

난류 유동장 내에 놓인 탄성을 갖는 박판의 방사소음에 대한 실험적 연구

이승배[†] · 권오섭^{*} · 이창준^{*}
 (2000년 12월 18일 접수, 2001년 7월 10일 심사완료)

An Experimental Study of Radiated Sound from Elastic Thin Plate in a Turbulent Boundary Layer

Seungbae Lee, O-Sup Kwon and Chang-Jun Lee

Key Words: Turbulent Boundary Layer(난류 경계층), Elastic Thin Plate(탄성 박판), Acoustic Mirror(음향 미러), Radiated Sound(방사 소음), Wall Pressure Spectrum(벽압력 스펙트럼)

Abstract

The structural modes driven by the low wave-number components of smooth elastic wall pressure provide a relatively weak coupling between the flow and the wall motion. If the elastic thin plate has any resonant mode whose wave-number of resonance coincides with ω/U_c , the power will be transmitted to those modes of vibration by the flows. We examine the problem in which the elastic thin plate is subject to pressure fluctuations under turbulent boundary layer. Measurements are presented of the frequency spectra of the near- and far-field pressures and radiated sound contributed by the various wave modes of the thin elastic plate. Dispersion equation for wave motions of elastic plate is used to investigate the effect of bending waves of relatively low wave-number on radiated sound. The low wave-number motion of elastic plate is observed to have much less influence on the low-frequency energy of wall pressure fluctuations than that of the radiated sound. High amplitude events of the wall pressure are observed to weakly couple with high-frequency energy of radiated sound for the case of low tension applied to the plate. The sound source localization is applied to the measurement of radiated sound by using an acoustic mirror system.

기호설명

c_1 : 박판의 종방향 위상속도
 c_2 : 박판의 횡방향 위상속도
 d^+ : 무차원화된 핀 홀 지름 ($= dU_\tau / \nu$)
 h^+ : 무차원화된 경계층 피토판의 지름 ($= hU_\tau / \nu$)

$P(k, \omega)$: 파수-주파수 스펙트럼
 $S(t, f)$: Wigner-Ville 분포의 이중선형 함수
 T^* : 무차원화 된 장력 ($= T / (0.5 \rho U_\tau^2 A)$)
 t^+ : 벽면 압력섭동의 발생주기 ($= tU_\tau^2 / \nu$)
 U_τ : 전단 속도
 $W(t, f)$: Choi-Williams 분포의 함수
 Δx : 유동에 의한 음향미러의 초점 편향거리
 y_T : 소음원으로부터 유동장 경계까지의 거리
 δ : 경계층 두께
 η : 탄성 박판의 y 방향 변위
 $\Phi(\omega)$: 벽면 압력 스펙트럼

[†] 책임저자, 회원, 인하대학교 기계공학과
 E-mail : sbaelee@inha.ac.kr
 TEL : (032)860-7325 FAX : (032)868-1716
^{*} 인하대학교 대학원 기계공학과

ω_c : 일차 주파수

1. 서론

수중무기체계의 고속화로 인하여 물수체(submerged body) 주위의 천이 및 난류 유동장에 의한 소음이 급격히 증대된다. 소나부 주변의 유동소음은 소나의 탐지성능을 저하시키므로 이 영역에서의 소음 특성을 파악하는 것은 매우 중요하다. 따라서 유동소음의 제어 및 유동소음 신호를 성공적으로 분리하기 위한 전제 조건으로서 유동장과 관련된 표면 섭동 압력 성분에 대한 상세한 지식이 요구된다. 특히 외부 신호는 물체표면의 낮은 파수(wave-number) 영역에서 탐지되므로, 이 영역에서의 자체소음(self-noise) 특성의 파악이 중요하게 된다.

탄성체의 유동유기 소음은 유체유동과 그에 의하여 가진력을 받는 구조물의 진동, 또는 양자의 상호작용에 의해 생성되는 복잡한 물리현상으로 이해될 수 있다. 낮은 마하수에서 균일의 탄성을 갖는 평판표면 위의 난류 유동에 의한 구조적 진동의 가진은 경계층 두께 및 특성와의 크기보다 큰 스케일을 갖는 벽섭동 압력의 성분에 의해 영향을 받는다. 이러한 벽압력 섭동은 파수로는 매우 낮은 영역에 속하게 되며, 벽면 섭동 압력의 ω/k 가 탄성파의 전파속도와 같아질 때 공진이 발생하게 된다. 또한 유체의 하중이 큰 경우, 탄성을 갖는 평판에서의 진단파의 위상속도가 주 유동속도와 비슷할 때 벽 압력섭동 파수-주파수 스펙트럼이 크게 변하게 된다. 이러한 연구로 Benjamin⁽¹⁾은 단순 조화운동을 하는 파형을 갖는 경계면 상의 유동에 대한 해석적 연구를 한 바 있으며, Chase⁽²⁾는 평탄한 강성면에서 낮은 파수와 높은 에너지를 갖는 대류 파수에서의 벽면 압력 섭동에 대한 이론적 연구를 한 바 있다. Carpenter⁽³⁾는 탄성을 갖는 평판의 역학적 모델을 제시, 수치해석을 통한 안정성 연구를 하였으며, Howe⁽⁴⁾는 탄성을 갖는 비균일 재료에서의 표면 압력 섭동에 의한 소음 방사 및 산란의 이론적 연구를 수행한 바 있다. 상기의 연구자들에 의하면, 강성면에서의 소음원의 방사와는 달리 탄성을 갖는 경우 탄성판의 진동과 유체간의 상호작용에 의해 음 방사가 이루어지며, 재질의 변화나 리브(rib)와 같은 불연속면이 존재할 경우 산란

(scattering)의 효과가 발생하여 주요 소음원으로 작용하기도 한다.

