

# 风浪谱的形式的再探讨

庄炳祥

(烟台水产学校)

在现有风浪理论中,如 Sverdrup 与 Munk 的有效波理论<sup>[31]</sup>, Крылов 的三维风浪理论<sup>[17,19]</sup>, Pierson 与 Neumann 的波谱理论<sup>[27,22]</sup> 和文圣常的普遍风浪谱理论<sup>[31]</sup>,对于尚处在同时随风区和风时成长的风浪的处理存在着一个共同的缺陷,即都将此阶段的风浪处理为或相对于风区或相对于风时成长。为弥补这一不足,本文作者曾于 1962 年沿用文氏提出的波谱-能量方法<sup>[3]</sup> 导出一同时受制于风区和风时成长的谱<sup>[7]</sup>。可是,这种谱具有较大的经验性,且在确定谱中组成波的涡动粘滞系数时,用了一个不全是符合风浪实际的经验波陡值为 1/20 的假定,以及风浪充分成长所需的风时  $t_m$ ,不是从理论上予以导出,而是引用从整理观测资料经验地决定的值。本文的目的,就在于为了克服这些缺点而再次沿用波谱-能量方法来改进文献[7]中提出的谱。

文中提出的理论所用的基本假定如同文献[7]中的,即文献[3]中使用的两个基本假定:(1)海面的波动是由无限多的振幅不等,频率不等和位相杂乱的简单波动迭加的结果,和(2)每一简单波动独立地接受与消耗能量。

就检验的情况来说,在风速范围为 6—20 米·秒<sup>-1</sup> 内,基于修正后的谱,有较现有理论为好的结果。

## 一、简谐波中能量的摄取和消耗

对风浪的能量摄取及其消耗的理解,和文献[3]、[7]的一样,即:浪通过风作用于水面的法线力和切线力自风摄得能量,而能量的消耗则由于涡动粘滞性所致。

**1. 能量的摄取** 对于简谐波,由切线力和法线力,在单位时间内,于单位水面自风至浪的能量,与文献[7]的相同,依文献[26]和[31],分别为

$$R_T = 2r^2\rho'U^2k^2Ca^2 \quad (1)$$

和

$$R_N = \frac{1}{2} s\rho'(U-C)^2k^2Ca^2 \quad (2)$$

其中  $\rho'$  为空气密度 ( $= 1.25 \times 10^{-3}$  克·厘米<sup>-3</sup>);  $k$  为波数 ( $= \frac{2\pi}{L}$ ,  $L$  为波长);  $C$  为波速;  $a$  为振幅;  $U$  为海面上 8—10 米处的风速;  $r^2$  为与此风速对应的阻力系数,其数值取为  $2.6 \times 10^{-3}$ ,即先后为斯、蒙二氏和文氏所选用;  $s$  为遮拦系数,取它等于 0.0133<sup>[7]</sup>。

**2. 能量的消耗** 简谐波中因涡动所致的能量消耗率,参照浪在分子粘滞性作用下的

1) 除第三种理论外,以后将其余三种理论的作者,有时分别简称为斯、蒙二氏,克氏和文氏;有时分别用字母 SM、K 和 W 表示。

結果,可写为<sup>[3]</sup>

$$R_M = 2Mk^3 C^2 a^2 \quad (3)$$

其中  $M$  为涡动粘滞系数,其量綱与分子动力粘滞系数的相同;其余符号的意义同上。

在海浪的研究中,常用的确定涡动粘滞系数的方法有二:一是利用混合长度,一是就充分成长的风浪进行估計;在这两种方法中,一般地都含有理論与經驗的成分。我們的方法,是参照理論的結論,就成长中的风浪状态进行分析;所得結果适用于风浪的整个发展过程。

根据就液体簡單波动分析得到的涡动粘滞系数的結論<sup>[5,15]</sup>,取它比例于振幅和波速的乘积,即

$$M \propto aC$$

为便于以后求算整个波譜的能量总消耗,又依理論<sup>[7]</sup>和經驗的<sup>[2,6]</sup>結果:振幅(波高)与波长成比例<sup>1)</sup>,将上式易为

$$M \propto LC \quad (4)$$

在式(4)中,如将波速用波长来表示,則得  $M \propto L^{3/2}$ 。这与 Ричардсон 的實驗的和 Обухов 的理論的<sup>[20]</sup>  $M \propto L^{4/3}$  相近;后面将可看到,基于所提理論的充分成长的浪的波长和波速是分別与风速的二次方和一次方成正比,这时,式(4)便化为  $M \propto U^3$ 。这就与文献[3]中的相似。

如将式(4)中的关系写成等式,則

$$M = \beta LC \quad (5)$$

其中比例常数  $\beta$  的单位为克·厘米<sup>-3</sup>。

現在的問題就轉为如何决定常数  $\beta$ 。

文氏在文献[3]中提出的决定涡动粘滞系数的四个論点,除其中第4点外,将为我們所采用;但条件和方法却不尽同。为記述方便,我們將称对应于涡动粘滞系数降至具备分子粘滞系数的数值时的风速为下界风速。

将文献[4]中式(7.2—9)所示的毛細-重力波的波长公式改写成

$$L_c = \frac{\pi}{9g} U^2 - \sqrt{\left(\frac{\pi}{9g} U^2\right)^2 - \frac{4\pi^2\tau}{g}} \text{ 厘米} \quad (6)$$

和

$$L_g = \frac{\pi}{9g} U^2 + \sqrt{\left(\frac{\pi}{9g} U^2\right)^2 - \frac{4\pi^2\tau}{g}} \text{ 厘米} \quad (7)$$

以便于計算在不同风速下毛細波的波长 ( $L_c$ ) 和重力波的波长 ( $L_g$ )。上述两式中,  $\tau$  为表面张力( = 74.14 达因·厘米<sup>-1</sup>,是盐度为 30‰ 的海水于温度 15°C 时的值);其余符号的意义同上。算得的值列于表 1 中。

从表 1 中示出的波长的数字知道: ①水在低速度的风的作用下,出現毛細-重力波; ②随着风速的增大,毛細波的波长变得越短,而重力波的波长却越长; ③当风速大于 220 厘米·秒<sup>-1</sup> 后,毛細波的波长已小至可忽略的程度。究竟取哪一风速作为毛細波的消失

1) 这点,相对于文献[7],虽有了部分的改进,但仍有导致波陡为常值的困难,此处引用此結果的目的仍在于簡化推导。

表 1 各种风速下,毛細-重力波的波长和重力波的波高  
 Table 1 Lengths of the Capillarity-gravity wave and heights of gravity wave at different wind speeds.

