

LES를 이용한 NACA0018 에어포일 주위의 유동 및 이산소음계산

김휘중* · 이승배**

Flow and Noise Characteristics of NACA0018 by Large-Eddy Simulation

H.-J. KIM*, S. LEE**

Key Words : Discrete Frequency Noise(이산주파수소음), Symmetrical Airfoil(대칭형 익형), LES(대와류모사), Flow Visualization(유동가시화), Dipole sound(이극소음), Quadrupole sound(사극소음)

ABSTRACT

The flow field around a symmetrical airfoil in a uniform flow under the generation of noise was numerically studied and compared with experimental datum. The numerical simulation was carried out by LES which employs a deductive dynamic model as subgrid-scale model. The result of an attack angle of 6° indicate that the discrete frequency noise is generated when the separated laminar flow reattaches near the trailing edge of the pressure side and the turbulent boundary layer is formed over the suction side of the airfoil near the trailing edge. The periodic behavior of vortex formation was observed around the trailing edge and it persists further downstream in the wake. The frequency of the vortex formation in the wake was consistent with that of the discrete frequency noise.

1. 서론

익형 유동에서 발생하는 공력소음(aerodynamic noise) 연구는 고성능 터보기계 설계의 중요한 연구과제이다. 자유유동에서 익형은 비교적 낮은 레이놀즈수에서 이산주파수 소음(discrete frequency noise)을 작은 영각(angle of attack)일 때 발생하게 된다⁽¹⁾. Tam⁽²⁾에 의해 연구된 소음발생 메커니즘은 경계층, 와류(wake flow) 및 음향의 피드백 구조에서 비정상 섭동으로 구성된 자기여기(self-excited)에 의한 피드백 루프(feed-back loop)로부터 발생된다고 제시했으나 실험적으로 확인할 수는 없었다. 연구를 통해 최근 연구

들은 익형 주변의 유동측정 및 가시화에 의해 소음발생 메커니즘의 물리적인 측면을 조사해 왔다.⁽³⁻⁶⁾ 그러나 익형의 경계층내의 벽면 근처 유동구조의 복잡함으로 인해 소음발생 원인을 규명하지는 못했다.

본 연구는 균일유동(uniform flow)내의 대칭 익형에서 발생하는 이산주파수 소음을 수치적인 방법으로 분석하였다. 본 연구에 사용된 실험 자료는 Fujisawa⁽⁶⁾의 PIV에 의한 순간 유동장과 유동가시화 및 소음스펙트럼을 이용하여 비교·분석하였다. 본 연구에서는 대와류모사법(Large-Eddy Simulation)을 이용하여 익형 주변의 유동구조와 익형 후단에서의 유동구조를 해석하였고 익형 유동에서 발생하는 공력소음은 대와류모사법과 라이트힐⁽⁷⁾ 방정식에서 출발한 파동방정식을 이용한 복합방법으로 예측하고 실험과 비교하였다.

* 인하대학교 기계과 대학원

** 인하대학교 기계공학과, 정회원

E-mail : khjhis@hanmir.com

2. 지배방정식 및 유동해석기법

2.1. 수치해석기법 및 경계조건

본 수치해석 코드에서는 연속방정식을 밀도에 대한 계산방정식으로 변환하는 DEFCON(Density Equation Formulation of Continuity Equation)이라는 방법을 이용하였다. 또한 Navier-Stokes 방정식은 일치된 정렬 격자 시스템에 대한 유한차적법을 사용하여 적분하였다.

본 방법의 가장 큰 장점은 국부적으로 그리고 전체적으로 질량과 물리량의 속(flux)을 내재적으로 만족시킨다는 것이다. 수치적 적분은 상태변수들에 대한 적분 형태(profile)를 가정하여 시작하게 된다. 본 연구에서는 비직교(non-orthogonal) 격자계에 적용될 수 있는 상류보간법인 QUICK⁽⁸⁾ 방법을 사용하였고, 이 방법은 성긴 격자(coarse grid)에 적용시 hybrid나 upwind 방법보다 더 정확하다. 그러나 계산시 언더슈트(undershoots) 또는 오버슈트(overshootings)가 발생할 수 있다. 시간에 대한 적분방법으로는 세 방향(x,y,z)으로 나누어 대수 방정식을 계산하는 ADI(Alternating Direction Implicit)방법을 적용하였으며, 이 방법은 선형적 의미에서는 무조건적 안정성을 나타낸다. 그러나 인수분해시 발생하는 삼차의 항을 무시하게 되므로 시간간격이 커지면 시간적분이 부정확해지는 단점이 있다. 본 계산에서 사용된 자세한 방법의 적용은 Lee 등⁽⁹⁾에 의해 제시되어 있다.

