

# 단순지지된 두 원판의 유체연성 고유진동 해석

°\*정 경훈, \*\*이 규만, \*\*박 근배

## Hydroelastic Vibration Analysis of Two Circular Plates with Simply Supported Boundary Condition

°Kyeong-Hoon Jeong\*, Gyu-Mahn Lee\*\*, Keun-Bae Park\*\*

### ABSTRACT

This paper deals with the free vibration of two identical circular plates coupled with a bounded fluid. An analytical method based on the finite Fourier-Bessel series expansion and Rayleigh-Ritz method is suggested. In the theory, it is assumed that the ideal fluid is filled between the two plates and the plates are simply supported along the plate edges. The proposed method is verified by the finite element analysis using commercial software with an excellent accuracy. The effect of the plate boundary conditions on the fluid-coupled natural frequency is investigated.

### 1.0 서론

유체와 접촉하는 구조물은 공기중의 고유진동수보다 유체로 인한 부가질량의 증가로 접수구조물의 고유진동수는 상당히 감소하게 된다. 이러한 유체-구조물간의 상호 간섭문제는 많은 연구자들이 연구해 오고 있다. 최근에는 이러한 문제에 유한요소법과 경계요소법과 같은 강력한 수치해석적인 방법들이 제안되고 사용되지만 이러한 접근 방법은 실제 문제에 있어서 모델링과 계산에 수많은 시간과 노력이 요구된다. 특히 유체와 접촉하고 있는 공학적인 구조물들 중에는 원판 및 원통형의 문제를 많이 다루고 있다.

무한유체 위에 떠있는 원판에 대해서는 Kwak [1, 2]이 연구하였고, 유한 깊이를 갖는 유체 위에 떠있는 원판은 Kwak [3]과 Amabili [4]가 연구하였다. Chiba [5]는 유체로 채워진 강체 원통형 바닥에 균일 탄성지지된 원판의 해석을 다루었다. Bauer [6]는 원통형 용기에 이상유체가 채워있고 상단에 원판이 덮혀있는 구조물에 대한 해석을 수행하였다. 그러나 이러한 연구는 두 평판이 유체로 연성된 경우와 다르다. 본 연구는 Jeong [7] 논문의 연장으로 단순지지판에 대하여 고찰하였다.

본 논문에서는 Jeong [7]의 연구에서 다루지 못했던 판의 경계조건이 유체연성에 미치는 영향을 알아보고자 하며, 두 평판이 강체 원통 사이에 유체

가 채워진 경우의 고유진동 특성을 파악하기 위하여 공기중 모드를 조합하는 Rayleigh-Ritz 방법을 적용한 이론적인 해석방법을 제시하고, 고유진동수를 구한 다음 ANSYS 5.6 상용 코드를 이용한 축대칭 2차원 유한요소 해석으로 검증하고자 한다.

### 2.0 이론적 해석

#### 2.1 수식전개

Fig.1은 유체로 연성된 두 개의 동일한 원판을 보여주고 있다. 여기서  $R$ 과  $h$ 는 원판의 반경과 두께를 각각 나타낸다. 이론해석을 위하여 다음과 같은 가정을 설정하였다. (a) 유체의 운동이 매우 작아서 선형으로 취급할 수 있다. (b) 유체는 비압축성, 비점성 그리고 비회전성이다. (c) 원판의 동적거동은 선형탄성 범위 내에 있다. (d) 중력의 영향은 무시한다.

유체와 접하는 원판의 상하방향 변위  $w_j$ 에 대한 운동방정식은 다음 식으로 나타낸다.

$$D(\nabla^4 w_j + \rho h w_{j,tt}) = p_j \quad j=1, 2 \quad (1)$$

여기서  $D = Eh^3 / 12(1 - \mu^2)$ 는 원판의 강성도이며,  $\rho, \mu, p_j$  및  $E$ 는 판의 밀도, Poisson 비, 판에 작용하는 유체압력, 그리고 탄성계수를 각각 나타낸다. 그리고 수식에서 첨자 1은 상부 원판을 나타내고 2는 하부 원판을 나타낸다. 식(1)의 해는 극좌표 ( $r,$

\* 한국원자력연구소, 동력로기술개발팀, 정희원.

