

风成海面的极化辐射

郭冠军^{1,2)} 苏林¹⁾ 毕思文¹⁾

¹⁾ 遥感科学国家重点实验室,中国科学院遥感应用研究所,北京 100101)

²⁾ 安徽蚌埠坦克学院物理教研室,蚌埠 233013)

(2004 年 7 月 15 日收到,2004 年 10 月 20 日收到修改稿)

采用几何光学模型和统计的方法研究了风成海面的极化辐射特性.本文假设海面由一系列随机分布的小镜面组成,海面对电磁波的散射可看作镜面的反射,风成海面的辐射是小镜面辐射的统计平均.计算了前三个 Stokes 参数,结果表明辐射亮温随方位的变化关系为余弦函数,周期为 π ,辐射亮温随方位角的变化幅度为几个 K.风成海面的极化辐射特性提供了利用被动微波遥感手段反演海洋风场的途径.

关键词:极化,辐射,亮温,风成海面

PACC: 9265M, 9460S, 9410J

1. 引言

全球海风矢量的测量对于海洋和大气研究具有重要意义.近年来,人们逐渐认识到被动微波极化遥感在海洋风场反演中的重要性.目标的辐射特性在很大程度上依赖于目标表面的粗糙程度.平静的海面其辐射是高度极化的,在海风的作用下,海面变得粗糙,其辐射相应增加,极化度相应减弱.由于海风与海浪之间存在着动量交换,海面气流对海浪波谱有很大影响.虽然两者之间相互作用的机理尚不清楚,但是风速与海浪高度密切相关,并且风向决定了海浪的取向.风成海面的各向异性将影响海面的辐射特性.海风矢量与海浪高度分布和海浪取向之间的关系提供了间接测量海洋风速和风向的途径.早期的实验表明海洋辐射亮温与海面风速有关^[1],近年来的机载和星载极化辐射测量证明海洋辐射亮温与观察方位角有关^[2,3].在理论方面,基于一维周期性起伏目标^[4]、一维粗糙目标^[5]和在正弦起伏表面^[6]的基础上发展起来一些模型,这些理论表明目标辐射亮温是观察方位角的函数.传统上处理波从粗糙表面散射所采用的方法主要是微扰近似^[7]和基尔霍夫近似^[8].微扰近似适合于研究表面高度起伏远小于入射波长的散射,而基尔霍夫近似只能用于处理表面起伏的曲率半径远大于入射波长的散射.对于解释风成海面的辐射这两种模型都有其局限性.本文认为海浪由随机分布的一系列小镜

面组成,海浪坡度的概率密度函数决定了镜面法向的分布.海面的极化辐射亮温是这些小镜面上行辐射亮温的统计平均值.本文以几何光学模型(如图 1)并结合统计的方法给出了风成海面的二维辐射特性与风向的关系.

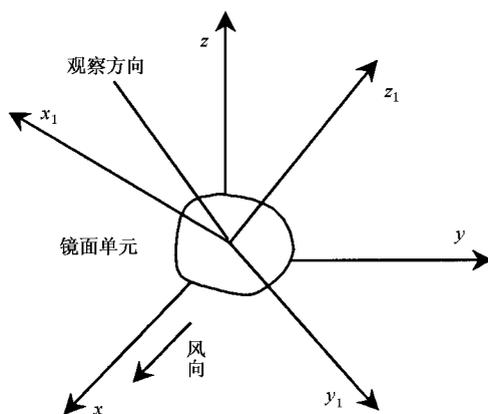


图 1 几何光学模型示意图

2. 极化辐射与海浪坡度模型

通常采用 Stokes 矢量 I_s 来充分描述目标的极化辐射特性.极化辐射亮温与极化电场分量的关系由下式给出:

$$I_s = \begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ U \\ V \end{bmatrix} = \frac{\lambda^2}{\eta k_B} \begin{bmatrix} |E_v|^2 \\ |E_h|^2 \\ 2\text{Re} E_v E_h^* \\ 2\text{Im} E_v E_h^* \end{bmatrix}, \quad (1)$$

T_v 和 T_h 分别为垂直和水平极化亮温, U 和 V 反映垂直和水平极化强度之间的相关性, U 可以反映辐射场的线形极化度, V 能够反映辐射场的圆极化度. 符号 \dots 代表对变量在目标表面上求平均值. E_v 和 E_h 分别为垂直和水平极化电场强度分量. λ 为波长, η 为介质的阻抗, k_B 为玻尔兹曼常数.

