

〈論 文〉

조화분포이동하중을 받는 무한보에서의 음향방사

Sound Radiation From Infinite Beams Under the Action of Harmonic Moving Line Forces

김병삼* · 이태근** · 홍동표***

Byoung-Sam Kim, Tae-Keun Lee and Dong-Pyo Hong

〈1993년 1월 16일 접수 ; 1993년 8월 16일 심사완료〉

ABSTRACT

The problem of sound radiation from infinite elastic beams under the action on harmonic moving line forces is studied. The reaction due to fluid loading on the vibratory response of the beam is taken into account. The beam is assumed to occupy the plane $z=0$ and to be axially infinite. The beam material and elastic foundation are assumed to be lossless and Bernoulli-Euler beam theory including a tension force (T), damping coefficient (C) and stiffness of foundation (k_s) will be employed. The non-dimensional sound power is derived through integration of the surface intensity distribution over the entire beam. The expression for sound power is integrated numerically and the results examined as a function of Mach number (M), wavenumber ratio (γ) and stiffness factor (Ψ). Here, our purpose is to explain the response of sound power over a number of non-dimensional parameters describing tension, stiffness, damping and foundation stiffness.

기 호 설 명

C : 기초 감쇠 계수
 C_o : 음향 매질의 음속
 C_L : 보의 종방향 파동 속도
 D : 보의 굽힘 강성
 F_o : 입력 하중 진폭
 K_o : 음향 파수 ($=\omega/C_o$)
 K_b : 굽힘 파수
 k_s : 기초 강성 계수
 L : 분포하중의 길이
 M : 마하수
 $P(x)$: 표면 압력

$p(x, z=0, t)$: 보 표면에서의 압력
 T : 보에 작용하는 축 장력
 T_1 : 축인장 계수
 $u(x, t)$: 보의 횡변위
 V : 분포하중의 이동속도
 $V_s^*(x)$: 공액 표면 속도
 Z_a : 음향 임피던스
 Z_b : 보의 임피던스
 α_o : 유체하중계수
 β : 무차원 기초 감쇠 계수
 $\delta(x)$: Dirac delta 함수
 ρ_o : 음향 매질의 질량밀도
 $\rho_s A$: 보의 단위 길이당 질량
 γ : 파수 비
 ω : 구동 주파수
 Ψ : 무차원 기초 강성 계수

*정회원, 전북대학교 대학원 정밀기계공학과

**전북대학교 대학원 정밀기계공학과

***정회원, 전북대학교 공과대학 정밀기계공학과

1. 서 론

구조물의 진동에 의해 발생하는 음향방사에 관한 연구가 최근 활발히 이루어지고 있다. 대기나 수중에서 구조물의 진동에 의해 발생하는 음향방사에 관한 연구는 기계적인 시스템의 해석과 설계의 응용되고 있으며, 상대적인 음향파워의 수치계산으로 가진되어지는 구조물의 음향방사 정도를 예측할 수 있게 되었다.

가진되는 구조물의 음향방사에 관한 연구로 M. I. Mogilevskii⁽¹⁾는 지지 기반을 고려하지 않은 무한 판에 일정한 속도의 조화집중이 가진될 때의 음향방사에 대하여 연구하였고, R. F. Keltie와 H. Peng⁽²⁻⁵⁾은 구조감쇠가 있는 무한보에 조화 집중 하중과 분포 하중 등이 작용할 때 하중길이의 기초강성, 하중의 이동속도의 영향에 대하여 연구하였으며, L. Fryba⁽⁶⁾는 이동랜덤하중에 대한 보의 비정상적인 응답중 보의 감쇠에 대한 영향과 보에 작용하는 하중의 이동속도에 대한 영향에 대하여 연구하였으며, J. E. Manning와 G. Maidanik⁽⁷⁾은 원형 셀의 방사특성에 대하여 연구하였다.

본 연구에서는 기초강성, 기초감쇠, 인장력 등을 고려하여 무한보에 조화적으로 이동하는 분포하중이 작용할 때, 무한보에서 방사하는 상대적인 음향파워를 파수영역에서 해석하고자 하였다. 본 연구에 고려된 음향매질은 가벼운 유체와 무거운 유체로 분리하여 고려하였고, 보의 전 범위에 대한 표면음향세기를 적분하여 조화분포이동하중을 받는 무한보에서 방사된 음향파워를 구하고, 무차원화하여 무차원 인자들의 변화가 음향파워 응답에 미치는 효과를 구하고자 하였다.

