韓國海岸·海洋工學會誌
第 15 券 第 4 號, pp. 232~241, 2003年 12月

N 개의 투과성 원기둥 배열에 의한 파랑제어
Wave Control by an Array of N Bottom-Mounted Porous Cylinders

조일형*
Il-Hyoung Cho*

要 旨 : 3차원 선형포텐셜 이론아래에서 해저면 바닥에 고정된 N개의 투과성 원기둥과 입사파의 상호작용 문제를 살펴보았다. 유체영역을 1개의 외부영역과 N개의 내부영역으로 나누고, 각 유체영역에서의 회절포텐셜을 고유함수전개법에 의해 표현하였다(Williams and Li, 2000). 투과성 구조물은 파력과 처올림 파형을 크게 줄일 수 있다는 사실을 해석결과는 보여주고 있다. 개발된 해석모델을 검증하기 위하여 일렬로 배열한 투과성 원기둥들을 가지고 조파수조(30 m×7 m×1.5 m)에서 체계적인 모형실험을 수행하였다. 해석결과와 모형실험결과는 정성적으로 잘 일치하고 있음을 확인하였다. 투과성 원기둥을 일렬로 배열하여 만든 방파제는 해수교환뿐 아니라 우수한 소파성능을 가지고 있어 미래의 해수교환방파제로써 무한한 잠재력이 있다고 판단된다.

핵심용어 : 투과성 원기둥, 해수교환방파제, 고유함수전개법, 파 처올림

Abstract □ The interaction of incident monochromatic waves with N bottom-mounted porous circular cylinders is investigated in the frame of three-dimensional linear potential theory. The fluid domain is divided into N+1 regions i.e. a single exterior region and N interior regions, and the diffraction potential in each fluid region is expressed by an eigenfunction expansion method (Williams and Li, 2000). The analytic results show that the porous structure reduces both the wave forces and the run-up wave around the cylinder. To verify the developed model, the systematic model test with a line array of porous cylinders is conducted at the wave tank (30 m×7 m×1.5 m). The analytic results are in good agreement with the experimental results within measured frequency range. It is concluded that the breakwater constructed with an array of porous circular cylinders shows the performance of an effective wave barrier together with the seawater-exchange effect and is considered to have vast potentials for the use of seawater-exchanging breakwater in the future.

Keywords : porous circular cylinder, seawater-exchanging breakwater, eigenfunction expansion method, wave run-up

1. 서 론

기존의 사석 방파제는 주로 입사파의 진행을 막아 입사파의 에너지를 반사 또는 소파시킴으로서 방파제 내부해역의 정온역을 확보하는 기능에 중점을 둔 구조물이다. 이러한 형태의 방파제는 전면의 반사파에 의한 파고증폭에 의한 피해가 문제점으로 지적되어 왔다. 또한 파도뿐만 아니라 해수의 흐름을 완전히 차단하여 항내의 해양생태계 파괴와 연안내의 수질 오염을 가속시켰다. 이러한 문제점을 인식하여 최근에는 일정한 크기의 공극을 통하여 입사파의 에너지를 난류마찰 및 위상 간섭 등으로 소멸시키는 해수교환방파제에 많은 관심을 갖게 되었다. Jarlan (1961)이 유공 케이슨 방파제를 처음으로 제안한 이후 투과성 방파제에 대한 이론연구와 실험연구가 수행되었다. Mei *et al.*(1974)은 투과성 판 전후의 파형의 차이를 물입자 속도의 제곱에 비례하는 점성항(viscous term)과 물입자의 가속도에 비례하는 관성항(inertial term)의 합으로 표현하였고, 각 항에 포함된 경험계수들을 구하는 방법을 제시하였다. Chwang and Wu(1994)는 투과성 판에서의 속도는 판 전후의 압력차에 선형적으로 비례한다는 Darcy

*제주대학교 해양산업공학부(Faculty of Marine Industrial Engineering, Cheju National University, Ara 1, Jeju 690-756, Korea. cho0904@cheju.cheju.ac.kr)

의 법칙을 투과성 판에서의 경계조건으로 사용하였다. 이때 공극율 계수(porous coefficient)라 불리는 비례상수는 복소수 값을 가지며 실수부는 박리에 의한 에너지 손실 효과를, 허수부는 유체의 관성효과를 나타낸다.

원기둥에 의한 파의 산란문제는 해양공학 분야에서 해석해가 존재하는 대표적인 문제로 McCamy and Fuchs (1954)에 의해 해석해가 구해진 이후로 수치해석 방법의 검증용으로 널리 이용되어 왔다. 이후에 여러 개의 불투과성 원기둥이 배열되어 있을 때 파도와 원기둥들 사이의 상호작용 문제를 해석하는 많은 연구들이 있었다 (McIver, 2002; Kashiwagi, 2000; Spring and Evans, 1984; Ohkusu, 1974; Maniar and Newman, 1997; Linton and Evans, 1990; Kagemoto and Yue 1986; Kim, 1993). 해석결과는 다양한 형태의 해양 부유구조물(semi-submersible platform, tension-leg platform, floating bridge, floating airport)을 수면위에 띄우기 위한 부체 설계에 활용되어 왔다.

투과성 원기둥에 의한 파랑변형문제를 다룬 논문들로는 Wang and Ren(1994)의 논문과 Williams and Li(2000)의 논문을 들 수 있다. Wang and Ren(1994)은 2개의 원기둥이 동심원상에 위치한 원통구조물에 의한 파랑변형을 다뤘는데, 안쪽의 원기둥은 불투과성이고 바깥쪽의 원기둥은 일정한 공극율을 가진 투과성 구조물로 취급하였다. 투과성 외벽의 효과를 수학적으로 고려하기 위하여 투과성 구조물 전후의 압력차는 투과성 구조물을 통과하는 물입자의 속도에 선형적으로 비례한다는 Darcy법칙을 적용하였다. Williams and Li(2000)은 일정한 직경을 가진 N개의 투과성 원기둥들이 해저면 바닥에 놓여있을 때 파도와 투과성 원기둥들 사이의 상호작용문제를 해석하였다. 그들은 원기둥의 벽에 투과성 경계조건식을 도입하여 Linton and Evans(1990)의 개의 불투과성 원기둥들과 파의 상호작용 문제를 N개의 투과성 원기둥들과 파의 상호작용 문제로 확장하였다. 유체영역을 1개의 외부영역과 N개의 원기둥 내부영역으로 나누어 각 영역에서 해를 독립적으로 구한 뒤 외부영역과 내부영역이 만나는 경계면에서 정합조건식을 적용하여 완전한 해를 구하는 고유함수전개법을 사용하였다. 이때 N개의 원통구조물 사이의 상호작용을 고려하기 위하여 Linton and Evans(1990)가 사용한 Bessel 함수의 덧셈정리(addition theorem)를 적용하였다. 그들의 수치해석 결과는 투과성 원통구조물은 원통구조물 주위에서의 파랑분포와 파력(wave force) 그리고 파 처올림(wave run-up)을 크게 줄인다는 사실을 보여주었다.

