

风波破碎发生率、强度和经历时间的测量

徐德伦

(山东海洋学院, 青岛)

提要 本文研究改进了 Longuet-Higgins 和 Smith^[1] 风波破碎的测量方法, 并将它发展到包括破波强度和经历时间的测量。改进的方法试用于实验室风波的测量。比较所测的结果与他人的有关结果, 显示出本方法的合理性。

风波的破碎不仅在海-气动量、热量和质量交换等过程中起重要作用, 而且, 还导致一系列重要的海洋现象。例如, 海面的白浪、海洋表层中的气泡和大气贴水层中的水雾等。然而, 由于种种困难, 风波破碎这一极为重要的现象至今很少被直接测量和定量研究。

作为直接测量的良好开端, Longuet-Higgins 和 Smith (1983) 设计了一种海面跳跃仪, 用于测量外海风波破碎的发生率。本研究改进了他们的测量方法, 并将这种方法发展到包括破波强度和经历时间的测量。

改进的方法用于实验室风浪的测量。将所测结果与 Duncan^[2] 的实验室测量有关的结果、Longuet-Higgins 和 Smith^[3], Weissman 等^[7] 的海上测量结果以及 Monahan^[5] 的湖上测量有关结果作了直接和间接的比较。

一、破波测量的原理

1. 波浪破碎的判据

设 $\eta(t)$ 是于固定点测得的波面位移时间记录, 那么, 其时间变化率为

$$R(t) = \frac{\partial}{\partial t} \eta(t) \quad (1)$$

波面的斜率为

$$S(t) = R(t)/c \quad (2)$$

这里 c 是风波的相速度。

通常, $\eta(t)$ 比较光滑, 或者说 $R(t)$ 的值比较小。一旦有破波经过测点, $\eta(t)$ 就有一个跳跃, 或者说 $R(t)$ 有一个急骤的增大。Longuet-Higgins 和 Smith 把此称为“海面跳跃” (surface jump)。

依据 Longuet-Higgins 和 Fox^[2], 规则的重力进行波的极限波面斜率为 0.586, 即 $S_{\max} = 0.586$, 或由式(2)得

$$R_{\max}(t) = 0.586c \quad (3)$$

目前尚未有关于风波破碎的波面斜率判据,作为一种近似,这里采用式(2)或(3)作为风波破碎的判据。于是,我们定义:任何单个波,如果其波面高度的时间变化率 $R(t)$ 超过其临界值 $R_{\max}(t)$,即使在短暂的时间内如此,即为破波。这里所说的单个波是由波面记录 $\eta(t)$ 的上跨零点定义的,单个波的周期被定义为两相邻上跨零点之间的时间间隔。

由于风波的复杂性,波面记录中有时出现如图 1 中 S 所指的那样周期很短的波。这些波虽然符合单个波的定义,但不是重力波。它们或者是毛细波,或者是风波峰合并的结果,再或者是测量上的误差。

