

文章编号 1004-924X(2013)03-0546-08

周期和随机分量叠加而成粗糙表面的激光散射

吴耀军^{1, 2*}, 王群书², 叶锡生², 唐传祥¹, 林新伟², 吴丽雄²

(1. 清华大学 工程物理系, 北京 100084;

2. 西北核技术研究所 激光与物质相互作用国家重点实验室, 陕西 西安 710024)

摘要:研究了机械加工时由周期分量和随机分量叠加形成的粗糙表面的激光散射特性。基于 Helmholtz-Kirchhoff 积分定理并结合统计学相关理论, 推导得到了上述粗糙表面的散射场强空间分布理论计算公式。根据推导得到的计算公式, 计算了不同周期振幅和不同随机粗糙度情况下的散射场强空间分布, 并分析了散射场空间分布的特征和形成原因。理论计算结果表明: 在随机性粗糙度远小于激光波长时, 周期振幅越大, 散射场空间分布的“衍射条纹”现象越明显; 而在随机性粗糙度和激光波长可比拟时, 周期振幅在波长范围内的变化对散射场空间分布特征影响较小, 不再有“衍射条纹”出现。在这种情况下, 周期振幅的变化所产生的效果相当于是对散射场空间分布进行了调制。

关键词:粗糙表面; 高度分布; 激光散射; 散射系数

中图分类号: O436.2 **文献标识码:** A **doi:** 10.3788/OPE.20132103.0546

Laser scattering of rough surfaces generated by superposition of periodic and random processes

WU Yao-jun^{1, 2*}, WANG Qun-shu², YE Xi-sheng², TANG Chuan-xiang¹, LIN Xin-wei², WU Li-xiong²

(1. *Department of Engineering Physics, Tsinghua University, Beijing 100084, China;*

2. *State Key Laboratory of Laser Interaction with Matter, Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024, China)*

** Corresponding author, E-mail: wuyaojun03@163.com*

Abstract: The characteristics of laser scattering of rough surfaces composed of periodical and random components generated by mechanical machining were researched. Based on the Helmholtz-Kirchhoff integration theorem and some statistic theories, the formula for calculating the scattering field distribution in the space of rough surfaces was derived. According to the derived formula, the scattering coefficients of rough surfaces with different amplitudes of the periodic component and different roughnesses of the random component were obtained. Meanwhile, the spatial distribution characteristics of the scattering field and its formation were analyzed. The experiments show when the roughness of random component is far less than the laser wavelength, the number of the diffraction fringes augment with the increase of the amplitude of the periodic component. While the roughness of random component is comparable with the magni-

收稿日期: 2012-09-27; 修订日期: 2012-10-24.

基金项目: 激光与物质相互作用国家重点实验室基金资助项目 (No. SKLLIM1002)

tude of the laser wavelength, the amplitude of the periodic component has a little effect on the scattering field distribution within the range of laser wavelength and the diffraction fringes are disappear. In this circumstance, the scattering field distribution in the space is considered to be modulated by changing the amplitude of the periodic component.

Key words: rough surface; height distribution; laser scattering; scattering coefficient

1 引言

在机械加工过程中,被加工的材料表面会留下不规则的峰谷,微观上形成粗糙表面,人们常常用表面粗糙度来衡量材料表面形貌轮廓的不平整性。材料表面粗糙度会对激光散射特性产生影响,从而影响激光的应用,如在激光陀螺系统中,激光背向散射会影响陀螺的正常工作^[1-6];对于在高能激光环境下使用的光学镜面,光散射会导致镜面的光学薄膜激光损伤阈值大幅降低^[7-8];在激光加工处理等领域,材料表面粗糙会影响材料对激光能量的吸收,从而影响加工效果。因此,研究表面粗糙度对激光散射特性的影响具有重要的意义。

电磁波散射理论始于1907年Rayleigh对光栅表面电磁波行为的研究^[9],并于20世纪50年代开始蓬勃发展^[10]。电磁波的散射理论主要分为标量散射理论和矢量散射理论^[11-12]。其中,标量散射理论以Beckmann理论最为突出,其应用也最为广泛^[6,13];矢量散射理论包括Kirchhoff近似矢量衍射积分,以及小振幅微扰、自能微扰、相位微扰等各种微扰法^[14-15]。1963年,Beckmann基于Kirchhoff分别研究了随机表面和周期表面的散射问题。然而,在一般情况下,粗糙材料的表面起伏并不是完全随机或者完全周期的,比如金属经过机械加工后的表面就是由周期性分量和随机性分量两部分组成。对于这样的特殊粗糙表面,Beckmann理论的适用性较差^[16]。因此,1986年Ohtsubo提出利用光散射来确定这种情况下的表面粗糙度信息,比如周期性刀痕的幅度与频率、均方根粗糙度值以及随机性起伏的相关长度^[17]。在这之后,Ohtsubo等人对Ohtsubo方法做了改进,避免了Ohtsubo方法中噪声大以及要求样品表面自相关函数是高斯函数的问题,可以

