

차분 래티스볼츠만법에 Subgrid 난류모델의 적용

강호근* · 안수환** · 김정환†

(원고접수일 : 2006년 2월 16일, 심사완료일 : 2006년 4월 24일)

Application of Subgrid Turbulence Model to the Finite Difference Lattice Boltzmann Method

Ho-Keun Kang* · Soo-Whan Ahn** · Jeong-Whan Kim†

Abstract : Two-dimensional turbulent flows past a square cylinder and cavity noise are simulated by the finite difference lattice Boltzmann method with subgrid turbulence model. The method, based on the standard Smagorinsky subgrid model and a single-time relaxation lattice Boltzmann method, incorporates the advantages of FDLBM for handling arbitrary boundaries. The results are compared with those by the experiments carried out by Noda & Nakayama^[11] and Lyn et al.^[13] Numerical results agree with the experimental ones. Besides, 2D computation of the cavity noise generated by flow over a cavity at a Mach number of 0.1 and a Reynolds number based on cavity depth of 5000 is calculated. The computation result is well presented a understanding of the physical phenomenon of tonal noise occurred primarily by well-jet shear layer and vortex shedding and an aeroacoustic feedback loop.

Key words : FDLBM(차분래티스볼츠만법), Turbulent flow(난류), Flow-induced noise(유동소음), Subgrid model(아격자 모델)

기호 설명

	direction
Nomenclature	$f_i^{(0)}$: equilibrium distribution function
A : constant in Ref.[5]	G : spatial filter function
C : Smagorinsky constant	p : pressure
c : moving particle	$\overline{s_{\alpha\beta}}$: Resolved-scale rate-of-strain tensor
C_p : pressure coefficient	t : time
c_s : sound speed	u : velocity
f_i : velocity distribution function at i	x : position

* 경상대학교 해양산업연구소

** 경상대학교 기계항공공학부·농생명과학연구원

† 책임저자(한국조선기자재연구원), E-mail : jhkim@komeri.re.kr, Tel : 051) 405-2100

Greek symbols

- δ : Kronecker delta
- λ : the second viscosity
- μ : viscosity
- ν_t : eddy viscosity
- ρ : fluid density
- $\tau_{\alpha\beta}$: Reynolds stress
- ϕ : single relaxation time

1. 서 론

래티스볼츠만 법(LBM)은 입자들의 거동을 통계적으로 모사하려는 Boltzmann 방정식을 각각의 차분화된 공간격자와 단순화된 단위 속도벡터로 이산화하여 유체로서의 거시적인 변수들(밀도, 속도 등)을 결정하여 흐름의 여러 물리적 파라메타들을 구하는 수치해석방법이며, Navier-Stokes 방정식을 직접적으로 이용하는 수치계산방법들과는 사뭇 다르다. 이러한 LBM을 이용하여 유체유동을 직접적으로 계산하려는 연구⁽¹⁾⁻⁽³⁾는 국내외적으로 최근들어 매우 활발하게 연구되어지고 있다. 또한 Kang등^{(4),(5)}은 유동소음을 해석하려는 새로운 해석방법의 하나로써, 차분래티스 볼츠만법(FDLBM)을 도입한 2차원 열·유체모델(D2Q21)을 이용하여 시간항에 2차정도의 Runge-Kutta법을, 공간에 대하여 3차정도의 up-wind scheme을 적용하여 aeolian tone⁽⁴⁾ 및 edge tone⁽⁵⁾의 직접계산을 수행하였으며, 계산정도가 우수함을 나타냈다.

하지만, 유체흐름의 대부분은 난류의 흐름이며, 공학적 문제에 있어서 난류흐름의 해석을 행하는 것은 매우 중요한 과제이다. 난류는 현상 자체가 매우 복잡하고 예측이 어렵기 때문에 이를 해석하기 위해서는 미세한 구조까지 고려해야 한다. 때문에 많은 계산부하를 요하며, 이 때문에 Navier-Stokes 방정식계에 의한 난류의 직접계산을 수행하기 위해서는 여러 어려움이 존재한다. 한편, LBM은 입자들의 거동을 통계적으로 모사할 수가 있기 때문에 미시적(microscopic)인 현상으로부터 미시적인 구조의 해석이 중요한 난류장의 해석에 매우 유효하게 접근이 가능하다. 이러한 LBM모

