

深海 波浪模型의 比較研究 An Intercomparison Study of Deep Water Wave Models

尹鍾台* · 安守漢**

Jong Tae Yoon* and Soo Hahn Ahn**

要 旨: 淺水 및 屈折現象을 포함한 離散型 波浪模型을 구성하였다. Inoue의 源泉函數와 Gadd의 傳播技法을 사용하여 먼저 深海條件에 대한 數值實驗을 통해 餘他模型과 比較分析하였다. 비교적 빠른 에너지의 成長率을 보여주었고, 非對稱風場의 影響을 잘 反映하였다. 風場에 대한 多樣한 反應形態에도 불구하고 전반적인 에너지의 分布는 餘他模型과 같이 좋은 結果를 보여주었다.

Abstract—A wave prediction model of DP type with shallow water effects is composed. An intercomparison study of the deep water wave models has been made to clarify the capacity of this model which has source functions by Inoue and propagation scheme by Gadd. It is shown that the growth rate of wave energy is rapid and, for asymmetrical wind fields, this model behaves well. In spite of various response pattern for the wind fields the energy distribution gives reasonable agreements with those of other models.

1. 緒 論

最近 海洋産業의 발달과 함께 海洋構造物이 증가함에 따라 波浪豫報 기법은 그 중요성을 더해가고 있다. 정확한 波浪資料는 海岸 및 海洋構造物과 선박의 設計와 같은 工學的인 分野외에도 海안 보전, 안전하고 경제적인 航路의 設定, 그리고 自然災害의 豫報 등에 필수적이다.

波浪豫報 技法의 실제적인 研究는 1947년 留意波高 개념을 도입한 Sverdrup과 Munk로부터 시작되고 1952년 Longuet-Higgins는 海波의 統計的 特性을 연구하여 觀測波高의 分散과 留意波高와의 關係를 밝혔다. 1955년에 Pierson, Neumann 그리고 James는 스펙트럼 概念을 사용하여 파랑예보 기법을 발표하였고 Wilson법도 이 당시 개발되었다. 이후 전자계산기의 발달과 함께 방대한 계산을 요하는 여러 가지 형태의 波浪豫報模型이 개발되었는데, 이들은 파랑간의 非線型 相互作用의 고려 여부에 따라 그리고 風波의 매개변수화 여부에 따라 DP(Discrete Propa-

gation) 모형, CH(Coupled Hybrid) 모형, CD(Coupled Discrete) 모형으로 구분된다. 현재 實波浪豫報에 사용되고 있는 여러 가지 形態의 모형들에 대한 比較分析이 1985년 SWAMP와 SWIM에서 행해졌다. 파랑의 生成課程에 대한 理論的 理解는 아직 완전하지 못하여 대부분의 波浪模型들이 단순화된 조건에서의 경험적인 공식에 많이 의존하고 있어서, 地形 및 風場의 條件이 복잡해짐에 따라 모든 模型이 각자의 취약성을 드러내게 되었고, WAMDI 그룹(1988)은 이러한 결함들을 보완하여 에너지 平衡方程式을 직접 적분하는 새로운 모형 WAM을 발표하였다.

이러한 스펙트럼모형은 많은 기억용량과 막대한 계산시간을 요하는 경우가 많아 그 經濟性이 문제가 된다. 3세대 모형의 하나인 WAM의 경우도 계산시간 때문에 實豫報를 위한 목적으로는 아직 부적당한 실정이다. 따라서 여러 나라에서는 自國의 실정에 맞는 效率的인 模型을 개발 혹은 선택해 사용하고 있다. 우리나라의 경우 西海라는 넓은 淺海域을 포함하고 있어서 반드시 淺海效果를 고려할 수 있는 波浪模型이

*慶星대학교 토목공학과(Department of Civil Engineering., Kyung Sung University, Pusan, Korea)

**서울대학교 토목공학과(Department of Civil Engineering., Seoul National University, Seoul, Korea)

필요하고 나아가서는 潮流같은 大規模 흐름의 影響도 고려되어야 할 것이다. 여기서 紹介할 模型 DWAM은 이러한 淺海效果를 고려한 經濟的인 模型의 開發에 목적을 둔 것으로서 고려할 수 있는 물리적 현상은 에너지의 入力 및 逆風으로 인한 減衰構造, 에너지의 傳播, 그리고 淺海效果로서는 淺水 및 屈折現像과 바닥摩擦로 인한 에너지의 減衰構造이다. 이러한 여러 가지 물리적인 현상이 복합되어 있으므로 模型의 數值計算은 그 學動이 개별적으로 드러날 수 있게 구상된 假想風場(SWAMP, 1985)에 대하여 행하여 他 模型들과 比較하였다. 여기서는 深海에 한정하여 그에 따른 模型의 構造와 그 數值實驗 結果를 나타내었다.

2. 模型의 構成

2.1 에너지 平衡方程式

에너지 스펙트럼 $F(f, \theta)$ 는 단위 (x, y) 평면당, 그리고 단위 (f, θ) 평면당 波浪場의 에너지 밀도이다. 따라서, F 에 대한 支配方程式은 (x, y, f, θ) 空間에서의 時間에 대한 變化로 표현될 것이다. 閉曲線 L 로 둘러싸인 面積 A 의 任意的 領域에서(Fig. 1), L 의 요소 dl 이 單位 法線 向量 \bar{n} 을 가지고 dl 을 통한 에너지의 傳播速度 및 f 와 θ 空間에서의 速度를 \bar{V} 라 한다. 그리고, 영역 A 는 단위 면적당의 크기 S 의 源泉(source and sink)을 가지고 있다. F 의 積分의 變化率은 Lagrange의 觀點에서 記述하면 시간 t 만의 함수로 생각할 수 있고 $dA = \bar{V} \cdot \bar{n} \delta t dl$ 임을 생각하면 다음과 같이 표시된다.

$$\frac{D}{Dt} \int_{A(t)} F(t) dA = \int_{L(t)} F(t) \bar{V} \cdot \bar{n} dl + \int_{A(t)} \frac{\partial F}{\partial t} dA \quad (1)$$

윗 식의 좌변은 源泉이 있으므로 다음 식으로 표현된다.

$$\frac{D}{Dt} \int_{A(t)} F dA = \int_{A(t)} S dA \quad (2)$$

그러므로

$$\int_A \frac{\partial F}{\partial t} dA + \int_L F \bar{V} \cdot \bar{n} dl - \int_A S dA = 0 \quad (3)$$

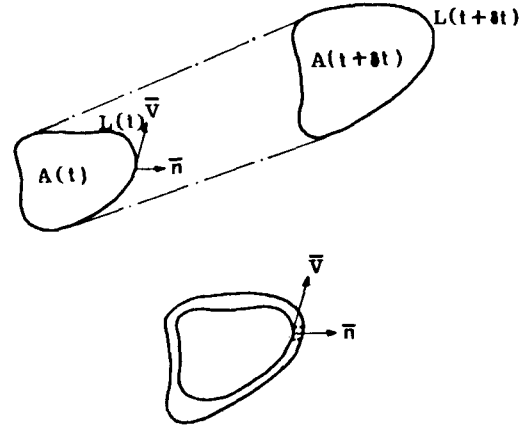


Fig. 1. Arbitrarily shaped control surface at time t and $t + \delta t$.

둘째항에 Green의 정리를 쓰면

$$\int_A \left(\frac{\partial F}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot (F \bar{V}) - S \right) dA = 0 \quad (4)$$

위의 積分은 任意 領域에 대한 것이므로 被積分 函數는 항상 영이다.

