

〈論 文〉

난류경계층에 의한 다층재질 원통형 실린더의 유체소음 해석 연구

A Study of Flow Induced Noise for Multilayered Cylinder due to Turbulent Boundary Layer

신구균* · 홍진숙* · 이헌곤*

Ku-Kyun Shin, Chin-Suk Hong and Hun-Gon Lee

(1996년 7월 25일 접수 ; 1996년 9월 9일 심사완료)

Key Words : Flow Induced Noise(유동 유체 소음), Turbulent Boundary Layer(난류 경계층), Wall Pressure Fluctuation(벽면 압력 변동), Corcos Model(코코스 모델), Multilayered Cylinder(다층재질의 실린더)

ABSTRACT

This paper presents the analytical method for predicting turbulence-induced noise in the multilayered cylinder composed of an outer hose, an inner fluid and an internal core. It is assumed that an infinite axisymmetric cylinder is located horizontally in water with free stream velocity and the turbulent boundary layer(TBL) surrounding the outer hose is fully developed and homogeneous. The transfer function at the core surface due to the propagation of the pressure fluctuation within the TBL is formulated using the linearized Navier-Stokes equation for solid and fluid. In the estimation of the energy spectrum of wall pressure fluctuation, the empirical formula proposed by Strawderman based on the Corcos model is used. A general algorithm for the calculation of the pressure level at the surface of a core, that is, turbulence-induced noise, is presented. Through the detailed numerical simulation, it is found that the major noise mechanism is the propagation of the bulge wave along hose.

1. 서 론

긴 원통형 실린더 주위에 자유 유체 흐름이 있을 때, 실린더 주위에서는 유체의 점성에 의해 난류 경계층이 형성되고, 난류 경계층 내 유체 입자의 운동에 의해 실린더 표면에서는 변동 압력이 발생하게 된다. 그러나 이들 난류 경계층 내 유체 유동에 의한 압력 변동은 실제로 방사되어 먼거리까지 전파되지는 않지만 파동의 형태로 실린더 내부에 전달되어 실린더 내부에 압력 변동을 발생시킴으로서 유동유기 소음(flow induced noise)의 주요한 원인이 된다.

본 연구에서는 외부 호스, 내부 충전유 및 탄성체 핵으로 구성된 다층 재질의 무한히 긴 원통형 실린더가 자유 흐름 중에 있을 때, 유체 유동에 의한 난류 경계층내 벽면 압력 변동(wall pressure fluctuation)이 내부 탄성체 핵의 표면에 미치는 영향을 분석하기 위하여 난류 경계층에 의한 다층 재질의 실린더 내부 압력 변동 해석 이론을 정립하였다. 본 해석 이론에서는 파동 방정식을 이용하여 외부 호스 벽면 압력에 대한 전달함수를 도출하고, 난류 경계층내 벽면 압력 변동은 Corcos model⁽¹⁾을 기초로 하여 Strawderman이 제안한 실험식⁽²⁾을 사용하여 추정하였다. 또 이를 바탕으로 자유 흐름 속도 변화 등에 따른 실린더 내부 탄성체 핵 표면에서의 변동 압력 수준의 변화를 분석하여 보았다.

*정회원, 국방과학연구소

2. 이론적 배경

자유 흐름 중에 있는 실린더의 외부에 형성되는 난류 경계층 내 유체 입자는 층류에서와는 달리 에디(eddy) 형태의 복잡하고 불규칙적인 운동을 하므로 난류 경계층 내 유동장의 모든 곳에서의 속도 및 압력이 시시각각 변하게 되고, 이때 발생하는 실린더 벽면에서의 압력 변동은 실린더 내부에 변동압의 형태로 전달된다.

이 변동 압력의 전파는 유체 및 고체에서의 선형화된 Navier-Stokes 방정식을 이용하여 파동 방정식의 형태로 정식화 할 수 있다.

