

풍향 변화에 대한 파랑 스펙트럼의 반응

윤 중 태*
(97년 6월 10일 접수)

Response of the Wave Spectrum to Turning Winds

Jong-Tae Yoon*

Key Words : Wave Spectrum (파랑 스펙트럼), Nonlinear Interaction (비선형 상호작용), Duration Limited Growth (취송시간에 따른 성장), Discrete Interaction Approximation (이산 상호작용 가정), Energy Balance Equation (에너지 평형 방정식), Peak Frequency (첨두 주파수), Relaxation Process (이완 과정)

Abstract

The spectral energy balance model is composed and the nonlinear interaction is approximated by the discrete interaction parameterization as in WAM model. The numerical results of durational limited growth test agree very well with those of the exact model, EXACT-NL. The response of a wave spectrum to a change in wind direction is investigated numerically for a sequence of direction changes 30° , 45° , 60° , 90° . The high frequency components relax more rapidly to the new wind direction than the low frequency components and the relaxation process also depends on the wave age. For wind direction changes less than 60° , the coupling by nonlinear interaction is so strong that the secondary peak in input source distribution is counteracted by the negative lobe of the nonlinear interaction. For wind direction changes greater than 60° , a second independent wind-sea spectrum is generated in the new wind direction, while the old spectrum gradually decays as swell.

1. 서 론

파랑스펙트럼의 거동은 에너지의 전파, 바람으로 인한 대기 에너지의 입력, 쇄파로 인한 에너지의 감쇠, 비선형 상호작용으로 인한 스펙트럼 성분

간의 에너지 교환 등의 다양한 물리적 과정이 복합적으로 작용하여 나타나게 된다. 이러한 현상들간의 민감한 균형에 대한 분석적인 연구는 Mitsuyasu, Komen 등¹⁾에 의해 취송거리에 따른 성장실험과 성숙파 스펙트럼에 대하여 심도있게 행해진 바 있다.

* 경성대학교 공과대학 토목공학과

그러나 실제 자연현상에 가까운 보다 복잡한 풍장에 대해서는 연구가 많지 않고 특히 급격한 풍향변화에 대한 파랑스펙트럼의 반응에 대해서는 관측이나 이론적 연구가 미흡한 실정이다.

급격한 풍향변화에 따른 스펙트럼 반응에 대한 체계적 연구는 Hasselmann²⁾과 Günther³⁾, Allender⁴⁾ 등이 관측자료 분석을 통해 이완모형(relaxation model)을 제시함으로써 시작되었는데 이들에 의하면 풍향 이완과정은 주파수에 따라 크게 달라진다. 즉 저주파수대에선 새 풍향으로 이동하는데 여러 시간이 걸리지만 고주파수대에선 매우 빠른 속도로 새 풍향으로의 이동이 일어난다. 그리고 너울은 풍향변화에 아무런 반응을 보이지 않는다. 스펙트럼의 성장은 에너지 평형방정식으로 표현되는데 개별적 원천항으로 표현되는 물리적 과정들이 이러한 이완과정에 모두 관여하고 있다. 즉 에너지 입력량은 새 풍향으로 에너지를 증가시켜주고 이전 풍향의 성분들에 대해선 에너지의 감쇠가 수반되고 비선형 상호작용은 기존 풍향대의 에너지를 새 풍향쪽으로 전달시켜 주는데 이러한 과정들이 합해져서 점진적인 에너지 스펙트럼의 이완과정을 형성하게 된다. SWAMP⁵⁾에선 기존 파랑모형들의 비교연구를 행한 바 있는데 복잡한 풍장에 대한 모형들의 반응은 상당히 심한 편차를 보여주었다. 이는 원천항들이 이론적으로 아직 완전하지 못한데다 그 단점을 극복하기 위해 각 모형마다 새로운 가정들을 추가함으로써 인하여 야기된 결과이다. 복잡한 파랑장의 해석에 주된 어려움은 비선형 상호작용의 정확한 모사이다. 파랑모형의 개발과정에서 비선형 상호작용의 취급여부 혹은 취급방식에 따라 2세대와 3세대의 파랑모형이 구분될 만큼 비선형 효과의 계산이 까다롭다. 현재도 3세대 모형중 Boltzmann적분 그대로를 계산하는 모형은 없고 이후 기술할 상호작용 연산자의 매개변수화를 사용하고 있다. 비선형 상호작용을 정확히 계산하기에는 요즘의 벡터 컴퓨터로도 그 연산량이 과도해 파랑예보 모형에 사용하기엔 경제성이 없다. 이를 피하기 위해 비선형 상호작용을 아예 무시하거나(1세대 모형) 매개변수화(2세대 모형)를 사용해 왔는데 파랑장이 복잡해지면 이러한 모형들로는 스펙트럼의 거동을 제대로 모사해 낼 수 없다.

Hasselmann⁶⁾ 등은 대칭적분기법을 도입해 연산 속도를 크게 향상시켰는데 상호작용에 관계되는 파랑성분들의 파랑작용밀도(wave action density)의 시간변화율은 그 절대값이 모두 같다는 성질을 이용하여 상호작용을 대칭형으로 표시한다. 그러면 각 파랑성분의 작용밀도 변화는 각 상호작용에 대하여 바로 계산될 수 있으므로 직접 적분에 비해 네배의 연산량 감소를 가져온다. 게다가 이러한 접근은 적분 및 결합계수 내의 대칭성들을 이용할 수 있으므로 상호작용 공간의 여과를 통한 연산의 추가 절감으로 인하여 거의 100배 정도의 연산량 감소가 가능하다. 이 기법은 EXACT-NL 모형⁷⁾에서 사용되었는데 대칭기법의 효율성에도 불구하고 시간, 거리 2차원에 대한 에너지 평형방정식의 적분은 여전히 여의치 않아 EXACT-NL은 그 중 한 차원에 대해서만 적분 가능하다. 이 모형을 사용하여 에너지 평형 방정식을 적분할 수 있게 됨에 따라 여러가지 물리적 과정에 대한 연구가 가능하게 되어 성숙파 스펙트럼, 풍향변화에 따른 스펙트럼의 반응에 대한 연구가 발표되었다.

