

## 다방향 극한파 생성의 이론적 연구

홍기용\*, 류슈쉘\*\*, 홍석원\*\*\*

### Theoretical Study on the Generation of Directional Extreme Waves

Keyyong Hong\*, Shuxue Liu\*\* and Seok-Won Hong\*\*\*

#### 요 약

파랑집중 이론에 기초하여 모형시험수조에서 다방향 극한파를 생성하는 연구를 수행하였다. 파랑의 집중도에 대한 파향 범위, 주파수 폭, 중심 주파수 등의 영향을 고찰하였다. 등파고와 등기울기 스펙트럼 모델에 의한 결과를 서로 비교하였으며, Boussinesq 방정식과 유한요소법에 기초한 수치해와 이론해를 또한 서로 비교하였다. 효율적인 파랑집중을 위해서는 파향과 주파수 모두를 효과적으로 제어하는 것이 필수적이다. 파랑집중도는 중심주파수 보다는 주파수 폭에 좌우되며, 동일한 조건하에서 두 스펙트럼 모델은 동등한 정도의 파랑집중 효율을 나타낸다.

Keywords : Directional wave(다방향파), Wave focusing(파랑집중),  
Extreme wave(극한파), Directional wave basin(다방향 조파수조)

#### Abstract

Theoretical development to generate the directional extreme waves in model basin is established based on wave focusing method. The effects of associated parameters, such as the directional range, frequency width, and center frequency, are investigated in terms of wave focusing efficiency. The two different spectral models of constant wave amplitude and constant wave slope are applied to control the wave characteristics. The wave packets simulated by theory are compared with numerical results based on Boussinesq equation and FEM. Both controls of direction and frequency spectrum are essential to focus directional waves effectively. It is noticed that wave focusing ability depends on the frequency bandwidth of spectrum rather than center frequency, and both spectral models with same parameters result in the equivalent efficiency of wave focusing.

---

접수일자: 2000년 6월 27일, 승인일자: 2002년 2월 7일

\* 정회원, 한국해양연구원 해양개발시스템연구본부 책임연구원 (E-mail: kyhong@kriso.re.kr)

\*\* 중국 대련이공대학 해안해양공학국가중점연구실 부교수 (E-mail: liusx@dlut.edu.cn)

\*\*\*정회원, 한국해양연구원 해양개발시스템연구본부 책임연구원 (E-mail: swhong@kriso.re.kr)

1. 서 언

해양파는 해양환경 특성의 핵심 요소로서 해양 파와 관련된 여러 현상들이 해양의 이용 및 개발 시 부딪치는 기술적 어려움의 주된 원인이 되고있다. 해양개발의 관심이 보다 심해로 확장되면서 해역의 파랑조건이 더욱 가혹해짐에 따라 극한 파랑의 비선형적 특성이 심해에 설치되는 구조물에 작용하는 중요한 기진력이 되고 있으며, 극한파의 정확한 이해는 해양공간을 개발하기 위해 필요한 요소기술이 되고 있다.

섭동법에 기초한 이론적인 접근법이나 수치기법은 쇄파와 같이 비선형성이 강하거나, 경계의 형상이 복잡한 경우에는 그 적용에 한계를 갖는다. 이를 극복하기 위해 보다 직접적으로 실제현상을 재현하고 계측, 해석하여 해양파의 비선형 특성을 규명하는 실험적 접근법이 널리 이용되고 있다. 본 연구는 모형시험수조에서의 극한파 재현기술 정립을 목적으로 한다. 이와 관련하여 서펜트형 조파기에 의해 다방향 극한파를 재현하는데 필요한 이론을 정립하고, 이론에 기초한 수치 시뮬레이션 프로그램을 개발하여 적용함으로써, 다방향 극한파의 특성을 지배하는 여러 인자들의 영향을 고찰하고자 시도하였다.

극한파는 주파수가 서로다른 파랑의 전파속도가 상이함을 이용하여 에너지를 특정지점에 집중시키는 파랑에너지 집중기법에 의해 생성될 수 있다. 서펜트형 조파기에 의해 생성되는 다방향파는 조파판 간의 위상차를 조절함으로써 수평면상의 일 지점에 집중시키는 것이 가능하다. 그러므로 다방향 극한파는 주파수 성분과 다방향 성분파의 위상 속도 및 위상을 효과적으로 제어함으로써 얻어진다.

다방향 조파수조에서 특정한 파고와 파향을 갖는 사파를 조파할 수 있는 방법으로 주로 Biesel(1954)이 제안한 스네이크 원리(snake principle)를 이용한다. 이 원리는 무한한 길이를 갖는 서펜트형 조파장치를 이용하여 각 조파판의 운동 주기 및 진폭은 일정하게 하고, 위상을 달리 함으로써 균일사파를 조파하는 이론이다. 하지만

실제 운용가능한 조파장치는 총 길이가 제한되므로, 사파의 조파가능 범위가 제한된다. Takayama(1984)는 조파기 길이의 유한함을 보다 정확히 고려하기 위하여 무한길이의 벽면 상에 설치된 유한길이의 조파판들의 운동에 의해 생성되는 균일사파를 선형 포텐셜 이론을 통해 구했다.

