

쇄파대에서 정현파의 쇄파

Wave Breaking of Sinusoidal Waves in the Surf Zone

황종길*, 이승협**, 조용식***

Jong-Kil Hwang, Seung-Hyeob Lee, Yong-Sik Cho

요 지

본 연구에서는 쇄파대에서 정현파의 쇄파에 대해 수리모형실험과 수치모형실험을 수행하였다. 수치해석 모형에서는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 사용하고 난류해석을 위해 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였으며, 자유수면변위를 추적하기 위해 VOF 기법을 사용하였다. 사면 및 평탄지형상에서 발생하는 쇄파양상을 서로 다르게 설정하기 위해 수심과 입사파의 주기와 파고를 변화시켰다. 발생한 정현파의 파형은 해석해와 잘 일치하였으며, 입사파와 파고계가 설치된 위치에서 측정된 파고비 H/H_0 는 관측값과 비교해 본 결과 높은 정확도를 나타내었다.

핵심용어 : 쇄파, 정현파, VOF법, $k-\epsilon$ 모델

1. 서론

심해에서 발달한 파랑이 해안으로 전파하는 동안 해저지형 또는 구조물의 영향으로 인해 회절, 굴절, 반사, 천수 및 쇄파 등과 같은 물리적 변형을 겪게 된다. 이 중 쇄파는 해수유동과 유사이송에 큰 영향을 끼치며, 방파제 등과 같은 대부분의 해안 구조물이 쇄파대(surf zone)에 건설되므로 쇄파에 의한 파랑변형을 예측하는 기술이 필요하다. 이는 해안 구조물 건설위치에서의 파고가 제체 중량·형상 및 피복재의 중량 등을 결정하는데 직접적인 영향을 미치며, 신뢰도 높은 해안구조물 설계를 위한 기본 자료가 되기 때문이다.

쇄파에 관련된 국내외 연구는 많이 수행되어왔지만, 기존 연구의 대부분은 수심평균된 방정식인 천수 방정식과 Boussinesq 방정식을 지배방정식으로 사용하였다. 이는 수심 평균 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.

본 연구에서는 난류 흐름의 평균운동을 표현하는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 하였고, 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. 따라서, 본 연구에서는 입사파가 정현파인 조건에서 경사지형에서의 쇄파 발생을 Reynolds 방정식, $k-\epsilon$ 모델 및 VOF 기법을 적용한 수치모형에 의한 예측 결과와 수리모형실험의 관측결과를 비교하였다.

* 정회원 · 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정 · E-mail : hjk7707@ihanyang.ac.kr

** 정회원 · 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정 · E-mail : pachen33@empal.com

*** 교신저자 · 정회원 · 한양대학교 토목공학과 교수 · E-mail : ysc59@hanyang.ac.kr

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 평균 흐름은 연속방정식 (2)와 운동량방정식 (3)과 같은 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 ρ 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 μ 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).

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

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

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

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

$$\frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} =$$

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

여기서 σ_k , σ_ϵ , $C_{1\epsilon}$ 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, ν 는 동점성계수(molecular kinematic viscosity)를 의미한다.

3. 실험조건과 입사파

본 수리모형실험과 수치모형실험에서는 사면 및 평탄지형상에서 발생하는 쇄파양상을 서로 다르게 설정하기 위해 수심을 변화시켰다. 수리모형실험과 수치해석모형에 사용된 입사파 조건은 표 1과 같다.

표 1. 입사파 조건

Description	Period (sec)	Wave height (m)	Water depth (m)
CASE 1	1.4	0.07	0.30
CASE 2	1.8	0.10	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 $\eta(t)$ 는 식 (16)과 같다(Lin과 Liu, 1999).

$$\int_0^t \int_{\Omega} s(x,y,t) = 2 \int_0^t C \eta(t) dt \quad (9)$$

식 (9)에서 $s(x,y,t)$ 는 원 지역 Ω 에서 영이 아닌 질량 원함수이고 C 는 목표파랑의 위상 속도이다.

그림 1은 수치모형에 사용된 파고 0.1m의 정현파를 해석해와 비교한 그림이다. 해석해는 실선이고 수치해는 점선으로 표시했으며, η 는 자유수면 변위를 나타내며 단위는 m이다. 해석해와 수치해는 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

