

# 자유 공간에서의 흡음재 반사 계수 측정 가능성 및 실용성

\* 이수열\*, 김양한\*\*

## (Measurement of reflection coefficient of sound absorbent material in a free space : its possibility and practical applicabilities)

( Soo-Yeol Kim, Yang-Hann Kim )

### 1. 서론

잘 알려져 있는 바와 같이 흡음재의 성능은 음향학적 특성치인 흡음율 또는 반사 계수로 나타내며 이들의 측정을 위하여 여러가지 방법이 사용되고 있다.[1-7] 그러나 흔히 사용되는 정재파 방법 (standing wave method)과 2-마이크로폰 방법은 수직 입사 성분에 대해서만 음압 반사 계수를 구할 수 있으며 경사 입사(oblique incidence)성분에 대해서는 음압 반사 계수를 구할 수 없다. 경사 입사에 대한 평면파의 반사 계수를 구하는 방법으로 생각할 수 있는 것은 임의의 음원에서 형성되는 복소 음압 분포를 공간상의 Fourier 변환을 통해 여러 각도에서 입사하는 평면파 요소들의 중첩으로 증가시키고 각각의 요소들에 대한 입사파 및 반사파를 분리하는 방법이 있을 수 있다.[4,5] 이 방법은 임의의 음압 분포를 평면파요소들로 분해하기 때문에 음원에 대한 제한 조건이 없는 장점이 있다.

본 연구에서는 임의의 복소 음압 분포를 무한 평면에서 공간상의 Fourier 변환을 하여서 평면파 요소들의 중첩으로 해석하는 방법을 살펴보고 제한된 측정 조건에서 유발되는 문제들을 음원의 주파수에 대해서 모의 실험을 통하여 고찰해보았다. 실험으로는 단단한 시편(hard panel)과 스폰지(sponge)에 대해서 공간상의 Fourier 변환을 통해 반사 계수를 얻고 수직입사에 대해 2-마이크로폰 방법으로 구한 반사 계수와 비교하였다. 특히 다공성 물질인 스폰지에 대해서는 유동 저항을 측정하여 실험식으로 부터 구한 반사 계수와와의 비교를 하였으며 공간상의 음압 분포로 부터 구한 반사 계수에서 창문함수의 영향을 살펴 보았다.

### 2. 이론

임의의 주기적인 음원  $f'(x, y, z, t) = f(x, y, z)e^{-i\omega t}$  과 경계 조건으로 임피던스(impedance)  $Z$ 를 갖는 무한한 크기의 흡음재가 있는 경우 비동차(inhomogeneous) 파동 방정식은 다음과 같이 된다.

$$(\nabla^2 + k^2)p = f(x, y, z) \quad (1)$$

식(1)을  $(x, y)$  공간상의 Fourier 변환을 하면

$$\left[ \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2 - k_x^2 - k_y^2 \right] p(k_x, k_y, z) = \tilde{f}(k_x, k_y, z) \quad (2)$$

이다. 여기서  $\tilde{p}(k_x, k_y, z)$ 는 특성높이에서의 복소 압력 분포를 파수(wave number)성분별로 나타낸 것이다.

한편 음장을 입사파와 반사파의 합으로 표현할 수 있으므로

$$p(x, y, z) = p_i(x, y, z) + p_r(x, y, z) \quad (3)$$

이다. 공간 상의 Fourier 변환한 음장은 각도  $\theta = \cos^{-1} \frac{k_z}{k}$ 로 입사하는 평면파와 반사되는 평면파의 합으로 표현될 수 있다.

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \tilde{p}_i(k_x, k_y, z) + \tilde{p}_r(k_x, k_y, z) \quad (4)$$

이때 임피던스(impedance)  $Z$ , 반사계수  $C_r$ 과 각도  $\theta$  사이에는 다음의 관계가 성립한다.

$$Z/\rho c = \frac{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0) + \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0)}{\tilde{p}_i(k_x, k_y, 0) \cos \theta - \tilde{p}_r(k_x, k_y, 0) \cos \theta} \quad (5)$$

\*한국과학기술원 기계공학과 현재 대우자동차 근무

\*\*한국과학기술원 기계공학과

$$C_r = \frac{\bar{p}_r(k_x, k_y, 0)}{\bar{p}_i(k_x, k_y, 0)} = \frac{Z \cos \theta - \rho c}{Z \cos \theta + \rho c} \quad (6)$$

여기서  $\rho$ 는 공기의 밀도이고  $c$ 는 공기의 속도이다.

