

## 파랑에 의한 항만 내 부유체의 운동

이호영\* · 곽영기\* · 박종환\*

\*목포대학교 선박해양시스템전공

# Wave-Induced Motions of a Floating Body in a Harbour

HO-YOUNG LEE\*, YOUNG-KI KWAK\* AND JONG-HWAN PARK\*

\*Major in Naval Architecture and Marine System Engineering, Mokpo National University, Jeonnam, Korea

**KEY WORDS:** Velocity potential continuation method 속도포텐셜 접속법, Boundary element method 경계 요소법, Harbour 항만, Motion response 운동응답, Floating body 부유체

**ABSTRACT:** As large waves enter a harbor, during their propagation, the motions of a floating body are large and it may even be damaged by waves. This phenomenon may be caused by harbor resonance, resulting from large motions at low wave frequency, which is close to the natural frequency of a vessel. In order to calculate the motions of a floating body in a harbor, it is necessary to use the wave forces containing the body-harbor interference. The simulation program to predict the motions of a floating body by waves in a harbor is developed, and this program is based on the method of velocity potential continuation method proposed by Ijima and Yoshida. The calculated results are shown by the variation of wave frequency, wave angle, and the position of a floating body.

### 1. 서 론

수심이 얇은 연안에 항만 내 계류된 부유식 원유 저장시설이나 안벽에 계류된 선박에 대한 운동 응답을 계산하기 위해서는 구조물과 구조물간, 구조물과 주위의 지형과의 간섭효과를 고려하여 동유체력 계수 및 파 강제력을 구하여야 한다. 특히 항만 효과를 고려하여 항만 내에 계류된 부유체의 운동을 해석하는 방법을 개발하여야 하며, 이는 태풍 시 항만 공진에 의한 구조물의 안전성을 평가하기 위해 중요한 수단이 된다.

이전의 연구로 이철웅 등(1991)은 경계적분 방정식을 이용하여 항만 내 정온도 분포를 해석하여 다른 계산에 의한 이론 값과 비교하였다. 또한 Nagata et al.(1991; 1993)은 속도포텐셜 접속법을 사용하여 방파제 안의 부유체에 대한 운동 해석을 수행하였다. 본 문제를 해석하기 위해 Ijima and Yoshida(1975)가 이용한 속도포텐셜 접속법을 사용하였다(이호영 등, 2001). 이 방법은 영역을 항만 외 영역, 항만 내 영역, 구조물이 놓이는 영역으로 나누고 각 영역의 속도 포텐셜을 수치 정합하는 방법이다. 속도포텐셜은 수직방향으로 변수분리하여 라플라스(Laplace) 방정식에 대입하면 헬름홀츠(Helmholtz) 형태의 편미분 방정식이 수평면 변수에 대하여 얻어진다. 편미분 방정식의 기본해를 이용하여 그린 제2정리에 대입하면 경계적분 방정식이 도출되며, 여기에서 각 영역의 속도 포텐셜을 구할 수 있다.

얻어진 방정식의 미지수 개수가 알려진 방정식 개수보다 많아 지는데 이는 수치정합 조건을 사용하면 미지수 수를 같게 할 수 있다. 6자유도 운동을 계산하기 위해 구조물이 놓이는 영역의 속도 포텐셜을 사용하여 베르누이 방정식으로부터 부유체 면에서의 압력을 구하여 운동방정식 행렬을 구할 수 있으며, 속도 포텐셜에 대한 행렬과 운동방정식 행렬을 같이 풀면 각 영역 별로 속도 포텐셜과 운동 응답이 동시에 구해진다.

본 연구에서는 부유체를 방파제안의 항만 내에 모델링 하여 입사파의 주파수와 입사 각도를 바꾸어 가면서 6자유도 운동응답을 해석하여 파랑 중 주위 지형을 고려한 부유체의 운동특성을 연구하였다.

### 2. 문제의 정식화

사각형 형태의 실린더가 방파제 안에 Fig. 1과 같이 놓여 있다. 수심은  $h$  이며, 입사 파랑의 원주파수는  $\sigma$ 이며, 입사파의 진폭은  $A$  이며, 입사각도는  $x$ 축에 대해  $B$ 이다.

