

# 투수층의 흐름을 고려한 투수성 구조물의 파랑변형에 관한 수치적 해석

김인철\*

\*동서대학교 건축·토목시스템공학부

## A Numerical Study of Wave Transformation on a Permeable Structure Considering Porous Media Flow

IN-CHUL KIM\*

\*Division of Architecture and Civil Engineering, Dongseo University, Busan, Korea

**KEY WORDS:** Wave transformation 파랑변형, Boussinesq equation 부시네스크 방정식, Darcy law 다시 법칙, Wave runup 파의 치오름, Permeable layer 투수층, Gentle slope 완경사

**ABSTRACT:** In recent years, there's been strong demand for seawalls that have a gentle slope and permeability that serves water affinity and disaster prevention from wave attack. The aim of this study is to examine wave transformation, including wave run-up that propagates on the coastal structures. A numerical model based on the weak nonlinear dispersive Boussinesq equation, together with the unsteady nonlinear Darcy law for fluid motion in permeable layer, is developed. The applicability of this numerical model is examined through Deguchi and Moriwaki's hydraulic model test on the permeable slopes. From this study, it is found that the proposed numerical model can predict wave transformation and run-up on the gentle slope with a permeable layer, but can't show accurate results for slopes steeper than about 1:10.

### 1. 서 론

최근에 들어 친수성을 가지면서 경관도 우수한 수변공간의 창출을 바라는 도시민들의 사회적 여론 속에서, 호안의 시공에 있어서 방재 및 친수성을 동시에 갖는 구조물이 검토되는 사례가 차츰 증가하고 있다. 이러한 관점에서 투수성 호안은 친수성을 가질 뿐만 아니라 공학적으로 반사율, 쇄파파고 및 치오름 높이를 감소시키면서 해수의 교환이 자유로우므로 수질정화 효과도 기대할 수 있는 장점이 있다. 앞으로 사회적으로나 공학적으로 유리한 측면을 갖는 투수성 호안의 시공이 많이 검토될 것으로 예상되며 설계에 당면하여서는 수리실험 및 수치모델에 의존할 수 밖에 없다.

그러나 수리모형실험은 비용과 시간 등이 과다하게 소요되는 단점을 가지고 있으므로 이러한 문제점을 해결하기 위하여 치오름현상을 재현할 수 있는 수치모델이 다수의 연구자들에 의해 꾸준히 연구·개발되어져 왔으나, 투수성을 가진 호안사면에서 쇄파조건 및 쇄파 후의 운동량 감쇠에 대한 이론이 아직까지 명확하게 규명되지 않아 투수성 사면에서 파랑변형, 치오름 그리고 반사특성을 정확하게 재현할 수 없는 것이 현실이다.

사면에서의 파랑변형에 대한 최근 수치모델의 연구결과를 보면 Kobayashi and Wurjuanto(1990)는 투수성을 고려한 사면

에서의 파의 치오름에 대한 수치모델을 제안하였으나 사면에서의 쇄파변형을 포함하는 비선형 거동 및 투수층 내외에서의 수위변위의 연속성과 같은 복잡한 유체운동을 포괄적으로 표현하지는 못하였다. Deguchi and Moriwaki(1996)은 투수층 사면위에서는 비선형 친수방정식, 투수층 내의 유체운동에 대해서는 비선형, 비정상 Darcy 법칙을 적용하여 수치해를 구했으나 투수층 내외의 연직방향의 질량 및 운동량 교환을 무시하여 해석하였다.

한편 김인철 등(1999)은 비교적 깊은 수심까지 적용 가능한 Nwogu(1993)의 확장형 Boussinesq 방정식에 쇄파에 의한 운동량 감쇠항이 고려된 식을 기본식으로 하고, 투수층 내외를 가상의 공극률을 가진 사면으로 간주하여 투수층 내부의 유체운동을 사면위의 파랑변형에 포함시켜 연속적으로 계산하였기 때문에 상대적으로 급한 경사의 사면에서 발생하는 반사파를 제대로 재현시키지 못할 뿐만 아니라 사면위의 치오름의 높이가 실제 현상보다 낮게 예측되는 단점이 있었다.

따라서 투수성을 갖는 호안에서 발생하는 파랑변형, 치오름 및 반사의 재현성을 높이고 투수층 내외의 수위 변위의 연속성을 갖기 위해서는 투수층 내외의 수위차 속도 차이와 투수층 표면에서 연직방향의 수위차 운동의 연속성을 고려하여 보다 상세히 해석하는 것이 필요하다.