본 연구에서는 Williams and Li(2000)의 해석이론을 적용하여 투과성 원기둥들을 일렬로 배열하여 만든 방파제에 의한 파랑변형을 살펴보았다. 이러한 형태의 방파제는 입사파의 에너지를 부분적으로 투과시키면서 반사파의 에너지를 줄일 수 있는 해수교환방파제의 한 종류라 할 수 있다. 입사파의 주파수와 공극율 계수를 바꿔가면서 투과성 원기둥 배열에 의한 파의 차단효과와 투과성 원기둥에 작용하는 파력 그리고 처올림 파형을 살펴보았다. 해석결과의 타당성을 검증하기 위하여 군산대학교 조파수조(길이 30 m, 폭 7 m, 깊이 1.5 m)에서 모형실험을 수행하였다. 공극율 0.093인 투과성 원기둥을 일렬로 배열(4개, 6개 10개)하여 입사파의 진행방향과 수직방향으로 설치하였다. 이때 실험모델의 공극율에 해당하는 해석이론에서의 공극율 계수를 얻기 위해 조(2002)가 제안한 공극율 계수와 공극율사이의 선형관계식을 이용하였다. 배열된 원기둥 전면과 후면에 파고계를 설치하여 파형을 측정하고 해석결과와 비교하였다.

2. 문제의 정식화

수심이 h인 해저면 바닥에 고정된 N개의 원기둥들과 파의 상호작용 문제를 살펴본다. 원기둥의 벽은 일정한 공극율을 가진 투과성 재질로 만들어지며 벽의 두께는 무시하였다. 해석의 편의를 위하여 Fig. 1과 같이 공간상에 고정된 좌표계(x, y, z)와 N개의 원기둥 중심에 고정된 좌표계(r_j, θ_j, z), $j = 1, 2,..., N$를 도입한다. j번째 원기둥의 중심의 좌표는 (x_j, y_j)이며 반지름은 a_j다. j번째 원기둥 중심에 대한 k번째 원기둥 중심의 상대 위치는 (R_{jk}, α_{jk})로 표현할 수 있다. 입사파는 규칙파로 진폭은 A이며, 주파수 ω를 가지고 x축의 양의 방향과 β의 각도를 이루면서 들어온다고 가정한다. 유체를 비압축성, 비점성으로 가정하고, 유체운동을 비회전성으로 가정하면 유체입자의 운동은 속도포텐셜로 표현이 가능하다. 유체입자의 운동이 주파수 ω를 갖고 조화운동을 한다면 시간과 공간을 분리하여 속도포텐셜을 $\Phi(r, \theta, z, t)=\mathrm{Re}\{\phi(r, \theta, z)e^{-i\omega t}\}$로 쓸 수 있다. 또한 일정한 수심에 원기둥이 바닥으로부터 직립으로 수면까지 놓여있기 때문에 3차원 속도포텐셜을 $\phi(r, \theta, z)=-(ig/\omega)A\eta(r, \theta)f(z)$라 쓸 수 있다. 여기서 고유함수 $f(z)=\dfrac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}$ 이며, k는 파수(wavenumber)로 분산식 $\omega^2 = gk\tanh kh$을 만족한다. 유체영역을 Fig. 1과 같이 1개의 원기둥의 외부영역과 N개의 원기둥의 내부영역으로 나눈다. 입사파의 진폭으로 무차원된 파형식 $\eta(r, \theta)$을 외부영역에서는 윗첨자 (O), 내부영역에서는 윗첨자 (I)로 구분한다. 원기둥 외부

영역에서의 파형식은 입사파와 N개의 원기둥에 의한 산란파의 합으로 다음과 같다.

$$\eta^{(O)} = \eta_I + \sum_{j=1}^{N} \eta_s^j \tag{1}$$

입사파가 x축의 양의 방향으로 β의 각도를 이루면서 들어올 때 식 (1)에서 입사파는 다음과 같다.

$$\eta_I = e^{ikr\cos(\theta-\beta)} = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (i)^n J_n(kr) e^{in(\theta-\beta)} \tag{2}$$

여기서 J_n는 제 1종 Bessel 함수이다. 식 (2)를 j번째 원기둥의 중심에 고정된 좌표계에서 표현하면 아래와 같다.

$$\eta_I = I_j \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (i)^n J_n(kr_j) e^{in(\theta_j-\beta)} \tag{3}$$

여기서 $I_j(=e^{ik(x_j\cos\beta+y_j\sin\beta)})$는 공간상에 고정된 좌표계의 원점과 j번째 원기둥의 중심간의 위상차이를 나타내는 함수이다.

j번째 원기둥으로부터 발생하는 산란파는 2차원 Helmholtz 방정식과 무한원방경계에서의 방사조건(radiation condition)을 만족해야한다.

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + k^2\right)\eta_s^j = 0 \tag{4}$$

$$(kr)^{1/2}\left(\frac{\partial}{\partial r} - ik\right)\eta_s^j \to 0 \quad as \quad kr \to \infty \tag{5}$$

위에 주어진 경계치 문제의 해는 아래와 같다.

$$\eta_s^j = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} e^{in\theta_j} A_n^j Z_n^j H_n(kr_j) \tag{6}$$

여기서 H_n는 제 1종 Hankel 함수이다. $Z_n^j = J_n'(ka_j)/H_n'(ka_j)$로 정의되며, 윗첨자 '는 함수의 미분을 뜻한다. 외부영역에서의 파형식을 식 (1), (3), (6)을 이용하면 다음과 같다.

$$\eta^{(O)} = I_j \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} (i)^n J_n(kr_j) e^{in(\theta_j-\beta)} + \sum_{j=1}^{N} \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} e^{in\theta_j} A_n^j Z_n^j H_n(kr_j) \tag{7}$$

입사파와 N개의 원기둥들 사이의 상호작용을 고려하기 위하여 j번째 원기둥 주위의 파형을 살펴본다. j번째 원기둥 주위의 파형은 입사파와 j번째 원기둥에 의하여 산란된 파형 그리고 주위의 나머지 원기둥($k=1,2,...N,\ k\neq j$)에 의하여 산란된 파형들의 합으로 구성되어 있다. 이러한 물리적 현상을 수학적으로 표현하기 위하여 Graf의 Bessel함수의 덧셈정리(additional theorem)를 사용한다 (Evans and Porter, 1999; Maniar and Newman, 1997; Linton and Evans, 1990; Kim, 1994).

