

크노이드파의 발생과 최대 처오름높이 Generation and Maximum Run-up Heights of Cnoidal Waves

조용식* · 전찬후*
Yong-Sik Cho* and Chan-Hoo Jeon*

요 旨 : 본 연구에서는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 하고 난류 해석을 위해 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였으며, 자유수면 변위를 추적하기 위해 VOF 기법을 사용한 수치해석 모델을 이용하여 다양한 주기를 갖는 크노이드파의 발생과 최대 처오름높이에 대해 알아보았다. 발생된 크노이드파의 파형은 해석해와 매우 잘 일치하였다. 또한, 계산된 최대 처오름높이를 수리모형실험의 관측값과 비교해 본 결과는 경계요소법에 의한 수치해보다 높은 정확도를 나타내었다.

핵심용어 : 크노이드파, 최대 처오름높이, Reynolds 방정식, VOF 기법, $k-\epsilon$ 방정식

Abstract □ This paper describes the generation and maximum run-up heights of cnoidal waves with varying periods by the numerical model. The model solves the Reynolds equations and the k - ϵ equations for the turbulent analysis. To track free surface displacements, the volume of fluid(VOF) method is employed. It is shown that profiles of the numerically generated cnoidal waves agree well with analytical solutions. The computed maximum run-up heights are compared with laboratory measurements and those of the boundary element method. The present model provides more agreeable results to laboratory measurements than the boundary element model.

Keywords : cnoidal waves, maximum run-up height, Reynolds equations, the VOF method, $k-\epsilon$ equations

1. 서 론

지진해일과 조석 같은 장파의 처오름높이는 연안 구조물을 설계할 때 반드시 알아야 할 중요한 요소이다. 일반적으로 지진해일을 가장 잘 표현하는 것은 고립파(solitary wave)와 크노이드파(cnoidal wave)로 알려져 있다. 이 중 고립파는 수리모형실험과 수치모형실험에서 재현하기가 상대적으로 쉬워 많은 연구가 이루어졌다. 그러나 크노이드파는 발생시키기가 어렵고, 전파과정에서도 끊임없이 변화하여 초기 파형과 파고 등의 특성을 간직하는 것이 쉽지 않다. 따라서, 크노이드파의 처오름높이에 대한 연구는 고립파에 비해 많지 않았다.

Ohyama(1987)는 수리모형실험을 통하여 경사각이 30° , 45° 및 60° 인 지형에서 크노이드파의 최대 처오름높이를 측정하여 발표하였다. Synolakis *et al.*(1988)은 45° 경사

에서 파장의 변화에 따른 크노이드파의 최대 처오름높이를 측정하여 처오름높이는 파장에 단순히 비례하지 않는다는 것을 연구하였고, 처오름높이에 관한 근사 해석해를 제시하였다. Liu and Cho(1994)는 2차원 경계요소법을 이용하여 크노이드파의 처오름높이를 산정한 후 Ohyama(1987)의 수리실험값과 Synolakis *et al.*(1988)의 해석해와 비교하였다. 조와 윤(1996)은 급경사에서 크노이드파의 처오름에 대해서 연구하였고, 조 등(1999)은 주기파의 처오름높이에 대한 연구를 하면서 크노이드파와 정현파, 고립파의 관계에 대해서 언급하였다.

기존의 천해역에서 파랑에 관한 연구에서 지배방정식은 주로 천수방정식과 Boussinesq 방정식을 사용하였다. 이는 수심 평균된 방정식으로 차원이 감소되기 때문에 파랑의 전파나 처오름과 같이 규모가 큰 경우의 모델을 해석할 때 이점이 있지만, 자유수면 변위의 정확한 형상을

*한양대학교 공과대학 토목공학과(Corresponding author: Yong-Sik Cho, Department of Civil Engineering, Hanyang University, 17, Haengdang-dong, Seoul 133-791, Korea. ysc59@hanyang.ac.kr)

표현하는데 어려움을 갖고 있다. 또한, 와도(vorticity)와 난류(turbulence)의 발생과 이송에 대한 해석을 할 수 없다. 위에서 언급한 한계를 극복하기 위해서 난류 흐름의 평균 운동을 표현하는 것이 가능한 Reynolds 방정식을 이번 연구에서 지배방정식으로 사용하였다. Reynolds 방정식은 흐름이 층류일때 Navier-Stokes 방정식의 특별한 경우이다.