## 2-1 수학적 접근

임의의 음원에 의한  $z = z_j$  평면에서의 복소 음압 분포는  $xy$  공간상의 Fourier 변환을 통하여 평면파들의 중첩으로 생각할 수 있다. 음압  $p(x, y, z)$ 를  $xy$  공간상의 Fourier 변환을 하여  $k_x, k_y$  파수 영역(wave number domain)에서 나타내면  $\bar{p}(k_x, k_y, z)$ 로 표현할 수 있다. (식 (7-1) 참조) 형성되는 음장이  $z$ 축에 대하여 대칭이라면 원통 좌표계를 이용하여  $p(r, \phi, z)$ 와 같이 표현하고 식 (7-1)을 이용해서 파수 영역에서의 스펙트럼으로 표현하면 식 (7-2)와 같다.

$$\bar{p}(k_x, k_y, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} p(x, y, z) e^{-i(k_x x + k_y y)} dx dy \quad (7-1)$$

$$\begin{aligned} \bar{p}(k_r, z) &= \int_0^{2\pi} d\phi \int_0^{\infty} r dr p(r, \phi, z) e^{-ik_r r \cos(\psi - \phi)} \\ &= 2\pi \int_0^{\infty} r p(r, z) J_0(r \cdot k_r) dr \end{aligned} \quad (7-2)$$

여기서  $x = r \cos \phi, y = r \sin \phi$  이고  $k_x = k_r \cos \psi, k_y = k_r \sin \psi$  이다. 식 (7-2)는 공간상의 Fourier 변환의 특별한 형태로 Fourier-Bessel 변환이라 한다.

음원에 의해서 형성되는 복소 음압 분포가 축대칭인 경우로 국한하고 음압 분포를 원통 좌표계로 표현하면

$$p(r, z) = p_i(r, z) + p_r(r, z) \quad (8)$$

$$\bar{p}(k_r, z) = \bar{p}_i(k_r, z) + \bar{p}_r(k_r, z) \quad (9)$$

로 쓸 수 있다. 음압 분포를 축대칭으로 제한했으므로 Fig. 1 처럼  $z = z_1$ 의 측정 평면에서 반경 방향으로 한개의 선에서만 음압 분포를 알면  $z = z_1$ 의 전체 평면에서 음압 분포를 아는 것과 동일하다.

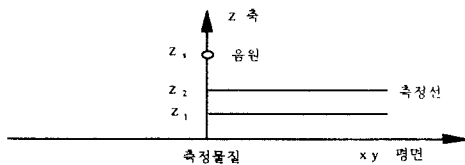


Fig. 1 측정 위치와 좌표계

Fig. 1의  $z = z_1$ 과  $z = z_2$ 에서의 복소 음압 분포는 식 (9)에 의해서 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\bar{p}(k_r, z_1) = \bar{p}_i(k_r, z_1) + \bar{p}_r(k_r, z_1) \quad (10-1)$$

$$\bar{p}(k_r, z_2) = \bar{p}_i(k_r, z_2) + \bar{p}_r(k_r, z_2) \quad (10-2)$$

그리고  $\bar{p}_i(k_r, z_1), \bar{p}_r(k_r, z_1)$ 와  $\bar{p}_i(k_r, 0), \bar{p}_r(k_r, 0)$ 는  $z = z_1$ 과  $z = 0$ 에서의 평면파 요소들이므로 평면파가  $z$ 방향으로 전파되어서 생긴 위상차를 고려하면 다음과 같은 관계가 있다.

