

〈論 文〉

## 임의 경계조건을 가진 원통셀 구조의 유체영향계수 해석

An Analysis on the Fluid-Loading Coefficients of Cylindrical Shell Structure with Arbitrary End Conditions

전 재 진\* · 정 우 진\*

Jae Jin Jeon and Woo Jin Jung

〈1996년 2월 15일 접수 ; 1996년 5월 6일 심사완료〉

**Key Words :** Fluid-loading Coefficient(유체영향계수), Acoustic Radiation Impedance(음향방사임피던스), Mass Reactance(질량 리액턴스), Direct Modal Impedance(자기모드임피던스), Cross Modal Impedance(상호영향임피던스)

### ABSTRACT

The general approach using sine series expansions was represented to evaluate the radiation loading from a vibrating surface on a simply supported cylinder. In this paper, the fluid-loading coefficients (radiation impedance) for a submerged finite cylindrical shell with an arbitrary end condition are defined and evaluated. The vibrations of cylindrical shell are expressed by using cosine series expansions to analyze the radiation impedance for a finite cylindrical shell. It is possible to represent the displacements at both ends of cylindrical shell in comparison with sine series. The direct and cross modal components of fluid-loading coefficients are shown and the validity of cosine series expansions are verified from the results of numerical computations. This approach and results are directly applicable in the analysis of sound radiation from submerged finite cylindrical shell with arbitrary end conditions.

### 1. 서 론

수중에서 외압을 받는 구조물의 기본적인 해석 모델은 유체로 둘러싸인 원통셀이다. 수중 구조물 주위의 유체는 밀도가 공기에 비해 크기 때문에 수중 구조물의 진동 및 그로 인한 방사소음 특성 해석시 유체와 구조물간의 상호작용을 무시할 수 없다. 이에 따라 수중 구조물에서 음압복사등의 음향현상을 규명하기 위해 외부유체에 의한 유체영향계수(fluid-loading coefficient)를 정확히 해석하는 것이 매우 중요하다. 유체 영향계수는 음향방사임피던스(acous-

tic radiation impedance)라고도 한다. 수중 구조물에서의 유체 영향을 고려하는 방법에는 FEM/BEM을 이용하는 수치해석적인 방법과 이론적인 해석방법이 있다. 본 논문에서는 끝단 구속조건의 고려가 가능한 원통셀 구조에 대한 유체 영향계수를 이론적으로 구하고 성질을 검토하였다. 지금까지 발표된 결과들은 원통셀의 경계조건을 단순지지(simply-support)로 가정하고 원통셀의 반경 방향 변위를 sine 급수를 이용하여 해석한 것이다<sup>(1~4)</sup>. 이와 같은 해석 모델은 원통셀 양단에서 변위가 영이되므로 셀 양단에 반구나 판형의 끝막이 구조가 부착되는 다른 경계 조건을 가지는 경우에 대한 방사소음 및 진동을 해석할 때 적용할 수가 없다. 그러므로 원통셀 끝단의 구속형태에 따라 임의의 변위, 힘, 모멘트의

\*정회원, 국방과학연구소 수중 소음진동연구실

표현이 가능한 수학적 모델에 대한 유체 영향계수 해석이 필요하다. A. Harrai 등<sup>(5,6)</sup>이 cosine급수를 이용한 원통셀의 진동 및 음압복사를 해석한 결과를 발표하였지만 유체영향계수에 대한 언급은 이루어지지 않았으며, 이와 관련된 국내 연구는 미흡한 상태이다. 본 연구에서는 임의의 경계조건의 고려가 가능하도록 반경 방향 변위를 cosine 급수로 표현한 원통셀의 유체 영향계수를 유도하고 계산된 결과를 검토하였다. 그 결과 유체 영향계수의 레지스턴스와 리액턴스의 파수(wave number)에 따른 결과가 음향학적인 현상을 만족하였으며, 임의의 끝단의 경계 조건에 관계없이 유체영향계수로 활용 가능성을 확인하였다.