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \bar{\nabla} \cdot F(f, \theta) \bar{V} = S \quad (5)$$

여기서 연산자 $\bar{\nabla}$ 는

$$\bar{\nabla} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial f}, \frac{\partial}{\partial \theta} \right\} \quad (6)$$

\bar{V} 는 4次元 速度벡터로 그 成分은 다음과 같다(Karlsson, 1968).

$$\bar{V} = \begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_f \\ V_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} C_g \cos \theta \\ C_g \sin \theta \\ df/dt \\ d\theta/dt \end{bmatrix} \quad (7)$$

C_g 는 群速度로서 $\frac{dx}{dt} = C_g \cos \theta$, $\frac{dy}{dt} = C_g \sin \theta$ 이다. 미소진폭과 이론에서 $df/dt = 0$, $d\theta/dt = \bar{C}_g \cdot \nabla$ 이므로

$$\frac{dF(f, \theta)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{C}_g F(f, \theta)) + \frac{\partial}{\partial \theta} \{ (\bar{C}_g \cdot \nabla) F(f, \theta) \} = S(f, \theta) \quad (8)$$

∇ 은 $\nabla = \left\{ \frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y} \right\}$ 이다. (8)식이 본 모형에

이용되는 에너지 평형방정식이다. 深海에서는 波速 c 의 空間 微分은 영이고, $\nabla \cdot \bar{C}_g + \frac{\partial}{\partial \theta} (\bar{C}_g \cdot \nabla \theta) = 0$ 이므로

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \bar{C}_g \cdot \nabla F(f, \theta) = S(f, \theta) \quad (9)$$

2.2 源泉函數

S 는 일반적으로 바람으로부터의 에너지 入力 S_{in} , 非線形 相互作用 S_{nl} , 그리고 減衰函數 S_{ds} 로 구성된다.

본 연구에서는 S_{nl} 을 무시한 DP 模型으로 구성하였다. 에너지의 入力 S_{in} 은 Phillips(1957)와 Miles(1957)의 理論에 따라 다음 式으로 표시된다.

$$S_{in} = A(f, u(\bar{x}, t)) + B(f, u(\bar{x}, t))F(f) \quad (10)$$

여기서, $u(\bar{x}, t)$ 는 風速이다. A 항은 Phillips의 理論에 근거한 것으로서 平坦 海水面上에서 亂流性의 大氣 壓力 變動으로 인한 波浪의 生成을 나타낸다. A 항은 다음 式을 사용하였다(Inoue, 1967).

$$A(f, u) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{A^* \sigma^{5.25} u^{2.25}}{\left[\frac{1}{4} \left(\frac{\sigma}{u}\right)^2 + (k \sin \theta)^2\right] \left[\frac{1}{9} \left(\frac{\sigma}{u}\right)^{2.5} + (k \cos \theta - \frac{\sigma}{u})^2\right]} d\theta \quad (11)$$

여기서 σ 는 角周波數, k 는 波數, θ 는 風向과 波向 사이의 각도 그리고 A^* 는 Snyder와 Cox(1966)의 관측값에 맞춘 상수로서 9.84×10^{-15} 이다. Miles의 理論에 근거한 B 항은 波浪의 變動과 이로 인한 大氣의 剪斷흐름에서의 攪亂이 서로 영향을 미쳐 波浪이 증폭되는 과정을 나타내는데 다음 式을 사용한다(Inoue, 1967).

$$B(f, u) = f \{ 0.00139 e^{-7000(u^*/c) - 0.031^2} + 0.725 (u^*/c)^2 e^{-0.0004(c/u^*)^2} \} \quad (12)$$

c 는 波速이고, 마찰속도 u^* 는

$$u = 9u^*/k_0 \quad (13)$$

여기서, k_0 는 von Karman 상수이다. Inoue는 粘性으로 인한 에너지의 減衰構造에 맞추어 다음과 같이 時間에 대해 指數函數의 관계를 가지는 逆風減衰에 대한 式을 제안했다.

$$F_D(f, \theta) = F_0(f, \theta) [\exp\{-Ct (F_w)^{1/2} f^4\}]^{K(\theta')} \quad (14)$$

F_0, F_D 는 減衰 前後의 스펙트럼이고, F_w 는 다음과 같은 方向스펙트럼의 적분이다.

$$F_w = \int_0^f \int_{\theta'} F(f, \theta) df d\theta \quad (15)$$

C 및 감쇠지수 $K(\theta')$ 는 관측으로부터 결정되는 상

수이다.

3. 模型의 差分化

支配方程式의 數值積分은 다음과 같은 多段階 分割技法을 사용하였다.

$$1 \text{ 단계 : } \frac{\partial F}{\partial t} = -\nabla \cdot (\bar{C}_g F)$$

$$2 \text{ 단계 : } \frac{\partial F}{\partial t} = S_{in}$$

$$3 \text{ 단계 : } \frac{\partial F}{\partial t} = S_{ds} \quad (16)$$

各 段階에서 積分된 값들은 다음 段階의 入力값으로 사용된다.

3.1 波浪의 成長 및 減衰

周波數 스펙트럼 $F(f)$ 가 發生 및 成長하게 되는 경우 다음 式으로 표시된다.

$$\frac{dF(f)}{dt} = A(f, u) + B(f, u)F(f) \quad (17)$$

波浪은 실제 無限히 成長할 수 없으므로 주어진 風速에서 파랑이 성장하는 最大值를 成熟波 스펙트럼 F_∞ 라 할 때 Inoue는 다음과 같은 관계식을 제안했다.

$$\frac{dF}{dt} = \{A[1 - (\frac{F}{F_\infty})^2]^{1/2} + BF\} [1 - (\frac{F}{F_\infty})^2] \quad (18)$$

成熟波 스펙트럼은 Pierson-Moskowitz(1964) 스펙트럼을 사용하였고 方向을 고려한 2次元 스펙트럼 $F(f, \theta)$ 와 周波數 스펙트럼 $F(f)$ 와의 관계는 여러 가지 식이 나와 있지만 아직 관측상의 어려움으로 대부분의 模型들이 다음과 같은 간단한 式을 가정하고 있다.

$$F(f, \theta) = F(f)h(\theta) = F(f)\frac{2}{\pi}\cos^2(\theta - \theta^*),$$

$$-\frac{\pi}{2} < \theta - \theta^* < \frac{\pi}{2} \quad (19)$$

여기서, θ^* 는 풍향이다. 초기 정온상태에서 F_0 로 성장하기까지 소요되는 시간 t_0 는

$$t_0 = \frac{1}{B} \ln \left[1 + \frac{BF(f, \theta)_0}{A \left\{ 1 - \left(\frac{F(f, \theta)_0}{F_\infty h(\theta)} \right)^2 \right\}^{1/2}} \right] \quad (20)$$

시간 $t_0 + \Delta t$ 에서의 새로운 스펙트럼 F_{new} 는

$$F_{new}(f, \theta) = \frac{\frac{A}{B}h(\theta) [\exp(B(t_0 + \Delta t)) - 1]}{[1 + \{A[\exp(B(t_0 + \Delta t)) - 1]/BF_\infty\}^2]^{-1/2}} \quad (21)$$

逆風減衰의 경우 (14)식에서

$$F(f, \theta) = F_0(f, \theta) [\exp\{-C\Delta t (F_w)^{1/2} f^4\}]^{K(\theta')} \quad (22)$$

여기서 $C=56.4$, 감쇠지수 $K(\theta')$ 는

$$\begin{aligned} K(\theta') &= 0.000 & \theta &\leq 78.75^\circ \\ K(\theta') &= 1.500 & 78.75^\circ < \theta &\leq 101.25^\circ \\ K(\theta') &= 2.625 & 101.25^\circ < \theta &\leq 123.75^\circ \\ K(\theta') &= 3.750 & 123.75^\circ < \theta &\leq 146.25^\circ \\ K(\theta') &= 4.875 & 146.25^\circ < \theta &\leq 168.75^\circ \\ K(\theta') &= 6.000 & 168.75^\circ < \theta &\leq 180^\circ \end{aligned} \quad (23)$$