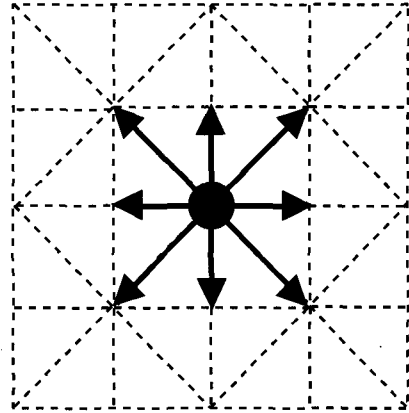


Fig. 1 D2Q9 model

델에 의한 난류장의 계산에 관한 연구^{(6),(7)}는 최근 시도되고 있으며, 또한 매우 극소수에 불과하다. Hou등⁽⁶⁾은 2차원 LBM의 D2Q9모델에 standard subgrid 모델(Smagorinsky model)⁽⁸⁾을 도입하여 Reynolds수가 100~10⁶의 흐름에서도 계산이 가능하다는 것을 보였다. 또한 Feiz등⁽⁷⁾은 3차원 D3Q19모델에 적용하여 격자해상도 및 수치안정성 등에 관해 검토하였다.

본 연구에서는 FDLBM의 D2Q9모델(Fig. 1)에 Subgrid모델을 적용하며, 2차원 각주주위의 흐름을 대상모델로 삼아 본 모델의 유효성을 검증한다. 또한, 저마하수 흐름에 있어서 발생하는 유체공명음(fluid-resonant oscillation)을 보다 효율적으로 예측하기 위해 2차원 개방 캐비티(open cavity)에 있어서 발생하는 캐비티소음(cavity noise)의 예측을 행하며 그 특성들을 고찰한다.

2. 연구내용 및 방법

2.1 D2Q9 차분래티스 볼츠만 모델

FDLBM에서 시간 t , 위치 x 의 근방에 있어서 일련의 입자운동은 속도분포함수 $f_i(x, t)$ 를 이용하여 이산화하면 다음과 같이 표현할 수 있다.

$$\frac{\partial f_i(x, t)}{\partial t} + c_{i\alpha} \frac{\partial f_i}{\partial x_\alpha} - A c_{i\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \frac{f_i^{(1)}(x, t)}{\phi} = \Omega_i \quad (1)$$

식(1)에서 충돌연산을 간소화하기 위해 충돌연산의

모든 고유값을 $-1/\phi$ 로 대표시키면

$$\Omega_i = -\frac{1}{\phi} [f_i(x, t) - f_i^{(0)}(x, t)] \quad (2)$$

와 같으며, $f_i^{(0)}$ 는 국소평형분포함수를 나타내며, ϕ 는 1 타임스텝에서 입자가 평형상태에 도달할 때까지 걸리는 시간에 해당되며, 일반적으로 단일시관완화계수라 불려진다.

식(2)에서 $f_i(0)$ 는 Fig. 1과 같이 2차원 비·열 유체 모델(D2Q9)에 있어서 다음과 같다.

$$f_i^{(0)} = n_p \rho \left[1 + \frac{c_{i\alpha} u_\alpha}{c_s^2} + \frac{u_\alpha u_\beta}{2c_s^2} \left(\frac{c_{i\alpha} c_{i\beta}}{c_s^2} - \delta_{\alpha\beta} \right) \right] \quad (3)$$

$$c_s = \frac{|c|}{\sqrt{3}}, \quad n_0 = \frac{4}{9}, \quad n_1 = \frac{1}{9}, \quad n_2 = \frac{1}{36} \quad (4) \sim (7)$$

여기서 c_s 는 음속, n_0, n_1 및 n_2 는 각각 정지 유체중에 점유하고 있는 속도 0, 1 및 $\sqrt{2}$ 의 입자의 크기를 나타내는 파라메타이다.

