

풍파 스펙트럼의 시간발전에 관한 수치 실험 Numerical Study on Temporal Evolution of Wind-Wave Spectra

오병철* · 이길성**

Byung Cheol Oh* and Kil Seong Lee**

요 旨 : 심해에서 풍파의 성장은 바람에 의한 에너지 입력, 비선형 상호작용에 의한 에너지 전달 및 백파에 의한 에너지 소산에 의하여 결정된다. 본 연구에서는 두 가지의 비선형 상호작용 계산법(IMM 모형과 WAM 모형)을 사용하여 풍파 스펙트럼의 시간발전 특성을 상호비교하였다. 비선형 에너지 전달은 첨두주파수의 저주파 천이, 스펙트럼의 과대평가 및 과소평가 현상, 스펙트럼의 자기상사적 발달 등에서 중심적인 역할을 하는 것으로 나타났다. 특히, 고주파 성분의 방향분포가 쌍봉형으로 발전되는 경향이 있는데 이러한 현상도 비선형 상호작용의 역할로 설명되었다. 주파수 스펙트럼에서 고주파측의 꼬리는 주파수의 -4승에 비례하는 형상으로 발전되는 것이 확인되었다. 외부의 원인으로 스펙트럼에 도입되는 섭동은 자기상사 기구에 의하여 빠르게 제거되는데 이는 파랑수치 모형에서 비선형 상호작용이 모형의 안정화에 크게 기여함을 의미한다.

핵심용어 : 파랑모형, 작용보존방정식, 비선형 에너지 전달, 저주파 천이, 스펙트럼의 과대 및 과소 현상, 자기상사 기구, 방향분포

Abstract □ The evolution of deep-sea waves is driven by energy input from wind, nonlinear energy transfer between wave components, and dissipation through whitecaps. A comparative study was implemented by the use of two wave models in which only the computation methods of nonlinear wave-wave interactions are different from each other. It was reaffirmed that the nonlinear interaction plays a central role in such phenomena that occurred during the spectral growth of wind-seas as down-shift of the spectral peak frequency, overshoot, undershoot, and formation of self-similar spectrum. Specifically, the directional distribution at high frequencies develops into bimodal form, which is attributed to the nonlinear interactions. As saturation stage is reached, spectral density at high frequencies becomes proportional to negative 4 power to the frequency. Perturbations introduced into the spectrum quickly vanished through the actions of the self-similar mechanism. Thus, the nonlinear transfer has important contribution to the stability of numerical ocean wave models.

Keywords : wave model, action balance equation, nonlinear energy transfer, down-shift, overshoot and undershoot, self-similar mechanism, directional distribution

1. 서 론

비선형 상호작용에 의한 에너지 전달은 첨두주파수의 저주파 천이, 스펙트럼의 자기상사 기구 등 풍파의 성장에 있어서 매우 중요한 역할을 한다. 특히 제2세

대 파랑모형이 Barnett and Sutherland(1968)에 의하여 발견된 스펙트럼의 과대평가 및 과소평가 현상(overshoot and undershoot)을 설명하지 못하는데 이는 비선형 상호작용의 효과를 미리 상정하여 파랑의 성장 과정에서 스펙트럼의 형상이 일정하게 유지되도록 하

* 한국해양연구소·연안 항만공학연구센터 (Coastal and Harbor Engineering Research Center, Korea Ocean Research and Development Institute, Ansan P.O. Box 29, Seoul 425-600, Korea)

** 서울대학교 지구환경시스템공학부 (School of Civil, Urban and Geosystem Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea)

였기 때문이다(The SWAMP Group, 1985). 파랑모형에서 비선형 상호작용을 간접적으로 고려하는 이유는 두 말할 것도 없이 계산이 방대하기 때문이다. 기존의 방법으로 비선형 에너지 전달을 엄밀하게 계산하는데는 약 20-30분 정도의 시간이 소요되므로 에너지 스펙트럼 평형방정식의 적분시간을 10분으로 하는 경우에 1점 모형(one point model)을 사용하여도 1주일 모의하는데 2-3주의 시간이 걸린다. 따라서 매우 단순한 풍장에 의한 파랑성장 모의에서도 비선형 상호작용을 엄밀하게 고려한다는 것은 현재의 슈퍼컴퓨터를 사용하여도 현실적으로는 불가능에 가까운 것이다. Hasselmann and Hasselmann(1985)은 Hasselmann and Hasselmann (1981)의 엄밀계산방법을 사용하는 1차원 파랑모형을 수립하여 EXACT-NL 모형으로 명명하였다. 이 모형의 비선형 에너지 전달 계산시간은 CDC CYBER 175 컴퓨터에서 20분이다. 따라서 지금까지는 주어진 스펙트럼에 대하여 비선형 상호작용을 계산하고 그 효과를 추론하는 것이 연구의 주류를 이루었다. 스펙트럼 성장 그 자체의 연구에서 엄밀계산법을 사용한 것은 Komen *et al.*(1984)과 Young *et al.*(1987)이 EXACT-NL 모형을 사용한 경우가 있을 뿐이다. 오와 이(1998)는 기존의 비선형 에너지 전달 계산 방법 가운데서 안정이 뛰어난 Webb(1978)과 Masuda (1980)의 방법에 상호작용에 관계하는 산란계수(scattering coefficient)의 스케일 특성과 상세균형의 원리를 적용하여 계산의 효율을 향상시키는 IWM(Improved Webb's Method) 및 IMM(Improved Masuda's Method)을 제안하였다. IWM은 등고선 적분(contour integral)의 특성상 상세균형의 원리를 적용할 수 없기 때문에 IMM 보다 훨씬 많은 계산시간이 소요된다. IMM의 경우 스펙트럼당 비선형 상호작용의 계산 시간은 Pentium 300MHz processor에서 1.3초 정도이다.

본 연구의 목적은 비선형 상호작용이 해양파의 성장 과정에서 어떠한 역할을 하는가에 관해서 검토하는 것이다. IMM은 2차원 파랑 모형에서는 현실적으로 사용하기가 어려우나 1차원 모형에서는 충분히 실용적인 방법이다. 그러므로 IMM으로 인하여 취송거리 및 취송시간에 따른 풍파 스펙트럼의 시간 발달을 다양한 조건에서 모의하여 풍파의 성장역학을 세부적으로 연구하는 것이 실질적으로 가능해졌다고 말할 수 있다. 그러므로 본 연구에서는 IMM 모형과 WAM 모형을 취송시간에 의하여 지배되는 파랑장(duration-limited wave field)에 적용하여 파랑의 성장 역학을 검토한다.

2. 지배방정식

제1세대, 제2세대 및 제3세대 파랑모형(The SWAMP Group,1985; The WAMDI Group, 1988)의 지배방정식은 모두 스펙트럼 에너지 평형방정식이다. 그러나 비선형 상호작용 등 파랑 이론의 전개에서는 에너지보다 작용(wave action)을 사용하는 것이 편리하다. 고전물리학에서는 작용이 에너지보다 일반적인 물리량인 것으로 알려져 있다(Komen *et al.*, 1994). 오(1998)는 Whitham (1974)이 단순파에 사용한 변분법을 불규칙파로 확장하여 작용보존방정식(action balance equation)을 유도하였으며 심해에서 흐름이 없는 경우는 다음과 같다.

$$\frac{\partial N}{\partial t} + c_g \cos \theta \frac{\partial N}{\partial x} + c_g \sin \theta \frac{\partial N}{\partial y} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} \quad (1)$$

여기서 $N(\mathbf{k}, t) = F(\mathbf{k}, t)/\omega$ 는 작용 스펙트럼, $F(\mathbf{k}, t)$ 는 파수 공간에서 정의되는 에너지 스펙트럼, ω 는 각주파수, x 와 y 는 수평공간좌표, t 는 시간, θ 는 파랑의 진행 방향, c_g 는 군속력이다. 그리고 S_{in} 은 바람에 의한 에너지 입력, S_{nl} 은 비선형 상호작용에 의한 에너지 전달, S_{ds} 는 백파(whitecaps)에 의한 에너지 소산을 나타내는 원천함수(source function)이다.

문제를 단순화하기 위하여 파랑의 성장이 바람의 취송시간으로 규정되는 경우를 고려한다. 다시 말해서 무한히 넓은 수면에 일정한 크기와 방향의 바람이 지속적으로 부는 경우이다. 물론, 수심은 충분히 깊다고 가정한다. 이 경우의 지배방정식은 작용평형방정식 (1)에서 공간변수를 제거하여 얻을 수 있으며 다음과 같다.