덧셈정리를 이용하면 외부영역에서의 파형식은 다음과 같다.

$$\eta^{(O)}(r_j,\theta_j) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} \{I_j(i)^n e^{-in\beta} J_n(kr_j) + A_n^j Z_n^j H_n(kr_j) + \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq j}}^{N} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} A_m^k Z_m^k H_{m-n}(kR_{kj}) e^{i(m-n)\alpha_{kj}} J_n(kr_j)\} e^{in\theta_j} \tag{8}$$

윗식은 $r_j < R_{kj}$일 때 성립하는 식이다. 식 (8)에서 우변의 첫번째 항은 순수한 입사파를 뜻하며, 두번째 항은 j번째 원기둥 자체에 의한 산란파를 나타내며, 세번째 항은 j번째 원기둥을 제외한 인접한 원기둥 군에 의해 산란된 파가 j번째 원기둥에 미치는 영향을 나타낸다.

N개의 원기둥의 내부영역에서의 파형식은 2차원 Helmholtz 방정식을 만족하며 다음과 같이 표현된다.

$$\eta^{(I)}(r_j,\theta_j) = \sum_{n=-\infty}^{n=\infty} B_n^j J_n(kr_j) e^{in\theta_j} \tag{9}$$

식 (8)과 (9)에 주어진 미지수 A_n^j, B_n^j ($j=1,\ 2,...,N$)는 외부영역과 내부영역이 만나는 경계면에서 적용될 정합조건식으로부터 구해진다. 먼저 투과성 경계면에서 법선방향의 속도는 서로 같다는 정합조건식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \eta^{(O)}}{\partial r} = \frac{\partial \eta^{(I)}}{\partial r} \quad \text{on } r_j = a_j \quad j=1,2,...,N \tag{10}$$

식 (8), (9)를 윗식에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수방정식을 유도할 수 있다.

$$I_j(i)^n e^{-in\beta} + \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq j}}^{N} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} A_m^k Z_m^k H_{m-n}(kR_{kj}) e^{i(m-n)\alpha_{kj}} = B_n^j - A_n^j \tag{11}$$

투과성 경계면에서의 유체입자의 법선방향 속도는 투과성 경계면 전후의 압력의 차와 선형적으로 비례하다는 Darcy의 법칙으로부터 나머지 경계조건식을 얻을 수 있다(Isaacson *et al.*, 1998; Yu, 1995).

$$\frac{\partial \eta^{(O)}}{\partial r} = \frac{\partial \eta^{(I)}}{\partial r} \quad L=ikG(\eta^{(I)} - \eta^{(O)}) \text{ on } r_j = a_j \quad j=1,2,...,N \tag{12}$$

여기서 G는 투과성 구조물의 특성을 나타내는 계수로

서 공극율과 밀접한 관련이 있다. 조(2002)는 공극율 계수라 부르는 무차원 계수 $b(=2\pi G)$와 공극율(P) 사이에는 선형관계 ($b = 57.63\mathrm{P} - 0.9717$)가 성립함을 이론해석과 모형실험을 통하여 밝혔다. 따라서 G와 공극율 P사이에 성립하는 관계식은

$$G = 9.172\mathrm{P} - 0.155 \tag{13}$$

이다. $G\to 0$는 불투과성 판을 의미하며, $G\to\infty$는 입사파에 전혀 영향을 주지 않는 가상의 판이 놓여 있는 경우이다. 앞서 유도한 외부영역과 내부영역의 해를 식 (12)에 대입하여 정리하면 아래와 같은 대수방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} &I_j(i)^n e^{-in\beta} J_n(ka_j) + A_n^j Z_n^j H_n(ka_j) \\ &\quad + \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq j}}^{N} \sum_{m=-\infty}^{n=\infty} A_m^k Z_m^k H_{m-n}(kR_{kj}) e^{i(m-n)\alpha_{kj}} J_n(ka_{kj}) \\ &\quad = B_n^j \left[J_n(ka_j) + \frac{iJ_n'(ka_j)}{G} \right] \quad j = 1,2,...,N \end{aligned} \tag{14}$$

식 (11)과 (14)에서 미지수 B_n^j를 소거하면 미지수 A_n^j에 대한 대수방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} &A_n^j \left[1 + \frac{2G}{\pi k a_j J_n'(ka_j) H_n'(ka_j)} \right] \\ &\quad + \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq j}}^{N} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} A_m^k Z_m^k H_{m-n}(kR_{kj}) e^{i(m-n)\alpha_{kj}} \\ &\quad = -I_j(i)^n e^{-in\beta} \quad j = 1,...N, \quad -\infty < n < \infty \end{aligned} \tag{15}$$

식 (15)에 주어진 대수방정식을 풀어 A_n^j을 구하면 내부영역에서의 미지수 B_n^j는 식 (11)과 (15)로부터 아래와 같이 주어진다.

$$B_n^j = -\frac{2G}{\pi k a_j} \frac{A_n^j}{H_n'(ka_j) J_n'(ka_j)} \tag{16}$$

극한값 $G\to 0$는 N개의 불투과성 원통구조물에 의한 산란문제를 뜻하며, 식 (15)는 아래와 같이 바뀐다(Linton and Evans, 1990; Kim, 1993).

$$\begin{aligned} &A_n^j + \sum_{\substack{k=1 \\ k\neq j}}^{N} \sum_{m=-\infty}^{m=\infty} A_m^k Z_m^k H_{m-n}(kR_{kj}) e^{i(m-n)\alpha_{kj}} = -I_j(i)^n e^{-in\beta} \\ &\quad j = 1,...N, \quad -\infty < n < \infty \end{aligned} \tag{17}$$

