

압력분포법에 의한 초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 해석

이호영*, 신현경**, 신현수***, 박인규****

Hydroelastic Analysis for a Very Large Floating Structure by Pressure Distribution Method

H.Y. Lee*, H. Shin**, H.S. Shin*** and I.K. Park****

요 약

본 논문은 초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 응답에 대한 계산을 선형 이론에 근거하여 해석하였다. 이론 방법은 압력분포법과 모우드 전개법을 사용하여 계산하였고, 유체 압력을 계산하기 위해 자유표면 위에 특이점을 분포하였다. 초대형 해양 구조물은 판 구조물로 근사시키고, 구조물의 수직 변위는 양단이 자유인 보의 고유함수에 의한 모우드 전개법을 사용하여 계산하였다.

본 논문의 계산 항목은 수직 운동응답, 압력분포, 부가질량, 감쇠계수 및 굽힘 모우멘트이고, 계산 결과에 의하면 기존의 실험치와 좋은 일치율을 보여준다.

Abstract

In this paper, hydroelastic responses of the very large floating structure are studied based on the linear potential theory. A theoretical method is developed to analyze the hydroelastic responses of very large floating structures(VLFS) using the pressure distribution method and the modal expansion method. The singularities distributed on a zero draft plate at the free surfaces and hydrodynamic pressures are evaluated. The deflections of structure are expanded approximately in terms of natural mode functions of free-free beam. The calculated items are pressure distributions, vertical motions, hydrodynamic coefficients and bending moments of VLFS. The numerical results are compared with those measured by experiments.

접수일자: 2000년 4월 11일, 승인일자: 2000년 8월 3일

*정회원, 울산대학교 수송시스템공학부 연구교수(E-mail: hy19930@yahoo.co.kr)

**정회원, 울산대학교 수송시스템공학부 교수(E-mail: hsshin@uou.ulsan.ac.kr)

***정회원, 현대중공업(주) 선박해양연구소 책임연구원(E-mail: hshin@hhi.co.kr)

****정회원, 현대중공업(주) 선박해양연구소 책임연구원(E-mail: ikpark@hhi.co.kr)

1. 서 언

초대형 부유식 해양구조물은 해상공항, 해상저장시설, 해상공장, 거주지역과 같은 여러 목적으로 고안되고 있다. 이와 같은 추세에 맞추어 최근에 길이가 수천 미터가 되는 초대형 부유식 해양 구조물의 기술연구가 일본을 비롯한 여러 나라에서 왕성하게 이뤄지고 있다.

일본에서 제안되고 있는 해상공항 구상에서는 길이 5000m, 폭 1000m, 깊이 5m의 상자형 구조를 가지는 초대형 부유식 해양구조물이 고려되고 있다. 이런 부유식 구조물의 설계에 있어서는 바람, 파도, 조류 등의 자연환경에 의한 외력을 반드시 고려해야 된다. 그 중에서도 파도에 의한 외력은 탄성의 영향을 무시할 수 없어서 동적인 의미로 가장 중요해진다. 이와같은 초대형 해양 구조물은 관심있는 영역의 파의 파장이 구조물의 길이에 비하여 매우 짧고, 유탄성 응답은 상대적으로 구조물의 작은 강성 때문에 선박이나 일반적인 해양구조물의 운동해석에 쓰이는 강체 운동만 고려하는 것은 합당하지 않다.

초대형 해양구조물의 유체력을 계산하기 위해 선형 포텐셜 이론이 도입된다. 유체력에 대한 완전한 해를 산정하기 위해서는 강체 운동에 대한 6개의 방사문제와 산란문제의 힘 성분에 더하여 유탄성 응답의 일반화된 여러 개의 모우드와 관련된 확장된(Generalized) 방사 문제의 성분을 포함하여야 한다. 이런 문제의 해석에서 어려움 중의 하나는 수치해석 결과의 정도가 보장되지 않는 매우 짧은 파에 대해서도 계산이 정확해야 된다.

