

경사식 방파제의 수리특성 결정을 위한 수치해석 Numerical Analysis on the Determination of Hydraulic Characteristics of Rubble Mound Breakwater

박현주* · 전인식** · 이달수***

Hyunjoon Park*, Insik Chun**, and Dalsoo Lee***

要 旨 : 경사식 방파제의 설계에 필요한 정보를 제공할 목적으로 수리특성들의 계산을 비교적 쉽게 수행하기 위한 수치해석기법의 수립을 시도하였다. 수치해석은 방파제 외부의 파동장과 내부 공극매체에서의 파동장을 결합 시킴으로써 반사율, 전달율(월파전달율과 투과전달율) 그리고 제체내부의 간극수압을 계산하는 것이다. 외부 파동장은 장파가정의 근사 이론을, 내부 파동장은 경계요소법을 이용하여 해석하였다. 수치해석결과를 수리실험결과와 비교한 결과, 반사율과 전달율은 허용오차 범위내에서 비교적 잘 일치하는 것으로 나타났다. 또한, 간극수압은 정량적으로는 다소의 차이를 보이거나 정성적으로는 대체적으로 유사한 성향을 보이는 것으로 나타났다. 정량적 차이를 극복하기 위하여 전사면에서의 비선형 파동장에 의한 동수압을 직접 계측하여 수치해석에 입력하는 방안을 제시하였다.

핵심용어 : 경사식 방파제, 반사율, 전달율, 간극수압, 경계요소법

Abstract □ A numerical method to efficiently secure necessary design informations of the hydraulic characteristics of rubble mound breakwater was attempted here. The method combines the exterior wave field with the interior wave field which is formulated incorporating porous media flow inside the breakwater. An approximate method based on the long wave assumption was used for the exterior wave field while a boundary element method was used for the interior wave field. A hydraulic experiment was also performed to verify the validity of the numerical analysis. The numerical results were compared with experimental data and results from existing formulae. They generally agreed in both reflection and transmission coefficients. The calculated pore pressures also showed a similar pattern with experimental data, even if they gave some significant differences in their values for some cases. The main cause of such differences can be attributed to the strongly nonlinear wave field occurring on the frontal slope of the breakwater. The direct input of dynamic pressures(measured from hydraulic experiment) into the numerical method was suggested as a promising method to enhance the predictability of pore pressures.

Keywords : rubble mound breakwater, reflection coefficient, transmission coefficient, pore pressure, boundary element method

1. 서 론

경사식 방파제의 성능에 관련된 수리특성은 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 반사율 K_r , 쳐오름 R , 전달율(월파전달율

K_{ot} , 투과전달율 K_{it}), 제체내 간극수압 p , 피복석의 안정성, 그리고 제체에 가해지는 파력 F 등으로 구성된다. 방파제에 입사한 파 에너지의 일부는 소산 및 반사되며 나머지는 월파되거나 제체의 공극을 통과하여 제체 후면에

*신구대학 토목과(Hyunjoon Park, Department of Civil Engineering, Shingu College, Kumkwang2-dong, Chungwon-gu, Seongnam-si, Kyonggi-do, 462-743, Korea, hjpark@shingu.ac.kr)

**건국대학교 토목공학과 (Department of Civil Engineering, Konkuk University)

***한국해양연구원 연안·항만공학연구본부 (Coastal and Harbor Engineering Research Center, KORDI)

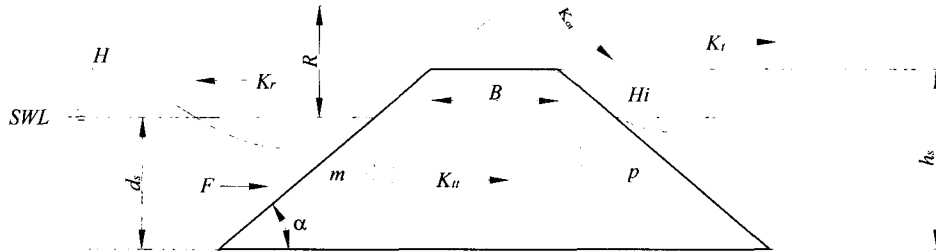


Fig. 1. Hydraulic characteristics of rubble mound breakwater.

전달되게 된다. 이 과정에서 전사면(前斜面)에서의 파의 쇄파 및 처오름은 피복석을 교란한다. 월파량은 방파제의 전사면에 형성되는 처오름과 밀접한 관련이 있다. 반사율과 처오름은 공히 입사파의 파형경사, 제체의 전면 경사각 그리고 경사면의 표면상태와 제체의 투과성 정도에 따라 달리 나타난다. 한편, 경사제 내부로의 파에너지 유입은 동수압 형태의 간극수압을 발생시킨다. 또한, 공극에서의 수립자의 유동은 개별 사석들에 대하여 마찰력과 관성력을 발생시키며, 방파제 전체에 작용하는 파력은 이들 마찰력과 관성력을 포괄한 것이다.

경사식 방파제의 수리특성은 크게 나누어 4가지 적용조건, 즉, 입사파 특성(규칙파 또는 불규칙파), 방파제 전사면의 표면상태(매끈한 면 또는 거친 면), 제체의 투과 여부, 월파 여부에 따라서 달라지며 기존의 관련연구도 이들 적용조건을 달리하며 전개되어 왔다. 기존의 연구들은 주로 실험에 의존하여 진행되어 왔으며 투과전달율과 간극수압을 제외하고는 무수히 많은 실험적 연구가 발견되며(Herbich, 1990), Table 1은 이들 연구들을 각 적용조건별로 정리한 것이고, Table 2는 수리특성별로 대표적인 실험식들을 정리한 것이다.

Table 1. Summary of the application conditions of existing methods for the hydraulic characteristics of rubble mound breakwater

수리특성	저자	적용조건							
		입사파 조건		전사면 표면상태		투과성 여부			
		규칙파	불규칙파	매끈한 면	거친 면	월파	비월파	투과	불투과
반사율	Seelig and Ahrens(1981)	o	o	o	o	o	o	o	o
	Allsop and Hettiarachchi(1988)		o	o		o		o	
처오름	Hunt(1959)	o		o		o		o	
	CERC(1984)	o	o	o		o	o	o	o
	Ahrens and McCartney(1975)		o	o		o	o	o	o
	van Gent(1995)	o		o		o	o	o	o
	Mase and Iwagaki(1984)		o	o		o	o	o	o
	Ahrens and Heimbaugh(1988)		o	o		o	o	o	o
	Wurjanto and Kobayashi(1994)		o	o		o	o	o	o
월파량	Weggel(1976)	o		o		o		o	
	Ahrens(1977)		o	o		o		o	
	CERC(1984)	o	o	o	o	o	o	o	o
	Kobayashi and Wurjanto(1989)		o	o		o		o	
월파전달율	Seelig(1980)	o		o	o	o	o	o	o
	CERC(1984)	o	o	o	o	o	o	o	o
투과전달율	Madsen and White(1976)	o		o	o	o	o	o	o
	Hölscher and Barends(1990)	o		o	o	o	o	o	o
간극수압	Hölscher and Barends(1990)	o		o	o	o	o	o	o

Table 2. Existing experimental formulae for the hydraulic characteristics of rubble mound breakwater

수리특성	저자	공식	비고
반사율	Seelig and Ahrens (1981)	$K_r = \frac{aI_r^2}{b+I_r}$	$I_r = \frac{m}{\sqrt{H/L_o}}$: 규칙파
			$I_r = \frac{m}{\sqrt{H_{mo}/L_p}}$: 불규칙파 a, b는 표면상태에 따른 parameter
쳐오름	Hunt(1959)	$\frac{R}{H} = \frac{m}{\sqrt{H/L_o}}$	규칙파 쳐오름
	Ahrens and McCartney(1975)	$\frac{R}{H} = \frac{aI_r}{1+bI_r}$	a, b는 방파제 피복석에 관한 실험상수, 규칙파
	Mase and Iwagaki (1984)	$\frac{R}{H_{so}} = a \left(\frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_{so}/L_{so}}} \right)^b$	R은 $R_{max}, \bar{R}_s, R_{mean}$ 으로 구분하여 a, b를 제시
	Ahrens and Heimbaugh(1988)	$\frac{R_{max}}{H_{mo}} = \frac{aI_r}{1+bI_r}$	$I_r = \frac{\tan \alpha}{\sqrt{H_{mo}/L_p}}$ 불규칙파
월파량	Weggel(1976)	$Q_o = (gQ_o^*H_o^3)^{1/2} \exp\left[\frac{-0.217}{\alpha} \tanh^{-1}\left(\frac{F}{R}\right)\right]$	규칙파
	Ahrens(1977)	$Q_o = (gQ_o^*H_{os}^3)^{1/2} \exp\left[\frac{-0.217}{\alpha} \tanh^{-1}\left(\frac{F}{R_s}\right)\left(\frac{R_s}{R_p}\right)\right]$	불규칙파
전달율	Seelig(1980)	$K_{ot} = C \left(1 - \frac{F}{R}\right), \quad C = 0.51 - \frac{0.11B}{d_s + F}$	월파전달율