更准确地得到表面粗糙度信息^[18]。样品表面高度分布是否具有周期性会影响其散射特性。

针对由周期分量和随机分量叠加而成的粗糙表面的激光散射问题,以及目前尚无理论直接给出此类表面散射场计算公式的现状,本文在粗糙表面散射问题一般解的基础上,推导得出了由周期分量和随机分量叠加而成的粗糙表面的散射场计算公式,并分析了不同周期振幅和随机粗糙度情况下的散射场空间分布特征。

2 粗糙表面散射的一般解

粗糙表面的电磁波散射问题可以基于Helmholtz-Kirchhoff积分定理进行求解。设求解的坐标系为直角坐标系,3个坐标轴方向的单位矢量分别为 x_0, y_0 和 z_0 。粗糙表面的高度分布函数表示为:

$$\zeta = \zeta(x, y). \quad (1)$$

从坐标原点到粗糙表面上一点的空间矢量为 r ,则 r 可表示为:

$$r = xx_0 + yy_0 + \zeta(x, y)z_0. \quad (2)$$

粗糙表面散射如图1所示,入射波矢量记为 k_i ,散射波矢量记为 k_s ,入射波矢量 k_i 和 z 轴之间的夹角记为 θ_1 ,散射波矢量 k_s 和 z 轴之间的夹角记为 θ_2 。

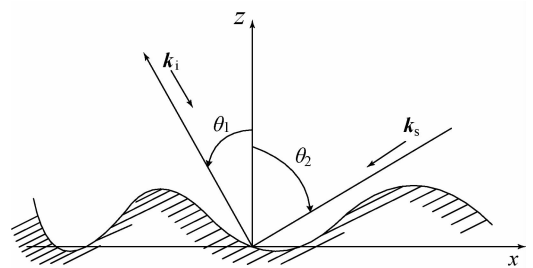


图1 粗糙表面散射示意图

Fig. 1 Sketch map of rough surface scattering

对图 1 所示的一维粗糙表面,在表面为完美导体且入射光束尺寸远大于入射光波长的情况下,散射问题的一般解为^[19]:

$$\rho = \frac{F}{2L} \int_{-L}^L e^{iv_r r} dx, \quad (3)$$

其中: ρ 表示粗糙表面的散射系数, L 表示入射光束的范围,且有:

$$F = \sec \theta_1 \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}, \quad (4)$$

$$v = k_i - k_s. \quad (5)$$

对于表面高度轮廓完全为随机分布或者周期分布的粗糙表面,其散射场强的空间分布计算公式可由式(3)推导得到,但是对于表面高度轮廓具有随机和周期叠加分布特征的表面,目前还没有直接的计算公式。

3 理论分析

假设由周期和随机分量叠加而成的粗糙表面的高度函数为 $\zeta(x)$,有:

$$\zeta(x) = \zeta_1(x) + \zeta_2(x), \quad (6)$$

其中: $\zeta_1(x)$ 为高度函数中的周期分量, $\zeta_2(x)$ 为高度函数中的随机分量。设 $\zeta_1(x)$ 的周期为 Λ ; ζ_2 为随机变量,随机变量的取值记为 z ,且其概率密度函数为 $w(z)$, $\zeta_2(x)$ 的平均值为0。用尖括号 $\langle \rangle$ 表示对随机变量求平均值。因此有:

$$\zeta_1(x) = \zeta_1(x + \Lambda), \quad (7)$$

$$\langle \zeta_2 \rangle = 0. \quad (8)$$

公式(3)中积分式的平均值为:

$$\begin{aligned} \left\langle \int_{-L}^L e^{iv_r r} dx \right\rangle &= \int_{-L}^L e^{iv_x x + iv_z \zeta_1} \langle e^{iv_z \zeta_2} \rangle dx = \\ &\langle e^{iv_z \zeta_2} \rangle \int_{-L}^L e^{iv_x x + iv_z \zeta_1} dx. \end{aligned} \quad (9)$$

根据统计学中随机变量平均值的定义,有:

$$\langle e^{iv_z \zeta_2} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} w(z) e^{iv_z z} dz = \chi(v_z). \quad (10)$$