비선형 상호작용을 정확히 계산하고자 하는 이러한 노력과 함께 비교적 단순하고 용이한 형태로 비선형 상호작용을 매개변수화시켜 2차원 파랑모형에 도입하기 위한 연구가 병행되었다. 하지만 상호작용의 자유도가 이산 스펙트럼의 자유도에 비해 현저히 작으므로 상호작용의 기본적 특성 상당부분이 재현 불가능했다. 이러한 문제점을 Hasselmann⁸⁾ 등은 Boltzmann적분에 대하여 이산 상호작용 가정 DIA(discrete interaction approximation)을 도입하여 해결하였다. EXACT-NL 모형에서 사용된 기법이 다수의 배열구조를 가진 4쌍 파수벡터 집합을 사용하는데 비해 DIA에선 동일한 배열구조를 가진 소수의 파수벡터 집합을 사용한다. 상당히 적은 수의 상호작용이 고려되지만 Boltzmann적분의 기본적인 물리적 특성을 그대로 포함하고 있으므로 DIA기법은 완전해에 비해 스펙트럼의 방향분산이 커지는 단점이 있지만 비선형 상호작용의 기본성질들을 비교적 잘 재현해 준다. 이 기법은 WAM⁹⁾, WAVEWATCH¹⁰⁾ 등의 3세대 모형에서 사용되었다.

본 연구는 새로운 3세대 모형구성을 위한 한 단

계로서 비선형 상호작용에 DIA기법을 적용하여 모형을 구성한 후 순간적인 풍향변화에 대한 스펙트럼의 반응을 수치실험을 통하여 분석해 보았다. 취송시간에 따른 성장실험을 통해 EXACT-NL과 계산결과를 비교한 후 풍향변화 실험을 통해 각 원천항들의 반응양태와 특성을 조사해 보았다.

2. 모형의 구조

2.1 지배방정식

흐름(current)이 없는 경우 파랑 스펙트럼의 변화는 에너지 평형방정식으로 표시된다. 심해의 경우 주파수 f 및 방향 θ 에 대해

$$\frac{\partial F(f, \theta)}{\partial t} + \vec{q} \cdot \nabla F(f, \theta) = S = S_m + S_n + S_{ds} \quad (1)$$

여기서, $F(f, \theta)$ 는 파랑에너지 스펙트럼, \vec{q} 는 x, y 공간에서의 에너지 전파속도, S_m 은 바람으로부터의 에너지 입력, S_n 은 공진조건을 만족하는 성분과 간의 에너지 수송을 나타내는 비선형 상호작용이며 S_{ds} 는 에너지 감쇠항이다.

2.2 원천함수

2.2.1 대기로부터의 에너지 입력

에너지의 공급원이 되는 바람을 대표하는 변수로 마찰속도 u_* 와 해상에서의 풍속 중 어느 것이 파랑의 성장을 나타내는데 보다 적절한지는 확실하지 않다. Komen 등은 Snyder¹¹⁾ 등이 제안한 식에서 5m 해상에서의 풍속 대신 마찰속도를 사용하였다. 항력계수 $C_5 = 1.28 \times 10^{-3}$ 을 사용하면 Snyder의 식은 다음과 같다.

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

여기서 ρ_a 와 ρ_w 는 공기와 물의 밀도, c 는 주파수 f 인 파랑의 위상속도, θ_w 는 풍향, $\omega = 2\pi f$ 는 각주파수이다. 주풍향에 비해 90° 이상의 각도로

진행하는 파랑에 대해선 에너지의 증감을 고려하지 않는다. Inoue 등¹²⁾은 역풍감쇠를 고려하기도 하지만 Young과 Sobey¹³⁾의 실험에 의하면 역풍감쇠는 무시할 만큼 작은 것으로 알려져 있다.

2.2.2 비선형 상호작용

비압축성 유체의 연속방정식인 Laplace 방정식을 풀 때 Taylor 급수로 전개한 자유수면조건을 고차항까지 포함하면 비선형 항이 추가 되는데 이로 인해 공진 조건을 만족하는 성분과간에 에너지의 수송이 생긴다. Hasselmann에 의하면 3차항까지 고려할 경우 다음의 공진조건을 만족하는 네 파랑 성분 간에는 에너지의 교환이 일어난다.

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

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

여기서 \vec{k} 는 파수벡터, $\omega^2 = gk \tanh kh$ 이다. 그리고 g 는 중력가속도, h 는 수심이다. 파랑작용밀도 $n_1(\vec{k}_1) = F(\vec{k}_1)/\omega$ 의 상호작용으로 인한 변화율은 다음과 같다.

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

여기서 δ 은 Dirac delta 함수이고 G 는 결합계수이다.¹⁴⁾ 식(5)가 풍파에 대한 Boltzmann적분이다. 식(5)는 스펙트럼 내에서 에너지의 재분배를 일으킬 뿐 파랑장의 에너지와 운동량은 보존된다. 또한 공진조건에 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. Hasselmann은 수치실험을 통해 중간영역의 단 1쌍의 대칭배열구조를 가진 계산만으로도 상호작용

에 의한 에너지 수송이 충분히 재현될 수 있음을 밝혀냈다. Hasselmann이 경험적으로 선택한 배열 구조는 Fig.1 과 같다. $\vec{k}_1 = \vec{k}_2 = \vec{k}$ 이고 \vec{k}_3, \vec{k}_4 는 다음 식을 만족한다.

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

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

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

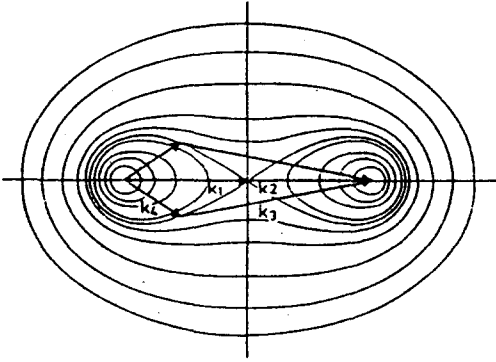


Fig.1 The two interaction configurations used in the discrete interaction approximation. Contour lines represent the possible end points of the vectors k_1 and k_4 for any interaction quadruplet in the full interaction space.