Table 2에서 알 수 있듯이, 기존의 실험식들은 대부분이 방파제의 수리특성 중에서 일부분을 예측하기 위하여 도출되었다. 물론, 쳐오름을 알면 월파량과 월파 전달과 고를 연쇄적으로 계산할 수 있는 가능성은 있으나(CERC, 1984), 관련 실험식들이 여러 연구자들에 의하여 개별적으로 도출되었기 때문에 이와 같은 연쇄적 계산이 정확성을 일관되게 유지하기는 사실상 힘들다. 모든 수리특성을 일괄적으로 파악하기 위해서는 방파제 체체 내·외의 파동장을 상호 연계하여 해석할 필요가 있다. 궁극적으로는, 입사파 조건과 방파제의 형태 및 전사면 조건을 입력으로 하여 모든 수리특성을 일거에 계산할 수 있는 수치해석적기법이 요구된다. 그러나, Table 3에 나타나 있듯이 현존하는 수치해석적 기법들 역시 수리특성 중에서 일부만 계산 가능하다. 또한, Kobayashi(1994), Holscher and Barends(1990) 그리고 van Gent(1995)의 모델들은

비선형 모델로서 원리상 체체 내·외의 파동장을 정확히 계산할 수 있다고 볼 수는 있으나 일부 제한된 입력조건에서만 계산가능하며 계산절차도 매우 복잡하다. 따라서, 현재로서는 이러한 비선형 수치모델들을 실무적 차원에서 사용하기는 매우 어려운 것으로 판단된다. Madsen and White (1976)의 모델은 장파가정하에 등가단면에 대한 반사율, 월파전달율 그리고 투과전달율을 계산할 수 있으며 사용이 비교적 간단하다.

본 연구에서는 실무에서의 실용적 적용을 목적으로 방파제의 내·외부 파동장 및 수리특성을 파악하기 위한 수치해석적 기법을 수립한다. 수치해석은 Madsen and White 모델의 기본적 개념을 따르되 경계요소법을 이용하여 단주기성 파랑의 입사에 의한 체체내의 파동장과 간극수압을 계산한다. 그리고, 조파수조를 이용한 수리모형실험을 통하여 수치해석의 결과를 검증하기로 한다.

Table 3. Applicability of existing numerical models

저자	적용성	반사율	쳐오름	윳파랑	윳파전달율	투과전달율	간극수압
Madsen and White(1976)		o	o		o	o	
Wurjanto and Kobayashi(1994)		o	o				o
Kobayashi and Wurjanto(1989)				o			
H Ischer and Barends(1990)						o	o
van Gent(1995)		o	o	o			o

2. 제체 내 · 외의 파동장 결정

2.1 개요

본 장에서는 제체 내·외의 파동장을 계산할 수 있는 수치모델을 수립하기로 한다. 수치모델은 앞서 언급한대로 Madsen and White(1976)의 모델을 개선하여 단주기성 파의 입사에 대한 적용성을 높이는 식으로 한다. 본 수치모델은 입사파조건, 방파제의 형상 및 내부사석의 제원을 입력하면 방파제의 수리특성 및 간극수압을 출력하는 기능을 갖는다.

Madsen and White 모델은 방파제의 반사율과 투과율을 계산하기 위한 것으로서 내부 파동장을 해석하되 등가단면을 해석하기 때문에 원래 방파제 내부의 간극수압은 계산할 수 없다. 더욱이, 본 모델은 내부 파동장 해석에 장파이론을 사용하기 때문에 단주기성 파의 입사에 대해서는 해의 정확성을 기대하기 힘들다. 이와 같은 단점을 극복하기 위하여 본 연구에서는 전체적인 계산과정은 Madsen and White 모델을 따르되 내부 파동장에 대해서는 직접 원 방파제 단면에 단주기성 파에 대한 적용성을 향상시키기 위하여 경계요소법을 적용하기로 한다. Fig. 2는 본 수치모델의 계산절차를 보여준다.

2.2 외부 파동장의 결정

Fig. 3은 불투과 사면에 형성되는 파동장을 보여준다.

Madsen and White(1976)는 Fig. 3의 유체영역을 $x \geq l_s$ 의 영역(바닥 마찰항 무시)과 $0 \leq x \leq l_s$ 의 영역(마찰항 포함)으로 구분하고 각 영역에서의 일반해를 구한 다음, $x=l_s$ 에서 이들 해를 접속하여 파 반사와 사면 쳐오름을 계산할 수 있는 다음 식을 제시하였다.

$$\frac{a_r}{a_i} = \left[\frac{J_0(2k_0 l_s \sqrt{1-if_b}) - \frac{i}{\sqrt{1-if_b}} J_1(2k_0 l_s \sqrt{1-if_b})}{J_0(2k_0 l_s \sqrt{1-if_b}) + \frac{i}{\sqrt{1-if_b}} J_1(2k_0 l_s \sqrt{1-if_b})} \right] e^{i2k_0 l_s} \tag{1}$$

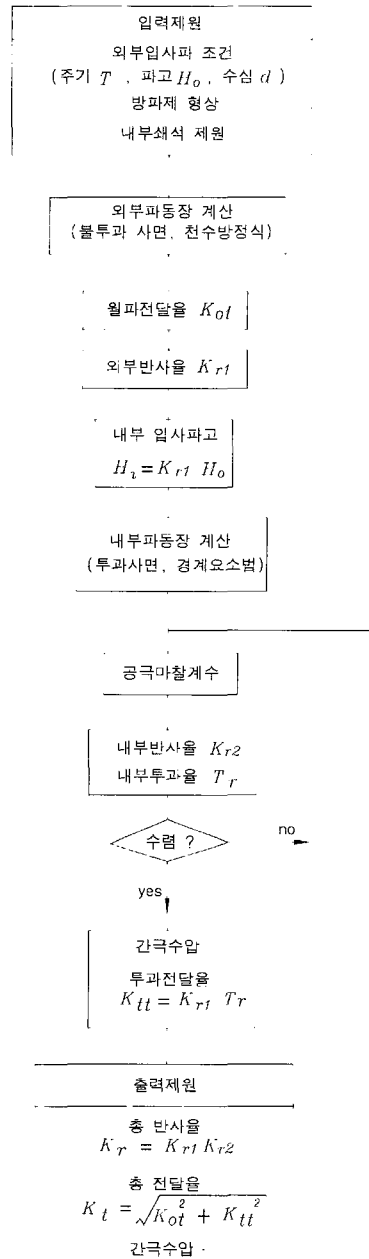


Fig. 2. Calculation flow of numerical model.