风速(厘米/秒) Wind speeds cm/sec.	波长, 厘米 Wave lengths, cm		波速(厘米/秒) Wave speeds cm/sec.	重力波高, 厘米 Gravity wave heights, cm	
	重力波 Gravity wave	毛細波 Capillarity wave		$H_N$	$H_{BF}$
70	1.91	1.57	23.33	0.028	0.006
100	6.67	0.45	33.33	0.48	0.10
130	11.78	0.26	43.33	1.96	0.42
160	18.05	0.17	53.33	5.71	1.21
190	25.58	0.12	63.33	13.54	2.87
200	28.38	0.10	66.67	17.54	3.74
210	31.30	0.10	70.00	22.37	4.74
220	34.38	0.08	73.33	28.31	6.00
230	37.59	0.07	76.67	35.33	7.49
240	40.95	0.07	80.00	43.82	9.34
250	44.43	0.07	83.33	53.69	11.38
260	48.07	0.07	86.67	65.36	13.94
270	51.83	0.07	90.00	78.90	16.82
280	55.76	0.06	93.33	94.74	20.08
287	58.63	0.05	95.67	107.3	22.75
290	59.81	0.05	96.67	112.8	23.92
300	64.03	0.05	100.0	133.8	28.37
310	68.37	0.05	103.3	157.6	33.42
320	72.87	0.05	106.7	184.8	39.18
330	77.50	0.04	110.0	215.7	45.72

而仅余重力波的界限,也就是分子粘滯系数具备涡动粘滯系数的下限值?我們將参考浪的波高来选取它。

风輸給水的能量率大于或等于水中分子粘滯性所致的能量消耗率时,才能出現波动。这时的重力波的波高,据 G. Neumann 的研究<sup>[4]</sup>,可写成

$$H \leq \frac{s\rho'}{8\mu\pi^2} \cdot \frac{(U-C)^2}{C} \cdot L_g^2 \text{ 厘米}$$

将  $\mu = 1.21 \times 10^{-2}$  克·厘米<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup>(盐度和温度分别为 30‰ 和 15°C 时的海水的动力粘滯系数)、 $s = 1.33 \times 10^{-2}$  和  $\rho' = 1.25 \times 10^{-3}$  克·厘米<sup>-3</sup> 代入上式中,便得

$$H_{WF} \leq 1.73 \times 10^{-5} \frac{(U-C)^2}{C} \cdot L_g^2 \quad (8)$$

再将表 1 中示出的对应于各风速的重力波的波长和波速的值代入式(8)中,即可算得如表 1 中所示的波高  $H_{WF0}$ 。表 1 中波高  $H_N$  是按文献[4]中式(7.2—8)計算的。怎样利用  $H_{WF}$  栏內的波高值来选取下界风速?

我們將取速度为 287 厘米·秒<sup>-1</sup> 作为涡动粘滯系数降至具备分子粘滯系数的数值的风速下限,其理由是,在此速度的风的作用下所生的浪的波高  $H_{WF} = 22.75$  厘米落在对应于蒲氏风級为 2 級(1.6—3.3 米·秒<sup>-1</sup>)时的海面被描述具有 20—30 厘米<sup>[28]</sup>的波高的范围

內。

现将对应于风速 287 厘米·秒<sup>-1</sup> 的浪的波长 58.63 厘米和波速 95.67 厘米·秒<sup>-1</sup>，以及  $M = 1.21 \times 10^{-2}$  克·厘米<sup>-1</sup>·秒<sup>-1</sup> 代入式(5)中，可得

$$\beta = 2.157 \times 10^{-6} \text{ 克} \cdot \text{厘米}^{-3}$$

表 1 中  $H_N$  栏內的数字与上面提及的經驗波高比較，显出：数值大且增长快。这可能是由于遮拦系数(= 0.095)取得偏高所致。

## 二、波譜与风浪的成长

风浪理論中的波譜方法，近十年来，有显著的发展，并成为現今研究风浪的主要方向之一。波譜的提出，大致沿着三个途径<sup>[4]</sup>：一是基于观测数据，一是利用相关函数，另一則是由能量变化导出。我們將先从考虑风浪的能量，繼而参照由上述第一种途径得到的結果，和最后根据风浪的某些經驗性質及物理概念，提出一个在形式上与文献[7]中的相似的譜。

充分成长的浪的波高  $H$  与风速  $U$  的关系，可归納为

$$H \propto U^p \quad (9)$$

其中  $p$  为一正常数，依不同的作者而有不同的值，計有  $p = \frac{3}{2}$ <sup>[22]</sup>、 $p = 2$ <sup>[7,23,24,31]</sup> 和  $p = \frac{5}{2}$ <sup>[3,27]</sup>。在这些关系中，被多数作者提出的，是波高比例于风速的二次方；这一結果將为我们所采用。

又，小振幅的波动理論指出，单位水柱內的波动能量  $E$  与波高的二次方成比例。如将它化为与风速的关系，即得波动能量比例于风速的四次方。据此关系并参照 Roll-Fischer<sup>[12]</sup> 的結果，可令譜的形式为

$$A_f^2(\sigma) = \frac{K_f}{\sigma^5} e^{-\frac{\lambda_f}{\sigma^2}} \quad (10)$$

式中  $\sigma$  为譜中一組成波的頻率（与周期  $T$  的关系为  $\sigma = \frac{2\pi}{T}$ ）； $K_f$  为一正常数； $\lambda_f$  为一风速、风区  $x$  和风时  $t$  的函数，取它为

$$\lambda_f = \frac{k_f g^{6/5}}{\left[ \left( t^{4/5} - \frac{40}{55} \frac{t^{11/10}}{t_m^{3/10}} \right) + \frac{n}{g^{2/5}} \left( x^{2/5} - \frac{2}{5} \frac{x}{x_m^{3/5}} \right) \right] U^{6/5}}, \quad \begin{cases} t \leq t_m \\ x \leq x_m \end{cases} \quad (11)$$

其根据是：

(1) 波高，如同 Böergen<sup>[31]</sup> 发现的：“波高不是随风时綫性地增长，而是始而迅速繼而緩慢地增长”。

(2) 一些經驗結果<sup>[1,8,11,13,14,32]</sup> 指出：波高也是随风区始而迅速繼而緩慢地增长。

(3) 如当浪相对于风时(或风区)已充分成长，即于  $t = t_m$  (或  $x = x_m$ )<sup>1)</sup> 时，則其尺寸相对于风时(或风区)的增长率便等于零，这时的譜就化为仅相对于风区(或风时)成长，

1) 本文中的  $t_m$  和  $x_m$  的定义与文献[3]中的相同。

于是譜在性質上便与文献[3]中的成长着的风浪譜相类似。

(4) 当浪相对于风时和风区都已充分成长,即于  $t = t_m$  和  $x = x_m$  时,譜便具有与 Roll-Fischer 譜<sup>[12]</sup>的形式。

(5) 式(10)中  $e$  的指数是无維的,如同文献[3]中所用的那样。

(6) 式(11)中的  $k_f$  和  $n$  为两个无維的正常数。

現在的問題就轉为如何确定式(10)的  $K_f$  和式(11)中的  $k_f$ 、 $n$ 、 $t_m$ 、 $x_m$  五个常数。

与于文献[7]中导得式(10)的过程完全相同,得整个波譜的能量平衡方程:

$$\begin{aligned} \frac{\rho g}{2} \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\rho g}{4} \frac{\partial F}{\partial x} &= \frac{\rho' \sqrt{\pi}}{g} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) \frac{K_f}{\lambda_f^{1/2}} U^2 - \frac{s \rho'}{2} \frac{K_f}{\lambda_f} U - \\ &- \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) g \sqrt{\pi} \frac{K_f}{\lambda_f^{3/2}} \end{aligned} \quad (12)$$

