구 주위의 유동으로 인해 발생하는 유동 소음의 특성

윤기웅† · 최해천*

Characteristics of Flow-Induced Noise around a Sphere

Giwoong Yun and Haecheon Choi

Key Words : Sphere (구), Flow-induced noise (유동 소음), Acoustic analogy (음향학적 상사 이론)

Abstract

Flow-induced noise propagated from flow over a sphere is numerically investigated for laminar flow at *Re* = 300 and 425, and for turbulent flow at *Re* = 3700 and 10^4, where the Reynolds number is based on the freestream velocity and the sphere diameter. The numerical method used for obtaining the flow over a sphere is based on an immersed boundary method in a cylindrical coordinate system. The Curle's solutions of the Lighthill's acoustic analogy with and without the far-field and compact-source approximation are used in order to investigate the noise field from flow over a sphere. Since the drag and lift forces change irregularly in time at *Re* = 425, 3700 and 10^4, the noise propagates in a complicated manner. At *Re* = 300, 425 and 10^4, the noise from dipole sources is much larger than that from quadrupole sources. On the other hand, at *Re* = 3700, the quadrupole source becomes dominant. The temporal variation of the flow-induced noise around a sphere is obtained at some observation points, which shows that the peak frequency corresponds to the Strouhal number associated with the wake instability.

1. 서 론

완전한 3 차원 형상으로 대표되는 구 (sphere) 주위의 유동은 그 형상 자체만으로도 학술적으로 매우 가치가 있는 연구 대상이며, 스포츠 경기에 사용되는 공과 같이 공학적인 응용의 측면에서도 매우 많은 관심의 대상이 되어왔다. 그러나, 구 주위의 3 차원적인 비정상 유동 구조의 특성은 구 주위의 유동 현상을 해석하기 위한 연구의 어려움에 매우 심각한 원인이 되어왔다. 이로 인하여, 원형 실린더 주위의 유동 현상에 관한 연구에 비해 구 주위의 유동에 관한 연구는 매우 부족한 현실이다.

구 주위의 유동에 관한 연구는 실험적 방법(1,2)과 수치 해석 방법(3,4,5,6)을 이용하여 수행되어 왔으나, 주로 낮은 레이놀즈 수 (Reynolds number)에 관한 연구가 수행되거나 유동장에 관한 자세한 정성적, 정량적인 정보가 제공되지 못했다. 또한, 음향학적 상사 이론 (acoustic analogy)을 이용한 유동 소음 (flow-induce noise)에 관한 연구에서는 정확한 근접 유동장 내의 속도와 압력 (near-field velocity and pressure)의 정보로부터 유동 소음을 예측할 수 있다. 그러나, 현재 구 주위의 유동장에 관한 정보가 매우 부족하므로 이의 유동 소음에 관한 연구는 거의 이루어지지 않고 있다. 따라서 본 연구에서는 구 주위의 유동에 관한 특성을 관찰하고 이러한 유동으로부터 발생하는 유동 소음에 관한 연구를 수치 해석과 음향학적 상사 이론을 이용하여 수행하고자 한다.

본 연구에서는 구 주위의 근접 유동장에 관한 정보를 수치 해석적인 방법을 통해 얻기 위하여 원통 좌표계 (cylindrical coordinate system)에 대한 가상 경계 방법 (Immersed Boundary Method, IBM)을 사용하였다(7). 이 방법을 통하여 유동 내의 구는 Navier-Stokes 방정식에서 운동량 부가 (momentum forcing)로써 구현되며 구 표면과 일치하지 않는

† 서울대학교 대학원
* 서울대학교 기계항공공학부
E-mail : choi@socrates.snu.ac.kr
TEL : (02)880-8361 FAX : (02)878-3662