2.1 실린더 내부 전달 함수

(1) 탄성체에 대한 파동방정식

Newton 법칙에 의해 탄성체 미소 요소에 대한 운동 방정식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = \nabla \cdot \vec{\sigma} \quad (1)$$

여기서, ρ 는 탄성체 밀도, \vec{u} 는 변위 벡터, $\vec{\sigma}$ 는 응력 벡터, ∇ 는 라플라시언이다. 식 (1)의 우변 응력 항을 변위항으로 나타내기 위하여 미소 변형을 가정하면 Hook 법칙에 의한 응력-변위 관계식은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\sigma_{ij} = \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) + \lambda \delta_{ij} \left(\frac{\partial u_1}{\partial x_1} + \frac{\partial u_2}{\partial x_2} + \frac{\partial u_3}{\partial x_3} \right) \quad (2)$$

여기서 μ , λ 는 Lamé의 탄성계수, δ_{ij} 는 Kronecker 델타함수이다.

식 (2)를 식 (1)에 대입하고 변위 \vec{u} 를 시간에 대한 조화 함수로 가정하면 식 (1)은 식 (3)의 형태로 쓸 수 있다.

$$-\omega^2 \vec{u} = \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{u} + \frac{\lambda + \mu}{\sigma} \nabla \nabla \cdot \vec{u} = c_s^2 \nabla^2 \vec{u} + (c_l^2 - c_s^2) \nabla \nabla \cdot \vec{u} \quad (3)$$

여기서,

$$c_s^2 = \frac{\mu}{\rho} \quad (4a)$$

$$c_l^2 = \frac{1}{\rho} (\lambda + 2\mu) \quad (4b)$$

식 (4)의 c_s , c_l 은 각각 복소 전달파와 복소 종파의 전달속도를 나타낸다. 벡터장에서의 변위 벡터 \vec{u} 는 Helmholtz's theorem⁽³⁾에 의해 다음과 같이 쓸 수

있다.

$$\vec{u} = \nabla \phi + \nabla \times \vec{A} \quad (5)$$

여기서, $\phi(\vec{x}, t)$ 는 스칼라 포텐셜로 종방향의 운동을, $\vec{A}(\vec{x}, t)$ 는 벡터 포텐셜로 횡방향의 운동을 나타낸다. 이때, 횡방향 파동은 변형시 체적이 일정하므로 $\vec{A}(\vec{x}, t)$ 는 다음과 같이 임의의 2개의 스칼라 함수로 표현할 수 있다.

$$\vec{A} = \vec{z} \phi + \nabla \times (\vec{z} \chi)$$

식 (5)를 식 (3)에 대입하고 정리하면 3개의 스칼라 함수 ϕ , ψ , χ 에 대한 파동 방정식을 얻을 수 있다.

$$\nabla^2 \phi + \frac{\omega^2}{c_l^2} \phi = 0 \quad (6a)$$

$$\nabla^2 \psi + \frac{\omega^2}{c_s^2} \psi = 0 \quad (6b)$$

$$\nabla^2 \chi + \frac{\omega^2}{c_s^2} \chi = 0 \quad (6c)$$

(2) 유체에 대한 파동 방정식

실린더 외부 유체 및 내부 충전유에 대하여도 탄성체에서와 마찬가지로 하면 유체 입자 속도에 대한 3개의 스칼라함수 ϕ_f , ψ_f , χ_f 가 만족해야 하는 파동 방정식을 얻을 수 있다.

$$\nabla^2 \phi_f + \frac{\omega^2}{c_{lf}^2} \phi_f = 0 \quad (7a)$$

$$\nabla^2 \psi_f + \frac{\omega^2}{c_{sf}^2} \psi_f = 0 \quad (7b)$$

$$\nabla^2 \chi_f + \frac{\omega^2}{c_{sf}^2} \chi_f = 0 \quad (7c)$$

여기서, c_{lf} , c_{sf} 는 각각 유체 중에서의 종파 및 전단파 속도이다.

(3) 원통형 실린더에 대한 정식화

본 연구에서는 Fig. 1에서 보이는 바와 같이 중심축으로 부터 반경 r_1 까지는 탄성체 핵, r_1 - r_2 까지는 내부 충전유, r_2 - r_3 까지는 외부 탄성체인 호스, r_3 이상은 외부 유체로 구성된 3층 재질의 무한 길이 원통형 실린더에 대하여 앞절에서 구한 파동 방정식들을 이용하여 외부 호스에서의 압력 변동에 대한 핵 표면에서의 응답 특성, 즉 전달 함수를 정식화한다.

