

# 大粗糙度表面激光散射特性实验研究\*

韩香娥 吴振森 张向东

(西安电子科技大学物理系, 西安, 710071)

**摘要:** 本文利用激光散射自动测量系统, 对经喷丸处理后的钢基粗糙表面及其喷漆表面的后向激光雷达散射截面(LRCS)进行了测量。测量波长分别为  $\lambda = 633\text{nm}$  和  $\lambda = 904\text{nm}$ 。在  $\lambda = 904\text{nm}$ , 利用粗糙面电磁散射理论的基尔霍夫方法对上述样片进行了理论计算, 其中将粗糙表面视为双尺度模型, 根据驻留相位法和标量近似法理论计算双尺度模型随机粗糙表面的散射强度角分布, 其理论值与实验测量结果有较好的吻合。

**关键词:** 激光雷达截面 粗糙面散射 后向散射 测量 光散射

## Experiments study of laser scattering from very rough surfaces

Han Xiang, Wu Zhensen, Zhang Xiangdong

(Department of Physics, Xidian University, Xi'an, 710071)

**Abstract:** We present the experimental results on the laser back-scattering characteristics, such as laser radar cross section, of very rough surface of steel and coated surface at  $\lambda = 633\text{nm}$  and  $\lambda = 904\text{nm}$  with a laser scattering automatic measurement system. Based on scattering theory of rough surface, we built up the double-ruler model of the rough surface, and utilize phase method and scalar approximate method of Killhoff theory to theoretically calculate the angle distribution of laser back-scattering intensity for a specimen of rough surface, at  $\lambda = 904\text{nm}$ . The experimental results are well agreement with theoretical calculation.

**Key words:** LRCS(Laser Radar Cross Section) rough surface scattering back scattering measurement light scattering

### 一、引 言

各种目标表面的粗糙度、材料和涂层的光学性质对目标可见光、红外激光散射和辐射特性的影响相当显著。因此对实际目标材料表面激光散射截面 LRCS 的理论和实验研究, 已成为

\* 国防科技预研基金资助。

### 参 考 文 献

- 1 刘炳寰等编著. 质谱学方法与同位素分析. 北京: 科学出版社, 1983: 128

\* \* \*

作者简介: 陈万湘, 男, 1943 年出生。副教授。从事激光物理、激光技术、光电子技术、自动控制和普通物理教学。



军用和民用工程上对复杂目标激光散射和辐射特性研究的基础和关键技术之一,而粗糙材料表面激光散射特性实验测量是该研究的重要组成部分。众多学者研制了多种激光散射、反射测量系统<sup>[1~3]</sup>,对各类材料表面的激光散射、吸收和辐射特性进行了大量的实验和理论研究。我们利用西安电子科技大学无线电物理实验室的激光散射自动测量系统<sup>[4]</sup>,对经过喷丸处理后的钢基粗糙表面的后向激光雷达散射截面(LRCS)进行了测量。该系统总体框图如图1所示。

该系统采用双光路,以克服测量中光源输出功率不稳定及光电倍增管供电高压不稳带来的测量误差。系统转动部分有转动探测臂和转动样品台。通过转动样品台,达到改变入射角的目的,可测量样片的后向散射角分布;转动样品台转动范围为±180°,角分辨率为0.1°。测量双向散射光强时,可以通过转动探测臂得以实现;它的转动范围为±65°,角分辨率也为0.1°。探测臂和转动样品台转动的起始角度、终止角度和范围均由计算机控制自动完成。实验所用633nm He-Ne激光器发散角为1.5mrad,功率约为15mW。对于904nm 半导体脉冲式激光器,其发散角约为3.5mrad,在电流为20A时,峰值功率约为2.7W。系统测量及数据处理完全由计算机控制进行。

### 二、904nm 和 633nm 波段后向激光散射强度角分布测量

实验测量采用相对测量法,LRCS的定标采用标准朗伯面<sup>[5]</sup>。设样片和标准朗伯面的输出电压随角度的变化分别为  $V_s$  和  $V_{ref}$ ,标准朗伯面的 LRCS 为  $\sigma_{ref}^0$ ,则样品的 LRCS 为

$$\sigma_s^0 = \sigma_{ref}^0 \cdot V_s / V_{ref} \tag{1}$$

当入射波为非极化波时,样片后向散射截面  $\sigma_s^0 = 4\rho \cos^2\theta \cdot V_s / V_{ref}$  (2)

