

# 東海에서의 파랑추산을 위한 심해파랑모형에 대한 연구

윤 종 태\*

(98년 12월 22일 접수)

## Deep Water Wave Model for the East Sea

Jong-Tae Yoon\*

**Key Words :** Energy Spectrum (에너지 스펙트럼), Nonlinear Interaction (비선형 상호작용), Discrete Interaction Approximation (이산상호작용가정), Atmospheric Input (대기로부터의 에너지 입력), Energy Dissipation (에너지 소산), Propagation Scheme (전파 기법)

### Abstract

A deep water wave prediction model applicable to the East Sea is presented. This model incorporates radiative transfer of energy spectrum, atmospheric input from the wind, nonlinear interaction, and energy dissipation by white capping. The propagation scheme by Gadd shows satisfactory results and the characteristics of the nonlinear interaction is simulated well by discrete interaction approximation. The application of the model to the sea around the Korean Peninsula shows reasonable agreement with the observation.

### 1. 緒 論

해양에서의 파랑은 인간의 산업·경제 활동에 가장 큰 영향을 미치는 자연현상의 하나이다. 파랑 정보는 크게 두 가지 형태로 요구되어진다. 하나는 방파제 등 연안 구조물의 설계를 위한 정상상태시의 파랑 제원과 연안과정(littoral process), 항만정온 등에 필요한 장기 연속 파랑자료이며 다른 하나는 선박운항, 어로, 대규모 연안공사의 작업일정 관리, 해양레저 등의 인간의 경제 사회활동에 필요한 매일의 파랑 정보이다. 전자의 자료는 파랑의

후산(hindcasting)을 통하여 얻어지며 후자의 경우는 파랑의 현황(nowcasting) 및 예보(forecasting)에 의하여 얻어진다.

파랑의 시·공간적 변화를 지배하는 에너지 평형 방정식의 구성요소는 에너지의 방사전달(radiative transfer)과 에너지의 원천(source)이다. 에너지의 원천은 대기-파랑 상호작용, 비선형 상호작용에 의한 성분파간의 에너지 전달 및 백파에 의한 에너지 소산으로 이루어진다. 파랑스펙트럼 계산의 원리는 1960년대 초에 이미 알려졌지만 1970년대에 개발된 모형들에선 에너지 평형방정식의 모든

\* 정회원, 경성대학교 공과대학 토목공학과

항을 고려할 수 없었다. 당시에는 파랑성장에 있어서 파랑성분간 비선형 상호작용의 역할에 대한 이해가 부족하였으며 또한, 계산기의 계산능력이 비선형 상호작용을 처리하기에는 매우 모자라서 계산되는 스펙트럼이 경험으로부터 예상되는 결과에 따르도록 스펙트럼의 형상에 대한 특별한 가정이 모형에 도입되었다. 이러한 소위 제 1세대 모형들은 스펙트럼의 성분이 포화상태(universal saturation level)에 도달하면 갑자기 그 성장을 멈춘다고 가정하였다. 그러나 오늘날에는 스펙트럼의 고주파 영역이 백파(whitcapping)와 바람 입력(wind input)의 영향을 받으며 더우기 비선형 상호작용의 영향으로 인하여 저주파 영역의 스펙트럼에 의해서도 영향을 받는 것으로 알려져 있다. 또한 물리적인 관점에서 볼 때 제 1세대 모형은 비선형 상호작용을 고려하지 않는 대신 바람입력을 과대평가하고 있다.

대규모 파랑성장 실험<sup>1)</sup> 및 바람입력의 직접관측실험<sup>2)</sup> 이후에 비선형 상호작용과 바람입력의 상대적 중요성이 인식되기 시작하였으며 제 2세대 모형이 탄생하였다. 그러나 HYPA 모형 등 제 2세대 모형에서는 비선형 상호작용을 직접 계산하지 않고 파라미터화된 형식으로 처리하기 때문에 제 1세대 모형에서와 같이 스펙트럼의 형상을 미리 규정해 주어야 한다. 여기에는 풍파 스펙트럼의 형태를 지배방정식의 정식화 단계에서 규정하는 방법(hybrid model)과 스펙트럼의 계산과정에서 제약조건으로 규정하는 방법(discrete model)이 있다. 전자와 후자의 대표적인 모형은 각각 독일의 HYPA(Hybrid Parametrical)모형과 영국의 BMO(British Meteorological Office)모형을 들 수 있다. 이러한 모형에서는 풍파(wind seas)와 너울(swell)의 구분 및 처리에 근본적인 문제점이 있으며 특히 태풍과 같이 풍장(wind field)이 빠르게 변하는 경우에 적용이 어렵다고 지적되고 있다.<sup>3)</sup>

제 1세대 모형과 제 2세대 모형의 단점들은 The SWAMP Group의 상호비교연구를 통하여 지적되었으며 아울러 스펙트럼형상에 대한 아무런 가정이 없이 에너지평형방정식을 직접 적분하여 파랑스펙트럼을 구하는 모형이 시급히 개발되어야 한다는 것이 강조되었다.<sup>4)</sup> 이후 WAMDI Group은

1988년 최초의 제 3세대 모형인 WAM모형을 발표하였다.<sup>5)</sup> 또한 Tolmann은 흐름(current)을 고려한 제 3세대 모형 WAVEWATCH를 발표하였다.<sup>6)</sup> 이러한 제 3세대 모형들은 단 하나의 공명 상호작용 배치를 사용하긴 하지만 비선형 상호작용을 직접 계산하므로써 스펙트럼의 형태에 관한 제약을 제거했다는 점에서 큰 진전을 이루었다.

에너지 평형방정식의 방사전달항은 물리적으로 잘 설명이 되며 또한 수치적으로도 쉽게 해석할 수 있다. 하지만 대기-파랑의 상호작용과 강비선형(strongly nonlinear) 현상인 백파는 아직도 수학적으로 완전히 해석되지 않기 때문에 실험 결과에 근거하여 준선형화(quasi-linearized)된 식을 사용하고 있다. 비선형 상호작용에 의한 에너지 수송의 물리적 구조는 밝혀졌으나 수치계산이 상당히 까다롭고 무엇보다 그 연산량이 방대하여 오늘날에도 특별한 목적으로 시간 혹은 거리 한차원에 대해 계산할 뿐, 일반 파랑모형에서는 제 3세대 모형에서도 수많은 공명 상호작용의 배치쌍 중에서 단 하나의 공명 상호작용 배치를 사용하고 있다.