3.2 波浪의 傳播

移送現象을 다루는 數值技法으로서 널리 사용되는 것으로는 Leapfrog 기법과 Lax-Wendroff 기법이 있다. 이들은 2차의 正確度を 가지는데 Leapfrog 기법은 3시간 준위인 반면에 Lax-Wendroff 기법은 2시간 준위이다. 2시간 준위인 경우 Morton(1971)에 의하면

몇 가지 數值的 不安定性을 피할 수가 있고 실제 계산에 있어서도 3시간 준위보다는 작은 기억용량을 요구하므로 많은 계산을 행하는 경우에는 그 經濟性을 무시할 수가 없다. 하지만 Lax-Wendroff 기법은 位相速力에 있어서 비교적 불량한 결과를 보여서 Gadd(1978b)는 位相誤差를 줄이기 위해 Lax-Wendroff 기법을 수정한 새로운 방법을 제안했다. 差分化된 移送方程式은 다음과 같다.

$$F_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2} = (\bar{F}^{xy})_{i+1/2, j+1/2}^n$$

$$- \frac{1}{2} \{ (\mu \bar{\delta}_x^y F)_{i+1/2, j+1/2}^n + (\nu \bar{\delta}_y^x F)_{i+1/2, j+1/2}^n \} \quad (24)$$

$$F_{i, j}^{n+1} = F_{i, j}^n - (1+a) \{ (\mu \bar{\delta}_x^y F)_{i, j}^{n+1/2} + (\nu \bar{\delta}_y^x F)_{i, j}^{n+1/2} \}$$

$$+ \frac{2}{3} a \{ (\mu \bar{\delta}_{3x}^y F)_{i, j}^{n+1/2} + (\nu \bar{\delta}_{3y}^x F)_{i, j}^{n+1/2} \}$$

$$+ \frac{1}{3} a \{ (\mu \bar{\delta}_{3x}^{3y} F)_{i, j}^{n+1/2} + (\nu \bar{\delta}_{3y}^{3x} F)_{i, j}^{n+1/2} \} \quad (25)$$

i, j 는 x, y 방향 준위를 나타내고 n 은 시간 준위이다. $\mu = C_x \cos \theta \Delta t / \Delta x$, $\nu = C_y \sin \theta \Delta t / \Delta x$ 이고, $\Delta x, \Delta t$ 는 空間 및 時間 格子間隔이다. $a = \frac{4}{3}(1 - \mu^2 - \nu^2)$, 그리고 연산자는 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{F}^{xy}_{i+1/2, j+1/2} = \frac{1}{4} (F_{i+1, j+1}^n + F_{i+1, j}^n + F_{i, j+1}^n + F_{i, j}^n) \quad (26)$$

$$\bar{\delta}_{Mx}^{Ny} F_{i, j}^n = \frac{1}{2M} \{ (F_{i+M/2, j+N/2}^n + F_{i+M/2, j-N/2}^n) - (F_{i-M/2, j+N/2}^n + F_{i-M/2, j-N/2}^n) \} \quad (27)$$

Gaussian 分布形에 대해 새로운 技法을 적용하여 Lax-Wendroff 技法과 비교해 보았다(Fig. 2). 수정기법의 경우 대부분의 기법이 보여주는 位相의 遲滯에 반해 오히려 미소한 位相 增加가 생김을 알 수 있다. 減衰(damping)에 있어서는 좌측 하단의 작은 증가량 외에는 좋은 擧動을 보이고 있다. 반면에 Lax-Wendroff 기법의 경우 비교적 큰 位相差가 나타나고 減衰에

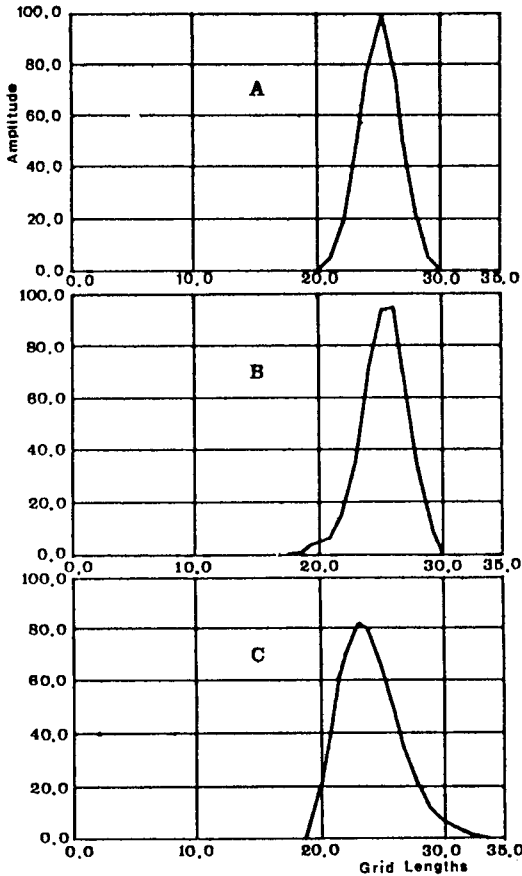


Fig. 2. Propagation of Gaussian profile after 200 time steps(A : analytic, B : Gadd, C : Lax-Wendroff).

있어서도 상당히 심한 減少와 分散을 보여주고 있다.

4. 模型의 數值實驗

4.1 制限 吹送距離 및 吹送時間 實驗

대상 風場은 海水面上 10 m에서 風速 $U_{10}=20$ m/s 가 正常的으로 均일하게 부는 경우로서 風場은 軸方向과 하류쪽으로 무한히 확장되어 있고 초기의 에너지는 $t=0$ 에서 영이다. 계산은 全領域에서 定常狀態에 도달할 때까지 계산한다(Fig. 3). 定常狀態에서의 吹送距離에 대한 스펙트럼의 成長이 Fig. 4에, 그리고 吹送距離 1,000 km에서의 吹送時間에 따른 成長過程이 Fig. 5에 나타나 있다. 신속히 형성되는 高周波數帶에서의 平衡狀態나 尖頭周波數가 작아지면서 Pier-

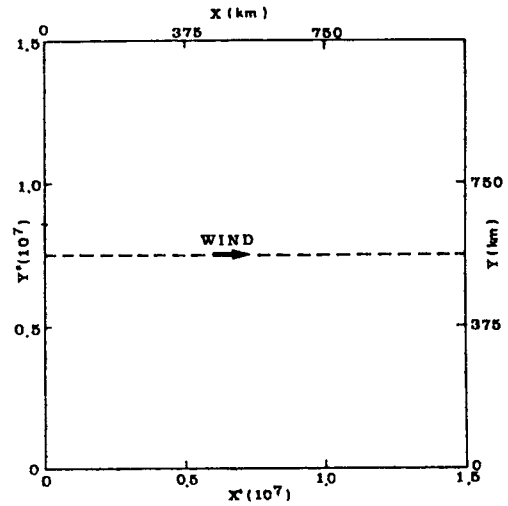


Fig. 3. Wind field geometry for fetch-and-duration-limited growth study(SWAMP, 1985).

