

文章编号 : 0253-2239(2002)09-1039-05

二维粗糙海面的光散射及其红外成像^{*}

张延冬 吴振森^{**}

(西安电子科技大学理学院 , 西安 710071)

摘要 : 首先根据 JONSWAP 海面功率谱模型数值模拟出二维粗糙海面 , 采用几何光学近似与基尔霍夫(Kirchoff) 标量近似计算了二维海面的光散射 , 计算中将每一面元看成一具有微粗糙度的粗糙面而不是近似地当作平面 , 并利用投影法与射线追踪法数值计算了一定入射角和散射角下的遮挡函数 , 有效地提高了海面光散射计算的精确性。最后利用太阳光的光谱辐照度数值模拟了海面的 $3 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ 红外散射图像 , 对于红外探测器抑制海面反射太阳光造成的亮带干扰具有一定的参考价值。

关键词 : 光散射 ; 几何光学近似 ; 基尔霍夫标量近似 ; 遮挡函数 ; 红外成像

中图分类号 : P733.3 文献标识码 : A

1 引 言

目前国内外众多学者在粗糙海面电磁散射方面已经作了深入的研究 , 发表了大量的文章 , 而关于海面光散射的研究却不多。研究海面的光散射及其红外成像对于海背景下的目标检测及各种海上红外成像武器装备的研制、仿真具有重要的参考价值。

在光波段 , 由于波长很小 , 可采用几何光学近似 (GO)^[1,2] , 即将海面分成许多小面元 , 与电磁波段不同的是 , 即使这些面元很小 , 它们的线度仍远远大于入射波长。求出每一面元的散射强度后 , 将所有面元在某一方向的贡献相加 , 从而得出总的散射强度。

在求单个面元的散射强度时 , 大多数文献都是将小面元近似看成光滑平面^[3] , 在光与面元相互作用时只考虑镜向反射 , 不考虑其它方向的散射 , 显然这种方法较粗略。本文将小面元近似为具有高斯分布的微粗糙面 , 这样光与面元相互作用后不仅有相干分量 , 还有非相干分量 , 因而更加符合实际情况。

此外 , 在大入射角下 , 遮挡效应也不容忽视 , 以前的文献中都是采用一些经验公式来描述遮挡效应^[4] , 但这些经验公式都只适用于一定的范围 , 不具有通用性。文中采用投影法与射线追踪法数值计算了一定入射角和散射角下的遮挡函数 , 这种方法适用于任何高度起伏已知的粗糙面 , 因而更加符合实际情况。

本文最后用数值计算得到了双站散射强度随散射角的变化曲线 , 比较了面元粗糙度的不同对计算结果的影响 , 并模拟了海面的 $3 \mu\text{m} \sim 5 \mu\text{m}$ 红外散射图像 , 对于红外探测器抑制海面反射太阳光造成的亮带干扰具有一定的参考价值。

2 二维海面模拟

海洋面是在大尺度的近似周期性的波浪上叠加着小尺度的泡沫、波纹和浪花 , 即由大尺度结构和微细结构组成。我们采用准周期函数作为基函数 , 而谱函数作为加权函数对准周期函数进行加权来模拟二维海面 , 其形式为^[5]

$$\mathcal{L}(x, y) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \{ \sqrt{S(k_x, k_y)} \exp[i\varphi(k_x, k_y)] \} \times \exp[i(k_x x + k_y y)] dk_x dk_y, \quad (1)$$

式中 k_x, k_y 为空间波数在 x 和 y 方向上的分量 , $\exp[i\varphi(k_x, k_y)]$ 是随机相位因子 , $S(k_x, k_y)$ 是海面的功率谱模型 , 其类型有很多 , 本文采用工程上广泛使用的 JONSWAP 模型^[6] , 它最早出现于 1973 年 , 是美、英、德等国家对北海进行长期系统观测后得出的 , 其详细表达式参看文献 [6]。

从 (1) 式中可以看出 , $\mathcal{L}(x, y)$ 和 $\{ \sqrt{S(k_x, k_y)} \exp[i\varphi(k_x, k_y)] \}$ 互为傅里叶变换对 , 为了数值计算 $\mathcal{L}(x, y)$ 将上式离散化 , 得

$$\mathcal{L}(x, y) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \{ \sqrt{S(m\Delta k, n\Delta k)} \times \exp[i\varphi(m\Delta k, n\Delta k)] \} \times$$

