한국해양공학회지 제15권 제4호, pp 1~7, 2001 (ISSN 1225-0767)

수면부근에 설치된 이열고정부방파제에 의한 파랑제어의 해석

김도삼* · 이재석** · 이봉재**
*한국해양대학교 토목환경공학부, **한국해양대학교 대학원

Wave Control by Two-Rowed Fixed Floating Breakwaters near the Water Surface

DO-SAM KIM, JAE-SEOCK LEE AND BONG-JAE LEE
Division of Civil and Environmental, Korea Maritime University, Busan 606-791, Korea

KEY WORDS: Fixed floating breakwater 고정부방파제, Two-rowed 이열, Green function 그린 함수, Boundary element method 경계요소법, Eingenfunction expansion method 고유함수전개법, Wave control 파랑제어

ABSTRACT: *Mainly, Floating Breakwaters (FBs) have been constructed in many coastal regions due to the advantages of the coastal environment and construction cost. In general, the FB becomes fixed or its width broadened because the movement of the FB comes to be large and its the wave control function lower for the long period incident waves. This study discusses the wave control function of two-rowed Fixed Floating Breakwaters (FFBs) that have narrower width than that of the one-rowed FFB by using numerical approach. Boundary Element Method (BEM) based on the Green formula and Eigenfunction Expansion Method (EEM) are applied to evaluate the three-dimensional wave transformation near the wave fields of two-rowed FFBs. The validity of the present study is confirmed by comparing it with the results of Ijima et al. (1974) and Yoshida et al. (1992) for the one-rowed Fixed Floating Structure. It is revealed that the wave control function of two-rowed FFBs is more effective than that of the one-rowed FFB.*

1. 서 론

최근, 육상에서 가용공간의 부족에 따른 해역공간의 이용이 절실히 요구되고 있다. 일본에서는 1995년부터 부유식 해상공항의 건설을 위한 'Mega-Float' 계획을 수립하여 실해역에서 실증실험을 완료하였으며, 부유식 방파제, 항만계류시설, 원유 비축시설 및 해상호텔 등을 계획하여 많은 연구를 수행하여 왔으며, 실 해역에서 그 건설 예를 많이 볼 수 있다. 국내에서도 부방파제에 관한 연구(김과 양, 1996) 및 건설을 위한 실시설계((주)서영기술단과 (주)동아기술공사, 2000)가 수행되고 있지만, 관련분야의 연구가 해양선진국에 비해 아직 미진한 실정이다.

본 연구에서는 장주기파의 제어에 탁월한 효과가 있는 것으로 판단되는 이열(二列)(윤 등, 1995)의 고정부방파제에 의한 3차원 파랑제어기능을 경계요소법과 고유함수전개법을 병용한 해석법(井島 등, 1974; 김 등, 2001)을 적용하여 검토한다. 이 기법은 공간속도포텐셜을 분할된 영역의 경계에서 Green함수에 기초한 적분방정식으로 나타내고, 이 경계면에서 압력과 유속의 접합조건을 동시에 만족하는 공간속도포텐셜을 산정하는 것이다.

수치해석에서는 수면부근에 단일 고정부유식 구조물에 관한 井島 등(1974)의 연구결과와 고유함수에 관한 적분연산을 수행하지 않는 선점해법을 제시한 吉田 등(1992)의 연구결과와 비교하여 본 연구의 타당성을 검증하였다. 이를 근거로 하여 수면에 고정된 이열 다기(多基)의 부방파제에 의한 3차원 파랑제어기능을 검토하였다.

2. 이론해석

2.1 가정

Fig. 1에 나타내고 있는 바와 같이 흘수 qh $(0 \le q < 1)$로 임의형상의 고정부방파제가 일정수심 h의 3차원 파동장에 설치되어 있고, 이 때 주파수 $\sigma(=2\pi/T,\ T$는 주기)의 정현파가 입사하는 것으로 한다. 유체를 비점성 · 비압축성의 완전유체로 가정하고, 유체운동을 비회전으로 가정하면, 다음과 같은 속도포텐셜 $\Phi(x, y, z, t)$가 존재한다.

$$\Phi(x, y, z, t) = \phi(x, y, z) \cdot e^{-i\sigma t} \tag{1}$$

여기서, $i = \sqrt{-1}$, t는 시간, (x, y, z)는 Fig. 1에 정의된 공간좌표이고, $\phi(x, y, z)$는 공간속도포텐셜이다.