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\partial N}{\partial t} = S_{in} + S_{nl} + S_{ds} \quad (2)$$

바람 입력항은 Snyder *et al.*(1981)의 식을 Komen *et al.*(1984)이 개량하여 WAM 모형에 사용한 식을 사용한다.

$$S_{in}(\mathbf{k}) = \max \left[0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho} \left(28 \beta \frac{u_*}{c} \cos(\theta - \theta_0) - 1 \right) \right] \alpha N(\mathbf{k}) \quad (3)$$

여기서 ρ_a 와 ρ 는 공기와 물의 밀도, c 는 파랑의 위상속도, β 는 0.85-1.0의 값을 갖는 상수로서 여기서는 1.0을 사용하며, θ 와 θ_0 는 각각 파향과 풍향을 의미한다. 또

한, 마찰속도 u_* 는 Wu(1982)의 식을 사용하여 수면상 10 m의 풍속으로부터 구한다.

$$C_D = \left(\frac{u_*}{U_{10}} \right)^2 = (0.8 + 0.065U_{10}) \times 10^{-3},$$

$$U_{10} \geq 7.5 \text{ m/sec}$$

$$1.2875 \times 10^{-3}, \quad U_{10} < 7.5 \text{ m/sec} \quad (4)$$

여기서 C_D 는 저항계수, U_{10} 은 수면상 10 m에서의 풍속을 나타낸다.

비선형 상호작용에 의한 에너지 전달 $S_n(\mathbf{k})$ 는 Boltzmann 적분으로 표현되며 다음과 같다(Hasselmann, 1962).

$$S_n(\mathbf{k}_4) = \int G \delta(\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_3 - \mathbf{k}_4) \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) \quad (5)$$

$$\times [N_1 N_2 (N_3 + N_4) - N_3 N_4 (N_1 + N_2)] d\mathbf{k}_1 d\mathbf{k}_2 d\mathbf{k}_3$$

여기서 G 는 상호작용의 산란계수이며 $\delta(\cdot)$ 는 Dirac delta함수를 의미한다. G 는 파수의 6승에 비례하며 심해에서는 Webb(1978)의 식으로 계산하면 편리하다. 식(5)에서 파수와 주파수에 대한 delta 함수는 각각 공명상호작용 과정에서 4개 파랑의 운동량과 에너지가 보존됨을 의미한다. 식(5)의 적분은 IMM법(오와 이, 1998)과 WAM법(The WAMDI Group, 1988)을 사용하여 구한다.

백파에 의한 파랑에너지 손실은 Hasselmann(1974)의 백파 모형에 근거를 둔 Komen *et al.*(1984)의 표현을 사용한다.

$$S_{ds}(\mathbf{k}) = -2.33 \times 10^{-5} \hat{\omega} \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}} \right)^2 \left(\frac{\hat{\alpha}}{\hat{\alpha}_{PM}} \right)^2 N(\mathbf{k}) \quad (6)$$

여기서 $\hat{\omega}$ 는 평균주파수, $\hat{\alpha}$ 는 파랑장의 비선형파라미터로서 파랑의 에너지를

$$E = \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} F(\omega, \theta) d\omega d\theta \quad (7)$$

로 나타내면 각각 다음과 같다.

$$\hat{\omega} = \left[\frac{1}{E} \int_{-\pi}^{\pi} \int_0^{\infty} \omega^{-1} F(\omega, \theta) d\omega d\theta \right]^{-1} \quad (8)$$

$$\hat{\alpha} = \frac{E \hat{\omega}^4}{g^2} \quad (9)$$

한편, $\hat{\alpha}_{PM} = 3.014 \times 10^{-3}$ 으로 PM스펙트럼에 대한 값이다.

취송시간에 의하여 지배되는 파랑장에서는 수평으로 무한한 수면을 가정하므로 식 (2)의 시간적분에서 경계조건은 필요하지 않다. 바람 입력을 나타내는 원천함수 식 (3)에 파랑의 초기 생성을 규정하는 Phillips의 공명기구(Phillips, 1957)가 포함되어 있지 않기 때문에 초기조건이 필요하다.

3. 수치적분

파랑장이 duration-limited인 경우에는 지배방정식에서 방사전파항이 사라지므로 식 (2)로부터 원천함수를 시간적분하여 작용의 시간 발전을 해석한다. 작용이 구해지면 심해인 경우 스펙트럼은 $F(f, \theta) = 2\pi k\omega / c_g N(\mathbf{k}) = 4\pi k^2 N(\mathbf{k})$ 의 관계식을 사용하여 구한다. 본 연구에서는 통상의 해양파랑모형과는 달리 본질적으로 파수벡터 공간에서 정의되는 작용의 시간변화를 수치적으로 모의한다. 그러나, 모형의 실행을 위한 파수공간의 이산화는 기존의 파랑모형과 동일하게 주파수-파향 공간을 기준으로 이루어진다. 다시 말해서 격자의 이산화는 주파수-파향 공간에서 이루어지지만 그 격자점에서의 모든 물리량은 파수벡터 공간에서 정의되는 것이다. 일반적인 해양 파랑 모형의 관점에 볼 때 식 (2)는 1점 모형(one-point model)으로 분류된다. 스펙트럼은 25개의 주파수 영역(frequency bin)과 36개의 방향영역(directional bin)으로 이산화되므로 성분파는 모두 900개로 된다. 그러므로 $\Delta\theta = 10^\circ$ 이며, $f_{min} = 0.042\text{Hz}$, 인 접주파수비를 $R = 1.1$ 로 하면 i 번째 주파수는 $f_i = f_{min} 1.1^{i-1}$ 이다. 그러므로 고주파측의 최대주파수는 $f_{max} = 0.42\text{Hz}$ 이며 고주파절단주파수(cutoff frequency)는 The WAMDI Group(1988)과 동일한 방법으로 설정한다. 즉,

$$f_{hc} = \min \{ f_{max}, \max(2.5f, 4\bar{f}_{PM}) \} \quad (10)$$

여기서, \bar{f} 와 f_{PM} 은 각각 평균주파수와 PM 스펙트럼의 첨두주파수를 의미한다. 그러므로 스펙트럼(작용)의 예지 부분(prognostic part)은 $f = 0.042\text{Hz} \sim f_{hc}$ 이다. 그러나, 비선형 상호작용에 의한 예지 부분의 에너지 전달 계산에서도 절단주파수보다 큰 주파수에서의 스펙트럼이 필요하기 때문에 모형에서는 다음 식으로 표현되는 진단 꼬리(diagnostic tail)를 사용하여 스펙트럼을 고주파 영역으로 확장한다.

$$F(f, \theta) = F(f_{hc}, \theta) \left(\frac{f}{f_{hc}} \right)^{-4} \quad \text{for } f > f_{hc} \quad (11)$$

WAM 모형에서도 위와 같은 형식의 진단꼬리를 사용하고 있으나 Komen *et al.*(1994)에 의하면 WAM 모형은 진단꼬리의 형태에 민감하지 않다. 풍파스펙트럼의 자기상사구조에 관한 연구에 의하면 고주파 영역에서 스펙트럼은 주파수의 -4~-5승에 비례한다(Phillips, 1958, 1985; Toba, 1973). 식(11)을 작용의 항으로 나타내면 주파수의 -8승에 비례하는 형식으로 됨에 유의하여야 한다.

작용보존방정식 식 (1)은 스펙트럼이 변화하는 시간과 공간의 규모가 풍파의 주기와 파장에 비하여 상당히 크다는 가정 아래서 유도된 것이다. 제1세대 모형과 제2세대 모형에서는 원천함수의 시간 적분에 있어서 양해법을 사용하였으며 이 경우 적분 시간간격 (time step) Δt 는 고주파측 절단주파수의 동역학적 조절시간(dynamic adjustment time)보다 작아야 한다. 일반적으로 고주파 성분의 동역학적 조절시간은 대부분의 에너지가 집중된 스펙트럼 침두 부분의 시간발전 규모에 비해서 대단히 짧다. 이러한 시간규모의 불일치를 극복하기 위하여 제 3세대 WAM 모형에서는 원천함수의 적분에 음해법을 도입하여 시간간격을 저주파 성분의 발전규모에 맞추어 결정한다(The WAMDI Group, 1988).