^{*} 国家自然科学基金(60081002)资助课题。

^{**} 联系人。E-mail : wuzhs@mail.xidian.edu.cn

收稿日期 2001-06-18 ; 收到修改稿日期 2001-11-08

$$\exp[i(m\Delta kx + n\Delta ky)(\Delta k)], \quad (2)$$

其中 k_x 用 $m\Delta k$ 表示, k_y 用 $n\Delta k$ 表示, 而 Δk 在理论上是趋于无穷小, 但是, 由于探测器的分辨率是有限的, 对于海面上小的空间变化, 探测器不能分辨, 这对应频域中的空间分辨率 Δk 不能取无穷小。另一方面, 探测器的视场是有限的, 即对于海面上的宏观变化, 比如大范围的温度变化(冰山, 宏观海流), 探测器将无法处理, 故频域中较高频率的分量我们也将省略, 即截去空间频率中的高频分量。当然, 截去的空间频率应视探测器的视场而定。如此, 我们就可以在上面表达式中确定 k_x 的上界为 $M\Delta k$, k_y 的上界为 $N\Delta k$ 。于是可以将 $\mathcal{A}(x, y)$ 表示为

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(x, y) = & \sum_{m=-M}^{+M} \sum_{n=-N}^{+N} \{ \sqrt{S(m\Delta k, n\Delta k)} \times \\ & \exp[i\varphi(m\Delta k, n\Delta k)] \} \times \\ & \exp[i(m\Delta kx + n\Delta ky)(\Delta k)]. \quad (3) \end{aligned}$$

实际计算中, 上式可以通过快速傅里叶变换来求得。

3 二维海面光散射计算

首先采用上述方法模拟出二维粗糙海面, 对每一面元, 通过叉乘它的两个相邻边可求出它的法向量 \mathbf{n} 。若入射方向的单位向量为 \mathbf{k}_i , 则定义每一面元的局部坐标系为

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{z}' &= \mathbf{n}, \\ \mathbf{y}' &= (\mathbf{n} \times \mathbf{k}_i) / |\mathbf{n} \times \mathbf{k}_i|, \\ \mathbf{x}' &= \mathbf{y}' \times \mathbf{z}'. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

设面元的单位法向量为

$$\mathbf{n} = n_x \mathbf{x} + n_y \mathbf{y} + n_z \mathbf{z},$$

在基准坐标系中入射角和入射方位角分别为 θ_i 和 φ_i , 则

$$\mathbf{k}_i = \sin\theta_i \cos\varphi_i \mathbf{x} + \sin\theta_i \sin\varphi_i \mathbf{y} - \cos\theta_i \mathbf{z}$$

根据(4)式可得基准坐标系与局部坐标系之间的坐标变换关系为

$$\begin{bmatrix} \mathbf{x}' \\ \mathbf{y}' \\ \mathbf{z}' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_x & a_y & a_z \\ b_x & b_y & b_z \\ n_x & n_y & n_z \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \mathbf{x} \\ \mathbf{y} \\ \mathbf{z} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

式中:

$$\begin{aligned} b_x &= -(n_y \cos\theta_i + n_z \sin\theta_i \sin\varphi_i) b_{\text{norm}}, \\ b_y &= (n_x \cos\theta_i + n_z \sin\theta_i \cos\varphi_i) b_{\text{norm}}, \\ b_z &= (n_x \sin\theta_i \sin\varphi_i - n_y \sin\theta_i \cos\varphi_i) b_{\text{norm}}, \\ a_x &= b_y n_z - b_z n_y, \\ a_y &= b_z n_x - b_x n_z, \\ a_z &= b_x n_y - b_y n_x, \end{aligned}$$

其中 b_{norm} 是归一化因子, 使得 $\sqrt{b_x^2 + b_y^2 + b_z^2} = 1$ 。这样, 对于任一入射角 θ_i 和入射方位角 φ_i , 通过坐标变换可求出局部坐标系中的入射角 θ_{li} 和入射方位角 φ_{li} 。

