

Vortex-Edge의 상호작용에 기인한 유동소음의 전산해석

강호근* · 김은라**

*경상대학교 기계항공공학부 · 해양산업연구소

**전북대학교 토목공학과

Numerical Analysis of Flow-Induced Noise by Vortex-Edge Interaction

HO-KEUN KANG* AND EUN-RA KIM**

*School of Mechanical and Aerospace · Institute of Marine Industry, Gyeongsang National University, Tongyeong, Korea

**Dept. of Civil Engineering, Chonbuk National University, Jeonju, Korea

KEY WORDS: Edge Tone Edge음, Lattice Boltzmann Method 래티스볼츠만법, Feed Back 피드백, Sound Speed 음속

ABSTRACT: An edge tone is the discrete tone or narrow-band sound produced by an oscillating free shear layer, impinging on a rigid surface. In this paper, we present a 2-D edge tone to predict the frequency characteristics of the discrete oscillations of a jet-edge feedback cycle, using the finite difference lattice Boltzmann method (FDLBM). We use a modified version of the lattice BGK compressible fluid model, adding an additional term and allowing for longer time increments, compared to a conventional FDLBM, and also use a boundary fitted coordinates system. The jet is chosen long enough in order to guarantee the parabolic velocity profile of the jet at the outlet, and the edge consists of a wedge with an angle of $\alpha = 23$. At a stand-off distance, the edge is inserted along the centerline of the jet, and a sinuous instability wave, with real frequency, is assumed to be created in the vicinity of the nozzle and propagates towards the downstream. We have succeeded in capturing very small pressure fluctuations, resulting from periodical oscillations of a jet around the edge. The pressure fluctuations propagate with the speed of sound. Its interaction with the wedge produces a non-rotational feedback field, which, near the nozzle exit, is a periodic transverse flow, producing the singularities at the nozzle lips.

1. 서 론

유동소음(aeroacoustic or flow-induced noise)은 공기 등의 유체가 물체에 닿을 때 흐름과 물체의 간섭에 의해 발생하는 음(sounds)으로서, 바람이 강한 야외에서 전선주위로부터 들리는 음(aeolian tone), 자동차의 쉐루프(cavity tone) 및 플루트(edge tone)등으로부터 발생하는 소음 등이 이에 속한다. 이러한 유동소음의 한 종류인 edge tone은 노즐로부터 나온 jet와 edge의 상호작용으로 인한 음압(sound pressure)의 차에 의해서 소음이 발생하며, 이 음압은 다시 상류의 분류에 영향을 미친다. 즉, 어떠한 조건하에서 피드백(feedback) 메커니즘에 기인한 주기적인 운동이 발생하며, 이로 인한 압력파가 발생한다. 이와 같은 피드백 메커니즘을 갖는 edge tone현상은 이론 검증 (Holger et al., 1977)이나 실험(Powel, 1953)등은 이전부터 연구되어져왔다. 특히, Powell(1953)에 의해서 처음으로 주요한 특성들이 체계화 되었다. 유속 U_0 를 갖는 분류의 섭동(perturbation)은 결국 훨씬 더 하류 쪽에 와류(vortex)를 발생시킨다. 이러한 분류는 상속도 c_p 와 더불어 하류로 흘러가며, 노즐출구와 거리 w 가 떨어져 있는 edge에서 만난다. 여기서 와

류는 edge와 상호작용을 하며, 분류의 상류 측으로 음압파를 방출한다. 이때 주파수 f 는 노즐출구와 edge사이의 노즐출구에서의 분류의 속도 U_0 와 그 거리 w (edge stand-off distance)에 의존한다(Crighton, 1992). 또한, 이와 비슷한 현상은 cavity 흐름에서도 발생하면, 소위 cavity tone이라 불려진다(Howe, 1981).

그러나 edge tone을 포함한 유동소음의 수치계산은 소음장(sound field)의 압력변동이 유체의 압력변동에 비해서 매우 작을 뿐만 아니라 음파의 측정범위가 광범위하게 미치기 때문에 넓은 계산영역을 설정할 필요가 있는 등의 이유들로 인하여 계산시 계산부하가 매우커서 직접계산이 곤란하였다. 그렇지만, 최근에 이르러 계산기의 비약적인 발달로 유동소음을 직접적으로 계산하기 위하여 여러 수치계산 방법에 의한 연구들도 활발하게 이루어지고 있으며(Inoue and Hatakeyama, 2002), free mesh method를 적용한 edge tone의 수치계산 사례(Ito et al., 2002)도 보고 되었다.

한편, 래티스 볼츠만법(Lattice Boltzmann Method, LBM)에 의한 유동소음의 연구로는, Buick et al.(2000)에 의한 2D7V 모델을 이용하여 충격파가 전파할 때 음압파의 변동현상을 모사하였으며, 이론해와 잘 일치하는 것을 보고하고 있다. 또한 차분래티스 볼츠만법(Finite Difference Lattice Boltzmann Method, FDLBM)을 적용한 2차원 실린더 주위의 흐름에 기인한 aeolian 음의 수치계산이 행하여져, Karman 와열의 발생주

제1저자 강호근 연락처: 경상남도 통영시 인평동 445

055-640-3064 kang88@gaechuk.gsnu.ac.kr

기와 같은 2중극음 (dipole sound)을 모사하였으며, 작은 계산 부하를 갖고서 양호한 정도(accuracy)에서 음장의 직접 계산이 가능하다는 것이 확인되었다 (Kang et al., 2003; 강호근과 김은라, 2004).