직교 또는 원통 격자를 가지고 구 주위의 유동장을 해석할 수 있는 장점이 있다. 층류 영역에 해당하는 $Re = u_\infty d/\nu = 300$ 과 425 에 관한 계산은 직접 수치 모사법 (Direct Numerical Simulation, DNS)을 사용하였으며 난류 영역인 $Re = 3700$ 과 10^4 에 대해서는 큰 에디 모사법 (Large Eddy Simulation, LES)을 사용하였다. 이때에 u_∞는 자유 유동 속도, d 는 구의 직경을 나타내며, LES 에서 난류 유동의 subgrid-scale stress 성분은 dynamic 모델을 사용하였다[8,9]. 전체 계산 영역은 $-15 < x/d < 15$, $0 < r/d < 15$, $0 < \theta < 2\pi$ 이고 사용된 격자수는 레이놀즈 수에 따라서 각각 289 (x) × 161 (r) × 40 (θ) (Re = 300), 449 (x) × 161 (r) × 40 (θ) (Re = 425), 577 (x) × 141 (r) × 40 (θ) (Re = 3700, 10^4) 이다. 여기서 x, r, θ 는 각각 주유동 방향, 반경 방향, 원주 방향을 나타낸다. 또한 항력 계수 (C_d)와 양력 계수 (C_l)를 정의하기 위하여 직교 좌표계 (x, y, z)가 사용되었고, 이때에 양력 계수는 y 와 z 방향의 직교 성분으로 표시된다 ($C_l = \sqrt{C_y^2 + C_z^2}$).

본 연구에서는 구 주위의 유동으로 인해 발생하는 소음장을 관찰하기 위하여 Lighthill[10]의 음향학적 상사 이론에 관한 Curle[11]의 해를 사용하였다.

2. 음향학적 상사 이론

Lighthill[10]의 파동 방정식의 해를 구하기 위하여 원거리 소음장 가정 (far-field approximation)과 compact 소음원 가정을 적용한 Curle[11]의 적분해는 다음과 같다.

$$\rho'_{FC}(\overline{X},t) = \frac{M^3}{4\pi}\frac{X_i}{X^2}\frac{\partial}{\partial t}\int_S n_j P_{ij}(\overline{Y}, t - MX)d^2\overline{Y} + \frac{M^4}{4\pi}\frac{X_i X_j}{X^3}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\int_V T_{ij}(\overline{Y}, t - MX)d^3\overline{Y} \tag{1}$$

여기서

$$T_{ij} = \rho u'_i u'_j + p\delta_{ij} - \frac{1}{M^2}\rho\delta_{ij} - \tau_{ij} \tag{2}$$

$$P_{ij} = p\delta_{ij} - \tau_{ij} \tag{3}$$

$$u'_i = u_i - U_\infty \delta_{1i} \tag{4}$$

이고, ρ 는 밀도, M 은 자유 유동 마하 수 (Mach number), T_{ij} 는 Lighthill 응력 텐서, τ_{ij} 는 점성 응력 텐서, $(\cdot)'$는 섭동량, $\overline{X} = (X_1, X_2, X_3)$ 는 관찰자 위치 벡터, $\overline{Y} = (Y_1, Y_2, Y_3)$ 는 소음원 위치 벡터, $X = |\overline{X}|$, n_j는 구 표면 바깥 방향의 방향 코사인, V 는 전체 계산 영역, S 는 구 표면을 나타낸다.

Table 1 Flow parameters of flow over a sphere

	Re	$\overline{C}_d$	St	$\overline{\alpha}_s$
Present	300 425 3700 10^4	0.657 0.587 0.355 0.393	0.134 0.141 0.22 0.18	112° 107° 90° 90°
Numerical[3]	300	0.656	0.137	
Numerical[5]	300	0.644	0.136	
Experimental[2]	3700 10^4		0.21 0.18	
Numerical[5] (LES) (DES)	10^4 10^4	0.393 0.397	0.195 0.2	84°-86° 84°-87°

또한, 어떠한 가정도 적용하지 않은 해는 다음과 같이 얻어진다.

$$\rho'_{FG}(\overline{X},t) = \frac{M^2}{4\pi}\frac{\partial}{\partial X_i}\int_S n_j \frac{P_{ij}(\overline{Y}, t - MR)}{R}d^2\overline{Y} + \frac{M^2}{4\pi}\frac{\partial^2}{\partial X_i \partial X_j}\int_V \frac{T_{ij}(\overline{Y}, t - MR)}{R}d^3\overline{Y} \tag{5}$$

여기서 $R = |\overline{X} - \overline{Y}|$ 이다.