由式(9)、式(10)可得:

$$\left\langle \int_{-L}^L e^{iv_r r} dx \right\rangle = \chi(v_z) \int_{-L}^L e^{iv_x x + iv_z \zeta_1} dx. \quad (11)$$

由式(3)、式(11)可得散射系数的平均值为:

$$\langle \rho \rangle = \frac{F}{2L} \chi(v_z) \int_{-L}^L e^{iv_x x + iv_z \zeta_1} dx. \quad (12)$$

定义散射系数 ρ 的方差为 $D\{\rho\}$,由于 ρ 为复数,有:

$$\langle \rho \rho^* \rangle = \langle \rho \rangle \langle \rho \rangle^* + D\langle \rho \rangle. \quad (13)$$

由式(3)可得:

$$\begin{aligned} \langle \rho \rho^* \rangle &= \frac{F^2}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{iv_x(x_1 - x_2)} \times \\ &e^{iv_z(\zeta_1(x_2) - \zeta_1(x_2))} \langle e^{iv_z(\zeta_2(x_1) - \zeta_2(x_2))} \rangle dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (14)$$

做类似于式(10)的处理,则:

$$\begin{aligned} \langle e^{iv_z(\zeta_2(x_1) - \zeta_2(x_2))} \rangle &= \\ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} W(z_1, z_2) e^{iv_z(\zeta_2(x_1) - \zeta_2(x_2))} dz_1 dz_2 &\equiv \\ \chi_2(v_z, -v_z), \end{aligned} \quad (15)$$

其中: z_1 为随机变量 $\zeta_2(x_1)$ 的值, z_2 为随机变量 $\zeta_2(x_2)$ 的值, $W(z_1, z_2)$ 为 z_1, z_2 的联合分布函数。在 $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 独立的情况下, $W(z_1, z_2)$ 为 $w(z_1)$ 和 $w(z_2)$ 的乘积^[19]。由于 $\zeta_2(x)$ 是高度函数中的随机分量,因此在 x_1 和 x_2 相隔足够远的情况下, $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 是独立的。 x_1 和 x_2 的距离定义为:

$$\tau = x_1 - x_2. \quad (16)$$

当 x_1 和 x_2 相隔很近,也就是 τ 足够小的情况下, $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 是互相关的;当 $\tau = 0$ 时, $\zeta_2(x_1) = \zeta_2(x_2)$ 。在 $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 独立的情况下,有如下关系式:

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \chi(v_z) \chi^*(v_z). \quad (17)$$

由式(3)、式(11)、式(14)、式(15)可得:

$$\begin{aligned} D\{\rho\} &= \langle \rho \rho^* \rangle - \langle \rho \rangle \langle \rho \rangle^* = \\ \frac{F^2}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{iv_x(x_1 - x_2)} e^{iv_z(\zeta_1(x_1) - \zeta_1(x_2))} &\times [\chi_2(v_z, -v_z) - \\ \chi(v_z) \chi^*(v_z)] dx_1 dx_2. \end{aligned} \quad (18)$$

设高度函数中的周期分量 $\zeta_1(x)$ 具有如下正弦函数形式:

$$\zeta_1(x) = A \sin(Kx). \quad (19)$$

则:

$$\begin{aligned} \zeta_1(x_1) - \zeta_1(x_2) &= A \sin(Kx_1) - A \sin(Kx_2) = \\ 2A \cos(K(x_1 + x_2)/2) \sin(K(x_1 - x_2)/2). \end{aligned} \quad (20)$$

取 $x_2 = -x_1$,则式(20)简化为:

$$\zeta_1(x_1) - \zeta_1(x_2) = 2A \sin(K(x_1 - x_2)/2). \quad (21)$$

为方便运算,将 $\chi_2(v_z, -v_z) - \chi(v_z) \chi^*(v_z)$

记为 X , 即:

$$X(v_z) = \chi_2(v_z, -v_z) - \chi(v_z)\chi^*(v_z). \quad (22)$$

将式(16)、式(21)、式(22)代入式(18), 可得:

$$D\{\rho\} = \frac{F^2}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{iv_x\tau} e^{iv_z 2A \sin(K\tau/2)} X(v_z) d\tau dx_2 =$$

$$\frac{F^2}{4L^2} \int_{-L}^L \int_{-L}^L e^{iv_x\tau} e^{iv_z AK\tau} X(v_z) d\tau dx_2 =$$

$$\frac{F^2}{2L} \int_{-L}^L e^{iv_x\tau} e^{iv_z AK\tau} X(v_z) d\tau. \quad (23)$$