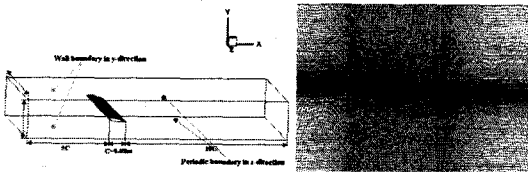


Fig. 1 Boundary conditions and grid system for NACA0018

본 연구에서 사용된 NACA0018의 유동장은 x, y, z 방향으로 355×151×3의 H형 격자를 사용하였고 입구 경계의 상류부와 출구경계의 후류부는 각각 코드길이의 5C와 10C로 구성되어있고 격자와 경계조건은 Fig. 1에 나타나 있다.

2.2. 추론적 동소격자 모델

(Deductive dynamic subgrid scale model)

대와류모사법은 각 유동변수들을 큰 유동성분과 소

격자 혹은 잔여(residual)성분의 합으로 표시한다. 여기서 소격자라는 낱말 중의 '격자'는 큰 에너지를 담고 있는 와동 크기의 상관길이인 L보다 훨씬 작은 Δ 크기의 길이를 의미한다. 이러한 분리는 다음의 유동변수의 필터링을 통해 이루어진다.

$$\bar{F}(x) = \int_D G(x-z, \Delta_C) F(z) dz \quad (1)$$

여기서 G는 필터함수이며, Δ는 필터의 특성길이를 나타내며, D는 전체 계산영역을 표시한다. 또한 이 필터함수는 $1 = \int_D G(x-z, \Delta_C) dz$ 를 만족한다. 이러한 필터링은 유동변수 F의 큰 파수 푸리에(Fourier) 성분의 진폭을 줄이게 되며, 결국 \bar{F} 는 F의 저파수인 큰 스케일의 부분만 남게 된다.

비직교 격자계를 사용하는 대와류모사법을 적용하기 위하여 본 연구에서는 비압축성 유동의 연속방정식과 N-S 방정식을 적용하였다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0 \quad (2)$$

$$\rho \frac{\partial u_i}{\partial t} + \rho u_j \frac{\partial u_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 u_i \quad (3)$$

연속방정식과 N-S 방정식에 필터링을 하면,

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (4)$$

$$\rho \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \rho \bar{u}_j \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \bar{u}_i + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} \quad (5)$$

이고 $\tau_{ij} = -\rho(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j + \bar{u}_i' \bar{u}_j' + \bar{u}_i \bar{u}_j' + \bar{u}_i' \bar{u}_j)$ 은 소격자 스케일 응력 텐서로 $-\rho(\overline{u_i u_j} - \bar{u}_i \bar{u}_j)$ 이다. 그리고 소격자 응력텐서인 τ_{ij} 은 Leonard, Cross, 그리고 Reynolds 소격자 응력으로 각각 구분된다. Smagorinsky⁽¹⁰⁾는 최초로 소격자 응력에 대한 모델을 개발한 바 있다. 그의 모델은 응력들이 분자운동에서처럼 구배에 의한 확산과정을 따른다는 이론이다. 이 이론은 지금까지 가장 많이 사용되는 대수적 에디 점성모델로 τ_{ij} 은 다음과 같다.

$$\tau_{ij} = 2\rho\nu_T \bar{S}_{ij}, \quad \nu_T = C \Delta_i^2 |\bar{S}| \quad (6)$$

여기서 ν_T 는 소격자 에디 점성계수, C는 Smagorinsky 상수, \bar{S}_{ij} 는 필터된 변형률 텐서이며 $|\bar{S}|$ 는 $\sqrt{2\bar{S}_{ij}\bar{S}_{ij}}$ 이다.