\*\* 한국원자력연구소, 동력로기술개발팀

$\theta$ )에 대하여 원판의 공기중 변위를 조합하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$w_1(r, \theta, t) = \cos(n\theta) \sum_{m=1}^M q_m W_{nm1}(r) \exp(i\omega t), \quad (2a)$$

$$w_2(r, \theta, t) = \cos(n\theta) \sum_{m=1}^M p_m W_{nm2}(r) \exp(i\omega t). \quad (2b)$$

여기서  $q_m$  은 미정계수이고  $n$ 은 절점직경의 수를 나타낸다. 원판의 경계조건이 고정단인 경우,  $r = R$ 에서 변위가 영이 되어야 하므로 원판의 동적변위에 대한 식을 얻을 수 있다.

$$W_{nmj}(r) = J_n(\lambda_{nm} r) - J_n(\lambda_{nm} R) I_n(\lambda_{nm} r) / I_n(\lambda_{nm} R) \quad (3)$$

여기서  $\omega$ 와  $\lambda_{nm}$ 은 원판의 공기중 고유진동수와 주파수 파라미터를 나타낸다.  $J_n$ 와  $I_n$ 는 각각 제 1종 Bessel 함수와 수정 Bessel 함수이다. 첨자  $m$ 은 공기중 진동모드의 절점원의 수를 나타내고 접수진동 모드에서는 반경방향 진동모드 전개항을 나타낸다. 원판이 단순지지된 경우,  $r = R$ 에서 변위와 모멘트가 동시에 영이 되어야 하므로 식(4)로부터  $\lambda_{nm}$  값을 얻을 수 있다.

$$\frac{J_{n+1}(\lambda_{nm} R)}{J_n(\lambda_{nm} R)} + \frac{I_{n+1}(\lambda_{nm} R)}{I_n(\lambda_{nm} R)} = \frac{2\lambda_{nm} R}{1-\mu} \quad (4)$$

## 2.2 속도 포텐셜 (Velocity Potential)

두 원판과 강체용기로 둘러싸인 이상유체의 운동은 다음과 같은 속도포텐셜의 Laplace 방정식으로 나타낼 수 있다.

$$\nabla^2 \Phi(x, r, \theta, t) = 0 \quad (5)$$

식(5)의 속도포텐셜은 변분법을 이용하면 식(6)으로 나타낼 수가 있다.

$$\Phi(x, r, \theta, t) = i\omega \phi(r, \theta, x) \exp(i\omega t) \quad (6)$$

식(6)을 식(5)에 적용하면 식(5)의 일반해는 식(7)로 나타낸다.

$$\phi(r, \theta, x) = \sum_{s=1}^{\infty} \left[ J_n(\beta_{ns} r) \left\{ \begin{array}{l} E_{ns} \sinh(\beta_{ns} x) \\ + F_{ns} \cosh(\beta_{ns} x) \end{array} \right\} \right] \cos(n\theta) \quad (7)$$

그런데 강체용기 벽에서 반경방향의 유속은 영이 되어야 하므로 식(8)을 만족시켜야 한다.

$$\partial \phi / \partial r \Big|_{r=R} = 0 \quad (8)$$

식(8)에 식(7)을 대입하면 모든 계수  $\beta_{ns}$ 를 구할 수 있는 식(9)를 얻는다.

$$J_n'(\beta_{ns} R) = 0 \quad (9)$$

유동의 대칭성을 고려하면 동위상 모드 (in-phase mode) 및 역위상 모드 (out-of-phase mode)에 대한 속도포텐셜은 다음 식을 만족해야 한다:

$$\partial \phi(r, \theta, -x) / \partial x = \partial \phi(r, \theta, x) / \partial x \quad (\text{동위상 모드의 경우}) \quad (10)$$

$$\partial \phi(r, \theta, x) / \partial x \Big|_{x=0} = 0 \quad (\text{역위상 모드의 경우}) \quad (11)$$

식(10)과 식(11)을 적용하면 식(7)은 각각의 모드에 대하여 다음과 같이 간단하게 나타낼 수 있다.

