

경사벽에 작용하는 고립파에 의한 동수압 특성 해석

전 찬 후* · 서 규 학** · 조 용 식***

1. 서 론

방파제 및 호안, 제방 등과 같이 시설규모가 크고 공사비가 많이 투자되는 해안구조물의 경우, 내습파에 대해 경제적이면서도 안전한 구조물이 되도록 설계해야 한다. 따라서, 다양한 경사의 구조물 사면에 작용하는 동수압 특성을 정확히 파악하여 설계에 적용하는 것이 매우 중요한 일이다. 일반적으로, 파랑의 최대 처오름높이 및 구조물 사면에 작용하는 동수압 특성은 입사파의 특성, 구조물 또는 해안의 경사각 등에 의해 많은 영향을 받는다. 해안 구조물의 사면경사가 급하고 주된 입사파가 단파일 경우, 구조물 근처에서 쇄파가 일어나기 때문에 이론적인 해석이 매우 복잡하다. 따라서, 입사파의 파고, 구조물의 사면 경사 등과 같은 여러 요소를 고려한 수치모형실험을 통해 처오름높이 및 구조물 사면에 작용하는 동수압 특성을 해석해야 한다.

고립파는 지진해일의 처오름높이를 가장 잘 재현하는 것으로 알려져 있을 뿐만 아니라, 파고만 주어지면 파형이 결정되기 때문에 많은 연구에서 입사파로 사용되어 왔다. 또한, 조용식 등(1999)에 의하면 대부분의 파 중에서 고립파가 가장 큰 처오름을 나타내며, Synolakis(1991)에 따르면 해안가에 도달하는 지진해일의 75%는 쇄파하지 않는 것으로 알려져 있다. 따라서, 이번 연구에서는 쇄파가 되지 않는 고립파(non-breaking solitary wave)를 수치모형 대상으로 하였다.

지금까지 해안구조물에 미치는 고립파의 영향에 대한 연구는 거의 이루어지지 않았다. Maiti 등(1999)은 경사면에 처오름이 일어나는 동안의 고립파에 대한 수치해석 방법을 제시하면서 압력을 계산할 때 베르누이 방정식을 이용할 것을 제안하였다.

본 연구에서는 2차원 경계요소법을 이용한 수치모형을 확장하여 다양한 경사에서의 처오름높이를 산정한 후 기존의 수치모형과 수치모형실험의 결과 및 해석해와 비교함으로써 사면에서의 동수압 특성 해석을 위한 수치모형의 정확성을 검증하고, 여기에서 얻은 값(Φ , $\partial\Phi/\partial n$)을 베르누이(Bernoulli) 방정식에 적용하여 경사벽에 작용하는 동수압의 특성에 대해 연구하였다.

2. 경계요소법

* 한양대학교 대학원 토목공학과 석사과정
** 건일엔지니어링 항만부 이사
*** 한양대학교 공과대학 토목공학과 부교수

경계요소법은 파랑의 변형 및 처오름, 지하수흐름과 같이 자유수면을 갖는 흐름의 해석에 있어 매우 효과적이고 비교적 정확한 수치해를 제공하는 수치기법이다(Liggett, 1977). 경계요소법은 다음과 같이 몇 가지 장점이 있다. 첫째, 지형 조건이 복잡한 경우에도 경계조건의 적용이 비교적 용이하다. 둘째, 격자를 만들 때 중요한 부분은 세밀한 격자를 만들어 계산할 수 있으므로 계산효율을 향상시키고 기억 용량의 절감을 도모할 수 있다. 셋째, 지배방정식이 2차원 또는 3차원이라도 1차원 적분만 수행하면 되므로 계산용량을 절감시킬 수 있다. 넷째, 자유수면문제는 단지 경계상의 격자에 의해 문제 해석이 가능하다. 다섯째, 경계를 제외하고는 지배방정식에 대해서 다른 가정을 하지 않으므로 더욱 정확한 해를 제공할 뿐만 아니라 경계에서 발생할 수 있는 오차는 경계의 간격을 세분화함으로써 감소시킬 수 있다.

