

## 쇄파대에서 정현파의 쇄파

### Wave Breaking of Sinusoidal Waves in the Surf Zone

황종길\* / 김영택\*\* / 조용식\*\*\*

Hwang, Jong-Kil / Kim, Young-Taek / Cho, Yong-Sik

#### Abstract

This study presents a combined experimental and numerical effort to investigate wave breaking of sinusoidal waves in a surf zone. Numerical predictions are verified by comparing to laboratory measurements. The model solves the Reynolds equations and  $k-\varepsilon$  models for the turbulence analysis. To track the free surface displacement, the volume of fluid method is employed. As the height of incident wave increases, the wave breaking occurs at a closer point of the slope in the numerical model and laboratory experiments with the same depth and period. When a wave breaking occurs, the ratio of wave height becomes larger, with the same wave height and depth, as the period increases.

**Keywords** : keywords : wave breaking, sinusoidal wave, VOF method,  $k-\varepsilon$  model

#### 요 지

본 연구에서는 쇄파대에서 정현파의 쇄파에 대해 수리모형실험과 수치모형실험을 수행하였으며, 두 실험결과를 비교하였다. 수치해석 모형에서는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 사용하고 난류해석을 위해  $k-\varepsilon$  모델을 적용하였으며, 자유수면변위를 추적하기 위해 VOF 기법을 사용하였다. 수리모형실험과 수치모형실험 모두 동일한 수심과 주기를 가질 경우, 입사파의 파고가 커질수록 쇄파발생 지점이 경사시작 지점으로부터 가까운 위치로 이동하는 경향을 보였다. 또한, 쇄파발생시 파고비( $H/H_0$ )는 동일한 수심과 파고를 가질 경우, 주기가 커질수록 증가하는 경향을 보였다.

**핵심용어** : 쇄파, 정현파, VOF법,  $k-\varepsilon$  모델

#### 1. 서 론

심해에서 발달한 파랑이 해안으로 전파하는 동안 해저지형 또는 구조물의 영향으로 인해 회절, 굴절, 반사, 천수 및 쇄파 등과 같은 물리적 변형을 겪게 된다. 이중 쇄파는 해수유동과 유사이송에 큰 영향을 끼치며,

방파제 등과 같은 대부분의 해안구조물이 쇄파대(surf zone)에 건설되므로 쇄파에 의한 파랑변형을 예측하는 기술이 필요하다. 이는 해안 구조물 건설위치에서의 파고가 체제 중량·형상 및 피복재의 중량 등을 결정하는데 직접적인 영향을 미치며, 신뢰도 높은 해안구조물 설계를 위한 기본 자료가 되기 때문이다.

- \* 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정  
Graduate Student, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea.  
(E-mail : hjk7707@ihanyang.ac.kr)
- \*\* 한양대학교 대학원 토목공학과 박사과정(연구원, 한국건설기술연구원 수자원연구부)  
Graduate Student, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University, Seoul 133-791, Korea.  
(E-mail : ytkim@kict.re.kr)
- \*\*\* 교신저자, 한양대학교 공과대학 토목공학과 부교수  
Associate Professor, Dept. of Civil Engineering, Hanyang University  
(E-mail : ysc59@hanyang.ac.kr)

쇄파에 관련된 국내의 연구는 많이 수행되어 왔지만, 기존 연구의 대부분은 수심평균된 방정식인 천수방정식과 Boussinesq 방정식을 지배방정식으로 사용하였다. 이는 수심평균 방정식으로 차원이 감소되기 때문에 파랑의 전파를 해석할 때는 장점이 있지만, 자유수면 변위의 정확한 형상을 표현하는 데는 문제점을 가지고 있다. 또한, 정확한 유속장을 계산하기 어렵고, 난류 운동에너지의 공간적인 분배를 결정하기 어려운 문제점을 나타내었다. 이러한 문제점을 해결하기 위해 난류 흐름의 평균운동과 난류 운동에너지를 이용한 연구가 수행되었다.