쇄파는 수치적인 접근이 지니는 한계성에 기인하여 모형시험 수조에서의 재현을 통한 연구가 활발하다. Takezawa & Takekawa(1976)와 Takezawa & Hirayama(1976)는 선박의 모형 시험에 적용하기 위한 감쇠파(transient wave)의 생성기법을 제안한 바 있으며, Chan & Melville(1988), Skyner et al.(1990) 등은 바람과 바다 효과를 무시한 파랑집중기법을 연구한 바 있다. 이들은 주파수 성분파의 합으로 변조된 파랑의 위상을 조절함으로써 쇄파를 시뮬레이션하였다. Ramberg & Griffin(1987)은 2차원 수조 실험을 통하여 쇄파를 생성한 바 있으며, She et al.(1994)과 Rapp & Melville(1990)은 다양한 실험적 연구들을 통하여 쇄파시 발생하는 에너지 소산 특성을 규명한 바 있다. 쇄파의 3차원적인 특성에 대한 실험적인 연구는 Su(1982), She et al.(1994), Johannessen(1997) 등에 의해 시도되었으며, 단일 주파수 및 다중 주파수 성분에 대해 동일한 방향분포 함수를 사용하여 제한적인 3차원 집중파를 획득하였다.

2. 다방향 극한파의 정식화

다방향 불규칙파는 일반적으로 주파수 성분과 방향 성분의 이중합성 모델에 의해 표현된다.

$$\begin{aligned} \eta(x, y, t) &= \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_d} a_{ij} \cos(\omega_i t - \varphi_{ij}) \\ &= \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_d} a_{ij} \cos(\omega_i t - k_x x \cos \theta_j \\ &\quad - k_y y \sin \theta_j + \phi_{ij}) \end{aligned} \tag{1}$$

여기서  $a_{ij}$ 와  $\phi_{ij}$ 는  $i$ 번째 주파수  $\omega_i$ 와  $j$ 번째 방향  $\theta_j$ 에 상응하는 파랑의 진폭과 위상을 나타낸다. 또한  $N_f$ 와  $N_\theta$ 는 각각 주파수와 파랑 성분의 개수이다. 주파수  $\omega_i$ 와 파수  $k_i$ 는 다음의 분산방정식을 만족한다.

$$\omega_i^2 = (2\pi f_i)^2 = gk_i \tanh k_i h \quad (2)$$

여기서  $h$ 와  $g$ 는 수심과 중력가속도를 각각 나타낸다.

본 연구에서는 Rapp & Melville(1990)과 Kway et al.(1998)에 의해 개발된 2차원 파랑 집중 모델을 확장하여 일반적인 3차원 파랑 집중 모델을 정립하고자 한다. 언급된 선행 연구자들의 파랑 집중 모델은 보다 효과적으로 극한파 특성의 제어가 가능하지만, 다방향파에 적용하기 위해서는 서펜트형 조파기의 파랑생성 기법이 적용되어야 하며, 방향성의 제어가 또 다른 과제로 주어진다. 다방향파의 집중 지점을  $(x_b, y_b)$ 라 하고, 집중 순간을  $t_b$ 라 가정하면, 파랑집중이 이루어지기 위해서는  $(x_b, y_b, t_b)$ 에서 모든 파랑성분의 위상이 파정이 되어야 하므로

$$\cos(\omega_i t_b - k_i x_b \cos \theta_j - k_i y_b \sin \theta_j + \phi_{ij}) = 1 \quad (3)$$

을 만족한다. 따라서 각 파랑 성분의 위상은 다음 식으로 주어진다.

$$\phi_{ij} = k_i x_b \cos \theta_j + k_i y_b \sin \theta_j - \omega_i t_b + 2m\pi$$

where  $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  (4)

윗식에서  $t' = t - t_b$ 와  $m = 0$ 를 가정하면,

$$\eta(x, y, t') = \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_\theta} a_{ij} \cos[\omega_i t' - k_i(x - x_b) \cos \theta_j - k_i(y - y_b) \sin \theta_j] \quad (5)$$

가 된다.  $t_b$ 를 변경하는 것은 파랑 집중점  $x_b$ 의 변경이나, 파형의 변화와는 관계없이 단순히 전체 신호를 지연시키거나 촉진시키는 역할만을 하며,  $m$ 은 임의의 정수 값이 사용될 수 있다.

모형시험 수조에서 다방향 극한파를 생성하기 위해서는 각각의 조파판에 대한 경계조건이 시간의 함수로 주어져야 한다. 공간좌표계를 Fig.1과 같이 가정하면, 각각의 조파판 중심에서의 해수면 상승은 다음으로 표현된다.

$$\eta(x_n, 0, t') = \sum_{i=1}^{N_f} \sum_{j=1}^{N_\theta} a_{ij} \cos[k_i x_n \cos \theta_j - (k_i x_b \cos \theta_j + k_i y_b \sin \theta_j + \omega_i t')] \quad (6)$$

where  $x_n = nB$

따라서 주파수 성분  $i$ 와 방향 성분  $j$ 에 기인하는 이웃한 조파판 간의 위상차  $\Delta\phi_{ij}$ 는 아래와 같다.