$$\bar{p}(k_r, z_1) = \bar{p}_i(k_r, 0) e^{-ik_r z_1} + \bar{p}_r(k_r, 0) e^{ik_r z_1} \quad (11-1)$$

$$\bar{p}(k_r, z_2) = \bar{p}_i(k_r, 0) e^{-ik_r z_2} + \bar{p}_r(k_r, 0) e^{ik_r z_2} \quad (11-2)$$

이 된다. 따라서  $\bar{p}_i(k_r, 0), \bar{p}_r(k_r, 0)$ 는

$$\bar{p}_i(k_r, 0) = \frac{\bar{p}(k_r, z_1) e^{ik_r z_2} - \bar{p}(k_r, z_2) e^{ik_r z_1}}{2i \sin[k_r(z_2 - z_1)]} \quad (12-1)$$

$$\bar{p}_r(k_r, 0) = \frac{-\bar{p}(k_r, z_1) e^{-ik_r z_2} + \bar{p}(k_r, z_2) e^{-ik_r z_1}}{2i \sin[k_r(z_2 - z_1)]} \quad (12-2)$$

이고 임의의 각도  $\theta = \cos^{-1} \frac{k_z}{k}$  로 입사하는 평면파 요소에 대한 음압 반사 계수  $C_r$ 은 식 (6)에 의해서

$$\begin{aligned} C_r(k_r) &= \frac{\bar{p}_r(k_r, 0)}{\bar{p}_i(k_r, 0)} \\ &= \frac{-\bar{p}(k_r, z_1) \cdot e^{-ik_r z_2} + \bar{p}(k_r, z_2) \cdot e^{-ik_r z_1}}{\bar{p}(k_r, z_1) \cdot e^{ik_r z_2} - \bar{p}(k_r, z_2) \cdot e^{ik_r z_1}} \end{aligned} \quad (13)$$

이 된다.

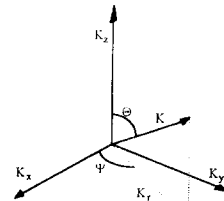


Fig. 2 파수의 직교 좌표계 성분과 원통 좌표계 성분

Fig. 2에서 보듯이 평면파가 입사하는 각도  $\theta$ 와 파수 성분  $k_x, k_z$  사이에는  $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ ,  $k^2 = k_r^2 + k_z^2$ ,  $\cos\theta = \frac{k_z}{k}$  와  $\sin\theta = \frac{k_r}{k}$ 의 관계가 성립한다.

### 2-2 음원의 특성과 신호처리

파수 영역(wave number domain)에서의 스펙트럼을 얻기 위해서는 식 (7-1)과 같이 (x,y) 무한 평면에서의 음압 분포를 알고 그 평면에 대해 적분을 해주어야 한다. 실제 측정 및 계산에서는 유한한 범위에서의 음압 분포를 측정하므로 측정의 유한성으로 인한 영향을 피할 수 없게 된다. 측정된 복소음압분포를 창문함수(window function)  $w(r, \phi, z)$ 를 써서 표현하면

$$w(r, \phi, z) = \begin{cases} 1 & r \leq R_{\max} \\ 0 & r > R_{\max} \end{cases} \quad (14)$$

$$p(x, y, z) = p(x, y, z) \cdot w(x, y) \quad (15)$$

$$\tilde{p}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \tilde{p}(k_x, k_y, z) * \tilde{w}(k_x, k_y) \quad (16)$$

과 같다. 여기서  $p(x, y, z)$ 는 실제의 음압 분포를 나타내며  $\tilde{p}(x, y, z)$ 는 창문 함수를 사용해서 구한 음압 분포  $\tilde{p}$ 는 (x,y) 공간상의 Fourier 변환을 한 음압분포이고 \*는 컨벌루션(convolution)을 나타낸다. 공간상에서 측정하는 제한된 평면인 구경(aperture)이 무한히 크면 창문함수는 파수 영역에서 델타함수(delta function)가 되어서 창문함수의 영향이 없는 이상적인 경우가 된다. 그러나 실제의 경우에는 유한한 구경(aperture)의 크기에 의해서 창문 함수의 영향이 나타나게 된다. 이러한 영향을 고찰하기 위해서 다음과 같은 2차원 Hanning 창문함수

$$w(r, z) = \begin{cases} 0.5 - 0.5 \cos \left[ 2\pi \left( r + R_{\max} \right) \frac{1}{2R_{\max}} \right] & r \leq R_{\max} \\ 0 & r > R_{\max} \end{cases} \quad (17)$$

여기서  $R_{\max}$ 는 창문 함수의 반경이다.