$\lambda = 0.25$ 에 대한 \vec{k}_3, \vec{k}_4 의 \vec{k} 에 대한 각도는 $\theta_3 = 11.5^\circ, \theta_4 = -33.6^\circ$ 이다. 이 배열구조는 많은 선택 가능한 구조 중의 하나이고 어떤 구조가 최적인지에 대한 체계적 연구는 되어 있지 않다. 이러한 배열구조에 대한 파랑작용의 변화는 다음 식으로 주어진다.¹⁵⁾

$$\begin{bmatrix} \delta_n \\ \delta_{n_+} \\ \delta_{n_-} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -2 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} c' g^{-8} f^{19} \times [n^2(n_+ + n_-) - 2nn_+n_-] \Delta \vec{k} \Delta t \quad (10)$$

$\delta_n, \delta_{n_+}, \delta_{n_-}$ 는 Δt 시간동안 $\Delta \vec{k}$ 위상공간에서의 상호작용으로 인한 $\vec{k}, \vec{k}_+, \vec{k}_-$ 에서의 파랑작

용의 변화량이다. c' 는 상호작용의 강도를 나타내는 상수이다. 위 식을 (f, θ) 공간에서의 2차원 스펙트럼 $F(f, \theta)$ 에 대한 식으로 변환하면 다음과 같다.

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

$\Delta f, \Delta f^+, \Delta f^-$ 는 f, f^+, f^- 에서의 스펙트럼의 차분간격이다. 고로 분자의 $\Delta f \Delta \theta$ 는 이산 상호작용의 위상공간요소이고 분모는 상호작용으로 인한 변화량이 저장되는 공간요소이다. 본 계산에서의 주파수의 분할은 $f_{i+1} = 1.1 f_i$ 의 지수분포를 가지므로 $\Delta f^+ \neq \Delta f^- \neq \Delta f$ 이다. 위 식을 전 배열구조에 대해 그리고 전 주파수대 및 방향에 대해 적분함으로써 원천함수 S_{ni} 이 구해진다.

2.2.3 에너지 감쇠

백파나 쇠파로 인한 에너지의 감쇠구조는 이론적인 취급이 거의 불가능하므로 Komen 등은 앞서의 두 원천함수 S_m 과 S_{ni} 을 사용할 때 Pierson-Moskowitz 형의 성숙파 스펙트럼과 일치할 수 있는 감쇠함수를 관측치로부터 역으로 유추해 내었다. WAM에서는 수치적 안정성을 높이기 위해 약간의 수정을 가한 후 다음 식을 사용하였다.

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

$$\text{여기서 } \bar{\alpha} = \varepsilon \bar{\omega}^4 g^{-2} \quad (13)$$

$$\bar{\alpha}_{pm} = 0.66 \times 4.75 \times 10^{-3} \quad (14)$$

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

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

3. 수치실험

대상 파랑은 바람으로 인해 형성되는 중력파로서 대부분의 모형들이 고려하는 주파수 구간은 0.05에서 0.5정도이다. 여기서는 WAM 모형과 같이 0.042부터 $f_{i+1} = 1.1 f_i$ 로 28개 성분을 고려하고 $\Delta\theta = 15^\circ$ 로 하였다. 취송시간 실험에 대하여 식(1)은 다음과 같다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} = S_{tot} \quad (17)$$

식(17)은 Δt 를 매우 작게 하여 1차의 전방차분 기법을 사용하여 바로 적분된다. 비선형 상호작용 및 감쇠항을 계산하기 위해 주파수대의 최대치 이후엔 f^4 분포로 스펙트럼을 연장하였다. 고주파수 대에서는 f^5 분포를 적용한 경우가 보다 일반적이지만 Toba¹⁶⁾는 해당구간에 대해서는 f^4 분포를 제안한 바 있고 WAM에서는 이를 따랐다. 이 구간에 분포되는 에너지는 전체 에너지의 10%에 못 미치는 작은 값이므로 분포형태의 차이가 전체 에너지에 미치는 영향은 미소하다. 파랑모형을 실무에 적용할 경우 (1)식 전체를 계산해야 하는데 사용하는 수치기법에 따라 안정조건이 조금씩 다르다. WAM에서는 안정조건을 제약보다 완화하기 위해 최대주파수를 동적으로 조정하는 방법을 사용했지만 본 연구에선 (1)식이 공간 전파가 없는 단순한 경우이어서 그 연산량이 많지 않고 보다 정확한 해를 얻고자 하여 최대주파수를 고정하고 시간 간격 (Δt)을 5 sec로 하여 계산하였다. 결과는 u_* 와 g 로 무차원화 시켰다.

$$t^* = tg/u_* \quad (18)$$

$$f^* = fu_*/g \quad (19)$$

$$\varepsilon^* = \varepsilon g^2/u_*^4 \quad (20)$$

$$F^* = Fg^3/u_*^5 \quad (21)$$

3.1 취송시간에 따른 성장실험

풍장은 한 방향의 항풍이 $u_* = 0.381 m/s$ 로 계속

부는 경우이다. u_* 는 $u_{10} = 10 m/s$ 이다. S_{in} 에는 성장을 유발시키는 Phillips항이 없으므로 $\alpha = 0.081$, $\gamma = 3.3$, $f_p = 0.4$, $\sigma_a = 0.07$, $\sigma_b = 0.09$ 의 JONSWAP 스펙트럼을 초기치로 사용한다. 초기치의 선택도 성장속도에 약간의 영향을 주지만 비선형 효과에 의해 곧 변형되므로 결과에 큰 영향이 없다.