먼저, Fig. 1에서와 같이 실린더의 길이 방향으로 z , 반경 방향으로 r , 회전 방향으로 θ 인 원통형 좌표계를 설정하고 i 번째 탄성체 요소 및 유체 요소의 속도에 대한 스칼라 함수를 다음과 같다고 하면,

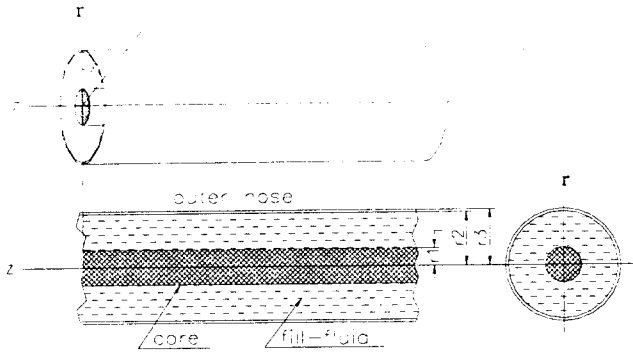


Fig. 1 Coordinate and schematic of multilayered cylinder

$$\begin{aligned} \phi_i &= \phi_i(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \\ \psi_i &= \psi_i(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \\ \chi_i &= \chi_i(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \\ \phi_f &= \phi_f(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \\ \psi_f &= \psi_f(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \\ \chi_f &= \chi_f(r, \theta, z) e^{-j\omega t} \end{aligned}$$

이들은 각각 원통형 좌표계에 대한 파동 방정식을 만족하여야 한다. 즉 i 번째 탄성 요소에 대하여 식 (6a)를 원통형 좌표계로 변환하며 식 (8)이 되고,

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi_i}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 \phi_i}{\partial z^2} = 0 \quad (8)$$

그 일반해는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_i = [A_{1i} J_n(rk_{1i}) + B_{1i} Y_n(rk_{1i})] C_2 c_1^{jn\theta} c_1 e^{jk_z z} e^{-j\omega t} \quad (9)$$

식 (9)의 J_n, Y_n 은 n 차의 제 1종, 제 2종 Bessel 함수이다.

본 연구에서는 계산을 간단히 하기 위하여 실린더 표면에 균일하게 발달된 난류 경계층에 의한 벽면 압력 변동은 회전 방향 θ 에 관계없이 일정한 파워를 가지고 있고 탄성체 핵 표면에서의 변동 압력을 θ 방향으로의 평균치만 고려하면 ϕ_i 는 θ 에 독립된 함수 형태를 가질 수 있으므로 상수 $n=0$ 이 되고, 따라서 식 (9)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_i = [A_{1i} J_0(k_{1i}r) + B_{1i} Y_0(k_{1i}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (10a)$$

마찬가지 방법으로 ψ_i, χ_i 를 쓰면 다음과 같다.

$$\psi_i = [A_{2i} J_0(k_{2i}r) + B_{2i} Y_0(k_{2i}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (10b)$$

$$\chi_i = [A_{3i} J_0(k_{3i}r) + B_{3i} Y_0(k_{3i}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (10c)$$

여기서,

$$k_{si}^2 = \frac{\omega^2}{C_{si}^2} - k_z^2$$

유체에 대해서도 탄성체 경우와 마찬가지로 방법으로 하면 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\phi_f = [A_{1f} J_0(k_{1f}r) + B_{1f} Y_0(k_{1f}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (11a)$$

$$\psi_f = [A_{2f} J_0(k_{2f}r) + B_{2f} Y_0(k_{2f}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (11b)$$

$$\chi_f = [A_{3f} J_0(k_{3f}r) + B_{3f} Y_0(k_{3f}r)] \exp j(k_z z - \omega t) \quad (11c)$$

여기서,

$$k_{1f}^2 = \frac{\omega^2}{c_{1f}^2 - j\omega(\lambda_f + 2\mu_f)/\rho_f} - k_z^2$$

$$k_{2f}^2 = \frac{\omega^2}{C_{2f}^2} - k_z^2$$

식 (10), 식 (11) 중의 미지수 $A_{1i}, B_{1i}, \dots, A_{3i}, B_{3i}$ 는 각 층에서 변위(혹은 속도)와 응력의 연속성, 실린더 중심축 및 실린더 표면에서의 외력(변동 압력) 등에 의한 경계 조건으로 부터 구할 수 있다.