## 2. 이론적 배경

본 연구에서는 주위 음장에 양단의 영향이 없으며, 경계가 고정되지 않은 원통셀에 대한 유체 영향계수를 해석하기 위하여 Fig. 1과 같은 rigid baffle을 양단에 가진 원통형 주위에 유체가 있는 해석 모델을 이용하였고, 반경 방향의 변위  $w$ 를 다음과 같이 푸리에 급수로 가정하였다.

$$w(x, \theta) = \sum_{n=0}^{\infty} W_n(x) \cos(n\theta)$$

$$W_n(x) = \sum_{m=0}^{\infty} W_{mn} \cos\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \quad (1)$$

여기서  $n$ 은 원주방향 모드 수이며,  $m$ 은 길이 방향 모드 수,  $L$ 은 원통셀의 길이를 나타낸다.

원통셀 주위의 유체 음압은 Helmholtz 방정식을 이용하여 구할 수 있다.

$$\nabla^2 p + k^2 p = 0 \quad (2)$$

여기서  $k$ 는 유체 내의 파수이다. 식 (2)에서 시간에 대한 음압  $p$ 의 변화량을  $e^{i\omega t}$ 이라고 하고,  $p$ 에 대한 푸리에 변환(Fourier transform)을 하면,

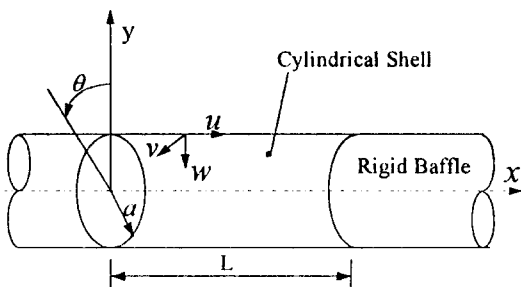


Fig. 1 Coordinates of a baffled cylindrical shell in fluid

$$\bar{p}(r, \theta, \alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n H_n^{(2)}(\mu r) \cos(n\theta) \quad (4)$$

여기서  $H_n^{(2)}(\mu r)$ 은 제 2종 Hankel 함수이며,  $\mu = \sqrt{(k^2 - \alpha^2)}$ 이다. 계수  $A_n$ 은 원통셀과 유체가 접하는 경계면  $r=a$ 에서 방사조건(radiation condition)을 적용하면 식 (6)과 같이 쉽게 구할 수 있다.

$$\frac{\partial \bar{p}}{\partial r} \Big|_{r=a} = -i\rho\omega \frac{\partial \bar{w}}{\partial t} \quad (5)$$

$$A_n = \frac{\rho\omega^2 \bar{W}_n(a)}{\mu H_n^{(2)'}(\mu a)} \quad (6)$$

식 (6)의  $\bar{W}_n(a)$ 는 식 (1)을 푸리에 변환한 반경방향의 변위이며,  $H_n^{(2)'}(\mu a)$ 는 Hankel함수의 인자(argument)에 대한 미분이다.

식 (4), (6)을 이용하여 음압  $p$ 는 역푸리에변환(inverse Fourier transform)으로 쉽게 얻을 수 있다.

$$p(r, \theta, x) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{p}(r, \theta, \alpha) e^{-i\alpha x} d\alpha$$

$$= \frac{\rho\omega^2}{2\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \int_{-\infty}^{\infty} \bar{W}_n(a) \frac{H_n^{(2)}(\mu r)}{\mu H_n^{(2)'}(\mu a)} e^{-\alpha x} d\alpha \right] \cos(n\theta) \quad (7)$$

식 (7)에 식 (1)을 대입하여 풀면 다음과 같이 표현된다.

$$p(r, \theta, x) = \frac{-i\rho\omega}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{mn} \left[ \int_0^{\infty} \Psi_m(x, a) \frac{H_n^{(2)}(\mu r)}{\mu H_n^{(2)'}(\mu a)} d\alpha \right] \cos(n\theta) \quad (8)$$

$$\Psi_m(x, a) = \frac{\alpha}{\alpha^2 - \left(\frac{m\pi}{L}\right)^2} \left[ (-1)^m \sin(\alpha(L-x)) + \sin(\alpha x) \right] \quad (9)$$

여기서  $\Omega_{mn} = i\omega W_{mn}$ 으로 원통셀의 반경방향 속도이다.