본 논문에서는 Carpenter⁽³⁾가 제시한 역학적 모델에서 이차원적인 변위를 갖는 균질, 등방성인 탄성 평판의 변위 방정식을 통하여 구한 파수의 범위를 바탕으로 실험 모델을 결정하였으며, 유동장에 놓인 탄성을 갖는 박판의 물성치에 따른 박판 진동주파수 해석을 분산방정식을 이용하여 시도하였다. 또한 유속변화 및 장력의 변화에 따른 벽압력 스펙트럼 및 소음장의 방사특성 변화를 파악하기 위하여 핀 홀 마이크로폰과 플러시 마운트 된 마이크로 폰을 이용하여 측정하였다. 또한 유동장 밖에서의 방사음장을 음향미러(acoustic mirror)를 이용한 방사소음 지배 주파수 해석 및 핀 홀 마이크로폰에 의한 이벤트 특성과 비교분석을 하였다.

2. 탄성 평판에 의한 벽 압력 섭동 스펙트럼

난류 유동에 의하여 발생되는 표면 압력 섭동은 넓은 주파수 및 파수에 걸쳐 고르게 분포되어 있다. 여러 파수 성분 가운데 가장 중요하고 많은 에너지를 차지하는 외부 유동장의 대류로 인한 대류영역(convective peak)과 음속으로 전파되는 교란 성분인 음향영역(acoustic peak)이 있다. 물수체 유동에 있어서 마하수는 매우 작기 때문에 변동압력의 대부분의 에너지를 점하는 대류영역은 아음속의 유동속도로 전파되는 교란을 탄성 벽면에 야기시킨다.

지금까지 대부분의 연구들은 경계층 스펙트럼에서 대류영역에 대한 많은 데이터를 확보하고 있으나, 아대류영역이나 음향영역에 대하여는 이론적 연구조차 드문 실정이다. 매끈한 평판에 대해 가장 유용한 모델은 Chase⁽⁵⁾에 의한 것이다. 이 모델은 대류영역과 낮은 파수 영역에 모두 적용이 된다.

$$\frac{P_b(k, \omega)}{\rho U_c^2 \delta^3} = [(k + \delta)^2 + \frac{1}{b^2}]^{-\frac{5}{2}} [C_M(k_1 \delta)^2 + C_T(k \delta)^2 \frac{(k + \delta)^2 + 1/b^2}{(k \delta)^2 + 1/b^2}] \quad (1)$$

여기에서 $k_+^2 = \frac{(\omega - U_c k)^2}{(h U_c)^2} + k^2$, $k = |k_+|$ 이며, $Ma = \frac{U_\infty}{c_0} \ll 1$,

$k \gg \frac{|\omega|}{c_0}$, $\frac{\omega \delta}{U_\infty} > 1$ 이다.

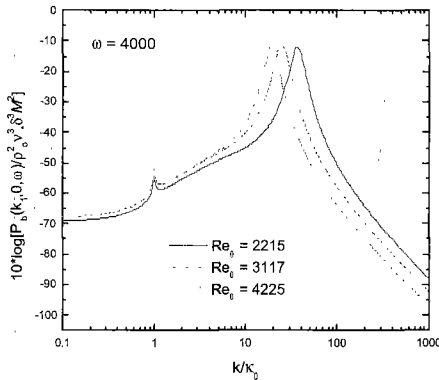


Fig. 1 Characteristic forms of the wall-pressure spectrum using Chase's formula (1) for low Mach number turbulent flow over an elastic surface for $\omega = 4000$ ($k_0 = \omega / c_0$)

위 식에서 사용된 경험적인 계수는 다음 값들을 갖는다: $b \approx 0.75$, $C_M \approx 0.1553$, $C_T \approx 0.0047$, $h \approx 3$ 이다. Chase에 따르면 C_M 은 난류속도와 평균 전달구배와의 상호작용에 의한 벽섭동압력 기여를 나타내며, C_T 는 난류 와(eddy)들의 상호작용에 의한 기여를 나타낸다. 즉, 첫 항은 $P(k, \omega)$ 의 대류영역에서의 거동을 나타내고 둘째항은 $\omega/c_0 \leq k \leq \omega/U_c$ 인 아 대류영역의 거동을 설명한다.

상기의 벽 섭동압력 파수-주파수 스펙트럼은 평판이 강체인 경우에 해당하며, 만일 탄성을 갖는 평판에 대해서는 강체의 경우와는 달리 압력 반사파의 진폭 및 위상이 주파수에 따라 변하는 특성을 고려해야 한다.

본 연구에서는 탄성을 갖는 박판의 굽힘파에 의한 벽 압력섭동 스펙트럼의 변화를 고찰하였다. 벽면 압력 스펙트럼 $\Phi(\omega)$ 는 주로 대류영역의 파수 에너지에 의해 좌우되므로 Chase 모델의 대류 영역의 파수에 대한 분포와 주어진 주파수에서의 탄성 박판의 물성치에 따른 반사파수 스펙트럼을 고려하여 파수에 대한 적분으로 구해진다. 탄성을 갖는 평판에서 ω 가 4000일 때 운동량 두께를 기준으로 한 레이놀즈 수에 따른 벽 압력 파수 스펙트럼은 Fig. 1과 같이 레이놀즈 수의 증가에 따라 최대치에서의 k/k_0 가 변화함을 알 수 있다.

3. 탄성 평판에 의한 소음의 방사

마하수가 매우 낮은 물수체의 경우 대류피크 영역이 대부분의 에너지를 점하며 탄성벽면을 가진시켜 굽힘파동(bending wave)을 발생시키는데, 굽힘파동의 전파속도는 일반적으로 음속보다 낮기 때문에 굽힘파동에 의한 소음은 근거리장에만 국한되고 원거리로는 방사되지 않는 감쇄파(evanescent wave)가 된다. 상기의 특성들은 매끈한 표면을 가지는 경우이나, 일반적인 물수체의 표면은 구조적인 특성에 의해 불연속성을 가지게 되어 박판을 따라 전파되던 굽힘파가 불연속면에서 산란(scattering)되면서 큰 소음을 일으킨다. 구조적 특성에 의한 불연속성은 재질의 변화 혹은 리브(rib)와 같은 부착물에 의한 것들을 포함한다. 이차원적인 변위를 갖는 균질·등방성인 탄성 평판의 변위에 대한 방정식은 다음과 같다.⁽⁶⁾

$$\begin{aligned} (\lambda + G) \frac{\partial \Delta}{\partial x} + G \nabla^2 u &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ (\lambda + G) \frac{\partial \Delta}{\partial y} + G \nabla^2 v &= \rho \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \end{aligned} \quad (2)$$

