

破波与海面粗糙长度的关系

徐 德 伦

(山东海洋学院, 青岛)

提要 通过对实验室风浪的测量, 找出了波面跳跃高度 $\bar{J}_h$ 与水面粗糙长度 z_0 的经验关系, 从而经验地揭示了 z_0 的物理和几何意义。又利用 z_0 与 $\bar{J}_h$ 的经验关系, 将海面上风廓线对数律改写为更具有实用意义的形式。

海面波浪的破碎使海面阻力极显著地增大, 比如, 在 4.3 及 5.9 m/s 风速下, 出现破波时的波面阻力分别为无破波时的 49 及 44 倍^[1]。Banner 和 Melville^[4] 对这一问题作了合理的物理解释。他们证明: 在随波移动的参考系中, 产生气流自波面分离的条件是波面出现“停滞”点, 这个条件就是波面的破碎。由此, 他们得出结论: 风波的破碎必伴有波面上的气流分离。同时, 他们还从实验上证实了这个结论。Gent 和 Taylar 的研究^[3] 也得出了同样的结论。由于波面上的气流分离, 在波峰的背风侧形成涡旋, 导致波峰前后两侧的压力差, 从而使波面阻力显著增大。

另一方面, 除某些例外, 多数海上和实验室的测量证实, 在中性大气条件下, 水面上湍流边界层中风的水平平均速度廓线遵从对数分布率

$$\frac{U_z}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (1)$$

式中, U_z 为距平均海面高度为 z 处的平均风速; κ 为卡曼常数 (0.41); z_0 为海面动力粗糙长度; u_* 为风的摩擦速度 (它与风对水面的平均切应力的关系为 $\tau = \rho u_*^2$, 其中 ρ 为空气的密度)。

通过式 (1), 与 U_z 对应的海面阻力系数 C_z 可表示为

$$C_z = \left(\frac{u_*}{U_z} \right)^2 = \left(\frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_0} \right)^{-2} \quad (2)$$

由此可见, z_0 的增大对应着 C_z 的增大。既然破波导致波面阻力极显著的增大, 那么, 破波与 z_0 必有密切的关系。

式 (1) 是借用了空气动力学中固体面上粗糙流的公式。空气动力学在研究非移动固体面上的粗糙流时, 粗糙长度 z_0 具有明确的几何和物理意义, 即, z_0 总是正比于一个高度为 h 的表面粗糙元, 气流从这个元上发生分离。后来, 对于诸如自然植物覆盖面之类的面 (这类面是可变形的), 也作类似处理。根据 Monin 和 Yaglom^[10] 的引用, 对均匀沙粒组成的固体面, $z_0/h = 1/30$; 对自然植物覆盖面, 作为平均的估计 $z_0/h = 1/7.5$ 。然而, 与固体面显著不同的是, 水面的粗糙元是由气流本身产生的, 它的存在又是间歇性的, 这就使问题更加复杂化。

虽然长期以来,对海面上风廓线人们一直沿用公式(1),但对式中 z_0 的物理和几何意义尚不了解。甚至认为, z_0 并无明确的几何意义,只有动力学上的意义。例如 Kraus^[3]曾叙述:“量值 z_0 只能严格地定义为限定对数廓线离开表面一定距离的参数。……。粗糙长度 z_0 和表面高度的均方值或类似的某些几何参数之间没有任何直接的联系”。Melville^[9]指出:间歇的小尺度波破碎构成水面粗糙元。这虽然在物理意义上明确了一步,但在他的有关计算中,仍把 z_0 与所谓最高振幅联系起来。

总之,迄今还没有令人信服的理论 and 实验结果把 z_0 与破波从量值上联系起来。关键的问题在于,能否找到一个既能反映破波的特性又能从原始定义上与 z_0 联系起来的几何参量。

本文作者^[2]改进了 Longuet-Higgins 等^[8]的风波破碎测量方法,使之发展到包括破波强度和经历时间的测量。参照 Longuet-Higgins 等关于波面跳跃的概念,定义了一个反映破波强度的几何参量,海面跳跃高度:

$$J_h = \int_{t_r}^{t_f} R(t) dt = \eta(t_f) - \eta(t_r) \quad (3)$$

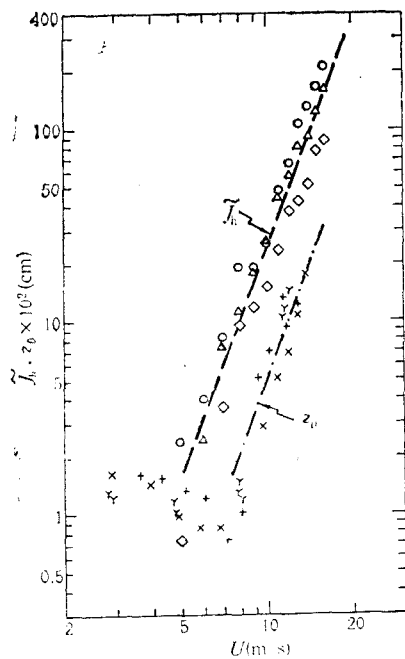


图1 $\bar{J}_h$ 与 z_0 测量数据的比较

Fig. 1 Comparison between data of total mean jump height $\bar{J}_h$ and surface roughness length z_0

