

頻譜風浪預報模式

Spectral Wind-Wave Prediction Model

李 汧 軍

Beng-Chun Lee

ARSTRACT

In the wave growth model discussed in this paper, there are five energy transfer processes being considered, namely, linear and exponential wave growths with time, wave breaking, frictional dissipation and the effect of opposing winds. The coefficient of the exponential growth, according to Lee (1981), is $\beta = 0.1075 u_* f/c$. The device designed for calculating the wave propagation by using finite difference scheme and jump technique rules out the problem of instability.

The wave model consists of three parameters, wind direction, wind speed and frictional velocity, which are obtained from the log-wind profile and the correction term of the atmospheric stability. The forecasted wave heights by the model are in a reasonable agreement to the wave heights actually observed at Yehliu and Pitouchiao in conclusion.

摘 要

本文在波浪成長模式中，考慮五種能量轉移過程，線性與指數隨時間之成長，碎波，內摩擦及逆風反應，其中指數成長係數根據 Lee (1981) 之經驗式 $\beta = 0.1075 u_* f/c$ 。計算波能傳播時，引用差分法及跳躍法併用，沒有計算不穩定之問題。

假定對數剖面風之垂直分佈，加上大氣穩定度之修正項，所得到之風向，風速及摩擦速度，代入上述波浪模式中，所預測之波高經與鼻頭角及野柳外海實際測到波高來比較結果顯示，相當合理。

一、前 言

近年來波浪理論之研究因計算機之快速發展，不少專家與學者提出不同數值波浪模式，例如「Gelci 與 Devillaz (1970); Tick 與 Baer (1966)」(Isozaki 與 Uji 1973); Barnett (1968); Ewing (1971); Isozaki 與 Uji (1973)。這些模式均根據能量平衡方程式而來，基於不同之物理性質之假設，所以源函數有許多型式，而 Dexter (1974) 指出，不同模式與源函數所得預測結果甚為接近。

然而將波浪模式應用到正常即時預測工作時必需要知道任何時間，任何高度之海面風之資料，以

往海面風是地轉風乘上一個係數換算而來，而此係數是海水溫度和空氣溫度之函數，沒有考慮大氣穩定度對海面風剖面之影響。Cardone (1969) 將大氣穩定度引入，提出二層斜壓風場模式，而使得波浪模式所計算出來波浪場更符合實際海面狀況。

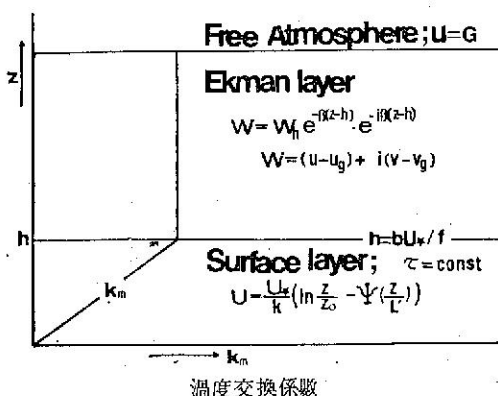
本文由風場計算出來之參數：風向、風速及摩擦速度，代入波浪模式中所預測之波高與鋒面過境期間，在鼻頭角與野柳兩測波站所實測之資料作一比較，顯示預測趨勢相當合理。

二、海面風數值模式

由於受到地表層構造，大氣穩定度等等因素，地表風呈紊流現象，而實際海面也具有此特性，同

時海面產生波浪，會擾亂空氣之運動，所以海面風之構造比地表風更複雜。

近年來，由於實驗之結果，顯示海面風之垂直分佈近似於對數分佈 (Phillips, 1966)，因此將大氣邊界層所得之理論可以應用到海面上，根據此觀念 Cardone (1969) 提出二層斜壓海面風場模式，如圖(1)。