식 (15)에 주어진 대수방정식을 수치적으로 풀기 위하여 고유함수의 개수 m을 $-M$부터 M까지 $2M+1$개를 취한다. 따라서 대수방정식의 미지수의 개수는 $N\times(2M+1)$이다. 식 (15)을 풀어 미지수 A_m^j ($j = 1,2,...,N, m = -M,...,M$)을 수치적으로 구할 수 있다.

j번째 투과성 원기둥에 작용하는 파력은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} F^j &= -\frac{\rho g A a_j}{k} \tanh kh \int_0^{2\pi} [\eta^{(O)}(a_j,\theta_j) - \eta^{(I)}(a_j,\theta_j)] \begin{bmatrix} \cos\theta_j \\ \sin\theta_j \end{bmatrix} d\theta_j \\ &= -\frac{X_j}{2} \begin{bmatrix} i \\ 1 \end{bmatrix} \left(A_{-1}^j \begin{bmatrix} - \\ + \end{bmatrix} A_1^j \right) \end{aligned} \tag{18}$$

여기서 $X^j (= \frac{4\rho g A \tanh kh}{k^2 H_1'(ka_j)})$는 반지름이 a_j인 1개의 불투과성 원기둥에 작용하는 파 진행방향의 파력이다. 식 (18)에서 상단은 x방향의 파력을, 하단은 y방향의 파력을 나타낸다.

j번째 원기둥 벽면에서의 처올림(run-up) 파형은 외부영역에서의 파형식과 내부영역에서의 파형식으로부터 구해지는데 결과는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \eta^{(O)}(a_j,\theta_j) &= -2 \sum_{n=-M}^{n=M} \frac{A_n^j e^{in\theta_j}}{\pi k a_j H_n'(ka_j)} \left[i + \frac{GJ_n(ka_j)}{J_n'(ka_j)} \right] \\ \eta^{(I)}(a_j,\theta_j) &= \sum_{n=-M}^{n=M} B_n^j J_n(ka_j) e^{in\theta_j} \end{aligned} \tag{19}$$

입사파가 x축의 양의 방향으로 들어오고($\beta = 0$), 투과성 원기둥이 1개 놓여있는 경우($N = 1$)에 대한 해는 식 (15)와 (16)으로부터 해석적으로 아래와 같이 구해진다.

$$\begin{aligned} A_n^1 &= -\frac{(i)^n H_n'(ka) J_n'(ka)}{2G/(\pi ka) + H_n'(ka) J_n'(ka)} \\ B_n^1 &= \frac{2(i)^n G/(\pi ka)}{2G/(\pi ka) + H_n'(ka) J_n'(ka)} \end{aligned} \tag{20}$$

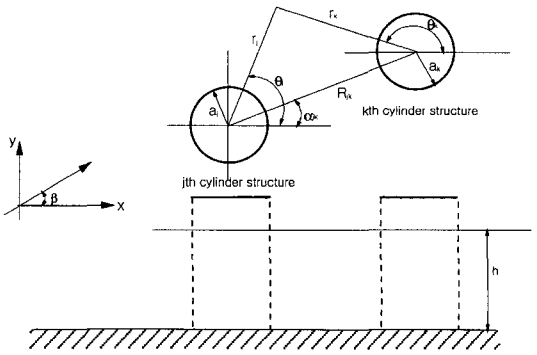


Fig. 1. Definition sketch of an array of porous cylinders.

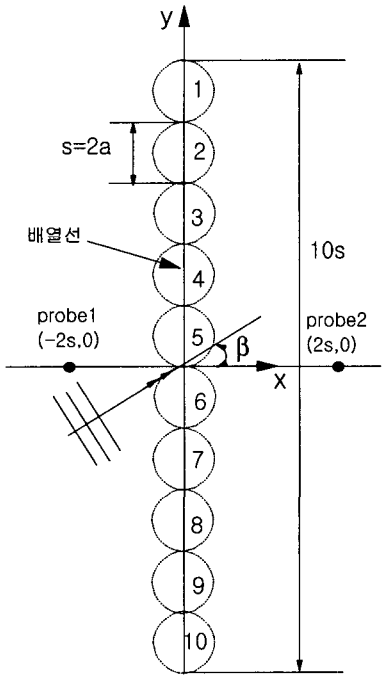


Fig. 2. Numerical model configuration.

식 (20)에서 원기둥의 벽이 불투과성 벽($G\to 0$)으로 바뀌면, $A_n^1=-(i)^n$, $B_n^1=0$로 잘 알려진 MacCamy and Fuchs (1954)의 해석해를 얻을 수 있다.

3. 계산결과 및 고찰

Fig. 3에서는 원기둥이 한 개 놓여있는 경우에 대하여 원기둥에 작용하는 파력을 살펴보았다. 계산결과는 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석해와 비교하였다. 계산에서 무차원화된 수심(h/a)은 5이며, 고유모드의 개수는 10으로 고정하였다. x축은 ka로 무차원화된 파장으로 잡았고, y축은 $2\rho gAa^2$으로 무차원화된 x방향의 파력을 나타낸다. $G=0$인 불투과성 원기둥이 놓여있을 때의 계산결과는 MacCamy and Fuchs(1954)의 해석결과와 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다. 반면에 투과성 원기둥에 작용하는 파력은 불투과성 원기둥과 비교하여 크게 줄어든 것을 볼 수 있다.

Fig. 4는 4개의 원기둥을 간격없이 일렬로 배열하였을 때 (Fig. 2에서 원기둥 ④, ⑤, ⑥, ⑦) 각 원기둥에 작용하는 x방향 파력을 보여주고 있다. 입사각이 $\beta=0^\circ$이므로 원기둥 ④와 원기둥 ⑦에 작용하는 파력과 원기둥 ⑤와 원기둥 ⑥에 작용하는 파력은 서로 같다. Fig. 4에서 $G=0$은 불투과성 원기둥을 뜻하며, $G=1$은 투과성 원기둥을 나타낸다. x축과 가깝게 놓인 원기둥(⑤, ⑥)에 작용하는 파력이 x축으로부터 멀리 놓인 원기둥(④, ⑦)에 작용하는 파력보다 큰 것을 알 수 있다. 예상했듯이 투과성 원기둥에 작용하는 파력이 불투과성 원기둥에 비하여 큰 폭으로 줄어든 것을 볼 수 있다. Fig. 5는 probe 1,2에서 계산된 진폭을 입사파의 파고($2A$)로 나눈 진폭비를 주기에 따라 그린 그림이다. probe 1, 2의 위치는 Fig. 2의 배열선의 중심으로부터 앞·뒤로 $4a$ 만큼 떨어져 있다. probe 1에서는 입사파와 원기둥들로부터의 회절파의 중첩으로 진폭비가 특정 주파수에서는 크게(증폭) 또는 작게(상쇄) 나타난다. 이러한 경향은 에너지 감쇠가 없는 불투과성 원기둥을 배열하였을 때 더욱 뚜렷이 나타난다. 배열된 원기둥을 통과한 투과영역에 설치된 probe 2에서는 probe 1과

