

흐름과 水深을 고려한 波浪 推定模型 A Wave Prediction Model with Current and Finite Depth Effects

尹 鍾 台*
Jong Tae Yoon*

要 旨: 任意的 水深 및 흐름 상 風波의 변형에 대한 離散形 스펙트럼 模型을 구성하였다. 波浪의 成長 및 逆風減衰, 底面摩擦, 파랑과 흐름간의 相互作用이 고려되었고 制限 水深의 영향을 포함하기 위해 成熟波 스펙트럼에 水深에 의한 減衰係數를 추가하였다. 이상의 模型을 수심을 고려한 假想風場에 적용하여 水深 및 底面摩擦에 대한 模型의 物理的 거동을 分析해 보았다.

Abstract □ A discrete spectral model of wind waves for arbitrary depth and current is presented. This model incorporates wave growth, decay by opposite wind, bottom friction and wave-current interaction. Depth dependent factor was also added to the fully developed spectrum in order to consider finite depth effects. The physical behavior for the effect of depth and bottom friction was analyzed for an artificially-imposed wind field.

1. 緒 論

波浪이 淺海域으로 傳播해 오면 파랑과 해저면과의 相互作用이 일어나게 되어 지형적인 영향으로 인한 廻折, 屈折, 淺水현상 외에도 저면마찰 및 수심 변화로 인하여 파랑 성장에 큰 변화가 오게 된다. 하지만 淺海에서의 파랑 발달과정과 에너지평형(energy balance)에 관해서는 現場자료 및 研究가 많지 않고 이들 변화 요인들의 영향과 그 相互作用에 대한 理論的 연구도 미흡한 상태이다.

저형변화로 인한 波浪의 變形(wave transformation)에 대해서는 單純波를 대상으로 굴절, 천수 및 회절까지 고려하여 다양한 海岸工學的 문제를 성공적으로 다룬 여러가지 파랑 변형모형이 개발되었다. 波浪의 發生 및 成長 과정을 고려하는 波浪 推定模型에서는 不規則波를 재현하기 위해 에너지 스펙트럼을 다루지만 결국은 단순파의 線形的 重疊이므로 이들 模型을 파랑의 전파 기법에 도입할 수 있을 것이다. 하지만 파랑 스펙트럼의 精度를 높이기 위해 대부분의 模型에서 스펙트럼을 수백개의 成分으로 分割하여 다루므로 연산 시간의 제약을 많이 받고

있고 실 적용시의 대상 海域이 워낙 廣域일 경우가 많아 回折 효과까지 문제되는 경우가 드물어 대부분은 굴절 및 천수효과만 다루고 있다.

淺海域에서 파랑 에너지의 주 減衰要因은 해저면에서의 마찰효과이다. 파랑으로 인한 水粒子의 運動이 바다에 까지 전달되면 이로 인해 저면형상의 변화(ripples)와 流砂를 형성하게 되고 이것은 또한 파랑에 영향을 미쳐 그 에너지를 감소시키게 된다. Hasselmann과 Collins(1968)는 엄밀한 理論的 解釋을 통하여 저면마찰로 인한 파랑 스펙트럼의 감쇠율에 대한 一般式을 발표했다. 이후 Collins(1972)는 이를 단순화시켜 淺海波를 豫測하는 模型을 발표하였으며, Hasselmann 등(1973)은 JONSWAP에서 관측된 너울의 감쇠과정을 조사하면서 저면 境界層에서의 유속을 조석류로 가정한 후 저면마찰에 대한 近似式을 발표하였다. Golding(1983)은 영국 근해의 예보모형(BMO)에 Collins의 식을 적용하였고 JONSWAP 식은 北海의 파랑 예보모형 GONO에서 사용되어 지고 있다. CH (Coupled Hybrid)형태의 HYPAS(Günther *et al.*, 1983)에서는 風波領域을 제외한 너울 성분의 전파에만 저면마찰이 고려되고 있다. 尹(1992b)은 Collins와

*慶星大學校 土木工學科 (Department of Civil Engineering, Kyung Sung University, Pusan, Korea)

JONSWAP의 식을 상호비교해 보았고 SWIM(1985)에서는 이상 세가지의 실 예모형을 假想 風場과 北海 暴風에 대해 적용한 후 모형의 특성을 比較 分析한 바 있다. 이 외에도 침투(percolation), 吹送流, 평균해수면의 변화 등 여러가지 지역적인 현상이 있지만 여기서는 제외되었다.