본 연구에서는 투수층 위에서는 비선형성, 분산성을 고려한 Boussinesq 방정식을 적용하고 투수층 내의 유체운동에는 확장형 Forchheimer의 저항법칙에 근거한 비정상, 비선형 Darcy

교신저자 김인철: 부산광역시 사상구 주례동 산69-1

051-320-1818 cvkic@dongseo.ac.kr

법칙을 이용하여 투과성 잠제위의 파랑변형에 적용한 Kioka et al.(1994)의 수치모형을 기본으로 하여 투수성 호안 사면위의 파랑변형, 처오름 및 반사를 해석할 수 있는 수치모델로 확장하였다. 그리고 일정 경사면을 갖는 투수성 사면에 적용하여 사면위에서의 수면변위, 평균수위의 변화 및 쇄파파고를 구한 후, 기존의 실험치(Deguchi and Moriwaki, 1996)와 비교·분석함으로써 수치모델의 적용성 및 특성을 검토하고자 한다.

## 2. 연구방법 및 이론

투수성 호안 사면위를 전파하는 파랑의 변형은 투수성의 영향이 클 뿐만 아니라 파의 비선형성도 중요한 요소가 된다. 투수계수가 비교적 큰 경우의 투수층 내의 유체운동은 관성력이 탁월한 난류상태로 생각할 수 있기 때문에 투수층 내의 기본 방정식으로는 확장형 Forchheimer의 저항법칙에 근거한 비정상, 비선형 Darcy 법칙을 적용한다. 또한 투수성 사면위에서는 사면에 입사하는 파랑에 대하여 파랑변형 및 처오름을 재현시켜야 하므로 비선형성과 분산성이 고려된 Boussinesq 방정식을 적용한다.

### 2.1 기본방정식

Fig. 1에 도시한 것과 같이 유체영역과 투수층 영역을 고려한다. 투수층 아래는 불투과층으로 가정한다. 불투과층 까지는 전 수심은  $h_0$ 의 일정한 수심이고 투수층까지의 수심은  $h(x)$ 이다.

투수층 위의 유체영역의 기본방정식은 보통 파랑장과 동일하게 속도포텐셜  $\Phi(x, z, t)$  및 수면변위  $\zeta(x, t)$ 에 대하여 다음과 같은 Laplace 방정식과 자유표면에 대한 운동학적 및 동역학적 경계조건식이 부여된다.

투수층 내의 유체운동에 대해서는 비압축성 유체로 가정하

$$\Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (-h < z < \zeta) \quad (1)$$

$$\zeta_t + \Phi_x \zeta_x = \Phi_z \quad (z = \zeta) \quad (2)$$

$$\Phi_t + g\zeta + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2) = 0 \quad (z = \zeta) \quad (3)$$

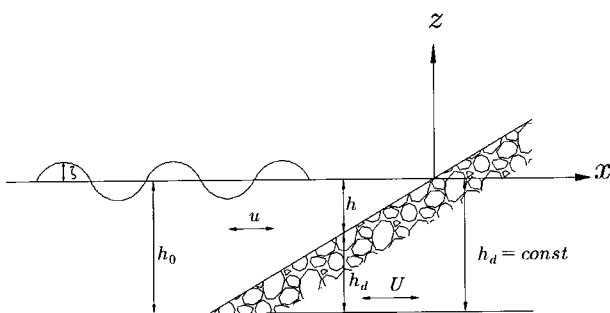


Fig. 1 Definition sketch of an artificial porous flow regime.

고, Forchheimer의 저항법칙에 근거한 비정상, 비선형 Darcy 방정식을 적용한다(Sollitt and Cross, 1972).

$$S \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{U}{\lambda^2} \frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\nu}{K_p} U - \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U| U \quad (4)$$

$$S = \left[ 1 + \frac{(1-\lambda)}{\lambda} C_m \right] / \lambda \quad (5)$$

여기서  $U$ 는 투수층 내의 유량 유속,  $\lambda$ 는 공극률,  $C_m$ 는 부가 질량계수,  $\rho$ 는 밀도,  $p$ 는 압력강도,  $\nu$ 는 동점성계수,  $K_p$ 는 투수계수,  $C_f$ 는 난류 저항계수이다.