当入射波为线极化波时,对应后向散射截面为  $\sigma_s^0 = 2\rho \cos^2\theta \cdot V_s / V_{ref}$  (3)

式中,  $\rho$  为标准朗伯面的半球反射率,本实验采用的定标准白板为聚四氟乙烯白板。在  $\lambda=904\text{nm}$  波段,它的半球反射率为  $\rho=0.988$ 。

实验测量样片的粗糙度参量由附表中给出,其中  $\delta, s, l$  分别为粗糙样片表面高度起伏均方根值、高度起伏均方根斜率及高度起伏相关长度。对于可见及近红外波段,所有

样片均属大粗糙表面。附表还给出了上述样片在 904nm 波段后向激光散射强度角分布测量的入射角范围及角度间隔。

图 2a~ 2e 分别给出了上述样片在 904nm 时的后向单位面积 LRCS 测量结果。其中离散点表示测量数据,实线为根据粗糙面电磁散射理论计算获得的理论曲线(理论结果后面将作讨论)。从测量结果可以看出,散射光强角分布测量数据存在一定的起伏和离散,尤其是未涂漆

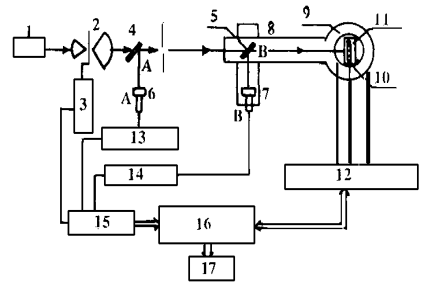


Fig. 1 Laser scattering automated measurement system block diagram 1- laser source 2- expander 3- chopper 4, 5- light splitter 6, 7- detectors A and B 8- detecting arm 9, 10- rotators A and B 11- sample holder platform 12- stepping motors A, B and C 13, 14- amplifiers A and B 15- phase-locked amplifier 16- computer 17- printer

Table Roughness parameters of tested samples

sample	material	$\delta(\mu\text{m})$	$s$	$l(\mu\text{m})$
A	steel	23.29	0.358	92
B	paint on steel	15.05	0.127	167
C	paint on steel	27.80	0.195	202
D	paint on steel	36.74	0.246	411
E	steel	36.20	0.440	116

的样片 A 和 E, 其原因是由于激光光源为脉冲式, 而该测试系统的信号接收及处理适用于直流斩波信号, 对脉冲信号的处理能力较差。所有样片均有相当宽的散射光强角度分布, 十分接近于  $\cos^2\theta$  分布。但根据样片半球反射率实验测量结果及理论计算<sup>[5]</sup>表明, 它们的峰值幅度却明显高于它们的半球反射率, 表明这些深粗糙度样片还不能被视为理想朗伯面, 而且存在多重散射, 在大入射角时尤为明显。另外, 涂漆样片(B, C, D) 和未涂漆样片(A, E) 散射光强峰值幅度相差较小, 而涂漆样片的镜向反射率和半球反射率均低于未涂样片对应的值。这单纯用面散射难以解释, 表明涂漆样片除了存在表面相当强的非相干散射外, 还存在一定的体散射。

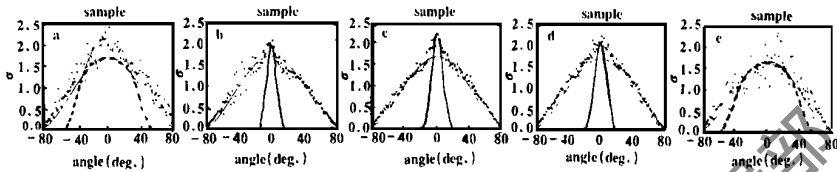


Fig. 2 The comparison of theoretical calculation and measured results of LRCS at  $\lambda = 904\text{nm}$