실린더의 응답은 미소진폭의 조화 운동을 하며, 방파제의 두께는 0 으로 가정하자. 좌표계의 원점은 정수면에 놓이고  $x$ 와  $y$ 축은 수평면을 구성하고  $z$  축은 위로 향한다. 시간  $t$ 에서 중력 중심의 6자유도 운동은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \xi &= \xi^* e^{-i\omega t}, \quad \eta = \eta^* e^{-i\omega t}, \quad \zeta = \zeta^* e^{-i\omega t} \\ \delta_1 &= \phi^* e^{-i\omega t}, \quad \delta_2 = \theta^* e^{-i\omega t}, \quad \delta_3 = \psi^* e^{-i\omega t} \end{aligned} \quad (1)$$

교신저자 이호영: 대구광역시 수성구 지산동 1272-2

053-781-4916 ocean-ship@hanmail.net

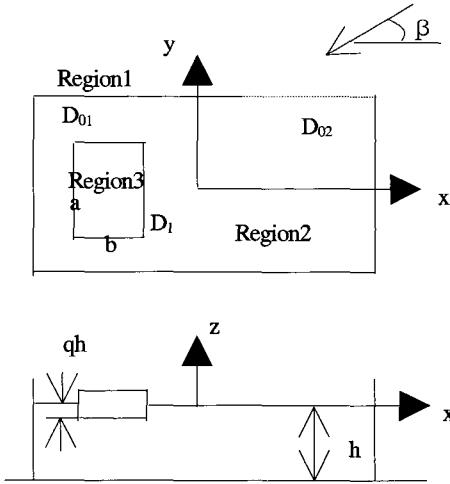


Fig. 1 Coordinate system

여기서  $\xi, \eta, \zeta$  와  $\phi, \theta, \psi$ 는 병진 및 각운동의 복소 진폭이다. 유체는 이상유체라 가정하면 다음과 같이 라플라스 방정식을 만족한다.

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = 0 \text{ in fluid domain} \quad (2)$$

Fig.1에서 보듯이 유체 영역은 3개의 영역으로 나뉘지며, 영역 1은 항만 외 영역이며  $D_0$ 의 바깥 부분이며 방파제 바깥쪽인  $D_{01}$ 와 가상 경계  $D_{02}$ 로 구성된다. 영역 2는  $D_0$ 의 안쪽과 부유체로 둘러싸인 바깥 영역이며, 영역 3은 부유체의 아래 영역이다. 영역 1의 속도 포텐셜, 영역 2 및 영역 3의 속도 포텐셜은 다음과 같다(Nagata et al., 1991).

$$\phi_1 = \frac{gA}{\sigma} [(f_0 + f_1) \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{m=1}^{\infty} f_2^{(m)} \frac{\cos k_m(z+h)}{\cos k_m h}] \quad (3)$$

$$\phi_2 = \frac{gA}{\sigma} [f_3 \frac{\cosh k(z+h)}{\cosh kh} + \sum_{n=1}^{\infty} f_4^{(n)} \frac{\cos k_n(z+h)}{\cos k_n h}] \quad (4)$$

$$\phi_3 = \frac{gA}{\sigma} [\psi_0 + \sum_{s=1}^{\infty} \psi_s \cos \bar{S}(z+qh) + \frac{i\sigma^2 h}{2ag} [(-\frac{\xi^*}{A} + \frac{\theta^* x}{A} - \frac{\phi^* y}{A})(1 + \frac{z}{h})^2 + \frac{1}{4} (\frac{2\xi^*}{A} - \frac{\theta^* x}{A} + \frac{\phi^* y}{A})(\frac{x^2 + y^2}{h^2})]] \quad (5)$$

여기서  $\bar{S} = \pi/\bar{q}h$ 이며,  $\bar{q} = 1 - q$ 이며,  $k, k_m, k_n$ 는 다음의 식에 의해 결정된다.

$$kh \tanh kh = -k_m \hbar \tan k_m h = -k_n \hbar \tan k_n h = \sigma^2 h/g \quad (6)$$

