

# 海气动量输送的飞沫效应

张 淮

(山东海洋学院)

海气界面在高风速的激励下,一般在界面上下形成二相混合层。在界面上方是主体空气和沫滴,而在界面下方则为主体海水和气泡。一般认为,风引起沫滴的机制可能有三,即:风切削波峰;波峰上的空气动力学吸引;以及海面气泡破碎。但据现有资料表明,海面产生沫滴的主要机制是气泡的破裂。由于一定速度的气流可以激起海波且使波峰倒塌,这时在波的背风面,相对于波为静止的空气则被卷入水中,因而出现气泡。当气泡浮升至海面上时,骤然爆裂,一方面凸部泡膜分裂为细小的膜滴;另一方面气泡凹部水面喷出较大的喷滴。鉴于膜滴极小且对海气动量的交换微不足道,因而我们仅对喷滴作一些分析说明。在静止空气中和低风速下,喷滴的运动及其在海气动量交换中的作用,目前已有不少研究。但对高风速下的情况则尚未研究,迄今仍然是一个空白。这是因为在高风速下喷滴的观测极其困难。我们认为在海气相互作用研究中,这是需要明确的问题。本文将对此进行一些探讨。

## 一、沫滴运动

如果沫滴在空气中的容积百分率极低,这就是说,沫滴直径同沫滴间的距离相比可忽略不计,那么我们就可以考虑单个沫滴而推论一般。一个喷滴在空气中的完整路径是以一定的初速从海面出发,当上升至最大高度后再下降返回海面。在沫滴往返的行程中,它必然受到风阻力和重力的影响,特别是在高风速下气流的阻力特别强烈。假定空气湿度很大而沫滴在飞行过程中质量保持不变,那么在湍流影响下沫滴的平均运动方程<sup>[10]</sup>可以写成

$$Du/Dt = (3/4)(\rho_a/\rho_w)(C_d/d)(U_z - u)|U_z - u| \quad (1)$$

$$Dw/Dt = - (3/4)(\rho_a/\rho_w)(C_d/d)w|w| - g \quad (2)$$

式中  $D/Dt$  是时间导数。 $u$  和  $w$  分别是沫滴的水平和铅直分速,这种分速已应用平均法滤去湍脉动。 $\rho_a$  和  $\rho_w$  分别是空气和海水密度, $d$  是水滴直径。 $C_d$  是沫滴的空气阻力系数。 $U_z$  是高度  $Z$  处大尺度运动水平风速。 $g$  是重力加速度。

为讨论便利计,假定沫滴呈圆球形状,那么沫滴空气阻力系数  $C_d$  随滴的雷诺数  $Re$  变化。这里  $Re = vd/\nu$ , 而  $v = [(U_z - u)^2 + w^2]^{1/2}$ ,  $\nu$  是空气运动学粘滞率。在不同雷诺数值范围内,滴阻力系数可以表示如下<sup>[7]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} \text{当 } Re < 0.5 \text{ 时 } & C_d = 24/Re \\ \text{当 } 0.5 < Re < 2 \text{ 时 } & C_d = (24/Re)(1 + 0.19Re) \\ \text{当 } 2 < Re < 800 \text{ 时 } & C_d = (24/Re)(1 + 0.15Re^{0.687}) \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

在近海气层中,风速廓线一般可用对数廓线来模拟。于是,在 10 米高度下  $Z$  高度处风速  $U_z$  可以用 10 米高度风速  $U$  表示。

$$U_z = U - (v_*/k) \ln(10/Z) \quad (4)$$

式中  $k$  是冯·卡曼常数且近似地取  $k = 0.4$ 。 $v_*$  是摩擦速度,我们采用下列经验式<sup>[3]</sup>:

$$\left. \begin{aligned} \text{当 } 0 < U \leq 25 \text{ 米/秒时 } v_* &= U[(1.2 + 0.025U) \times 10^{-3}]^{1/2} \\ \text{当 } 25 < U < 60 \text{ 米/秒时 } v_* &= U(0.073U \times 10^{-3})^{1/2} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