2. 음향 파워 이론식

Fig. 1에서 보는 것처럼 분포 이동하중에 의해 가진되는 보에서 방사하는 음향파워를 예측하고자 한다. 보의 표면을 $z=0$ 으로 놓고 보의 길이방향이 무한하며, 조화적으로 진동하는 분포이동하중에 의해 보가 가진된다고 가정한다.

$z>0$ 공간에 음향매질이 존재한다. 또한, Fig. 1에서 기초위에 스프링과 감쇠를 갖고 장력을 받는 무한 길이의 보로 고려한다. 이 무한 탄성보에 대한 운동 방정식은

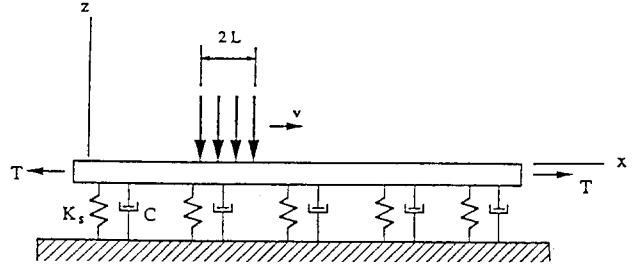


Fig. 1 Beam on the elastic foundation with harmonic moving line force.

$$D \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} + \rho_s A \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + C \frac{\partial u}{\partial t} + k_s U = -f(x, t) - p(x, z=0, t) \quad (1)$$

식 (1)에서 분포 이동하중 $f(x, t)$ 는

$$f(x, t) = \frac{F_0}{2L} [u_n(x - Vt - L) - u_n(x - Vt + L)] e^{j\omega t}$$

여기서, u_n 은 단위계단함수이다.

진동하는 보에 의해 음향매질에서 발생하는 압력 분포를 $p(x, z, t)$ 로 표시하면 다음과 같이 이차원 공간상에서의 음파 방정식을 만족한다.

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] p(x, z, t) = 0 \quad (2)$$

여기서, c_0 는 음향매질에서의 음속으로 음압은 선형 방정식을 만족할 정도로 충분히 작으며 $z>0$ 인 공간에 음원은 존재하지 않는것으로 가정한다. $z=0$ 인 보의 표면에서는 보의 운동과 매개체의 운동이 같아야 하므로 경계조건은 다음과 같다.

$$\rho_0 \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = - \frac{\partial p}{\partial z} \Big|_{z=0} \quad (3)$$

여기서 ρ_0 는 음향매질의 질량밀도이다. 일차원 또는 이차원 표면에서의 공간좌표의 후리에 변환(Fourier transform)을 이용하여 파수영역에서 운동 방정식을 해석하고 또한, 음향파워를 구할 수 있는데 공간좌표의 후리에 변환을 다음과 같이 정의하면

$$FT(f(x)) = \int_{-\infty}^{+\infty} f(x) e^{j\xi x} dx \quad (4)$$

여기서, ξ 는 공간 좌표의 파수변수이다. 식 (4)를 적용하여 파수영역에서의 힘 함수를 구하면

$$\tilde{F}(\xi, t) = \frac{F_0}{2L} \int_{-\infty}^{+\infty} [u(x - Vt - L) - u(x - Vt + L)] [e^{j\omega t} e^{j\xi x}] dx$$

$$= F_o \frac{\sin(\xi L)}{\xi L} e^{j(\omega + v\xi)t}$$

$$= F(\xi) e^{j(\omega + v\xi)t}$$

여기서, $e^{j(\omega + v\xi)t}$ 는 파수 영역에서의 변위 $\tilde{U}(\xi, t)$ 와 음압 $\tilde{P}(\xi, z, t)$ 양쪽이 공통인자로서 포함한다는 것을 나타낸다. 따라서,

$$\tilde{U}(\xi, t) = U(\xi) e^{j(\omega + v\xi)t}$$

$$\tilde{P}(\xi, z, t) = P(\xi, z) e^{j(\omega + v\xi)t}$$

이다. 식 (2)를 후리에 변환하여 음압을 구하면

$$\int_{-\infty}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{C_o^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) P(x, z) \cdot (e^{j\omega t} e^{j\xi x}) \right] dx = 0$$

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left(\frac{(\omega + V\xi)^2}{C_o^2} - \xi^2 \right) \right] P(\xi, z) = 0$$

여기서, $M (= V/C_o)$ 은 마하수이고 $K_o (= \omega/C_o)$ 를 음향파수로 정의하면

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial z^2} + ((K_o + M\xi)^2 - \xi^2) \right] P(\xi, z) = 0$$