한편, 각 격자점 상에서 유체의 밀도 및 운동량은 분포함수를 이용하면 다음과 같이 정의된다.

$$\rho = \sum_i f_i, \quad \rho u = \sum_i f_i c_i \quad (8), (9)$$

식(1)은 미시적, 이산적인 유체입자의 운동을 나타내는 방정식이며, 이 식으로부터 거시적, 연속적인 유체의 운동을 직접적으로 알 수는 없다. 그러나 Chapman-Enskog 전개^[9]를 이용하면 거시적, 연속적인 유동장의 지배방정식을 도출할 수가 있다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (10)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \rho u_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_\alpha u_\beta}{\partial x_\beta} \\ &= -\frac{\partial p}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \mu \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\alpha} \right) + \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\lambda \frac{\partial u_\beta}{\partial x_\beta} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

이 때, 압력 p 및 점성계수 μ 는 각각 다음과 같이 주어진다.

$$p = \frac{1}{3} \rho, \quad \mu = \frac{1}{3} \rho (\phi - A) \quad (12), (13)$$

2.2 난류모델의 도입

2.2.1 LES

FDLBM에 LES를 도입할 때에 방정식의 평균화가 적용된다. 평균화에는 필터함수 $G(t, y)$ 가 이용되며 다음 식으로서 평균화된다.

$$\bar{f}(t, x) = \int_{-\infty}^{\infty} G(t, y) f(x - y) dy \quad (14)$$

여기서 f 는 속도, 밀도 및 압력 등의 물리량이다. 일반적으로 f 는

$$f = \bar{f} + f' \quad (15)$$

와 같이 표현되며, f' 는 필터 폭보다 작은 스케일에서 변동값을 나타낸다. 이 필터함수는 시간적, 공간적으로 변화하기 때문에 다음과 같은 관계가 성립한다.

$$\frac{\partial \bar{f}}{\partial t} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} = \frac{\partial \bar{f}}{\partial x_i} \quad (16), (17)$$

NS방정식을 필터링할 때, 다음의 Favre 필터^[10]를 도입하면 매우 유용하다.

$$\tilde{f} = \frac{\bar{\rho f}}{\bar{\rho}} \quad (18)$$

따라서 filter함수를 적용한 비압축성 흐름의 연속방정식 및 운동방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (19)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial t} + \bar{u}_\beta \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} = \\ & -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_\alpha} - \frac{\partial \tau_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left[\nu \left(\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right) \right] \end{aligned} \quad (20)$$

위의 식을 이용하면, 아격자스케일(subgrid scale)의 와를 직접 해석하지 않고 난류의 해석이 가능하다. 그러나 식(20)의 filter함수를 곱한 운동방정식에 나타나는 응력 $\tau_{\alpha\beta}$ 을 모델화 할 필요가 있다.

$$\tau_{\alpha\beta} = \overline{u_\alpha u_\beta} - \bar{u}_\alpha \bar{u}_\beta \quad (21)$$

이러한 응력은 SGS(subgrid-scale)응력이라 한다.

2.2.2 Smagorinsky 모델

SGS응력의 모델화에서 대표적인 것으로서 Smagorinsky 모델^[8]이 이용된다. 이것은 SGS 응력의 비등방 부분을 다음식과 같이 표시한 것이다.

$$\tau_{\alpha\beta} - \frac{\delta_{\alpha\beta}}{3} \tau_{kk} = -2\nu_t \bar{S}_{\alpha\beta} = -2C\Delta^2 |\bar{S}| \bar{S}_{\alpha\beta} \quad (22)$$

여기서 $\delta_{\alpha\beta}$ 는 Kronecker delta함수, $\nu_t = C\Delta^2 |\bar{S}|$ 는 와점성계수(eddy viscosity), $C > 0$ 는 Smagorinsky 상수, 및 $|\bar{S}| = \sqrt{2\bar{S}_{\alpha\beta}\bar{S}_{\alpha\beta}}$ 는 대규모 스케일의 응력텐서의 크기(large scale strain rate tensor)를 나타낸다.

$$\bar{S}_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right) \quad (23)$$

따라서 filter함수를 고려한 운동방정식으로부터 나오는 응력항은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \tau_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta} &= -2 \times \nu_t \times \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\nu_t \left[\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right] \right) \end{aligned} \quad (24)$$

식(24)로부터 식(20)의 우변 제2항의 응력항이 운동방정식의 점성항과 같은 형으로 모델화되었다는 것을 알 수가 있다. 결국, filter를 곱한 운동방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial t} + \bar{u}_\beta \frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} \\ = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_\alpha} + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left((\nu + \nu_t) \left[\frac{\partial \bar{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \bar{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right] \right) \end{aligned} \quad (25)$$