其中

$$E = \int_0^\infty A_f^2(\sigma) d\sigma \quad (13)$$

$$= \frac{K_f}{2\lambda_f^2} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} F &= \int_0^\infty C A_f^2(\sigma) d\sigma \\ &= \frac{3g\sqrt{\pi}}{8} \cdot \frac{K_f}{\lambda_f^{3/2}} \end{aligned} \quad (15)$$

式(13)定义的  $E$  为波譜具有的总能量的量度。

当浪充分发展,即于  $t = t_m$  和  $x = x_m$  时,式(12)就化为

$$\frac{\rho' \sqrt{\pi}}{g} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) U^2 - \frac{s \rho'}{2} \frac{U}{\lambda_{m,m}^{1/2}} - \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) g \sqrt{\pi} \frac{1}{\lambda_{m,m}} = 0 \quad (16)$$

在得到上式的推导中曾于各項乘上  $\frac{\lambda_{m,m}^{1/2}}{K_f}$ 。将上述条件代入式(11),再把所得結果代入式

(16)中;将它展开至  $\left( \frac{g^{2/5} t_m^{4/5}}{n x_m^{2/5}} \right)^3$ , 經整理并于各項乘上  $\frac{k_f g n^{3/2}}{U^{6/5}}$  后,略去量值小的項<sup>1)</sup>,得

$$\begin{aligned} \rho' \sqrt{\pi} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) k_f n^{3/2} U^{4/5} - 0.388 s \rho' g^{1/5} k_f^{1/2} n^2 x_m^{1/5} U^{2/5} - 0.088 s \rho' g^{3/5} k_f^{1/2} n \frac{t_m^{4/5}}{x_m^{1/5}} U^{2/5} + \\ + 0.010 s \rho' g k_f^{1/2} \frac{t_m^{8/5}}{x_m^{3/5}} U^{2/5} - 0.273 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{4/5} n^{3/2} t_m^{4/5} - \\ - 0.600 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{2/5} n^{5/2} x_m^{2/5} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

式(17)中含有四个待定常数  $k_f$ 、 $n$ 、 $t_m$  和  $x_m$ 。若要将它們解出,則显然需要再建立三个相关的方程。为此,先取三組条件: ①  $t = t_m$ 、 $x = \frac{x_m}{2}$ , ②  $t = \frac{t_m}{2}$ 、 $x = x_m$ , 和 ③

$t = \frac{t_m}{2}$ 、 $x = \frac{x_m}{2}$ ; 繼而按求得式(17)的过程,可分别导得:

1) 将于后面导得的  $t_m$ 、 $x_m$ 、 $k_f$  和  $n$  的值連同常数  $\rho'$ 、 $r^2$ 、 $s$  和  $g$  代入式中施行計算可知,所略去的項的量值小于 2, 而受保留的,則均大于 2, 且最大者的量級达  $10^3$ 。

$$\begin{aligned}
& \rho' \sqrt{\pi} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) k_f n^{3/2} U^{4/5} - 0.374 s \rho' g^{1/5} k_f^{1/2} n^2 x_m^{1/5} U^{2/5} - 0.092 s \rho' g^{3/5} k_f^{1/2} n \frac{t_m^{4/5}}{x_m^{1/5}} U^{2/5} + \\
& + 0.011 s \rho' g k_f^{1/2} \frac{t_m^{3/5}}{x_m^{3/5}} U^{2/5} - 0.273 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{4/5} n^{3/2} t_m^{4/5} - \\
& - 0.558 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{2/5} n^{5/2} x_m^{2/5} - 0.013 \rho \sqrt{\pi} g^{1/5} \frac{n^{5/2} t_m^{4/5}}{k_f x_m^{3/5}} U^{6/5} - \\
& - 0.027 \frac{\rho \sqrt{\pi}}{g^{1/5}} \frac{n^{7/2}}{k_f x_m^{1/5}} U^{6/5} = 0 \tag{18}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \rho' \sqrt{\pi} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) k_f n^{3/2} U^{4/5} - 0.388 s \rho' g^{1/5} k_f^{1/2} n^2 x_m^{1/5} U^{2/5} - 0.076 s \rho' g^{3/5} k_f^{1/2} n \frac{t_m^{4/5}}{x_m^{1/5}} U^{2/5} + \\
& + 0.008 s \rho' g k_f^{1/2} \frac{t_m^{3/5}}{x_m^{3/5}} U^{2/5} - 0.235 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{4/5} n^{3/2} t_m^{4/5} - \\
& - 0.600 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{2/5} n^{5/2} x_m^{2/5} - 0.067 \rho \frac{n^2 x_m^{1/5}}{k_f^{1/2} t_m^{1/5}} U^{3/5} - \\
& - 0.013 \rho g^{2/5} \frac{n t_m^{3/5}}{k_f^{1/2} x_m^{1/5}} U^{3/5} = 0 \tag{19}
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \rho' \sqrt{\pi} \left( r^2 + \frac{s}{4} \right) k_f n^{3/2} U^{4/5} - 0.374 s \rho' g^{1/5} k_f^{1/2} n^2 x_m^{1/5} U^{2/5} - 0.079 s \rho' g^{3/5} k_f^{1/2} n \frac{t_m^{4/5}}{x_m^{1/5}} U^{2/5} + \\
& + 0.008 s \rho' g k_f^{1/2} \frac{t_m^{3/5}}{x_m^{3/5}} U^{2/5} - 0.235 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{4/5} n^{3/2} t_m^{4/5} - \\
& - 0.558 \left( 6.776 \times 10^{-6} - \frac{s \rho'}{8} \right) \sqrt{\pi} g^{2/5} n^{5/2} x_m^{2/5} - 0.011 \rho \sqrt{\pi} g^{1/5} \frac{n^{5/2} t_m^{4/5}}{k_f x_m^{3/5}} U^{6/5} - \\
& - 0.027 \frac{\rho \sqrt{\pi}}{g^{1/5}} \frac{n^{7/2}}{k_f x_m^{1/5}} U^{6/5} - 0.064 \rho \frac{n^2 x_m^{1/5}}{k_f^{1/2} t_m^{1/5}} U^{3/5} - 0.014 \rho g^{2/5} \frac{n t_m^{3/5}}{k_f^{1/2} x_m^{1/5}} U^{3/5} = 0 \tag{20}
\end{aligned}$$