윗 식 (8)에서 Hankel함수의 인자  $\mu$ 값이  $\alpha$ 값에 따라 실수에서 허수로 변화하므로 두개의 적분구간으로 나누어 적분할 수 있어 다음 식 (10)과 같이 정리된다.  $\mu$ 의 값이  $k < \alpha < \infty$ 에서 허수가 되며 이때 Hankel 함수는 수정 Bessel 함수  $K_n$ 으로 표현할 수 있다<sup>(7)</sup>.

$$p(r, \theta, x) = \frac{-i\rho\omega}{\pi} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \Omega_{mn} \left[ \int_0^k \Psi_m(x, a) \frac{H_n^{(2)}(\mu r)}{\mu H_n^{(2)'}(\mu a)} d\alpha \right. \\ \left. + \int_k^{\infty} \Psi_m(x, a) \frac{K_n(\mu^* r)}{\mu^* K_n'(\mu^* a)} d\alpha \right] \times \cos(n\theta) \quad (10)$$

여기서  $\mu^* = \sqrt{a^2 - k^2}$ 이다.

식 (10)을  $r=a$ 에서 원주방향 모드에 대한 식으로 표현하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} p(r, \theta, x) &= \sum_{n=0}^{\infty} P_n(r, x) \cos(n\theta) \Big|_{r=a} \\ &= \sum_{n=0}^{\infty} \left[ \sum_{m=0}^{\infty} T_{mn}(a, x) \Omega_{mn} \right] \cos(n\theta) \end{aligned} \quad (11)$$

여기서  $T_{mn}$ 은 음향전달(acoustic transmissibility)이다. 윗 식 (11)에서  $n$ 차 원주방향 모드의 음압은 식 (5)와 같이 변위와의 관계식이 성립하기 위해서는 원통셀의 진동면에서의 음압을 식 (1)과 같이 cosine 급수로 표현이 가능하다.

$$P_n(a, x) = \sum_{s=0}^{\infty} P_{sn} \cos\left(\frac{s\pi x}{L}\right) \quad (12)$$

식 (11)과 (12)로부터 원주 방향  $n$ 차, 길이 방향  $s$ 차 모드의 음압 성분  $P_{sn}$ 을 구하면,

$$P_{sn} = \frac{2}{\varepsilon_s L} \sum_{m=0}^{\infty} \left[ \int_0^L T_{mn}(a, x) \cos\left(\frac{s\pi x}{L}\right) dx \right] \Omega_{mn} \quad (13)$$

여기서  $s=0$ 일 때  $\varepsilon_s=2$ , 그 외의 값에서는  $\varepsilon_s=1$ 이다. 식 (13)의  $\Omega_{mn}$ 은 속도를 나타내므로 식 (13)은 임피던스와 속도의 곱으로 표현할 수 있으며,

$$P_{sn} = \sum_{m=0}^{\infty} Z_{smn} \Omega_{mn} \quad (14)$$

이 때  $Z_{smn}$ 을 원통면이 속도  $\Omega_{mn}$ 로 유체 내에서 진동할 때 셀 표면에서의 음향 방사 임피던스(acoustic radiation impedance)로 유체영향계수(fluid loading coefficient)라 한다.

### 3. 유체영향계수

식 (14)의 표면 방사 임피던스(surface radiation impedance)인 유체영향계수는 복소수로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$Z_{smn} = \rho c (R_{smn} + ikaM_{smn}) \quad (15)$$

식 (15)의  $R_{smn}$ 은 정규화된 레지스턴스(normalized resistance)이며,  $M_{smn}$ 은 정규화된 질량리액턴스(normalized mass reactance)이며,  $s$ 와  $m$ 은 길이 방향모드,  $n$ 은 원주방향모드를 의미한다. 식 (10), (11), (13)으로부터 레지스턴스와 질량 리액턴스를 구하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} R_{smn} &= \left(\frac{1}{\varepsilon_s}\right) \left(\frac{4ka}{\pi^2}\right) \left(\frac{a}{L}\right) \int_0^{\xi} \frac{\Phi_{sm}(\xi)}{\eta^2 |H_n^{(2)'}(\eta)|^2} d\xi \\ M_{smn} &= \left(\frac{1}{\varepsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \left(\frac{a}{L}\right) \left[ \int_0^{\xi} \Phi_{sm}(\xi) \frac{J_n(\eta)J_n'(\eta) + Y_n(\eta)Y_n'(\eta)}{\eta |H_n^{(2)'}(\eta)|^2} \right. \\ &\quad \left. + \int_{\xi}^{\infty} \Phi_{sm}(\xi) \frac{K_n(\eta^*)}{\eta^* K_n'(\eta^*)} d\xi \right] \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{sm}(\xi) &= \frac{\xi^2}{(\xi^2 - k_s^2)(\xi^2 - k_m^2)} [1 + (-1)^{s+m}] \\ &\quad \left[ 1 - (-1)^m \cos\left(\frac{L\xi}{a}\right) \right] \end{aligned}$$

$$k_s = \frac{s\pi a}{L}, \quad k_m = \frac{m\pi a}{L}$$

여기서  $\eta = \mu a$ ,  $\eta^* = \mu^* a$ ,  $\zeta = ka$ 이며,  $\xi = aa$ 로 무차원 파수(nondimensional wave number)를 나타내는 변수들이다.