Johns(1978)와 Johns와 Jefferson(1980)은 간략화된 Reynolds 방정식을 이용한 쇄파 모델을 만들었지만, 다양한 자유수면 형태를 표현하지 못하는 한계를 가졌다. Deigaard 등(1986)은 간략화된  $k$ -방정식을 이용하여 쇄파대에서의 난류 이송을 계산하였지만 모든 이송과정을 무시하고, 수직 난류 확산과정만을 고려하였다. 그리고 Lemos(1992)는 난류에 가까운  $k-\epsilon$  모델을 이용하여 쇄파를 계산하였지만, 파곡 부분에서 난류에너지가 집중하는 문제점을 나타내었다. 이러한 문제점들은 Reynolds 방정식과  $k-\epsilon$  모델을 사용하여 쇄파를 해석한 Lin(1998)에 의해 개선되었다.

본 연구에서는 난류 흐름의 평균운동을 표현하는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 하고, 난류 운동에너지와 소산율을 나타내는  $k-\epsilon$  모델과 복잡한 자유수면 표현을 위해 VOF(volume of fluid) 기법을 사용하였다. 먼저,  $k-\epsilon$  모델은 강력한 난류가 발생할 경우, 평균흐름 운동에 난류가 미치는 영향을 고려하는 방법이며, VOF 기법은 자유수면의 위치 대신 계산된 격자에서의 밀도변화를 계산하는 방법이다. 본 연구에서는 입사파가 정현파인 조건에서 경사지형에서의 쇄파 발생을 Reynolds 방정식,  $k-\epsilon$  모델 및 VOF 기법을 적용한 수치모형에 의한 예측 결과와 수리모형실험의 관측결과를 비교하였다.

## 2. 지배방정식

난류 흐름에서 속도는 평균 속도  $\langle u_i \rangle$ 와 난류 속도  $u_i'$ 로 구별되고, 압력은 평균 압력  $\langle P \rangle$ 와 난류 압력  $P'$ 로 구분되며 식 (1)과 같이 표현된다.

$$u_i = \langle u_i \rangle + u_i', \quad P = \langle P \rangle + P' \quad (1)$$

여기서  $i=1, 2, 3$ 으로 차원을 나타낸다.

만약, 유체의 흐름을 비압축성으로 가정하면, 평균흐름은 다음의 연속방정식 (2)와 운동량방정식 (3)과 같

은 Reynolds 방정식에 의해 지배받는다(조용식과 전찬후, 2003).

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle P \rangle}{\partial x_i} + g_i + \frac{1}{\rho} \frac{\partial \langle \tau_{ij} \rangle}{\partial x_j} - \frac{\partial \langle u_i' u_j' \rangle}{\partial x_j} \quad (3)$$

식 (3)에서  $\rho$ 는 유체의 밀도를 나타내며,  $g_i$ 는 중력가속도의 방향 성분을 의미한다. 또한,  $\langle \tau_{ij} \rangle$ 는 평균 흐름의 점성 응력에 대한 텐서이며, 뉴턴 유체에서는 분자 점성을 나타내는  $\mu$ 와 평균 흐름의 변형률 텐서  $\langle \sigma_{ij} \rangle$ 를 이용하여 식 (4)와 같이 나타낸다.

$$\langle \tau_{ij} \rangle = 2\mu \langle \sigma_{ij} \rangle \quad (4)$$

평균 흐름에서 난류 변동의 영향은 Reynolds 응력텐서를 이용하여 표현하는 것이 가능하다. Reynolds 응력텐서가 비선형 Reynolds 응력 모델로부터 평균흐름의 변형률과 상관관계가 있다고 가정하면 식 (5)와 같이 나타낼 수 있다(Liu와 Lin, 1997).

$$\begin{aligned} \rho \langle u_i' u_j' \rangle = & \frac{2}{3} \rho k \delta_{ij} - C_d \rho \frac{k^2}{\epsilon} \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \\ & - \rho \frac{k^3}{\epsilon^2} \left[ C_1 \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_l} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_l} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_i} \right. \right. \\ & - \frac{2}{3} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_k} \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_l} \delta_{ij} \left. \right) + C_2 \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_k} \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_k} \right. \\ & - \frac{1}{3} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_k} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_k} \delta_{ij} \left. \right) + C_3 \left( \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_i} \frac{\partial \langle u_k \rangle}{\partial x_j} \right. \\ & \left. \left. - \frac{1}{3} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_k} \frac{\partial \langle u_l \rangle}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \right] \quad (5) \end{aligned}$$

식 (5)에서  $C_d$ ,  $C_1$ ,  $C_2$ 와  $C_3$ 는 경험상수이고,  $\delta_{ij}$ 는 Kronecker delta 함수이다. 또한,  $k$ 는 난류 운동에너지,  $\epsilon$ 은 난류 운동에너지의 소산율을 의미한다.