방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

시간과 공간의 함수인 속도포텐셜 $\Phi(x, z, t)$ 를 공간만의 함수인 $\phi(x, z)$ 로 나타내면

$$\Phi_i(x, z, t) = -\frac{ig\zeta_o}{\sigma} \phi_i(x, z) e^{-i\omega t} \quad (4)$$

와 같다. 여기서, ζ_o 는 입사파의 진폭, σ 는 각 주파수이다. 식 (4)를 식 (3)에 대입하면, 간략화된 속도포텐셜 $\phi(x, z)$ 도 Laplace 방정식 형태가 된다.

$$\frac{\partial^2 \phi_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (5)$$

유체내의 수평속도(u), 연직속도(w), 압력(p) 그리고 수면변위(η)는 다음과 같이 구해진다.

$$u = \frac{\partial \Phi_i}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial \Phi_i}{\partial z} \quad (6)$$

$$p = \rho \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} = \rho g \zeta_o \phi_i(x, z) e^{-i\omega t} \quad (7)$$

$$\eta = -\left. \frac{1}{g} \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \right|_{z=0} = \zeta_o \phi_i(x, 0) e^{-i\omega t} \quad (8)$$

식 (5)를 해석하여 속도포텐셜을 얻기 위해서는 아래와 같은 경계조건들을 고려하여야 한다. 선형화된 자유표면 경계조건은 식 (9)와 같으며, 그 외향 법선 미분치는 식 (10)과 같다. 바닥면에 대해서는 식 (11)과 같은 불투과 조건을 적용할 수 있다.

$$\frac{\partial \phi_i}{\partial z} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_i; \quad z=0 \quad (9)$$

$$\bar{\phi}_i = \frac{\partial \phi_i}{\partial n} = \frac{\sigma^2}{g} \phi_i; \quad z=0 \quad (10)$$

$$\bar{\phi}_i = \frac{\partial \phi_i}{\partial n} = 0; \quad \text{불투과 바닥면} \quad (11)$$

(2) 영역 (III)

영역 (III)내의 흐름을 비압축, 비회전으로 가정하면 속도포텐셜 Φ 를 이용하여 지배방정식은 식 (3)과 같은 Laplace 방정식이 된다. 한편, 공극내 운동방정식은 선형과의 가정하에 이류항을 무시하면

$$\frac{C_m \partial u}{n \partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{C_f}{n} u \quad (12)$$

$$\frac{C_m \partial w}{n \partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{C_f}{n} w - g \quad (13)$$

와 같다(Madsen, 1974; Ijima and Chou, 1976). 여기서, n 은 공극률, C_f 는 공극흐름에서의 마찰계수이다. C_m 은 관성력계수이며 공극입자에 대한 부가질량계수 C_a 를 이용하여 $C_m=1+(1-n)C_a$ 와 같이 나타낼 수 있다.

유속성분(u, w)= $(\partial \Phi / \partial x, \partial \Phi / \partial z)$ 을 식 (12)와 (13)에 대입하고 간략화된 포텐셜과 자유수면 경계조건을 적용하면 수면변위, 동수압 및 수면경계 조건에 대한 다음 식들을 유도할 수 있다(한국해양연구원, 2001).

$$\eta = C_2 \zeta_o \phi e^{-i\omega t} \quad (14)$$

$$\frac{p}{\rho} = g C_2 \zeta_o \phi e^{-i\omega t} \quad (15)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial z} = C_1 \frac{\sigma^2}{g} \phi; \quad z=0 \quad (16)$$

여기서, $C_1=C_m+iC_f/\sigma$, $C_2=C_1/n$ 이다.

공극내 흐름이 정상류일 경우에는 식 (12)는

$$-\frac{\partial p}{\partial x} = \rho \frac{C_f}{n} u \quad (17)$$

가 된다. 식 (17)의 우측 항을 Forchheimer 식(McWhorter and Sunada, 1977)을 이용하여 나타내면

$$C_f u = n(\alpha u + \beta |u|u) \quad (18)$$

이다. Englund(1953)는 식 (18)의 α, β 를 다음과 같이 제시하였다.

$$\alpha = \alpha_0 \frac{(1-n)^3}{n^2} \frac{v}{D^2} \quad (19)$$

$$\beta = \beta_0 \frac{1-n}{n^3} \frac{1}{D} \left(\frac{8}{3\pi} \right) \quad (20)$$

여기서, D 는 사석의 평균직경, $\alpha_0=780\sim 1500$ 또는 그 이상, $\beta_0=1.8\sim 3.6$ 또는 그 이상이다.

식 (18)에서 C_f 는 다음과 같이 Lorentz 원리를 이용하여 구할 수 있다(Sollitt and Cross, 1972; Sulisz, 1985).

$$C_f = \frac{n \int_R \left(\int_t^{t+T} (\alpha V^2 + \beta V^3) dt \right) dR}{\int_R \left(\int_t^{t+T} V^2 dt \right) dR} \quad (21)$$

여기서, R은 공극률 n 을 갖는 영역을 의미한다. V 는 공극체 내부에서의 유속으로서 다음과 같이 구할 수 있다.

$$V = \sqrt{(\overline{u_k})^2 + (\overline{w_k})^2} \quad (22)$$

$(\overline{u_k}, \overline{w_k})$ 는 내부영역 임의점 k 에서의 유속성분 (u_k, w_k) 의 실수부분이며 (u_k, w_k) 는

$$u_k = -i \frac{g \zeta_0 \partial \Phi}{\sigma \partial x} = -i \frac{g \zeta_0 \partial \phi}{\sigma \partial x} e^{-i\omega t} \quad (23)$$

$$w_k = -i \frac{g \zeta_0 \partial \Phi}{\sigma \partial z} = -i \frac{g \zeta_0 \partial \phi}{\sigma \partial z} e^{-i\omega t} \quad (24)$$

와 같다. $\partial \phi / \partial x, \partial \phi / \partial z$ 는 영역의 경계면에서의 ϕ 와 $\partial \phi / \partial n$ 을 이용하여 구할 수 있다.

식 (21)을 이용하여 C_f 를 구하기 위해서는 사전에 V 를 알고 있어야 하나 이 역시 본 수치해석을 통하여 구해지는 경계면에서의 ϕ 와 $\partial \phi / \partial n$ 의 값에 의존한다. 따라서, 반복계산이 요구되며 본 수치해석에서는 초기치로서 등가단면(사다리꼴 단면과 동일면적인 직사각형 단면)에 대하여 Madsen and White(1976)의 장파이론을 적용하여 구한 마찰계수를 이용하였다.

2.3.3 영역간 경계조건

(1) 영역 (I)

속도포텐셜 $\phi_I(x, z)$ 는 입사파, 반사파, 소멸파의 영향을 포함하는 식 (25)와 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \phi_I(x, z) = & [e^{ik(x+l)} + A_0 \cdot e^{-ik(x+l)}] \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \\ & + \sum_{m=1}^{\infty} (A_m e^{k_m(x+l)}) \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \end{aligned} \quad (25)$$

식 (25)에서 우측 항은 차례로 입사파, 반사파, 그리고 소멸파(evanescent mode)를 나타낸다. 여기서, 파수 k 와 k_m 은 각각 다음과 같은 분산관계식을 이용하여 구할 수 있다.

$$k \tanh kh = \frac{\sigma^2}{g} \quad (26)$$

$$-k_m \tanh k_m h = \frac{\sigma^2}{g} \quad (27)$$

접속경계($x=-l$)에서 포텐셜과 이의 외향 법선벡터는 각각 식 (28), (29)와 같이 구하여진다.

$$\phi_I(-l, z) = (1 + A_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_I(-l, z)}{\partial x} = & \left[ik(1 - A_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} \right. \\ & \left. + \sum_{m=1}^{\infty} A_m k_m \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \right] \end{aligned} \quad (29)$$

식 (25)의 소멸파(evanescent mode)에서 지수를 $e^{k_m x}$ 형태로 나타낸 것은 소멸파가 벽면에서 좌측으로 발달하며 좌측으로 갈수록 발생하는 지수적 감소(exponential decay)를 나타내기 위한 것이다.

(2) 영역 (II)

접속경계 AB에서 영역 I, II의 압력과 수렴자의 수평방향 속도는 동일하여야 하므로 다음과 같은 식이 성립한다.

$$\phi_{II}^{(1)}(z) = \phi_I(-l, z) \quad (30)$$

$$\frac{\partial \phi_{II}^{(1)}(z)}{\partial n} = - \frac{\partial \phi_I(-l, z)}{\partial x} \quad (31)$$

식 (31)에서 n 은 외향 법선벡터를 나타내며 우측항의 (-) 부호는 x 와 n 이 서로 반대방향을 나타내기 때문이다. 상첨자(1)은 영역 II의 경계번호를 의미한다(Fig. 4 참조).