在解(1)和(2)式的过程中,重复运算下述第  $n$  次步骤: 1. 由(4)式算出  $(U_z)_n$ ; 2. 计算沫滴雷诺数  $Re_n = (d/\nu)\{[(U_z)_n - u_n]^2 + w_n\}^{1/2}$ ; 3. 由(3)式确定滴阻力系数  $C_d(Re_n)$ ; 4. 按(1)和(2)计算滴的加速度  $(Du/Dt)_n$  和  $(Dw/Dt)_n$ ; 5. 计算第  $n+1$  次滴的分速,  $u_{n+1} = u_n + \Delta t(Du/Dt)_n$  和  $w_{n+1} = w_n + \Delta t(Dw/Dt)_n$ ; 6. 确定飞沫的纵横坐标,  $x_{n+1} = x_n + \Delta t(u_{n+1} + u_n)/2$  和  $Z_{n+1} = Z_n + \Delta t(w_{n+1} + w_n)/2$ 。

现在,我们取参数:  $\rho_a = 1.3 \times 10^{-3}$  克/厘米<sup>3</sup>,  $\rho_w = 1.0$  克/厘米<sup>3</sup>,  $g = 980$  厘米/秒<sup>2</sup>, 时间步长  $\Delta t = 0.05$  秒。喷滴的典型平均直径  $d = 3 \times 10^{-2}$  厘米, 而平均初速  $u_0 = 0$  和  $w_0 = 3 \times 10^2$  厘米/秒<sup>[10]</sup>。

应该指出,一般沫滴脱离水面的分速因沫滴产生机制的不同而有所不同。如上所述沫滴的生成基本分两类。当沫滴直接从波峰顶分离时,应有较大的水平分速和较小的铅直分速;当沫滴因气泡破裂而产生时则有较小的水平分速和较大的铅直分速。现在依据大量资料<sup>[2]</sup>,沫滴产生机制主要是气泡破裂。当气泡凹部水面升起随风速增大的小水柱时,则从水柱顶部跃出喷滴。显然,喷滴应有较小水平分速而铅直分速很大。因此,我们取喷滴的水平分速为零。

我们应用上述步骤和参数对 10 米高度风速  $U = 5, 10, 15, 20, 25, 30, 40, 50, 60$  米/秒分别计算出  $u, w, x, z, U_z$  和  $Re$  的连续时刻的值。当出现  $Z_n = 0$  时表示飞沫落入海面,同时取该时刻的水平分速为沫滴的水平终速  $u_f$ 。

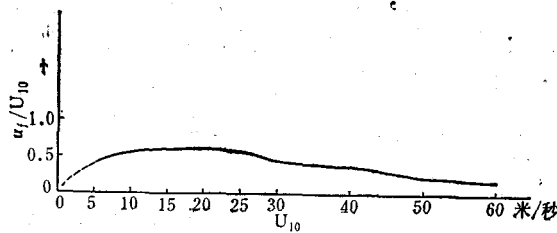


图 1 飞沫标准化水平终速与 10 米高度风速的关系

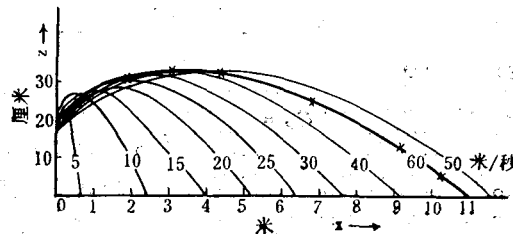


图 2 喷滴在不同 10 米高度风速下的飞行轨迹

现在,如果把计算出的  $u_f$  以相应 10 米高度风速  $U$  除之,则得到标准化风速值  $u_f/U$ 。显然,标准化风速依赖于 10 米高度风速。由图 1 可知,标准化风速在低风速下随风速增大;但在高风速下随风速减小。