식 (16)과 참고문헌 (1)의 sine급수를 이용한 유체 영향계수를 비교하면,  $\Phi_{sm}(\xi)$ 의 분자항을 보면 sine급수의 경우 원통셀의 길이 방향 파수(wave number of longitudinal direction)의 곱인  $k_s k_m$ 으로 주어지나, cosine을 이용한 식 (16)에서는 외부 유체내의 파수의 곱으로 주어진다. 이는 cosine급수를 이용한 경우 적분값의 수렴속도가 sine급수를 이용한 경우보다 늦다는 것을 의미한다. 식 (16)에서 보는 바와같이  $m+s$ 가 짝수의 경우에만 유체영향계수가 존재함을 알 수 있으며,  $Z_{smn} = Z_{msn}$ 의 상반관계(reciprocity relation)가 존재함을 알 수 있다.

### 4. 수치 계산

식 (16)의 적분구간이 무한대까지이므로 실제로 무한대까지 수치적분하기란 불가능하므로 다음과 같은 매개변수를 이용하면 쉽게 수치적으로 적분할 수 있다<sup>(1)</sup>.

$$\xi = \begin{cases} \zeta \sin \beta & 0 \leq \xi \leq \zeta \\ (\zeta^2 + \lambda^2 \sin^2 \beta)^{1/2} & \zeta \leq \xi \leq (\zeta^2 + \lambda^2)^{1/2} \\ (\zeta^2 + \lambda^2 \sec^2 \beta)^{1/2} & (\zeta^2 + \lambda^2)^{1/2} \leq \xi \leq \infty \end{cases} \quad (17)$$

여기서  $0 \leq \beta \leq \pi/2$ 이며,  $\lambda$ 를 scale parameter라고 한다.

식 (17)을 식 (16)에 대입하면 다음과 같이 무한대 적분을 유한 적분으로 변환할 수 있다.

$$\begin{aligned} R_{smn} &= \left(\frac{a}{L}\right) \int_0^{\pi/2} G_{smn}^1(\beta; \zeta) d\beta \\ M_{smn} &= \left(\frac{a}{L}\right) \int_0^{\pi/2} \left( \sum_{i=2}^4 G_{smn}^i(\beta; \zeta) \right) d\beta \end{aligned} \quad (18)$$

여기서  $G_{smn}^i(\beta; \zeta)$ 은 integrand로 각각 다음과 같다.

$$G_{smn}^1(\beta; \zeta) = \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{4}{\pi^2}\right) \frac{\Phi_{sm}(\zeta \sin \beta)}{\cos \beta |H_n^{(2)'}(\zeta \cos \beta)|^2} \quad (19)$$

$$G_{smn}^2(\beta; \zeta) = \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \Phi_{sm}(\zeta \sin \beta) \times \frac{J_n(k)J_n'(k) + Y_n(k)Y_n'(k)}{|H_n^{(2)'}(\zeta \cos \beta)|^2} \quad (20)$$

$$G_{smn}^3(\beta; \zeta) = \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \Phi_{sm}([\zeta^2 + \lambda^2 \sin^2 \beta]^{1/2}) \times \frac{K_n(\lambda \sin \beta) \lambda \cos \beta}{(\zeta^2 + \lambda^2 \sin^2 \beta)^{1/2} K_n'(\lambda \sin \beta)} \quad (21)$$

$$G_{smn}^4(\beta; \zeta) = \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \Phi_{sm}([\zeta^2 + \lambda^2 \sec^2 \beta]^{1/2}) \times \frac{K_n(\lambda \sec \beta) \lambda \sec \beta \tan \beta}{(\zeta^2 + \lambda^2 \sec^2 \beta)^{1/2} K_n'(\lambda \sec \beta)} \quad (22)$$

단 식 (20)에서  $k = \lambda \cos \beta$ 이다.