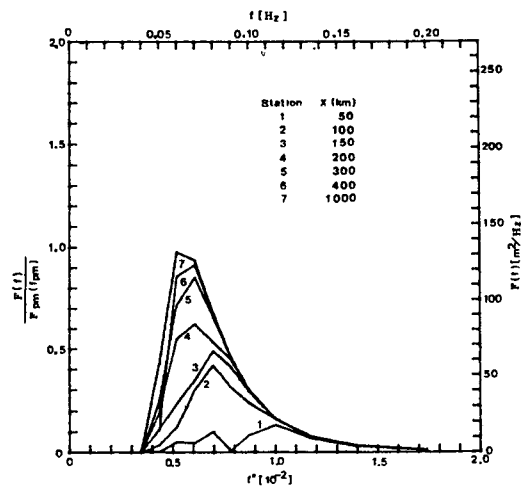


Fig. 4. Fetch-limited spectral growth curve for DWAM model.

son-Moskowitz 스펙트럼으로 수렴하는 등의 일반적인 거동과 吹送時間과 距離에 대한 종속성이 잘 나타나고 있다. 특이한 점은 작은 吹送距離나 취송시간의 경우에 나타나는 스펙트럼의 多尖頭 現象이다. 이러한 현상은 Inoue의 에너지 入力式을 사용하는 MRI, INOUE, SOWM 등에서 나타나고 있다. 이 경우 尖頭周波數를 결정하기가 곤란한 단점이 있지만 이러한 현상은 성장의 초기에만 형성되고, 이 때의 파랑에너지는 成熟波 스펙트럼의 20%를 채 넘지않기

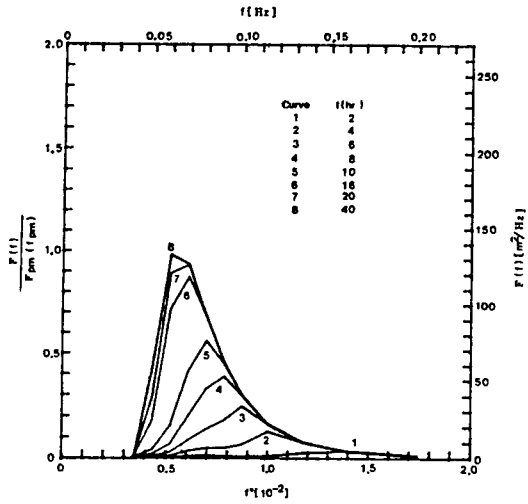


Fig. 5. Duration-limited spectral growth curve for DWAM model.

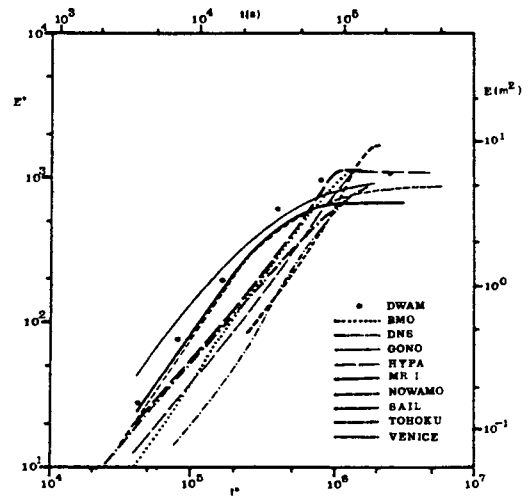


Fig. 7. Nondimensional duration-limited growth curves for the total energy.

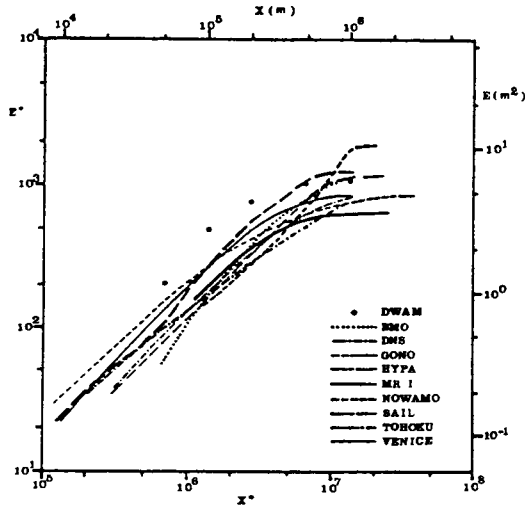


Fig. 6. Nondimensional fetch-limited growth curves for the total energy.

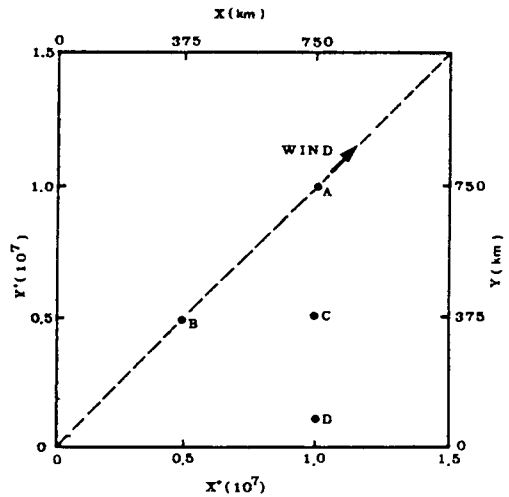


Fig. 8. Wind field geometry for slanting fetches (SWAMP, 1985).

때문에 波高分布에는 아무런 영향이 없다. Fig. 6은 에너지를 吹送距離의 函數로 나타낸 것이다. 이에 대응하는 吹送時間에 따른 成長曲線은 Fig. 7이다. 실제 관측자료로부터 檢證된 模型들임에도 불구하고 전반적으로 模型간에 큰 차이를 보여주고 있다. 이러한 차이는 摩擦速度와 風速과의 不確實한 關係, 그리고 入力風速과 지형풍과의 불명확한 關係 등으로 부터 기인한다. 본 模型의 경우 吹送距離의 다른 成長曲線이 전반적으로 크게 나타났다. 즉, 吹送距離에

따라 他模型보다 比較的 높은 波高가 豫想되는데, 이 또한 入力式의 特性으로서 INOUE, VPINK 模型 등과 유사한 結果이다.

4.2 斜向 吹送距離 實驗

초기 $t=0$ 에서 에너지가 영인 상태의 海域에 $U_{10} = 20$ m/s의 일정한 바람이 全海域에서 대각선 방향으로 불게 되는 경우이다. 상류경계에서의 波浪場은 영, 그리고 하류경계는 開放境界이다(Fig. 8). 본 계산의 목

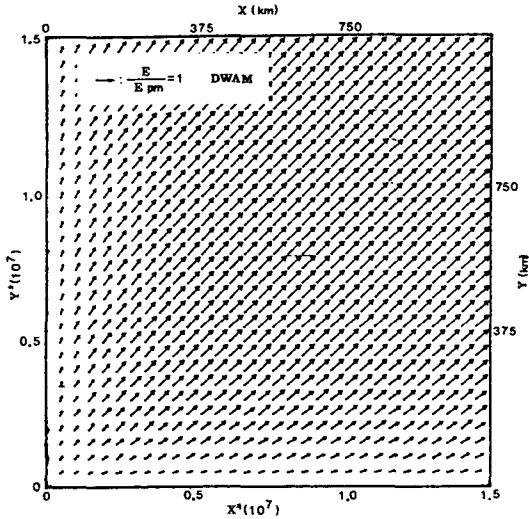


Fig. 9. Cluster diagram for the slanting fetches for DWAM model.

적은 非對稱 境界條件에 대한 波浪場의 方向에 따른 反應을 보기위한 것이다. 대상 海역에서의 에너지 분포가 Fig. 9에 나와 있다. 對角線을 따라 가장 큰 에너지가 分布되고 對角線에서 멀어질수록 에너지가 감소되는 對稱分布를 보여주고 있다. 吹送距離도 45° 각도를 가짐을 생각하면 이러한 현상은 바람직한 결과이고 이러한 論議는 波向에 있어서도 마찬가지이다. Table 1은 A, B, C점에서의 에너지를 동일한 吹送距離를 가지는 4.1의 실험결과로 나눈 값을 도표화한 것이다. 對角線을 따라 제한 吹送距離 실험에 비해 成長率이 감소된 것을 알 수 있는데, 이는 風向과 다른

각도로 傳播되는 成分波의 경우 그 吹送距離가 4.1 실험에서의 吹送距離보다 짧기 때문이다. 이러한 효과는 方向分布가 큰 模型일수록 강하게 나타날 것이다. Fig. 10, 11은 각각 B, D에서의 方向 스펙트럼의 에너지 分布圖이다. Fig. 10이 風向을 중심으로 精確한 對稱性을 보여주는데 비해 Fig. 11에서는 非對稱 風場의 影響이 강하게 나타나고 있다. 이는 D점에서의 方向 成分과들이 風向에 대해 각이 클수록 해당 吹送距離도 길어지고 각 成分波들이 독립적으로 발달하는 DP 模型의 特性으로 인한 것이다. 그러므로, D점에서의 높은 에너지는 45°와 90° 사이에서 형성된다. 본 模型의 경우 에너지의 크기 뿐만 아니라 周波數에 있어서도 他模型에 비해 比較적 큰 變化를 보이면서 非對稱 風場의 影響에 敏感한 反應을 보였다 (Fig. 2).