을 사용하고 식 (28-1)을 공간상의 이산 Fourier 변환 형태로 쓰면

$$p(k_r, z) \approx 2\pi \sum_{n=0}^N (n\Delta r) \cdot p(n\Delta r, z) \cdot w(n\Delta r, z) \cdot J_0(k_r n\Delta r) \Delta r \quad (18)$$

이 된다. 여기서  $\Delta r$ 은 측정점 사이의 간격이고 N은  $R_{\max}$ 까지 측정점의 갯수이다. 이산 Fourier 변환을 이용하면 측정점 간격  $\Delta r$ 에 의해서 에일리어싱(aliasing) 문제가 생기는데  $\Delta r$ 과 파수 영역에서의 Nyquist 파수(wave number)  $k_{\max}$ 는  $k_{\max} = \frac{\pi}{\Delta r}$ 의 관계가 있다. 따라서 음압 분포의 이산화된 측정에 의하여 파수 영역에서 발생하는 에일리어싱(aliasing)문제를 감소시키기 위해서는 Nyquist 파수  $k_{\max}$ 를 크게하여야 하므로 측정점 사이의 간격을 줄여야 한다.

### 3. 모의실험 및 고찰

Fig. 1처럼  $z = z_2$ 에 음원이 있을 때 단극 음원의 경우  $z = z_1$  평면에서 형성되는 음압 분포와 그 스펙트럼은

$$p(r, z) = \frac{e^{ikr}}{R}, \quad R = \sqrt{r^2 + (z_2 - z)^2} \quad (19)$$

$$p(k_r, z) = 2\pi \cdot i \frac{e^{ikz_2 - ikz}}{k_z} \quad (20)$$

이다. 식 (19)를 이용해서 공기를 가상의 반사체로 보고 음원의 주파수가 2500 Hz인 경우에  $R_{\max} = 1m$ , 음원의 위치  $Z_2 = 40cm$ , 측정선은  $Z_1 = 1cm$ ,  $Z_2 = 4cm$ 로 가정하여서 모의 실험을 하였다. 반사체가 공기이므로 반사 계수의 실수부와 허수부는 0이 되어야 한다. 모의 실험에서 식 (14)의 균일 창문함수와 식 (17)의 2차원 Hanning 창문함수를 사용한 결과를 비교하였다. Fig. 3-1은 균일 창문함수를 사용해서  $C_r$ 을 구한 것인데 여기서는 창문 함수의 leakage 현상에 기인하는 잔 물결(ripple) 현상이 보인다. 이는 이 오차를 해결하기 위해서 식 (17)로 정의된 2차원 Hanning 창문함수를 도입하였다. 입사 각도가 수직에 가까운 경우 많은 창문함수의 영향이 나타남을 알 수 있다.