본 연구는 흐름과 淺海效果를 고려할 수 있는 경제적 모형의 개발을 위한 연구과정의 한 단계로서 본 모형에서 고려되는 물리적 현상은 에너지의 入力 및 送風으로 인한 減衰構造, 에너지의 傳播, 변화하는 水深 및 흐름의 영향, 그리고 淺水 및 屈折현상과 바닥摩擦로 인한 에너지의 감쇄구조이다. 波浪의 成長, 에너지의 전파 및 變形 그리고 흐름의 영향 등은 尹(1991, 1992a, 1992b)에 제시되어 있으므로 여기서는 制限 水深을 가진 가상 해역에 대한 파랑 스펙트럼의 시·공간적 변화과정을 살펴보고자 한다. 천해에서 저면마찰과 수심변화의 영향 및 이에 따른 스펙트럼의 變化樣態를 확인해 봄으로써 천해역 파랑 스펙트럼의 動力學的 거동에 대한 이해를 넓힐 수 있으리라 생각한다.

2. 模型의 構造

2.1 支配方程式

흐름이 없는 경우 傳播 중인 波浪의 파고변화는 周波數 f 와 方向 θ 의 함수인 파랑스펙트럼 $F(f, \theta)$ 에 대한 에너지 保存式을 사용하여 결정할 수 있다. 하지만 흐름場에서의 전파시에는 라디에이션 應力으로 인한 파랑과 흐름간의 에너지교환 때문에 에너지는 더 이상 보존되지 못하고 波浪作用力(wave action)이 보존되며, 波浪作用 保存式을 사용하면 파랑작용 스펙트럼 $N=F/\sigma$ 에 대해 다음과 같다.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \nabla \cdot [(\vec{C}_g + \vec{U})N] + \frac{\partial}{\partial \theta} [C_\theta N] + \frac{\partial}{\partial \omega} [C_\omega N] = J - \frac{S}{\sigma} \quad (1)$$

여기서

- \vec{C}_g : x - y 水平空間에서의 에너지 전파속도
- C_θ : 方向空間에서의 전파속도
- C_ω : 周波數 空間에서의 전파속도

- σ : 상대 각 주파수
- ω : 절대 각 주파수
- \vec{U} : 흐름속도
- S : 源泉函數

J 는 상대 각 주파수에서 정의되는 源泉函數를 절대주파수공간에서 사용하기 위한 Jacobi 變換으로 다음과 같다.

$$J = \left[2\pi \left(1 + \frac{\vec{U} \cdot \vec{e}}{C_g} \right) \right]^{-1} \quad (2)$$

여기서 \vec{e} 는 방향 θ 로의 단위벡터이다.

2.2 源泉函數

2.2.1 大氣로부터의 에너지 入力

에너지의 入力 S_{in} 은 Phillips(1957)와 Miles(1957)의 이론에 따라 다음 식으로 표시된다.

$$S_{in} = A(f, u(\vec{x}, t)) + B(f, u(\vec{x}, t))F(f) \quad (3)$$

여기서 $u(\vec{x}, t)$ 는 풍속이다 A 항은 亂流性的 대기압력 변동으로 인한 파랑의 생성을 나타낸다. A 항은 다음 식을 사용한다(Inoue, 1967).

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

A^* 는 관측값에 맞춘 상수로서 9.84×10^{-5} 이다(Snyder and Cox, 1966). 파랑 변위와 大氣 攪亂이 상호작용하여 파랑의 지수함수적 증가를 나타내는 B 항은 다음 식을 사용한다(Inoue, 1967).

$$B(f, u^*) = f \left[0.00139 e^{-7000 \left[\left(\frac{c}{u^*} \right) - 0.031 \right]^2} + 0.725 \left(\frac{u^*}{c} \right)^2 e^{-0.0004 \left(\frac{u^*}{c} \right)^2} \right] \quad (5)$$

c 는 波速이고 摩擦速度 u^* 는

$$u = \frac{9u^*}{k_0} \quad (6)$$

여기서는 k_0 는 Karman 상수이다.

2.2.2 逆風減衰

Inoue(1967)는 粘性으로 인한 에너지의 감쇠구조에 맞추어 다음과 같이 시간에 대해 지수함수적 관계를 가지는 역풍감쇠에 대한 式을 제안했다.

$$F_D(f, \theta) = F_o(f, \theta) [\exp[-Ct\sqrt{E} f^4]]^{K(\theta)} \quad (7)$$

F_o , F_D 는 감쇠전후의 스펙트럼이고 E 는 F 의 積分이다. C 및 감쇠지수 $K(\theta)$ 는 관측으로부터 결정되는 常數이다.