$$\Delta\phi_{ij} = nBk_i \cos \theta_j \quad (7)$$

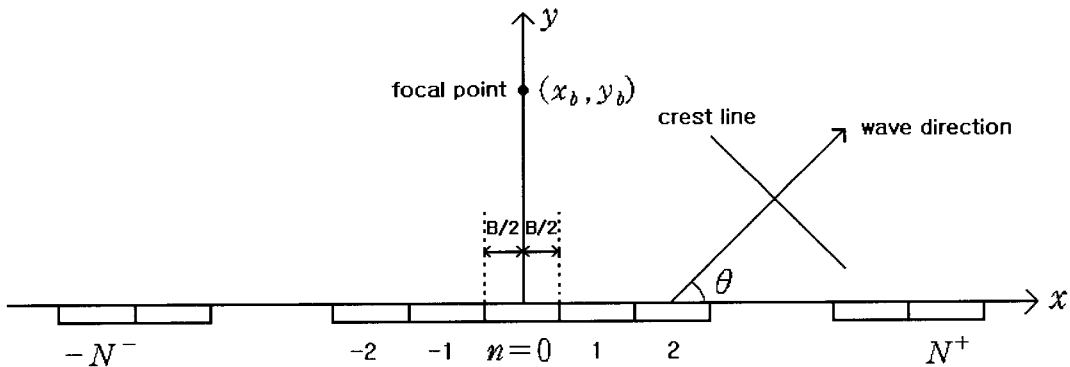


Fig.1 Coordinates of wavemaker system

피스톤형 서펜트 조파기에 의해 생성되는 다방향 파랑장에 대한 정식화는 규칙사파에 대한 Takayama(1984)의 결과를 확장함으로써 얻어질 수 있다. 조파판의 변위를 시간에 대한 조화함수로 나타내면 아래와 같다.

$$D(x, z, t) = s(x, z) e^{-i\omega t} \quad (8)$$

여기서,  $s(x, z)$ 는 조파판의 변위 진폭이다. 피스톤형 조파판을 가정하여 나비가  $B$ 이고 수면으로부터 밑으로  $A$ 의 높이를 갖는 수직판을 생각하면,

$$s(x, z) = \begin{cases} s = \text{const.}, & x_n - B/2 < x < x_n + B/2 \\ & \text{and } -A < z < 0 \\ 0, & \text{else} \end{cases} \quad (9)$$

다수의 조파판으로 구성된 조파시스템에 의해 생성되는 파랑장에서  $i$ -th 주파수  $f_i$ 와  $j$ -th 방향  $\theta_j$ 에 기인하는 속도포텐셜은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \Phi_{ij}(x, y, z, t) &= \sum_{n=-N}^{N} \Phi_{ijn}(x, y, z, t) \\ &= \sum_{n=-N}^{N} \left[ \frac{\omega_i}{k_i} (s_{ij} \alpha_i) \frac{\cosh k_i(h+z)}{\sinh k_i h} \right. \\ &\quad \times \{ I_Y(n, k_i, x, y) \cos(\omega_i t - \varphi_{ijn}) \\ &\quad \left. - I_f(n, k_i, x, y) \sin(\omega_i t - \varphi_{ijn}) \} \right] \end{aligned} \quad (10)$$

where

$$\begin{aligned} I_Y(n, k_i, x, y) &= \int_{(n-1/2)k_i B}^{(n+1/2)k_i B} Y_0(\sqrt{(k_i x - q)^2 + (k_i y)^2}) dq \\ I_f(n, k_i, x, y) &= \int_{(n-1/2)k_i B}^{(n+1/2)k_i B} J_0(\sqrt{(k_i x - q)^2 + (k_i y)^2}) dq \end{aligned}$$

여기서,  $\varphi_{ijn}$ 은 조파판 운동의 위상을 나타낸다.

$J_0$ 와  $Y_0$ 는 각각 0차의 1종 Bessel 함수와 0차의 2종 Bessel 함수이다.  $\alpha_i$ 는 피스톤형 조파기의 조파판 변위에 대한 발생파고의 응답함수로서 미소진폭파 이론을 적용하면 다음으로 주어진다.

$$\alpha_i = \frac{2 \sinh^2 k_i h}{\sinh 2k_i h + 2k_i h} \quad (11)$$

해수면 상승은 자유수면 경계조건으로부터 다음으로 얻어진다.

$$\begin{aligned} \xi_{ij}(x, y, t) &= -\frac{1}{g} \left[ \frac{\partial \Phi_{ij}}{\partial t} \right]_{z=0} \\ &= \sum_{n=-N}^{N} [(s_{ij} \alpha_i) \{ I_Y(n, k_i, x, y) \sin(\omega_i t - \varphi_{ijn}) \\ &\quad + I_f(n, k_i, x, y) \cos(\omega_i t - \varphi_{ijn}) \}] \end{aligned} \quad (12)$$

식(6)과 (12)를 비교함으로써 조파판의 운동과 생성 파랑사이의 관계인 변환함수가 구해지며, 따라서 다방향 집중파를 생성하기 위한 조파판 운동의 진폭과 위상을 결정할 수 있다.

### 3. 생성파랑 특성의 제어

다방향 극한파의 특성을 좌우하는 인자들은

$$N_f, N_\theta, a_{ij}, \omega_i, (x_b, y_b), t_b, h, [-\beta, \beta]$$

이다. 생성파의 특성은 방향 성분의 범위  $\beta$ 와 함께 주파수 성분의 특성에 무엇보다 좌우된다. 주파수 성분의 영향을 보다 효과적으로 고찰하기 위해 다음 인자들을 정의한다.

$$\Delta f = f_{N_f} - f_1 \quad \text{and} \quad f_c = \frac{1}{2}(f_{N_f} - f_1) \quad (13)$$

$f_c$ 는 중심주파수로 정의되며,  $\Delta f$ 는 주파수 폭을 의미한다. 만일  $N_f$ 와  $N_\theta$ 가 충분히 큰 값이면, 스펙트럼의 연속성이 보장되므로 이들 인자들의 영향은 무시할 수 있다. 다만,  $N_f=1$ 은 단일 주파수 성분에 의한 다방향 극한파 생성의 경우로서 방향성에 의해서만 파랑 집중이 이루어진다. 그러

