한국소음진동공학회논문집 제 22 권 제 6 호, pp. 524~534, 2012.

http://dx.doi.org/10.5050/KSNVE.2012.22.6.524

점 압력 스펙트럼에 대한 준-이론 모델을 사용한 효율적이고 정확한 평판 뒷전 소음의 예측

Efficient and Accurate Prediction of Flat Pate Trailing Edge Noise Using Semi-analytic Model for Point Pressure Spectra

이 광 세*·정 철 웅†

Gwang-Se Lee and Cheolung Cheong

(2012년 3월 14일 접수 ; 2012년 5월 16일 심사완료)

Key Words : Trailing Edge Noise(뒷전 소음), Point Pressure Spectrum(점 압력 스펙트럼), Zero Pressure Gradient Turbulent Boundary Layer(압력 구배가 없는 난류 경계층), Fan Broadband Noise(휀 광대역 소음)

ABSTRACT

In order to predict trailing edge noise from a flat plate more effectively and accurately, the prediction algorithm based on semi-analytic model for point pressure spectrum is proposed. The semi-analytic model consists of empirical models for point pressure spectra and theoretical model to determine the boundary layer characteristics needed for the empirical models. The proposed methods are applied to predict the trailing edge noise of the flat plate located in the mean flow of speed 38 m/s, for which the measured data are available. In present study, six empirical models for point pressure spectra are utilized for the predictions of trailing edge noise and their prediction results are compared to the measured data. Through the analysis of these comparisons, it is revealed that the present method based on non-frozen formula using Efimtsov model and Smol'yakov-Tkachenko model can provide more accurate and efficient predictions of trailing edge noise.

1. 서 론

광대역 날개 뒷전 소음(trailing edge noise)은 중대형 풍력발전기, 항공기 엔진과 같은 중요한 산업기계에서 주요 광대역 소음원으로 작용하고 있다[1]. 이에 따라 날개 뒷전 소음의 발생 메커니즘에 대한 이해와 저감을 위하여 예측 방법에 대한 많은 연구가 진행되고 있다.

산업현장에선 무엇보다 설계단계에서 뒷전 소음을 효과적으로 예측할 수 있는 방법이 필요하지만 또한 최소한의 물리적 현상을 반영할 수 있는 방법이어야 한다. 뒷전 소음 관련 초기 연구들은 준-실험식에 기초한 방법들[2-4]을 제시하였다. 하지만 실험식 모델들은 실험식 모델을 개발할 때 사용한 데이터베이스에서 벗어나는 에어포일이나 방사 각도에 대해서는 적용할 수 없다. 1970년대부터 이론식에 기초한 모델들이 개발되기 시작했는데 대표적인 것으로 Ffowck Williams & Hall[5], Amiet[6], Howe[7]의 이론모델들이 있다. 물리적으로 뒷전 소음은 경계층 난류 유동이 뒷전에 산란함으로써 발

† 교신저자; 정회원, 부산대학교 기계공학부
E-mail : ccheong@pusan.ac.kr
Tel : (051)510-2311, Fax : (051)514-7640

* 부산대학교 기계공학부

이 논문의 일부는 2012년 춘계 소음진동 학술대회에서 발표되어 우수논문으로 추천되었음.

생한다. 따라서 뒷전 소음원은 경계층 주위의 속도장이나 에어포일 표면의 압력장과 연계할 수 있다. 전자에 기초한 방법은 Ffowck Williams & Hall[5]의 연구에 잘 기술되어 있다. 하지만 음원인 속도장의 범위 설정관련 문제에 의해 효율성 면에서 산업계 현장에서 적용하는데 어려움이 있다. 후자의 방법은 현재까지 좀더 깊이 연구되어 개발되고 있는데, 대표적인 것으로 최근의 Moreau & Roger, Zhou & Joseph의 연구로서 다양한 단일 날개에 대한 뒷전 소음 예측기법이 연구되었다[8,9]. 이 논문에선, 기본적으로 Zhou가 Amiet의 식을 확장하여 제시한 예측 기법에 기초하고 그것을 확장하여 예측을 수행한다[9].

Zhou의 식을 이용하여 예측을 수행 할 때, 일반적인 유동 정보(유속, 날개 형상, 음원 위치) 외에 다음의 두 가지의 입력값이 요구 된다: 1) 난류 대류 속도, 2) 점 압력 스펙트럼(point pressure spectrum). 그러므로 Zhou 방식에 의한 뒷전 소음 예측 시 위 두 가지 입력값에 대한 효율적이고, 정확한 평가 방법이 필수적이다.

난류 대류 속도는 일반적으로 0.6에서 0.8배의 유입 유동 속도에 대응하는 것으로 알려져 있으며, 주파수에 따라 그 값이 달라진다[10]. 비록 난류 대류 속도의 선택에 따라 소음 예측 결과의 차이가 발생 할 수 있지만, 기존의 연구들은 예측의 단순화를 위해 난류 대류 속도를 임의로 선택하여 소음 예측 시 적용한다[8,11].

점 압력 스펙트럼은 날개 표면 위에 형성 된 경계층 내 유동 섭동이 원인이다. 뒷전 소음 예측 관련 연구들에서 점 압력 스펙트럼은 소음 측정환경과 동일한 환경에서의 유동실험으로부터 구해졌다[8,12]. 하지만 뒷전 소음을 예측할 때 마다 실험으로 직접 점 압력 스펙트럼의 구하는 것은 효율적이지 못하다. 이에 대한 해결책으로, 단일 또는 복수의 유동 환경에서 구해진 압력 스펙트럼을 경계층 내 특성값으로 모델링 하여 다양한 레이놀즈 수에 대하여 재사용할 수 있는 방법이 있다[13]. 즉, 난류 경계층 특성값을 해당 형상과 레이놀즈 수에 대하여 계산할 수 있다면, 적절한 모델로부터 점 압력 스펙트럼을 효율적으로 획득 가능한 것이다[13]. 따라서, 다양한 레이놀즈 수에서의 뒷전 소음 예측은 다음의 세 가지 단계로 수행 할 수 있다: 1) 적절한 점 압력 스펙트럼 모델 확보 2) 해당 레이놀즈 수에 대응하는 난류 경계층 특성값 계산 3) 특성값과 해당 모델로부터 점 압력 스펙트럼을 계산하고 뒷전 소음 예측.