风成海面是各向异性的, 海面的波峰和波谷的取向沿风向. 由于海浪之间存在着非线性能量交换, 从理论角度精确地描述海浪是非常困难的, 通常采用统计的方法来描述海面高度起伏状况, 这里简要给出海浪坡度的概率密度函数. Cox 和 Munk^[9] 通过航空摄影的方法获取了海浪的坡度分布, 该分布函数被广泛采用. 海浪坡度概率密度函数由下式给出:

$$P(\alpha, \beta) = \frac{1}{2\pi\sigma_\alpha\sigma_\beta} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} + \frac{\beta^2}{\sigma_\beta^2}\right)\right] \times \left[1 - \frac{1}{2}c_{21}\left(\frac{\beta^2}{\sigma_\beta^2} - 1\right)\frac{\alpha}{\sigma_\alpha} - \frac{1}{6}c_{03}\left(\frac{\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} - 3\right)\frac{\alpha}{\sigma_\alpha} + \frac{1}{24}c_{40}\left(\frac{\beta^4}{\sigma_\beta^4} - 6\frac{\beta^2}{\sigma_\beta^2} + 3\right) + \frac{1}{4}c_{22}\left(\frac{\beta^2}{\sigma_\beta^2} - 1\right)\left(\frac{\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} - 1\right) + \frac{1}{24}c_{04}\left(\frac{\alpha^4}{\sigma_\alpha^4} - 6\frac{\alpha^2}{\sigma_\alpha^2} + 3\right) + \dots\right], \quad (2)$$

式中, α 和 β 代表海浪的坡度. $\sigma_\alpha^2 = 0.00316w$, $\sigma_\beta^2 = 0.003 - 0.0019w$, $c_{21} = 0.01 - 0.0086w$, $c_{03} = 0.04 - 0.033w$, $c_{40} = 0.4$, $c_{22} = 0.12$, $c_{04} = 0.23$, w 代表风速, 单位是 m/s. σ_α 和 σ_β 为海浪坡度的均方根值, 反映了风成海面的粗糙程度.

3. 镜面单元的上行辐射

本文认为海浪可以看成由一系列随机分布的小镜面组成, 小镜面的法线方向分布由海浪坡度概率密度函数决定. 首先建立海面坐标系, 设 z 轴为垂直平均海面向上的方向, x 的正向为风向, y 轴位于平均海平面上. 海面高度起伏为 $z = f(x, y)$, 且

满足 $f(x, y) = 0$. 设海浪某一镜面单元法线方向的单位矢量为 \hat{n} , 局部坐标系 (x_1, y_1, z_1) 建立在镜面单元上, 取局部坐标系的 z_1 轴沿镜面法线方向, x_1 在 $x-z$ 平面上. 镜面单元的坡度为 $\alpha = \partial f(x, y) / \partial x$, $\beta = \partial f(x, y) / \partial y$. 局部坐标系的单位矢量 $(\hat{x}_1, \hat{y}_1, \hat{z}_1)$ 与海面坐标系的单位矢量 $(\hat{x}, \hat{y}, \hat{z})$ 之间的关系为

$$\hat{z}_1 = \hat{n} = \gamma(\hat{x} - \hat{x}\alpha - \hat{y}\beta + \hat{z}), \quad (3a)$$

$$\hat{x}_1 = \frac{\hat{y} \times \hat{z}_1}{|\hat{y} \times \hat{z}_1|} = \tau(\hat{x} + \hat{z}\alpha), \quad (3b)$$

$$\hat{y}_1 = \hat{z}_1 \times \hat{x}_1 = \gamma\tau[-\hat{x}\alpha\beta + \hat{y}(1 + \alpha^2) + \hat{z}\beta], \quad (3c)$$

式中 $\gamma = 1/\sqrt{1 + \alpha^2 + \beta^2}$, $\tau = 1/\sqrt{1 + \alpha^2}$. 辐射计观察方向的单位矢量在海面坐标系中为

$$\hat{k}_0 = \hat{x}\sin\theta\cos\phi + \hat{y}\sin\theta\sin\phi - \hat{z}\cos\theta,$$

观察方向的单位矢量在局部坐标系中为

$$\hat{k}_1 = \hat{x}_1\sin\theta_1\cos\phi_1 + \hat{y}_1\sin\theta_1\sin\phi_1 - \hat{z}_1\cos\theta_1.$$