므로 다방향 극한파의 해수면상승을 지배하는 주요 인자들은 다음으로 요약된다.

$$\eta = f [ a, f_c, \Delta f, (x_b, y_b), t_b, \beta, h ] \quad (14)$$

여기서  $a$ 는 파랑 진폭의 대표 값을 나타낸다. 파랑장의 파균형상은 주파수폭과 주파수 성분의 개수에 따라 주기성을 갖는다.

$$T' = \frac{1}{\delta f} = \frac{N_f}{\Delta f} \quad (15)$$

일반적으로 임의의 파랑스펙트럼을 사용하여 성분파들을 집중시켜 극한파를 생성할 수 있다. 그러나 극한파의 특성은 서로 다른 많은 모든 파랑 특성 인자의 영향을 받으므로 효과적인 극한파 제어 가능하기 위해서는 제한적인 수의 파랑특성 인자 변화를 통해 극한파를 제어하는 것이 바람직하다. 그러므로 모형시험 구조의 물리적 한계를 고려한 일련의 파랑 스펙트럼에 대해 제한된 수의 극한파 설계 인자를 선정하여 이들이 극한파 특성에 미치는 영향의 상대적인 크기를 자세히 살펴보는 것이 필요하다. 모형시험 구조의 물리적 한계로는 조파기의 구동 가능한 주파수 범위, 조파기 입력 전압의 최대치, 주파수에 따른 생성파의 파고 최대치, 모형시험 구조의 크기에 따른 파장의 최대치 한계 등이 있다.

Takezawa & Hirayama(1976)는 성분파의 형상을 제어하기 위한 방법으로 등파기울기 및 등파고 스펙트럼 모델을 제안하였으며, 모형시험 구조의 극한파 생성에서 널리 사용되고 있다. 등파기울기 모델에서는 다방향 스펙트럼의 모든 성분파가 동일한 파기울기를 갖는 조건을 적용한다.

$$a_{ij}k_i = \text{constant} = C_\varepsilon \quad (16)$$

이 때, 파랑 집중점에서의 파고  $a$ 는,

$$a = \sum_i \sum_j a_{ij} = \sum_i \sum_j (C_\varepsilon / k_i) = N_\theta C_\varepsilon \sum_i (1/k_i) \quad (17)$$

가 된다. 본 연구에서 다루는 파랑생성기법은 선형제어이론에 기초하고 있으므로, 원하는 지점에

서의 파랑집중의 효율성은 성분파의 선형성의 정도에 따라 달라진다. 등파기울기 모델은 일정 한도 내에서는 파기울기의 값이 증가할수록 보다 큰 극한파가 얻어지지만, 파기울기가 매우 커져서 비선형성이 강해지면 선형 이론에 기초한 파랑집중 제어가 효과적으로 이루어질 수 없는 결점이 있다.

등파기울기 스펙트럼 모델에서는 주파수가 증가하면 성분파의 파고도 따라서 감소해야 하므로, 고주파 성분의 기여도가 상대적으로 작게 된다. 그러나 이와 같은 제한은 생성하고자 하는 극한파의 종류에 따라서는 바람직하지 않기 때문에 등파고 스펙트럼 모델이 대두되었다.

$$a_{ij} = \text{constant} = C_a \quad (18)$$

$$a = N_f N_\theta C_a \quad (19)$$

등파고 스펙트럼 모델은 모든 성분파의 파랑 에너지가 동등한 크기로 극한파 생성에 기여하지만, 반면에 저주파 성분에 비해 고주파 성분의 비선형성이 커지는 단점이 있다.

일반적으로 등파고 모델이 등파기울기 모델에 비해 보다 큰 극한파를 발생시키는 것으로 알려져 있다. 또한 등파고 모델에서 파랑집중이 보다 후방에 발생하며, 이는 선형과 비선형 성분파의 전파속도가 상이함에 기인한다. 등파기울기 및 등파고 모델 모두에서 서로 다른 상수 값을 서로 다른 주파수 영역에 적용하여 합성하는 기법이 사용되기도 한다.

#### 4. 다방향 극한파 시뮬레이션

다방향파의 파랑집중에 의한 극한파 생성에서 파랑특성과 관련한 여러 인자들의 영향을 고찰하기 위해 수치 시뮬레이션을 수행하였다. Fig.2에 시뮬레이션 대상으로 선정한 모형시험구조의 치수와 형상이 도시되었다. 파랑집중점은 구조의 중심면에 두었으며, 집중이 발생하는 시간은 25초로 하였다. 또한 집중점에서의 파고는 0.075m로 가정하였다. 등파고 스펙트럼과 등기울기 스펙트럼

모델이 각각 사용되었다. 생성파의 특성은 방향파 스펙트럼의 파향 범위, 주파수 스펙트럼의 폭, 중심 주파수의 크기에 따른 변화를 고찰하였다.

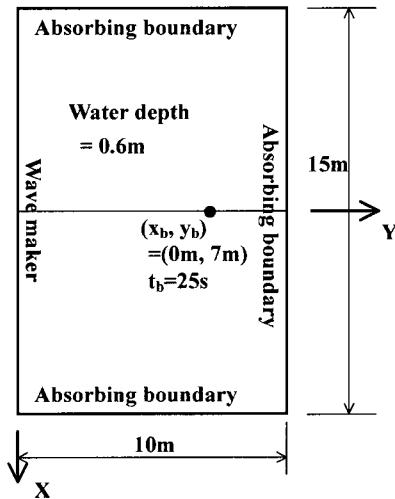


Fig.2 Principal dimensions of directional wave basin

이론해의 검증을 위해 유한요소법(FEM)에 기초한 수치 시뮬레이션을 수행하여 결과를 비교하였다. 지배 방정식은 Beji & Nadaoka(1996)에 의해 유도된 Boussinesq 방정식에 기초하였으며, FEM은 선형 사변형 요소를 사용하였고, 시간 적분은 4차 Adams-Bashforth-Moulton predictor-corrector 기법을 사용하였다. 조파기에서의 경계조건으로 해수면 상승이 적용되었으며, 소파기에서는 Larsen & Dancy(1983)에 의해 제안된 스폰지 층을 두었다.