동위상 모드의 경우,

$$\phi(r, \theta, x) = \cos(n\theta) \sum_{s=1}^{\infty} E_{ns} J_n(\beta_{ns} r) \sinh(\beta_{ns} x) \quad (12)$$

역위상 모드의 경우,

$$\phi(r, \theta, x) = \cos(n\theta) \sum_{s=1}^{\infty} F_{ns} J_n(\beta_{ns} r) \cosh(\beta_{ns} x) \quad (13)$$

## 2.3 해석 방법

두 원판과 유체가 접하는 접수면에서 연직방향의 유속은 동일해야 하므로 유체운동에 대한 계수  $E_{ns}$ 과  $F_{ns}$ 을 원판의 운동을 나타내는 계수로 나타낼 수 있다. 따라서,

$$w_1 = -\partial \phi / \partial x \Big|_{x=d/2} \quad (14)$$

$$w_2 = -\partial \phi / \partial x \Big|_{x=-d/2} \quad (15)$$

식(2)와 식(3) 및 식(12)와 (13)을 식(14)와 식(15)에 대입하면, 동위상 모드의 경우는 식(16)이 되고 역위상 모드의 경우는 식(17)이 된다.

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M q_m [J_n(\lambda_{nm} r) - J_n(\lambda_{nm} R) I_n(\lambda_{nm} r) / I_n(\lambda_{nm} R)] \\ & = -\sum_{s=1}^{\infty} E_{ns} \beta_{ns} J_n(\alpha_{ns} r) \cosh(\beta_{ns} d/2) \quad (16) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \sum_{m=1}^M q_m [J_n(\lambda_{nm} r) - J_n(\lambda_{nm} R) I_n(\lambda_{nm} r) / I_n(\lambda_{nm} R)] \\ & = -\sum_{s=1}^{\infty} F_{ns} \beta_{ns} J_n(\beta_{ns} r) \sinh(\beta_{ns} d/2) \quad (17) \end{aligned}$$

그런데 Bessel-Fourier 급수전개로 식(16)과 식(17)의 Bessel 함수  $J_n(\lambda_{nm} r)$ 과  $I_n(\lambda_{nm} r)$ 을 전개하면 식

(18)을 얻는다[6, 8].

$$\begin{aligned} J_n(\lambda_{nm} r) &= \sum_{s=1}^{\infty} a_{nms} J_n(\beta_{ns} r), \\ I_n(\lambda_{nm} r) &= \sum_{s=1}^{\infty} b_{nms} J_n(\alpha_{ns} r) \end{aligned} \quad (18)$$

여기서,  $n = 0$  일 때

$$\begin{aligned} a_{oms} &= \frac{-2(\lambda_{om} R) J_1(\lambda_{om} R)}{[(\beta_{os} R)^2 - (\lambda_{om} R)^2] J_0(\beta_{os} R)}, \\ b_{oms} &= \frac{2(\lambda_{om} R) I_1(\lambda_{om} R)}{[(\beta_{os} R)^2 + (\lambda_{om} R)^2] J_0(\beta_{os} R)}, \end{aligned} \quad (19)$$

$n > 0$  일 경우,

$$\begin{aligned} a_{nms} &= \frac{2(\lambda_{nm} R)(\beta_{ns} R)^2 J_n'(\lambda_{nm} R)}{\{(\beta_{ns} R)^2 - (\lambda_{nm} R)^2\} \{(\beta_{ns} R)^2 - n^2\} J_n(\beta_{ns} R)}, \\ b_{nms} &= \frac{2(\lambda_{nm} R)(\beta_{ns} R)^2 I_n'(\lambda_{nm} R)}{\{(\beta_{ns} R)^2 + (\lambda_{nm} R)^2\} \{(\beta_{ns} R)^2 - n^2\} J_n(\beta_{ns} R)}. \end{aligned} \quad (20)$$

따라서 속도포텐셜은 동위상 모드와 역위상 모드에 대하여 계수  $E_{ns}$  과  $F_{ns}$  대신 미정계수  $q_m$  으로 각각 나타낼 수가 있다.