4.3 半面 風域 實驗

$U_{10} = 20 \text{ m/s}$ 의 바람이 海域의 左半面에서만 북쪽으로 불고 있고 右半面은 無風狀態이다. 상류경계에서는 에너지의 流入이 없고 나머지는 개방경계이다(Fig. 13). 이 실험은 너울의 形成 및 傳播課程이 잘 나타나고, 또한 風域의 급격한 橫的 變化가 파랑의 발달에 미치는 影響을 살펴보기 위한 것이다. 계산된 에너지의 空間 分布가 Fig. 14에 나타나 있다. 풍역 경계를 지나면서 比較적 연속적인 遷移課程을 겪는 것을 알 수 있다. Table 2는 정상상태에서 A, B점에서의 에너지 E_{III} 를 제한 吹送距離에 대한 결과 E_I 과의 비로 나타낸 것이다. 값의 차이는 斜向 吹送距離 실험에

Table 1. Energy and frequency ratios for selected points

Model	Position : Fetch :	E_{II}/E_I				f_{PII}/f_{PI}	
		B (375,375)	C (750,375)	A (750,750)	B (375,375)	C (750,375)	A (750,750)
MRI		0.88	0.99	0.97	1.03	1.00	1.00
VENICE		0.91	0.86	0.95	0.98	1.01	0.98
NOWAMO		—	1.33	1.30	0.76	0.80	0.84
GONO		0.90	0.83	1.04	1.05	1.09	1.02
TOHOKU		0.92	0.75	0.95	1.04	1.10	0.91
HYP A		0.84	0.73	0.91	1.04	1.12	0.96
BMO		0.83	0.73	0.90	0.97	1.17	0.91
SAIL		0.56	0.85	1.00	1.23	0.96	0.84
DNS		0.82	0.70	0.96	1.09	1.13	1.11
DWAM		0.92	0.96	1.00	—	—	—

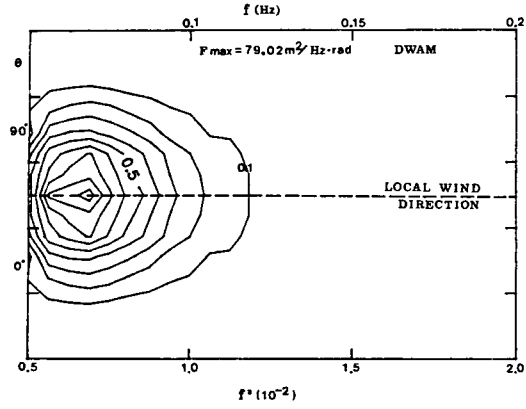


Fig. 10. Isoline plots of the 2-D spectral distributions at point B for DWAM model.

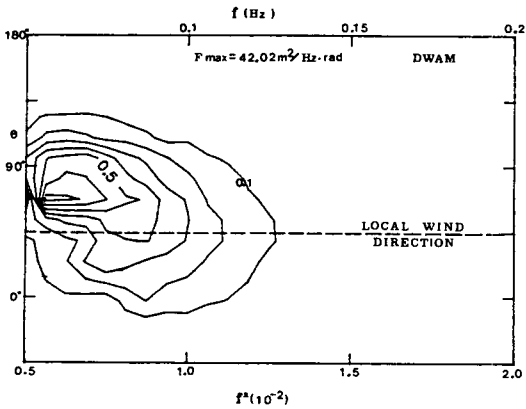


Fig. 11. Isoline plots of the 2-D spectral distributions at point D for DWAM model.

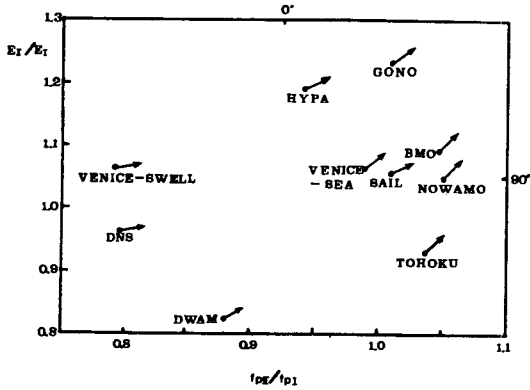


Fig. 12. Location of models in the E_{III}/E_I versus f_{PI}/f_{PI} parameter lane at point D (Arrows indicate mean wave direction).

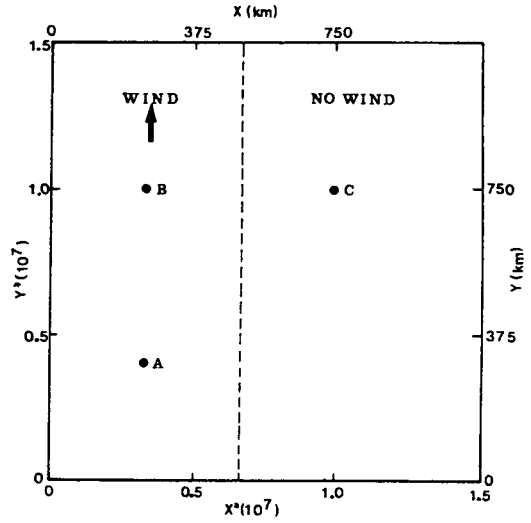


Fig. 13. Wind field geometry for half-plane wind (SWAMP, 1985).

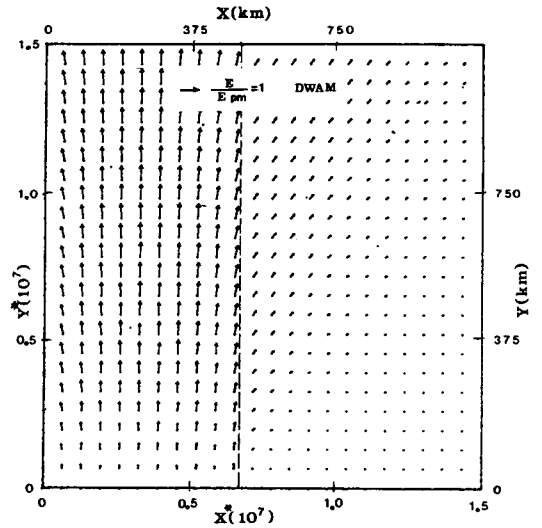


Fig. 14. Cluster diagram for half-plane wind for the model DWAM.