Table 1은 수치 시뮬레이션에서 각 인자들의 조건을 요약한 것이다. 주파수 성분이 여러개인 경우  $N_f = 29$ 이며, 방향 성분의 수( $N_\theta$ )는 200개이다.

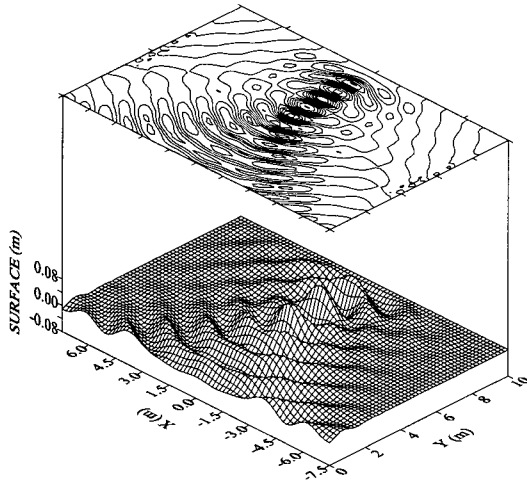
Fig.3에는 극한파의 3차원적인 형상이 보여진다. Fig.3(a)는 단일 주파수 성분에 의한 bull's eye 형상의 집중파이며, 방향분포 함수만의 조절에 의해 집중파를 생성하는 경우이다. Fig.3(b)

는 다주파수 성분을 갖는 경우이며, 3(a)에 비해 효과적으로 파랑 집중이 이루어짐을 알 수 있다. Fig.3(c) 및 3(d)와 Fig.4(a)는 주파수 폭의 효과를 보여주며, 주파수 폭이 큰 경우에 보다 효과적인 파랑집중이 가능함을 알 수 있다. Fig.3(e) 및 3(f)와 Fig.4(b)는 중심 주파수의 영향을 보여준다. 중심 주파수는 파랑 집중의 정도에는 영향을 미치지 못하나, 집중파의 주파수 및 외력 특성이 달라지므로 파랑장에 놓인 부유체의 거동에는 중요한 인자로 작용할 수 있다. Fig.5(a)와 5(b)는 파랑 진행의 중심면 상에서 시간에 따라 파랑이 집중되는 과정을 도식적으로 나타낸다. 집중지점  $(x_b, y_b)$ 와 시간  $t_b$ 에 접근함에 따라 파랑의 집중도가 극대가 되며, 이후에는 위상속도의 차이에 따라 파랑이 다시 해체되어 집중도가 감소한다.

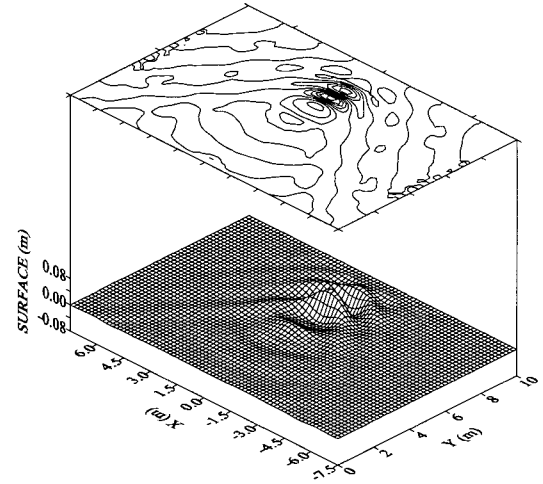
Table 1 Conditions for simulated waves

case	$f_c$ [Hz]	$\Delta f$ [Hz]	$\beta$ [deg]	$x$ [m]	$y$ [m]	$t$ [sec]	class *
1	1.0	0	50	-	-	25	N,A
2	1.0	0.5	50	-	-	25	N,A
3	1.0	0.3	30	-	-	25	T,A
4	1.0	0.7	30	-	-	25	T,A
5	1.0	0.5	30	-	-	25	T,A
6	1.2	0.5	30	-	-	25	T,A
7	1.0	-	30	0	7.0	-	T,A
8	-	0.5	30	0	7.0	-	T,A
9	1.0	0.5	30	0	-	-	T,A
10	1.2	0.5	30	0	-	-	T,A
11	0.8	0.5	30	0	-	-	T,A
12	1.2	0.5	30	0	-	-	T,A
13	1.0	0.5	30	0	-	-	T,S
14	1.0	0.5	50	0	-	-	T,S
15	-	0.5	30	0	-	-	N,A
16	-	0.5	30	0	-	-	T,A
17	1.0	0.5	-	0	-	-	N,-
18	1.0	0.5	-	0	-	-	T,-