圖一 大氣邊界層模式

Fig 1. Model of the atmospheric surface boundary layer

在地表層內，風應力(τ)是常數，渦度交換係數(km)是高度之函數，忽略科氏力(f)參數效應，所以地表層內不考慮風向隨高度之變化，則地表層內之剖面可表為

$$U_z = \frac{u_*}{k} \left[\ln \frac{Z}{Z_0} - \Psi\left(\frac{Z}{L'}\right) \right] \quad (1)$$

式中 u_z 是高度 Z 之風速， u_* 是摩擦速度， k 是 Kärman 常數， Z_0 是粗糙度參數， L' 是穩定度長度， $\Psi\left(\frac{Z}{L'}\right)$ 是大氣穩定度修正項。

根據 Cardone (1969) 粗糙度參數可寫為

$$Z_0 = \frac{6.84 \times 10^{-5}}{u_*} + 4.28 \times 10^{-3} u_*^2 - 4.43 \times 10^{-4} \quad (2)$$

而大氣穩定度修正項可參照 Paulson (Cardone, 1969) 及 KEPYS 經驗式展開為泰洛級數型而求之，

在艾克曼層渦度交換係數是常數，風應力隨高度遞減，考慮科氏力參數效應，所以風向隨高度有變化，由艾克曼解可以知道風之垂直分佈

$$W = W_h e^{-\beta(z-h)} e^{-i\beta(z-h)} \quad (3)$$

式中 $\beta = (f/2km)^{\frac{1}{2}}$ ， W_h 是高度 h 之 W 值，而 W 可定義為

$$W = (u - u_g) + i(v - v_g) \quad (4)$$

式中 u, v 是 U 之分量， u_g, v_g 是地轉風 G 之分量

利用地表層及艾克曼層之相配解可以計算出摩擦速度及風之吹入角(ϕ)，首先定義地表層 h 之高度 (Blackadar 與 Tennekes, 1968)

$$h = b \frac{u_*}{f} = 0.01 \frac{u_*}{f} \quad (5)$$

其邊界條件如下：

$$\left. \begin{aligned} Z = Z_0 & \quad U = 0 \\ Z = \infty & \quad U = G \\ Z = h, & \quad U, \frac{\partial U}{\partial Z}, \tau \text{ 連續} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

則式(1)可以完全表示地表層內任一高度之風場值

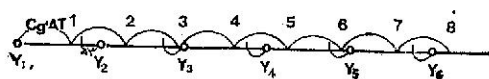
三、浪波數值模式

根據能量平衡方程式，可以將波浪之成長，傳播和減衰用下式表示 (Barnett, 1968)

$$\frac{\partial}{\partial t} S(f, \theta, x, t) = -C_g(f) \nabla S(f, \theta, x, t) + F(f, \theta, x, t) \quad (7)$$

式中 S 是二維能譜為頻率 f ，傳播方向 θ ，位置 X ，和時間 t 之函數， C_g 是頻率之羣波速度， F 是源函數，

波能傳播採用差分法及 Pierson's 跳躍法，包括方向擴散及速度分散，所謂方向擴散是波能 $S(f_i, \theta_j, x, t)$ 以 $(\theta_j + \Delta\theta) \sim (\theta_j - \Delta\theta)$ 扇形面積傳播其能量，而速度分散是在傳播方向上，等間隔之連續點取一很小距離 ΔY ，來決定波能是否傳到前進網格點上，如圖(2)，知道時間 1, 4, 7 波能留在原點，時間 3, 6 波能傳到前進點，時間 2, 5, 8 部份波能留在原點，部份波傳到前進點。(Uji 與 Isozaki, 1972)