$$\begin{aligned} \phi(r, \theta, x) &= \sum_{m=1}^M q_m \sum_{s=1}^{\infty} \mathcal{E}_{nms} J_n(\beta_{ns} r) \sinh(\beta_{ns} x) \cos(n\theta) \\ \phi(r, \theta, x) &= \sum_{m=1}^M q_m \sum_{s=1}^{\infty} \mathcal{E}_{nms} J_n(\beta_{ns} r) \cosh(\beta_{ns} x) \cos(n\theta) \end{aligned} \quad (21)$$

여기서 동위상 및 역위상 모드에 대하여  $\mathcal{E}_{nms}$  는 각각 다음과 같이 유도된다.

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_{nms} &= -\frac{[a_{nms} - b_{nms} J_n(\lambda_{nm} R)/I_n(\lambda_{nm} R)]}{\beta_{ns} \cosh(\beta_{ns} d/2)}, \\ \mathcal{E}_{nms} &= -\frac{[a_{nms} - b_{nms} J_n(\lambda_{nm} R)/I_n(\lambda_{nm} R)]}{\beta_{ns} \sinh(\beta_{ns} d/2)} \end{aligned} \quad (22)$$

수치해석을 수행하기 위하여 전개항  $m$  을 충분히 큰 값  $M$  까지 고려하기 위하여 미정계수 벡터  $q$  을 정의하면 다음과 같다.

$$q = \{q_1 \quad q_2 \quad q_3 \cdots q_M\}^T \quad (23)$$

계의 연성된 고유진동수를 계산하기 위하여 원판 및 유체의 운동에너지를 계산해야 한다. 먼저 유체의 운동에너지를 계산하면 식(24)가 된다[7].

$$T_F = -\frac{1}{2} \rho_o \kappa_\theta \left[ \int_0^R w_1 \phi(r, d/2) r dr + \int_0^R w_2 \phi(r, -d/2) r dr \right] \quad (24)$$

여기서  $n = 0$  일 때  $\kappa_\theta = 2\pi$  이고,  $n > 0$  일 때  $\kappa_\theta = \pi$  이다. 식(24)에 식(2), 식(3), 식(19), 그리고 식(20)을 대입하면 유체의 운동에너지는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$T_F = \rho_o \kappa_\theta q^T G q \quad (25)$$

여기서  $G$  는  $M \times M$  대칭행렬로 다음과 같다.

$$G_{ik} = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{8(\beta_{ns} R)(\lambda_{ni} R)^2 (\lambda_{nk} R)^2 A_{is} A_{ks} H_{ns}}{[(\beta_{ns} R)^2 - n^2] \Gamma_{iks}} \quad (26)$$

그리고

$$\Gamma_{iks} = [(\beta_{ns} R)^2 + (\lambda_{ni} R)^2][(\beta_{ns} R)^2 + (\lambda_{nk} R)^2] \quad (27)$$

$$A_{is} = \frac{(\lambda_{ni} R) J_n'(\lambda_{ni} R)}{(\beta_{ns} R)^2 - (\lambda_{ni} R)^2} - \frac{J_n(\lambda_{ni} R)}{1-\mu} \quad (28)$$

$$A_{ks} = \frac{(\lambda_{nk} R) J_n'(\lambda_{nk} R)}{(\beta_{ns} R)^2 - (\lambda_{nk} R)^2} - \frac{J_n(\lambda_{nk} R)}{1-\mu} \quad (29)$$

$$H_{ns} = \tanh(\beta_{ns} d/2) \quad (\text{동위상 모드}) \quad (30)$$

$$H_{ns} = \coth(\beta_{ns} d/2) \quad (\text{역위상 모드}) \quad (31)$$

그런데  $n = 0$  일 경우 식(9)를 만족하는 첫번째  $\beta_{ns}$  값은 영이기 때문에 식(26)의 분모와 분자가 영이 된다. 따라서  $\beta_{ns} \rightarrow 0$  일 때  $G_{ik}$  값은 다음 값이 된다.