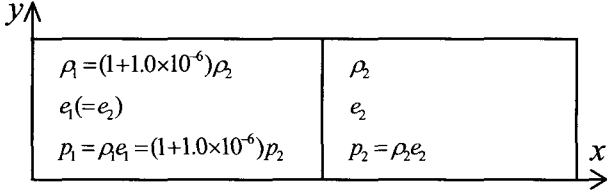


Fig. 1 Calculation condition

우선, 본 연구에서는 공간에 대하여 FDLBM이 갖는 특성들이 타 방법들과 비교·고찰되어 양호한 정도를 갖는다는 것을 확인하였다. 아울러 aeolian tone보다 더 복잡한 소음의 발생 메커니즘을 갖는 edge tone의 직접계산을 수행하여, 그 발생 메커니즘과 소음의 전파과정이 해석·고찰되었다.

2. 차분 래티스 볼츠만모델

LBM은 유체를 충돌과 병진을 반복하는 다수의 이산적인 입자의 집합체로 간주되며, 이것들의 규칙적인 입자운동을 계산함으로써 거시적(macroscopic)인 입자운동을 모사하는 수치계산방법이다(Yu and Zhao, 2000). 또한 FDLBM은 LBM에 차분 방법을 적용하여 격자와 이산적 입자속도를 별개로 취급함으로써 격자형성의 용이성과 계산의 안전성을 도모하기 위하여 Cao et al.(1997)에 의해 제안된 방법이다.

본 연구에서는 압축성 유체모델을 갖는 2D21V모델을 이용한다. 또한 일련의 입자운동은 시간 t , 위치 x 의 격자점상에서 입자의 속도 c_i 을 갖는 입자수밀도를 나타내는 속도분포함수 f_i 를 이용하여 다음과 같이 격자BGK모델에 수정항을 첨가한 모델(식(1))을 사용하며 (강호근과 김은라, 2004), 기본방정식은 다음과 같이 나타낸다.

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + c_{i\alpha} \frac{\partial f_i}{\partial x_\alpha} - A c_{i\alpha} \frac{\partial}{\partial x_\alpha} \left(\frac{f_i^{(1)}}{\phi} \right) = -\frac{1}{\phi} (f_i - f_i^{(0)}) \quad (1)$$

여기서 $f_i^{(0)}$ 는 국소평형분포함수를 나타내며, ϕ 는 단일시간완화계수를, A 는 임의의 계수를 의미한다. 식(1)의 우변은 충돌에 의한 입자분포의 변화를 나타내는 충돌연산자(collision operator)이며, 충돌 시에 질량, 운동량 및 에너지가 보존되는 규칙을 따른다. 충돌은 입자간의 상호작용에 의한 운동량의 변화이기 때문에 우변은 입자의 속도분포함수 f_i 의 합으로 나타낸다.

한편, 연속체로서의 거시적(macroscopic) 상태에서의 유체의 변수들은 미시적(microscopic) 상태에서의 입자분포 c_i 를 갖는 분포함수 f_i 로부터 다음과 같은 관계가 있다.

$$\text{밀도: } \rho = \sum_i f_i = \sum_i f_i^{(0)} \quad (2)$$

$$\text{운동량: } \rho \mathbf{u} = \sum_i f_i \mathbf{c}_i = \sum_i f_i^{(0)} \mathbf{c}_i \quad (3)$$

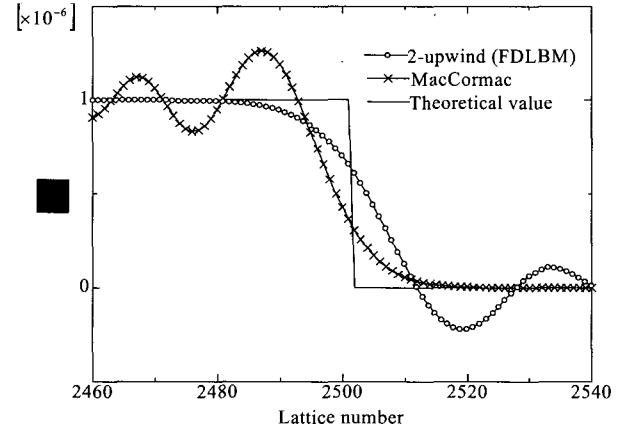


Fig. 2 Comparison of MacCormac and FDLBM in 2nd order

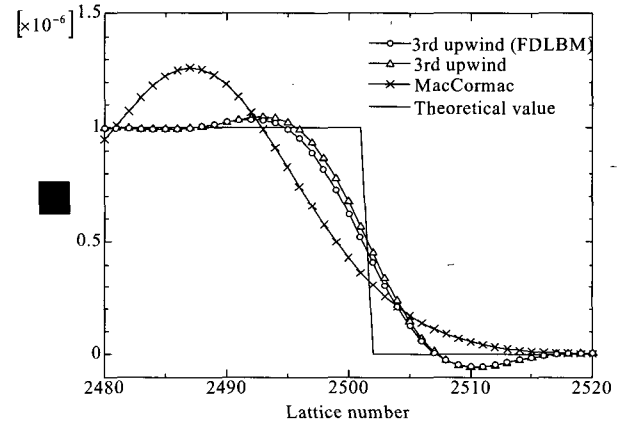


Fig. 3 Comparison of MacCormac and FDLBM in 3rd order

$$\text{에너지: } \frac{1}{2} \rho u^2 + \rho e = \sum_i \frac{1}{2} f_i c_i^2 = \frac{1}{2} f_i^{(0)} c_i^2 \quad (4)$$