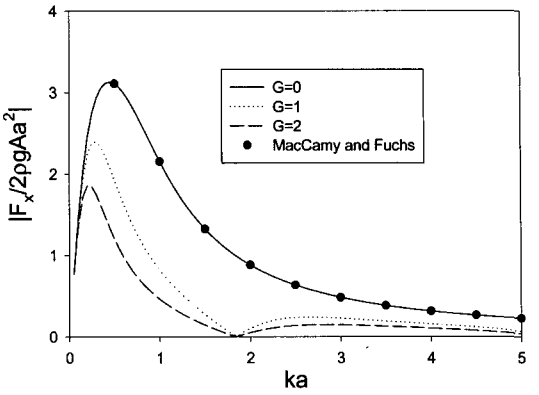


Fig. 3. Non-dimensional wave forces acting on a single circular cylinder for $h/a=5$ (●: results of MacCamy and Fuchs).

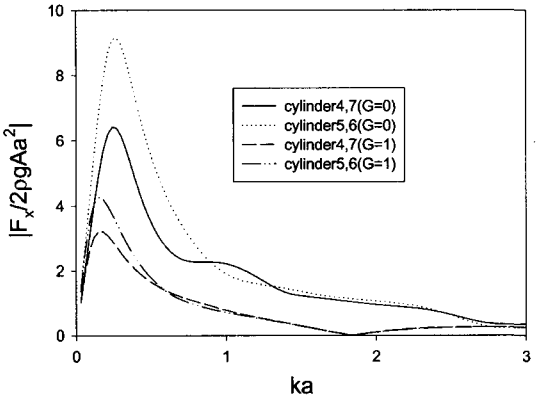


Fig. 4. Non-dimensional wave forces acting on four-cylinder array for $h/a=5$, $\beta=0^\circ$.

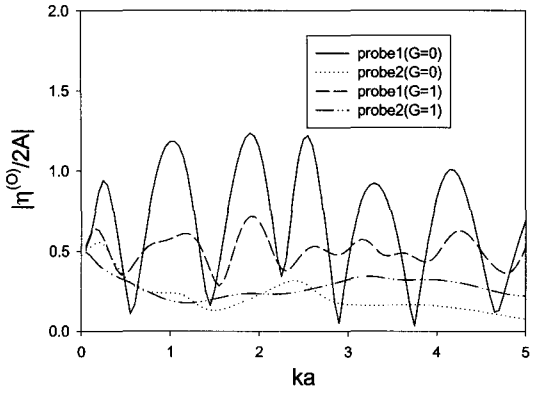


Fig. 5. Wave amplitude at probe 1 and probe 2 for four-cylinder array for $h/a = 5$, $\beta = 0^{o}$.

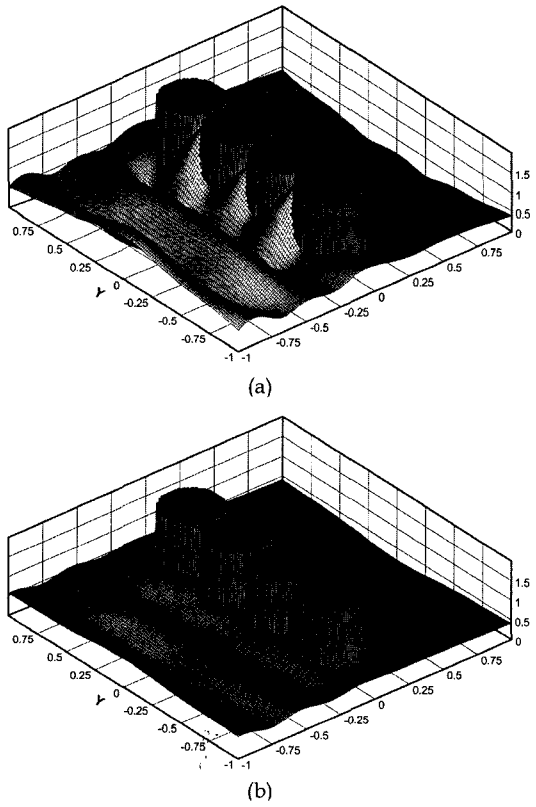


Fig. 6. Wave deformation in the vicinity of four-cylinder array for $ka = \pi/2$, $h/a = 5$, $\beta = 0^{o}$. (a) $G = 0$, (b) $G = 1$.

비교하여 진폭비가 크게 줄어든 것을 볼 수 있다. Fig. 6은 같은 경우에 대하여 특정 주파수($ka = \pi/2$)에서 원기둥 주변에서의 파고분포를 그렸다. 불투과성 원기둥의 경우 전면에서의 파고분포가 높게 나타나며 원기둥과 원기둥이 만나는 지점에서 파 처올림 현상이 크게 나타나는 것을

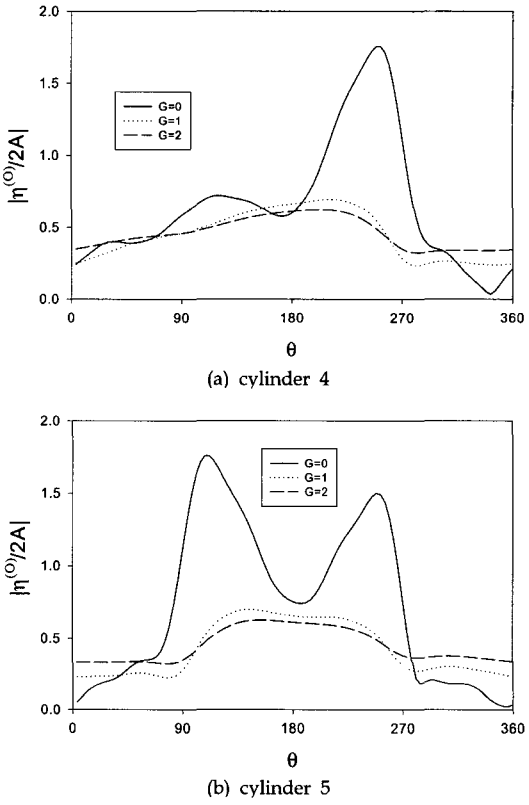
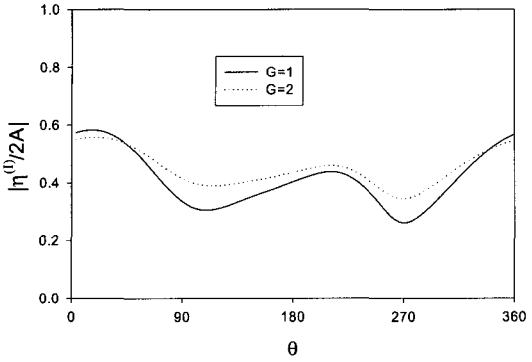