여기에서 λ 는 라메 상수(Lamé's constant)이며 $\frac{\lambda \mu}{(1+\mu)(1-2\mu)}$ 와 같고, G 는 전단 계수(shear modulus)로 $\frac{E}{2(1+\mu)}$ 과 같다. 탄성을 갖는 박판상의 탄성파를 고려함에 있어서 굽힘파의 진행방향과 같은 운동의 종파와 수직으로 교차하는 횡파 두 가지로 나눌 수 있다. 그 중 종파를 스칼라 포텐셜 ϕ 로 표시하고, 횡파를 ψ 로 표시한 후, 속도성분 u, v 를 고려하면 다음과 같은 파동 방정식의 형태를 구할 수 있다.

$$\nabla^2 \phi = \frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2}, \quad \nabla^2 \psi = \frac{1}{c_2^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \quad (3)$$

스칼라 포텐셜인 ϕ 와 ψ 는 각각 $e^{-i\omega t}$ 에 비례하므로 헬름홀츠(Helmholtz) 방정식과 같은 형태로 유도된다. 교란(disturbance)이 있는 평판상의 유체 유동에서 포텐셜 함수들이 각각 $\phi(x, y) = F(y)e^{ikx}$ 와 $\psi(x, y) = G(y)e^{ikx}$ 의 형태를 갖는다고 가정하고, 비대칭의 운동만을 고려한다. 이 경우 얻은 분산방정식으로부터 진행파의 파장이 판의 두께에 비해 매우 긴 박판의 굽힘운동인 경우 다음과 같은 위상 속도를 얻는다.

$$\frac{c}{c_2} = \left[\frac{4}{3} \left(1 - \left(\frac{c_2}{c_1} \right)^2 \right) \right]^{1/4} \left(\frac{\omega t}{2c_2} \right)^{1/2} \quad (4)$$

따라서 재료의 물성치와 주파수 특성으로부터

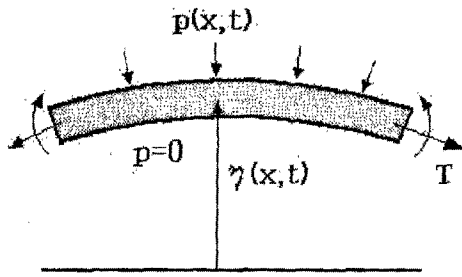


Fig. 2 Mathematical model of wavy motion of elastic thin plate

구한 속도(c) 그리고 일치주파수와 파장을 바탕으로 본 실험장치에 사용되는 판의 두께, 치수 등을 결정한다. 상기 조건에 의해 본 실험에서의 박판의 파장은 0.6m이하의 값을 가지도록 하였다. 탄성과의 음파는 굽힘파의 위상속도가 유체중의 음속과 비슷할 때 강하게 상호 작용되는데, 표면상의 유체하중(fluid loading)이 없을 때의 굽힘파 전파속도가 음속과 같아지는 주파수 ω_c 를 일치(coincidence)주파수라고 부른다. 장력이 작용하지 않는 경우, $\eta = \eta_0 e^{i(kx_1 - \omega t)}$ 의 굽힘파를 고려하면 일치주파수 $\omega_c = c_0 \sqrt{\frac{m}{B}}$ 이며, 그 때의 파수 k 는 $(\frac{m\omega_c^2}{B})^{1/4} (=K_0)$ 가 된다. 이 때 K_0 를 진공굽힘파수(vacuum bending wave-number)라고 부른다. 평판이 균일 유체 중에 놓이게 되면 굽힘파 전파속도는 일반적으로 c_0 보다 작게 된다. 유체 중에서의 압력 파동 방정식은 다음과 같다.⁽⁷⁾

$$\left(\frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - \nabla^2\right)p = F(x, t) \quad (5)$$

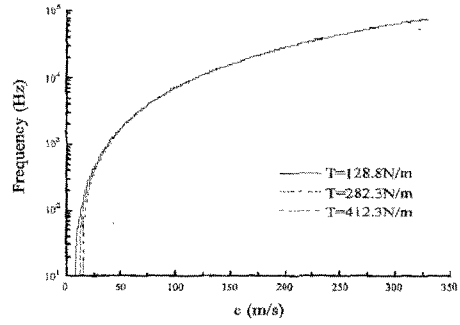
$y > 0$ 일 때 유체중의 외력 $F=0$ 이고 $v = \partial \eta / \partial t$ 일 때의 선형화된 운동량 방정식을 이용하면 다음과 같은 관계를 얻는다.

$$\frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} \quad (6)$$

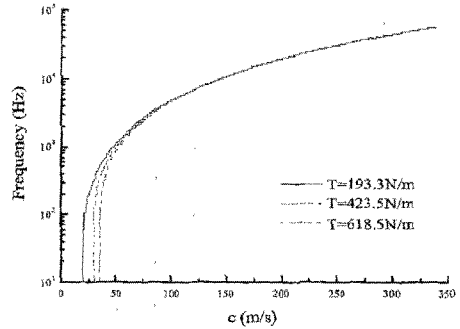
여기에서 ρ_0 는 평균 밀도이다. 위 식은 $\partial p / \partial y$ 가 박판에 대해 연속적임을 의미하므로 아래의 식을 얻게된다.

$$p(x, t) = -\frac{i\rho_0 \omega^2 \eta_0}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 - k^2}} e^{i(kx + \gamma(k)y - \omega t)} \quad (7)$$

여기에서 $\gamma(k)$ 는 $\sqrt{k_0^2 - k^2} = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 - k^2}$ 과 같다. 장력 T 가 작용하는 탄성을 갖는 박판의 해석적 모델을 Fig. 2로 가정할 때, 변위에 대한 방정식은 다



(a) Brass



(b) Aluminium

Fig. 3 Dispersion relation of frequency vs. wave speed for three different tensions applied

음파 같다.