为使从式(17)一(20)的联立方程中解出  $k_f$ 、 $n$ 、 $t_m$  和  $x_m$  成为可能并便于求解的计算, 故引进如下的量:

$$n = 210 + n_1 \tag{21}$$

$$\zeta_1 = \frac{\zeta'_1}{U^{4/5}} = \frac{k_f U^{4/5}}{U^{4/5}} = k_f \tag{22}$$

$$\zeta_2 = \frac{\zeta'_2}{U^{4/5}} = \frac{k_f n_1 U^{4/5}}{U^{4/5}} = k_f n_1 \tag{23}$$

$$\zeta_3 = \frac{\zeta'_3}{U^{4/5}} = \frac{k_f n_1^2 U^{4/5}}{U^{4/5}} = k_f n_1^2 \tag{24}$$

$$\zeta_4 = \frac{\zeta'_4}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} x_m^{1/5} U^{2/5}}{U^{4/5}} = k_f^{1/2} (x_m^{1/5})_1 \tag{25}$$

$$\zeta_5 = \frac{\zeta'_5}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} x_m^{1/5} n_1 U^{2/5}}{U^{4/5}} = k_f^{1/2} (x_m^{1/5})_1 n_1 \tag{26}$$

$$\zeta_6 = \frac{\zeta'_6}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} x_m^{1/5} n_1^2 U^{2/5}}{U^{4/5}} = k_f^{1/2} (x_m^{1/5})_1 n_1^2 \tag{27}$$

$$\zeta_7 = \frac{\zeta_7'}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} t_m^{4/5} U^{2/5}}{x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} (t_m^{4/5})_1}{(x_m^{1/5})_1} \quad (28)$$

$$\zeta_8 = \frac{\zeta_8'}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} t_m^{4/5} n_1 U^{2/5}}{x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} (t_m^{4/5})_1 n_1}{(x_m^{1/5})_1} \quad (29)$$

$$\zeta_9 = \frac{\zeta_9'}{U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} t_m^{8/5} U^{2/5}}{x_m^{3/5} U^{4/5}} = \frac{k_f^{1/2} (t_m^{8/5})_1}{(x_m^{3/5})_1} \quad (30)$$

$$\zeta_{10} = \frac{\zeta_{10}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5}}{U^{4/5}} = (t_m^{4/5})_1 \quad (31)$$

$$\zeta_{11} = \frac{\zeta_{11}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5} n_1}{U^{4/5}} = (t_m^{4/5})_1 n_1 \quad (32)$$

$$\zeta_{12} = \frac{\zeta_{12}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5} n_1^2}{U^{4/5}} = (t_m^{4/5})_1 n_1^2 \quad (33)$$

$$\zeta_{13} = \frac{\zeta_{13}'}{U^{4/5}} = \frac{x_m^{2/5}}{U^{4/5}} = (x_m^{2/5})_1 \quad (34)$$

$$\zeta_{14} = \frac{\zeta_{14}'}{U^{4/5}} = \frac{x_m^{2/5} n_1}{U^{4/5}} = (x_m^{2/5})_1 n_1 \quad (35)$$

$$\zeta_{15} = \frac{\zeta_{15}'}{U^{4/5}} = \frac{x_m^{2/5} n_1^2}{U^{4/5}} = (x_m^{2/5})_1 n_1^2 \quad (36)$$

$$\zeta_{16} = \frac{\zeta_{16}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5} U^{6/5}}{k_f x_m^{3/5} U^{4/5}} = \frac{(t_m^{4/5})_1}{k_f (x_m^{3/5})_1} \quad (37)$$

$$\zeta_{17} = \frac{\zeta_{17}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5} n_1 U^{6/5}}{k_f x_m^{3/5} U^{4/5}} = \frac{(t_m^{4/5})_1 n_1}{k_f (x_m^{3/5})_1} \quad (38)$$

$$\zeta_{18} = \frac{\zeta_{18}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{4/5} n_1^2 U^{6/5}}{k_f x_m^{3/5} U^{4/5}} = \frac{(t_m^{4/5})_1 n_1^2}{k_f (x_m^{3/5})_1} \quad (39)$$

$$\zeta_{19} = \frac{\zeta_{19}'}{U^{4/5}} = \frac{U^{6/5}}{k_f x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{1}{k_f (x_m^{1/5})_1} \quad (40)$$

$$\zeta_{20} = \frac{\zeta_{20}'}{U^{4/5}} = \frac{n_1 U^{6/5}}{k_f x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{n_1}{k_f (x_m^{1/5})_1} \quad (41)$$

$$\zeta_{21} = \frac{\zeta_{21}'}{U^{4/5}} = \frac{n_1^2 U^{6/5}}{k_f x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{n_1^2}{k_f (x_m^{1/5})_1} \quad (42)$$

$$\zeta_{22} = \frac{\zeta_{22}'}{U^{4/5}} = \frac{x_m^{1/5} U^{3/5}}{k_f^{1/2} t_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{(x_m^{1/5})_1}{k_f^{1/2} (t_m^{1/5})_1} \quad (43)$$

$$\zeta_{23} = \frac{\zeta_{23}'}{U^{1/5}} = \frac{x_m^{1/5} n_1 U^{3/5}}{k_f^{1/2} t_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{(x_m^{1/5})_1 n_1}{k_f^{1/2} (t_m^{1/5})_1} \quad (44)$$

$$\zeta_{24} = \frac{\zeta_{24}'}{U^{4/5}} = \frac{x_m^{1/5} n_1^2 U^{3/5}}{k_f^{1/2} t_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{(x_m^{1/5})_1 n_1^2}{k_f^{1/2} (t_m^{1/5})_1} \quad (45)$$

$$\zeta_{25} = \frac{\zeta_{25}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{3/5} U^{3/5}}{k_f^{1/2} x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{(t_m^{3/5})_1}{k_f^{1/2} (x_m^{1/5})_1} \quad (46)$$

$$\zeta_{26} = \frac{\zeta_{26}'}{U^{4/5}} = \frac{t_m^{3/5} n_1 U^{3/5}}{k_f^{1/2} x_m^{1/5} U^{4/5}} = \frac{(t_m^{3/5})_1 n_1}{k_f^{1/2} (x_m^{1/5})_1} \quad (47)$$

将式(21)代入式(17)–(20)中,展开并略去含有  $\left(\frac{n_1}{210}\right)^{11}$  的三次方及其以上方次的项,然后代入常数  $\rho'$ 、 $\rho$ 、 $r^2$ 、 $s$  和  $g$  的数值及以式(22)–(47)予以变数置换,即得

$$\begin{aligned} & 3.991 \times 10^{-2} \zeta_1 + 2.852 \times 10^{-4} \zeta_2 + 3.411 \times 10^{-7} \zeta_3 - 1.128 \zeta_4 - \\ & - 1.074 \times 10^{-2} \zeta_5 - 2.557 \times 10^{-5} \zeta_6 - 1.918 \times 10^{-2} \zeta_7 - \\ & - 9.117 \times 10^{-5} \zeta_8 + 1.629 \times 10^{-4} \zeta_9 - 1.712 \zeta_{10} - \\ & - 1.224 \times 10^{-2} \zeta_{11} - 1.464 \times 10^{-5} \zeta_{12} - 50.17 \zeta_{13} - \\ & - 0.597 \zeta_{14} - 2.134 \times 10^{-3} \zeta_{15} = 0 \end{aligned} \quad (48)$$

$$\begin{aligned} & 3.991 \times 10^{-2} \zeta_1 + 2.852 \times 10^{-4} \zeta_2 + 3.411 \times 10^{-7} \zeta_3 - 1.087 \zeta_4 - \\ & - 1.035 \times 10^{-2} \zeta_5 - 2.465 \times 10^{-5} \zeta_6 - 2.006 \times 10^{-2} \zeta_7 - \\ & - 9.531 \times 10^{-5} \zeta_8 + 1.792 \times 10^{-4} \zeta_9 - 1.712 \zeta_{10} - \\ & - 1.224 \times 10^{-2} \zeta_{11} - 1.464 \times 10^{-5} \zeta_{12} - 46.66 \zeta_{13} - 0.555 \zeta_{14} - \\ & - 1.984 \times 10^{-3} \zeta_{15} - 5.979 \times 10^4 \zeta_{16} - 7.119 \times 10^2 \zeta_{17} - \\ & - 2.543 \zeta_{18} - 1.659 \times 10^6 \zeta_{19} - 2.765 \times 10^4 \zeta_{20} - \\ & - 1.646 \times 10^2 \zeta_{21} = 0 \end{aligned} \quad (49)$$