식 (5)에서 이중필터를 적용하면 다음과 같다.

$$\rho \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial t} + \rho \bar{\bar{u}}_j \frac{\partial \bar{\bar{u}}_i}{\partial x_j} = -\frac{\partial \bar{\bar{p}}}{\partial x_i} + \mu \nabla^2 \bar{\bar{u}}_i + \frac{\partial \bar{\bar{T}}_{ij}}{\partial x_j} \quad (7)$$

현 모델의 주요한 특징은 이중필터를 적용시 격자(Grid) 및 테스트(Test) 필터를 동시에 가우시안 필터

로 적용한 것이다. SGS 응력에 테스트 필터를 적용하면 식 (8)과 같이 나타난다.

$$T_{ij} = -\rho(\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}) \quad (8)$$

테스트 필터와 격자 필터를 합성하여 대수적 에디점성 모델, T_{ij} ,를 쓰면 다음과 같다.

$$T_{ij} = 2\rho C\Delta_G^2 \overline{S}_{ij} \quad (9)$$

3차원에서의 가우시안 필터는 다음과 같다.

$$G(x-z, \Delta) = \left(\sqrt{\frac{6}{\pi\Delta^2}}\right)^3 e^{-\frac{6(x-z)^2}{\Delta^2}} \quad (10)$$

격자 필터에서의 가우시안 필터를 적용한 Taylor 전개는 식(11)와 같다.

$$\overline{F(x)} = \left[1 + \frac{\Delta_G^2 \nabla^2}{24} + \frac{1}{2!} \left(\frac{\Delta_G^2 \nabla^2}{24}\right)^2 + \dots\right] \quad (11)$$

분해된 난류응력텐서, L_{ij} ,은 다음과 같이 정의된다.

$$L_{ij} = T_{ij} - \tau_{ij} = \rho(\overline{u_i u_j} - \overline{u_i} \overline{u_j}) \quad (12)$$

여기서 L_{ij} 는 테스트 스케일과 격자 스케일 사이에서 상호작용하는 운동(motion)과 관련된 응력텐서의 성분들로 분리된다. 또한 M_{ij} 는 다음과 같이 나타난다.

$$M_{ij} = \rho(\Delta_{GT}^2 \overline{S}_{ij} - \Delta_{GL}^2 \overline{S}_{ij}) \quad (13)$$

가우시안(Gaussian) 이중필터의 성질은 $GT=TG$ 와 같은 교환법칙이 성립되고 격자필터와 테스트 필터로 Δ_G 과 Δ_T 로 다음과 같이 표현된다⁽¹¹⁾.

$$\Delta_{GT}^2 = \Delta_G^2 + \Delta_T^2 = \Delta_G^2(r^2 + 1) \quad (14)$$

Lilly⁽¹²⁾는 상수 C의 에러를 Germano⁽¹³⁾의 동적 진행방법에서 최소자승법(least-square)을 통해 최소화하는 방법을 식 (15)과 같은 방법을 제안했다.

$$C(x, y, z, t) = \frac{1}{2} \frac{L_{ij} M_{ij}}{M_{ij} M_{ij}} \quad (15)$$

테스트 필터를 Taylor 전개를 통해 L_{ij} , M_{ij} 를 전개하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} L_{ij} &= \frac{\Delta_T^2}{12} \frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x} \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x} + \frac{\Delta_T^4}{24^2} \frac{\partial^2 \overline{u_i}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \overline{u_j}}{\partial x^2} + \dots \quad (16) \\ M_{ij} &= (\Delta_{GT}^2 - \Delta_G^2) \overline{S}_{ij} + \frac{\Delta_T^2 (\Delta_{GT}^2 - \Delta_G^2)}{24} \left(\overline{S}_{ij} \frac{\partial^2 \overline{S}_{ij}}{\partial x^2} \right. \\ &\quad \left. + \overline{S}_{ij} \frac{\partial^2 \overline{S}_{ij}}{\partial x^2} \right) + \Delta_{GT}^2 \left(\frac{\Delta_T^2}{24} \right)^2 \frac{\partial^2 \overline{S}_{ij}}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \overline{S}_{ij}}{\partial x^2} \\ &\quad - \frac{\Delta_G^2 \Delta_T^2}{12} \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x} \frac{\partial \overline{S}_{ij}}{\partial x} + \dots \quad (17) \end{aligned}$$

본 연구에서 적용된 소격자 스케일 모델은 완전발달된 파이프 유동에 대해 추론적으로 얻어 Brun⁽¹⁴⁾ 등에 의해 적용된 바 있다. 이 방법은 동적 상수를 구하기 위해 순간적인 시간에서의 이중필터 및 계산을 위해 평

균할 균질방향도 필요치 않다.