그리고, 복잡한 자유수면 변위를 나타내기 위해서 VOF (volume of fluid) 기법을 사용하였다. 이 방법은 자유수면의 위치 대신에 각각의 계산 격자(cell)에서의 밀도변화를 계산하는 방법으로 정확성과 효율성에서 만족할 만한 결과를 얻을 수 있다. 또한, 강력한 난류가 발생할 경우, 평균 흐름 운동에 난류가 미치는 영향을 고려하기 위해서 $k-\epsilon$ 모델을 사용하였다. k 값과 ϵ 값은 Navier-Stokes 방정식에서 유도된 이송방정식으로부터 얻을 수 있다.

따라서, 본 논문에서는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 하고, VOF 기법, $k-\epsilon$ 모델을 적용한 수치해석 모델을 이용하여 다양한 주기를 갖는 크노이드파의 발생과 최대 초오름높이에 대해 기술하였다.

2. 지배방정식과 경계조건

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 구분된다. 따라서, 속도와 압력은 식 (1)과 같이 표현된다.

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

여기서, $i = 1, 2, 3$ 으로 각각 차원을 나타낸다. 만일, 유체가 비압축성이라고 가정하면 평균 흐름은 식 (2)와 식 (3)과 같은 Reynolds 방정식에 의해 지배받는다(Lin and Liu, 1998).

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

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

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 텐서(tensor)이며, 뉴턴 유체(Newtonian fluid)에서는 분자 점성을 나타내는 μ 와 평균 흐름의 변형률 텐서 $\langle \sigma_{ij} \rangle$ 를 이용하여 $2 \mu \langle \sigma_{ij} \rangle$ 로 나타낸다. 여기서, $\langle \sigma_{ij} \rangle$ 는 식 (4)와 같이 표현할 수 있다(Liu and Lin, 1997).

$$\langle \sigma_{ij} \rangle = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \quad (4)$$

평균 흐름에서 난류 변동의 영향은 Reynolds 응력 텐서 $\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ 를 이용하여 표현하는 것이 가능하다. Reynolds 응력 텐서가 비선형 Reynolds 응력 모델로부터 평균 흐름의 변형률과 상관 관계가 있다고 가정하면 $\rho \langle u'_i u'_j \rangle$ 는 식 (5)와 같이 나타낼 수 있다(Shih et al., 1996).

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

식 (5)에서 C_μ, C_1, C_2, C_3 는 경험상수이고 δ_{ij} 는 Kronecker delta 함수를 의미한다. 또한, k 는 난류 운동 에너지, ϵ 은 난류 운동 에너지의 소산율(turbulent dissipation rate)을 의미하며, 이들은 식 (6)과 같이 나타낼 수 있다.

$$k = \frac{1}{2} \langle u'_i u'_i \rangle, \quad \epsilon = \nu \left\langle \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \right)^2 \right\rangle \quad (6)$$

여기서, ν 는 동점성계수(molecular kinematic viscosity)를 의미한다.

식 (6)의 k 와 ϵ 에 대한 지배방정식은 Navier-Stokes 방정식으로부터 유도된다(Lin and Liu, 1998).

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial k}{\partial x_j} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_l}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] - \langle u'_i u'_j \rangle \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - \epsilon \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + \langle u_j \rangle \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_l}{\sigma_\epsilon} + \nu \right) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] + C_\epsilon \frac{\epsilon}{k} \nu_l \left(\frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} + \frac{\partial \langle u_j \rangle}{\partial x_i} \right) \\ \frac{\partial \langle u_i \rangle}{\partial x_j} - C_\epsilon \frac{\epsilon^2}{k} \quad (8) \end{aligned}$$

식 (7)과 식 (8)에서 $\sigma_k, \sigma_\epsilon, C_\epsilon, C_\epsilon$ 는 경험상수이다.

본 연구의 수치모형에서 Reynolds 방정식과 $k-\epsilon$ 방정식은 유한차분 two-step projection 기법을 사용하여 해석하였다(Chorin, 1968, 1969). 시간항은 전방차분법(forward difference method)으로 차분화하였고, 이송항은 중앙차분법(central difference method)과 풍상차분법(upwind method)의 조합으로 이산화하였다. 또한, 자유수면을 표현하기 위해서 VOF기법을 사용하였다. 이는 다음 절에 자세히 설명

하였다. 그리고, 확산항과 생성항, 소산항은 중앙차분법을 사용하였다.