현재, 여러 점 압력 스펙트럼 모델들과 난류 경계층 내 유동 특성값 관련 식들이 존재하고 있으며, 소음 예측에 있어 효율적이고 정확한 조합에 대한 평가가 요구되고 있다[13]. 이러한 점을 반영하기 위해 이 논문에선 평판에 대한 이론식[14]으로부터 구한 경계층 특성값으로 점 압력 스펙트럼 모델들을 계산한 후, 뒷전 소음을 예측한다. 이 논문에서 평판의 개념은 압력 구배가 없는 경계층(zero pressure gradient boundary layer, 이하 ZPG 경계층)이 그 표면 상에 형성되고 난류 경계층 특성값을 이론식으로부터 충분히 획득 가능하다고 가정할 수 있는 형상의 날개를 포괄적으로 포함한다. 실제 날개 형상에 대한 뒷전소음의 예측 시 그 입력값을 평판의 점 압력 스펙트럼 모델로 적용하면, 소음 예측 오차를 발생 할 수 있기 때문에 소음예측 형상을 평판으로 명시 한다[11]. 연구 내 예측 기법을 바탕으로 실제 형상에 대한 소음예측을 위해선 해당 형상에 대한 점 압력 스펙트럼 모델이 필요하다.

이 연구에서 점 압력 스펙트럼 모델들에 대응한 뒷전 소음 예측 결과들을 실험값과 비교한다. 비교대상 실험 결과는 두께가 작은 날개에 대한 Moreau[15]의 소음 측정 데이터를 참조하였고, 이때 날개 표면 상 ZPG 경계층 형성을 가정하였다. 이로써, 평판에 대한 뒷전 소음 예측을 위한 정확하고 효율적인 점 압력 스펙트럼과 경계층 특성값 이론식간의 조합을 확인하고 제시한다.

2. 주파수 영역 예측식

Fig. 1과 같이 묘사 된 유동장내의 임의의 형상에

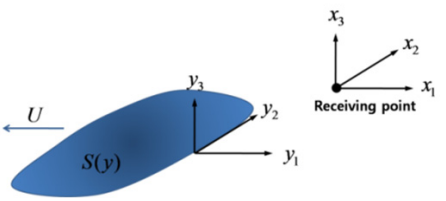


Fig. 1 Coordinate system

대한 시간 영역에서의 음장 지배방정식은 다음과 같다[16].

$$p(\mathbf{x},t)=\int_{-T}^{T}\left(\begin{array}{l}\iiint_{v(\tau)}\dfrac{\partial^2 G}{\partial y_i\partial y_j}T_{ij}'(\mathbf{y},\tau)d\mathbf{y}\\ +\iint_{S(\tau)}\dfrac{\partial G}{\partial y_i}f_i\,dS(\mathbf{y})\\ +\iint_{S(\tau)}\rho_0 V_n'\dfrac{DG}{D\tau}dS(\mathbf{y})\end{array}\right)d\tau \tag{1}$$

여기서, G는 그린함수 이며, T_{ij}'는 lighthill tensor로 유동장내 4극자 소음원을 나타낸다. f_i는 형상 표면상의 압력 섭동에 의한 이극자 소음원으로 표면상의 법선력(normal force)과 전단력(shear force)을 포함한다. $\rho_0 V_n'$는 표면을 통한 유량 유입을 의미하는 단극자 소음원이다. t는 음압의 시간이고, τ는 지연시간이다. 이때 임의의 형상을 통한 유체의 유입이 없고 저 마하수의 유동일 경우 점성항이 제거 되어 식 (1)은 다음과 같이 간략해 진다.

$$p(\mathbf{x},t)=-\int_{-T}^{T}\iint_{S(\tau)}\left(\begin{array}{l}p_t(\mathbf{y},\tau)\\ n_i\dfrac{\partial}{\partial y_i}G(\mathbf{x},t;\mathbf{y},\tau)\end{array}\right)dS(\mathbf{y})\,d\tau \tag{2}$$

여기서, $f_i(\mathbf{y},\tau)=-n_i p_t(\mathbf{y},\tau)$로서 전단력에 의한 압력의 섭동은 무시하였다.

Zhou의 주파수 예측 식 전개에 관련한 푸리에 관계식은 임의의 함수 $A(\mathbf{y},\tau)$에 대하여 아래와 같다[9].

$$A(\mathbf{y},\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\hat{A}(\mathbf{k},\omega)e^{i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}-\omega\tau)}\,d\mathbf{k}\,d\omega \tag{3}$$

여기서,

$$A(\mathbf{y},\tau)=\int_{-\infty}^{\infty}\bar{A}(\mathbf{y},\omega)e^{-i\omega\tau}d\omega \tag{4}$$

$$\bar{A}(\mathbf{y},\omega)=\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\hat{A}(\mathbf{k},\omega)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}}\,d\mathbf{k} \tag{5}$$

역-푸리에 관계식은 아래와 같다.

$$\hat{A}(\mathbf{k},\omega)=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^4\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}A(\mathbf{y},\tau)e^{-i(\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}-\omega\tau)}\,d\mathbf{y}\,d\tau \tag{6}$$

여기서,

$$\hat{A}(\mathbf{k},\omega)=\left(\frac{1}{2\pi}\right)^3\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\bar{A}(\mathbf{y},\omega)e^{-i\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}}\,d\mathbf{y} \tag{7}$$

$$\bar{A}(\mathbf{y},\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}A(\mathbf{y},\tau)e^{i\omega\tau}d\tau \tag{8}$$

주파수 영역에서의 해석을 위하여 식 (2)를 시간, t에 대하여 푸리에 변환을 하면 다음과 같다.

$$\bar{p}(\mathbf{x},\omega)=\frac{1}{2\pi}\int_{-T}^{T}\iint_{S(\tau)}\left(\begin{array}{l}p_t(\mathbf{y},\tau)(-n_i)\\ \dfrac{\partial}{\partial y_i}\bar{G}(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega)\end{array}\right)dS(\mathbf{y})e^{i\omega\tau}\,d\tau \tag{9}$$

여기서,

$$\bar{G}(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega)=\frac{1}{4\pi R}e^{i\mu E} \tag{10}$$

이며, $R=\sqrt{(y_1-x_1)^2+\beta^2(y_2-x_2)+\beta^2(y_3-x_3)}$, $E=R+M(y_1-x_1)$, $M=U_0/c_0$, $\mu=k/\beta^2$, $k=\omega/c_0$, $\beta^2=1-M^2$, ω는 수음점에서의 음압의 주파수, c_0는 음속이다.