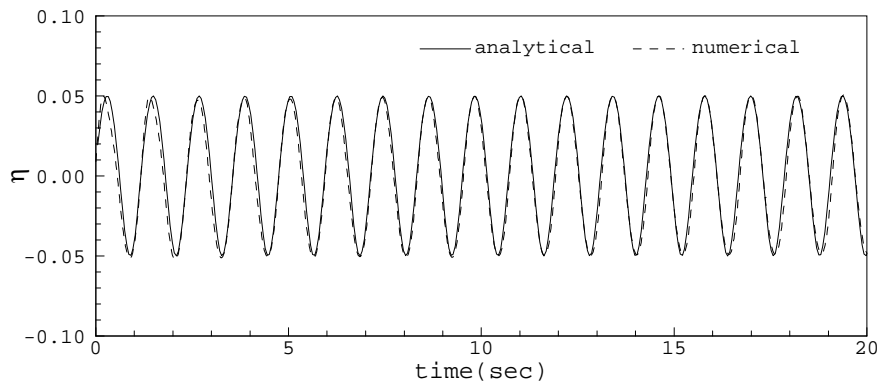


그림 1. 입사파의 해석해와 수치해의 비교

4. 결과분석

그림 2와 그림 3은 쇄파변형에 대한 수리모형실험과 수치모형실험의 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 2의 경우는 0.5m이다. 결과 그림에서 기호 삼각형(▲)은 수리모형실험의 측정값이고, 기호 원(○)은 VOF 모형을 이용한 수치모형실험의 결과이다.

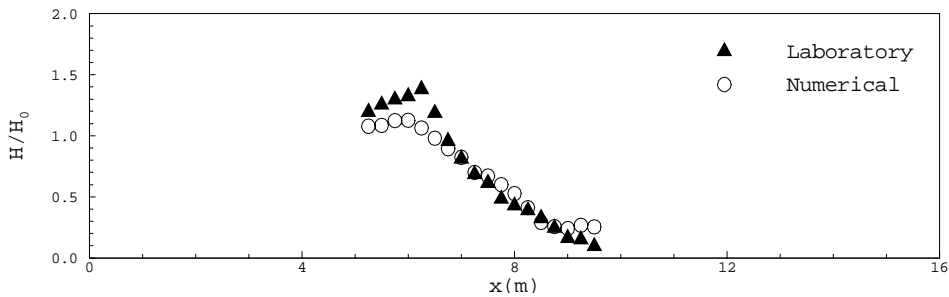


그림 2. CASE 1 ($H=0.07m$, $h_0=0.3m$, $T=1.4sec$)

그림 2는 CASE 1의 조건에서 수리모형실험과 수치모형의 결과를 도시한 것이다. 수심과 경사면의 높이가 0.3m이므로 경사면에서만 파고가 계측되었다. 결과에서 보듯이 쇄파발생 지점의 위치는 수리모형실험과 수치모형실험에서 모두 경사가 시작되는 지점으로부터 대략 6m 떨어진 위치에서 발생하고 있고, 두 모형의 경향이 매우 잘 일치하고 있다.

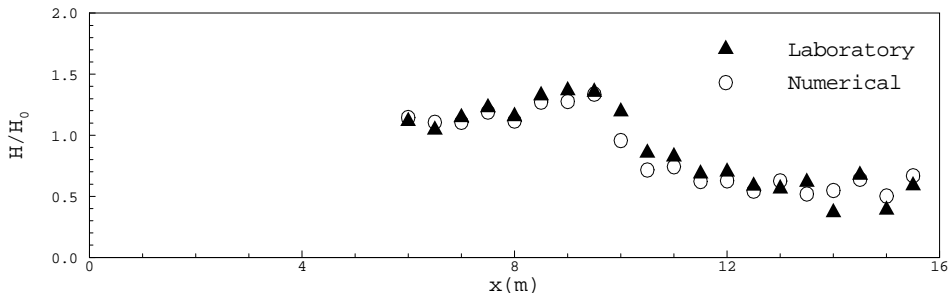


그림 3. CASE 2 ($H=0.1m$, $h_0=0.45m$, $T=1.8ec$)

그림 3은 CASE 2의 결과를 도시한 것이다. CASE 2는 CASE 1에 비해 수심, 파고와 주기를 증가시킨 경우이다. 쇄파발생 지점의 위치는 수리모형실험과 수치모형실험 모두 동일한 위치에서 발생하는 것을 알 수 있다. 쇄파발생 후 수치모형실험에 의한 파고비가 수리모형실험에 의한 파고비보다 크게 나타나는 것은 수치모형실험에서는 바닥 마찰을 고려하지 못했기 때문이다. 따라서, 파고에 비하여 상대적으로 수심이 작은 구간에서 수리모형실험은 바닥마찰의 영향으로 수치모형실험보다 파고비가 감소하였다.

5. 결론

본 연구에서는 기존의 수심 평균된 방정식인 천수방정식과 Boussinesq 방정식으로 재현하기 어려운 자유

수면 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 서로 비교하였다. CASE 1과 CASE 2는 모두 수심과 입사파의 파고와 주기를 변화시켜 쇄파발생을 모의하였다. 쇄파발생 후 수리모형실험과 수치모형에 의한 파고비 결과를 보면 수리모형에 의한 값이 좀더 크게 나타나는데 이는 수치모형에서는 바닥마찰을 고려하지 못했기 때문이다. 전체적으로 VOF기법에 의한 수치모형실험 결과와 수리모형실험 결과가 비교적 잘 일치하고 있음을 알 수 있다.

참고문헌

1. 조용식, 전찬후 (2003). “크노이드파의 발생과 최대 처오름높이.” 한국해양공학학회논문집, 제15권, 제2호, pp. 80-85.
2. 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.
3. 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.
4. 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.