

# 利用微波散射特性重建海面波高谱\*

吴 坚

(浙江大学无线电系, 杭州)

**摘要** 本文利用电磁散射理论进行海面微波后向散射特性的数值分析, 并与机载散射计所获得的实验数据匹配重建反映风场的海面波高谱, 从而得到散射系数与风速的关系曲线, 只要测得海面后向散射系数就能确定海面风速, 这对于海洋微波遥感具有一定实际指导意义。

**关键词** 无线电海洋学; 遥感; 微波散射特性。

## 一、引 言

无线电海洋学随着雷达的出现和各频段无线电测量技术的不断提高而得到发展, 在七十年代末以后更引人注目。五十年代中期已开始对海洋雷达回波信号作了观察和研究, Crombie<sup>[1]</sup> 首先用高频多普勒后向散射计观察到来自海面散射的回波信号的一阶离散频谱线, 并以电磁波与波浪一阶谐振解释了频谱中的现象, 以后 Barrick<sup>[2]</sup> 和 Hasselman<sup>[3]</sup> 又发现高阶谐振现象(即有二阶离散频谱线), 这些研究提供了测量长波的波高谱的高频测量技术。六十年代 Wright<sup>[4]</sup> 用微波散射计作了散射实验, 同样发现了类似高频域内所观察到的谐振现象, 不同的是微波与波长甚短的纹波相互作用而发生谐振, 且与入射角有关。

海面波高谱的研究始终是海洋学研究的问题之一, 海洋动力学和无线电海洋学从不同的方面、用不同的手段对这问题进行研究。Pierson<sup>[5]</sup>, Phillips<sup>[6]</sup> 及许多学者通过对漂浮物运动的观察获得了能量分布规律, 研究海面波高谱。Dennis 等<sup>[7]</sup> 由波高谱模型用计算机获得高频多普勒雷达信号谱, 同时也就提供了通过雷达信号谱反演得到波高谱的方法。本文主要对重建反映风场的海面波高谱进行探讨。微波与海面的相互作用可归结为粗糙表面的散射问题, 其散射特性可由全波法来分析。通过微波后向散射系数的匹配重建海面波高谱, 并由波高谱估算后向散射系数与风速的关系, 为微波遥感海面风场提供一定的判读依据。文中引用了文献[8]的一些较为典型的实验数据验证了理论判断的正确性, 并讨论了理论估算风速的可行性和适用范围, 在理论上对微波遥感风场的局限性作了讨论。最后提出了改进波高谱要考虑的几个因素。

## 二、基本公式

电磁波与海面波浪的相互作用, 可以作为一个粗糙表面的散射问题来加以处理, 分析

\* 1987年12月9日收到, 1989年6月20日修改完稿。

粗糙表面散射的理论已较为成熟,我们采用 Bahar<sup>[9]</sup> 提出的全波法进行分析。

按散射系数定义,由全波法可得散射系数

$$\langle \sigma^{PQ} \rangle = \frac{k_0^2}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left\{ \langle S^{PQ} \exp[i\nu_y(h-h')] \rangle - \left\langle \frac{D^{PQ}P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}^i | \mathbf{n})}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{a}_y} \right\rangle \chi(\nu_y) \right\}^2 \times \exp[i\nu_x x_d + i\nu_z z_d] dx_d dz_d \quad (1)$$

式中上标  $P$  指散射场的极化,上标  $Q$  指入射场的极化,以下表达式中上标具有相同的意义; $k_0$  为自由空间的波数,矢量  $\mathbf{v}$  在参考坐标系中为

$$\begin{aligned} \mathbf{v} &= k_0(\mathbf{n}' - \mathbf{n}^i) \\ &= \nu_x \mathbf{a}_x + \nu_y \mathbf{a}_y + \nu_z \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (2)$$

且

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_d &= (x - x')\mathbf{a}_x + (z - z')\mathbf{a}_z \\ &= x_d \mathbf{a}_x + z_d \mathbf{a}_z \end{aligned} \quad (3)$$

