

有效介质近似理论在海浪破碎遥感中的应用

刘 叶^{①②} 魏恩泊^{①*}

(① 中国科学院海洋研究所, 青岛 266071; ② 中国科学院研究生院, 北京 100039)

摘要 利用有效介质近似理论, 在 Pandey 和 Kakar 的经验模式基础上提出了一个改进的研究强风驱动下白冠覆盖的海面有效发射率模式. 该模式讨论了白冠层中球形气泡、水滴、海-气温差对海面发射率的影响, 研究表明海面发射率随着海气温差的增加而增大. 同时, 通过引入白冠层的有效介电常数, 该模式考虑了白冠层的有效粒子的气泡结构、泡沫层厚度等物理参量对海面发射率的影响. 模式经 Rose 等人在完全泡沫情况下的实测数据验证, 得到了很好的一致性结果.

关键词 海浪破碎 白冠层 发射率 有效介质近似 辐射强度

由于海浪破碎在理论和应用上的重要性, 对其研究早已引起人们的重视. 例如 Munk^[1] 最早对白冠进行了观测; Blanchard^[2] 给出估计白冠覆盖率与海面 10 m 高风速的经验关系式; Toba 和 Chean^[3] 通过对东海和太平洋测量所得数据的分析, 给出了白冠覆盖率与海面风速的经验关系; Ross 和 Cardone^[4] 利用航空摄影方法拍摄海面状况后, 分析获得不同风速下的白冠覆盖率; 徐德伦^[5] 改进了风浪破碎的测量方法, 并把它发展到包括破波强度的测量. 这些研究大多是通过对白冠的直接测量找到它们与 10 m 平均风速的关系式. 然而, 在海浪破碎下对海气界面一些要素的测量是十分困难的. 随着遥感科学的发展, 目前人们利用现代遥感技术反演海气界面的物理参量^[6-8], 为了估计海气界面层对遥感测量产生的影响, 诸多遥感模型应用到了这一研究领域^[9-23]. 例如关于海面后向散射研究的模型: Wu 和 Fung^[9] 的双尺度不相干海面发射和后向散射模型; Jin^[10] 等提出的伴有泡沫的粗糙海面后向散射模型; McDaniel^[12] 的非高斯海面后向散射模型. 关于海面发射率的研究包括如下模型: Stogryn^[14] 利用最小二乘法拟合的计算白冠层发射率随入射角和频率变化的模型; Pandey 和 Kakar^[15]

提出的粗糙海平面发射率的半经验模型; Smith^[16] 的泡沫覆盖的海面亮温模型; Huang 和 Jin^[17] 的二维随机粗糙海面的白冠层发射和后向散射模型; Droppelman^[18] 和 Rosencratz^[19] 分别给出的海面泡沫的单层和多层薄膜海面发射率模型. 另外, Guo 等^[20] 和 Chen 等^[21] 通过电磁散射理论、高浓度介质的传输理论和 Monte Carlo 模拟技术给出了海面白冠层的遥感模式; Wei^[22] 等采用有效介质近似模型, 讨论了白冠层中球形和椭圆形水粒子对海面有效发射率的影响. 上述模型虽然从很多方面对海浪破碎时的白冠层影响进行了研究, 但是对于白冠层中的水气粒子浓度、海气界面水气温差、白冠层厚度和气泡结构的影响还没能充分考虑. 实际上, 海浪破碎产生的海面白冠层的海气界面水气温差、气泡浓度和厚度对海面发射率有较大影响. 因此, 有必要修正已有的模式, 研究海气温差、白冠层厚度、白冠层中的水气粒子浓度和气泡结构对海面发射率的影响.

本文利用有效介质近似的理论方法, 在微波波段内, 研究海浪破碎下白冠层的物理参量对海面发射率的影响. 该理论方法是把白冠层视为空气为基

本介质, 而均匀分布的球形水气粒子(含球壳结构)为杂质的一层复合介质. 计算复合介质有效介电常数, 并结合经验模式研究了白冠覆盖下的海面有效发射率, 改进了 Pandey 和 Kakar 的经验模式. 我们的模式考虑了白冠层中的气泡球壳结构、白冠层厚度和海气温差对海面发射率的影响, 讨论了发射率随各参数的变化, 并和实测数据进行了比较.