$$B \frac{\partial^4 \eta}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 \eta}{\partial t^2} - T \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} = -p(x, t) \quad (8)$$

여기에서 B 는 굽힘강도(bending stiffness)로 $\frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}$ 과 같다. $\eta = \eta_0 e^{i(kx_1 - \omega t)}$ 와 식 (7)을 식 (8)에 대입하면 다음과 같은 분산 방정식(dispersion equation)을 얻는다.

$$Bk^4 - m\omega^2 + Tk^2 - \frac{2i\rho_0 \omega^2}{\sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 - k^2}} = 0 \quad (9)$$

일반적으로 $k > k_0$, K_0 이므로 마지막 항의 분모는 양의 복소수가 되며 결국 유체중의 음파는 감쇄파(evanescent wave)가 된다. 또한 $\omega \ll \omega_c$ 일 때 $k/k_0 \gg 1$ 이 된다. 즉 굽힘파의 파장이 대응하는 음파의 파장보다 훨씬 크게 된다. 또한 벽면 근처 근거리장의 난류유력 변동은 ω^* 의 주파수를 갖지만 이것에 의해 가진된 얇은 평판의 진동은 ω 의 주파수를 가지며, 감쇄파가 된다. 본 연구에서는 ω^* 와 ω 의 상관 관계를 분석하기 위해 벽압력 섭동의 신호와 자유음장의 압력변동

신호를 측정하였다.

실험에 쓰인 황동판과 알루미늄판의 물성치를 분산방정식에 대입하여 파수와 주파수와의 관계를 Fig. 3에 나타내었다. $\omega = kc$ 의 관계를 식 9에 대입하여 일차 주파수까지의 근을 구하면, Fig. 3으로부터 굽힘파의 전파속도는 100Hz에서 10kHz 사이의 관심 주파수영역에서 150m/s 이하가 됨을 알 수가 있다. 또한 본 연구의 난류유동에 의한 박판의 가진은 공기중의 음속보다 느린 아음속의 전파속도를 가진 공진모드로 나타난다.

4. 실험 장치 및 방법

4.1 실험 세트 및 실험조건

본 연구는 인하대학교 내에 설치된 무향풍동에서 수행되었다. 밀폐된 형태의 무향풍동(anechoic wind tunnel)은 400mm(H)×400mm(W)×2500mm(L)의 시험부를 가지며 유동이 없을 때의 압소음 레벨 20dB를 유지한다. 또한 난류강도는 0.25%를 유지하며, 0~30m/s까지 연속적인 유동속도 변화가 가능하다. 실험 모델은 Fig. 4와 같이 너비 800mm, 길이 1150mm이며 소재는 아크릴이다. 앞부분에는 장력을 임의로 줄 수 있도록 장치되었다. 탄성을 가지는 박판으로는 구리70%, 아연30%의 황동판과 99.5%의 알루미늄판을 이용하였으며, 두께는 0.2mm이다. 탄성을 가지는 박판의 물성치는 Table 1과 같다. 실험은 레이놀즈 수(Re_θ) 2098에서 4225까지의 (유속 13m/s, 19m/s, 25m/s) 세 가지 경우에서 박판에 장력을 세 가지 경우로 유지하며 각각의 경우에 대하여 수행하였다. 1차원으로 가정된 장력의 크기는 각각 77.3N, 169.4N, 247.4N이며, 유동장과의 상호작용을 고려하여 무차원화 된 장력은 다음과 같다.

위 식에서 A 는 유동장의 영향을 받는 박판의 면적이다. 실험에서 주어진 무차원화된 장력 T^* 의 크기는 0.84~9.60까지이며, 각 경우별로 그림에 표시되어있다. 각 유동장 측정치를 위한 경계층 측정은 k^+ 가 약 5인 매우 작은 경계층 측정용 피토포를 사용하여 1/50mm까지 정밀 자동이송이 가능한 이송장치를 이용해 수행되었다. 방사소음은 1/2" 마이크로폰 (B&K4190)을 플러시마운트하여 A/D보드를 통해 초당 16384개의 데이터를 5초간 획득하였으며, 근거리장 벽면 섭동

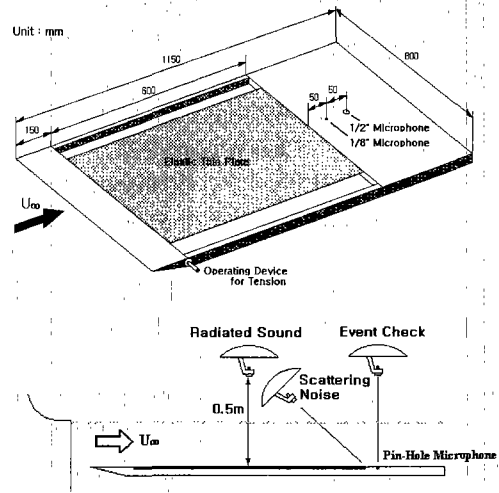


Fig. 4 Schematic of experimental apparatus
Table 1 Material properties of elastic plates

	Brass Plate	Aluminum Plate
Composition	Cu 70%, Zn 30%	Al 99.5%
Thickness (mm)	0.2	0.2
Elastic Modulus (GPa)	120	72
Shear Modulus (GPa)	39	28
Mass (kg/m ²)	1.786	0.500
Density (kg/m ³)	8928.6	2500.0
Bending Strength (N·m)	0.0909	0.0523
Poisson Ratio	0.346	0.288

$$T^* = \frac{T}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2 A} \quad (10)$$

압력은 1/8" 마이크로폰 (B&K4138) 헤드에 작은 이벤트 특성을 측정하기 위해 d^* 가 7.0가량인 핀 홀 캡을 장착하여 측정하였다. 실험 장치에서 박판의 길이는 600mm이며 그 이하의 파장을 갖는 정상파 (standing wave) 및 진행파에 의한 방사소음이 566Hz 근처의 주파수대역을 이루리라는 가정으로 풍동 자체의 진동 및 배경소음의 영향을 없애기 위해 상기의 측정은 Matlab®에서 100Hz 또는 200Hz 하이패스 필터링되었다.