一般表面高度  $h$  和斜率 ( $h_x, h_z$ ) 是统计独立的(表面各点为 Gauss 点),且  $|\mathbf{r}_d|$  小于相关长度,则有

$$\begin{aligned} S^{PQ} &\rightarrow \left| \frac{D^{PQ}(\mathbf{r})U(\mathbf{r})}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{a}_y} \right|^2 \quad (4) \\ \langle S^{PQ} \exp[i\nu_y(h-h')] \rangle &= \iint \left| \frac{D^{PQ}(\mathbf{r})}{\mathbf{n} \cdot \mathbf{a}_y} \right|^2 \exp[i\nu_y(h-h')] \\ &\quad \times p(h_x, h_z) P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}^i | \mathbf{n}) dh_x dh_z \end{aligned} \quad (5)$$

式中  $\mathbf{n}(h_x, h_z)$  为粗糙表面的法向单位矢量(如图 1 所示);  $U(\mathbf{r})$  为遮蔽函数;  $p(h_x, h_z)$  为斜率 ( $h_x, h_z$ ) 的概率密度函数,  $P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}^i | \mathbf{n})$  定义为某点表面  $\mathbf{n}$  同时被照射和观察到的概率

$$P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}^i | \mathbf{n}) = P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}^i | \mathbf{n}_i) S(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{n}) S(-\mathbf{n}^i \cdot \mathbf{n}) \quad (6)$$

$\mathbf{n}_i$  为镜向点单位矢量

$$\mathbf{n}_i = (\mathbf{n}' - \mathbf{n}^i) / |\mathbf{n}' - \mathbf{n}^i| = \mathbf{v} / \nu \quad (7)$$

$S(\cdot)$  为阶跃函数,反映粗糙表面的遮蔽作用。

表面高度  $h$  作为一随机变量,则其特征函数及联合特征函数可表达如下,

$$\chi(\nu_y) = \langle \exp(i\nu_y h) \rangle = \exp(-\nu_y^2 \langle h^2 \rangle / 2) \quad (8a)$$

$$\chi_2(\nu_y, -\nu_y) = \langle \exp[i\nu_y(h-h')] \rangle = \exp[-\nu_y^2 \langle h^2 \rangle - \langle hh' \rangle] \quad (8b)$$

式中  $\langle hh' \rangle$  为表面高度  $h$  的自相关函数。

为较方便地处理粗糙表面,使数值计算得以适当地简化,可将粗糙表面分解为表面  $h_F$  和表面  $h_R$  则有

$$h = h_F + h_R \quad (9)$$

其中表面  $h_F$  对应波长较长的涌浪波高,它满足 Kirchoff 近似条件和深度相位调制条件;表面  $h_R$  对应纹波的波高,迭加在涌浪波之上,与海面阵风有关。于是粗糙表面总散射系数为表面  $h_F$  和  $h_R$  的散射系数加权和

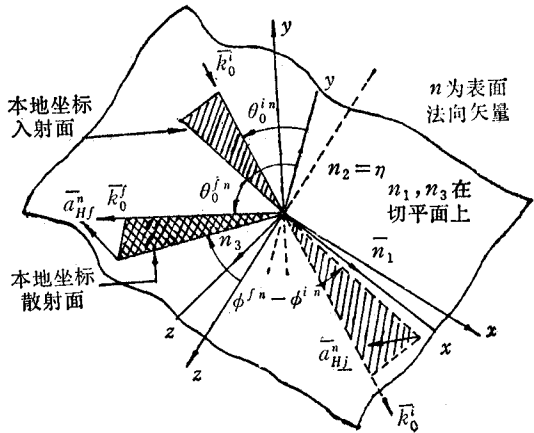


图 1 本地坐标系中的人射平面和散射平面

$$\langle \sigma^{PD} \rangle = |\chi^R(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_i)|^2 \langle \sigma_{00}^{PD} \rangle + \langle \sigma^{PD} \rangle_R \quad (10)$$