식 (30), (31)에 식 (28), (29)를 대입하면

$$(1 + A_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} = \phi_{II}^{(1)} \quad (32)$$

$$\left[-ik(1 - A_0) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} A_m k_m \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h} \right] = \frac{\partial \phi_{II}^{(1)}}{\partial n} \quad (33)$$

이다. 식 (33)의 양변에 $\cosh k(z+h), \cos k_m(z+h)$ 를 각각 곱하고, $\cosh k(z+h)$ 와 $\cos k_m(z+h)$ 간의 직교성(orthogonal property)을 이용하여 수직적분하면 계수 A_0 와 A_m 을 다음과 같이 결정할 수 있다(Ijima and Chou, 1976).

$$A_0 = 1 - i \frac{1}{N_0 \sinh kh} \sum_{p=1}^{N_{2,1}} \phi_{II}^{(1)}(p) \cosh k(z_p + h) \Delta z \quad (34)$$

$$A_m = \frac{1}{N_m \sin k_m h} \sum_{p=1}^{N_{2,1}} \phi_{II}^{(1)}(p) \cos k_m(z_p + h) \Delta z \quad (35)$$

여기서,

$$N_o = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2kh}{\sinh 2kh} \right) \quad (36)$$

$$N_m = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_m h}{\sinh 2k_m h} \right) \quad (37)$$

식 (34), (35)를 식 (32)에 대입하면

$$\phi_{II}^{(1)}(p) = 2 \frac{\cosh k(z_p + h)}{\cosh kh} + \sum_{r=1}^{N_{2,1}} f(r:p) \bar{\phi}_{II}^{(1)}(r) \Delta z; \quad p = 1 \sim N_{2,1} \quad (38)$$

과 같다. 여기서,

$$f(r:p) = -i \frac{\cosh k(z_r + h) \cosh k(z_p + h)}{N_o \sinh k \cosh kh} - \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\cos k_m(z_r + h) \cos k_m(z_p + h)}{N_m \sinh k_m h \cosh k_m h} \quad (39)$$

이다.

(3) 영역 (III)

영역 II와 III사이의 접속경계 CD에서의 경계조건은 다음과 같다.

$$\phi_{III}^{(1)}(x, z) = \frac{\bar{\phi}_{II}^{(3)}}{C_2}; \quad \text{압력의 연속} \quad (40)$$

$$\bar{\phi}_{III}^{(1)} = -\bar{\phi}_{II}^{(3)}; \quad \text{외향법선방향 유속의 연속} \quad (41)$$

(4) 영역 (V)

속도포텐셜 $\phi_V(x, z)$ 는 투과파와 소멸파의 영향을 포함하는 식 (42)의 형태로 나타낼 수 있다.

$$\phi_V(x, z) = B_0 e^{ik'(x-l')} \frac{\cosh k'(z+h')}{\cosh k'h'} + \sum_{m=1}^{\infty} B_m e^{-k'_m(x-l')} \frac{\cosh k'_m(z+h')}{\cosh k'_m h'} \quad (42)$$

식 (42)에서 우측 항은 차례로 투과파, 소멸파(evanescent mode)를 나타낸다. 여기서, 파수 k' 와 k'_m 은 각각 수심 h 에 대한 분산관계식(식 (26), (27) 참조)을 이용하여 구할 수 있다.

접속경계 ($x = \overline{cc'} + l'$)에서 포텐셜과 이의 외향 법선벡터는 각각 다음과 같이 구하여 질 수 있다.

$$\phi_V(\overline{cc'} + l', z) = B_0 \frac{\cosh k'(z+h')}{\cosh k'h'} + \sum_{m=1}^{\infty} B_m \frac{\cosh k'_m(z+h')}{\cosh k'_m h'} \quad (43)$$

$$\phi_V(\overline{cc'} + l', z) = ik' B_0 \frac{\cosh k'(z+h')}{\cosh k'h'} - \sum_{m=1}^{\infty} B_m k'_m \frac{\cosh k'_m(z+h')}{\cosh k'_m h'} \quad (44)$$

(5) 영역 (IV)

접속경계 A'B에서의 압력과 수립자의 수평방향 속도는 동일하여야 한다. 따라서,

$$\phi_{IV}^{(3)} = \phi_V(\overline{cc'} + l', z) \quad (45)$$

$$\phi_{IV}^{(3)} = \bar{\phi}_V(\overline{cc'} + l', z) \quad (46)$$

식 (46)에 식 (44)를 대입하여 수심 적분하면 계수 B_0 와 B_n 은 각각

$$B_0 = \frac{-i}{N'_o \sinh k'_n h'} \sum_{q=1}^{N_{4,3}} \bar{\phi}_{IV}^{(3)} \cosh k'(z_q + h') \Delta z \quad (47)$$

$$B_n = -\frac{1}{N'_n \sinh k'_n h'} \sum_{q=1}^{N_{4,3}} \bar{\phi}_{IV}^{(3)} \cosh k'(z_q + h') \Delta z \quad (48)$$

와 같이 된다. 여기서,

$$N'_o = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k'h'}{\sinh 2k'h'} \right) \quad (49)$$

$$N'_n = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{2k_n h'}{\sinh 2k_n h'} \right) \quad (50)$$

식 (45)에 식 (43), (47), (48)을 대입하면

$$\phi_{IV}^{(3)}(s) = \sum_{q=1}^{N_{4,3}} f(q, s) \bar{\phi}_{IV}^{(3)}(q) \Delta z; \quad s = 1 \sim N_{4,3} \quad (51)$$

$$f(q:s) = \frac{-i \cosh k'(z_q + h') \cosh k'(z_s + h')}{N'_o \sinh k'h' \cosh k'h'} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\cosh k'_n(z_q + h') \cosh k'_n(z_s + h')}{N'_n \sinh k'_n h' \cosh k'_n h'} \quad (52)$$

와 같이 된다.

2.3.4 행렬식의 구성

영역 II, III과 IV의 각각에 대한 행렬식은 식 (53)과 같이 Green의 이차공식을 적용하여 구성할 수 있다.

$$\frac{1}{2\pi} \alpha(i) \phi(i) = \sum_{j=1}^{N_T} G_{ij} \bar{\phi}(j) - \sum_{j=1}^{N_T} H_{ij} \phi(j) \quad (53)$$

여기서, $i = \text{field point}$, $j = \text{source point}$, $a(i) = i$ 절점에서의 내각(일정요소 경계요소에서는 π 와 같다), $G_{ij} = \text{Green 함수}$, $H_{ij} = \text{Green 함수의 법선미분치}$, $N_T = \text{영역내 총 절점수}$ 이다. 총 행렬식은 각 영역의 경계조건을 고려하여 구성한다.

2.3.5 수리특성의 결정

반사율과 내부 투과율을 결정하기 위해서는 먼저 총 행렬식을 풀어 각 절점에서의 미지수 ϕ 또는 $\bar{\phi}$ 를 구하고 이들을 식 (34)와 식 (47)에 대입하여 A_0 와 B_0 를 계산한다. 방파제의 내부 반사율 K_{r2} 와 내부 전달율 T_r 은 다음과 같이 결정된다.

$$K_{r2} = |A_0| \quad (54)$$

$$T_r = |B_0| \quad (55)$$

마찰계수 C_f 를 결정하기 위한 반복계산에서 반사율과 투과율의 중간계산결과가 공히 미리 설정한 오차범위 (tolerance) 내에 들어오면 반복 계산을 마치고 간극수압의 계산을 수행할 수 있도록 하였다.

방파제 내부 임의점 q 에서의 간극수압을 결정하기 위해서는 먼저 q 점에서의 속도포텐셜 ϕ_q 를 구해야 하며 이는 영역 III의 경계면 절점에서의 ϕ 와 $\bar{\phi}$ 를 이용하여 다음과 같이 결정된다.

$$\phi_{III}(q) = \sum_{j=1}^{K_{3,4}} G_{qj} \bar{\phi}_{III}(j) - \sum_{j=1}^{K_{3,4}} H_{qj} \phi_{III}(j) \quad (56)$$

여기서, $K_{3,4} = N_{3,1} + N_{3,2} + N_{3,3} + N_{3,4}$ 이다.

간극수압은 식 (15)에 근거하여

$$p_{III}(q) = \rho g C_2 \zeta_0 \phi_{III}(q) e^{-i\omega t} \quad (57)$$

와 같이 구할 수 있다.