평균 흐름에서 고체 경계에는 no-slip 경계조건을 적용하였다. 난류에서는 평균 흐름의 자유수면이 명확히 정의되지 않기 때문에 경계조건을 적용하기가 매우 어렵다 (Brocchini and Peregrine, 1996; Liu and Lin, 1998). 주변 유속의 변동으로 인한 자유수면의 변동은 0(공기)에서 ρ_f (물)까지의 범위를 갖는 일정 두께의 층을 형성한다. 이 층을 난류에서는 평균 자유수면으로 간주하며, 이 층의 두께는 주변의 난류 강도에 따라 좌우된다. 그러나 이 층의 두께를 결정하는데 어려움이 있기 때문에 본 연구에서는 자유수면 주위에서 밀도의 변동을 무시하고 난류 흐름에서 평균 자유수면은 층류 흐름과 동일하다고 가정한다. 따라서, 자유수면 주위의 밀도는 일정하다고 본다. 또한, 공기 흐름의 영향을 무시하여 평균 자유수면에 영응력(zero-stress) 조건을 이용하였다.

고체 경계 근처의 난류에서 난류 경계층에서의 평균 접선속도는 상용대수 분포를 한다고 보았다. 여기서 k , ε 값은 경계로부터의 거리와 점성저층 외부부의 평균 접선속도의 함수이다. 그리고, 자유수면에서 k , ε 에는 식 (9)와 같은 영경사(zero-gradient) 경계조건을 적용하였다.

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad (9)$$

여기서, n 은 물과 공기 사이에 어떤 난류 교환도 없다는 가정에서 자유수면에서의 단위 연직 방향을 의미한다.

또한, 고체 경계를 표현하는데 있어서 기존의 유한차분법보다 유동적인 방법을 사용하였다. Fig. 1에 나타낸 것과 같이, 일반적인 방법에서는 경사를 갖는 고체 경계를 표현할 때 실제 지형과는 달리 셀 경계에 고체 경계를 일치시켜 톱니(sawtooth)모양으로 표현하였다. 그러나 본 연구에서는 고체 물체를 표현할 때 무한대의 밀도를 포함

한 두가지 상(phase)을 갖는 흐름으로 해석하여 실제 지형과의 일치된 해석을 가능하게 하였다.

3. VOF 기법

VOF 기법은 계산 격자의 형태를 정의하는 한 방법이므로 자유수면의 운동을 정확히 표현할 수 있다. 자유수면 운동을 추적하는데 사용되는 밀도변화 방정식은 식 (10)과 같다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + u_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} = 0 \quad (10)$$

먼저, $\rho(x, y, t) = F(x, y, t)\rho_f$ 로 놓고 식 (2)에 식 (10)를 대입하면 식 (11)과 같은 $F(x, y, t)$ 에 대한 이송방정식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(uF) + \frac{\partial}{\partial y}(vF) = 0 \quad (11)$$

계산 셀의 위치가 (i, j) 에 있을 경우 식 (11)은 식 (12)와 같이 유한차분 형태로 표현할 수 있다.

$$F_{i,j}^{n+1} = F_{i,j}^n - \frac{\Delta t}{\Delta x_i}(u_{i+1/2,j}^{n+1} F_R^n - u_{i-1/2,j}^{n+1} F_L^n) - \frac{\Delta t}{\Delta y_j}(v_{i,j+1/2}^{n+1} F_T^n - v_{i,j-1/2}^{n+1} F_B^n) \quad (12)$$

여기서, F_R^n , F_L^n , F_T^n , F_B^n 는 차례대로 계산 셀의 오른쪽, 왼쪽, 위쪽, 아래쪽에서 F 의 값이다.

