

随机粗糙面激光脉冲散射四阶统计特征*

王明军^{1)†} 吴振森²⁾ 李应乐¹⁾ 张小安¹⁾ 张 辉¹⁾

1) 咸阳师范学院物理系, 咸阳 712000)

2) 西安电子科技大学理学院, 西安 710071)

(2007 年 10 月 8 日收到, 2008 年 9 月 21 日收到修改稿)

依据基尔霍夫近似, 推导出二维高斯随机粗糙面四阶统计特性解析式, 并获得脉冲波入射下粗糙面双点双频四阶矩互相关函数. 数值计算不同入射角, 不同高度起伏和相干长度, 随机粗糙面双点双频四阶矩互相关函数随相干频谱带宽频差, 散射角的变化情况. 计算结果表明, 高度起伏和相干长度对粗糙面散射四阶统计特性的影响很大, 粗糙面越光滑, 在镜反射方向有最大的四阶矩散射峰值和小的相关带宽. 随着粗糙度增加, 随机粗糙面脉冲散射的四阶矩的相干分量减弱, 展宽现象明显, 而相干带宽频差越大, 四阶矩衰减越快.

关键词: 四阶矩统计特征, 双点双频互相关函数, 随机粗糙面, 脉冲波散射

PACC: 4110H, 4225F

1. 引 言

在随机介质电磁波传播与散射领域的应用中, 如机载雷达、星载雷达, 以及大气或者电离层强度起伏和闪烁指数的理论与实验测量研究不仅需要研究散射场的二阶矩, 而且更需要研究其四阶矩^[1-5].

在微波波段, 大多数物体表面都可以当作是光滑或者近似光滑散射面来处理. 但是, 随着频率的增加, 尤其在红外和可见光波波段, 物体表面的高度起伏和入射光的波长相比拟, 因此应视作随机粗糙面. 随着激光探测手段精度的不断提高, 目标表面粗糙度对目标散射成像特征的影响变得越来越重要. 因此从粗糙面电磁散射理论出发, 深层次讨论粗糙面电磁散射机理对光波段目标探测和识别显得尤为关键. 吴振森等^[6,7]采用物理光学近似研究了任意形状粗糙物体对电磁波的散射, 给出单站和双站激光散射截面理论公式, 其结果可以很容易导出简单规则物体以及任意光滑随机粗糙面的情况. Ishimaru 等人^[8-10]从理论和试验开展了一维粗糙面散射研究工作, 讨论粗糙面脉冲展宽, 后向散射增强, 并详细推导了一维粗糙面双频互相干函数 (two-frequency mutual coherence). Wu 从抛物线方程出发采用路径积分法给出了一维粗糙面脉冲散射双频互相干函

数^[11]. 陈辉^[12]利用基尔霍夫标量近似较系统地推导了粗糙面脉冲波束散射双频互相干函数.

在粗糙面光散射研究中主要讨论场二阶矩问题, 研究的目的是为了获取粗糙面散射功率或散射系数的时域、空域分布特性. 实际上, 在光学波段, 诸如激光入射在粗糙面上, 会出现激光散斑, 激光散斑对激光目标探测和成像影响很大^[13,14]. 程传福、徐至展等^[15-17]利用电磁理论研究了近场散斑传播特性以及对比度和光强概率密度函数的演化特性. 刘文军等^[18]初步讨论飞秒激光脉冲在随机介质传播过程时域散斑的统计特性并给出了相应实验结果. Yura 给出了激光多普勒测速系统中平动目标和转动目标时间延迟相关函数^[19]. 激光散斑问题与光波粗糙面散射四阶矩有关^[19,20]. 因此, 开展粗糙面散射场四阶统计特征的研究工作, 分析粗糙面强度相关统计特性能够更深入讨论激光散射斑机理, 能提高激光目标检测和识别精度.

本文主要依据随机粗糙面散射理论, 详细研究一维随机粗糙面四阶矩统计特性. 在基尔霍夫近似条件下, 给出随机粗糙面四阶统计特性解析表达式, 并将推导结果进行简化获取脉冲波入射下粗糙面散射双点双频互相关函数. 在激光波段, 数值计算了不同入射角, 不同高度起伏和相干长度随机粗糙面四阶统计特性随相干频谱带宽, 散射角的变化情况.

* 国家自然科学基金(批准号: 60801047, 60771038, 60741003)和陕西省教育厅自然科学基金(批准号: 08JK480)资助的课题.