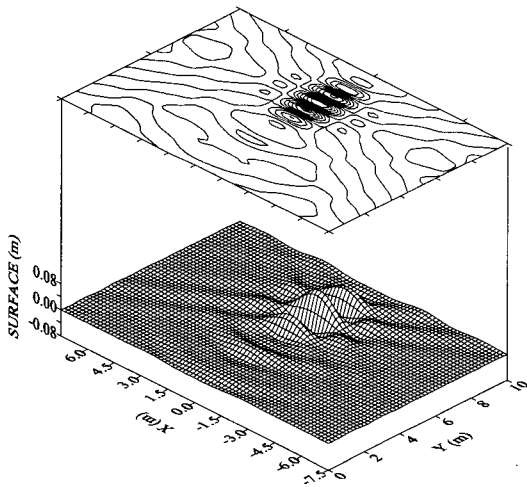
\* N:numerical method, T:theoretical method  
A:constant amplitude, S:constant slope



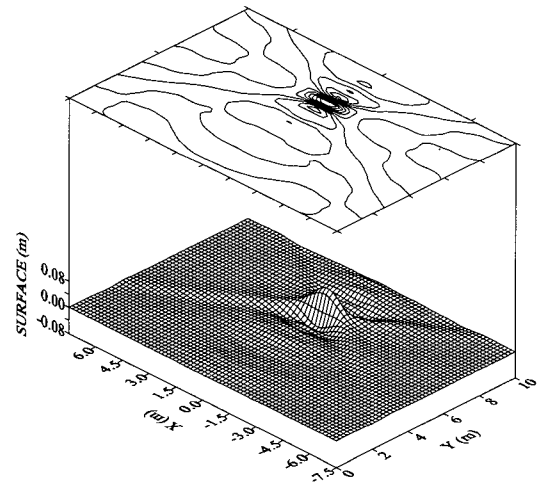
(a) case 1



(b) case 2



(c) case 3



(d) case 4

**Fig.3** Simulated directional wave packets and contours

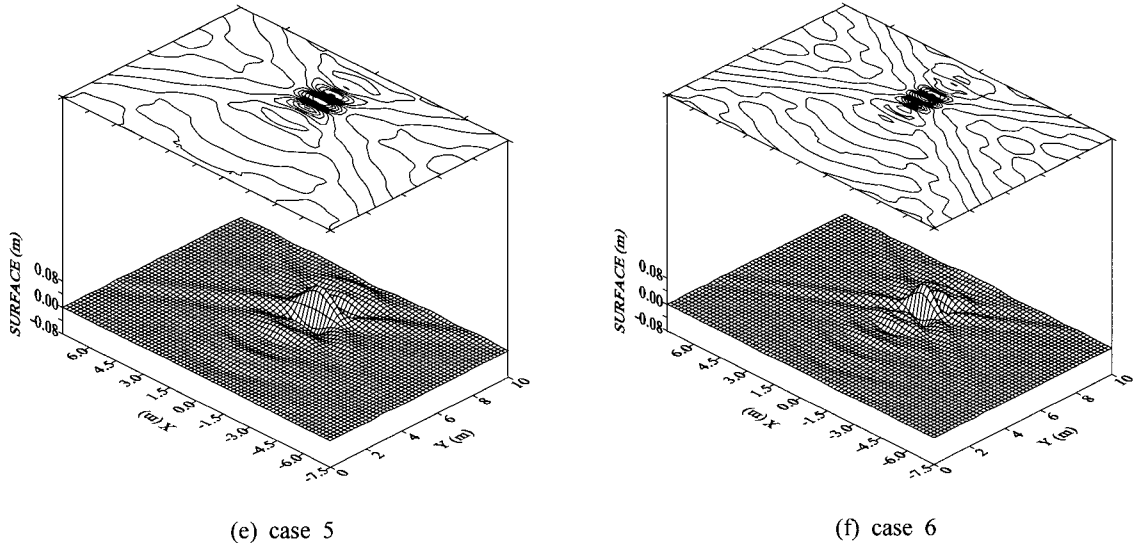


Fig.3 (Continued)