1 白冠覆盖下遥感模式

Pandey 和 Kakar^[15] 为了计算白冠覆盖率根据实测数据拟合出了一个计算海浪破碎时海面有效发射率的公式:

$$e_p(\theta) = (e_{sp} + \Delta e_{rp})(1 - W) + e_{fp}W, \quad (1)$$

式中, W 是白冠覆盖率, e_p 是海面有效发射率, e_{sp} 是海面为镜面时海水的发射率, e_{rp} 为海面粗糙度引起的海水发射率增量, e_{fp} 为白冠层影响的发射率. 在这个模型中, e_{fp} 是海面温度、微波频率和入射角的函数, 没有考虑到一些重要的海洋物理参量. 例如: 白冠层厚度、白冠层中水气粒子浓度、气泡结构和海水面的水汽温差. 为了改进此公式, 使之考虑到这些参量对海水发射率的影响, 我们根据有效介质近似理论, 把白冠层看成了一种均匀分布的球形海水粒子的一层有效介质, 将海表面近似分成两种情况: 有白冠覆盖和没有白冠覆盖. 改进后的计算有效海面发射率公式如下:

$$e_p = (1 - W)(e_{sp} + e_{rp}) + W(e_{\text{water}} + e_{\text{white}}), \quad (2)$$

其中 e_{water} 是白冠覆盖下的海水的发射率, e_{white} 是白冠层的发射率, 其他各项意义同上.

在无风的情况下, 平静的海面可以看成是一个半无限均匀等温的发射体, 它的发射率可由下式给出: $e_{sh} = 1 - r_{hh}$, $e_{sv} = 1 - r_{vv}$, 其中 r_{hh} , r_{vv} 分别是水平极化和垂直极化情况下的菲涅尔反射率^[23]:

$$r_{hh} = |(\cos\theta - C_c)/(\cos\theta + C_c)|^2, \quad (3)$$

$$r_{vv} = |(\varepsilon_2/\varepsilon_1 \cos\theta - C_c)/(\varepsilon_2/\varepsilon_1 \cos\theta + C_c)|^2, \quad (4)$$

式中 $C_c = \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1 - (n_2 n_1' / (n_1 n_2'))^2 \sin^2\theta}$, ε_1 , ε_2 和 n_1 , n_2 分别为空气(下标 1)和海水(下标 2)的介电常数和折射率, n' 为折射率的实部. θ 为入射角(单位: $^\circ$). 在风速较低时海浪没有破碎, 海面粗糙度是影响海

面发射率的主要因素. 高风速下的海面粗糙度引起的海表面发射率增量可通过下式计算^[14,15]:

$$\text{水平极化: } e_{th} = \frac{U_{19.5}}{T_{sw}} (A + B\theta^2) f^{1/2}, \quad (5)$$

$$\text{垂直极化: } e_{tv} = \frac{U_{19.5}}{T_{sw}} (a + be^{c\theta}) f^{1/2}, \quad (6)$$

式中 $A = 1.15 \times 10^{-1}$, $B = 3.80 \times 10^{-5}$, $a = 1.17 \times 10^{-1}$, $b = -2.09 \times 10^{-3}$, $c = 7.32 \times 10^{-2}$, T_{sw} 为海表面的热力学温度(单位: K), θ 为入射角(单位: $^\circ$), f 为发射计的工作频率(单位: GHz), $U_{19.5}$ 为距海面 19.5 m 高处所测得的风速(单位: m/s). 按上两式计算可以得到风引起的海面粗糙度的发射率增量.

海浪破碎产生的白冠可以看成是一层水气混合的复合介质, 该层和该层覆盖下的海水的发射率计算过程如下(见图 1): 设入射到海面的微波辐射强度为 $L(\lambda)$, 则经白冠层上表面反射后进入空气和透射进入白冠层的微波辐射强度分别为 $L(\lambda)r_{01p}(\theta)$ 和 $L(\lambda)t_{01p}(\theta)$, 这里 t_{01p} 和 r_{01p} 分别是微波从空气(下标 0)到白冠层(下标 1)传输时在白冠层上表面的透射率和反射率, 它们可以通过 Fresnel 反射系数和反射率同透射率的关系得到, p 代表垂直或水平极化(下同), λ 为入射波的波长, θ 为入射角. 根据在有损介质中电磁波传播的性质, 透射进入到白冠层的微波辐射强度到达海水表面时衰减为 $L(\lambda)t_{01p}(\theta)\tau$, 其中 τ 是和白冠层厚度相关的白冠层衰减系数, $\tau = \exp(-2\omega n''/c \cos(\theta_1))$, 这里 ω 和 c 分别是入射微波的角频率和真空中的光速, n'' 是白冠层的介电常数的虚部, θ_1 为用 Snell's 折射法则得到的微波从空气进入白冠层的折射角. 这时在海水表面被反射的微波辐射强度为: $L(\lambda)t_{01p}(\theta)\tau r_{12p}(\theta_1)$, 其中 r_{12p} 是微波从白冠层(下标 1)到海水(下标 2)传输时在白冠层下表面的反射率. 再经白冠层的衰减作用到达白冠层和大气的分界面, 发生反射和透射. 则得到了第一次透射进入空气的微波辐射强度和第一次被反射后向海水方向传播的微波辐射强度分别为: $L(\lambda)t_{01p}(\theta)\tau^2 \cdot r_{12p}(\theta_1)t_{10p}(\theta_1)$ 和 $L(\lambda)t_{01p}(\theta)\tau^2 r_{12p}(\theta_1)r_{10p}(\theta_1)$, 其中 r_{10p} 和 t_{10p} 分别为微波从白冠层到空气传输时在白冠层上表面的反射率和透射率. 被反射的这部分微波