$$\begin{aligned} & 3.991 \times 10^{-2} \zeta_1 + 2.852 \times 10^{-4} \zeta_2 + 3.411 \times 10^{-7} \zeta_3 - 1.128 \zeta_4 - \\ & - 1.074 \times 10^{-2} \zeta_5 - 2.557 \times 10^{-5} \zeta_6 - 1.657 \times 10^{-2} \zeta_7 - \\ & - 7.874 \times 10^{-5} \zeta_8 + 1.303 \times 10^{-4} \zeta_9 - 1.474 \zeta_{10} - \\ & - 1.054 \times 10^{-2} \zeta_{11} - 1.260 \times 10^{-5} \zeta_{12} - 50.17 \zeta_{13} - 0.597 \zeta_{14} - \\ & - 2.134 \times 10^{-3} \zeta_{15} - 3.028 \times 10^3 \zeta_{22} - 28.84 \zeta_{23} - \\ & - 0.069 \zeta_{24} - 43.98 \zeta_{25} - 0.209 \zeta_{26} = 0 \end{aligned} \quad (50)$$

$$\begin{aligned} & 3.991 \times 10^{-2} \zeta_1 + 2.852 \times 10^{-4} \zeta_2 + 3.411 \times 10^{-7} \zeta_3 - 1.087 \zeta_4 - \\ & - 1.035 \times 10^{-2} \zeta_5 - 2.465 \times 10^{-5} \zeta_6 - 1.722 \times 10^{-2} \zeta_7 - \\ & - 8.184 \times 10^{-5} \zeta_8 + 1.303 \times 10^{-4} \zeta_9 - 1.474 \zeta_{10} - \\ & - 1.054 \times 10^{-2} \zeta_{11} - 1.260 \times 10^{-5} \zeta_{12} - 46.66 \zeta_{13} - \\ & - 0.555 \zeta_{14} - 1.984 \times 10^{-3} \zeta_{15} - 5.059 \times 10^4 \zeta_{16} - \\ & - 6.024 \times 10^2 \zeta_{17} - 2.152 \zeta_{18} - 1.659 \times 10^6 \zeta_{19} - \\ & - 2.765 \times 10^4 \zeta_{20} - 1.646 \times 10^2 \zeta_{21} - 2.893 \times 10^3 \zeta_{22} - \\ & - 27.55 \zeta_{23} - 0.066 \zeta_{24} - 47.36 \zeta_{25} - 0.226 \zeta_{26} = 0 \end{aligned} \quad (51)$$

用张弛法<sup>[10]</sup>解式(48)–(51)的联立方程,并将所得的数值,通过式(21)–(47)所示的关系还原为式(11)中的四个待定常数,最后得

$$k_f = 2.783 \times 10^4 \quad (52)$$

$$x_m = 144 U^2 \text{ 厘米} \quad (53)$$

$$t_m = 228 U \text{ 秒} \quad (54)$$

$$n = 220 \quad (55)$$

对应于上述结果的剩余分别为  $R_{48} = -6.91$ ,  $R_{49} = +3.20$ ,  $R_{50} = +3.23$  和  $R_{51} = +15.73$ 。

1) 将式(55)代入式(21),得  $n_1 = 10$ ,于是此项的值为 0.0476,故可略去含有此项的三次方及其以上方次的项。



至于常数  $K_f$ ，我们将取文献[7]中已确定的值作为它现在的值，即

$$K_f = 1.565 \times 10^4 \text{ 厘米}^2 \cdot \text{秒}^{-4} \quad (56)$$

将常数  $k_f$ 、 $x_m$ 、 $t_m$  和  $n$  代入式(11)中并化简，然后同常数  $K_f$  一起代入式(10)，最后我们得

$$A_f^2(\sigma) = \frac{1.565 \times 10^4}{\sigma^5} \exp \left\{ - \frac{1.081 \times 10^8}{\left[ (t^{4/5} + 14 x^{2/5}) U^{6/5} - \left( \frac{t^{11/10} U^{9/10}}{7.01} + \frac{x}{3.52} \right) \right]} \cdot \frac{1}{\sigma^2} \right\} \text{ 厘米}^2 \cdot \text{秒} \quad (57)$$

于此，先就式(57)代表的谱与文献[7]中提出的谱进行比较。图1中示出在两种不同风区下，这两种谱成长的二个阶段。图中曲线显出：① 两种谱成长的趋势和特征相同。② 在小风区( $x = 5 \times 10^4$  厘米)的情况下，当风时( $t = 2 \times 10^8$  秒)也小时，所提的谱较文献[7]中提出的谱具有较大的能量；当风时长得足以允许风浪充分成长时，前者的能量反较后者的小。在此风区下，能量谱随时间向低频率或高周期推移，前者较后者慢。③ 当风区长得足以允许风浪充分成长时，不论风时的大小，前者的能量均较后者的大，但随风时的增长，差异渐趋于小。

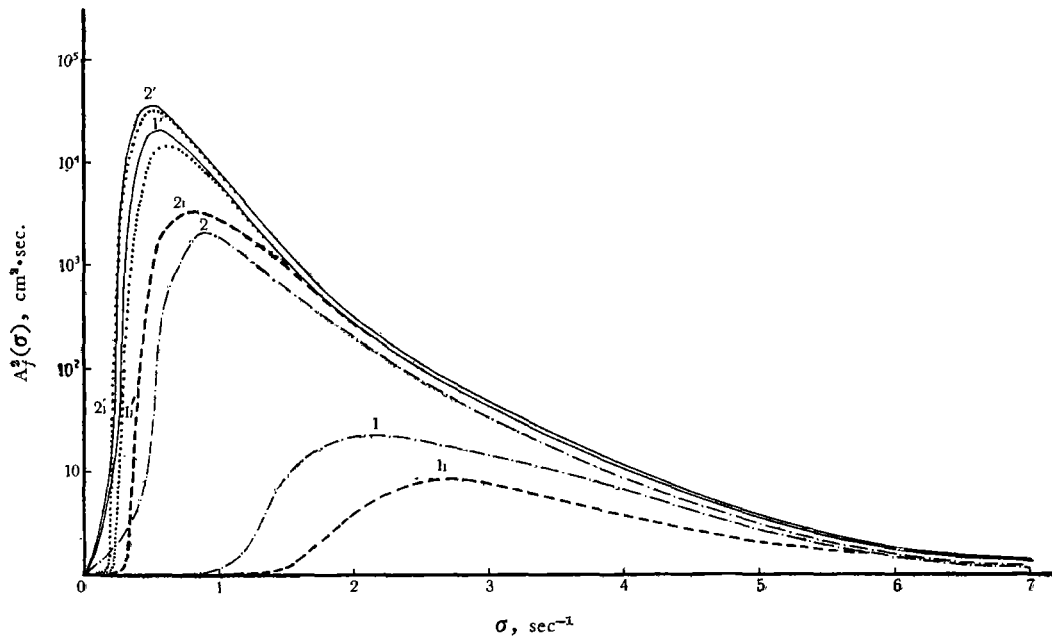


图1 于不同风区、风时的情况下的谱 ( $U = 1.50 \times 10^8$  厘米·秒<sup>-1</sup>)