식 (19), (20), (21), (22)와 식 (18)을 4차 Runge-Kutta 방법을 이용하여 적분을 수행하여 레지스턴스와 질량리액턴스를 각각 구하였다. 적분을 하기 위하여 필요한 초기값은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} G_{smn}^1(0; 0) &= G_{smn}^2(0; 0) = G_{smn}^3(0; 0) \\ &= G_{smn}^4(0; 0) = 0 \\ G_{smn}^1(0; \zeta) &= G_{smn}^2(0; \zeta) = G_{smn}^3(0; \zeta) \\ &= G_{smn}^4(0; 0) = 0 \\ G_{smn}^1(\beta; 0) &= G_{smn}^2(\beta; 0) = 0 \\ G_{smn}^3(\beta; 0) &= \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \Phi_{smn}(\lambda \sin \beta) \\ &\quad \times \frac{K_n(\lambda \sin \beta) \cos \beta}{\sin \beta K_n'(\lambda \sin \beta)} \quad (23) \\ G_{smn}^4(\beta; 0) &= \left(\frac{1}{\epsilon_s}\right) \left(\frac{-2}{\pi}\right) \Phi_{smn}(\lambda \sec \beta) \\ &\quad \times \frac{K_n(\lambda \sec \beta) \tan \beta}{K_n'(\lambda \sec \beta)} \end{aligned}$$

$\lambda$ 값과 적분간격에 따라 적분값의 안정도(stability)가 결정되며, 본 연구의 수치계산에서는 scale parameter  $\lambda=3$ , 적분 step을 200등분하여 적분하였다.  $\beta = \pi/2$ 에서 불능이 발생하므로 적분을  $\beta=0$ 에서  $\beta = \pi/2 - 10^{-8}$ 까지 수행하였다.

### 5. 결과 및 토의

Fig. 2는 반경대 길이의 비가 0.25인 원통셀이 진동할 경우, 표면의 유체 영향계수인 표면 임피던스  $Z_{smn}$ 의 원주방향모드  $n=0$ 일 때 길이방향 모드  $s=m$ 인 자기모드 임피던스(direct modal impedance)를

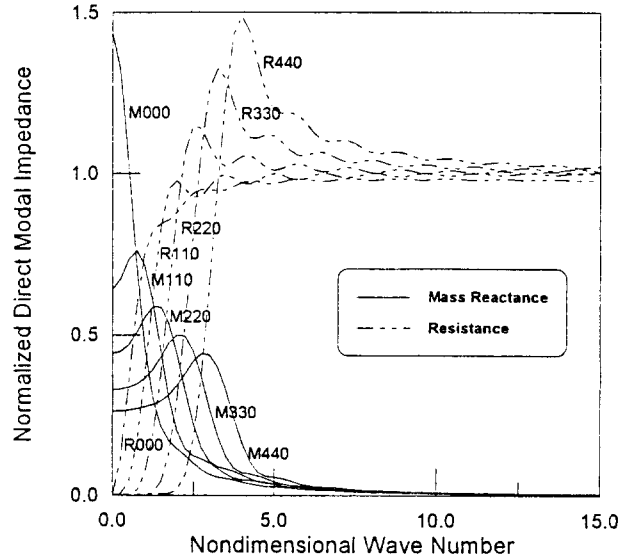


Fig. 2 Direct modal components of fluid loading coefficients for a cylindrical shell with  $a/L=0.25$  and  $n=0$

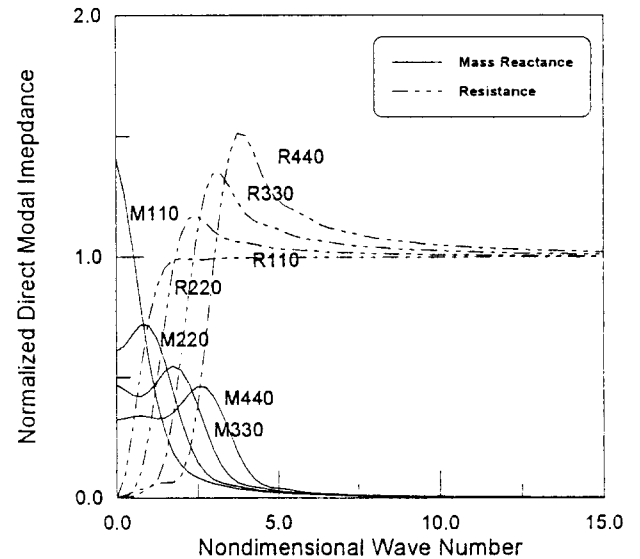


Fig. 3 Direct modal components of fluid loading coefficients for a simply supported cylindrical shell with  $a/L=0.25$  and  $n=0$