$\phi(x, y, z)$는 다음의 Laplace 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \tag{2}$$

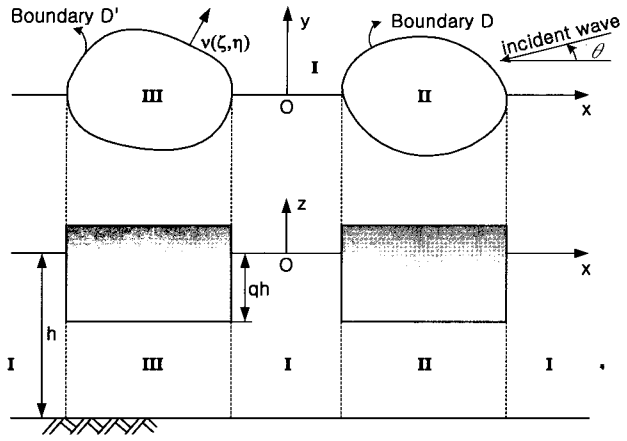

Fig. 1 Definition sketch of fixed floating breakwaters (FFBs)

2.2 공간속도포텐셜 $\phi(x,y,z)$의 표시

Fig. 1의 분할된 유체영역에 있어서 외역 *I*과 내역 *II*, *III*에 대한 ϕ를 각각 ϕ_I, ϕ_{II}, ϕ_{III}로 정의하고, 미소운동을 가정하면, 각 영역에서 경계조건은 각각 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial \phi_m}{\partial z} = \dfrac{\sigma^2}{g}\phi_m \quad ; \quad z=0 \quad ; \quad m=I \\ \dfrac{\partial \phi_m}{\partial z} = 0 \qquad ; \quad z=-qh \; ; \quad m=II, III \\ \dfrac{\partial \phi_m}{\partial z} = 0 \qquad ; \quad z=-h \quad ; \quad m=I, II, III \end{cases} \tag{3}$$

각 영역에서 이들 조건을 만족하는 식(2)의 일반해는 다음과 같다.

$$\phi_I(x,y,z) = \frac{g\zeta_o}{\sigma}[\{f_o(x,y)+f_1(x,y)\}Z(kh) + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(x,y)Z(k_n h)] \tag{4}$$

$$\phi_{II}(x,y,z) = \frac{g\zeta_o}{\sigma}[\psi_o(x,y) + \sum_{s=1}^{\infty} \psi_s(x,y)\cos \bar{s}(z+qh)] \tag{5}$$

$$\phi_{III}(x,y,z) = \frac{g\zeta_o}{\sigma}[\varphi_o(x,y) + \sum_{s=1}^{\infty} \varphi_s(x,y)\cos \bar{s}(z+qh)] \tag{6}$$

$$Z(kh) = \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh}, \quad Z(k_n h) = \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}$$

여기서, $\bar{s} = s\pi/\bar{q}h$, s는 정수, $\bar{q} = 1-q$, g는 중력가속도, ζ_o는 입사파진폭, k 및 k_n은 다음 식으로 결정되는 고유치이다.

$$kh\tanh kh = -k_n h\tan k_n h = \frac{\sigma^2 h}{g} \tag{7}$$

식 (4)~(6)을 식 (2)의 Laplace 방정식에 대입하면, f_1, $f_1^{(n)}$, ψ_o, ψ_s, φ_o, φ_s는 다음의 Helmholtz 방정식을 만족하여야 하는 미지함수로 표현된다.

$$\frac{\partial^2 \phi_m}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi_m}{\partial y^2} + p\phi_m = 0 \tag{8}$$

$$; \begin{cases} \phi_m = f_1, & p = k^2 \\ \phi_m = \bar{f}_1^{(n)}, & p = -k_n^2 \\ \phi_m = \psi_o, & p = 0 \\ \phi_m = \varphi_o, & p = 0 \\ \phi_m = \psi_s, & p = -\bar{s}^2 \\ \phi_m = \varphi_s, & p = -\bar{s}^2 \end{cases}$$

입사파를 x축과 w각도를 이루고 진행한다면 입사파형 ζ_i는 다음식으로 표현된다.

$$\zeta_i = \zeta_o \cos(k(x\cos w + y\sin w) + \sigma t) \tag{9}$$

평면속도포텐셜함수 $f_o(x,y)$는 다음 식의 실수부분으로 주어진다.

$$f_o(x,y) = -ie^{-ik(x\cos w + y\sin w)} \tag{10}$$

2.3 Green 함수에 의한 $f_1, f_1^{(n)}, \psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s$의 표시

외역과 내역의 경계선 D, D' 상의 점을 (ζ,η)라 하고 D, D' 이외의 점을 (x,y)로 나타내면 두 점간의 거리 r을 $r=\sqrt{(x-\zeta)^2+(y-\eta)^2}$로 나타낼 수 있다. 여기서, $r\to 0$ 때 $\log r$의 오더의 특이성을 갖고, $r\to\infty$ 때에는 Sommerfeld 방사조건을 만족하는 식 (8)의 특이해를 Green 함수로 하여, f_1에 대해 $-\frac{i}{2}H_o^{(1)}(kr)$을, ψ_o와 φ_o에 대해서는 $-\frac{1}{\pi}\log(\frac{1}{kr})$을 취하고, $f_1^{(n)}$에 대해 $-\frac{1}{\pi}K_o(k_n r)$을, ψ_s와 φ_s에 대해서는 $-\frac{1}{\pi}K_o(\bar{s}r)$을 취하면, 외역의 임의점 (x,y)에 있어서 f_1, $f_1^{(n)}$ 및 내역의 점 (x,y)에 있어서 $\psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s$의 값은 각각 경계선 D, D' 상의 값 $f_1(\zeta,\eta)$, $f_1^{(n)}(\zeta,\eta)$, $\psi_o(\zeta,\eta)$, $\psi_s(\zeta,\eta)$, $\varphi_o(\zeta,\eta)$, $\varphi_s(\zeta,\eta)$와 D, D'에 대한 법선 미분치 $\partial f_1(\zeta,\eta)/\partial\nu$, $\partial f_1^{(n)}(\zeta,\eta)/\partial\nu$, $\partial\psi_o(\zeta,\eta)/\partial\nu$, $\partial\psi_s(\zeta,\eta)/\partial\nu$, $\partial\varphi_o(\zeta,\eta)/\partial\nu$, $\partial\varphi_s(\zeta,\eta)/\partial\nu$에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$\phi_m(x,y) = \frac{l}{2}\int_Q \left[\phi_m(\zeta,\eta)\frac{\partial G}{\partial\nu} - kG\frac{\partial\phi_m(\zeta,\eta)}{k\partial\nu}\right]ds \tag{11}$$