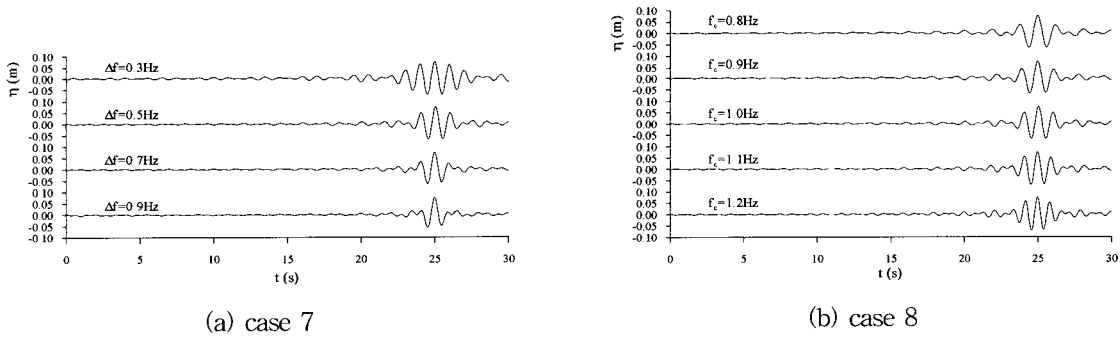


Fig.4 Effects of frequency characteristics on focused wave packets

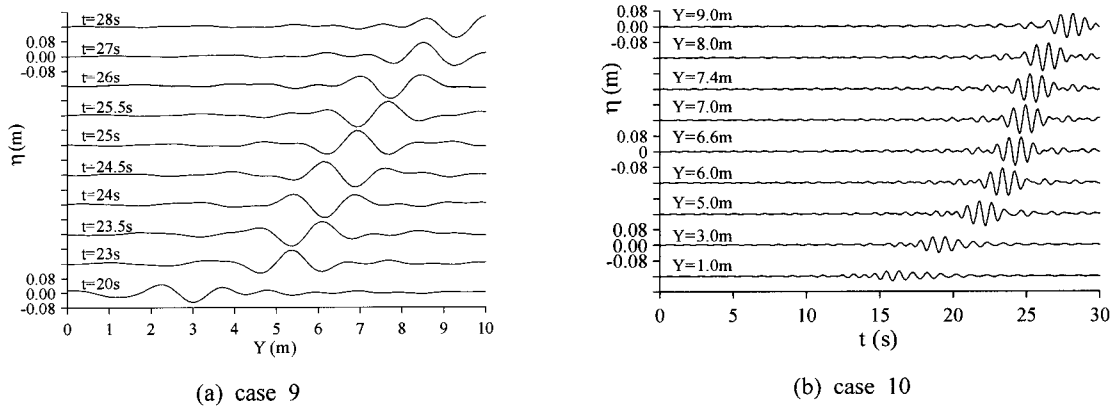


Fig.5 Time series of simulated waves



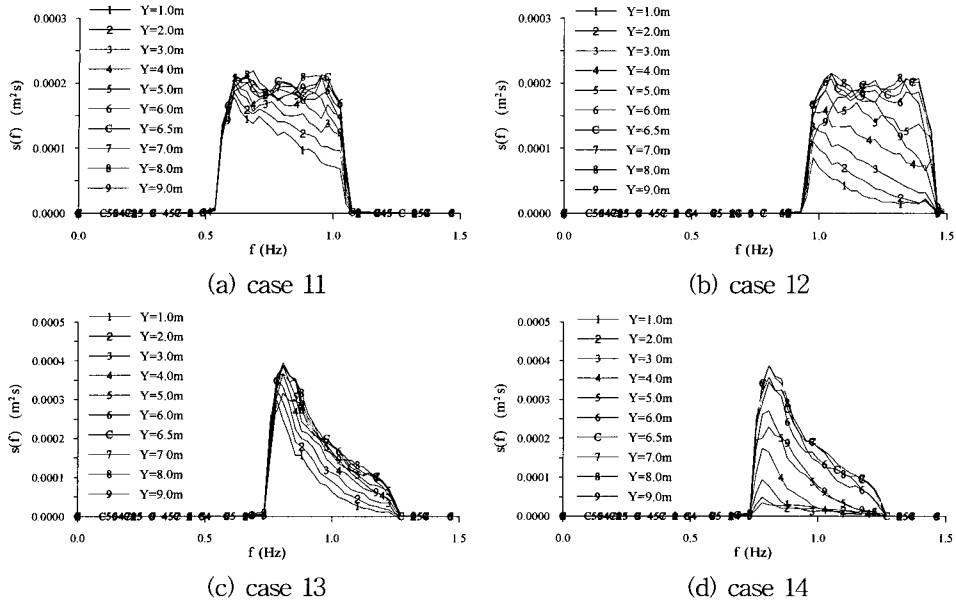


Fig.6 Frequency spectrum variation along the centerline

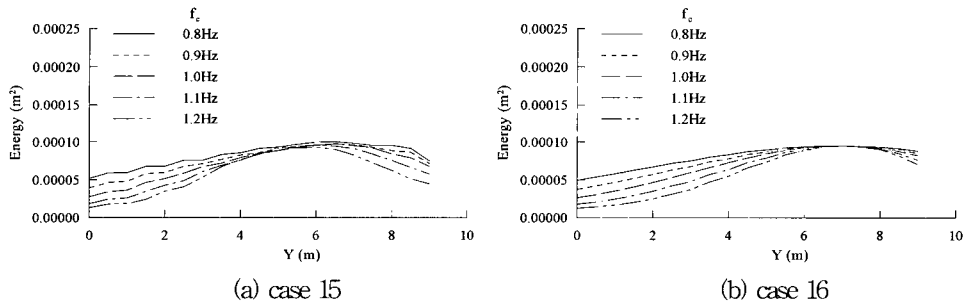


Fig.7 Energy distribution along the centerline with different center frequencies

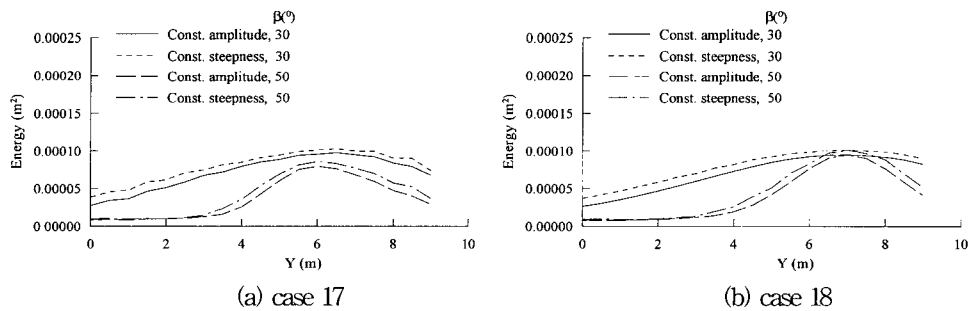


Fig.8 Energy distribution along the centerline with different spectral models

Fig.6(a)와 6(b)는 등파고 스펙트럼을 나타낸다. 방향함수의 각도 범위가 작은 6(a)의 경우가 중심면으로의 파랑집중이 효율적으로 이루어짐을 알 수 있으며, 파랑 집중점에 접근함에 따라 등파고 스펙트럼 형상에 가까워진다. Fig.7(a)와 7(b)는 중심면을 따른 에너지 분포로서 수치계산과 이론해의 결과를 각각 나타낸다. 이론해에서는 파랑 집중점에서 동일한 파고를 가정하였기 때문에 일치하는 에너지 크기를 보여주지만, 수치 계산에서 보여지는 실제 현상에서는 이론해에서의 가정과는 달리 선형 분산식과는 다른 관계식에 의해 파랑이 전파하고, 또한 파랑의 회절(diffraction)이 발생하므로 파랑의 집중점이 선형 이론해에서 가정한 지점과는 다소 차이를 갖는다. Fig.8(a)와 8(b)는 파향 범위에 따른 등파고 모델과 등기울기 모델의 에너지 분포를 보여준다. 동일한 파향 범위에서는 두 모델의 에너지 분포가 거의 유사함을 알 수 있다. 이는 스펙트럼 분포에 무관하게 동일한 파랑 집중도를 얻기 위해 필요한 에너지의 양은 차이가 없음을 의미한다. 다만, 등파고 모델의 성분들이 선형성의 범위를 벗어나는 경우에는 이로 인한 파랑제어의 비효율성이 나타날 수 있다. 그러나 파향 범위가 달라지면 에너지 분포도 크게 변화함을 알 수 있으며, 이는 파랑 집중의 효율성이 파향 범위에 크게 좌우됨을 나타낸다.

5. 결론

파랑 집중에 의해 다방향 극한파를 생성하는 이론의 정립을 시도하였으며, 파랑의 집중도를 좌우하는 주요 인자들의 영향을 극한파의 시뮬레이션을 통해 고찰하였다. 이론해의 결과들은 부분적으로 Boussinesq 방정식과 FEM에 기초한 수치계산 결과들과 비교하여 유효성을 검증하였다. 이로부터 다음의 결론을 얻을 수 있었다.

1) 방향분포 함수만의 제어에 비해 주파수 스펙트럼과 방향분포 함수의 동시 제어에 의한 파랑 집중이 현저히 효과적이다.

2) 중심 주파수에 따른 파랑 집중도는 차이가 없으나, 주파수 폭의 변화에는 민감하며, 주파수 폭이 큰 경우에 보다 효과적이다.

3) 선형 이론에 기초한 이론해에서의 파랑집중점은 실제 현상에서는 비선형성 및 회절 효과에 의해 차이가 발생한다.

4) 소요 에너지의 관점에서 등파고 모델과 등기울기 모델의 효율성에는 차이가 없다.

본 연구는 모형시험 수조에서 극한파 생성기법을 정립하기 위한 기반연구로서 수행되었으며, 수조 모형시험을 통한 실험적 연구결과는 후에 발표될 예정이다.

후 기

본 연구는 한국해양연구원에서 시행한 기본연구사업과 한중해양과학공동연구센터의 한중청년과학자교류사업의 지원으로 수행된 연구결과중 일부를 밝히며, 연구비 지원에 감사드립니다.

참 고 문 헌

- Beji, S. & Nadaoka, K., 1996 "A formal derivation and numerical modeling of the improved Boussinesq equations for varying depth", *Ocean Eng.*, 23(8), 691-704.