이전의 연구로서, 구조물의 유체력을 계산하기 위해 주로 세 가지 방법이 사용되었다. 첫째 방법은 초대형 부유식 해양 구조물을 자유표면 위의 사각형 평판으로 근사시키고, 구조물의 운동 해석을 주로 압력분포 방법에 근간을 두고 수행되어 왔다(Yago/Endo 1996, Kashiwagi/Furukawa, 1997). 두 번째 방법은 소오스 분포법(심인환 등 1994) 및 소오스-다이폴 분포법(이호영/신현경 2000, Shin et. al. 1999)이다. 신현경 등(1999), 이호영/신현경(2000)은 소오

스-다이폴 분포법을 사용하여 유체 압력을 계산하고, 구조물의 운동은 유한 요소법을 사용하여 해석하였다. 세 번째 방법으로 3차원 속도 포텐셜 continuation 방법이 있다(Nagata et al. 1997, Ohmatsu, 1998). 이 방법은 유체력을 산정하기 위해 유체영역을 영역1과 영역2로 나누어서, 사각형 모양의 영역에 Helmholtz 방정식의 Dirichlet 문제의 해를 사용하여 계산하였다. 판의 운동해석은 양단 자유보의 고유진동에 대한 고유 모우드 함수에 의한 확장으로 근사시키는 방법과 유한 요소법을 사용하는 방법으로 나눌 수 있다.

본 연구에서는 상자형 구조물의 유체 압력을 계산하기 위해 압력분포법을 사용하였다. 일반화된 방사문제의 해는 양단 자유보의 고유 모우드를 이용하여 해석하였고, 산란문제는 강체 운동에서 이용되는 산란 포텐셜을 사용하여 계산하였다. 구조물의 응답은 고유 모우드를 이용한 판 방정식을 도입하여 계산하였다.

본 연구의 검증을 위해 실증 실험을 행한 메가플로트 모델과 미쯔비시(Mitsubishi) 모델을 택하였으며, 울산대학교의 해양공학광폭 수조(Shin et al. 1999), Yago/Endo(1996) 및 Ohta et al.(1997) 실험 값과 비교하여 좋은 결과를 얻었다.

2. 문제의 정식화

좌표계는 $z=-h$ 와 $z=0$ 에서 수평면으로서 Fig.1과 같이 정의된다.

β 는 파도의 입사각이며, x 축의 양의 방향과 이루는 각도이다. 구조물의 형상은 길이 L , 폭 B 인 사각형 형태이고, 흘수 d 는 폭과 길이에 비해서 아주 작아서 무시한다.

미소진폭의 시간 조화운동($e^{i\omega t}$)이라 가정하고, 물체 및 자유표면 경계조건은 선형화시킨다. 유체의 유동이 비 점성, 비 회전 및 비 압축성이라 가정하면 속도 포텐셜을 도입할 수 있다.

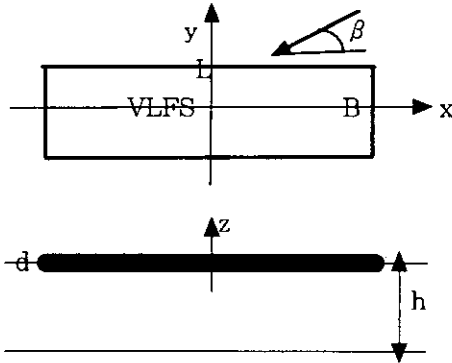


Fig.1 Definition sketch of the problem

속도 포텐셜 ϕ , 압력 p , 구조물의 수직변위 w 는 다음과 같이 표현된다.

$$\phi = i\omega a[\phi_I + \phi_S] + \sum_{j=1}^{\infty} i\omega X_j \phi_j \quad (1)$$

$$p = \rho g[a(p_I + p_S) + \sum_{j=1}^{\infty} X_j p_j] \quad (2)$$

$$w = a(\zeta_I + \zeta_S) + \sum_{j=1}^{\infty} X_j \zeta_j \quad (3)$$

a 는 입사파의 진폭이고, ρ 는 유체 밀도이고, g 는 중력가속도이다.

하첨자 I 는 입사파와 관련된 성분을 표시하고, S 는 산란성분을 나타내며 j 는 복소진폭 X_j 와 운동의 j 번째 모우드의 방사성분을 표시한다. 모우드 정의에서 강제운동 뿐만 아니라 유탄성 변형을 표시하는데 사용되는 일반적인 모우드를 포함시켜 계산을 수행한다.

자유표면 위에 임의의 압력이 작용될 때, 자유표면의 운동학적 및 동력학적 조건은 다음과 같다.

$$p_j = K\phi_j + \zeta_j, \quad -\frac{\partial \phi_j}{\partial z} = \zeta_j, \quad \text{on } z=0 \quad (4)$$

여기서, $K = \omega^2/g$

(4)에서 자유표면에 압력이 적용되는 곳은 구조물의 안쪽이고, 구조물 밖의 압력은 0이다. 속도 포텐셜은 구조물의 바깥쪽의 압력이 $p=0$ 와 더불어 (4)를 만족하는 그린(Green) 함수는 수면 압력 p 의 컨볼루션(convolution) 적분에 의해 다음과 같이 표현된다.

$$\phi(x, y, 0) = - \int \int_{S_H} p(\xi, \eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta \quad (5)$$