동적 Smagorinsky 상수를 이용한 난류에디점성(turbulent eddy viscosity)값은 다음과 같다.

$$\nu_T = C \overline{|\overline{S}|} \quad (18)$$

동적 Smagorinsky 상수, C,는 식 (16)~(18)을 이용하여 추론적으로 얻어 식 (6)에 적용하게 된다.

동소격자 스케일 모델은 Smagorinsky 모델의 상수를 고정시키지 않고, 수치계산이 진행함에 따라 이중 필터를 사용하여 모델계수값을 변화시키는 방법으로 Germano 등⁽¹³⁾에 의해 제안되었다. Jordan 등⁽¹⁵⁾은 Germano 등의 Smagorinsky 계수를 비교적 일반좌표계에서 구하는 방법으로 확장하여 실린더 후류 유동을 계산한 바 있다. 이러한 동소격자 스케일 모델은 벽면 근처에서의 점근적 분포나 층류 유동 계산에서의 인공적 감쇄와 간헐도를 사용할 필요가 없게 되나, 매 계산단계마다 이중 필터링으로 인한 연산시간이 증가하게 된다. 또한 Shao 등⁽¹⁶⁾에 의해 주장된 바와 같이 삼차원 방향 모두를 따라 평균유동의 구배가 존재하는 경우 동소격자 모델은 수치적 오차를 발생할 수 있음이 예상된다.

3. 공력소음의 계산

공력소음을 연구하는 방법은 크게 두 가지로 대변된다. 첫번째 방법은 움직이는 매질 속에 놓인 고체 표면에서의 압력변동에 의한 소음을 계산하기 위해 선형화된 지배방정식을 직접 계산하는 방법이며, 둘째 방법은 지배 방정식으로부터 유도된 라이트힐의 음향상사식을 이용하는 방법이다. 본 연구에서는 익형 유동에 의한 소음을 연구하기 위해 물체 표면과 상호작용하는 구조적 유동에 의한 소음을 예측할 수 있는 라이트힐의 상사식을 이용하였다.

라이트힐 이론에 기초하여 Curi⁽¹⁷⁾은 움직이는 유체 중에 놓인 정지하는 장애물에 의해 방사되는 소음을 다음 식으로 표현하였다.

$$\begin{aligned} \rho - \rho_0 &= \frac{1}{4\pi a_0^2} \left\{ \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \int_V \frac{T_{ij}(y, t-R/a_0)}{R} dy \right. \\ &\quad \left. - \frac{\partial}{\partial x_i} \int_S \frac{f_i(y, t-R/a_0)}{R} dS(y) \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

여기서 R 은 $|x-y|$ 이다. 위 식에서의 체적적분은 사극소음원의 기여를 나타내며, 면적적분은 유체매질 중의 물체표면에 작용하는 f 는 단위면적당 작용하는 섭동력으로 이극소음원의 기여를 표시한다.

4. 결과 및 토론

4.1. 유동 특성에 관한 결과

익형 후단 부근의 유동현상에서 영각이 6° 일 때 실험치와 수치해석 결과는 Fig.2~5에서 나타나 있다. 여기서, 와도(vorticity)는 $\zeta = C/U_0(\partial V/\partial x - \partial U/\partial y)$ 으로 정의된다.

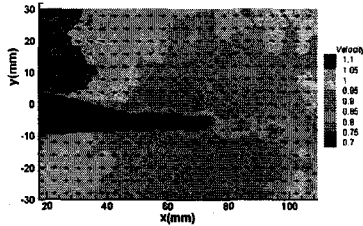


Fig. 2 Variations of points of separation and reattachment (Velocity field)⁽⁶⁾

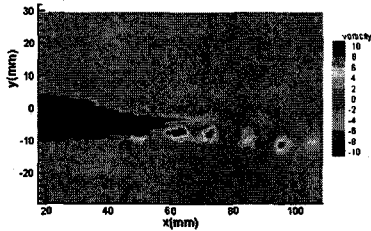


Fig. 3 Instantaneous flow structure around trailing edge of airfoil(Vorticity field)⁽⁶⁾