파의 높이  $\zeta$ 와  $f$ 는 다음과 같이 표현된다.

$$\zeta = A e^{-i(kx \cos \beta + kysin \beta + \omega t)} \quad (7)$$

$$f_0(x, y) = -i e^{-ik(x \cos \beta + y \sin \beta)} \quad (8)$$

식 (3), (4), (5)를 식 (2)에 대입하면 아래 형태의 식이 도출된다.

$$\frac{\partial^2 f_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_1}{\partial y^2} + k^2 f_1 = 0 \quad (9)$$

$$\frac{\partial^2 f_2^{(m)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_2^{(m)}}{\partial y^2} - k_m^2 f_2^{(m)} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2 f_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_3}{\partial y^2} + k^2 f_3 = 0 \quad (11)$$

$$\frac{\partial^2 f_4^{(n)}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 f_4^{(n)}}{\partial y^2} - k_n^2 f_4^{(n)} = 0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial^2 \psi_0}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_0}{\partial y^2} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial y^2} - \bar{S} \psi_s = 0 \quad (14)$$

여기서  $m, n, s=1, 2, 3, \dots, \infty$  이다.  $f_1, f_2^{(m)}, f_3, f_4^{(n)}, \psi_0, \psi_s$ 를 계산하기 위해 방파제 경계, 정합경계, 부유체의 경계를 각각  $D_{01}, D_{02}, D_1$ 로 나타내고,  $D_0$ 는  $D_{01}$ 과  $D_{02}$ 의 합이다. 식 (9), (11)의 해는 제 1종 한켈 함수  $H_0^{(1)}(kR)$ 이고, 식 (10), (12)의 해는 변형된 베셀함수  $K_0(kR)$ 이며, 식 (13)의 해는  $\log(1/kR)$ 이며, 식 (14)의 해는  $K_0(\bar{S}R)$ 이다. 경계  $D_0, D_{01}, D_{02}, D_1$ 을  $N_0, N_{01}, N_{02}, N_1$ 개의 요소수로 나누고 그런 제 2정리를 사용하면 아래의 적분방정식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{j=1}^{N_0} [a_{ij}^{(0)} f_1(j) - A_{ij} \bar{f}_1(j)] = 0 \text{ on } D_0 \quad (15)$$

$$\sum_{j=1}^{N_0} [a_{ij}^{(m)} f_2^{(m)}(j) - B_{ij} \bar{f}_2^{(m)}(j)] = 0 \text{ on } D_0 \quad (16)$$

$$\sum_{j=1}^{N_0+N_1} [\theta_{ij}^{(0)} f_3(j) - C_{ij} \bar{f}_3(j)] = 0 \text{ on } D_0+D_1 \quad (17)$$

$$\sum_{j=1}^{N_0+N_1} [\theta_{ij}^{(n)} f_4^{(n)}(j) - D_{ij} \bar{f}_4^{(n)}(j)] = 0 \text{ on } D_0+D_1 \quad (18)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\beta_{ij}^{(0)} \psi_0(j) - E_{ij} \bar{\psi}_0(j)] = 0 \text{ on } D_1 \quad (19)$$

$$\sum_{j=1}^{N_1} [\beta_{ij}^{(s)} \psi_s(j) - F_{ij} \bar{\psi}_s(j)] = 0 \text{ on } D_1 \quad (20)$$

여기서,

$$N_0 = N_{01} + N_{02}$$

$$a_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{A}_{ij}, \quad a_{ij}^{(m)} = -\delta_{ij} + \bar{B}_{ij}^m, \quad \theta_{ij}^{(0)} = \delta_{ij} + \bar{C}_{ij}$$

$$\theta_{ij}^{(n)} = \delta_{ij} + \bar{D}_{ij}^{(n)}, \quad \beta_{ij}^{(0)} = -\delta_{ij} + \bar{E}_{ij}, \quad \beta_{ij}^s = -\delta_{ij} + \bar{F}_{ij}^{(s)} \quad (21)$$

$$A_{ij} = C_{ij} = \int_{\Delta S} [-\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij})] k ds$$