우리나라 주변의 해상은 아시아 대륙과 태평양의 상이한 기상영향권에 속해있고 계절별, 해역별 기상조건과 이에 수반되는 해상상태의 변화폭이 매우 크다. 또한 한반도 주변해역은 동해, 남해 및 서해로 뚜렷이 구분되어 있어 각 해역별로 독특한 해양환경 특성을 지니고 있다. 따라서 전국해안에 산재되어 있는 어항, 항만 등의 해안시설물에 대하여 계절별 및 장기간의 기상변동에 따른 해상의 거친 파랑의 발생요인이 다양하며 그에 따른 심해파의 변화폭도 매우 크다. 이러한 상황아래 매년 수차례씩 내습해 오는 태풍, 폭풍 및 동계계절풍은 해상에서 높은 파고를 유발시켜 전국연안에 분포되어 있는 해상시설물과 운항 및 정박중인 선박의 피해가 빈번하여 이에 대한 대책이 절실히 요구되고 있다. 따라서 해상시설물의 보호와 안전에 가장 큰 영향을 미치는 요소인 심해파를 보다 정확하고 합리적인 방법으로 추정하므로써 각종 시설물을 적정하게 설계할 수 있게 하고 내습파랑에 의한 피해를 최소화하여야 한다. 이를 위해 필수적인 것이 정확한 파랑추산모형이다. 본 연구에서는 태풍 및 폭풍의 내습이 빈번한 동해를 대상으로

로 파랑모형을 수립하였다. 서해의 경우 태풍같은 대규모 파랑의 발생요인이 있을 때는 대부분의 해역이 천해역이 되기 때문에 수심변화에 따른 천수(shoaling), 굴절(refraction) 및 저면마찰로 인하여 파랑 스펙트럼의 변화가 심해역보다 훨씬 복잡해진다. 특히 서해는 조류를 무시할 수 없으므로 그 복잡함이 더해진다. 이에 비해 동해는 대부분의 풍파에 비해 심해역을 형성하고 지형상 서해의 파랑 상태의 영향을 거의 받지 않으므로, 열린 바다(open sea)를 대상으로하여 수심의 영향을 무시하는 일반 파랑 모형들처럼 여기서도 심해파를 대상으로 한 모형을 구성하였다. 방사전달은 Gadd의 기법을 사용하였고 원천항은 에너지입력, 에너지소산 및 비선형상호작용을 고려하였다. 비선형 상호작용에 대해서는 WAM모형의 배치구조쌍을 사용하였다. 개별적인 방사전달 및 원천항의 수치적분을 통하여 각 항들의 특성 및 수치기법의 특성을 분석한 후 실지형에 적용하여 계산 결과를 관측치와 비교하여 보았다.

## 2. 모델의 구조

### 2.1 지배방정식

풍파는 수면변위를 확률과정으로 생각할 때 에너지 스펙트럼  $F$ 로 나타낼 수 있는데 이는 일반적으로 주파수  $f$ , 방향  $\theta$ , 그리고 수평공간  $\vec{x}$  및 시간  $t$ 의 함수이다. 심해에서 이러한 에너지의 평형방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \vec{C}_g \cdot \nabla F(f, \theta) = S_{tot} = S_{in} + S_{ds} + S_{nl} \quad (1)$$

여기서,  $\vec{C}_g$ 는  $x, y$ 공간에서의 에너지 전파속도,  $S_{in}$ 은 바람으로부터의 에너지 입력,  $S_{ds}$ 는 에너지 감쇠이며  $S_{nl}$ 은 성분파간의 비선형 상호작용항이다.

### 2.2 원천함수

#### 2.2.1 大氣로부터의 에너지 入力

대기의 압력변동으로 인한 파랑의 발생 및 성장

은 초기의 파랑 발생을 설명하는 Phillips의 공명(resonance)이론과 파랑이 이미 존재할 경우 선형 피드백(linear feedback)에 의한 파랑의 성장을 설명하는 Miles의 전단불안정(shear instability)이론으로 나타낸다. 초기의 파랑모형에서는 공명기구를 고려하였으나 현재의 모형에서는 대부분 고려하지 않는다. 왜냐하면 모형에서 초기의 해상상태를 초기 풍속에 해당하는 특정 스펙트럼으로 가정하면 이미 수면에 파랑이 존재하는 상태에서 시작되므로 공명기구가 필요 없기 때문이다. Miles의 이론에서 에너지 성장계수에 대해 Snyder등의 경험식을<sup>2)</sup> 사용하면 에너지 입력함수는 다음과 같다.

$$S_{in}(f, \theta) = \max\left\{0, 0.25 \frac{\rho_a}{\rho_w} [28(u_* / C) \cos(\theta - \theta_w) - 1] \omega F(f, \theta)\right\} \quad (2)$$

여기서  $u_*$ 는 마찰속도,  $\rho_a$ 와  $\rho_w$ 는 각각 공기와 물의 밀도,  $C$ 는 주파수  $f$ 성분의 위상속도,  $\theta_w$ 는 풍향,  $\omega = 2\pi f$ 는 각진동수이다. 바람에 비해  $90^\circ$  이상의 각도로 진행하는 파랑에 대해선 에너지의 증감을 고려하지 않는다. Young 과 Sobey의 실험에<sup>7)</sup> 의하면 역풍감쇠는 무시할 만큼 작은 것으로 알려져 있다.

#### 2.2.2 비선형 상호작용에 의한 에너지 전달

수면에서 발생한 중력파가 바람의 영향으로 성장함에 따라 파랑의 경사가 급해지면 자유수면 경계조건에서 비선형항의 역할이 중요해진다. 파랑이 성장하여 비선형항이 중요해지면 Miles에 의한 선형이론만으로는 파랑스펙트럼의 발달을 설명할 수 없다. 섭동법을 사용한 수면파의 비선형 해석은 Phillips에 의하여 이루어 졌으며<sup>8)</sup> 그후 Hasselmann<sup>9-10)</sup>은 불규칙하고 균질한 파랑장의 비선형 에너지 전달을 해석하여 정량화 하였고 Zakharov는 Hamiltonian 운동방정식을 사용하여 중력파의 비선형 해석을 시도하였다.<sup>11)</sup> Hasselmann에 의하면 에너지 교란이 생기는 4파 상호작용의 공진 조건은 다음과 같다.

$$\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}_3 + \vec{k}_4 \quad (3)$$

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (4)$$

여기서  $\vec{k}$ 는 파수벡터이고  $\omega^2 = gk \tanh(kh)$ 의 관계를 만족한다. 그리고  $g$ 는 중력가속도,  $h$ 는 수심이다. 파랑작용 밀도(wave action density)  $n_1(\vec{k}_1) = F(\vec{k}_1)/\omega$ 의 상호작용으로 인한 변화율은 다음과 같다.

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \iiint G(\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4) \delta(\vec{k}_1 + \vec{k}_2 - \vec{k}_3 - \vec{k}_4) \delta(\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 - \omega_4) [n_1 n_3 (n_4 - n_2) + n_2 n_4 (n_3 - n_1)] d\vec{k}_2 d\vec{k}_3 d\vec{k}_4 \quad (5)$$

식 (5)가 풍파에 대한 Boltzman 방정식이다. 여기서,  $\delta(\cdot)$ 은 Dirac 델타함수이고,  $G$ 는 연계계수(coupling coefficient) 또는 산란계수(scattering coefficient)로서  $\vec{k}_1$ 과  $\vec{k}_2$  및  $\vec{k}_3$ 와  $\vec{k}_4$ 에 대해, 그리고  $(\vec{k}_1, \vec{k}_2)$ 와  $(\vec{k}_3, \vec{k}_4)$ 에 대하여도 대칭구조를 갖고 있다(심해의 경우 Dungey와 Hui<sup>12</sup>)의 식을 사용하여 구하면 편리하다. 식 (5)는 스펙트럼 내에서 에너지의 재분배를 일으킬 뿐 파랑장의 에너지와 운동량은 보존된다. 또한 공진 조건의 대칭성으로부터 파랑작용 또한 보존된다.