$$;\begin{cases}\phi_m=f_1\ ,\quad G=-\dfrac{i}{2}H_0^{(1)}(kr)\ ,\quad l=-1\ ,\quad Q=D+D'\\ \phi_m=f_1^{(n)}\ ,\ G=-\dfrac{1}{\pi}K_0(k_nr)\ ,\quad l=-1\ ,\quad Q=D+D'\\ \phi_m=\phi_o\ ,\quad G=-\dfrac{1}{\pi}\log(\dfrac{1}{kr})\ ,\quad l=1\ ,\quad Q=D\\ \phi_m=\phi_s\ ,\quad G=-\dfrac{1}{\pi}K_o(\bar{s}r)\ ,\quad l=1\ ,\quad Q=D\\ \phi_m=\varphi_o\ ,\quad G=-\dfrac{1}{\pi}\log(\dfrac{1}{kr})\ ,\quad l=1\ ,\quad Q=D'\\ \phi_m=\varphi_s\ ,\quad G=-\dfrac{1}{\pi}K_o(\bar{s}r)\ ,\quad l=1\ ,\quad Q=D'\end{cases}$$

여기서, $H_o^{(1)}$, K_o는 각각 0차 제1종 Hankel 함수와 변형 Bessel 함수를 나타내며, ν는 경계선 D, D'에 있어서 외향법선이며, 적분은 D, D'를 따르는 반시계 방향의 선적분을 나타낸다.

위 식들에서 점 (x, y)를 D, D'상의 점 (ζ', η')에 접근시키면 $H_o^{(1)}$과 K_o의 $r\to 0$에서 특이성으로부터 D, D'상에서 다음의 식을 얻는다.

$$\phi_m(\zeta', \eta')=l\int_Q\left[\phi_m(\zeta, \eta)\frac{\partial G}{\partial \nu}-kG\frac{\partial \phi_m(\zeta, \eta)}{k\partial \nu}\right]ds \tag{12}$$

여기서, ϕ_m, G, l 및 Q에 대응하는 값은 식 (11)의 아래 부분의 결과와 동일하며, 식(11)에서 r은 R로 대치되어, $R=\sqrt{(\zeta-\zeta')^2+(\eta-\eta')^2}$로 정의된다.

외역과 내역의 영역을 분할하는 연직 경계면상의 임의점 (ζ, η, z)에서 유체운동에 의한 질량 flux와 에너지 flux는 연속되어야 하기 때문에 다음의 접합조건이 만족되어야 한다.

$$\frac{\partial \phi_I(\zeta, \eta, z)}{\partial \nu}=0\ ;-qh\le z\le 0 \tag{13}$$

$$\begin{cases}\dfrac{\partial \phi_I(\zeta, \eta, z)}{\partial \nu}=\dfrac{\partial \phi_{II}(\zeta, \eta, z)}{\partial \nu}\\ \phi_I(\zeta, \eta, z)=\phi_{II}(\zeta, \eta, z)\end{cases};-h\le z\le -qh \tag{14}$$

$$\begin{cases}\dfrac{\partial \phi_I(\zeta, \eta, z)}{\partial \nu}=\dfrac{\partial \phi_{III}(\zeta, \eta, z)}{\partial \nu}\\ \phi_I(\zeta, \eta, z)=\phi_{III}(\zeta, \eta, z)\end{cases};-h\le z\le -qh \tag{15}$$

위의 식 (13), (14), (15)에 식 (4), (5), (6)을 대입하면, 다음의 관계식을 얻는다.

$$(\bar{f}_o+\bar{f}_1)Z(kh)+\sum_{n=1}^{\infty}\bar{f}_1^{(n)}(x, y)Z(k_nh)=0\ ;-qh\le z\le 0 \tag{16}$$

$$(\bar{f}_o+\bar{f}_1)Z(kh)+\sum_{n=1}^{\infty}\bar{f}_1^{(n)}(x, y)Z(k_nh)=\bar{\psi}_o+\sum_{s=1}^{\infty}\bar{\psi}_s\cos\bar{s}(z+qh)\ ;-h\le z\le -qh \tag{17}$$

$$(f_o+f_1)Z(kh)+\sum_{n=1}^{\infty}f_1^{(n)}(x, y)Z(k_nh)=\psi_o+\sum_{s=1}^{\infty}\psi_s\cos\bar{s}(z+qh)\ ;-h\le z\le -qh \tag{18}$$

$$(\bar{f}_o+\bar{f}_1)Z(kh)+\sum_{n=1}^{\infty}\bar{f}_1^{(n)}(x, y)Z(k_nh)=\bar{\varphi}_o+\sum_{s=1}^{\infty}\bar{\varphi}_s\cos\bar{s}(z+qh)\ ;-h\le z\le -qh \tag{19}$$

$$(f_o+f_1)Z(kh)+\sum_{n=1}^{\infty}f_1^{(n)}(x, y)Z(k_nh)=\varphi_o+\sum_{s=1}^{\infty}\varphi_s\cos\bar{s}(z+qh)\ ;-h\le z\le -qh \tag{20}$$