본 연구의 수치모형에 적용한  $k-\epsilon$  모델은 Navier-Stokes 방정식으로부터 유도된다(Lin과 Liu, 1998).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_k} + \nu \right) \right] - \langle u_i' u_j' \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \epsilon \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \left( \frac{\nu_t}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \right] \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \\ & + C_{1\epsilon} \frac{\epsilon}{k} \nu_t \left( \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - C_{2\epsilon} \frac{\epsilon^2}{k} \quad (7) \end{aligned}$$

여기서  $\sigma_k$ ,  $\sigma_\epsilon$ ,  $C_{1\epsilon}$ 과  $C_{2\epsilon}$ 는 경험상수이며, 식 (6)과 식 (7)의 결과로 식 (8)이 유도된다.

$$k = \frac{1}{2} \langle u_i' u_i' \rangle, \quad \epsilon = \nu \left\langle \left( \frac{\partial u_i'}{\partial x_j} \right)^2 \right\rangle \quad (8)$$

여기서,  $\nu$ 는 동점성계수(molecular kinematic viscosity)를 의미한다.

### 3. 경계조건

본 연구의 수치모형에서 Reynolds 방정식과  $k-\epsilon$  모델은 유한차분 two-step projection 기법을 사용하여 해석하였다(Chorin, 1968, 1969). 시간항은 전방차분법으로 차분화하였고, 이송항은 중앙차분법과 풍상차분법(upwind scheme)의 조합으로 이산화하였다. 또한, 수치조건안에서 파랑이 반사없이 통과하도록 격자영역의 오른쪽에 개방경계조건을 사용하였으며, 이는 식 (9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + c_0 \frac{\partial \phi}{\partial x} = 0 \quad (9)$$

식 (9)에서  $\phi$ 는 평균 속도, 평균 자유수면변위 등과 같은 파랑의 성질이고,  $c_0$ 는 개방경계에서 파랑의 위상속도이다.

실제 수리모형실험에서 조파기에 의해 발생된 파랑이 구조물에 의해 반사되어 다시 유입되는 것을 분리하기 위해 사용하는 흡수식 조파방식과 같이, 수치모형에서도 Lin(1998)에 의해 제안된 약반사 경계조건(weakly reflected wave boundary condition)을 사용하여 재반사의 발생을 억제하였다. 약반사 경계조건은 수치조건 내에서 목적인 파랑을 생성하기 위해 파랑을 발생시키는 동시에 반사파를 최대한 흡수하는 조건을 만들며, 조파기로부터의 재반사를 최소화하여 파열(wave train)이 안정하도록 하는데 목적이 있다.

선형파에서는 계산영역의 왼쪽에 위치한 유입경계에 식 (10)을 적용하여 유입조건을 변화시켜야 한다(Petit 등, 1994).

$$\frac{\partial \phi_{out}}{\partial t} + c_{out} \frac{\partial \phi_{out}}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

식 (10)에서  $c_{out}$ 는 통과파의 파속이고,  $\phi_{out}$ 는 통과파의 성질로  $\phi_{out} = \phi - \phi_{inc}$ 이다.  $\phi_{inc}$ 는 목표로한 입사파의 성질이다. 비선형파( $H/d > 0.1$ )인 경우에는, 입사파랑에 대한 정보를 바탕으로 계산영역에서 시간 단계에 따른 목표 질량의 변화인  $M_c(t)$ 를 해석적으로 찾을 수 있으며, 수치적으로 계산된  $M_c(t)$ 를 얻을 수 있다. 질량 보존을 위해서, 유입경계를 따라 수평속도는

