

직립 슬릿벽에 의한 에너지 손실효과 Effect of Energy Loss by a Vertical Slotted Wall

조일형*
Il-Hyoung Cho*

요지 : 관성항과 비선형 항력항을 포함한 직립 슬릿벽에 의한 파의 산란을 고유함수전개법을 사용하여 해석하였다. 슬릿벽에서의 에너지 손실효과를 나타내는 비선형 항력항을 등가 선형화기법으로 선형화시켰다. Yoon et al.(2006)과 Huang(2007)이 제안한 실험식을 통하여 구한 항력계수를 적용한 해석결과는 Kwon et al.(2014)과 Zhu and Chwang(2001)의 수리모형 실험결과와 비교하였고, 서로 잘 일치함을 확인하였다. 개발된 해석모델을 이용하여 슬릿벽의 주요 설계변수들인 공극률, 잠긴 깊이, 슬릿 형상, 파랑특성 등을 바꿔가면서 슬릿벽에서의 에너지 손실효과를 평가하였다. 잠긴 깊이에 따라 다소 차이는 있지만 공극률이 0.1보다 작은 값에서 슬릿벽에서의 에너지 손실률이 가장 크게 일어났다. 현재의 해석하는 슬릿벽 방파제에 의한 소파효율을 예측하는데 유용하게 이용될 것이다.

핵심용어 : 슬릿벽, 투과율, 에너지 손실률, 파력, 공극률

Abstract : The eigenfunction expansion method is applied for the wave scattering by a vertical slotted, where both the inertial and quadratic drag terms are involved. Quadratic drag term representing the energy loss is linearized by the application of so-called equivalent linearization. The drag coefficient, which was empirically determined by Yoon et al.(2006) and Huang(2007) is used. Analytical results are verified by comparison to the experimental results conducted by Kwon et al.(2014) and Zhu and Chwang(2001). Using the developed design tool, the effect of energy loss by a vertical slotted wall is estimated with various design parameters, such as porosity, submergence depth, shape of slits and wave characteristics. It is found that the maximum value of energy loss across the slotted wall is generated at porosity value less than $P=0.1$. The present solutions can provide a good predictive tools to estimate the wave absorbing efficiency by a slotted-wall breakwater.

Keywords : slotted wall, transmission coefficient, energy loss coefficient, wave force, porosity

1. 서 론

슬릿벽 방파제는 입사파가 슬릿벽을 통과하면서 발생하는 강한 와류에 의한 에너지 손실효과를 이용하여 반사파와 투과파를 줄이는 환경 친화적인 연안구조물이다. 슬릿벽에서의 에너지 손실 원리는 파가 슬릿벽을 통과할 때 갑작스런 형상의 변화로 인해 슬릿벽 주변에 강한 제트가 형성되고 이로 인한 흐름 항력이 발생하여 파랑에너지의 일부는 다른 에너지로 변환되어 소멸된다. 이때 에너지 손실의 크기는 슬릿벽의 잠긴 깊이, 공극률, 슬릿벽의 국부 형상, 파의 특성 등에 따라 달라진다. 오래 전부터 슬릿벽을 통과하면서 발생하는 에너지 손실효과를 규명하기 위한 수리모형 실험과 해석모델 개발을 위한 연구들이 진행되어 왔다.

슬릿벽과 같은 투과성 구조물에 의한 에너지 손실효과를 다룬 대표적인 연구로 Sollitt and Cross(1972)는 일정한 폭을 갖는 투과성 사석 방파제에 의한 반사율과 투과율을 다루었다. 그들은 투과성 구조물 주변의 유체가 층류 유동의 특징

을 보일 때는 투과성 구조물 전후의 압력차는 속도에 선형적으로 비례하나 난류 유동인 경우, 압력차는 속도의 제곱에 비례한다고 밝혔다. 특히 투과성 판 전후의 압력차와 투과성 판에서의 유체 속도가 선형관계를 이룰 때를 특별히 Darcy의 법칙이라 부른다. 많은 연구자들에 의해 Darcy 법칙에 기초를 둔 투과성 구조물에 대한 해석모델들이 개발되었다(Chwang and Chan, 1998; Wu, et al., 1998; Cho and Kim, 2013). Darcy의 법칙에서 압력차와 속도사이의 비례상수는 일반적으로 복소수 값을 가지며 실수부를 관성항(inertial term), 허수부를 에너지 손실과 밀접한 관련이 있는 항력항(drag term)이라 부른다. 기존의 연구들은 항력항을 표현하기 위해 슬릿벽에서의 에너지 손실효과를 Mei et al.(1974)가 제안한 예연오리피스(sharp-edged orifice)의 항력계수를 적용하거나(Kriebel, 1992; Kim, 1998; Cho and Kim, 2002), 일정한 상수값을 갖는 항력계수를 적용하였다(Kakuno and Liu, 1993; Isaacson et al., 1998). Yoon et al.(2006)은 FLUENT 상용코드에서 난류 유동을 계산할 수 있는 Spalart-

*제주대학교 해양시스템공학부(Dept. of Ocean System Engineering, Jeju National University, Ara 1, Jeju, 690-756, Korea, Tel:+82-64-754-3482, Fax:+82-64-751-3480, cho0904@jejunu.ac.kr)

Allmars모형을 사용하여 사각형 슬릿에 대한 항력계수를 구하였다. Cho and Koh(2007)은 Yoon et al.(2006)과 같은 FLUENT 상용코드를 사용하여 원형 슬릿에 대한 항력계수를 구하고 파일 방파제에 대한 반사율과 투과율을 구하였다. 이 밖에 슬릿벽의 두께 효과를 고려한 항력계수에 대한 연구도 활발히 진행되고 있다(Li et al., 2006; Yoon et al., 2006; Huang, 2007; Suh et al., 2011; Kwon et al., 2014). 한편 Molin(2011)은 부유체의 수직운동을 줄이는 목적으로 사용되는 투과성 감쇠판(damping plate)이 장착된 부유 구조물의 방사문제에 대한 해석해를 구하고 모형실험결과와 비교하였다. Crowley and Porter(2012)는 투과성 직립 방파제, 피스톤 타입 조파장치, 탱크내 슬로싱 저감재 등과 같이 투과성 판이 사용되는 다양한 파동 문제를 다루었다. Molin(2011)과 Crowley and Porter(2012)는 투과성 판 전후의 압력차는 투과성 판에서의 유체 속도의 제곱에 비례한다는 비선형 항력항으로 에너지 손실효과를 고려하였다.