투수층내의 흐름은 난류가 탁월한 흐름이라 가정하고 유량 유속에 대한 속도포텐셜  $\Psi(x, z, t)$ 는 다음의 Laplace 방정식과 불투수층의 저면에서 연직방향의 유속에 대한 경계조건식을 만족하는 함수로서 정의 된다.

$$\Psi_{xx} + \Psi_{zz} = 0 \quad (-h_0 < z < -h) \quad (6)$$

$$\Psi_z = 0 \quad (z = -h_0) \quad (7)$$

또한 유체영역과 투수층의 경계면에서 법선방향의 유속과 압력이 연속으로 되는 조건을 부과할 수 있다. 압력경계조건은 압력경사에 관한 식으로 표현될 수 있으며 접속조건식은 각각 다음과 같다.

$$\Phi_z + h_x \Phi_x = \Psi_x + h_x \Psi_x \quad (z = -h) \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \nabla[\Phi_t + \frac{1}{2}(\Phi_x^2 + \Phi_z^2)] & \quad (z = -h) \quad (9) \\ & = \nabla[S\Psi_t + \frac{1}{2\lambda^2}(\Psi_x^2 + \Psi_z^2)] \\ & + \frac{\nu}{K_p} \nabla\Psi + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} \sqrt{\Psi_x^2 + \Psi_z^2} \nabla\Psi \end{aligned}$$

### 2.2 투수층을 고려한 Boussinesq 방정식

기본방정식을 대표주파수  $\omega$ , 대표진폭  $a_0$  및 대표수심  $h_0$ 을 사용하여 식 (10) 과 식 (11)에서 매개변수와 무차원량을 정의한다.

$$\mu^2 = \frac{\omega^2 h_0}{g}, \quad \epsilon = \frac{a_0}{h_0} \quad (10)$$

$$\begin{cases} x' = \frac{\omega}{\sqrt{g h_0}} x, & z' = \frac{z}{h_0}, & t' = \omega t \\ \Phi' = \frac{\omega}{a_0 g} \Phi, & \Psi' = \frac{\omega}{a_0 g} \Psi \\ \zeta' = \frac{\zeta}{a_0}, & p' = \frac{p}{\rho g h_0}, & h' = \frac{h}{h_0} \end{cases} \quad (11)$$

식 (1)~(9)를 식 (10)과 식 (11)을 사용하여 아래와 같이 무차원량으로 나타낼 수 있으며 무차원량을 표시하는 '은 편의상 여기서 부터 생략하여 표시한다.

유체영역에서는

$$\mu^2 \Phi_{xx} + \Phi_{zz} = 0 \quad (-h < z < \xi \zeta) \quad (12)$$

$$\mu^2 (\zeta_t + \epsilon \Phi_x \zeta_x) = \Phi_z \quad (z = \epsilon \zeta) \quad (13)$$

$$\mu^2 (\Phi_t + \zeta) + \frac{1}{2} \epsilon (\mu^2 \Phi_x^2 + \Phi_z^2) = 0 \quad (z = \epsilon \zeta) \quad (14)$$

투수층에서는

$$\mu^2 \Psi_{xx} + \Psi_{zz} = 0 \quad (-1 < z < -h) \quad (15)$$

$$\Psi_z = 0 \quad (z = -1) \quad (16)$$

그리고 유체영역과 투수층 경계면에서 접촉조건식은 다음과 같이 표현된다.

$$\Phi_z + \mu^2 h_x \Phi_x = \Psi_z + \mu^2 h_x \Psi_x \quad (z = -h) \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \nabla [\Phi_t + \frac{1}{2} \epsilon (\Phi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Phi_z^2)] \\ = \nabla [S \Psi_t + \frac{1}{2 \lambda^2} \epsilon (\Psi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Psi_z^2)] + \frac{\nu}{K_p} \nabla \Psi \\ + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} \epsilon \sqrt{\Psi_x^2 + \frac{1}{\mu^2} \Psi_z^2} \nabla \Psi \quad (z = -h) \end{aligned} \quad (18)$$

윗 식 (12)~(18)에 대한 Boussinesq 방정식은  $\mu^2$ ,  $\epsilon$ 을 매개변수로 하여  $\Phi$  및  $\Psi$ 에 대하여 아래와 같이 전개하여 유도할 수 있다.