辐射强度继续向下传播, 经相同的过程在白冠层上边界层发生第二次反射和透射. 取 n 次透射和, 得到由于海水面反射, 由白冠增加的有效微波辐射强度为 $L_{e2} = L(\lambda) \sum_{n=1}^{\infty} t_{01p}(\theta) \tau^{2n} r_{12p}^n(\theta_1) t_{10p}(\theta_1) r_{10p}^{n-1}(\theta_1)$. 经上述类似分析后得到入射到海面的微波由白冠层进入海水后被吸收的微波辐射强度为 $L_{ewater} = \sum_{n=1}^{\infty} L(\lambda) t_{01p} t_{12p} r_{12p}^{n-1} r_{10p}^{n-1} \tau^{2n-1}$, 其中 t_{12p} 是微波从白冠层到海水传输时在白冠层下表面的透射率. 同理, 我们可以得到白冠层覆盖下的海水发射率 $e_w = \sum_{n=1}^{\infty} t_{21p}(\theta_2) t_{10p} r_{10p}^{n-1} r_{12p}^{n-1} \tau^{2n-1}$ 和海水发射微波经白冠层反射进入海水的微波辐射强度 $L_{rwater} = L_{ewater} (r_{21p}(\theta_2) + \sum_{n=2}^{\infty} t_{21p} t_{12p} r_{10p}^{n-1} r_{12p}^{n-2} \tau^{2(n-1)})$, 其中 t_{21p} , r_{21p} 和 θ_2 分别为微波从海水到白冠层传输时在白冠层下表面的透射率、反射率和折射角. 由以上分析知, 被白冠层覆盖下的海水对海面有效发射率的贡献为 e_{water} :

$$e_{water} = (L_{rwater} + L_{ewater}) e_w / L(\lambda). \quad (7)$$

由基尔霍夫定律可以得到白冠层对海面有效发射率的贡献为 e_{white} :

$$e_{white} = 1 - r_{01p} - L_{e2} / L(\lambda) - L_{ewater} / L(\lambda). \quad (8)$$