海面坐标系中的天顶角和方位角 (θ, ϕ) 与局部坐标系中的天顶角和方位角 (θ_1, ϕ_1) 之间的关系为

$$\begin{aligned} \sin\theta\cos\phi &= \tau\sin\theta_1\cos\phi_1 - \alpha\beta\tau\sin\theta_1\sin\phi_1 - \alpha\gamma\cos\theta_1, \\ \sin\theta\sin\phi &= (1 + \alpha^2)\gamma\tau\sin\theta_1\sin\phi_1 - \beta\gamma\cos\theta_1, \\ \cos\theta &= \alpha\tau\sin\theta_1\cos\phi_1 + \gamma\tau\beta\sin\theta_1\sin\phi_1 + \cos\theta_1. \end{aligned} \quad (4)$$

在局部坐标系中波的入射角 θ_{i1} 由下式确定

$$\begin{aligned} \cos\theta_{i1} &= -\hat{n} \cdot \hat{k}_0 \\ &= [\gamma\cos\theta + \alpha\sin\theta\cos\phi + \beta\sin\theta\sin\phi] \end{aligned} \quad (5)$$

在海面坐标系中电场的单位极化矢量定义为

$$\hat{h} = \frac{\hat{z} \times \hat{k}_0}{|\hat{z} \times \hat{k}_0|}, \quad \hat{v} = \frac{\hat{h} \times \hat{k}_0}{|\hat{h} \times \hat{k}_0|}.$$

在局部坐标系中电场的单位极化矢量定义为

$$\hat{h}_1 = \frac{\hat{z}_1 \times \hat{k}_1}{|\hat{z}_1 \times \hat{k}_1|}, \quad \hat{v}_1 = \frac{\hat{h}_1 \times \hat{k}_1}{|\hat{h}_1 \times \hat{k}_1|}.$$

海面坐标系中的电场与局部坐标系中的电场之间的变换关系为

$$\begin{bmatrix} E_h \\ E_v \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{h} \cdot \hat{h}_1 & \hat{h} \cdot \hat{v}_1 \\ \hat{v} \cdot \hat{h}_1 & \hat{v} \cdot \hat{v}_1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{h1} \\ E_{v1} \end{bmatrix}. \quad (6)$$

两坐标系单位极化矢量之间的夹角 φ 可由下式计算:

$$\cos\varphi = \hat{h} \cdot \hat{h}_1 = \frac{\sin\theta - \cos\theta(\alpha\cos\phi + \beta\sin\phi)}{\sqrt{(\alpha\cos\theta - \sin\theta\cos\phi)^2 + (\beta\cos\theta - \sin\theta\sin\phi)^2 + (\alpha\sin\theta\sin\phi - \beta\sin\theta\cos\phi)^2}}. \quad (7)$$

(T_{vl}, T_{hl}, U_1, V_1 为在局部坐标系中镜面单元的上行辐射 Stokes 矢量, 由下式求出:

$$\begin{bmatrix} T_{vl} \\ T_{hl} \\ U_1 \\ V_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} (1 - |R_v|^2)T \\ (1 - |R_h|^2)T \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad (8)$$

式中 T 为海水的温度, R_h 和 R_v 分别为水平极化和垂直极化电场分量菲涅尔反射系数,

$$R_h = \frac{\cos\theta_{li} - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_{li}}}{\cos\theta_{li} + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_{li}}}, \quad (9a)$$

$$R_v = \frac{\epsilon_r \cos\theta_{li} - \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_{li}}}{\epsilon_r \cos\theta_{li} + \sqrt{\epsilon_r - \sin^2\theta_{li}}}, \quad (9b)$$

ϵ_r 为海水的相对介电常数. (T'_v, T'_h, U', V') 为在海面坐标系中镜面单元的上行辐射 Stokes 矢量, 它与局部坐标系中 Stokes 矢量 (T_{vl}, T_{hl}, U_1, V_1) 之间的变换为

$$\begin{bmatrix} T'_v \\ T'_h \\ U' \\ V' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2\varphi & \sin^2\varphi & \sin\varphi\cos\varphi & 0 \\ \sin^2\varphi & \cos^2\varphi & -\cos\varphi\sin\varphi & 0 \\ -\sin 2\varphi & \sin 2\varphi & \cos 2\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} T_{vl} \\ T_{hl} \\ U_1 \\ V_1 \end{bmatrix}. \quad (10)$$

虽然在局部坐标系中, 小镜面单元的上行辐射第三个 Stokes 元素 U_1 为 0, 但是在海面坐标系中, 第三个 Stokes 元素并不为 0.