圖二 速度分散計算過程概要

Fig. 2. Schematic expression of the procedures of longitudinal wave dispersion

源函數項有：線性成長指數成長，碎波內摩擦與逆風反應 (Isozaki 與 Uji, 1973)。

(一)線性成長項： α

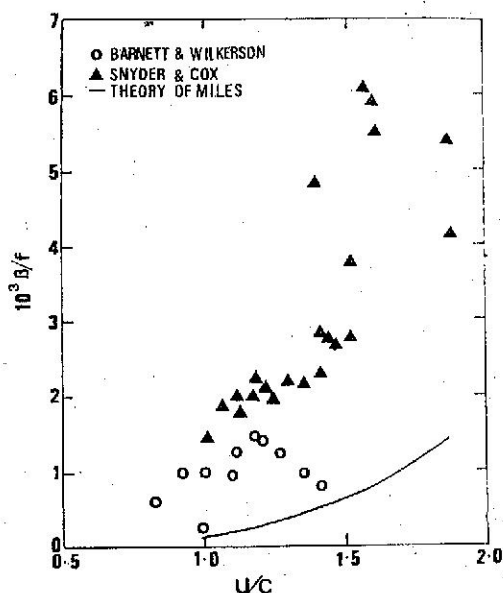
根據 Inoue (1967) 可寫為

$$\alpha(f, u) = \int -\frac{\pi}{2} \frac{9.84 \times 10^{-15} \times \omega^{5.25} \times u^{2.25}}{\left[\frac{1}{4} \left(\left(\frac{\omega}{u} \right)^2 + (k \sin \theta)^2 \right) \right] \left[\frac{1}{9} \left(\left(\frac{\omega}{u} \right)^2 + (k \sin \theta - \frac{\omega}{u})^2 \right) \right]} d\theta \quad (8)$$

式中 U 是海面 19.5 米高之風速, $k = \frac{\omega^2}{9.8}$, ω 是角頻率,

(二) 指數成長項: β

根據 Snyder 與 Cox (1966); Barnett 與 Wilkerson (1967); Schule et al (1971); DeLeonibus 與 Simpson (1972) 知道 Miles (1957) 指數成長理論值太小圖(3), 一般採用經驗式。



圖三 β/f 與 U/C 無因次之關係
(摘自 Barnett, 1968; Ewing, 1971)
Fig. 3. Nondimension of β/f vs U/C

根據 Lee (1981)

$$\beta(f, u_*) = 0.1075 \frac{u_*}{C} f \quad (9)$$

式中 C 是波相位速度, u_* 是由風場模式計算出來

(三) 碎波

利用 Pierson 與 Moskowitz (1964) 之完全成熟發展之能譜來限制波浪之成長, 不考慮 Overshoot 與 Undershoot 現象, 因此現象對整個波浪場總能量影響甚少, 可略不計因此以 $(\frac{S}{S_\infty})^2$ 乘上線性和指數成長項為碎波之計算而

$$S_\infty(\omega) = \frac{\alpha g^2}{\omega^5} e^{-\beta(\frac{g}{u\omega})^4} \quad (10)$$

式中 $\alpha = 0.83 \times 10^{-3}$ $\beta = 0.74$

(四) 內摩擦效應與逆風反應

波浪在靜止海面傳播時, 長週期成份波損失比短週期成份波較少, Hasselmann (1963) 認為這種長波與短波相互作用後短波之能量移到長波之結果, 而定性來看, 波能在傳播過程中遇到逆風時, 會產生逆反應, 但為簡化起見, 內摩擦及逆風反應分別以下面二式表示

$$F_D = -D_1 f^4 S \quad (11)$$

$$F_W = -(\beta + D_2 f^4) S \quad (12)$$

由以上知道整個基本式可寫為

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_s \cdot \nabla S + (\alpha + \beta S) [1 - (\frac{S}{S_\infty})^2] \Gamma(\theta) S \leq S_\infty, \theta < 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_s \cdot \nabla S - D_1 f^4 S S > S_\infty, \theta < 90^\circ \\ \frac{\partial S}{\partial t} &= -C_s \cdot \nabla S - [\beta \Gamma(\theta) + D_2 f^4] S, \theta > 90^\circ \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

式中 θ 是風向和波浪傳播方向之夾角, $\Gamma(\theta)$ 是方向分佈函數 ($\cos^2 \theta$), D_1, D_2 是能量減衰係數, 根據 Lee (1981) $D_1 = 256, D_2 = 1$.