서처럼 風向의 方向 分布形態와 方向 結合(directional coupling) 形式이 模型마다 서로 다르기 때문이다. 合成 模型들의 경우 移送 수치기법상의 橫의 數值分散으로 보이는 작은 변화 외에는 거의 모두 1에 가까운 값을 보여준다. 전반적으로 風場의 영향은 MRI, VENICE, DWAM같은 DP 模型에서 강하게 나타난다. 본 模型의 경우 A와 B에서의 E_{III}/E_I 이 거의 같은 값을

Table 2. Ratios of the wind sea energies in the case of 4-3 to the pure fetch-limited development in the case of 4-1 for the points A and B

Model	A : $X^*=0.34 \times 10^7$ $Y^*=0.40 \times 10^7$			B : $X^*=0.34 \times 10^7$ $Y^*=1.01 \times 10^7$		
	E_{III}/E_{PM}	E_I/E_{PM}	E_{III}/E_I	E_I/E_{PM}	E_I/E_{PM}	E_{III}/E_I
MRI	0.39	0.42	0.93	0.51	0.58	0.88
VENICE	0.45	0.54	0.83	0.66	0.76	0.87
NOWAMO	0.37	0.38	0.97	1.00	1.21	0.83
GONO	0.47	0.47	1.00	0.67	0.68	0.99
TOHOKU	0.35	0.35	1.00	0.63	0.63	1.00
HYP A	0.39	0.39	1.00	0.98	0.98	1.00
BMO	0.46	0.49	0.94	0.90	0.92	0.98
SAIL	0.42	0.76	0.55	0.99	1.00	0.99
DNS	0.37	0.43	0.86	0.57	0.73	0.78
DWAM	0.69	0.79	0.87	0.83	0.99	0.84

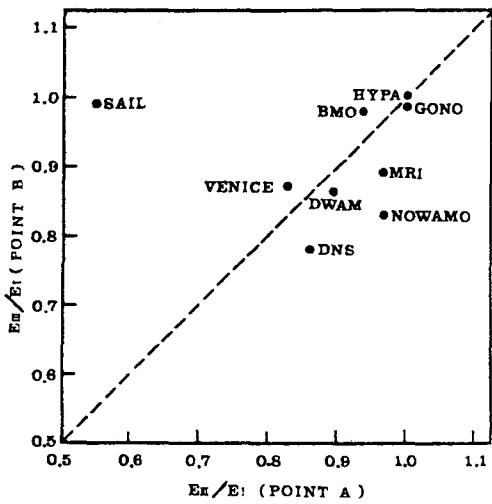


Fig. 15. Model locations in the parameter plane spanned by the values of E_{III}/E_I at points A and B.

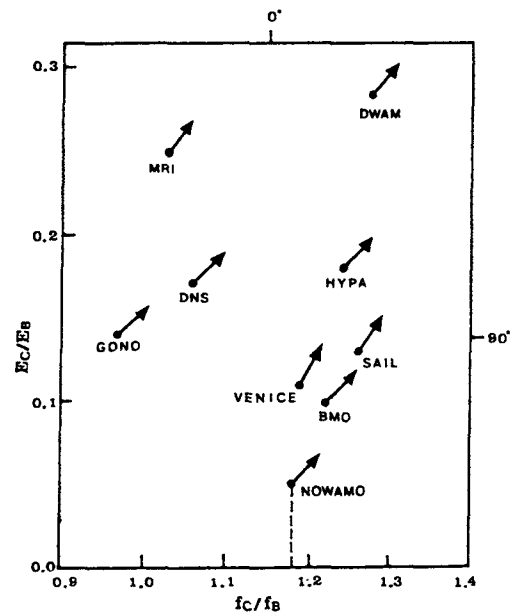


Fig. 17. Model location in parameter plane of E_C/E_B versus f_C/f_B for half-plane wind.

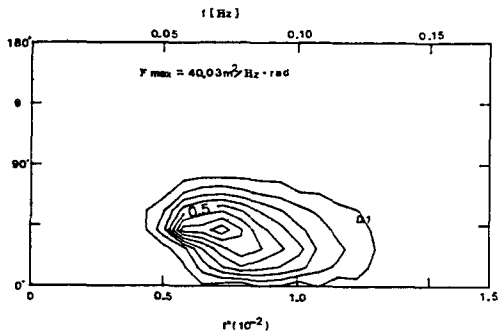


Fig. 16. Isolines of the 2-D spectral distributions for halfplane wind at point C for DWAM model.

보여주면서 A에서는 MRI 모델보다는 큰 변화를, 그리고 VENICE보다는 작은 변화를 보여주었다(Fig. 15). 無風帶에서의 너울을 조사하기 위해 C점에서의 방향 스펙트럼의 分布를 그려보았다(Fig. 16). 너울의 스펙트럼은 그것이 傳播해 나온 風波 스펙트럼의 방향 分布를 정확히 반영하고 있다. Fig. 17은 지점 C에 대한 尖頭周波數와 너울의 평균 파향을 정리하여 그림으로 제시한 것이다. 뚜렷한 模型의 종류에 따른

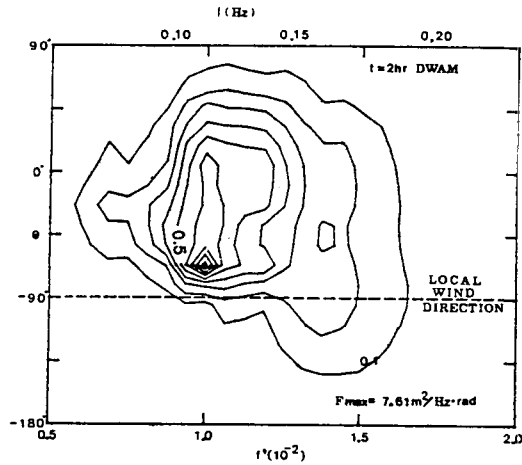


Fig. 18. Contour plots of the 2-D spectral distribution at 2 hrs after a sudden change of wind direction for the model DWAM.

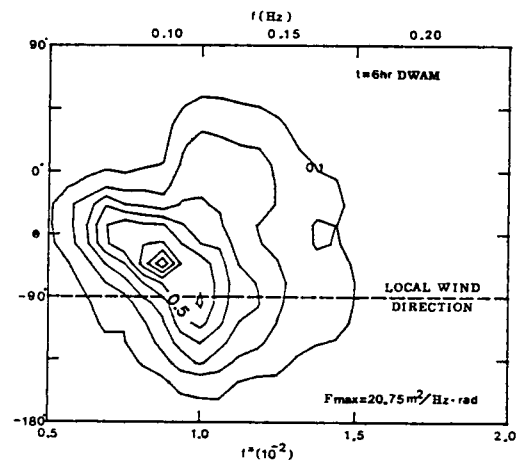


Fig. 19. Contour plots of the 2-D spectral distribution at 6 hrs after a sudden change of wind direction for the model DWAM.

구분은 나타나지 않고 MRI와 NOWAMO, 그리고 본 모델의 경우 에너지 비에 있어서 여타 모델보다 큰 변화를 보여주고 있다. MRI와 본 모델의 경우 비교적 넓은 방향 분포函數를 사용하고 있어서 C점에 도달하는 방향 성분波들이 보다 긴 吹送距離를 가지게 되는데다 특히 본 모델의 경우 4.1 실험에서 확인했던 吹送距離에 대한 빠른 成長率로 인하여 이러한 큰 에너지 비를 갖게 된 것으로 생각된다.

4.4 風向의 90° 變化 實驗

無限 海洋에서 $U_{10} = 20 \text{ m/s}$ 의 바람이 북쪽으로 불

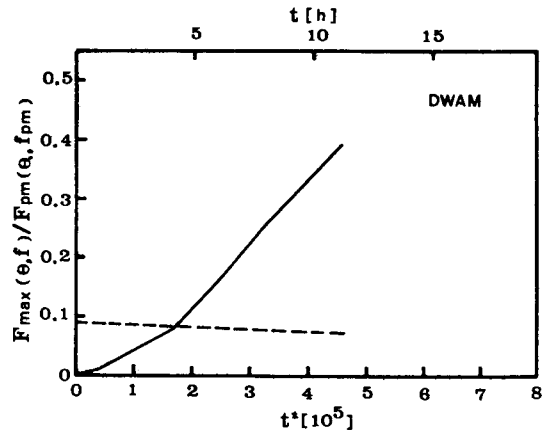


Fig. 20. Evolution of the wind sea (solid line) and swell (dashed line) peak spectral densities for the model DWAM.