식 (3)과 식 (6)으로부터 바람과 백파에 의한 원천항은 모두 스펙트럼에 대하여 선형(linear)이지만 식 (5)로부터 비선형 상호작용에 의한 원천항에는 스펙트럼에 대하여 상수항, 선형항 및 2차항이 존재한다는 사실을 알 수 있다. \mathbf{k}_4 를 고정시키면 2차항은 $\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_2$ 인 경우 즉 특이점 배치에서 나타난다. 식 (2)의 차분식을 구하기에 앞서 스펙트럼에 대한 2차항, 1차항의 계수 및 상수항을 각각 α , β , γ 로 나타내기로 한다. 음해법으로 식 (2)를 차분하면 다음과 같다.

$$\frac{N^{n+1}-N^n}{\Delta t} = S_{in}^{n+1} + S_{nl}^{n+1} + S_{ds}^{n+1} \quad (12)$$

바람입력항 식 (3)과 백파소산항 식 (6)은 각각 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$S_{in}^{n+1} = \beta_{in}(u_{in}^{n+1})N^{n+1} \quad (13)$$

$$S_{ds}^{n+1} = \beta_{ds}N^{n+1} \quad (14)$$

비선형 상호작용에 의한 원천함수는 Boltzmann 적분과 공명상호작용에 관련하는 4개 파랑의 주파수의 대소관계를 고려하여 계산한다(오, 1998). $\mathbf{k}_1 \neq \mathbf{k}_2$ 인 정칙

점 \mathbf{k}_1 에 대해서는 아래와 같다.

$$\begin{aligned} S_{nl}^r(\mathbf{k}_1) &= \sum_{con} K [N_3 N_4 (N_1 + N_2) - N_1 N_2 (N_3 + N_4)] \\ &= \sum_{con} K \{ \{ N_3 N_4 - N_2 (N_3 + N_4) \} N_1 + N_2 N_3 N_4 \} \\ &= \beta_{nl}^r N_1 + \gamma_{nl}^r \end{aligned} \quad (15)$$

여기서, K 는 식 (5)의 핵함수이며, con 은 모든 공명 상호작용배치에 대한 합을 의미한다. 한편, 특이점에서는 $\mathbf{k}_1=\mathbf{k}_2$ 이므로 위의 식은 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} S_{nl}^s(\mathbf{k}_1) &= \sum_{con} K [-(N_3 + N_4)N_1^2 + 2N_3 N_4 N_1] \\ &\alpha_{nl}^s N_1^2 + \beta_{nl}^s N_1 \end{aligned}$$

같은 방법으로 \mathbf{k}_2 가 정칙점, 특이점인 경우에 대하여 각각 다음 식을 얻는다.

$$S_{nl}^r(\mathbf{k}_2) = \beta_{nl}^r N_2 + \gamma_{nl}^r \quad (17)$$

$$S_{nl}^s(\mathbf{k}_2) = \alpha_{nl}^s N_2^2 + \beta_{nl}^{2s} N_2 \quad (18)$$

한편, \mathbf{k}_4 를 고정시키는 경우에는 항상 $\mathbf{k}_3 \neq \mathbf{k}_4$ 이므로 \mathbf{k}_3 와 \mathbf{k}_4 에 대해서는 2차항이 생기지 않는다. \mathbf{k}_3 성분에 대한 비선형 전달은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} S_{nl}(\mathbf{k}_3) &= \sum_{con} K [N_1 N_2 (N_3 + N_4) - N_3 N_4 (N_1 + N_2)] \\ &= \sum_{con} K \{ \{ N_1 N_2 - N_4 (N_1 + N_2) \} N_3 + N_1 N_2 N_4 \} \\ &= \beta_{nl}^3 N_3 + \gamma_{nl}^3 \end{aligned} \quad (19)$$

마찬가지로 \mathbf{k}_4 에 대해서는 다음과 같다.

$$S_{nl}(\mathbf{k}_4) = \beta_{nl}^4 N_4 + \gamma_{nl}^4 \quad (20)$$

여기서, 상첨자 r 과 s 는 정칙점과 특이점을 의미하며 상첨자 1, 2, 3, 4는 지수가 아니라 공명상호작용에 관련하는 파랑 성분을 의미한다. 식 (15)~(20)으로부터 비선형 상호작용에 의한 원천함수는 다음과 같이 된다.

$$\begin{aligned} S_{nl}(\mathbf{k}) &= S_{nl}(\mathbf{k}_1) + S_{nl}(\mathbf{k}_2) + S_{nl}(\mathbf{k}_3) + S_{nl}(\mathbf{k}_4) \\ &= \alpha_{nl} N^2 + \beta_{nl} N + \gamma_{nl} \end{aligned} \quad (21)$$

그러므로 최종적으로 비선형 전달은

$$S_{nl}^{n+1} = \alpha_{nl} (N^{n+1})^2 + \beta_{nl} N^{n+1} + \gamma_{nl} \quad (22)$$

로 된다. 식 (13), (14) 및 (22)를 식 (12)에 대입하여 정리하면 다음 식과 같은 2차방정식을 얻는다.

$$\alpha(N^{n+1})^2 + 2\beta N^{n+1} - \gamma = 0 \quad (23)$$

여기서, $\alpha = -2\alpha_{nl} \Delta t \geq 0$, $\beta = 1 - (\beta_{in} + \beta_{nl} + \beta_{ds}) \Delta t$, $\gamma = 2(\gamma_{nl} \Delta t + N^n) \geq 0$ 이다. 위의 식을 풀면 양의 해와 음의 해가 나타나는데 작용은 음의 값을 취할 수 없기 때문에 해는 유일하게 결정된다.

4. 수치모의 결과

취송시간으로 지배되는 풍파 스펙트럼의 시간발전 특성을 앞에서 논의한 시간적분 방법을 사용하여 조사한다. 특히 비선형 에너지 전달을 IMM법과 WAM법 두 가지로 계산하여 3세대 모형과의 차이점을 검토한다. 이하부터는 비선형 상호작용에 의한 원천함수를 IMM법으로 계산하는 것을 IMM 모형으로 칭하고 WAM법을 사용하는 것을 WAM 모형으로 부른다. 여기서는 1) 풍장이 일정한 경우 2) 풍장이 급변하는 경우 3) 초기의 스펙트럼에 이상형상(freak form)가 있는 경우를 상정하여 각각에 있어서 비선형 상호작용의 역할을 세부적으로 검토한다.

4.1 풍장이 일정한 경우

수면상 10 m 높이에서 20 m/s 풍속의 바람이 $t=0$ 부터 풍향변동이 없이 무한한 수역 위를 지속적으로 분다고 가정한다. 또한, 본 모형에서는 Phillips (1957)의 파랑발생기구를 고려하지 않기 때문에 초기에도 파랑

이 존재해야 한다. 초기 스펙트럼으로서는 $f_p=0.25$ Hz 인 표준 JONSWAP 스펙트럼과 $\cos^2\theta$ 형의 방향분포를 부과하였다. 즉,

$$F(\omega, \theta) = \frac{2}{\pi} \alpha g^2 \omega^5 e^{-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)^4} \gamma e^{-\frac{(\omega-\omega_p)^2}{2\sigma^2 \omega_p^2}} \cos^2(\theta - \theta_p) \quad (24)$$

여기서 ω 는 각주파수, θ 는 파향, α 는 Phillips의 상수로서 0.0081을 사용하였다. ω_p 는 첨두주파수, γ 는 주파수 대에 에너지의 집중도를 나타낸다. 스펙트럼의 폭을 나타내는 σ 는 평균값을 사용하였으며($\omega \leq \omega_p$ 이면 0.07, $\omega > \omega_p$ 이면 0.09) g 는 중력가속도, θ_p 는 주방향으로 여기서는 0으로 하였다. 적분시간간격은 $\Delta t = 10$ min을 사용하였다. Fig. 1은 IMM 모형과 WAM 모형을 사용하여 구한 1차원 주파수 스펙트럼의 시간 발전을 나타낸다. 여기서, 모든 물리량은 Kitaigorodskii의 차원 해석 결과(Komen *et al.*, 1994)에 따라 u_* 와 g 로 무차원화 되었다.

$$F^*(\omega^*) = F(\omega)g^3/u_*^5$$

$$\omega^* = \omega u_* / g \quad (25)$$

$$t^* = gt / u_*$$

이 그림에서 보는 바와 같이 IMM 모형, WAM 모형 모두 100시간 경과 후에 정상상태에 도달하고 있다. 첨두 주파수는 IMM 모형이 WAM 모형보다 저주파측에 있으며 첨두 스펙트럼은 IMM 모형에서 크게 나타

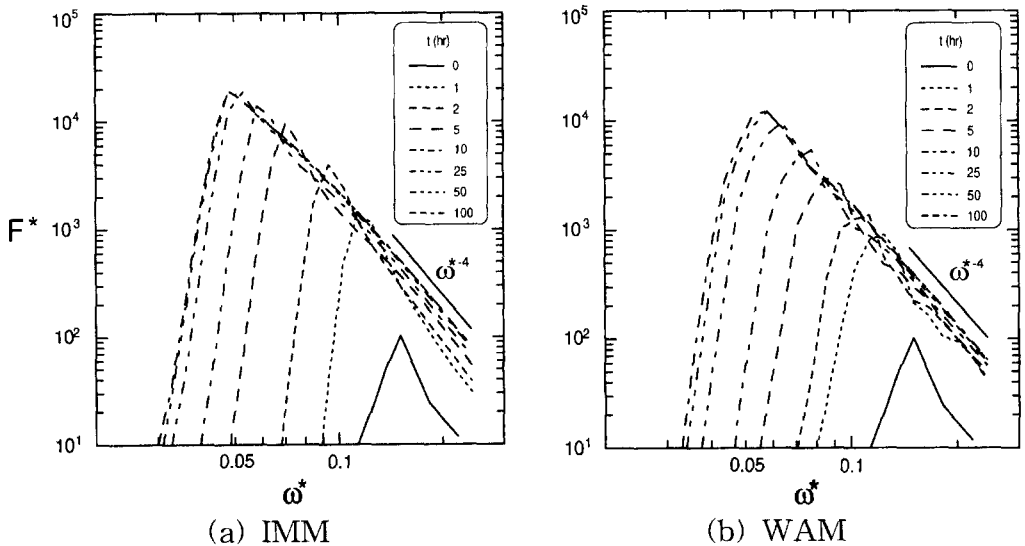


Fig. 1. Duration-limited evolutions of nondimensional wave spectra.