Eq. (5)는 소음과 소음원에 대한 어떠한 가정도 고려되지 않았으므로, 매우 긴 wavelength 를 가지는 소음에 대한 연구에서 근거리 소음 (near-field noise)을 예측할 수 있는 근거를 제시해준다. 본 연구에서는 가정의 적용 유무에 따른 해를 각각 ρ_{FC} 와 ρ_{FG} 로 정의하였다.

3. 결 과

본 연구의 수치 해석 결과를 Table 1 에 정리하였고, 이를 이전 연구의 결과들과 비교하였다. 여기서 $\overline{C}_d$ 는 시간 평균 항력 계수, St 는 후류 불 안정성 (wake instability)에 의한 Strouhal 수, $\overline{\alpha}_s$ 는 정체점으로부터 박리되는 위치까지의 평균 각도를 각각 나타낸다. 또한, DES 는 분할 에디 모사법 (Detached Eddy Simulation)이며 이는 RANS (Reynolds-Averaged Navier-Stokes Simulation)와 LES 를 결합한 방법이다. 본 연구의 유동장 계산에 대한 결과와 선행 연구자들에 의한 결과가 매우 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. Re = 3700 에서 항력계수가 $Re = 10^4$ 에서의 항력 계수보다 작은 값을 나타내는데, 이는 레이놀즈 수에 따른 유동 구조의 차이가 그 원인이다.

Fig. 1 은 Re = 300, 425, 3700, 10^4 에서 순간 유동장을 보여준다. 이때 보텍스 (vortex)는 Jeong & Hussain[12]의 λ_2 방법을 사용하여 확인하였다. Re = 300 에서는 비정상 상태의 보텍스가 머리핀

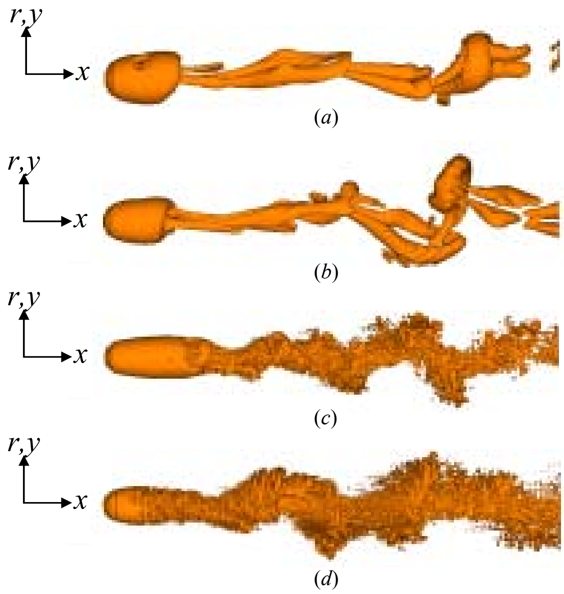

Fig. 1 Instantaneous vortical structures: (*a*) *Re*=300; (*b*) *Re*=425; (*c*) *Re*=3700; (*d*) *Re*=10^4.