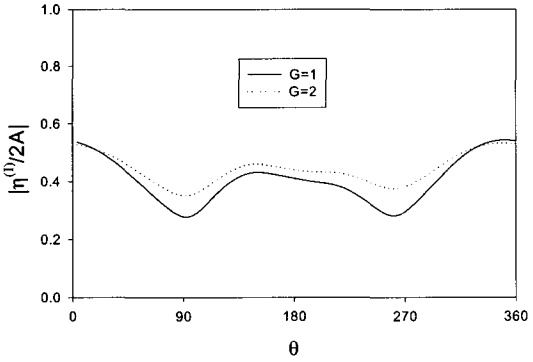
Fig. 7. Run-up wave on the outer wall of four-cylinder array for $ka = \pi/2$, $h/a = 5$, $\beta = 0^{o}$.

볼 수 있다. 그러나 투과성 원기둥을 설치하면 전체적인 파고분포가 줄어들며 동시에 파 처올림 현상이 사라지는 것을 볼 수 있다. Fig. 7은 원기둥 ④와 ⑤의 바깥벽에서의 처올림 파형을 보여주고 있다. 불투과성 원기둥을 배열한 경우 ④번 원기둥에서는 ⑤번 원기둥과 만나는 지점에서 파 처올림 현상이 크게 일어나며 ⑤번 원기둥에서는 ④번과 ⑥번 원기둥과 만나는 지점에서 파 처올림 현상이 뚜렷이 나타남을 볼 수 있다. 그러나 투과성 원기둥을 배열하였을 때는 파 처올림 현상이 사라진다. Fig. 8은 원기둥 ④와 ⑤의 안쪽벽에서의 처올림 파형을 보여주고 있다. G가 클 때 파 처올림이 약간 증가하는 것을 볼 수 있다.

Fig. 9는 원기둥을 일렬로 10개 배열하였을 때의 x방향의 파력을 무차원화된 파장에 따라 그렸다. (a)는 불투과성 원기둥을 (b)는 투과성 원기둥을 나타낸다. 입사각은 $\beta = 0^{o}$ 이므로 원기둥 ①~⑤의 결과는 원기둥 ⑥~⑩의 결과와 서로 같기 때문에 그림에서는 원기둥 ①~⑤의 결과만 그렸다. Fig. 4에서 살펴보았듯이 원기둥이 중앙부에

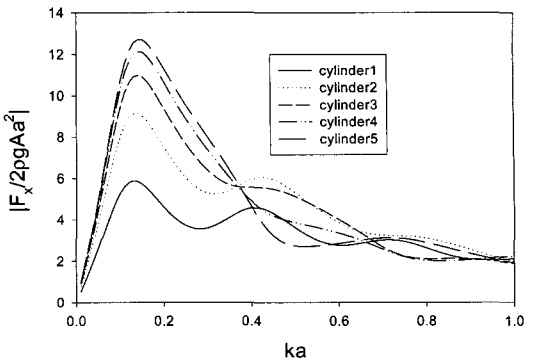


(a) cylinder 4

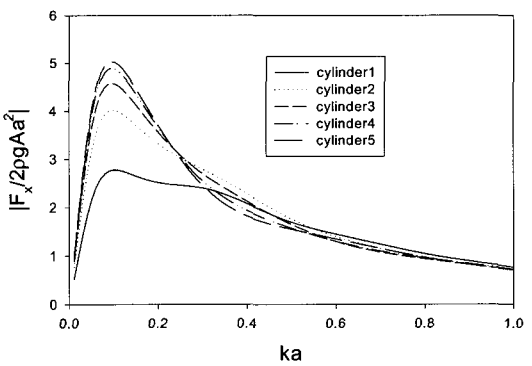


(b) cylinder 5

Fig. 8. Run-up wave on the inner wall of four-cylinder array for $ka = \pi/2$, $h/a = 5$, $\beta = 0^{o}$.



(a) $G=0$



(b) $G=1$

Fig. 9. Non-dimensional wave forces acting on ten-cylinder array for $h/a = 5$, $\beta = 0^{o}$.

가까울수록 파력이 크며 중앙부로부터 멀어질수록 파력이 줄어드는 경향을 보여주고 있다. 투과성 원기둥을 배열한 경우 장파영역에서는 원기둥의 위치에 따른 변화가 심하지만 *ka*가 0.3보다 큰 단파영역에서는 원기둥의 위치와 관계없이 일정한 파력을 주는 것을 볼 수 있다. Fig. 10은 특정 주파수에서 ($ka = \pi/2$)배열된 원기둥 주변에서의 파고분포를 그렸다. 투과성 원기둥 전면에서는 투과성 원기둥을 통과할 때 발생하는 파에너지 감소로 원기둥들로부터의 반사된 파 에너지가 크게 감소된다. 따라서 파형의 왜곡이 크지 않다. 그러나 불투과성 원기둥 전면에서는 원기둥들로부터의 반사파로 진폭비도 크며 파형의 왜곡도 심하다.

4. 수리모형실험

수리모형실험은 한쪽 면에 조파장치를 반대편에 소파장치를 장착한 군산대학교 조파수조(길이: 30 m, 폭: 7 m, 깊이: 1.5 m)에서 수행되었다. 이번 실험은 규칙파중에서 실시하였는데 입사파의 주기는 0.7초에서 2.0초까지 범위에서 선형파 특성을 보이는 파기울기(wave steepness) 범위의 것을 사용하였다. 모형실험에 사용한 투과성 원기둥의 공극율은 0.093으로 구멍의 직경이 8 mm, 구멍간의 거리는 25 mm이다. 원기둥의 직경은 30 cm, 높이는 1 m, 두께는 1.6 mm이다. 4개, 6개, 10개의 원기둥을 일렬로 묶어 수조 중앙부 바닥에 고정시켰다(Fig. 2참조). 입사파는 배열선에 수직방향으로 들어오며, 수심은 63 cm로 고정시켰다. 조파장치로부터 6 m 떨어진 지점에 파고계를 설치하여 입사파의 파고와 주기를 측정하였다. 또한 배열선 중심에서 전면과 후면으로 각각 1 m 떨어진 지점에 파고계를 설치하여 입사파의 주기변화에 따른 방파제 전후의 파형의 변화를 측정하였다.