다음 시간 단계에서 질량수정속도  $u_{mc}$ 를 빼면 이는 식 (11)과 같다.

$$u_{mc} = \frac{M_c - M_t}{\Delta t (d + \eta)} \quad (11)$$

식 (11)에서,  $\eta$ 는 유입경계에서의 자유수면변위이며, 반사된 파랑 질량의 수정된 양은 파랑의 한 주기에서 추출된다. 그렇지만, 입사파고에 비해 반사파고가 클 경우( $H_r/H > 0.3$ )에는 정확하지 않다. 여기서,  $H_r$ 은 반사파고이다(Lin, 1998).

### 4. VOF 기법

VOF 기법은 계산 격자의 형태를 정의하는 방법으로 자유수면을 정확하게 표현할 수 있다. 자유수면 운동을 추적하는 밀도변화 방정식은 식 (12)와 같다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} = 0 \quad (12)$$

우선,  $\rho(x, y, t) = F(x, y, t)\rho_f$ 로 정의하고, 식 (2)에 식 (12)를 대입하면 식 (13)과 같이  $F(x, y, t)$ 에 대한 이송방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uF) + \frac{\partial}{\partial y}(vF) = 0 \quad (13)$$

계산 격자의 위치가  $(i, j)$ 에 있을 경우 식 (13)은 다음과 같이 유한차분 형태로 표현할 수 있다.

$$F_{i,j}^{n+1} = F_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i} (u_{i+1/2,j}^{n+1} F_R^n - u_{i-1/2,j}^{n+1} F_L^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y_j} (v_{i,j+1/2}^{n+1} F_T^n - v_{i,j-1/2}^{n+1} F_B^n) \quad (14)$$

식 (14)에서  $F_R^n$ ,  $F_L^n$ ,  $F_T^n$ ,  $F_B^n$ 는 차례대로 계산 격자의 오른쪽, 왼쪽, 위쪽, 아래쪽에서의  $F$ 의 값이며,  $F$ 에 대한 1차 도함수는 중앙차분법에 의해 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left( \frac{\partial F}{\partial x} \right)_{i,j}^n = \left[ \frac{\Delta x_{i-1/2}}{\Delta x_{i+1/2}} (\hat{F}_{i+1,j}^n - \hat{F}_{i,j}^n) + \frac{\Delta x_{i+1/2}}{\Delta x_{i-1/2}} (\hat{F}_{i,j}^n - \hat{F}_{i-1,j}^n) \right] \frac{1}{\Delta x_{i-1/2} + \Delta x_{i+1/2}} \quad (15)$$

여기서,  $\hat{F}_{i+1,j}^n$ 는  $(i+1, j)$ 격자에서의 계산 격자 값이며, 계산 격자 주위에 연속적으로 위치해 있는 세 개 격자의 값을 평균하여 구한다.

### 5. 실험조건과 입사파

수리모형실험에 사용된 단면수로는 폭 1.2m, 높이 1.5m, 길이 50m의 수로와 전기서보피스톤식 조파기로 구성되어 있다. 수로내에서 발생하는 반사파를 효과적으로 제어하기 위해 폭 1.2m의 수로는 0.8m와 0.4m의

폭으로 분할되어 있으며, 실험은 폭 0.8m의 수로상에서 수행되었고 입사파로는 정현파를 사용하였다.