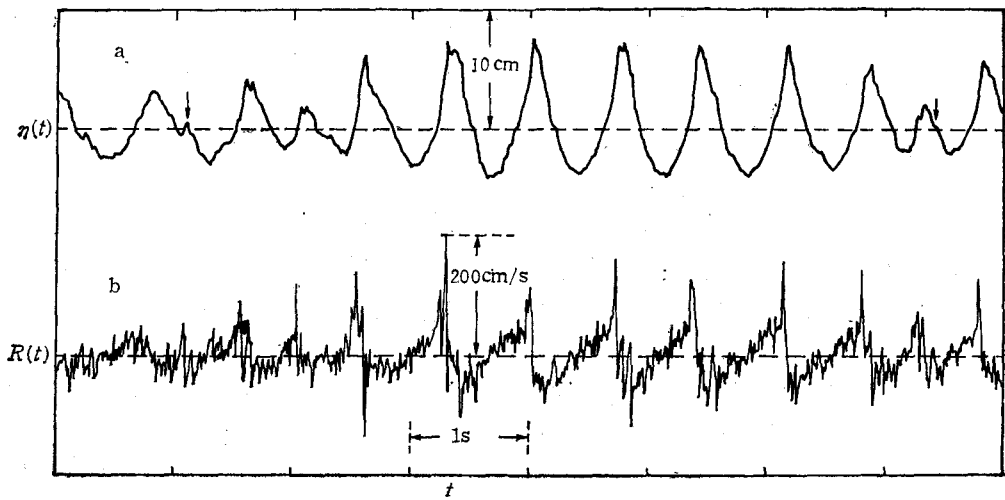


图 1 波面位移 $\eta(t)$ 及其时间变化率 $R(t)$

a. $\eta(t)$ (测量于 14m/s 风速下,风区 20.4m 处); b. $R(t)$ (用有限差分法计算的)。

总之,对于这些很短的波,我们不了解它们是否会破碎和在什么条件下破碎。于是,在计算中把这些小波排除在外。据经典波动理论,周期大于 0.15 秒的波重力才起控制作用。于是,我们把波面记录中周期小于 0.15 秒的小波忽略。

由式(3)知,风波破碎的判据依赖于波的相速度 c 。严格而言,风波的相速度是时间 t 的函数^[4],作为一种近似,我们把同一波的相速度看作常量,并用斯托克斯 (Stokes) 波弥散关系(准确至二阶),

$$c = \frac{gT}{2\pi} [1 + k^2(H/2)^2], \quad k = \frac{4\pi}{gT^2} \quad (4)$$

把测得的周期换算为波速,式中 H 为波高,其定义为两相邻上跨零点间的最大波面高度差。对于风波,各单个波的周期长短不一,由式(4)换算的波速也大小不等。因此,各个波都有其自己的破碎判据 R_{\max} 。

2. 破波发生率

首先由 $\eta(t)$ 计算 $R(t)$, 图 1 给出了一段测算的实例。再按上面的定义计算各个波的周期和波高,并依此按式(4)计算各个波的波速。接着,按式(3)计算各个波的 R_{\max} , 并用各自的 R_{\max} 去衡量各个波。如果沿一个波的波面出现 $R(t) \geq R_{\max}$, 那么这个波就

属于破波。在同一波周期内,有时会出现多处 $R(t)$ 超过 R_{\max} (见图 1b)。凡遇此情况,计算时只算作一个破波。

当用于计算的波面记录 $\eta(t)$ 足够长,从而包含的波足够多时,按上述程序计算出的破波个数 n 除以这段记录所含波的总个数 N 就是破波的发生率 P , 即

$$P = \frac{n}{N} \quad (5)$$

3. 波面跳跃高度和跳跃经历时间

依据 Longuet-Higgins 和 Smith, 波面跳跃 J 被定义为

$$J = \int_{t_1}^{t_2} R(t) dt = \eta(t_2) - \eta(t_1) \quad (6)$$

式中 t_1 和 t_2 是这样两个时刻: 从时刻 t_1 始, $R(t)$ 超过给定的门槛; 于 t_2 , $R(t)$ 又落回到此门槛之下。

参照此定义,我们定义波面跳跃高度 J_h 为

$$J_h = \int_{t_r}^{t_f} R(t) dt = \eta(t_f) - \eta(t_r) \quad (7)$$

这里 t_r 和 t_f 是这样两个时刻: 从时刻 t_r 始, $R(t)$ 超过临界值 R_{\max} ; 于 t_f , $R(t)$ 又落回到 R_{\max} 之下。如果沿一波面处处 $R(t) < R_{\max}$, 则此波属于未破碎波, 计算时取 $J_h = 0$ 。

定义(6)和(7)的区别就在于,前者的门槛是人为给定的,而后者以式(4)所示的临界值 R_{\max} 作为门槛。Longuet-Higgins 和 Smith 在确定风波破碎发生率时,使用不断提高

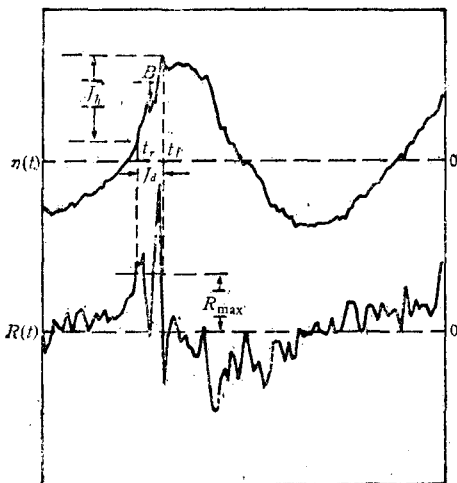


图 2 波面跳跃高度 J_h 和经历时间 J_d 的定义特性。

平均波面跳跃高度 \bar{J}_h 被定义为

$$\bar{J}_h = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [J_h]_i \quad (9)$$