$$\Phi(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [z+h]^n \Phi_n(x, t) \quad (19)$$

$$\Psi(x, z, t) = \sum_{n=0}^{\infty} [z+1]^n \Psi_n(x, t) \quad (20)$$

식 (19)와 식 (20)을 식 (12)와 식 (15)에 대입하면 다음과 같은 점화식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} \Phi_{n+2} = - \frac{\mu^2 (\Phi_n)_{xx} + \mu^2 (n+1) h_{xx} \Phi_{n+1}}{(n+1)(n+2)(1+\mu^2 h_x^2)} \\ + \frac{2\mu^2 (n+1) h_x (\Phi_{n+1})_x}{(n+1)(n+2)(1+\mu^2 h_x^2)} \quad (n=0,1,2,\dots) \end{aligned} \quad (21)$$

$$\Psi_{n+2} = - \frac{\mu^2 (\Psi_n)_{xx}}{(n+1)(n+2)} \quad (n=0,1,2,\dots) \quad (22)$$

여기서 경계조건식 (16)을 이용하면  $\Psi_1 = 0$  성립되므로  $\Psi_n$ 의 홀수번째 항은 모두 0이 되고 짝수번째 항은 다음 식으로 표현된다.

$$\Psi_{2n} = \frac{(-1)^n \mu^{2n} (\Psi_0)_{xx}^{2n}}{(2n)!} \quad (n=1,2,3,\dots) \quad (23)$$

식 (21)과 식 (23)을 유속에 관한 접촉조건식 (17)을 대입하면  $\Phi_1$ 을  $\Phi_0$  및  $\Psi_0$ 으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \Phi = - \frac{\mu^2}{1+\mu^2 h_x^2} [h_x (\Phi_0)_x + (1-h) (\Psi_0)_{xx} - h_x (\Psi_0)_x] \\ + \frac{\mu^4}{1+\mu^2 h_x^2} [\frac{(1-h)^3}{6} (\Psi_0)_{xxxx} \\ - \frac{(1-h)^2}{2} h_x (\Psi_0)_{xxx}] + O(\mu^6) \end{aligned} \quad (24)$$

$\Phi_2 \sim \Phi_4$ 에 대해서 같은 방법으로 나타낼 수 있다.

유체영역의 저면유속  $u_0$ 와 투수층의 저면유량유속  $U_0$ 를 아래와 같이 정의한다.

$$u_0 = (\Phi_0)_x, \quad U_0 = (\Psi_0)_x \quad (25)$$

식 (25)를 이용하여 경계조건식 (13) 식 (14) 그리고 식 (18)에 대응하는 Boussinesq 방정식을  $u_0$ 와  $U_0$  표시하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \zeta_t + [(\zeta+h)u_0]_x + [(h_0+h)U_0]_x \\ = (h_x^3 + 3hh_x h_{xx} + \frac{1}{2} h^2 h_{xxx})(u_0 - U_0) \\ + (3hh_x^2 + \frac{3}{2} h^2 h_{xx})(u_0 - U_0)_x \\ + (h_x^2 - 2hh_x^2 + hh_{xx} - h^2 h_{xxx})(U_0)_x \\ + \frac{3}{2} h^2 h_x (u_0)_{xx} + \frac{1}{6} h^3 (u_0)_{xxx} \\ + \frac{1}{6} (h_0 - h)(h_0^2 - 2hh_0 + 4h^2)(U_0)_{xxx} \\ - (\frac{1}{2} h_x - 3hh_x + 4h^2 h_x)(U_0)_{xx} \end{aligned} \quad (26)$$

$$\begin{aligned} (u_0)_t + u_0 (u_0)_x + g \zeta_x \\ = (hh_x)_x (u_0 - U_0)_t + 2hh_x (u_0 - U_0)_{xt} \\ + h_x h_x (U_0)_{xt} + \frac{1}{2} h^2 (u_0)_{xxt} \\ + h h_x (U_0)_{xxt} \end{aligned} \quad (27)$$

$$\begin{aligned}
& (u_0)_t + u_0 (u_0)_x \\
& = S[(U_0)_t - \frac{1}{2} h_d^2 (U_0)_{xxt}] + \frac{1}{\lambda^2} U_0 (U_0)_x \\
& + \frac{\nu}{K_p} \cdot [U_0 - \frac{1}{2} h_d^2 (U_0)_{xx}] + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U_0| U_0
\end{aligned} \quad (28)$$

여기서 수심평균 유속  $u$ ,  $U$ 를 다음과 같이 정의한다.

$$u \equiv \frac{1}{\epsilon \zeta + h} \int_{-h}^{\epsilon} \Phi_x dz, \quad U \equiv \frac{1}{1-h} \int_{-1}^{-h} \Psi_x dz \quad (29)$$