4. 风成海面的辐射特性

海面的上行辐射 Stokes 矢量 [T_v, T_h, U, V] 为由小镜面上行辐射 Stokes 矢量的统计平均值, 由下式求出:

$$\begin{bmatrix} T_v \\ T_h \\ U \\ V \end{bmatrix} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{N}(\hat{k}_0, \alpha, \beta) \mathcal{P}(\alpha, \beta) \begin{bmatrix} T'_v \\ T'_h \\ U' \\ V' \end{bmatrix} d\alpha d\beta, \quad (11)$$

式中 $\mathcal{N}(\hat{k}_0, \alpha, \beta)$ 为归一化因子, 由下式给出:

$$\mathcal{N}(\hat{k}_0, \alpha, \beta) = 1 - (\alpha \cos\phi + \beta \sin\phi) \tan\theta. \quad (12)$$

在计算中, 海水的温度取为 290 K, 海水的盐度取为 35‰, 海面风速取为 10 m/s, 频率采用辐射计常用的频率 37 GHz, 计算海水介电常数采用 Ellison^[10] 海水介电常数计算公式, 海水的复介电常数为 $\epsilon_r = 16.7$

+ 26.2i. 图 2、图 3、图 4 为在观察入射角 $\theta = 55^\circ$ 的情况下, Stokes 参数随方位角的变化, 从图中可以看

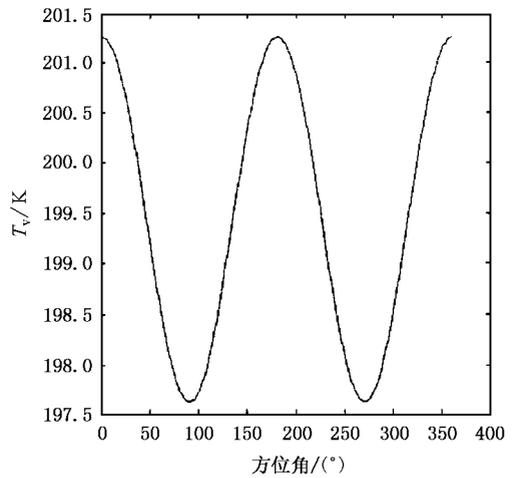


图 2 垂直极化亮温随方位角的变化

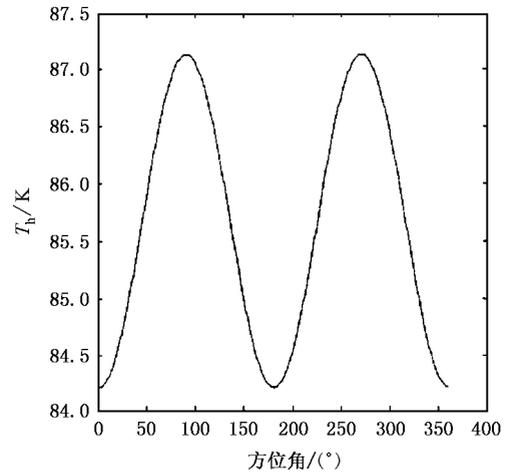


图 3 水平极化亮温随方位角的变化

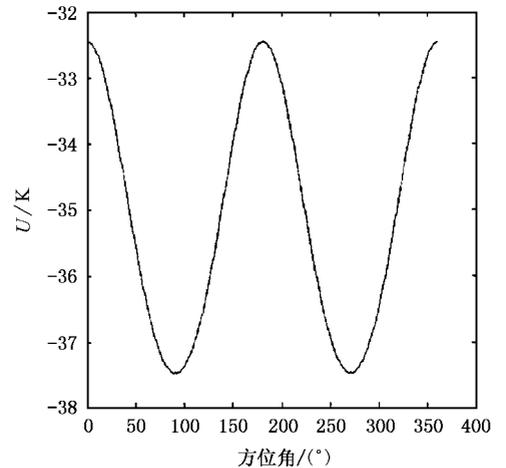


图 4 第三个 Stokes 参数随方位角的变化

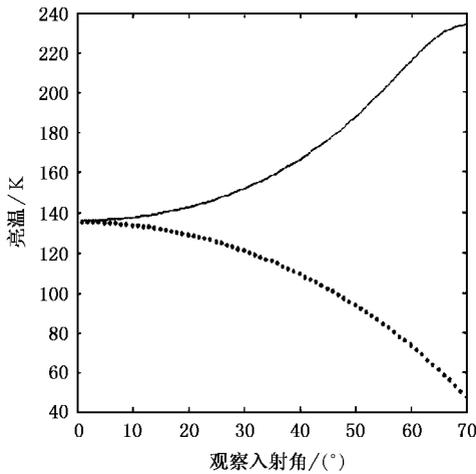


图5 亮温与观察入射角的关系(图中实线为垂直极化亮温,虚线为水平极化亮温)

出, T_v , T_h , U 的周期为 π , 随方位角的变化关系是余弦函数, 与相关理论^[6]和航空遥感实验结果^[11, 12]是

一致的. 由于风成海面是各向异性的, Stokes 矢量的值在风向($\phi = 0$)与侧风向($\phi = \pi/2$)是不同的. 图5给出了在方位角 $\phi = 0$ 时, 垂直和水平极化辐射亮温随观察入射角的变化. 在入射角为零时, 水平和垂直极化亮温相等, 随着入射角偏离天顶方向, 两者之间的差距逐渐增加.

5. 结 论

本文基于几何光学模型和统计的方法研究了风成海面的二维微波极化辐射特性, 辐射亮温不仅与观察入射角有关, 而且与风向有关. 垂直极化亮温随观察入射角增加而增大, 水平极化亮温随观察入射角的增加而减小. 上行辐射 Stokes 矢量幅度随风向的变化为几个 K. Stokes 参数随风向的变化关系为二阶余弦函数, 这是由风成海面的镜像对称性所决定的.

[1] Hollinger J P 1971 *IEEE Trans. Geosci. Electron.* **9** 165
 [2] Wentz F K 1992 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **30** 960
 [3] Yueh S H et al 1997 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **35** 1177
 [4] Chuang S L and Kong J A 1982 *Radio Sci.* **17** 545
 [5] Yueh S H et al 1994 *Radio Sci.* **29** 799
 [6] Yueh S H, Shin R T and Kong J A 1988 *J. Appl. Phys.* **64** 1657

[7] Rice S O 1951 *Commun Pure Appl. Math.* **4** 351
 [8] Ishimaru A and Chen J S 1990 *J. Acoust. Soc. Am.* **88** 1877