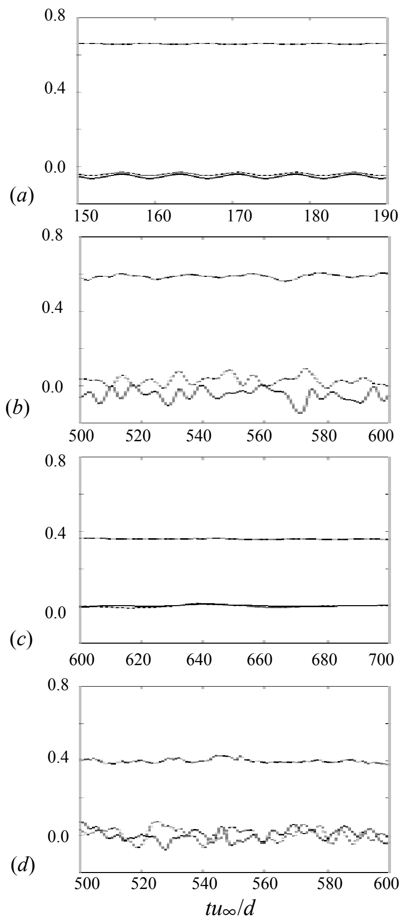

Fig. 2 Drag and lift coefficients: (*a*) *Re*=300; (*b*) *Re*=425; (*c*) *Re*=3700; (*d*) *Re*=10^4. Here — - —, C_x; ———, C_y; ---------; C_z.

형태 (hair-pin vortex)로 발생하고 있으며, 이것이 면대칭 구조 (planar symmetry)를 유지하면서 하류로 흘러가고 있다. *Re* = 425 에서도 머리핀 형태의 보텍스가 발견되기는 하지만, *Re* = 300 에서의 면대칭 구조가 깨지게 되고 비대칭 구조 (asymmetry)의 보텍스가 발생하는 것을 알 수 있다. *Re* = 3700 에서는 주유동 방향으로 긴 원통형의 전단층 (shear layer)이 형성되며 전단층 불안정성 (shear-layer instability)이 $x/d \approx 2$ 부근에서 발생하고 있으며 재순환 영역 (recirculation region)의 길이가 길게 나타난다. 이와 달리, *Re* = 10^4 에서는 구의 바로 뒤에서 보텍스 링 (vortex ring) 형태의 전단층 불안정성이 발생하면서 빠르게 난류 유동이 발달하는 것을 볼 수 있다. 이러한 레이놀즈 수에 따른 전단층의 특성에 의해, *Re* = 3700 에서의 기저 압력 (base pressure)의 크기가 *Re* = 10^4 에 비해 크게 되고, 따라서 항력 계수가 *Re* = 3700 에서 작은 값을 가지게 된다. 구로부터 비교적 먼 후류영역에서는 *Re* = 3700 과 10^4 에서의 보텍스 구조가 매우 복잡한 것을 확인할 수 있다.

Eq. (1)에서 알 수 있듯이, 낮은 마하 수에서 전체 소음장에 가장 큰 영향을 미치는 소음원은 항력과 양력의 시간에 대한 변화율이다. Fig. 2 는 *Re* = 300, 425, 3700, 10^4 에서 항력 (C_x)과 양력 (C_y, C_z)의 시간에 따른 변화를 보여준다. Fig. 1 에서 이미 확인한 바와 마찬가지로 *Re* = 300 에서는 면대칭을 이루는 후류 특성을 가지므로 항력과 양력이 주기적으로 발생하는 것을 볼 수 있다. 그러나 *Re* = 425, 3700, 10^4 에서는 주기성이 깨어지면서 불규칙한 항력과 양력의 시간 변화를 보여준다. 여기서 주목할 점은 *Re* = 3700 에서의 항력과 양력의 섭동량이 *Re* = 300, 425, 10^4 에서 얻어진 섭동량에 비해 매우 작다는 것이다. 이미 Fig. 1 에서 언급한 바와 같이 *Re* = 3700 에서는 구의 표면과 가까운 하류에서 원통형의 긴 전단층 (cylindrical vortex sheet)이 형성되며 이때에 구 바로 뒤의 전단층 내부는 거의 층류 유동의 특성을 보인다. 따라서 *Re* = 3700 에서 항력과 양력의 섭동량은 원통형의 긴 전단층을 형성하지 않는 *Re* = 300, 425, 10^4 에서의 섭동량에 비해 매우 작은 크기를 갖게 된다. 이러한 *Re* = 3700 에서의 유동 특성은 이후에 유동 소음의 전파에도 많은 영향을 미치게 된다.