이때,

$$\begin{aligned}
u_0 & = u + \mu^2 [(h_x^2 + \frac{1}{2} h h_{xx})(u - U_0) + h h_x (u - U_0)_x \\
& + h_x (1-h) (U_0)_x + \frac{1}{6} h^2 u_{xxx} \\
& + \frac{1}{2} h (1-h) (U_0)_{xx}] + O(\mu^4)
\end{aligned} \quad (30)$$

$$U_0 = U + \frac{1}{6} \mu^2 (1-h)^2 U_{xx} + O(\mu^4) \quad (31)$$

의 관계가 성립하게 되므로 식 (26)~(28)을 각각 차원량으로 표시하면, 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\zeta_t + [(\zeta + h)u + h_d U]_x = 0 \quad (32)$$

$$\begin{aligned}
u_t + uu_x + g\zeta_x & = \frac{1}{2} h h_{xx} (u - U)_t + h h_x (u - U)_{xt} \\
& + \frac{1}{3} h^2 u_{xxt} + \frac{1}{2} h_d U_{xxt}
\end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
u_t + uu_x + (h_x^2 + \frac{1}{2} h h_{xx})(u - U)_t & + h h_x (u - U)_{xt} \\
& + (\frac{1}{6} h^2 u_{xxt}) + h_x h_d U_{xt} + \frac{1}{2} h h_d U_{xxt} \\
& = S \left( U_t - \frac{1}{3} h_d^2 U_{xxt} \right) + \frac{1}{\lambda^2} U U_x \\
& + \frac{\nu}{K_p} \left( U - \frac{1}{3} h_d^2 U_{xx} \right) + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U| U
\end{aligned} \quad (34)$$

윗 식 (32)와 식 (33)에서 투수층 내의 유량유속  $U$ 를 생략하면 Peregrine(1976)의 Boussinesq 방정식과 일치한다.

실제 계산에서는 투수층까지의 수심  $h$ 를  $h = \alpha x$  ( $\alpha$ :투수층의 경사)로 하고 사면경계의 전단력 및 쇄파에 의한 에너지 감쇠를 고려하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned}
u_t + uu_x + g\zeta_x & = \alpha h (u - U)_{xt} + \frac{1}{3} h^2 u_{xxt} \\
& + \frac{1}{2} (h h_d) U_{xxt} + F_b + F_{br}
\end{aligned} \quad (35)$$

$$\begin{aligned}
& u_t + uu_x + \alpha^2 (u - U)_t + \alpha h (u - U)_{xt} \\
& + \frac{1}{6} h^2 u_{xxt} + \alpha h_d U_{xt} + \frac{1}{2} h h_d U_{xxt} \\
& = S \left( U_t - \frac{1}{3} h_d^2 U_{xxt} \right) + \frac{1}{\lambda^2} U U_x \\
& + \frac{\nu}{K_p} \left( U - \frac{1}{3} h_d^2 U_{xx} \right) + \frac{C_f}{\sqrt{K_p}} |U| U
\end{aligned} \quad (36)$$

여기서  $F_b$ 는 사면의 조도효과를 나타내는 저면마찰력이고,  $F_{br}$ 는 쇄파에 의한 운동량 감쇠를 나타내며, 본 연구에서는 투수층 위에서의 유체만의 쇄파에 운동량 감쇠만 고려하는 Zelt(1991)의 쇄파모델을 사용하기로 한다.

### 2.3 기본방정식의 차분화

기본방정식 식 (32), 식 (35) 및 식 (36)을 수식해석하기 위하여  $x = i \Delta x$ ,  $t = n \Delta t$ 에서 비 교호격자(Unstaggered mesh)로 하여 차분하였다. 시간차분은 Predictor 단계에서는 3차 Adams-Bashforth법을 사용하고, Corrector 단계에서는 4차 Adams-Moulton법을 사용한다.  $\zeta, u$  및  $U$ 의 상태가  $10^{-3}$ 이내에 수렴하면 그 다음 단계를 계산하고, 반복계산은 수렴속도를 증가시키기 위하여 SOR법을 적용한다(Wei and Kirby, 1995).

### 2.4. 경계조건

#### 2.4.1 무반사성 입사경계

입사파의 수면변위는 식 (37)로 주어지며, 또한 본 연구에서 사용한 수치기법이 비 교호격자상으로 차분화 하였기 때문에 유속에 대한 조건도 부여되어야 한다.

$$\zeta_1 = a \sin(\omega t) \quad (37)$$

$$u_1 = \frac{\omega}{kh[1 - 1/3(kh)^2]} \zeta_1 \quad (38)$$

여기서  $a$ 는 수면변위의 진폭이고,  $\omega$ 는 각주파수 그리고  $h$ 는 입사경계에서의 일정수심이다.

