

## 碎波 發生에 관한 實驗的 研究 An Experimental Study on Breaking Waves

이동연\* · 주성문\* · 최항순\*

Dong Yeon Lee\*, Sung Moon Joo\* and Hang Soon Choi\*

**要 旨**: 본 논문에서는 2차원 수조의 임의 지점에서 쇄파를 만드는 실험방법에 대하여 논하였다. 쇄파를 만들기 위해서 임의의 지점에 각 성분의 파정이 모이도록 위상차를 갖는 선형파를 합성하여 조파기를 작동시켰다. 또한 조파판의 운동진폭을 조절하여 다양한 파기율기에 대하여 실험을 수행하였다. 실험 결과 운동진폭이 너무 작은 경우에는 쇄파현상이 일어나지 않았고 불규칙한 파형만이 나타났으며, 최대파고가  $H=0.0113 gT^2$  이상이어야 쇄파 현상이 나타남을 확인하였다. 쇄파의 모양은 대부분 경우에 spilling 형태였고, 특정한 운동진폭일 때 plunging 형태의 쇄파를 관찰할 수 있었다. 한편 비점성, 비압축성 유체로 가정하여 얻어진 경계적분방정식을 고차경계요소로 이산화하여 수치계산을 수행하였다. 자유표면의 처리를 위해서 Mixed Euler-Lagrangian 기법을 이용하였다. 수치 결과는 자유표면에서 주파수간의 상호간섭의 영향을 제대로 반영하고 있으며, 실험에서 측정한 파형을 제대로 모사하고 있음을 확인할 수 있었다.

**Abstract** Breaking waves were generated in a 2-D flume. A piston-type wavemaker was operated in accordance with signals which consist of elementary harmonics with appropriate phase differences. These phase differences were estimated by using a linear wave theory so that wave crests were to be concentrated at the same position. The stroke of wavemaker was controlled to create plunging-type breaking waves. The signal with small amplitude could not generate breaking waves. In the case of moderate amplitudes, various breaking waves could be obtained. Most of breaking waves were spilling type. Only when the wavemaker was operated with appropriate amplitude, plunging-type breaking waves were generated. The parameters of breaking waves are the wave steepness and the frequency bandwidth. If the central frequency was low, breaking waves were not generated. Based on experimental data, we found that the wave height of breaking inception was  $H=0.0113 gT^2$ . We also made computations by using a mixed Euler-Lagrangian scheme under the assumption of potential flow. The numerical results show good agreements with tank measurements.

### 1. 서 론

2차원 수조에서 조파기를 작동시켜 규칙파와 불규칙파를 만드는 실험은 오래 전부터 수행되어 왔다. 특히 쇄파에 대한 연구가 활발해지면서 쇄파가 일어나기 시작하는 파고에 관한 실험이 많이 이루어져 왔다. 이러한 연구는 규칙파에 대한 실험에서 출발하여 Kolaini와 Tulin(1993)에 의해서 다방향파의 쇄파에 대해서도 실험이 이루어졌다. 쇄파를 실험실에서 만드는 방법으로는 경사면(sloping beach)에 규칙파를 입사시

키는 방법과 규칙파의 파고를 크게 하여 쇄파를 만드는 방법이 있다. 또한 특정 지점에 성분파의 파정이 모이게 하는 방법도 있는데, 본 논문에서는 이 방법을 택하였다. 예를 들어 Chan(1988)은 조화함수를 합성시키는 방법으로 쇄파를 만들었고, Dommermuth 등(1988)은 이 결과를 수치적으로 검증한 바 있다.

한편 실험상의 어려움과 비용의 절감을 위해 수치수조에 대한 연구가 활발히 진행되고 있는데, 자유표면을 갖는 문제에서는 자유표면에 위치한 격자점의 이동을 잘 취급하여야만 한다. 격자점을 이동시키는 방법

\*서울대학교 조선해양공학과 (Department of Naval Architecture and Ocean Engineering, Seoul National University, Seoul 151-742, Korea)

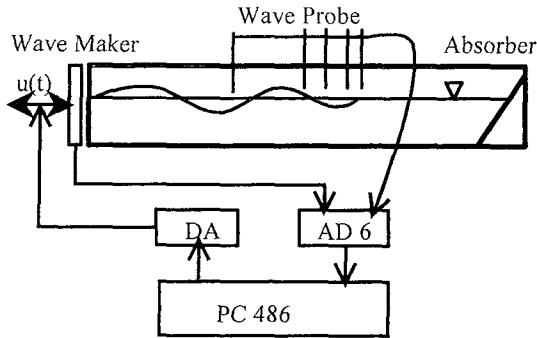


Fig. 1. Experimental setup.