式中  $\chi^R(\mathbf{v} \cdot \mathbf{n}_i) = \chi^R(\mathbf{v})$  是表面  $h_R$  的特征函数,  $\langle \sigma_{00}^{PD} \rangle$  为表面  $h_R$  的镜向散射系数; 第二项  $\langle \sigma^{PD} \rangle_R$  是表面  $h_R$  的散射系数

$$\langle \sigma^{PD} \rangle_R = \sum_{m=1}^m \langle \sigma^{PD} \rangle_{R_m} \quad (11a)$$

式中

$$\begin{aligned} \langle \sigma^{PD} \rangle_{R_m} = & 4\pi k_0^2 \int \frac{|D^{PD}|^2 P_2(\mathbf{n}', \mathbf{n}' | \mathbf{n})}{\mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\alpha}_y} \\ & \times \exp(-\nu, \langle h_R^2 \rangle) \left(\frac{\nu_y^2}{2}\right)^{2m} \frac{W_m(\nu_x, \nu_z)}{m!} p(h_x, h_z) dh_x dh_z \end{aligned} \quad (11b)$$

其中  $\nu_x, \nu_y, \nu_z$  为  $\mathbf{v}$  在本地坐标系中(如图 1 所示)的分量

$$\mathbf{v} = \nu_x \mathbf{n}_1 + \nu_y \mathbf{n}_2 + \nu_z \mathbf{n}_3 \quad (12a)$$

$$\mathbf{n}_1 = (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\alpha}_x) / |\mathbf{n} \times \boldsymbol{\alpha}_x|, \quad \mathbf{n}_2 = \mathbf{n} \quad (12b)$$

函数  $W_m(\nu_x, \nu_z) / 2^{2m}$  为  $\langle \langle hh' \rangle \rangle^m$  的两维 Fourier 变换,

$$\begin{aligned} \frac{W_m(\nu_x, \nu_z)}{2^{2m}} &= \frac{1}{(2\pi)^2} \int \langle \langle hh' \rangle \rangle^m \exp[i\nu_x \bar{x}_d + i\nu_z \bar{z}_d] d\bar{x}_d d\bar{z}_d \\ &= \frac{1}{2^{2m}} W_{m-1}(\nu_x, \nu_z) \otimes W_1(\nu_x, \nu_z) \end{aligned} \quad (13)$$

很明显,  $W_1(\nu_x, \nu_z)$  为表面  $h_R$  的波高谱函数。

### 三、海面波高谱的重建

在这一节中, 首先以 Pierson-Moskouity 多项式为基本模型, 提出海面波高谱的模型, 设各向同性波高谱为

$$W_T(\nu_x, \nu_z) = \begin{cases} Ck^4 / (k^2 + G^2)^4 & k \leq k_c \\ 0 & k > k_c \end{cases} \quad (14)$$

式中  $k = (\nu_x^2 + \nu_z^2)^{1/2}$  为波谱的波数, 截止波数  $k_c = 12 \text{ cm}^{-1}$ ; 模型中已给定了参数  $G = (335.2\nu^4)^{-1/2}$ , 参数  $C$  与海面风速  $\nu$  及工作频段有关.  $\text{cm}$  波段波长与纹波的波长相比拟, 故一般利用散射计来测量海面风速选用的工作频率往往在  $\text{cm}$  波段, 在此尝试重建在  $\text{cm}$  波段内反映海面风场的波高谱模型。

海面波高的分解可通过波高谱的裂变来进行, 裂变波数  $k_d$  由下式决定 (令  $\beta = 4k_c^2 \cdot \langle h_R^2 \rangle = 1.0$ )

$$\langle h_R^2 \rangle = \int_0^{2\pi} \int_{k_d}^{k_c} \frac{W_T(k)}{4} k dk d\phi \cong \left(\frac{\pi}{4}\right) C \left[ \frac{1}{k_d^2} - \frac{1}{k_c^2} \right] \quad (15)$$