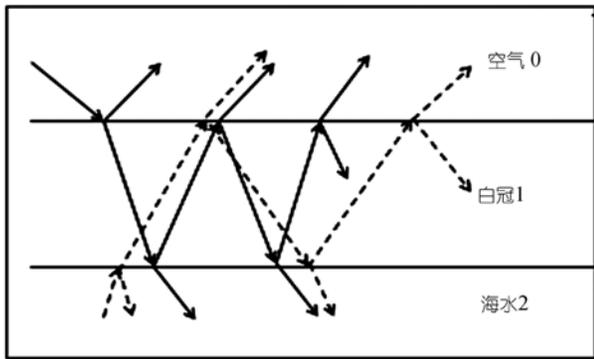


图 1 模型中计算白冠层和该层覆盖下的海水发射率的几何图

2 模式计算结果

在白冠覆盖下, 白冠层的厚度和入射角是计算海水发射率的非常重要的参数, 它们的变化直接影

响白冠层发射率. 在风速超过约 7 m/s 时海浪破碎产生白冠层, 该层主要由气泡和飞溅的水滴混合而成. Rose 等^[24] 在海水温度为 292 K, 盐度大约为 10 的条件下, 通过人工实验产生气泡层厚度约为 2.8 cm. 在频率分别为 10.8 和 36.5 GHz 时, 测量该气泡层垂直极化方式下的海水发射率大于 0.9, 并且在入射角为 $30^\circ \leq \theta \leq 60^\circ$ 范围内近视等于一个常数. 而在水平极化方式下, 随着入射角逐渐的增大, 海水的发射率却逐渐的减小. 该实验是泡沫完全覆盖海面的情况, 为了验证我们的模式, 在相同海表面温度、盐度的条件下, 图 2, 3 中我们采用球壳模型计算海面在气泡层完全覆盖时的有效发射率, 并把计算结果同 Rose 等^[24] 的实验结果相比较. 我们采用 Chen 等^[21] 的实验数据, 外半径相同, 内半径不同的气泡粒子进行计算, 各参数如下: $a=1$ mm, $b_1=0.4472$ mm, $N_1=75$, $b_2=0.99795$ mm, $N_2=425$, $V=2898$ mm³, $f_w=10.5\%$, 其中 $N=N_1+N_2$ 为气泡层中总粒子数, a 为气泡粒子外半径, b_1 和 b_2 分别为两种不同粒子内半径, N_1 和 N_2 分别是粒子内半径大小为 b_1 和 b_2 的粒子数量, f_w 是海水的体积分数. 其中气泡层的有效介电常数通过下式得到^[25]:

$$\epsilon_m = \frac{\epsilon_h [2(\epsilon_c - \epsilon_h) B_0 f_w + 3\epsilon_h]}{3\epsilon_h - (\epsilon_c - \epsilon_h) B_0 f_w}, \quad (9)$$

式中 $B_0 = \frac{3\epsilon_h(\epsilon_i + 2\epsilon_c)}{(\epsilon_i + 2\epsilon_c)(\epsilon_c + 2\epsilon_h) + 2(\epsilon_i - \epsilon_c)(\epsilon_c - \epsilon_h)(b/a)^3}$, ϵ_i, ϵ_h 分别是气泡内部和外部空气的介电常数. ϵ_c 为海水的介电常数, 海水的介电常数通过 Debye 公式计算^[26]. b, a 分别为白冠层中颗粒的内、外半径.