 [9] Cox C and Munk W 1954 *J. Opt. Soc. Am.* **44** 838
 [10] Ellison W et al 1998 *Radio Sci.* **33** 639
 [11] Yueh S H et al, 1995 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **33** 85
 [12] Yueh S H et al 1997 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing* **35** 1177

Polarimetric microwave radiation of wind-roughened sea surfaces

Guo Guan-Jun^{1,2)} Su Lin¹⁾ Bi Si-Wen¹⁾

¹⁾*State Key Laboratory of Remote Sensing Science, Jointly Sponsored by the Institute of Remote Sensing Applications, Chinese Academy of Sciences, and Beijing Normal University, Beijing 100101, China)*

²⁾*Physics Section, Bengbu Tank College, Bengbu 233013, China)*

(Received 15 July 2004 ; revised manuscript received 20 October 2004)

Abstract

Polarimetric radiation of wind-roughened sea surfaces is modeled using a geometrical approach combined with the statistical method. The focus is on the geophysical nature of azimuthal emission signatures of sea surfaces and their relation to the wind direction. The geometrical optics model assumes that the surfaces are composed of tilted specularly reflecting facets with the reflecting fields from each facet contributing incoherently to the total upwelling radiation, and the total radiation is calculated as a statistical averaging of contributions from individual facets. The first three Stokes parameters of sea surfaces are derived. The bright temperature azimuthal variations are characterized by the second azimuthal harmonics, which can be explained by the asymmetry of wind-driven sea surfaces. The simulation shows that the upwelling Stokes parameters are sensitive to the wind direction and exhibits azimuthal variations up to a few Kelvin in amplitude. Theoretical interpretation of sea surface emission signatures provides the potential possibility to facilitate ocean wind vector retrieval using purely passive means.

Keywords : polarization , radiation , brightness temperature , wind-roughened sea surfaces

PACC : 9265M , 9460S , 9410J