$$4dR^2 \left\{ \frac{J_0(\lambda_{0k} R)}{1-\mu} - \frac{J_1(\lambda_{0k} R)}{(\lambda_{0k} R)} \right\} \left\{ \frac{J_0(\lambda_{0i} R)}{1-\mu} - \frac{J_1(\lambda_{0i} R)}{(\lambda_{0i} R)} \right\} \quad (32)$$

상하 원판의 모드형상이 대칭이거나 동일하기 때문에 두 원판의 운동에너지는 다음 식과 같이 나타낼 수 있다.

$$T_d = \rho h \kappa_\theta \int_0^R w_i^2 r dr \quad (33)$$

식(33)에 식(2)와 식(3)을 대입하면 두 원판의 운동

에너지는 식(34)와 같이 나타낼 수 있으며 동일한 방법으로 두 원판의 포텐셜에너지도 식(35)와 같이 나타낼 수 있다.

$$T_d = \rho h \kappa_\theta q^T Z q \quad (34)$$

$$V_d = \kappa_\theta q^T P q \quad (35)$$

여기서  $Z$  와  $P$  는 수식을 정리하여 유도되는 행렬로서 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$Z_{ik} = R^2 \left[ \begin{array}{c} \{J_n(\lambda_{ni} R)\}^2 \left\{ 1 - \frac{2(\lambda_{ni} R)^2}{(1-\mu)^2} \right\} \\ - \frac{2(\lambda_{ni} R) J_n(\lambda_{ni} R) J_n'(\lambda_{ni} R)}{(1-\mu)} \end{array} \right] \delta_{ik} \quad (36)$$

$$P_{ik} = (\lambda_{ni} R)^4 Z_{ik} / R^4 \quad (37)$$

식(25), 식(34) 및 식(35)로부터 미정계수  $q_m$  에 대하여 Rayleigh 지수  $V_d / (T_d + V_f)$  를 최소화시키는 고유치 행렬식을 구할 수 있으며 이 식으로부터 유체로 연성된 두 원판의 고유진동수를 얻을 수 있다.

### 3.0 계산에 및 고찰

#### 3.1 수치해석 모델

고정된 두 원판이 반경방향으로 갈라져 있는 이상 유체로 연성될 때, 고유진동수를 2.3 절에서 제시된 절차에 따라서 수치해석적인 방법으로 구할 수가 있다. 이 이론적인 방법의 타당성을 확인하기 위하여 상용 유한요소해석 코드인 ANSYS 5.6 을 이용하여 2 차원 축대칭 유한요소 해석모델을 만들어 해석을 수행하였다. 해석에 사용된 상하 원판은 알루미늄 재질로 되어 있다고 가정하였다. 이 동일한 두 원판의 반경은 120 mm 이고 두께는 2 mm 이며, 물성치는 다음과 같다: 탄성계수 = 69.0 GPa, Poisson 비 = 0.3, 밀도 = 2700 kg/m<sup>3</sup>. 원판 사이에 채워지는 유체는 물로서 밀도가 1000 kg/m<sup>3</sup> 이다. 두 원판이 강체용기와 만나는 경계조건은 단순지지로 가정하였다. 유한요소 해석모델은 축대칭 2 차원 유체요소(FLUID81)와 축대칭 조화 쉘요소(SHELL61)로 구성되었다. 유체요소 절점은 강체용기 벽에서 반경방향의 변위를 구속하였다. 그리고 원판과 접촉하는 유체의 절점이 원판의 절점과 연직방향으로만 같이 움직일 수 있도록 연성시켰다. 이것은 식(14)와 식(15)를 모사하게 된다. 두 원판사이의 거리는  $d = 40$  mm 인 경우, 유한요소 해석

모델은 192 (8×24)개의 동일한 크기의 유체요소와 48 (2×24) 개의 동일한 크기의 쉘요소로 이루어져 있다.