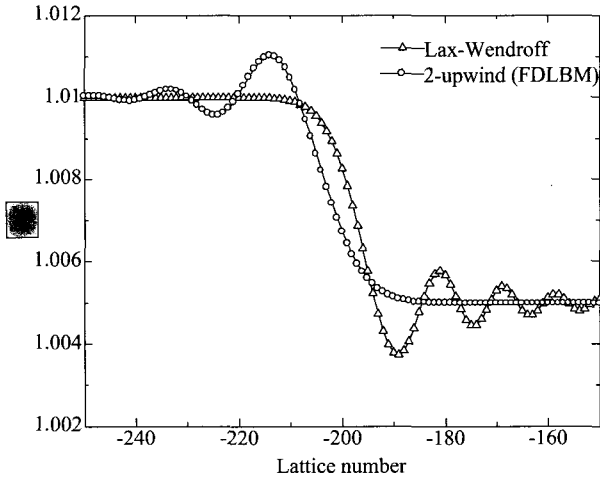
여기서 e 는 단위질량당의 내부에너지를 나타낸다.

3. 차분 래티스 볼츠만모델의 성질

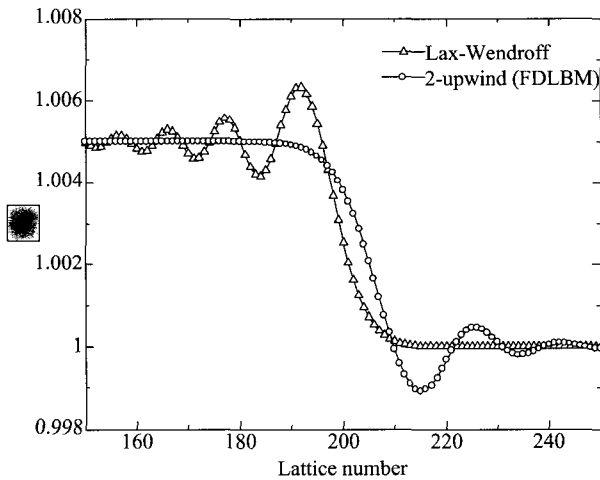
FDLBM은 대류항에 차분스킴을 적용하여 이산화 함으로써 계산을 수행하기 때문에 차분법과 비슷한 성질을 갖고 있다. 그러나 기존의 방법들은 밀도 ρ 나 압력 p 등의 거시적인 변수를 이산화 함으로써 계산하는 방법과 다르며, 분포함수 f_i 을 이산화 하여 계산한다.

구체적인 비교방법으로서, 2차원 공간에서 Fig. 1과 같이 x 방

향의 중앙에 칸막이를 설치하여, 그 좌우에 미세한 압력차를 설정한다. 계산 시작과 동시에 중앙의 칸막이를 제거하며, 저압측으로 전파하는 압력파의 구배를 3가지 다른 계산방법에 의하여 평가한다. 이때 FDLBM은 2차원 열·유체모델 (2D21V)을 이용하며, y 방향으로 유체의 변동이 없다고 가정한다. 또한 MacCormac 스킴(scheme)을 이용한 파동방정식에 의해 얻어진 해와, Lax-Wendroff 스킴에 의해 얻어진 해와의 비교를 행한다.



(a) Expansion wave



(b) Compression wave

Fig. 4 Comparisons of Lax-Wendroff and FDLBM in 2nd order

우선, 2차정도 upwind 기법이 적용된 FDLBM과 MacCormac 기법에서 저압측으로 전파하고 있는 파면의 형상을 Fig. 2에 나타나 있다. 이때, 계산 초기의 좌우의 압력차는 $\Delta p = 1.0 \times 10^{-6}$ 을 설정하였으며, 파면은 왼쪽으로부터 오른쪽으로 진행하고 있다. FDLBM에 의한 계산해는 파면의 우측에서 수치진동이 발생하고 있는 것에 반하여, MacCormac 기법은 파면의 좌측에 수치진동이 발생하고 있다. 이러한 수치적 진동은 FDLBM이 약간 작게 나타나기 때문에, MacCormac

기법보다는 어느 정도 수치확산이 약간 더 억제되었다고 판단된다. 이와 같은 압력파의 전파는 이론적 해에서는 파면의 구배는 없지만 수치계산에서는 계산 중에 발생하는 수치점성의 영향으로 파면이 구배가 생긴다. 양 계산방법의 비교에서 파면의 구배는 거의 비슷하며, 수치점성의 크기도 거의 비슷하다고 사료된다.