2.2.3 底面摩擦로 인한 減衰

波浪으로 인한 流速과 海底面과의 相互作用이 시작되면 剪斷境界層이 형성되고 이 경계층 안에서 점성효과로 인해 에너지가 유실되면서 표면의 減少로 나타난다. 이러한 에너지의 감쇠율에 대한 일반식은 Kajiura(1968), Hasselmann과 Collins(1968)에 의해 제안되는 데 두 경우 모두 자승법칙에 근거하고 있다.

$$\tau_b = \frac{1}{2} \rho f_w \bar{U}_b | \bar{U}_b | \quad (8)$$

여기서는 τ_b 는 바닥에서의 剪斷力, \bar{U}_b 는 경계층에 인접한 곳에서의 속도, 그리고 f_w 는 마찰계수이다. 摩擦係數에 대한 관계식을 구하기 위한 많은 연구가 있어 왔는데(Jonsson, 1966; Grant, 1977; Grant and Madsen; 1986) 일반적으로 유동과 底面粗度의 특성 변수들의 함수가 된다. Madsen 등(1988)은 Collonis(1972)가 제안한 형태의 스펙트럼 감쇠모형에 대해 그 이론적 타당성을 해석적으로 입증하면서 다음과 같은 마찰계수 산정식을 유도하였다.

$$\frac{1}{4} \sqrt{f_w} + \log \frac{1}{4\sqrt{f_w}} = \log \frac{A_{br}}{k_b} - 0.17 \quad (9)$$

여기서는 k_b 는 등가조고이고 A_{br} 은 저면에서의 파랑 운동 振幅의 자승평방근(root mean square)이다. 유(1993)는 (9)식을 양해법으로 풀 수 있는 약산식을 제안한 바 있다. Collins(1972)와 Madsen(1988)이 제안한 저면마찰율(저면마찰에 의한 에너지 손실율)은 다음과 같다.

$$S_b = \frac{1}{2} f_w \frac{\sigma^2}{g \sinh kh} \langle U_b \rangle F(f, \theta) \quad (10)$$

저면속도의 자승평방근 U_b 는 다음과 같다.

$$\langle U_b \rangle = U_{br} = \left(2 \int_0^{2\pi} \int_0^\infty \frac{\sigma^2}{\sinh^2 kh} F(f, \theta) df d\theta \right)^{1/2} \quad (11)$$

3. 模型의 數值積分

식 (1)의 적분은 多段階의 分割技法을 사용해야 한다. 좌변 전파식의 적분은 ICN(Iterative Crank-Nicholson)은 技法을 사용하였고 그 방법 및 계산에는 尹(1992a)에 나타나 있다. 파랑의 成長式은 周波數 스펙트럼 $F(f)$ 가 발생 및 성장하는 경우 다음 式으로 표시된다.

$$\frac{dF(f)}{dt} = A(f, u) + B(f, u)F(f) \quad (12)$$

파랑은 실제 無限히 성장할 수 없으므로 주어진 風速에서 파랑이 성장하는 최대치를 性熟波 스펙트럼 F_w 로 제한하여 Inoue(1967)는 다음과 같은 관계식을 제안했다.

$$\frac{dF}{dt} = \left[A \sqrt{1 - \left(\frac{F}{F_\infty} \right)^2} + BF \right] \left[1 - \left(\frac{F}{F_\infty} \right)^2 \right] \quad (13)$$

F_∞ 로는 深海 模型의 경우 Pierson-Moskowitz(P-M) 스펙트럼을 사용하는 데 尹(1992b)에서는 천해역으로 모형을 확장하면서 F_∞ 로 P-M 스펙트럼을 그대로 사용하여 마찰손실을 고려하지 않을 때 모든 수심에서 심해조건의 性熟波 스펙트럼(P-M 스펙트럼)으로까지 성장할 수 있는 단점이 있었다. 本論文에서는 성숙파 스펙트럼으로 TMA스펙트럼에서의 수심변형계수 $\phi(W_h)$ 를 고려한 다음 式을 사용하였다.

$$F_\infty = \phi(W_h) \alpha g^2 (2\pi)^{-4} f^5 \exp \left[-\frac{5}{4} \left(\frac{f_{PM}}{f} \right)^4 \right] \quad (14)$$

$$\phi(W_h) = X^{-2} [1 + W_h^2 (X^2 - 1)]^{-1} \quad (15)$$

여기서 $\alpha = 0.0081$, f_{PM} 은 P-M 스펙트럼의 尖頭周波數이다. X 는 $X \tanh(W_h^2 X) = 1$ 의 해이고 $W_h = 2\pi f(h/g)^{1/2}$ 이다. (14)식을 천해에서의 평형스펙트럼으로 사용하기에 그 이론적 근거는 취약하지만 TMA스펙트럼 자체가 심해와 천해에서의 스펙트럼 形態가 類似하다는 가정하에 단순히 심해의 JONSWAP스펙트럼에 수심변형계수 $\phi(W_h)$ 를 곱한 것이므로 그와 유사하게 (14)식을 사용해 보았다. 역풍 및 저면마찰의 경우는 Euler기법을 사용한다(尹, 1991).