將式(13)利用差分法, 積分, 則可計算出每一網格點在任一時間之波浪值, 而其邊界條件在岸邊時

$$S = 0 \quad (14)$$

而在大洋時

$$\frac{\partial S}{\partial n} = 0 \quad (15)$$

式中 n 係垂直邊界, 而其初始條件假定靜海面則需計算 4 天左右消除這種人為初始條件

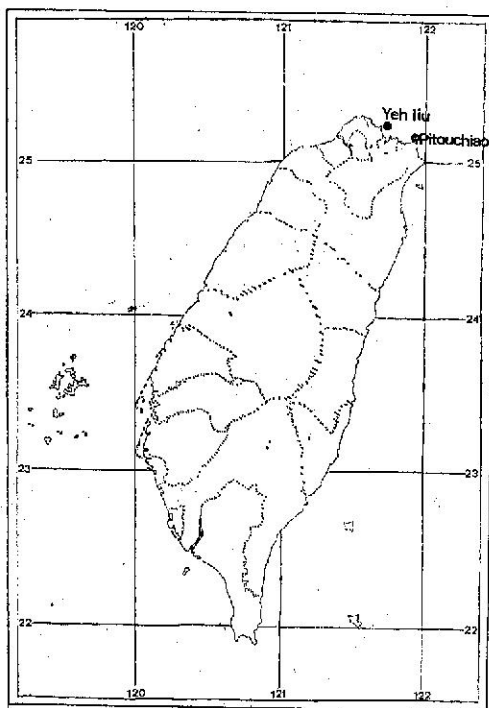
當每一點能譜值得到後再利用

$$H_{\frac{1}{3}} = 2.83 \sqrt{\frac{E}{f}}$$

換算為指示波高然後取最大頻率能譜值倒數為其指示週期

四、計算結果與討論

今以二個鋒面過境所產生高波與鼻頭角與野柳二測波站圖(4)實測作比較



圖四 測波站之位置圖
Fig. 4. Location of the coastal wave observing station

個案一：鼻頭角民國70年1月24日~26日

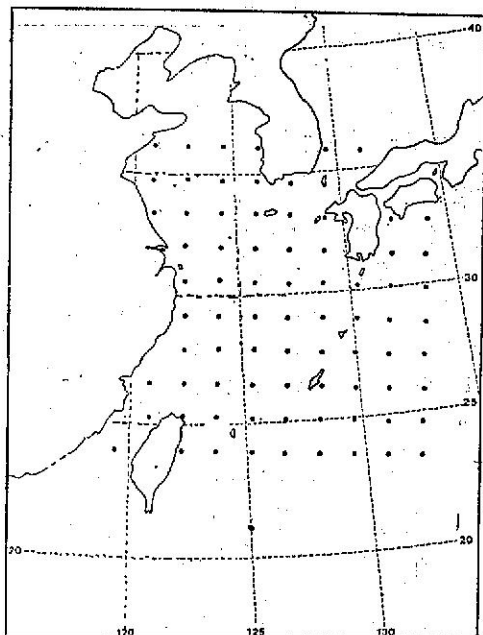
個案二：野柳民國70年2月24日~25日

整個海域劃為 10×10 網格點每網格點距離為 150 公里圖(5)，計算時間間距 2 小時，則每六小時風場資料計算三次其間假定為常數。

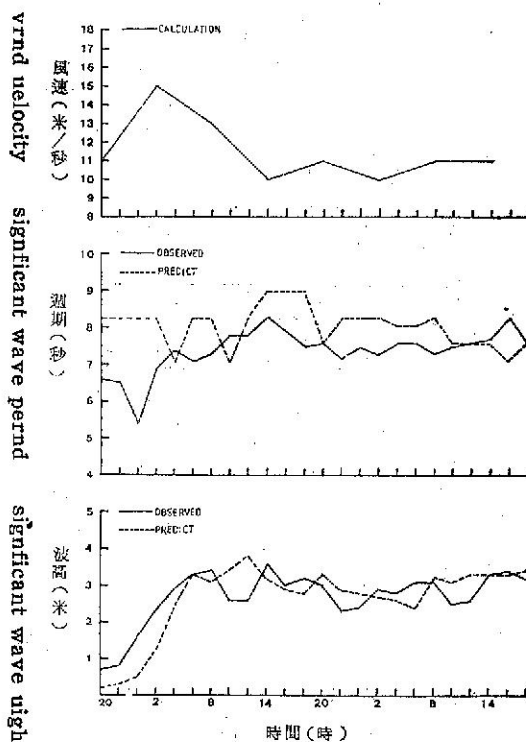
將能譜分割為 22 個頻率帶 ($0.04H_z \sim 0.25H_z$)，每一頻率帶有 16 個傳播方向 (是氣象坐標相同)，而其頻譜寬度分別為 $0.01 H_z$ 和 22.5° 所以上節中 $\Delta\theta = 11.25^\circ$