2.2.3 차분래티스볼츠만 subgrid 모델

차분래티스볼츠만 subgrid 모델(이하 FDLBM subgrid model)을 직접적으로 이용하는 방법은

충돌과정을 국소적인 정보로 취급한다. 즉, 이러한 것을 나타내기 위하여 filter를 곱한 입자분포는 filter에 의해 평균화된 속도 \bar{u} 나 밀도 $\bar{\rho}$ 에 의해 결정되는 국소평형분포로 근접한다고 가정하며, 이때 평형분포함수는 식(3)의 형태를 갖는다. 따라서 이 가정에 의하여 충돌항(collision term)은 다음과 같이 표현할 수가 있다.

$$\overline{\Omega_i(f(x,t))} = \Omega_i(\overline{f(x,t)}) \quad (26)$$

특히 grid 스케일로부터 subgrid 스케일에서의 영향은 와점성 ν_t 만으로 국소적으로 발생하며, 또한 충돌의 완화시간 ϕ 는 점성이 동점성 ν 과 와점성 ν_t 의 합이 되도록 국소적으로 값이 조절된다.

한편, filter에 의해 평균화된 밀도와 속도를 $\bar{\rho} = \sum_i \bar{f}_i$ 와 $\bar{u} = 1/\bar{\rho} \sum_i \bar{f}_i c_i$ 과 같이 정의하면, 완화시간이 공간에 의존하는 파라메타라 하더라도 Chapman-Enskog 전개에 의한 Navier-Stokes 방정식은 변하지 않는다. 따라서 filter함수를 곱한 이산화 볼츠만 방정식은 다음이 정의될 수가 있다.

$$\frac{\partial \bar{f}_i}{\partial t} + c_{i\alpha} \frac{\partial \bar{f}_i}{\partial x_\alpha} - A c_\alpha \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \frac{\bar{f}_i^{(1)}}{\phi_{total}} = -\frac{1}{\phi_{total}} (\bar{f}_i - \bar{f}_i^{(0)}) \quad (27)$$

여기서 ϕ_{total} 은 완화시간계수이다. 식(27)의 ϕ_{total} 은 통상의 이산화볼츠만 방정식(1)의 단일시간완화계수 ϕ 와 그 성질이 다르며, 시간 및 공간에 의존한다. D2Q9 모델의 경우, 완화시간계수 ϕ_{total} 은 다음과 같다.

$$\nu_{total} = \frac{1}{3} (\phi_{total} - A) \quad (28)$$

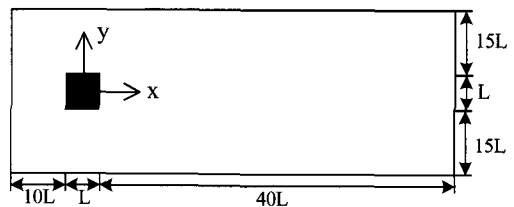


Fig. 2 Schematic diagram of square cylinder

여기서 $\nu_{total} = \nu + \nu_t$ 이며, Smagorinsky 모델을 이용하면 ϕ_{total} 는 다음과 같이 변형된다.

$$\phi_{total} = 3(\nu + C\Delta^2|\bar{S}|) + A = \phi + 3C\Delta^2|\bar{S}| + A \quad (29)$$

3. 수치계산

3.1 2차원 각주주위 유동장

먼저, 본 모델의 검증을 위하여, Fig. 2에 나타낸 바와 같이 공간내에 설치된 2차원 정방향 각주의 좌측으로부터 일정유속 U 가 유입될 때의 유동장을 고려한다.

초기조건은 Table 1에 나타난 바와 같다.