4. 假想風場에 대한 實驗

淺海에서의 파랑성장에 대한 物理的 理解 및 檢證을 위해선 무엇보다 선행되어야 할 것이 실 지형에서의 관측연구인 데 50 m 이하의 수심으로 상당수의 주파수대에 걸쳐 淺海條件을 만족하면서 수백 km 이상 일정 수심을 유지하는 大陸棚이나 灣은 존재하지 않는다. SWIM에서도 결국 가상풍장을 설계하여 모형의 상호비교를 한 바 있다. 여기서는 일정 수심을 가진 制限 吹送距離 實驗을 선택하여 본 모형을 적용해 보았다. 본 실험의 目的은 $u_{10}=20$ m/s의 바람이 불 때 多樣한 水深에 대해 자연상태의 저면을 설정하고 이때의 浬송거리에 따른 파랑 발달 과정을 연구해 보기 위한 것이다(Fig. 1). 수심은 $h=10, 20, 30, 60, 120$ m이고 최대 浬송거리 1500 km에 대해 격자간격 50 km로 계산되었다. 시간간격은 900 sec이고 각 경우에 대해 正常狀態에 도달할 때까지 계산하였다. 0-50 km까지의 區間에 대해서는 5 km 간격으로 세부 계산을 해 보았지만 Inoue(1967) 입력식을 사용할 때 작은 浬송거리에서 생기는 多尖頭 現象(尹, 1991) 때문에 浬두주파수를 결정하기가 까다로워 계산 결과는 50 km 격자에서부터 제시하였다. 마찰계수가 단일값으로 까다로워 계산 결과는 50 km 격자에서부터 제시하였다. 마찰계수가 단일값으로 주어지면 유체와 浮游砂간의 상호작용을 정확히 模寫하기가 어렵지만 전체적인 단순화를 위해 일정값을 사용하였다($f_w=0.0, 0.005, 0.01, 0.03, 0.05, 0.1$). Graber(1988)에 의하면 $f_w=0.005$ 와 0.01은 저면입자의 유동이 없는 평탄상태의 값이고 0.03, 0.05, 0.1은 실트로부터 거친 모래에 걸친 부유사 발생의 시작에 해당하는 값들이다. 계산결과는 吹送距離에 따른 에너지와 浬두주파수의 分布 및 최대 浬송거리(1500 km)에서의 定常狀態의 주파수 스펙트럼의 分布로 나타내었다.

$f_w=0.0$ 의 즉 마찰이 없는 경우 수심변형계수의 영향으로 파랑의 발달 상태가 수심에 따라 뚜렷이 구분됨을 알 수 있다(Fig. 2, 3). Fig. 2의 경우 해당 수심별 成熟波 스펙트럼으로 收斂한 상태의 값이다. $f_w=0.005, 0.01$ 의 경우 저면 마찰의 영향이 나타나기 시작한다. 수심 30 m의 경우에도 에너지의 감쇠 효과가 나타나고 수심 10 m에 $f_w=0.01$ 의 경우엔 $f_w=0.0$ 에 비해 에너지가 50%나 減衰된 것을 알 수 있다. 장주기파쪽에서 먼저 水深의 影響을 받게 되므로 이로

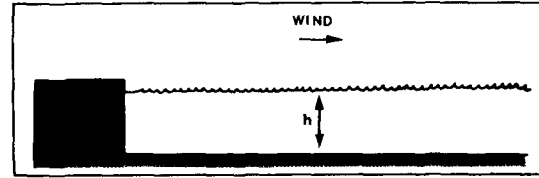


Fig. 1. Configuration of fetch-limited wave generation over flat but rough bottom in steady, homogeneous off-shore winds.

인해 浬두 주파수가 고주파수쪽으로 이동되는 스펙트럼 分布가 豫測되는 데 Fig. 3을 보면 최대 浬송거리에서 浬두 주파수의 移動 및 分離效果가 시작되고 있음을 뚜렷이 볼 수 있다. $f_w=0.03$ 에선 수심 60 m에서도 바닥 마찰의 효과가 전달되기 시작하고 수심 20 m에서 약 50%의 감쇠가 나타난다. 浬두 주파수의 경우 수심에 따른 곡선의 分布배치가 $f_w=0.0$ 에 비해 완전히 逆順이 된 것을 알 수 있다. Fig. 4를 보면 에너지 分布의 변화 및 浬두주파수의 고주파수역으로의 이동이 확연히 나타난다. 30 m 이하의 수심에선 에너지가 크게 감소된 것을 볼 수 있는데 $f_w=0.03$ 이 실트규모의 浮游砂가 발생하기 위한 최소값에 해당함을 생각하면 저면 마찰의 영향이 대단히 크고 중요함으로 알 수 있다. $f_w=0.05, 0.1$ 에선 마찰의 영향이 극대화되어 수심 10 m의 경우는 에너지가 0.1이하로 줄어 들었고 수심 60 m의 경우도 50% 이상 減衰되어 $f_w=0.0$ 인 경우 수심 30 m의 값과 동일한 分布를 보여주고 있다. 浬두주파수도 $f_w=0.1$ 에선 $f_w=0.0$ 에 비해 全 吹送距離에 걸쳐 완전히 逆順으로 분리되어 있음을 알 수 있다. 최대 浬송거리에서의 유의파고 및 浬두 주파수가 Table 1에 정리되어 있다.