然後讀取每一網格點氣壓值，空氣溫度，海水溫度 (取月平均海水溫度)，利用風場模式，計算出風向、風速，摩擦速度代入波浪模式中，其預測值與實例值如圖(6)與圖(7)，從此二圖可看出幾個特徵：

(一)鋒面過境之際，預測波高偏低，而當實測波高較陡時，則偏較低。

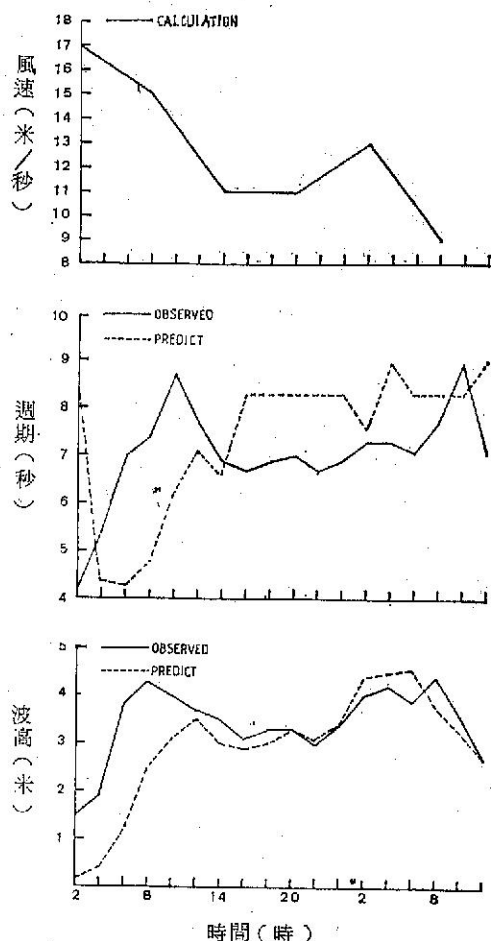


圖五 計算風場及波浪場之網格點
Fig. 5. Grid used to specify wind and wave field



圖六 民國70年1月24日20時~1月26日18時鼻頭角與預測值比較圖

Fig. 6. Comparison of predicted significant wave height and period (dash line) with observation (continuous line) at "Pitouchiao" during 24-26, January 1981



圖七 民國70年2月24日2時~25日12時野柳實測值預測值比較
Fig. 7. Comparison of predicted significant wave height and period (dash line) with observation (continuous line) at "Yehliu" during 24-25, February, 1981