Fig. 11는 수리모형실험에 사용한 투과성 원기둥과 조파수조에 설치한 실험모델을 파고계와 함께 찍은 사진이다. 모형실험은 0.7초부터 2.0초 사이의 10개의 주기에 대해 규칙파중에서 실시되었다. Fig. 12에서는 해석결과와 축척비 1/20을 갖는 모델을 가지고 수심 63 cm의 조파

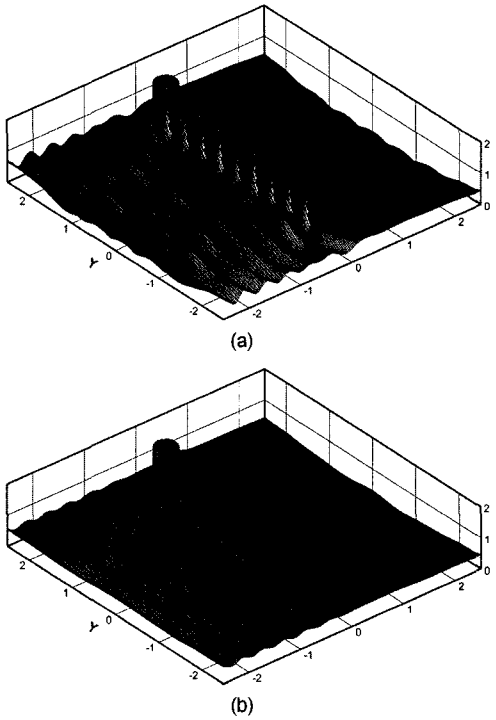


Fig. 10. Wave deformation in the vicinity of ten-cylinder array for $ka = \pi/2$, $h/a = 5$, $\beta = 0^{\circ}$ (a) $G = 0$, (b) $G = 1$.

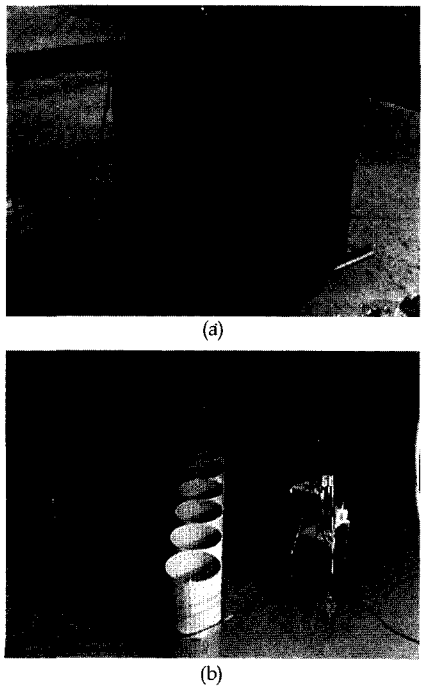


Fig. 11. Photograph of (a) experimental model and (b) test scene.

수조에서 실험한 결과를 비교하였다. 직경 30 cm의 원기둥을 4개, 6개, 10개를 일렬로 연결하여 입사파의 진행방향과 수직으로 놓고 배열선 중심에서 앞·뒤 각각 1 m 지점에 설치한 파고계로부터 파형을 측정하였다. 원기둥

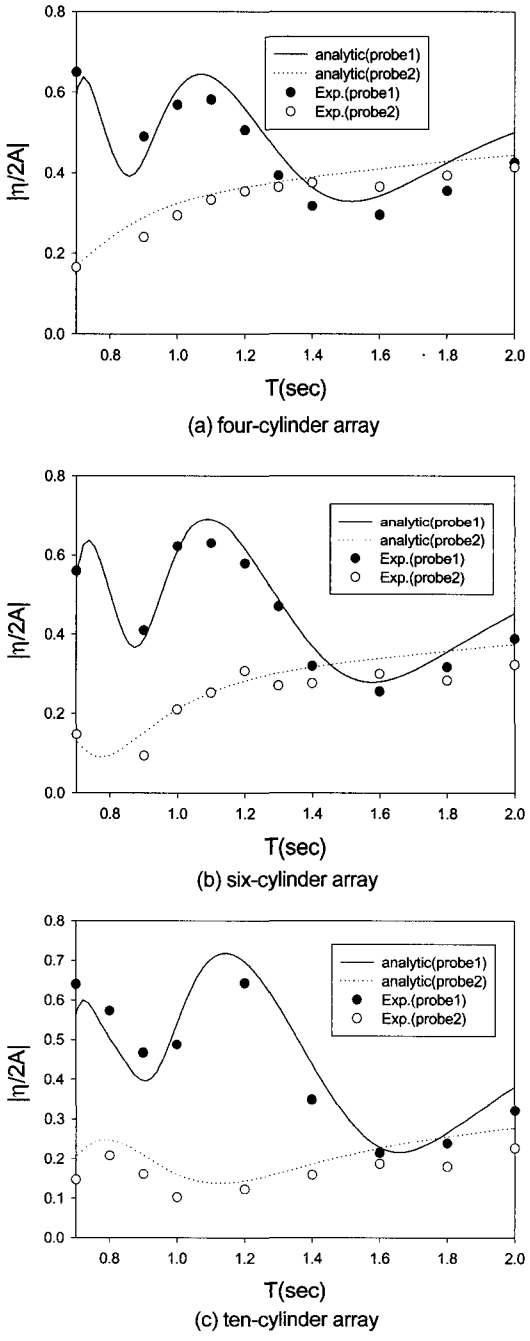


Fig. 12. Comparison between analytic and experimental results for $h = 63$ cm, $P = 0.093$, $a = 30$ cm, $\beta = 0^{\circ}$.