○, △和◇代表 $\bar{J}_h$:

○ 风区 20.4 m; △ 15.1 m; ◇ 10.0 m.

+, X和Y代表 z_0 :

+ Wu(1968), 风区 6.1 m; X Wu(1975), 风区 11.0 m; Y Hsu (1981), 风区 20.4 m.

式中, $R(t)$ 是于固定点测得的波面高度 $\eta(t)$ 的时间变化率 $d\eta(t)/dt$; t_r 和 t_f 是这样的两个时刻: 从 t_r 起波面斜率超过临界值(从而破碎), 于 t_f 波面斜率又落回到临界值之下(从而波面从破碎中恢复)。从 J_h 的定义看, 它具有海面粗糙元的特性。因为, 第一、 J_h 有明确的几何意义; 它是海面保持其斜率超过其临界值的一段高度, 这段高度可直接测量; 第二、 J_h 与波面破碎, 从而与波面上的气流分离紧密相联系。

本研究就是通过实验室的测量找出 J_h 和 z_0 的关系, 并依此对海面粗糙长度的几何和物理意义作一些解释和讨论。

一、实验与结果

实验条件和测量方法已在文献[2]中叙述过。用中心差分法由波面记录 $\eta(t)$ 计算 $R(t)$, 再按式(3)计算 J_h 。然后取 J_h 的平均值, 求得总平均波面跳跃高度 $\bar{J}_h$, 即

$$\bar{J}_h = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n [J_h]_i \quad (4)$$

式中, n 为一段足够长波面高度记录中破波的个数; N 为这段记录中所含波的总个数。

这样计算的三种风区处的 $\bar{J}_h$ 相对于风速用不同的符号点绘在双对数坐标中(图1)。为便于

比较,又搜集了 Wu (1968, 1975)^[11,12] 和 Hsu^[6] 在实验室水槽中不同风速下测得的水面粗糙长度 z_0 的数据,也相对于风速点绘在同坐标中。其中, Hsu 的结果是在本研究所使用的同一水槽中测得的。

从图 1 可以清楚地看到,在风速约 7.5 m/s 以上,这两组数据呈良好的平行关系,这也就是说 z_0 正比于 $\tilde{J}_h$, 即,

$$z_0/\tilde{J}_h = \beta \quad (5)$$

式中 β 为常数。这一结果为下述事实提供了证据,可以把 $\tilde{J}_h$ 看成为海面的平均粗糙元。

作为平均,从图 1 可得 $\beta \approx 1/5.5$, 比自然植物覆盖面的 1/7.5 略高些。

二、讨论与结语

1. 关于海面阻力系数是否和如何随风速变化的问题一直存在争议。有些研究者,如 Wu^[13] 和 Kondo^[7], 根据他们从不同来源搜集的测量数据建议,海上大气边界层的发展可分为 3 个阶段:(1)空气动力学光滑流阶段,在此阶段海面阻力系数随风速增大;(2)中等粗糙流阶段,或称过渡阶段,在此阶段海面阻力系数不随风速变化,保持常值;(3)空气动力学粗糙流阶段,在此阶段海面阻力系数又随风速增大, Wu^[13] 还建议,与以上 3 个阶段相应的粗糙度雷诺数, $R_e = u_* z_0 / \nu$ (ν 为运动粘滞系数),为 $R_e < 0.5$, $0.5 < R_e < 2$ 和 $R_e > 2$ 。

从图 1 z_0 数据点的分布看,可以分成两种类型,在风速约 7.5 m/s 以下,作为平均趋势, z_0 可大体看作不随风速变化的常量,尽管数据点比较分散。由式(2)知,常量 z_0 对应着常量阻力系数,所以,这个阶段应属过渡阶段。在风速 7.5 m/s 以上, z_0 随风速而增大,应属动力学粗糙流阶段。从图上还可清楚地看出,只有在后一阶段, z_0 才与 $\tilde{J}_h$ 成线性关系。这一结果支持了多数研究者的观点:在动力学粗糙流阶段,海面阻力是由破波控制的。