실린더가 수중에 있을 경우 호스의 탄성 거동에 미치는 외부 유체의 영향을 고려하기 위하여, 축대칭 실린더의 방사 소음 문제를 생각하면 실린더 외부 영역에서의 압력 p 는 식 (12)의 운동 방정식을 만족하여야 한다.

$$\nabla^2 p + \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 p = 0 \quad (12)$$

여기서, ω 는 각속도, c_0 는 외부 유체의 음파 속도이다. 앞에서와 마찬가지로 식 (12)를 원통형 좌표계로 치환하고 원주 방향으로는 $n=0$ 라 하면, 실린더 표면에서 외부로 전파되는 파만을 고려하였을 때 식 (12)의 해는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$p = A_0 H_0(k_w r) e^{j(k_z z - \omega t)} \quad (13)$$

여기서,

$$k_w^2 = \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 - k_z^2$$

식 (13)중의 H_0 는 0차의 Hankel 함수이다.

실린더 표면에서의 경계 조건을 생각하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial p}{\partial l} = j\omega \rho_w \frac{\partial u_r}{\partial t} \quad (14)$$

여기서 l 은 실린더 표면에 법선 방향 여현을 나타내고 ρ_w 는 외부 유체 밀도, u_r 은 호스의 반경 방향 변위이다. 식 (14)에 식 (13)을 대입하면 다음과 같이 쓸 수 있고

$$A_0 \left[\left(\frac{\partial H_0(k_w r)}{\partial r} \right) \right]_{r=r_3} = [\omega^2 \rho_w u_r]_{r=r_3}$$

$$A_0 = \left[\frac{\omega^2 \rho_w u_r}{\frac{\partial H_0}{\partial r}} \right]_{r=r_3}$$

따라서 외부 유체 입의 점에서의 압력 p 는 식 (15) 과 같이 쓸 수 있게 된다.

$$p = \frac{1}{-k_w J_1(k_w r_3) - j k_w Y_2(k_w r_3)} \times \omega^2 \rho_w [u_r]_{r=r_3} \times H_0(k_w r) \quad (15)$$

2.2 Corcos 모델을 이용한 난류 경계층 내의 벽면 압력변동

난류 경계층은 실린더 외부 벽면에서 공간-시간 랜덤 압력장으로 표현된다. 난류 흐름은 실린더 축 방향으로 흐르고 실린더 외부 벽면에서 균일한 난류 경계층이 잘 발달되어 있다고 가정하면 랜덤 압력장은 시간 영역에서 정상 랜덤 과정으로 생각할 수 있다⁽¹⁾.

난류를 정량적으로 표현하기 위하여 압력 파워를 주파수와 파수 성분으로 Fourier 변환한 에너지 스펙트럼 $\Gamma(\omega, k)$ 를 사용한다. 이 에너지 스펙트럼의 수학적 표현은 흐름 방향으로 거리 ξ , 흐름에 수직 방향으로 거리 η 에 떨어진 두점사이의 크로스-파워 스펙트럼 $S(\omega, \xi, \eta)$ 에 대한 이론적 모델 및 실험 자료에 근거를 둔 것으로, 평판위의 흐름에 대하여 Corcos⁽¹⁾는 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$S(\omega, \xi, \eta) = \Phi(\omega) A(\xi) B(\eta) e^{-j\omega\xi + i\omega\eta} \quad (16)$$

여기서 u_c 는 대류속도, $\Phi(\omega)$ 는 난류 경계층 내의 벽면 압력변동의 파워 스펙트럼 밀도 이다. Young과 Willmarch⁽⁴⁾는 실험을 통하여 긴 원형 실린더에 대하여 식 (16)의 적용이 가능함을 확인하였다. 식 (16) 중 함수 A 는 흐름방향, 함수 B 는 흐름에 수직 방향으로의 상관 길이(correlation length)로, 이들 함수는 실험을 통한 측정 결과를 이용하여야 하지만 본 연구에서는 Strawderman⁽²⁾이 제안한 다음과 같은 실험식을 사용하여 에너지 스펙트럼을 추정하였다.

$$\Gamma(\omega, k_z) = \Phi(\omega) \bar{B} \times 2\beta \frac{\omega}{u_0} / ((\beta \frac{\omega}{u_0})^2 + (k_z - \frac{\omega}{u_c})^2) \quad (17)$$