Fig. 3은 FDLBM의 이산화 BGK방정식, MacCormac 기법 및 파동방정식의 대류항을 3차정도의 upwind 기법을 이용한 계산결과를 나타내고 있으며, 모두 비슷한 파면의 구배를 갖는 것을 확인할 수가 있다. 2차정도의 이산화에 의한 계산결과와 비교하면 (Fig. 2), 파면의 구배는 매우 크다는 것을 알 수 있으며 수치적 진동도 감소되는 것을 확인할 수가 있다. 즉, 2차정도 upwind 기법에 비해 3차정도 upwind 기법이 수치점성 및 수치확산이 억제되었다는 것을 확인할 수가 있다. 여기서 파동방정식은 압력 p 를 직접적으로 계산하는 것에 반하여, FDLBM은 분포함수를 차분기법에 의해 계산하며, 이러한 분포함수를 합산함으로써 압력 p 를 구하는 차이점이 있다.

Fig. 4는 FDLBM과 Lax-Wendroff 기법을 이용한 계산에서 파면을 나타내고 있다. Lax-Wendroff 기법은 밀도, 운동량 및 에너지의 3개의 변수에 의해 압력을 구한다. 고압측으로 전파하는 팽창파 및 저압측으로 전파하는 압력파의 파면이, 양 계산법 모두에서 비슷한 구배를 갖는다는 것을 알 수가 있다. 또한, 파면 전후의 수치적 진동은 FDLBM이 약간 더 억제되고 있다는 것을 확인할 수가 있다. 따라서 차분기법의 정도가 같다면, FDLBM은 Lax-Wendroff와 같은 정도에서 계산할 수가 있다는 것을 알 수가 있다.

4. Edge 음

4.1 해석방법

본 연구에서는 Fig. 5에 나타난 좌와 같이 계산조건을 설정하였으며, Fig. 6에서와 같이 edge근방에 격자를 밀집시킨 2차원 물체적합좌표(body fitted coordinate)를 이용하고 있다 (Mei and Shyy, 1998). 격자수는 x 방향으로 301, y 방향으로 301개의 총 90601개를 발생하였다. 또한 노즐직경 d 를 대표길이로, 노즐입구에서의 평균유속 u 를 대표속도를 하였으며, 계산영역은 $145d \times 240d$ 를 설정하였다. 이때 노즐출구로부터 edge까지의 거리 $w = 6d$ 를 주었으며, wedge는 선단의 각도가 $\alpha = 23^\circ$, x 방향의 길이 $8.5d$ 를 설정하였다.

계산조건으로서 Reynolds수는 $Re = 1000$, 초기 유입속도 $U_0 = 0.2$ ($e = 0.5$)을 주었다. 경계조건으로서 물체면상에서는 점착조건(no slip)과 단열조건(adiabatic)을 적용하였으며 (Pointsoot and Lele, 1992), 노즐부의 좌단은 일정유속 흐름을 주었으며, 노즐 이외의 전 유체부의 계산영역에 있어서는 정지유체를 가정하였다. 즉, 유체부의 전 격자에서 초기조건으로서 평형상태의 정지유체를 가정하며, $t > 0$ 에 있어 노즐부의 좌단으로부터 일정유속의 흐름 $u_i(t=0) = (U_0, 0)$ 을 설정하였다. 기본방정식의 이산화 방법은 식 (1)의 시간항을 2차정도의

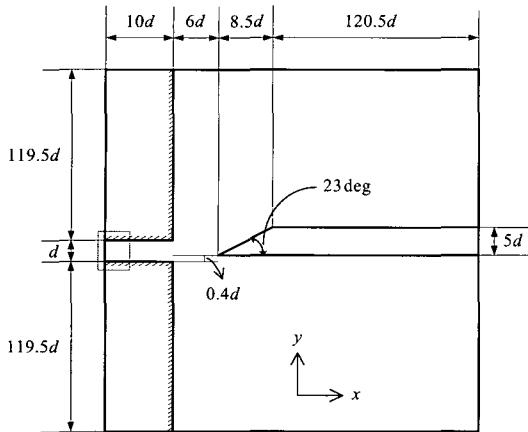


Fig. 5 Edgetone geometry

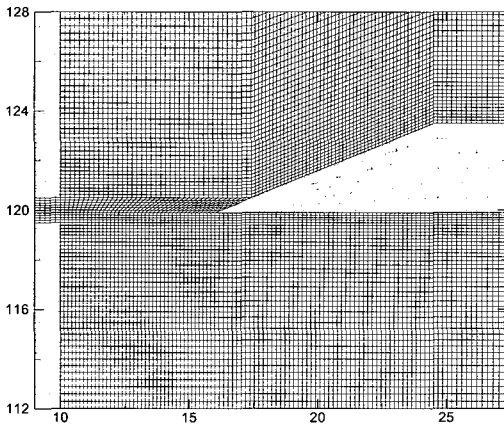


Fig. 6 Computational mesh for wedge (enlarged)

Runge-Kutta법, 공간에 대하여서는 앞에서 언급한 3차정도의 upwind 기법(UTOPIA)을 이용하였다.