여기서, $\bar{\phi}_m=\partial\phi_m/k\partial\nu\ (\phi_m=f_1, f_1^{(n)}, \psi_o, \psi_s, \varphi_o, \varphi_s)$이다.

식 (17), (19)에 대해서는 $\cosh k(z+h)$와 $\cos k_n(z+h)$가 직교함수관계를, 식 (18), (20)에 대해서는 1과 $\cos\bar{s}(z+qh)$가 직교함수관계를 가지므로 이들 직교성에 의해 다음의 관계식을 얻는다.

$$\bar{f}_1=\frac{\sinh\bar{\lambda}_o}{N_o\sinh\lambda_o}\left(\bar{\psi}_o+\sum_{s=1}^{\infty}\frac{\bar{\psi}_s}{(s\pi/\bar{\lambda}_o)^2+1}\right)-\bar{f}_o \tag{21}$$

$$\bar{f}_1^{(n)}=\frac{\sin\bar{\lambda}_n}{N_n\sin\lambda_n}\left(\bar{\psi}_o+\sum_{s=1}^{\infty}\frac{\bar{\psi}_s}{1-(s\pi/\bar{\lambda}_n)^2}\right) \tag{22}$$

$$\psi_o=\frac{\sinh\bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o\cosh\lambda_o}(f_o+f_1)+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n\cos\lambda_n}f_1^{(n)} \tag{23}$$

$$\frac{1}{2}\psi_s=\frac{\sinh\bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o\cosh\lambda_o}\frac{(f_o+f_1)}{1+(s\pi/\bar{\lambda}_o)^2}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n\cos\lambda_n}\frac{f_1^{(n)}}{1-(s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \tag{24}$$

$$\varphi_o=\frac{\sinh\bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o\cosh\lambda_o}(f_o+f_1)+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n\cos\lambda_n}f_1^{(n)} \tag{25}$$

$$\frac{1}{2}\varphi_s=\frac{\sinh\bar{\lambda}_o}{\bar{\lambda}_o\cosh\lambda_o}\frac{(f_o+f_1)}{1+(s\pi/\bar{\lambda}_o)^2}+\sum_{n=1}^{\infty}\frac{\sin\bar{\lambda}_n}{\bar{\lambda}_n\cos\lambda_n}\frac{f_1^{(n)}}{1-(s\pi/\bar{\lambda}_n)^2} \tag{26}$$

여기서, $\lambda_o=kh$, $\lambda_n=k_nh$, $\bar{\lambda}_o=k\bar{q}h$, $\bar{\lambda}_n=k_n\bar{q}h$

$$N_o=\frac{1}{2}\left(1+\frac{2\lambda_o}{\sinh 2\lambda_o}\right),\ N_n=\frac{1}{2}\left(1+\frac{2\lambda_n}{\sin 2\lambda_n}\right)$$

2.4 이산화

경계선상 D, D'를 $2N$개의 점에 의해 $2N$개의 미소구간 Δs_j로 분할하고 각 구간의 중점 (ζ_j, η_j)에 있어서 f_1, $\bar{f}_1\cdots$ 등의 값으로 미소구간 Δs_j상의 값을 대표시키는 것으로 하면, 적분방정식 (12)를 다음과 같은 이산화 방정식으로 고쳐 쓸 수 있다.

$$\sum_{j=1}^{2N}A_{ij}\bar{f}_1(\zeta_j, \eta_j)=\sum_{j=1}^{2N}a_{ij}f_1(\zeta_j, \eta_j) \tag{27}$$

$$\sum_{j=1}^{2N}B_{ij}\bar{f}_1^{(n)}(\zeta_j, \eta_j)=\sum_{j=1}^{2N}b_{ij}f_1^{(n)}(\zeta_j, \eta_j) \tag{28}$$

$$\sum_{j=1}^{N} E_{ij}\,\overline{\psi}_o(\zeta_j,\eta_j) = \sum_{j=1}^{N} c_{ij}\,\psi_o(\zeta_j,\eta_j) \tag{29}$$

$$\sum_{j=1}^{N} F_{ij}\,\overline{\psi}_s(\zeta_j,\eta_j) = \sum_{j=1}^{N} d_{ij}\,\psi_s(\zeta_j,\eta_j) \tag{30}$$

$$\sum_{j=N+1}^{2N} E_{ij}\,\overline{\varphi}_o(\zeta_j,\eta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} c_{ij}\,\varphi_o(\zeta_j,\eta_j) \tag{31}$$

$$\sum_{j=N+1}^{2N} F_{ij}\,\overline{\varphi}_s(\zeta_j,\eta_j) = \sum_{j=N+1}^{2N} d_{ij}\,\varphi_s(\zeta_j,\eta_j) \tag{32}$$