$$\begin{aligned}
\overline{A}_{ij} &= \overline{C}_{ij} = \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n} \left[ -\frac{i}{2} H_0^{(1)}(kR_{ij}) \right] ds \\
B_{ij}^{(m)} &= \int_{\Delta S_j} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(k_m R_{ij}) \right] k ds \\
\overline{B}_{ij}^{(m)} &= \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(k_m R_{ij}) \right] ds \\
D_{ij}^{(n)} &= \int_{\Delta S_j} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) \right] k ds \\
\overline{D}_{ij}^{(n)} &= \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(k_n R_{ij}) \right] ds \\
E_{ij} &= \int_{\Delta S_j} \left[ \frac{1}{\pi} \log(kR_{ij}) \right] k ds \\
\overline{E}_{ij} &= \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n} \left[ \frac{1}{\pi} \log(kR_{ij}) \right] ds \\
F_{ij}^{(s)} &= \int_{\Delta S_j} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(\overline{SR}_{ij}) \right] k ds \\
\overline{F}_{ij}^{(s)} &= \int_{\Delta S_j} \frac{\partial}{\partial n} \left[ -\frac{1}{\pi} K_0(\overline{SR}_{ij}) \right] ds \\
R_{ij} &= \sqrt{(\xi_j - \xi_i)^2 + (n_j - n_i)^2}, \quad \overline{f}_1(j) = \frac{\partial f_1(j)}{k \partial n} \quad (22)
\end{aligned}$$

여기서  $\delta_{ij}$ 은 Konecker's delta 이며,  $n$ 은 단위 법선벡터이다. 또한  $(\xi_j, n_j)$ 는 쏘오스 점이며  $(\xi_i, n_i)$ 는 관측점이다. 식 (15)~(20)의 미지수 수를 줄이기 위해 각 경계에서 정합 조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi_1}{\partial n} &= 0, \quad \frac{\partial \Phi_2}{\partial n} = 0 \quad \text{on } D_{01} \\
\frac{\partial \Phi_1}{\partial n} &= \frac{\partial \Phi_2}{\partial n}, \quad \Phi_1 = \Phi_2 \quad \text{on } D_{02} \quad (23)
\end{aligned}$$

$$\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} = -i\sigma[\xi^* - \Psi^* y + \Theta^*(z - \overline{z}_0)] \quad (24)$$

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \Phi_2}{\partial x} &= -i\sigma[n^* + \Psi^* x - \Phi^*(z - \overline{z}_0)], \quad -qh \leq z \leq 0 \\
\frac{\partial \Phi_2}{\partial n} &= \frac{\partial \Phi_3}{\partial n}, \quad \Phi_2 = \Phi_3, \quad -h \leq z \leq -qh \quad (25)
\end{aligned}$$

여기서 방파제 경계  $D_0$ 에서  $f_1, f_2^{(m)}, f_3, f_4^{(n)}$ 에 대하여 방파제 경계에서는 1로 가상의 경계에서는 2로 표기하자. 식 (23)으로부터  $\cosh k(z+h), \cos k_n(z+h)$ 의 직교성 성질을 이용하여  $z$ 를 제거하면 다음 방정식을 얻는다.

$$\begin{aligned}
\overline{f}_{11}(i) &= -\overline{f}_{01}(i), \quad \overline{f}_{21}^{(m)}(i) = 0, \quad \overline{f}_{31}(i) = 0 \\
\overline{f}_{41}^{(n)}(i) &= 0, \quad \overline{f}_{12}(i) = -\overline{f}_{02}(i) + \overline{f}_{32}(i), \quad \overline{f}_{22}^{(n)}(i) = \overline{f}_{42}^{(n)}(i) \\
f_{12}(i) &= -f_{02}(i) + f_{32}(i), \quad f_{22}^{(n)}(i) = f_{42}^{(n)}(i) \quad (26)
\end{aligned}$$

여기서  $i$ 는 경계  $D_0$ 에서 좌표를 나타낸다. 또한 경계  $D_1$ 에서  $f_3, f_4^{(n)}$ 을  $f_{32}, f_{42}^{(n)}$ 로 나타내고 식 (23)으로부터 식 (26)을 얻은 방정식과 같이 식 (24)와 (25)로부터 다음 관계식을 얻는다.