함수 F 에 대한 1차 도함수는 중앙차분법에 의해 식 (13)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\left(\frac{\partial F}{\partial x}\right)_{i,j}^n = \frac{\left[\frac{\Delta x_{i-1/2}}{\Delta x_{i+1/2}}(\hat{F}_{i+1,j}^n - \hat{F}_{i,j}^n) + \frac{\Delta x_{i+1/2}}{\Delta x_{i-1/2}}(\hat{F}_{i,j}^n - \hat{F}_{i-1,j}^n)\right]}{\Delta x_{i-1/2} + \Delta x_{i+1/2}} \quad (13)$$

여기서, $\hat{F}_{i+1,j}^n$ 는 $(i+1, j)$ 에서의 계산 셀 값이다. 이 값은 계산 셀 주위에 연직으로 위치해 있는 세 개 셀의 값을 평균하여 구한다.

4. 크노이드파의 발생

크노이드파 이론은 상대적으로 장파 [$kh < O(1)$]에 적용된다. 조 등(1999)은 크노이드파의 자유수면변위와 전파속도를 각각 식 (14)와 식 (15)와 같이 제안하였다.

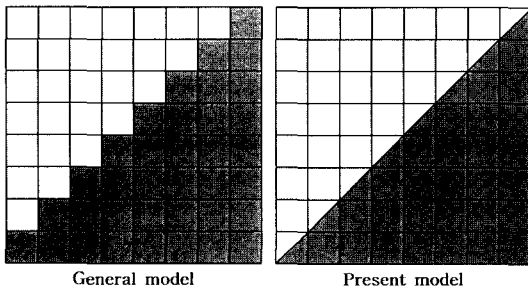


Fig. 1. Comparison of general and present model.

$$\zeta(t) = y_1 + H \cdot cn^2 \left[2K(m) \left(\frac{x}{L} - \frac{t}{T} \right), m \right] \quad (14)$$

$$c^2 = gh \left\{ 1 + \frac{H}{h} \frac{1}{m^2} \left[-m^2 + 2 - 3 \frac{E(m)}{K(m)} \right] \right\} \quad (15)$$

여기서, y_1 는 정지수면과 파곡 사이의 거리이고, H 는 입사파의 파고를 나타내며, T 와 L 은 각각 주기와 파장을 의미한다. 또한, cn 은 cosine에 대한 Jacobian 타원형 함수(Jacobian elliptic function)이며, $K(m)$ 은 타원형 매개변수 m (Jacobian elliptic parameter)에 대한 제1종 완전 타원형 적분(the complete elliptic integral of the first kind)을 의미한다. 그리고 c 는 크노이드파의 전파속도를 나타내며, $E(m)$ 은 제2종 완전 타원형 적분(the complete elliptic integral of the second kind)이다. 고립파는 파고만 주어지면 파형이 결정되지만 크노이드파의 파형 결정은 매우 어렵다. 일반적으로 크노이드파를 수치모형실험이나 수치모형실험에서 발생시키기 위해서는 주기가 주어지는 경우, 파장이 주어지는 경우와 타원형 매개변수(m)가 주어지는 경우 등 세 경우가 있다. 타원형 매개변수가 주어진다면 크노이드파의 발생에 필요한 모든 변수를 쉽게 계산할 수 있으나 모든 실제 문제에서 이와 같은 경우는 거의 없으며, 주로 주기 또는 파장이 주어진다. 크노이드파의 파형은 m 이 0으로 접근하면 정현파의 파형에 가까워지고, m 이 1이 되면 고립파가 된다(조 등, 1999).

본 연구에서는 주기가 12초, 14초 및 16초이며, 파고가 0.1 m인 크노이드파를 초기수심이 1.0 m인 수치 조파수조에서 발생시켰다. 계산된 수치 결과값은 해석해와 비교하였다. Fig. 2에 나타난 것과 같이 크노이드파의 자유수면 변위 수치 결과가 해석해와 매우 잘 일치하는 것을 볼 수 있다. 특히, 주기의 5배 가량에 해당하는 시간이 경과해서도 파형이 해석해와 거의 일치하고 있음을 알 수 있다. 따라서, 본 모델에서 발생된 다양한 주기를 갖는 크노이드파는 최대 처오름높이를 산정하기 위한 입사파로 사용되는 데에 따른 타당성을 검증받은 것으로 볼 수 있다.