$G(x-\xi, y-\eta, 0)$ 는 수심이 유한한 경우에 자유표면 위에서 동요하는 그린함수이다. (4)를 (5)에 적용하여 (5)를 다른 표현으로 나타내면 다음과 같다.

$$p_j(x, y) + K \int \int_{S_H} p_j(\xi, \eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta = \zeta_j(x, y) \quad (6)$$

S_H : $z=0$ 에서 위치한 구조물의 밑면

ζ_j : j 번째 모우드의 수직변위

그린 함수, $G(x-\xi, y-\eta, 0)$ 는 유한수심의 경우에 대해, 소오스가 $\zeta=0$ 에 위치한 형태를 사용하고 그 형태는 다음과 같다.

$$G(x-\xi, y-\eta, 0) = \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{k_n \cos k_n h \cos k_n(z+h) K_0(k_n R)}{2k_n h + \sin 2k_n h} \quad (7)$$

$$-i \frac{k_0 \cosh k_0 h \cosh k_0(z+h) H_0^{(2)}(k_0 R)}{2k_0 h + \sinh 2k_0 h}$$

여기서,

$$R = \sqrt{(x-\xi)^2 + (y-\eta)^2}$$

$$Kh + k_n h \tan k_n h = 0, \quad \left(\frac{\pi}{2} + (n-1)\pi < k_n < \frac{\pi}{2} + j\pi\right)$$

$$k_0 \tanh k_0 h = K$$

K_0 : 2nd kind of modified Bessel function

$H_0^{(2)}$: 2nd kind of Hankel function

그린함수의 수치계산은 Seto(1992)에 의해 개발된 방법을 사용하였다. (6)의 우측 항은 j 번째 모우드의 수직 변위이다. 산란문제에서 산란에 기인한 수직변위는 다음과 같이 표현된다.

$$\zeta_S(x, y) = \exp[ik_0(x \cos \beta + y \sin \beta)] \quad (8)$$

$$\zeta_I + \zeta_S = 0. \quad (9)$$

산란문제에 대한 적분방정식은 (6)과 마찬가지로 다음과 같이 표현된다.

$$p_S(x, y) + K \int \int_{S_H} p_S(\xi, \eta) G(x-\xi, y-\eta, 0) d\xi d\eta = \zeta_S(x, y) \quad (10)$$

일반화된 방사 문제($j=1, 2, 3, \dots, \infty$)를 해석하기 위해서 수직 변위는 수학적인 모우드 형상의

적절한 형태를 사용하여 표현된다(Newman 1994).

$$\sum_j X_j \zeta_j(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} X_{mn} u_m(x) v_n(y) \quad (11)$$

x, y 축에서 모드함수는 $u_m(x)$ 와 $v_n(y)$ 이고, 아래의 식은 양단이 자유인 균일 보에 대한 굽힘에 대한 고유모드이다.

$$u_0(x) = 1$$

$$u_{2m}(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\cos \kappa_{2m} \frac{x}{L/2}}{\cos \kappa_{2m}} + \frac{\cosh \kappa_{2m} \frac{x}{L/2}}{\cosh \kappa_{2m}} \right]$$

$$u_1(x) = \frac{x}{L/2}$$

$$u_{2m+1}(x) = \frac{1}{2} \left[\frac{\sin \kappa_{2m+1} \frac{x}{L/2}}{\sin \kappa_{2m+1}} + \frac{\sinh \kappa_{2m+1} \frac{x}{L/2}}{\sinh \kappa_{2m+1}} \right] \quad (12)$$

$v_n(y)$ 의 모우드 함수 형태는 (12)에서의 $u_m(x)$ 과 같다. 양단이 자유인 보의 고유치 κ_m 은 아래 방정식의 양의 실수근을 나타낸다.

$$(-1)^m \tan \kappa_m + \tanh \kappa_m = 0 \quad (13)$$

(12)에 사용된 함수들은 직교적인 성질을 가지며, 다음의 관계를 만족한다.

$$\int_{-1}^1 u_m(x) u_k(x) dx = \frac{1}{2} \delta_{mk}, \text{ for } m, k \geq 1 \quad (14)$$

δ_{mk} 는 Kronecker delta 함수이고, $m=k$ 이면 1이며 그렇지 않으면 0이다.