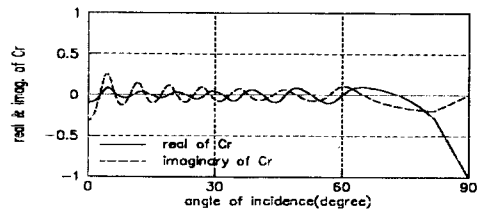


Fig 3-1. 단극 음원, 평면 반사체 : 공기 주파수 : 2500 Hz, 2차원 균일 창문 함수

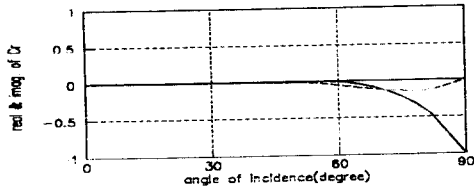


Fig.3-2 단극 음원 평면 반사체: 공기  
주파수: 2500 Hz, 2차원 Hanning 창분 함수

#### 4. 실험 및 결과

##### 4 - 1. 실험 방법

###### a. 공간상의 Fourier 변환을 이용한 실험

음장의 대칭성을 얻기 위해서 Fig. 4처럼 점음원(point source)의 성질을 가진 스피커를 사용하여 반경 방향의 음압 분포를 측정한다. 마이크론의 측정 간격은 6 Cm (500 Hz의 경우 한 파장에 대해서 측정점이 약 11개, 2 kHz의 경우에는 측정점이 약 3개), 측정선은 시편으로부터 높이가 각각 1 Cm, 4 Cm이며 한 개의 측정선상 ( $R_{max} = 0.84$  m)에서 15개 ( $n = 0, 1, 2, \dots, 14$ ) 위치의 음압 분포를 측정한다. 실험에 사용한 시편은 스폰지(sponge)와 단단한 판(hard panel)이다. 스폰지의 경우 크기는 1.9(m) × 1.2(m)이고 두께는 0.08(m)이며 밀도는  $13.2 \text{ kg/m}^3$ 이다. 스폰지의 뒷면에 단단한 물질(hard wall)을 놓고 실험하였다. 단단한 판의 경우 시편 크기는 1.5(m) × 0.65(m)이며 무향실에서 un baffled 상태에서 실험하였다. 실험에서 사용한 주파수는 500 Hz부터 2 kHz까지이다.

###### b. 2-마이크로폰 방법

입사 각도가 0°인 경우에 관(duct)에서 두 개의 마이크로폰을 사용하며 입사파와 반사파를 분리하여서 시편의 반사 계수를 구한다.

###### c. 실험식을 이용하는 방법

재질의 유동 저항(flow resistivity,  $R_f$ )을 측정하고 Delany의 다음과 같은 실험식[7]

$$\rho_1 c_1 = \rho c [1 + 0.0571 \left(\frac{\rho \cdot f}{R_f}\right)^{-0.754} - i 0.087 \left(\frac{\rho \cdot f}{R_f}\right)^{-0.732}] \quad (21-1)$$

$$k_1 = \left(\frac{2\pi f}{c}\right) \cdot [1 + 0.0978 \left(\frac{\rho \cdot f}{R_f}\right)^{-0.70} - i \cdot 0.189 \left(\frac{\rho \cdot f}{R_f}\right)^{-0.595}] \quad (21-2)$$

을 이용하여 재질 스폰지의 특성치인 characteristic impedance  $\rho c$ 와 propagating constant  $k$ 를 구한다. 그리고 Fig. 5-2의 경우에 평면파에 대해서 반사 계수를 구한 식

$$C_r = \frac{(\rho_1 c_1) \cos \theta_1 - i (\rho c) \cos \theta_1 \tan(k_1 \cos \theta_1 l)}{(\rho_1 c_1) \cos \theta_1 + i (\rho c) \cos \theta_1 \tan(k_1 \cos \theta_1 l)} \quad (22)$$

에 대입하여 평면파에 대한 반사 계수를 구한다.

재질의 유동 저항(flow resistivity  $R_f$ )은 Fig. 5-1처럼 시편 양단에서의 압력 차이  $\Delta p$ 와 위치 2에서의 입사 속도  $u$ 를 측정하여 구한다.

$$R_f = \frac{\Delta p}{l \cdot u} \left( \frac{N}{m^2} \cdot \frac{\text{sec}}{m} \cdot \frac{1}{m} \right), \quad l: \text{시편의 길이(m)}$$

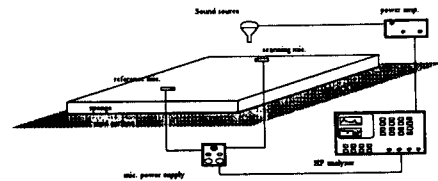


Fig. 4-1 실험 장치 (공간상의 Fourier 변환을 이용한 방법)