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{dn_2}{dt} = -\frac{dn_3}{dt} = -\frac{dn_4}{dt} \quad (6)$$

식 (5)를 계산하기 위해선 다수의 배열구조에 대한 많은 수의 4쌍 파수벡터군을 사용해야 한다. Hasselmann<sup>13</sup>은 수치실험을 통해 중간영역의 단 1쌍의 대칭 배열구조에 대한 계산만으로도 상호작용에 의한 에너지 수송이 충분히 재현될 수 있음을 밝혔다. 선택된 배열구조는  $\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}$ 이고,  $\vec{k}_3, \vec{k}_4$ 는 다음의 관계를 만족한다.

$$\omega_1 = \omega_2 = \omega \quad (7)$$

$$\omega_3 = \omega(1 + \lambda) = \omega_+ \quad (8)$$

$$\omega_4 = \omega(1 - \lambda) = \omega_- \quad (9)$$

$\lambda = 0.25$ 에 대한  $\vec{k}_1, \vec{k}_2$ 의  $\vec{k}$ 에 대한 각도는  $\theta_3 = 11.5^\circ$ ,  $\theta_4 = -33.6^\circ$ 이다. 이러한 배열구조에 대한 파랑작용의 변화는 다음 식으로 주어진다.

$$\begin{pmatrix} \delta n \\ \delta n_+ \\ \delta n_- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} C g^{-8} f^{19} (n^2(n_+ + n_-) - 2n n_+ n_-) \Delta \vec{k} \Delta t \quad (10)$$

$\delta n, \delta n_+, \delta n_-$ 는  $\Delta t$ 시간동안  $\Delta \vec{k}$ 위상공간에서의 상호작용으로 인한  $\vec{k}, \vec{k}_+, \vec{k}_-$ 에서의 파랑작용의 변화량이다.  $C$ 는 상호작용의 강도를 나타내는 상수이다. 식 (10)을  $(f, \theta)$ 공간에서의 에너지 스펙트럼  $F(f, \theta)$ 에 대한 식으로 변환하면 다음과 같다.

$$\begin{pmatrix} \delta S_{n1} \\ \delta S_{n1}^+ \\ \delta S_{n1}^- \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -2 \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f \Delta \theta} \\ (1 + \lambda) \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f^+ \Delta \theta} \\ (1 - \lambda) \frac{\Delta f \Delta \theta}{\Delta f^- \Delta \theta} \end{pmatrix} \times C g^{-4} f^{11} \times \left[ F^2 \left( \frac{F_+}{(1 + \lambda)^4} + \frac{F_-}{(1 - \lambda)^4} \right) - 2 \frac{F F_+ F_-}{(1 - \lambda^2)} \right] \quad (11)$$

여기서  $C$ 는  $3 \times 10^7$ 이다.  $\Delta f, \Delta f^+, \Delta f^-$ 는  $f, f^+, f^-$ 에서의 스펙트럼의 차분간격이다. 그러므로 분자의  $\Delta f \Delta \theta$ 는 이산 상호작용의 위상공간요소이고, 분모는 상호작용으로 인한 변화량이 저장되는 공간요소이다. 본 계산에서의 주파수 분할은  $f_{i+1} = 1.1 f_i$ 의 지수분포를 가지므로  $\Delta f^+ \neq \Delta f^- \neq \Delta f$ 이다. 위 식을 전 주파수대 및 방향에 대해 적분하므로써 원천함수  $S_{n1}$ 이 구해진다. 이러한 한 쌍의 정상배치만으로 상호작용을 계산하는 것을 DIA(Discrete Interaction Approximation)라 한다.

### 2.2.3. 에너지 소산

해양파의 물리기구 가운데 가장 이론적 기술이 어려운 것이 에너지 소산기구(energy dissipation)이다. 에너지의 소산은 대부분 쇄파(wave breaking)현상에 의하여 일어나는데 심해에서 쇄파에 의한 에너지 소산은 대규모의 중력쇄파, 표층편류(surface drift)에 의한 미소규모 쇄파, 그리고 기생 표면장력파의 형성(formation of parasitic capillaries)등에 의해 일어나는데<sup>14</sup> 이러한 에너지 소산은 짧은 시간 및 짧은 거리 규모에서 일어나

는 강비선형(strongly nonlinear) 현상으로 수학적 인 취급이 매우 어렵다. 풍파 영역에서는 대규모 중력쇄파인 백파와 미소규모쇄파에 의하여 에너지가 소산되는데 미소규모 쇄파는 상당히 높은 주파수 영역에서 효과가 나타나므로 심해파의 에너지 소산의 지배적인 기구는 백파라고 생각할 수 있다. 그러므로 에너지 소산을 정량적으로 취급하기 위해서는 백파현상에 대한 충분한 이해가 필요하다. 아직까지 백파에 대한 정량적인 측정자료는 매우 빈약한 형편이며 이론 또한 만족할 만한 수준은 아니다. 그래서 Komen등은<sup>15)</sup> Snyder의 입력식 (2)와 엄밀히 계산된 비선형 상호작용식을 사용할 때 Pierson-Moskowitz 형의 성숙파 스펙트럼(fully developed spectrum)과 일치할 수 있는 소산함수를 수치모의를 수행하여 결정하였다. WAM에서는 수치적 안정성을 높이기 위해 약간의 수정을 가한 다음 식을 사용하였다.

$$S_{ds}(f, \theta) = -2.33 \times 10^{-5} \bar{\omega} (\omega/\bar{\omega})^2 (\bar{a}/\bar{a}_{pm})^2 F(f, \theta) \quad (12)$$

여기서

$$\bar{a} = E \bar{\omega}^4 g^{-2} \quad (13)$$

$$\bar{a}_{pm} = 0.66 \times 4.57 \times 10^{-3} \quad (14)$$

$$\bar{\omega} = \left[ E^{-1} \int F(f, \theta) \omega^{-1} df d\theta \right]^{-1} \quad (15)$$

$$E = \iint F(f, \theta) df d\theta \quad (16)$$

본 계산에서는 (12)식을 사용하였다.

### 3. 模型의 數值積分

식 (1)의 적분은 좌변의 전파와 우변의 원천함수에 대한 2단계의 분할기법을 사용하고 전파식의 적분과정은 다음과 같다. 원천함수를 무시하면 식 (1)은

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \vec{C}_g \cdot \nabla F(f, \theta) = 0 \quad (17)$$

식 (17)의 수치적분은 Lax-Wendroff 기법을 개량

한 Gadd 기법을<sup>16)</sup> 사용한다. Fig. 1과 같은 격자망에 대해 식 (17)을 Gadd기법으로 차분하면 다음과 같다.  $\Delta x$ ,  $\Delta y$ 를 공간 차분간격,  $\Delta t$ 를 시간 차분간격으로 두고  $F(i\Delta x, j\Delta y, n\Delta t) = F_{i,j}^n$ 으로 두면,

$$F_{i+1/2, j+1/2}^{n+1/2} = (\bar{F}^{xy})_{i+1/2, j+1/2}^n - \frac{1}{2} \{ \mu (\bar{\delta}_x^2 F)_{i+1/2, j+1/2}^n + \nu (\bar{\delta}_y^2 F)_{i+1/2, j+1/2}^n \} \quad (18)$$

$$F_{i,j}^{n+1} = (F_{i,j}^n) - (1+a) \{ \mu (\bar{\delta}_x^2 F)_{i,j}^{n+1/2} + \nu (\bar{\delta}_y^2 F)_{i,j}^{n+1/2} \} + \frac{2}{3} a \{ \mu (\bar{\delta}_{3x}^2 F)_{i,j}^{n+1/2} + \nu (\bar{\delta}_{3y}^2 F)_{i,j}^{n+1/2} \} + \frac{1}{3} a \{ \mu (\bar{\delta}_{3x}^2 F)_{i,j}^{n+1/2} + \nu (\bar{\delta}_{3y}^2 F)_{i,j}^{n+1/2} \} \quad (19)$$

여기서 연산자  $\delta_{mx}$ 와  $(\bar{\cdot})$ 는 다음과 같다.

$$(\delta_{mx} F)_{i,j}^n = \frac{1}{m} (F_{i+m/2, j}^n - F_{i-m/2, j}^n) \quad (20)$$

$$(\bar{F}^{mx})_{i,j}^n = \frac{1}{2} (F_{i+m/2, j}^n + F_{i-m/2, j}^n) \quad (21)$$

그리고  $\mu = C_x \Delta t / \Delta x$ ,  $\nu = C_y \Delta t / \Delta y$ ,  $\lambda^2 = \mu^2 + \nu^2$ ,  $a = \frac{3}{4}(1-\lambda^2)$ ,  $\vec{C}_g = (C_x, C_y)$  이다.