그러므로, 음압 $P(\xi, z)$ 는

$$P(\xi, z) = P(\xi, z=0) e^{-jK_z z}$$

$$K_z = \begin{cases} -j\sqrt{\xi^2 - (K_o + M\xi)^2} & : \xi^2 > (K_o + M\xi)^2 \\ \sqrt{(K_o + M\xi)^2 - \xi^2} & : \xi^2 < (K_o + M\xi)^2 \end{cases}$$

경계조건 식 (3)을 후리에 변환하고 파수영역에서의 음압 $P(\xi)$ 를 구하면

$$-\rho_o(\omega + V\xi)^2 U(\xi) = jK_z P(\xi, z=0)$$

$$P(\xi, z=0) = \frac{j\rho_o(\omega + V\xi)^2}{K_z} U(\xi)$$

로 표시되고, 음파 방정식과 경계조건을 대입하면 윗 식은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$P(\xi, z=0) = Z_a U(\xi) \quad (5)$$

식 (1)을 후리에 변환한 후 식 (5)를 대입하면

$$U(\xi) = \frac{\tilde{F}(\xi, t)}{Z_b + Z_a}$$

여기서, Z_b 는 보임 임피던스 Z_a 는 음향 임피던스로서 다음과 같이 표시된다.

$$Z_b = [D\xi^4 - \rho_s A (\xi V + \omega)^2 + T\xi^2 + k_s] + j[(\xi v + \omega) C]$$

$$Z_a = \frac{j\rho_o(\xi V + \omega)^2}{\sqrt{(K_o + M\xi)^2 - \xi^2}}$$

여기서, K_o 는 음향 파수(ω/C_o)로 $(K_o + M\xi)^2 - \xi^2 \geq 0$ 일때는 관성 또는 질량으로 작용하고, $(K_o + M\xi)^2 - \xi^2 < 0$ 일때는 감쇠로 작용한다⁽⁸⁾.

전체적인 음향 파워를 구하기 위해, 표면 음향세기 분포가 보의 무한 길이에 대해 적분되어야 한다. 정의에 의해 표면 음향세기 분포 $I(x)$ 는

$$I(x) = \frac{1}{2} Re\{P(x) V_s^*(x)\} \quad (6)$$

여기서, $P(x)$ 는 표면 음압이고 $V_s^*(x)$ 는 공액 표면속도이다. 따라서 단위폭당 발생하는 음향파워를 계산하면

$$W = \frac{1}{2} Re \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P(x) V_s^*(x) dx \right]$$

$$= \frac{1}{2} Re \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi_1) e^{-j\xi_1 x} d\xi_1 \right] \cdot \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} V_s^*(\xi_2) e^{j\xi_2 x} d\xi_2 \right] dx \right]$$

$$= \frac{1}{4\pi} Re \left[\int_{-\infty}^{+\infty} \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi_1) d\xi_1 \right] \cdot \left[\int_{-\infty}^{+\infty} V_s^*(\xi_2) d\xi_2 \right] \cdot \left[\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j(\xi_1 - \xi_2)x} dx \right] \right]$$

이때 $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-j(\xi_1 - \xi_2)x} dx = \delta(\xi_1 - \xi_2)$ 이므로

$$W = \frac{1}{4\pi} Re \left[\int_{-\infty}^{+\infty} P(\xi) V_s^*(\xi) d\xi \right]$$

이고,

$$P(\xi, z=0) = \frac{j\rho_o(\xi V + \omega)^2}{\sqrt{(K_o + M\xi)^2 - \xi^2}} U(\xi)$$

$$V_s^*(\xi) = j\omega U^*(\xi)$$

파수영역에서의 표면 음압과 공액 표면속도를 음향파워 이론식에 대입하면

$$W = \frac{\rho_o}{4\pi} Re \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{(\xi V + \omega)^3}{\sqrt{(K_o + M\xi)^2 - \xi^2}} |U(\xi)|^2 d\xi \right]$$

적분값이 실수이기 위한 적분 구간은 $(K_o + M\xi)^2 - \xi^2 \geq 0$ 되어야 하므로,

$$\xi_1 = \frac{-K_o}{1+M} \leq \xi \leq \frac{K_o}{1-M} = \xi_2$$

이 음향파워를 무차원화 하기 위하여 $\xi \rightarrow K_o \zeta$ 로

치환 하면

$$W = \frac{\rho_o F_o^2}{4\pi(\rho_s A)^2 \omega} \Pi$$

그러므로, 보로 부터 발생하는 무차원 음향파워 적분식은

$$\Pi = \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\alpha^3 \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} \left| \frac{\sin(K_o \zeta \cdot L)}{K_o \zeta \cdot L} \right|^2 d\zeta}{\left[\gamma^4 \zeta^4 + 2T_1 \gamma^2 \Psi \zeta^2 - \alpha^2 + \Psi^2 \right] \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2}^2 + [2\beta \Psi \alpha \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} + a_o \alpha^2 / \gamma^2]^2} \quad (7)$$