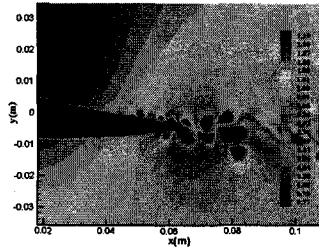


Fig. 4 Computed variations of points of separation and reattachment (LES)

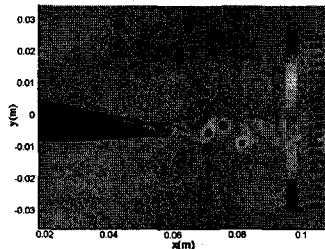


Fig. 5 Computed instantaneous flow structure around trailing edge of airfoil(LES)

익형 주위의 측정된 순간속도장은 익형면의 낮은 속도영역과 후단 부근의 후류 구간의 유동형상을 나타낸다. 익형 부압면의 속도는 압력면에 비해 압력이 더 낮기 때문에 압력면보다 더 크게 되므로 부압면의 경계층은 외부 경계층 속도의 감소에 영향을 주며 부압면 후단에서 더 두꺼운 경계층이 예측된다. 반면, 압력면의 경계층 외부의 속도는 익형면을 따라 거의 일정하다. 박리 유동은 후단을 제외하고는 압력면에 의해 전달된다. 익형의 스모크 형상 조사에서 부압면의 경계층이 열(series)로 분포된 와도 구조를 구성하고 압력면의 유동이 익형의 후단을 제외하고 박리된 층류로 구성된다.

양의 와도는 압력면에 음의 와도는 익형의 부압면에서 생성된다. 압력면의 와도 분포가 익형 후단에서는 다소 제한적이며 이것은 익형 후단의 박리 경계층이 재부착되어 와도가 생성되게 된다. 반면, 부압면의 와도 분포는 더욱 균일하며 열로 분포된 와도의 존재를 볼 수 있다. 수치해석을 통한 후단에서의 유동구조는 실험과 비슷한 구조의 와동열의 구성을 볼 수 있다.

후단의 두 가지 형태의 유동구조를 Fig.6을 보면 압력면의 강한 양의 와도가 후단 부근에서 상승하여 부압면을 통과할 때, 역회전의 양의 와도와 함께 떨어지다가 이산 와열(vortex street)을 생성한다. 후단의 부압면 실험에서 보이듯 경계층의 두께가 박리구조에 의해 두꺼워지는 것을 볼 수 있다. 영각이 6°에서 후단의 압력면 근방에서 박리와 재부착이 발생될 때 와도가 아래방향으로 움직이는 것을 볼 수 있다.

익형 주위의 와도 분포는 와류의 와열을 형성하고 익형 후단에서 와홀림이 형성된다. 이 결과로써 익형 압력면의 박리 경계층의 재부착은 익형의 후단에서 큰 음의 와도를 생성하게 된다. 익형 후단의 와동 형성 주파수는 본 실험내에서 측정된 이산주파수 소음의 주파수와 거의 일치한다. 그러므로, 이산주파수는 후단에서 압력면의 층류 박리유동의 재부착 과정을 통해 발생된다.

5.2. 공력소음의 결과

Figure 6은 실험을 통한 영각 변화에 따른 익형의 소음스펙트럼이다. 영각이 0° 일 때는 와홀림(vortex shedding)에 의한 소음방사가 발생하지 않으나 3~6°에서 와홀림에 의한 주파수의 소음방사로 인한 전파를 알 수 있다. 피크 주파수는 스트로울수($St=2f/U_0$)가 0.16이며 이 스트로울수는 Paterson 실험에 의해 발견된 값

과 거의 일치한다. 이와 같이 NACA0018 익형의 공력 소음은 이산주파수 소음발생이 지배적인 소음특성이다.