식 (9)에서 p_t는 유동 내 물체의 표면 위에 형성된 전체 압력을 뜻한다. Amiet이 제시한 방법에 따라 표면 위의 전체 압력을 경계층 내 생성된 난류에 상응하는 압력섭동인 입사 압력(incident pressure, p_i)과 그 난류가 날개 뒷전에서 산란하여 발생하여 다시 형상 표면에 기여하는 압력인 산란 압력(scattered pressure, p_s)의 중첩으로 고려하여 다음과 같이 표현한다.

$$p_t=p_i+p_s \tag{11}$$

산란 압력은 뒷전에서의 급작스런 경계조건 변화에 기인하는 반면에, 입사 압력은 경계층 내 벽면에서의 점착조건과 점성에 의해 유발되므로, 즉 순수한 경계층 내 거동에 의해 유발되므로, 경계층 내 특성값들로부터 모델링 한다[7,17]. 이 연구에서 점 압력 스펙트럼은 입사 압력에 대한 스펙트럼으로서 소음 예측 시 입력값으로 적용한다. 원음장에 대하여 산란 압력은 뒷전에서 관심 주파수에 상응하는 하나의 유체역학적 파장길이(hydrodynamic wavelength,

$\lambda_h = U_c/\omega$, U_c는 난류 대류 속도)보다 충분히 큰 거리에서($(|y_1|/\lambda_h)^{0.5} >> 1$) 그 영향이 매우 작으며, 이를 고려하여 뒷전에서 충분히 떨어진 거리에서 구한 점 압력 스펙트럼을 입사 압력의 것으로 고려할 수 있다[12]. 유동 내 물체의 형상이 충분히 평판에 가깝거나 두께가 얇을 경우, 대류 파동방정식(convective wave equation)을 지배방정식으로 하여 평판 표면상의 경계조건에 만족하는 해를 구하여 입사 압력과 산란 압력 사이의 전달함수를 구할 수 있다. 이 연구에서는 Amiet과 Zhou의 선행연구[6,9]에서 제시한 방법에 근거하여 전달함수를 구하였으며, 그 결과 파수-주파수영역 단일 푸리에 요소의 입사 압력스펙트럼으로부터 구한 산란 압력뜀 스펙트럼(scattered pressure jump spectrum)을 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\Delta\bar{p}_s(\mathbf{y},\omega_0) = H_s(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega_0)\, e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}}\, \hat{p}_i(\mathbf{k},\omega_0)_{y_1=0} \tag{12}$$

여기서,

$$H_s(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega_0) = erf\left(\sqrt{i(K+\mu_0 M_0 + k_1)y_1}\right) - 1 \tag{13}$$

이고, $erf(...)$는 에러함수(error function)를 나타내며, $K = \sqrt{\mu_0^2 - (k_2/\beta_0)^2}$, $\mu_0 = \kappa_0/\beta_0^2$, $\kappa_0 = \omega_0/c_0$, $M_0 = U_0/c_0$, $i = \sqrt{-1}$, $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$, k_1은 유선방향 파수(streamwise wavenumber), k_2는 너비방향 파수(spanwise wavenumber), ω_0은 음원 주파수, U_0은 음원에서의 유동 속도이다. $\bar{p}_i(\mathbf{y},\omega_0)_{y_1=0}$는 날개 뒷전($y_1 = 0$)에서의 입사 압력의 주파수 영역 성분이다. 수음점에서 음압의 파워스펙트랄밀도(power spectral density, PSD)를 이용하여 음압크기를 계산하기 위해, 점 압력 스펙트럼으로부터 날개 표면 상 압력섭동의 파수-주파수 압력스펙트럼을 구하는 대신 파수-주파수 벽면 압력 PSD (frequency-wavenumber wall pressure powerspectral density, 이하 파수-주파수 PSD)를 음원으로 구한다. Corcos 모델에 따라 파수-주파수 PSD는 아래와 같이 점 압력 스펙트럼이 분리된 함수로서 표현 가능하다[18].

$$S_{qq}(\mathbf{k},\omega_0) = \frac{S_0(\omega_0)(\alpha_1\alpha_2 k_c^2)}{\pi^2[(k_s - k_c)^2 + (\alpha_1 k_c)^2][k_t^2 + (\alpha_2 k_c)^2]} \tag{14}$$

여기서, $k_c = \omega_0/U_c$ 이며, α_1=0.1, α_2=0.77[19]이다.

수음점에서의 음압에 대한 PSD는 다음과 같다.

$$S_{pp}(\mathbf{x},\omega')\delta(\omega'-\omega) = E\left[\bar{p}^*(\mathbf{x},\omega')\bar{p}(\mathbf{x},\omega)\right] \tag{15}$$

식 (15)는 아래와 같이 표현할 수 있다.

$$\begin{aligned} &S_{pp}(\mathbf{x},\omega) \\ &= \left(\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \left|H_p(\mathbf{x},k_1,k_2,\omega)\right|^2 S_{qq}(k_1,k_2,\omega)\,dk_1\,dk_2\right)_{turbulence\ side} \\ &+ \left(\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} \left|H_p(\mathbf{x},k_1,k_2,\omega)\right|^2 S_{qq}(k_1,k_2,\omega)\,dk_1\,dk_2\right)_{non-turbulence\ side} \end{aligned} \tag{16}$$

여기서,

$$H_p(\mathbf{x},k_1,k_2,\omega) = \iint_S H_q(\mathbf{y},k_1,k_2,\omega) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}} I(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega)\,dS \tag{17}$$

$$I(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega) = -n_i(\mathbf{y})\frac{\partial}{\partial y_i}\overline{G}(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega) \tag{18}$$

$$H_q(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega) = \begin{cases} \left(f_p(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega) + \dfrac{H_s(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)}{2}\right), & turbulence\ side \\ -\dfrac{H_s(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)}{2}, & non-turbulence\ side \end{cases} \tag{19}$$

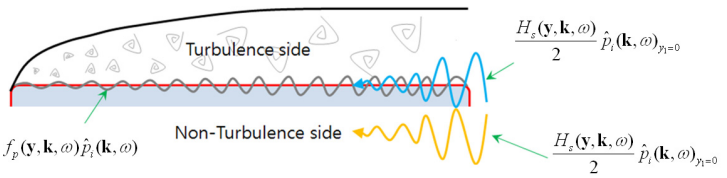


Fig. 2 Description of 'turbulence side' and 'non-turbulence side'

식 (16)부터 (19)의 전개 시 음원에서 주파수 ω_0는 다음 관계식에 의해 수음점에서의 주파수 ω로 간략히 된다.

$$\delta(\omega_0-\omega)=(1/2\pi)\int_{-T}^{T}e^{-i(\omega-\omega_0)\tau}d\tau \tag{20}$$

식 (19)는 날개의 한 면에서의 단일 파수-주파수 푸리에 성분 대한 날개 표면 상 입사 압력과 전체 압력간의 전달함수를 나타낸다. 이때 날개가 평판이고 받음각이 작으며 저마하수일 때, 산란 압력 뜀은 위상이 반대인(out of phase) 동일한 크기 두 산란 압력, $\pm H_s(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)/2$으로 분리하여 고려한다[7].

