

차분격자볼츠만법에 ALE모형을 적용한 이동물체 주위의 흐름 및 유동소음의 수치모사

강호근
경상대학교 해양산업연구소

Computations of Flows and Acoustic Wave Emitted from Moving Body by ALE Formulation in Finite Difference Lattice Boltzmann Model

HO-KEUN KANG
Institute of Marine Industry, Gyeongsang National University, Tongyeong, Korea

KEY WORDS: Finite Difference Lattice Boltzmann Method (FDLBM) 차분격자볼츠만법, Arbitrary Lagrangian Eulerian Formulation ALE 방법, Acoustic Wave 음파, Moving Body 이동물체

ABSTRACT: In this paper, flowfield and acoustic-field around moving bodies are simulated by the Arbitrary Lagrangian Eulerian (ALE) formulation in the finite difference lattice Boltzmann method. Some effects are checked by comparing flow about a square cylinder in ALE formulation and that in the fixed coordinates, and both agree very well. Matching procedure between the moving grid and fixed grid is also considered. The applied method in which the both grids are connected through buffer region is shown to be superior to moving overlapped grid. Dipole-like emissions of sound wave from harmonically vibrating bodies in two- and three-dimensional cases are simulated.

1. 서 론

격자 볼츠만 법(LBM)은, 이산적인 속도 분포를 갖는 입자의 분포 함수의 시간 발전을 계산하는 것에 의하여 유체 운동을 시뮬레이션 한 것으로, 근래 그 응용 분야가 넓어지고 있으며, 많은 연구 (McNamara and Zanetti, 1988) 및 해설서 (Rothman and Zaleski, 1997; Tsutahara et al., 1999)도 출판되게 되었다.

일반적으로 격자 볼츠만 법에 있어서 격자는 흐름의 등방성을 유지하기 위해, 2 차원 계산에서는 육각형 격자 및 정방형 격자가, 3 차원 계산에서는 입방체 격자가 이용된다. 이러한 이유 때문에 입의 형상의 물체에 대해서는, 경계상의 분포 함수를 근접의 격자점에서 내삽을 이용한 수법이 취해진다. 또 이동물체 주위의 흐름에 대해서도, 시간 스텝마다 동일한 내삽에 의하여 분포 함수를 구하는 방법 (Lallemand and Luo, 2003)을 이용한다.

한편 격자 볼츠만 법에 있어서 기초 방정식인 이산화 Bhatnagar-Gross-Krook(BGK, 1954) 방정식을 안정적인 차분 스킴을 이용한 차분 격자 볼츠만 법(FDLBM) (Cao et al., 1997; Seta et al., 1999; Kang et al., 2002)도 폭넓게 사용되고 있다. FDLBM에 있어서는 종래의 차분법에 있어 개발된 많은 수법을 그대로 이용할 수 있으며, 앞서 언급한 입의 형상을 갖는 물체 주위의 흐름에 대하여 물체 적합 좌표를 이용한 등 효율적인 계산이 가능해진다. 또한 이동물체 주

위의 흐름에 대해서도, ALE법(Arbitrary Lagrangian Eulerian formulation)이 유력한 수단으로서 사용되고 있다. (Hirt et al., 1974)

본 연구에서는 차분 격자 볼츠만 법에 앞에서 언급한 ALE법을 적용하여 이동물체 주위에서 계산한 결과에 관하여 보고한다. 또한, 압축성 유체 모델 (Alexander et al., 1993; Chen et al., 1994)을 이용하여 진동 물체 주위의 흐름에 적용하며, 발생하는 공력음 (aero-acoustic)도 양호하게 파악할 수 있다는 것을 보고한다.

또 공학적으로는, 유체기계에서의 팬과 같이 회전날개와 케이싱 또는 지주와 같이 정지한 물체가 가까이에 존재할 경우, 소음 및 유동장의 정확한 예측을 위해 그 상호 작용에 대한 명확한 해명이 중요할 경우가 많다. 이러한 경우들을 고려하고 이동 좌표와 정지 좌표와의 접합을 시도해 보았다. 이동 격자와 정지 격자의 접합에는 중첩 격자를 이용한 경우가 많지만, FDLBM에 적용하여 시도한 예는 거의 보이지 않고 있다. 따라서 본 연구에서는 양자의 경계만으로 접합을 행하여, 유동장 및 음장 모두 해석이 가능하다는 것을 확인하였다.

2. 이론 해석

2.1 차분격자볼츠만 모델

본 연구에서 이용한 FDLBM의 기초 방정식은 시각 t , 위치 \mathbf{r} 의 격자 점상에서 속도를 갖는 입자수 밀도를 나타내는 분포 함수 $f_i(t, \mathbf{r})$ 에

제1저자 강호근 연락처: 경남 통영시 인평동 445번지
055-640-3064 kanghokeun@chol.com

대한 다음식으로 표현된다.

$$\frac{\partial f_i(t, \mathbf{r})}{\partial t} + c_{i\alpha} \frac{\partial f_i(t, \mathbf{r})}{\partial r_\alpha} - \frac{A_{i\alpha}}{\phi} \frac{\partial (f_i - f_i^{(0)})}{\partial r_\alpha} = -\frac{1}{\phi} [f_i(t, \mathbf{r}) - f_i^{(0)}(t, \mathbf{r})] \quad (1)$$