5. 結 論

임의 水深에 적용가능한 離散形 스펙트럼 모형을 구성하였다. 底面摩擦 없이도 스펙트럼의 성장에 미치는 有限 水深의 影響을 고려하기 위해 成熟波스펙트럼에 수심변형계수를 추가하였다. 傳波技法에 의해서는 尹(1992a)에서 논의한 바 있으므로 수심효과중 특히 波高에 직접적인 影響을 미치는 저면마찰의 特性 및 影響을 검토해 보기 위해 SWIM에서 설계된 일정 제한수심을 가지는 자연상태의 저면해역에 대해 모형을 적용해 보았다. 그 결과 大陸棚 규모의 海域에서

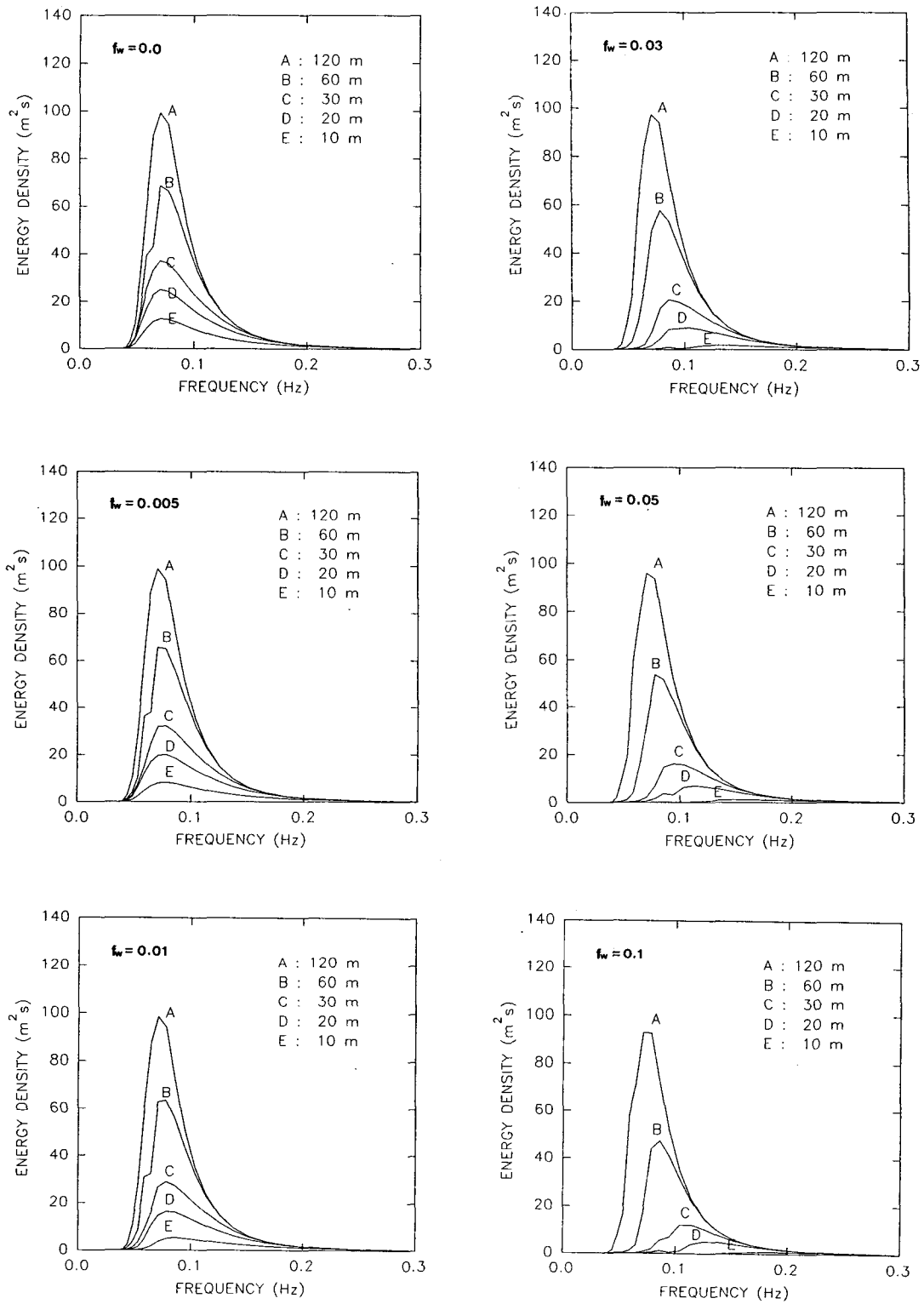


Fig. 2. Wave energy spectra as a function of depth at maximum fetch (1500 km) and duration (150 hr).