总平均波面跳跃高度 \bar{J}_h 被定义为

的门槛,找出不同门槛的超越者,然后绘成直方图,从中判断破波发生的个数。尽管他们的方法除绘直方图的程序外,其它程序均由海面跳跃仪本身的硬件完成,但毕竟程序较复杂,且破波个数的判断易带人为性。

由定义(7)可以看出, J_h 是波浪破碎强度的一个量度,破碎强度大, J_h 就大。

相应地,波面跳跃经历时间 J_d 定义为

$$J_d = t_f - t_r \quad (8)$$

显然, J_d 是破波经历时间的一个量度。

J_h 和 J_d 的定义见图 2。

4. 平均特性

由于风波的随机性,我们只关心有关的统计特性。所以,还要定义波面跳跃的平均

$$\bar{J}_h = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n [J_h]_i = P\bar{J}_a \quad (10)$$

类似地,平均和总平均波面跳跃经历时间 \bar{J}_a 和 \bar{J}_d 分别被定义为

$$\bar{J}_a = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [J_a]_i \quad (11)$$

和

$$\bar{J}_d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n [J_d]_i = P\bar{J}_a \quad (12)$$

二、实验及结果

实验在美国 Delaware 大学的风-浪-流实验水槽进行,该槽宽 1m,长 40m。实验时的水深为 75cm,水面上的风洞高度为 60cm。电容式测波仪用于测量波面位移。测点设在风区为 10.0m, 15.1m 和 20.4m 处。在 5—16m/s 的不同风速下进行了测量。图 1a 为 14m/s 风速和 20.4m 风区处实测记录的一小段。这里所说的风速是指风剖面上的最大风速。波面高度的时间变化率 $R(t)$ 是用中心差分法计算的。每种风速下用于计算的记录长度为 128 秒,包括 170(高风速下)到 377(低风速下)个波。为了保持波面记录的“跳跃”特点,采样速率取为 128Hz。在计算波面跳跃高度和经历时间时,偶而遇到如图 2 中符号 B 所指的情况: $R(t)$ 超过 R_{\max} 之后,突然又回落到 R_{\max} 之下,紧接着,又立即回升到 R_{\max} 以上。在计算时,将这样偶然发生的小“回折”平滑掉。

在对风波测量之前,用机械产生的波对上述方法作了检验。先后在槽内造成三种不同的正规波,造波机在产生这三种波时的冲程是相同的,但打击频率互异。在两种较低频率(1.25 和 1.43Hz)的打法时,槽内的波规则而平滑,没有任何破波出现。当造波机的打击频率增至 1.67Hz 时,槽内的波变得不规则,出现明显的波群。此时,偶而可见有破波发生。在 128 秒的时间内,于风区 20.4m 处用下面两种方法同时测量: (1) 用上述方法; (2) 用摄象机记录后在电视上慢放观察。这两种方法测得的破波个数完全相同。检验之后,便对风波进行测量。

于三种不同风区处测得的风波破碎发生率 P 相对风速 U 的变化点绘于双对数坐标中(图 3)。

从图 3 可以看到,虽然 P 依赖于风区,但如果将每种风区的数据配以直线,这些直线的截距不同,但斜率基本上保持不变。也就是说,不论风区如何, P 与 U 的关系符合同一的方次律

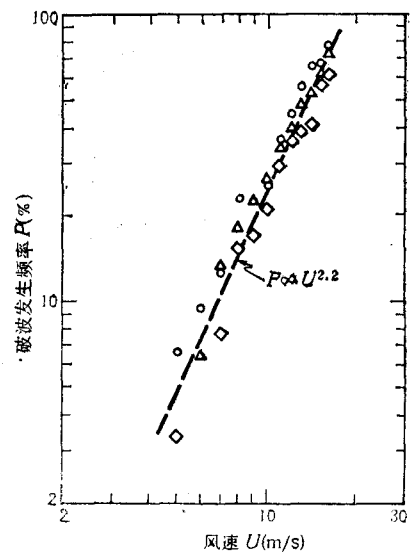


图 3 破波发生率 P 相对于风速 U 的变化

- 测量于风区 20.4m 处;
- △ 15.1m;
- ◇ 10.0m。

$$P \sim U^{2.2} \quad (13)$$

测得的 \tilde{J}_h 和 \tilde{J}_d 分别除以同风速下的平均波高 \bar{H} 和平均周期 \bar{T} , 使之无因次化, 并相对于风速点绘于双对数坐标中(图 4, 5)。从中得到经验关系