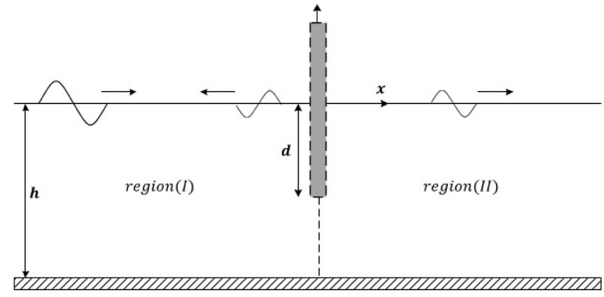
본 연구에서는 Molin(2011)과 Crowley and Porter(2012)가 적용한 투과성 판 전후의 압력차는 투과성 판에서의 유체 속도의 제곱에 비례한다는 비선형 항력법칙을 적용하여 슬릿벽에서의 에너지 손실효과를 다루었다. 비선형 항력항을 등가 선형화(equivalent linearization) 과정을 통하여 선형화시켜 만든 경계치문제를 고유함수전개법을 사용하여 풀었다. 투과성 슬릿벽 후면에 불투과성 직립벽 설치 유무에 따른 2가지 해석 모델에 대하여 슬릿벽의 공극률, 잠긴 깊이, 슬릿의 형상, 파랑 조건들을 바꿔가면서 반사율, 투과율, 에너지 손실률 그리고 수평 파력을 살펴보았다. 해석결과들은 Kwon et al.(2014)과 Zhu and Chwang(2001)의 수리모형 실험결과와 비교하였고, 해석해의 적용 가능성을 입증하였다. 특히 입사파의 파고와 공극률이 작을수록, 입사파의 주기가 짧을수록, 슬릿벽의 두께가 얇을수록 이론결과는 실험결과와 잘 일치함을 확인하였다.

2. 문제의 정식화

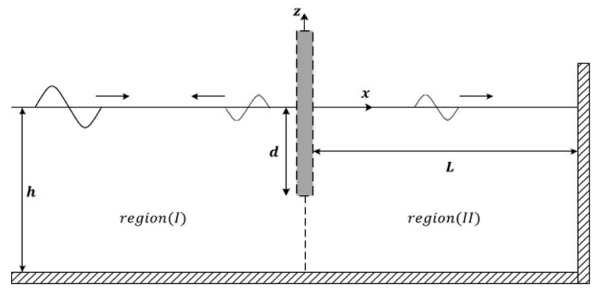
입사파가 진폭 A , 주파수 ω 를 갖고 x 축의 양의 방향으로 진행한다고 하였을 때 $x=0$ 에 놓인 잠긴 깊이 d 인 슬릿벽에 의한 파의 산란문제를 다루었다. Model 1에서는 슬릿벽에 의한 반사율, 투과율, 에너지 손실률 그리고 슬릿벽에 작용하는 수평 파력을 구하였고, $x=L$ 에 불투과성 직립벽이 놓여 있는 Model 2에 대해서는 반사율과 함께 슬릿벽에 작용하는 수평 파력을 구하였다(Fig. 1참조). 유체는 비점성, 비압축성이며 비회전성 유동을 가정하여 속도포텐셜을 도입하고 이를 가지고 경계치 문제를 구성하면 아래와 같다.

$$\nabla^2 \Phi = 0 \tag{1}$$

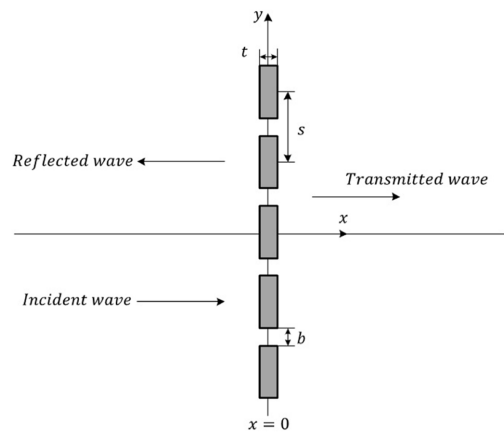
$$g \frac{\partial \Phi}{\partial z} + \Phi_{tt} = 0, \text{ on } z = 0 \tag{2}$$



(a) Model 1



(b) Model 2



(c) Top view

Fig. 1. Schematic diagram for wave scattering by a vertical slotted wall.

$$\frac{\partial \Phi}{\partial z} = 0, \text{ } z = -h \tag{3}$$

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \text{ on } x = L \tag{4}$$

$x=0$ 에 위치한 슬릿벽에서의 경계조건식(Bennett, et al., 1992; Mei, et al., 1974)은 다음과 같다.

$$[\Phi_x]_{x=0^-}^{x=0^+} = 0 \text{ on } -h \leq z \leq 0 \tag{5}$$

$$\left[\frac{\partial \Phi(x, z, t)}{\partial t} \right]_{x=0^-}^{x=0^+} \tag{6}$$

$$= \begin{cases} \frac{\alpha}{2} U(z, t) |U(z, t)| + 2C \frac{\partial U(z, t)}{\partial t} & -d \leq z \leq 0 \\ 0 & -h \leq z \leq -d \end{cases}$$

여기서 $U(z, t) = \Phi_x(0, z, t)$ 는 슬릿벽에서의 수평방향 유체속도이다. α 와 C 는 각각 슬릿벽을 통과하면서 발생하는 에너지 손실효과를 나타내는 항력계수(또는 수두손실계수)와 슬릿벽 주변 유체의 교란 정도를 나타내는 관성계수(또는 차단계수)이다. 슬릿벽의 두께는 t 이며, 슬릿 중심간의 간격은 s , 뿔린 폭은 b 이다(Fig. 1 참조).

Mei(1989)는 두께가 얇은 슬릿벽에서의 항력계수를 $\alpha = \left(\frac{1}{PC_c} - 1\right)^2$ 로 제안하였다. Yoon et al.(2006)은 난류 유동해석을 통하여 얻은 수치 계산결과를 곡선 맞춤법을 이용하여 사각형 슬릿벽에 대한 항력계수의 경험식을 다음과 같이 제시하였다.

$$\alpha = 0.6 \left(\frac{1}{PC_c} - 1\right)^2 \quad (7)$$

여기서 C_c 는 예연오리피스의 단면수축계수(contraction coefficient)이며, $P = (b/s)$ 은 슬릿벽의 공극률이다.

Huang(2007)은 슬릿벽에 대한 체계적인 수리모형실험을 수행하여 단면수축계수에 대한 실험식을 아래와 같이 제안하였다.

$$C_c = \delta + [1 - \delta]P^2 \quad (8)$$

여기서 $\delta = 0.6 + 0.4 \tanh\left[\frac{t}{2b}\right]$.