† E-mail: wmjxd@yahoo.com.cn

2. 随机粗糙面脉冲波散射四阶统计特征

2.1. 粗糙面脉冲波散射双频互相干函数

假定一维随机粗糙面高度起伏 $z = f(x)$, 根据 Ishimaru 粗糙面散射理论, 在基尔霍夫近似条件下, 其粗糙面远区散射场为^[2,8,9]:

$$E_s = k \cos \theta_s \sqrt{\frac{2\pi}{kR}} e^{i(kR - \pi/4)} T(k_i, k_s), \quad (1)$$

其中 $k = 2\pi/\lambda$ 为入射波数, θ_s 为散射角, R 为远区散射场点到坐标原点的距离, 传输矩阵 $T(k_i, k_s)$ 可表示成:

$$T(k_i, k_s) = \frac{F_1}{2\pi} \int R_1 e^{i(k_i, k_s) \cdot r_1} dx_1. \quad (2)$$

上式 R_1 为粗糙面上散射点 r_1 的 Fresnel 反射系数, 其中

$$F_1 = \frac{1 - \sin \theta_i \sin \theta_s + \cos \theta_i \cos \theta_s}{\cos \theta_i (\cos \theta_i + \cos \theta_s)},$$

$$k_i = k \sin \theta_i \hat{e}_x - k \cos \theta_i \hat{e}_y,$$

$$k_s = k \sin \theta_s \hat{e}_x + k \cos \theta_s \hat{e}_y. \quad (3)$$

一维粗糙面双频散射系数定义为:

$$\sigma_0 = (R/L) E_{sf} E_{sf}^*, \quad (4)$$

$$E_s = E_s(k_i, k_s) = E_s + E_{sf},$$

$$E'_s = E'_s(k_i, k_s) = E'_s + E'_{sf}, \quad (5)$$

$$k'_i = k' \sin \theta'_i \hat{e}_x + k' \cos \theta'_i \hat{e}_y,$$

$$k'_s = k' \sin \theta'_s \hat{e}_x + k' \cos \theta'_s \hat{e}_y. \quad (6)$$

(4) 式中的 L 表示粗糙面被照射区域在 x 轴向的尺度, (5) 中 E_s 为散射相干分量, E_{sf} 为散射场非相干分量, 由 (1)(5) 式 (4) 式可写成:

$$\sigma_0 = 2\pi \sqrt{kk'} \cos \theta_s \cos \theta'_s$$

$$\times (T_f T_f^* / L) e^{i(k-k') \cdot R}. \quad (7)$$

假定粗糙面为高斯粗糙面, 且 $f(x)$ 满足 x 的零均值函数, 即 $f(x) = 0$, 在 (3)(6) 式中, $k = 2\pi f/c = \omega/c$, $k' = 2\pi f'/c = \omega'/c$, 则 (7) 式可写成:

$$\sigma_0 = 2\pi \sqrt{kk'} \cos \theta_s \cos \theta'_s$$

$$\times (T_f(\omega) T_f^*(\omega') / L) e^{i(k-k') \cdot R}, \quad (8)$$

其中 $T = T(k_s, k_i) = T + T_f$, $T' = T'(k_s, k_i) =$

$T' + T'_f$, T 表示相干部分, T_f 表示非相干部分.

(8) 式中的 $T_f(\omega) T_f^*(\omega')$ 称为双频互相干函数, 写成如下形式:

$$TT'^* = H'_1 H_1 \int dx_1 \int dx'_1$$

$$\times [\exp(-i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_1 + i\mathbf{v}' \cdot \mathbf{r}'_1) - \exp(-i\mathbf{v} \cdot \mathbf{r}_1) \exp(i\mathbf{v}' \cdot \mathbf{r}'_1)] \quad (9)$$

通过变量变换, $x_d = x_1 - x'_1$, $x_c = (x_1 + x'_1)/2$, $v_d = v - v'$, $v_c = (v + v')/2$, 上式中:

$$\exp(-i\mathbf{v}_z \cdot \mathbf{f}_1 + \mathbf{v}'_z \cdot \mathbf{f}'_1)$$

$$= \exp\{-[v_z^2 + v_z'^2] \delta^2 / 2 - v_z v_z' f_1 f'_1\}, \quad (10)$$

其中 $\mathbf{r}_1 = x_1 \hat{e}_x + f_1 \hat{e}_z$, $\mathbf{r}'_1 = x'_1 \hat{e}_x + f'_1 \hat{e}_z$, $v_z = k(\cos \theta_s - \cos \theta_i)$, $f_1 f'_1 = \delta^2 \exp(-x_d^2/l^2)$, \mathbf{r}_1 和 \mathbf{r}'_1 为散射点的位置坐标, δ 和 l 分别表示粗糙面的高度起伏均方和相干长度. 把 (9) 和 (10) 式带入 (8) 式, 散射系数为:

$$\sigma_0 = 2\pi \sqrt{kk'} \cos \theta_s \cos \theta'_s$$

$$\times H'_1 H_1 \Phi_{s1} \Phi_1 e^{i(k-k') \cdot R}. \quad (11)$$

在基尔霍夫近似条件下, 函数 Φ_1 写成:

$$\Phi_1 = \exp[-(v_z^2 + v_z'^2) \delta^2 / 2]$$

$$\times \sum_{m=1}^{\infty} \frac{l}{m!} \sqrt{\frac{\pi}{m}} (v_z + v_z' \delta^2)^m$$

$$\times \exp(-v_c^2 l^2 / 4m). \quad (12)$$

函数 Φ_{s1} 表示粗糙面为有限照射区域的影响, 即

$$\Phi_{s1} = \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\pi x_c^2 / L^2) \exp(-i v_d x_c) dx_c$$

$$= \exp(-\pi v_d^2 L^2 / 4\pi). \quad (13)$$

2.2. 随机粗糙面脉冲波散射四阶矩统计特征

当脉冲波入射粗糙面时, 入射波和散射波几何关系如图 1 所示, 散射点 x_1, x_2 对应散射场:

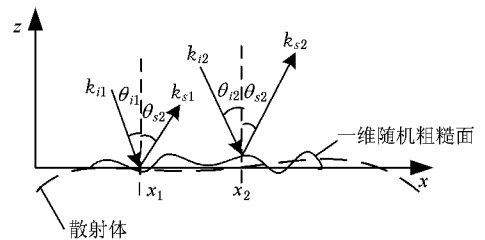


图 1 一维随机粗糙面散射几何示意图

$$E_{s1} = E_{s1}(k_{i1}, k_{s1}) = E_{s1} + E_{sf1},$$

$$E'_{s1} = E'_{s1}(k_{i1}, k_{s1}) = E'_{s1} + E'_{sf1},$$

$$E_{s2} = E_{s2}(k_{i2}, k_{s2}) = E_{s2} + E_{sf2},$$

$$\mathbf{E}'_{s2} = \mathbf{E}'_{s2}(k_{s2}, k_{s2}) = \mathbf{E}'_{s2} + \mathbf{E}'_{s2}. \quad (14)$$

由(5)和(6)式,波矢量满足如下关系式:

$$\begin{aligned} k'_{11} &= k'_1 \sin\theta'_1 \hat{\mathbf{e}}_x - k'_1 \cos\theta'_1 \hat{\mathbf{e}}_y, \\ k'_{s1} &= k'_1 \sin\theta'_s \hat{\mathbf{e}}_x + k'_1 \cos\theta'_s \hat{\mathbf{e}}_y, \\ k'_{12} &= k'_2 \sin\theta'_1 \hat{\mathbf{e}}_x - k'_2 \cos\theta'_1 \hat{\mathbf{e}}_y, \\ k'_{s2} &= k'_2 \sin\theta'_s \hat{\mathbf{e}}_x + k'_2 \cos\theta'_s \hat{\mathbf{e}}_y. \end{aligned} \quad (15)$$

由(4)式,一维随机粗糙面散射场的四阶矩为:

$$\Psi = (R/L)^2 E'_{1sf} E'^*_{1sf} E'_{2sf} E'^*_{2sf}. \quad (16)$$

(16)式中, R, R' 为散射远区观测点到坐标原点的距离, L 仍表示粗糙面被照射区域在 x 轴方向的尺度.

结合(7)和(8)式,将(14)(15)式带入(16)式得:

$$\begin{aligned} \Psi &= 4\pi^2 \sqrt{k_1 k'_1} \sqrt{k_2 k'_2} \\ &\times \cos\theta_{s1} \cos\theta'_{s1} \cos\theta_{s2} \cos\theta'_{s2} \\ &\times (T_{1f} T'^*_{1f} T_{2f} T'^*_{2f} / L^2) \\ &\times e^{(k_1 - k'_1) \cdot R} e^{(k_2 - k'_2) \cdot R}. \end{aligned} \quad (17)$$