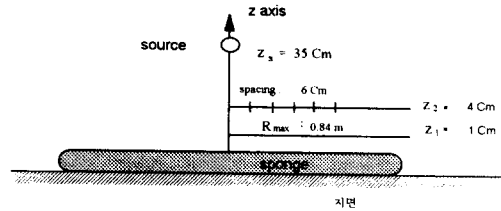


Fig. 4-2 실험 장치의 측면도

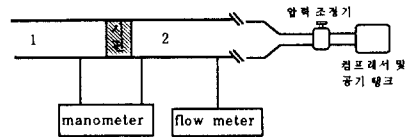


Fig. 5-1 실험 장치 (실험식을 이용한 방법)

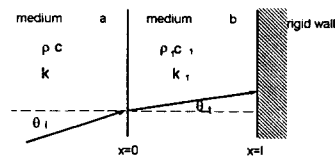


Fig. 5-2 2개의 매질과 rigid 면이 접한 경우

#### 4-3. 실험 결과 및 고찰

실험에 사용한 시편은 단단한 판(hard panel)과

스폰지(sponge)이다. 측정하고자 하는 시편의 뒷면 상태에 따라서 반사 계수의 값이 달라지는데 본 실험에서는 시편의 뒷면에 단단한 벽(rigid wall)이 있어서 시편을 통과해서 다른 매질로 전달되는 음향 에너지가 없도록 하였다. 따라서 시편에 입사하는 음파 성분과 반사되는 성분만으로 시편의 흡음율을 구할 수 있다.

시편으로 스폰지(sponge)를 사용한 경우에는 Fig. 5처럼 유동 저항을 측정하고 식 (21),(22)로부터 음파의 입사 각도  $\theta$ 에 대한 반사 계수를 구하여서 공간상의 Fourier 변환을 사용하여 구한 것과 비교하였다.

Fig. 6은 단단한 시편(hard panel)에 대해서 2-마이크로폰 방법과 공간상의 Fourier 변환 방법 (Hanning 창문 함수 사용)을 이용해서 구한 반사 계수들을 비교한 것이다. 시편이 단단하므로(hard) 반사 계수의 크기는 1에 가깝고 위상은 0에 가까운 값을 얻으리라 예상할 수 있다. 2-마이크로폰 방법은 시편이 rigid에 가까운 결과를 보여주나 공간상의 Fourier 변환을 이용한 방법은 반사 계수의 크기가 작게 예측되었다. 약 500 Hz에서 1000 Hz의 주파수 대역에서는 고주파수 대역보다 더 낮은 반사 계수를 보여준다. 주파수가 낮을수록 파장이 길어서 음압 분포를 측정하는 구경(aperture) 크기의 영향이 클 것이라 예상된다. 이러한 영향, 즉 구경(aperture)크기에 대한 주파수의 영향을 살펴보기 위해서 단단한 벽(rigid wall)의 경우에 단극 음원을 사용하여 모의 실험을 하였다. Fig. 7은 구경 크기의 변화에 대해서 단단한 시편의 반사 계수를 보여준다. 같은 크기의 구경(aperture)에 대해서 저주파일수록 참값에서 많이 벗어나며 본 실험에서 사용한 구경(aperture) 반경인  $R_{max} = 0.84 m$ 의 경우에 저주파에서 반사 계수의 오차가 크게 나타나는 것을 확인할 수 있다. Fig. 6의 저주파수 대역에서 이러한 이유로 반사 계수의 크기가 더 작게 나왔다고 생각된다. 그리고 고주파수 대역에서는 랜덤 오차에 의해서 반사 계수의 변화가 심하게 나타났다. 이를 고찰해보기 위해서 단극 음원과 단단한 벽(rigid wall)에 대해서 측정상의 오차를 가산하여 다음과 같은 모의 실험을 하였다. 마이크로폰을 옮기며 공간의 음압을 정확한 위치에서 측정을 못 하는 경우 즉 반경 방향의 편차를 측정 간격으로 정규화하여 0.1(측정 간격 6 Cm, 반경 방향 편차 0.6 Cm) 그리고 z 방향의 편차를  $z_1$ 으로 정규화하여 0.15( $z_1$  측정 높이 1 Cm, z 방향의 편차 0.15 Cm)에 대해서 단단한 벽(rigid wall)의 반사 계수를 구하였다. Fig. 8은 위의 모의 실험 결과이다. 이 모의 실험으로부터

저주파수 대역에서는 파장이 길어서 약간 벗어난 위치에서 음압 분포를 측정하여도 오차의 영향이 적으나 고주파수 대역에서는 파장이 짧아서 랜덤 오차의 영향을 많이 받은 것을 볼 수 있다. 실험한 결과인 Fig. 6의 고주파수 대역에서 반사 계수의 변화가 심하게 나타나는 것은 측정 오차 등의 랜덤 오차라고 생각된다.