(一) 平穩狀態時，實測波高與預測波高吻合。

(二) 就整個預測趨勢來看相當一致。

造成鋒面過境之際，預測值偏低之原因有：

1. 風場值在每六小時內假設為常數，而鋒面過境之時間均非在氣象觀測時測到。

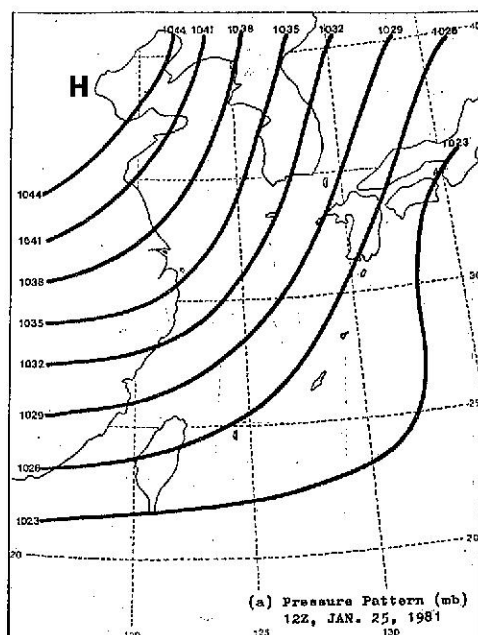
2. 當鋒面接近時，鋒面前面颶線使氣流呈亂流性質，而鋒面後面風風軸，則更易使波浪成長。

本文不僅能作單點波浪預報，同時也能作整個海域之風場分析圖及等波高圖，圖(8)。

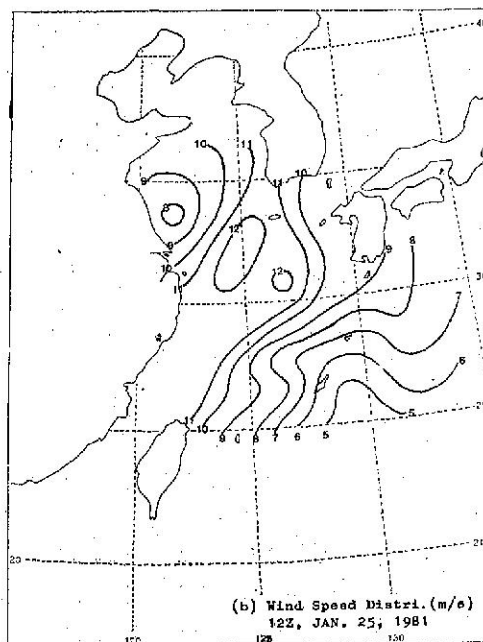
五、論 結

在能量平衡方程式中，考慮五種過程：線性與

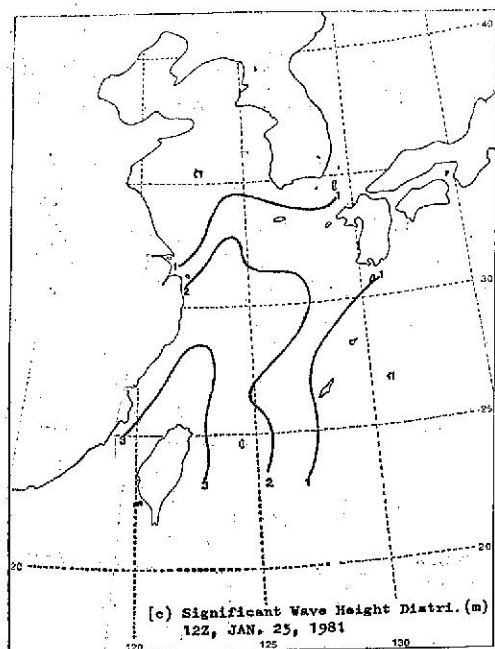
指數隨時間成長，碎波內摩擦及逆風反應，所需要參數，直接由二層斜壓風場模式直接計算出來，此模式不僅能計算風之垂直構造，而且也能計算摩擦



圖八-1 綜觀天氣型態 (民國70年1月25日20時)
Fig. 8-1. Synoptic pressure pattern at 12Z, January, 25, 1981



圖八-2 風速分佈圖
Fig. 8-2. Distribution of calculated wind field at 12 Z, January, 25, 1981



圖八-3 指示波高預測分佈圖

Fig. 8-3. Distribution of predicted significant wave height at 12Z, January, 25, 1981.