계산한 결과이다. 이 그림에서 정규화된 레지스턴스 값이 주파수가 증가하면서 1로 접근하는 음향학적 현상과 잘 일치하고 있어, 본 연구의 cosine 급수를 이용한 경우도 타당한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있다. Fig. 3은 참고문헌 (1)~(3)에서 제시하고 있는 양단이 단순지지인 원통셀의 유체 영향계수를 Fig. 2와 같은 반경 대 길이비에 대하여 계산한 결과

이다. Fig. 2와 Fig. 3을 보면 무차원파수가 증가하면서 유체 영향 계수는 레지스턴스 항만이 기여함을 볼 수 있으며, 이는 고주파수에서는 유체가 질량효과로 셀의 진동에 영향을 미치기보다는 음압 복사(輻射)에 영향을 미친다는 사실을 잘 알 수 있고, 방사질량(radiation mass)인 질량 리액턴스는 고유진동수의 변화에만 영향을 준다는 사실을 알 수 있다. Fig. 4는 반경의 길이의 0.5배에 해당하는 경우,  $n=0$ 에서

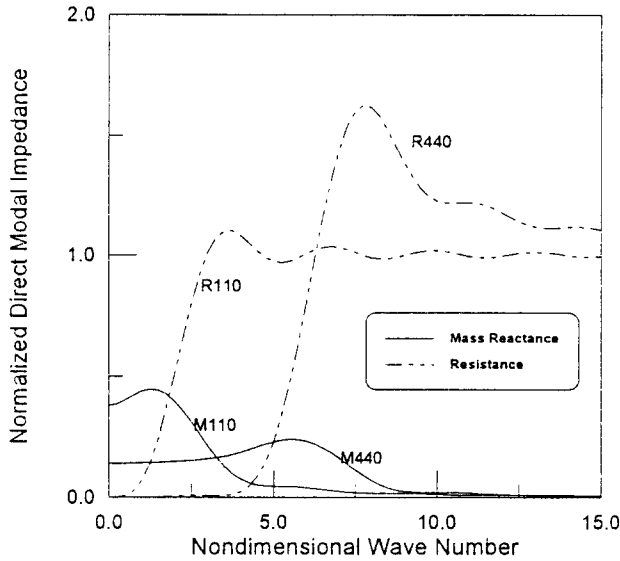


Fig. 4 Direct modal components of fluid loading coefficients for a cylindrical shell with  $a/L=0.5$  and  $n=0$

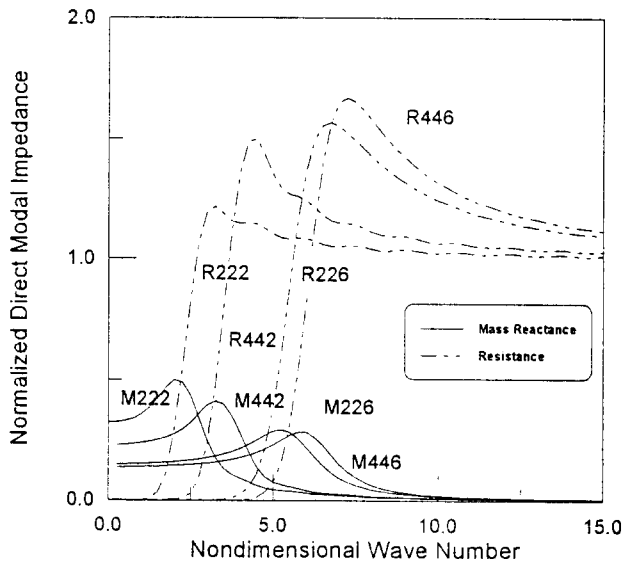


Fig. 6 Directly induced fluid loading for structural mode numbers( $m, n$ ) with  $a/L=0.25$