식 (7)로 부터 $L=0$ 이면 집중하중이 작용할때의 음향파워적분식이 구해지고, 식 (7)에서 $\alpha=1+M\zeta$ 는 분포하중의 이동속도와 관련이 있고, $\gamma=K_o/K_b$ 는 굽힘파수(Bending wavenumber)에 대한 음향파수(Acoustic wavenumber)의 비이고, $K_b=(\rho_s A \omega^2 / D)^{1/4}$ 은 자유굽힘파수(Free bending wavenumber), $a_o=\rho_o C_L / \rho_o C_o \sqrt{12}$ 는 유체하중계수(Fluid loading factor), ρ_o 는 음향매질의 질량밀도(물, 공기), C_L 은 보의 종방향 파속이며, $\Psi=k_s / \rho_s A \omega^2$ 는 기초강성계수(Foundation stiffness factor), $T_1=T / (2\sqrt{k_s D})$ 는 축인장계수(Axis-tension factor), $\beta=C / (2\sqrt{\rho_s A k_s})$ 는 기초감쇠계수(Foundation damping factor) 그리고 $K_o L$ 은 분포이동하중의 범위계수이다.

저주파수($\gamma \ll 1$)인 경우의 근사해

$$\Pi \sim \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\alpha^3 \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} \left| \frac{\sin(K_o \zeta \cdot L)}{K_o \zeta \cdot L} \right|^2 d\zeta}{\left[(-\alpha^2 + \Psi^2) \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2}^2 + [2\beta \Psi \alpha \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} + a_o \alpha^2 / \gamma^2]^2 \right]}$$

(1) 가벼운 유체하중을 받는 경우($a_o / \gamma^2 \ll 1$)

$$\Pi \sim \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\alpha^3 \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} \left| \frac{\sin(K_o \zeta \cdot L)}{K_o \zeta \cdot L} \right|^2 d\zeta}{\left[(-\alpha^2 + \Psi^2) \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2}^2 + [2\beta \Psi \alpha \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2}]^2 \right]} \quad (8)$$

(2) 무거운 유체하중을 받는 경우($a_o / \gamma^2 \gg 1$)

이때 $\beta, \Psi \ll 1$ 이라면

$$\Pi \sim \int_{\zeta_1}^{\zeta_2} \frac{\alpha^3 \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2} \left| \frac{\sin(K_o \zeta \cdot L)}{K_o \zeta \cdot L} \right|^2 d\zeta}{\left[(-\alpha^2) \sqrt{\alpha^2 - \zeta^2}^2 + [a_o \alpha^2 / \gamma^2]^2 \right]} \quad (9)$$

식 (8)과 (9)는 각각 가벼운 유체하중과 무거운 유체하중을 받는 보의 음향파워이다.

3. 수치해석 결과와 논의

식 (7)의 무차원 음향파워 적분을 대기 또는 수중에서 분포이동하중을 받고 진동하는 강철의 경우에 대하여 여러가지 무차원 변수들을 가지고 수치적분하였다. 강철은 $E=2 \times 10^{11}$ (N/M²), $\rho_s=7800$ (kg/M³)이고, 대기인 경우 $c_o=343$ (M/S), $\rho_o=1.24$ (kg/M³) : 수중인 경우 $c_o=1460$ (M/S), $\rho_o=1000$ (kg/M³)이다. 분포이동하중의 효과를 분석해 보기 위하여 마하수의 변화에 따른 파수영역에서의 상대적인 음향파워를 비교해 보았고, 마하수의 변화에 따른 강성계수와 장력, 감쇠의 효과도 비교해 보았다.