$$\begin{aligned}
\overline{f}_{33}(i) &= h_{11} \overline{\Psi}_0(i) + \sum_{s=1}^{\infty} h_{s12} \overline{\Psi}_s(i) + h_{13} \frac{\xi^*}{A} + h_{1n} \frac{n^*}{A} \\
&+ h_{15} \frac{\xi^*}{A} + h_{1\phi} \frac{\Phi^* b}{A} + h_{1\theta} \frac{\Theta^* a}{A} + h_{1\psi} \frac{\Psi^* h}{A} \quad (27)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\overline{f}_{43}(i) &= h_{21n} \overline{\Psi}_0(i) + \sum_{s=1}^{\infty} h_{s2n} \overline{\Psi}_s(i) + h_{25} \frac{\xi^*}{A} + h_{2n} \frac{n^*}{A} \\
&+ h_{25} \frac{\xi^*}{A} + h_{2\phi} \frac{\Phi^* b}{A} + h_{2\theta} \frac{\Theta^* a}{A} + h_{2\psi} \frac{\Psi^* h}{A} \quad (28)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_0(i) &= h_{31} f_{33}(i) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{32n} f_{43}^{(n)}(i) + h_{35} \frac{\xi^*}{A} + h_{3n} \frac{n^*}{A} \\
&+ h_{35} \frac{\xi^*}{A} + h_{3\phi} \frac{\Phi^* b}{A} + h_{3\theta} \frac{\Theta^* a}{A} + h_{3\psi} \frac{\Psi^* h}{A} \quad (29)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\Psi_s(i) &= h_{41}^{(s)} f_{33}(i) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{42n}^{(s)} f_{43}^{(n)}(i) + h_{45} \frac{\xi^*}{A} + h_{4n} \frac{n^*}{A} \\
&+ h_{45} \frac{\xi^*}{A} + h_{4\phi} \frac{\Phi^* b}{A} + h_{4\theta} \frac{\Theta^* a}{A} + h_{4\psi} \frac{\Psi^* h}{A} \quad (30)
\end{aligned}$$

여기서  $a$ 는  $L/2$ 이고  $bb$ 는  $B/2$ 이다. 식 (26)~(30)을 식 (15)~(20)에 대입하면 다음과 같이 이산화된 행렬식이 도출된다.

$$\begin{aligned}
\sum_{j=1}^{N_{01}} \alpha_{ij}^{(0)} f_{11}(j) - \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0} [\alpha_{ij}^{(0)} f_{32}(i) - A_{ij} \overline{f}_{32}(i)] \\
= - \sum_{j=1}^{N_{01}} A_{ij} \overline{f}_{01}(j) + \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0} [\alpha_{ij}^{(0)} f_{02}(j) - A_{ij} \overline{f}_{02}(j)] \quad (31)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{j=1}^{N_{01}} \alpha_{ij}^{(m)} f_{21}^{(m)}(j) - \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0} [\alpha_{ij}^{(m)} f_{42}^{(m)}(j) \\
- B_{ij}^{(m)} \overline{f}_{42}^{(m)}(j)] = 0 \quad (32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{j=1}^{N_{01}} \theta_{ij}^{(0)} f_{31}(j) + \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0} [\theta_{ij}^{(0)} f_{32}(i) - C_{ij} \overline{f}_{32}(i)] + \\
\sum_{j=N_{01}+1}^{N_0+M} [\theta_{ij}^{(0)} f_{33}(i) - C_{ij} (h_{11} \overline{\Phi}_0(j) + \\
\sum_{s=1}^{\infty} h_{s12}^{(0)} \overline{\Phi}_s(j) + G(1))] = 0 \quad (33)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{j=1}^{N_{01}} \theta_{ij}^{(n)} f_{41}^{(n)}(j) + \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0} [\theta_{ij}^{(n)} f_{42}^{(n)}(j) - D_{ij}^{(n)} \overline{f}_{42}^{(n)}(j)] \\
+ \sum_{j=N_{01}+1}^{N_0+M} [\theta_{ij}^{(n)} f_{43}(i) - D_{ij}^{(n)} (h_{21n} \overline{\Phi}_0(j) + \\
\sum_{s=1}^{\infty} h_{s2n}^{(n)} \overline{\Phi}_s(j) + G(2))] = 0 \quad (34)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{j=N_{01}+1}^{N_0+M} [\beta_{ij}^{(0)} (h_{31} f_{33}(j) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{32n} f_{43}^{(n)}(j) \\
+ G(3)) - E_{ij} \overline{\Phi}_0(j)] = 0 \quad (35)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
\sum_{j=N_{01}+1}^{N_0+M} [\beta_{ij}^{(s)} (h_{41}^{(s)} f_{33}(j) + \sum_{n=1}^{\infty} h_{42n}^{(s)} f_{43}^{(n)}(j) \\
+ G(4)) - F_{ij}^{(s)} \overline{\Phi}_s(j)] = 0 \quad (36)
\end{aligned}$$