随机变量取值如果是完全随机的, 则其统计分布函数为高斯函数。 ζ_2 的平均值为 0, 即 $\langle \zeta_2 \rangle = 0$ 。再假设 ζ_2 的标准差为 σ_2 , 则 ζ_2 的分布函数为:

$$w(z) = \frac{1}{\sigma_2 \sqrt{2\pi}} e^{-z^2/2\sigma_2^2}. \quad (24)$$

由式(10)、(24), 得:

$$\chi(v_z) = \exp\left(-\frac{1}{2}\sigma_2^2 v_z^2\right). \quad (25)$$

用粗糙表面的均方根粗糙度描述其高度分布信息, 而表面高度横向分布的特征则由相关函数来刻画。对随机分布的随机变量, 其自相关系数 $C(\tau)$ 一般表示为:

$$C(\tau) = e^{-\tau^2/T^2}, \quad (26)$$

其中: T 为相关长度。在 $\tau = T$ 时, $C(\tau)$ 为 $1/e$ 。对 $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 这两个随机变量, 它们的平均值为 0, 方差为 σ_{22} , 相关性由自相关系数 $C(\tau)$ 表示。 $\zeta_2(x_1)$ 和 $\zeta_2(x_2)$ 的联合分布函数 $W(z_1, z_2)$ 为^[19]:

$$W(z_1, z_2) =$$

$$\frac{1}{2\pi\sigma_2^2 \sqrt{(1-C^2)}} \exp\left(-\frac{z_1^2 - 2Cz_1z_2 + z_2^2}{2\sigma_2^2(1-C^2)}\right). \quad (27)$$

由式(15)、(27)可得:

$$\chi_2(v_z, -v_z) = \exp(-v_z^2\sigma_2^2(1-C)). \quad (28)$$

将式(26)代入式(28), 然后展开为指数级数的形式:

$$\chi_2(v_z, -v_z) = e^{-v_z^2\sigma_2^2} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{v_z^2\sigma_2^2}{m!} e^{-m\tau^2/T^2}. \quad (29)$$

为简化计算, 引入符号 g , 所以有:

$$g = v_z^2\sigma_2^2 = \left(2\pi \frac{\sigma_2}{\lambda} (\cos\theta_1 + \cos\theta_2)\right)^2. \quad (30)$$

由式(10)、(29)、(30)可得:

$$X(v_z) = \chi_2(v_z, -v_z) - \chi(v_z)\chi^*(v_z) =$$

$$e^{-g} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m!} e^{-m\tau^2/T^2}. \quad (31)$$

将式(31)代入式(23)可得:

$$D\{\rho\} = \frac{\sqrt{\pi}F^2T}{2L} e^{-g} \times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m! \sqrt{m}} e^{-(v_x+v_zAK)^2 T^2/4m}. \quad (32)$$

由式(12)可知, 求 $\langle \rho \rangle$ 表达式的关键在于求等号右边的积分式。分析式(12)等号右边的积分函数, 可以看出它实际上是 $e^{iv \cdot r}$ 的形式, 只是 r 的 z 分量表示周期函数 $\zeta_1(x)$, 而 $\zeta_1(x)$ 由式(19)确定。因此求 $\langle \rho \rangle$ 的表达式实际上是求一维正弦表面的散射系数。利用一维正弦周期表面的散射系数表达式^[19], 可得:

$$\langle \rho \rangle = \chi(v_z) \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(2n p \pi)}{2n \sin(p \pi)} \sec \theta_1 \times$$

$$\frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2} e^{-ip\pi} \int_0^{2\pi} e^{i p t - i s \cos t} dt, \quad (33)$$

式(33)中: p 和 s 分别为:

$$p = \frac{\Lambda}{\lambda} (\sin \theta_1 - \sin \theta_2), \quad (34)$$

$$s = -v_z A = \frac{2\pi}{\lambda} A (\cos \theta_1 + \cos \theta_2). \quad (35)$$

为简化式(33), 令式中三角函数的乘积为 Q 。即:

$$Q = \frac{1}{2\pi} \frac{\sin(2n p \pi)}{2n \sin(p \pi)} \sec \theta_1 \frac{1 + \cos(\theta_1 + \theta_2)}{\cos \theta_1 + \cos \theta_2}. \quad (36)$$

由式(33)、(36)得:

$$\langle \rho \rangle \langle \rho \rangle^* = \chi^2(v_z) Q^2 \times \int_0^{2\pi} e^{i p t - i s \cos t} dt \int_0^{2\pi} e^{-i p t + i s \cos t} dt. \quad (37)$$