어 波浪을 成熟波 스펙트럼의 半만큼 成長시킨다. 이때 ($t=0$) 風向을 90° 변화시켜 서쪽으로 불게 한다. 바람과 波浪場은 공간적으로 均一하므로 移送現象이 없이 한 지점에서의 시간에 따른 변화를 계산하면 된다. 순간적으로 풍향이 바뀌면 이미 形成된 波浪은 대부분 너울로 되고 새 波浪이 성장하기 시작한다. 이러한 너울과 파랑의 時間 變化를 追跡하면 기존 파랑장이 해체되면서 새 방향으로 進行하는 파랑의 成長은 成熟波 스펙트럼이 될 때까지 進行될 것이다. 본 계산의 目的은 이러한 緩和過程을 살펴보기 위한 것이다. 본 실험의 경우 세 가지 力學構造가 존재한다. 첫째, 바람으로부터 새로운 波浪場으로의 에너지 入力, 너울의 에너지 減衰, 그리고 너울로부터 風波로 의 에너지 輸送을 일으키는 非線形 相互作用이다. 결과는 풍향이 바뀐 뒤 2시간과 6시간 후의 에너지를 方向 스펙트럼 分布로 나타내었다(Fig. 18, 19). DP 모델의 경우엔 非線形 相互作用이 고려되지 않으므로 너울의 減衰現象과 새로이 形成된 새 풍향 주위 180° 이내의 너울과의 중첩파랑이 성장하는 현상이 나타난다. 2시간 후에 새 風向으로 高周波數帶에서 약한 에너지의 발생이 形成되고, 6시간 후에는 에너지의 分布가 새로운 풍향쪽으로 이동한다. 본 모델의 경우 他模型과는 달리(SWAMP, 1985) 새 풍향으로의 遷移過程이 비교적 느린데, 이는 減衰率이 느릴 뿐만 아니라 넓은 방향 분포로 인하여 새 풍향을 중심으로 180° 이내의 비교적 큰 너울이 여전히 새 風向에 대해서도 風波로서 成長을 하게 되기 때문이다. 이미 상당히 발달된

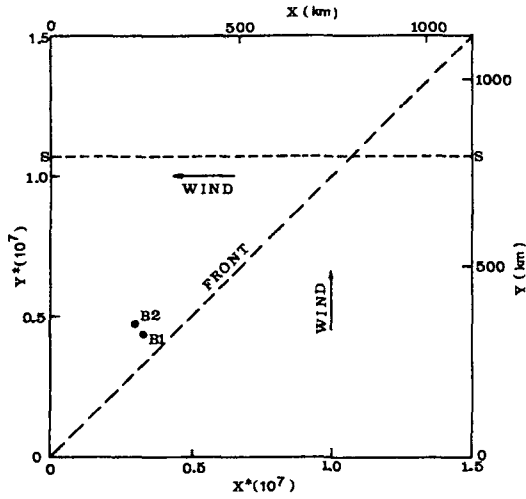


Fig. 21. Wind field geometry for the diagonal front (SWAMP, 1985).

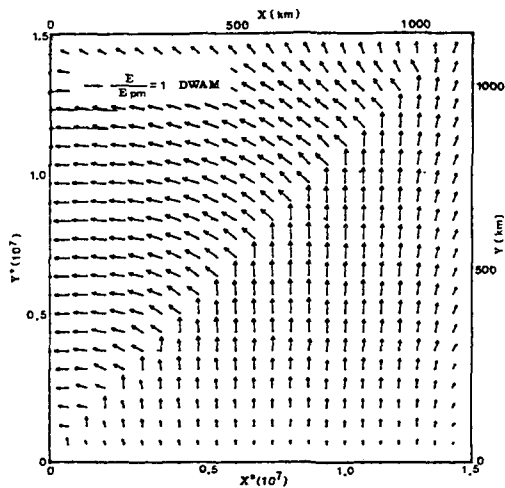


Fig. 22. Cluster diagram for the diagonal front for DWAM model.

이러한 風波의 成長速度는 高周波數帶에서의 새로운 風波의 成長을 압도하면서 높은 파랑에너지를 形成하게 된다. 풍파의 상대적인 成長率과 너울의 減衰過程이 Fig. 20에 나타나 있다.

4.5 對角線 前線에 대한 實驗

前線이 SW에서 NE로 달리고 있는 경우의 海域에 대한 實驗이다. 초기 조건은 全海域에서 에너지가 영이고 境界 조건은 에너지의 流入이 없는 開放境

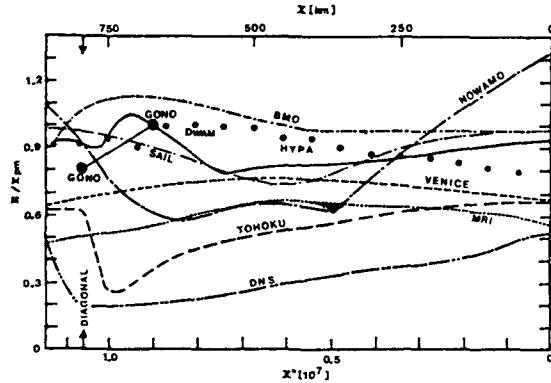


Fig. 23. Total wave energy along the section S.

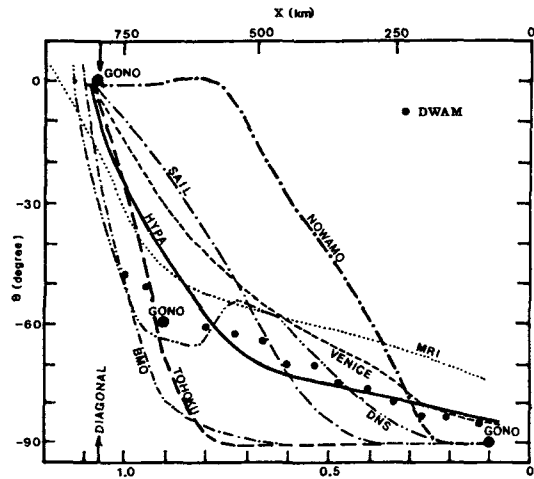


Fig. 24. Relaxation of mean wave direction for diagonal front case.

界이다. 바람은 前線의 SE에서는 $U_{10} = 20$ m/s의 속도로 북으로 불고 전선의 NW에서는 서쪽으로 불고 있다(Fig. 21). Fig. 22는 에너지의 空間分布를 그린 것이다. 남쪽 境界에서부터 전선에 도달할 때까지 해당 吹送距離에 따른 일정한 증가를 보여주고 동쪽 境界 근처에서 에너지의 流入을 排除한 境界조건의 영향이 나타난다. S선을 따라 전체 에너지와 波向이 Fig. 23, 24에 나타나 있다. BMO, GONO, HYPA, 그리고 본 모델의 경우 前線을 지나면서 에너지의 신속한 성장을 보여주는데 반해 DNS, TOHOKU 그리고 NOWAMO는 큰 減少를 보여주고 있다. 본 모델을 비롯하여 에너지의 상승을 일으키는 모델들은 모두가 상당 부분의 波浪에너지를 前線을 지나는 즉시 새로운

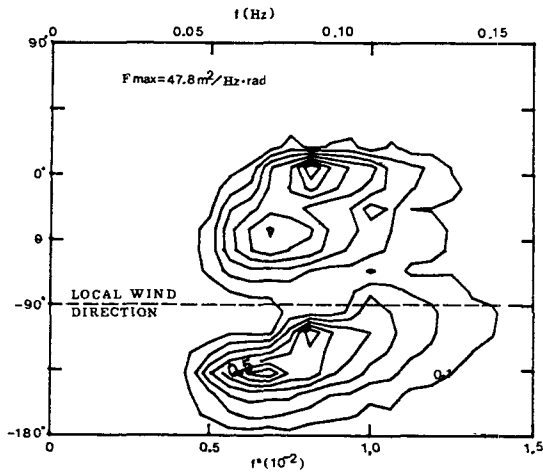


Fig. 25. Isoline of the 2-D spectral distribution at point B1.