Fig. 9는 스폰지를 시편으로 사용한 경우의 실험 결과이다. 공간상의 Fourier 변환 방법으로 구한 반사 계수와 2-마이크로폰 방법으로 구한 것을 비교하면 전자의 방법으로 구한 반사 계수의 크기가 작게 예측되었다. 단단한 판(hard panel)의 경우와 같이 파장에 대한 구경 크기의 영향으로 저주파수 대역에서 바이어스 오차가 크게 나타나고 고주파수 대역에서는 측정 오차에서 비롯된 랜덤 오차가 크게 나타났다. Fig. 10은 주파수와 음파의 입사 각도에 대한 반사 계수를 그린 것이다. 입사 각도가 증가해서 40° 정도까지는 반사 계수의 크기가 대체로 감소하는 경향을 보이고 40°를 넘어서는 각도에서는 반사 계수의 크기가 점차로 증가하는 것을 볼 수 있다. 이는 그 각도에서 시편의 임피던스(impedance)가 공기의 임피던스와 비슷해져서 (impedance matching) 음파의 반사가 적게 일어나는 것이다.

## 5. 결론

자유 공간에서 평면파의 입사 각도에 대한 시편의 반사 계수 측정에서 나타나는 제반 문제들을 신호 처리의 관점에서 이해하고 이를 해결할 수 있는 방법을 연구하였다.

본 연구에서는 제한된 측정에 의하여 나타나는 오차에 대해서 살펴보았고 측정 영역의 제한성으로 나타나는 leakage의 오차를 줄이기 위하여 가중치를 달리하는 2차원 창문 함수를 도입하였다. 그리고 시뮬레이션과 실험을 통하여 2차원 창문 함수의 이용 가능성을 보였다.

저주파수 대역에서는 구경 크기에 의한 바이어스 오차가 크게 나타나며 구경 반경을 음파 파장의 2배 이상으로 하는 경우 반사 계수의 바이어스 오차를 10% 이내로 줄일 수 있는 것을 모의 실험에서 확인하였다. 실제로 이 방법의 사용시 저주파수 대역에서는 시편도 그만큼 커야되는 제약이 따른다. 고주파수 대역에서는 음압 분포를 측정하며 발생하는 마이크로폰의 위치 오차가 민감하게 나타난다. 이는 저주파수에 비해서 파장이 짧기 때문이다. 그리고 측정 간격이  $\lambda/4$ 보다 큰 경우에는 마이크로폰의 위치 오차에 기인하여 랜덤 오차와 함께

바이어스 오차도 발생할 수 있음을 모의 실험에서 보였다. 따라서 원하는 주파수에 대해서 구경 반경은  $2\lambda$ 보다 크게하고 측정 간격은  $\lambda/4$ 보다 작게 하는 것이 오차를 적게하며 최소의 측정을 요하는 측정조건이다.

**참고 문헌**

- [1] Jean F. Allard and Benita Sieben , "Measurement of acoustic impedance in a free field with two microphone and a spectrum analyzer", 1985, J. Acoust. Soc. Am., Vol.77, pp1617-1618
- [2] K. B. Ginn, "Architectural Acoustics", B&K
- [3] M. Minten, A. Cops and W. Lauriks "Absorption characteristics of an acoustic material at oblique incidence measured with the two-microphone technique", 1985, Journal of sound and vibration, Vol 120, pp499-510
- [4] S. Bolton, Z. Chang, " Measurement and prediction of sound propagation over an absorbing plane" , Ph.D thesis, Dept. of Mechanical Engineering , Purdue university
- [5] M. Tamura, "Spatial Fourier Transform method of measuring reflection coefficient at oblique incidence : Theory and numerical examples", J. Acoust. Soc. Am. 88(5), 1990, pp2259-2264
- [6] A. F. Seybert, "Two-sensor methods for the measurement of sound intensity and acoustic properties in ducts" , 1988, J. Acoust. Soc. Am , Vol.83 pp2233-2239
- [7] D. A. Bies and C. H. Hansen , "Flow resistance information for acoustical design", Applied Acoustics, 1980, pp357-391