여기서,

$$\beta = 0.2(1 - (1 + 0.8 \frac{\omega \delta}{u_0})^{-1})$$

$$\bar{B} = \frac{2}{\pi} \frac{1}{\sqrt{2C+1}} K(\frac{2C}{2C+1})$$

$$C(\omega; a, \delta, u_0) = \begin{cases} 256(1 + 2\frac{a}{\delta})\frac{a}{\delta}, & \frac{\omega \delta}{u_0} \leq 4 \\ 16(4 + 2\frac{\omega a}{u_0})\frac{\omega a}{u_0}, & \frac{\omega \delta}{u_0} > 4 \end{cases}$$

식 (17)중의 δ 는 난류 경계층 두께, a 는 실린더의 반경, u_0 는 자유 흐름 속도이고, K 는 제1종 완전 타원 적분이다. 또 파워 스펙트럼 밀도는 다음식을 사용하였다.

$$\Phi(\omega; \delta, u_0) = \begin{cases} 1.5 \times 10^{-7} \rho^2 u_0^3 \delta, & \frac{\omega \delta}{u_0} \leq 10 \\ 1.5 \times 10^{-7} \rho^2 u_0^3 \delta (\frac{\omega \delta}{u_0})^{-3}, & \frac{\omega \delta}{u_0} > 10 \end{cases} \quad (18)$$

여기서 ρ 는 유체 밀도이다.

3. 수치 계산 결과 및 고찰

3.1 수치 계산 모델

본 연구에서의 해석 이론을 적용하기 위하여 Fig. 1에서와 같이 고무 재질의 외부 호스와 내부 충전유 그리고 세라믹 재질의 내부 핵으로 구성된 무한 길이 원통형 실린더를 가정하였다. 각 구성 요소의 크기는, 호스의 바깥 지름이 a 일 때, 호스 두께 h 는 $h/a=1/50$, 내부핵의 지름 b 는 $b/a=1/50$ 로 하였다. 또 외부 호스의 밀도를 ρ_s , 내부 충전유의 밀도를 ρ_f 라 하면 $\rho_s/\rho_f=1.410$ 이고, 호스의 영률을 E_h , 내부 핵의 영률을 E_c 라 하면 $E_c/E_h=3340$ 이다.

3.2 전달함수의 수치 계산 결과

전달함수로써 외부 단위 변동 압력 $P(k_z, \omega)$ 와 내부 탄성체 핵 표면에서의 반경 방향 응력(σ_{rr})의 비즉, 식 (19)와 같이 정의 하였다.

$$R(k_z, \omega) = \frac{[\sigma_{rr}(k_z, \omega)]_{r=r_1}}{P(k_z, \omega)} \quad (19)$$

먼저 외부 유체의 영향을 알아보기 위하여 호스의 크기와 내부 충전유의 음속 c_f 에 대하여 무차원화한 주파수 $\omega a/c_f=0.0702$ 에서의 전달함수($10 \log |R(k_z, \omega)|$, [dB])를 외부 유체가 공기인 경우와 물인 경우 각각에 대하여 수치 계산하고 그 결과를 Fig. 2에 나타내었다. 여기에서 알 수 있는 바와 같이 전달함수는 외부 유체의 종류에 관계 없이 낮은 파수 영역에서는 외부 변동 압력이 감쇠 없이 전달되나, 실린더

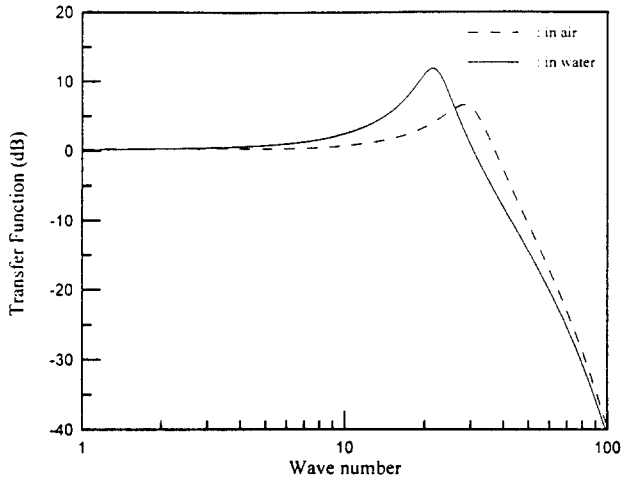


Fig. 2 The hose transfer function for non-dimensional frequency, $\omega a/c_f=0.0702$