식 (6)안의 관성계수는 아래와 같다(Flagg and Newman, 1971; Taylor, 1973; Kakuno and Liu, 1993; Cho and Koh, 2007).

$$C = \frac{t}{2P}(1-P) + \frac{s}{\pi} \left[1 - \ln(4P) + \frac{1}{3}P^2 + \frac{281}{180}P^4\right] + O(P^6) \quad (9)$$

주파수영역 해석에서 속도포텐셜과 슬릿벽에서의 수평방향 유체속도를 아래 식과 같이 공간과 시간의 함수로 분리하여 쓸 수 있다.

$$\Phi(x, z, t) = Re \left\{ \frac{igA}{\omega} \phi(x, z) e^{-i\omega t} \right\} \quad (10)$$

$$U(z, t) = Re \left\{ \frac{igA}{\omega} Au(z) e^{-i\omega t} \right\}$$

고유함수전개법을 적용하기 위하여 슬릿벽이 놓인 $x = 0$ 을 기준으로 유체영역을 영역 (I)과 영역 (II)로 나눈다. 변수분리법을 사용하여 각 영역에서 만족하는 속도포텐셜을 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{cases} \phi^{(1)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} [e^{-k_n x} I_0 \delta_{n0} + A_n e^{k_n x}] f_n(z) \\ \phi^{(2)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n e^{-k_n x} f_n(z), \text{ without upright wall} \\ \phi^{(2)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} B_n \cosh k_n (x-L) f_n(z), \text{ with upright wall} \end{cases} \quad (11)$$

여기서 $I_0 = N_0 / \cosh kh$, δ_{mn} 는 $m = n$ 일 때 1이고, $m \neq n$ 일 때 0의 값을 갖는 Kronecker-Delta함수이다.

$k_0 (= -ik)$ 는 진행파(propagating wave) 성분의 고유값이며, k_n , ($n = 1, 2, \dots$) 는 비진행파(non-propagating wave) 성분의 고유값들을 나타낸다. 이때 고유값 k_n 은 분산식 ($\omega^2/g = -k_n \tan k_n h$)을 만족한다.

고유함수 $f_n(z)$ 는 다음과 같다.

$$f_n(z) = N_n^{-1} \cos k_n (z+h) \quad (12)$$

여기서 $(N_n)^2 = \frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sin 2k_n h}{2k_n h}\right)$ 이다. 고유함수는 직교성을 만족한다.

식 (11)에 나타난 미지수인 A_n, B_n 을 구하기 위하여 두 영역이 만나는 $x = 0$ 에서 정합조건식을 적용하여야 한다. 먼저 $x = 0$ 에서 두 영역의 수평방향 속도가 서로 같다는 연속방정식 (5)을 적용하면 다음과 같다. 이때 슬릿벽에서의 유체 속도 $u(z)$ 를 z 방향의 고유함수식으로 전개한다.

$$\phi_x^{(1)}(0, z) = \phi_x^{(2)}(0, z) = u(z) = \sum_{n=0}^{\infty} u_n f_n(z) \quad (13)$$

두 번째 정합조건식인 식 (6)내의 수평방향 속도의 제곱에 비례하는 비선형 항력항이 포함되어 있어 입력 주파수 ω 에 대해 여러개의 주파수 성분($\omega, 2\omega, 3\omega, \dots$)들이 생성된다. 따라서 속도포텐셜을 주파수 ω 의 배수로 나타내는 Fourier 급수식으로 표현하고 첫 번째 항인 ω 성분만을 취하고 나머지는 작다고 가정하여 무시한다. 이때 첫 번째 항의 Fourier 계수는 $8/3\pi$ 이다. 이러한 등가 선형화 과정을 통하여 식 (6)을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$[\phi(x, z)]_{x=0^-}^{x=0^+} = \begin{cases} \left(\frac{i}{\omega} \beta(z) + 2C\right) \phi_x(0, z) & -d \leq z \leq 0 \\ 0 & -h \leq z \leq -d \end{cases} \quad (14)$$

여기서 $\beta(z) = \frac{4\alpha g A}{3\pi\omega} |\phi_x(0, z)|$ 이다.

먼저 식 (11)을 식 (13)에 대입하면 미지수 A_n, B_n 을 u_n 으로 나타낼 수 있다.

$$\begin{cases} A_n = I_0 \delta_{n0} + \frac{u_n}{k_n} \\ B_n = \frac{u_n}{k_n}, \text{ without upright wall} \\ B_n = -\frac{u_n}{k_n \sinh k_n L}, \text{ with upright wall} \end{cases} \quad (15)$$

식 (15)을 식 (11)에 대입하여 각 영역의 속도포텐셜을 다시 쓰면 다음과 같다.

$$\begin{cases} \phi^{(1)}(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \left[(e^{-k_n x} + e^{k_n x}) I_0 \delta_{n0} + \frac{u_n}{k_n} e^{k_n x} \right] f_n(z) \\ \phi^{(2)}(x, z) = -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n}{k_n} e^{-k_n x} f_n(z), \text{ without upright wall} \\ \phi^{(2)}(x, z) = -\sum_{n=0}^{\infty} \frac{u_n \cosh k_n (x-L)}{k_n \sinh k_n L} f_n(z), \text{ with upright wall} \end{cases} \quad (16)$$

식 (16)을 식 (14)에 대입한 뒤 양변에 $f_m(z)$, $m = 0, 1, 2, \dots$ 를 곱하고 $-h$ 부터 0까지 z 에 대하여 적분하면 $u_n^{(k)}$ 에 대한 대수방정식을 유도할 수 있다. 이때 고유함수의 개수를 유한개(N)로 잡는다.

without upright wall

$$\frac{u_m^{(k)}}{k_m} + \left(\frac{i\beta^{(k-3/2)}}{2\omega} + C \right) \sum_{n=0}^N G_{mn} u_n^{(k)} = -I_0 \delta_{m0}. \quad (17a)$$

with upright wall

$$\frac{(1 + \coth k_m L) u_m^{(k)}}{2k_m} + \left(\frac{i\beta^{(k-3/2)}}{2\omega} + C \right) \sum_{n=0}^N G_{mn} u_n^{(k)} = -I_0 \delta_{m0}. \quad (17b)$$

$$m = 0, 1, 2, \dots, N$$

여기서

$$G_{mn} = \frac{1}{h} \int_{-d}^0 f_n(z) f_m(z) dz,$$

$$\beta^{(k)} = \frac{4\alpha g A}{3\pi\omega} \left| \sum_{l=0}^{\infty} \frac{u_l^{(k)}}{d} \int_{-d}^0 f_l(z) dz \right|.$$

식 (17)에 주어진 비선형 대수방정식을 풀기 위하여 본 논문에서는 축차법(iteration method)을 사용하였다. 식 (17)에서 (k) 번째 반복 단계(iteration step)에서의 미지수 $u_n^{(k)}$ 을 얻기 위해서는 같은 반복 단계에서의 $\beta^{(k)}$ 를 알아야 한다. 그러나 $\beta^{(k)}$ 는 현 단계의 해($u_n^{(k)}$)을 알아야 정의된다. 따라서 $\beta^{(k)}$ 대신에 이전의 반복 단계 $\beta^{(k-3/2)}$ 에서의 값을 사용한다. 여기서 윗첨자 ($k-3/2$)는 반복 단계($k-1$)와 반복 단계($k-2$)에서의 값의 평균값을 의미한다. 이러한 방법으로 각 반복 단계에서 해($u_n^{(k)}$)를 구하는데, 오차범위 $|u_n^{(k+1)} - u_n^{(k)}| \leq 10^{-6}$ 을 만족할 때 까지 계산을 반복한다. 이때 초기값으로 $u_n^{(k)} = 0$ 을 사용하였다.