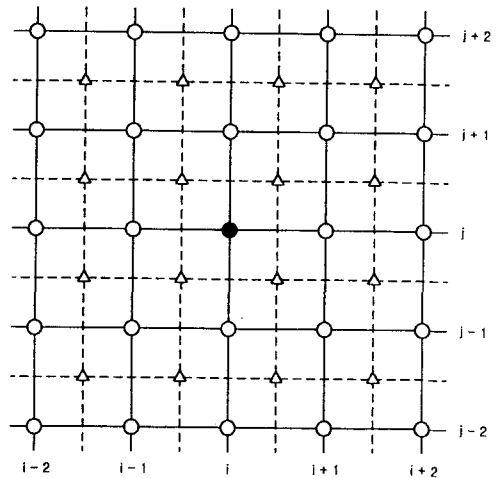


Fig. 1 Grid point used in the Gadd scheme (● : n+1 time step, △ : n+1/2 time step, ○ : n time step).

단일 Fourier mode에 대해 이론적으로 증폭계

수(amplification factor)를 구하여 감쇠오차와 분산오차를 살펴보면 Lax-Wendroff 기법에 비해 보다 향상된 결과를 보여줌을 확인할 수 있는데<sup>16)</sup> 특이한 것은 대부분의 수치기법이 보여주는 위상의 지체에 반해 Gadd 기법의 경우 오히려 해석적인 위상속력보다 약간 빠른 값을 나타낸다. 이에 대해서는 수치실험으로 확인하고자 한다. 경계의 계산은 경계에 이웃한 내측 격자점에서는 Gadd의 기법에서  $a=0$ 일 때 얻어지는 Zwas기법을 사용한다. 경계 격자점에서는 파랑이 유입해 올 때는 육지의 경우 완전 흡수체로 간주하여 영으로 두고, 외해의 경우 순간 풍속에 해당하는 성숙파 스펙트럼의 반을 사용한다. 유출시에는 풍상차분식(upstream scheme)을 사용한다. 안정조건은  $|\vec{C}_g|_{\max} \Delta t / \Delta x \leq 1/\sqrt{2}$  이다. 원천함수의 적분은 단순 양해법을 사용한다. 초기치가 중요한 수치기상 예측모형과 달리 스펙트럼 모형은 초기조건이 중요하지 않아 경계치 문제로 분류될 수 있다. 본 계산의 초기조건은 초기풍속에 대응하는

JONSWAP형태의 스펙트럼을 사용한다.

#### 4. 數值實驗 및 結果

##### 4.1 1차원 심해전파실험

단일 성분파에 대해 1차원 전파실험을 행하였다. 초기형상은 Gauss 분포형을 가지고 계산결과 54격자를 진행한 후의 값을 나타내었다(Fig. 2).  $\mu = C_g \Delta t / \Delta x$  가 0.9일 때는 (60시간간격 진행) 진행방향측에 미소한 음의 값이 형성될 뿐 대단히 양호한 결과를 보여준다.  $\mu = 0.1$  일 때는 (540시간 간격 진행) 상류부에선 양의 값으로 그리고 하류부에선 음의 값으로 분산오차가 형성되지만 값의 진동은 특별히 나타나지 않는다(Fig. 3). 이에 비해  $\mu = 0.1$ 을 사용한 Lax-Wendroff 기법의 계산결과(Fig. 4) 상류부에서 음의 값이 발생하고 그 크기도 Gadd 기법으로 계산한 Fig. 3에 비해 약 5배나 큰 것을 확인할 수 있다. 위

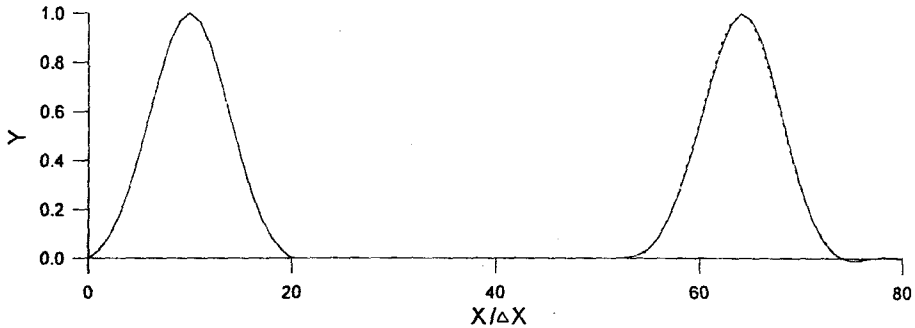


Fig. 2 One dimensional propagation by Gadd scheme ( $\mu = 0.9$ )

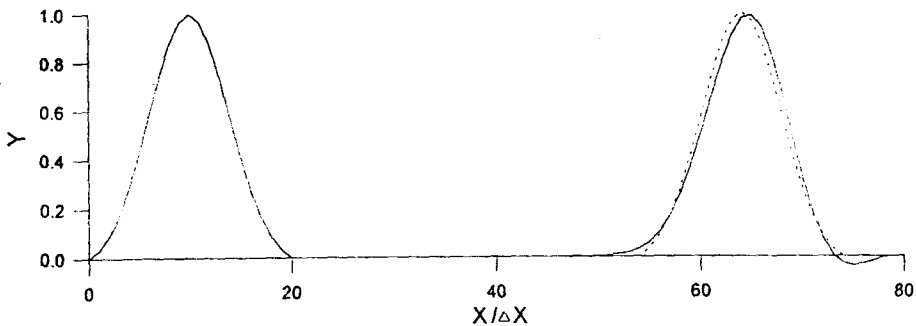


Fig. 3 One dimensional propagation by Gadd scheme ( $\mu = 0.1$ )

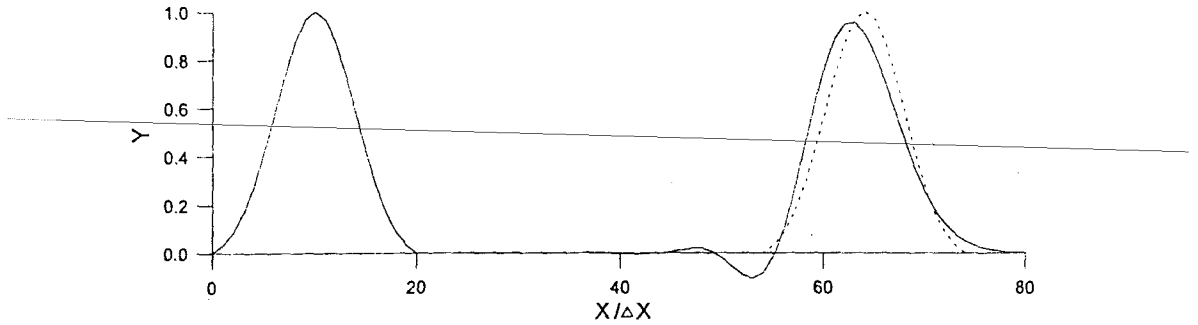


Fig. 4 One dimensional propagation by Lax-Wendroff scheme ( $\mu = 0.1$ )

상속도에 있어서는 Gadd기법의 경우 앞서 언급한대로 미소하지만 해석적인 위상속력보다 약간 큰 값을 보여줌을 알 수 있다. 이에 비해 Lax-Wendroff 기법은 전형적인 위상 지체현상을 나타내고 있다.