의 하나인 Semi-Lagrangian 기법은 Longuet-Higgins 와 Cocklet(1976)이 제안한 후, 많은 연구자에 의해 이용되고 있다. Vinje 와 Brevig(1981)는 규칙파에 대한 연구에서 이를 적용한 바 있고, Tosaka 와 Sugino(1993)는 속도 포텐셜을 이용하여 유한한 길이의 조파수조와 탱크내의 유동에 관하여 수치계산을 수행하였다. 기존의 방법들은 복소함수를 이용하거나 평면요소법을 이용하였으나, 본 논문에서는 자유표면의 형상을 더욱 잘 표현할 수 있고 적은 수의 격자를 이용하여 높은 정도의 수치결과를 얻을 수 있는 고차경계요소법(Brebbia와 Dominguez, 1989)을 이용하여 수치계산을 수행하였다.

## 2. 실험장치와 실험내용

실험실에서 쇄파현상을 구현하기 위하여 한국기계연구원 선박해양공학연구센터의 2차원 조파수조를 이용하였다. 2차원 수조의 길이는 20 m이고, 폭이 0.6 m, 깊이는 0.8 m이다. 본 실험에서 수심은 0.52 m로 하였다. 2차원 수조의 한쪽 끝에는 조파판이 있고, 다른 쪽 끝에는 소파기가 있다. 실험 장치와 계측장비에 대한 개략도를 Fig. 1에 나타내었다.

개인용 컴퓨터를 이용하여 실험자가 원하는 조파기 신호를 먼저 생성하여 입력화일로 보관하고 있다가, 조파기 작동프로그램에서 D/A로 변환된 값으로 DC모터를 구동하여 피스톤형의 조파기를 작동하였다. 5개 지점에서 파고를 계측하여 PC486으로 결과를 분석하였다. 파고계는 조파판으로부터 7.00, 9.00, 9.25, 9.50, 9.75m 떨어진 지점에 설치하였다. 또한 실제 조파판의 작동을 확인하기 위하여 조파판의 변위를 측정하여 입력 신호와 비교하였다. 입력신호와 조파판의 출력신호

를 비교한 결과 대부분의 실험에서 조파판은 입력신호보다 0.05초-0.1초 늦게 작동을 시작하였고, 운동진폭은 5-8 % 감소한 것으로 나타났다. 조파판으로부터 얻은 조파판의 속도는 수치계산의 입력으로 이용하였다.

계측된 파고를 선형이론에 입각한 결과와 비교하기 위하여 impulse 형태로 조파판을 출발시키는 실험을 수행하였다. 조파판을 속도  $U_0$ 로  $T_1$  동안  $U_0 T_1$ 만큼 이동시키고, 그 이후에는 정지하는 경우를 택하였다. 이 때 시간에 따른 조파판의 속도는 식 (1)과 같다.

$$u(t) = U_0(0 \leq t \leq T_1) \\ = 0(t > T_1) \quad (1)$$

그 다음에는 조파판의 조화운동에 의해서 규칙파를 발생시키는 실험을 수행하였다. 규칙파의 신호는 다음 식에 따라 만들었다.

$$u(t) = u_0 \sin(\omega t), \quad \omega = \frac{2\pi}{T_p} \quad (2)$$

여기서  $T_p$ 는 조화운동의 주기이고,  $u_0$ 는 속도의 진폭이다. 따라서 조파판의 진폭은  $u_0/\omega$ 이 된다.