于是

$$k_d = \left[ \frac{\pi k_c^2 C}{4k_c^2 \langle h_R^2 \rangle + \pi C} \right]^{1/2} \quad (16)$$

表面  $h_p$  的均方斜率则为

$$\begin{aligned}\sigma_{ps}^2 &= \langle h_{ps}^2 \rangle = \int_0^{2\pi} \int_0^{k_d} \frac{W_T(k)}{4} k^3 dk d\phi \\ &\cong \left(\frac{\pi}{4}\right) C \left[ -\frac{11}{6} + \ln\left(\frac{k_d^2 + G^2}{G^2}\right) \right]\end{aligned}\quad (17)$$

在推导(15)和(17)式时, 设  $k_d \gg G$ , 一般情况下总能成立.

考虑后向散射系数, (10)式中镜向点后向散射系数为

$$\langle \sigma_{\omega}^{p\theta} \rangle_B = \delta_{p\theta} |R_{10}^p|^2 \frac{\sec^4 \theta_0}{\sigma_{FL}^2} \exp\left(-\frac{\tan^2 \theta_0}{\sigma_{FS}^2}\right)\quad (18)$$

式中  $R_{10}^V = (k_0 \epsilon_1 - k_1 \epsilon_0)/(k_0 \epsilon_1 + k_1 \epsilon_0)$ ,  $R_{10}^H = (k_0 \mu_1 - k_1 \mu_0)/(k_0 \mu_1 + k_1 \mu_0)$  而表面  $h_R$  的后向散射系数为若干子项之和.  $\langle \sigma^{p\theta} \rangle_{R_1}$  与  $W_T(k)$  ( $k \geq k_d$ ) 波谱有关.  $W_m(v_x, v_z)$  ( $m = 2, 3, \dots$ ) 可以用两维卷积的方法得到, 然而两维 Fourier 正反变换获得  $W_m(v_x, v_z)$  将使得计算时间大大缩短. 兼顾计算精度和时间, 还需要适当地选择  $\beta$  值, 在  $\beta = 1.0$  时, 可取

$$\langle \sigma^{p\theta} \rangle_R = \langle \sigma^{p\theta} \rangle_{R_1} + \langle \sigma^{p\theta} \rangle_{R_2}\quad (19)$$

该式已满足一般的计算精度<sup>[9]</sup>

由于海面风速对波高的影响, 海面波高谱随海面风速的变化而改变. 通过波高谱(14)式, 利用上述公式可以估算对应不同风速的海面后向散射系数. Jones 等人<sup>[6]</sup>作了机载平台的航空遥感实验, 提供较为完整的海面散射系数数据, 测得了不同风向的海面微波后向散射系数, 图 2 表明了实际海面后向散射系数与风向有关. 在某一入射角时, 逆风要比顺