3.2 풍향의 변화 실험

앞 실험과 동일한 풍속과 초기치를 사용한다. 성장이 진행되어 스펙트럼의 첨두주파수가 $2f_{pm}$ 에 도달하였을 때 순간적인 풍향의 변화가 일어난후 성장을 계속한다.

$$f_{pm} = 0.14g/u_{19.5} = 0.0056g/u_* \quad (22)$$

풍향의 변화는 30° , 45° , 60° , 90° 의 4가지 경우를 고려하였고 평균 파향은 다음 식으로 정의된다.

$$\theta_0 = \arctan \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \sin \theta F(f, \theta) df d\theta}{\int_0^{2\pi} \int_0^\infty \cos \theta F(f, \theta) df d\theta} \quad (23)$$

4. 결과검토

4.1 취송시간에 따른 성장실험

취송거리에 따른 성장실험의 경우엔 현장 관측자료가 많지만 취송시간에 따른 성장형태에 대한 관측자료는 지극히 귀하다. 대신 비선형 효과의 계산이 정확하고 많은 연구실험의 수단으로 사용된바 있는 EXACT-NL모형의 계산결과¹⁷⁾와 비교함으로써 구성된 모형의 타당성을 검토해 보았다. Fig.2는 첨두주파수의 시간에 따른 변화양태를 나타낸 것이고 Fig.3은 취송시간에 따른 파랑에너지의 성장곡선을 보여 주고 있다. 두 모형은 서로 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 에너지가 성장하면서 성속과 스펙트럼으로 수렴하기 전에 그 값을 초과하여 성장한 후(overshooting) 다시 감소하여 고주파수대의 성분은 안정치 이하로 다시 떨어진 후

(undershooting) 최종적으로 안정치에 수렴하게 된다. 이러한 현상은 Barnett와 Wilkerson에 의해 처음으로 보고된 후 그 주 물리적 요인이 비선형 상호작용으로 인한 것임이 밝혀졌다. 1, 2세대 모형들로는 파랑의 성장을 Pierson-Moskowitz 스펙트럼으로 제한하므로 이러한 현상들을 모사할 수 없었다. Fig.4는 4가지 주파수 성분의 성장양태를 t^* 의 함수로 나타낸 것이다. 계산결과를 보면 overshooting이 현저히 나타남을 확인할 수 있다. 하지만 EXACT-NL에선 undershooting도 모사할 수 있음에 비해 DIA기법을 사용한 경우 undershooting은 재현할 수 없었다. 이는 전체 상호작용의 일부만을 다루는 모형의 한계로 인해 나타난 결과이다.

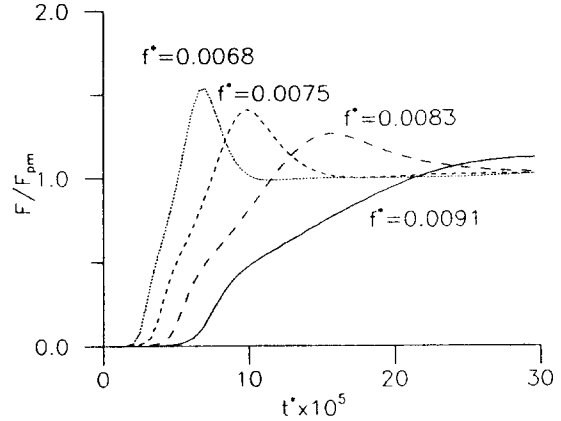


Fig.4 Growth of individual spectral components with nondimensional time under duration limited growth(DIA)

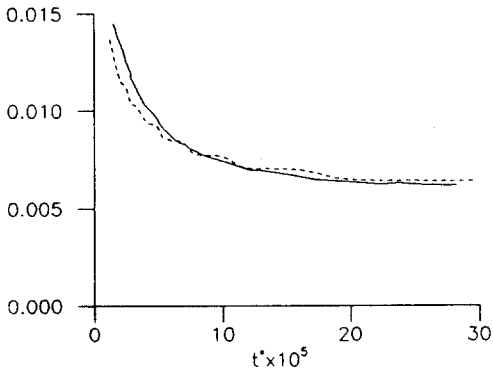


Fig.2 Dimensionless peak frequency (wave age) f^* for the case of duration limited growth (..... : DIA, ——— : EXACT-NL)

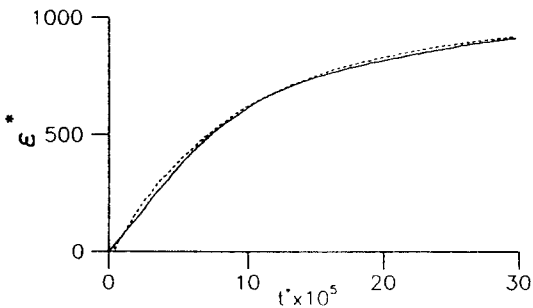


Fig.3 Dimensionless wave energy ϵ^* for the case of duration limited growth (..... : DIA, ——— : EXACT-NL)

4.2 풍향의 변화실험

평균파향 θ_0 , 무차원화된 전체에너지 ϵ^* , 무차원화된 첨두주파수 f^* 를 실시간의 함수로 표시한 것이 Fig.5이다. 시간은 풍향의 변화 순간을 기준으로 한 값이다. 평균파향의 전환은 네 경우 모두 약 10시간 후면 새 풍향으로의 이완이 일어나는 것을 확인할 수 있다. Fig.5b를 보면 무차원 에너지의 성장은 방향변화가 작을수록 큰 값을 보여주는데 이는 방향변화가 작을수록 기존 풍향대의 파랑 에너지 중 감소되는 영역이 작아지고 반대로 에너지의 입력은 기존 풍향대와 겹치는 부분이 많아져 성장이 계속되는 원천함수의 구조를 고려할 때 타당한 결과이다. 이런 구조의 영향으로 90° 풍향변화 실험에선 초기에 성장이 거의 정체되는 구간이 작지만 형성되는데 이는 EXACT-NL모형의 계산결과에서도 확인된 바 있다. Fig.5c의 무차원 첨두주파수는 전 실험시간에 걸쳐 연속적인 변화를 보여주고 있는데 이는 풍파의 이완과정 및 이완시간을 주파수 뿐만 아니라 파령(wave age)의 함수로 고려한 Günther 등의 연구를 뒷받침하는 결과이다.