나고 있다. IMM 모형은 WAM 모형의 결과보다 스펙트럼의 첨두부가 예리하다. 이러한 현상은 오이(1998)의 Fig. 8에서 알 수 있는 바와 같이 WAM 모형의 경우 비선형 전달의 저주파측 첨두가 다른 모형에 비해 작고 첨두부분의 폭이 넓은 것에 기인한다고 사료된다. 두 모형 모두 Barnett and Sutherland(1968)가 지적한 풍파 스펙트럼의 과대평가 현상(overshoot)을 재현하고 있으나, 그 강도는 IMM 모형에서 크게 나타나는데 이것도 비선형 전달 계산법의 차이로 인한 것이다. 한편, Fig. 2는 overshoot 현상을 보다 명확히 관찰하기 위하여 특정 주파수 성분에 대한 파랑에너지의 성장을 시간에 대하여 도시한 것이다. IMM 모형은 overshoot 현상뿐만 아니라 undershoot 현상도 잘 재현하고 있으나 WAM 모형의 경우 undershoot 현상은 분간할 수 없고 overshoot 현상도 IMM 모형에 비하여 약하게 나타나고 있음을 알 수 있다. Barnett and Sutherland(1968)에 의하면 현장 및 실험실 자료 모두 overshoot의 최대 강도는 2정도로 나타나고 있으나 본 연구의 수치 모의에서는 관측값의 강도에는 미치지 못하고 있다. Phillips(1957)와 Miles(1957)에 의한 파랑성장기구는 스펙트럼에 대하여 선형이기 때문에 overshoot과 undershoot 현상을 설명할 수 없다. 선형시스템에서 스펙트럼은 과도기 없이 포화상태에 도달하기 때문이다. 한편, 강비선형 현상인 백파에 의한 에너지 소산기구에 대한 이론적 연구는 아직도 황무지나 다음이 없으므로 현재로서는 백파가 overshoot과 undershoot 현

상에 어떠한 영향을 미치는지 정확히 파악할 수 없다. 다만, Hasselmann(1974)의 백파이론에 근거한 Komen et al.(1984)의 백파 소산식은 스펙트럼에 대하여 준선형(quasi-linear)의 형식이므로 과도기적인 스펙트럼의 발달과정을 설명할 수 없다. 그러나, 오와 이(1998)의 Fig. 8에서 보는 바와 같이 성장 중인 풍파의 비선형 에너지 전달은 스펙트럼 첨두의 전면에서 양의 최대를 가지므로 첨두주파수를 저주파측으로 이동시키고 동시에 저주파 방향으로 큰 에너지 유입을 야기시키기 때문에 첨두의 저주파 천이에 동반하여 overshoot 현상이 일어나는 것으로 사료된다. 또한, 스펙트럼의 첨두부 후면에서 비선형 에너지 전달은 음의 최대로 되기 때문에[오이(1998)의 Fig. 8] overshoot이 발생한 후에는 바로 큰 에너지의 유출이 일어나게 되는데 이로부터 undershoot 현상을 이해할 수 있다. 그러므로 스펙트럼의 성장과정에서 관측되는 overshoot과 undershoot 현상은 비선형 상호작용에 의한 에너지 전달의 구조로부터 원리적인 설명이 가능하지만 실제로는 바람 입력항과 백파 소산에 의한 시너지(synergy) 효과도 있을 것으로 생각된다. The SWAMP Group(1985)은 제1세대 모형과 제2세대 모형의 최대 단점이 overshoot 현상과 undershoot 현상을 재현할 수 없는 점이라고 말하고 있다. 이들 모형에서는 비선형 상호작용에 의한 에너지 전달을 직접적인 방법으로 고려하지 않는다는 공통점이 있다. 그러나, 비선형 전달을 직접적으로 고려하는 본 연구의 IMM 모형에서는 관측값의 강도에는 미치지 못하

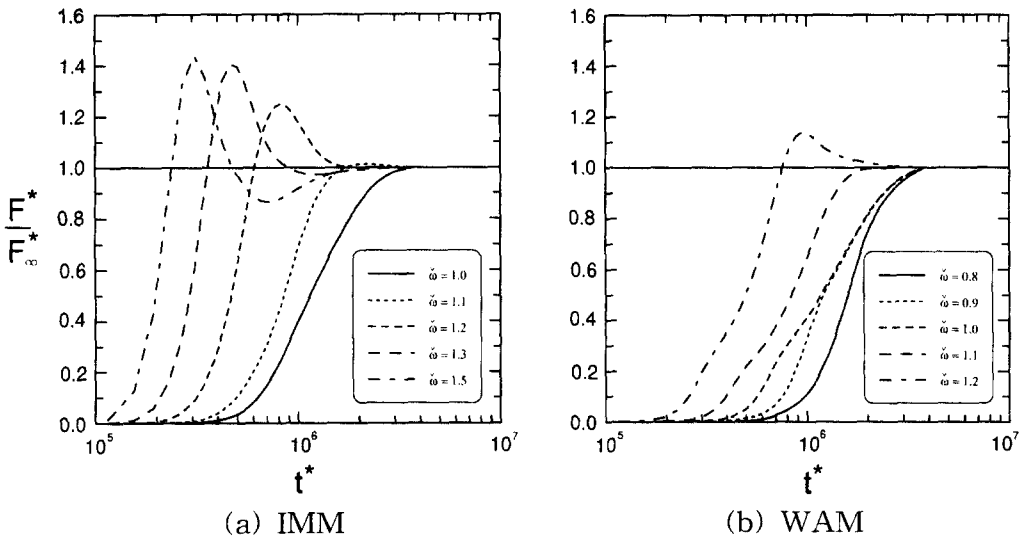


Fig. 2. Temporal evolution of particular frequency components. F_{∞}^* is the saturated value.

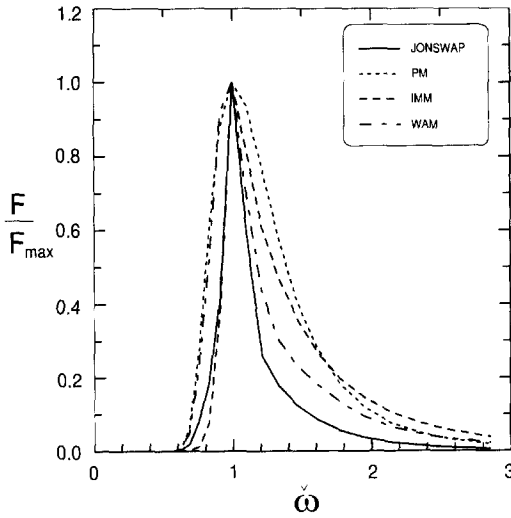
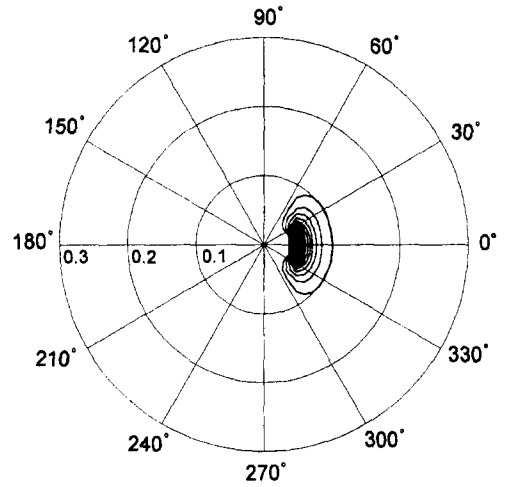


Fig. 3. Normalized saturated frequency spectra.

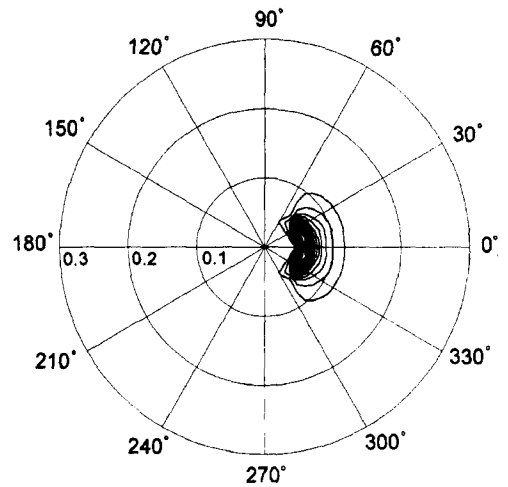
지만 여하간 overshoot과 undershoot 현상을 잘 재현하고 있으므로 비선형 상호작용이 이러한 현상의 직접적인 원인의 하나가 될 수 있다고 사료된다.