因为粗糙面为高斯粗糙面,并且满足零均值高斯随机起伏条件,故(17)式中的起伏项四阶矩统计特征等于所有可能结合对均值乘积之和^[1, 2, 20-22],故展开成:

$$\begin{aligned} &T_{1f} T'^*_{1f} T_{2f} T'^*_{2f} \\ &= T_{1f}(k_{s1}, k_{11}) T'^*_{1f}(k'_{s1}, k'_{11}) \\ &\times T_{2f}(k_{s2}, k_{12}) T'^*_{2f}(k'_{s2}, k'_{12}) \\ &= T_{1f}(k_{s1}, k_{11}) T'^*_{1f}(k'_{s1}, k'_{11}) \\ &\times T_{2f}(k_{s2}, k_{12}) T'^*_{2f}(k'_{s2}, k'_{12}) \\ &+ T_{1f}(k_{s1}, k_{11}) T'^*_{1f}(k'_{s2}, k'_{12}) \\ &\times T_{2f}(k_{s2}, k_{12}) T'^*_{2f}(k'_{s1}, k'_{11}) \\ &+ T_{1f}(k_{s1}, k_{11}) T_{2f}(k_{s2}, k_{12}) \\ &\times T'^*_{1f}(k'_{s1}, k'_{11}) T'^*_{2f}(k'_{s2}, k'_{12}). \end{aligned} \quad (18)$$

(18)式理论结果表明,粗糙面脉冲散射四阶矩可表示成六项散射场双频互相关函数的乘积之和,下标变化表明了四个不同入射波矢照射在四个不同散射点上,所有不同散射波矢可能值在观测点统计贡献量.

2.3. 脉冲波入射下随机粗糙面散射双频双点四阶矩统计特征

考虑到与(9)式相同的变量替换,当令 $\mathbf{r}_1 = \mathbf{r}_2$, $\mathbf{r}'_1 = \mathbf{r}'_2$, $\omega_1 = \omega_2$, $\omega'_1 = \omega'_2$ 时,(18)式退化成粗糙面脉冲散射双点双频四阶矩互相关函数,将(18)式各个起伏项展开,其中第一项所对应的两个双频互相关函数为:

$$T_{1f} T'^*_{1f} = H_1 H'_1 \int dx_1 \int dx'_1$$

$$\begin{aligned} &\times [\exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1 + i\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1) \\ &- \exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \\ &\times \exp(i\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1)], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T_{2f} T'^*_{2f} &= H_2 H'_2 \int dx_2 \int dx'_2 \\ &\times [\exp(-i\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{r}_2 + i\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{r}'_2) \\ &- \exp(-i\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \\ &\times \exp(i\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{r}'_2)]. \end{aligned} \quad (19)$$

由(8)-(13)式已给出的结果,(18)式第一项写成:

$$\begin{aligned} &T_{1f} T'^*_{1f} T_{2f} T'^*_{2f} \\ &= H_1 H'_1 H_2 H'_2 \Phi_{s11'} \Phi_{11'} \Phi_{s22'} \Phi_{22'}, \end{aligned} \quad (20)$$

式中字母下标“11'”表示(18)式第一项第一个因子 $T_{1f} T'^*_{1f}$ 所对应的函数,“22'”表示(18)式第一项的第二个因子 $T_{2f} T'^*_{2f}$ 所对应的函数.(18)式中第二项中双频互相关函数可以给出与(20)式类似形式,仅其下标不同.由(12)和(13)式(20)式中:

$$\begin{aligned} \Phi_{11'} &= \exp[(-v_{s1}^2 + v_{s1'}^2)\delta^2/2] \\ &\times \sqrt{\frac{\pi}{v_{s1} v_{s1'}}} \left(\frac{L}{\delta}\right) \\ &\times \exp(-v_{s11'}^2 L^2 / 4v_{s1} v_{s1'} \delta^2), \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{s11'} &= \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\pi x_{s11'}^2 / L^2) \\ &\times \exp(-i\mathbf{v}_{s11'} x_{s11'}) dx_{s11'} \\ &= \exp(-\pi v_{s11'}^2 L^2 / 4\pi). \end{aligned} \quad (22)$$

同理,函数 $\Phi_{s22'}$ 和 $\Phi_{22'}$ 可写成

$$\begin{aligned} \Phi_{22'} &= \exp[(-v_{s2}^2 + v_{s2'}^2)\delta^2/2] \\ &\times \sqrt{\frac{\pi}{v_{s2} v_{s2'}}} \left(\frac{L}{\delta}\right) \\ &\times \exp(-v_{s22'}^2 L^2 / 4v_{s2} v_{s2'} \delta^2), \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{s22'} &= \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-\pi x_{s22'}^2 / L^2) \\ &\times \exp(-i\mathbf{v}_{s22'} x_{s22'}) dx_{s22'} \\ &= \exp(-v_{s22'}^2 L^2 / 4). \end{aligned} \quad (24)$$