스펙트럼의 재배열과정을 보다 자세히 알아보기 위해선 풍향변화 직후의 원천항들의 상대적

풍향 변화에 대한 파랑 스펙트럼의 반응

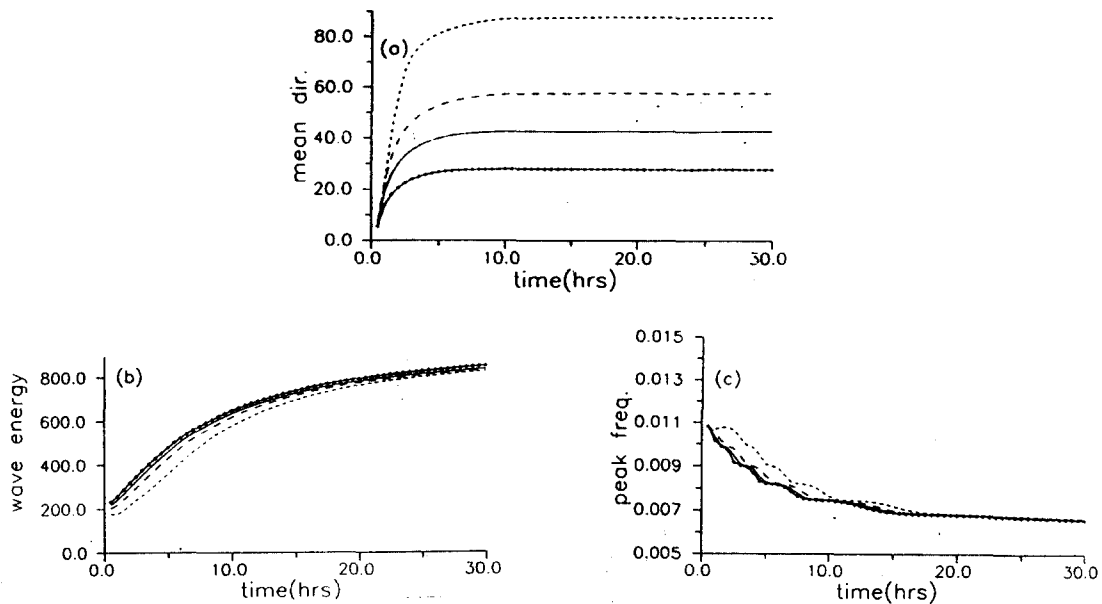


Fig.5 The response of the mean wave direction(θ_0), dimensionless wave energy(ϵ^*), and dimensionless peak frequency(f^*) to a shift in wind direction. (--- : 30° , — : 45° , - - - : 60° , : 90°)

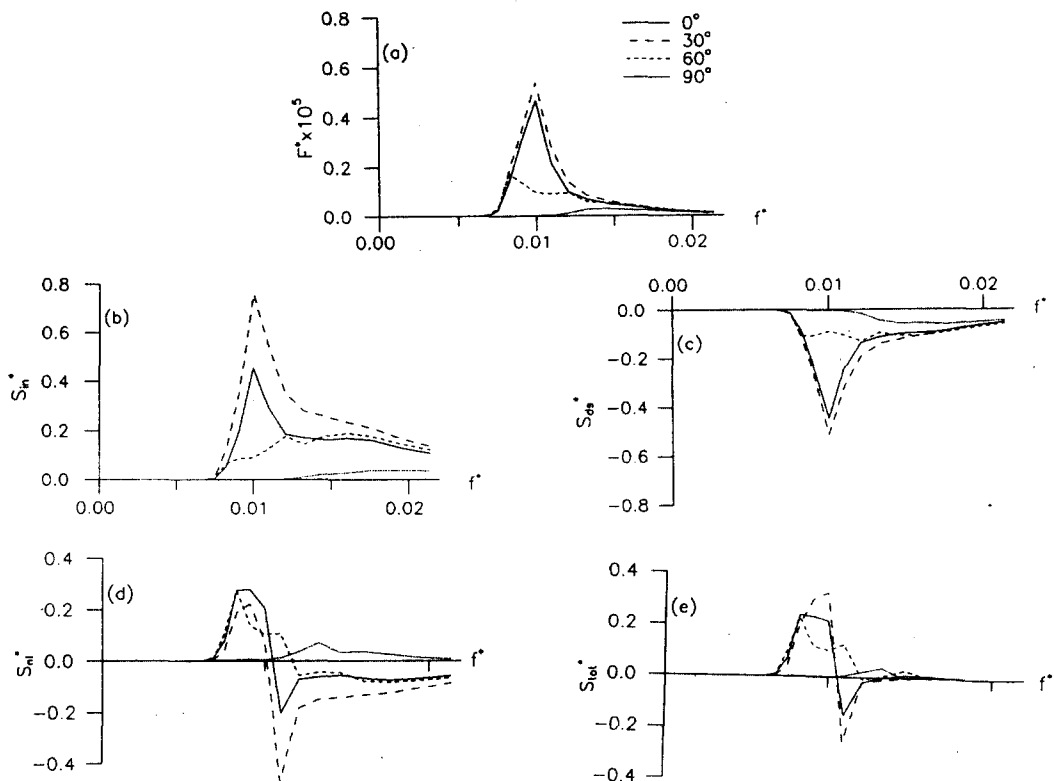


Fig.6 The source term balance shortly after a wind shift of 30° , $\Delta t^* = 1.1 \times 10^5$