Fig. 3은 무차원화된 포화스펙트럼을 보여준다. 스펙트럼의 형상을 비교하기 위하여 PM 스펙트럼과 표준 JONSWAP 스펙트럼도 함께 도시하였다. IMM 모형과 WAM 모형의 수치모의 실험에서 포화상태에 도달한 스펙트럼은 이론적 포화치인 PM 스펙트럼과는 일치하지 않았으며 유효한 에너지를 포함하는 스펙트럼의 주 밴드 폭은 두 모형 모두 PM 스펙트럼보다는 좁고 표준 JONSWAP 스펙트럼보다는 넓게 나타나고 있다.

각 모형에서 정상상태에 도달한 100시간에서의 무차원화된 2차원 에너지 스펙트럼을 Fig. 4에 도시하였다. 여기서 등고선은 $F^*(\omega, \theta) = F(\omega, \theta)g^3/u_s^5$ 을 나타내며 주파수는 $\omega = \omega_p/g$ 의 값이다. 이 그림에서 등고선의 초기값과 간격은 모두 10^3 이다. 전반적인 형상은 비슷하게 나타나고 있지만 WAM 모형의 결과에서는 저주파 성분에서 쌍봉형의 방향분포가 두드러지고 있음을 알 수 있다. 한편, Fig. 5는 포화상태에서 몇 개의 선택된 주파수에 대하여 각 모형에 의한 방향분포함수를 도시한 것이다. 이 그림에서 $\tilde{\omega}$ 은 침두주파수 ω_p 로 무차원화된 주파수를 의미한다. 초기의 방향분포로서 주파수에 관계없이 $\cos^2 \theta$ 형을 부여했음에도 불구하고 모의된 방향분포는 침두주파수에서 그 분포폭이 가장 좁고 저주파와 고주파대로 갈수록 분포폭이 넓어지고 있다. IMM 모형은 고주파 성분에서 쌍봉형(bimodal)



(a) IMM



(b) WAM

Fig. 4. Two-dimensional saturated spectrums obtained from two models. The frequency is scaled by $\tilde{\omega}$.

의 방향분포를 보여 주고 있다. 한편, WAM 모형의 결과는 $\tilde{\omega} = \omega/\omega_p = 0.8$ 에서도 쌍봉형의 방향분포를 주고 있는데 이는 관측과 상이한 결과이다. 이러한 결과는 WAM 모형에 의한 비선형 전달이 특정한 방향으로 집중되기 때문인 것으로 생각된다(오·이, 1998). 오 등(1992), Hasselmann et al.(1980), Mitsuyasu et al.(1975)이 방향스펙트럼 관측용 부이를 사용한 현장 관측에 의하면 풍파의 경우 침두주파수 근처에서의 방향분포함수는 유효폭이 좁고 단봉형으로 나타나고 있어 IMM 모형의 결과를 뒷받침하고 있다. 그리고 IMM 모형에서 고주파 성분의 방향분포가 쌍봉형으로 되는 현

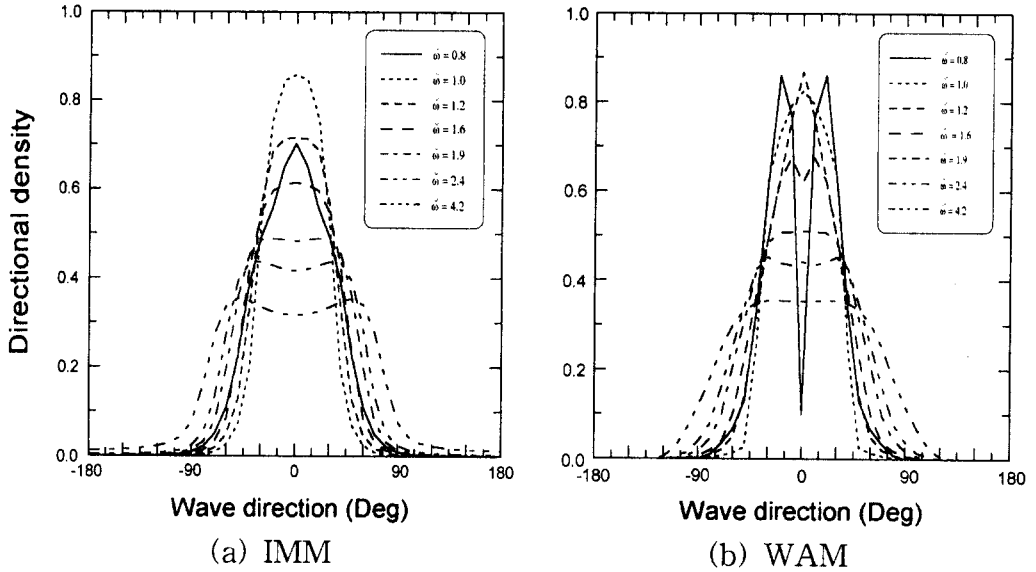


Fig. 5. The directional distribution for selected frequencies at saturated stage.

상은 비선형 상호작용에 기인하는 것으로 사료된다. 공명상호작용하는 4개의 파랑 성분을 방향의 관점에서 내측쌍과 외측쌍으로 구분할 때, ω 의 방향 분포인 경우 내측쌍이 에너지를 잃고 외측쌍이 에너지를 얻기 때문인데 이는 Boltzmann 적분 식 (5)의 피적분 함수 가운데 작용항을 면밀히 검토하면 이해할 수 있다(오, 1998). Jaehne and Riemer(1990)가 실험실에서 CCD 카메라를 사용하여 관측한 결과에 의하면 고주파 성분에서 방향분포가 쌍봉형으로 발달하고 있다. 그러나, 고주파 성분의 쌍봉형 방향분포가 기존의 현장관측자료에서는 나타나지 않고 있으므로 앞으로 보다 정교한 관측을 통해서 이러한 현상을 확인할 필요성이 제기된다. 그러므로 현재로서는 단봉형과 쌍봉형 중 어느 것이 옳은 것인지 확실히 말할 수는 없다. 다만, 기존의 관측에서는 부이를 사용하였기 때문에 고주파 성분의 자료는 계류선(mooring line)의 영향으로 신뢰하기 어렵다고 사료된다. 또한, Banner and Young (1994)은 그들의 모형에서도 쌍봉형의 방향분포가 나타나고 있음을 언급하면서 이를 에너지 소산의 불확실성으로 돌렸다.

4.2 풍장이 급변하는 경우

급변하는 풍장에 대한 수치모형의 응답 특성을 알아보기 위하여 10 m/s의 풍속 및 0° 풍향의 바람이 임의 순간에 풍속 20 m/s, 풍향 90°로 바뀌어 계속적으로 부

는 경우를 상정한다. 모형에서는 10 m/s에 해당하는 첨두 주파수 $f_p=0.13g/U_{10}=0.127\text{Hz}$ 를 갖는 표준 JONSWAP 스펙트럼을 초기치로 부여하였다. Fig. 6과 Fig. 7은 각각 IMM 모형과 WAM 모형에 의한 2차원 스펙트럼의 시간발전을 보여준다. 이 그림에서 보는 바와 같이 각 모형은 급변하는 풍장에 대하여 빠르게 적응하고 있음을 알 수 있으며 이는 Young *et al.* (1987)이 EXACT-NL 모형(Hasselmann and Hasselmann, 1985)과 WAM 모형을 사용하여 검토한 결과와 비슷하다. 즉, 두 모형 모두 고주파측에서 에너지가 증가하기 시작하여 처음에는 $\theta=30^\circ$ 근처에 제 2의 봉우리(peak)를 형성한 후 시간의 경과와 함께 제 1의 봉우리는 소멸하고 제 2의 봉우리가 발달하면서 $\theta=90^\circ$ 의 위치로 이동하여 안정단계에 돌입하는 현상이 일어난다.