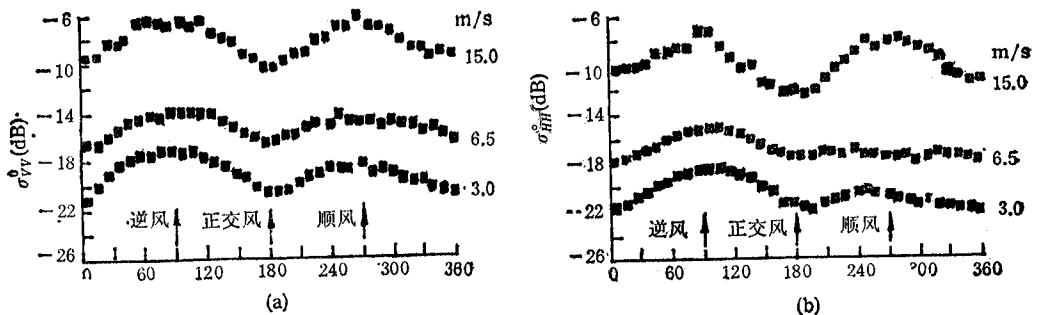


图 2 30° 入射角测得各向异性散射特征

(a) 垂直极化

(b) 水平极化

风的后向散射系数略大些, 而正交风向的后向散射系数最小, 散射系数与方位角基本成正弦关系. 为了使问题适当简化, 这里提出的波谱是无方向性的, 仅反映海面风速这一主要影响因素. 因此在数据匹配过程中(如图 3 所示), 我们以不同方向散射系数的实验平均值为匹配数据, 得到波高谱参数  $C$  与海面风速的逼近关系, 参数  $C$  的选择见表 1.

表 1 参数 C 的选择

| 风速 $v(m/s)$ | 3.00                   | 6.50                   | 13.47                  |
|-------------|------------------------|------------------------|------------------------|
| 参数 C        | $1.464 \times 10^{-3}$ | $2.992 \times 10^{-3}$ | $6.239 \times 10^{-3}$ |

按最小二乘原理用线性函数逼近参数 C 与风速  $v$  的函数关系得

$$C = 4.574 \times 10^{-4}v + 6.276 \times 10^{-5} \quad (20)$$

代入(14)式,可得反映海面风场的波高谱模型.

从理论上讲,上述公式描述海面散射是以粗糙表面连续可导这一条件为前提.但实际上存在一定的限制.当风速达到一定程度(一般  $v > 15m/s$ )时,海面碎浪、泡沫的存在

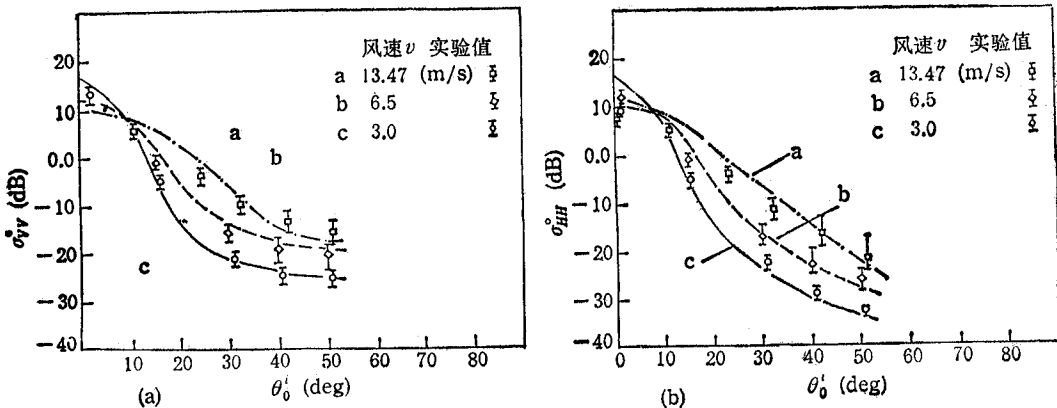


图 3 后向散射系数估算值与实验值匹配

(a) 垂直极化 (b) 水平极化

破坏了这一理论假定前提<sup>[10]</sup>,因此一般以风速 15m/s 为限,在风速较小的情形可作上述分析.另外,从海面波浪与风能相互作用来看,风场风速较大时,风能大部分传递给长波的涌浪,并没有使得纹波波高随风速增长而进一步增加,所以纹波对后向散射的贡献趋于饱和.因此在风速较大时,理论计算值与实验值有较大的差别.