限于文章篇幅,不再详细给出第二项每一函数的具体形式.(18)式的第二项为:

$$\begin{aligned} &T_{1f} T'^*_{1f} T_{2f} T'^*_{2f} \\ &= H_1 H'_2 H'_1 H_2 \Phi_{s12} \Phi_{12} \Phi_{s1'2} \Phi_{1'2}. \end{aligned} \quad (25)$$

(18)式第三项的两个因子利用(9)式展开后:

$$\begin{aligned} T_{1f} T_{2f} &= H_1 H_2 \int dx_1 \int dx_2 \\ &\times [\exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1 - i\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{r}_2) \\ &- \exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times \exp(-i\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{r}_2)], \\
 T_{1f}^* T_{2f}^* &= H_1^* H_2^* \int dx'_1 \int dx'_2 \\
 & \times [\exp(i\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1 + i\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{r}'_2) \\
 & - \exp(i\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1) \\
 & \times \exp(i\mathbf{v}'_2 \cdot \mathbf{r}'_2)]. \quad (26)
 \end{aligned}$$

由零均值高斯随机粗糙面 $f(x)$ 特征函数满足^[21]:

$$\exp(i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{f}) = \exp(-\delta^2 v_1^2 / 2),$$

$$\begin{aligned}
 & \exp(i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{f}_1) + i\mathbf{v}_2 \cdot \mathbf{f}_2) \\
 & = \exp(-\delta^2 (v_1^2 + v_2^2 + 2v_1 v_2 C) / 2). \quad (27)
 \end{aligned}$$

在(27)式中, C 为高斯粗糙面的互相关函数, 写成 $\exp[-(r_1 - r_2)^2 / l^2]$. 注意到前面所令的条件(26)式被积函数部分可分为 $\{ \exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1 - \exp(-i\mathbf{v}_1 \cdot \mathbf{r}_1))^2$ 和 $\exp(i2\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1 - \exp(i\mathbf{v}'_1 \cdot \mathbf{r}'_1))^2$], 可以验证(18)式第三项为积分结果为零. 故此随机粗糙面双点双频四阶矩统计特征可表是成两项和的