은 공극율 0.093(구멍직경 8 mm, 구멍간 거리 25 mm)을 갖는 투과성 철판으로 제작하였다. 공극율 $P=0.093$에 해당하는 계산에서의 G(=0.698)값을 얻기 위하여 조(2002)가 제안한 식 (13)을 사용하였다. 그림에서 실선은 probe 1 지점에서 계산된 해석결과이며 점선은 probe 2 지점에서 계산된 결과이다. 4개와 6개의 원기둥을 배열하였을 때 probe 2에서의 진폭비는 단파에서 작은 값을 갖고 주기가 증가할수록 완만히 증가하는 경향을 보여주고 있다. 원기둥 10개가 배열된 경우 파 차단효과의 증가로 인해 probe 2에서 진폭비가 앞선 경우에 비하여 줄어드는 것을 알 수 있다. 3가지 경우 모두 해석결과와 모형실험결과는 대체로 잘 일치하고 있음을 보여주고 있다.

원기둥 10개를 일렬로 배열한 모형실험결과로부터 실제크기의 방파제의 형상과 소파성능을 살펴볼 수 있다. 축척비가 1/20이므로 원기둥의 직경은 6 m이며, 방파제의 길이는 60 m이다. 원기둥 벽에 뚫린 구멍의 직경은 16 cm이며, 구멍간의 거리는 50cm이다. 모형실험에서의 주기범위(0.7초~2.0초)를 축척비를 고려하여 실해역의 주기로 바꾸면 주기범위는 3초~9초 사이이다. 대부분의 해양파의 주기는 이 범위내에 속한다. Fig. 12c에서 방파제 전면에서의 진폭비는 0.7이하이며, 방파제 후면에서의 진폭비는 대략 0.2이다. 이 값을 반사율과 투과율로 환산하면 반사율은 0.35이하이며, 투과율은 0.1이다. 해수교환방파제로 우수한 소파효율을 보여주고 있다.

5. 결 론

이상의 해석결과와 모형실험결과를 토대로 다음과 같은 결론을 내릴 수 있다.

① 투과성 원기둥들을 배열한 경우 불투과성 원기둥 배열에서 나타나는 원기둥과 원기둥 사이에서의 처올림 현상이 거의 사라지며 파력도 상당히 줄어드는 것을 확인하였다. 또한 원기둥 주변에서의 파고분포도 크게 줄어든다.

② 배열된 원기둥에 작용하는 파력은 배열중앙에 위치한 원기둥에서 가장 높게 나타나며 중앙으로부터 멀어질수록 파력은 줄어든다.

③ 해석결과와 모형실험결과는 잘 일치하고 있음을 확인하였다. 이러한 사실은 조(2002)가 제시한 공극율(P)과 공극을 계수(G)사이의 선형 관계식($G=9.172P-0.155$)이 타당하다는 것을 의미한다.

④ 본 연구에서 살펴본 투과성 원기둥들을 배열하여 만든 방파제는 해수교환이 가능하다는 장점 외에 우수한 소파성능을 보이고 있어 미래의 방파제로 무한한 잠재력을 지니고 있다.

감사의 글

본 연구는 2002년에 한국건설기술연구원이 지원하여 수행한 "친수성 항만공간 확보를 위한 해수교환형 방파제 설계기술 개발 사업"의 결과중 일부를 발췌하여 수록한 것임을 밝히며 연구비의 지원에 감사를 표합니다. 또한 수리모형실험에 큰 도움을 주신 군산대학교 신문섭 교수님에게도 감사드립니다.

참고문헌

조일형, 2002. 수평형 타공판의 소파특성, 한국해안·해양공학회지, **14**(4): 265-273.

Chwang, A.T. and Wu, J., 1994. Wave scattering by submerged porous disk, *J. Engrg. Mech.*, **120**, pp. 2575-2587.

Evans, D.V. and Porter, R., 1999. Trapping and near-trapping by arrays of cylinders in waves, *J. Engrg. Math.*, **35**, pp. 149-179.

Isaacson, M., Premasiri, S. and Yang, G., 1998. Wave interactions with vertical slotted barrier, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Engrg.*, **124**, pp. 118-126.

Jarlan, G.E., 1961. A perforated vertical wall breakwater, *Dock Harbour Auth. XII*, **486**, pp. 394-398.

Kagemoto,H. and Yue, D.K.P., 1986. Interaction among multiple three-dimensional bodies in water waves, *J. of Fluid Mech.*, **166**, pp. 189-209.

Kashiwagi, M. 2000. Hydrodynamic interaction among a great number of column supporting a very large flexible structure, *J. of Fluid and Structure*, pp. 1013-1034.

Kim, M.H. 1993. Interaction of waves with N vertical circular cylinders, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.* ASCE, **119**, pp. 671-689.

Linton, C.M. and Evans, D.V., 1990. The interaction of waves with arrays of vertical circular cylinders, *J. of Fluid Mech.*, **215**, pp. 549-569.

MacCamy, R.C. and Fuchs, R.A., 1954. *Wave forces on piles: A Diffraction Theory*, Tech. Memo No.69, U.S. Army Corps of Engineers, Beach Erosion Board.

Maniar, H.D. and Newman. J.N., 1997. Wace diffraction by a long array of cylinders, *J. Fluid Mech.*, **339**, pp. 309-330.

McIver, P., 2002. Wave interaction with arrays of structure, *Applied Ocean Research*, **24**, pp. 121-126.

Mei, C.C., Liu, Philip L-F. and Ippen, A.T., 1974. Quadratic

loss and scattering of long waves, *J. Waterways Harbors and Coastal Eng.*, **100**, pp. 217-239.

Mei, C.C., 1985. *The Applied Dynamics of Ocean Surface Waves*, John Wiley and Sons.

Ohkusu, M., 1974. *Hydrodynamic forces on multiple cylinders in waves*, Intl. Symp. on Dynamics of Marine Vehicles and Ocean Structures in Waves.

Spring, B.H. and Evans, D.V., 1984. Approximation of wave forces on cylinder arrays, *Applied Ocean Research* **6**, pp. 101-107.

Yu, X., 1995. Diffraction of water waves by porous breakwaters, *J. Waterway, Port, Coastal, and Ocean Eng.* ASCE, **121**, pp. 275-282.

Wang, K.H. and Ren, X., 1994. Wave interaction with a concentric porous cylinder system, *Ocean Engineering* **21**, pp. 343-360.

Williams, A.N. and Li, W., 2000. Water wave interaction with an array of bottom-mounted surface-piercing porous cylinders, *Ocean Engineering* **27**, pp. 841-866.

Received October 20, 2003

Accepted November 25, 2003