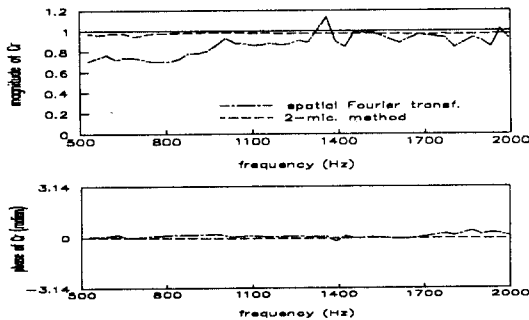


Fig. 6 단단한 판 (hard panel) , (0° 입사의 경우)

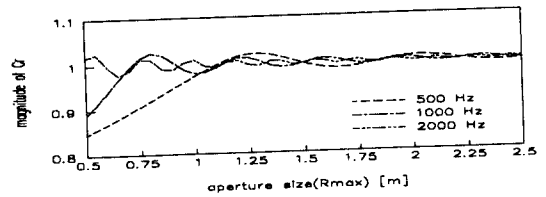


Fig. 7 구경(aperture) 크기의 변화에 대한 반사 계수 단단한 시편(rigid wall)에 대한 모의 실험

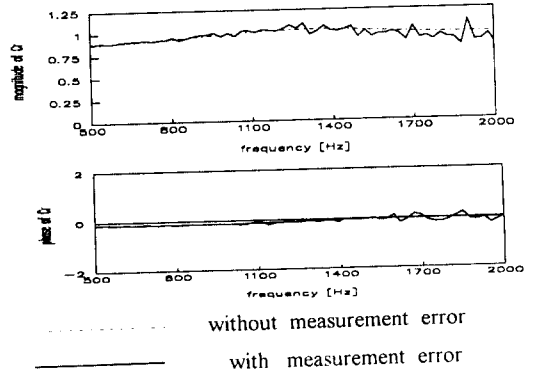


Fig. 8 측정 간격 6 Cm인 경우에 측정상의 오차를 가정한 모의 실험

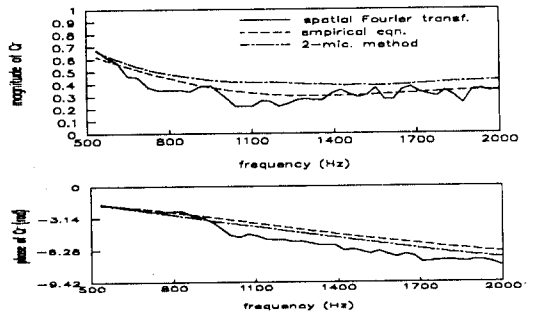


Fig. 9 스폰지 (sponge) 시편 (0° 입사의 경우)

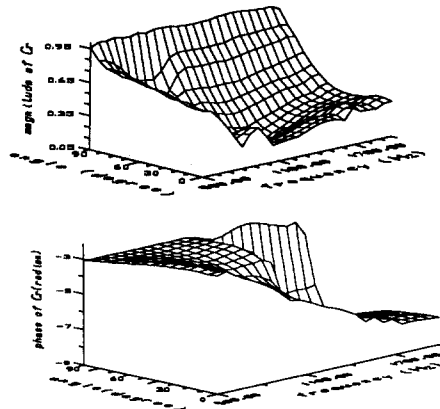


Fig. 10 공간상의 Fourier 변환을 이용하여 구한 반사계수 주파수와 입사 각도에 따른 반사계수의 크기