5. 최대 처오름높이

Ohyama(1987)는 길이 17.0 m, 너비 0.4 m, 수심 0.2 m의 수조에서 경사각이 30°, 45°, 60°인 경사지역에서의 쇄파가 일어나지 않는 크노이드파의 최대 처오름높이에 대한 수치모형실험을 수행하였다. 입사파는 무차원 주기가 12,

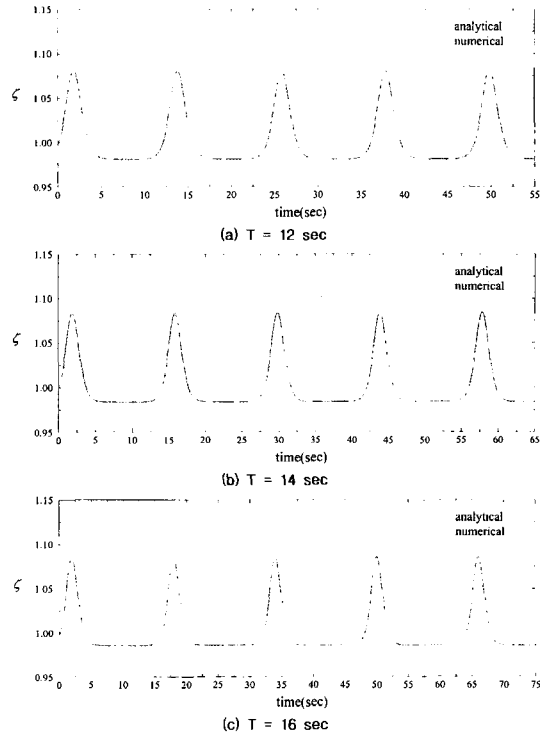


Fig. 2. Generation of cnoidal waves.

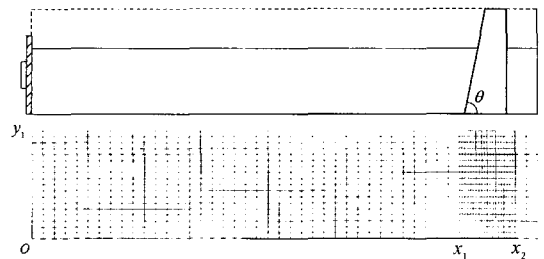


Fig. 3. Mesh generation for a computational domain

14 및 16인 크노이드파를 사용하였고, 조파기로부터 8.0 m 떨어진 위치에서 파고를 측정해 입사파를 조절하였다.

Fig. 3은 Ohyama의 수치모형실험을 모의하는 수치계산을 위한 격자망의 개략도이다. 원점(o)에 조파기가 위치해 있고, 경사지역은 Ohyama의 수치모형실험과 동일한 조건을 위해 조파기로부터 9.0 m 떨어진 곳에 위치시켰다. 수심은 0.2 m, 입사파의 상대파고(H/h)는 0.05~0.20 이므로 최대 처오름높이(R)가 0.1 m를 초과하지 않을 것으로 판단되어 y_1 은 0.3 m로 하고, y 축 방향의 격자간격은 0.004 m로 동일하게 하였다. x 축 방향의 격자간격은 0.04 m를 기본으로 하였으나, 경사지형 부근에서의 해석을 더욱 정확하게 하기 위해 구간 x_1 부터 x_2 까지는 격자

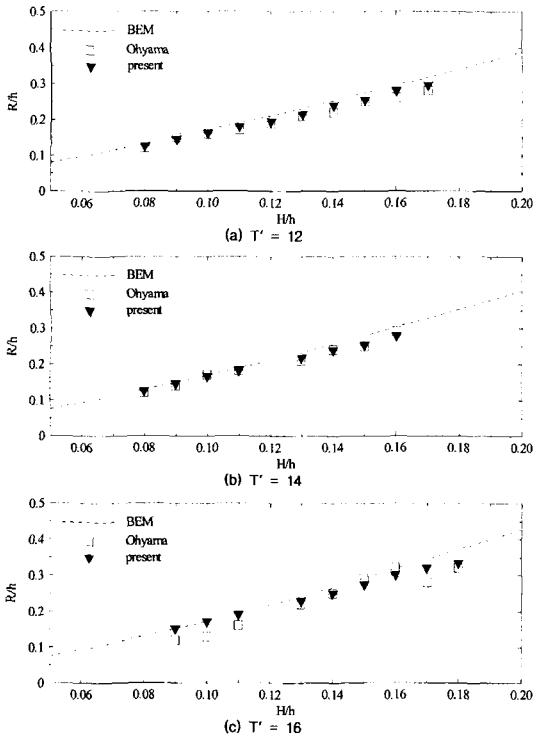


Fig. 4. Maximum run-up heights on a 30° slope.