由式(13)、(25)、(32)、(37)可得散射系数 $\langle \rho \rho^* \rangle$ 为:

$$\langle \rho \rho^* \rangle = Q^2 e^{-g} \int_0^{2\pi} e^{i p t - i s \cos t} dt \int_0^{2\pi} e^{-i p t + i s \cos t} dt +$$

$$\frac{\sqrt{\pi}F^2T}{2L} e^{-g} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{g^m}{m! \sqrt{m}} e^{-(v_x+v_zAK)^2 T^2/4m}. \quad (38)$$

4 理论计算与分析

分别在 $g \ll 1$ 和 $g \gg 1$ 两种情况下对式(38)

进行讨论。由式(30)可知, $g \ll 1$ 对应表面高度的随机分量相比于波长很小的情况; 而 $g \gg 1$ 对应表面高度的随机分量相比于波长很大的情况。

假设表面高度随机分量的粗糙度 $\sigma_2 = 10$ nm, 激光以 8° 入射到粗糙表面, 入射激光波长为 1 319 nm, 则由式(30)可知 $g = 0.009$, 即 $g \ll 1$ 。假设表面高度周期分量的振幅 $A = 10$ nm, $A/\lambda = 0.0076$, 因此 A 相对于激光波长也很小。另外, 假设表面高度周期分量的周期 $\Lambda = 10\lambda$, 激光光斑大小为 10 mm。将上述参数代入式(38)算得到的散射系数如图 2 所示。

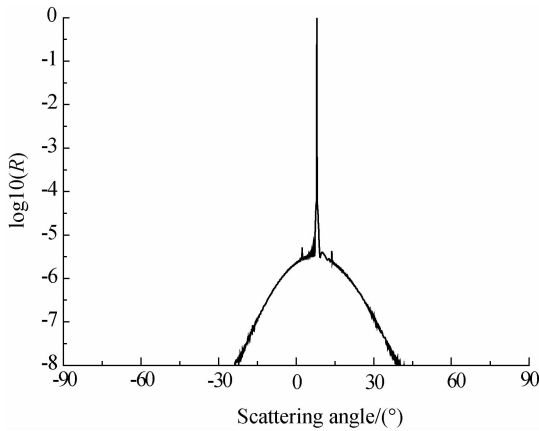


图 2 $g \ll 1, A \ll \lambda$ 下的散射系数

Fig. 2 Scattering coefficients with $g \ll 1, A \ll \lambda$

由图 2 可看出, 在 $g \ll 1, A \ll \lambda$ 时, 散射光主要集中在镜面方向。这是由于 $g \ll 1$ 表明表面高度随机分量的粗糙度很小; $A \ll \lambda$ 表明表面高度周期分量相对激光波长来说很小, 其相应的粗糙度也很小。因此, 在这种情况下粗糙表面可以认为是近似光滑的, 所以散射光主要是镜面反射光, 散射光的强度也主要集中在镜面反射的方向。

将 A 的值设为 1 000 nm, 故 $A/\lambda = 0.76$, 因此 A 与激光波长在一个数量级, 而保持其他的参数不变, 计算得到的散射系数如图 3 所示。

由图 3 可看出, 在 $g \ll 1, A \sim \lambda$ 时, 散射光强度在不同角度出现了极大值, 这时在散射光接收屏上会出现衍射条纹。 $g \ll 1$ 表明表面高度随机分量的粗糙度很小, 对激光波长来说, 随机分量的粗糙度可以忽略。在表面高度周期分量振幅 A 与激光波长 λ 在同一个数量级时, 激光相当于入射在正弦周期表面上, 因此会出现衍射条纹。

当 $g \ll 1$ 时, 而高度周期分量振幅 A 介于

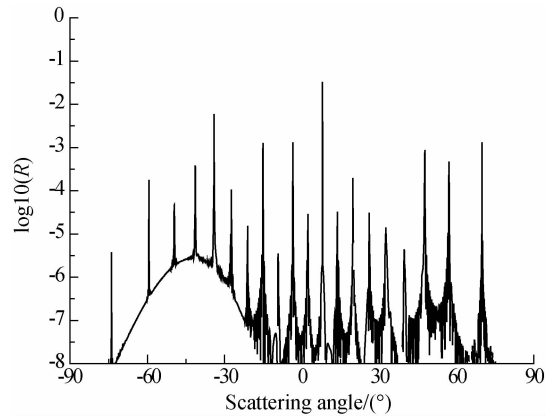


图 3 $g \ll 1, A \sim \lambda$ 下的散射系数

Fig. 3 Scattering coefficient with $g \ll 1, A \sim \lambda$

$A \ll \lambda$ 和 $A \sim \lambda$ 的条件下, 例如取 $A = 100$ nm, $A/\lambda = 0.076$, 其它参数不变, 此时的散射系数如图 4 所示。由图 4 可看出, 散射光强度也在不同的角度出现了极大值; 但是由于周期分量振幅 A 小于激光波长 λ , 因此极大值出现的次数不如图 3 中的多, 也就是说此时衍射条纹的数量小于周期分量振幅 A 与激光波长 λ 在同一个数量级的情况。