축차법으로 비선형 대수방정식 (17)을 풀어 u_n 을 구하면 반사율, 투과율, 에너지 손실률 그리고 슬릿벽에서의 수평방향 파력은 다음과 같다.

$$R_f = \left| 1 + \frac{i u_0}{k I_0} \right|, \quad T_r = \left| \frac{-i u_0}{k I_0} \right|. \quad (18)$$

$$\varepsilon = 1 - R_f^2 - T_r^2. \quad (19)$$

$$F = \rho g A \int_{-d}^0 [\phi^{(1)}(0, z) - \phi^{(2)}(0, z)] dz,$$

$$= 2\rho g A \sum_{n=0}^N \left(I_0 \delta_{n0} + \frac{u_n}{k_n} \right) \frac{\text{sink}_n h - \text{sink}_n(h-d)}{k_n N_n}. \quad (20)$$

3. 계산결과 및 고찰

Fig. 1a에 나타난 Model 1에 대한 해석결과를 검증하기 위하여 Kwon et al.(2014)의 수리모형 실험결과와 비교하였다. 수심(h)은 0.5 m이며, 슬릿벽의 잠긴 깊이(d)는 수심과 같다. 수리모형실험에 사용된 슬릿벽의 제원은 다음과 같다. 슬릿

의 중심간의 거리(s)는 0.1 m로 고정하였고, 슬릿의 뚫린 폭 ($b = 0.01, 0.02, 0.03, 0.04$ m)을 바꿔 공극률 $P (= b/s)$ 을 0.1, 0.2, 0.3, 0.4로 정하였다. 무차원화된 슬릿벽의 두께(t/b)는 0.1, 1.0, 2.0, 4.0이다. 입사파는 주기가 1.2s, 1.5s, 2.0s, 3.0s인 규칙파를 사용하였다. 수치계산에서는 슬릿벽의 두께를 고려한 Huang(2007)의 단면수축계수를 Yoon et al.(2006)의 항력계수에 적용한 해석모형을 사용하였고, 관성계수는 Flagg and Newmann(1971)의 근사해를 사용하였다. 본 해석결과를 Kwon et al.(2014)의 수리모형 실험값과 비교한 결과들을 Fig.2-4에 나타내었다. 여기서 x 축은 입사파의 파고와 수심의 비(H/h)이다. 실선 및 점선은 해석해로 각각 반사율(R_f)과 투과율(T_r)을 나타내며, 동그라미 기호는 Kwon et al.(2014)의 실험값이다.

Fig. 2는 무차원화된 슬릿벽의 두께가 $t/b = 2.0$ 이며, 입사파의 주기가 2.0s일 때, 슬릿벽의 공극률을 변화시키면서 H/h 변화에 따른 반사율과 투과율의 변화를 비교한 그림이다. 전반적으로 입사파의 파고가 증가할수록 반사율은 증가하고, 투과율은 감소하는 경향이 해석과 실험에서 나타났다. 즉, 파형경사(H/λ)가 증가하면서 파의 비선형성이 강해져 반사율이 증가하고 투과율이 감소되었다. 또한 H/h 가 증가할수록 비선형 효과로 해석결과와 실험값의 차이는 다소 증가하였다. 공극률이 상대적으로 작은 $P = 0.1$ 일 때 해석결과와 실험결과는 서로 잘 일치하였으나 공극률이 증가함에 따라 반사율에 대한 실험값은 해석결과보다 다소 크게 나타났다. 투과율은 반대의 경향을 보이고 있다.

Fig. 3에서는 슬릿벽의 공극률이 $P = 0.1$ 이고, 입사파의 주기가 2.0s인 경우 무차원화된 슬릿벽의 두께(t/b)와 파고(H/h)변화에 따른 반사율과 투과율 그리고 에너지 손실률에 대한 해석해와 실험결과를 비교하였다. 해석결과와 실험결과는 정성적으로 잘 일치하였으나 슬릿벽의 두께가 증가할수록 정량적인 값 차이가 늘어나 슬릿벽이 가장 두꺼운 $t/b = 4.0$ 에서 해석결과와 실험결과는 가장 큰 차이를 보이고 있다. Huang(2007)의 제안식은 슬릿벽의 두께가 너무 크지 않은 범위내에서 만족스런 결과를 주었다.

Fig. 4는 $P = 0.1$, $t/b = 4.0$ 인 경우, 입사파의 주기 ($T = 1.2, 1.5, 2.0, 3.0$ s)와 H/h 변화에 따른 반사율과 투과율을 비교한 그림이다. 전반적으로 $T \leq 1.5$ s 일 때 해석해와 실험결과는 서로 잘 일치하였으나 $T \geq 2.0$ s에 대해서는 둘 사이의 값 차이가 나타남을 볼 수 있다. $T \geq 2.0$ s인 장주기 영역에서 반사율에 대한 실험결과는 해석결과보다 크게 나타나고 투과율에 대해서는 작게 나타났다. 따라서 입사파의 주기에 관계없이 슬릿벽에서의 에너지 손실을 정확히 구현하는 해석모형 개발이 필요하다.

Fig. 5는 $t/b = 2.0$, $T = 2.0$ s일 때 공극률 P 와 H/h 변화에 따른 에너지 손실률에 대한 해석결과와 실험결과를 비교한 그림이다. 4개의 공극률 중에서 $P = 0.1$ 일 때 H/h 에 관계없이 에너지 손실률이 가장 크게 나타났고 공극률이 증