3. 수리실험

3.1 모형 방파제

모형방파제는 Fig. 5에 나타낸 바와 같이 전면경사가 1:2, 후면경사가 1:1.5인 경사식 방파제이다. 수심은 0.35 m로서 원형 방파제 대비 약 1/40의 축척을 갖는 모형이며 전사면은 개별 중량이 100 g인 TTP 모형을 2층 난적(두께 9.3 cm)으로 피복하였다. 본 TTP 모형의 안정성에 대한 임계파고는 Hudson 공식에 의거, 약 12 cm이며 이를 원형 값으로 환산하면 약 5 m에 해당한다. 폭이 31 cm인 모형 방파제 상부는 두께 7 cm인 상치콘크리트를 설치하였다. 차후 수치해석 결과와의 검증의 편이를 위하여 중간 피복석은 제외하였으며 내부 사석은 평균입경이 1.26 cm, 공극률이 0.498이다.

3.2 실험장치 및 계측

실험 장치는 체원이 18 m L×0.4 m W×0.6 m H인 2차원 조파수조를 이용하였으며, Fig. 6은 수조에 설치되어 있는 모형방파제의 위치와 파고계들의 위치를 보여준다.

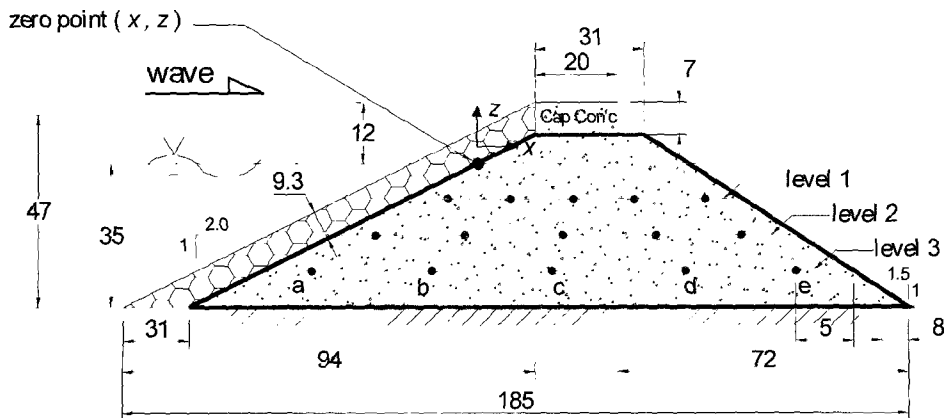


Fig. 5. Model breakwater and the installation of pore pressure sensors (unit: cm).

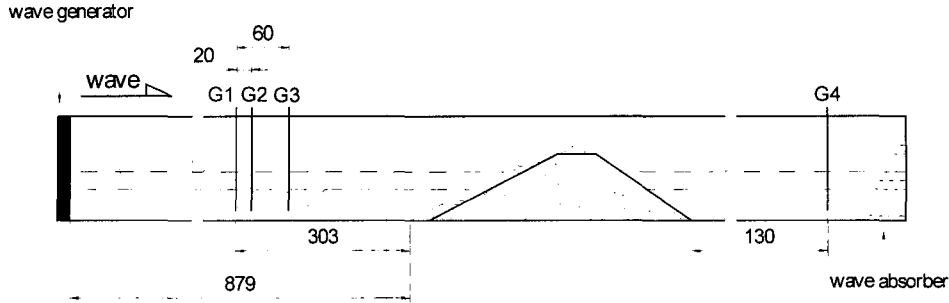


Fig. 6. Installation of model breakwater and wave gauges inside wave flume (unit: cm).

Table 4. Locations of pore pressure sensors (unit : cm)

구분	a	b	c	d	e
level 1	(-7.7, -8.7)	(5.3, -8.7)	(18.3, -8.7)	(31.3, -8.7)	(44.3, -8.7)
level 2	(-23.5, -17.4)	(-3.0, -17.4)	(17.5, -17.4)	(38.0, -17.4)	(58.5, -17.4)
level 3	(-42.0, -26.1)	(-13.5, -26.1)	(15.0, -26.1)	(43.5, -26.1)	(72.0, -26.1)

계측은 반사율, 전달율, 그리고 간극수압에 대하여 수행하였다. 파고계 G1, G2와 그리고 G3은 방파제의 반사율을 측정하기 위한 것이며, 파고계 G4는 방파제의 전달율을 측정하기 위한 것이다. 파고계와 간극수압계의 독취율은 모두 40 Hz로 하였다.

제체내 간극수압은 계측한계가 100 g/cm²인 스트레인 지식 간극수압계를 이용하였으며 간극수압계는 Fig. 5에서 보이는 바와 같이 모형 방파제 내부에 3층(level 1, level 2, level 3)으로 각각 5개(센서 a, b, c, d, e)를 배치하였다. Table 4는 수치해석의 좌표계의 원점(Fig. 5 참조)을 기준하여 각 센서의 좌표를 보여준다.

3.3 실험조건

실험에 이용된 파는 모두 규칙파이며 파고 H를 8 cm, 12 cm 그리고 16 cm의 세가지로 변화시켰으며 파 주기는 H = 8 cm는 0.8초에서 2.0초까지, H = 12 cm는 1.0초에서 2.0초까지, H = 16 cm는 1.6초에서 2.0초까지 각각 0.1초 간격으로 총 30개를 시도하였다.

3.4 실험자료의 분석방법

실험결과는 반사율, 전달율 그리고 간극수압순으로 분석하였다. 반사율은 삼점법(박 등, 1992)을 이용하여 계산하였다. 반사율 계측의 시간구간은 원칙적으로 정상적인 진행과파가 파고계 센서를 최초 통과한 이후 조파기에 재반사파가 도달하기까지의 시간구간(군속도 개념을 이용

하여 계산)으로 하되, 정확한 구간은 계측신호를 관찰하여 정하였다. 즉, 전달율과 반사율, 그리고 간극수압의 분석구간은 계측 자료가 안정된 값을 보이는 시간구간으로 하였다.

간극수압계의 계측 시계열을 관찰하여 보면 (-)쪽으로 치우쳐 진동하는 모습을 보인다(Fig. 7). 이것은 양단이 폐쇄된 이차원 조파수조에서 방파제의 수리모형실험을 수행할 때 흔히 나타나는 현상으로서 계측 중 센서 위치에서의 평균수심이 시간에 따라 변하기 때문에 발생한다. 이와 같은 계측신호를 직접 분석하면 큰 오차가 발생하게 된다. 따라서, 여기에서는 원 계측 자료의 평균 성향을 제거한 다음 하이패스 필터(high-pass filter)를 적용하여 장주기 성분을 제거하였다. 그리고 하이패스 필터의 저주파 한계는 0.2 Hz로 하였다. Fig. 8은 본 수리실험에서 얻어진 파압 신호에 필터를 적용한 결과이다. (-)쪽으로 치우

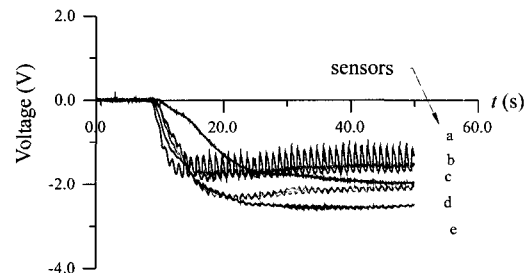


Fig. 7. Time history of the voltage signals from pore pressure sensors (Level 1, H = 0.12 m, T = 1.0 s).

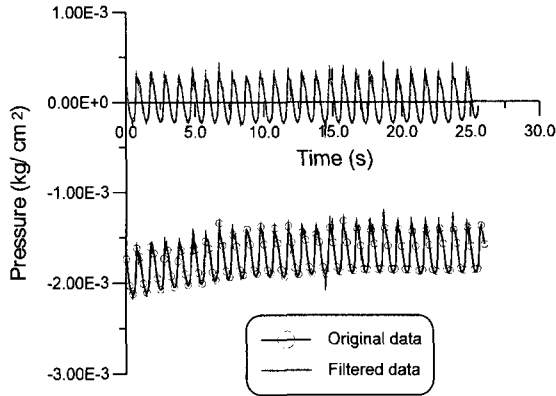


Fig. 8. Comparison of the original signal and filter signal for pore pressure sensor <a> (Level 1, $H = 0.12$ m, $T = 1.0$ s).

쳐 있던 계측 신호가 x 축에 대하여 진동하는 신호로 변환된 모습을 볼 수 있다.