끝으로 쇄파를 만들기 위하여 일정범위의 주파수 영역에 속한 조화함수를 합성하여 조파판의 신호로 만들었다. 정해진 위치에 각 성분의 파정이 모이도록 선형 조파이론에 의해 위상차를 구하였다(Dean 과 Dalrymple, 1984). 즉, 선형이론에 따르면 조파판이 조화운동을 할 때 원하는 지점에 파정이 오는 시간을 알 수 있다. 따라서 주어진 주파수 성분의 파정을 같은 시간에 한 지점에 모이도록 위상차를 추정하였다. 조파판의 신호는 다음 식으로부터 구하였다.

$$x(t) = \sum a_i \sin(\omega_i t + \epsilon_i) \quad (3)$$

본 실험에서는 조파판으로부터 9.5 m 지점에 파정이 모이도록 하였다. 주파수 영역은 0.4 Hz - 1.2 Hz 인 경우를 선택하였다. 이 구간의 주파수를 33개의 등간격으로 분할하고, 각 주파수에 해당하는 진폭( $a_i$ )은 모든 주파수에 대하여 같도록 설정하여 합성하였다. 위상차는 중심주파수에서 '0'이고, 각 주파수에 대한 위상은 같은 시간에 파정이 9.5 m에 모이도록 구하였다. 또한 조파판의 작동변위에 따른 쇄파의 발생 여부와 쇄파형태를 조사하기 위하여 각 파성분의 진폭( $a_i$ )을 0.2 cm, 0.25 cm, 그리고 0.3 cm로 변화시키면서 실험

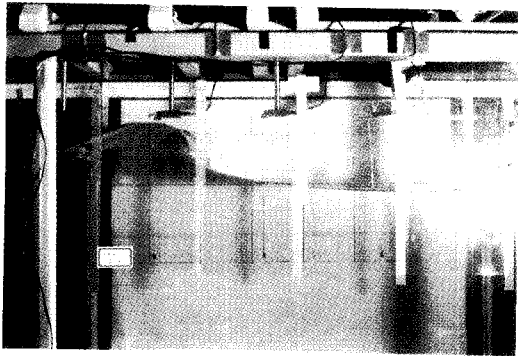


Fig. 2. Photo of breaking wave.

을 수행하였다. 한편 주파수 범위와 쇄파발생의 관계를 알아보기 위하여 주파수 범위가 저주파수 (0.3 - 0.9 Hz) 인 경우와 중심주파수가 0.88 Hz인 고주파수범위 (0.52 - 1.24 Hz)에 대하여 실험하였다. 선택한 주파수 영역과 조파판의 진폭에 따른 실험 결과를 Table 1에 정리하였다.

Table 1에서 볼 수 있듯이, 주어진 주파수 범위에 대해서 조파판의 진폭을 변화시킴으로써 파기울기의 변화에 따른 쇄파의 형태를 고찰하였다. 주파수영역이 0.4 - 1.2 Hz인 경우 각 성분의 진폭이 0.2 cm이면 쇄파가 일어나지 않았다. 그러나 진폭이 0.25 cm이면 plunging 형태로 파가 깨지는 모습을 관찰할 수 있었다 (Fig. 2 참조). 이 현상은 반복실험을 수행하여 파고계와 비디오촬영 결과로부터 재현성을 확인하였다. 또한 조파판의 진폭을 더 크게 하면, 파정이 집중하도록 설정한 9.5 m보다 앞서 파가 깨지고, 9.5 m 근처에서 다시 한번 파가 깨지는 것을 관찰하였다.

다음으로서는 쇄파가 발생하기 시작하는 파고에 대해

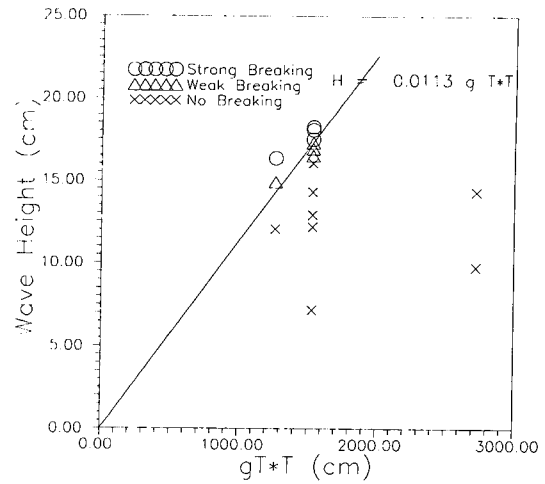


Fig. 3. Breaking inception wave height.