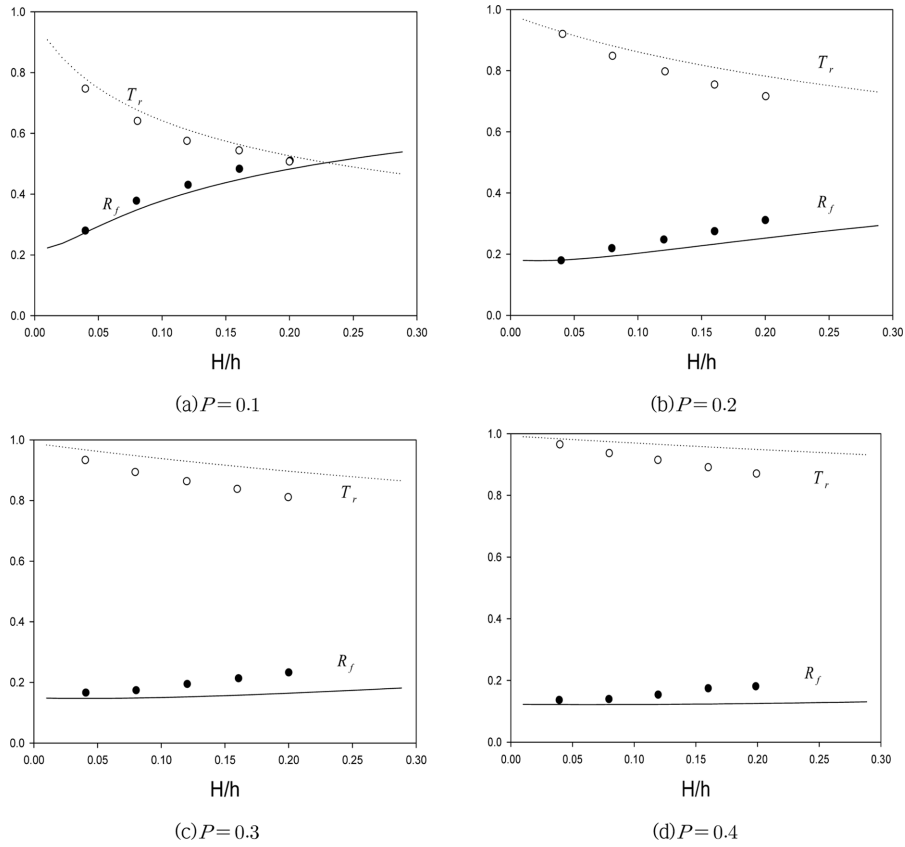


Fig. 2. Comparison between present solutions and experimental results(Kwon et al., 2014) for Model 1 as function of H/h and porosity P for $t/b=2.0$, $s=0.1$ m, $d=h=0.5$ m and $T=2.0$ s.

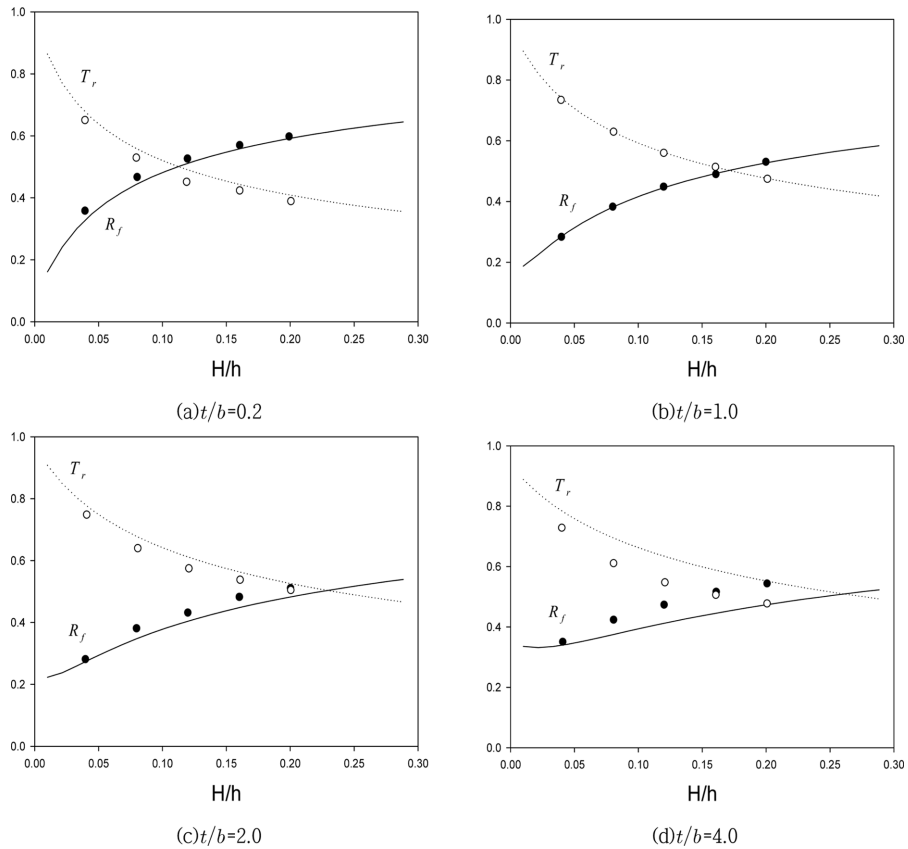


Fig. 3. Comparison between present solutions and experimental results(Kwon et al., 2014) for Model 1 as function of H/h and t/b for $P=0.1$, $s=0.1$ m, $d=h=0.5$ m, and $T=2.0$ s.

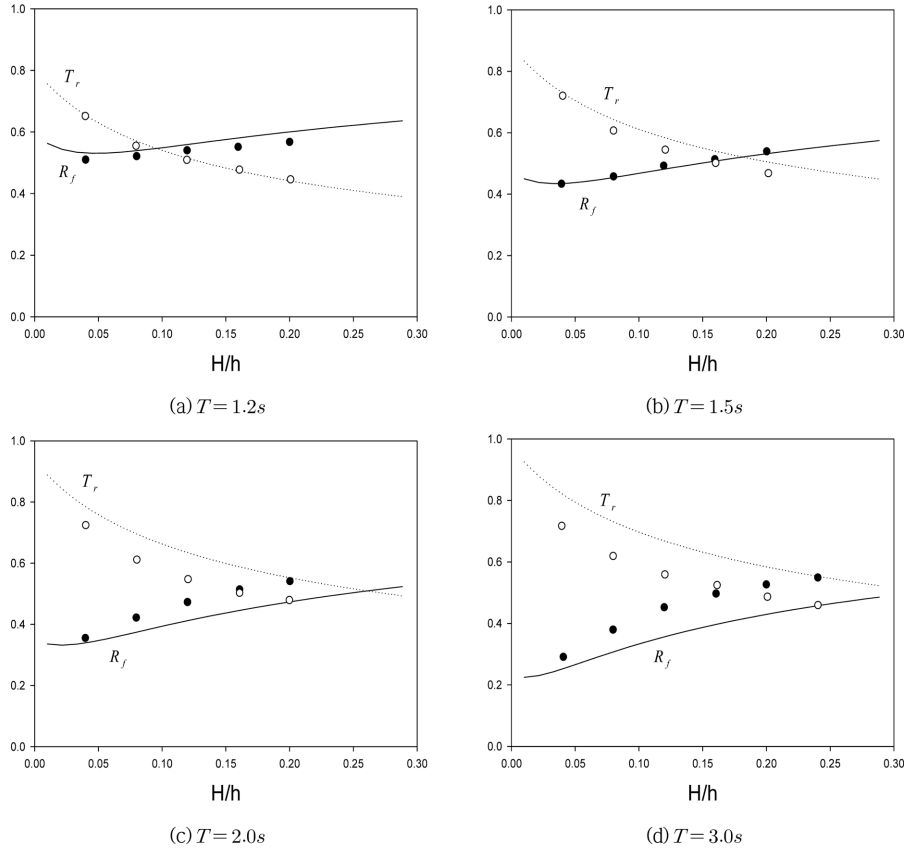


Fig. 4. Comparison between present solutions and experimental results(Kwon et al., 2014) for Model 1 as function of H/h and period T for $P = 0.1$, $s = 0.1$ m, $d = h = 0.5$ m, and $t/b = 4.0$.