Fig. 1 Spectra for different fetches and durations ( $U = 1.50 \times 10^8$  cm/sec)

本 文 present paper	{	— $x_m = 3.24 \times 10^8$ cm	{	..... $x_m = 1.266 \times 10^8$ cm
		- - - $x_m = 5 \times 10^4$ cm		----- $x_m = 5 \times 10^4$ cm
		1, $t_1 = 2 \times 10^8$ sec.		1 <sub>1</sub> , $t_1 = 2 \times 10^8$ sec.
		2, $t_2 = 3.42 \times 10^8$ sec.		2 <sub>1</sub> , $t_2 = 3.6 \times 10^8$ sec.

下面，将从式(10)定义的谱导出几个计算风浪尺寸的公式。

据 Longuet-Higgins<sup>[25]</sup> 的研究，平均波高为

$$\bar{H} = 1.77 \sqrt{E}$$

将式(57)代入式(13)中并积分,再与上式合并,可得

$$\bar{H} = \frac{1.448}{10^6} \left[ (\epsilon^{4/5} + 14x^{2/5})U^{6/5} - \left( \frac{\epsilon^{11/10}U^{9/10}}{7.01} + \frac{x}{3.52} \right) \right] \text{ 厘米} \quad (58)$$

有了平均波高,其他意义的波高,如累积率为 5% 的波高,就可通过它而算得:

$$H_{5\%} = 1.95 \bar{H}^{(18)} \quad (59)$$

对于浪的表视平均周期, Pierson<sup>[29]</sup> 曾导得

$$\bar{T} = 2\pi \left[ \frac{\int_0^\infty A_j^2(\sigma) d\sigma}{\int_0^\infty \sigma^2 A_j^2(\sigma) d\sigma} \right]^{1/2} \text{ 秒}$$

将式(57)代入上式并积分,便得

$$\bar{T} = \frac{0.604}{10^3} \left[ (\epsilon^{4/5} + 14x^{2/5})U^{6/5} - \left( \frac{\epsilon^{11/10}U^{9/10}}{7.01} + \frac{x}{3.52} \right) \right]^{1/2} \text{ 秒} \quad (60)$$

### 三、理論的驗證与比較

1. 首先,就在速度为 15 米·秒<sup>-1</sup> 的风的作用下,按文献[7]中提出的方法和所提方法计算繪制在两种不同风区中风浪尺寸随风时成长的情况进行比较。图 2 中的曲綫示出:

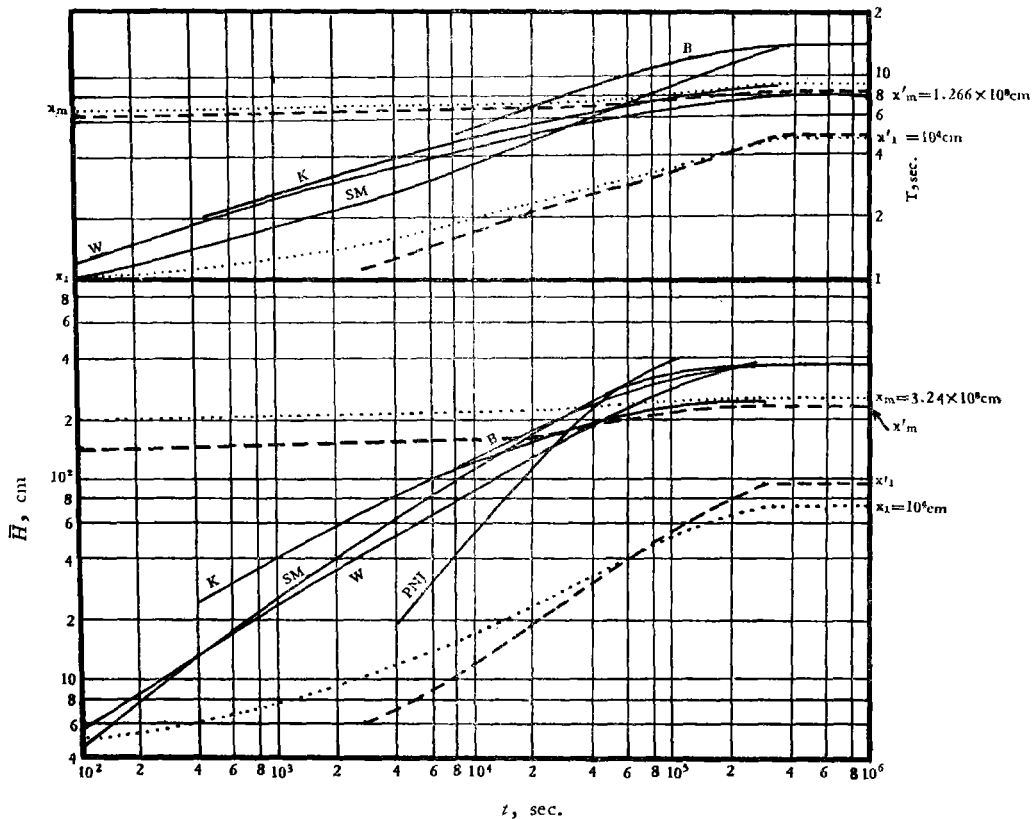


图 2 各种方法于风速等于 15 米·秒<sup>-1</sup> 的情况下的比較  
Fig. 2 Comparison of different methods at Wind speed 15 m/sec.

① 在小风区 ( $x = 10^4$  厘米) 情况下, 随时间的增长, 基于前一方法的波高和周期始而小于、继而迭合、终而大于后一方法的。② 在风区长得足以允许风浪充分成长时, 前者给出的风浪尺寸均小于后者, 但这种差异随风时的增大而减小。③ 克氏的波高与周期的曲线已由几与基于前一方法的曲线迭合转而落在后一方法的曲线之内。

图 2 中的曲线, 除点虚线和虚线系分别按所提理论和文献[7]中提出的理论绘得外, 其余则均复制于文献[4]中图 7.7—2。

2. 我们将用 Давидан 给出的风速、风时和风区的范围分别为 6—21 米·秒<sup>-1</sup>、2.5—26 小时和 30—1,000 公里的, 从而具有较大代表性的 44 次观测数据<sup>[19]</sup>来考察基于所提理论和现有理论的结果与风浪实际的符合情况。

从按式(59)和(60)算得的数值与文献[7]中表 2 所列的依现有各方法算出的值比较得知: ① 关于波高, 从本文表 2 中示出的最大误差知道, 文中提出的方法给出较现有理论, 包括文献[7]中提出的理论为好的结果。② 至于周期, 基于所提方法的数值几与文献[7]中提出的方法给出的一致, 即: 有 9 次高于而其余则低于观测值; 有 8 次大于克氏的, 小于和等于文氏的为 4 次, 其余 31 次则落在两者之间。从文献[7]的分析得知, 文中所提方法给出的结果也是好的。