- Biesel, F., 1954 "Wave machines", *Proc. 1st Conf. on Ships and Waves*, 288-304.
- Chan, E.S. & Melville, W.K., 1988 "Deep water plunging wave pressures on a vertical plane wall", *Proc. of the Royal Society*, A417, 95-131.
- Johannessen, T.B. 1997 "The effect of directionality on the nonlinear behavior of extreme transient ocean waves", *Ph.D thesis*, University of London.
- Kway H.L., Loh Y.S. & Chan E.S., 1998 "Laboratory study of deep-water breaking waves", *Ocean Eng.*, 25(8), 657-676.
- Larsen, J. & Dancy, H., 1983 "Open

boundaries in short wave simulation a new approach", *Coastal Eng.*, 7, 285-297.

• Ramberg, S.E. & Griffin, O.M., 1987 "Laboratory study of steep and breaking deep water waves", *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, 113, 493-506.

• Rapp, R.J. & Melville, W.K., 1990 "Laboratory measurements of deep-water breaking waves", *Transactions Philosophical of the Royal Society of London*, A331, 735-800.

• She, K., Greated, C.A., & Easson, W.J., 1994 "Experimental study of three-dimensional wave breaking", *J. waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.*, 120, 20-36.

• Skyner, D.J., Gray, C., & Greated, C.A., 1990 "A comparison of time-stepping numerical predictions with whole-field flow measurement in breaking waves", *Water Wave Kinematics*, 491-508.

• Su, M.Y., 1982 "Three dimensional deep water waves", *J. Fluid Mech.*, 124, 73-108.

• Takayama, T., 1984 "Theory of oblique waves generated by serpent type wave-maker", *Coastal Engineering in Japan*, 27, pp.1-19.

• Takezawa, S. & Takekawa, M., 1976 "Advanced experimental techniques for testing ship models in transient water waves: Part I: The transient test technique on ship motions in waves", *11th Symposium on Naval Hydrodynamics*, 23-35.

• Takezawa, S. & Hirayama, T., 1976 "Advanced experimental techniques for testing ship models in transient water waves: Part II: The controlled transient water waves for using in ship motion tests", *11th Symposium on Naval Hydrodynamics*, 37-54.