速度，由整個計算出來之預測波高趨勢來看相當一致。

由二個實際推算例子來看在鋒面過後平穩狀態預測值和實測值相當吻合，而在鋒面過境之際，模式無法處理，因波浪成長係數不適合鋒面之氣象狀況。

本文不但能預測單點之波浪，同時也可以預測整個海面風速分析及波高分佈圖，此可提供中央氣象局及海上施工單位之參考。

誌 謝

本文承吾師梁乃匡博士悉心指導，特此申謝同時要感謝中央氣象局在各方面支持。

REFERENCES CITED

1. Barnett, T. P. and J. C. Wilkerson, 1967. On the generation of wind waves as inferred from airborne measurements of fetch-limited spectra. *J. Mar. Res.*, 25, 292-328.
2. Barnett, T. P. 1968. On the generation, dissipation, and predication of ocean wind waves. *J. Geophys. Res.*, 73, 513-529.
3. Blackadar, A. K., and H. Tennekes, 1968. Asymptotic similarity in neutral barotropic boundary layer. *J. Atmos. Sci.*, 25, 1015-1020.
4. Cardone, V. J., 1969. Specification of the wind distribution in the marine boundary layer for wave forecasting. TR-69-1, Dept. Meteorol. and Oceanogr., NEW YORK Univ., 131P.
5. De Leonibus, P. S. and L. S. Simpson, 1972. Case study of duration-limited wave spectra observed at an open ocean tower. *J. Geophys. Res.*, 77, 4555-4569.
6. Dexter, P. E., 1974. Test of some programmed numerical wave forecast model. *J. Phys. Oceanogr.*, 4, 635-644.
7. Ewing, J. A., 1971. A numerical wave prediction method for the North Atlantic Ocean. *Deut. Hydrogr. Zeit.*, 24, 241-261.
8. Hasselmann, K., 1963. On the non-linear energy transfer in a gravity wave spectrum (3). *J. Fluid Mech.*, 15, 385-398.
9. Inoue, T., 1967. On the growth of the spectrum of a wind generated sea according to a modified Miles-Phillips mechanism and its application to wave forecasting. *Geophys. Sci. Lab. Report No. TR67-5*, NEW YORK Univ., 74p.
10. Isozaki, I. and T. Uji, 1973. Numerical predication of ocean wind waves. *Pap. Met. Geophys.*, 24, 207-231.
11. Lee, B. C., 1982. Numerical prediction model of ocean wind waves. M. S. thesis of Institute of Ocean-

- ography, National Taiwan University
12. Miles, J. W., 1957. On the generation of surface waves by shear flows. *J. Fluid Mech.*, 3, 185-204.
 13. Pierson, W. J., G. Neumann, and R. W. James. 1955. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics. H. O. Pub. 603, 1809., U. S. Navy Hydrographic Office, Washington, D. C.
 14. Philips, O. M., 1966. The dynamics of the upper Ocean. Cambridge Univ. Press, 261P.
 15. Panofsky, H. A., 1963. Determinations of stress from wind and temperature measurements. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 88, 85-94.
 16. Pierson, W. J. and L. I. Moskowitz, 1964. proposed spectral form for fully developed seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Res.*, 69, 5181-5190.
 17. Snyder, R. L. and C. S. Cox, 1966. A field study of the wind generation of ocean waves. *J. Mar. Res.*, 24, 141-178.
 18. Schule, J. J., L. S. Simpson, and P. S. De Leonibus, 1971. A study of fetch-limited wave spectra with an airborne laser. *J. Geophys. Res.* 76, 4160-4171.
 19. Uji, T. and I. Isozaki, 1972. The calculation of wave propagation in the numerical prediction of ocean waves. *Pap. Met. Geophys.*, 23, 347-359.