지배방정식이 2차원 Laplace 방정식일 경우 경계요소법에서의 적분방정식은 Green의 2차 정리와 free space Green함수를 이용하여 다음과 같이 유도된다.

$$\alpha \Phi(p) = \int_{\partial D} \left[\Phi(q) \frac{\partial}{\partial n} (\ln r) - \ln r \frac{\partial \Phi(q)}{\partial n} \right] ds \quad (1)$$

식(1)에서 α 는 특이점이 인접한 양쪽의 요소에 의하여 이루는 각을 의미하고, q 는 경계상에 위치하는 임의의 점을 나타내며 r 은 특이점(p)과 점 q 사이의 거리이다. 식(1)은 아래와 같이 경계를 미소의 선형요소로 이산화하여 수치적분 함으로써 정확한 수치해를 얻을 수 있다. 즉, Φ 과 $\partial \Phi / \partial n$ 을 식(2)와 식(3)과 같이 표현하여 식(1)에 대입한 후 계산한다. 여기서, ξ 는 이산화로인한 새로운 축이다.

$$\Phi = [(\Phi_{j+1} - \Phi_j)\xi + (\xi_{j+1}\Phi_j - \xi_j\Phi_{j+1})] / (\xi_{j+1} - \xi_j) \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \left\{ \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} - \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j \right] \xi + \left[\xi_{j+1} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_j - \xi_j \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)_{j+1} \right] \right\} / (\xi_{j+1} - \xi_j) \quad (3)$$

3. 지배방정식과 경계조건

유체는 비점성이고 흐름은 비압축성 및 비회전으로 가정하면 다음과 같이 속도포텐셜을 정의할 수 있다.

$$\vec{v} = \nabla \Phi \quad (4)$$

식(4)에서 \vec{v} 는 유체의 속도벡터를 나타낸다. 연속방정식 $\nabla \cdot \vec{v} = 0$ 을 만족한다면, 포텐셜함수는 Laplace 방정식을 만족한다.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (5)$$

수조의 바닥에 고체경계조건(solid boundary condition)을 적용하면 식(6)과 같다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = 0 \quad (6)$$

여기서, $\partial / \partial n$ 은 $\vec{n} \cdot \nabla$ 이고, \vec{n} 은 경계로부터 외부로 향하는 단위벡터를 나타낸다.

비선형일 경우, 자유수면에서는 다음과 같은 두 경계 조건이 모두 만족해야 한다.

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \frac{1}{\cos \beta} \frac{\partial \Phi}{\partial n} \quad (7)$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left[\left(\frac{\partial \Phi}{\partial s} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial n} \right)^2 \right] + \eta = 0 \quad (8)$$

식(7)에서, β 는 x 축이 자유수면의 접선방향과 이루는 각을 반시계방향으로 측정한 값이다. 또한, $\partial \Phi / \partial s$ 는 자유수면의 접선방향 속도를 나타낸다(Liu와 Cho, 1994).

동수압은 베르누이(Bernoulli) 방정식으로부터 구할 수 있다. 베르누이 방정식은 식(9)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 + \frac{P}{\rho} + gz = 0 \quad (9)$$

위 식을 압력 P 에 관하여 정리하면 식(10)이 된다.

$$P = -\rho gz - \rho \left(\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} |\nabla \Phi|^2 \right) \quad (10)$$

여기서 오른쪽의 첫 번째 항 ρgz 는 정수압을 의미하고, 2차원에서 $\nabla \Phi$ 는 $\partial \Phi / \partial x$ 와 $\partial \Phi / \partial z$ 의 합이므로 동수압에 관한 식은 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$P = -\rho \left[\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right)^2 \right\} \right] \quad (11)$$

4. 수치해석 검증

Hall 등(1953)은 고립파를 이용하여 콘크리트 급경사에서 처오름높이에 관한 수리모형실험을 수행하였다. 수리모형실험 관측자료는 여러 경우의 급경사에서 수행되었을 뿐만 아니라 상대적인 정확도가 매우 높은 것으로 평가되어 많은 수치모형 및 해석적 방법의 검증자료로 이용되고 있다. 또한, 이들은 수리실험 관측자료를 회귀분석하여 고립파의 최대 처오름높이에 관한 다음과 같은 공식을 제안하였다.

$$R = 3.10 H^{1.150}, \quad \theta = 45^\circ \quad (12)$$

그림 1은 경사각이 45° 일 때 고립파의 최대 처오름높이를 비교한 것이다. 이를 보면 알 수 있듯이 2차원 경계요소법 확장모형이 기존의 수치모형, 수리모형결과 및 해석해와 매우 잘 일치한다. 따라서 동수압특성 해석을 위한 수치모형으로 활용하는 것이 타당함을 판단할 수 있다.