고찰하였다. 규칙파의 쇄파발생은 Stokes 이론에 근거한 한계파고( $H/gT^2 = 0.027$ )를 넘지 않는 범위내에서 일어나는 것으로 많은 연구자의 실험에 의해 알려져 있다 (Kolaini 와 Tulin, 1993). 또한 Kolaini 와 Tulin는 2차원 수조에서 조파판의 앞부분에 원뿔모양의 구조물을 붙이고 조화운동을 시켜 한 주기를 갖는 다방향파를 재현하여 쇄파가 발생하는 파고를 측정하였다. 이 실험에 의하면  $H/gT^2$ 가 0.011에서 0.0335 사이일 때 쇄파가 발생하고, 파고가 커질수록 쇄파의 영역이 더 커진다고 하였다. 본 실험은 여러 주파수 성분을 갖는 불규칙파에 해당하므로 중앙주파수(center frequency)에 해당하는 파의 주기를 특성주기(characteristic period)로 하고, 9.5 m 지점에서 측정된 최대파고를 H로 간주하여  $H/gT^2$ 를 계산하였다. Table

Table 1. Wave heights for breaking inception

CASE Frequency Band(Hz) Center Wave Period	a <sub>i</sub> (cm), Amplitude of each component	Breaking Inception $\frac{H}{g} T^2$	Result
Basis Case 0.4 - 1.2 1.25 sec	0.20	0.0094	No Breaking
	0.25	0.0113	Plunging Type
	0.30	0.0119	Breaking Before 9.5 m
Low Freq. Case 0.3 - 0.9 1.67 sec	0.20	0.0036	No Breaking
	0.25	0.0045	No Breaking
	0.30	0.0053	No Breaking
High Freq. Case 0.52 - 1.24 1.136 sec	0.15	0.0090	No Breaking
	0.18	0.0111	Spilling Type
	0.20	0.0122	Breaking Before 9.5 m

1에서 보는 바와 같이  $H/gT^2$ 가 0.011 이상이면 쇄파가 발생하고, 그 이하에서는 쇄파가 일어나지 않았다. 파기울기가 쇄파발생 기준보다 더 큰 경우에는 파정이 집중하도록 계획한 9.5 m 보다 앞서 쇄파가 발생하는 것을 확인하였다. 주파수범위를 바꾸면서 실험한 결과를 Fig. 3에 나타내었다. 파고는  $H=0.0113 gT^2$ 인 직선을 기준으로 그 선에 가까이 있을 때 파가 깨지기 시작하나, 그 값보다 작은 경우에는 쇄파가 일어나지 않고 불규칙한 파형을 보이며 진행하였다.

### 3. 수치모델

#### 3.1 문제의 정식화

위에서 기술한 조파문제를 수치적으로 계산하기 위해서 비점성, 비압축성 유체와 비회전성 유동을 가정하고 표면장력을 무시하여 속도 포텐셜을 도입하면, 다음과 같은 지배방정식과 경계조건을 얻을 수 있다. 좌표계는 조파기에서 소파기 방향을 양의  $x$ 축으로 취하고, 수직 상방향을 양의  $y$ 축으로 잡았다.

$$\nabla^2 \phi(x, y, t) = 0 \quad \text{in } \Omega(x, y, t) \quad (4)$$

조파기 벽면과 바닥의 경계조건은 벽면의 이동속도와 물입자의 법선속도가 같도록 하였다.

$$\phi_n = \vec{V} \cdot \vec{n} \quad \text{on } \partial\Omega(x, y, t) \quad (5)$$

즉, 좌측 벽면에는 조파기의 작동속도를 부과하고,

$$\phi_n = -U(t) \quad (6)$$

바닥에는  $\phi_n = 0$ 을 취하였다.