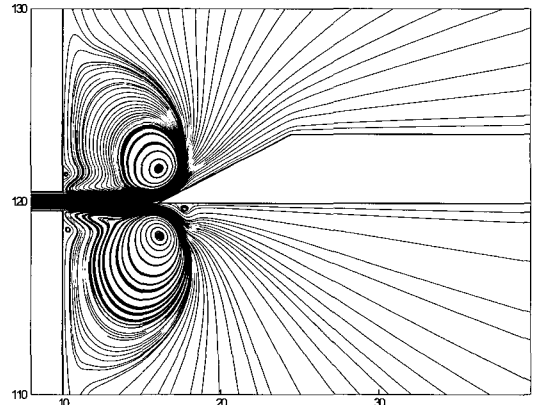
본 연구에서 적용하고 있는 FDLBM에서의 압력 p 는 밀도 ρ 와 내부에너지 e 를 이용해 $p = \rho e$ 로 주어지며, 시간은 무차원 시간 $T(= Ut/d)$ 로 표시된다. 따라서 본 연구에서는 초기상태의 유체의 압력을 기준압력 $p_0 = \rho_0 e_0$ 와 같으며, 기준압력과 차를 무 차원화시키면 다음과 같다.

$$\Delta p = (p - p_0) / p_0 \quad (5)$$

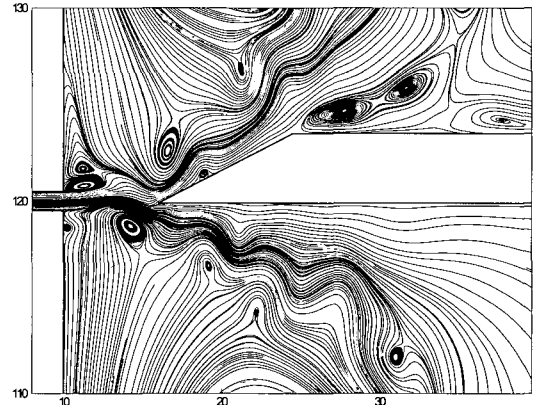
4.2 Edge 음과 피드백

Fig. 7는 마하수 $M=0.2(e_0=0.5, U_0=0.2)$ 에 있어서의 계산결과를 나타내고 있다. 우선, 노즐로부터 나온 분류는 초기조건으로서 교란이 없는 일정유속을 주었기 때문에, edge에 충돌하여 분류가 상하로 균등하게 나누어진다(Fig. 7(a)). 그 후, 분류가 변동을 시작하며, edge에 충돌하면서 wedge의 상하방향으로 주기적으로 변동한다. 이러한 변동은 노즐출구의 상하벽면 근방으로부터 발생하는 와(vortex)의 주기와 같으며, 이와에 의해 분류의 변동이 발생한다고 사료된다. 노즐출구의

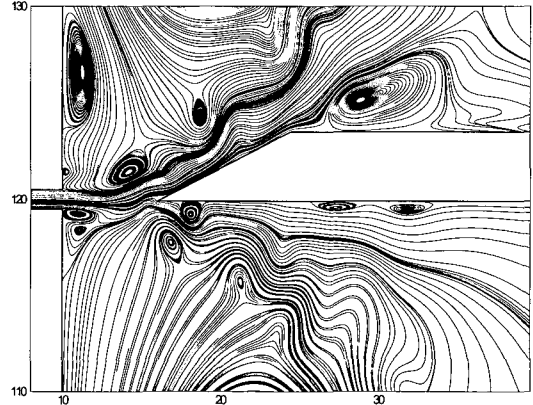
상하벽면 근방으로부터 발생하는 와는 상하교대로 발생하며, 분류의 영향을 받아 wedge 방향으로 이동한다. 이때 와는 그 회전력에 의해 분류의 형상으로 파형된다. 그 결과, 와가 wedge의 선단을 통과한 부근에서 와의 회전에너지에 의해 분류가 방향을 바꾸며, wedge의편측으로 흘러 들어간다(Fig. 7(b),(c)). 이러한 와는 상하 교대로 발생하고 있기 때문에 분류도 wedge의 상하에 교대로 변동한다(Rockwell, 1998; Sahin et al., 2001).