Table 1 Calculation conditions

Reynolds number	Re=20000
Characteristic density	$\rho_0=1.0$
Characteristic length	$L=1.0$
Characteristic velocity	$U=0.2$
Grid number	322×186
Minimum lattice size	$\Delta_{min}=0.022$
Time	$\Delta t=0.005$
Smargorinsky number	$C_s=0.1$
Calculation domain	$51L \times 31L$

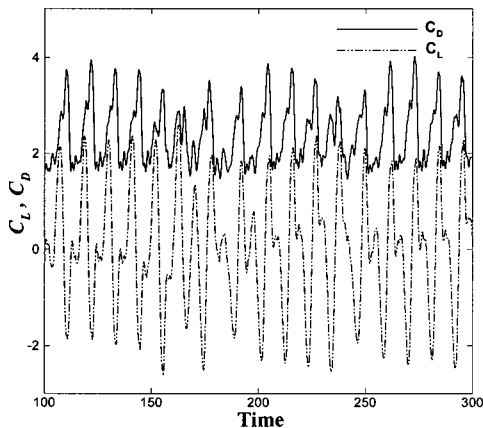


Fig. 3 Time variation of C_D and C_L

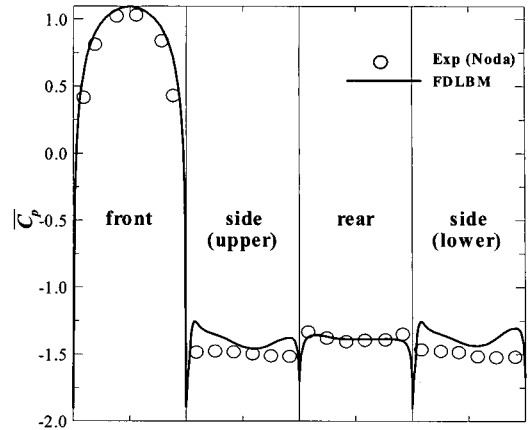


Fig. 4 Distribution of mean-pressure coefficient at each surface calculated by FDLBM subgrid model and experiment. — : FDLBM; ○ : Exp. [Noda and Nakayama, 2000].

Fig. 3은 시간변화에 따른 각주의 항력 및 양력 계수의 변동을 보이고 있다. 층류의 경우는 카르만 볼텍스의 주기적인 방출에 의해 항력계수 및 양력 계수가 함께 일정한 주기와 진폭을 가지며 변동하지만, 본 계산에 의한 고 레이놀즈수에서의 흐름에서는 와의 방출이 불안정하기 때문에 양 계수들은 불규칙적인 변동을 보이고 있다.

Fig. 4는 각주표면에서의 평균압력계수의 분포를 나타내고 있으며, 비교를 위하여 문헌^[11]의 실험결과와 함께 나타내고 있다. 이때, 평균압력계수 \bar{C}_p 는 다음과 같이 정의된다.

$$\bar{C}_p = \frac{p - p_0}{1/2\rho U^2} \quad (30)$$

여기서 p_0 는 초기압력을 나타낸다. FDLBM subgrid 모델의 결과는 실험결과의 매우 잘 일치함을 보이고 있다. 단, FDLBM에 있어서, 물체 각주의 모서리에서의 \bar{C}_p 는 문헌^[11]에서의 실험값과 다소 상이한 값을 나타내고 있지만, 이것은 각부의 경계조건에서 외삽법을 이용하고 있기 때문이라고 판단된다. 본 외삽법의 경계조건은 문헌^[12]에 상세히 기술되어 있다.

Fig. 5는 각주를 중심 ($y=0$)으로부터 유동방향 (x 방향)으로의 평균속도분포를 Lyn 등^[13]의 실험결과와 같이 나타내고 있다. FDLB subgrid 모델

의 계산결과는 물체근방에서는 Lyn등의 실험결과에 매우 근접하는 것을 알 수가 있다. 또한, 물체로부터 조금 떨어진 위치에서는 실험값보다 조금 작은 값을 나타내지만, 출구에 가까울수록 실험결과에 근접하는 것을 알 수가 있다.

Fig. 6은 각주중심 ($y=0$)의 유동방향(x 방향)에서의 2승평균속도분포 ($\overline{u^2}$)를 나타내고 있다.