为求出每一面元对入射光的散射, 我们只考虑风速较小的情况, 这时小尺度的泡沫、浪花不明显, 因而均方根斜率 $\sigma_s < 0.25$ 近似成立。同时假设面元具有高斯分布, 在这种情况下可以采用基尔霍夫标量近似^[7], 总的散射强度为相干散射强度 I_c 与非相干散射强度 I_{nc} 之和, 即:

$$I = I_c + I_{nc}, \quad (6)$$

其中:

$$I_c = \frac{E_0^2}{(2R_0\lambda)^2} |a_0|^2 \exp(-q_z^2\sigma^2) \exp(-4\pi L) \delta(q_x) \delta(q_y), \quad (7)$$

$$I_{nc} = \frac{E_0^2}{(2R_0\lambda)^2} |a_0|^2 A_0 \exp(-q_z^2\sigma^2) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(q^2\sigma^2)^n}{n!} \frac{\pi l^2}{n} \exp\left[-\frac{(q_x^2 + q_y^2)l^2}{4n}\right], \quad (8)$$

式中 E_0 为入射电场的幅度, σ 为粗糙海面的均方根高度, L 为照射的海面的大小, l 为海面的相关长度, R_0 为每个面元距观察点的距离, A_0 为每个面元的被照面积。

$$q_x = k(\sin\theta_{ls}\cos\varphi_{ls} - \sin\theta_{li}\cos\varphi_{li}),$$

$$q_y = k(\sin\theta_{ls}\sin\varphi_{ls} - \sin\theta_{li}\sin\varphi_{li}),$$

$$q_z = k(\cos\theta_{ls} - \cos\theta_{li}).$$

a_0 的取值与发射机和接收机的极化状态有关,

$$a_0 = \begin{cases} -R_{\perp}(\cos\theta_{li} + \cos\theta_{ls})\cos(\varphi_{ls} - \varphi_{li}), & \text{HH} \\ R_{\parallel}(\cos\theta_{li} + \cos\theta_{ls})\cos(\varphi_{ls} - \varphi_{li}), & \text{VV} \end{cases}$$

其中 HH 表示发射与接收皆为水平极化, VV 表示发射与接收皆为垂直极化, R_{\perp} 为水平极化的菲涅耳反射系数, R_{\parallel} 为垂直极化的菲涅耳反射系数。

求出一面元在某个局部散射角和散射方位角下的散射强度后, 再进行一次坐标变换可得出对应于基准坐标系中的散射角和散射方位角的散射强度

值。若探测器的位置(包括视向、俯仰角及方位角)已知,可求出探测器每一像素对应的面元,将这些面元对入射光的散射在观察方向进行叠加得到每一像素对应的值。考虑到入射光在与每一面元相互作用时的路径不同,因此相加时前面需乘以一个因子 $\exp(ik_i d)$, k_i 为入射波的波数, d 为入射光同某一面元作用时经过的光程与同参考面元作用时经过的光程之差。

计算中注意对于水平或垂直极化的入射光,其电场向量在局部坐标系中不一定是水平或垂直极化的。以水平极化为例,必须将其电场向量在局部坐标系中分解为局部水平极化电场和局部垂直极化电场,计算出局部水平极化的散射场后,再投影到基准坐标系中,从而求出水平极化的散射场。

在大入射角的情况下,某些面元会被其它一些面元遮挡,因而入射光照射不到,同样,在大散射角的情况下,某些面元散射的波会被其它的面元遮住因而观察不到,因此必须考虑入射遮蔽和散射遮蔽。以入射遮蔽为例,对于某一入射方向,将各个面元投影到与入射方向垂直的平面上,投影面 $x'y'$ 的定义如下:

$$\left. \begin{aligned} z' &= -k_i \\ y' &= (z' \times x') / |z' \times x'| \\ x' &= y' \times z' \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

对每一面元,判断其投影面是否与其它面元的投影面相交,若存在公共面积,则根据入射方向判断两个面元的前后位置,如果此面元在前,则它遮住了其它面元,反之,它被其它面元所遮挡。按此规则依次求出每一面元被其它面元遮住的所有面积,相加后除以各个面元的总面积,即为入射遮蔽函数,同理可求出散射遮蔽函数。