2. 虽然图上的数据得自实验室,但这些数据显示的物理含意却不局限于实验室的破波。我们有理由指望用同样的方法测得各种海洋条件下的比例系数 β 。一旦 β 被确定,我们可将风廓线对数律改写为

$$\frac{U_{10}}{u_*} = \kappa^{-1} \ln \left(\frac{10}{\tilde{J}_h} \right) - A \quad (6)$$

式中, U_{10} 为距平均水面 10 m 高处测得的平均风速, $A = \kappa^{-1} \ln \beta$, 是一常数。

式(6)是有实用意义的。在计算海-气动量交换量时, u_* 是一个很重要的参量。有了它,可以计算风对水面的平均切应力 $\tau_0 = \rho u_*^2$, 也可以通过式(2)计算波面阻力系数。但是,不论用涡动相关法还是用廓线法,在海上测量 u_* 是相当困难的。式(6)不仅把 u_* 与破波特征量 $\tilde{J}_h$ 联系起来,它的意义还在于,依此式由 10 m 高处的平均风速 U_{10} 和波面记录 $\eta(t)$ 就可以确定 u_* , 而 U_{10} 和 $\eta(t)$ 都相对地容易测量。

3. 不排除这样的可能:在一个比较宽广的条件范围内, β 是一个普遍常数。果真如此的话,式(6)就更有意义,因为,通过 U_{10} 和 $\eta(t)$ 就可以计算各种海洋条件下的 u_* , 从而计算这些条件下的海-气动量通量。

通过广泛的海上测量来验证 β 的特性是急需的,作者正在进行这方面的工作。

参 考 文 献

- [1] 文圣常、余宙文, 1984。海浪理论与计算原理。科学出版社, 341 页。
- [2] 徐德伦, 1987。风波破碎发生频率、强度和经历时间的测量。海洋与湖沼 18(4): 380—387。
- [3] 克劳斯, E. B., 1972。Atmosphere Ocean Interaction, Oxford University Press。大气和海洋的相互作用(山东海洋学院海洋气象专业译, 1979)。科学出版社, 148 页。
- [4] Banner, M. L., and W. K. Melville, 1976。On the separation of air-flow over water waves. *J. Fluid Mech.* 77: 825—842。
- [5] Gent, P. R. and P. A. Taylar, 1976。A numerical model of the air-flow over water waves. *J. Fluid Mech.* 77: 105—128。
- [6] Hsu, L. Y. H., 1981。Laboratory Studies of air-sea Interaction. Ph. D. Disser. Delaware Univ. pp. 32—33。
- [7] Kondo, J., 1975。Air-sea bulk transfer coefficients in diabatic conditions. *Boundary-Layer Meteorol.* 9: 91—112。
- [8] Longuet-Higgins, M. S. and N. D. Smith, 1983。Measurement of breaking waves by a surface meter. *J. Geophys. Res.* 88: 9823—9831。
- [9] Melville, W. K., 1977。Wind stress and roughness length over breaking waves. *J. Phys. Oceanogr.* 7: 702—710。
- [10] Monin, A. S., and A. M. Yaglom, 1971。Statistical Fluid Mechanics, Vol. 1. The MIT Press, Cambridge, 294pp。
- [11] Wu, J., 1968。Labratory studies of wind-wave interaction. *J. Fluid Mech.* 34: 91—112。
- [12] Wu, J., 1975。Wind induced drift currents. *J. Fluid Mech.* 68: 49—70。
- [13] Wu, J., 1981。On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer. *J. Geophys. Res.* 86: 6661—6665。

A STUDY OF RELATIONSHIP BETWEEN BREAKING WAVES AND ROUGHNESS LENGTH OF SEA SURFACE

Xu Delun

(Shandong College of Oceanology, Qingdao)

ABSTRACT

Through measurements of breaking waves in a wind-waves tank by a refined method, it is found that the roughness length of sea surface, z_0 , is well proportional to the jump height of sea surface, $\bar{J}_h$ at wind velocities above 7.5 m/s, with a proportion coefficient $\beta=1/5.5$ for laboratory wind waves. This relation empirically revealed physical and geometrical significance of z_0 . That is, z_0 can be regraded as averaged roughness element of sea surface, as defined originally for rough flow over a solid surface in the air dynamics.

The empirical relation can also be used to rewrite the log-law of wind profile in a more applicable form, by which one can easily calculate the friction velocity u_* from U_{10} and $\bar{J}_h$, whereas the traditional measure of determining u_* the wind profile or eddy correlation method, are difficult to use in the field.