4. 결과 및 고찰

4.1 개요

반사율, 월파량, 전달율 그리고 간극수압의 실험결과를 수치해석의 결과와 비교하였다. 수치해석은 수리실험과 동일한 조건에 대하여 수행하였으며, Table 5는 수치해석에 이용된 매개변수들의 값을 보여준다.

Table 5의 매개변수 값들은 일반적인 값들로서 본 연구에서는 수치해석 결과와 수리실험결과의 정량적 일치를 기 도하기 위한 매개변수 값들의 조정은 일체 시도되지 않았다. 실험결과는 수치해석의 결과와 비교하였으며 아울

Table 5. Input parameters of numerical analysis

사 양	기호	제원
영역 II의 수면길이	l	1 m
영역 IV의 수면길이	l'	1 m
경계면에서의 요소 수	$N_{21} \sim N_{44}$	20
영역 I, V에서의 소멸파 성분의 개수		10 개
영역 III 공극률	n	0.498
공극매체의 부가질량계수	C_a	0
Engelund(1953)의 매개변수	α_o	1000
	β_o	2.5
피복석(TTP)의 평균입경	D_s	3.35 cm
Ahrens and Heimbaugh(1988)의 처오	a	1.01
름 매개변수	b	0.91
Lorentz 적분을 위한 체체의 분할 수		50개

러 제 2장에서 소개한 기존의 실험식들을 이용하여 실험 결과의 정확성을 검토하였다. 비교 과정에서 관련 변수들은 효율적인 정량적 비교를 위하여 유차원으로 사용하였다.

4.2 반사율

주기변화에 따른 반사율의 변화에 대하여 실험결과, 수치해석결과 그리고 Seelig and Ahrens(1981)의 실험식의 적용결과를 Fig. 9~Fig. 11에 제시하였다. 주기의 증가에 따라 반사율이 증가하는 성향은 모두 유사함을 볼 수 있다. 그러나, Seelig and Ahrens의 결과가 실험결과와 수치해석결과를 상회한다. 이 원인은 Seelig and Ahrens의 실험식이 무한사면, 즉, 비월파 조건에서 도출되었기 때문에 실제 긴 주기에서 월파가 발생하는 본 실험의 경우 보다는 파 반사가 크게 발생하기 때문이다. 수치해석결과는 실험결과보다 다소 작은 반사율 값을 보여주고 있으나 입사파고가 증가할수록 이들간의 차이가 감소함을 볼 수 있다.

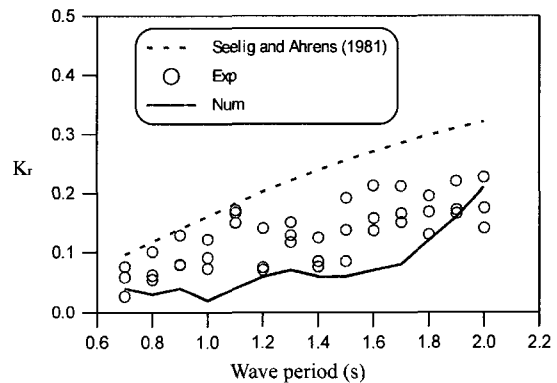


Fig. 9. Comparison of reflection coefficients ($H = 0.08$ m).

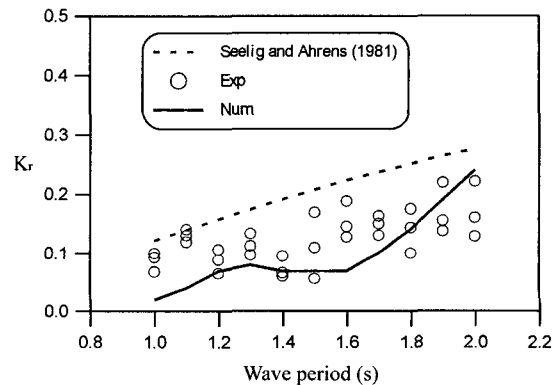


Fig. 10. Comparison of reflection coefficients ($H = 0.12$ m).

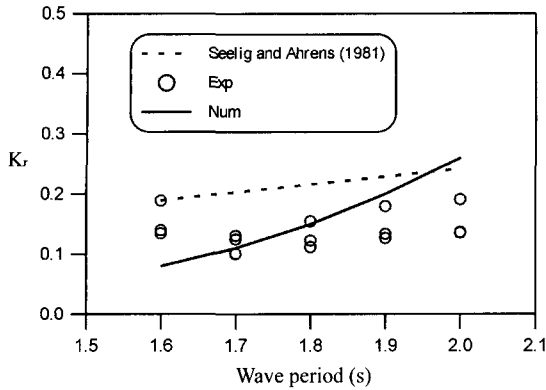


Fig. 11. Comparison of reflection coefficients ($H = 0.16$ m).

4.3 전달율

전달율에 대한 실험결과를 수치해석결과와 함께 Fig. 12 ~ Fig. 14에 제시하였다. 전달율은 월파전달율과 투과전달율을 합한 것이다. 전반적으로 주기가 증가할수록, 그리고 파고가 증가할수록 전달율이 증가함을 볼 수 있다. 월파가 발생하지 않는 $H = 0.08$ m에 대해서는 전달율이 대략적으로 0.05 이하이며 실험결과와 수치해석결과가 비교적 잘 일치한다. 그러나, $H = 0.12$ m 대해서는 주기가 작을 때에는 일치정도가 양호하나 월파가 발생하는 1.6초 이상에서는 실험결과가 수치해석결과를 훨씬 상회한다. $H = 0.16$ m일 때는 실험결과가 상당정도의 분산을 보이고 있으며 수치해석결과를 훨씬 상회함을 볼 수 있다.

수치해석에서는 월파전달율을 구하기 위하여 Ahrens and McCartney(1975)의 초오름에 대한 식과 Seelig(1980)의 월파전달율에 대한 식을 결합하여 사용하였다(Table 2참

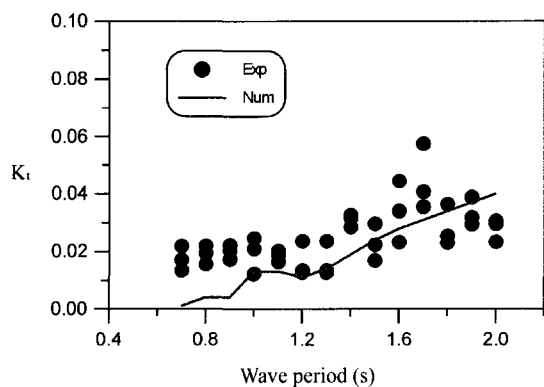


Fig. 12. Comparison of transmission coefficients ($H = 0.08$ m).

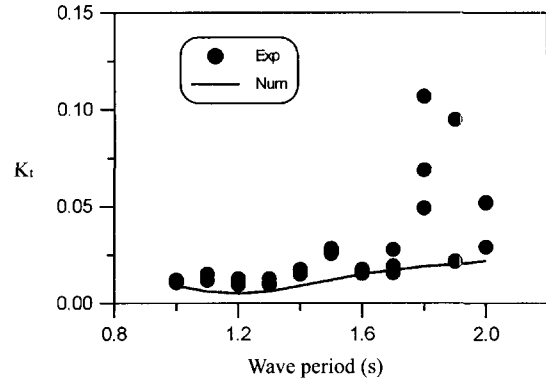


Fig. 13. Comparison of transmission coefficients ($H = 0.12$ m).

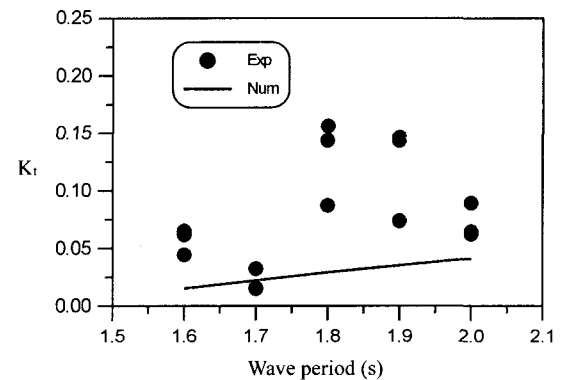


Fig. 14. Comparison of transmission coefficients ($H = 0.16$ m).