(a) T=20



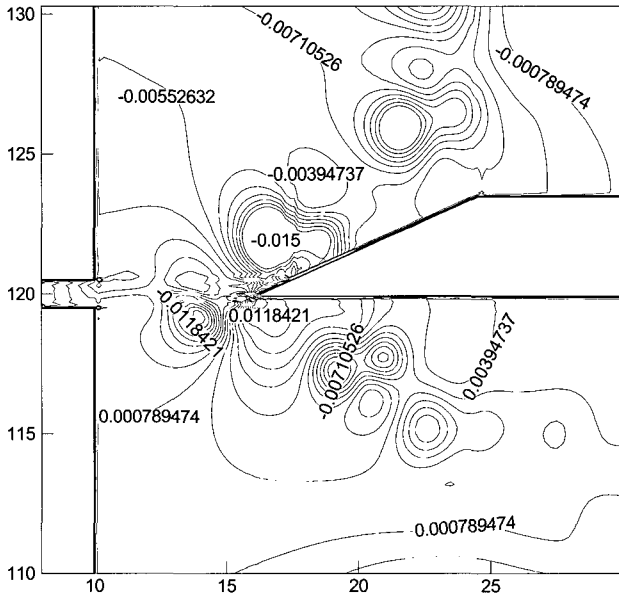
(b) T=260



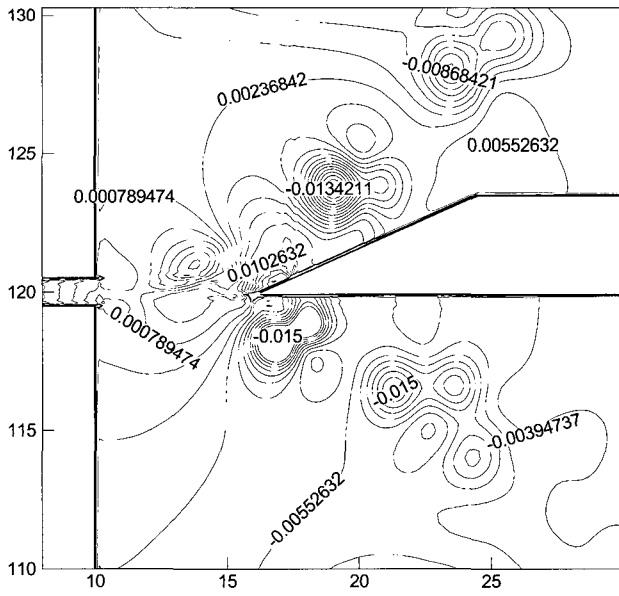
(c) T=268

Fig. 7 Streamlines at three different instants

이러한 분류의 변동 때문에 Fig. 8에 나타난 바와 같이 분류가 edge에 닿는 면에서는 압력의 상승이(Fig. 8(b)), 반대측에서는 압력의 감소가(Fig. 8(a)) 주기적으로 일어난다. 그 결과 edge의 상하에서 역 위상을 갖는 압력파가 발생한다. 이 때 노즐부 이외에서 압력의 최대치는 edge 근방에서 $p_{max} = 0.0345$ 및 최소치 $p_{min} = -0.0289$ 의 값을 갖는다.



(a) $T=(Ut/d)=260$



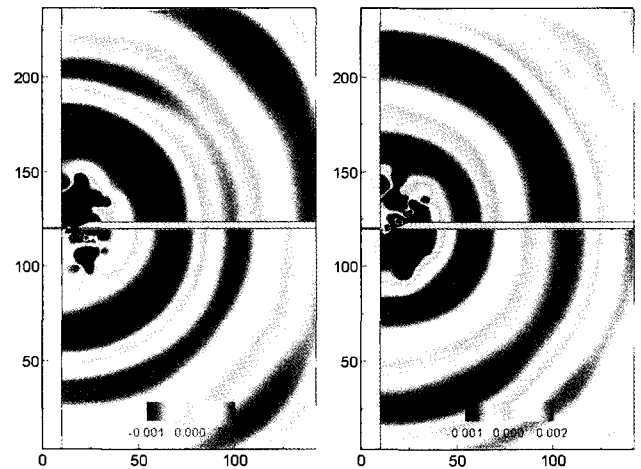
(b) $T=(Ut/d)=268$

Fig. 8 Pressure distribution ($-0.015 \leq \Delta p \leq 0.015$)

Fig. 9는 무차원시간 $T(= Ut/d) = 260$ 및 268에 있어서 압력변동 폭 $-0.001 \leq \Delta p \leq 0.002$ 에 대한 음압을 나타내고 있다. 그림에서 알 수 있듯이, edge에서 상하교대로 (+) 및 (-)

의 압력파가 대칭적으로 전파하고 있는 것을 알 수가 있으며, 이것은 음파의 전파를 나타내고 있다.

Fig. 10은 분류의 주기적인 변동을 확인하기 위하여 $x_1(3w/5, 0.6d)$ 및 $x_2(4w/5, 0.6d)$ 의 위치에서 분류의 변동속도를 모사하고 있다. 즉, wedge의 선단을 기준점(x_0, y_0)으로 x_1 은 기준점으로부터 왼쪽으로 $3w/5$ 떨어진 거리에, x_2 는 기준점으로부터 왼쪽으로 $4w/5$ 떨어진 지점을 설정하였다. 그림에서 알 수 있듯이 노즐로부터 분사된 분류가 주기적으로 변동하고 있는 것을 확인할 수 있으며, 이것은 앞에서 언급한 바와 같이 와의 회전에너지에 의해 분류가 방향을 바꾸기 때문이다.