식 (33)~(36)의  $G(1), G(2), G(3), G(4)$ 는 식 (27)~(30)에서 6자유도 운동의 항으로 구성된다. 여기에서 6자유도 운동이 미지수로 나타나기 때문에 뉴턴 제 2법칙과 베르누이 방정식을 이용하여 운동방정식을 도출하면 다음과 같다.

$$-\sigma^2 M \xi^* - i\rho\sigma \int \int_{S_n} \Phi_3 n_x dy dz = F_x \quad (37)$$

$$-\sigma^2 M \eta^* - i\rho\sigma \iint_{S_B} \Phi_3 n_y dx dz = F_y \quad (38)$$

$$(-\sigma^2 M + \rho g S_w) \zeta^* - i\rho\sigma \iint_{S_B} \Phi_3 n_z dx dy = F_z \quad (39)$$

$$(-\sigma^2 I_x + \rho g \nabla \overline{GM_T}) \phi^* - i\rho\sigma \iint_{S_B} \Phi_3 [(y-y_0)n_z - (z-z_0)n_y] ds = M_x \quad (40)$$

$$(-\sigma^2 I_y + \rho g \nabla \overline{GM_L}) \theta^* - i\rho\sigma \iint_{S_B} \Phi_3 [(z-z_0)n_x - (x-x_0)n_z] ds = M_y \quad (41)$$

$$-\sigma^2 I_z \psi^* - i\rho\sigma \iint_{S_B} \Phi_3 [(x-x_0)n_y - (y-y_0)n_x] ds = M_z \quad (42)$$

여기서  $m$ 은 부유체의 질량이며,  $S_w$ 는 수선면적이며,  $I_x, I_y, I_z$ 는  $x, y, z$  방향의 중심에서 관성 모멘트이며,  $F_x, F_y, F_z$ 과  $M_x, M_y, M_z$ 은 계류력과 계류 모멘트이다. 식 (31)~(42)의 행렬식을 계산하면  $f_1, f_2^m, f_3, f_4^m, \psi_0, \psi_s$ 과 6자유도 운동이 계산된다.

### 3. 계산 결과 및 고찰

본 논문에서 계산을 수행한 부유체는 바아지선이며, 기본 제원은 길이가 200m, 폭은 40m, 깊이는 5m, 흘수는 2.5m, 수심은 10m이며 KG는 3m이다. 항만은 Fig. 1에서 보듯이 사각형의 모양이며 전후면의 길이는 1000m, 폭은 500m, 방파제의 개구부는 오른쪽에 있으며 200m이다.

계산에서 부유체는 좌측면에 정박해 있으며, 방파제 전면의 중심으로부터 부유체의 중심까지 좌표의 차이가 (475m, 250m), (475m, 150m)인 두 가지 경우의 계산을 수행하였다. 이는 구조물이 보통 안벽에 실제적으로 계류된 위치를 고려하여 부유체의 Port 끝과 안벽이 5m 정도 떨어져 있는 것으로 산정하였다. 방파제의 전면 및 후면은 50개의 패널로 나누었고, 폭은 25개, 구조물은 길이 방향 12개, 폭 방향 4개의 패널로 나누었고, 본 계산에서는 계류력을 고려하지 않았다. 그리고 횡동요 감쇠계수는 본 계산에서 무시되었다.