그리고 조파기에서의 경계조건은 파가 제대로 빠져나가도록 방사조건을 만족해야 한다. 본 논문에서는 충분히 먼 곳에 벽면이 있는 것으로 처리함으로써 이를 대체하였다. 물론 이 방법은 반사파가 되돌아오기 전까지의 결과만이 유효하고, 실제 유체영역보다 더 길게 계산영역을 택해야 하는 단점을 갖고 있다. 그러나 쇄파발생은 천이구간을 포함한 유한한 시간의 파형에만 관심이 있기 때문에 충분히 타당한 방법으로 여겨진다.

자유표면에 대한 운동학적 및 동역학적 경계조건은 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial y}{\partial t} = \frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{\partial \phi}{\partial y} \frac{\partial \eta}{\partial y} \quad \text{on } y = \eta \quad (7)$$

$$\frac{(p-p_a)}{\rho} = \frac{\partial \phi}{\partial t} + \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 + g\eta = 0 \quad (8)$$

윗 식을 Lagrangian 관점에서 고찰하면 운동학적 경계조건인 식 (7)은 식 (9)와 같이 표현되고, 식 (8)에 있는 포텐셜의 시간에 대한 편미분을 전미분으로 바꾸면 식 (10)과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{Dx}{Dt} = \nabla \phi \quad \text{on } y = \eta \quad (9)$$

$$\frac{D\phi}{Dt} = \frac{1}{2}(\nabla \phi)^2 - g\eta \quad \text{on } y = \eta \quad (10)$$

한편 초기에 교란이 없는 자유표면을 가정하면 속도포텐셜의 초기조건은 다음과 같다.

$$(11)$$

$$\phi(x, \eta, 0) = 0 \quad \text{where } \eta(0) = 0$$

경계요소법을 적용하기 위해 아래 식과 같은 2차원 라플라스 방정식의 기본해를 이용하면 식 (13)과 같은 경계적분방정식을 얻을 수 있다.

$$\phi^* = \frac{1}{2\pi} \ln\left(\frac{1}{r}\right) \quad (12)$$

여기서  $r = |\vec{x} - \vec{\xi}|$  이고,  $\vec{x}$ 는 field point이고  $\vec{\xi}$ 는 source point이다.

$$\begin{aligned} \frac{c_i}{2\pi} \phi(\vec{x}) + \int_S \phi(\vec{\xi}) \phi_n^*(\vec{x}; \vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \\ = \int_S \phi_n(\vec{\xi}) \phi^*(\vec{x}; \vec{\xi}) dS(\vec{\xi}) \end{aligned} \quad (13)$$

여기서  $S = S_f + S_l + S_b + S_r$ 이고  $c_i$ 는 solid 각을 뜻한다. 또한 밑첨자 f, l, b, r은 각각 자유표면, 좌측벽, 바닥, 우측벽을 의미한다.

#### 3.2 이산화 방정식과 시간 전개

앞에서 기술한 경계적분방정식의 해를 구하기 위해 경계요소법(Boundary Element Method, BEM)을 이용하였다. 각 절점내의 물리량과 위치벡터를 2차함수로 가정하는 고차경계요소로 이산화하여 경계적분방정식에 대입하면, 식 (14)와 같은 이산화방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{c_i}{2\pi} \phi + \sum_{j=1}^N \int_{\Gamma_j} \phi_n \phi_n^* d\Gamma = \sum_{j=1}^N \int_{\Gamma_j} \phi_n \phi^* d\Gamma \quad (14)$$

윗 식에 다음의 식 (15)와 식 (16)을 도입하여 정리

하면, 식 (17)와 같은 선형대수방정식을 얻게 된다.

$$\hat{H}^{\ddot{u}} = \int_{\Gamma} \phi_n^* d\Gamma \quad (15)$$

$$G^{ij} = \int_{\Gamma} \phi^* d\Gamma$$

$$H^{ij} = \begin{cases} \hat{H}^{\ddot{u}} & \text{when } i \neq j \\ \hat{H}^{\ddot{u}} + \frac{c_i}{2\pi} & \text{when } i = j \end{cases} \quad (16)$$

$$\sum_{j=1}^N \hat{H}^{\ddot{u}} \phi_j = \sum_{j=1}^N G^{ij} \phi_j \quad (17)$$