Fig. 2는 식 (7)에서 $T_1=0.1, \Psi=0.1, \beta=0.1, K_o L=\pi/2$ 일때 대기인 경우로, 아음속 범위내에서의 분포이동하중 속도와 음향파수가 굽힘파수의 2배이내 일때의 파수비에 대한 결과로서 마하수가 '0'인 경우에 음향파수와 굽힘파수가 일치하는 파수비 $\gamma=1$ 부근에서 임계현상(Coincidence Effect)에 의해 상대적인 음향파워가 현격하게 증가함을 볼 수 있었으며, 마하수가 증가하게 되면 임계현상이 발생하는

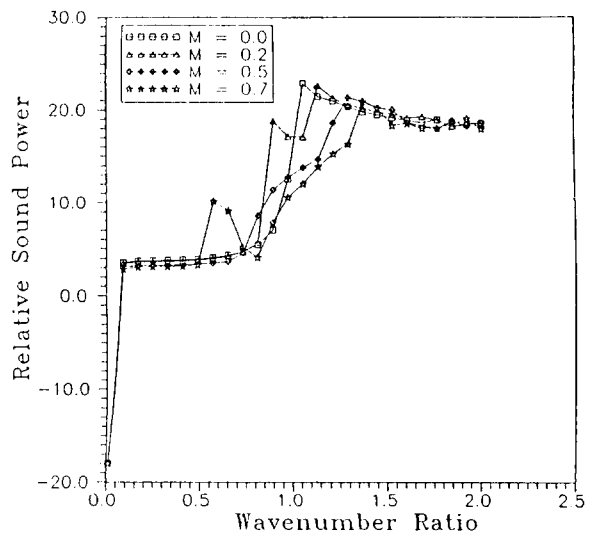


Fig. 2 Relative sound power level versus wavenumber ratio for a range of M values. ($T_1=0.1, \Psi=0.1, \beta=0.1, K_o L=\pi/2$, in air)

파수비는 $\gamma = \sqrt{1 \pm M}$ 으로 양분되고, 마하수의 증가에 비례적으로 양분된 피크사이의 간격이 증가함을 볼 수 있는데 이는 도플러 이동현상(Doppler Shift)에 기인하는 것으로 사료되어진다. 또한, 파수비가 증가하면 상대적인 음향파위가 증가하다가 일치효과가 발생하는 파수비를 통과한 후에는 일정한 음향파위를 유지하였다.

Fig. 3은 Fig. 2와 같은 조건에서 수중의 경우로 대기인 경우에 비해 상대적인 음향파위 피크치의 레벨이 감소하였고, 음향파수와 굽힘파수가 일치하여 현격하게 음향파위가 증가하는 임계현상이 발생하지 않았는데 이는 보의 파장당 구조적 에너지가 음파에너지로 변환되는 비율이 대기인 경우에 비하여 상당히 크므로 보로부터 에너지가 빠르게 방사되어 구조감쇠효과가 커지기 때문이다. 또한, 마하수의 증가가 상대적인 음향파위에 미치는 영향은 대기인 경우에는 마하수의 증가가 상대적인 음향파위에 큰 영향을 미쳤으나 수중의 경우에는 영향이 적었다.

Fig. 4는 Fig. 2와 같은 조건에서 분포이동하중의 길이에 대한 상대적인 음향파위로 분포이동하중의 길이 K_0L 를 $\pi/2, \pi, 3\pi/2, 2\pi$ 등으로 증가시킨 결과 음향매질이 대기인 경우나 수중인 경우에 관계없이 분포이동하중의 길이가 증가하면 상대적인 음향파위의 레벨이 감소하였다. 이것은 보에 작용하는 하중이 일정하게 작용한다고 가정했기 때문이다.