(6)의 우측 항은 $\zeta_j(x, y) = u_m(x) v_n(y)$ 로 주어진다. 운동의 성질이 같은 모우드를 분류하기 위해 m 과 n 을 짝수 및 홀수로 표현하여 결합하면, 4가지 형태의 모우드 합성으로 나타내어진다. 이 중에서 강제 운동과 관련된 3가지 모우드는 상하운동($u_0 v_0$), 횡운동($u_0 v_1$) 및 종운동($u_1 v_0$)이고, 나머지 하나는 비대칭 모우드이다. 산란문제에 대한 식 (10)은 위에서 언급되었듯이 방사문제와 같은 4가지 운동의 형태로 특징지어진다.

적분방정식 (5)를 계산하기 위해 미지수인 압력은 하나의 패널 위에서 일정하다고 가정하면 다음과 같이 간단하게 표현된다.

$$p_j + K \sum_{i=0}^{NX \times NY} p_i G_{ij} \Delta \xi \Delta \eta = \zeta_j; \quad j=1, 2, \dots, NX \times NY \quad (15)$$

(6)에서 패널의 중심에서 그린함수를 계산하여 면적을 곱함으로써 좌변의 행렬을 계산할 수 있다.

3. 판의 유탄성 운동

이 논문은 길이 L , 폭 B , 홀수 d 인 사각형 바아지 형태의 초대형 부유식 구조물을 생각하면, 구조물이 길이와 폭에 비해서 홀수가 아주 작을 때, 상자형 구조물은 판으로 근사시킬 수 있다. (6)과 함께 (10)의 해를 산출하면 구조물의 밑면에 작용하는 압력을 계산할 수 있고, 유체력과 관련된 유체 압력에 의해 판의 운동은 다음과 같이 기술될 수 있다.

$$-m\omega^2 w(x, y) + D \left[\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right] w(x, y) = -p(x, y) \quad (16)$$

여기서,

$$D = Et^3 / 12(1 - \nu^2); \text{ flexural rigidity}$$

(E : Young's modulus, ν : Poisson's ratio, t : 구조물 두께)

$$m (= M/LB); \text{ 질량분포}$$

$$p(x, y); \text{ 판에 작용하는 유체 압력}$$

유체 압력 p 는 정압, 산란 및 방사문제로부터 계산된 유체 동역학적인 해를 포함한다.

유체압력, 수직운동 변위를 나타내는 (2)와 (3)을 (16)에 대입하면, 다음과 같은 식이 도출된다.

$$-KM \sum_j \left(\frac{X_j}{a} \right) \zeta_j(x, y) + D \sum_j \left(\frac{X_j}{a} \right) \left[\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right] \zeta_j(x, y) = -p_s(x, y) - \sum_j \left(\frac{X_j}{a} \right) p_j(x, y) \quad (17)$$

여기서, $M' = M/\rho LB, D' = D/\rho g$

(17)을 유도할 때, $z=0$ 에서 $p_t=0$ 과 $\zeta_t + \zeta_s = 0$ 이라는 조건이 사용되었다.

(17)에서 양변에 $\zeta_j(x, y) = u_k(x) v_l(y)$ 을 곱하여 구조물의 밑면에 따라 면 적분을 수행하면, 다음과 같은 식이 유도된다.

$$\sum_j \left(\frac{X_j}{a} \right) [-K(M_{ij} + A'_{ij} - iB'_{ij}) + C_{ij} + D_{ij}] = E'_i \quad (18)$$

(i, j = 1, 2, 3, \dots, \infty)

여기서, $M_{ij} = M \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} \xi_i \xi_j dx dy$

$$D_{ij} = D \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} \xi_i \left[\frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4} \right] \xi_j dx dy$$

$$K[A'_{ij} - iB'_{ij}] - C_{ij} = - \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} p_j \xi_i dx dy$$

$$C_{ij} = \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} \xi_i \xi_j dx dy$$

$$E'_i = - \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} p_i \xi_i dx dy$$

M : Mass matrix
 D : Stiffness matrix
 A', B', C : Added mass matrix, damping matrix, hydrostatic restoring matrix
 E' : Wave exciting force matrix

(18)은 (11)와 (14)를 적용하면 해석적으로 구할 수 있다. (18)에 주어진 D_{ij} 는 구조물의 강성행렬이고, 구조물의 강성에 기인한 복원력 계수 로 간주된다.

강성 행렬 D_{ij} 은 모우드 함수의 경계조건을 이용하여 2번 부분적분을 수행할 수 있고, 그 결과로서 다음과 같은 대칭적인 형태의 식이 도출된다.

$$D_{ij} = D \int_{-L/2}^{L/2} \int_{-B/2}^{B/2} \left[\frac{\partial^2 \xi_i}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \xi_i}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial y^2} \right] dx dy \quad (19)$$

(19)의 적분은 (14)의 델타(delta) 함수의 직교적인 성질과 모우드 함수 ξ_i 와 ξ_j 에 의해 만족되는 4차 미분방정식을 이용함으로써 해석적으로 그 결과를 도출할 수 있다.