$$\tilde{J}_h/\bar{H} \sim U^{2.8} \quad (14)$$

和

$$\tilde{J}_d/\bar{T} \sim U^{3.2} \quad (15)$$

另外, 还将 \tilde{J}_h 和 \tilde{J}_d 分别除以破波的平均波高 \bar{H}_b 和破波的平均周期 \bar{T}_b , 并将这两个无因次量相对于风速点绘于普通坐标中(图 6)。从中可以看到, \tilde{J}_d/\bar{T}_b 基本上不随风速变化, 保持常值约 5%。

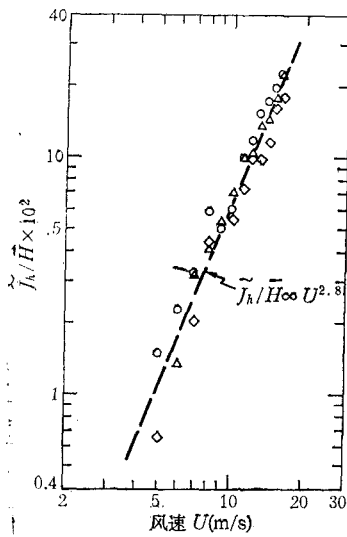


图 4 无因次量 \tilde{J}_h/\bar{H} 相对于风速的变化

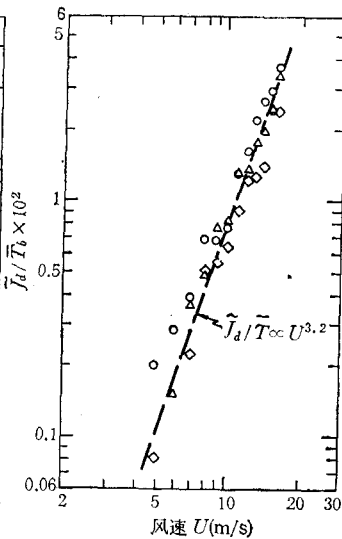


图 5 无因次量 \tilde{J}_d/\bar{T} 相对于风速的变化

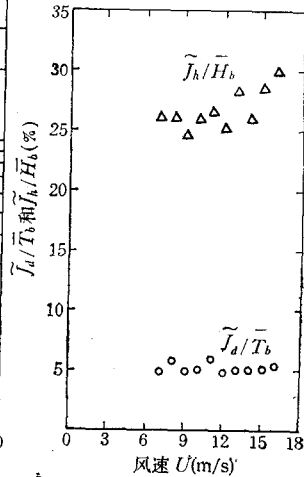


图 6 无因次量 \tilde{J}_d/\bar{T}_b 和 \tilde{J}_h/\bar{H}_b 相对风速 U 的变化 (\tilde{J}_d, \tilde{J}_h 应为 \tilde{J}_d, \tilde{J}_h)

三、与其它测量结果的比较

有关风浪破碎的测量甚少, 难以找到可供直接作比较的数据。可供间接比较的结果也很有限。

在外海约 6m/s 的风速下, Longuet-Higgins 和 Smith 用波面跳跃仪在 10min 时间内测得两个破波, 由此算得破波发生率约为 1.3%。Wiessman 等^[7]在大体同样的风速下, 于 8km 风区处测得的是 8.6%。而我们的实验室测量结果(图 3), 在 6m/s 的风速下于风区 20.4m 处破波发生率为 6.5%, 介于以上两结果之间。Wiessman 等的方法是以前浪小尺度结构的状况作为破碎的判据之一, 其结果敏感于小尺度结构。而且, Wiessman 等的方法不能辨别在同一波周期内发生多于一处破碎的情况。这两者都可能造成结果的偏高。另一方面, Longuet-Higgins 和 Smith 的测量结果得自外海, 而外海的风浪远不如实验室的风浪那样陡峭, 破波发生率较低是预料之中的。此外, Thorpe 和 Humphries^[6]也曾海上约 6m/s 风速下测得破波发生率介于 2.5—6.5% 之间。他们的方法可以辨别同一周