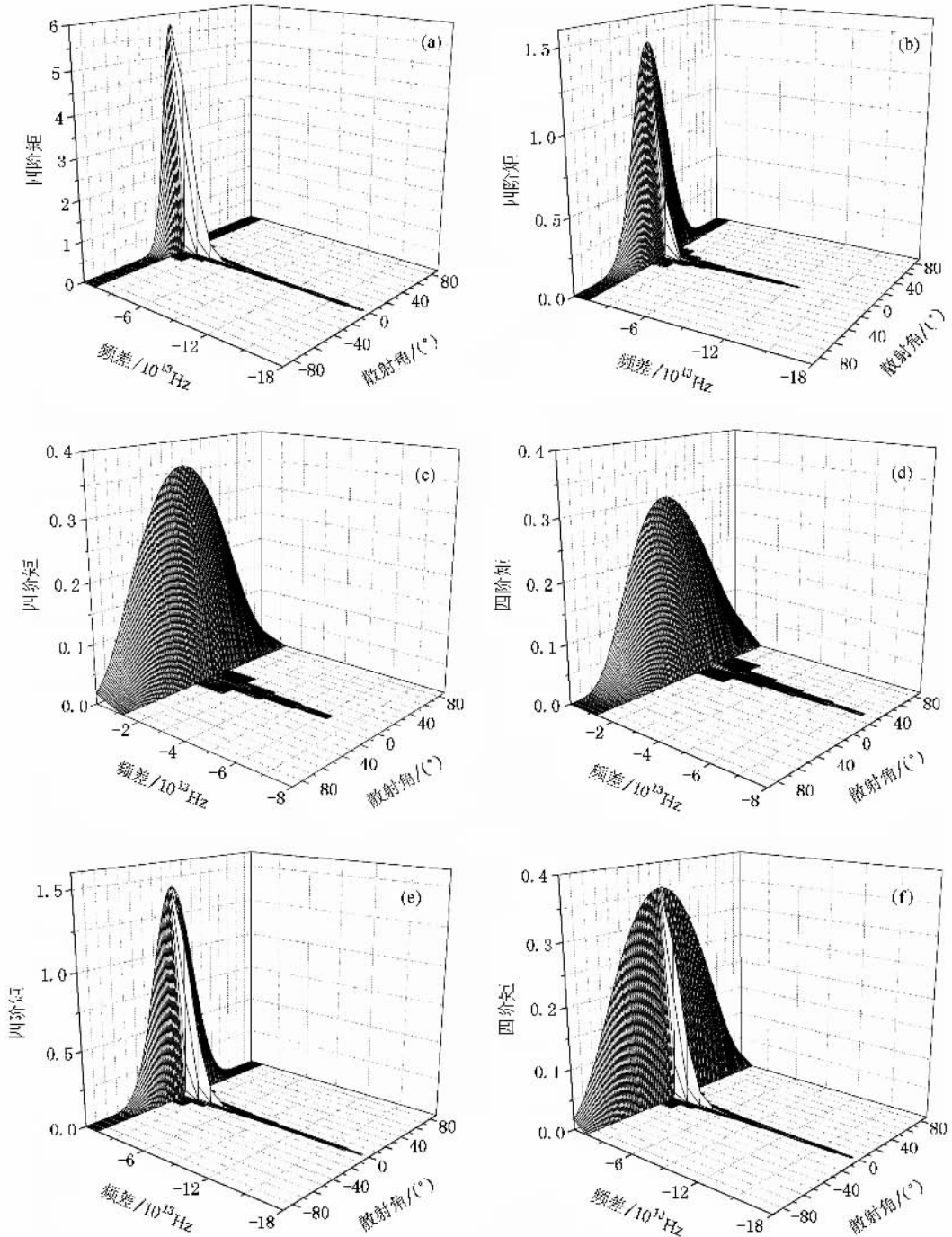


图 2 (a)~(f) 不同随机粗糙面散射场四阶矩统计特征随散射角和相干频差的变化

形式：

$$\begin{aligned}
& T_{1f} T_{1f}^* T_{2f} T_{2f}^* \\
& = H_1 H_1' \Phi_{s11'} \Phi_{11'} H_2 H_2' \Phi_{s22'} \Phi_{22'} \\
& \quad + H_1 H_2' \Phi_{s12'} \Phi_{12'} H_1' H_2 \Phi_{s1'2} \Phi_{1'2}. \quad (28)
\end{aligned}$$

将(28)式带入(17)式获取脉冲波入射下高斯粗糙面散射双点双频四阶矩统计特征：

$$\begin{aligned}
\Psi & = 4\pi^2 \sqrt{k_1 k_1'} \sqrt{k_2 k_2'} \\
& \quad \times \cos\theta_{s1} \cos\theta'_{s1} \cos\theta_{s2} \cos\theta'_{s2} \\
& \quad \times e^{i(k_1 - k_1') \cdot R} e^{i(k_2 - k_2') \cdot R} \\
& \quad \times [H_1 H_1' \Phi_{s11'} \Phi_{11'} H_2 H_2' \Phi_{s22'} \Phi_{22'} \\
& \quad + H_1 H_2' \Phi_{s12'} \Phi_{12'} H_1' H_2 \Phi_{s1'2} \Phi_{1'2}], \quad (29)
\end{aligned}$$

其中 $H_1, H_2, H_1', H_2', \Phi_{s11'}, \Phi_{s22'}, \Phi_{s12'}, \Phi_{s1'2}, \Phi_{11'}, \Phi_{22'}, \Phi_{12'}, \Phi_{1'2}$ 形式通过前面(19)式所示的积分方法给出。

3. 双点双频互相关四阶矩数值计算及结果分析

依据(29)式,入射激光波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$,照射尺度 $L = 100\lambda$,不同粗糙面激光脉冲散射双频双点互相关函数四阶统计特征(fourth order moment)统计随散射角和相干带宽频差的变化情况如图 2(a)~(f)。图(a)~(c)分别表示的是入射角为 0° 时,粗糙面高度起伏和相干长度 $l = 12\lambda$,粗糙面高度起伏均方 $\delta = 1\lambda, 2\lambda, 4\lambda$ 。

在图(a)~(c)中,粗糙面的散射峰值分别为 5.729, 1.4324, 0.3581, 并可以看出,当相干长度一定的情况下,随着粗糙面粗糙度的增加,其四阶矩峰值随之减小,散射峰值出现在相干带宽频差 $\Delta f = \alpha$ (即 $f = f'$) 镜反射 ($\theta_i = \theta_s = 0^\circ$) 点上。四阶矩的值随着粗糙面粗糙度的增加,在散射方向上存在明显展宽。