(18)을 계산하여, 각각의 모우드 함수의 진폭을 결정하면, 수직운동 뿐만 아니라 굽힘 모우먼트를 다음식에 의해 계산할 수 있다.

$$M_x = -D(\kappa_{xx} + \nu \kappa_{yy}) \quad (20)$$

$$M_y = -D(\kappa_{yy} + \nu \kappa_{xx}) \quad (21)$$

여기서, $\kappa_{xx} = \sum_j X_j \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial x^2}$

$$\kappa_{yy} = \sum_j X_j \frac{\partial^2 \xi_j}{\partial y^2}$$

4. 해석 및 검토

이 논문은 첫 번째 모델로 일본에서 실증실험을 행한 메가플로트 phase 1 구조물을 택하여 계산하였다. 기본 제원은 Table 1에 나타내었다.

Table 1 Numerical data for computation

$L \times B \times D \times \text{draft} : 300\text{m} \times 60\text{m} \times 2\text{m}$ $\times 0.5\text{m}$
$h : 8\text{m}, 107\text{m}$
$E : 1.2175 \times 10^9 \text{ kg/m}^2$
$\lambda : \text{wave length of infinite depth}$

본 계산에 사용된 그림은 압력 분포, 수직 운동 변위 및 굽힘 모우먼트인데 다음과 같이 무차원화 하였다.

$$p' = p / \rho g a \quad (22)$$

$$R.A.O = w/a \quad (23)$$

$$M'_x = M_x / (\Delta L/B) \quad (24)$$

Fig.2는 수심(=58.5m), $\lambda/L=1$, (m=0, n=0)인 경우에 강제 상하동요 모우드에 대한 방사 압력 분포를 보여주고 있다. 실수부는 양끝단에서 압력이 커지며, 허수부는 반대의 경향을 보여준다.

Fig.3은 모우드가 변함에 따라 복소 모우드 진폭 값을 도시하였다. 고차 모우드로 갈수록 진폭 값이 현저히 줄어드는 것을 알 수 있다.

Fig.4는 방사 압력과 산란 압력을 합한 총 압력 분포를 도시하였다. $\lambda/L=0.05$, 수심(=8m, 107m), $\beta=0^\circ$ 인 경우를 비교해 보면 압력의 파장이 수심이 줄어들수록 파장이 줄어드는 것을 확인할 수 있고, 압력값의 차이는 보이지 않는다.

Fig.5은 $\lambda/L=0.05, 0.1$, 수심(=8m, 107m)인 경우에 구조물의 수직변위를 3차원적으로 도시

하였다.

수심이 작을수록 구조물의 운동파장이 작아지며 전반적으로 수직변위가 줄어드는 것을 알 수 있다. 전체적으로 운동의 모우드를 잘 표현한 것을 볼 수 있으나 특이한 것은 $\lambda/L=0.05$ 인 경우에 천수에서 수직운동의 모우드가 분명하게 나타나지 않는 것이다.

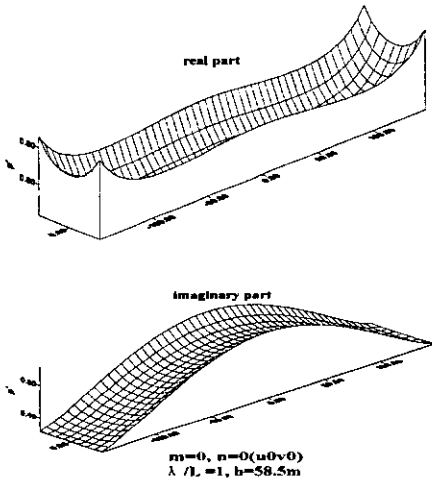


Fig.2 Real and Imaginary parts of radiation pressure distribution for each mode (heave)