#### 四、结果与讨论

上节我们已经得到了 cm 波段反映海面风场的波高谱(如图 4 所示).根据该海面波高谱模型,用全波法估算了海面不同风速对应的海面后向微波散射特性,散射系数与海面风速的关系如图 5 所示,以入射角为参变量,分别对应不同极化方式.利用这一理论结果,为遥感海面风场提供了判读的理论依据.为了验证海面波高谱模型的正确性及遥感风速的可行性,引用文献[11]的实例,3.2cm 散射计测得海面散射系数,垂直入射时,  $\sigma^0$  为 +14dB,入射角  $30^\circ$  时,  $\sigma^0$  为 -21dB,以及入射角  $50^\circ$  时,  $\sigma^0$  为 -25dB.根据理论估算的结果(见图 5(a)),判读风速为 3.0—4.0m/s,取均值 3.4m/s,用风速计常规测得风速约为 4m/s.若测得不同风向的散射系数后,利用图 5(a)的结果也可得到风速估算值.由 6.5m/s 风速的散射系数实验值<sup>[8]</sup>,可从逆风、顺风和正交风向的散射系数得到风

速估值分别为 7.8m/s、7.4m/s 和 5.53m/s,取其均值为 6.83m/s. 上述例子表明理论得到的风速与实测值是基本相符合的,因此重建的波高谱是能正确反映海面风场的变化. 风速估值与实测值有 5%—20% 的误差,其主要原因在两方面: 第一,在理论上很难全面描述海况,在建立波高谱模型时忽略了诸如洋流、大气条件等因素,并设为各向同性波高谱; 第二,海面散射系数实测值有误差存在,有限的取样数允许数据在一定范围内起伏,作为匹配数据会使模型存在偏差. 验证表明,在遥感海面风场时,只要有了正确的海面波高谱,就可减少实测数据库存量,而利用有限的实测数据和理论结果进行比较就能准确地确定海面风速,这就避免了大量测取海面散射数据才能确定海面风场的情况,而实验数据也不可能覆盖所有可能出现的海况,因此本文讨论的理论模型是适用于遥感海面风场的.