여기서,

$$\begin{cases} a_{ij} = \delta_{ij} + \overline{A}_{ij}, \quad b_{ij} = \delta_{ij} + \overline{B}_{ij} \\ c_{ij} = -\delta_{ij} + \overline{E}_{ij}. \quad d_{ij} = -\delta_{ij} + \overline{F}_{ij} \end{cases}$$

$$\begin{cases} A_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{i}{2}H_o^{(1)}(kR_{ij})\right)kds \\ \overline{A}_{ij} = \int_{\Delta s_j}\frac{\partial}{\partial\nu}\left(-\frac{i}{2}H_o^{(1)}(kR_{ij})\right)ds \\ B_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{1}{\pi}K_o(k_nR_{ij})\right)kds \\ \overline{B}_{ij} = \int_{\Delta s_j}\frac{\partial}{\partial\nu}\left(-\frac{1}{\pi}K_o(k_nR_{ij})\right)ds \end{cases}$$

$$\begin{cases} E_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{1}{\pi}\log\left(\frac{1}{kR_{ij}}\right)\right)kds \\ \overline{E}_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{1}{\pi}\log\left(\frac{1}{kR_{ij}}\right)\right)ds \\ F_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{1}{\pi}K_o(\bar{s}R_{ij})\right)kds \\ \overline{F}_{ij} = \int_{\Delta s_j}\left(-\frac{1}{\pi}K_o(\bar{s}R_{ij})\right)ds \end{cases}$$

$$\begin{cases} R_{ij} = \sqrt{(\zeta_j-\zeta_i)^2+(\eta_j-\eta_i)^2} \\ \Delta s_j = \sqrt{(\Delta\zeta_j)^2+(\Delta\eta_j)^2} \\ \Delta\zeta_j = (\zeta_{j+1}-\zeta_{j-1})/2 \\ \Delta\eta_j = (\eta_{j+1}-\eta_{j-1})/2 \end{cases}$$

그리고, δ_{ij}는 Kronecker 델타함수로 $\delta_{ij}=0$, $\delta_{ii}=1$ 이다.

위의 식 (21)~(32)를 연립해서 풀면, f_1, $f_1^{(n)}$, ψ_o, ψ_s, φ_o, φ_s가 결정되고, 외역의 점 (x, y)에 있어서 f_1, $f_1^{(n)}$과 내역의 점 (x, y)에 있어서 ψ_o, ψ_s, φ_o, φ_s는 다음 식에 의해 구해진다.

$$f_1(x,y) = -\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{2N}\left[\overline{A}_{xj}f_1(\zeta_j,\eta_j) - A_{xj}\overline{f}_1(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{33}$$

$$f_1^{(n)}(x,y) = -\frac{1}{2}\sum_{j=1}^{2N}\left[\overline{B}_{xj}f_1^{(n)}(\zeta_j,\eta_j) - B_{xj}\overline{f}_1^{(n)}(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{34}$$