#### 3.2 이론의 검증 및 결과

Table 1 과 2 는 유한요소 해석결과 및 이론해석 결과를 보여주고 있다. 이론해석 계산에서 Bessel-Fourier 급수전개의 수렴성을 조사하여 수렴 속도가 느리다는 것을 확인하였고, 따라서 충분히 큰 급수전개항을 계산에서 사용하였다. Bessel-Fourier 급수전개항  $s$  는 500 값을 취하여 해가 충분히 수렴하도록 하였다. Rayleigh-Ritz 방법을 적용할 때, 공기중의 모드를 중첩시키는데  $m$  에 큰 값을 취하여 운동에너지와 포텐셜에너지를 나타내는 식(25), 식(34)과 식(35)의 행렬크기를 증가시키면 좀 더 정확한 값을 얻을 수 있지만 그럴 경우 계산시간이 증가하게 된다. Table 1 과 2 에서 보는 바와 같이 동위상 모드와 역위상 모드의 경우는 이론치 고유진동수와 유한요소 해석결과가 상당히 잘 일치하고 있음을 확인할 수 있었다. 그런데 역위상 모드 및 동위상 모드의 첫번째 모드는 유한요소해석 값보다 이론값이 크게 나타나는데 그 이유는 유한요소 해석에서는 유체인 물의 체적탄성계수(2.22 GPa)를 고려한 반면 이론전개에서는 비압축성으로 간주했기 때문이다. 또한 고유진동 모드 중에서  $n = 0$  이고  $m' = 0$  인 역위상 모드는 관찰할 수 없는데 그 이유는 물리적으로 이 모드가 유체질량의 보존에 위배되기 때문이다.

원판에 미치는 유체의 영향을 정량화하기 위하여 유체와 접하는 원판의 고유진동수를 이 모드에 해당되는 공기중 고유진동수로 나누어 정규화 고유진동수(normalized natural frequency)를 정의할 때, 정규화 고유진동수는 유체의 부가질량(added mass)의 영향으로 항상 1 과 0 사이의 값을 갖는다는 것은 잘 알려진 사실이다. 일반적으로 모드수가 증가하면 유체와 접하는 구조물에서 정규화 고유진동수는 증가하게 된다. Fig. 2 와 Fig. 3 에서 확인할 수 있듯이 동위상 모드의 고유진동수가 대응되는 역위상 모드의 고유진동수보다 항상 크게 나타난다. 모드수가 낮을수록 그리고 구조물간의 간격이 작을수록 동위상 모드와 이에 대응되는 역위상 모드의 고유진동수 차이가 커지고 있음을 알 수 있다. Fig. 2 와 Fig. 3 은 역위상 및 동위상 모드에 대하여 원판사이의 거리에 따른 고유진동수 변화를 각각 나타내고 있다. 원판사이의 거리가 멀어지면 유체의 양은 많아지나 원판사이의 연성효과는 감소하게 된다. 따라서 원판사이의 거리가 멀어질수록 유체의 총량에 영향을 받는 동위상 모드의 고유진동수는 유체의 부가질량이 커져서 고유진동수가 감소하지만, 유체의 연성효과에 영향을 받는 역위상

모드는 반대로 유체로 인한 연성이 떨어져 고유진동수가 증가하게 된다. Fig. 4 와 Fig. 5 는 원판의 경계조건에 따른 고유진동수의 변화를 동위상 및 역위상 모드에 대하여 각각 나타내고 있다. 동위상의 경우에는 단순지지경계조건이 고정단의 원판인 경우보다 정규화 고유진동수가 약간 작게 나타남을 알 수 있으나 역위상의 경우에는 모드에 따라 그 경향이 약간 달라지고 있음을 확인할 수 있었다.

#### 4.0 결론

물로 연성되고 단순지지된 두 개의 동일한 원판에 대한 고유진동수를 구하는 해석방법을 제시하였다. 그리고 유체와 연성된 이 구조물의 동적 특성을 고찰하였다. 이 방법을 타당성을 확인하기 위하여 원판의 경계조건이 고정된 경우에 대하여 고유진동수를 이론적으로 구하고 상용 컴퓨터 코드로 검증하였다. 그 결과, 모든 동위상 모드와 역위상 모드의 경우에 이론값의 고유진동수와 유한요소 해석결과로 얻은 고유진동수가 대체로 잘 일치하였다. 원판사이의 거리가 멀어지면 유체의 양은 많아지고 원판사이의 연성효과는 감소하게 되어 동위상 모드의 고유진동수는 고유진동수가 감소하지만, 역위상 모드는 반대로 고유진동수가 증가하게 됨을 확인하였다. 그리고 고정단 및 단순지지단의 경우 원판의 경계조건은 정규화 고유진동수에 크게 영향을 미치지 않고 있음을 확인하였다.