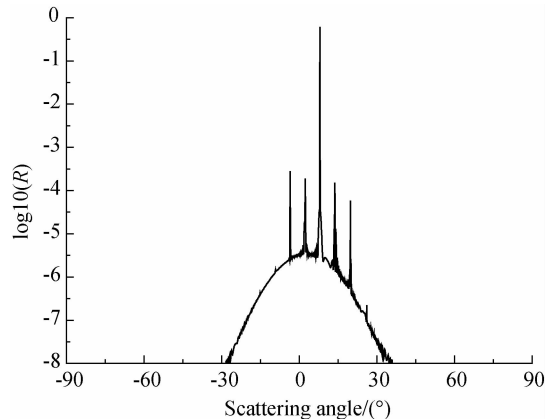
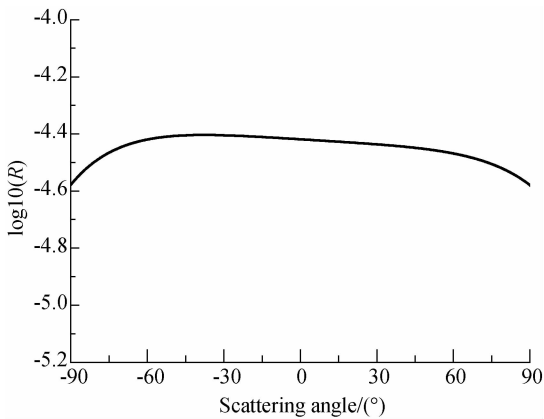


图 4 $g \ll 1, A = 0.076\lambda$ 下的散射系数

Fig. 4 Scattering coefficients with $g \ll 1, A = 0.076\lambda$

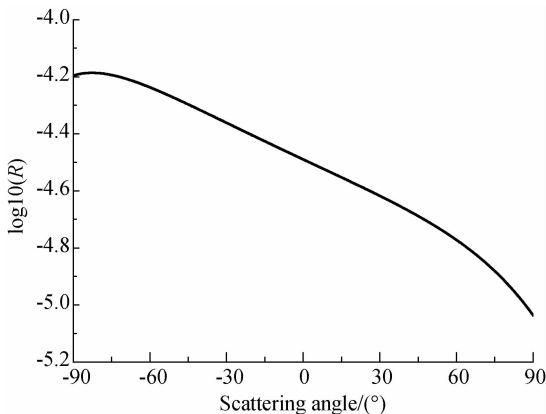
假设表面高度的随机分量的粗糙度 $\sigma_2 = 1000$ nm。与前面的分析类似, 由式(30)可知 $g = 90.8$, 在这样的情况下 $g \gg 1$ 。假设表面高度周期分量的振幅 $A = 10$ nm, $A/\lambda = 0.0076$, 因此 A 相对于激光波长很小。其他参数与之前的分析相同。可计算在以上条件下的散射系数, 如图 5 所示。

由图 5 可看出, 在 $g \gg 1, A \ll \lambda$ 时, 散射光在散射角为 $-90 \sim 90^\circ$ 时变化平缓。这是因为 $g \gg 1$

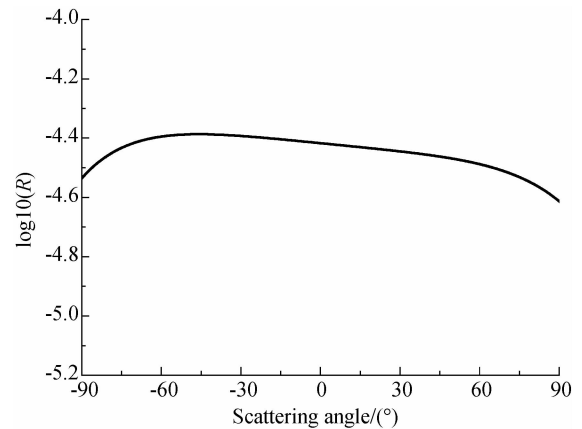
图5 $g \gg 1, A \ll \lambda$ 下的散射系数Fig. 5 Scattering coefficients with $g \gg 1, A \ll \lambda$