我们还用  $\lambda = 633\text{nm}$  波段激光测量了上述样片后向 LRCS, 如图 3a~3e 中所示。该图中给出了两次测量数据, 数据的离散性小, 有相当好的重复性、稳定性和精度, 这是由于该波段激光器输出为连续光, 且功率较大。

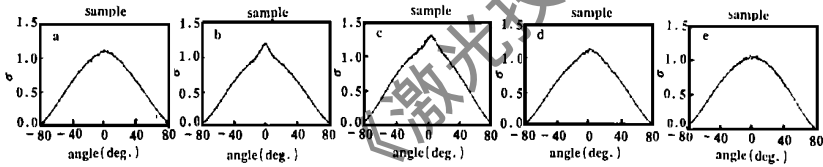


Fig. 3 Measured results of back LRCS at  $\lambda = 633\text{nm}$  □—first time △—second time

从图 2 和图 3 比较可以看出, 在两种不同波长下, 样片的散射光强角分布曲线的幅度均不相同。波长越大, 峰值幅度越大, 即 LRCS 越大, 但用峰值归一化后角分布变窄。其原因之一是由于样品材料色散性, 另一原因是当用大波长光照射时, 样片粗糙度参数相对波长 ( $k\delta$ ) 减小, 即样片表面相对光滑, 相应 LRCS 峰值增大, 角分布变窄。相比较而言, 后者起主要作用。

### 三、实验与理论比较

粗糙面电磁散射理论, 有微扰法, 基尔霍夫法, 相位微扰法等多种方法。目前已比较成熟且广泛应用的方法是微扰法和基尔霍夫方法<sup>[6,7]</sup>, 这两种方法运用范围有所不同。其中微扰法只适用微粗糙表面, 除 C 样片外, 对于上述样片均不适用。而基尔霍夫法对粗糙度的适用范围较宽, 基尔霍夫法适用条件为:

$$k_0 l > 6, l^2 > 2.76 \delta \lambda \quad (4)$$

式中,  $k_0 = 2\pi/\lambda$ ,  $\delta$  为表面高度起伏均方根值,  $l$  为相关长度。

在基尔霍夫方法中, 使用了两种近似处理, 对表面高度起伏较大的表面, 采用驻留相位近似法, 其条件为:  $(q_z \delta)^2 > 10, (q_z \delta)^2 > 10$ 。对于表面均方根斜度较小的表面, 则采用标量近似法, 它的使用条件各为: 均方根斜度  $s < 0.25$ 。其中  $q_z = k_0(\cos \theta_s + \cos \theta)$ ,  $q_z = -k_1 \cos \theta_s + k_0 \cos \theta$ ,  $\theta, \theta_s, \theta_t$  分别为入射、散射和透射角,  $k_1$  为粗糙面介质的传播常数。  $k_1 = 2\pi/\lambda_1$ ,  $\lambda_1$  为介质中光波波长。

对于各向同性的高斯粗糙面来说,根据基尔霍夫方法中的驻留相位法,单位面积的后向散射截面为

$$\sigma_{pp}^0(\theta) = \frac{|R_{pp}(0)|^2 \exp[-\tan^2\theta / (2\delta^2 |\rho''(0)|)]}{2\delta^2 |\rho''(0)| \cos^4\theta} \quad (5)$$

式中,  $R_{pp}(0)$  是垂直入射时的菲涅尔反射系统,  $\rho''(0)$  是在原点处相关函数  $\rho$  的二阶微商, 而  $\delta^2 |\rho''(0)|$  为表面均方根斜率。

对于基尔霍夫法的标量近似方法,在后向散射情况下,其  $\theta = \theta_s$ ,  $\varphi_s = \pi$ ,  $\varphi = 0$ , 则单位面积非相干后向散射截面为

$$\sigma_{pp,n}^0 = (|R_{pp}| k_0 L \cos\theta)^2 \exp(-K) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{K^n}{(n!n)} \exp[-\frac{(k_0 L \sin\theta)^2}{n}] \quad (6)$$

$$\sigma_{pp,s}^0 = 8 \sin\theta (k_0^2 \delta L \cos\theta)^2 \exp(-K) \cdot$$

$$[|R_{pp}|^2 \sin\theta + \operatorname{Re}\{R_{pp} R_{pp}^*\} \cos\theta] \sum_{n=1}^{\infty} K^{n-1} / (n!n) \exp[-(k_0 L \sin\theta)^2 / n] \quad (7)$$