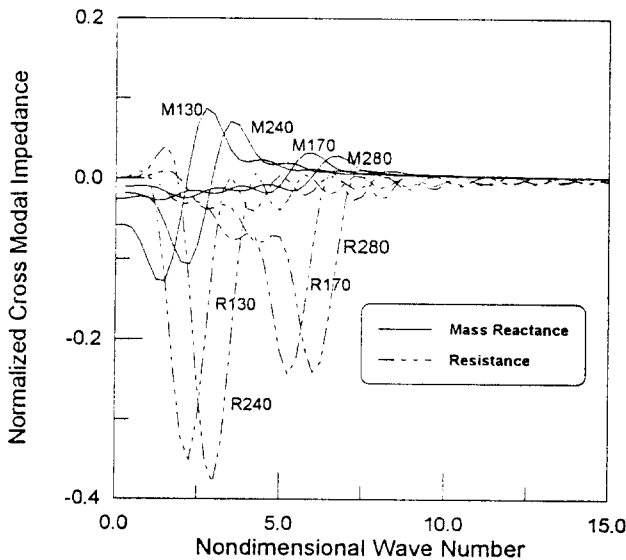


Fig. 5 Cross modal components of fluid loading coefficients for a cylindrical shell with  $a/L=0.25$  and  $n=0$

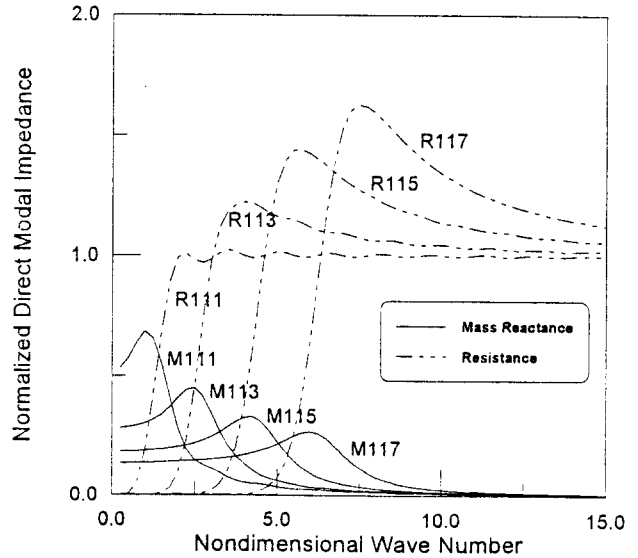


Fig. 7 Direct modal fluid loading coefficients for a variation of the circumferential mode number with  $a/L=0.25$

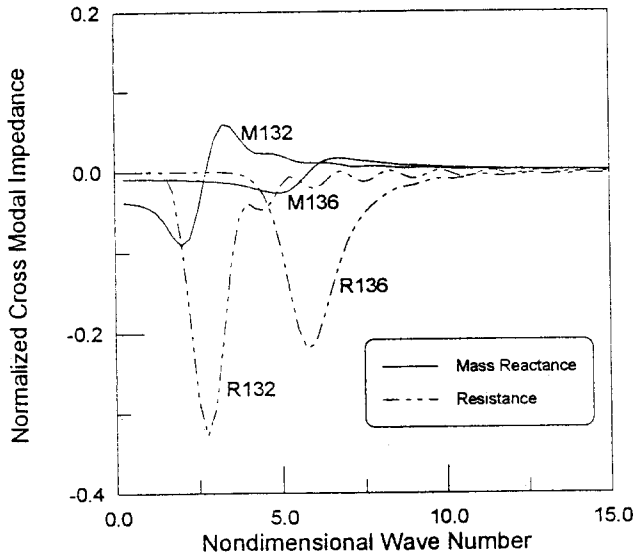


Fig. 8 Indirectly induced fluid loading  $s=1$ ,  $m=3$  for the circumferential mode number  $n$  with  $a/L=0.25$

