破碎波统计及其在上层大洋动力学中的应用

袁业立 华 锋 潘增弟

(国家海洋局第一海洋研究所, 青岛)

Norden E. Huang

(美国国家航空和航天局戈达德航天飞行中心)

Chi-Chao Tung

(美国北卡罗来纳州州立大学)

摘 要

在改进了的破碎波统计模型的基础上, 本文导出了单位时间海波破碎面积比、体积率和能量损耗率等重要统计量。观测事实表明, 在高海况情况下, 海气交换的控制机制是机械的海波破碎过程。从这一点出发, 经过物理和量纲上的考虑, 我们计算了白冠覆盖率、切向动量通量、水汽通量以及表层湍动度等上层大洋动力学的主要参数。理论结果都能与现有的实测结果一致。这对于改进对海气交换过程的认识以及海气相互作用的模拟都有重要意义。

关键词: 破碎波, 白冠覆盖率, 交换通量

一、引 论

海波的破碎将在海面引起一系列极复杂的现象。由破碎而被抛出海面的水体, 将空气卷入海表层, 形成水面的泡沫和水中的气泡云, 所组成泡沫和气泡云的气泡在其寿命期限内形成海面白冠。与平静的海气界面截然不同, 这种白冠使海表层几乎成为微波和声波辐射的黑体。因此, 白冠覆盖率是一重要的海洋遥感物理参数。

另一方面, 分析 Ремецова 1972 年所提供的 9 个天气船的统计资料(图 1)^[1], 我们可以发现, 与累积率为 20% 的大风(一般大于 15m/s) 相应的, 热通量累积率可达 40%, 动量通量累积率更可达 56%。这一事实清楚地说明, 高海况在大洋海气间动量、能量和物质交换过程中的重要地位。遗憾的是至今人们还很少对这些现象的物理实质作深入的观测和分析。事实

上,在强风作用下,波浪破碎不但在水面形成泡沫,在水中形成气泡云,也将水体抛出(吹出)波面,形成空气中的水雾。这时空气和海水间的界限几乎消失,形成一个密度的过渡区(统计地说)。动量、热量和物质诸通量正是由于这个过渡区的各种输运效应而大大增强了。

显然,波浪破碎是形成白冠和强交换,强混合过程的控制机制。通过我们的研究发现,在描述这些现象时,下列统计量起着重要作用: S_t : 单位时间内所生成的破碎面积比。 V_t : 单位时间内,单位海面上由破碎而被抛出的水体体积。 ε_t : 单位时间内,单位海面上由破碎而损耗的波动能量。

在本工作中我们将采用改进了的由 Yuan 1981 年^[2]所提出的破碎波统计模型,导出 S_t , V_t 和 ε_t 的表达式,并进一步根据物理和量纲讨论导出了白冠覆盖率、次表层湍流度和高海况条件下海面切向动量、热量和水汽诸通量等上层大洋动力学参数。

图 1 海气交换诸通量的年累积率(取自 Решесова 1972 年关于 9 个天气船资料的分析结果)
(1——风速累积率, 2——与风速相应的热通量累积率, 3——与风速相应的动量通量累积率)

二、模 型

为了计算破碎波的统计量, 首先必须给出合理的统计模型。为此首先让我们回顾一下破碎波统计学的发展过程。从 1848 年 Stokes 开始到 1963 年 Longuet-Higgins 的工作, 人们发现, Stokes 方程组所描述的波动有如下几个几乎是等价的破碎准则: (1) 波面(峰)水质点速度达到波速; (2) 波峰形成 120° 内角的尖顶; (3) 波高波长比接近 $1/7$; (4) 波面(峰)垂直加速度达到 $g/2$ (这里, g 表示重力加速度)。

1969 年 Longuet-Higgins^[3] 在极端窄谱的情况下, 采用上述第四条破碎准则, 经过一些粗糙的, 但似有道理的处理, 提出了他的破碎波统计模型

$$a \leqslant g/2\omega^2. \quad (1)$$

其中 a 为波振幅, ω 为波圆频率。对于一个正态分布的原始波场, 它计算了破碎波的能量损耗率。显然 Longuet-Higgins 的模型没有区别波峰与波谷, 在波峰的处理上也带有很大的人为性。即使这样, Huang 等^[4](1981)用他的结果来分析上层大洋的湍流度, 饱和度等动力特征时也得到许多定性合理的结果。