본 논문에서 다루는 조파기 문제는 매시간 자유표면에서 속도포텐셜이 주어지고, 나머지 벽면 경계에서는 법선속도가 주어지는 경우에 해당한다. 따라서 식 (17)을 풀어 자유표면에서는 법선속도를 얻게 되고, 나머지 경계에서 속도포텐셜을 얻을 수 있다. 자유표면에서 구한 법선속도와 형상함수의 미분에 의해 구한 접선속도를 이용하여 자유표면의 새로운 점을 구하고 새로운 포텐셜값을 구해 다음 단계로 넘어가면서 해를 구하게 된다. 식 (9)와 식 (10)을 시간 전개하는 방법은 Runge-Kutta 4차법을 이용하였다.

#### 4. 실험과 계산의 결과 비교

길이가 L이고, 수심이 H인 2차원 수조에서 조파판의 속도가 U(t)로 주어질 때, 선형화된 자유표면경계조건을 만족하는 이론해는 다음 식 (18)과 식 (19)와 같이 얻어진다(Dommermuth 등, 1988).

$$\begin{aligned} \phi = & \frac{2U}{H} \sum_{m=0}^{\infty} \sin k_m y \frac{\cosh k_m (x-L)}{k_m^2 \sinh k_m L} \\ & - \frac{4g}{LH} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \sum_{m=0}^{\infty} (k_n^2 + k_m^2)^{-1} \right] \\ & \times \frac{\cosh k_n (y+H) \cos k_n x}{\omega_n \cosh k_n H} \\ & \times \int_0^t d\tau U(\tau) \sin \omega_n (t-\tau) \\ & - \frac{gH}{L} \int_0^t d\tau \int_0^{\tau} d\tau U(\tau) \\ \eta = & \frac{4}{LH} \sum_{n=1}^{\infty} \left[ \sum_{m=0}^{\infty} (k_n^2 + k_m^2)^{-1} \right] \cos k_n x \end{aligned} \quad (8)$$

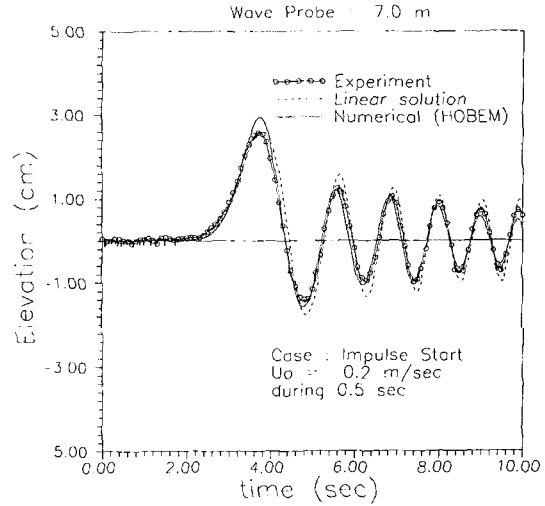


Fig. 4. Surface profile generated by impulse start.

$$\times \int_0^t d\tau U(\tau) \cos \omega_n (t-\tau) + \frac{H}{L} \int_0^t d\tau U(\tau) \quad (19)$$

여기서,  $k_m = \frac{(m+0.5)\pi}{H}$  (20)

$$k_n = \frac{n\pi}{L} \quad (21)$$

$$\omega_n^2 = g k_n \tanh(k_n H) \quad (22)$$

우선 impulse 의 경우에 0.5초동안 10 cm지점까지 조파판을 이동시켜 조파판으로부터 7 m 지점에서 측정한 실험과 계산결과를 Fig. 4에 나타내었다. 동그라미가 있는 실선은 실험에서 측정한 파형이고, 점선은 선형이론을 이용하여 계산한 결과이며, 실선은 고차경계요소법을 이용한 수치결과이다. 계산과 이론해 모두 실험결과와 대체로 일치하고 있음을 알 수 있다. 그러나 계산에 비해서 실험에서 측정한 파고가 조금 작게 나왔는데, 이것은 적은 양이지만 조파판의 뒷부분으로 빠져나가는 물의 영향과 벽면에 의한 점성의 영향으로 생각된다.