$\theta=0^\circ$ 및 $\theta=90^\circ$ 에 대한 스펙트럼 $F^*(\omega^*, 0^\circ)$, $F^*(\omega^*, 90^\circ)$ 의 시간 발전을 각각 Fig. 8과 Fig. 9에 나타내었다. $\theta=90^\circ$ 인 경우에는 바람으로부터 에너지가 지속적으로 유입되므로 스펙트럼은 시간에 따라서 발전하는 양상을 보여준다. 다만, WAM 모형의 경우 초기 발달과정에서 고주파측에 돌기(hump)가 형성되고 있음을 볼 수 있다. 한편, $\theta=0^\circ$ 인 경우에는 식 (3)으로부터 바람에 의한 에너지 유입이 차단되므로 에너지가 시간에 따라 감소하는 현상이 나타난다. 특히, IMM 모형에서는 시간의 경과와 함께 에너지가 저주파 방향으로 흐

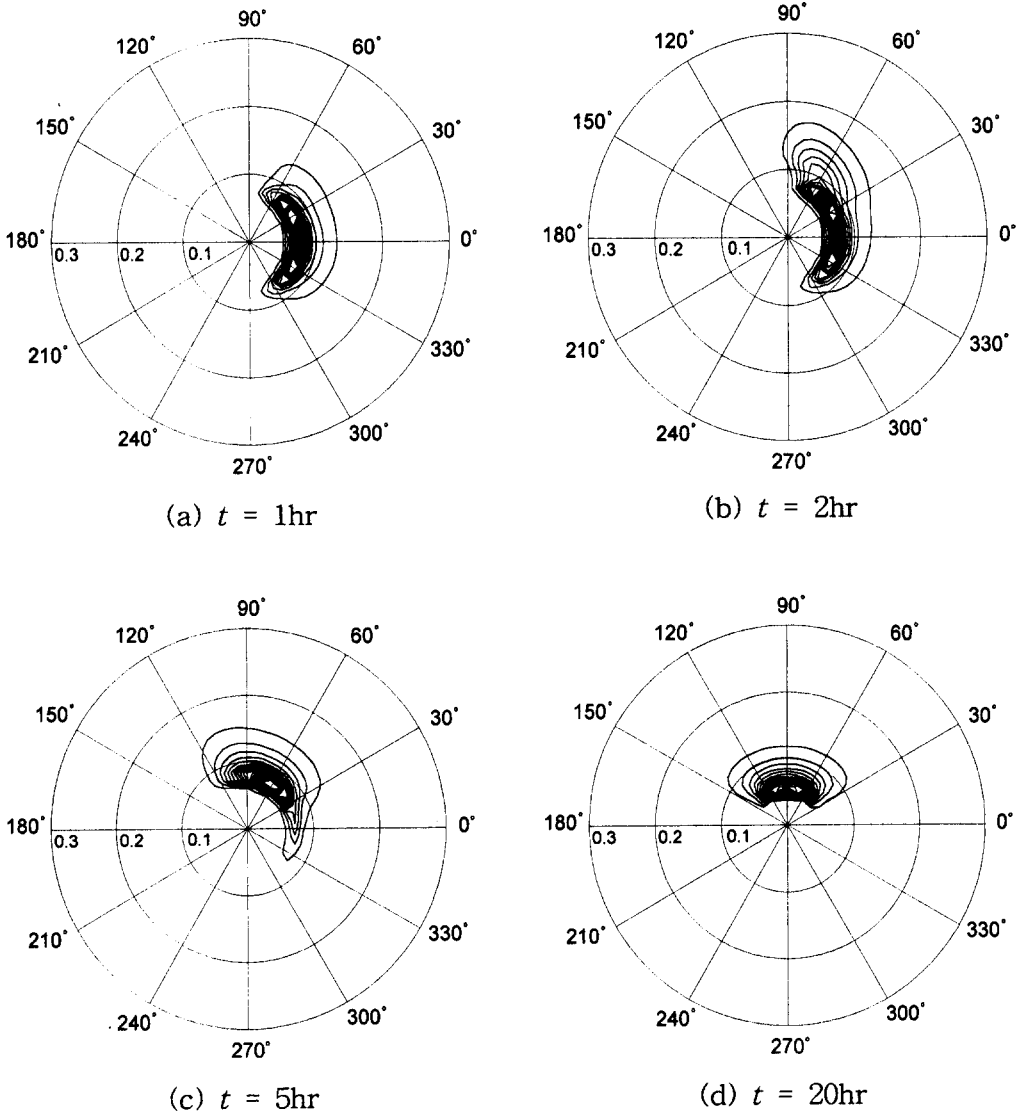


Fig. 6. Temporal evolution of two dimensional spectrum by the IMM model.

르는 현상이 나타나고 있는데 이는 비선형 상호작용의 영향으로 사료된다. 그러나, WAM 모형의 결과에서는 이러한 에너지 흐름이 나타나지 않고 있다.

4.3 초기스펙트럼에 이상 형상(freak form)이 있는 경우

발달 중인 풍파의 대표적인 스펙트럼인 JONSWAP 스펙트럼에 대한 비선형 상호작용의 계산 결과는 오와 이(1998)의 Fig. 8에서 보는 바와 같이 스펙트럼의 첨두 부분에서 음의 값을 갖고 저주파대와 고주파대에서

양의 값을 갖는 구조를 갖는다. 이러한 결과로부터 직감적으로 풍파에서 비선형 상호작용은 스펙트럼의 첨예한 부분을 완화시키는 역할을 한다는 것을 알 수 있다. 이러한 사실로부터 외부의 어떠한 원인으로 인하여 스펙트럼에 섭동(perturbation)이 발생하면 비선형 상호작용에 의하여 섭동이 완화될 것으로 추측할 수 있다. 즉, 다시 말해서 비선형 상호작용에 의하여 풍파 스펙트럼은 자기안정화 또는 자기상사 기구(self-stabilizing or self-similar mechanism)를 갖게 된다.

Fig. 10과 Fig. 11은 각각 초기 스펙트럼에 돌기

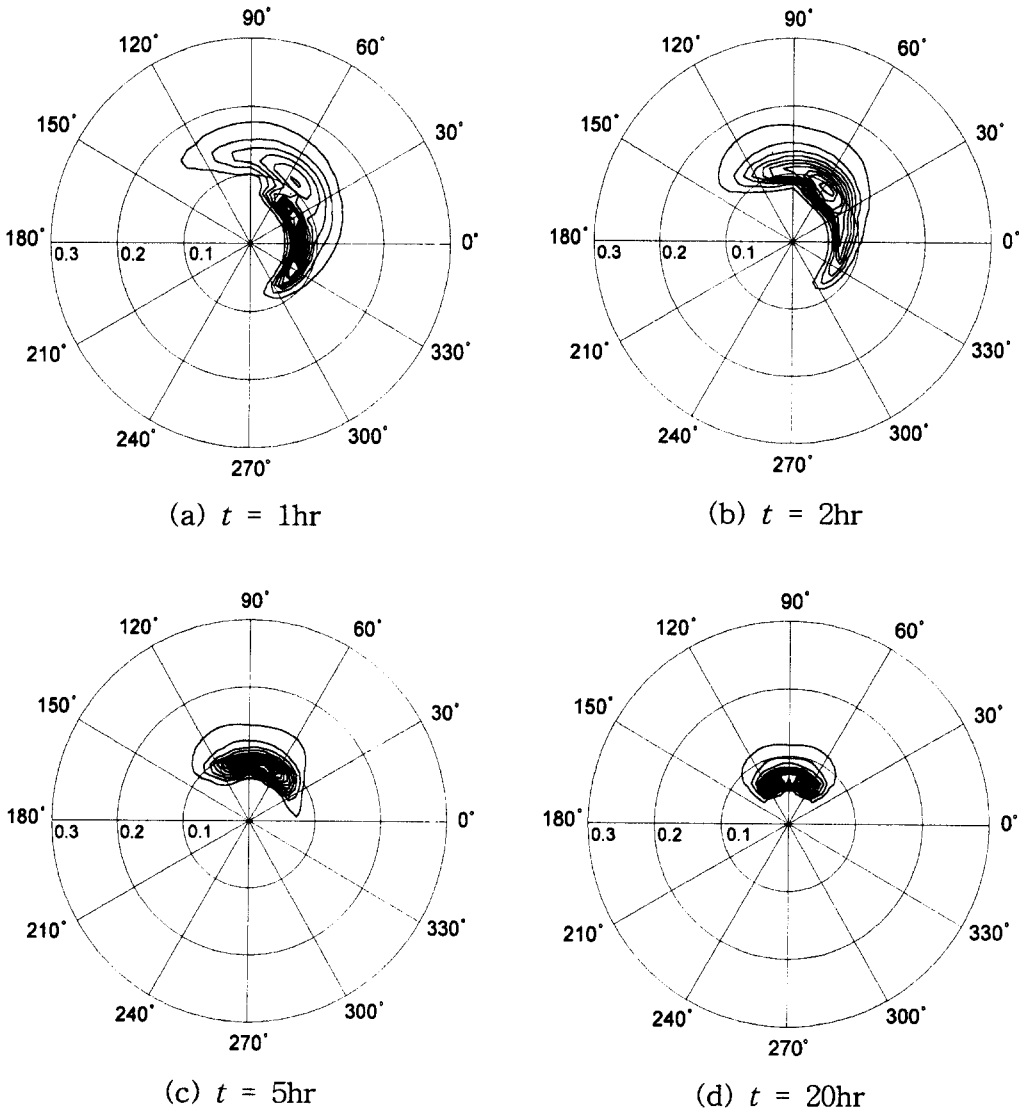


Fig. 7. Temporal evolution of two dimensional spectrum by the WAM model.