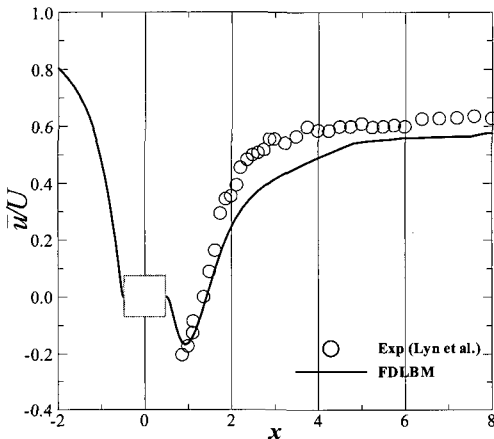


Fig. 5 Distribution of mean velocity in the streamwise directions calculated by FDLBM subgrid model and experiment. — : FDLBM; ○ :Exp. [Lyn et al, 1995]

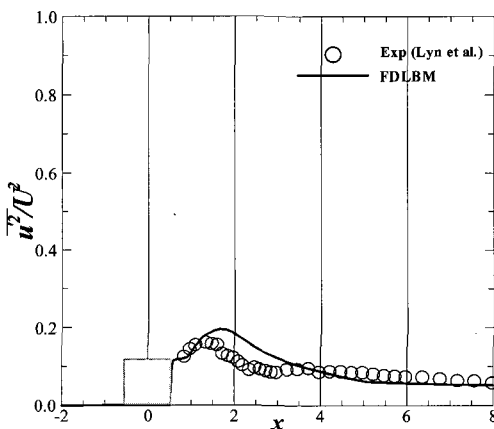


Fig. 6 Distribution of $\overline{u^2}$ in the streamwise directions calculated by FDLBM subgrid model and experiment. — : $\overline{u^2}$ in FDLBM; ○ : $\overline{u^2}$ in Exp. [Lyn et al., 1995]

FDLBM subgrid의 계산결과는 Lyn등의 실험결과와 매우 잘 일치를 나타내고 있다. 그러나 본 연구에서는 나타내고 있지 않지만 $\overline{v^2}$ 의 값은 Lyn⁽¹³⁾ 및 Germano등⁽¹⁴⁾에 의해 제안된 dynamic SGS 모델을 이용한 계산결과와 많은 차이를 보였다. 향후 보다 많은 유동장에 대한 상세한 검증이 필요하며, 또한 FDLBM에 dynamic SGS 모델⁽¹³⁾을 적용하여 Smargorinsky 모델과의 검증도 필요할 것이라 판단된다.

3.2 캐비티 소음

FDLBM subgrid 모델의 유동소음에의 적용가능성을 확인하기 위해 Fig. 7 및 Fig. 8과 같이 $L/D=2.0$, 마하수 $M_0=0.1$, $Re=UL/\nu=5000$ 및 $\delta=0.1L$ 와 같이 계산조건을 주어 수치계산을 수행하였다. 비압축성흐름 해는 정상상태의 흐름을 만들기 위해 시간간격 $\Delta t=0.005$ 를 갖는 무차원시간 90까지 수행되었다. 계산격자는 Fig. 8에 나타난 바와 같이 벽근방의 격자를 밀집시킨 2차원 물체 적합좌표를 이용하였다. 기본방정식의 이산화방법은 식(27)의 시간항을 2차정도의 Runge-Kutta법, 공간을 3차정도의 풍상차분법(UTOPIA)를 이용하였다.

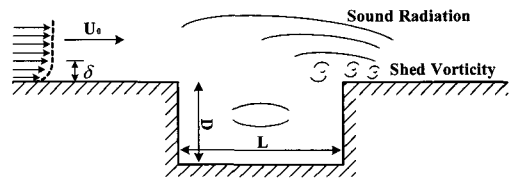


Fig. 7 Cavity geometry

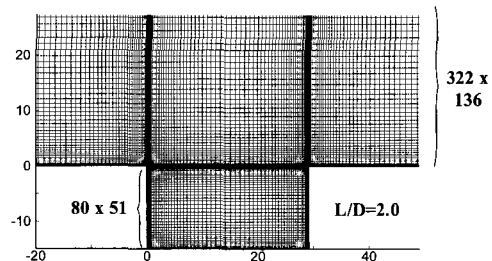


Fig. 8 Cavity mesh with $L/D=2.0$

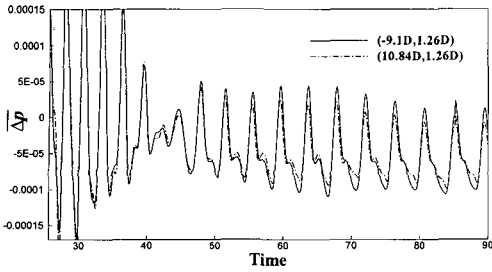


Fig. 9 Acoustic signals at $(-9.1D, 1.26D)$ and $(10.84D, 1.26D)$ at $M_0=0.1$ and $Re=5000$.