$f_p(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)$는 날개 표면 상에 형성되는 경계층 두께가 앞전(leading edge)에서부터 뒷전으로 발달함에 따른 입사 압력의 보정을 의미하며, 그 식은 다음과 같다.

$$f_p(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)=\sqrt{\frac{S_{qq}(\mathbf{k},\omega)}{S_{qq}(\mathbf{k},\omega)_{\ at\ y_1=0}}} \tag{21}$$

Amiet은 식 (21) 대신 입사 압력장이 앞전부터 발달하고 그 또한 음원으로 고려하기 위해 지수감쇠함수(exponential decay function)[20]를 도입하였고, 주파수가 무한대일 때를 고려하여 단순화 된 입사 압력과 전체 압력에 대한 방사소음의 전달함수를 제시하였다. 하지만 최근의 Moreau와 Roger에 의한 Amiet 식을 확장하여 앞전 산란(leading edge back scattering)을 고려한 식에선 입사 압력장에 의한 기여도를 고려하지 않았다. 이 논문에선 식 (21)을 도입하여 주파수 범위에 상관없이 입사 압력장에 의한 방사소음 또한 고려한다. 산란 압력 뜀과 경계층 두께의 발달을 고려한 날개 단일 면의 압력 섭동은 'turbulence side'와 'non turbulence side'로 나누어 Fig. 2와 같이 정의할 수 있다. 받음각(angle of attack)이 '0'일 경우, 부압면(suctionside)과 압면(pressure side)의 음압에 대한 기여가 동일하다고 고려한다. 그러므로 이 경우 수음점에서의 음압의 PSD는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$S_{pp}(\mathbf{x},\omega)=2\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\left|H_p(\mathbf{x},k_1,k_2,\omega)\right|^2 S_{qq}(k_1,k_2,\omega)\,dk_1\,dk_2 \tag{22}$$

여기서,

$$H_p(\mathbf{x},\mathbf{k},\omega)=-\int\!\!\int_S H_q(\mathbf{y},\mathbf{k},\omega)e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{y}}n_i(\mathbf{y})\frac{\partial}{\partial y_i}\bar{G}(\mathbf{x},\mathbf{y},\omega)\,d\mathbf{S}(\mathbf{y}) \tag{23}$$

이다. 이 논문에선 식 (22)를 이용하여 평판으로부터 방사되는 뒷전 소음을 예측한다.

3. 점 압력 스펙트럼

3.1 경계층 압력장의 특성

평판 위의 점 압력 스펙트럼은 난류 경계층 내 점에서의 입사 압력장을 묘사하기 위해 제시되는 값으로서 일반적으로 실험을 바탕으로 얻어진다[17]. 이 압력장의 통계적 특성은 시간에 대하여 일정하며, 공간에 대하여 균질하다고 가정한다. 계측된 압력섭동은, 그 주파수를 경계층 내의 유동구조의 크기/시간규모로 대응 시키고 차원분석 함으로서 모델링 한다. 점 압력 스펙트럼의 저주파 대역의 경우 상대적으로 큰 경계층의 크기/시간규모에 상응하는 유동구조에 기인하며, 그 크기/시간 규모는 경계층을 묘사하는 특성값으로 무차원화 한다. 고주파수 대역의 경우 주로 벽면 근방에서의 점착조건에 의해 형성되는 유동 구조에 대응하여 동점성계수(kinematic viscosity, ν)나 벽면전단응력(wall shear stress, τ_w)에 의해 그 크기/시간규모를 결정한다. Fig. 3은 점 압력 스펙트럼을 무차원화하여 무차원 주파수 별 압력의 변화 특성을 도시적으로 나타내고 있다. Table 1에 Fig. 3이 나타내는 특성을 정리 하였다. U_∞ 입사유동 속도 이며, ρ는 밀도, $u_*=\sqrt{\tau_w/\rho}$는 마찰 속도(frictional velocity), $R_\theta=U_\infty\delta_\theta/\nu$, δ는 경계층 두께(boundary layer thickness), δ_θ는 경계층 운동량 두께(boundary layer momentum thickness), $q_\infty=0.5\rho U_\infty^2$, $S_0(\omega)$는 점 압력 스펙트럼이다. 각 영역에서의 압력은 다양한 크기/시간의 규모로 정규화되고 정규화된 압력의 주파수에 따른 변화율도 다르다. Table 1에서의 low-frequency 영역 내 유동은 유동장 경계(boundary condition)에 의해 정합난류(coherent turbulence)가 형성되고 그에 따른 압력 섭동의 생성을 나타낸다. Low-frequency 영역에서 전체

Table 1 Spectral feature of point incident pressure spectrum[13]

Region name	Range	Pressure scale, time scale	Frequency relation
(1) Low-frequency	$\omega\delta_*/U_\infty << 0.03$ or $\omega\delta_*/U_\infty << 0.05$	$q_\infty = 0.5\rho U_\infty^2$, δ_*/U_∞	ω^2
(2) Mid-frequency	$5 << \omega\delta/u_* << 100$ Spectral peak at $\omega\delta/u_* = 50$	τ_w, δ/u_*	-
(3) Universalrange (overlap)	$\omega\delta/u_* << 100$ $\omega\nu/u_*^2 << 0.3$ $R_\theta >> 3,500$	τ_w, ω	ω^{-1} or $\omega^{-0.7}$ or $\omega^{-1.1}$
(4) High-frequency	$\omega\nu/u_*^2 << 0.3$	τ_w, ν/u_*^2	$\omega^{-1} \sim \omega^{-5}$

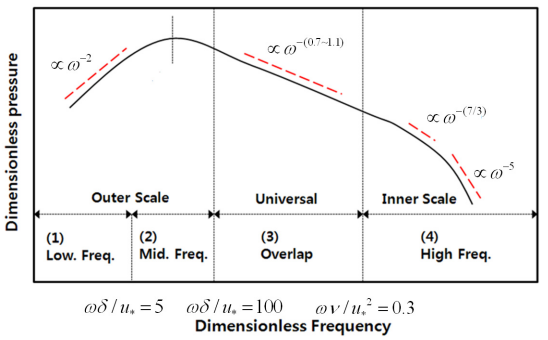


Fig. 3 General spectral characteristics of TBL wall pressure spectrum at various frequency regions[13]