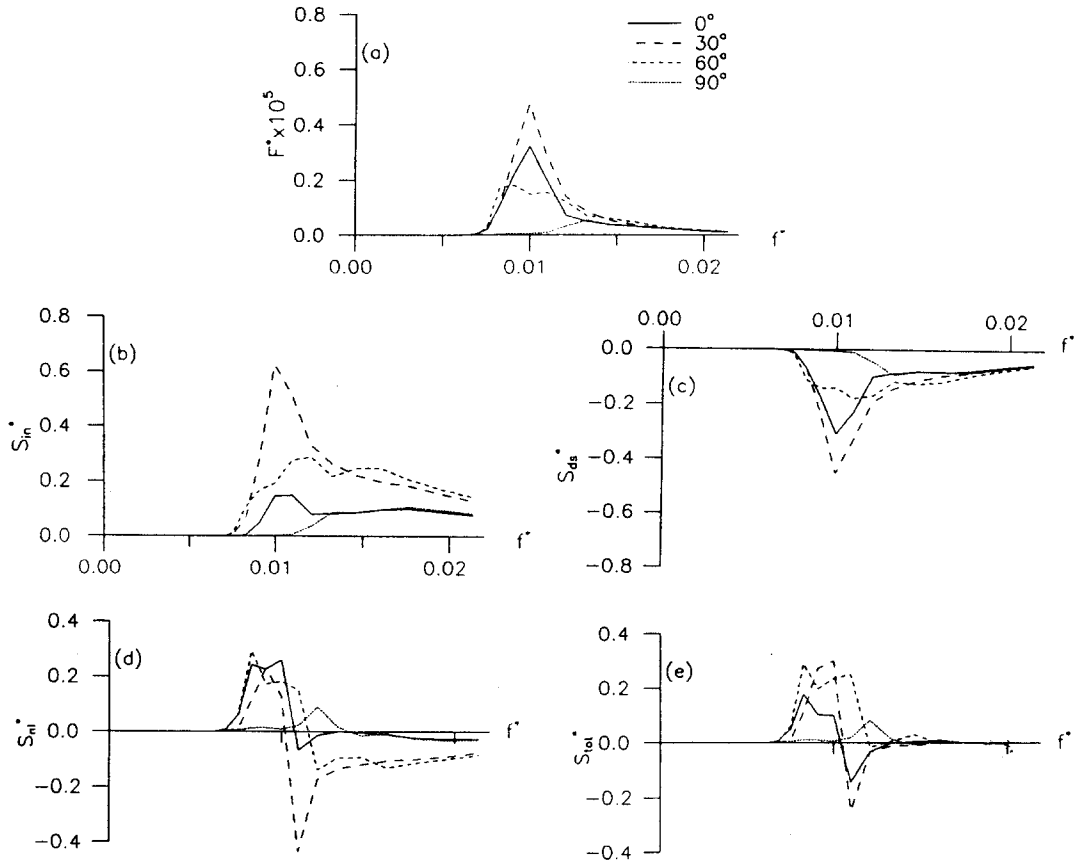


Fig.7 The source term balance shortly after a wind shift of 45° , $\Delta t^* = 1.1 \times 10^5$

변화들을 비교해 볼 필요가 있다. Fig.6~Fig.9은 30° , 45° , 60° , 90° 풍향변화에 대해 $t^* = 1.1 \times 10^5$ ($t = 4275$ sec)이 경과한 후의 스펙트럼 분포 및 원천함수의 분포를 나타낸 것이다. S_m^* 과 S_{tot}^* 의 f^* 축 scale은 그림과 중첩되어 생략하였는데 S_{in}^* 등과 동일하다. $\Delta t = 5$ sec로 하였고 풍향 변화가 큰 Fig.8, Fig.9에서는 120° 방향의 성분을 결과에 추가하였다. 전체적으로도 그러하지만 특히 30° 와 60° 변화실험의 경우엔 고주파수에서 이미 원천항간의 평형상태($S_{tot} = 0$)가 이루어져 있음을 알 수 있다. 즉 고주파수대 성분들은 풍향변화에 즉각적으로 반응을 일으키고 신속히 새 풍향으로의 재배열을 초기에 마침을 알 수 있다. S_{in}^* 은 고주파수대

에서 새 풍향쪽으로 새로운 침투값이 형성되면서 이중 침투분포를 취하고 있음을 볼 수 있다. 이러한 변화는 고주파수대에서 새로운 침투값을 계속 형성해 나갈 것이지만 비선형 상호작용이 이러한 성장을 상쇄해 이중 침투분포의 발생을 억제해 준다. 비선형 상호작용의 분포를 보면 전형적인 양, 음의 구조에 더하여 입력함수의 고주파수 침투값을 거의 정확히 상쇄하는 보다 넓은 새로운 음의 영역이 확장되어 있음을 알 수 있다. 즉 비선형 상호작용이 새로운 침투성장을 기존의 보다 안정적인 단일 침투구조에 결합시킴으로써 두 번째 침투의 발생을 억제해 주고 있다. 이러한 결합력은 본 계산에서도 확인되지만 Young 등에 의하면 그 결