Fig. 2~Fig. 7은 구조물과 방파제 사이의 거리, 파랑 입사각을 바꾸어 가면서 6자유도 운동을 도시하였다. 그림에서 A는 파의 진폭이며, B는 부유체의 폭이며, L은 부유체의 길이이며 h는 수심을 표시한다. 또한  $\xi, \eta, \zeta, \phi, \theta, \psi$ 는 Surge, Sway, Heave, Roll, Pitch, Yaw 운동을 나타낸다. 방파제와 구조물의 끝과의 거리가 150, 250m인 경우와 파 입사각 45, 90deg인 경우에 주파수를 바꾸어 가면서 6자유도 운동을 도시하였다. 그 결과 Surge, Sway, Yaw 운동이 Heave, Roll, Pitch 운동에 비해 상당히 큰데, 이는 본 계산에서 계류를 시키지 않음에 원인이 있다. 이와 같이 수직운동(Heave, Roll, Pitch)이 수평운동(Surge, Sway, Yaw) 성분 보다 작은 이유는 수직운동에는 복원력 및 복원 모멘트 성분이 존재하여 운동을 억제시키는 성질이 있기 때문이다. 본 계산의 경우에 방파제와 구조물의 거리가 가까우면 오히려 운동이 크게 계산되었으며, 모든 운동에서 항만 내 여러 안벽과

구조물의 상호간의 공진 효과로 공진점이 여러 개 나타난다.