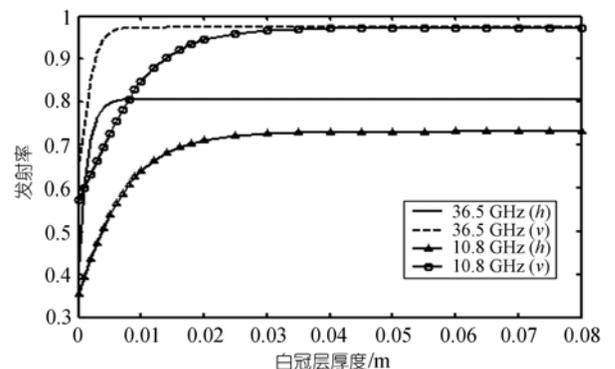


图 2 不同极化下频率分别为 10.8 和 36.5 GHz, 在入射角 $\theta=53^\circ$ 时海面有效发射率随气泡层的厚度的变化图

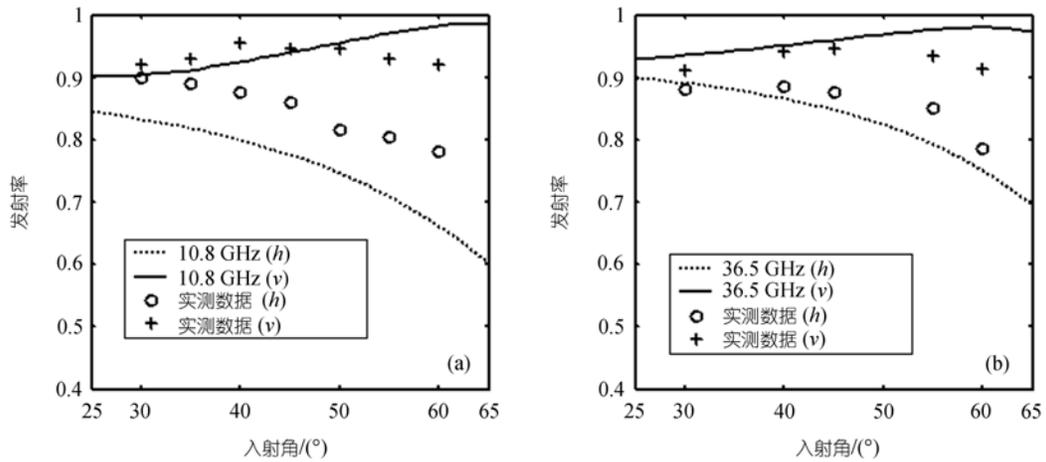


图 3 不同极化下频率分别为 10.8 和 36.5 GHz, 白冠层厚度为 2.8 cm 时海面有效发射率随入射角的变化

在观测角为 53°时, 图 2 给出了水平和垂直极化下的 10.8 和 36.5 GHz海面有效发射率随气泡层厚度变化. 从图 2 中我们可以得到, 对于水平和垂直两种不同的极化方式, 海面的有效发射率随着白冠层厚度的增加而增加, 当气泡层厚度达到一定值时海面发射率成饱和状态, 这个饱和点的发射率垂直极化要大于水平极化的情况, 而且频率越高, 饱和点的气泡层厚度值越小, 表明了海面的发射率对于气泡层厚度和频率比较敏感^[20,21], 而且, 微波低频段(如: 10.8 GHz)可以用来探测白冠层厚度. 我们在图 3 中给出了频率分别为 10.8 和 36.5 GHz时在完全气泡层覆盖下海面发射率随入射角的变化, 并同实际观测数据进行了比较, 其中的虚线和实线分别代表模式计算的水平和垂直极化结果, 图 3 中的圆圈和十线分别是水平和垂直的Rose等^[24]的观测结果. 从比较结果可以看出在两种不同的频率下的水平极化要好于垂直极化, 模式结果在高频段(36.5 GHz)要好于较低频段(10.8 GHz).

由于受风的持续作用, 海浪将部分破碎生成白冠覆盖海面, 为了区分白冠层衰退前后情况, 可将其分为状态 A(crest foam)和状态 B(static foam)^[27]. 在高速下, 海浪破碎产生由飞溅水滴和气泡混合的白冠层, 这种情况下飞溅水滴为主要成分, 我们可以把白冠层视为球形水滴和空气的混合介质. 在海面水温 285 K、盐度 35 时, Pankey 和 Kalar^[15]得到了入射角为 48.8° 时不同风速和微波频率的发射率观测数据(Seasat-SMMR 观测数据). 我们利用这些数据进行了模式验证, 并且讨论了极化方式、风速和水气温

差对海水发射率的影响. 我们采用 Monahan 和 Woolf 的半经验白冠覆盖率公式^[27]:

$$W = 2.92 \times 10^{-7} U_{10}^{3.204} \exp(0.198DT), \text{ (状态 A);}$$

$$W = 1.95 \times 10^{-5} U_{10}^{2.5} \exp(0.0861DT), \text{ (状态 B);}$$

其中 $DT = T_{\text{sea}} - T_{\text{air}}$ 为海气温差(单位: K). 海面白冠层的有效厚度我们用下面的公式得到^[28]

$$\hat{\delta}(\lambda, t) = \beta(\lambda)T, \quad (0 \leq T \leq T_*); \quad (10)$$

$$\hat{\delta}(\lambda, t) = \hat{\delta}_{\text{max}}(\lambda) \exp\left(-\frac{T - T_*}{T^{\otimes}}\right), \quad (T \geq T_*); \quad (11)$$

其中 $\hat{\delta}_{\text{max}}(\lambda)$ 是波长为 λ 的破碎波所能达到的最大的泡沫层厚度, 它和波数有关系 $k \cdot \hat{\delta}_{\text{max}}(\lambda) = 0.4$. $\beta(\lambda) \approx 9.9 \times 10^{-2} \lambda^{1/2}$ 是状态 A 时白冠层的垂直成长率. $T_* = 5(c/g) \approx 0.8T_b$ 是状态 A 的平均持续时间, T_b 是海浪的破碎周期, $T^{\otimes} \approx 3.8\text{ s}$ 是一个近似的时间常数. 结合我们的模式和上述白冠覆盖率公式可以研究海气温差对海面有效发射率的影响, 其中白冠层中有有效介电常数由下式计算^[29]

$$\epsilon_m = \epsilon_h \frac{1 + 2b_0 f_w}{1 - b_0 f_w}, \quad (12)$$

式中 $b_0 = \frac{\epsilon_i - \epsilon_h}{\epsilon_i + 2\epsilon_h}$, ϵ_k, ϵ_i 分别为空气和海水的介电常数.