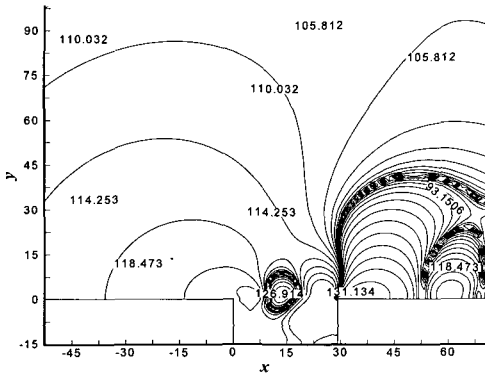


Fig. 10 Sound pressure level(SPL) near the downstream cavity edge

Fig. 9는 주어진 마하수에 대한 소음특성을 고찰하기 위하여, 계산영역중의 2개소의 지점에 있어서 음압의 변화를 무차원시간변동과 함께 나타내고 있다. 즉 관측점은 캐비티 좌표점(0,0)으로부터 $(-9.1D, 1.26D)$ 및 $(10.84D, 1.26D)$ 의 위치를 나타내고 있다. 초기의 불규칙한 음의 신호가 시간경과와 더불어 주기적으로 변동하고 있는 것을 알 수가 있다. 이때 Fig.10과 같이 와의 봉괴지점(캐비티 leading edge)⁽¹⁵⁾에서의 SPL(sound pressure level)은 아래의 식을 이용하여 131[dB]정도 예측되었다.

$$SPL = 20 \log \left(\frac{\overline{p}}{p_0} \right) \quad (31)$$

Fig. 11은 무차원화된 시간 $t=80.2$ 에 있어서의 음압변동의 변화를 살펴보았다. 캐비티에서 발생한 (+) 및 (-)의 음파가 캐비티를 중심으로 방사형 모양으로 전파하고 있는 것을 확인할 수가 있다.

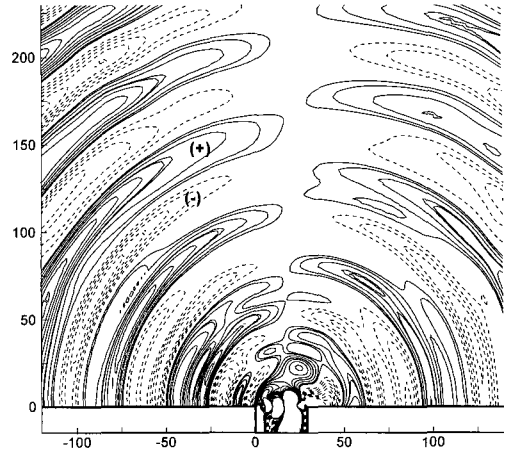


Fig. 11 Acoustic pressure distribution

4. 결 론

본 연구에서는 기존의 FDLBM에 subgrid 난류 모델을 도입하여 유동소음의 해석에의 적용을 그 목적으로 하였다.

우선, 적용된 모델의 유효성을 검증하기 위해서 2차원 각주 주위의 수치해석을 행하였으며, 이를 실험결과와의 비교를 통해 양호한 결과를 얻었다. 본 연구에서는 나타내지 않았지만 변동속도 $\overline{v^2}$ 값에 대한 결과는 Lyn 등⁽¹³⁾의 실험 및 dynamic SGS 모델⁽¹⁴⁾에 의한 결과와 많은 차이를 보였다. 차후, 다양한 유동장에 대한 검증이 필요하다 판단된다.

또한, 본 방법을 이용하여 캐비티에서 발생하는 유동소음의 해석을 수행하여, 음파의 발생을 확인하였다. 음의 신호가 무차원 시간의 경과와 더불어 주기적으로 변동함을 알 수가 있었으며, 와의 봉괴 지점에서의 SPL(sound pressure level)은 131 [dB]로 다른연구자들에 의해서 연구된 결과와 비슷함을 나타내었다.

후 기

이 논문은 2005년도 정부재원(교육인적자원부 학술연구조성사업비)으로 한국학술진흥재단의 지원을 받아 연구되었으며, 연구비 지원에 감사드립니다. (KRF-2005-050-D00002).