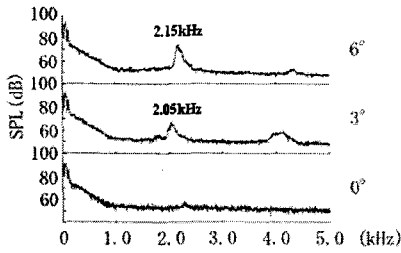


Fig. 6 Sound spectrum of NACA0018⁽⁶⁾

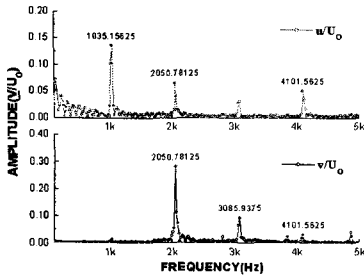


Fig. 7 Computed vortex shedding frequency of velocity amplitude

Figure 7은 영각이 6° 일 때 u 속도와 v 속도의 무차원화를 통한 와흘림 주파수를 나타낸 것이다. 후단에서의 소음방사의 영향은 와흘림 주파수 중 유동방향이 아니라 유속에 수직방향인 스펠방향 속도, v, 작용이 지배적인 것을 볼 수 있다. 이산주파수는 실험에서 2.15kHz이고 계산에서는 약간 낮은 주파수인 2.05kHz로 와흘림이 더 느리게 진행함을 알 수 있다.

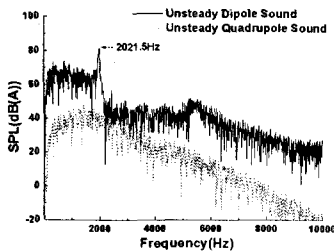


Fig. 8 Computed unsteady dipole and quadrupole sound of NACA0018 at attack angle 6°

Figure 8은 시간에 따른 방사소음을 이극소음과 사극 소음으로 A-가치를 한 소음스펙트럼이다. Fig. 6에서 나타난 실험에 의한 소음스펙트럼과 비교해 보면

이극소음 스펙트럼에서 2.02kHz에서 이산소음이 발생되며 이것은 Fig. 7에서 보듯이 v방향의 성분의 주파수 기여도에 따라 표면에 수직(normal) 방향의 압력변동에 의한 이극소음이 지배적이며 사극 소음스펙트럼에서 보듯이 이산주파수는 발생되지 않고 광대역소음만이 존재함을 알 수 있다.

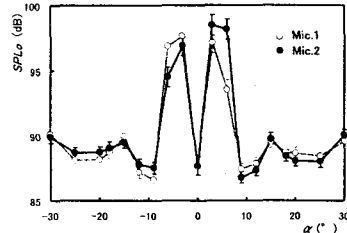


Fig. 9 Overall SPL at various angles of attack⁽⁶⁾

Figure 9은 다양한 영각 변화에 따라 측정된 소음파워 값이다. 본 계산에서 비교할 영각이 6° 일 때의 소음파워 값은 위·아래 지점에서 93~98dB의 값을 가지는 것을 알 수 있다.

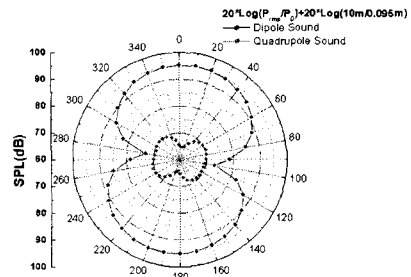


Fig. 10 Computed D/Q sound of airfoil at attack angle 6°

위 그림에서 계산된 소음파워는 각도에 따라 방사패턴 및 소음파워 값을 Fig. 11에서 측정된 값과 비교될 수 있다. 소음파워는 그림에서 보듯이 이극소음과 사극소음으로 분리해서 보면 이극소음이 지배적인 소음임을 알 수 있다. 실험에서 측정된 위치인 날개에서 수직한 위치의 소음파워값은 이극소음은 95dB이고 사극소음은 64.5dB이다. 실험에서 측정된 소음파워와 잘 예측된 것을 알 수 있다. 또한 방사패턴을 보면 현 계산에서 이극소음은 영각이 6° 일 때의 최대 소음파워 값을 나타내는 위치는 대략 영각과 동일한 각에서 최대값을 보인다. 그러나 사극소음은 영각을 유지하는 방향의 앞·뒤로 방사하는 패턴을 보이는 것으로 직접적인 방사에는 크게 영향을 주지 않는 것으로 보인다.