한편 입사파를 외해측에서 입력하면 구조물 등에 의해 생긴 반사파가 외해경계에서 흡수되지 않고, 그대로 재반사되어 다시 입사파와 함께 계산영역으로 전파되므로 외해측 입사경계에서는 반사파를 흡수시키는 흡수경계를 별도로 설정하여 입사파성분만 계산영역에 입사되도록 하여야 한다. 외해측 흡수경계로서는 Engquist and Majda(1977)가 제안한 흡수경계조건을 사용하였다.

#### 2.4.2 사면 선단의 이동경계

파의 치오름 및 처내림의 현상은 사면위의 해안선의 이동경계로 처리한다. 투수층 사면위에 있는 해안선은 수심이 이론적으로 0 이나, 계산적으로 최소수심으로 정의하여 해안선 부근의 마지막 격자점에서 외삽법으로 계산된 수심이 최소수심보다 크면 해안선은 위로 이동하고, 작으면 해안선을 아래로 이

동시키는 방법을 사용한다(Kobayashi and Wurjanto, 1990).

### 2.4.3 흡수경계

심해에서 입사된 파는 사면 위에서는 천수, 쇄파 및 반사변형을 거치면서 초오름 현상이 발생하고 투수층 내부로 전달된 파는 계산영역의 맨 끝 경계에서 재반사가 일어나지 않도록 스폰지 층을 두어 파의 에너지를 전부 감쇠시킨다(Israeli and Orszag, 1981).

## 3. 결과 및 고찰

일정한 경사를 갖는 투수성 사면위에서 쇄파파고 및 평균수위의 변화를 수리모형실험 결과와 비교하기 위해서 Fig. 1에 도시한 계산영역에 식 (32), 식 (35) 및 식 (36)을 기본식으로 한 수치모델을 적용하였다. 수치실험조건으로서 심해수심  $h = 50\text{cm}$  그리고 사면의 경사는  $1/10$  및  $1/5$ 로 하고, 입사조건은  $H = 13\text{cm}$ ,  $T = 1.6\text{sec}$ 고, 공간격자 간격 및 시간격자 간격은  $\Delta x = 0.04\text{m}$ ,  $\Delta t = 0.0025\text{cm}$  로 한다. 투수성 사면을 표현하는 투수계수  $K_p = 0.0038$ , 난류저항계수  $C_f = 0.151$ , 부가질량계수  $1.0$  및 공극율  $0.47$ 로 하여 정상상태에 도달할 때까지 계산한다. 그리고 각 지점별 수면변위의 시계열의 계산결과와 기존의 Deguchi and Moriwaki(1996)의 실험결과를 비교한 그림을 Fig. 2와 Fig. 3에 도시하였다. 그림 중에 나타낸  $x = 50, 15$  및  $-50\text{cm}$ 는 일정수심과 사면이 교차하는 해안선으로 부터 심해측  $50\text{cm}$ ,  $15\text{cm}$  및 육지측  $-50\text{cm}$ 의 지점을 뜻하며 계산결과와 시계열은 사면전면에서 파봉의 수면변위가 정상상태에 도달하고 최대 파봉이 나타나는 시각에서  $1\text{sec}$ 전부터 도시하였다.

앞서 도시한 지점들은 전부 쇄파대 내에 존재하므로 계산 및 수리실험결과를 보면 수면변위의 파형에서 전후 및 상하의 비 대칭성이 크게 나타나고 있다. 또한 사면경사와 관계없이  $x = 50\text{cm}$ 지점에서 평균수위의 상승현상이 나타나며  $x = -50\text{cm}$ 인 투수층 내의 지점에도 파랑이 전파되고 그 수면변위는 전부 일정수심보다 위에서 정현파에 근접한 형태를 나타내고 있다. 한편 본 수치모델의 수면변위 진폭에 대한 계산결과는 사면경사에 관계없이 실험결과와 거의 비슷한 값을 나타내나 상대적으로 급한 사면경사  $1/5$ 의 사면에서 계산된 수면변위의 진폭이 실험치에 비해 낮게 예측되고 있음을 알 수 있다. 이는 수치모델의 기본식이 수심의 변화가 완만하다는 가정 하에 유도된 약비선형 Boussinesq 방정식에 기초한 형태이기 때문이라 판단된다.