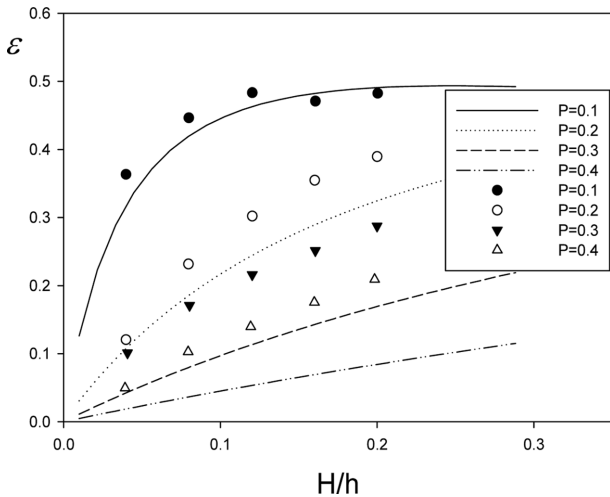


Fig. 5. Comparison of energy loss coefficients between present solutions and experimental results(Kwon et al., 2014) as function of H/h and porosity P for $t/b = 2.0$, $s = 0.1$ m, $d = h = 0.5$ m and $T = 2.0$ s.

가할수록 에너지 손실률은 줄어드는 경향을 볼 수 있다. 모형실험의 결과도 이러한 경향을 따라가나 해석결과에 비하여 공극률 증가에 따른 에너지 손실률의 감소폭이 상대적으로 작게 나타났다. 따라서 공극률이 커질수록 해석결과와 실험결과 사이의 정량적인 값 차이는 증가하였다.

Fig. 6은 Fig. 5와 같은 조건에 대하여 $H/\lambda = 0.01$ 일 때

슬릿벽의 잠긴 깊이와 공극률 변화에 따른 반사율, 투과율, 에너지 손실률, 그리고 무차원화된 파력($|F|/\rho g A d$)의 변화를 살펴 보았다. 무차원화된 잠긴 깊이 (d/h) 가 1.0, 0.5, 0.25로 줄어들 때 에너지 손실률(ϵ) 이 가장 크게 일어나는 공극률은 각각 0.06, 0.07, 0.08로 약간씩 증가하는 것을 볼 수 있다. 공극률과 관계없이 잠긴 깊이가 깊을수록 반사율은 커지고 투과율은 감소한다. 슬릿벽이 불투과성 벽으로 바뀔 때($P \rightarrow 0$) 무차원화된 파력은 $d/h = 1.0$ 에서는 2.0에 수렴하고, $d/h = 0.5$ 와 $d/h = 0.25$ 에서는 각각 1.0과 0.5에 수렴한다.

불투과성 직립벽 앞에 놓인 슬릿벽에 의한 반사율을 다루는 Model 2에 대한 해석결과는 Zhu and Chwang(2001)의 수리모형 실험결과와 비교하였다. 수리모형 실험조건은 수심이 0.32 m, 입사파의 파고는 0.03 m이다. 주기 0.8, 0.9, 1.0 초의 규칙파를 조파기로부터 발생시켜 슬릿벽에 의한 반사율을 측정하였다. 수리모형 실험에 사용한 슬릿벽의 공극률(P)은 0.2이며, 슬릿간의 간격(s)는 0.03 m, 뚫린 폭(b)은 0.006 m, 슬릿벽의 두께(t)는 0.01 m이다. 슬릿벽의 잠긴 깊이 ($d/h = 0.25, 0.5, 1.0$)와 슬릿벽과 직립벽 사이의 거리(L)을 바꿔가면서 반사율을 계측하였다. Fig. 7는 해석결과와 Zhu and Chwang(2001)의 실험결과를 d/h 와 L/λ 에 대하여 비교한 그림이다. 해석결과는 실험결과를 잘 따라가고 있음을 보여주고 있다. 입사파의 주기와 관계없이 $L/\lambda \rightarrow 0$ 일 때 반사율은 1.0에 가까운 값이 되며, L/λ 이 증가함에 따라 반사

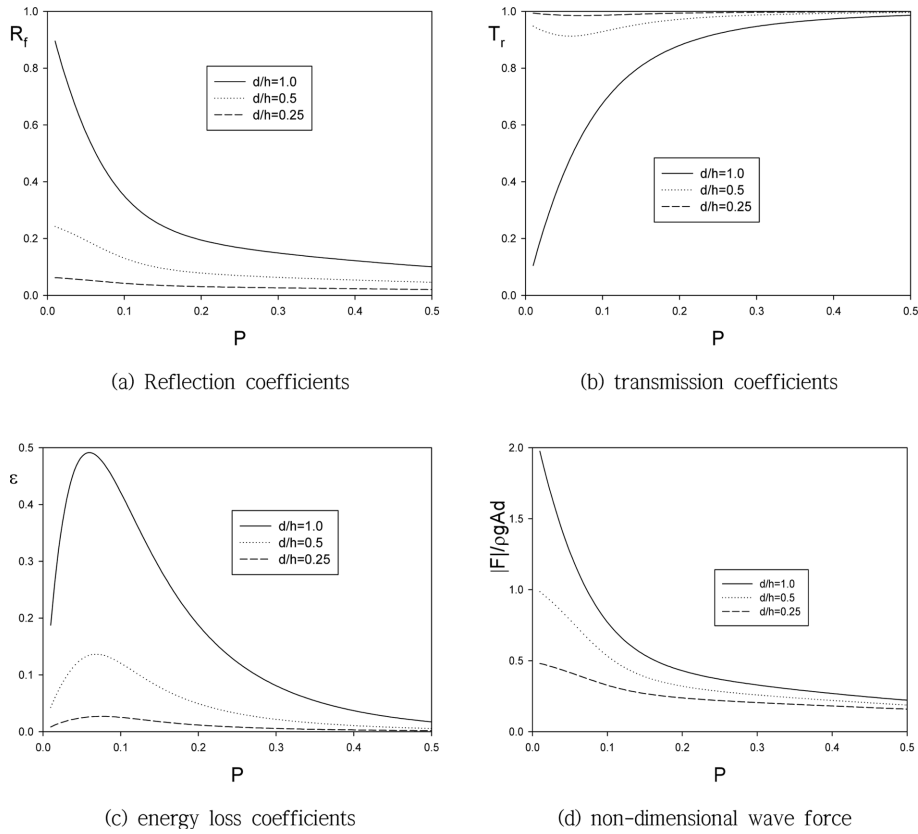


Fig. 6. Reflection, transmission, energy loss coefficients and non-dimensional wave forces for Model 1 as function of d/h and porosity P for $H/\lambda=0.01$, $s=0.1$ m, $h=0.5$ m, $t/b=2.0$, and $T=2.0$ s.