Fig. 3 은 *Re* = 300 과 425 에서 이중극 (dipole) 특성의 소음원과 사중극 (quadrupole) 특성의 소음원에 의한 밀도 섭동 ρ_{FC} 의 등고선을 각각 다른 소음장 평면에서 나타낸 것이다. 구 주위의 유동 소음원은 원거리 소음 가정과 compact 소음원 가정이 적용될 경우 점 음원 (point source)의 형태로 나타나는 것을 볼 수 있다. 그림에서 알 수 있

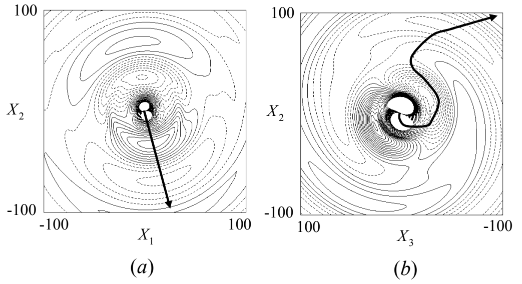

Fig. 3 Propagation of noise at M=0.1: (*a*) Re=300 on X_1-X_2 plane (X_3=0); (*b*) Re=425 on X_3-X_2 plane (X_1=0). Maximum values are fixed as 5.05×10^{-8} in (*a*) and 4.58×10^{-8} in (*b*), respectively.

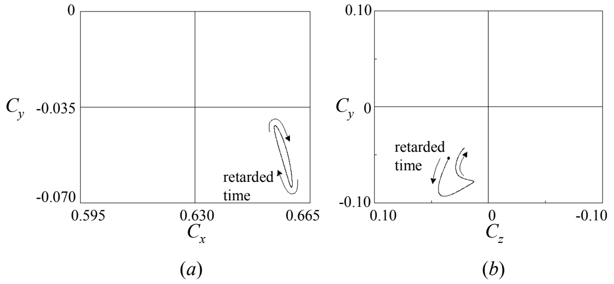

Fig. 4 Phase diagrams: (*a*) (C_x, C_y) at Re=300; (*b*) (C_z, C_y) at Re=425.

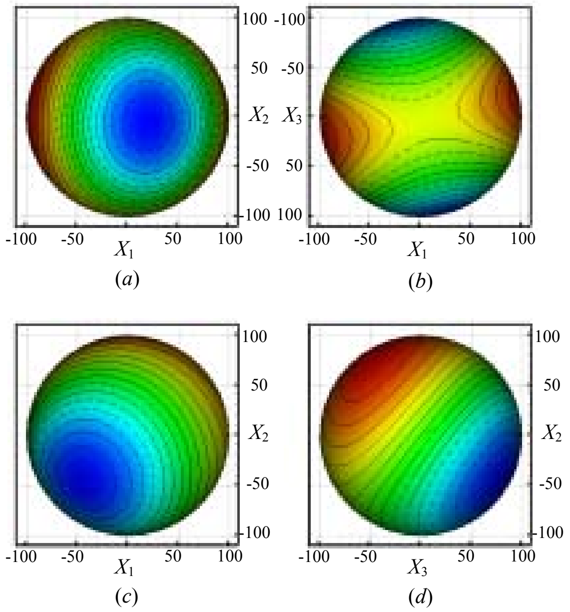

Fig. 5 Instantaneous noise propagations on the spherical acoustic field (M=0.1): (*a*) +X_3 view at Re=3700; (*b*) +X_2 view at Re=3700; (*c*) +X_3 view at Re=10^4; (*d*) -X_1 view at Re=10^4. Here solid line denotes the positive values and dashed line denotes the negative values.