유동장을 대표할 수 있는 동압력(dynamic pressure)을 압력 크기규모로 설정하고, 시간 규모 역시 다른 영역에 비해 제일 길게 선택한다. 이 영역은 난류 에너지 전달과정(turbulent energy cascade)에 있어 에너지발생 영역(energy-producing range)에 대응한다. Universal 영역의 경우 난류에너지 전달과정에서 에너지 전달영역(inertial subrange)에 대응한다. 이 영역의 에너지는 등방향 특성을 지니고 보다 큰 크기의 와(eddy)로부터 작은 와로 에너지가 전달되고 새로이 발생되거나 감쇠되지 않는다고 가정한다. Universal 영역에서 주파수에 대한 무차원 압력의 변화율은 연구자들에 따라 서로 다른 특성을 보이는 것으로 보고되고 있다. Smol'yakov[21]는 이 영역 내 무차원 압력의 크기가 $\omega^{-1.1}$의 기울기로, Goody[17]는 $\omega^{-0.7}$의 기울기를 가지고 주파수에 따라 변화하는 것으로 각각 보고하였다. Mid-frequency 영역은 에너지 발생영역에서 전달영역으로 천이되는 구간을 표현하고 있는데 대략 $\omega\delta/u_* = 50$에서 무차원 압력섭동이 최대가 되는 것으로 알려져 있다. High-frequency 영역은 난류 에너지소산구역에 대응하는 영역으로 이때 무차원 압력섭동은 에너지는 전달과정과 유사하게 급속도로 감소하게 되며, 압력 변화는 ω^{-1}에서 ω^{-5}의 기울기를 가진다.

Fig. 3과 Table 1로부터 난류에 의한 경계층 내 압력섭동의 주파수 특성은 하나의 크기 그리고 시간 규모로 모든 압력 섭동장을 대표할 수 없음을 보여준다. 이점은 일찍이 난류특성을 단일규모변수(single scaled variable)의 함수로 가정하고 분석했던 것을 근래에 다중규모변수(multiple scaled variable)의 함수로 고려하고 분석하도록 변화시켰다[17]. 50여년 동안 연구자들은 평판 표면 상의 압력 스펙트럼을 단일규모변수 또는 다중규모변수들로부터 모델화 하였으며, Hwang[13]은 최근 다양한 점 압력 스펙트럼 모델을 비교하였다. 또한 각 주파수 영역에서 다중규모변수들을 이용하여 압력 스펙트럼의 주파수 특성을 고려한 Goody[17]의 모델이 폭넓은 주파수영역에서 수행된 실험과 잘 일치한다고 보고하였다.

점 압력 스펙트럼 모델들이 주어지면 이 모델들로부터 파수-주파수 PSD로 확장한다. Graham은 점 압력 스펙트럼으로부터 파수-주파수 PSD로 확장할 때 사용할 수 있는 모델을 비교하였으며, 이때 Corcos 모델을 비롯한 Efmtsov 모델, Smol'yakov와 Tkachenko 모델, Ffowcs Williams 모델 그리고 Chase 모델을 방사음향출력(radiated sound power)에 대하여 비교 분석 하였다[19]. Graham의 연구에선 다른 모델들과 달리 Corcos 모델이 난류장 묘사

에 있어 특성길이인 경계층 두께를 매개변수로 하지 않아, Corcos 모델에 대한 타 모델과의 직접적인 비교는 수행하지 않았다. 하지만, Brooks[12]는 Corcos의 모델을 바탕으로 파수/주파수 압력장의 묘사를 수행하였고, 성공적인 소음 예측 하였다. 이 논문에선 Brooks의 연구에 근간하여 Corcos모델이 적용하였다.

3.2 점 압력 스펙트럼의 준-이론 모델

효율적이고 정확한 뒷전 소음의 예측을 위하여 3.2절에서 점 압력 스펙트럼에 대한 준-이론 모델을 제시한다. 준-이론 모델은 평판에 대한 실험 결과를 기초로 개발된 실험적 점 압력 스펙트럼 모델들과 이러한 모델들이 필요로 하는 경계층 특성값을 결정하기 위한 경계층 이론식으로 이루어진다. 먼저 실험적 점 압력 스펙트럼 모델은 Hawng이 제시한 모델 중 저마하수 유동에 유효한 다음의 여섯 가지 모델을 고려한다.

Efimtsov model(1984, single-sided spectrum)[22]

$$\frac{S_0(\omega)U_\infty}{\rho^2 u_*^3 \delta}=\alpha\beta\left[\left(1+8\alpha^3 S_h^{\,2}\right)^{1/3}+\alpha\beta R_e\left(\frac{S_h}{R_e}\right)^{10/3}\right]^{-1} \quad (24)$$

여기서, $\beta=\left[1+\left(3{,}000/R_e\right)^3\right]^{1/3}$ $\alpha=0.01$, $R_e=\delta u_*/\nu$ 이며, $S_h=\omega\delta/u_*$ 임.

Chase model(1980, double-sided spectrum)[23]

$$\frac{\omega S_0(\omega)}{\rho^2 u_*^4}=\left[\frac{a_+\gamma_M}{\alpha_M^{\,3}}(1+\mu_M{}^2\alpha_M{}^2)+\frac{3\pi C_T(1+\alpha_T^{-2})}{\alpha_T}\right] \quad (25)$$

여기서, $\alpha_M{}^2=\alpha_T{}^2=1+(b\omega\delta/U_c)^{-2}$, $C_M=0.1553$, $C_T=0.00476$, $b=0.75$, $\mu_M=0.176$, $a_+=2\pi(C_M+C_T)$ 그리고 $\gamma_M=C_M/(C_M+C_T)$ 임.

Chase-Howe model(1987, double-sided spectrum)[7]

$$\frac{\omega S_0(\omega)}{\rho^2 u_*^4}=(\omega\delta_*/U_\infty)^3\left[\alpha_P{}^2+(\omega\delta_*/U_\infty)^2\right]^{-3/2}, \quad \alpha_P=0.12 \quad (26)$$

Smol'yakov-Tkachenko model(1991, double-sided spectrum)[24]

$$S_0(\omega)=5.1\frac{\tau_W{}^2\delta_*/U_\infty}{\left[1+0.44(\omega\delta_*/U_\infty)^{7/3}\right]} \quad (27)$$

Smol'yakov model(2000, double-sided spectrum)[21]

$\varpi<\varpi_0$:

$$S_0(\omega)=\frac{1.49}{10^5}R_\theta{}^{2.74}\varpi^2\left(\frac{1-0.117R_\theta{}^{0.44}\varpi^{0.5}}{u_*^2/\tau_w{}^2\nu}\right)$$

$\varpi_0<\varpi<0.2$:

$$S_0(\omega)=2.75\varpi^{-1.11}\left(\frac{1-0.82\exp\left[-0.51(\varpi/\varpi_0-1)\right]}{u_*^2/\tau_w{}^2\nu}\right)$$

$\varpi>0.2$:

$$S_0(\omega)=\left(38.9\mathrm{e}^{-8.35\varpi}+18.6\mathrm{e}^{-3.58\varpi}+0.3^{-2.14\varpi}\right)\left(\frac{1-0.82\exp\left[-0.51(\varpi/\varpi_0-1)\right]}{u_*^2/\tau_w{}^2\nu}\right) \quad (28)$$

여기서, $\varpi=\omega\nu/u_*^2$, $\varpi_0=49.35R_\theta{}^{-0.88}$ 임.