在图 2 中,我们绘出喷滴在 10 米高度不同风速下的飞行轨迹。从该图可以看到,喷滴飞行的最大水平和铅直距离随 10 米高度风速增加而增大。应该指出,在  $U = 60$  米/秒的情况下,飞沫的最大水平距离和最大上升高度相对于  $U = 50$  米/秒的情况有些偏低。这是因为在计算中出现一次雷诺数值大于 800,我们不适当地仍然应用(3)式的第三式的原故。

## 二、飞沫动量通量

喷滴跃出海面时刻的水平分速如果为零,而落进海水时刻的水平分速却变成  $u_f$ ,因此,任一喷滴必须把在空气中获得的水平动量转交给海水。于是,该喷滴在落入海面时刻的水平动量可以表示成

$$M_i = (\pi/6)\rho_w d_i^3 u_{fi} \quad (i = 1, 2, 3, \dots),$$

式中  $M$  是沫滴落水时刻的水平动量,下标  $i$  指某一飞沫。

如果引进直径为  $d_i$  的喷滴铅直通量  $j_i$ ,即单位面积海面在单位时间内喷出飞沫的粒数,因而,某一飞沫传递给海水的动量通量  $\tau_i$  可以表示为

$$\tau_i = M_i j_i = (\pi/6)\rho_w d_i^3 u_{fi} j_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots),$$

因此,所有不同直径的飞沫的总动量通量  $\tau_d$ ,即飞沫切应力可以求和式表示为

$$\tau_d = \sum_i \tau_i = (\pi/6)\rho_w \sum_i d_i^3 u_{fi} \Delta j_i \quad (i = 1, 2, 3, \dots),$$

式中  $\Delta j$  是喷滴铅直通量随直径变化的增量。

如果取喷滴平均直径  $d$  和相应水平终速  $u_f$ ,则飞沫切应力近似地表示成

$$\tau_d = (\pi/6)\rho_w d^3 u_{f0} \quad (6)$$

为确定喷滴的平均铅直通量  $j$ ,依据实测资料<sup>[8,9]</sup>,当 10 米高度风速小于和等于 8 米/秒时,喷滴铅直通量为零;当 10 米高度风速处于  $15 \leq U \leq 23$  米/秒范围内,该铅直通量与  $\exp\{0.4U\}$  成正比;当 10 米高度风速在其余范围内,我们则假设铅直通量是这种风速的线性函数。于是,我们可以导出喷滴铅直通量与 10 米高度风速的函数关系式。

$$\left. \begin{aligned} \text{当 } 0 < U \leq 8 \text{ 米/秒时 } & j = 0; \\ \text{当 } 8 < U \leq 15 \text{ 米/秒时 } & j = \frac{j_{10} - j_8}{2} (U - 10) + j_{10}; \\ \text{当 } 15 < U \leq 23 \text{ 米/秒时 } & j = j_{15} \exp\{0.4(U - 15)\}; \\ \text{当 } 23 < U < 60 \text{ 米/秒时 } & j = \frac{j_{23} - j_{15}}{8} (U - 23) + j_{23}. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

式中  $j$  的右下角的数值指示相应 10 米高度处的风速值。由(7)式可知,在 10 米高度风速的整个范围内的  $j$  值,但必须首先从实测资料给出  $j_{10}$ 。但我们也可以从飞沫应力  $\tau_d$  与风应力  $\tau_w$  之比推算出来。如众周知,当 10 米高度风速  $U = 10$  米/秒时,飞沫应力与风应力之比值约等于 0.01<sup>[6]</sup>。因此,依据这个比值同时应用(5)和(6)式,我们可以得到  $j_{10} \approx 2.66$  粒/(厘米<sup>2</sup>·秒)。这样,把  $j_{10}$  值代入(7)式便能推算出 10 米高度各风速下的喷滴铅直通

量。

如果把(7)式所得不同  $i$  值代入(6)式,则求得 10 米高度风速下的相应飞沫应力。现在,将计算结果列表于下:

10 米高度处风速 $U$ (米/秒)	5	10	15	20	25	30	40	50	60
飞沫应力 $\tau_d$ [克/(厘米 <sup>2</sup> ·秒)]	0	0.02	0.11	1.09	5.70	8.13	15.20	20.00	20.44
风应力 $\tau_a$ [克/(厘米 <sup>2</sup> ·秒)]	0.7	2.1	4.7	8.3	13.0	25.5	62.9	117.0	208.0
飞沫与风应力之比	0	0.01	0.02	0.13	0.43	0.32	0.24	0.18	0.10

表中风应力  $\tau_a = \rho_a v_*^2$  由(5)式计算而得出。由上表可以说明,在 10 米高度风速大于 15 米/秒的高风速下,飞沫应力有不可忽略的影响。在该风速为 25 米/秒时,飞沫应力值可达风应力值的十分之四强。虽然当风速从 25 米/秒开始增大而飞沫应力的相对值有所降低,但 10 米高度风速为 60 米/秒时仍占风应力的十分之一。

### 三、海气整体输送系数

以上分析表明,在海气界面附近,高风速下飞沫引起的水平动量交换也是不可轻视

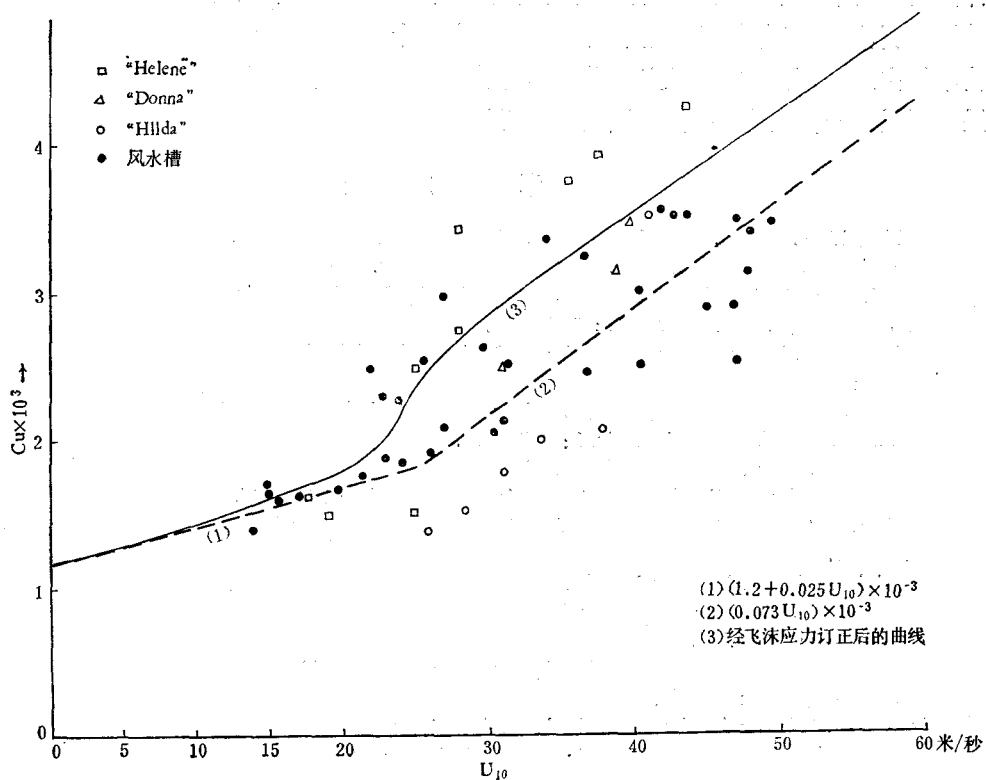


图 3 高风速下海气整体输送系数

的,如众周知,风产生的海面总应力 $\tau_0$ ,除了包含肤皮摩擦阻力和波形阻力之外<sup>1)</sup>,在高风速下还应该计入飞沫应力。由于肤皮摩擦阻力和波形阻力通常统以风应力 $\tau_a$ 表示,因而海面总应力 $\tau_0$ 可以表示为