在以前的文献中一般采用经验公式来描述遮挡效应,为了将其与上面介绍的数值方法作比较,我们构造了具有不同均方高的高斯粗糙面,分别用数值方法和经验公式计算了入射遮蔽函数,其中经验公式采用 Wagner 函数^[8],计算结果如图 1 所示,从图中可以看出,二者吻合较好。但需指出的是各种经验公式一般都有一定的适用范围,如只适用于高斯粗糙面,并且这些公式都是从粗糙面的某些特征参量如相关长度、均方高、均方斜率等出发的,而这些参量并不足以描述粗糙面的所有特征,因此采用经验公式描述遮挡效应虽然比较简单,但有其自身的局限性。数值方法计算比较复杂,但它的出发点是粗糙面的高度起伏函数,它包含了粗糙面的所有特征,因此数值方法对粗糙面的要求没有限制,从这一

点上说,它比经验公式更符合实际情况。

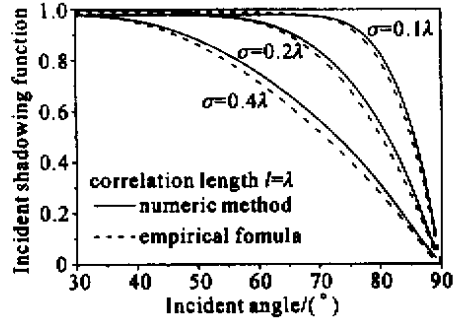


Fig. 1 Numeric method versus empirical fomula for calculating incident shadowing function

4 数值计算与海面红外成像

首先计算了单个面元的光散射,得到了双站散射强度随散射角的变化曲线,如图 2 所示,计算中取入射波长 $\lambda = 3 \mu\text{m}$ 。其中实线对应于小面元的相关长度 $l = 10 \mu\text{m}$,虚线对应于 $l = 5 \mu\text{m}$ 。从图中可以看出,镜向散射强度最大,当散射角偏离入射角时,对应于大的相关长度,相当于面元比较光滑,散射强度下降得较快。

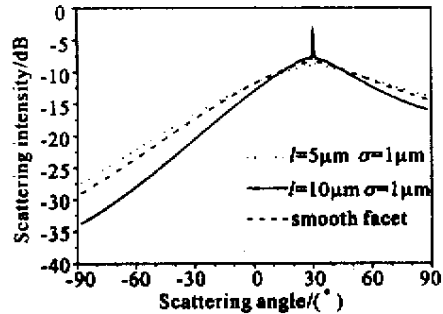


Fig. 2 Scattering intensity of single facet versus scattering angle

在此基础上构造出二维粗糙海面,本文产生了 1000×1000 个面元,计算了整个海面的光散射,为了说明单个面元的粗糙度对计算结果的影响,分别计算了将单个面元处理成具有不同粗糙度的粗糙面及光滑平面的情况。计算中取风速 $u = 5 \text{ m/s}$,入射角 $\theta = 30^\circ$,入射和散射方位角 $\varphi_i = \varphi_s = 0^\circ$,其结果如图 3 所示。

比较图 2 和图 3 可以看出,由于每个面元具有不同的法向,因此大量面元的平均效应使得面元粗糙度对整个海面光散射的影响比计算单个面元光散射时的影响要小得多,但由此带来的计算结果的差别最大仍可达到 $5 \text{ dB} \sim 10 \text{ dB}$,因此还是不能忽略

的。最后计算并模拟了海表面对红外 $3\ \mu\text{m} \sim 5\ \mu\text{m}$ 波段的光散射及其成像^[9], 计算中所用的参量如表 1 所示, 此外, 还需用到一组太阳光在 $3\ \mu\text{m} \sim 5\ \mu\text{m}$ 波段的光谱辐照度。

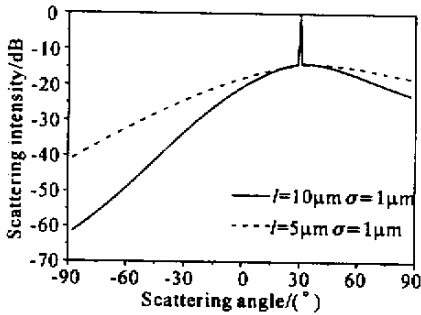


Fig.3 Scattering intensity of sea surface versus scattering angle

Table 1. Parameters for sea surface imaging in the infrared

height of sensor / m	1000
elevation angle	-20°
horizontal angle of view	4°
vertical angle of view	2°
number of horizontal pixels	128
number of vertical pixels	64
wind speed/ (m/s)	5
wind direction	0°