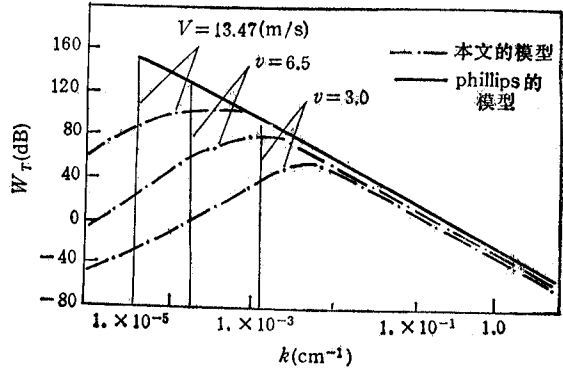


图 4 海面波高谱

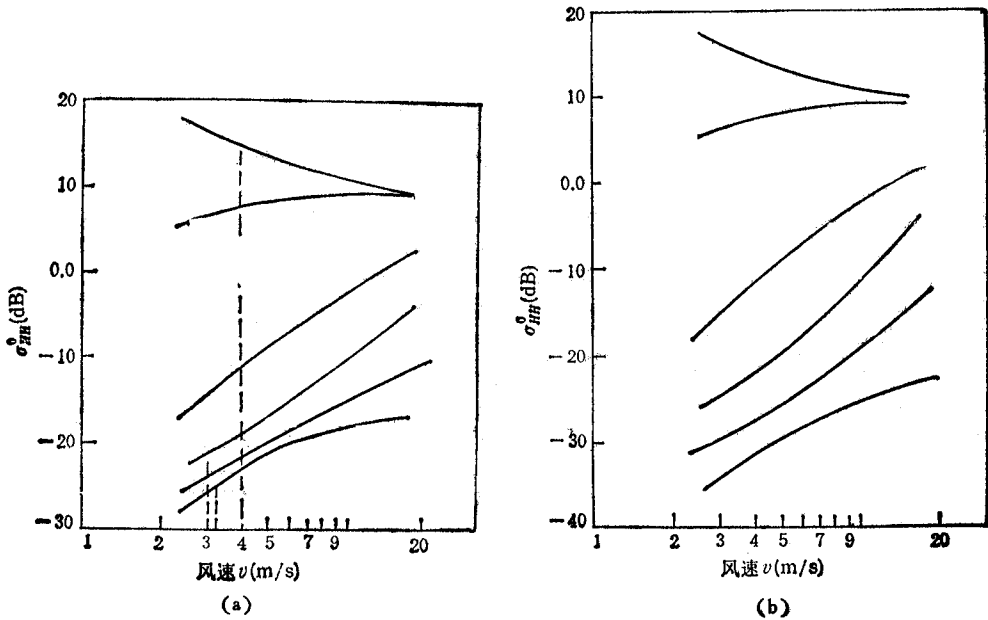


图 5 后向散射系数与风速的对应关系

(a) 垂直极化 (b) 水平极化

本文所建立的波谱模型与 Phillips<sup>[6]</sup> 通过观察得到的经验波谱(如图 4 所示)

$$W(k) = \begin{cases} \frac{2 \times 10^{-2}}{\pi k^4} & k > g/v^2 \\ 0 & k < g/v^2 \end{cases} \quad (21)$$

(式中  $g$  为重力加速度)比较,可以发现,对应不同海面风场两者都有一致的规律,其差别仅在经验波高谱中能量分布存在着突变,这与实际海面能量分布很难相符,而重建的波高

谱不存在这一缺点。

综上所述,利用微波后向散射特性能够较好地重建海面波高谱,在理论上提供了一条用散射特性来研究海面波高谱的途径。

## 五、结 束 语

反映海面风场的海面波高谱的建立,为确定散射系数与风速之间的关系带来很大的方便,为海面微波遥感风场提供了理论判读依据。cm 波段微波散射系数随着风速的增大而趋于饱和,对风速变化的敏感度下降,因此微波遥感仅限于较小风场的海况。一般在  $v < 15\text{m/s}$  范围,理论能正确解释海面散射系数与风速之间的对应关系。本文没有讨论具有方向性的波高谱,同时也忽略了洋流和大气等因素对波谱的影响,因此要提高理论的精确性,减小理论与实际的偏差,必须进一步考虑这些因素。

作者曾蒙张毓昆教授和王湖庄副教授的指导,在此表示感谢。

## 参 考 文 献

- [1] D. D. Crombie, *Nature*, 175(1955), 681—682.
- [2] D. E. Barrick, A-AP International Symposium Digest, New York, 1971, pp. 194—197.
- [3] K. Hasselman, *Nature*, 229(1971), 16—17.
- [4] J. W. Wright, *IEEE Trans. on AP*, AP-14(1966), 749—754.
- [5] Willard J. Pierson, Jr., Leo. J. Tick, L. Baer. 1966 Symp. Naval Hydrodynamics. Washington D. C. ACR-136, 530—532.
- [6] O. M. Phillips, *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Univ. Press, London and New York, 1980.
- [7] Dennis B. Trizna, et al., *IEEE Trans. on AP*, AP-25(1977), 4—11.
- [8] W. L. Jones, et al., *IEEE Trans. on AP*, AP-25(1977), 52—61.
- [9] E. Bahar, et al., *IEEE Trans. on AP*, AP-31(1983), 698—709.
- [10] 吴坚, *电波科学学报*, 1(1986)3, 32—42.
- [11] 沙兴伟等, *海洋学报*, 3(1981)2, 218—225.

## REBUILDING THE SEA WAVE HEIGHT SPECTRUM USING MICROWAVE SCATTERING CHARACTERISTICS

Wu Jian

(Zhejiang University, Hangzhou)

**Abstract** The microwave back-scattering characteristics are numerically analysed by the electromagnetic scattering theory, and the sea wave height spectrum that reflects the wind field is rebuilt by comparing the calculated data with some experimental data which are measured by airborne scatter. According to the wave height spectrum, the relationship between the back-scattering coefficients and wind speeds can be obtained. Once the back-scattering coefficients of sea surface are measured, thus the wind speeds on sea surface can proximally be determined. It is useful for the microwave remote sensing in ocean.

**Key words** Radio oceanography; Remote sensing; Microwave scattering characteristics