实际上海波是具有一定谱宽度的随机波动, 为了描述这种情况下的破碎波的统计特征, 我们直接采用破碎准则 (4) 式

$$\zeta'' \leqslant -g/2. \quad (2)$$

这样, 破碎波的统计模型可写成

$$\zeta_b = \zeta \left\{ - \left[\frac{g/2}{|\zeta''|} H(\zeta) + \frac{|\zeta''|}{g/2} H(-\zeta) \right] H(-g/2 - \zeta'') + H(\zeta'' + g/2) \right\}, \quad (3)$$

这里 $H(\cdot)$ 为 Heaviside 单位阶跃函数。如图 2 所示, 该模型表明, 破碎仅发生在原始波场 $\zeta(t)$ 的向下垂直加速度达到和超过 $-g/2$ 的地方; 破碎波面将按 $g/2$ 与局地加速度绝对值的比值缩小。

图 2 破碎波模型(3)式的示意图

与 Longuet-Higgins (1956) 一样, 对于一个正态的原始波动场 $\{\zeta(t), p(\zeta, \zeta' \dots)\}$, 当 ζ' 为某给定值 c 时, 对于单位时间内出现的事件 (ζ, ζ'') , 其联合概率分布应为:

$$P(\zeta, \zeta'' | \zeta' = c) = \frac{p(\zeta, \zeta' = c, \zeta'') | \zeta''|}{\iint_{-\infty}^{\infty} p(\zeta, \zeta' = c, \zeta'') | \zeta''| d\zeta d\zeta''}.$$

另外, 单位时间内, $\zeta' = c$ 的出现次数 $N(c)$ 应为:

$$N(c) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(\zeta, \zeta' = c, \zeta'') | \zeta''| d\zeta d\zeta'',$$

而 $p(N)dN = p(c)dc$.

按全概率公式, 单位时间 (ζ, ζ'') 的总(对 ζ' 而言)作用联合概率分布应是

$$\begin{aligned} P_t(\zeta, \zeta'') &= \int_{-\infty}^{\infty} P(\zeta, \zeta'' | \zeta' = c) N(c) p(N) dN \\ &= \frac{| \zeta'' |}{4\pi^{3/2} (\mu_0 \mu_2 \mu_4)^{1/2} (1 - \rho^2)^{1/2}} \\ &\quad \cdot \exp \left\{ -\frac{1}{2(1 - \rho^2)} \left[\left(\frac{\zeta}{\mu_0^{1/2}} \right)^2 \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2\rho \frac{\zeta \zeta''}{\mu_0^{1/2} \mu_4^{1/2}} + \left(\frac{\zeta''}{\mu_4^{1/2}} \right)^2 \right] \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中 μ_i 为 $\zeta(t)$ 的第 i 阶谱矩, 而相关系数为

$$\rho \equiv \mu_2 / (\mu_0 \mu_4)^{1/2}. \quad (5)$$

三、 S_t , V_t 和 ε_t 的计算

考虑到海波的均匀性和平稳性, 按模型(3)式, 单位时间内生成的破碎面积比应是:

$$S_t = E_t \left\{ \frac{\iint H\left(-\frac{g}{2} - \zeta''\right) ds}{s} \right\} = E_t \left\{ H\left(-\frac{g}{2} - \zeta''\right) \right\}$$

$$= \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu_4}{\mu_2} \right)^{1/2} \frac{1}{2^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{a^2}{2} \right\}. \quad (6)$$

其中 $a = g/2\mu_2^{1/2}$, 具体计算由于篇幅从略。

类似地, 单位时间内, 由于波浪破碎而从单位海面上抛出的海水体积可计算如下:

$$\begin{aligned} V_t &= E_t \left\{ \frac{\iint_s (\zeta - \zeta_b) ds}{s} \right\} = E_t \{ \zeta - \zeta_b \} \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu_4}{\mu_2} \right)^{1/2} \frac{\mu_0^{1/2}}{2\pi^{1/2} a^2} \exp \left\{ -\frac{a^2}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (7)$$