式中,  $K = 4k_0^2 \delta^2 \cos^2\theta$ ,  $R_{pp} = R_{\perp 0}$  或  $R_{\parallel 0}$  为光滑表面菲涅尔反射系数,  $R_{pp1} = R_{\perp 1}$  或  $R_{\parallel 1}$  为由表面斜率引起的反射系数,它与极化状态有关。

对于非极化接收,有  $\sigma^0 = (r_{pp}^0 + \sigma_{pq}^0 + \sigma_{qq}^0 + \sigma_{qp}^0) / 2$  (8)

通过对所有样片表面粗糙度及统计分析表明,所有样片的  $k_0 L$  均大于 6,  $l^2 > 2.76 \delta \lambda$ ,  $(q_z \delta)^2 > 10$ , 故所有样片的统计参量均满足基尔霍夫法及它的驻留相位近似法条件。尽管样片 B, C, D 的  $s < 0.25$ , 但它们的  $(q_z \delta)^2 > 10$ , 故难以用基尔霍夫的标量近似方法进行计算。

在驻留相位近似法中, (5) 式中忽略了多路径散射。对于后向散射来说,多路径散射并不重要。由于菲涅尔反射系数是在垂直入射时计算出来的,所以两种极化之间没有什么区别。公式 (5) 只是表面高度起伏斜率的函数,而与表面高度起伏的相关函数的形状无关,且散射纯粹是非相干的。当均方根斜率增大时,后向散射曲线随入射角增大而跌落得比较缓慢。通过分析这些样片的高度起伏的相关函数表明它们的形状各不相同,但它们的后向散射光强角分布基本相同。同时通过对样片镜向的反射率谱曲线测量表明,对于 904nm, 镜向反射可以忽略,散射是非相干的。上述现象与基尔霍夫近似的驻留相位法结果基本一致。

然而,我们根据测量的样片表面的粗糙度参数,利用基尔霍夫理论进行了计算。图 2 中的实线和虚线表示单独用驻留相位法或者标量近似法以及微扰法计算结果。结果表明:对于未涂漆样片 A 和 E,采用驻留相位法时,仅在小入射角度范围内 ( $< 30^\circ$ ) 理论计算与实验数据相吻合。在大入射角时,由于忽略了多重散射和遮蔽效应,其理论值低于实验数据。另外,由测量的样片表面的高度起伏可以看出,在大尺度起伏表面上存在小微扰起伏,对于未涂漆样片尤为明显。这种小尺度微扰起伏是按照表面大尺度粗糙度的斜率分布来倾斜,即存在倾斜效应。随着入射角的增大,倾斜效应越来越明显。由此可以用一种双尺度模型对坦克表面进行模拟。即当近法向方向 ( $0 < \theta < 25^\circ$ ) 入射时,表面的散射特性受大尺度粗糙度所支配,而当大入射角 ( $\theta > 30^\circ$ ) 入射时,散射受小尺度粗糙度支配。进一步假设小尺度粗糙度和大尺度粗糙度是相互独立的。我们可以根据驻留相位法和微扰法(或标量近似法)理论计算双尺度模型随机粗糙表面的散射强度角分布。图 2a 和 2e 中实线和离散点分别给出了 A, E 样片单位面积后向散射截面角分布理论与实验测量曲线,两者的吻合程度有很好的改善。

对于涂漆样片 B, C, D, 表面均方根斜率  $s$  小于但接近于 0.25, 而  $(q_z \delta)^2 \gg 10$ 。从涂漆表面的反射率谱和散射光强角分布测量数据表明,漆介质存在着体散射。如仅采用基尔霍夫方