6. 결론

본 연구에서 균일유동내의 NACA0018 익형 유동에서 발생하는 이산주파수 소음의 유동 메커니즘을 LES를 통해 분석하고 공력소음을 계산·분석하였다. 이산주파수 소음은 NACA0018 익형이 7° 이하의 영각에서 존재하며 유동구조는 층류박리가 익형 압력면의 후단에서 익형 표면에 재부착되는 것을 알 수 있다. 압력면 후단의 유동 재부착은 익형의 와유내에서 큰 양의 와도를 생성하며 부합면의 음의 와도와 만나서 하류로 진행된다. 이런 와열로 형성된 주파수가 방사소음에 이산주파수 특성과 일치함을 알 수 있다.

후 기

본 논문에 실험적 연구의 결과를 자료를 제공한 Niigata 대학의 Fujisawa 교수님께 감사를 드린다.

참고문헌

- (1) Paterson, R.W. et al., 1973, "Vortex Noise of Isolated Airfoils," J. Aircraft, Vol. 10, pp. 296-302.
- (2) Tam, C.K.W., 1974, "Discrete Tones of Isolated Airfoils, J. Acoustic Society America," Vol. 55, pp. 1173-1177.
- (3) Hayashi, H. et al., 1995, "Relationship between Wake Vortex Formation and Discrete Frequency Noise in NACA Blades," Trans. Jpn Soc. Mech. Eng., Vol. 61(B), pp. 2109-2114.
- (4) Nakashima, S. and Akishita, S., 1995, "Discrete Tone Noise on Two-dimensional Wing (Reconstruction of Time Sequential Flow Fluctuation Pattern)," Trans. Jpn. Soc. Mech. Eng., Vol. 61(B), pp. 2115-2120.
- (5) Fujisawa, N. et al., 2001, "Aerodynamic Noise and Flow Visualization around Two-Dimensional Airfoil," J. Visualization Soc. Jpn, Vol. 21, pp. 123-129.
- (6) Tomimatsu, S. and Fujisawa, N., 2002, "Measurement of Aerodynamic Noise and Unsteady Flow Field around a Symmetrical Airfoil," J. Visualization, Vol. 5.
- (7) Lighthill, M. J., 1952, "On Sound generated Aerodynamically: I. General Theory," Proc. Roy. Soc. London Ser. A., Vol. 211, pp. 564-587.
- (8) Leonard, B. P., 1979, "A Stable and Accurate Convective modelling Procedure based on Quadratic Upstream Interpolation," Comp. Methods Appl. Mech. Eng., Vol. 19, pp. 59-98.
- (9) Lee, S., Runchal, A. K., and Han, J.-O., 1999, "Subgrid-scale Model in Large-Eddy Simulation and Its Application to Flow about Yawed Cylinder and Cavity Flows," 3rd ASME/JSME Joints Fluids Eng. Conf., San Francisco.
- (10) Smagorinsky, J., 1963, "General Circulation Experiments with the Primitive Equations, Part I: the Basic Experiment," Monthly Weather Rev., Vol. 91, pp. 99-164.
- (11) Germano, M., 1992, "Turbulence: The filtering approach," J. Fluid Mech., Vol. 238, pp. 325-336.
- (12) Lilly, D. K., 1992, "A Proposed Modification of the Germano Subgrid-scale Closure Method," Physics of Fluids, 4 (3), March, pp. 633-635.
- (13) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P., and Cabot, W. H., 1991, "A Dynamic Subgrid Scale Eddy Viscosity Model," Physics of Fluids A, 3, No. 7, pp. 1760-1765.
- (14) Brun, C. and Friedrich R., 2001, "Modeling the Test SGS Tensor T_{ij} : An issue in Dynamic Approach," Physics of Fluids, Vol. 13, pp. 2373-2385.
- (15) Jordan, S.A., Ragab, S.A., 1998, "A Large-Eddy Simulation of the Near Wake of a Circular Cylinder," J. of Fluid Eng., Vol. 120, pp. 243-252.
- (16) Shao, L., Sarkar, S., Pantano, C., 1999, "On the Relationship between the Mean Flow and Subgrid Stresses in Large Eddy Simulation of Turbulent Shear Flows," Physics of Fluids, Vol. 11, No. 5, pp. 1229-1248.
- (17) Curle, N., 1955, "The Influence of Solid Boundaries upon Aerodynamic Sound," Proc. Roy. Soc. London Ser. A., Vol. 231, pp. 505-522.