조). Seelig의 식은 전사면이 투과성이며 방파제 천단이 사석으로 피복되어 있는 경우를 대상으로 하였으며 이 경우는 본 실험에서와 같이 투과성 제체를 사용하였으나 방파제 천단을 상치콘크리트로 설치한 경우(Fig. 5참조), 월파량이 크게 증가할 수 있다. 월파량의 차이는 월파전달율의 차이로 연결되며 이와 같은 점이 Fig. 13과 Fig. 14에서 실험결과가 수치해석결과 보다 크게 발생한 원인으로 판단된다. 또한 과도한 월파가 발생하는 경우의 제한된 수조 구간에서 얻어진 실험결과치를 기록하여 분석하였기 때문으로 생각된다.

4.4 간극수압

실험결과에서 1개 조건을 선택하여 간극수압계들의 신호를 Fig. 15에 도시하였다. 이 신호들은 제 3.4 절에서 언급하였듯이 High-pass filter에 의하여 처리된 것으로서 안정된 진동 형태의 변화를 보이고 있다. 센서 <a>에서 <e>로 갈수록 신호의 변동폭(이하 "압력교"로 칭함)은 점

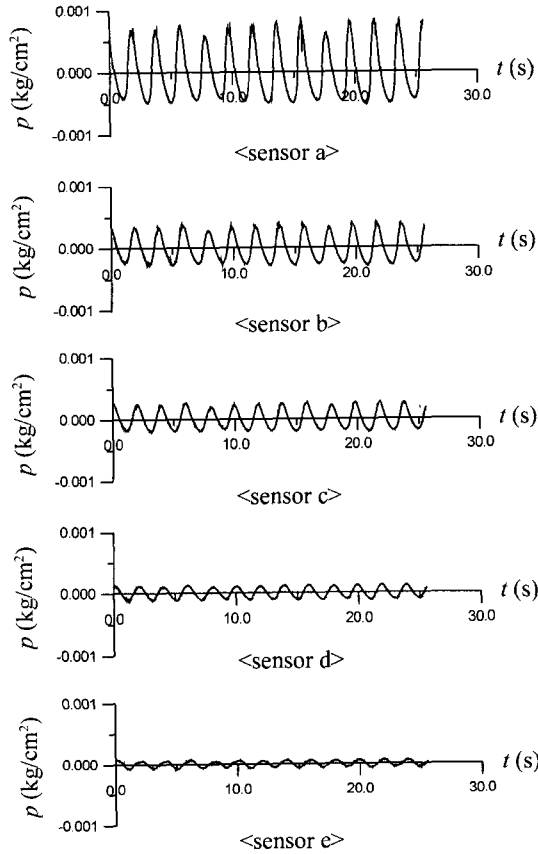


Fig. 15. Time series of pore pressure signals (Level 1, $H = 0.12$ m, $T = 2.0$ s).

차 감소함을 볼 수 있다. 이는 공극에서의 파 에너지 손실에 의한 당연한 결과이다. 이와 같이 방파제 전사면에서 멀어질수록 간극수압이 감소하는 것은 모든 실험조건에서 공통적으로 발견되었다.

간극수압의 신호에 대하여 zero-up-crossing 기법을 적용하여 평균 압력고 P_H 를 계산하였으며, 이중 $H = 0.12$ m에 대하여 P_H 의 수평방향의 변화를 Fig. 16에 도시하였다. 그림에서 실험결과는 Exp로, 수치해석 결과는 Num으로 표시되어 있다. 그림에서 실험결과를 보면 방파제의 후사면으로 갈수록 압력고가 감소한다. 또한 전반적으로 주기가 증가할수록 압력고가 증가한다. 이와 같은 현상은 물리적으로 당연한 결과로서 수치해석 결과에서도 유사한 성향을 발견할 수 있다. 그러나, 실험과 해석결과 사이의 정량적 일치정도는 그다지 양호하지 못하다. <level 1>에서는 해석결과가 크고 <level 2>와 <level 3>에서는 실험결과가 큰 것으로 나타나 있으며 이와 같은 불일치 정도

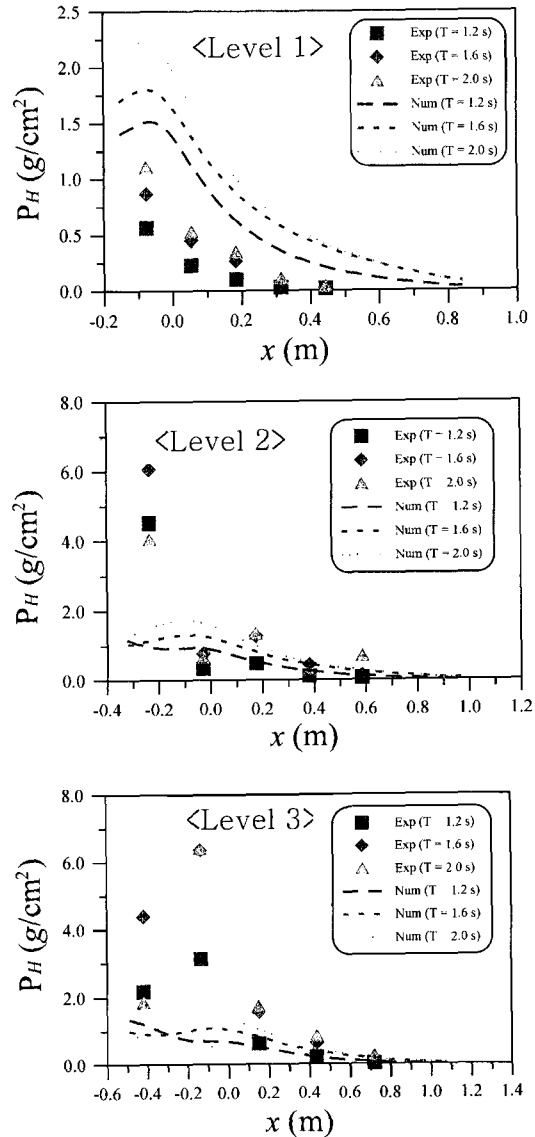


Fig. 16. Horizontal variation of pore pressure height ($H = 0.12$ m).

는 전사면에 가까울수록 현저하다. 실험결과를 보면 <level 2>에서의 결과가 <level 1>와 <level 3>에서의 결과보다 큰 것으로 나타나 있다. 이와 같은 결과는 Oumeraci and Partensky(1990)의 실험결과에서도 나타나 있다. 그러나 수치해석은 정수면에 가까울수록 파압고가 큰 것으로 나타나 있다.

Fig. 17은 주기변화에 따른 압력고의 변화를 입사파고 별로 나타낸 것이다. 실험결과와 수치해석결과가 공히 주

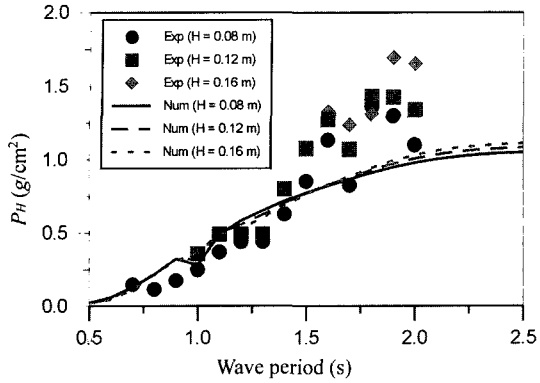


Fig. 17. Variation of pore pressure height with the change of wave period; <level 2>, sensor <c>.

기가 증가함에 따라 압력고가 증가하는 성향을 보인다. 그러나, 주기가 1.6초 이상으로 증가하면서 이들 결과 사이의 차이가 증가하는 것으로 나타나 있다. 이는 실험시 전사면에서 발생하는 쇄파의 영향을 본 선형 수치모형이 충분히 반영하지 못하였기 때문이라고 판단된다.

Fig. 18은 실험단면에 대해 수치계산 결과의 등압력선도이다. 전반적으로 전사면에서 압력고가 크고, 방파제의 후사면으로 갈수록 압력고가 감소하는 것을 볼 수 있다.