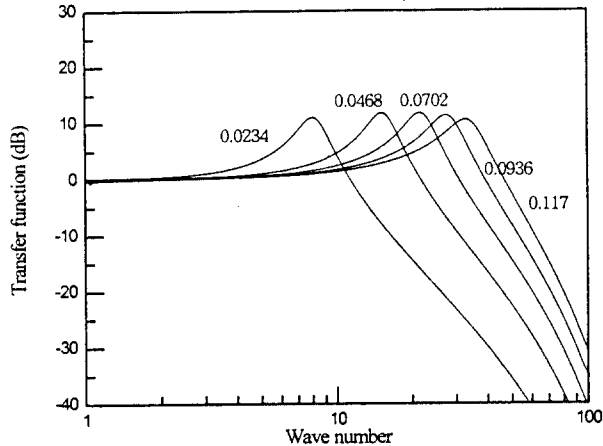


Fig. 3 The hose transfer function for various values of $\omega a/c_f$ as indicated.

호스의 유연성으로 인하여 내부 유체에서 발생하는 bulge파의 전파 속도 c_b 에 해당하는 파수 $k_b = \omega/c_b$ 에서 피이크가 발생하고, 그 이후 파수 영역에서는 급격히 감소하는 경향을 가지고 있다. 특히 외부 유체의 밀도가 높은 물의 경우, 공기에서 보다 낮은 파수에서 피이크를 보이고 있으며 이는 외부유체가 물일 경우 bulge파의 전파 속도는 공기인 경우에 비하여 빨라짐을 의미한다. 그 이유는 외부 유체의 밀도가 높아지면 내부 유체에 대한 경계면(호스 내부면) 임피던스가 증가하여 내부 유체의 경계면의 강성이 증가하는 효과를 가져오기 때문인 것으로 생각된다. Fig. 3은 무차원화된 주파수 0.0234, 0.0468, 0.0702, 0.0936, 0.117 각각에 대한 전달 함수를 그

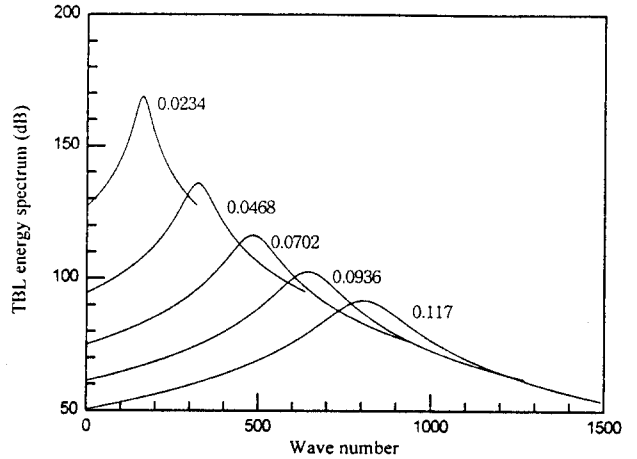


Fig. 4 The energy spectrum of wall pressure fluctuation for various values of $\omega a/c_f$ at free stream velocity Mach number 0.002 as indicated.

린 것으로 주파수가 증가함에 따라 피이크가 나타나는 파수는 선형적으로 증가한다. 따라서 이 주파수 영역에서는 bulge파의 전파 속도가 일정함을 알 수 있다.

3.3 벽면 변동 압력 추정

다음으로 벽면 압력 변동의 에너지 스펙트럼($10 \log \Gamma(k_z, \omega) [dB, ref. 10^{-12} Pa^2]$)을 내부 유체의 음속으로 무차원화한 마하수(Mach number: u_0/c_f) 0.002인 경우, 무차원화 주파수 각각에 대하여 식 (18)을 이용하여 계산하고 그 결과를 Fig. 4에 나타내었다. 식 (18)의 적용에 있어 중요한 변수 중의 하나는 난류 경계층의 두께이다.