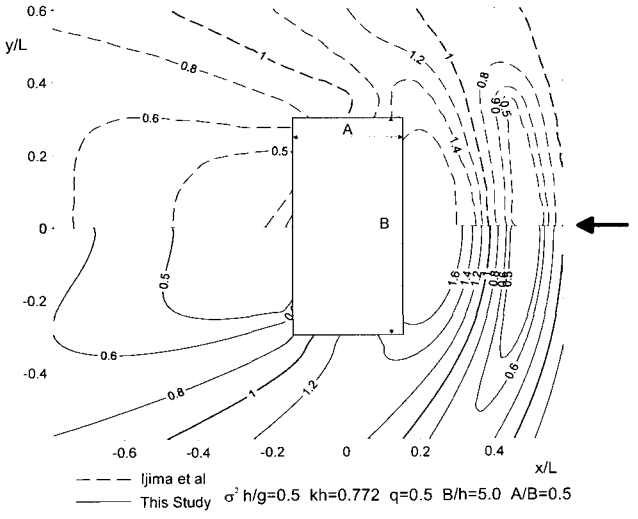

Fig. 2 Distribution of K_d for rectangular FFB

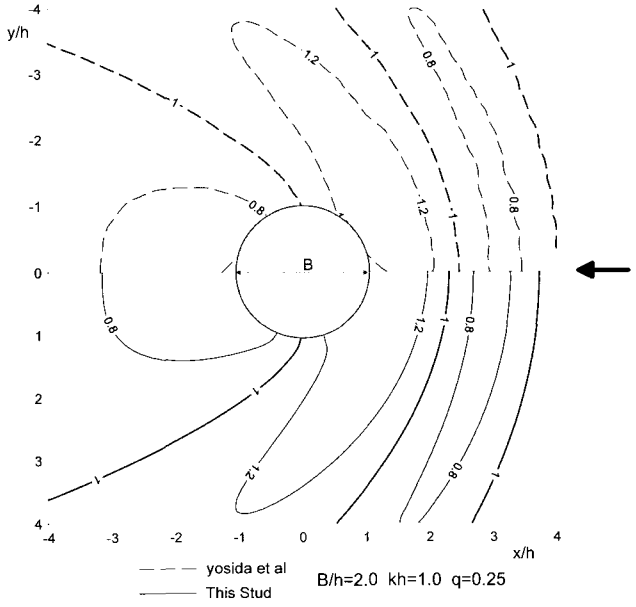

Fig. 3 Distribution of K_d for circular FFB

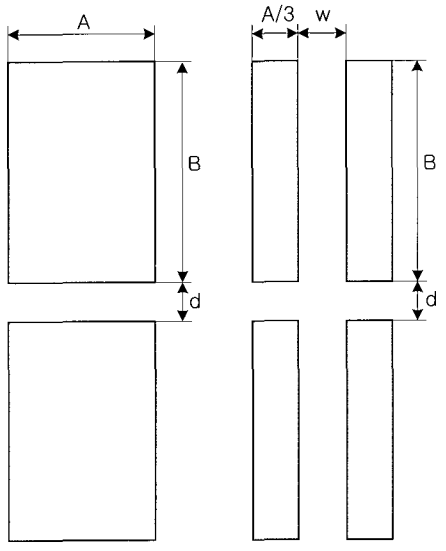

Fig. 4 Plane figure of FFB

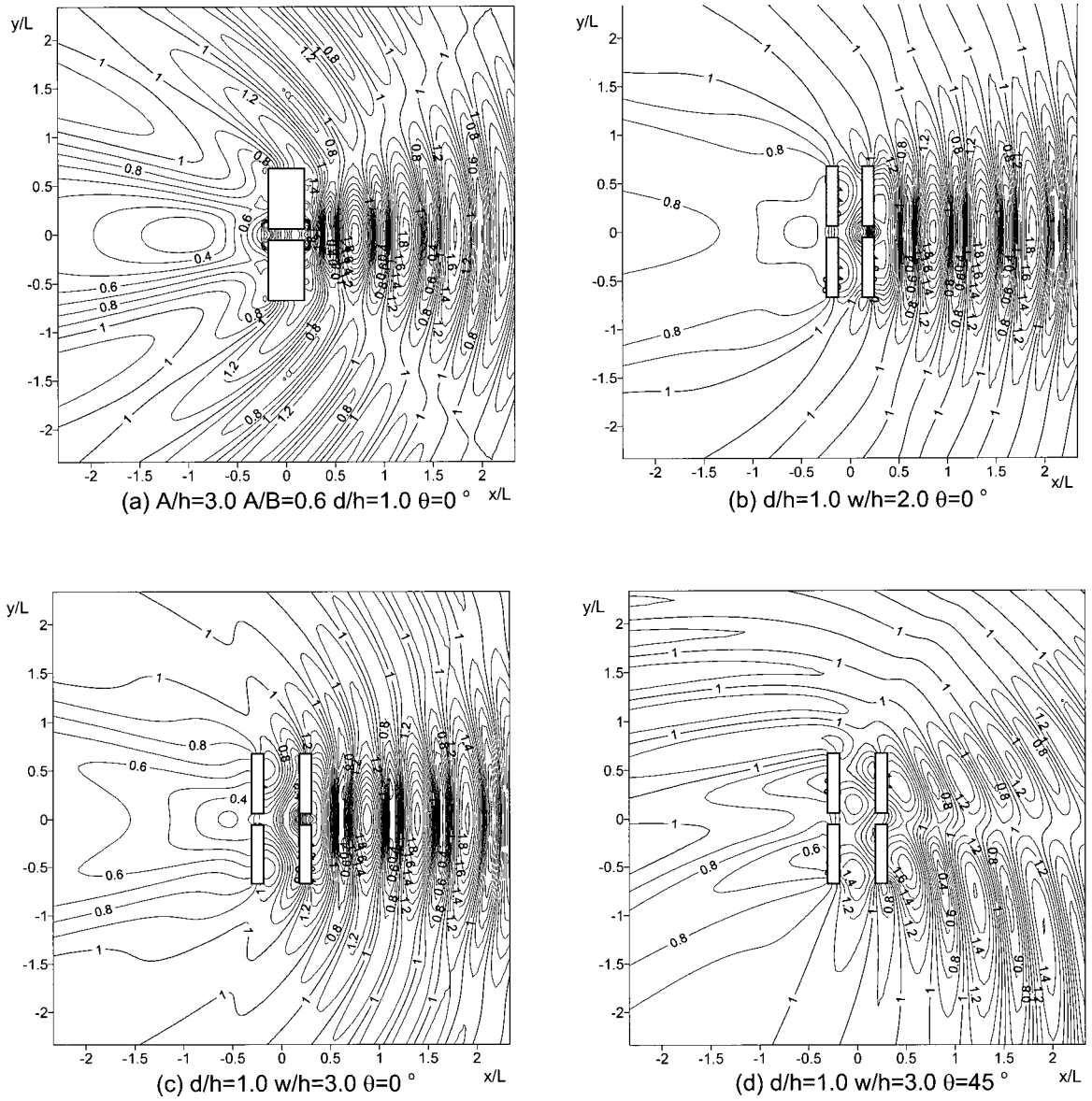

Fig. 5 Distributions of Kd for one-rowed and two-rowed rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g = 0.5$ $kh = 0.772$ $q = 0.5$)