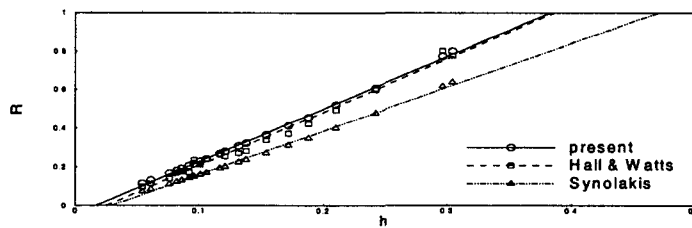
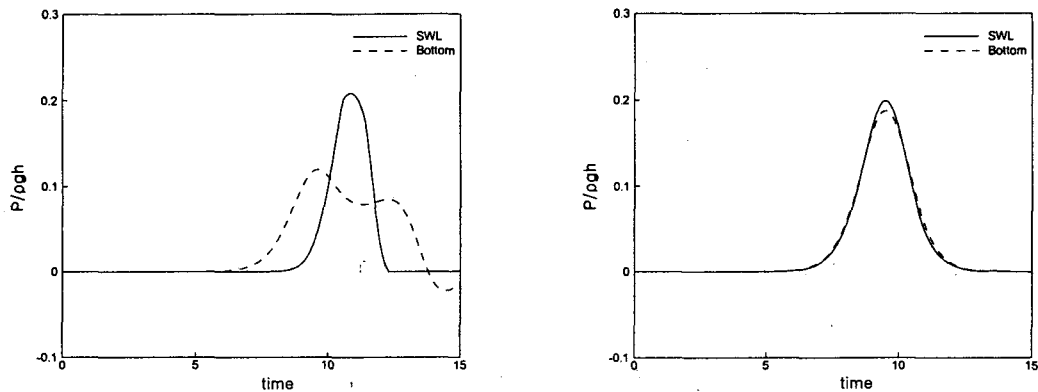


그림 1. 고립파의 최대 처오름높이 비교

5. 동수압 특성 해석

그림 2는 경사가 다른 두 경사벽에 작용하는 압력의 변화를 나타낸 것이다. 그림에서 알 수 있듯이 경사가 작을 경우 사면의 바닥에서는 압력의 상승이 두 부분에서 나타나는데, 경사가 커감에 따라 그 경향은 감소하는 것을 볼 수 있다. 또한 직립벽에서는 정지수면과 바닥에서의 동수압 변화가 거의 없으나 경사가 완만할 경우에는 차이를 보이고 있다.



(a) $\theta = 20^\circ$

(b) $\theta = 90^\circ$

그림 2. 시간의 경과에 따른 동수압 변화 ($\theta = 20^\circ$, 90°)

표 1은 벽의 경사에 따라 최대 처오름이 발생하는 시간과 최대 동수압이 나타나는 시간을 나타낸 것이다. 이를 보면 동수압이 최대가 되는 시점은 최대 처오름이 발생하는 시점과 거의 같다는 것을 알 수 있다. 이는 벽 주위의 유체 속도가 최대 처오름을 기준으로 해서 방향이 바뀌기 때문이라고 판단된다. 직립벽에 대한 내부속도 벡터는 다음에 제시하였다.

표 1. 최대 동수압과 최대 처오름 발생시간

	maximum dynamic pressure	maximum run-up
20°	10.91	11.03
45°	9.95	9.93
90°	9.51	9.46

그림 3은 직립벽일 경우에 최대 처오름이 발생하기 전과 발생하는 시점에서의 속도벡터를 나타낸 것이다. 바닥에 가까운 부분의 흐름 방향은 크게 변화가 없으며 흐름이 최대 처오름의 순간에 근접할수록 속도장(velocity field)이 떨어짐을 알 수 있다. 또한, 수면에 가까이 갈수록 주변보다 속도가 다소 빨라지다가 국부적인 상승이 발생한다. 최대 처오름에서의 벡터는 여전히 벽을 향하고 있으나 최상단 부근에서의 속도는 거의 0을 나타낸다(Losada 등, 1995). 수면이 내려가기 시작할 때 벽에 가까운 부분의 물입자는 멈추게 되지만 파의 끝부분은 여전히 수면까지 흐름을 수렴시키게 된다. 이는 반사파가 벽을 벗어나는 시점이다.

다음으로 수렴대를 벗어나면서 벽에 가까운 부분의 물은 가속되기 시작하고 가장자리 유체의 흐름 형태와 유사하게 된다. 입자의 최대속도는 벽을 따라 파봉(crest)위치에서 나타난다(Losada 등, 1995).