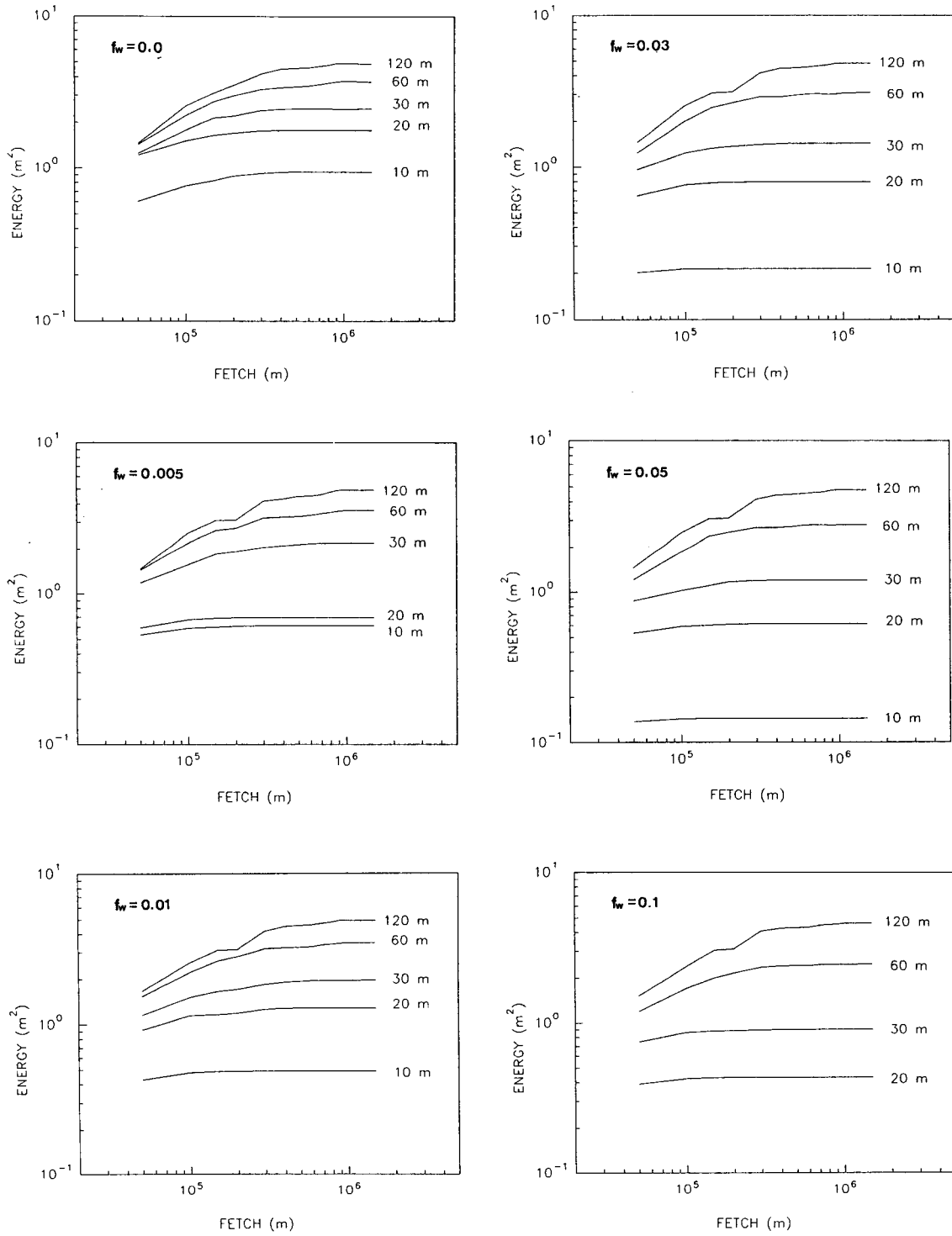


Fig. 3. Growth curves of total energy $E(m^2)$ against fetch $X(m)$ as a function of friction factor and depth.