다음은 주기 2초이고 조파기의 운동변위가 3.1 cm 인 경우에 앞서서와 같이 7 m 지점에서 얻은 파고의 결과를 비교하여 Fig. 5에 나타내었다. 선형해의 경우보다 비선형 자유표면조건을 그대로 고려한 고차경계요소법에 의한 수치결과가 실험에 더욱 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다.

끝으로 조화함수를 합성시킨 신호로 조파판을 작동

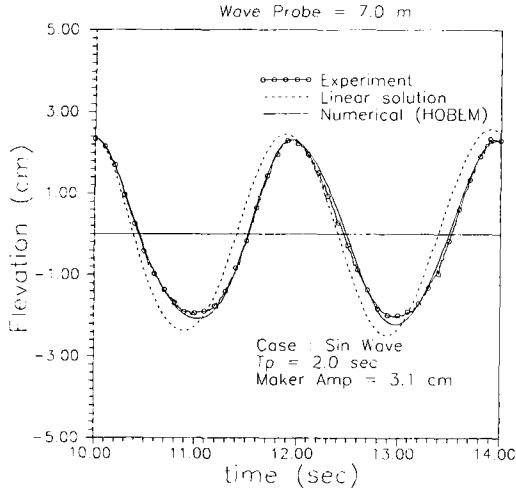


Fig. 5. Surface profile generated by sinusoidal motion.

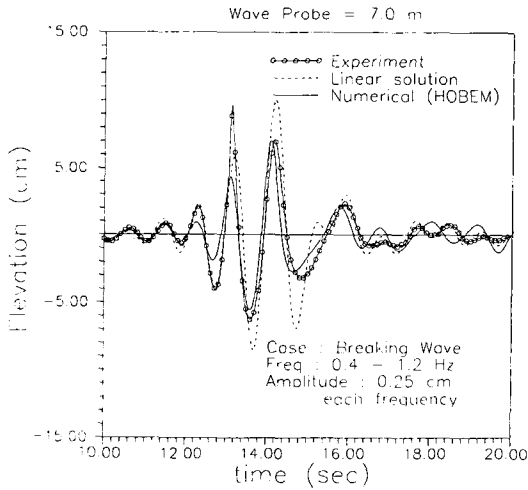


Fig. 6. Surface profile generated by composed signal.

시켰을 때의 결과를 Fig. 6에 도시하였다. 이 경우도 선형이론의 결과보다는 고차경계요소법을 이용한 수치계산의 결과가 실험에 더욱 가까운 파형을 나타내고 있다.

자유표면의 비선형성에 의한 영향을 살펴보기 위하여 예측된 파형과 이론, 수치계산의 결과를 Fourier 변환하여 Fig. 7에서 비교하였다. Fig. 7의 제일 아래에 나타낸 그래프는 조파관의 신호를 FFT한 결과이다. 조파관의 출력신호의 주파수 범위가 0.4-1.2 Hz으로 입력신호의 주파수 범위의 일치하고 있으며, 그 크기도 입력주파수 범위에 걸쳐 거의 동일하게 나타나

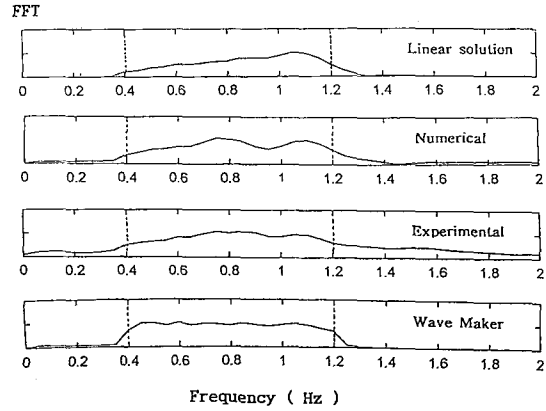


Fig. 7. FFT result of breaking waves.