用类似的方法我们可以计算, 单位时间内, 单位海面上因破碎而损耗的波动能量

$$\begin{aligned} \varepsilon_t &= E_t \left\{ \frac{\iint_s \rho g |\zeta^2 - \zeta_b^2| ds}{s} \right\} = E_t \{ \rho g |\zeta^2 - \zeta_b^2| \} \\ &\approx \frac{1}{2\pi} \left(\frac{\mu_4}{\mu_2} \right)^{1/2} \frac{\rho g \mu_0}{2^{1/2} a^2} \exp \left\{ -\frac{a^2}{2} \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

按 Wallops 谱^[5]可知

$$\mu_i = \mu_0 n_0^4 \left(\frac{m}{4} \right)^{1/4} \frac{\Gamma[(m-i-1)/4]}{\Gamma[(m-1)/4]}, \quad (9)$$

其中

$$\begin{aligned} m &= \left| \frac{\log(\frac{2^{1/2}\pi\mathbb{S})^2}{\log 2}} \right|, \quad \mathbb{S} = \frac{H_i}{\lambda_0}, \quad H_i^2 = \mu_0, \\ K_0 &= \frac{2\pi}{\lambda_0}, \quad n_0^2 = gK_0 \end{aligned} \quad (10)$$

$\mathbb{S}$ 为特征波陡, H_i 为均方波高, λ_0 为特征波长, K_0 为特征波数, n_0 为特征频率, $\Gamma(\cdot)$ 为伽玛函数。一般讲 m 可认为是 $\mathbb{S}$ 的弱变函数, 这样:

$$\begin{aligned} \mu_4 &\approx \frac{\mu_0^2}{\mu_0} = \mu_0 n_0^4 \left(\frac{m}{4} \right)^{1/4} \frac{\Gamma^2[(m-3)/4]}{\Gamma^2[(m-1)/4]} \\ &= (2\pi g)^2 \left(\frac{m}{4} \right)^{1/4} \frac{\Gamma^2[(m-3)/4]}{\Gamma^2[(m-1)/4]} \mathbb{S}^2, \end{aligned}$$

所以

$$\begin{aligned} a^2 &= \frac{g^2}{4\mu_4} \\ &= \frac{1}{(4\pi)^2} \left(\frac{m}{4} \right)^{1/4} \frac{\Gamma^2[(m-1)/4]}{\Gamma^2[(m-3)/4]} \cdot \frac{1}{\mathbb{S}^2} = F/\mathbb{S}^2. \end{aligned} \quad (11)$$

将式 (11) 代入 S_t , V_t 和 ε_t 的表达式则可得:

$$S_t = \frac{1}{T_1 2^{1/2}} \exp \left\{ -\frac{F}{2\mathbb{S}^2} \right\}, \quad (12)$$

$$V_t \approx \frac{1}{T_1} \frac{H_i}{2\pi^{1/2}} \frac{\mathbb{S}^2}{F} \exp \left\{ -\frac{F}{2\mathbb{S}^2} \right\}, \quad (13)$$

$$\varepsilon_t \approx \frac{1}{T_1 2^{1/2}} \rho g H_1 \frac{\xi^2}{F} \exp \left\{ -\frac{F}{2\xi^2} \right\}. \quad (14)$$

在这些表达式中出现的是极大值间平均周期, $T_1 = (2\pi)^{-1}(\mu_1/\mu_2)^{1/2}$, 这与破碎总发生在极大值附近, 一个破碎事件总是在一个极大值之间的区间内完成的这一物理事实一致的。

四、应 用

1. 白冠覆盖率

破碎将空气卷吸到海表和次表层, 而形成泡沫和气泡云, 如图 3 所示的海面泡沫区——白冠, 是破碎的第一特征。形成白冠覆盖的泡沫有两种, 一种是破碎直接形成的海面泡沫, 另一部分是由气泡云上升到海面而形成的泡沫尾带。

因此, 要计算白冠的覆盖率, 必须知道单位时间内所产生的破碎面积比 S_t , 和被卷入气泡云最低层的气泡上升到海面所用的时间, t_b 。为了计算后者, 我们引入以下直观上尚有道理的假定:

(1) 气泡云卷入深度 h 与破碎水层的厚度成比例, 即

$$h = \gamma \frac{V_t}{S_t}. \quad (15)$$

(2) 气泡云中气泡上升的平均速度取为 β 。这样, t_b 可估计如下:

$$t_b = \frac{h}{\beta} = \frac{\gamma}{\beta} \frac{V_t}{S_t}. \quad (16)$$

白冠覆盖率则可写成

$$\begin{aligned} \omega &= S_t t_b = \frac{\gamma}{\beta} V_t \\ &= \frac{1}{T_1} H_1 \frac{\gamma}{2\pi^{1/2}\beta F} \xi^2 \exp \left\{ -\frac{F}{2\xi^2} \right\}. \end{aligned} \quad (17)$$

图3 白冠结构示意图

图4 特征波陡与风速关系拟合曲线

该式表明了白冠覆盖率与均方波高、特征波陡以及极大值间周期之间的函数关系。

图 4 所示的 ξ' 与风速之间的线性关系, 是根据 Donelon 1985 年的实验结果绘出的^[6]。同时考虑到 $T_1 \sim U$, $H_s \sim U^2$ 。这样, 以上理论结果可简化为:

$$\omega \sim U^2 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\}.$$

图 5 表明, 它与 Monohon (1981) 和 STREX 实验的结果

$\omega \sim U^n$ (其中 $n = 2.3, 2.1$) 是十分一致的。

2. 切向动量通量

海面大气一般通过两种方式向水体传输动量: (1) 切应力导致表面流, 虽然其脉动部分也导致海面波动, 但其作用远小于正压力^[7]; (2) 正压力脉动导致海面波动, 表面波动又因其非线性性, 而产生次级波流。

当强风作用于海面时, 情况发生了根本的变化, 破碎成了动量、能量和物质交换的主要机制。具有波速的破碎水体, 当它被抛出水面时, 被风进一步加速, 而达到 δU (其中 $c/U < \delta \leq 1$)。这部分水体的大部分将再落回水面, 而将其动量传给海流, 这样就形成了一个从风压到波动到流动的动量传递环, 其量值应为:

$$\tau = \rho V_i \delta U, \quad (18)$$

$$C_D = \tau / \rho_a U^2$$

$$= \frac{\delta \rho H_s}{2\pi^{1/2} \rho_a T_1 U} \frac{\xi'}{F} \exp \left\{ -\frac{F}{2\xi'} \right\}. \quad (19)$$

考虑到上述均方波高, 特征波陡和极值间周期与风速的实验关系, 由这个拖曳系数的函数关系可导得其与风速的关系为:

$$C_D \sim U \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\},$$

它与 Miller 1964 年在高海况情况下所作的实测结果十分一致 (见图 6)^[11]。

3. 水汽通量

在高海况下海气间水汽交换机制主要是机械的而不是热力学的。被交换的水体可以分为两部分: 一部分比例于破碎所抛出的体积: $\delta_i \rho V_i$ ($0 < \delta_i \leq 1$)。另一部分由白冠中气泡在海面破碎而被喷出的水珠组成, 它比例于白冠的覆盖率: $\rho \beta_i \omega$, 其中 β_i 表示单位面积白冠中因气泡破碎而在单位时间内喷出的水珠体积的平均值。这样, 水汽通量可写成

$$Q = \delta_i \rho V_i + \beta_i \rho \omega = \rho \left(\delta_i + \gamma \frac{\beta_i}{\beta} \right) V_i, \quad (20)$$

$$C_E = \frac{\rho(\delta_i - \gamma \beta_i / \beta)}{\rho_a 2\pi^{1/2} (q_{10} - q_s)} \frac{H_s}{T_1 U} \frac{\xi'}{F} \exp \left\{ -\frac{F}{2\xi'} \right\}. \quad (21)$$

图 5 白冠覆盖的理论曲线与 Monahan 的经验曲线之比较

$$\begin{aligned} (1) \quad & 1 - \frac{\omega}{\omega_{20}} = U^2 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\} / 20^2 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{20} \right\}; \\ (2) \quad & \frac{\omega_m}{\omega_{m,20}} = U^{2.3} / 20^{2.3} \end{aligned}$$