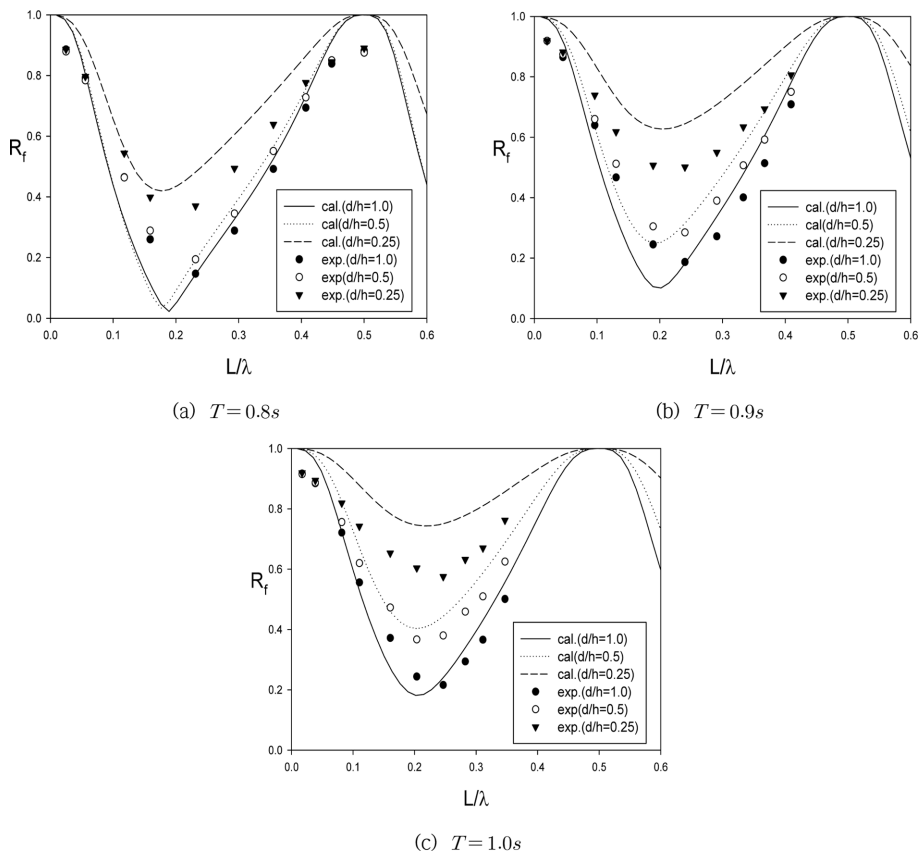


Fig. 7. Comparison between present solutions and experimental results(Zhu and Chwang, 2001) for Model 2 as function of and for d/h and L/λ for $P=0.2$, $h=0.32$ m, $b=0.006$ m, $t=0.01$ m, $H=0.03$ m.

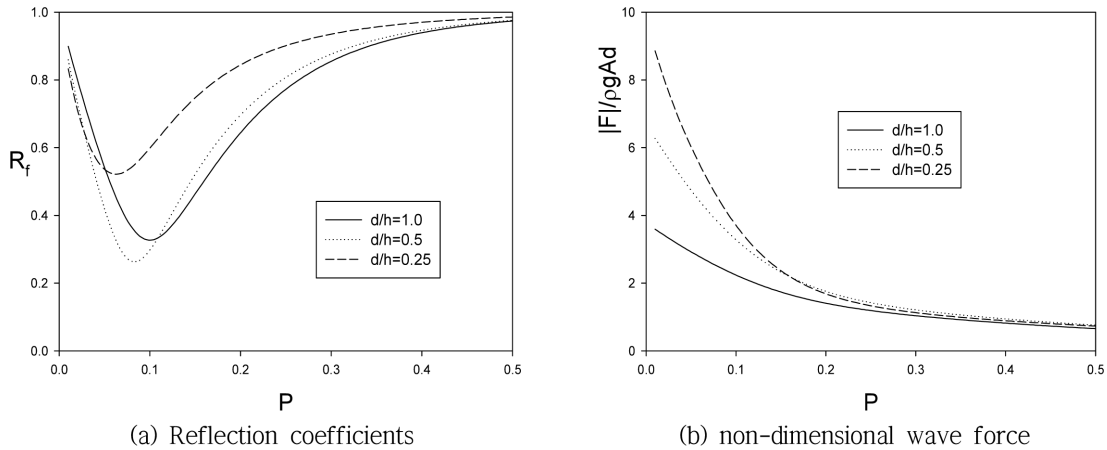


Fig. 8. Reflection coefficients and non-dimensional wave forces for Model 2 as function of d/h and porosity for $H/\lambda = 0.01$, $s = 0.03$ m, $h = 0.32$ m, $L = 0.1$ m, $t = 0.01$ m, and $T = 0.8$ s.

율은 줄어들어 L/λ 가 대략 0.2 근방에서 반사율은 최소가 된다. L/λ 가 0.2보다 큰 영역에서 반사율은 다시 증가하다가 $L/\lambda = 0.5$ 에서 완전반사를 보이고 있다. 슬릿벽과 직립벽 사이의 거리가 입사파 파장의 약 1/4일 때 직립벽에서는 파의 배(antinode)를 슬릿벽에서는 파의 마디(node)를 갖는 정지파(standing wave)가 형성된다. 따라서 슬릿벽에서의 수평 방향 유체속도는 최대가 되어 에너지 손실효과를 나타내는 항력항이 최대가 되므로 반사율은 최소값을 갖는다. 반면에 $L/\lambda = 0.5$ 에서는 슬릿벽과 직립벽 양쪽 끝에 파의 배(antinode)를 갖는 반 파장의 정지파가 형성된다. 이때 슬릿벽에서의 유체 속도는 0에 가까워 항력항이 최소가 되어 입사파의 대부분은 에너지 손실 없이 반사파로 전환되므로 완전반사가 일어난다.

마지막 그림은 Fig. 7과 같은 계산조건하에서 슬릿벽의 잠긴 깊이와 공극률에 따른 반사율과 무차원화된 파력 ($|F|/\rho g A d$)의 변화를 살펴보았다. 입사파의 파형경사(H/λ)와 주기 (T)는 각각 0.01, 0.8s이다. 에너지 손실률이 최대가 되는 즉, 최소 반사율을 나타내는 공극률은 Model 1과 같이 잠긴 깊이에 따라 다소 차이는 있지만 0.1보다 작은 값을 갖는다. 그러나 Model 1과 달리 잠긴 깊이가 줄어들수록 최대 에너지 손실률이 나타나는 공극률은 약간씩 감소하는 경향을 보여준다. 파랑에너지는 수면 부근에 집중되어 있기 때문에 잠긴 깊이 d/h 가 증가할수록 무차원화된 파력은 줄어든다 (Fig. 8b 참조). 이러한 경향은 공극률이 작을 때 두드러지게 나타나지만 $P \geq 0.2$ 인 범위에서는 파력은 잠긴 깊이에 큰 영향을 받지 않는다.