期内多处破碎的情况,而我们的测量结果恰为他们的上限。

对于破波经历时间,只能作一些间接的比较, Duncan^[1]作过这样一个实验:在水槽中拖曳一个刚好保持在水面之下的水翼船模,水面便出现破波。在破波的波面前侧有一个湍水区域,他认为这个湍水区就是波浪破碎区。测量了破碎区的面积 A ,同时也测量了破波波长 λ_b 。图 7 将 Duncan 所测的破碎区特征尺度 $A^{1/2}$ 与破波波长的关系作了比较。从此图可以看出比率 $A^{1/2}/\lambda_b$ 大体保持常值约 9.5%。这与图 6 所示的 $\bar{J}_d/\bar{T}_b = \text{常值}$ 的结果一致。至于 $A^{1/2}/\lambda_b$ 大于 \bar{J}_d/\bar{T}_b , 可以解释为: \bar{J}_d 只表征波浪的积极破碎时间,而 $A^{1/2}$ 还包括着积极破碎后引起的湍动。

海上白浪覆盖率实质上是由破波产生的泡沫区在海面所占的比例,并非波浪破碎区本身的海面覆盖率。这里仅用来作参考比较。Monahan 等^[5]于湖上(淡水)对白浪作了测量。其结果是,在约 6m/s 的风速下,白浪覆盖率约为 0.12%。如果我们把 \bar{J}_d/\bar{T} 看作是波浪破碎的时间持续率(Wiessman 曾证明,波浪破碎的空间覆盖率和时间持续率是等同的),那么,据图 5,在 6m/s 风速下和 20.4 m 风区处, $\bar{J}_d/\bar{T} = 0.26\%$,与 Monahan 等所测的白浪空间覆盖率是同量级的。而 Wiessman 等根据他们的测量所作的估计,于约 6m/s 风速下,破碎区的海面覆盖率约为 1.2%,比 Monahan 等所测结果高一个量级,这似乎是令人难以理解的。

通过上述的直接和间接比较,可以初步看出本文所提出的方法是比较合理的。

四、结 语

本文提出的方法虽然改进了 Longuet-Higgins 和 Smith 的方法,但仍未克服此类测量方法的固有困难。破波引起的海面跳跃本身就不规则,而且,特别是在高风速下,还包含有浪花和泡沫等复杂成分,这些成分都会随机地影响着电容(或电阻)式测波仪所感应的电容(或电阻),从而造成可观的误差。此外,如何在海上固定测波仪的探头也是一个比较困难的问题。本方法的合理性,最后还要通过海上的实际测量来检验。

参 考 文 献

- [1] Duncan, J. H., 1981. An experimental investigation of breaking waves produced by a towed hydrofoil. *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A377**: 331—348.
- [2] Longuet-Higgins, M. S. and M. J. H. Fox, 1977. Theory of almost-highest waves, the inner solution. *J. Fluid Mech.* **80**: 721—741.
- [3] Longuet-Higgins, M. S. and N. D. Smith, 1983. Measurement of breaking waves by a surface meter. *J. Geophys. Res.* **88**: 9823—9831.
- [4] Melville, W. K., 1983. Wave modulation and breakdown. *J. Fluid Mech.* **128**: 489—506.
- [5] Monahan, E. C. and C. R. Zietlow, 1969. Laboratory comparison of fresh-water and salt-water whitecaps. *J. Geophys. Res.* **74**: 6961—6966.
- [6] Thorpe, S. A. and P. N. Humphries, 1980. Bubbles and breaking waves. *Nature* **283**: 463—465.

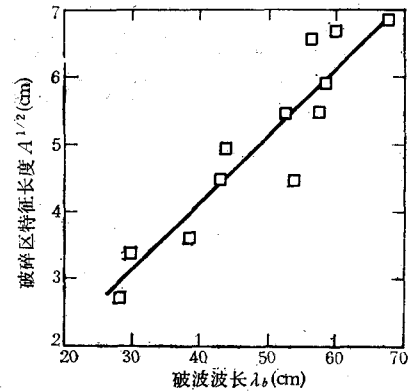


图 7 $A^{1/2}$ 和 λ_b 的关系
图中实线的斜率为 0.98, 数据点取自 Duncan (1981)。

- [7] Weissman, M. A., S. S. Atakturk and K. B. Katsaros, 1984. Detection of breaking events in a wind-generated wave field. *J. Phys. oceanogr.* 14: 1608—1619.