法的标量近似方法或者驻留相位近似方法, 仅在  $-10^\circ \sim 10^\circ$  范围内理论值与实验结果吻合, 而入射角较大时, 其理论值明显低于实验数据。我们采用双尺度模型, 如图 2b~ 2e 的实线所示, 其数值计算结果与实验数据有较好的吻合。

### 四、结 束 语

经喷丸处理后的钢基及其上的喷漆表面, 均为大粗糙度表面, 经对样片表面粗糙度测量及分析表明其表面可视为双尺度模型。根据基尔霍夫的驻留相位近似法和标量近似法计算双尺度模型随机粗糙表面的散射强度角分布, 实验与理论获得较好的吻合。

对于经喷丸处理后的钢基及其上的喷漆表面, 在实际工程应用中, 均可以被视为各向同性、具有深粗糙度的随机表面。在角度范围小于  $\pm 60^\circ$  时, 样片表面单位面积后向散射截面角分布通常可以用正态(或称高斯)分布描述。即  $\sigma_{pp}^0(\theta) = A^2 \exp(-\theta^2/D)$  (9)

式中,  $A, D$  为待定常数, 可利用最优化方法从实验数据中拟合获得。如图 4a~ 4e 给出了在  $\lambda = 904\text{nm}$  测量结果的拟合曲线。从图中可以看出, 拟合曲线(实线)与实验结果(离散点)近似来看, 吻合还是比较好。图 4 中给出了各样片表面后向单位面积散射截面角分布正态统计拟合的  $A, D$  值。

当然, 也可以根据实验数据建立双正态分布模型, 如图 2b~ 2d 中的实线所示。

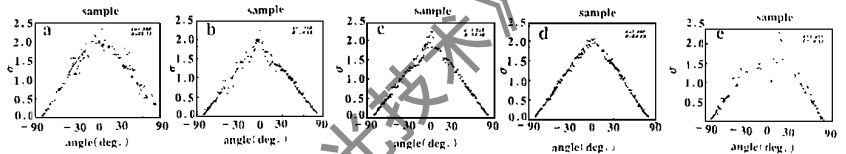


Fig. 4 Curve-fitting for measured results of back L RCS based on Gaussian distribution at  $\lambda = 904\text{nm}$   
a— $A = 1.392, D = 58.75$  b— $A = 1.318, D = 54.06$  c— $A = 1.355, D = 54.40$  d— $A = 1.400, D = 54.23$  e— $A = 1.355, D = 58.31$

$$\sigma_{pp}^0(\theta) = \begin{cases} A_1^2 \exp(-\theta^2/D_1) & (|\theta| \leq \theta_1) \\ A_2^2 \exp(-\theta^2/D_2) & (\theta_1 \leq |\theta|) \end{cases} \quad (10)$$

式中,  $\theta_1, A_1, A_2, D_1$  和  $D_2$  均可以从实验数据经优化拟合获得。

### 参 考 文 献

- 1 Hsia J J, J R NBS. Phys Chem, 1976; 80A(2): 189~ 205
- 2 Broods L D, Wolfe W L. SPIE, 1980; 257: 177~ 183
- 3 Gibbs D P, Betty C L, Fung A K. Remote Sens Environ, 1993; 43: 97~ 114
- 4 Han X E, Wu Zh S, Zhang X D. Automated measurement of scattering intensity SPIE' s international symposium on optical science, engineering, and instrumentation SPIE' s 40th Annual Meeting 9-14 July 1995 at San Diego, USA
- 5 吴振森, 韩香娥, 张向东 *et al.* 光学学报, 1996; 16(3): 262~ 268
- 6 石丸 A 著, 黄润恒等译. 随机介质中波的传播和散射. 北京: 科学出版社, 1986: 534~ 538
- 7 乌拉比 F T, 穆尔 R K, 冯健超. 微波遥感, 第二卷. 北京: 科学出版社, 1987: 第 12 章

\* \* \*

作者简介: 韩香娥(附照片), 女, 1962年9月出生。硕士, 讲师。现从事电磁波/光波散射的理论及实验研究工作。

吴振森, 男, 1946年11月出生。教授, 博士生导师。现主要从事电磁波/光波传播与散射的教学和科研工作。