또한 수립자의 위상속도에 있어서는 실험결과와는 약간의 차이가 보이며 사면경사  $1/10$ 의 투수층 내외에서 현저하게 나타난다. 이는 여기서 적용된 쇄파모델에서 투수층 내의 수립자 속도성분을 고려하지 못한 결과로 생각된다.

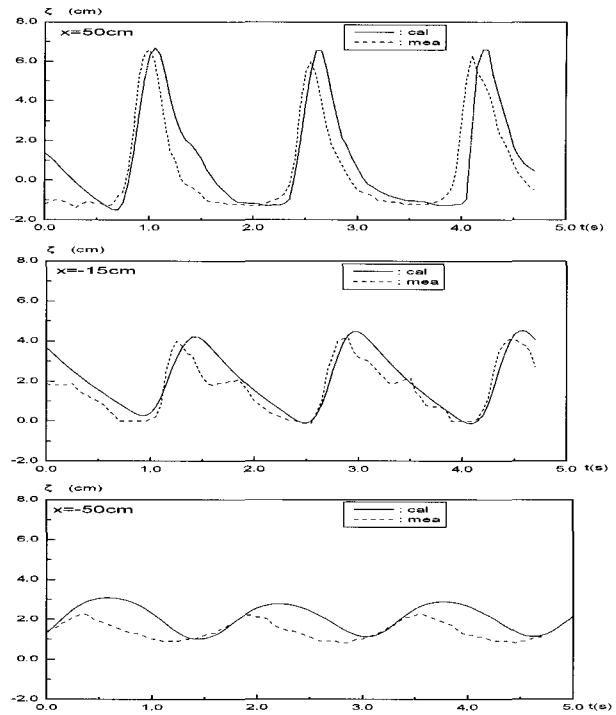


Fig. 2 Time series of surface elevation at various locations on the slope  $\tan\theta = 1/10$

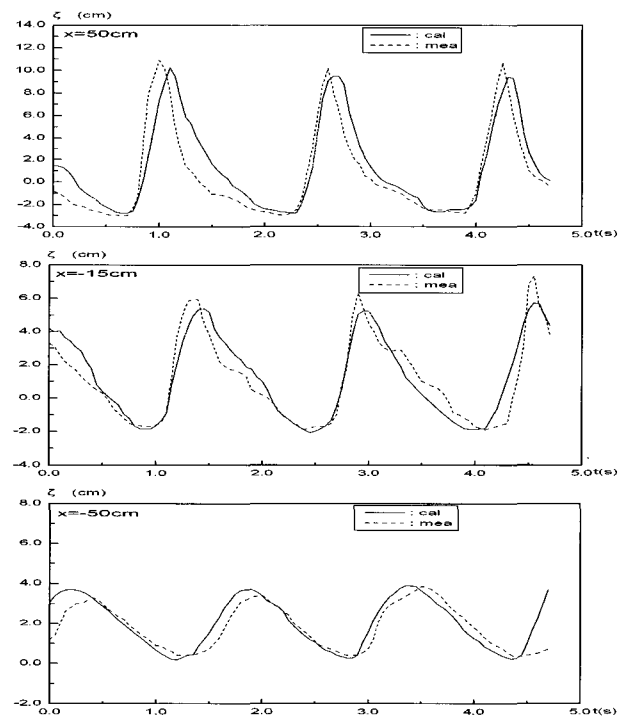


Fig. 3 Time series of surface elevation at various locations on the slope  $\tan\theta = 1/5$

평균수위 및 파고에 대한 계산결과를 Fig. 4 및 Fig. 5에 도시하였다.  $1/10$  경사면의 계산결과를 보면 사면이 완만한 쇄파대 내외의 평균수위 및 파고에서 실험치와 거의 일치하는 결과를 보여주고 있으나  $1/5$  경사면의 경우, 평균수위는 실험치