(hump)와 함정(pit)이 있는 경우에 대해서 1차원 스펙트럼의 시간발전을 나타낸 것이다. 여기서 풍속은 20 m/s로 하였으며 초기의 방향분포로는 $\cos^2\theta$ 형을 사용하였다. 어느 경우이든 스펙트럼의 이상형태는 비선형 상호작용에 의한 스펙트럼의 자기안정화 기구에 의하여 2시간 이내에 제거되고 있다. 그리고, 10시간 이후에는 Fig. 1과 거의 같은 결과를 주고 있음을 알 수 있다. 비선형 상호작용은 돌기 근처의 에너지를 상대적으로 에너지가 작은 주변의 영역으로 이동시키며 함정의 경우에는 그 반대의 에너지 흐름을 유발시켜 스펙트럼 형상의 안정화를 도모하는 것이다. 비선형 상호

작용의 이러한 성질 때문에 스펙트럼은 항상 안정한 형태를 유지하게 된다. 외부의 원인으로 어떠한 형태의 섭동이 스펙트럼에 도입되어도 곧 평활화(smoothing)되어 스펙트럼은 주파수영역에서 주파수의 -4 내지 -5승에 비례하는 고주파 꼬리를 갖는 단봉형으로 되는 것이다. 스펙트럼의 섭동은 국부적으로 강한 에너지 소산이나 돌풍(wind gustiness) 등에 의하여 실제의 해양에서도 일어나는 현상이다. 비선형 상호작용에 의한 자기안정화 기구는 해양파의 수치 모의에서도 바람직한 역할을 한다. 비선형 상호작용을 직접적으로 계산하는 해양파 수치 모형은 초기조건에 민감하지 않

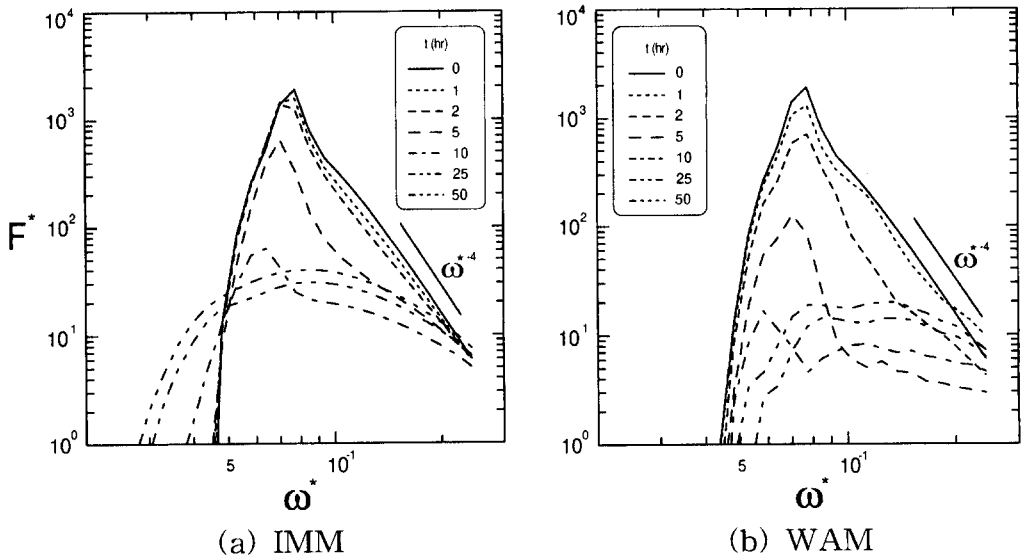


Fig. 8. Temporal evolution of spectral density at $\theta=0^\circ$ from the two models.

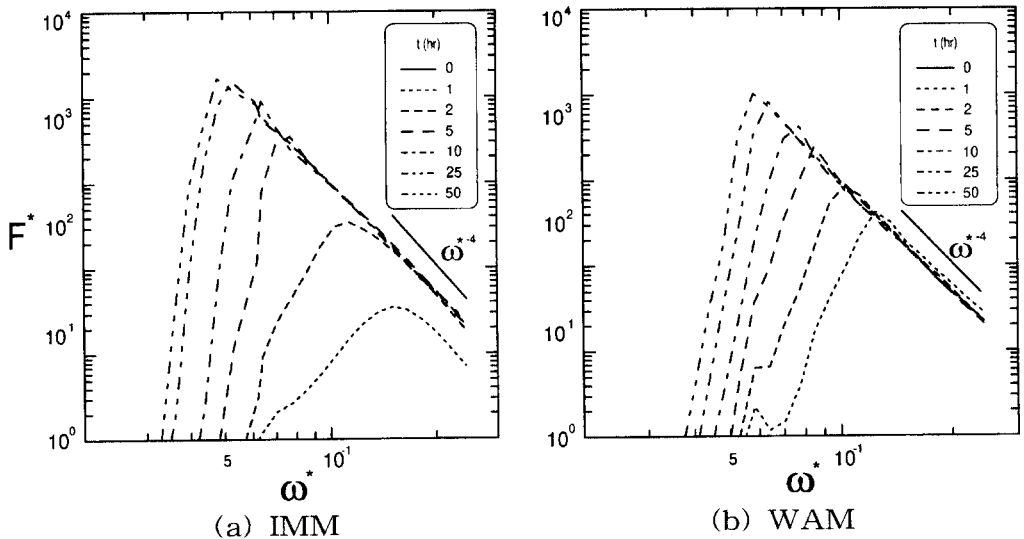


Fig. 9. Temporal evolution of spectral density at $\theta=90^\circ$ from the two models.

다. 이는 비선형 원천함수에 의하여 초기 스펙트럼 형상과 관계없이 스펙트럼은 안정된 형상으로 수렴하기 때문이다. 비선형 상호작용을 고려하지 않는 제1세대 모형과 간단히 파라미터화하여 고려하는 제2세대 모형에는 자기안정화 기구가 작동하지 않기 때문에 이들 모형에서는 고주파측에서의 스펙트럼 발달을 f^4 또는 f^5 꼬리를 사용하여 인위적으로 제한하는 방법으로 스펙트럼 형상의 안정화를 도모한다. 그러나, 제3세대 모형에서는 고주파 성분의 발달을 인위적으로 제한하지

않는데 이 점이 전 세대 모형들과 크게 다른 점이다.

대표적인 제2세대 모형인 HYPА 모형(Gunther *et al.*, 1979)에서는 스펙트럼이 JONSWAP 형으로 표현될 수 있다고 가정하여 JONSWAP 스펙트럼을 구성하는 5개의 파라미터에 대하여 수치 모의하므로 이 모형의 자유도는 5이다. 그러나 WAM 모형과 IMM 모형에서는 스펙트럼의 형상에 대한 가정을 도입하지 않기 때문에 모형의 자유도 수는 2차원 스펙트럼의 분할수와 동일하다. 태풍 등과 같이 풍장이 복잡하며 급변하

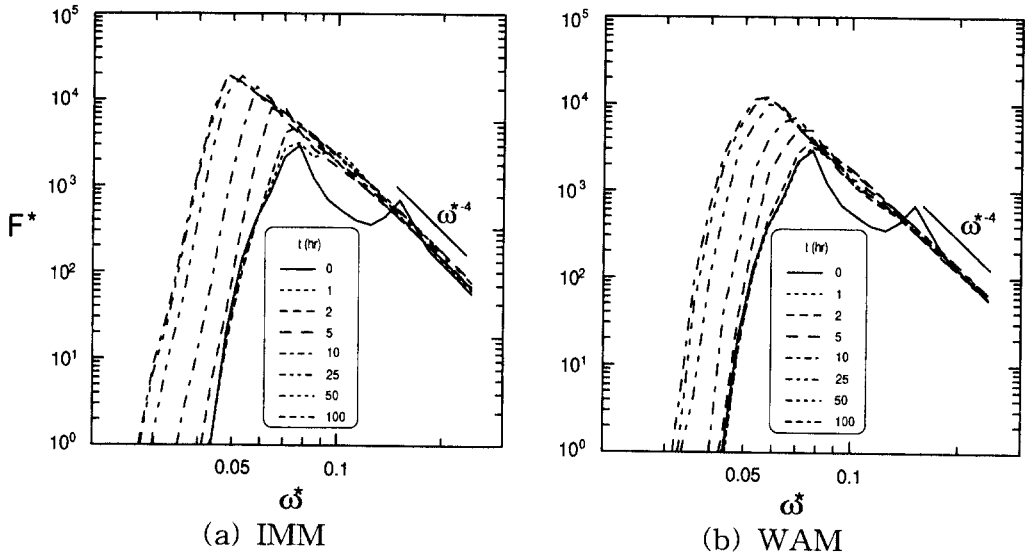


Fig. 10. Temporal evolution of spectrum with initially humped form.