#### 참고문헌

1. Kwak, M. K. and Kim, K. C. 1991, "Axisymmetric vibration of circular plates in contact with fluid," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 146, pp.381-389.
2. Kwak, M. K., 1991, "Vibration of circular plates in contact with water," *Transaction of the ASME, Journal of Applied Mechanics*, Vol. 58, pp.480-483.
3. Kwak, M. K. and Han, S. B., 2000, "Effect of fluid depth on the hydroelastic vibration of free-edge circular plate," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 230, pp.171-185.
4. Amabili, M., 1996, "Effect of finite fluid depth on the hydroelastic vibrations of circular and annular plates," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 193, pp. 909-925.
5. Chiba, M., 1994, "Axisymmetric free hydroelastic vibration of a flexural bottom plate in a cylindrical tank supported on an elastic foundation," *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 169, pp.387-394.
6. Bauer, H. F., 1995, "Coupled frequencies of a liquid in a circular cylindrical container with elastic liquid surface cover," *Journal of Sound and Vibration*, Vol.

180, pp.689-704.

7. 정경훈 외 3 인. 2001, "갈린 유체로 연성된 두 원판의 고유진동 해석," 한국소음진동공학회 2001년도 춘계학술대회논문집, 213-219.
8. Sneddon, I. N., 1951, *Fourier Transforms*, New York; McGraw-Hill; p.82.

Table 1. Out-of-phase mode natural frequencies of circular plates coupled with bounded water with  $d = 40$  mm

n	Method	Natural frequency (Hz)			
		$m' = 0$	$m' = 1$	$m' = 2$	$m' = 3$
0	FEM	—	299.1	1229.0	2544.2
	Theory	—	349.0	1149.1	2506.6
1	FEM	85.5	628.0	1745.1	3457.7
	Theory	88.1	631.5	1680.9	3306.8
2	FEM	244.8	1054.5	2458.8	4463.1
	Theory	248.3	1060.7	2408.2	4345.8
3	FEM	486.2	1576.0	3266.3	5563.5
	Theory	490.4	1583.2	3227.8	5472.3
4	FEM	807.6	2184.4	4163.8	6756.8
	Theory	812.6	2193.2	4136.2	6687.2

Table 2. In-phase mode coupled natural frequencies of circular plates coupled with bounded water with  $d = 40$  mm

n	Method	Natural frequency (Hz)			
		$m' = 0$	$m' = 1$	$m' = 2$	$m' = 3$
0	FEM	78.1	498.9	1349.6	3089
	Theory	83.8	504.2	1352.0	3280
1	FEM	358	1088	2280	3980
	Theory	358	1101	2340	4133
2	FEM	602	1556	2990	4964
	Theory	605	1585	3094	5176
3	FEM	902	2093	3787	6003
	Theory	913	2150	3939	6317
4	FEM	1263	2703	4657	7484
	Theory	1285	2796	4876	7555