表明表面高度随机分量的粗糙度很大;而 $A \ll \lambda$ 表明表面高度的周期分量相对激光波长来说很小,其相应的粗糙度很小。在这种情况下,表面粗糙度主要来源于高度中的随机分量,而周期分量可以忽略不计,其结果类似于完全随机表面的散射,即散射光几乎均匀分布在全空间内。

将 A 的值设为 1 000 nm,保持其它参数不变,计算得到的散射系数如图 6 所示。由图 6 可知,此时散射光在散射角为 $-90 \sim 90^\circ$ 时也是平缓变化的,只是散射光强度的空间均匀性不如 $A \ll \lambda$ 时,这是因为此时表面高度的周期分量的振幅 A 与激光波长在一个数量级,周期表面对散射光的空间分布进行了调制,使散射光强度在不同角度之间进行了重新分配。

图6 $g \gg 1, A \sim \lambda$ 下的散射系数Fig. 6 Scattering coefficients with $g \gg 1, A \sim \lambda$

在 $g \gg 1$, 而表面高度周期分量振幅 A 介于 $A \ll \lambda$ 和 $A \sim \lambda$ 的条件下,例如取 $A = 100 \text{ nm}$,其它参数同上,此时的散射系数如图 7 所示。由图 7 可知,散射光在散射角为 $-90 \sim 90^\circ$ 时变化平缓。比较图 5 和图 7 可知,两图中散射光在空间的强度分布曲线很相似。图 5 中 $A/\lambda = 0.0076$, 而图 7 中 $A/\lambda = 0.076$, 两种情况下表面高度周期分量的振幅 A 相差 10 倍,但是散射光强度分布却几乎一样,这表明在 $g \gg 1$ 的条件下,表面高度周期分量对散射光的强度分布影响很小。

图7 $g \gg 1, A = 0.076\lambda$ 下的散射系数Fig. 7 Scattering coefficients with $g \gg 1, A = 0.076\lambda$

5 结 论

在基于 Helmholtz-Kirchhoff 积分定理求解粗糙表面散射问题一般解的基础上,本文针对表面轮廓由周期分量和随机分量叠加而成的粗糙表面,推导得到了其表面散射场强空间分布的计算公式。利用推导得到的计算公式,计算了不同周期振幅和不同随机粗糙度情况下散射场强的空间分布,并对散射场空间分布的特征和形成原因进行了分析。在随机性粗糙度远小于激光波长时,周期振幅越大,散射场空间分布的“衍射条纹”现象越明显;而在随机性粗糙度和激光波长可比拟时,周期振幅在波长范围内的变化对散射场空间分布特征的影响较小,不再有“衍射条纹”出现。在这种情况下,周期振幅变化所产生的影响效果相当于对散射场空间分布进行调制。

参考文献:

- [1] BRUCE N C. Multiple scatter of vector electromagnetic waves from rough metal surfaces with infinite slopes using the Kirchhoff approximation [J]. *SPIE*, 2010, 7792; 779205-1-8.
- [2] 张贵彦,袁宏韬,缪同群. 一种测量光学表面粗糙度的全积分散射仪[J]. *红外与激光工程*, 2007, 36: 265-269.
ZHANG G Y, YUAN H T, MIAO T Q. Total integrated scatterometer for the application in optical surface roughness measurement [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2007, 36: 265-269. (in Chinese)
- [3] BRUCE N. Double scatter of vector electromagnetic waves from rough metal and dielectric surfaces using the Kirchhoff approximation [J]. *Journal of Physics: Conference Series*, 2011, 274: 012136.
- [4] LUO Y, AUBRY A, PENDRY J. Electromagnetic contribution to surface-enhanced Raman scattering from rough metal surfaces: a transformation optics approach [J]. *Physical Review B*, 2011, 83 (15): 155422-1.
- [5] 潘永强,吴振森,杭凌侠. 银薄膜对光学基底表面粗糙度及光散射的影响[J]. *光子学报*, 2009, 38(5): 1197-1201.
PAN Y Q, WU ZH S, HANG L X. Influence of Ag thin films on surface roughness and light scattering of optical substrate [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2009, 38(5): 1197-1201. (in Chinese)
- [6] 侯海虹,范正修,邵建达,等. 光学表面的标量散射理论[J]. *激光与光电子学进展*, 2005, 42(11): 35-38.
HOU H H, FAN ZH X, SHAO J D, *et al.*. Scalar scattering theory of optical surfaces [J]. *Laser & Optoelectronics Progress*, 2005, 42(11): 35-38. (in Chinese)
- [7] HOUSE R A, BETTIS J R, GUENTHER A H. Surface roughness and laser damage threshold [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1977: 361-363.
- [8] BABU S S C. Surface roughness dependence of laser induced damage threshold [J]. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, 1979, 15(7): 533-535.
- [9] RAYLEIGH L. On the dynamical theory of gratings [J]. *Proc. R. Soc.*, 1907, 79(532): 399-416.
- [10] RICE S O. Reflection of electromagnetic waves from slightly roughness surfaces [J]. *Communications on Pure and Applied Mathematics*, 1951 (4): 351-378.
- [11] 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, CHEN B. Measurement of surface roughness by scattering method [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2001, 9(2): 151-154. (in Chinese)
- [12] 齐文宗,李志刚. 平面电磁波理想金属表面散射场分布及粗糙度参数关系的理论分析[J]. *光学精密工程*, 1998, 6(5): 122-127.
QI W Z, LI ZH G. Theoretical analysis: relationships of the rough parameters and the scattering distribution of plane incidence electromagnetic wave on ideal metal surfaces [J]. *Opt. Precision Eng.*, 1998, 6(5): 122-127. (in Chinese)
- [13] BENNETT H E, PORTEUS J O. Relation between surface roughness and specular reflectance at normal incidence [J]. *Journal of the Optical Society of America*, 1961, 51(2): 123-129.
- [14] SANCHEZ-GIL J, MARADUDIN A. Limits of validity of three perturbation theories of the specular scattering of light from one-dimensional, randomly rough, dielectric surfaces [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1995, 12(7): 1547-1558.
- [15] BOURLIER C, BERGINC G, SAILLARD J. Theoretical study of the Kirchhoff integral from a two-dimensional randomly rough surface with shadowing effect: application to the backscattering coefficient for a perfectly-conducting surface [J]. *Waves in Random Media*, 2001, 11(2): 91-118.
- [16] 吴耀军,王群书,叶锡生,等. 随机和周期性高度分布条件下铝表面激光散射[J]. *光学精密工程*, 2011, 19(增): 64-71.
WU Y J, WANG Q SH, YE X SH, *et al.*. The laser scattering of aluminum surfaces with random and periodic height distribution [J]. *Opt. Precision Eng.*, 2011, 19(Supp.): 64-71. (in Chinese)
- [17] OHTSUBO J. Measurement of roughness properties of diamond-turned metal surfaces using light-scattering method [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1986, 3(7): 982-987.
- [18] OHLIDAL M, UNCOVSKY M, OHLIDAL I, *et al.*. Determination of the basic parameters characterizing the roughness of metal surfaces by laser light scattering [J]. *Journal of Modern Optics*, 1998, 46(2): 279-293.
- [19] BECKMANN P, SPIZZICHINO A. The scattering of electromagnetic waves from rough surfaces [M]. *New York: Pergamon Press LTD.*, 1963.

作者简介:



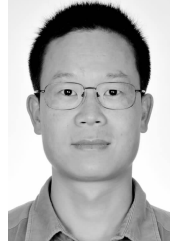
吴耀军(1986—),男,湖北洪湖人,博士研究生,2007年于清华大学获得学士学位,主要从事激光与物质相互作用和激光耦合特性方面的研究。E-mail: wuyaojun03@163.com



叶锡生(1967—),男,江苏泰兴人,博士,研究员,1989年,1997年于浙江大学分别获得学士、博士学位,主要从事激光与物质相互作用的研究。E-mail: yxschx@yeah.net



唐传祥(1969—),男,山东沂源人,博士,教授,博士生导师,1992年,1996年于清华大学分别获得学士、博士学位,主要从事加速器物理、高亮度注入器、汤姆逊散射X射线源、自由电子激光、新加速原理与新型加速结构等方面的研究。E-mail: Tang_xuh@tsinghua.edu.cn



林新伟(1974—),男,湖北枝江人,硕士,副研究员,1997年于南开大学获得学士学位,2003年于西北核技术研究所获得硕士学位,目前主要从事激光辐照效应方面的研究。E-mail: lin_xw@163.com



吴丽雄(1980—),女,福建福鼎人,博士研究生,助理研究员,2001年于浙江大学获得学士学位,2004年于西北核技术研究所获得硕士学位,主要从事激光辐照效应方面的研究。E-mail: wlx97zju@163.com

导师简介:



王群书(1956—),男,河北石家庄人,博士,研究员,博士生导师,1982年于清华大学获得学士学位,1988年于西北核技术研究所获得硕士学位,2007年于清华大学获得博士学位,主要从事脉冲辐射和高功率激光测量技术的研究。E-mail: wqs002@mail.tsinghua.edu.cn

(版权所有 未经许可 不得转载)