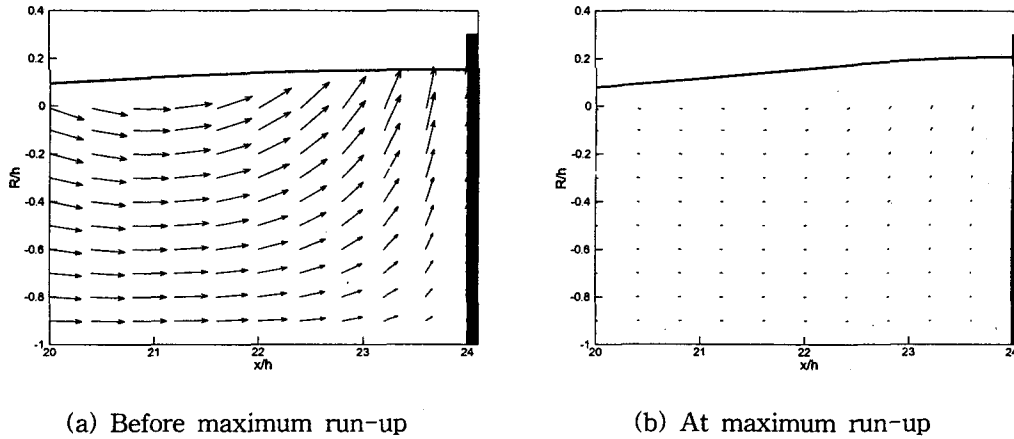


그림 3. 경사에 따른 수면 아래의 내부속도벡터 ($\theta = 90^\circ$)

6. 결 론

본 연구에서는 다양한 경사를 갖는 벽에 쇄파가 일어나지 않는 고립파가 작용했을 때 나타나는 동수압의 특성을 여러 관점에서 알아보았다. 수치해는 Φ 와 $\partial\Phi/\partial n$ 값을 구한 후 처오름 공식에 대입하여 기존의 실험식, 이론식과 비교하는 것으로 검증하였다.

경사가 작을 경우 바닥에서의 압력은 두 부분에서 상승이 나타나고, 경사가 커감에 따라 그 경향이 현저히 줄어드는 것을 볼 수 있다. 또한, 경사가 작을 경우는 정지수면(still water level)에서의 압력과 바닥에서의 압력과의 차이가 크지만 경사가 커짐에 따라 현저히 줄어드는 것을 알 수 있다. 그리고 최대 동수압은 최대 처오름이 발생하는 시점에서 발생한다. 이는 유체속도 방향의 변화로 인한 것이다.

수면 아래의 내부 속도 벡터에서 흐름이 최대 처오름의 순간에 근접할수록 속도장은 멀어진다. 그리고 최대 처오름에서 벡터는 여전히 벽을 향하는 방향을 갖지만 최상단 부근의 속도는 0을 나타낸다. 다음으로 수렴대가 벗어나면서 벽에 가까운 부분의 물은 처오름 때의 방향과 반대방향으로 가속되기 시작한다.

감사의 글

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

참고문헌

조용식 (1999). "주기파의 최대 처오름높이에 관한 연구." 한국수자원학회논문집, 제32권, 제6호,

pp.649-655.

- Hall, J.V., and Watts, J.W. (1953). "Laboratory investigation of the vertical rise of solitary waves on impermeable slopes." *Technical Memorandum 33*, Beach Erosion Board, US Army of Corps of Engineers, USA.
- Liggett, J.A. (1977). "Locations of free surface in porous media." *Journal of Hydraulics Division*, ASCE, Vol.103(HY4), pp.353-365.
- Losada, M.A., Martin F.L. and Medina, R. (1995). "Wave Kinematics and Dynamics in Front of Reflective Structures." *Wave Forces on Inclined and Vertical Wall Structures*, pp.282-310.
- Maiti, H. and Sen, D. (1999). "Computation of solitary waves during propagation and runup on a slope." *Ocean Engineering* Vol.26, pp.1063-1083.
- Liu, P.L.-F. and Cho, Yong-Sik. (1994). "An integral equation model for wave propagation with bottom frictions." *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, ASCE, Vol.120, pp.594-608.
- Synolakis, C.E. (1991). "Tsunami runup on steep slopes: How good linear theory really is." *Natural Hazards*, Vol.4, pp.221-234.