$$\phi_o(x,y) = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N}\left[\ \overline{E}_{xj}\,\phi_o(\zeta_j,\eta_j) - E_{xj}\,\overline{\phi}_o(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{35}$$

$$\phi_s(x,y) = \frac{1}{2}\sum_{j=1}^{N}\left[\ \overline{F}_{xj}\,\phi_s(\zeta_j,\eta_j) - F_{xj}\,\overline{\phi}_s(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{36}$$

$$\varphi_o(x,y) = \frac{1}{2}\sum_{j=N+1}^{2N}\left[\ \overline{E}_{xj}\,\varphi_o(\zeta_j,\eta_j) - E_{xj}\,\overline{\varphi}_o(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{37}$$

$$\varphi_s(x,y) = \frac{1}{2}\sum_{j=N+1}^{2N}\left[\ \overline{F}_{xj}\,\varphi_s(\zeta_j,\eta_j) - F_{xj}\,\overline{\varphi}_s(\zeta_j,\eta_j)\right] \tag{38}$$

2.5 회절계수

외역 I의 임의점에 있어서 수면파형은 다음의 식으로 주어진다.

$$\zeta_I = i\zeta_o\phi_I e^{-i\sigma t} \tag{39}$$

따라서, 외역에서의 파의 진폭과 입사파 진폭의 비로 정의되는 회절계수 K_d는 다음과 같다.

$$K_d = \left| f_o(x,y) + f_1(x,y) + \sum_{n=1}^{\infty} f_1^{(n)}(x,y) \right| \tag{40}$$

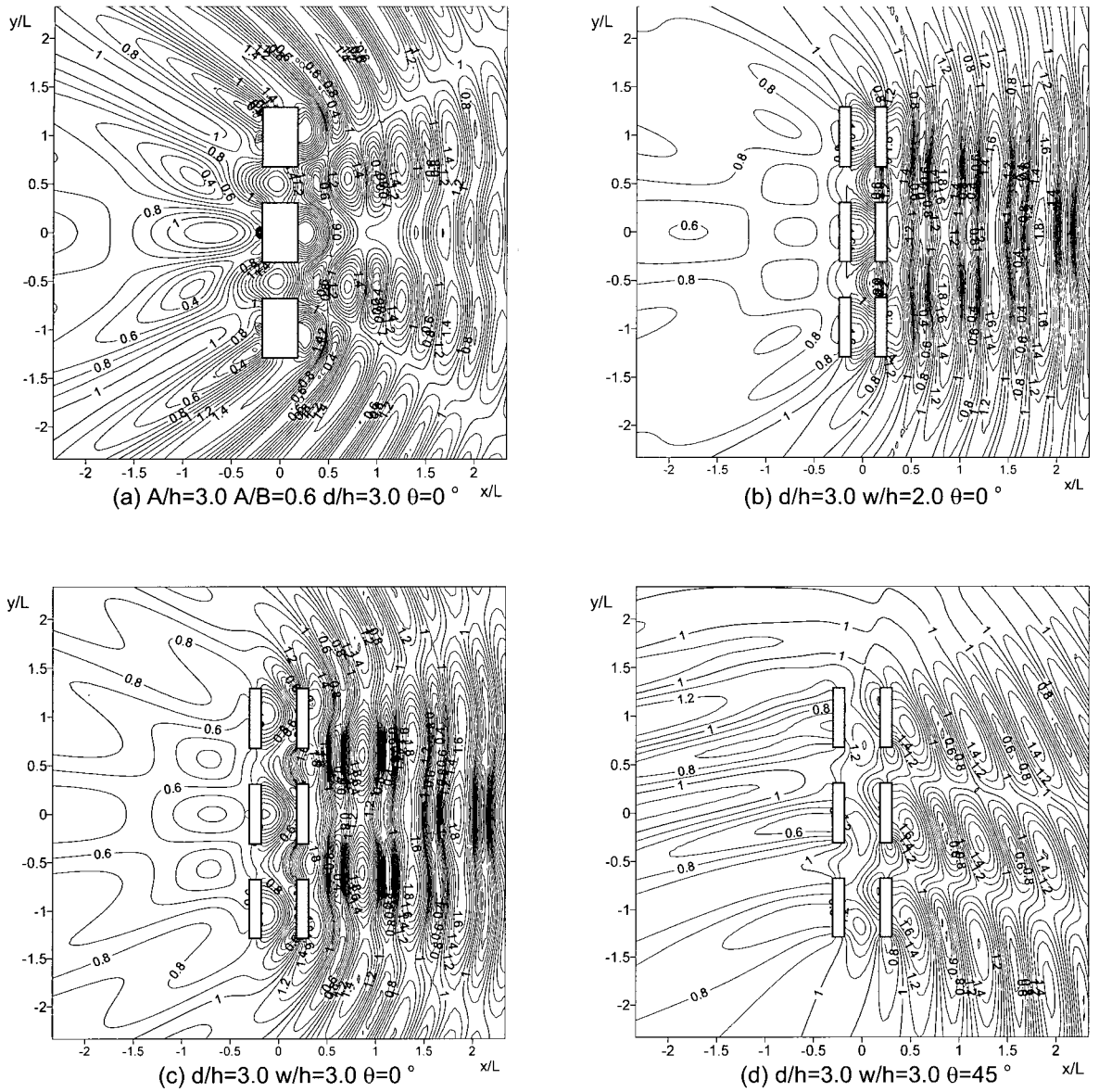

Fig. 6 Distributions of K_d for one-rowed and two-rowed rectangular FFBs ($\sigma^2 h/g = 0.5$ $kh = 0.772$ $q = 0.5$)