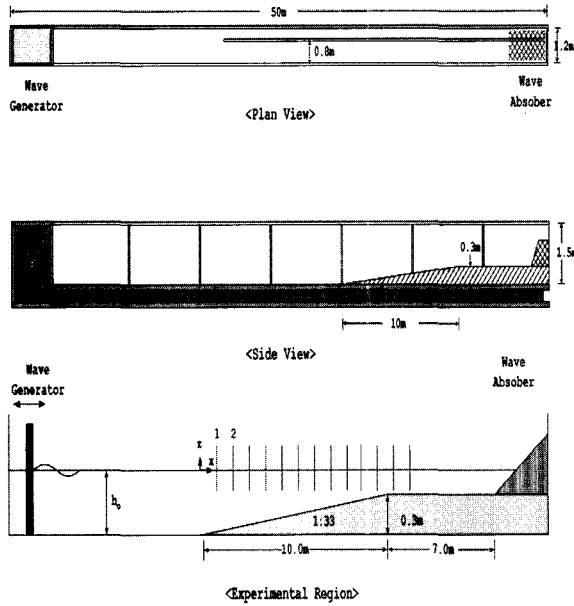


그림 1. 단면수로 및 실험영역

그림 1은 수리모형실험에 사용된 단면 수로의 평면도, 단면도 및 실험영역을 나타낸다. 쇄파변형실험은 경사가 1/33인 경사면이 10m에 걸쳐 설치되어 있으며, 평탄지형은 사면이 끝나는 지점부터 7m로 구성되어 있는 영역에서 수행되었다. 본 실험에서는 사면 및 평탄지형상에서 발생하는 쇄파양상을 서로 다르게 설정하기 위해 조파위치에서의 수심을 변화시켰다. 수리모형실험에 사용된 입사파 조건은 표 1과 같다.

표 1. 입사파 조건

Case	Period (sec)	Wave height (m)	Water depth (m)
CASE 1	1.4	0.07	0.30
CASE 2	1.0	0.10	0.45
CASE 3	1.4	0.10	0.45
	1.4	0.15	0.45
	1.8	0.10	0.45
	1.8	0.15	0.45

수치모형실험에서 내부조파기법을 적용하여 입사파를 재현하기 위해 질량 원함수(mass source function)를 도입하였다. 질량 원함수에 의해 도입된 질량의 증가와 감소가 모두 목표 파랑의 생성에 관여한다고 가정하면, 원함수와 원지역 위에서 시간에 따른 자유수면변위  $\eta$ 는 식 (16)과 같다(Lin과 Liu, 1999).

$$\int_0^t \int_{\Omega} s(x, y, t) = 2 \int_0^t C_n(t) dt \quad (16)$$

식 (16)에서  $s(x, y, t)$ 는 원 지역  $\Omega$ 에서 영이 아닌 질량 원함수이고,  $C$ 는 목표파랑의 위상 속도이다.

그림 2는 CASE 1에서  $t=0.5\text{sec}$ 일 때 내부조파 위치와 유속장을 나타낸다. 그림에서 직사각형은 내부조파기가 위치한 지점이다. 내부조파위치는 수심의 1/2위에 있고 파곡(trough)보다 밑에 위치시켰다.

그림 3은 수치모형에 사용된 파고 0.1m의 정현파를 해석해와 비교한 것이다. 해석해는 실선이고 수치해는 점선으로 표시했으며,  $\eta$ 는 자유수면 변위를 나타내며 단위는 m이다. 비록, 초기에는 약간의 위상차가 있지만 해석해와 수치해는 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

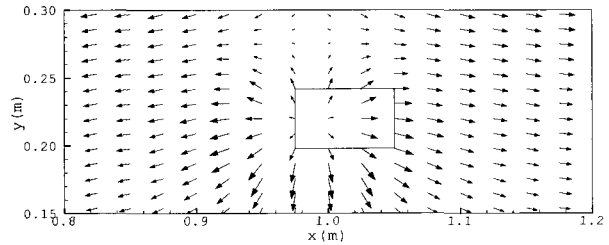


그림 2. 내부 조파와 유속장

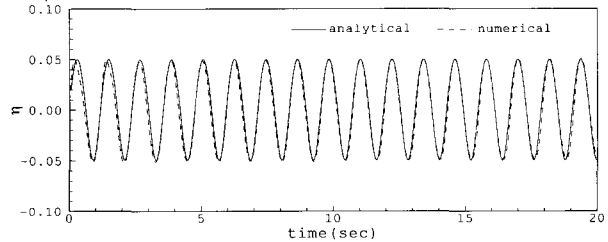


그림 3. 입사파의 해석해와 수치해의 비교

## 6. 결과분석

그림 4~그림 7은 쇄파변형에 대한 수리모형실험과 수치모형의 결과를 도시한 것이다. 그림에서 세로축의 파고비  $H/H_0$ 는 파고계가 설치된 위치에서 측정된 파고를 입사파의 파고로 나눈 값이다. 수리모형실험과 수치모형실험에서 파고계 간격은 동일하게 하였으며, 이때 사용된 파고계 간격은 CASE 1의 경우 0.25m이며, CASE 2~CASE 4의 경우는 0.5m이다. 결과 그림에서 기호 삼각형(▲)은 수리모형실험의 측정값이고 기호 원(○)은 VOF 모형을 이용한 수치모형실험의 결과이다.