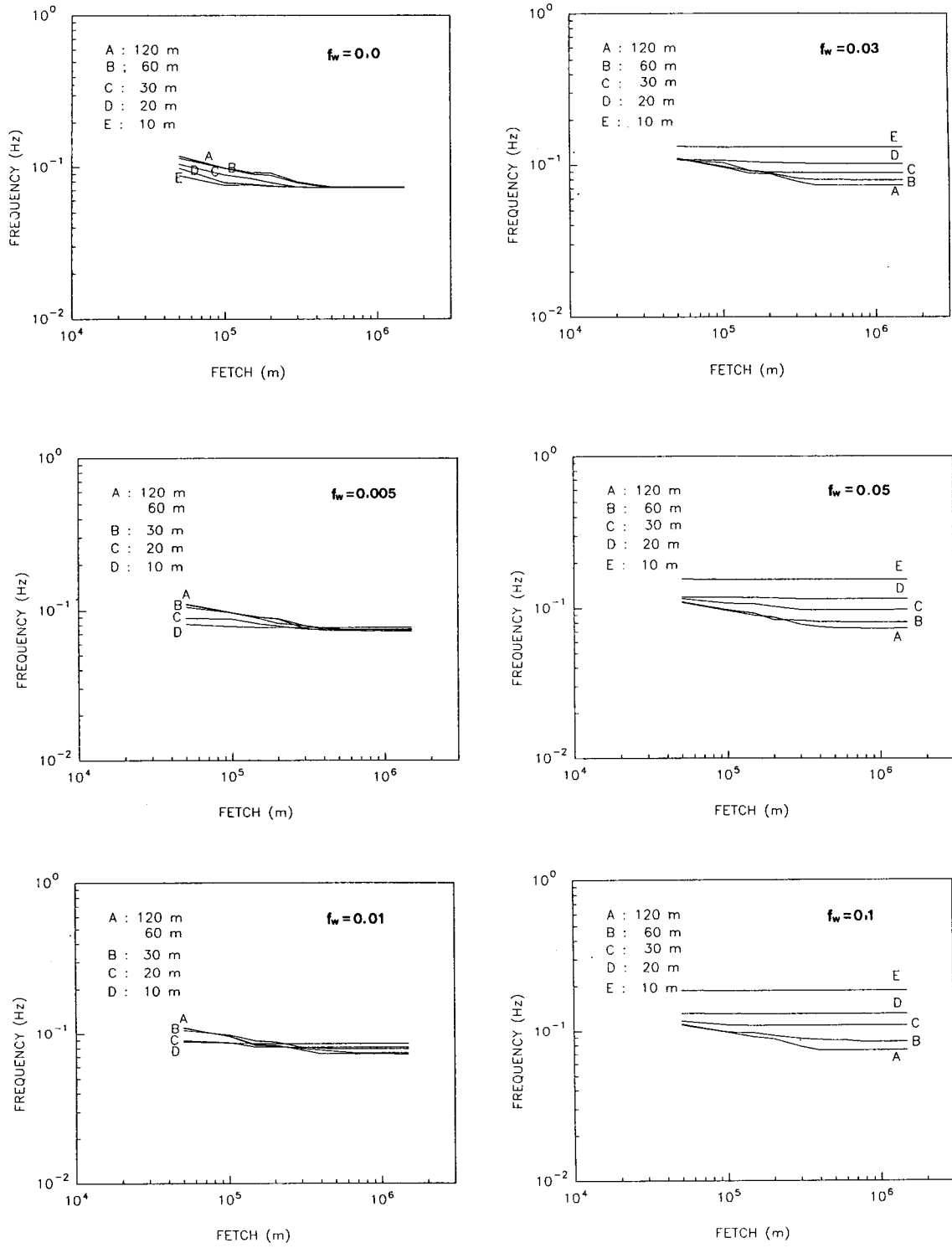


Fig. 4. Plots of peak frequency f_m (Hz).

Table 1. Significant wave height $H_{1/3}$ (m) and peak frequency f_m (Hz) at stationary conditions as a function of f_w and depth

Deth(m)	f_w											
	0.0		0.005		0.01		0.03		0.05		0.01	
	$H_{1/3}$	f_m	$H_{1/3}$	f_m	$H_{1/3}$	f_m	$H_{1/3}$	f_m	$H_{1/3}$	f_m	$H_{1/3}$	f_m
10	3.896	0.0734	3.341	0.074	2.793	0.0858	1.851	0.1314	1.517	0.1554	1.168	0.1859
20	5.317	0.0733	4.945	0.0753	4.523	0.0812	3.574	0.1018	3.138	0.1152	2.635	0.1301
30	6.289	0.0734	5.927	0.0746	5.606	0.0793	4.791	0.0889	4.368	0.0980	3.805	0.1087
60	7.717	0.0740	7.586	0.0742	7.457	0.0746	7.060	0.0799	6.726	0.0813	6.275	0.0840
120	8.917	0.0726	8.902	0.0728	8.884	0.0730	8.821	0.0735	8.766	0.0738	8.659	0.0742