본 수치 계산에서는 표면이 매끈한 무한길이 원통형 실린더의 외부 자유 흐름에 의한 난류 경계층에 대하여 White⁽⁵⁾가 제안한 추정식을 사용하여 각 자유 흐름 속도에 대하여 실린더의 끝단에서 호스 지름의 2000배에 해당하는 위치에서의 경계층 두께가 호스 벽면에 균일하게 분포되어 있는 것으로 가정하였다. 경계층 내의 에디의 대류 속도는 주파수에 따라 자유 흐름 속도의 0.8-0.6의 범위에 있는 것으로 알려져 있으나 본 연구에서는 간단히 하기 위하여 대류 속도 u_c 를 $0.65 \times u_0$ 로 하였다. Fig. 4에서는 변동 압력의 에너지 스펙트럼은 $k_z = \omega/u_c$ 부근에서 피크치를 보이고 있고, 그 크기는 저주파수에서 고주파수로 갈수록 지수 함수적으로 감소한다. 이는 대류 속도로 흐르는 에디에 변동 압력 에너지의 대부분이 집중되어 있음을 의미하며, 난류에 의한 유체

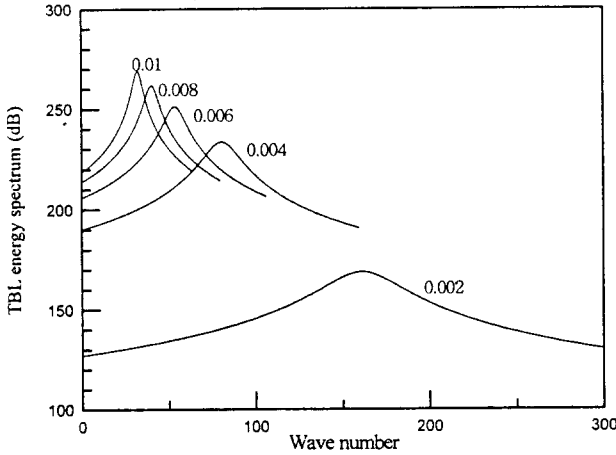


Fig. 5 The energy spectrum of wall pressure fluctuation for various values of u_0/c_f at $\omega a/c_f = 0.0234$ as indicated.

소음은 고주파수 영역에서 보다 저주파수 영역에서 큰 영향을 발생시킬 수 있음을 알 수 있다. 다음으로 Fig. 5는 일정한 주파수 ($\omega a/c_f = 0.0234$)에서 자유 흐름 속도 변화에 따른 난류 변동 압력의 에너지 스펙트럼을 나타낸 것이다. 여기서는 자유 흐름 속도가 증가함에 따라 에너지 스펙트럼의 크기가 증가하고 피크가 발생하는 위치도 점점 낮은 파수에서 발생함을 알 수 있다.

3.4 난류 경계층에 의한 내부 탄성체 핵 표면에서의 변동 압력 수준 예측

앞에서 구한 전달 함수 $R(k_z, \omega)$ 와 벽면 변동 압력에 대한 에너지 스펙트럼을 이용하여 내부 탄성체 핵의 표면에서의 변동 압력 수준을 예측할 수 있다. 즉, 탄성체 핵 표면 변동 압력 수준은 다음과 같이 표시할 수 있다.

$$N(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} |R(k_z, \omega)|^2 \Gamma(k_z, \omega) dk \quad (20)$$

이를 자유 흐름 속도의 마하수 0.002, 0.006, 0.01에 대하여 수치 계산하고 그 결과를 Fig. 6에 나타내었다. 여기서 알 수 있는 바와 같이 자유 흐름 속도가 빨라짐에 따라 내부 핵 표면에서의 변동 압력 수준은 급격히 증가하며 주파수 특성은 고주파일수록 그 수준은 감소하는 경향을 보이고 있음을 알 수 있다. 따라서, 난류 운동에 의한 유체 소음은 고주파수 영역에서 보다 저주파수 영역에서 더 부정적 영향을 미칠 가능성 높으며, 특히 식 (20)에서 보이는 바와 같이 호스 외부 표면에서의 난류에 의해 발생

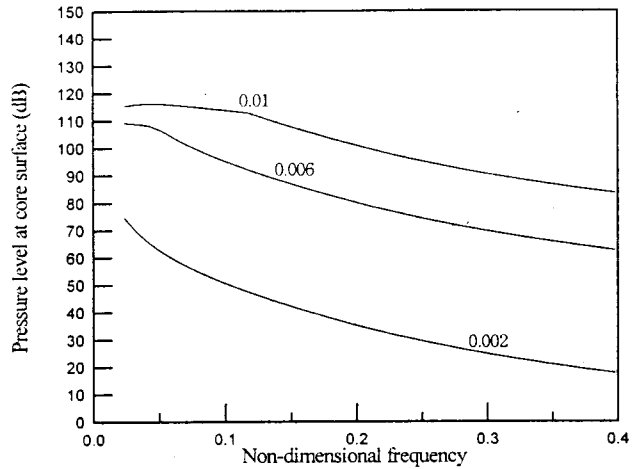


Fig. 6 The pressure level at the core surface for various values of u_0/c_f as indicated.