3. 수치해석

본 연구의 타당성을 검증하기 위하여 직사각형단면의 경우와 원형단면인 경우에 대해서 급수항을 $n = s = 2$까지 취하여 수치계산을 실시하였으며, 그 결과를 Fig. 2와 3에 나타내었다. 그림 중에는 井島 등(1974)과 吉田 등(1992)의 결과도 함께 제시하고 있다. 그림에서 미소한 차이는 인정되지만, 전체적으로 결과들이 잘 일치하는 것으로 판단되므로 본 연구의 타당성을 검증할 수 있다.

Fig. 4는 일열의 고정부방파제를 이열로 배치한 경우를 나타내었으며, 이열은 일열 배치보다 소요재료량의 2/3만을 사용하고 있다. 먼저, Fig. 5에서 (a)와 (b), (c)를 비교해 보면, 모두 고정부방파제의 배후해역에 파고의 감소가 크게 나타나고 있으며, 고정부방파제 배후해역에서 파고분포를 이용하여 파랑에너지를 계산한 결과, (c)의 파랑에너지와 (a)의 파랑에너지가 거의 동등하다는 것을 알 수 있다. 즉, 고정부방파제를 이열로 배치하여 적정간격을 두면, 소요재료량의 2/3만으로도 같은 효과를 낼 수 있음을 알 수 있다. 물론, 정온해역의 범위도 (c)가 (a)보다 넓다는 것을 확인할 수 있다. (d)는 (c)와 같은 조건일 경우에 입사파향각 45°의 경우에 대한 파고분포이다. 입사파향각이 0°일 경우와 마찬가지로 고정부방파제 전면에는 반사에 의한 높은 파고

가, 배후의 좌측 하단에서는 파고감소가 나타난다. Fig. 6은 고정부방파제를 이열 삼기로 배치한 경우의 파고분포이다. 고정부방파제의 개구폭이 넓어졌지만, 파랑제어기능은 이열 이기의 배치와 마찬가지로 적정간격을 두었을 때, 재료절감과 정온해역의 범위 측면에서 이열 배치가 효율적이라는 것을 알 수 있다. 이의 이유는 이열의 간격과 입사파의 파장과의 관계로부터 발생될 수 있는 공진현상 및 부방파제의 저면을 통한 파의 위상변화로 회절산란파와 입사파와의 상호간섭 등으로 판단된다.

4. 결 론

본 연구에서는 井島 등(1974)과 김 등(2001)이 제시하였던 경계요소법과 고유함수전개법을 병용한 해석법을 이열 다기의 고정부방파제에 적용하여 3차원 파동장에 있어서 파랑제어기능을 검토하였다. 단일 구조물에 대해 본 해석결과와 井島 등(1974)과 吉田 등(1992)에 의한 결과의 비교로부터 본 연구결과의 타당성을 검증하였고, 이열 배치에 관한 파랑제어기능을 제시하였다. 이로부터 본 연구에서 대상으로 하는 이열 다기의 고정부방파제가 일열 배치보다 소요재료량을 절감시킬 수 있으며, 동시에 배후 정온해역의 범위를 확충시킬 수 있는 측면에서 그의 유용성을 확인할 수 있었다.

참 고 문 헌

윤덕영, 허동수, 김도삼, 강주복(1995). "장주기파의 효율적인제어를 위한 이열잠제의 최적간격", 한국항만학회지, 제9권, 제2호, pp 51~64.

김도삼, 양윤모(1996). "부방파제의 개발·연구동향과 그의 기초적인 특성에 관한 연구", 1996년 학술발표회논문집(II), 대한토목학회, pp 441~444.

(주)서영기술단, (주)동아기술공사(2000). "어항기본설계 및 환경영향평가용역 동암항중간보고서"

김도삼, 배은훈, 이봉재(2001). "3차원파동장에 있어서 복수열불투과성잠제에 의한 파랑제어에 관한 연구", 한국해양공학회지, 제15권 제3호, pp 107~113.

井島武士, 湯村やす, 周 宗仁, 吉田明德(1974). "水底および水面附近の任意斷面の固定柱狀體による波の散亂と波力", 土木學會論文報告集, 第228號, pp 29~43.

吉田明德, 村上啓介, 小野雅人(1992). "ポテンシャル接續法の選點解法による3次元波動境界値問題解析法", 海岸工學論文集, 第39卷, pp 756~760.

2001년 8월 31일 원고 접수
2001년 10월 30일 수정본 채택