을 사용하였다. 40시간간격을 진행한 후의 계산결과가 Fig. 6이다. 결과를 보면 진행방향으로 분산 오차로 인하여 분포에 있어 약간의 비대칭이 형성된 것을 확인할 수 있다. 1차원 실험과 같이 전반적으로 양호한 전파기능을 보여주고 있다.

#### 4.2 2차원 심해전파실험

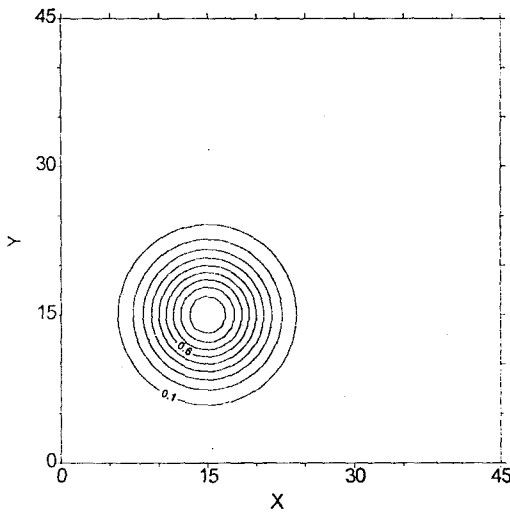


Fig. 5 Two dimensional propagation. Initial energy distribution.

2차원 Gauss 분포형의 초기함수를(Fig. 5) x축과 45°의 방향으로 전파시키는 경우이다. 위상오차 및 분산오차가 비교적 크게 나타나는  $C_g \Delta t / \Delta x = 0.56$

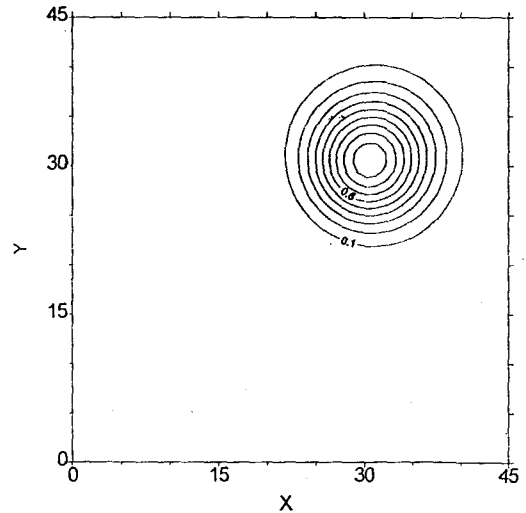


Fig. 6 Two dimensional propagation. Energy distribution after propagation.

#### 4.3 취송시간에 따른 성장실험

풍장은 일정 방향의 항풍이  $u_* = 0.381 m/s$ 로 계속 부는 경우이다. 성장을 유발시키는 Phillips 항이 없으므로  $\alpha = 0.018$ ,  $\gamma = 3.3$ ,  $f_p = 0.4$ ,

$\sigma_a = 0.07$ ,  $\sigma_b = 0.09$  의 JONSWAP 스펙트럼을 초기치로 사용한다. 결과는  $u_*$ 와  $g$ 로 무차원화시켜 나타내었다. 취송시간에 따른 주파수 스펙트럼의 분포를 나타낸 것이 Fig. 7이다. 포화스펙트럼과 관련하여 매우 흥미있는 현상은 Barnett와 Wilkerson이<sup>17)</sup> 명명한 스펙트럼의 과대현상(overshoot phenomena)이다. 스펙트럼의 특정한 성분의 발달과정은 에너지가 평형상태에 도달하여

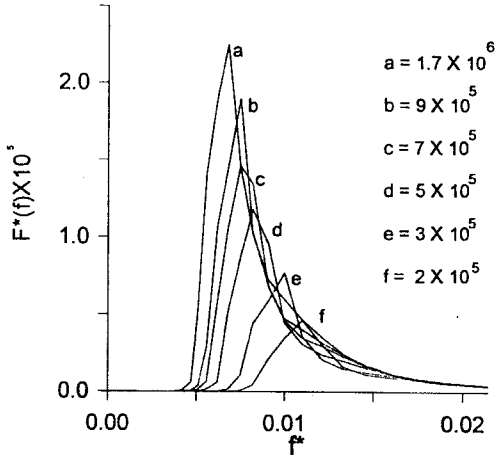


Fig. 7 Development of the frequency spectrum for duration-limited growth.

성장을 멈추기보다는 일단 평형상태를 초월하여(overshoot) 최대치에 도달한다. 그 후에 시간이 지나면서 에너지는 평형상태 이하로(undershoot) 내려간 뒤에 다시 평형상태를 회복한다. 두 번째 현상을 과소현상(undershoot phenomena)이라고 하며 실험실 자료에서만 확인되었다. 스펙트럼의 이러한 변화는 성분파간의 비선형 상호작용에 의한 것이며 백파 자체와는 관련이 없다. Fig. 7을 보면 과대현상이 뚜렷이 나타남을 확인할 수 있다. 파랑이 성장하여 평형상태에 이르면 파랑의 성장을 인위적으로 제한하는 제 1세대 및 제 2세대 모형들로는 이러한 현상을 재현할 수 없다. 스펙트럼의 과소현상은 재현할 수 없었다. Fig. 8은 파랑성장의 비교적 초기상태인  $t^* = 2 \times 10^5$ 에서 그리고 Fig. 9는 성장이 충분히 진행된  $t^* = 1.7 \times 10^6$ 에서의 주파수 스펙트럼 및 원천

함수들의 분포를 나타낸 것이다. 두 경우 모두 첨두 주파수보다 충분히 큰 주파수에서는 세 원천함수간에 평형상태가 유지됨을 알 수 있다 ( $S_{tot} \cong 0$ ).

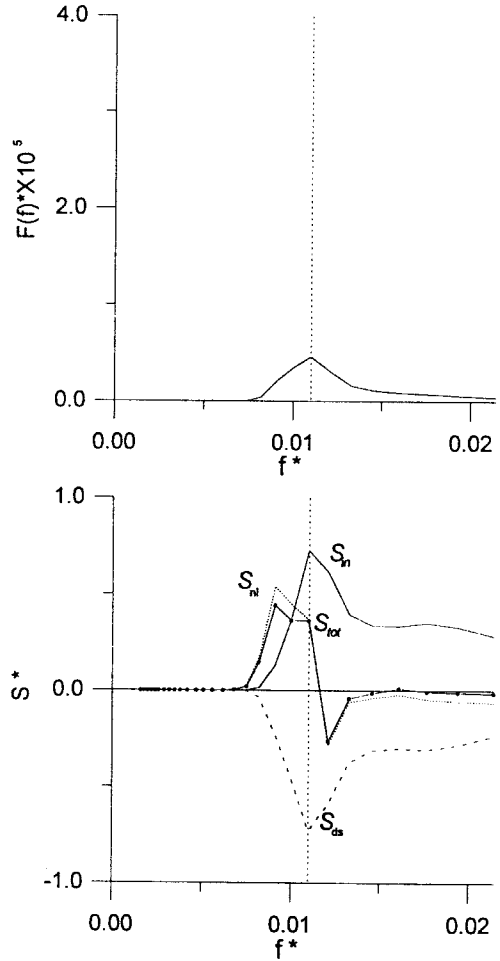


Fig. 8 The frequency spectrum and the source functions at the early stage of growth,  $t^* = 2 \times 10^5$ .