图 6 拖曳系数的理论曲线与实测数据的比较

(实测资料取自 Miller, 1964)

(1— $U \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\} / 20^2 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{20} \right\}$, 2—Miller(1964) 的观测值,

3—低风速情况下的经验曲线)

注意到,在强风作用下,海面近水层的温度,湿度垂直落差与风速的负 Q_1 次方成比例这一事实,以上水汽交换系数与均方波高,特征波陡和极值间周期的函数关系可简化为如下与风速的关系:

$$C_E \sim U^{1+Q_1} \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\},$$

$$C_E \sim U^{1+Q_1} \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\}$$

这也与 Okudo, Hayami 1959 年^[8]的实验结果(见图 7)一致。

4. 等价涡动粘性系数

我们以破碎波能全部转换成涡动能这一极端情况来估计涡动粘性系数, $\nu_e = \mu_e / \rho$, 的上界。这样我们有^[10]:

$$\epsilon_e = 2\mu_e g \int_0^\infty k' E(k) dk = 2\mu_e g M_1, \quad (22)$$

其中 M_1 为波数谱 $E(k)$ 的 i 阶矩,将(14)式代入上式则得

图 7 水气通量理论曲线与实测数据的比较

(实测资料取自 Okuda Hayami, 1969)

$$v_e = \frac{1}{8\pi^{1/2}U^{1/2}} \frac{H_s^2}{T_1 F} \exp \left\{ -\frac{F}{2\delta^2} \right\} \sim U^3 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\}, \quad (23)$$

它与风速的关系可写成

$$v_e \sim U^3 \exp \left\{ -\frac{\Delta}{U} \right\}.$$

五、结果和讨论

1. 在本文引入了作用概率分布的概念, 采用改进了的破碎波模型, 直接导出了具有单位时间意义的三个统计量: S_t , V_t 和 ε_t , 这些量主要依赖于风波场的如下统计量: 均方波高 H_s , 极大值间平均周期 T_1 和特征波陡 δ .

2. 通过这些量, 我们可以导出许多与上层大洋动力学有关的物理量, 如白冠覆盖率、等价湍流涡动系数、切向动量交换、热量交换和海气间水汽通量等。这些理论结果都与现有的实验结果一致。

这些物理量, 由于它本身的定义而具有广泛的应用前景。特别应当指出的是, 在贸易风的作用下, 一般在赤道大洋的西部海域形成上层热水的堆集, 加之在这个热水库的上空又都是热带风暴、台风等的发生地, 这种高海况更加强了这里本来就较活跃的海气间的交换。统计上说, 这种交换及其变异一定会影响到更长时间尺度乃至年际的海洋和大气环境条件的变化。任何较准确的海气相互作用的模拟研究都必须考虑海气间的强交换过程的影响。

3. 目前强风暴情况下的海气交换过程的观测和研究工作是与它的重要性不相称的。造成这种状况的原因可能是由于观测上的困难和物理机制较复杂。但我们仍认为如下几个问题是急待解决的: (1) 次表层湍动环境下气泡的运动规律, (2) 海面气泡的破碎机制以及与海面湍气流的相互作用, (3) 开展高精度的现场观测和实验测定。

参 考 文 献

- [1] Каменкович, В. М. и Монин, А. С., *Океанология*, Издательство «Наука», Москва, 1978.
- [2] Yuan, Y. L., *Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface*, Plenum publishing corporation, 1986.
- [3] Longuet-Higgins, M. S., *Proc. Roy. Soc.*, 1969, A310; 151—159.
- [4] Huang, N. et al., *Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean surface*, Plenum publishing corporation, 1981.
- [5] Huang, N. E. et al., *J. Fluid Mech.*, 112(1981), 203—224.
- [6] Donelon, M. A. and Hai, W. H., *Phil. Trans R. Soc.*, London, 1985, A315; 509—562.
- [7] Monahan, E. C. and Muircheartaigh, I. O., *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, 10: 2094—2099.
- [8] Okuda, S. and Hayami S., *Rec. Oceanogr. Works Japan*, 5(1959), 1: 6—13.
- [9] Phillips, O. M., *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Press, Cambridge, 1977.