当相干长度 $l = 12\lambda$ 和高度起伏均方 $\delta = 4\lambda$ 不变,改变入射角度 ($\theta_i = 30^\circ$) 时,粗糙面脉冲散射四阶矩数值计算结果见图(d)。比较图(d)和(c)可以看出,当粗糙面一定的条件下,改变激光脉冲入射角,其四阶矩分布特征基本相同,不同的是,当入射角 $\theta_i = 30^\circ$ 对应四阶矩峰值 0.30187 略小于 $\theta_i = 0^\circ$ 对应的峰值 0.3581。

从图(a)~(d)可以看出,当粗糙面表面越光滑,

镜反射方向四阶矩散射值越大,并且在非镜反射方向及相关带宽频差最大处,其四阶矩的值迅速衰减为零。相反,粗糙面越粗糙,镜向散射四阶矩值随着粗糙度增加而明显减弱,且随着相干带宽频差增大,其四阶矩衰减速度较光滑粗糙面快,在散射方向有明显展宽。

当高度起伏均方 $\delta = \lambda$ 和入射角度 ($\theta_i = 0^\circ$) 不变,改变相干长度 $l = 12\lambda, 6\lambda, 3\lambda$ 时,不同相干长度粗糙面脉冲散射四阶矩数值计算结果如图(a)(e)和(f)所示。比较图(b)和(e)(c)和(f),发现图(b)和(e)(c)和(f)分别对应四阶矩的分布特征基本相同,其中(e)和(f)四阶矩散射峰值 1.43239, 0.358。从图(a)(e)和(f)可以看出,当粗糙面高度起伏均方和入射光一定,相干长度越小粗糙面散射四阶矩峰值也越小,四阶矩在散射方向上展宽越明显。

4. 结 论

本文根据基尔霍夫近似研究了脉冲波入射下一维随机粗糙面散射四阶统计特征,获取脉冲散射双频双点四阶互相关函数,分析了不同高度起伏、相干长度和入射角,粗糙面四阶矩统计特征随散射角和相干带宽频差的变化情况。通过计算结果表明,粗糙面高度起伏和相干长度直接影响其散射四阶统计特性,当入射激光脉冲波长为 $1.06 \mu\text{m}$ 时,一维随机粗糙面散射四阶矩对光滑粗糙面在镜反射方向有最大散射峰值和小的相关带宽。随着粗糙面表面高度起伏增加,在频差 $\Delta f = 0$ 处仍有最大值,但是相干散射减弱,非相干散射增强。当粗糙面相干长度和入射角一定时,高度起伏对一维粗糙面散射统计四阶矩影响显著,并且随着相干带宽频差的增加,粗糙面散射四阶矩迅速衰减为零,且粗糙面表面越粗糙,在镜反射方向展宽现象越明显。当粗糙面高度起伏和入射角一定时,相干长度越大粗糙面散射统计四阶矩相干分量越强。当然,本文的研究仅限于基尔霍夫近似讨论激光脉冲一维粗糙面散射四阶矩统计特性,为了更符合实际工程应用,在研究粗糙面激光脉冲散射强度相关及散斑效应中,应进一步开展一维或者二维粗糙面脉冲波束四阶矩统计特性研究工作。相关计算和分析还有待于继续。