외부 방사소음은 음향미러를 이용하여 박판 상단에서의 방사소음과 핀 홀 마이크로폰 위치에서의 이벤트를 동시 측정하여 무차원화된 벽압력 스펙트럼과 각 경우별 비교를 하였다. 본 연구에서 플러시 마운트 된 마이크로폰으로부터 획득한 방사소음의 경우에는 회절(diffraction) 손실을 무시하였다.

Figure 4에 나타낸 측정 위치에서의 국부적인 시간-주파수(time-frequency) 특성을 분석하기 위해 Lee et al.⁽⁸⁾이 측대칭 물체에서의 유동 박리 소음 분석시 사용한 Choi-Williams분포⁽⁹⁾의 방법을 사용하여 해석하였다. Choi-Williams분포는 신호처리 도구로 널리 알려진 이중선형(bilinear) 분포들의 한 부류인 Wigner-Ville 분포가 여러 성분을 포함하고 있기 때문에, 가능한 한 큰 분해능(resolution)을 유지시키면서 간섭 부분들을 영향을 줄여 유연하게 하는 대표적인 방법이다. 큰 진폭의 압력이벤트를 구별하기 위해 x축을 시간, y축을 주파수 영역으로 하여 시간이 경과함에 따른 각 주파수에서 나타나는 섭동압력의 특성을 시간 평균하여 분석하였다. 본 연구의 Wigner-Ville 분포의 이중선형(bilinear) 변형된 시간-주파수의 형태는 다음과 같다.

$$S(t, f) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(u-t, \tau) x(u + \frac{\tau}{2}) \times x^*(u - \frac{\tau}{2}) e^{-j2\pi f\tau} d u d \tau \quad (11)$$

$\Phi(t, \tau)$ 는 평탄성 커널(smoothing kernel)함수이며, Wigner-Ville의 방법 중 가상의 신호를 제거하기 위해 커널함수를 사용하였다. 그중 대표적인 Choi-Williams 분포는 지수적 커널(exponential kernel)을 이용하여 다음과 같이 정의된다.

$$W(t, f) = \int_{\tau} e^{-j2\pi f\tau} \int_{u} \frac{1}{2\tau} \sqrt{\frac{v}{\pi}} e^{-j2\pi(f\tau + v(u - t)^2 / 4\tau^2)} \times x(u + \frac{\tau}{2}) x^*(u - \frac{\tau}{2}) e^{-j2\pi f\tau} d u d \tau \quad (12)$$

위 식에서 $v(v>0)$ 는 스케일 변수 및 커널 형상 계수이다.

4.2 음향미러 시스템 (Acoustic Mirror System)

풍동에서의 소음 측정은 동일환경을 반복적으로 줄 수 있다는 편리함이 있지만 배경소음으로 인해 방사소음의 측정이 용이하지 않다는 단점이 있다. 유동장 내에 놓인 소음원 방사 음장을 효과적으로 측정하기 위해 방향성이 큰 마이크로폰을 사용하여 소음원의 분포를 구하기도 한다. 본 논문에서는 음향미러 시스템이라고 알려진 장치를 통해 방사소음의 해석과 벽압력 섭동 지점에서의 이벤트 측정을 하였다. 음향미러 시스템은 타원의 두 초점을 잇는 거리가 항상 동일하다는 원리를 이용하여 특정위치의 소음원을 알아내기 위한 장치이다. 음향미러를 이용한 난류제트 유

동 내의 소음원 분포 측정은 이미 수차례 성공적으로 보고되었다.⁽¹⁰⁾ 그러나 유동장에 의해 소음원에서 방사된 음장은 회절되거나 산란되는 효과가 발생하기도 한다. 그러므로 유속별 회절의 크기를 검증할 필요가 있으며 검증을 통해 얻어진 성능계수를 이용하여 실제 소음원, 이벤트 분석에 이용한다.

본 연구에 이용된 음향미러는 직경 240mm, 초점거리 500mm를 갖는 두께 5mm의 아크릴 반사판에 1/2" 마이크로폰(B&K4190)을 설치하여 제작되었으며, 형상은 Fig. 5와 같다. Figure 6은 제작된 음향미러의 성능 테스트를 위해 $U_{\infty}=0$ 인 상태에서 혼(horn driver)을 통해 발생한 음원을 좌·우 각각 150mm씩 이동하며 측정된 1/3 옥타브 밴드 음압레벨이며, 위치별 성능을 파악하여 초점의 정확도 여부를 검증한 데이터이다. 그림과 같이 중심점에서 초점이 잘 맞는 것을 관찰할

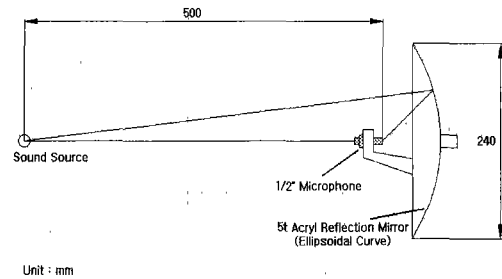


Fig. 5 Schematic of acoustic mirror system

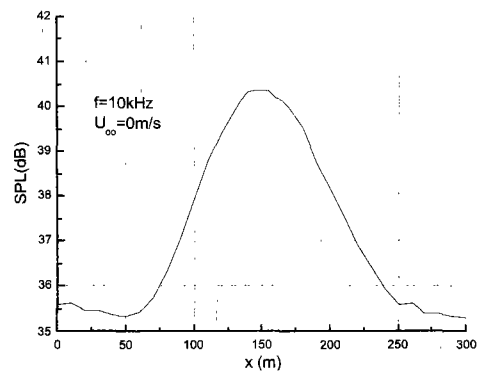


Fig. 6 Diffraction pattern of the sound source measured in the 1/3 octave band with center frequency f=10kHz