最后须指出, 如 Давидан 给出的是风速范围, 则取其中间值作为式(59)和(60)的计算数据。

3. 就 Larisch 在贸易风带中观测到的风和风浪的资料<sup>[3]</sup>进行各理论与观测值的比较。列于表 3 中的, 是依各理论算得的关于在此风带中, 在方向恒定、速度为约 10 米·秒<sup>-1</sup> 的风的长时间的作用下, 风浪充分成长时的尺寸。将这些理论值同 Larisch 观测到的这种浪的有效波高和有效波长分别为 2 米和 30—35 米比较可知: ① 本文提出的方法给出最好的波高结果; ② 对于波长, 普遍风浪谱给出最与观测值符合的结果, 布氏<sup>1)</sup>和斯、蒙二氏的为最差, 基于文中提出的谱和其

表 2 各种方法的波高的最大误差\*  
Table 2 Maximum errors of wave height of different methods

方 法 Methods	波高的最大误差 Max. errors of wave height	
	%	No.
SM	108.6	41
B	82.9	41
K	78.6	41
PNJ	75.0	18
W	41.1	7
F	36.8	40
WF	35.0	41

\* 除 WF 系按所提方法算得的外, 其余系引自文献[7]表 5。

表 3 对于贸易风区各种方法的比较

Table 3 Comparison of different methods based on wave Conditions in trade wind regions

方 法 Methods	有效波高 $(H_{1/3})_m$ , 米 Significant wave heights $(H_{1/3})_m$ , m	表视平均周期 $(\bar{T}_m)$ , 秒 Average apparent wave periods $(\bar{T}_m)$ , sec.	表视平均波长 $(\bar{L}_m)$ , 米 Average apparent wave lengths $(\bar{L}_m)$ , m	有效波长 $(L_{1/3})_m$ , 米 Significant wave lengths $(L_{1/3})_m$ , m
SM	2.6	—	—	120
B	2.88	—	—	162
PNJ	2.24	5.55	32	59
W	2.2	5.11	27	49.8
F	1.83	5.37	30	56
WF	1.91	5.48	31	58

1) 即 C. L. Bretschneider 的简称, 有时用字母 B 表示。

他两种理論的值則位于其中。

4. 我們將对风浪充分成长时的波速的若干理論公式进行比較。假定表視平均周期与波速仍滿足关系:

$$C = \frac{g}{2\pi} \overline{T} \text{ 厘米} \cdot \text{秒}^{-1} \quad (61)$$

于是,从 Pierson 与 Neumann 的波譜理論、普遍风浪譜理論、文献[7]和本文提出的理論可分別导得波速公式为

$$C_{PN} = 0.86 U \quad (62)$$

$$C_W = 0.80 U \quad (63)$$

$$C_F = 0.84 U \quad (64)$$

和

$$C_{WF} = 0.85 U \quad (65)$$

而在 Sverdrup 与 Munk 和 Bretschneider<sup>[24]</sup> 的有效波理論中,則分別为

$$C_{SM} = 1.37 U \quad (66)$$

和

$$C_B = 1.95 U \quad (67)$$

关于充分成长的风浪的波速和风速的关系,从上列各式,可归納为二类:一是如式(66)和(67)所示的,  $C > U$ ;另一則是其余各式的,  $C < U$ 。何者为正确?

觀測指出<sup>[16,31]</sup>, 在貿易风帶中,平均波速是大于平均风速,而另一些觀測和研究的結果<sup>[9,11]</sup>却示出,当  $\frac{C}{U} = 0.7-0.8$  时,波高达到最大值。后一論点得到較多学者的支持,如 G. Shott<sup>[31]</sup>、K. K. Федяевский<sup>[16]</sup> 和 V. Cornish<sup>[21]</sup> 曾分別获得  $C_s = 0.76 U$ 、 $C_\phi = 0.78 U$  和  $C_c = 0.80 U$ 。对应于上面提及的, Larisch 在貿易风帶中觀測到的,在速度約  $10 \text{ 米} \cdot \text{秒}^{-1}$  的风的作用下,有效波长为  $30-35$  米的浪的波速为  $6.8-7.4 \text{ 米} \cdot \text{秒}^{-1}$  也是支持后者的論点的。文中提出的公式(65)是属于后者的范畴的,并几与式(62)相等。

5. 就各理論給出的风浪充分成长时所需的风区和风时进行第五种比較。

关于在各种风速下,风浪达到充分成长所需的风区和风时,有理論的和經驗的两种:理論的,除文中提出的式(53)和(54)外,还有从普遍风浪譜导出的

$$(x_m)_w = 141 U^2 \quad (68)$$

和

$$(t_m)_w = 232 U \quad (69)$$

而經驗的,有基于 Sverdrup-Munk 的有效波理論的<sup>[3]</sup>

$$(x_m)_{SM} = 107 U^2 \quad (70)$$

和

$$(t_m)_{SM} = 240 U \quad (71)$$

以及如文献[12]中表3內列出的 Pierson-Neumann 的波譜理論所需的两者的数值。

將式(53)和式(70)、式(54)和式(71)进行比較,如以觀測值为准,則理論值分別大于  $34.6\%$  和小于  $5.0\%$ ; 如与普遍风浪譜比較,則所提公式分別大于  $2.1\%$  和小于  $1.8\%$ , 即两者几为一致。

6. 将根据文献[3]和[30]給出的資料,按所提理論进行預报并与現有理論及觀測比

較。

基于文中提出的理論进行預报所需的风速、风时和风区的确定法与文献[7]的相同。

第一次,是依文献[3]中給出的中国黃海上的一次风暴来进行預报。按所提理論进行預报的起始时刻取在 13—0200。这次风暴所生的浪,对所提理論來說,自始至終都是仅相对于风区成长。从表 4 中示出的数值知道,文中提出的理論給出最好的波高結果。而周期几与文献[7]中提出的方法給出的一致;与观测值的符合是好的。

第二次,是就阿拉斯加灣的一次风暴的資料<sup>[30]</sup>进行預报。按本文的方法进行預报的起始时刻,上半部和下半部<sup>1)</sup>分別取在 6—1830 和 8—1830。

表 4 各种方法于低風速的波高的最大誤差\*  
Table 4 Maximum errors of wave height of different methods at low wind speeds.

方 法 Methods	波高的最大誤差 Max. errors of wave height	
	%	時間, time
SM	78.8	13—1400
B	86.3	13—1400
K	39.8	15—2000
PNJ	88.8	13—1400
W	38.3	15—1400
F	35.2	15—2000
WF	33.3	15—2000

\* 除 WF 系按所提方法算得的外,其余系引自文献[7]表 6。

表 5 各种方法于高風速的波高的最大誤差\*  
Table 5 Maximum errors of wave height of different methods at high wind speeds.