간격을 0.02 m로 하였다.

또한, 본 연구에서는 식 (16)과 같이 무차원 변수를 차원화한 후에 수치해석을 하였다.

$$T = T^* \sqrt{\frac{h}{g}}, \quad \zeta = \zeta' \cdot h \quad (16)$$

여기서, T^* 과 ζ' 은 각각 주기와 자유수면변위에 대한 무차원 변수이고, h 는 수심이다.

본 수치모델에서 발생된 크노이드파는 초기에 불완전한 파형이 생성되어 최대 처오름높이가 크게 산정되는 경향이 있어 첫 번째와 두 번째 파는 계산에 포함시키지 않았으며 정상상태를 이루는 세 번째 파부터 계산 대상에 포함시켜 이를 기준으로 최대 처오름높이를 산정하였다.

Fig. 4~6은 각각 경사각이 30°, 45° 및 60°인 지형에 무차원 주기가 12, 14 및 16인 크노이드파가 입사했을 때의 최대 처오름높이(R)를 나타낸 것이다. 그림에서 점선은 Liu and Cho(1994)가 경계요소법으로 수치해석한 결과이고, 사각형은 Ohyama(1987)가 수행한 수리모형실험의 측정값이다. 그리고 삼각형이 이번 연구에서 수행한 수치해석의 결과이다. 그림에서 보면 알 수 있듯이, 수치해

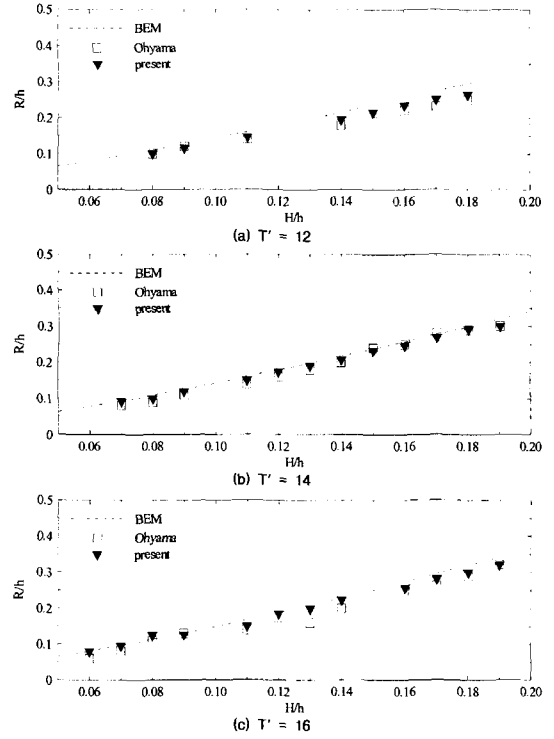


Fig. 5. Maximum run-up heights on a 45° slope.

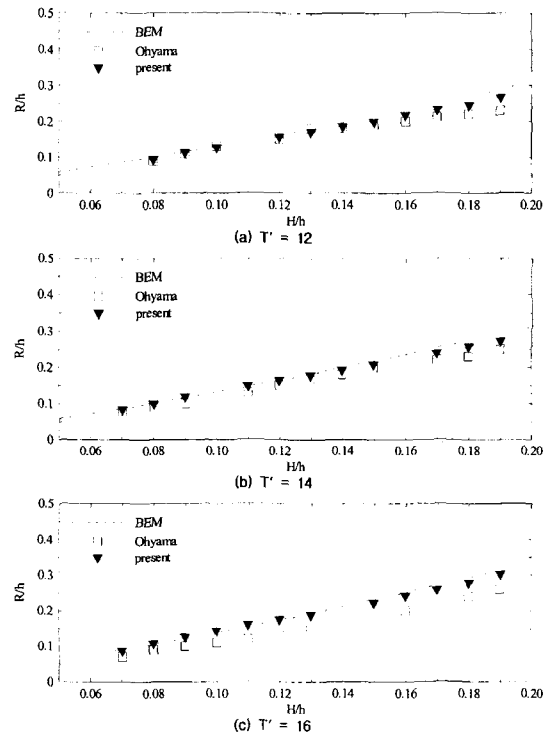


Fig. 6. Maximum run-up heights on a 60° slope.