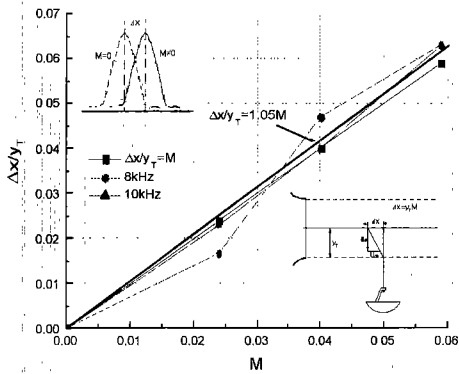


Fig. 7 Apparent shifts of the position of the sound source

수 있다. 식 (13)은 유동장내에서 발생한 음원이 유동장의 영향에 의해 회절현상으로 발생한 측정 위치의 변동을 나타내며, Fig. 7은 음향미러의 성능에 따라 다른 유속별 성능계수를 얻기 위해 나타낸 그림이다. 검증실험을 통해 본 실험에 사용된 음향미러의 성능계수는 1.05임을 파악하였다.

$$\Delta x = y_T \frac{U_\infty}{a_0} \quad (13)$$

y_T 는 소음원으로부터 유동의 경계면까지 거리이다.

본 연구에서는 핀 홀로부터 기준거리를 정하여 이벤트 측정을 수행하였다. 또한 음향미러의 초점을 박판의 중심부에 고정시켜 유동에 의해 발생한 알루미늄 박판의 방사소음을 측정하였고, 탄성면의 불연속성으로 인한 산란의 효과를 관찰하기 위해 탄성판과 강제 부분의 연결부에 초점을 맞추어 박판과의 각도가 50°인 상태에서 산란음을 측정하였다.

5. 실험 측정 결과

탄성을 갖는 박판 위의 유동특성을 비교하기 위해 강제표면의 평판경계층 측정을 수행하였으며, 운동량 두께를 기준으로 한 레이놀즈수 별 데이터를 기준으로 탄성 박판에서의 측정 결과들을 비교하였다. 경계층 측정을 통해 얻어진 계수 중 전단 속도의 변화는 Fig. 8에 나타나 있다. 무차원화된 장력이 증가할수록 전단 속도의 미소 감소 경향을 볼 수 있으며 장력이 증가할수록 난류로의 발달이 지연되는 현상이 황동판인 경우와 알루미늄 판인 경우에 모두 나타났다.

또한 본 실험에서는 벽압력 섭동 스펙트럼의

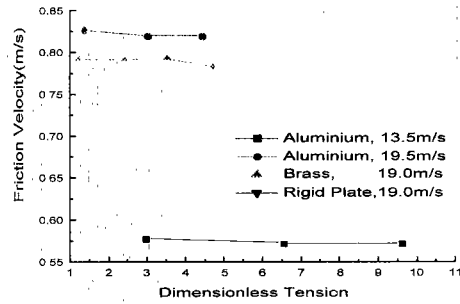


Fig. 8 Friction velocity characteristics for dimensionless tension

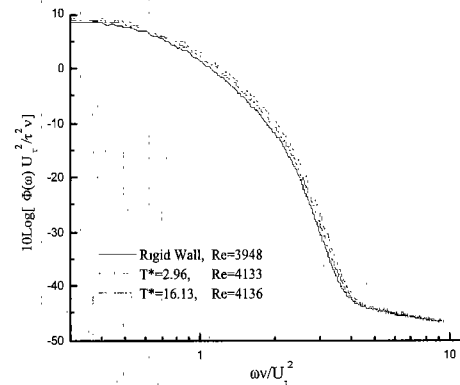
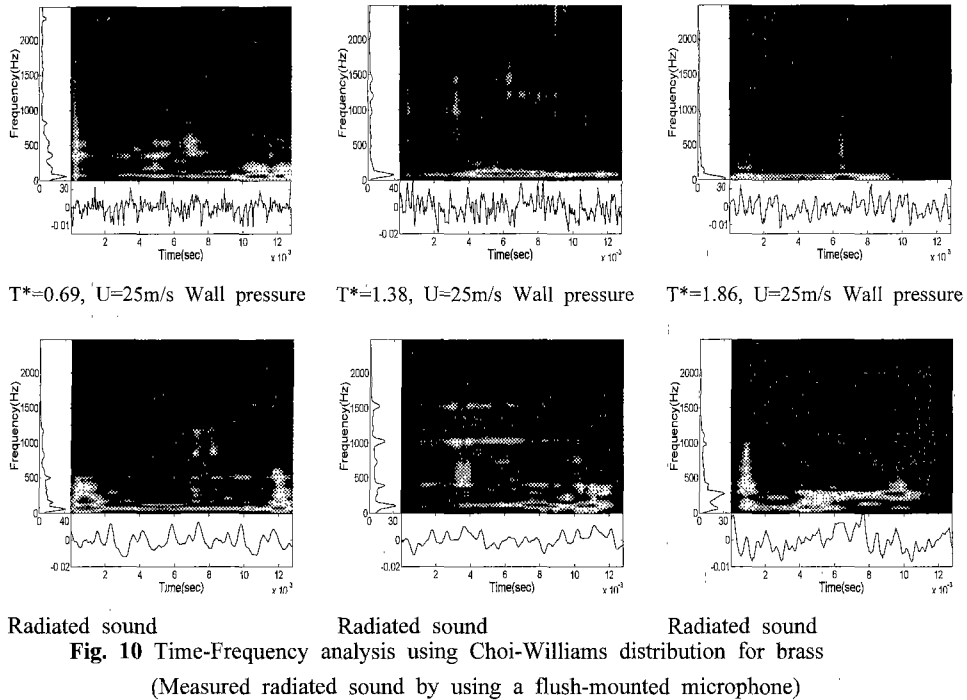


Fig. 9 Non-dimensional wall pressure spectra scaled on inner variables on brass plate at 19m/s

특성을 분석하기 위하여 주파수와 에너지를 각각 $\omega\nu/U_\tau^2$ 와 $\Phi(\omega)U_\tau^2/(\tau_\omega^2\nu)$ 으로 무차원화한 내층 변수 (inner variable)를 이용하였다. 일반적으로 저주파수에서의 에너지는 레이놀즈 수의 영향을 받으며, 고주파수에서의 에너지 레벨은 센서의 크기 혹은 계산 격자 간격에 의한 불가피한 오차를 갖게 된다.⁽¹¹⁾ Figure 9는 황동판의 경우에 측정된 내층 변수에 대하여 나타낸 벽압력 섭동 스펙트럼의 확대그림이다.