저면마찰의 에너지 감쇠효과는 탁월하여 다른 어느 수심효과보다도 우선적으로 고려되어야 함을 확인할 수 있었다. 摩擦이 없는 경우 碎破로 인한 에너지 감쇠효과는 수심변형계수의 도입으로 잘 재현되었다. 스펙트럼의 감쇠과정도 저주파수쪽에서부터 지배적으로 진행되었고 이로 인해 첨두 주파수는 고주파수대로 이동되어 갔다. 수심 30 m 이하는 실트의 限界掃流力에 해당하는 $f_w=0.03$ 에 대해서도 현저한 에너지의 감쇠를 보여주었다. 반면에 거의 深海條件에 해당하는 수심 120 m의 경우엔 $f_w=0.1$ 에 대해서도 파고가 摩擦이 없는 경우의 8.92 m에서 8.66 m로 감소함으로써 저면마찰의 영향을 거의 받지 않았음을 알 수 있었다. 추후 상당부분의 해역이 천해로 분류될 수 있는 西海에 본 모형을 적용해 봄으로써 실지형에 대한 적용성을 확인해야 할 것이다.

辭 謝

이 논문은 1992년도 교육부지원 학술진흥재단의 자유공모(지방대학육성) 과제 학술연구조성비에 의하여 연구되었습니다.

參考文獻

Collins, J.I., 1972. Prediction of shallow-water wave, *J. Geophys. Res.* **77**, pp. 2693-2707.
 Gadd, A.J., 1978a. A split explicit integration scheme for numerical weather prediction, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **104**, pp. 569-582.
 Gadd, A.J., 1978b. A numerical advection scheme with small phase speed errors, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **104**, pp. 583-594.
 Golding, B.W., 1983. A wave prediction system for real-

time sea state forecasting, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **109**, pp. 393-416.
 Graber, H.C. and Madsen, O.S., 1988. A finite-depth wind-wave model. Part I: Model description, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, pp. 1465-1483.
 Hasselmann, K., Barnett, T.P., Bouws, E., Carlson, H., Cartwright, D.E., Enke, K., Ewing, J.A., Gienapp, H., Hasselmann, D.E., Kruesman, P., Meerburg, A., Müller, P., Olkers, D.J., Richter, K., Sell, W. and Walden, H., 1973. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the joint North Sea wave project (JONS-WAP), *Dtsch. Hydrogr. Z.*, **A8(12)**.
 Hasselmann, K. and Collins, J.I., 1968. Spectral dissipation of finite-depth gravity waves due to turbulent bottom friction, *J. Mar. Res.*, **26**, pp. 1-12.
 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. TR67-5, Geophys. Sci. Lab., New York University.
 Kajiura, K., 1964. On the bottom friction in an oscillatory current, *Bull. Earthquake Res. Inst.*, **42**, pp. 147-174.
 Madsen, O.S. and Poon, Y-K. and Graber, H.C., 1988. Spectral wave attenuation by bottom friction: Theory, *Proc. 21st ICCE*, ASCE, pp. 492-504.
 Phillips, O.M., 1957. On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2**, pp. 417-445.
 SWAMP group, 1985. Ocean wave modeling, Plenum Press.
 SWIM group, 1985a. Shallow water intercomparison of wave models, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co., pp. 201-205.
 SWIM group, 1985b. Shallow water intercomparison of wave models, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co., pp. 207-214.
 SWIM group, 1985c. Shallow water intercomparison of wave models, in *The Ocean Surface*, D. Reidel Pub. Co., pp. 215-220.
 Tolman, H.L., 1991. A third-generation model for wind waves on slowly varying, unsteady, and inhomogeneous depths and currents, *J. Phys. Oceanogr.*, **21**, pp. 782-797.
 WAMDI group, 1988. The WAM model-a third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**,

- pp. 1775-1810.
- Whitham, G.B., 1965. A general approach to linear and nonlinear dispersive waves using a Lagrangian, *J. Fluid Mech.*, **33**, pp. 273-283.
- 유동훈, 1993. 천해에서 불규칙파의 변이, 한국해양·해양공학회지, **5**(3), pp. 212-220.
- 尹鍾台, 安守漢, 1991. 심해파랑모형의 비교연구, 한국해양·해양공학회지, **3**(1), pp. 1-13.
- 尹鍾台, 1992a. 흐름과 천해효과를 고려한 파랑추정모형 한국해양·해양공학회지, **4**(1), pp. 18-25.
- 尹鍾台, 1992b. 천해파 추정모형, 한국해양·해양공학회지 **4**(2), pp. 83-90.