(a) $T=(Ut/d)=260$

(b) $T=(Ut/d)=268$

Fig. 9 Acoustic pressure distribution ($-0.001 \leq \Delta p \leq 0.002$)

한편, Fig. 11은 유동소음의 전파특성을 고찰하기 위하여 음압의 변화를 각각의 위치에 있어서 비교해 보았다. 즉, 계산영역중의 3점에 있어서 압력파의 시간변동을 나타내고 있다. 관측점은 wedge 선단을 기준점(x_0, y_0)으로 하여 방사형으로 $A1(109d, \pm 100d)$, $A2(109d, \pm 20d)$, $A3(0d, \pm 100d)$ 의 6개의 지점을 선택하였다. 실선은 wedge의 상측을, 점선은 wedge의 하측을 의미한다. 음압의 신호가 상하 대칭에서 변동하고 있으며, 또한 방사형 모양으로 전파하고 있음을 알 수가 있다. 아울러, Fig. 8 및 Fig. 11에서 알 수 있듯이 이러한 관측점들에게 있어서 압력파의 변동의 크기는 0.0025정도이며, edge근방에서의 압력변동의 값 0.01에 비해서 미소하다는 것을 확인할 수 있으며, 이것은 음파의 전파를 의미한다.

이상의 Fig. 9 및 11로부터, feedback의 발생메카니즘은 다음과 같은 요인 때문이라 판단된다. (i) 노즐출구의 상하벽면 근방으로부터 발생하는 와(vortex)가 분류에 의하여 edge 방향으로 이동하며, edge의 근방에서 어떠한 이유로 인하여 와가 합체된다. (ii) 그 결과 그때까지의 보다 강한 와가 발생함에 따라, 이 와에 의해 유기되는 분류의 변동도 크게 된다. (iii) 그것에 수반되어, edge 부근으로부터 발생하는 압력도 크게 된다. (iv) 발

생하는 압력변동이 크게 됨에 따라 노즐로부터 나오는 와의 주기 및 강도를 변화시킨다(Kwon, 1996). 이상 (i)~(iv)의 변화가 일어난다고 생각된다. 즉, 와의 합체에 의해 이제까지보다 더욱 큰 압력이 edge의 근방으로부터 발생하며, 이러한 큰 압력이 전파하여 상류측의 분류에 의한 와의 발생주기 및 강도에 변화를 미친다. 그결과 새로운 와가 방출되어 분류 변화를 미치게 하며, edge근방에서의 압력변화를 유기하고, 압력이 다시 와의 방출에 영향을 미치는 feedback구조를 갖는다고 생각된다.

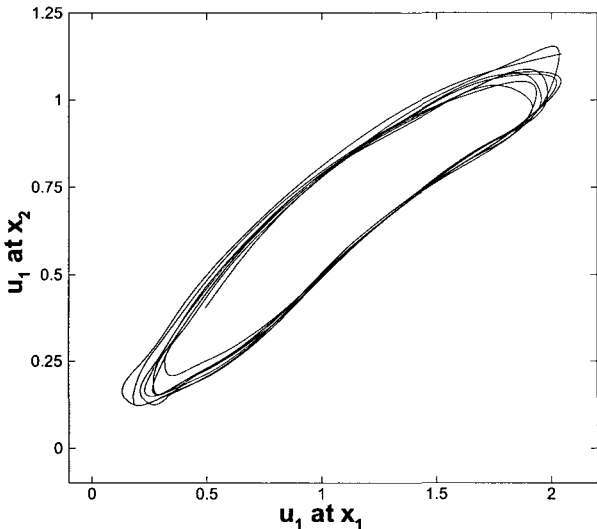


Fig. 10 Phase diagram at two positions

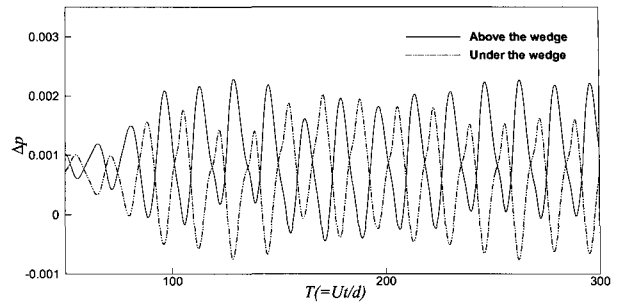
5. 결 론

본 연구에서는 FDLBM의 압축성유체모델(2D21V)을 이용하여 2차원 edge 음의 직접계산을 수행하여 아래와 같은 결론을 얻을 수 있다.

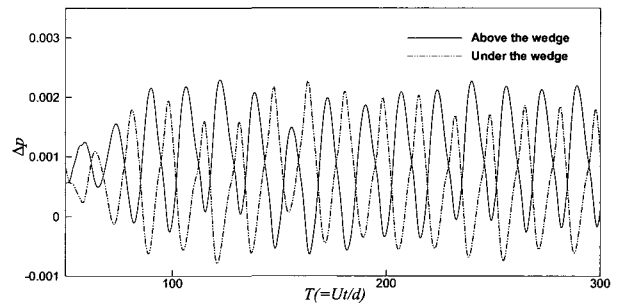
(1) 우선, FDLBM의 여러 특성들을 파악하기 위한 하나의 방법으로서 공간에 대하여 2차정도 및 3차정도의 upwind 스킴을 적용하여 MacCormac법을 이용한 파동방정식에 의해 얻어진 해 및 Lax-Wendroff법에 의해 얻어진 해와의 정량적인 비교를 행하여, 위에서 언급한 방법과 같은 정도에서 계산이 가능하다는 것을 보였다.