풍향 변화에 대한 파랑 스펙트럼의 반응

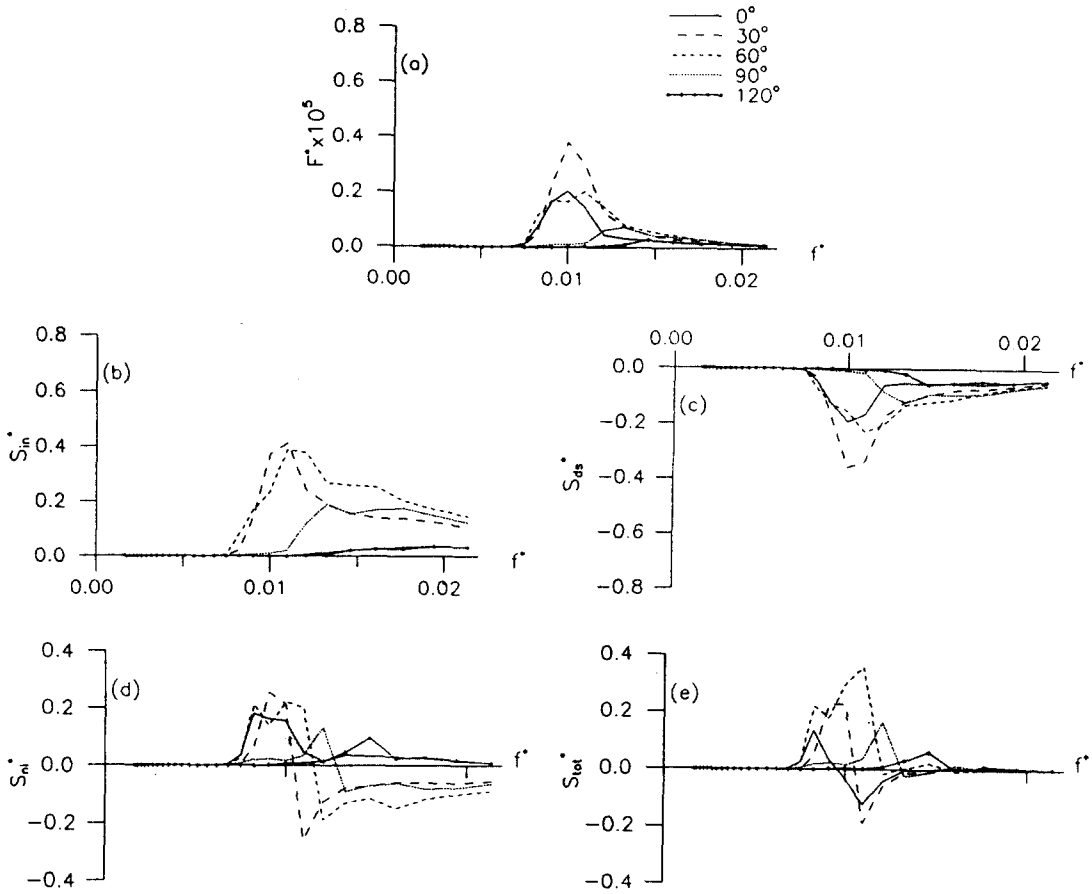


Fig.8 The source term balance shortly after a wind shift of 60° , $\Delta t^* = 1.1 \times 10^5$

합력은 60° 의 풍향변화에 대해서도 이중첨두의 발생을 억제할 수 있을만큼 강한 것으로 보고되어 있다.

저주파수대의 방향 전환은 비선형 상호작용의 역할보다는 에너지 입력항과 에너지 감쇠항과의 차이로 인하여 진행된다. 기존방향으로는 에너지 입력항의 코사인 항의 영향으로 성장항은 그 크기가 감소되고 국부적인 에너지의 크기에 비례하고 방향에 무관한 감쇠항은 여전히 최대치이므로 감쇠가 탁월하고 새로운 풍향으로는 그 반대가 되므로 이러한 불균형으로 인하여 평균파향의 부드러

운 전환이 일어난다. 90° 변화의 경우(Fig.9)는 다른 경우와 그 반응 양태가 크게 다르다. S_{in} 을 보면 성장이 거의 새 풍향에 국한되어 있음을 알 수 있다. 이 경우 비선형 상호작용의 결합력은 거의 무시될 만큼 미약하여 S_{nl} 의 분포는 단순히 기존 풍향의 성분과 새 풍향 성분의 중첩일 뿐이다. S_{nl} 의 90° 방향성분이 0° 방향성분에 비해 몹시 큰 것은 새 풍향 스펙트럼의 첨두형상으로 인한 결과이다.

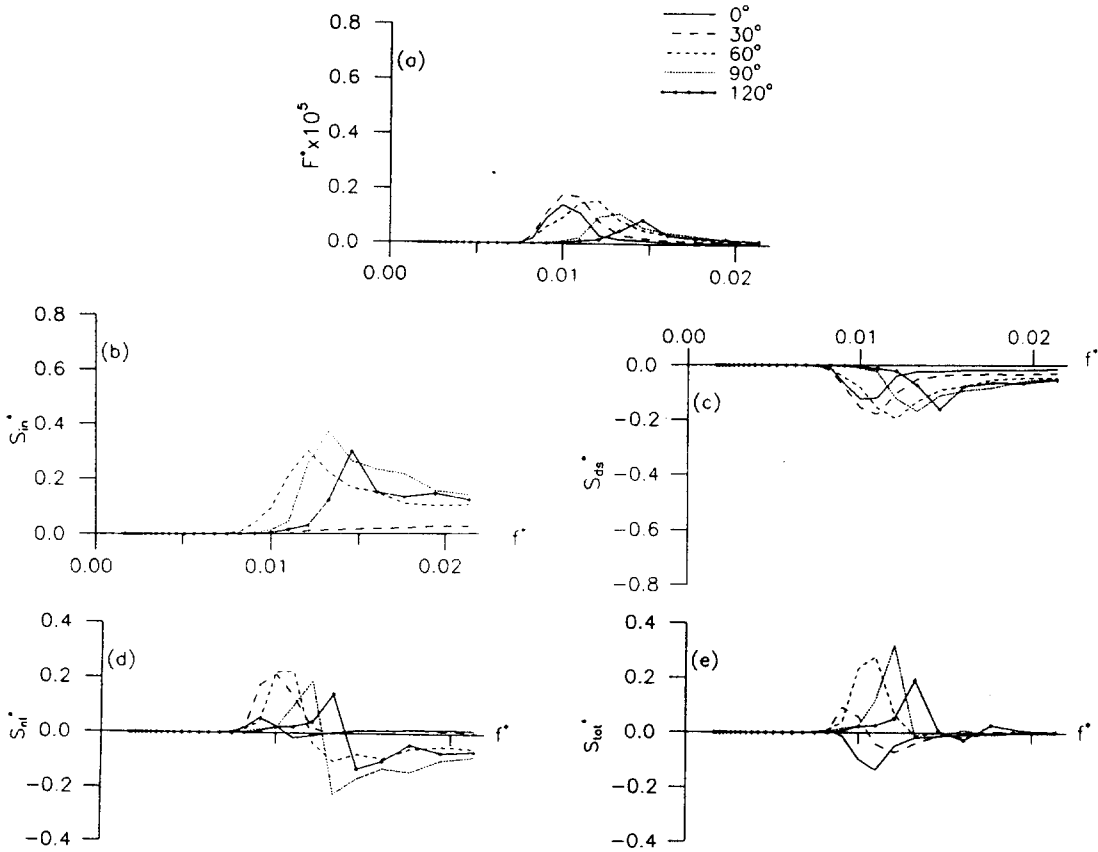


Fig.9 The source term balance shortly after a wind shift of 90° , $\Delta t^* = 1.1 \times 10^5$