그림 4는 CASE 1의 조건에서 수리모형실험과 수치모형의 결과를 도시한 것이다. 수심과 경사면의 높이가

0.3m이므로 경사면에서만 파고가 예측되었다. 결과에서 보듯이 쇄파발생 지점의 위치는 수리모형실험과 수치모형실험에서 모두 경사가 시작되는 지점으로부터 대략 6m 떨어진 위치에서 발생하고 있고, 두 모형의 경향이 대체적으로 잘 일치하고 있다.

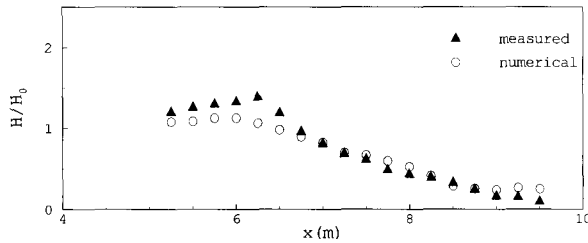


그림 4. CASE 1 ( $H=0.07\text{m}$ ,  $h_0=0.3\text{m}$ ,  $T=1.4\text{sec}$ )

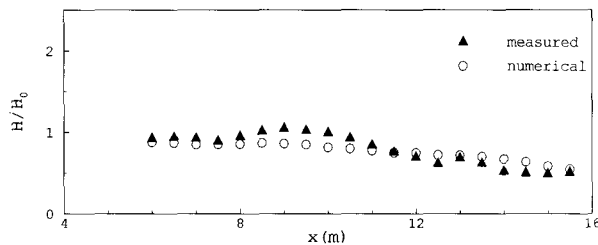


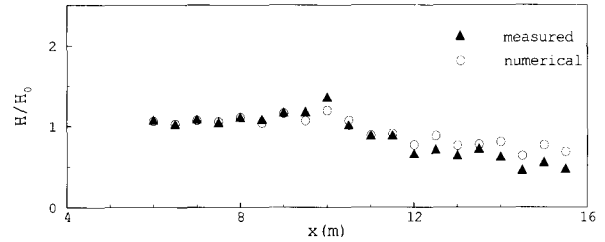
그림 5. CASE 2 ( $H=0.1\text{m}$ ,  $h_0=0.45\text{m}$ ,  $T=1.0\text{sec}$ )

그림 5는 CASE 2의 조건에서 결과를 도시한 것이며, 경사면부터 평탄지형까지 0.5m 간격으로 파고계를 설치하여 측정하였다. CASE 2의 조건에서는 CASE 1과는 다르게 수리모형실험과 수치모형결과 모두 쇄파발생 지점이 분명하지는 않지만, 경사면이 시작되는 지점으로부터 10m 떨어진 지점에서 수리모형실험과 수치모형 모두 쇄파가 발생하였다.

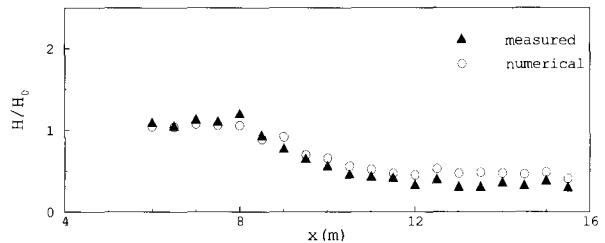
그림 6은 CASE 3의 조건에서 결과를 도시한 것이다. 수리모형실험과 수치모형실험에서 쇄파발생 지점과 파고비가 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 그림 6(a)와 6(b)는 동일한 주기와 수심 조건에서 입사파의 파고를 0.1m에서 0.15m로 증가시킨 것이다. 입사파의 파고가 증가할수록 쇄파는 경사시작 지점으로부터 가까운 위치에서 발생하였다. 쇄파발생 후 수치모형실험에 의한 파고비가 수리모형실험에 의한 파고비보다 크게 나타나는 것은 파랑의 비선형효과와 수치모형에서 바닥 마찰을 고려하지 못했기 때문으로 판단된다. 파고에 비하여 상대적으로 수심이 작은 구간에서 수리모형실험은 바닥마찰의 영향으로 수치모형실험보다 파고비가 감소한 것으로 보인다.