황동판의 경우 무차원화 된 장력의 감소에 따라 고주파 에너지의 크기가 증가하는 양상을 볼 수 있다. 무차원화 된 장력의 크기가 무한대로 접근할 때 일반 강체와 같은 표면상호작용의 가정대로 벽 압력 섭동의 고주파수 에너지 분포는 강제 표면을 갖는 평판의 스펙트럼에 접근하고 있다.

Figure 10은 황동판의 경우 유속 25m/s에서



Choi-Williams 분포를 이용하여 벽압력 섭동 및 방사소음을 시간-주파수 분석한 결과이다. 운동량 두께를 기준으로 한 레이놀즈 수가 높아질수록 장력의 변화가 벽면 섭동 압력 에너지에 미치는 영향이 감소한다. 핀 홀 마이크로폰에 의해 측정된 벽압력 섭동에 의한 이벤트는 같은 레이놀즈 수에서 장력의 증가에 따라 강도는 감소한다. 또한 벽면에 설치된 자유음장 측정용 마이크로폰을 이용한 방사소음에서의 주요 주파수 대역이 500Hz에서 1000Hz 사이에 존재함을 알 수 있다.

다른 유속별 측정에서도 이와 유사한 결과를 얻었다. 황동판과 알루미늄판의 경우 모두 무차원화한 장력이 증가할수록 Fig. 4의 1/2" 마이크로폰을 이용해 벽면에서 측정된 방사소음은 높은 주파수 대역으로 변화하는 경향을 보였다. 그러나 벽압력 섭동 이벤트 측정에서 나타난 높은 주파수 대역의 에너지 특성들은 주요 주파수 대역을 제외하고는 방사소음 효율면에서 약해짐을 알 수 있다.

방사음장의 비교를 위해 탄성판의 중심 상단에 위치한 음향미러를 사용하여 측정하였으며, FFT를 통해 얻은 음압 스펙트럼을 Fig. 11에 나타내었다. 640Hz영역에서 유동에 의해 가진된 탄성

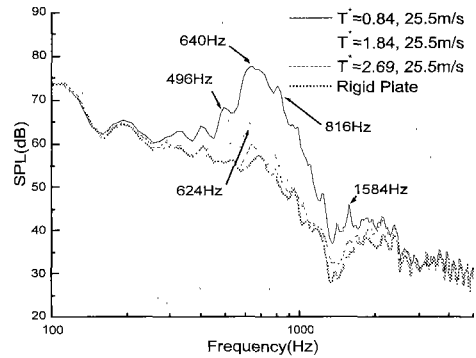


Fig. 11 Radiated sound spectra over aluminum and rigid plates by acoustic mirror system focused on the center of plate

박판의 진동모드가 방사소음에 가장 큰 영향을 줌을 알 수 있다.

Figure 12는 음향미러를 이용한 박판 굽힘파에 의한 진동소음과 산란소음의 영향을 FFT를 통하여 측정된 결과이다.

자유유동속도 25m/s의 유동장내에 설치된 알루미늄 박판의 경우 1668Hz 주변의 산(hump) 모양의 에너지들은 산란의 영향인 것으로 사료된다.

Figure 13에는 알루미늄판의 벽압력 섭동 측정용 핀 홀에 초점이 맞춰진 음향미러를 이용하여 측정된 방사소음 이벤트를 나타내었다. 알루미늄판의 경우 $Re_\theta=3000$ 근처일 때 벽 압력 섭동은 장력의 변화에 관계없이 임펄스(impulsive)한 이벤트 특성이 나타남을 알 수 있다. 앙상블(ensemble) 평균된 동일시간 위치에서 각각 유사한 이벤트의 특성이 나타남을 알 수 있으며, 특히 무차원화된 장력이 9.60인 경우 두드러지게 임펄스한 특성을 나타낸다. Figure 13의 벽압력섭동에서의 커토시스(kurtosis) 계수의 값은 무차원화

한 장력이 증가함에 따라 각각 4.97, 4.87, 4.31로 나타났다. 상기의 값들은 커토시스의 가우시안 분포값인 3에서 크게 이탈되어있음을 알 수 있다. 이벤트는 발생 빈도에 비해 전체 에너지에서 차지하는 비중이 크므로, 벽압력에서 측정된 임펄스형태의 이벤트의 주기적인 특성들이 고주파수 벽압력의 주파수 에너지로 기여하였고, 같은 유속인 경우 상대적인 장력의 크기가 감소할수록 이벤트의 소음기여가 큰 것으로 사료된다. 즉, 아음속의 전파속도를 갖는 박판의 굽힘파는 경계면에서 수많은 간섭을 일으켜 정상파를 일으키나 아음속의 공진모드에서는 인접한 음 및 양의 변위들에 의한 국부적 압축 및 팽창이 상호 상쇄하게 된다. 따라서 굽힘파에 의한 순간적 변위의 주기는 벽면근처 유동의 대외동 운동에는 큰 영향을 미치지 못하나, 큰 진폭의 벽면 압력섭동의 발생주기($t^+ = tU_\tau^2/\nu$)와는 비슷한 크기를 갖게 되어⁽¹¹⁾ 벽면 압력이벤트에 의한 방사소음에의 기여를 예상할 수 있다. 또한 유속이 증가할수록 음향미러를 이용한 유동장 외부에서의 이벤트 특성 측정은 어려웠다.