5. 결론

WAM에서 사용된 원천항들을 근간으로 풍향변화에 대한 수치실험을 통해 구성된 모형의 기능성 및 물리적 과정을 검토해 보았다. 먼저 취송시간에 따른 성장실험에서 에너지의 성장률 및 침두주파수의 시간변화는 EXACT-NL 모형과 잘 일치하였다. 하지만 비선형 상호작용의 일부만을 고려하는 DIA기법의 제약 때문에 undershooting은 재현할 수 없었다. 풍향 변화실험을 통해 고주파수 영역에서 신속한 이완과정이 진행되는 것을 볼 수 있었고 파령 또한 풍파의 이완과정 및 이완시간의 주요 변수임을 확인하였다. 고주파수대에서 형성되는 새 풍향측으로의 새로운 침두가 성장되지만 이러한 성장은 비선형 상호작용의 결합력에 의해 억제되어 단일침두구조를 계속 유지하게 된다. 이러한 결

합력은 60° 의 풍향차에서도 여전히 우세하였다. 저주파수대에서는 비선형 상호작용의 역할보다는 에너지 입력항과 감쇠항의 차이로 인하여 방향전환이 진행되었고 90° 변화의 경우는 기존 풍파의 상당부분이 너울의 영역에 속함으로써 이원적인 파랑 분포가 형성되어 풍향의 성장은 새 파랑에 집중되고 상호작용의 결합력은 미력하여 S_m 의 분포는 단순히 두 파랑역의 중첩으로 나타났다.

이상의 실험을 통하여 본 계산과정의 타당성을 확인할 수 있었고 풍향변화에 따른 풍파의 이완과정에는 성장, 감쇠 및 비선형 상호작용의 세 원천항수가 종합적으로 작용함을 알 수 있었다. 추후 수심효과 및 흐름을 고려하여 천해역에까지 적용할 수 있는 모형의 개발이 필요하고 수치기법적인 개량 또한 병행되어야 할 것이다.

辭 謝

이 논문은 1996학년도 경성대학교 학술연구조성비에 의하여 연구되었음.

6. 참고문헌

- 1) Komen, G.J., Hasselmann, S. and Hasselmann, K., "On the Existence of a Fully Developed Wind-Sea Spectrum", J. Phys. Oceanogr., Vol.14, pp.1271~1285, 1984
- 2) Hasselmann, D.E., M.Dunkel and J.A.Ewing, "Directional Wave Spectra Observed during JONSWAP 1973", J. Phys. Oceanogr., Vol.10, pp.1264~1280, 1980
- 3) Günther, H., W.Rosenthal and M. Dunkel, "Directional Wave Spectra Observed during JONSWAP 1973", J. Phys. Oceanogr., Vol.11, pp.718~728, 1981
- 4) Allender, J.H., J.Albrecht and G.Hamilton, "Observations of Directional Relaxation of Wind Sea Spectra", J. Phys. Oceanogr., vol.13, pp.519~1525, 1983
- 5) SWAMP, Ocean Wave Modeling, Plenum Press, 1985
- 6) Hasselmann, S and Hasselmann, K., "A Symmetrical Method of Computing the Nonlinear Transfer in a Gravity Wave Spectrum", Hamburger Geophys. Einzelschriften A52, 1981
- 7) Hasselmann, S and Hasselmann, K., "The Wave model EXACT-NL", In Ocean Wave modeling, pp.249~251, Plenum Press, 1985
- 8) Hasselmann, S and Hasselmann, K., "Computations and Parameterizations of the Nonlinear Energy Transfer in a Gravity-Wave Spectrum, Part 1. A New Method for Efficient Computations of the Exact Nonlinear Transfer Integral, J. Phys. Oceanogr., Vol.15, pp.1369~1377, 1985
- 9) WAMDI, "The WAM Model-A Third Generation Ocean Wave Prediction Model", J. Phys. Oceanogr., Vol.18, pp.1775~1810, 1988
- 10) Tolamam, H.L., "A Third-Generation Model for Wind Waves on Slowly Varying, Unsteady, and Inhomogeneous Depth and Currents", J. Phys. Oceanogr., Vol.21, pp.752~797, 1991
- 11) Synder, R.L., Dobson, F.W., Elliott, J.A. and Long, R.B., "Array Measurements of Atmospheric Pressure Fluctuations Above Surface Gravity Waves", J. Fluid Mech., Vol.102, pp.1~59, 1981
- 12) Inoue, T., "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. Su. Lab., New York Univ., 1967
- 13) Young, I.R. and Sobey, R.J., "Measurements of the Wind Wave Flux in an Opposing Wind", J.Fluid Mech., Vol.151, pp.427~442, 1985
- 14) Herterich, K. & Hasselmann, K., "A similarity Relation for the Nonlinear Energy Transfer in a Finite-Depth Gravity-Wave Spectrum", J. Fluid Mech., Vol.97, pp.215~224, 1980
- 15) Hasselmann, S., Hasselmann, K., Allender, J.H. and T.P. Barnett, "Computations and Parameterizations 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
- 16) Toba, Y., "Local Balance in the Air-Sea Boundary Processes.", J. Oceanogr. Soc. Japan, Vol.29, pp.209~220, 1973
- 17) van Vleeder, G.Ph., and L.H.Holthuijsen, "The Directional Response of Ocean Waves to Turning Winds", J. Phys. Oceanogr., Vol.23, pp.177~192, 1993