風波로 傳達 혹은 保存시키는 성질을 가지고 있다. 파향의 변화는 BMO와 GONO가 신속히 새 風向에 가까운 風波를 형성하는데 비해 본 模型과 HYPA는 북서 방향의 파향이 주로 나타난다. 에너지가 前線을 통과한 직후 겪는 변화를 살펴보기 위해 B₁과 B₂에서의 方向 스펙트럼의 分布를 그려보았다(Fig. 25, 26). 두 지점 모두 風波와 너울간의 구분이 명확히 나타나는 混合構造를 보여주면서 너울의 풍파로의 移行過程이 신속함을 볼 수 있다. 전선을 지난 직후 吹送距離에 따른 새로운 풍파가 형성되고 공간적으로 不均等한 波浪場이 전선을 통과함으로 인하여 스펙트럼의 분포도 비교적 복잡하게 형성된다.

5. 結 論

模型들의 比較 研究를 통한 결론은 다음과 같다. Inoue의 入力式을 사용할 경우 吹送時間 및 吹送距離에 따른 成長率이 비교적 크게 나타났고 초기에 스펙트럼의 多尖頭 현상을 볼 수 있었다. 非對稱 風場의 영향은 개별 성분파의 거동을 독립적으로 취급하는 DP 模型이 가장 잘 反映하는 것으로 나타났고, 不連續 風場에 대해서는 본 模型을 포함한 DP 模型이 여타 模型에 비해 비교적 漸進的인 變化過程을 보여주었다. 순간적인 풍향 변화에 대해서는 새로운 風波의 成長과 너울의 減衰過程이 뚜렷이 구분되지 않았고 對角線 前線이 존재하는 경우의 舉動은 전선을 지나면서 점진적인 波向變化를 보여주고 에너지의

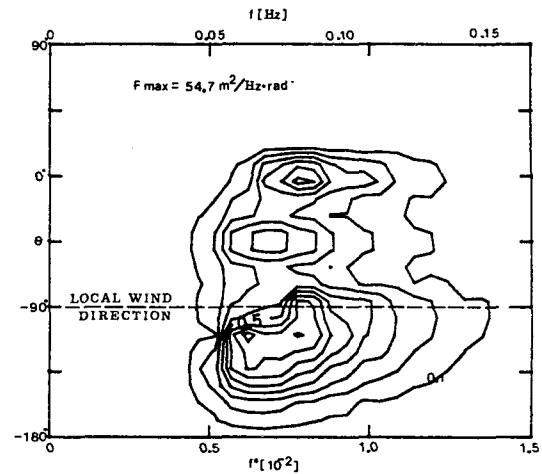


Fig. 26. Isoline of the 2-D spectral distribution at point B2.

크기에 있어서는 전선 통과 후 緩慢한 成長曲線을 보여주었다. 風場에 대한 다양한 反應 形態에도 불구하고 전반적인 에너지의, 즉 波高의 分布 形態나 크기에 있어서 여타 模型과 비슷한 결과를 보여주었다. 하지만 많은 常數들이 氣象條件이 다른 지역의 관측자료로부터 檢證된 것이므로 앞으로 우리나라 주변의 觀測資料를 사용한 에너지 入力과 減衰式에 대한 재조정이 필요할 것이다. 아울러 非線形 相互作用과 흐름을 고려할 수 있는 模型 開發이 필요하다고 생각된다.

參考文獻

- Bretschneider, C.L., 1951. Revised wave forecasting curves and procedure. Tech. Report HE-155-47. Institute of Engr. Res., Univ. of California, p. 28
- Gadd, A.J., 1978a. A split explicit integration scheme for numerical weather prediction. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **104**: 569-582.
- Gadd, A.J., 1978b. A numerical advection scheme with small phase speed errors. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **104**: 583-594.
- Golding, B.W., 1983: A wave prediction system for real-time sea state forecasting. *Quart. J. R. Met. Soc.*, **109**: 393-416.
- Günther, H., Rosenthal, W., Weare, T.J., Worthington, B.A., Hasselmann, K. and Ewing, J.A., 1979. A hybrid parametrical wave prediction model. *J. Geophys. Res.*, **84**: 5727-5738.
- Hasselmann, K., 1962. On the nonlinear energy transfer in a gravity-wave spectrum, *Part I, J. Fluid Mech.*, **12**: 481-500.
- Hasselmann, K., Barnett, T.P., Bouws, E., Carlson, H.

- Cartwright, D.E., Enke, K., Ewing, J.A., Gienapp, H., Hasselmann, D.E., Kruseman, P., Meerburg, A., Muller, P., Olbers, D.J., Richeter, K., Sell, W. and Walden, H., 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project(JONSWAP), *Dtsch. Hydrogr. Z.*, A8 (12).
- 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. Rep. TR 67-5, *Geophys. Sci. Lab.*, New York University.
- Janssen, P.A. E. M., Komen G.J. and de Voogt, W.J.P. 1984. An operational coupled hybrid prediction model, *J. Geophys. Rep.*, **89** : 3635-3654.
- Karlsson, T., 1969. Refraction of continuous ocean wave spectra, *Proc. ASCE*, **95**(WW4) : 437-447.
- Longuet-Higgins, M.S., 1952. On the statistical distribution of the heights of sea waves, *J. Mar. Res.*, **11** : 245-266.
- Miles, J.W., 1957. On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, **3** : 185-204.
- Morton, K.W., 1971. Stability and convergence in fluid flow problems, *Proc. Royal. Soc.*, **A323** : 323-253.
- Phillips, O.M., 1957. On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2** : 417-445.
- Pierson, W.J. and Moskowitz, L.I., 1964. A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *J. Geophys. Rep.*, **69** : 5181-5190.
- Pierson, W. J., Neuman G. and James, R.W., 1955. Practical methods for observing and forecasting ocean waves by means of wave spectra and statistics, H. O. Pub. 603, U.S. Navy Hydrographic Office, Washington, D.C.
- Snyder, R.L. and Cox, C.S. 1966. A field study on the wind generation of ocean, *J. Mar. Res.*, **24** : 141-177.
- Sobey, R.J. and Young, I.R., 1986. Hurricane wind waves A discrete spectral model, *J. Waterway, Port, Coast. and Ocean. Engr.*, **112**(3) : 370-389.
- Sverdrup, H.U. and Munk, W.H. 1947. Wind, sea and swell : Theory of relations for forecasting. U.S. Hydro. Office, H.O. Pub. 601, p. 44
- SWAMP Group, 1985. Ocean wave modeling, Plenum Press.
- SWIM Group, 1985a. Shallow water intercomparison of wave models, Part 1, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co. : 201-205
- SWIM Group, 1985b. Shallow water intercomparison of wave models, Part 2, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co. : 207-214.
- SWIM Group, 1985c. Shallow water intercomparison of wave models Part 3, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co. : 215-220.
- Tolman, H.L., 1989. Communications on hydraulic and geotechnical engineering, Rep. 89-2, Delft Univ. Technology.
- WAMDI Group, 1988. The WAM model-A third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, **18** : 1775-1810.
- Wilson, B.W., 1955. Graphical approach to the forecasting of waves in moving fetches, U.S. Army Corps. Engrs., Beach Erosion Board, Tech. Memo. No. 73.
- 건설부, 1975. 한국 연안의 설계파 결정을 위한 컴퓨터 프로그램개발 연구보고서.
- 김태인, 정형식, 1987. 한국 서해안에서의 설계파의 결정, *한국수문학회지*, **20**(2) : 127-138.
- 수산청, 1988. 해역별(동해, 남해) 심해파 추정 보고서.
- 안수환, 1973. 불규칙파의 통계적 특성에 관한 연구, *대한토목학회지*, **21**(1) : 35-45.
- 이길성, 1986. 계산수리학 : 모형의 수치해석(I), *한국수문학회지*, **19**(3) : 205-211.
- 해양연구소, 1984. 한국 근해역에서의 파랑모델 연구, BSPE-00050-81-7.
- 해운항만청, 1988. 해운항만 설계파 추산 보고서.