격히 감소하고 있어 원통형 물수체의 음압복사 해석에 있어 cross 모드는 중요하지 않음을 알 수 있으며, 또한 모드간의 간격이 멀어지면 상호영향 (mutual influence)이 감소하는 경향을 보여 주고 있어 음압 복사는 자기모드에 지배를 받는다. Fig. 6은 원통셀의 진동 모드 ( $m$ ,  $n$ )의 변화에 따른 자기모드 유체영향계수의 변화를 보여주고 있으며, Fig. 7은 길이방향모드  $s=m=1$ 에 대하여 원주방향 모드  $n$ 의 변화에 따른 유체영향계수를 보여주고 있다.  $n$ 이 점차 증가하면서 레지스턴스의 최고치가 점차 증가함을 보여주고 있으며, 이는 Fig. 2, 3, 4, 6에서 보여주듯이 고차모드로 갈수록 유체영향계수의 레지스턴스가 증가하며, 주파수가 증가하면서 방사효율 (radiation efficiency)이 증가하는 음향적인 특성과 잘 일치하고 있다. Fig. 8은 cross 모드의 원주방향 모드( $n$ ) 변화에 따른 유체영향계수를 계산한 결과로  $n$ 이 증가하면서 상호임피던스는 감소함을 보여주며 상호임피던스 최고치의 위치가 고주파수 대역으로 이동함을 보여주고 있어 진동 모드 ( $m$ ,  $n$ )이 고차모드로 가면서 음압복사에 있어 자기모드에 지배적인 영향을 받음을 알 수 있다.

## 6. 결론

유한길이의 원통셀이 유체내에 존재할 때 유체의 영향은 셀의 진동 모드에 대한 표면 임피던스인 유

체 영향계수  $Z_{smn}$ 으로 표현할 수 있으며, 또한 길이 방향 모드들 간의 연성(coupling)은 cross모드로 존재하지만, 원주방향에 있어서는 원통셀이기 때문에 연속적인 close loop로 형성되어 원주방향모드는 서로 직교성을 유지하여 원주방향 모드끼리의 음향학적인 연성은 존재하지 않는다. 본 논문에서는 원통셀 끝단에 임의의 경계조건이 존재할 때 음압복사의 해석을 위해 반경 방향 변위를 cosine 급수를 이용하여 표현하였을 때의 유체영향계수를 유도, 해석하고 양단 단순지지의 원통셀의 유체영향계수와 비교하였으며 모두 음향학적인 현상을 잘 표현하고 있음을 확인하였다. 임의의 경계조건을 가진 원통셀의 경우  $n=0$ 의 breathing mode의 기여를 가지게 되므로 sine 급수를 이용한 단순지지의 경우와 달리 레지스턴스가 피스톤의 방사임피던스 (radiation impedance)와 같이 진동하면서 수렴하지만, 고주파수로 가면서  $\rho c$ 의 값을 가지는 음향학적인 특성을 잘 표현하고 있어 임의의 끝단 경계 조건을 가진 원통셀에 대한 음압복사 현상을 해석하는데 끝단의 변위에 대한 표현이 가능한 cosine급수를 이용하는 것이 매우 타당하다. 또한 반경 방향 변위를 sine급수로 표현하는 경우 계수가 어떠한 값을 가지더라도 양끝단에서 항상 변위가 0의 값을 가지므로 다른 경계조건의 표현이 불가능하다. 그러므로 본 연구에서 유도된 유체 영향계수  $Z_{smn}$ 은 유한 길이의 원통셀이 물과 같은 밀도가 높은 유체내에 있을 때 음향해석에 용이하게 이용될 수 있다.

## 참고 문헌

- (1) Sandman, B. E., 1976, "Numerical Fluid Loading Coefficients for the Modal Velocities of a Cylindrical Shell", Computers & Structures, Vol. 6, pp. 467~473.
- (2) Stepanishen, P. R., 1978, "Radiated Power and Radiation Loading of Cylindrical Surfaces with Nonuniform Velocity Distribution", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 63, No. 2, pp. 328~338.
- (3) Stepanishen, P. R., 1982, "Modal Coupling in the Vibration of Fluid Loaded Cylindrical Shells", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 71, No. 4, pp. 813~823.
- (4) Laulagnet, B. and Guyader, J. L., 1989, "Modal Analysis of a Shell's Acoustic Radiation in Light and Heavy Fluid", J. Sound and Vibration, Vol. 131, No. 3, pp. 397~415.

- (5) Harrai, A. and Sandman, B.E., 1990, "Radiation and Vibrational Properties of Submerged Stiffened Cylindrical Shells", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 88, No. 2, pp. 1817~1830.
- (6) Harrai, A., Sandman, B. E. and Zaldonis, J. A., 1994, "Analytical and Experimental Determination of the Vibration and Pressure Radiation from a Submerged, Stiffened Cylindrical Shell with Two End Plates", J. Acoust. Soc. Am., Vol. 95, No. 6, pp. 3360~3368.
- (7) Junger, M. C. and Feit, D., 1993, Sound, Structure and Their Interaction, Acoustical Society of America, Chap. 6.8.