4. 결 론

본 연구에서는 슬릿벽 후면에 불투과성 직립벽의 유무에 따라 구분된 2가지 해석모델에 대하여 슬릿벽의 공극률, 잠긴 깊이, 슬릿의 형상 그리고 입사파의 조건(진폭, 주기) 등이 반사율, 투과율, 에너지 손실률 그리고 파력에 미치는 영향을 살

펴보았다. 먼저 포텐셜이론에 근거를 둔 해석해의 타당성을 검증하기 위하여 Model 1에 대해서는 Kwon et al.(2014)의 수리모형 실험결과와 비교하였다. 해석결과는 실험결과를 정성적으로 잘 따라 가고 있음을 확인하였다. 특히, 공극률과 슬릿판의 두께가 작을수록 또한 입사파의 주기가 짧을수록 두 결과는 서로 잘 일치하였다. 또한 입사파의 파고 증가할수록 반사율은 증가하고, 투과율은 감소하는 경향이 해석결과와 실험결과 모두에서 나타났다. 잠긴 깊이에 따라 다소 차이는 있지만 공극률이 0.1보다 작은 값에서 슬릿벽에서의 에너지 손실률이 가장 크게 일어났다.

불투과성 직립벽 앞에 놓인 슬릿벽에 의한 반사율을 다루는 Model 2에 대해서는 Zhu and Chwang(2001)의 실험결과와 서로 비교하였다. 해석결과와 실험결과는 비교적 잘 일치하였다. 반사율이 높고 낮음이 주기적으로 반복하는 경향이 나타났다. 이는 슬릿벽과 직립벽 사이에 형성되는 정지파의 모양에 따라 슬릿벽에서의 유체속도가 최대 또는 최소가 되어 에너지 손실효과를 나타내는 항력항이 최대 또는 최소가 되었기 때문이다.

슬릿벽에서의 압력차를 유체 속도의 제곱으로 표현하는 비선형 항력항을 등가 선형화시켜 해를 구하는 Molin(2011)과 Crowley and Porter(2012)의 해석해는 전반적으로 실험결과와 정성적으로 잘 일치하였다. 그러나 입사파의 파고와 공극률이 클수록, 입사파의 주기가 길수록, 슬릿벽이 두꺼울수록 이론과 실험의 정량적인 값 차이가 나타나는 것을 확인하였다. 따라서 Yoon et al.(2006)과 Huang(2007)의 실험식을 대체할 새로운 경험식을 얻는 지속적인 연구가 필요하다.

후 기

이 논문은 “2015학년도 제주대학교 학술진흥연구비 지원사업”에 의하여 연구되었음을 밝히며 연구비의 지원에 감사함을 표합니다.

References

- Bennett, G.S., McIver, P., and Smallman, J.V. (1992). A mathematical model of a slotted wavescreen breakwater, *Coastal Engineering*, 18, 231-249.
- Cho, I.H. and Kim, N.H. (2002). On an analysis of reflection and transmission coefficients by a vertical slit plate. *Journal of Ocean Engineering and Technology*, 16(3), 1-7 (in Korean).
- Cho, I.H. and Koh, H.J. (2007). Reflection and transmission coefficients by a circular pile breakwater. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*, 19(1), 38-44 (in Korean).
- Cho, I.H. and Kim, M.H. (2013). Transmission of oblique incident waves by a submerged horizontal porous plate, *Ocean Engineering*, 61, 56-65.
- Chwang, A.T. and Chan, A.T. (1998). Interaction between Porous Media and Wave Motion, *Annu. Rev. Fluid Mechanics*, 30, 53-84.
- Crowley, S. and Porter, R. (2012). The effect of slatted screens on waves, *Journal of Engineering Mathematics*, 76, 53-76.
- Flagg, C.N. and Newman, J.N. (1971). Sway added-mass coefficients for rectangular profiles in shallow water. *Journal of Ship Research*, 15, 257-265.
- Huang, Z. (2007). Wave interaction with one or two rows of closely spaced rectangular cylinders. *Ocean Engineering*, 34, 1584-1591.
- Isaacson, M., Premasiri, S. and Yang, G. (1998). Wave interaction with vertical slotted barrier. *Journal of Waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 124(3), 118-126.
- Kakuno, S. and Liu, P.L.-F. (1993). Scattering of water waves by vertical cylinders. *Journal of waterway, Port, Coastal, and Ocean Engineering*, 119(3), 302-322.
- Kim, B.H. (1998). Interactions of waves, seabed and structures. PhD dissertation, Seoul National Univ., Seoul, Korea.
- Kriebel, D.L. (1992). Vertical wave barriers: wave transmission and wave forces. *proceedings of 23th Conference on Coastal Engineering*, ASCE, New York, 1313-1326.
- Kwon, K.K., Lee, J.I. and Yoon, S.B. (2014). Effect of wall thickness of perforated wall with vertical slits on wave reflection and transmission. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*. 26(6), 343-351 (in Korean).
- Li, Y., Liu, Y. and Teng, B. (2006). Porous effect parameter of thin permeable plates. *Coastal Engineering Journal*, 48, 309-336.
- Mei, C.C. (1989). *The applied dynamics of ocean surface waves*. World Scientific, Singapore.
- Mei, C.C., Liu, P.L.-F. and Ippen, A.T. (1974). Quadratic loss and scattering of long waves. *Journal of Waterway, Harbour and Coastal Engineering Division, ASCE*, 100(3), 217-239.
- Molin, B. (2011). Hydrodynamic modeling of perforated structures. *Applied Ocean Research*, 33, 1-11.
- Sollitt, C.K. and Cross, R.H. (1972). Wave transmission through permeable breakwaters. In: *Proceedings of the 13th Conference on Coastal Engineering*. ASCE, Vancouver, Canada, 1827-1846.
- Suh, K.D., Ji, C.H. and Kim, B.H. (2011). Closed-form solutions for wave reflection and transmission by vertical slotted barrier. *Coastal Engineering*, 58, 1089-1096.
- Taylor, P.J. (1973). The blockage coefficient for flow about an arbitrary body immersed in a channel. *Journal of Ship Research*, 17(2), 97-105.
- Wu, J., Wan, Z. and Fang, Y. (1998). Wave reflection by a vertical wall with a horizontal submerged porous plate, *Ocean Engineering*, 25(9), 767-779.
- Yoon, S.B., Lee, J.I., Nam, D.H. and Kim, S.H. (2006). Energy loss coefficient of waves considering thickness of perforated wall. *Journal of Korean Society of Coastal and Ocean Engineers*. 18(4), 321-328 (in Korean).
- Zhu, S. and Chwang, A.T. (2001). Investigation on the reflection behaviour of a slotted seawall. *Coastal Engineering*, 43, 93-104.

Received 16 June, 2015

Revised 20 August, 2015

Accepted 26 August, 2015