5. 결 론

기존의 경사식 방파제 관련 연구들을 조사한 결과, 대부분이 실험적 연구이며 방파제의 성능(반사율, 월파량, 전달율)중 일부만을 결정하기 위한 실험식들을 제시하고 있다. 제체내 간극수압의 결정을 위한 실험식은 현재로서는 가용하지 않으며, 수치해석적 연구도 반사율, 전달율 그리고 제체내 간극수압을 동시에 계산할 수 있는 실용적 수치모델은 가용하지 않은 실정이다. 본 연구에서는 경사식 방파제 내·외의 파동장 및 성능을 포괄적으로 결정

할 수 있는 수치해석기법의 수립을 시도하였으며 이의 결과를 수리실험을 통하여 검증하였다. 수치해석은 천수방정식을 이용하여 외부 파동장을 결정하였으며 내부 파동장은 경계요소법을 이용하여 해석하였다. 수치해석의 입력력은 입사파의 파고와 주기, 방파제의 전면 수심, 전사면 피복석의 제원 그리고 제체 내부 공극매체의 제원 등이며 출력은 반사율, 전달율 그리고 간극수압이다. 수리실험은 규칙파에 대하여 수행하였으며 수치해석과 동일한 조건하에서 수행하였다. 본 연구를 통하여 얻어진 결론은 다음과 같다.

- 입사파 주기의 변화에 따른 반사율 변화에 대한 수치해석결과는 수리실험결과와 Seelig and Ahrens(1981)의 실험식의 적용결과와 정성적인 유사성을 보였다. 수치해석결과는 실험결과보다 다소 작은 반사율 값을 보여주고 있으나 입사파고가 증가할수록 이들간의 차이가 감소하였다.

- 전달율에 대한 수치해석결과를 보면 입사파 주기가 증가하면서 전달율이 증가하는 성향을 나타냈으며 실험결과와 성향이 일치하였다. 비월파시에는 이들 결과가 정량적으로 잘 일치한 반면 월파가 발생하는 주기대에서는 실험결과가 상당정도의 분산을 보이며 전반적으로 수치해석결과를 상회하였다.

- 간극수압에 대해서는 수치해석결과와 수리실험결과가 정성적으로는 성향이 유사한 반면 정량적으로는 경우에 따라 상당정도의 차이를 보였다. 특히, 전사면 부근에서는 이들 차이가 현저하게 나타났다. 그러나, 후사면으로 갈수록 차이는 감소하였으며 각 계측라인의 1/3점 이후에는 비교적 일치정도가 양호하였다.

간극수압에 대한 현 수치해석기법의 예측성을 개선하기 위해서는 공극단면을 소단면으로 분할하여 공극 마찰계수를 개별적으로 구하는 방법이 추가적으로 시도될 필요가 있다. 또한, 방파제 전사면에서 쇄파를 비롯한 심한 비선형 파랑변형이 존재하며 이를 수치적으로 재현하기 어

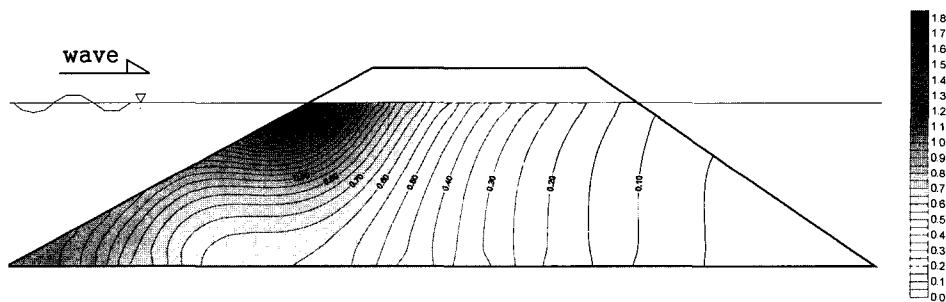


Fig. 18. Contour of pore pressures by numerical analysis ($H = 0.08$ m, $T = 1.2$ s; unit: g/cm^2).

려운 현실성을 감안하면 수리모형실험을 통하여 기 측정된 전사면 파압자료를 경계조건으로 하여 본 수치해석 기법을 적용하는 것도 시도할 필요가 있다.

감사의 글

본 논문은 2000년도에 한국해양연구원의 위탁과제로 수행한 “경사식 방파제의 파동장 결정”의 연구결과 중 일부를 발췌하여 수록한 것이며 연구비의 지원에 감사드립니다. 그리고, 수리실험을 수행하고 결과분석에 협조한 대학원생 황연호 군과 이성현 군에게 감사를 표합니다.

참고문헌

- 박우선, 오영민, 전인식, 1992. 최소자승법에 의한 입 반사파의 분리방법, 한국해양 해양공학회지, 4(3): 139-145.
- 한국해양연구원, 2001. 경사식 방파제의 최적설계기술(I).
- Ahrens, J.P., 1977. *Prediction of irregular wave overtopping*, Coastal Engineering, Technical Aid 77-7, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Ft. Belvoir, VA.
- Ahrens, J.P. and McCartney, B.L., 1975. Wave period effect on the stability of riprap, *Proc. Civil Engineers in The Oceans III*, ASCE, pp. 1019-1034.
- Allsop, N.W.H. and Hettiarachchi, 1988. *Coastal Engineering Conf.*, ASCE, pp. 782-794.
- CERC, 1984. *Shore protection manual*, Coastal Engineering Research Center, US Army Engineer, Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.
- Engelund, F., 1953. On the laminar and turbulent flows of ground water through homogeneous sand, *Transactions of the Danish Academy of Technical Sciences*, 3(4).
- Hölscher, P. and Barends, B.J., 1990. Finite difference scheme for wave transmission in a rubble mound breakwater, *International Journal for Numerical Methods in Engineering*, 30, pp. 1129-1145.
- Herbich, J.B., 1990. Wave run-up and overtopping, eds., Herbich, J.B., *Handbook of Coastal and Ocean Engineering*, 1-II, pp. 727-834.
- Hunt, I.A., 1959. Design of sea walls and breakwaters, *J. Waterw. Harbors Div.*, ASCE, pp. 123-152.
- Ijima, T. and Chou, C., 1976. Analysis of boundary-value problems by means of Green's identity formula for two-dimensional waves of finite water depths, *Memoirs of the Faculty of Engineering*, Kyushu University, 35(3), pp. 87-110.
- Madsen, O.S., 1974. Wave transmission through porous structures, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 100(3), pp. 169-188.
- Madsen, O.S. and White, S.M., 1976. *Reflection and transmission characteristics of porous rubble-mound breakwater*, CERC MR 76-5, US Army Engineer Waterways Experiment Station, Vicksburg, MS.
- Mase, H. and Iwagaki, Y., 1984. Run-up of random waves on gentle slopes, *Proc. 19th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 593-609.
- McWhorter, D.B. and Sunada, D.K., 1977. *Ground-water hydrology and hydraulics*, Water Resources Publications, pp. 65-82.
- Oumeraci, H. and Partenscky, H.W., 1990. Wave-induced pore pressure in rubble mound breakwaters, *Proc. 22nd International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 1334-1347.
- Seelig, W.N., 1980. *Two-dimensional tests of wave transmission and reflection characteristics of laboratory breakwaters*, Technical Report 80-1, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Ft. Belvoir, VA.
- Seelig, W.N. and Ahrens, J.P., 1981. *Estimation of wave reflection and energy dissipation coefficients for beaches, revetments and breakwaters*, Technical Paper 81-1, U.S. Army Coastal Engineering Research Center, Ft. Belvoir, VA.
- Sollitt, C.K. and Cross, R.H., 1972. Wave transmission through permeable breakwaters, *Proc. 13th Coastal Eng. Conf.*, Vancouver, pp. 1827-1846.
- Sulisz, W., 1985. Wave reflection and transmission at permeable breakwaters of arbitrary cross-section, *Coastal Engineering*, 9, pp.371-386.
- van Gent, M.R.A., 1995. *Wave interaction with permeable coastal structures*, Delft University Press.-III, p. 175.
- Wurjanto, A. and Kobayashi, N., 1994. Irregular wave reflection and runup on permeable slopes, *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Engineering*, ASCE, 119(5), pp. 537-557.
- Weggel, J.R., 1976. Wave overtopping equation, *Proc. 15th International Conference on Coastal Engineering*, ASCE, pp. 2737-2755.

Received January 19, 2002

Accepted February 28, 2002