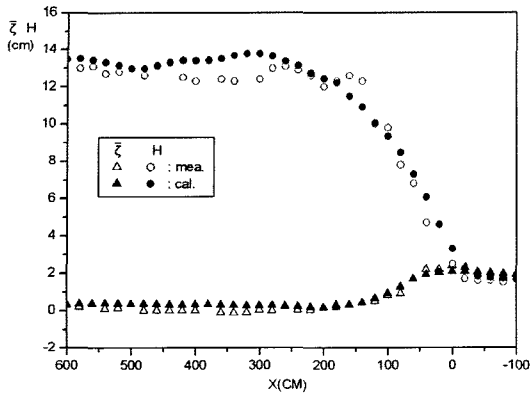


Fig. 4 Wave setup & wave heights on the 1/10 slope

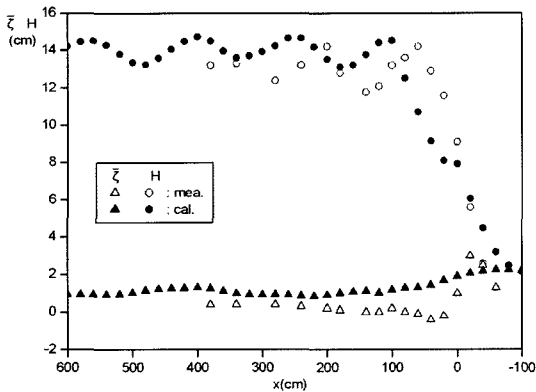


Fig. 5 Wave setup & wave heights on the 1/5 slope

(Deguchi, and Moriwaki, 1996)에 비해 높게 예측되고 파고는 쇄파대 내에서 수면변위의 진폭결과와 마찬가지로 약간 낮게 나타난다.

#### 4. 결 론

본 연구에서 투수성 사면위의 파랑변형을 예측할 수 있는 수치모델을 제안하고 기존의 실험결과와 비교하여 그 적용성을 검토한 결과, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

(1) 투수성 사면위에서 파고 및 평균수위 변화를 비교적 정확히 재현시킬 수 있으나, 쇄파대가 넓은 긴 사면일수록 수면변위의 위상속도에서 정확도가 낮게 나타나므로 적용된 쇄파모델을 재검토하는 것이 요구된다.

(2) Boussinesq방정식에 기초한 수치모델은 사면경사가 비교적 완만한 1/10 경사면에서는 수면변위 및 파고를 정확히 예측할 수 있으나, 상대적으로 급한 사면경사 1/5 에서는 실측치에 비해 수면변위가 낮게 예측되므로 비교적 급한 사면에서도 비선형성이 강한 파랑을 정확히 예측할 수 있는 수치모델이 필요하다.

## 후 기

본 연구는 한국과학재단 목적기초연구(R05-2001-000-01345-0) 지원으로 수행되었으며, 연구비 지원에 감사드립니다.

## 참 고 문 헌

- 김인철, 정중수, 김도삼 (1999). "투수성 사면에서의 처오름 해석", 1999년도 학술발표회 논문집(II), 대한토목학회, pp 9-12.
- Deguchi, I. and Moriwaki, K (1996). "Analysis of Wave Runup on the Coastal Structures with a Permeable Slope", Proc. of Coastal Engrg, JSCE, Vol 43, pp 136-140.
- Engquist, B. and Majda, A. (1977). "Absorbing Boundary Conditions for the Numerical Simulation of Waves", Math. Comp., Vol 31, pp 629-651.
- Israeli, M. and Orszag, S.A. (1981). "Approximation of Radiation Boundary Condition", J. of Computational Physics., Vol 41, pp 115-135.
- Kioka, W., Kai, H. and Hiraoka, S. (1994). "Applicability of the Modified Boussinesq over Submerged Porous Breakwater", Proc. of Coastal Engrg, JSCE, Vol 41, pp 711-715.
- Kobayashi, N. and Wurjuanto, A. (1990). "Numerical Model for Wave on Rough Permeable Slope", J. of Coastal Research, Special Issue., No 7, pp 149-166.
- Nwogu, O. (1993). "Alternative Form of Boussinesq Equations for Nearshore Wave Propagation", J. of Waterway, Port, Coast. and Ocean Engrg., Vol 119, pp 618-638.
- Peregrine, D.H. (1967). "Long Waves on a Beach". J. of Fluid Mech., Vol 27, pp 815-827.
- Sollit, C.K. and Cross R.H. (1972). "Wave Transmission through Permeable Break-water", Proc. 13th Int. Conf. Coastal Engrg., ASCE, pp. 1827-1846.
- Wei, G. and Kirby, J.T. (1995). "A Time-dependent Numerical Code for the Extended Boussinesq Equations", J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg., Vol 121, No 5, pp 251-261.
- Zelt, J.A. (1991). "The Run-up of Nonbreaking and Breaking Solitary Waves", Coastal Engrg., Vol 15, pp 205-246.

2006년 10월 30일 원고 접수

2006년 11월 9일 최종 수정본 채택