Goody model(2004, double-sided spectrum)[17]

$$\frac{S_0(\omega)U_\infty}{\tau_w{}^2\delta}=\frac{C_2(\omega\delta/U_\infty)^2}{[(\omega\delta/U_\infty)^{0.75}+C_1]^{3.7}+[C_3R_T^{-0.57}(\omega\delta/U_\infty)]^7} \quad (29)$$

여기서, $C_1=0.5$, $C_2=1.5$, $C_3=1.1$, $R_T=(\delta/U_\infty)/(\nu/u_*^2)$ 이다.

다음으로 식 (24)에서 (29)까지의 각 모델 계산시 요구되는 경계층 특성값을 결정하기 위하여 경계층 이론에 기초한 다음의 이론식을 이용한다[14].

층류 경계층 :

$$c_f=\frac{0.664}{\sqrt{\mathrm{Re}_x}} \quad (30)$$

$$\delta=4.99\times\sqrt{\nu x/U_0} \quad (31)$$

$$\delta_* = 1.7208 \times \sqrt{\nu x / U_0} \tag{32}$$

난류 경계층 :

$$c_f = 2\left[\frac{\kappa_{const}}{\ln \mathrm{Re}_x} G(\ln \mathrm{Re}_x)\right]^2 \tag{33}$$

$$G(\Lambda) : \frac{\Lambda}{G} + 2\ln\frac{\Lambda}{G} - \Lambda = 0 \tag{34}$$

$$\delta = \frac{0.14\nu\ \mathrm{Re}_x}{U_0\ \ln \mathrm{Re}_x} G(\ln \mathrm{Re}_x) \tag{35}$$

여기서, $c_f (=\tau_* / 0.5\rho_0 U_0^2)$는 벽면전단계수 이며, κ_{const}(=0.41)는 von Karman 상수이고, Re_x는 앞전으로부터 거리(x)에 대한 Reynolds number이다. 난류 경계층 내 경계층 변위 두께는 다음 식으로부터 구한다[25].

$$\delta_* = 0.047\,\mathrm{Re}_x^{-1/5} \times x \tag{36}$$

식 (24)에서 (29)까지의 압력 스펙트럼 모델과 식 (30)에서 (36)까지의 경계층 특성값 식을 연계한 준-이론 모델을 이용하여 소음 예측 시 입력값인 점 압력 스펙트럼값을 결정한다.

4. 뒷전 소음 예측 결과

제시한 뒷전 소음 예측 알고리즘의 검증을 위해, 예측 결과를 Fig. 4와 같은 평판에 대한 소음 측정 데이터와 비교한다[15]. 이때 입사 유속은 38 m/s이다.

식 (16)은 유선방향 파수에 대한 적분이 포함되어 있다. 경계층 내 유동을 고정난류(frozen turbulence)라 가정하면 식은 다음과 같이 단순화 된다[9].

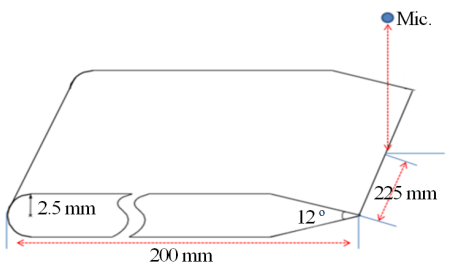


Fig. 4 Schematic diagrams of the flat plate model[15]

$$\begin{aligned} U_c S_{pp}(\mathbf{x},\omega) &= \left(\int_{-\infty}^{\infty} \left|H_p(\mathbf{x},\frac{\omega}{U_c},k_2,\omega)\right|^2 \hat{S}_{qq}(\frac{\omega}{U_c},k_2)\,dk_2\right)_{suction\ side} \\ &+ \left(\int_{-\infty}^{\infty} \left|H_p(\mathbf{x},\frac{\omega}{U_c},k_2,\omega)\right|^2 \hat{S}_{qq}(\frac{\omega}{U_c},k_2)\,dk_2\right)_{pressure\ side} \end{aligned} \tag{37}$$

여기서,

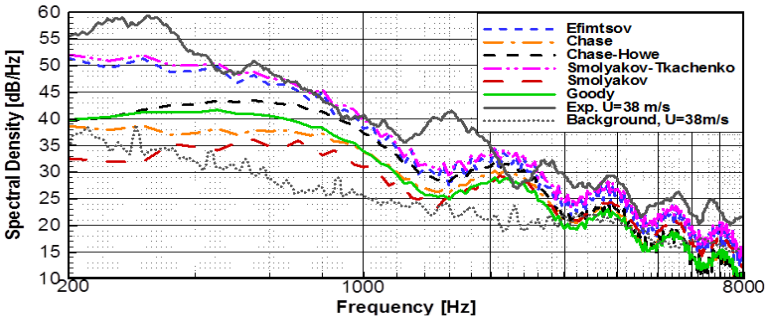
$$\hat{S}_{qq}(k_1,k_2) = \int_{-\infty}^{\infty} S_{qq}(\mathbf{k},\omega_0)\,d\omega_0 \tag{38}$$

예측은 식 (16)과 (37)을 이용하여 수행하였으며, 그 결과 고정난류가정에 유무에 따른 예측 결과를 추가적으로 비교 할 수 있다. 소음 예측 시 k_1과 k_2 방향의 적분 구간은 적분이 수렴하는 최대영역으로 설정하였다.

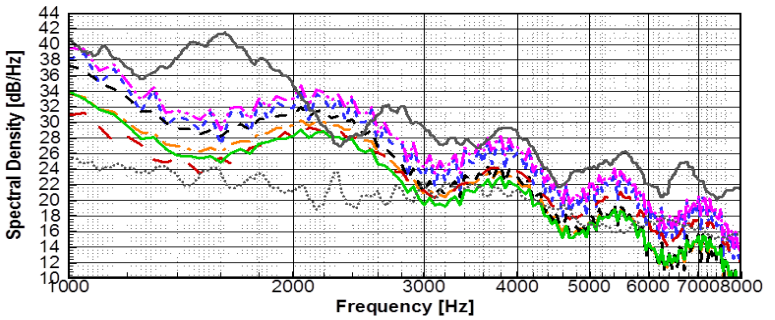
이 논문에서 참조한 Moreau의 실험결과에서 200 Hz와 1,500 Hz에서 나타난 주파수 언덕(spectral hump)은 날개 뒷전 소음과는 다른 소음원으로부터 발생하는 것으로 보고 하므로 비교 시 이 두 부분을 제외하여 비교한다[15]. 예측 시 난류대류 속도는 입사유동의 65 %로 가정하였으며 경계층 내 압력 구배는 없는 것으로 가정한다. 이는 Moreau가 Howe의 식을 바탕으로 예측 할 때 적용하였던 가정과 동일하다[15].