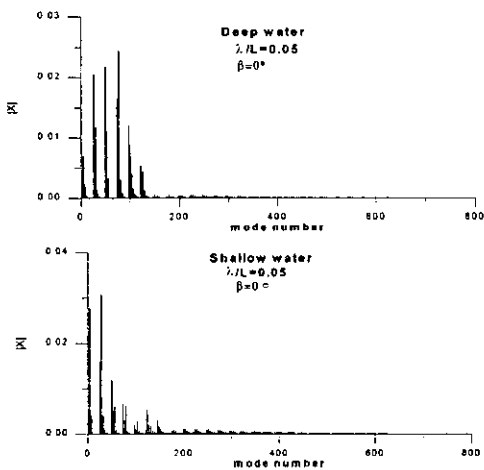


Fig.3 Complex amplitude of each mode number

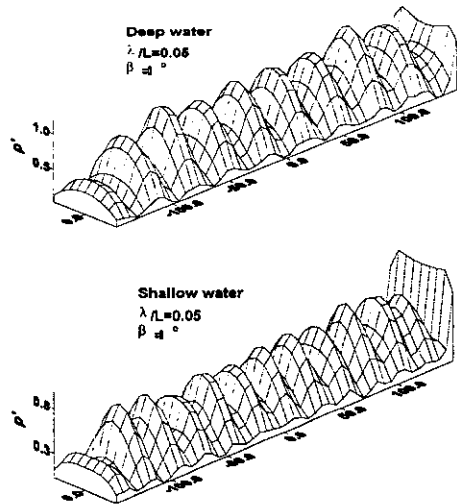
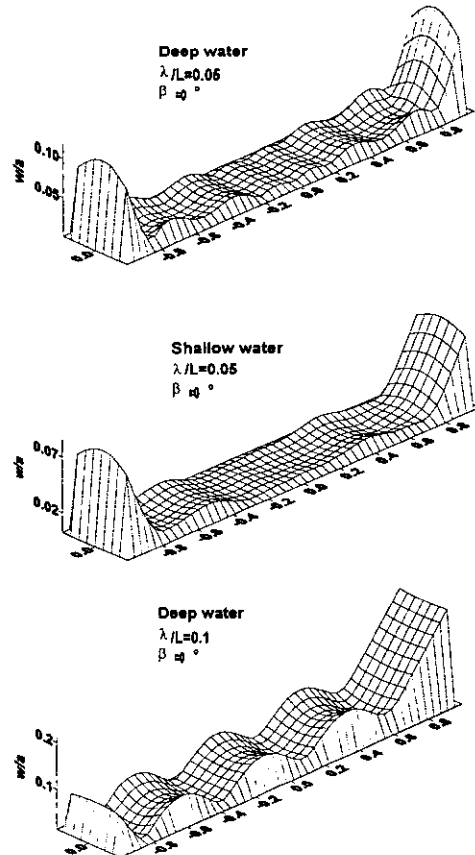


Fig.4 Pressure distribution (radiation+diffraction)



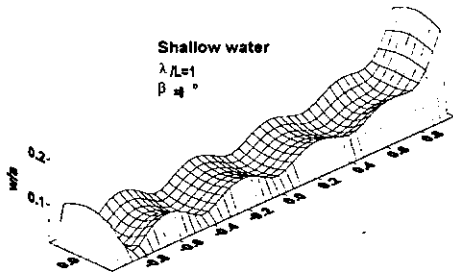


Fig.5 Distribution of calculated vertical displacement amplitude

Fig.6은 구조물에 걸친 굽힘 모우먼트를 도시하였다. λ/L 이 작은 경우에도 파수에 걸친 파형이 잘 나타나는 것을 알 수 있다.

Fig.7은 $\lambda/L=0.1, 0.5$, 수심(=8m, 107m), $\beta=0^\circ$ 인 경우에 구조물 길이 방향의 중앙선에서 수직운동을 본 대학의 수조와 Yago/Endo (1996) 실험치, 소오스-다이폴 분포법+모우드해석법 및 소오스-다이폴 분포법+유한요소법(신현경 등 2000)을 비교하였다. 전반적으로 실험치와 이론치는 정성적 및 정량적으로 잘 일치하고 있으며, 본 이론 방법이 타당하다는 것을 보여주고 있다

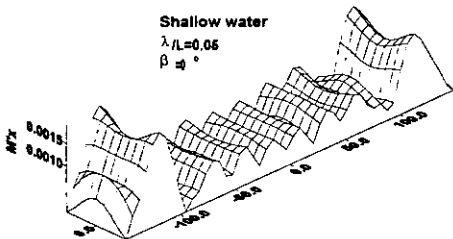
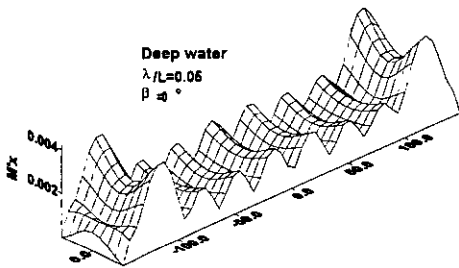