- [1] Tsang L ,Kong J A ,Shin R 1985 *Theory of Microwave Remote Sensing* (New York :Wiley-Interscience Press)
- [2] Ishimaru A 1997 *Wave Propagation and Scattering in Random Media* (New York :IEEE Press-Oxford University Press)
- [3] Wu J 1999 *Chin . J . Electron .* **8** 313
- [4] Xu Z W 2005 *Ph . D . Dissertation* ,Xi'an :Xidian University (in Chinese)[许正文 2005 博士学位论文(西安 :西安电子科技大学)]
- [5] Jiao P N ,Zhang Z Z 2007 *Environment Radar and the Characteristics of Electromagnetic Propagation* (Beijing :Publishing House of Electronics Industry)(in Chinese)[焦培南、张忠智 2007 雷达环境与工程(北京 :电子工业出版社)]
- [6] Wu Z S 1991 *SPIE International Symposium on Optical Science and Engineering* . San Diego USA 21-26
- [7] Wu Z S ,Cui S M 1992 *Int . J . Infrar . Mill . Waves* **13** 537
- [8] Ishimaru A ,Ailes L S ,Phu P ,Winebrenner D 1994 *Waves Random Media* **4** 453
- [9] Ishimaru A ,Ailes L S ,Phu P ,Winebrenner D 1994 *Waves Random Media* **4** 139
- [10] Ishimaru A ,Phu P ,Kuga Y 1993 *IEEE Geosci . Rem . Sens . Symp .* **1** 237
- [11] Wu K 2005 *Waves Random Complex Media* **15** 127
- [12] Chen H 2004 *Ph . D . Dissertation* (Xi'an :Xidian University)(in Chinese)[陈 辉 2004 博士学位论文(西安 :西安电子科技大学)]
- [13] Guo G J ,Shao Y 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 2089 (in Chinese)[郭冠军、邵 芸 2004 物理学报 **53** 2089]
- [14] Briers J D 1996 *J . Opt . Soc . Am . A* **13** 345
- [15] Cheng C F ,Song H S ,Liu C X ,Ren X R ,Zhang N Y ,Teng S Y ,Xu Z Z 2004 *Sci . China Ser . G* **34** 15 (in Chinese)[程传福、宋洪胜、刘春香、任晓荣、张宁玉、滕树云、徐至展 2004 中国科学 G 辑 **34** 15]
- [16] Teng S Y ,Cheng C F ,Liu M ,Liu L R ,Xu Z Z 2003 *Acta Phys . Sin .* **52** 712 (in Chinese)[滕树云、程传福、刘 曼、刘立人、徐至展 2003 物理学报 **52** 712]
- [17] Liu C X ,Cheng C F ,Ren X R ,Liu M ,Teng S Y ,Xu Z Z 2004 *Acta Phys . Sin .* **53** 823 (in Chinese)[刘春香、程传福、任晓荣、刘曼、滕树云、徐至展 2004 物理学报 **53** 823]
- [18] Liu W J ,Cao W G ,Guo J X ,Liu H L ,Qu S L 2008 *Acta Phys . Sin .* **57** 3911 (in Chinese)[刘文军、曹武刚、郭金鑫、刘海磊、曲士良 2008 物理学报 **57** 3911]
- [19] Yura H T ,Hanson S G ,Lading L 1995 *J . Opt . Soc . Am . A* **12** 2040
- [20] Goodman J W 1984 *Laser Speckle and Related Phenomena* (Berlin :Springer-Verlag)
- [21] Tsang L ,Kong J A ,Ding K H 2000 *Scattering of Electromagnetic Waves ,Theories and Applications* (New York :John Wiley & Sons INC) p392—397
- [22] Wang M J 2008 *Ph . D . Dissertation* (Xi'an :Xidian University) (in Chinese)[王明军 2008 博士学位论文(西安 :西安电子科技大学)]

The fourth order moment statistical characteristic of the laser pulse scattering on random rough surface^{*}

Wang Ming-Jun^{1,2)†} Wu Zhen-Sen²⁾ Li Ying-Le¹⁾ Zhang Xiao-An¹⁾ Zhang Hui¹⁾

¹ *Department of Physics, Xianyang Normal College, Xianyang 712000, China*

² *School of Science, Xidian University, Xi'an 710071, China*

(Received 8 October 2007 ; revised manuscript received 21 September 2008)

Abstract

According to Kirchhoff's approximation, the fourth order moment statistical characteristic of the pulsed wave scattering by random rough surfaces is investigated numerically. As a special application, the fourth order moment (FOM) is simplified to obtain mutual correlation functions of the two positions and two frequencies of pulsed wave scattering by random rough surface. It is found that the distributions of FOM vary with the coherence bandwidth frequency difference and scattering angle for different incidence angles. The numerical results show that the mean of fluctuating heights and coherent length of random rough surfaces have also an important influence on FOM. Generally, the largest scattering value and smallest coherence bandwidth of the FOM occur at the specific directions. That is to say, the FOM will have a lower coherent component and its distributions of scattering angles will be broadened in relation to the rugged surface. Meanwhile, the FOM decreases rapidly when there is a bigger coherence bandwidth frequency difference.

Keywords : fourth order moment statistical characteristic, two position and two frequency mutual correlation functions, random rough surface, pulsed wave scattering

PACC : 4110H, 4225F

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60801047, 60771038, 60741003) and the Natural Science Foundation of the Education Bureau of Shaanxi Province, China (Grant No. 08JK480).

[†] E-mail : wmjxd@yahoo.com.cn