하는 변동 압력 성분의 내부 탄성체 핵 표면으로 전달되는 변동 압력의 수준은 전달 함수와 난류 변동 압력의 에너지 스펙트럼의 곱의 형태로 표현되므로, 전달 함수의 피크 발생 위치, 즉 bulge와의 전파 속도와 난류내 변동 압력 에너지 스펙트럼의 피크 발생 위치 즉, 난류내 에디의 대류 속도가 일치하게 되면 상당히 높은 수준의 유체 소음이 내부핵에서 유기될 가능성이 있음을 알 수 있다.

4. 결 론

이상과 같이 자유 흐름 중에 있는 다층 재질의 원통형 실린더에 대하여 외부표면에서의 난류 경계층에 의한 실린더 내부 핵에서의 압력 변동 수준을 추정하는 이론적 해석 알고리즘을 정립하고 수치 계산을 수행한 결과 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

(1) 난류 경계층 내 벽면 압력 변동이 내부 핵 표면에 유기되는 전달 함수는 실린더의 bulge 파의 파수 부근에서 피크치를 보이며 이 후 파수 영역에서는 급격히 감소 된다. 특히 이 bulge파의 전파 속도는 실린더 외부가 공기일 때 보다 물일 경우 빨라짐을 알 수 있다.

(2) 벽면 압력 변동의 에너지 스펙트럼은 대류 속도에 대한 파수 부근에서 피크치를 보이며 이는 대류 속도로 흐르는 에디에 벽면 압력 변동의 에너지가 집중됨을 의미한다.

(3) 실린더 내부 핵 표면의 변동 압력 수준은 자유 흐름 속도가 빨라질수록 증가하며 같은 자유 흐

름 속도에서는 주파수가 높아질수록 감소함을 알 수 있다.

(4) 따라서, 난류 유동에 의해 실린더 내부 핵 표면에 유기되는 변동 압력을 최소화 하기 위하여는, 이들 변동 압력을 발생시키는 주요 파동 성분인 실린더 내부의 bulge파의 전파 속도와 난류의 대류 속도가 일치하지 않도록 설계되어야 하며, 전달 함수의 크기를 최소화할 수 있는 호스의 크기, 두께 및 물성치 등에 대한 최적 설계인자 도출이 필요한 것으로 판단된다.

참고 문헌

- (1) Corcos, G. M., 1963, "Resolution of Pressure in Turbulence," JASA, Vol. 35, No. 2, pp. 192~199.
- (2) Smith, R. R., Barach, D., McCleary, L. E., and Johnson, J. L., 1976, "A Finite Element Model for Analyzing Self Noise Levels in Geographical Towed Line Arrays," ASME, paper No. 76-PVP-27.
- (3) Morse, P. M. and Feshbach, H., 1953, "Methods of Theoretical Physics," McGraw Hill, New York, p. 142, 144, 160.
- (4) Young, C. and Willmarch, W. W., 1969, "Wall Pressure Fluctuations Beneath An Axially Symmetric Turbulent Boundary Layer On A Cylinder," Univ. of Michigan, Gas Dynamics Lab. Technical Report 02149-1-T.
- (5) 生井武文, 井上雅弘, 1978, "粘性流體の力學", 理工學社, pp. 160~163.
- (6) Yeh, T. T. and Chen, S. S., 1977, "Dynamics of a Cylindrical Shell System Coupled by Viscous Fluid," JASA. Vol. 62, No. 2, pp. 262~270.
- (7) Francis, S. H. and Slazak, M., 1984, "Response of Elastic Cylinders to Convective flow Noise I. Homogeneous, Layered Cylinders," JASA, Vol. 75, No. 1, pp. 166~172.
- (8) Ewing, W. M., Jardetsky, W. S. and Press, F., 1957, "Elastic Waves in Layered Media," McGraw Hill, New York, pp. 6~9.