图 4 显示了不同的太阳天顶角下模拟出的海面

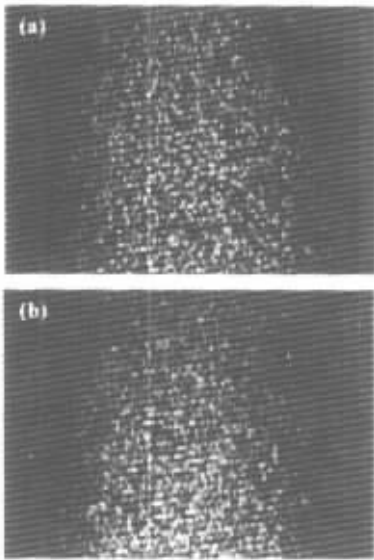


Fig.4 Sea surface imaging in the infrared ($3\ \mu\text{m} \sim 5\ \mu\text{m}$).
(a) Zenith angle $\theta = 20^\circ$; (b) Zenith angle $\theta = 22^\circ$

红外成像图, 从图中可以看出, 当探测器的中心线的方向与太阳光的入射方向构成镜反射时, 会对探测器形成严重的亮带干扰, 严重时可能会使其无法正常工作, 因此在实际应用中为避免这一点, 应尽量使探测器的中心线方向偏离阳光的镜反射方向。

结束语 文中采用几何光学近似与基尔霍夫标量近似计算了二维海面的光散射, 计算中将每一面元看成一具有微粗糙度的粗糙面而不是近似地当作平面, 从而有效地提高了计算精度, 并采用投影法与射线追踪法数值计算了任一入射角和散射角对应的入射遮挡和散射遮挡, 有效地解决了大入射角及低擦地角下的遮挡问题。最后利用太阳光的光谱辐照度数值模拟了海面的 $3\ \mu\text{m} \sim 5\ \mu\text{m}$ 红外散射图像, 结果表明, 当探测器的中心线的方向与太阳光的入射方向构成镜反射时, 会对探测器形成严重的亮带干扰从而导致其无法正常工作, 因此本文对于红外探测器如何抑制海面反射太阳光造成的亮带干扰具有一定的参考价值。

参 考 文 献

- [1] Videen G, Hsu J Y, Bickel W S. Polarized light scattered from rough surfaces. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1992, **9** (7):1111 ~ 1117
- [2] Macaskill C. Geometric optics and enhanced backscatter from very rough surfaces. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1991, **8** (1):88 ~ 96
- [3] Bruce N C. Scattering of light from surfaces with one-dimensional structure calculated by the ray-tracing method. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1997, **14** (8):1850 ~ 1858
- [4] Hsieh C Y, Fung A K. A further study of the IEM surface scattering model. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, 1997, **35** (4):901 ~ 908
- [5] Bruce J W. Sensing scaled scintillations. *J. Opt. Soc. Am. (A)*, 1990, **7** (6):1074 ~ 1100
- [6] Hasselmann D E. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973. *J. Phys. Oceanogr*, 1980, **10** (7):1264 ~ 1280
- [7] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K. *Microwave Remote Sensing*. Massachusetts: Addison-Wesley Publishing Company, 1982
- [8] Wagner R J. Shadowing of randomly rough surfaces. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1967, **41** (1):138 ~ 147
- [9] Wilf I, Manor Y. Simulation of sea surface images in the infrared. *Appl. Opt.*, 1984, **23** (18):3174 ~ 3179

Light Scattering and Imaging of Two-Dimensional Rough Sea Surface in the Infrared

Zhang Yandong Wu Zhensen

(*School of Sciences , Xidian University , Xi'an 710071*)

(Received 18 June 2001 ; revised 8 November 2001)

Abstract : Two-dimensional rough sea surface is generated based on JONSWAP sea spectrum , then the geometric optics approximation and Kirchhoff approximation are applied to calculate the light scattering. Each facet is treated as a surface with small roughness instead of a smooth plane , and the shadowing function for arbitrary incident and scattering angles is obtained with the projecting and ray tracing methods , hence making the results more accurate. Finally the image of sea surface is simulated in the $3\ \mu\text{m} \sim 5\ \mu\text{m}$ band , which is of great reference value for reducing the interference to the sensor operating in the infrared by the scattering of sunshine from rough surface.

Key words : light scattering ; geometric optics approximation ; Kirchhoff approximation ; shadow function ; imaging in the infrared