$$\tau_0 = \tau_a + \tau_d.$$

如果该式以10米高度风速 $U$ 的平方和空气密度的乘积除之,那么可得经修正的海气整体输送系数 $C_u$ ,即海面阻力系数,

$$C_u = (\tau_a + \tau_d)/(\rho_a U^2). \quad (8)$$

现在,依据高风速下较完整的资料,以及我们考虑飞沫效应所作的估计作出图3。图3表示海面阻力系数随10米高度风速的变化。其中也绘入了高风速下风浪槽实验资料<sup>[4]</sup>;对巨风“Helene”,“Donna”<sup>[5]</sup>和“Hilde”<sup>[4]</sup>作动量收支所得结果;图中的折线是(5)式的图形,曲线是考虑飞沫效应对(5)式图形所作的修正。

#### 四、结 语

海气界面在风的激发下产生海波和气泡。总结现有资料可以认为,沫滴产生的主要机制是气泡破裂。其中喷滴在传输动量过程起着重要作用。因为喷滴较大在其飞行的路程中从风中取得了可观的能量,并且在落入海面时把这种能量传输给海水。为了分析简便,可以利用圆球形小滴在空气中运动的控制方程,和近海层对数风廓线以及有关参数确定飞沫的轨迹和落水终速。由于假定喷滴的水平初速为零,故直接可用飞沫的水平终速估计沫滴的落水水平动量。因而在给定喷滴铅直通量的条件下就可以求得飞沫应力。计算结果表明,飞沫应力在高风速下其值在风应力的十分之一以上。因此,飞沫在海气动量传输中的作用不可低估。为了实际应用,我们在海面阻力系数中计入了飞沫效应。这个结果可用以进一步研究海气相互作用等问题。

#### 参 考 文 献

- [1] Hawkins, H. F. and D. T. Rubsam, 1968. Hurricane Helda, 1964: II. Structure and budgets of the hurricane on October 1, 1964. *Monthly Weather Rev.* 96: 617—636.
- [2] Hayami, S. and Y. Toba, 1958. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface (I). *J. Oceanogr. Soc. Japan* 14: 145—150.
- [3] Kondo, J., 1975. Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteorol.* 9: 91—112.
- [4] Kunishi, H. and N. Imasato, 1966. On the growth of wind waves by high-speed wind flume. *Ann. Disas. Prev. Res. Inst. Kyoto Univ.* 9: 667—676.
- [5] Miller, B. I., 1966. Energy exchanges between the atmosphere and the ocean. American Society for Oceanography Publication No. 1, Hurricane Symposium 134—157.
- [6] Monahan, E. C., 1968. Sea spray as a function of low elevation wind speed. *J. Geophys. Res.* 73: 1127—1137.
- [7] Raudkivi, A. J., 1976. Loose boundary hydraulics. 2nd ed., Pergamon, New York.
- [8] Toba, Y., 1959. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface (II). *J. Oceanogr. Soc. Japan* 15: 121—130.
- [9] ———, 1962. Drop production by bursting of air bubbles on the sea surface (III). *J. Meteorol. Soc. Japan* 40: 63—64.
- [10] Wu, J., 1979. Spray in the atmospheric surface layer: review and analysis of laboratory and oceanic results. *J. Geophys. Res.* 84: 1693—1704.

1) 参见海洋科技资料, 1979, 3。

## EFFICIENCY OF SPRAY IN SEA-AIR MOMENTUM TRANSFER

Zhang Huai

(*Shandong College of Oceanology*)

### ABSTRACT

Jet droplets produced by bursting bubbles at the sea surface are analyzed. The droplet is considered to be vertical by its parent and moves horizontally by the wind. The moving equations of the droplet in both the horizontal and the vertical directions are expressed and the logarithmic wind profiles in the atmospheric surface layer are used. The motions of the droplet under various wind velocities are calculated. The results are the travel distance and the final horizontal velocity of the droplet, which is the velocity the droplet reenters the sea surface. From the available data on spray production by wind, the vertical flux of jet droplets is related to the wind speed at the 10 m height. The momentum of a droplet reentering the sea surface and then the mean momentum of droplets are obtained. Consequently, the spray stress is also calculated. For practical purposes, the total stress can be modified by the spray stress.