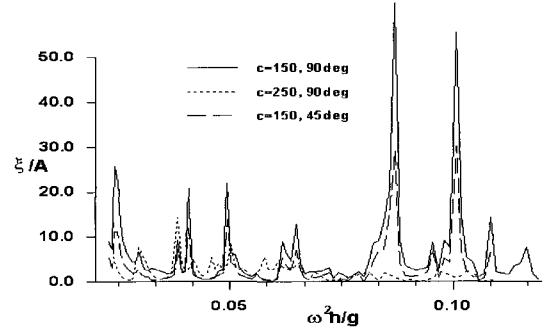


Fig. 2 Surge responses

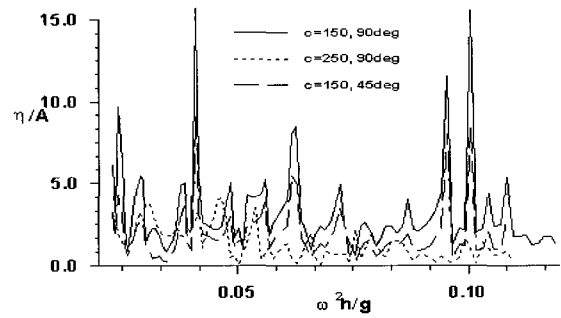


Fig. 3 Sway responses

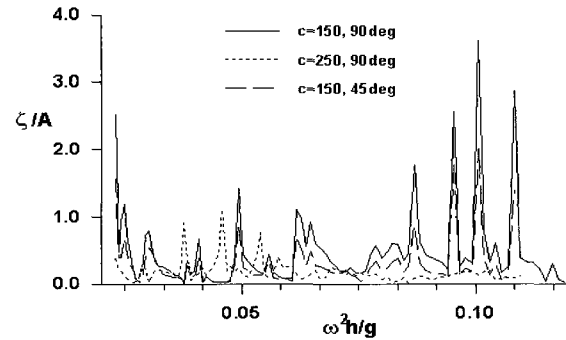


Fig. 4 Heave responses

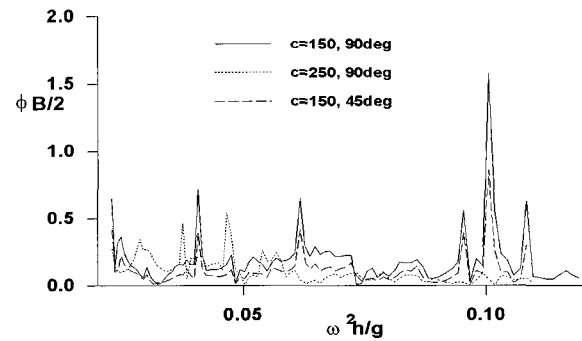


Fig. 5 Roll responses

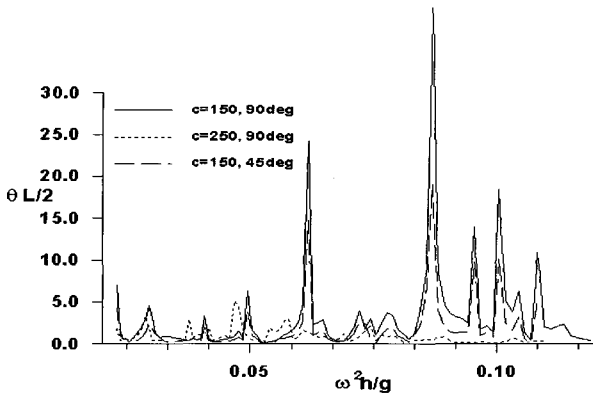


Fig. 6 Pitch responses

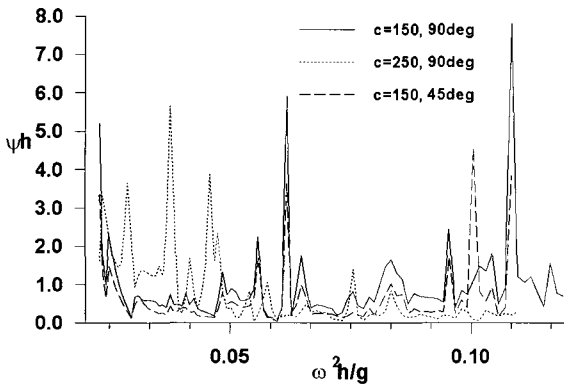


Fig. 7 Yaw responses

#### 4. 결 론

본 논문은 항만 내 부유체가 정박해 있는 경우 속도 포텐셜 접속법을 사용하여 주위의 지형을 고려하여 구조물이 놓이는 위

치와 파 주파수를 바꾸어 가면서 구조물에 대한 6자유도 운동 해석을 수행하여 부유체와 항만간의 간섭 효과로 공진점이 여러 개로 나타나는 것을 확인하였다. 앞으로 본 계산에서 산출된 결과는 수조에서 실험치와의 비교가 필요하며, 다수의 부유체가 항만에 계류되어 있을 때 부유체와 항만간의 간섭효과에 대해서도 연구될 필요가 있다.

#### 참 고 문 헌

이철웅, 편종근, 이길성 (1991). "경계적분 방정식법에 의한 항내 정온도 해석," 한국해안·해양공학회지, 제3권, 제4호, pp 223-234.

이호영, 광영기, 박종환 (2001). "속도 포텐셜 접속법을 사용한 고정식 방파제에 대한 소파효과 해석," 대한조선학회 추계 학술대회 논문집, pp 252-255

Ijima, T. and Yoshida, A. (1975). "On the Motion of a Rectangular or Elliptical Cylinder in Waves of Finite Water Depth," Memoirs of the Faculty of Engineering Kyushu University, Vol 35, No 2, Fukuoka, Japan

Nagata, S., Fujita, T., Miyake, S., Makihata, T. and Oda, K. (1991). "Effects of a Breakwater on Motion of Floating Body in a Shallow Water," Proceedings Korea-Japan Joint Workshop on Hydrodynamics in Ship Design, Seoul National University, Seoul, Korea, pp 319-330.

Nagata, S., Fujita, T., Miyake, S., Makihata, T. and Oda, K. (1993). "Motions of Floating Bodies in Waves Moored by Elastic Lines in a Sea with Breakwater," Proceedings of the Third International Offshore and Polar Engineering Conference, Singapore, pp 356-368.

2005년 10월 13일 원고 접수

2006년 3월 28일 최종 수정본 채택