석의 결과는 실험값과 매우 유사함을 알 수 있고, 전체적으로 경계요소법에 의한 결과값보다 수리모형실험의 측정값과 더욱 잘 일치하고 있음을 볼 수 있다. 이는 VOF기법을 이용하여 정확한 자유수면변위의 표현이 가능하였고, 실제 경사와 유사한 고체 경계로 인해 기존 모델에서 발생할 수 있는 유한차분 오차가 감소했기 때문이다. 또한, 특정한 파고에 따른 최대 처오름높이를 구한 후 적합곡선을 이용하여 구했던 경계요소법의 결과값보다 모든 경우의 파를 생성하여 그 각각의 값을 구하여 정확성을 향상시켰다.

6. 결 론

본 연구에서는 Reynolds 방정식을 지배방정식으로 하고, VOF 기법과 $k-\epsilon$ 모델을 사용한 수치해석 모델을 이용하여 크노이드파의 발생과 최대 처오름높이에 대해 알아보았다. Reynolds 방정식은 수심 평균된 천수방정식이나 Boussinesq 방정식과 달리 복잡한 자유수면변위의 정확한 형상을 계산하는 것이 가능하다. 또한, 밀도변화 방정식을 이용한 VOF 기법으로 자유수면변위를 정확하고 효율적으로 추적할 수 있으며, $k-\epsilon$ 모델을 도입하여 와도와 난류의 발생과 이송에 대한 해석이 가능하였다.

본 연구에서는 주기가 12, 14 및 16초이고 파고가 0.1 m인 크노이드파를 발생시켜 해석해를 비교해 보았다. 그 결과, 세 주기 모두에서 수치해와 해석해가 매우 정확히 일치로 보였다. 또한 무차원 주기가 12, 14, 16이고 상대파고(H/h)가 0.05~0.2인 크노이드파가 30°, 45° 및 60°인 경사지역에 도달했을 때의 최대 처오름높이를 계산하여 수리모형실험의 관측값 및 경계요소법에 의한 수치해와 비교하였다. 본 연구의 결과는 수리모형실험의 관측값과 매우 근사하였으며, 경계요소법에 의한 수치해보다 높은 정확도를 보였다. 따라서, 추후에 본 모델을 다른 용도에도 적용시킬 예정이다.

감사의 글

본 연구는 과학기술부 국가지정연구실사업(한양대학교 해안공학연구실)으로 수행되었기에 이에 사의를 표합니다.

참고문헌

- 조용식, 윤태훈, 1996. 급경사에서 크노이드파의 처오름, 한국해안·해양공학회지, **8**(1): 44-51.
- 조용식, 이봉희, 윤태훈, 1999. 주기파의 최대 처오름높이에 관한 연구, 한국수자원학회논문집, **32**(6): 649-655.
- Brocchini, M., and Peregrine, D.H., 1996. Integral flow properties of the swash zone and averaging. *Journal of Fluid Mechanics.*, **317**, pp. 241-273.
- 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
- 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.
- Liu, P. L.-F. and Cho, Y.-S., 1994. An integral equation model for wave propagation with bottom frictions. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, **120**, pp. 594-608.
- 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.
- Ohyama, T., 1987. A boundary element analysis for cnoidal wave runup. *Proceedings of the Japan Society of Civil Engineers, Japan*, **381**, pp. 189-198(in Japanese).
- Rodi, W., 1980. *Turbulence models and their application in hydraulics - a state-of-the-art review*. International Association for Hydraulic Research, Delft, The Netherlands.
- Shih, T.-H., Zhu, J.L. and Lumley, J.L., 1996. Calculation of wall-bounded complex flows and free shear flows. *International Journal of Numerical Methods in Fluids*, **23**, pp. 1133-1144.
- Synolakis, C.E., Deb, M.K. and Skjelbreia, J.E., 1988. The anomalous behavior of the runup of cnoidal waves. *Physics of Fluids A*, **31**, pp. 3-5.

Received February 10, 2003

Accepted April 10, 2003