, **49**(2000), 1260.]

THEORY AND EXPERIMENT FOR THE CHARACTERIZATION OF RANDOM SURFACES BY THE AVERAGE INTENSITY OF IMAGE SPECKLES OF VARIABLE APERTURES*

ZHANG NING-YU TENG SHU-YUN DONG QIAN-MIN QI DONG-PING CHENG CHUAN-FU

(Department of Physics, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

(Received 5 July 2000 ; revised manuscript received 27 November 2000)

ABSTRACT

Using the Gaussian correlation model of random surfaces, we conduct the theoretical derivation of the image-plane intensity produced by a weak scatterer in the $4f$ optical filtering system. Then the method is proposed for characterizing the square-root-mean deviation roughness and lateral correlation length. This method uses the derived theoretical expressions to fit the experimentally measured curve of image speckle intensity versus the radius of filtering aperture, and the two surface parameters can be extracted simultaneously. In the experiment, random surface samples are specially made and their surface parameters are measured. The results conform with those obtained by atomic force microscopy, which shows that the method of this paper is of good accuracy.

Keywords : weak scatterers, image speckles, average intensity

PACC : 4220, 4230