MEASUREMENT OF OCCURRENCE FREQUENCY, INTENSITY AND DURATION OF WIND-WAVE BREAKING

Xu Delun

(Shandong College of Oceanology, Qingdao)

ABSTRACT

Wind-wave breaking plays an important role in all aspects of air-sea exchange processes, including moment, heat, and mass. Breakers also initiate a number of oceanographical phenomena such as whitecaps on the sea surface, bubbles in the near-surface ocean, and spary in the atmospheric boundary layer. However, wind-wave breaking has little been directly measured and quantitatively studied because of various difficulties. As a good start toward quantifying wind-wave breaking, Longuet-Higgins and Smith(1983) designed a surface meter to measure the occurrence frequency of wind-wave breaking in the open sea.

The present study refined and developed their method to include measurements of intensity and duration of wind-wave breaking.

Suppose that $\eta(t)$ is a time series of sea-surface elevation measured in a fixed point and $R(t) = \frac{\partial}{\partial t} \eta(t)$ is its temporal derivative. If a breaking wave passes by the point, there would be a jump in $\eta(t)$, or a sudden increase in $R(t)$, which is called the surface jump (Longuet-Higgins and Smith, 1983). The extreme surface slope of a regular gravity-progressive wave derived by Longuet-Higgins and Fox(1977), $S_{\max} = 0.586$, is used as a criterion of wind-wave breaking. The individual wave of wind-wave is defined by up-zero crossings, and its phase velocity c is calculated approximately from the dispersion relation of Stokes wave (to second order):

$$c = \frac{gT}{2\pi} [1 + k^2(H/2)^2], \quad k = \frac{4\pi}{gT^2}$$

Thus, the critical value of temporal derivative of sea surface is $R_{\max} = 0.586c$. For individual wave of wind-waves, c is different from each other, so is R_{\max} . Each individual wave, therefore, has its own breaking criterion R_{\max} . If there exists $R(t) \geq R_{\max}$ along a wave surface—even for a short time, the wave is classified as breaking wave.

Let n denote the number of breaking waves in a record $\eta(t)$ sufficiently long, and N denote the total number of waves in the same record, then $P = \frac{n}{N}$ is defined as the occurrence frequency of wave breaking.

The jump height of sea surface, J_h , is defined as

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

where t_r and t_f are respectively the instances when $R(t)$ rises and drops below the criterion R_{\max} during a same wave period.

The jump duration of sea surface, J_d , is defined as the period during which the surface slope keeps exceeding the critical value 0.586, that is

$$J_d = t_f - t_r.$$

Obviously, J_h and J_d are measures of intensity and duration of wave breaking, respectively.

The mean jump height \bar{J}_h and mean jump duration \bar{J}_d averaged over breaking waves are respectively defined as

$$\bar{J}_h = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [J_h]_i$$

and

$$\bar{J}_d = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [J_d]_i$$

The total mean jump height \tilde{J}_h and total mean jump duration \tilde{J}_d averaged over total number of waves are respectively defined as

$$\tilde{J}_h = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n [J_h]_i = P \bar{J}_h$$

$$\tilde{J}_d = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^n [J_d]_i = P \bar{J}_d$$

where J_h and J_d are taken to be zero for unbreaking waves.

Measurements were conducted in a wind-wave tank. Capacitance type probes were used to measure the surface elevations $\eta(x)$ at fetches of 10.0, 15.1 and 20.4 m under wind speeds from 5 to 16 m/s, and the finite differencing was used to compute $R(x)$.

The variation of occurrence frequency of wave breaking, P , is plotted in Fig. 3 against wind speed U .

The nondimensional quantities \tilde{J}_h/\bar{H} , \tilde{J}_d/\bar{T} , \bar{J}_h/\bar{H}_b and \bar{J}_d/\bar{T}_b are plotted against U in Fig. 4, 5 and 6, respectively.

Comparing the results measured in the tank directly and indirectly with those obtained by Longuet-Higgins and Smith (1983), Weissman (1984), Duncan (1981), and Monahan (1969) shows good rationality of the definitions and method proposed above.