고 있다. 이로부터 조파관은 입력신호와 똑같은 주파수특성을 갖고 작동하였음을 확인할 수 있다. 그 다음으로 9.0m 지점에서 측정한 20초까지의 실험결과를 FFT한 결과를 살펴보면 자유표면의 비선형효과가 분명하게 나타나고 있다. 0.4 Hz 이하와 1.2 Hz 이상의 성분은 각각 입력주파수의 차주파수(difference frequency)와 합주파수(sum frequency)성분임을 알 수 있다. 그러한 경향이 수치계산의 결과에서도 비슷하게 나타나고 있다. 그러나 선형해의 결과는 0.4-1.2 Hz를 벗어나는 주파수 성분은 나타나지 않고 있다. 선형해는 선형화된 자유표면 경계조건을 적용했기 때문에 당연히 비선형 상호작용을 나타내지 못하고 있음을 알 수 있다. 그리고 고주파수 성분이 크게 나온 것은 파장이 짧은 파를 먼저 조파기에서 내보냈기 때문에 20초까지의 파에는 고주파수 성분이 많이 포함되었기 때문으로 생각된다.

### 5. 결 론

2차원 수조에서 조화함수를 합성하여 원하는 임의의 지점에서 성분파의 파정이 집중하도록 조파기를 작동시켜 만든 쇄파에 대한 실험결과와 고차경계요소법을 이용하여 얻은 계산결과를 비교하였다. 선형조파이론에 근거하여 파정이 모이도록 위상차를 조절하였고, 운동진폭을 변화시켜서 plunging 형태의 쇄파를 발생시킬 수 있었다. 쇄파에 영향을 미치는 인자로서 조파관의 운동변위와 합성하는 주파수 범위를 변화시키면서 실험을 수행하여 쇄파가 발생하기 시작하는 파고는  $H = 0.0113 gT^2$ 임을 알았다. 또한 낮은 주파수범위 (0.

3-0.9 Hz)의 파를 합성한 실험에서는 쇄파를 관찰할 수 없었다. 이는 낮은 주파수에 의해서 장파가 생기고, 파 기울기가 쇄파기준 보다 작았기 때문으로 생각된다.

그리고 비선형 자유표면 경계조건을 만족시키는 수치계산의 결과가 선형이론해보다 실험에 더욱 잘 일치함을 확인하였고, 실험과 수치계산의 후리에 변환한 결과로부터 자유표면에서 비선형성에 의한 합 그리고 차 주파수 성분이 나타남을 확인하였다.

### 謝 辭

본 연구는 한국과학재단이 지원한 1995년 특정연구 「심해역 해양작업선의 자동위치제어에 대한 기초연구」의 일환으로 수행하였음을 밝히며, 실험을 도와주신 기계연구원 선박해양연구센터의 관계자에게 감사드립니다.

### 참고문헌

- Brebbia, C.A. and Dominguez, J., 1989. *Boundary Elements: An Introductory Course*, McGraw-Hill Book Company.
- Chan, E.S. and Meville, W.K., 1988. Deep-water plunging wave pressure on vertical plane wall, *Proc. R. Soc. Lond.*, A417, pp. 95-131.
- Dean, R.G. and Dalrymple, R.A., 1984. *Water Wave Mechanics*, Prentice-Hall Inc.
- Dommermuth, D.G., Yue, D.K. P., Lin, W.M., Rapp, R.J., Chan, E.S. and Meville, W.K., 1988. Deep water plunging breakers: Comparison between potential theory and experiments, *J. Fluid Mech.*, 189, pp. 423-442.
- Kolaini, A.R and Tulin M.P., 1993. Laboratory measurements breaking inception and post-breaking dynamics of steep short crested waves, *Proceedings of the third ISOPE*, Singapore, 3, pp. 45-51.
- Longuet-Higgins, M.S. and Cocklet, E.D., 1976. The deformation of steep surface waves on water: I. A numerical method of computation, *Proc. R. Soc. Lon.*, A350 pp. 1-26.
- Tosaka, N. and Sugino, R., 1993. Boundary element analysis of nonlinear free surface flow in containers, *Advances in Boundary Element Technique*, Springer-Verlag, pp. 428-446.
- Vinje, T. and Brevig, P., 1981. Breaking waves on finite water depths: A numerical study, Report No. R-111. 81, The Ship Research Institute of Norway.