图 4~6 为利用我们的模式以及 Monahan 和 Woolf 的白冠覆盖率公式计算得到不同极化方式下海面有效发射率随风速和海气温差的变化图. 在图 4, 5

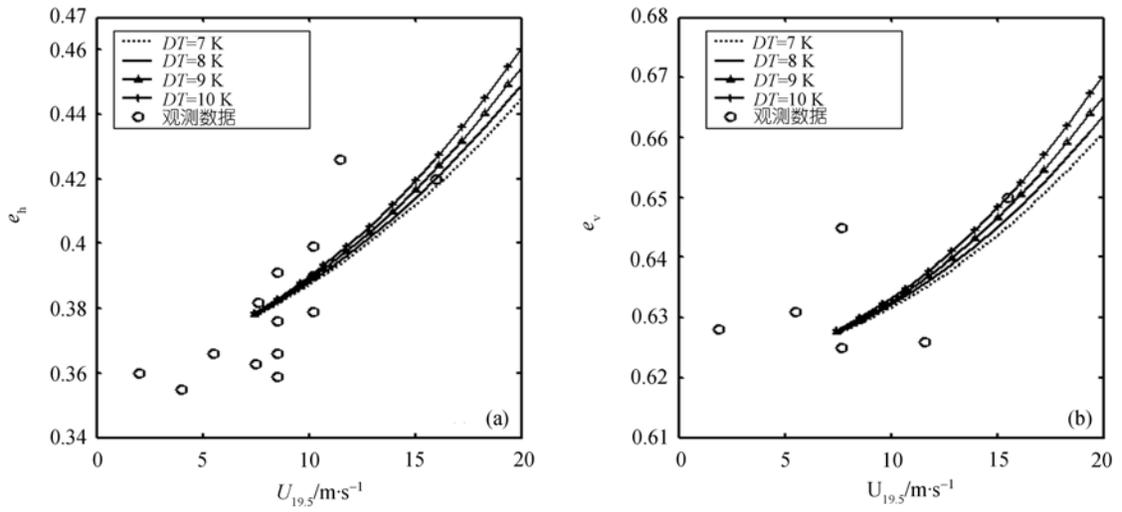


图 4 不同极化下频率为 37.0 GHz, $\theta=48.8^\circ$ 时海面有效发射率随 $U_{19.5}$ 的变化

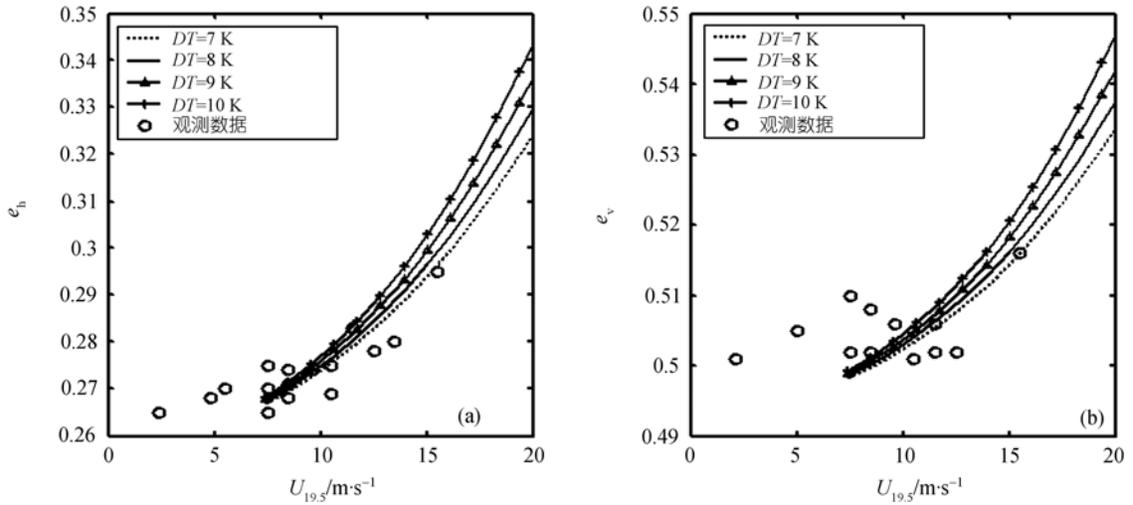


图 5 不同极化下频率为 6.6 GHz, $\theta=48.8^\circ$ 时海面有效发射率随 $U_{19.5}$ 的变化

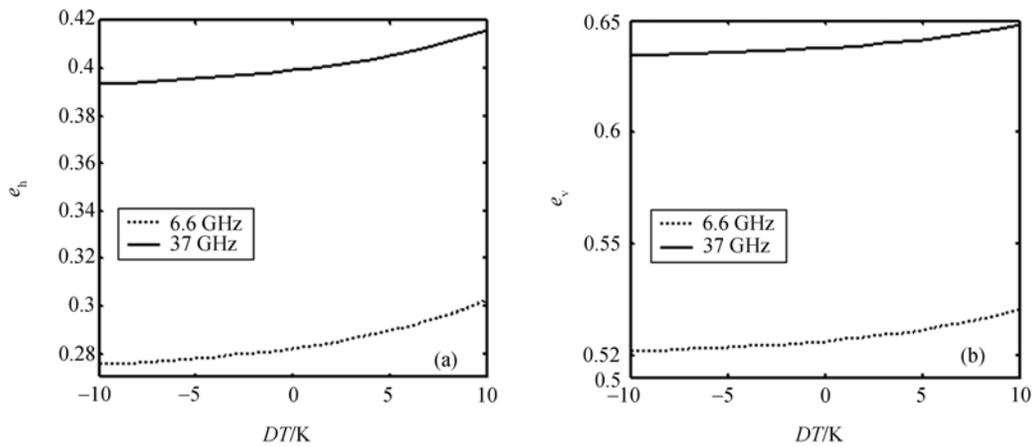


图 6 不同极化下 $U_{19.5}=15 \text{ m/s}$, $\theta=48.8^\circ$ 时海面有效发射率随海气温差的变化

中虚线、实线、带有上三角的实线和带有加号的实线分别代表海面水温和大气温差 DT 为 7° , 8° , 9° 和 10° 时海面有效发射率随风速的变化, 小圈代表的是 Seasat-SMMR 观测数据. 从图 4, 5 中可以发现海面的有效发射率随风速的增大而增大, 经我们模式的计算结果同 Seasat-SMMR 数据相比较后可以看出在低频时我们的模式结果和数据吻合的比较好. 相同频率下, 水平极化比垂直极化要更好一些. 进一步从图 6 中可以清晰的看到, 海面的有效发射率随着海气温差的增加而增加, 而且对同样的极化方式, 高频段的发射率大于较低频段. 