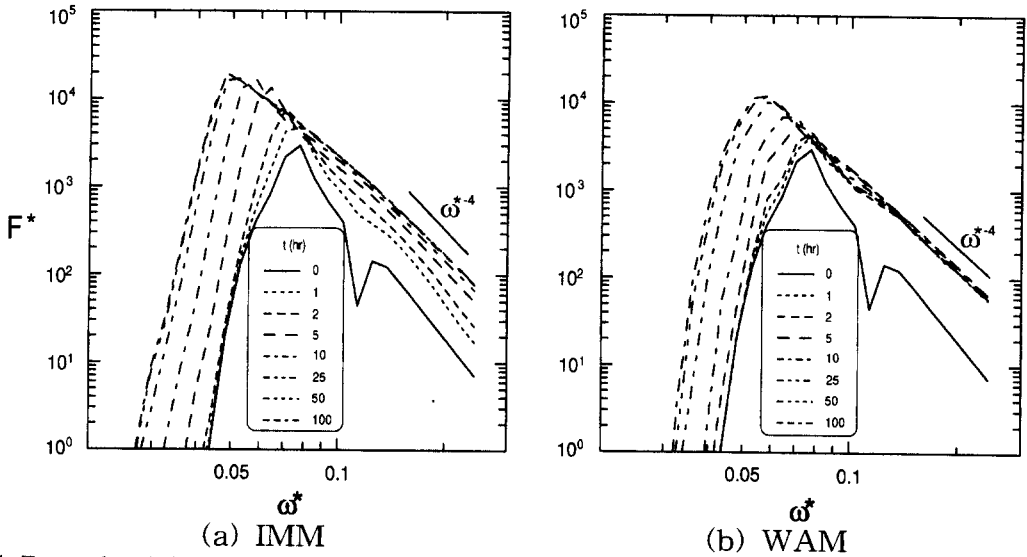


Fig. 11. Temporal evolution of spectrum with initially digged form.

는 경우에는 스펙트럼에 이상 형상이 도입될 수 있으므로 HYP와 같은 파라미터 모형보다는 WAM 모형을 사용하는 것이 바람직하다고 사료된다.

5. 결론 및 토의

제3세대 WAM 모형과 IMM 모형을 풍파 스펙트럼의 시간 발전에 적용하였다. 두 모형의 차이점은 비선형 상호작용에 의한 파랑 성분간 에너지 전달의 계산

에 있다. WAM 모형의 이산상호작용근사에서는 대단히 많은 4파 공명상호작용배치 가운데 1개만을 선정하여 계산하며 IMM 모형에서는 약 2,500조의 공명상호작용배치를 사용하여 엄밀해에 가깝게 계산한다(오, 1998). 그러므로 계산시간은 WAM 모형이 IMM 모형보다 2,500배 빠르다. 본 연구에서 선정한 3가지 가상 풍장에 대하여 두 모형은 정성적으로 비슷한 결과를 주고 있기 때문에 WAM 모형도 풍장의 변화가 작은 경우에는 충분히 실용적임을 알 수 있었다. 그러나 풍파 스

펙트럼의 대표적인 특징인 overshoot과 undershoot현상이 엄밀 모형인 IMM에서는 잘 나타나고 있으나 WAM 모형에서는 undershoot이 재현되지 않았다. 또한, 방향 분포의 발달 양상에서는 두 모형의 결과가 매우 다르게 나타났다. WAM 모형은 저주파 성분에서 쌍봉형의 분포가 뚜렷하게 나타나며 IMM 모형에서는 고주파 성분에서 쌍봉형의 분포가 나타나고 있다(Fig. 5). JONSWAP 스펙트럼에 대한 비선형 상호작용의 계산 결과로부터 해석하면 IMM 모형의 결과가 타당하다고 생각된다. WAM 모형에서 채용하고 있는 이산상호작용근사법(The WAMDI Group, 1988)은 특정 방향으로 에너지 흐름을 집중시키는 경향을 갖고 있기 때문에 에너지의 방향분포가 합리적으로 계산되지 않는 것으로 사료된다. 그러므로 WAM 모형은 스펙트럼의 성장 과정을 세부적으로 연구하는데는 적합하지 않다고 생각된다. 또한, 태풍과 같이 풍장이 빠르게 변화하는 경우 WAM 모형의 적용에는 한계가 있기 때문에 비선형 상호작용을 WAM 모형의 방법보다 효율적으로 계산하는 기법의 개발이 요구된다. 본 연구에서 식 (2)의 원천함수 중에서 바람입력항과 백파소산항은 WAM 모형에서 채용한 방식을 사용하였다. 식 (3)과 식 (6)에서 사용된 파라미터는 비선형 상호작용을 이산상호작용근사법으로 계산한 것에 조정된 것이다. 따라서, IMM 모형의 비선형 에너지 전달 계산결과에 부합하도록 원천함수의 조정 가능한 파라미터를 다시 산정하는 연구가 필요하다.

참고문헌

- 오병철, 1998. 비선형 상호작용을 고려한 해양파랑 수치 모형, 서울대학교 박사학위논문, 301p.
- 오병철, 박경수, 심재철, 1992. Array를 이용한 파랑 스펙트럼 산정에 관한 연구, 해양연구, **14**(2): 111-129.
- 오병철, 이길성, 1999. 비선형 상호작용에 의한 풍파 성분 간 에너지 전달의 계산, 한국해양·해양공학회지, **11**(1): 7-19.
- Banner, M.L. and Young, I.R., 1994. Modelling spectral dissipation in the evolution of wind waves. Part I: Assessment of existing model performance, *J. Phys. Oceanogr.*, **24**, pp. 1550-1571.
- Barnett, T.P., 1968. On the generation, dissipation and prediction of ocean waves, *J. Geophys. Res.*, **73**, pp. 513-530.
- 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**, pp. 5727-5738.
- Hasselmann, D.E., Dunckel, M. and Ewing, J.A., 1980. Directional wave spectra observed during JONSWAP 1973, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, pp. 1264-1280.
- Hasselmann, K., 1962. On the non-linear energy transfer in a gravity-wave spectrum. Part 1. General theory, *J. Fluid Mech.*, **12**, pp. 481-500.
- Hasselmann, K., 1974. On the spectral dissipation of ocean waves due to whitecapping, *Bound. Layer Meteor.*, **6**, pp. 107-127.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1981. A symmetrical method of computing the nonlinear transfer in a gravity wave spectrum, *Hamb. Geophys. Einzelschriften, Reihe A: Wiss. Abhand.*, **52**, 138p.
- Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1985. The wave model EXACT-NL, In *Ocean Wave Modelling*, The SWAMP Group ed., Plenum Press, New York, 256p.
- Jaehne, B. and Riemer, K.S., 1990. Two-dimensional wave number spectra of small-scale water surface waves, *J. Geophys. Res.*, **95**, pp. 11531-11546.
- Komen, G.J., Cavaleri, L., Donelan, M., Hasselmann, K., Hasselmann, S. and Janssen, P.A.E.M., 1994. *Dynamics and Modelling of Ocean Waves*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 532p.
- Komen, G.J., Hasselmann, S., and Hasselmann, K., 1984. On the existence of a fully developed wind-sea spectrum, *J. Phys. Oceanogr.*, **14**, pp. 1271-1285.
- Masuda, A., 1980. Nonlinear energy transfer between wind waves, *J. Phys. Oceanogr.*, **10**, pp. 2082-2092.
- Miles, J.W., 1957. On the generation of surface waves by shear flows, *J. Fluid Mech.*, **3**, pp. 185-204.
- Mitsuyasu, H., Tasai, F., Sahara, T., Mizuno, S., Ohkusu, M., Honda, T. and Rikiishi, K., 1975. Observations of the directional spectra of ocean waves using a cloverleaf buoy, *J. Phys. Oceanogr.*, **5**, pp. 750-760.
- Phillips, O.M., 1957. On the generation of waves by turbulent wind, *J. Fluid Mech.*, **2**, pp. 417-445.
- Phillips, O.M., 1958. The equilibrium range in the spectrum of wind-generated waves, *J. Fluid Mech.*, **4**, pp. 426-434.
- Snyder, R.L., Dobson, F.W., Elliot, J.A. and Long, R.B., 1981. Array measurements of atmospheric pressure fluctuations above surface gravity waves, *J. Fluid*

- Mech.*, **102**, pp. 1-59.
- The SWAMP Group (24 authors), 1985. *Ocean Wave Modelling*. Plenum Press, New York, 256p.
- Toba, Y., 1973. Local balance in the air-sea boundary process. III. On the spectrum of wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, **29**, pp. 209-220.
- The WAMDI Group (13 authors), 1988. The WAM model- A third generation ocean wave prediction model, *J. Phys. Oceanogr.*, **18**, pp. 1378-1391.
- Webb, D.J., 1978. Non-linear transfer between sea waves, *Deep Sea Res.*, **25**, pp. 279-298.
- Whitham, G.B., 1974. *Linear and Nonlinear Waves*. Wiley, New York, 636p.
- Wu, J., 1982. Wind-stress coefficients over sea surface from breeze to hurricane, *J. Geophys. Res.*, **87**, pp. 9704-9706.
- Young, I.R., Hasselmann, S. and Hasselmann, K., 1987. Computations of wave spectrum to a sudden change in wind direction, *J. Phys. Oceanogr.*, **17**, pp. 1317-1338.

Received October 16, 1998

Accepted January 14, 1999