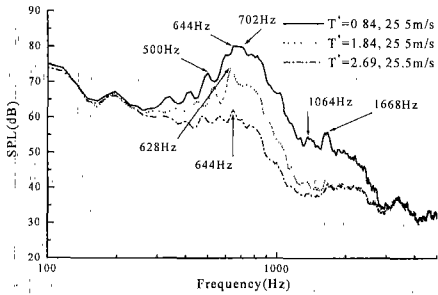


Fig. 12 Sound spectra from aluminum plate measured by acoustic mirror system focused on the plate edge

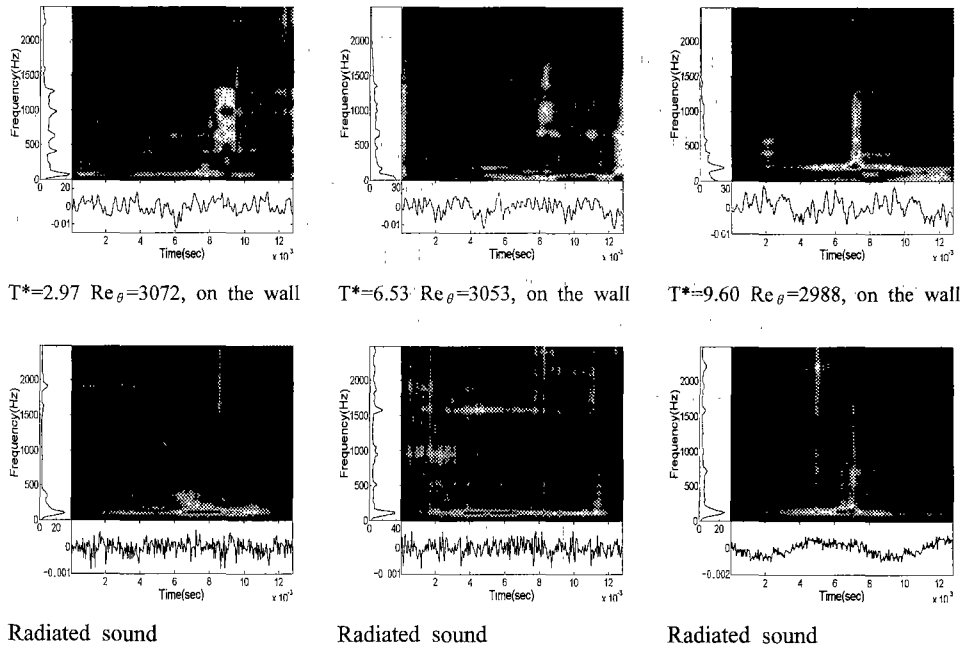


Fig. 13 Comparisons of wall pressure and far-field sound events for aluminium plate (Measured radiated sound by using an acoustic mirror system)

5. 결론

본 연구에서 내층 변수로 무차원화 된 벽 압력 에너지 스펙트럼을 통해 장력이 증가할수록 탄성 파에 의해 전달되는 고주파수의 벽압력 섭동 에너지가 감소함을 확인하였으며, 유속이 증가할수록 장력증가에 의해 벽면 섭동 압력 에너지에 전달되는 영향이 감소하였다. 방사소음은 무차원화 된 장력이 유사한 경우 지배적인 주파수 대역이 서로 근접한 영역에서 나타났으며, 벽면에서 측정된 방사음장은 장력의 증가에 따라 지배 주파수 대역이 약간씩 증가함을 알 수 있다. 본 실험 조건에서 장력의 감소가 탄성을 갖는 박판과 유체간의 상호작용의 크기를 증가시켜 고주파수의 난류 에너지를 증가시키는 것으로 나타났으며, 방사음장의 범위는 작으나 이벤트에 의한 방사소음으로의 기여는 증가하는 것으로 사료된다. 탄성을 갖는 박판 위의 난류경계층의 저주파수 에너지와 진동하는 벽면과는 상호에너지 전달이 미약하나, 탄성벽면의 굽힘파에 의한 진동에너지가 비록 감쇄파이지만 근접음장에는 큰 영향을 줌을 확인하였다.

후 기

본 연구는 수중음향특화연구센터 UA-42과제 연구비 지원에 의해 수행되었으며, 센터 및 국방과학연구소에 깊은 감사를 표합니다.

참고문헌

- (1) Benjamin, T.B., 1959, "Shearing Flow over a Wavy Boundary," *J. Fluid Mech.*, Vol. 6, pp. 161~205.
- (2) Chase, D.M., 1985, *Wave Vector Structure of Turbulent Wall Pressure and Its Filtering by Normal Transmission and Spatial Averaging in Sensor Arrays*, Adaptive Methods in Underwater Acoustics, D. Reidel Publishing Company, pp. 145~153.
- (3) Carpenter, P.W. and Garrad, A.D., 1986, "The Hydrodynamic Stability of Flow over Kramer-Type Compliant Surfaces. Part 2. Flow-Induced Surface Instabilities," *J. Fluid Mech.*, Vol. 170, pp. 199~232.
- (4) Howe, M.S., 1992, "The Wall-Pressure Spectrum in Turbulent Flow over a Randomly Inhomogeneous Elastic Solid," *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 91, pp. 91~98.
- (5) Chase, D.M., 1980, "Modeling the Wave Vector-Frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure," *J. Sound and Vib.*, Vol. 70, pp. 29~67.
- (6) Mal, A.K. and Singh, S.J., 1991, *Deformation of Elastic Solids*, Prentice-Hall, pp. 292~312.
- (7) Howe, M.S., 1996, *Acoustic of Fluid-Structure Interactions*, Cambridge University Press, pp. 253~257.
- (8) Lee, S., Kim, H.-J., Kwon, O.-S. and Lee, S.K., 2000, "Wall Pressure Fluctuations and Radiated Sound Form Turbulent Boundary Layer on an Axisymmetric Body," *J. Acoust. Soc. Am.*, ARLO 1(1), pp. 6~12.
- (9) Choi, H.I. and Williams, W., 1989, "Improved Time-Frequency Representation of Multiple Component Signals Using an Exponential Kernel," *IEEE Transactions*, Vol. 37, pp. 862~971.
- (10) Groche, F.R., Stiewitt, H. and Binder, B., 1977, "Acoustic Wind-Tunnel Measurements with a Highly Directional Microphone," *AIAA*, Vol. 15, No. 11, pp. 1590~1596.
- (11) 이승배, 김휘중, 1999, "평판 난류경계층에서의 벽 압력섭동에 대한 실험적 연구," 대한기계학회논문집 B권, Vol. 23, 제6호, pp. 722~733.