듯이, 두 레이놀즈 수에서 구 주위 유동의 3 차원 특성으로 인해 비교적 낮은 레이놀즈 수임에도 불구하고 유동 소음이 복잡하게 전파되며, 이것은 원형 실린더 축을 포함한 평면에서 선 음원 (line source)으로 나타나는 원형 실린더 주위의 유동 소음장과 매우 다른 특성이다. 또한, 두 레이놀즈 수에서 항력과 양력에 의한 이중극 특성의 소음이 전체 소음장에 지배적인 역할을 하고 있음을 확인할 수 있다.

구 주위의 유동 소음의 경우, 소음의 전파 방향은 구에 작용하는 항력과 양력의 시간에 따른 진행 방향에 의해 결정된다. Fig. 4 는 X_1-X_2 평면 (Re = 300)과 X_3-X_2 평면 (Re = 425)에서 C_x, C_y, C_z의 시간에 따른 변화를 나타낸다. Re = 300 에서 구 주위의 유동은 비정상 면대칭의 특성을 보여주므로 C_x-C_y 선도에서 일정한 궤적을 그리게 되며 이 궤적을 따라서 유동 소음이 전파되고 있음을 확인할 수 있다 (Figs. 3*a* 와 4*a*). 여기서 양력 (C_y)에 의한 이중극 특성의 소음이 항력 (C_x)에 의한 소음에 비해 더 큰 값을 가지고 전파되고 있음을 볼 수 있다. Re = 425 에서는 유동장이 비대칭적인 유동 구조를 가지고 있으므로 유동 소음이 Re = 300 에 비해 더욱 복잡하게 전파된다. 그러나 이러한 복잡한 유동 소음의 전파 방향 역시 Fig. 4(*b*)에서 보여주는 C_z 와 C_y 의 시간에 따라 변하는 궤적을 따라가고 있음을 알 수 있다 (Fig. 3*b*).

Fig. 5 는 Re =3700 과 10^4 에서 구 주위의 유동 소음 ρ_{FC} 의 등고선을 보여준다. 이때에 유동 소음은 원점 (X_1=0, X_2=0, X_3=0)으로부터 일정한 거리 ($\sqrt{X_1^2+X_2^2+X_3^2}/d=100$)에 위치한 구형의 소음장에서 측정되었다. 이러한 등고선으로부터 소음 전파의 방향을 분석할 수 있는 방향성 패턴 (directivity pattern)을 관찰할 수 있는데, Re = 10^4 에서는 2-엽 (lobe)을 가지는 방향성이 나타나는 것을 볼 수 있다 (Fig. 5*d*). 이는 이중극 특성의 소음원이 사중극 특성의 소음원에 비해 전체 소음장에 대하여 지배적인 역할을 하기 때문이다. 그러나, 이러한 특성은 같은 난류 영역임에도 불구하고 Re = 3700 에서는 나타나지 않는다. 즉, Re = 3700 에서는 사중극 특성의 소음이 큰 강도를 가지고 전파되는 것을 볼 수 있다 (Fig. 5*b*). 이전에 설명되었듯이 Re = 3700 에서는 이중극 특성의 소음원인 항력과 양력의 섭동량이 매우 작아졌기 때문이다. Fig. 5(*b*)에서 보여지는 4-엽 (lobe)의 방향성 선도는 longitudinal 특성의 소음원보다 lateral 특성의 소음원이 사중극 소음원 중에서도 지배적임을 의미하고 있다.

Fig. 6 은 원거리 소음 및 compact 소음원 가정을 적용하지 않은 해 (ρ_{FG})를 이용하여 얻어진 Re = 3700 과 10^4 에서의 근거리 유동의 방향성 패턴을 보여준다. 앞서 설명된 바와 같이, 근거리 소음장