Fig.6 Distribution of bending moment amplitude

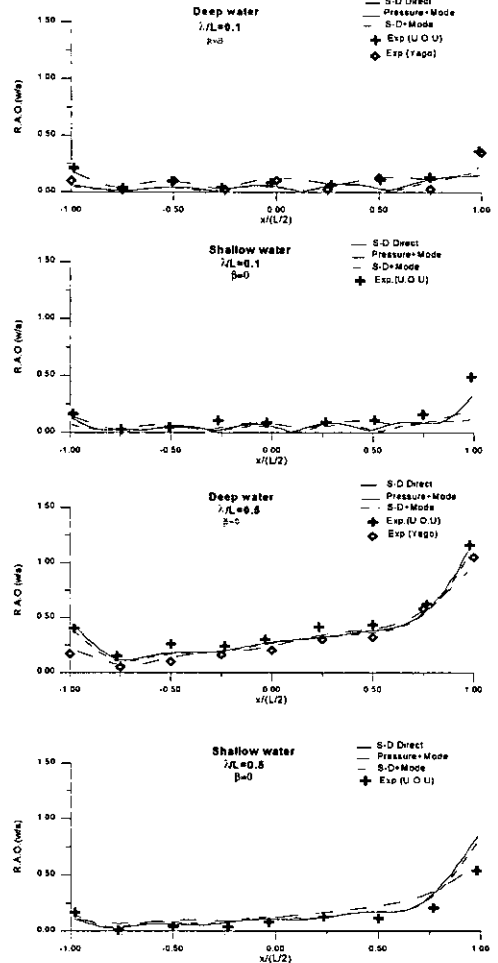


Fig.7 Longitudinal distribution of vertical displacement amplitude on centerline (RAO= w/a)

두 번째 모델로 미쯔비시 모델을 택하여 계산하였다. 기본 제원은 Table 2에 나타내었다.

Table 2 Numerical data for 1200m-model

$L \times B \times D \times \text{draft}$: 1200m \times 240m \times 4.5m \times 1m
h	: 20m
EI	: 1.09×10^{12} kgm ²
λ_s	: wave length of finite depth

Fig.8은 $\lambda_s/L=0.1$, 수심(=20m), $\beta=0^\circ$ 인 경우에 구조물의 수직변위를 3차원적으로 도시하였다. 그림에서 알 수 있듯이 구조물의 유탄성 모우드를 잘 표현해주고 있다.

Fig.9는 $\lambda_s/L=0.1$, 수심(=20m), $\beta=0^\circ$ 인 경우에 방사 압력과 산란 압력을 합한 총 압력 분포를 도시하였다.

Fig.10은 $\lambda_s/L=0.1$, 수심(=20m), $\beta=0^\circ$ 인 경우에 구조물에 걸친 굽힘 모우먼트를 도시하였다. Fig.6과 비교해 볼 때 값의 차이가 10배 적고 이는 미쯔비시 모델이 phase I 구조물보다 훨씬 더 유연하다고 할 수 있다.

Fig.11은 $\lambda_s/L=0.1$, 수심(=20m), $\beta=0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ 인 경우에 구조물 길이 방향의 중앙선에서 수직운동을 Ohta et al.(1997) 실험치와 비교하였다. 그림에서 $\beta=45^\circ$ 인 경우의 파상측 부근에 실험치와 맞지 않는 것은 실험시 계류계의 구속에 의한 영향이다. 계산치와 실험치는 정성적으로 일치하고 있고 본 계산 방법이 유효함을 알 수 있다.

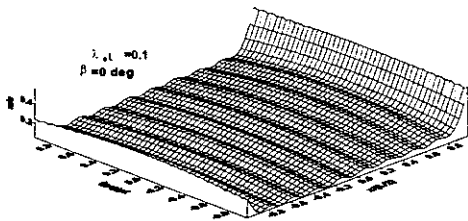


Fig.8 Distribution of calculated vertical displacement amplitude

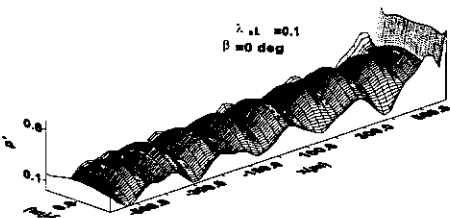


Fig.9 Pressure distribution (radiation+diffraction)