그림 7은 CASE 4의 결과를 도시한 것이다. CASE 4는 CASE 3과 비교하여, 입사파고와 수심은 동일 조건이며, 주기만 1.4sec에서 1.8sec로 증가시킨 경우이다.

쇄파발생 지점은 CASE 3과 일치하지만 파고비가 증가하고 있음을 알 수 있다. CASE 3과 CASE 4에서 알 수 있듯이, 주기가 증가할수록 파고비는 증가하며, 수심과 입사파의 파고가 같은 경우 쇄파발생 지점은 비슷함을 알 수 있다.

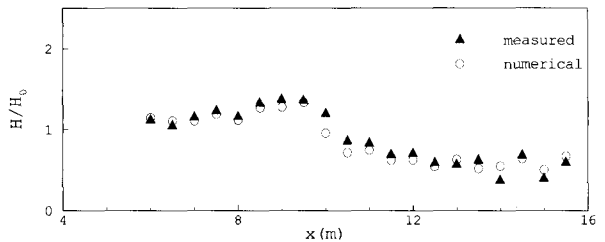


(a) CASE 3-1 ( $H=0.1\text{m}$ ,  $h_0=0.45\text{m}$ ,  $T=1.4\text{sec}$ )

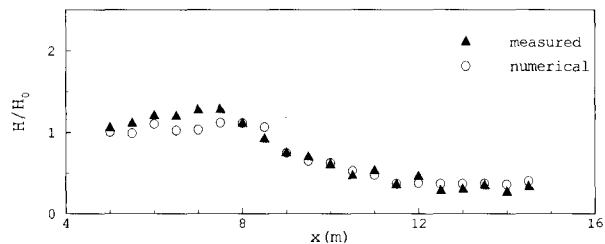


(b) CASE 3-2 ( $H=0.15\text{m}$ ,  $h_0=0.45\text{m}$ ,  $T=1.4\text{sec}$ )

그림 6. CASE 3



(a) CASE 4-1 ( $H=0.1\text{m}$ ,  $h_0=0.45\text{m}$ ,  $T=1.8\text{sec}$ )



(b) CASE 4-2 ( $H=0.15\text{m}$ ,  $h_0=0.45\text{m}$ ,  $T=1.8\text{sec}$ )

그림 7. CASE 4

그림 8과 그림 9는 CASE 1과 CASE 3-1에서의 유속장을 나타낸 것이다. 실제 자연현상과 유사하게, 쇄파발생 지점에서의 유속은 다른 지점의 유속보다 더 크며, 자유수면 밖으로 나가려는 경향을 보이고 있다. 또한, 경사면을 통과하는 자유수면은 입사파로 사용된 정현파가 아닌 크노이드파의 형태로 변하는 것을 알 수 있다.

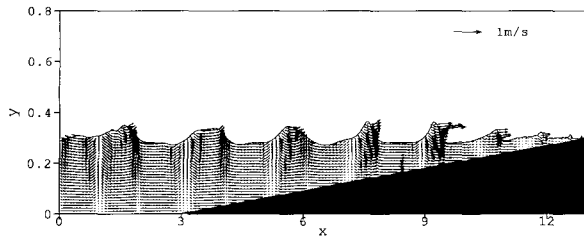


그림 8. CASE 1의 유속장 (t=22.5sec)