Fig. 5(a)는 $T_1=0.4, \gamma=1.0, K_0L=\pi/2, M=0$

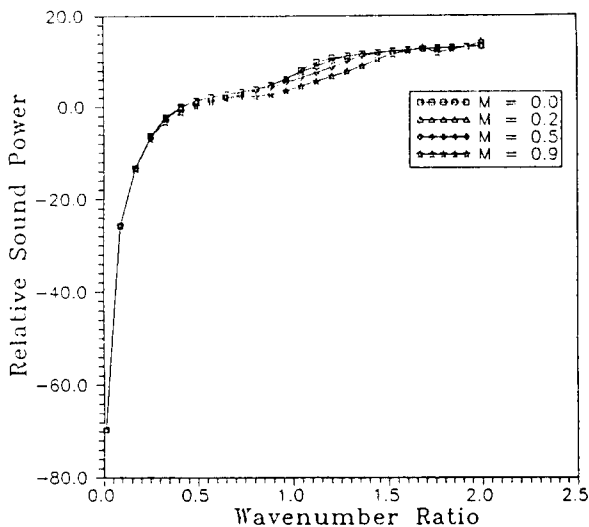
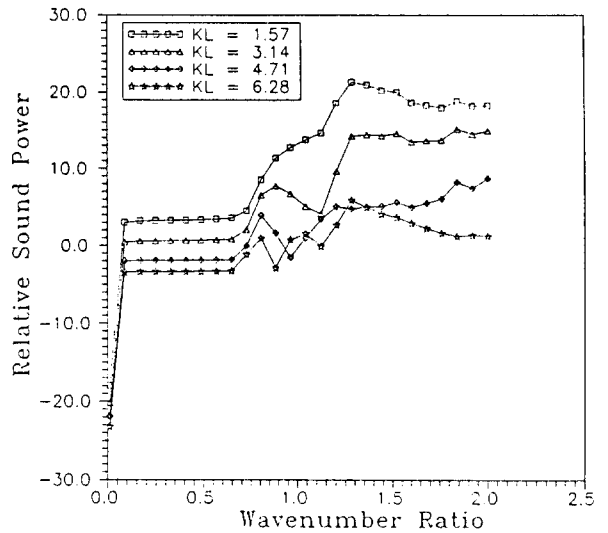
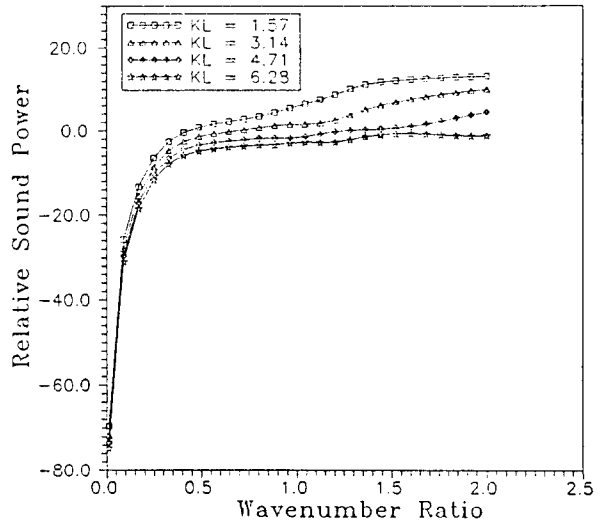


Fig. 3 Relative sound power level versus wavenumber ratio for a range of M values. ($T_1=0.1, \Psi=0.1, \beta=0.1, K_0L=\pi/2$, in water)

일때 대기인 경우로 감쇠계수 β 를 0.01에서 0.5로 증가시킨 결과 상대적인 음향파위의 레벨이 현격히 감소하고 있어 상대적인 음향파위의 레벨에 감쇠계수가 큰 영향을 미치고 있음을 알 수 있었다. 그리고 감쇠계수 $\Psi=1$ 부근에서 상대적인 음향파위 레벨이 증가하고 있는데, 이는 분포이동 하중의 구동주파수가 보의 고유진동수에 접근하여 발생하는 공진방사(Resonance Radiation)에 기인한 것으로 감쇠를 증가시킴으로써 이 효과는 감소하였다.



(a) In air



(b) In water

Fig. 4 Relative sound power level versus wavenumber ratio for a range of K_0L values. ($T_1=0.1, \Psi=0.1, \beta=0.1, \gamma=0.01, M=0.2$)

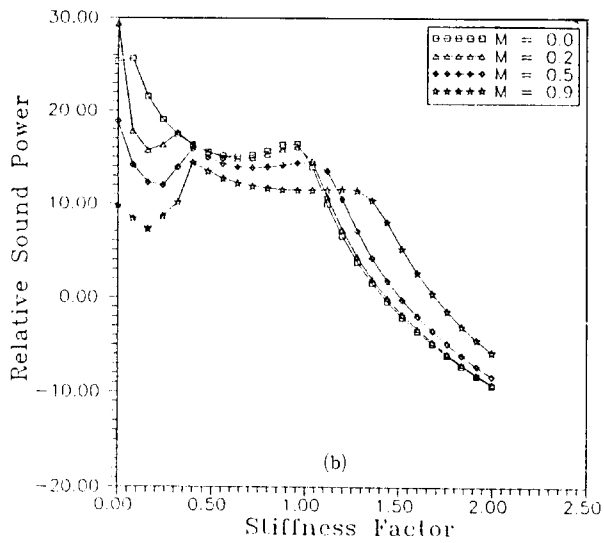
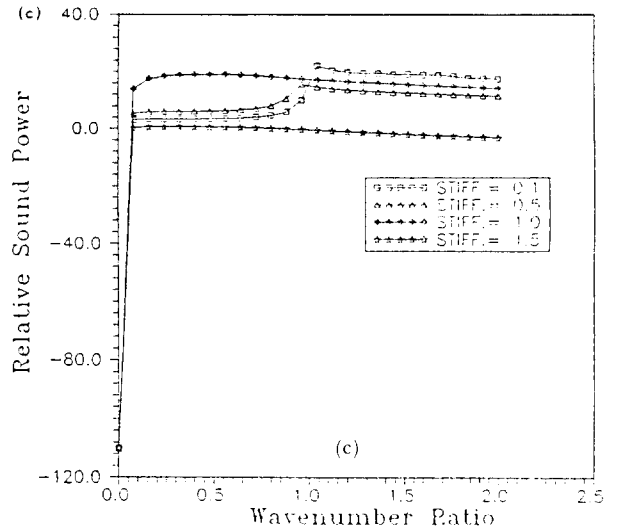
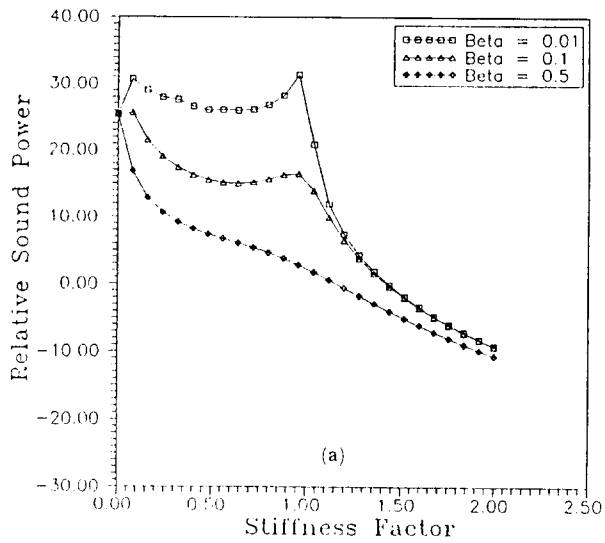