참고문헌

- [1] S. Chen and D. Doolen, "Lattice Boltzmann Method for Fluid Flows," Annual Review of Fluid Mechanics, Vol.30, pp. 329-364, 1998.
- [2] C.H. Sun and A. Hsu, "Multi-level Boltzmann Model on Square Lattice for Compressible Flows," Computers & Fluids, Vol.33, pp. 1363-1385, 2004.
- [3] A.M. Artoli, A.G. Hoekstra and P.M.A. Sloot, "Optimizing Lattice Boltzmann Simulations for Unsteady Flows," Computers & Fluids, Vol.35, pp. 227-240, 2006.
- [4] H.K. Kang, K.D. Ro, M. Tsutahara and Y.H. Lee, "Numerical Prediction of Acoustic Sounds Occurring by the Flow Around a Circular Cylinder," KSME International Journal, Vol.17, No.8, pp. 1219-1225, 2003.
- [5] H.K. Kang and E.R. Kim, "On Implementation of the Finite Difference Lattice Boltzmann Method with Internal Degree of Freedom to Edgetone," Journal of Mechanical Science and Technology, Vol.19, No.11, pp. 2032-2039, 2005.
- [6] S. Hou, J. Sterling, S. Chen and G.D. Doolen, "A Lattice Subgrid Model for High Reynolds Number Flows," Fields Institute Communications, Vol.6, pp. 151-166, 1996.
- [7] H. Feiz, J.H. Soo and S. Menon, "LES of Turbulent Jets using the Lattice Boltzmann Approach," AIAA Paper No. 2003-0780, 2003.
- [8] J. Smagorinsky, General Circulation Experiments with the Primitive Equations: I. the Basic Equations, Monthly Weather Review, 91, pp.99-164, 1963.
- [9] S. Chapman and T.G. Cowling, Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press, Cambridge, 1952.
- [10] A. Favre, "Turbulence: Space-Time Statistical Properties and Behavior in Supersonic Flows," Physics of Fluids, Vol.26, No.10, pp. 2851-2863, 1983.
- [11] 野田 博, 中山 昭彦, "LESによる一様亂流中における2次元角柱周りの流れの再現性," 日本建築學會構造系論文集, No.538, pp.57-64, 2000.
- [12] 강호근, 김은라, "차분격자볼츠만법에 의한 유동소음의 수치계산," 한국해양공학회지, Vol.18, No.2, pp.10-17, 2004.
- [13] D.A. Lyn, S. Einav, W. Rodi and J.H. Park, "A Laser-Doppler Velocimetry Study of Ensemble-Averaged Characteristics of the Turbulent near Wake of a Square Cylinder," Journal of Fluid Mechanics, Vol.304, pp.258-319, 1995.
- [14] M. Germano, U. Piomelli, P. Moin and W.H. Cabot, "A Dynamic Subgrid-Scale Eddy Viscosity Model," Physics of Fluids A, Vol.3, No.7, pp. 1760-1765, 1991.
- [15] X. Gloerfelt, C. Bailly and D. Juve, "Direct Computation of the Noise Radiated by a Subsonic Cavity Flow and Application Integral Methods," Journal of Sound and Vibration, Vol.266, pp. 119-146, 2003.

저 자 소 개



강호근 (姜鎬根)

1969년생, 1992년 한국해양대학교 기관공학과 졸업, 1997년 한국해양대학교 대학원 기관공학과 졸업(석사), 2001년 Kobe Univ. 기계공학과 졸업(박사), 현재 경상대학교 해양산업연구소 학술연구교수



안수환 (安守煥)

1953년생, 1976년 부산수산대학 기관공학과 졸업, 1990년 Ottawa 대학교 대학원 기계공학과 졸업(석사), 1995년 부산대학교 대학원 생산기계공학과 졸업(박사), 현재 경상대학교 기계항공공학부 교수



김정환 (金貞煥)

1968년 2월생. 1998년 부경대학교 기계공학과 졸업, 2000년 부경대학교 대학원 기계공학과 졸업(석사), 2003년 한국해양대학교 대학원 기계공학과 졸업(박사), 2003년 Kyushu Institute of Technology 기계정보공학부 특별연구원, 2004년 5월-현재 한국조선기자재연구원 연구개발센터 팀장, 당학회 정회원.