이러한 평형상태는 고주파수대 스펙트럼 형성의 취송시간 및 거리에 대한 독립성을 의미하고 Komen 등<sup>15)</sup>의 연구에 의하면 비선형 상호작용이 이러한 형상안정화의 주요인이다. 즉 고주파수대에서 스펙트럼 형상에 교란이 일어나 원천항간의 평형이 깨어져도 곧 비선형 상호작용이 이러한 교



란을 주변 주파수대로 재분배하여 안정적인 평형 상태를 다시 회복하게 한다. 즉 비선형 상호작용은 스펙트럼의 침예한 부분을 완화시키는 역할을

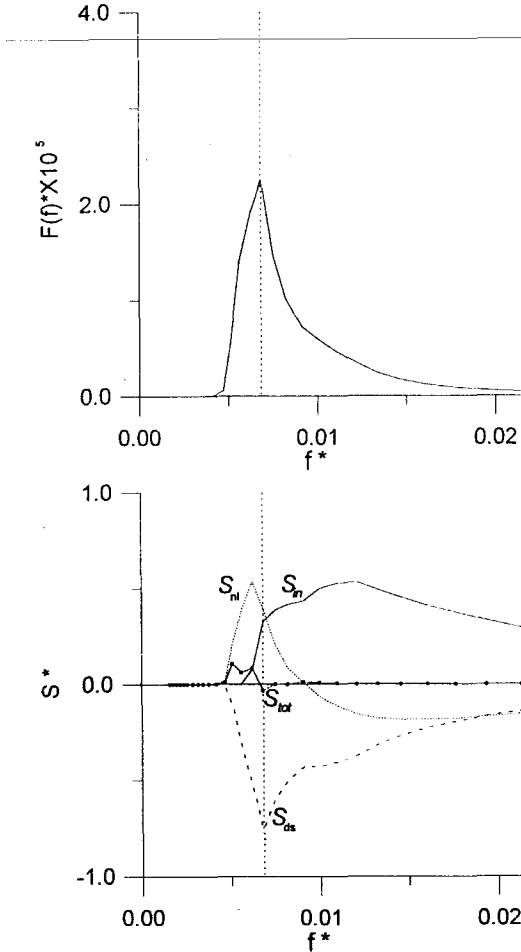


Fig. 9 The frequency spectrum and the source functions at the asymptotic stage,  $t^* = 1.7 \times 10^6$ .

한다. 비선형 상호작용의 이러한 기능을 풍파 스펙트럼의 자기 안정화 또는 자기상사 기구(self stabilizing or self-similar mechanism)라 한다. 이를 확인하기 위해  $t^* = 5 \times 10^5$  에서 침두주파수의 2배가 되는 주파수주변에 스펙트럼의 이상 형상을 배치하였다(Fig. 10). 비선형 상호작용의 돌기가 있는 곳에서는 음으로 그리고 돌기 주변에

서는 높은 양의 값을 가지고 있음을 볼 수 있다. 이러한 구조 때문에 풍파 스펙트럼이 형상 안정화의 기구를 갖게되는 것이다.  $t^* = 7 \times 10^5$  에서의 결과를 보면(Fig. 11) 주파수 스펙트럼 및 비선형 상호작용은 돌기가 제거된 일반 형태로 복원된 것을 알 수 있다. 초기성장예선 (Fig. 8) 비선형 효과의 양, 음 분포가 현저히 나타나고 대기로부터의 에너지 입력과 에너지 소산함수가 거의 평형을 이룬 상태에서 전체적인 원천함수는 ( $S_{tot}$ ) 비선형 상호작용 함수의 형태와 유사해진다. 비선형 상호작용의 양의 구간이 침두주파수 바로 왼편에 위치하므로써 침두주파수를 저주파수대로 이동시키는 기능을 하게 되고 오른편의 음의 구간은 스펙트럼의 분포를 보다 평활화시키고 있다. 스펙트럼이 충분히 자라면 원천함수의 분포는 상당히 달라진다(Fig. 9). 비선형 효과의 양의 구간은 침두주파수 아래로 이동하여 에너지 소산항과 거의 상쇄되고 우측 음의 구간은 보다 넓어져 에너지의 입력효과를 감소시킨다. 침두주파수 주위의 극히 일부 구간을 제외하고는 거의 전 주파수대에 걸쳐 원천함수들간의 평형이 이루어져 있음을 볼 수 있다. 에너지 입력항의 침두값은 침두주파수 오른편 고주파수 영역으로 이동하는데 이는 풍속에 가까운 속

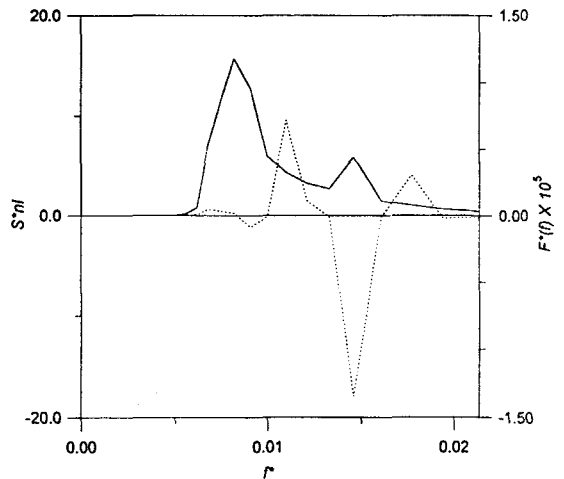


Fig. 10 The spectrum with hump(solid) and nonlinear interaction(dashed).

도로 진행하는 파랑에 대한 대기로부터의 에너지 수송이 작아지기 때문이다. 모든 원천함수들이 파랑스펙트럼의 시간 발달에 기여하고 있지만 파랑의 성장, 첨두주파수의 이동, 고주파수대의 형상안정화 등 중요한 기능들이 특히 비선형효과에 의해 재현됨을 알 수 있다.

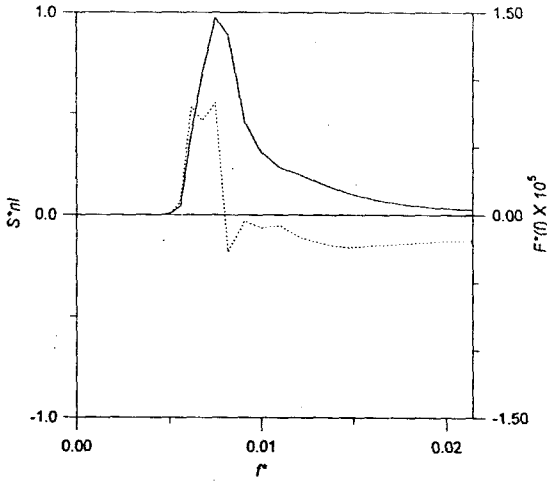


Fig. 11 The frequency spectrum with hump (solid) and nonlinear interaction (dashed) after  $\Delta t^* = 2 \times 10^5$  time lapse.