这主要是由于水平和垂直两种极化方式下海气温差和风速是影响白冠覆盖率大小的两个重要的因素. 白冠覆盖率随着海气温差或风速的增加而增大, 将导致海面的有效发射率对海气温差和风速十分敏感.

3 结论

本文利用有效介质近似理论研究了海浪破碎下白冠层覆盖的海面发射率, 对 Pandey 和 Kakar 的经验发射率模型进行了改进, 得到了一个比较合理的海面发射率计算模式. 白冠层的有效介电常数是与水介质中的粒子(例如水滴、气泡、雪、油滴、海冰中的空气漏洞等)分布情况相联系的. 通过计算白冠层的有效介电常数, 同时考虑到了白冠层的海洋物理参量(例如: 白冠层厚度、海气温差和气泡等)对海面发射率的影响. 我们的模型计算结果表明: 当海面全部被气泡覆盖时, 海面发射率随着白冠层厚度的增加而增加, 并最后达到饱和值, 频率越高饱和值越小. 而在白冠部分覆盖海面时, 海面发射率随风速的变大是递增的, 同时对海-气界面温差非常敏感. 在其他条件相同的情况下, 海-气界面温差越大时, 海面发射率也就越大. 我们的模式可以利用海面发射率对于白冠层厚度、风速和海气温差的敏感性, 估计白冠层的厚度、海面风速和海-气温差等参量. 在强风下, 该模式对白冠层中物理参量的遥感有重要的实用价值, 例如利用遥感测得(或遥感反演)海面的发射率, 可以反演白冠的覆盖率、风速、水滴和气泡体积浓度等. 我们下一步研究将把有效介质近似的方法应用于其他物理参量的海洋遥感, 如: 用于热通量、水气通量和水滴粒径平均尺度等.