方 法 Methods	波高的最大誤差 Max. errors of wave height	
	%	時間, time
SM & B	26.2	6—1830
K	35.1	7—0630
PNJ	50.2	7—0030
W	30.6	9—0030
F	31.4	9—1830
WF	34.5	9—1830

\* 除 WF 系依所提方法算得的外,其余系引自文献[7]表 4。

进行預报的結果是: ① 波高,从表 5 中示出的数字知道:最好的和最差的准确度,分別是斯、蒙(包括布氏)二氏和皮、劳、杰三氏<sup>2)</sup>的;而基于文中提出的方法的誤差則居于其中,几乎与克氏的相等。② 周期,在上半部,所提方法給出的值同基于文献[7]中提出的方法的结果一样,系統地偏高,与观测的符合較差。于下半部,基于文中提出的方法的值,有 2 次大于、而其余 3 次則小于克氏的,并系統地高于文氏的;与观测比較,結果尙好。

## 結 論

观测数据的檢驗及与現有理論的某些比較的結果說明,由式(10)定义的譜可作为风浪預报的基础。就檢驗的情况來說,基于所提的譜,在風速 6—30 米·秒<sup>-1</sup> 範圍內給出与观测及現有理論符合的結果,而于 6—20 米·秒<sup>-1</sup> 內有較現有理論为好的准确度。但,以所提的譜为基础的預报,于不同的風速範圍內,究竟具有多高的准确度,尙需今后广泛而系統地檢驗才能定論,而其存在問題,还有待进一步的研究探討。

本文的目的在于企图克服文献[7]中存在的某些缺陷,而修改彼处提出的风浪譜的形

1) 这两部分的起迄時間,見文献[7]就此資料进行預报所作的划分。

2) 基于 Pierson-Neumann 波譜理論的預报方法,即称 Pierson-Neumann-James 方法,简称皮、劳、杰三氏方法,或 PNJ 方法。

式。所改进的計有：

- (1) 确定涡动粘滯系数时，譜中每一組成波的波陡值为  $1/20$  的假定，得到避免；
- (2) 波譜中两个經驗常数 98 和 6 为一个理論常数所代替；
- (3) 风浪充分成长所需的风时  $t_m$ ，不是再选用于其他作者的經驗值，而是从所提理論中予以导出。

就与文献[7]相同的数据进行檢驗，在风速 6—20 米·秒<sup>-1</sup> 范围内，修正后的譜給出較現有理論为好的結果。

### 参 考 文 献

- [1] 大連工学院水利系水道及港口教研室編，1958。港及港工建築物。高等教育出版社，487 頁。
- [2] 文圣常，1953。利用海洋动力的一个建議，机械工程学报 1(2): 146—152。
- [3] 文圣常，1960。普遍風浪譜及其应用。山东海洋学院学报 1960 (1): 15—43。或 Scientia Sinica 9(3): 377—402。
- [4] 文圣常，1962。海浪原理。山东人民出版社，397 頁。
- [5] 江克平，1961。浅海海浪能量消耗的計算，山东海洋学院学报 1961 (3): 78—84。
- [6] 辛一心，1960。流体力学，上海科学技术出版社，335 頁。
- [7] 汪炳祥，1962。新型風浪譜及其应用。海洋与湖沼 4(3—4): 142—160。
- [8] 罗 烈，H. JI., 1956。海浪理論讲义，高等教育出版社，199 頁。
- [9] 勃林斯基，H. A. 等，1954。海浪預报。中国科学院出版，107 頁。
- [10] 胡祖熾，1959。計算方法，高等教育出版社，511 頁。
- [11] 庫德里亞娃姬，K. И., 1959。海洋水文預报，科学出版社，304 頁。
- [12] 久保时夫，1959。スベクトルの概念にする大洋の波の預报 (紹介)，气象研究ノート 10(2): 49—96。
- [13] 中野猿人，1936。风浪 (Wind Waves) の作用は如何なる深さ迄込得るか？气象集志第二輯 14(11): 547—556。
- [14] Березкин, В. А., 1947. Динамика моря, Ленинград. стр. 683.
- [15] Бровиков, И. С., 1957. О расчете элементов ветровых волн при переменном ветре. Труды ГОИН 38: 3—10.
- [16] Жуковский, Г. Р., 1953. Океанография для судоводителей, Ленинград. стр. 390.
- [17] Крылов, Ю. М., 1956. Статическая теория и расчет морских ветровых волн. Часть 1. Труды ГОИН 33(45): 5—79.
- [18] Крылов, Ю. М., 1957. Методы расчета элементов ветровых волн, их проверка и применение к вычислению максимальных размеров штормовых волн апшеронского морского район. Труды ГОИН 36: 63—86.
- [19] Крылов, Ю. М., 1958. Статическая теория и расчет морских ветровых волн. Часть 2. Труды ГОИН 42: 3—88.
- [20] Штокман, В. Б., 1951. Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоа. Москва. стр. 488.
- [21] Cornish, V., 1934. Ocean waves and kindred geophysical phenomena. Cambridge University Press, London.
- [22] Darbyshire, J., 1952. The generation of waves by wind. Proc. Roy. Soc., A, 215(1122): 299—328.
- [23] Darbyshire, J., 1955. An investigation of storm waves in the North Atlantic Ocean. Proc. Roy. Soc., A, 230(1183): 560—569.
- [24] King, C. A. M., 1959. Beaches and Coasts, London, pp. 403.
- [25] Longuet-Higgins, M. S., 1952. On the statistical distribution of the heights of sea waves. J. Mar. Res., 11(3): 245—266.
- [26] Neumann, G., 1952. Über die Komplexe Natur des Seeganges. 2. Teil. Deut. Hydr. Z., 5(5/6): 252—277.
- [27] Neumann, G., 1953. On ocean wave spectra and a new method of forecasting wind-generated sea. Beach Erosion Board, Techn. Mem., No. 43.
- [28] Peterssen, S., 1941. Introduction to meteorology. pp. 236.
- [29] Pierson, W. J. Jr., 1955. Wind Generated Gravity Waves. Advances in Geophysics. 2: 93—178.
- [30] Rattray, M. Jr., and W. V. Burt, 1956. A comparison of methods for forecasting wave generation.

- Deep Sea Research. 3(2):140—144.
- [31] Sverdrup, H. U., and W. H. Munk, 1947. Wind, Sea and Swell: theory of relations for forecasting. U. S. Navy Department, H. O. Pub. 601:1—44.
- [32] Sverdrup, H. U., et al., 1954. The Oceans, 5th Printing. New York. pp. 1087.

## FURTHER INVESTIGATION ON THE FORM OF WIND WAVE SPECTRUM

WANG BING-XIANG

*(The Chefoo Technical School of Fisheries)*

### (ABSTRACT)

The present paper aims to overcome some of the difficulties in reference [7] and to modify the form of the wind wave spectrum proposed therein. The improvements include:

- (1) The avoiding of the assumption of constant wave steepness equal to  $1/20$  in each component of the spectrum in the determination of the coefficient of eddy viscosity;
- (2) The replacing of the two empirical constants 98 and 6 in the spectrum in [7] by a constant theoretically determined; and
- (3) The theoretical determination of the duration necessary for the full development of waves ( $t_m$ ) instead of the empirical value quoted from other authors.

The modified spectrum shows better agreements with observations than those given by the existing theories within the wind speed range of 6—20 metres per second based on the same data as used in [7].