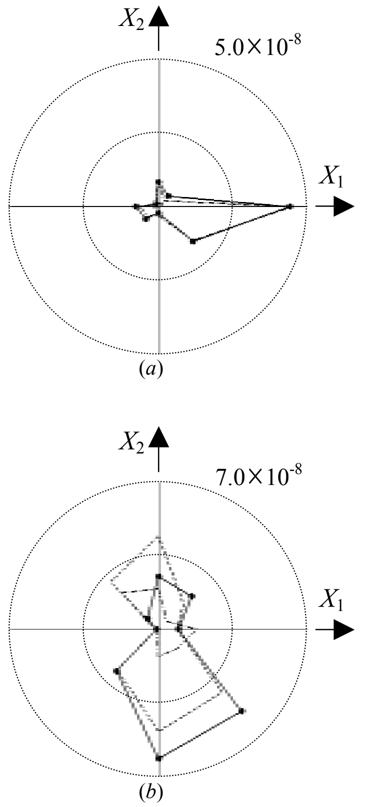

Fig. 6 Directivity patterns of ρ_{FG} at $\sqrt{X_1^2+X_2^2+X_3^2}/d$ = 25 and X_3/d=0 (M=0.1): (a) Re=3700; (b) Re = 10^4. Here ———, total noise; ---------, dipole noise; — - —, quadrupole noise.

에서도 Re = 3700 에서는 사중극 특성의 소음이, Re = 10^4 에서는 이중극 특성의 소음이 지배적으로 전파된다는 것을 알 수 있다. 그러나, 비록 Re = 10^4 에서 이중극 특성의 소음이 지배적이기는 하나, 구의 후류에 의한 사중극 특성의 소음원이 전체 소음장에 대하여 큰 영향을 미치고 있다는 것을 확인할 수 있다. 또한, 이때의 사중극 특성의 소음원 중에서 $\rho u_x u_r$ 과 $\rho u_x u_\theta$ 에 의해 발생하는 소음원이 지배적임을 확인 하였다.

Fig. 7 은 Re = 300 과 10^4 에서 한 점의 관찰자 위치에서 시간을 따라 측정된 ρ_{FG} 의 파워 스펙트럼을 나타낸다. 두 레이놀즈 수에서 최대 에너지를 가지는 주파수를 볼 수 있으며 이는 Table 1 에서 이미 관찰된 후류 불안정성에 의한 스트롤 수와 일치한다. 구 주위의 유동장에 대한 연구에 따르면 Re = 10^4 에서는 전단층 불안정성 (shear-layer instability)에 의한 스트롤 수와 후류 불안정성 (wake instability)에 의한 스트롤 수가 동시에 존재함에도 불구하고, 본 연구에서는 근거리 소음장 (near acoustic field)에서조차 후류 불안정성에 의한

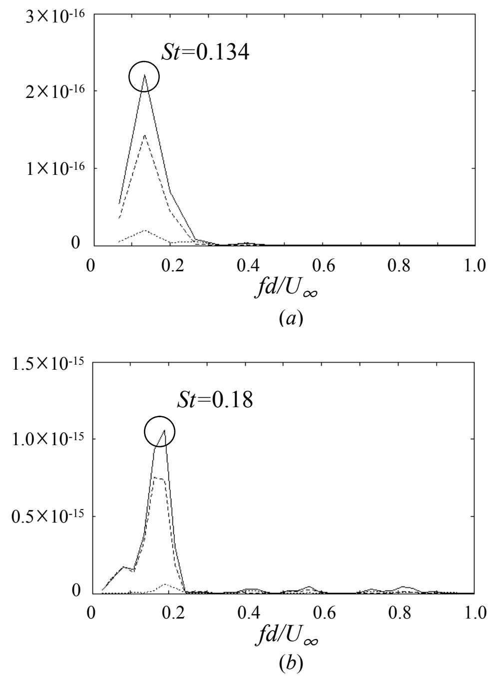

Fig. 7 Power spectra from time traces of ρ_{FG} at $\sqrt{X_1^2+X_2^2+X_3^2}/d$ = 25 (X_1=X_2, X_3=0): (a) Re = 300; (b) Re = 10^4. Here ———, total noise; ---------, dipole noise; ··········; quadrupole noise

스트롤 수만 유동 소음의 전파와 밀접한 관련이 있다는 사실을 확인하였다.