#### 4.4 실제 해역에의 적용

본 연구에서 구성된 모형을 Fig. 12의 해역에 적용하였다. 대상해역은 한반도를 중심으로 위도  $19.62^\circ \text{N} \sim 40.67^\circ \text{N}$ , 경도  $115.22^\circ \text{E} \sim 140^\circ \text{E}$ 에 걸쳐 있고 격자간격은 55km, 격자점은 1850(37×50)개이다. 모형의 입력자료인 바람은 일본기상청의 전구모형 결과를 입수하여 사용하였다. 결과는 일본 기상청이 일본의 태평양 연안과 동중국해에서 운영하고 있는 심해부이의 파랑관측자료와 비교하였다. 심해부이의 좌표는 태평양연안(Obs.1)과 동중국해(Obs.2)가 각각 ( $134.9^\circ \text{E}$ ,  $28.9^\circ \text{N}$ ) 및 ( $126.3^\circ \text{E}$ ,  $28.1^\circ \text{N}$ )이다. 그리고 모의기간은 1994년 12월 29일 00시부터 1995년 1월 3일 00시까지 총 5일이고 시간간격은 15분을 사용하였다. Fig. 13과 Fig. 14는 각각 12월 31일 12시의 바람장과 계산된 파랑장을 나타낸 것이다. 결과를 보면

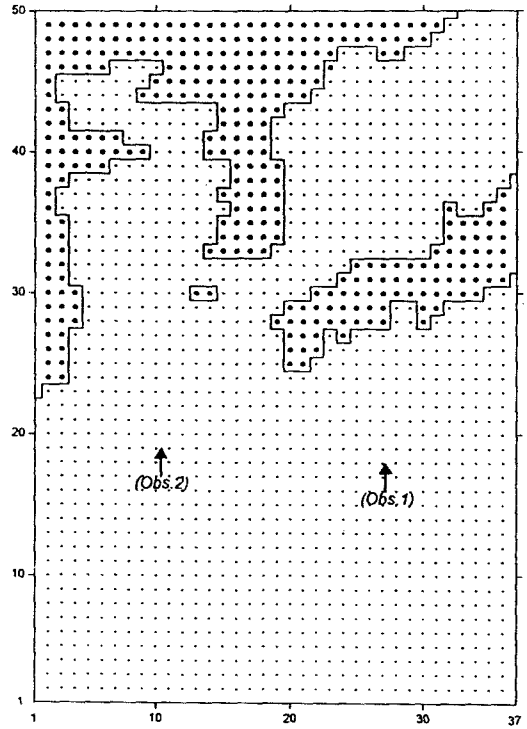


Fig. 12 Model grid.

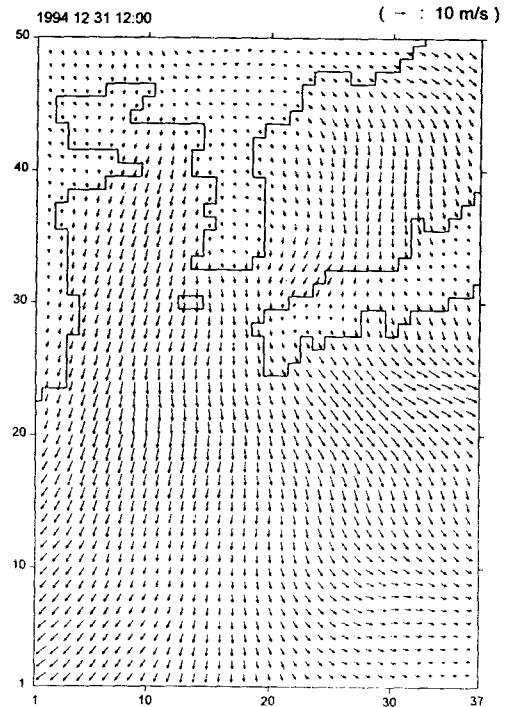


Fig. 13 Cluster diagram of wind field at 12:00 LMT on 31, Dec, 1994.

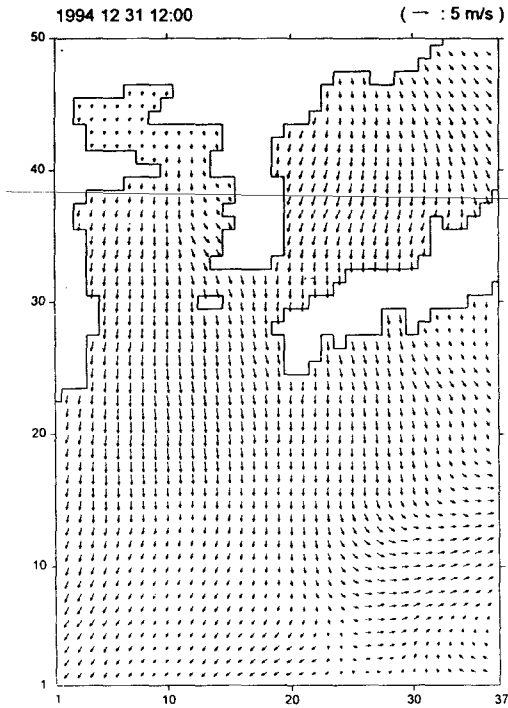


Fig. 14 Custer Diagram of wave field at 12:00 LMT on 31, Dec, 1994.

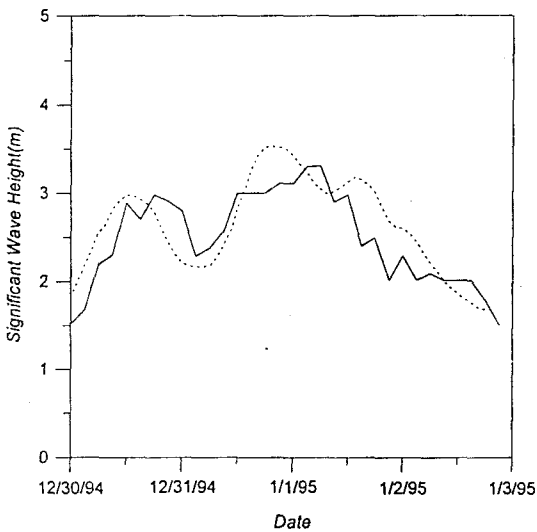


Fig. 15 Comparison of model results(dashed) with obserbation(solid) at Obs.1.

파랑의 진행방향은 전반적으로 풍향과 비슷하게 나타나고 있어 파랑이 너울의 전파보다는 바람에

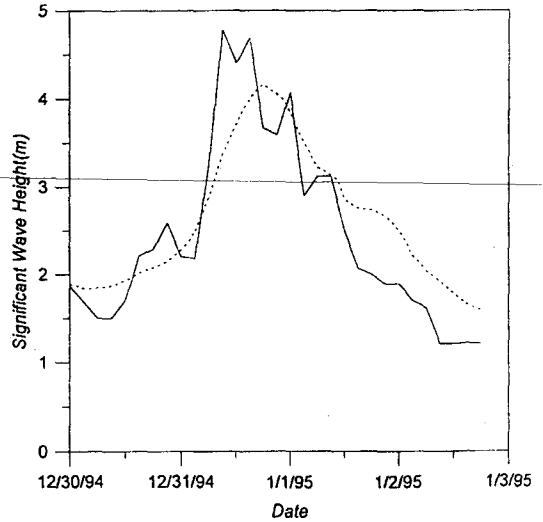


Fig. 16 Comparison of model results(dashed) with obserbation(solid) at Obs.2.