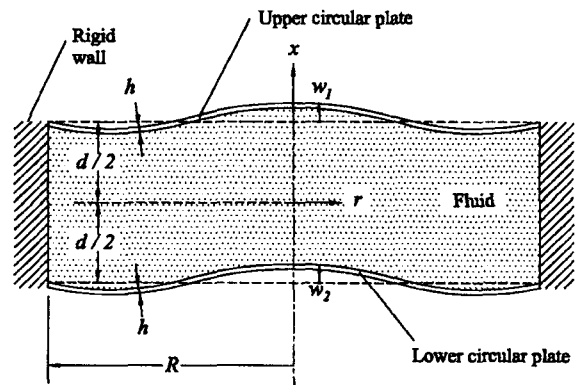


Fig 1. Simply supported two plates coupled with bounded fluid

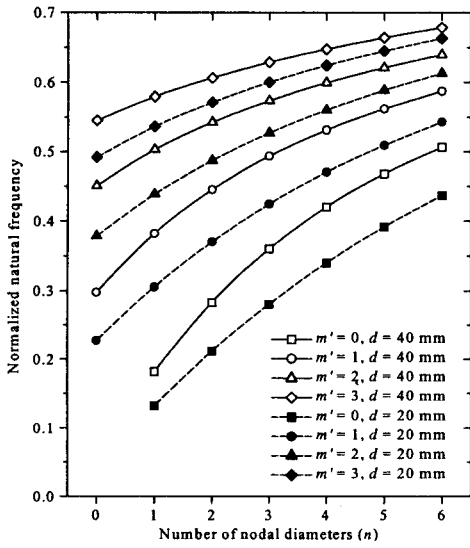


Fig. 2 Fluid gap effect on normalized natural frequency of out-of-phase mode

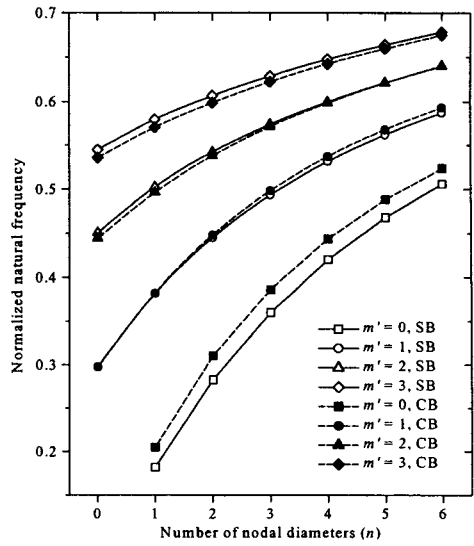


Fig. 4 Boundary condition effect on normalized natural frequency of out-of-phase mode

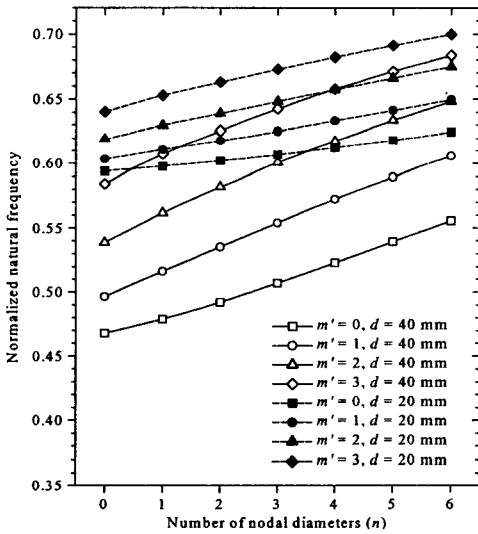


Fig. 3 Fluid gap effect on normalized natural frequency of in-phase mode

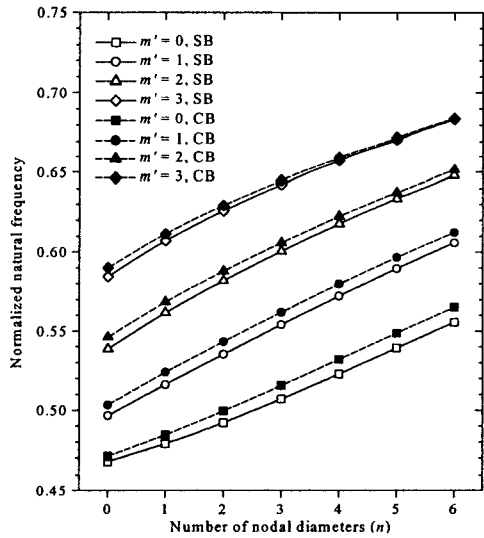


Fig. 5 Boundary condition effect on normalized natural frequency of in-phase mode

### 후 기

본 연구는 과학기술부 원자력연구개발사업의 일환으로 수행되었음.