4. 결 론

본 연구에서는 Re = 300, 425, 3700, 10^4 에서 구 주위의 유동으로 인해 발생하는 유동 소음에 관한 연구를 수치 해석 방법을 이용하여 연구하였다. 항력 계수나 스트롤 수와 같은 유동 변수들은 이전에 수행된 실험적 결과들과 매우 잘 일치하였다.

구 주위의 유동 소음을 계산하기 위하여 원거리 소음 및 compact 소음원 가정이 적용되었다. 구 주위의 유동 소음은 항력과 양력의 시간에 대한 방향을 따라서 전파하였다. Re = 425, 3700, 10^4 에서는 항력과 양력이 시간에 따라 불규칙하게 변하므로 유동 소음도 매우 복잡한 전파 양상을 보여주었다. 또한 이때에 이중극 특성의 소음이 전체 소음장에 대하여 지배적인 역할을 하였다. 그러나, Re = 3700 에서는 구 후류의 비정상 속도 섭동에 의한 사중극 특성의 소음이 큰 강도를 가지고 전파되는 현상을 보여주었다. Re = 3700 과 10^4 에서 어떠한 가정이 적용되지 않는 Curle 의 해로부터 근거리 소음장이 관찰되었으며 구 주위 유동장의 후류 부근에서 사중극 특성의 소음이 강하게 전파

되는 사실을 확인하였다. 또한, 에너지 스펙트럼 분석을 통해 근거리 소음의 전파가 구 후류의 불안정성에서 기인하는 주파수와 밀접한 관련을 가지고 있음을 확인하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부 창의적 연구진흥사업의 지원에 의해 이루어졌으며 이에 감사 드립니다.

참고문헌

(1) Kim, H. J. and Durbin, P. A., 1998, "Observations of the frequencies in a sphere wake and of drag increase by acoustic excitation," *Phys. Fluids*, Vol. 31, pp. 3260-3265.

(2) Sakamoto, H. and Haniu, H., 1990, "A study on vortex shedding from spheres in a uniform flow," *J. Fluid Eng.*, Vol. 112, pp. 386-392.

(3) Johnson, T. A. and Patel, V. C., 1999, "Flow past a sphere up to a Reynolds number of 300," *J. Fluid Mech.*, Vol. 378, pp. 19-70.

(4) Tomboulides, A. G. and Orszag, S. A., 2000, "Numerical investigation of transitional and weak turbulent flow past a sphere," *J. Fluid Mech.*, Vol. 416, pp. 45-73.

(5) Constantinescu, G. S. and Squires, K. D., 2000, "LES and DES investigations of turbulent flow over a sphere," *AIAA paper*, 2000-0540.

(6) Yun, G., Kim, D. and Choi, H., 2002, "Large eddy simulation of flow over a sphere at Re = 3700 and 10^4," *Proc. IUTAM Symposium on Unsteady Separated Flows*.

(7) Kim, J., Kim, D. and Choi, H., 2002, "An immersed-boundary finite volume method for simulations of flow in complex geometries," *J. Comp. Phys.*, Vol. 171, pp. 132-150.

(8) Germano, M., Piomelli, U., Moin, P. and Cabot, W. H., 1991, "A dynamic subgrid-scale eddy viscosity model," *Phys. Fluids*, Vol. 3, pp. 1760-1765.

(9) Lilly, D. K., 1992, "A proposed modification of the Germano subgrid-scale closure method," *Phys. Fluids*, Vol. 4, pp. 633-635.

(10) Lighthill, M. J., 1952, "On sound generated aerodynamically: I. General theory," *Proc. R. Soc. London, Ser. A: Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 211, pp. 564-587.

(11) Curle, N., 1955, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound," *Proc. R. Soc. London, Ser. A: Mathematical and Physical Sciences*, Vol. 231, pp. 505-514.

(12) Jeong, J. and Hussain, F., 1995, "On the identification of a vortex," *J. Fluid Mech.*, Vol. 285, pp. 69-94.