Fig. 5는 식 (37)에 근거한 고정난류 가정하의 뒷전 소음 예측 결과를 나타낸다. Fig. 6은 식 (16)에 근거한 전 유선방향 파수를 고려한 뒷전 소음 예측 결과를 나타낸다. Fig. 5(b)와 Fig. 6(b) 비교 시 고정난류 가정은 고주파수에서 보다 작은 예측 결과를 나타냄을 확인할 수 있다.

Hawng의 점 압력 스펙트럼 비교 시 Efimtsov model과 Smol'yakov-Tkachenko model로 부터 구한 점 압력 스펙트럼은 다른 모델의 결과와 비교해서 저 주파수에서 큰 크기 차이를 보이고, 주파수가 증가함에 따라 그 차이가 줄어드는 것을 확인 할 수 있다[13]. 이러한 점은 Fig. 5와 Fig. 6에서 Efimtsov model과 Smol'yakov-Tkachenko model의 예측 결과가 타 모델들의 결과에 비해 저주파수에서 큰 예측 결과 차이를 보이다 고주파수에서 줄어드는 것에 대응한다. Chase model과 Chase-Howe 모델의 경우,

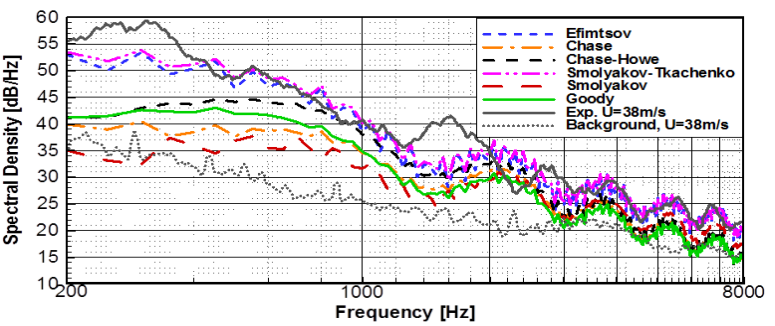


(a) Total frequency range(200 Hz ~ 8 kHz)

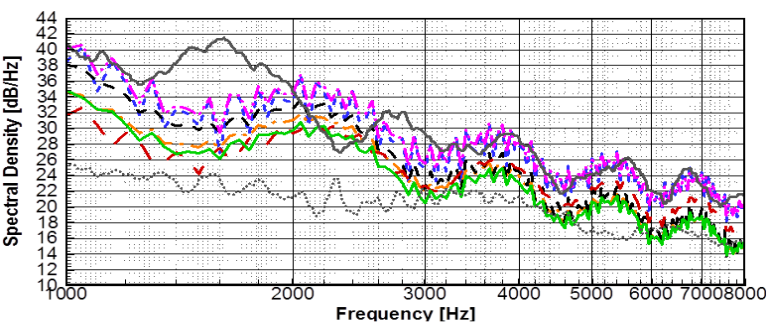


(b) High frequency range(1 kHz ~ 8 kHz)

Fig. 5 SPL for frozen turbulence for each model at convective velocity 0.65 U_0



(a) Total frequency range(200 Hz~8 kHz)



(b) High frequency range(1 kHz~8 kHz)

Fig. 6 SPL for each model at convective velocity 0.65 U_0

비록 모델링에 쓰인 점 압력 스펙트럼의 실험결과는 동일하다 하나 그 것을 모델링하는 경계층 특성값의 차이로 인해 저주파수에서 큰 음압 PSD 차이를 보이는 것으로 이해한다.

Fig. 5와 Fig. 6의 예측 결과에서 Smol'yakov model을 제외한 각 점 압력 스펙트럼 모델에 대한 음압 PSD간 의 차이는 Moreau의 예측 결과 보다 저 주파수에서는 더 큰 차이를 보이고 고주파수에서는 더 작은 차이를 보이는데 이는 다음 이유에 의한 것으로 예상한다: 1) Moreau가 적용한 Howe 식이 입사 압력장을 고려하지 않은 점, 2) 이 논문 내 식이 앞전 산란을 고려하지 않은 것에 비해 Howe의 식은 저차(low order)의 앞선 산란을 고려한 점, 3) 이 논문의 예측은 k_2 방향 적분식인 것과 달리 Howe는 이를 너비방향 상관 감쇠상수(spanwise coherence decay constant)를 도입하면서 k_2 방향 적분을 단순화 한 점. 하지만 앞전 산란의 경우 kc(k는 음향 파수, c는 날개 길이)가 1 이상일 때 그 영향이 작은 것으로 확인 되고 있고[26], 이 예측 대상에 있어, kc=1에 대응하는 주파수는 270 Hz에 해당한다. 그러므로 약 270 Hz 이상에서는 앞전 산란의 효과가 적다고 고려하여, Moreau의 결과와 비교한 차이의 주된 원인은 소음원으로서 입사 압력장의 고려 유무와 k_2 방향의 적분 단순화로 예상 할 수 있다.

5. 결 론

평판에 대한 뒷전 소음 예측에 대하여 입력값으로 사용되는 점 압력 스펙트럼 모델과 이러한 모델을 결정하기 위한 경계층 특성값의 이론식을 연계한 준-이론 모델을 제시하였다. 저마하수 유동에서 유효한 6가지 압력 스펙트럼 모델을 사용하여 소음 예측을 수행하였고 그 결과를 측정값과 비교하였다. Moreau의 경우 저주파수에서 실험치와 해석치의 차이를 기존의 Smol'yakov-Tkachenko model을 수정하여 입력값으로 함으로서 보정하였다. 비록 Moreau의 수정된 모델과 실측된 점 압력 스펙트럼에 대한 전반적인 검증은 없었지만, Moreau의 수정된 모델은 Howe의 식을 적용하였을 때 다양한 저마하수의 유동에서 정확한 예측 결과를 도출 하였다. 반면 이 논문에선, 점 압력 스펙트럼 모델을 수정하지 않고 준-이론 모델을 적용하였을 경우, Efimtsov model과 Smol'yakov-Tkachenko model이 보다 정확한 소음 예측 결과를 도출함을 확인하였다. 기존의 점 압력 스펙트럼 모델을 입력값으로 하였을 경우, Howe 식에 의한 뒷전 소음 예측[15]과 이 논문의 식 (16)과 (37)에 근거한 예측 간의 차이는 다음 이유로 고려한다: 1) 입사 압력에 의한 방사소음의 저주파수에서 기여도 2) k_2 방향으로의 음원을 고려한 적분. 다음으로 고정난류 가정은 고주파수에서 작은 예측 결과를 유발함을 확인하였다.