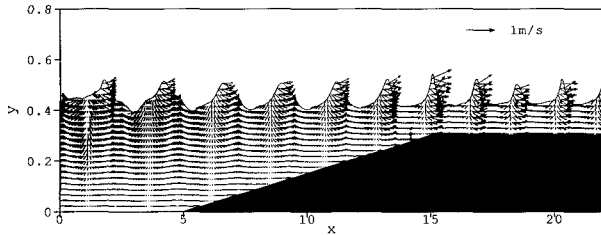


그림 9. CASE 3-1의 유속장 (t=22.5sec)

## 7. 결 론

본 연구에서는 기존의 수심 평균된 방정식인 천수방정식과 Boussinesq 방정식으로 재현하기 어려운 자유수면 변위의 정확한 형상과 유속장을 표현하고 난류운동 에너지의 공간적인 분배를 결정하기 위해 Reynolds 방정식,  $k-\epsilon$  모델 및 VOF 기법을 사용하였다.

서로 다른 쇄파 양상을 만들기 위해 수심, 입사파의 파고와 주기를 변화시켰으며, 수리모형실험과 수치모형실험에 의한 결과를 비교하였다. CASE 1을 제외하고 수심은 0.45m로 동일하게 하였으며, CASE 2~CASE 4는 모두 입사파의 파고와 주기를 변화시켜 쇄파발생을 모의하였다. 수리모형실험과 수치모형 모두 동일한 수심과 주기를 가질 경우, 입사파의 파고가 커질수록 쇄파발생 지점이 경사시작 지점으로부터 가까운 위치로 이동하는 경향을 보였다. 또한, 쇄파발생시 파고비는 동일한 수심과 파고를 가질 경우, 주기가 커질수록 증가하는 경향을 보였다. 쇄파발생 후 수리모형실험과 수치모형에 의한 파고비 결과를 보면 수치모형에 의한 값이 좀더 크게 나타난다. 이는 수치모형에서 파랑의 비선형 효과를 고려하지 않았기 때문인 것으로 판단된다. 전체적으로 VOF기법에 의한 수치모형실험 결과와 수리모형실험 결과가 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

## 감사의 글

본 논문을 심사하고 관련 자료를 제공해주신 아주대학교 유동훈교수께 감사드립니다.

## 참 고 문 헌

- 조용식, 전찬후 (2003). "크노이드파의 발생과 최대 처오름높이." 한국해양해양공학회논문집, 제15권, 제2호, pp. 80-85.
- Chorin, A.J., (1968). "Numerical solution of the Navier-Stokes equations." *Math Comput.* 22, pp. 745-762
- Chorin, A.J., (1969). "On the convergence of discrete approximations of the Navier-Stokes equations." *Math Comput.* 232, pp. 341-353
- Deigaard, R., Fredsoe, J. and Hedegaard, I.B. (1986). "Suspended sediment in the surf zone." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering.* Vol. 112, pp. 115-129.
- Johns, B. (1978). "The modeling of tidal flow in a channel using a turbulence energy closure scheme." *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 8, pp. 1042-1049.
- Johns, B. and Jefferson, R.J. (1980). "The numerical modeling of surface wave propagation in the surf zone." *J. Phys. Oceanogr.* Vol. 10, pp. 1061-1069.
- Lemos, C. M. (1992). *Wave Breaking.* Springer.
- Liu, P. L.-F. and Lin, P., (1997). "A numerical model for breaking wave: the volume of fluid method." *Res. Rep. No. CACR-97-02*, University of Delaware, USA.
- Lin, P. (1998). "Numerical modeling of breaking wave." PhD thesis, Cornell University, Ithaca, N.Y.
- Lin, P. and Liu, P. L.-F., (1998). "A numerical study of breaking waves in the surf zone." *Journal of Fluid Mechanics*, 359, pp. 239-264.
- Lin, P. and Liu, P. L.-F. (1999). "Internal wave-maker for Navier-Stokes equations models." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering.* pp. 207-215.
- Petit, H.A.H, Tonjes, P., van Gent, M.R.A., and van den Bosch, P., (1994). "Numerical simulation and validation of plunging breakers using a 2D Navier-Stokes model." *Proceedings of 24th International Conference of Coastal Engineering.*, ASCE, pp. 511-524

(논문번호:04-22/접수:2004.03.03/심사완료:2004.05.17)