Fig. 5 (a) Relative sound power level versus stiffness factor for a range of β value. ($T_1=0.4$, $\gamma=1.0$, $K_0L=\pi/2$, $M=0$)
 (b) Relative sound power level versus stiffness factor for a range of M value. ($T_1=0.4$, $\beta=0.1$, $\gamma=1.0$, $K_0L=\pi/2$)
 (c) Relative sound power level versus wavenumber ratio for a range of Ψ value. ($T_1=0.4$, $\beta=0.1$, $K_0L=\pi/2$, $M=0$)

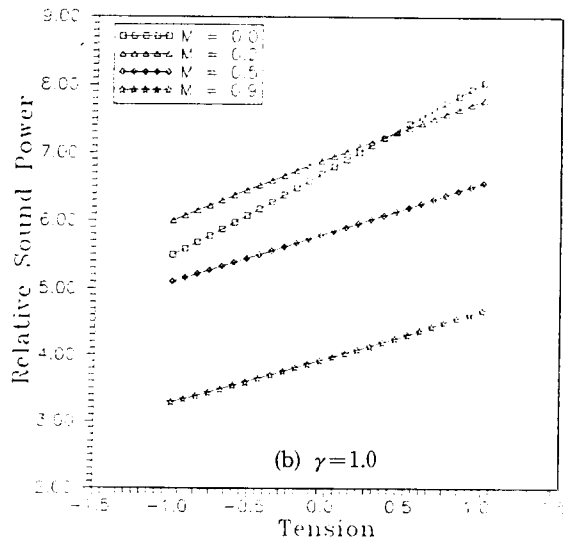
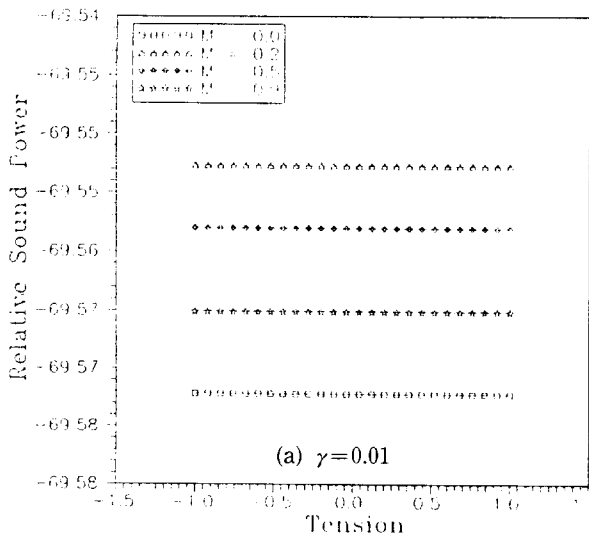


Fig. 6 Relative sound power level versus tension for a range of M values. ($\Psi=0.1$, $\beta=0.1$, $K_0L=\pi/2$, In water)

Fig. 5 (b)는 $T_1=0.4$, $\gamma=1.0$, $K_0L=\pi/2$, $\beta=0.1$, 일때 대기인 경우로 강성이 고려되지 않은 $\Psi=0$ 에서 음향파워는 최대값을 가졌고, 강성이 고려된 경우 $\Psi=1$ 에 근접할수록 공진방사에 의해 음향파워 레벨은 큰 값을 가졌으며, 마하수가 증가함에 따라 도플러 효과에 의해 피크는 양분됨을 볼 수 있다.