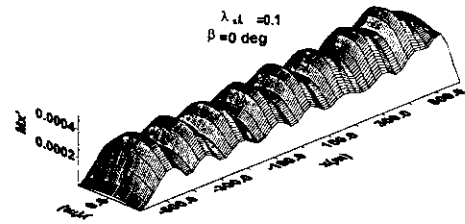


Fig.10 Distribution of bending moment amplitude

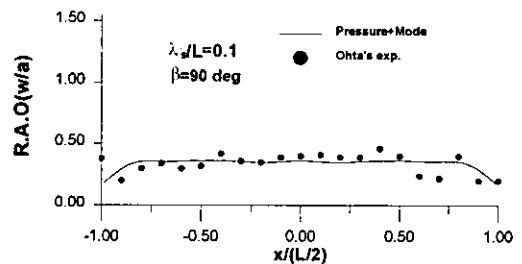
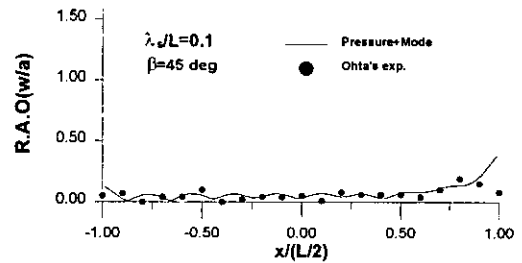
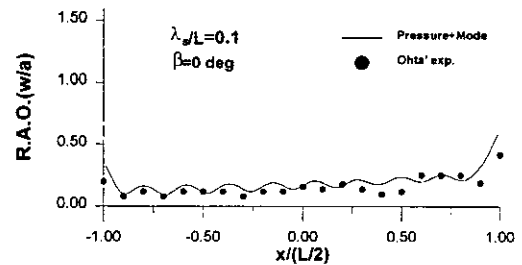


Fig.11 Longitudinal distribution of vertical displacement amplitude on centerline(RAO = w/a)

5. 결론

압력분포법을 사용하여 초대형 부유식 해양구조물에 대한 유탄성 응답 해석을 수행하였다. 구조물의 운동응답은 판 방정식을 모우드 해석법으로 해석하여 운동 응답, 압력분포, 굽힘모우멘트 등을 계산하여 이전의 계산치 및 실험치와 비교하여 일치하는 결과를 얻었다.

특히 파장/구조물의 길이=0.05, 0.1 경우의 짧은 파장의 경우도 별 어려움 없이 계산을 수행할 수 있었다. 계산 결과에 의하면 수심이 줄어들면 구조물 운동의 파장도 심수에 비교하여 줄어들고, 운동진폭도 약간 줄어드는 것을 확인하였다.

결과적으로 본 논문에서 사용한 압력분포법과 모우드 해석법은 초대형 부유식 해양구조물의 유탄성 응답을 해석하기 위한 효과적인 해석법이라 생각된다.

참 고 문 헌

- 신현경 등 1999 "천홍수 부유식 해양 구조물의 유탄성 모형시험 기법 개발에 관한 연구," 대한조선학회논문집, 제36권 제4 호, pp.64-76.
- 심인환, 윤재돈, 최항순 1999 "사파중에 놓인 거대 부유체의 응답에 대한 유탄성 해석," 대한조선학회논문집, 제36권 제3 호, pp.83-92.
- 이호영, 신현경 2000 "천홍수 초대형 부유식 해양구조물에 관한 연구," 한국해양공학회지, 제14권 제2호.
- 신현경, 이호영, 신현수, 박인규 2000 "초대형 부유식 해양구조물에 대한 유탄성 응답에 대한 해석 방법," 한국해양공학회지, 제14권 제2호.
- Kashiwagi, M. and Furukawa, C. 1997 "A Mode-Expansion Method for Predicting Hydroelastic Behavior of a Shallow-Draft VLFS," OMAE Vol.VI, Ocean Space Utilization.
- Nagata, S. et al. 1997 "The Analysis of the Wave-Induced Responses of an Elastic Floating Plate, OMAE Vol.VI, Ocean Space Utilization.
- Newman, J. N. 1994 "Wave Effects on Deformable Bodies," Applied Ocean Research.
- Ohmatsu, S. 1998 "Numerical Calculation of Hydroelastic Behavior of Pontoon Type VLFS in Waves" OMAE.
- Ohta, M. et al. 1997 "Experimental Study on Elastic Behavior of a Huge Floating Structure in Waves," Trans West-Japan Society of Naval Architects.
- Seto, H. 1992 "Some Expressions of Pulsating Source Potentials in Shallow Water and Their Efficient Algorithms," Trans. of West-Japan Society of Naval Architects, Vol.85, pp.25-36.
- Shin, H. et al. 1999 "An Experimental Study on the Hydroelastic Behavior of Very Large Floating Structure," VLFS'99, Vol.II, Hawaii.
- Yago, K. and Endo, H. 1996 "On the Hydroelastic Responses of Box-Shaped Floating Structure with Shallow Draft(Tank Test with Large Scale Model)," J. of Soc. of Naval Arch. of Japan, Vol.180, pp.341-352.



이호영



신현수



박인규