参 考 文 献

- 1 Munk W H. A critical wind speed for air-sea boundary processes. *J Mar Res*, 1947, 6: 203—218
- 2 Blanchard D C. The electrification of the atmosphere by particles from bubbles in the sea. *Prog Oceanogr*, 1963, 1: 71—202
- 3 Toba Y, Chean M. Quantitative expression of the breaking of wind waves on the sea surface. *Rec Oceanogr Works Jpn*, 1973, 12: 1—11
- 4 Ross D B, Cardone V J. Observations of oceanic whitecaps and their relation to remote measurements of surface wind speed. *J Geophys Res*, 1974, 79(3): 444—452
- 5 徐德伦. 风波破碎发生率、强度和经历时间的测量. *海洋与湖沼*, 1987, 18(4): 380—388
- 6 Hasselmann K, Hasselmann S. On the nonlinear mapping of an ocean wave spectrum into a synthetic aperture radar image spectrum and its inversion. *J Geophys Res*, 1991, 96(C6): 10713—10729
- 7 何宜军. 成像雷达海浪成像机制. *中国科学 D 辑: 地球科学*, 2000, 30(5): 554—560
- 8 He Y J, Perrie W, Xie T, et al. Ocean wave spectra from a linear polarimetric SAR. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2004, 42(11): 2623—2631 [\[DOI\]](#)
- 9 Wu S T, Fung A K. A non-coherent model for microwave emission and backscattering from the sea surface. *J Geophys Res*, 1972, 77(3): 5917—5929
- 10 Jin Y Q, Huang X Z, Yin J Y. Back-scattering from rough sea surface with foams. *Acta Oceanol Sin*, 1993, 12(4): 563—572
- 11 Voronovich A G, Zavorotny V U. Theoretical model for scattering of radar signal in Ku- and C-bands from a rough sea surface with breaking waves. *Waves Random Media*, 2001, 11: 247—269 [\[DOI\]](#)
- 12 McDaniel S T. Microwave backscattering from non-Gaussian seas. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2003, 41(1): 52—58 [\[DOI\]](#)
- 13 Williams G F. Microwave emissivity measurements of bubbles and foam. *IEEE Trans Geosci Electron*, 1971, GE-9: 221—224
- 14 Stogryn A. The emissivity of sea foam at microwave frequencies. *J Geophys Res*, 1972, 77(9): 1658—1666
- 15 Pandey P C, Kakar R K. An empirical microwave emissivity model for a foam-covered sea. *IEEE J Ocean Eng*, 1982, OE-7: 135—140 [\[DOI\]](#)
- 16 Smith P M. The emissivity of sea foam at 19 and 37GHz. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 1988, GE-26: 541—547 [\[DOI\]](#)
- 17 Huang X Z, Jin Y Q. Scattering and emission from two-scale randomly rough sea surface with foam scatterers. *IEEE Proc-Microw Antennas Propag*, 1995, 142(2): 109—114 [\[DOI\]](#)
- 18 Droppelman J D. Apparent microwave emissivity of sea foam. *J Geophys Res*, 1970, 75(3): 696—698

- 19 Rosencrutz P W, Staelin D H. The microwave emissivity of ocean foam and its effect on nadiral radiometric measurements. *J Geophys Res*, 1972, 77(33) : 6528—6538
- 20 Guo J J, Tsang L, Asher W, et al. Applications of dense media radiative transfer theory for passive microwave remote sensing of foam covered ocean. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2001, 39(5): 1019—1027[DOI]
- 21 Chen D, Tsang L, Zhou L, et al. Microwave emission and scattering of foam based on Monte Carlo simulations of dense media. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2003, 41(4): 782—789[DOI]
- 22 Wei E B, Ge Y. A microwave emissivity model of sea surface under wave breaking. *Chin Phys*, 2005, 14(6): 1259—1264[DOI]
- 23 徐青, 刘玉光. Fresnel 反射率的一个新公式及其在海洋遥感中的应用. *中国科学 D 辑: 地球科学*, 2003, 33(11): 1103—1111
- 24 Rose L A, Asher W E, Reising S C, et al. Radiometric measurements of the microwave emissivity of foam. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2002, 40(12): 2619—2625[DOI]
- 25 Chen X G, Wei E B, Song J B. Effective ac response of nonlinear spherical coated composites. *Commun Theor Phys*, 2004, 44(5): 771—774
- 26 Klein L A, Swift C T. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies. *IEEE Trans Antennas Propag*, 1977, Ap-25: 104—111[DOI]
- 27 Monahan E, Woolf D K. Comments on variations of whitecap coverage with wind stress and water temperature. *J Phys Oceanogr*, 1989, 19(5): 706—709[DOI]
- 28 Reul N, Chapron B. A model of sea-foam thickness distribution for passive microwave remote sensing applications. *J Geophys Res*, 2003, 108(10): 19-1—19-14[DOI]
- 29 Wei E B, Gu G Q. An effective medium approximation of nonlinear composites with spherical particle. *Chin Phys Lett*, 2001, 18(7): 960—962