따라서, Efimtsov model과 Smol'yakov-Tkachenko model를 압력스펙트럼 모델로 사용하여 입력값으로 하고 입사 압력에 대한 방사소음 기여도와 유선방향 파수에 대한 적분을 모두 고려할 경우, 저주파수와 고주파수에서 보다 정확한 뒷전 소음 예측 결과를 가져올 수 있을 것으로 기대한다. 또한 점 압력 스펙트럼을 결정하기 위하여 경계층 이론식을 연계함으로써 여러 레이놀즈 수에 따른 평판 뒷전 소음의 예측을 추가적인 실험없이 수행함으로써 보다 효율적인 예측이 가능할 것으로 기대한다.

후 기

이 연구는 교육과학기술부와 한국연구재단의 지역혁신인력양성사업과 2011년도 지식경제부의 재원으로 한국에너지 기술평가원(KETEP)의 지원을 받아 수행한 연구 과제입니다(No.20113020020010).

참 고 문 헌

(1) Lee, G.-S., Shin, S.-H., Cheong, C. and Jung, S.-S., 2009, Localization of Acoustic Sources on Wind Turbine by Using Beam-forming Techniques, Transactions of the Korean Society for Noise and Vibration Engineering, Vol. 19, No. 8, pp. 809~815.

(2) Fukano, T., Kodama, Y. and Senoo, Y., 1977, Noise Generated by Low Pressure Axial Flow Fans —1: Modelling of the Turbulent Noise, Journal of Sound and Vibration, Vol. 50, No. 1, pp. 63~74.

(3) Schlinker, R. H. and Amiet, R. K., 1981, Helicopter Trailing Edge Noise, NASA CR-3470.

(4) Brooks, T. F., Marcolini, M. A. and Pope, D.

S., 1989, Airfoil Self-noise and Prediction, NASA RP-1218.

(5) Ffowcs Williams, J. E. and Hall, L. H., 1970, Aerodynamic Sound Generation by Turbulent Flow in the Vicinity of a Sacattering Half Plane, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 40, No. 4, pp. 657~670.

(6) Amiet, R. K., 1976, Noise due to Turbulence Flow Past a Trailing Edge, Journal of Sound and Vibration, Vol. 47, No. 3, pp. 387~393.

(7) Howe, M. S., 1998, Acoustics of Fluid-structure Interactions, Cambridge: Cambridge University Press.

(8) Moreau, S. and Roger, M., 2009, Back-scattering Correction and Further Extensions of Amiet's Trailing-edge Noise Model, Part II: Application, Journal of Sound and Vibration, Vol. 323, No. 1-2, pp. 397~425.

(9) Zhou, Q. and Joseph, P., 2007, A Frequency Domain Numerical Method for Airfoil Broadband Self-noise Prediction, Journal of Sound and Vibration, Vol. 299, No. 3, pp. 504~519.

(10) Corcos, G. M., 1964, The Structure of the Turbulent Pressure Field in Boundary Layer Flows, J. Fluid Mech, Vol. 18, No. 3, pp. 353~377.

(11) Casper, J. and Farassat, F., 2004, Broadband Trailing Edge Noise Predictions in the Time Domain, Journal of Sound and Vibration, Vol. 271, No. 1-2, pp. 159~176.

(12) Brooks, T. F. and Hodgson, T. H., 1981, Trailing Edge Noise Prediction from Measured Surface Pressures, Journal of Sound and Vibration, Vol. 78, No. 1, pp. 69~117.

(13) Hwang, Y. F., Unknown, W. K. B. and Hambric, S. A., 2009, Comparison of Semi-empirical Models for Turbulent Boundary, Journal of Sound and Vibration, Vol. 319, No. 1-2, pp. 199~217.

(14) Schlichting, H. and Gersten, K., 2000, Boundary Layer Theory, 8th ed. Berlin: Springer.

(15) Moreau, D. J., Brooks, L. A. and Doolan, C. J., 2011, Broadband Trailing Edge Noise from a Sharp-edged Strut, J Acoust Soc Am, Vol. 129, No. 5. p. 2820.

(16) Goldstein, M. E., 1976, Aeroacoustics, New York: McGraw-Hill Book Company.

(17) Goody, M. C., 2004, Empirical Spectral Model of Surface Pressure Fluctuations, Journal of AIAA 42.

(18) Capone, D. E., 1995, Calculation of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure Spectra, Journal of Acoustical Society of America, Vol. 98, pp. 2226~2234.

(19) Graham, W. R., 1997, A Comparison of Models for the Wavenumber-frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Pressures, Journal of Sound and Vibration, Vol. 206, No. 4, pp. 541~565.

(20) Amiet, R. K., 1978, Effect of the Incident Surface Pressure Field on Noise Due to Turbulence Flow Past a Trailing Edge, Journal of Sound and Vibration, Vol. 47, No. 3, pp. 387~393.

(21) Smol'yakov, A. V., 2000, Calculation of the Spectra of Pseudosound Wall Pressure Fluctuations in Turbulent Boundary Layers, Acoustical Physics, Vol. 46, No. 3, pp. 342~347.

(22) Efimtsov, B. M., 1984, Similarity Criteria for the Spectra of Wall Pressure Fluctuations in a Turbulent Boundary Layer, Soviet Physics(Acoustics), Vol. 30, No. 1, pp. 33~35.

(23) Chase, D. M., 1980, Modeling the Wavevector-frequency Spectrum of Turbulent Boundary Layer Wall Pressure, Journal of Sound and Vibration, Vol. 70, No. 1, pp. 29~67.

(24) Smol'yakov, A. V. and Tkachenko, V. M., 1991, Model of a Field of Pseudosonic Turbulent Wall Pressures and Experimental Data, Soviet Physics(Acoustics), Vol. 37, No. 6, pp. 627~631.

(25) Eckert, E. R. G. R., DrakeJr., M., 1959, Heat and Mass Transfer, 2nd ed. New York: McGraw-Hill Book Company, Inc.

(26) Roger, M. and Moreau, S., 2005, Back-scattering Correction and Further Extensions of Amiet's Trailing-edge Noise Model, Part 1: Theory, Journal of Sound and Vibration, Vol. 286, No. 3, pp. 477~506.