(2) 분류와 edge의 상호간섭에 의해 발생하는 음파는, 노즐출구의 상하 벽면 근방으로부터 발생하는 와의 주기와 같이 발생하며, 분류가 edge에 충돌함으로써 edge 주위의 압력변동을 발생시키며, 이 결과 음파가 발생됨이 확인되었다. 또한, 음압의 압력변동은 유체의 압력변동에 비해서 매우 작게 변동하는 것을 알 수가 있었다.

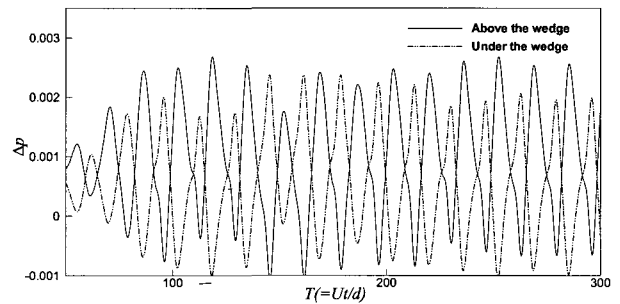
(3) 또한 노즐출구의 상하벽면 근방으로부터 발생하는 와가 edge 근방에서의 합체에 의해 분류의 변동이 변화하며, 이는 edge 상하에서 발생하는 압력에 변화를 유발하고, 다시 그 압력차가 전파함으로써 노즐출구의 상하벽면 근방으로부터의 새로운 와의 발생을 유기한다는 feedback 메커니즘에 주기적인 분류의 변동이 일어난다는 것을 모사하였다.



(a) A1(109d, ±100d)



(b) A2(109d, ±20d)



(c) A3(0d, ±100d)

Fig. 11 Time variation of acoustic pressure at three different positions

참 고 문 헌

강호근, 김은라 (2004). “차분격자볼츠만법에 의한 유동소음의 수치계산”, 한국해양공학회지 제18권, 제2호, pp 10-17.

Buick, J.M., Buckley, C.L., Greated, C.A. and Gilbert, J. (2000). “Lattice Boltzmann BCK Simulation of Nonlinear Sound Waves: the Development of a Shock Front”, J. Phys. A: Math. Gen., Vol 33, pp 3917-3928.

Cao, N., Chen, S., Jin, S. and Martinez, D. (1997). “Physical Symmetry and Lattice Symmetry in the Lattice Boltzmann Method”, Phys. Rev. E, Vol 55, pp R21-R24.

Crighton, D.G. (1992). “The Jet Edge-tone Feedback Cycle; Linear Theory for the Operating Stages”, J. Fluid Mech., Vol 234, pp 361-391.

Holger, D.K., Wilson, T.A. and Beavers, G.S. (1977). “Fluid Mechanics of the Edgetone”, J. Acoust. Soc. Am, Vol 62,

- No 5, pp 1116-1128.
- Howe, M.S. (1981). "The Influence of Mean Shear on Unsteady Aperture Flow, with Application to Acoustical Diffraction and Self-sustained Cavity Oscillations", *J. Fluid Mech.*, Vol 109, pp 125-146.
- Inoue, O. and Hatakeyama, N. (2002). "Sound Generation by a Two-dimensional Circular Cylinder in a Uniform Flow", *J. Fluid Mech.*, Vol 471, pp 285-314.
- Ito, S., Fujisawa, T. and Yagawa, G. (2002). "CFD Analysis of Edge Tones at Low Mach Number Using the Free Mesh Method", *Proc. of the 16th CFD Symposium*, Tokyo, Japan.
- Kang, H.K., Ro, K.D., Tsutahara, M. and Lee, Y.H. (2003). "Numerical Prediction of Acoustic Sounds Occurring by the Flow Around a Circular Cylinder", *KSME Intl. J.*, Vol 17, No 8, pp 1219-1225.
- Kwon, Y.P. (1996). "Phase-locking Condition in the Feedback Loop of Low-speed Edgetones", *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol 100, No 5, pp 3028-3032.
- Mei, R. and Shyy, W. (1998). "On the Finite Difference-based Lattice Boltzmann Method in Curvilinear Coordinates", *J. Comput. Phys.*, Vol 143, pp 426-448.
- Pointsot, T. and Lele, S.K. (1992). "Boundary Conditions for Direct Simulation of Compressible Viscous Flows", *J. Comp. Phys.*, Vol 101, pp 104-129.
- Powell, A. (1953). "On Edge Tones and Associated Phenomena", *Acoustica*, Vol 3, pp 233-243.
- Rockwell, D. (1998). "Vortex-Body Interaction", *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol 30, pp 199-229.
- Sahin, B., Akilli, H., Lin, J.C. and Rockwell, D. (2001). "Vortex Breakdown-Edge Interaction: Consequence of Edge Oscillations", *AIAA J.*, Vol 39, No 5, pp 865-876.
- Yu, H. and Zhao, K. (2000). "Lattice Boltzmann Method for Compressible Flows with High Mach Numbers", *Phys. Rev. E*, Vol 61, No 4, pp 3867-3870.

2004년 8월 2일 원고 접수

2004년 9월 22일 최종 수정본 채택