Fig. 5 (c)는 $T_1=0.4$, $\beta=0.1$, $K_0L=\pi/2$, $M=0$ 일때 대기인 경우로 강성이 작은 경우 $\gamma=1.0$ 에서 임계현상이 발생하였으며 강성이 증가할 수록 이 현상은 소멸하였다.

Fig. 6은 $\Psi=0.1$, $\beta=0.1$, $K_0L=\pi/2$ 일때 $\gamma=0.01$, 1.0 인 경우로 보에 작용하는 장력을 -1 에서 1 로 변화시킨 결과, $\gamma=0.01$ 일때는 보에 작용하는 인장력이나 압축력이 상대적인 음향파워에 영향을 미치고 못했고 $\gamma=1.0$ 에서는 인장력이 증가함에 따라 상대적인 음향파워 레벨은 증가하였다.

4. 결 론

무한 보에 조화적인 분포이동하중이 가해질때의 음향방사에 관한 연구로 본 논문에서는 무한 보에 기초강성, 기초감쇠, 감쇠, 장력 등의 영향을 고려하여 다음과 같은 결론을 구할 수 있었다.

(1) 마하수가 '0'인 경우에는 임계현상(Coincidence Effect)에 의해 파수비 $\gamma=1$ 부근에서 상대적인 음향파워가 현격하게 증가하였고, 강성계수가 증가하여도 마하수가 증가하면 도플러 이동현상에 의해 일치효과가 발생하는 파수비는 $\gamma=\sqrt{1\pm M}$ 으로 양분되었다.

(2) 유체하중이 수중인 경우에는 대기인 경우에 비해 상대적인 음향파워 레벨이 감소하고, 구조감쇠 효과가 커져 임계현상이 소멸하였다.

(3) 분포이동하중의 길이가 증가하면 유체하중에 관계없이 상대적인 음향파워 레벨이 감소하였다.

(4) 보의 기초감쇠가 증가하면 상대적인 음향파워 레벨이 감소하였고, 파수비가 증가할수록 보에 작용하는 장력이 증가하면 상대적인 음향파워 레벨은 증가하였다.

(5) 보의 기초강성이 존재함으로써 음향파워레벨

은 감소함을 볼 수 있었고 분포이동하중이 구동주파수가 보의 고유진동수와 일치하는 강성계수에서 공진방사 현상이 발생하여 상대적인 음향파워 레벨을 증가시켰으며 기초강성이 증가하면 강성의 영향에 의해 임계현상이 소멸하였다.

후 기

본 연구는 한국타이어제조(주) 중앙연구소의 지원에 의해 수행되었으므로 이에 관계자 여러분께 감사드립니다.

참 고 문 헌

- (1) M. I. Mopilevskii, 1981, "Sound Radiation from a Plate under the Action of Moving Harmonic Forces", Sov. Phys. Acoust. 27 (3), pp. 250~251.
- (2) R. F. Keltie, 1984, "A Note on the Acoustic Radiation from Point-Forced Elastic Beams", J. Sound Vib., 92 (2), pp. 253~260.
- (3) R. F. Keltie and H. Peng, 1985, "On the Acoustic Power Radiated by Line Forces on Elastic Beams", J. Acoust. Soc. Am., 77 (6), pp. 2033~2038.
- (4) R. F. Keltie and H. Peng, 1988, "Sound Radiation From Beams Under the Action of Moving Line Forces", J. App. Mech., 55, pp. 849~854.
- (5) R. F. Keltie and H. Peng, 1988, "Effects of Source Motion and Foundation Stiffness on the Acoustic Radiation from Submerged Structures", Proceedings NOISE-CON 88, (Pudue University, 1988) pp. 199~204.
- (6) L. Fryba, 1976, "Non Stationary Response of a Beam to a Moving Random Force", J. Sound Vib., 46 (3), pp. 323~338.
- (7) J. E. Manning and G. Maidanik, 1964, "Radiation Properties of Cylindrical Shells", J. Acoust. Soc. Am., 36 (9), pp. 1691~1698.
- (8) R. G. White and J. G. Walker, 1982, Noise and Vibration, John Wiley & Sons, pp. 247~249.