의하여 지배되고 있음을 알 수 있다. Fig. 15와 Fig. 16은 유의파고를 일본기상청의 심해 부이 관측자료와 비교한 것이다. 결과의 전반적인 경향은 관측치와 비슷하게 나타나고 있으나 국부적으로 차이가 많이 나기도 한다. 일반적으로 파랑추산의 오차는 바람추산 오차의 약 2배인 것으로 알려져 있다. 그러므로 파랑모형의 개량과 더불어 바람의 정확한 산정은 파랑모형의 정도 향상을 위해 병행되어야 할 과제로 생각된다.

## 5. 結 論

동해에서의 파랑추산을 위한 심해 파랑모형을 구성한후 모형의 특성을 분석하고 실제해역에 적용해 보았다. 조류의 영향 뿐 아니라 수심변화로 인한 파랑변형 효과를 고려해야 하는 서해와 달리 동해의 경우 전해역을 심해역으로 간주할 수 있으므로 이송형 에너지 평형방정식을 사용하였다. 전파기법은 Gadd기법을 사용하였고 원천합수의 경우 대기로부터의 에너지 입력은 Snyder의 식을 사용하고 비선형상호작용은 DIA기법을 사용해 계산하였다. 백파로 인한 에너지의 소산은 Komen 등의 경험식을 적용하였다. 전파기법은 1차원, 2차원 심해 전파실험을 통해 양호한 결과를 보여줌을

확인할 수 있었다. 취송시간에 따른 성장실험을 통하여 원천합수들의 기능 및 특징을 확인하고 비선형 상호작용의 계산이 양호하게 수행되었음을 확인하였다. 먼저 취송시간 실험을 통하여 고주파수대에서의 과대효과를 재현할 수 있었고 또한 스펙트럼의 교란을 재분배시켜 안정적인 평형상태를 회복하는 형상안정화의 기능을 확인할 수 있었다. 초기 성장상태에선 비선형 상호작용이 에너지의 성장 및 침두주파수의 저주파수대로의 이동을 결정하였고 파랑이 충분히 성장하면 비선형 상호작용이 스펙트럼의 침두값쪽으로 이동하여 대부분의 주파수대에 걸쳐 원천항의 균형을 취하는 준 평형 상태를 유지하였다. 이후 구성된 모형을 한반도 주변의 실제 해역에 적용하여 관측치와 비교하였다. 풍장과 파랑장의 비교로부터 너울보다는 풍파의 탁월성을 확인하였고 일본기상청의 심해 파고 관측자료와 비교한 결과 국부적인 오차가 있지만 전반적인 경향은 잘 일치하였다.

파랑모형의 적용해역은 일반적으로 광역을 그 대상으로 하고 있고 한반도 주변 해역에 적용하면 대부분 삼면의 바다를 모두 포함하게 된다. 우리나라의 경우 서해는 대부분의 해역이 수심 80m 이하로서 앞서 언급한 천해효과 및 조류의 영향 등을 무시하기 어렵다. 차후 이러한 수심변화 및 조류의 영향을 고려할 수 있는 모형을 개발하여 한반도 주변해역의 파랑추산의 정확도와 효율성을 높일 필요가 있을 것으로 생각된다.

## 사 사

본 연구는 '97년도 교육부 학술연구조성비(해양수산과학 KIOS-97-M-11)에 의하여 연구되었습니다. 지원기관에 감사드립니다.

## 참고문헌

1) Hasselmann, K., T. P. Barnett, H. Bouws, H. Carlson, D. E. Cartright, K. Enke, J. A. Ewing, H. Gineapp, D. E. Hasselmann, P. Kruseman, A. Meerburg, P. Muller, D. J. Olbers, K. Richter, W. Sell and H. Walden,

"Measurements of Wind Wave Growth and Swell Decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP)", *Dtsch. Hydrogr. Z., Suppl.*, Vol.A8, No.12, p.95, 1973

2) Snyder, R.L., F. W. Dobson, J. A. Elliot, and R. B. Long, "Array Measurements of Atmospheric Pressure Fluctuations above Surface Gravity Waves", *J. Fluid Mech.*, Vol.102, pp.1-59, 1981

3) Komen, G. J., L. Calvaleri, M. Donelan, K. Hasselmann, S. Hasselmann and P. A. E. M. Janssen, "Dynamics and Modelling of Ocean Waves", Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.532, 1994

4) The SWAMP Group, "Ocean Wave Modelling", Plenum Press, New York, p.256, 1985

5) The WAMDI Group, "The WAM Model - a Third Generation Ocean Wave Prediction Model", *J. Phys., Oceanogr.*, Vol.18, pp.1378-1391, 1998

6) Tolmann, H. L., "The Numerical Model WAVEWATCH, a Third Generation Model for Hindcasting of Wind Waves on Tides in Shelf Seas", *Communications on Hydraulic and Geotechnical Engineering*, Rep.89-2, Delft Univ. Tech., 1989

7) Young, I.R. and R. J. Sobey, "Measurements of the Wind Wave Flux in an Opposing Wind", *J. Fluid Mech.*, Vol.151, pp.427-442, 1985

8) Phillips, O. M., "On the Dynamics of Unsteady Gravity Waves of Finite Amplitude", *J. Fluid Mech.*, Vol.9, pp.193-217, 1960

9) Hasselmann, K., "On the Non-Linear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part 1. General Theory", *J. Fluid Mech.*, Vol.12, pp.481-500, 1962

10) Hasselmann, K., "On the Non-Linear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part 2. Conservation Theorems; Wave-Particle Analogy; Irreversibility", *J. Fluid Mech.*,

- Vol.15, pp.273-281, 1963
- 11) Zakharov, V. E., "Stability of Periodic Waves of Finite Amplitude on the Surface of a Deep Fluid", *Adv. Appl. Mech. Techn. Phys.*, Vol.9, pp.190-194, 1968
  - 12) Dungey, J.C. and W. H. Hui, "Nonlinear Energy Transfer is a Narrow Gravity-Wave Spectrum", *Proc. Roy. Soc. London*, Vol.A368, pp.239-265, 1979
  - 13) Hasselmann, S. and K. Hasselmann, "Computations and Parameterization of the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum. Part II: Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer for Application in Wave Models, *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.15, pp.1378-1391, 1985
  - 14) Phillips, O.M., *The Dynamics of the Upper Ocean*, Cambridge Univ. Press, Cambridge, p.336, 1977
  - 15) Komen, G.J., S. Hasselmann and K. Hasselmann, "On the Existence of a Fully Developed Wind-Sea Spectrum", *J. Phys. Oceanogr.*, Vol.14, pp.1271-1285, 1984
  - 16) Gadd, A.J., "A Numerical Advection Scheme with Small Phase Speed Errors", *Quart. J.R. Met. Soc.*, Vol.104, pp.583-594, 1978
  - 17) Barnett, T.P., and J.C. Wilkerson, "On the Generation of Ocean Wind Waves as Infrared Airborne Radar Measurement of Fetch-Limited Spectra", *J. Mar. Res.*, Vol.25, pp.292-328, 1967