여기서 $f_i^{(0)}$ 는 국소평형분포함수를 나타내며, ϕ 는 1 timestep에 있어서 입자분포가 평형상태에 도달할 때까지 걸리는 시간에 해당하며, 일반적으로 단일시간완화계수라 불려진다. 이러한 충돌 연산은 1회의 충돌에 있어서 전 격자점의 입자분포가 항상 일정하게 유지하도록 $1/\phi$ 의 비율로 비평형량이 감소함을 의미하며, 국소적 평형상태에 가깝도록 완화되는 것을 표현하고 있다. 식 (1)의 좌변 제 3 항($A > 0$)은 점성을 나타내는 항으로, 이 항에 의하여 고 레이놀즈수 Re의 흐름에 대하여 시간 스텝을 크게 설정할 수 있을 뿐만 아니라 연산을 고속화할 수 있다.(Kang et al., 2002)

2.2 ALE법의 응용

ALE법은 이동물체 또는 혼상류 해석과 같이 경계 또는 계면이 이동한 경우에 매우 유효한 수법으로서, 유동장을 Euler적으로 나타내지만, 이용되는 격자는 이동 경계에 대응하고 공간을 이동하여 Lagrangian적으로 취급한다.

본 연구에서는 격자의 변형을 고려하지 않고 격자의 평행이동 및 회전만을 고려하기 때문에, 수송방정식에 대해서는 이동하는 유체의 속도를, 유속과 격자의 이동속도와와 상대적인 속도로 바꾸는 것에 의하여 간단하게 정식화된다. 또한, 경계조건은 이동물체라면 이동속도에 대응하는 속도를 부여한다.

이산화 BGK방정식의 경우, 입자 분포함수에 있어 이동하는 유체의 속도에 대응한 것은 입자의 이동속도이다. 따라서 식 (1)은

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + (c_{i\alpha} - V_\alpha) \frac{\partial f_i}{\partial r_\alpha} - \frac{A_{i\alpha}}{\phi} \frac{\partial (f_i - f_i^{(0)})}{\partial r_\alpha} = -\frac{1}{\phi} (f_i - f_i^{(0)}) \quad (2)$$

와 같이 변환된다. 여기에서 좌변 제 2 항의 V 는 격자의 이동속도를 나타낸다. 좌변 제 3 항은 입자속도를 포함하지만, 이 항은 위에서 언급한 바와 같이 점성항이며, 입자가 이동하는 항이 아니기 때문에 이 항에는 상기의 변환을 적용하지 않는다.

밀도, 운동량 및 내부에너지는 입자속도와 분포함수의 모멘트 합으로부터 각각

$$\rho = \sum_i f_i \quad (3)$$

$$\rho u_\alpha = \sum_i c_{i\alpha} f_i \quad (4)$$

$$\rho e = \sum_i \frac{1}{2} c_i^2 f_i - \frac{1}{2} \rho u^2 \quad (5)$$

와 같이 정의된다. 위의 식들에서 국소평형분포함수는

$$f_i^{(0)} \cong F_i \rho [1 - 2B c_{i\alpha} u_\alpha + 2B^2 (c_{i\alpha} u_\alpha)^2 + B u_\alpha u_\beta - \frac{4}{3} B^3 (c_{i\alpha} u_\alpha)^3 - 2B^2 c_{i\alpha} u_\alpha u_\beta u_\gamma] \quad (6)$$

와 같이 유속 u 의 다항식으로 표시된다. 또한, 다음과 같이 모멘트 합을 만족해야 한다.

$$\sum_i f_i^{(0)} = \rho \quad (7)$$

$$\sum_i c_{i\alpha} f_i^{(0)} = \rho u_\alpha \quad (8)$$

$$\sum_i c_{i\alpha} c_{i\beta} f_i^{(0)} = \rho (e \delta_{\alpha\beta} + u_\alpha u_\beta) \quad (9)$$

$$\sum_i \frac{c_i^2}{2} f_i^{(0)} = \rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \quad (10)$$

$$\sum_i c_{i\alpha} \frac{c_i^2}{2} f_i^{(0)} = \rho u_\alpha \left(2e + \frac{u^2}{2} \right) \quad (11)$$

본 연구로는 2 차원 흐름에 있어 21 속도 모델 (D2Q21), 3 차원 흐름에 있어서는 39 속도 모델 (D3Q39)을 이용한다. 식 (6)에 있어서 계수들은 문헌 (강호근과 김은라, 2004; Takada et al., 1998)에 상세하게 설명되어 있다. 식 (2)의 공간 미분에 대해서는 3차정도의 풍상차분을, 시간적분에는 2차 정도의 Runge Kutta법을 적용하였다.

2.3 Chapmann-Enskog 전개

식 (2)으로부터 Navier-Stokes 방정식을 유도하기 위해 식 (2)에 Chapmann-Enskog 전개(Chapman and Cowling, 1952)

$$f_i = f_i^{(0)} + \epsilon f_i^{(1)} + \epsilon^2 f_i^{(2)} + O(\epsilon^3) \quad (12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} = \epsilon \frac{\partial}{\partial t_1} + \epsilon^2 \frac{\partial}{\partial t_2} \quad (13)$$

$$\frac{\partial}{\partial r_\alpha} = \epsilon \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \quad (14)$$

를 적용한다. 여기서 ϵ 는 Knudsen수에 상당하는 미소 무차원양이다.

밀도, 운동량 및 내부에너지의 정의 식 (3)-(5)와 국소평형분포함수의 조건(7), (8) 및 (10)로부터 분포함수의 비평형성분 $f_i^{(l)}$ ($l = 1, 2, \dots$)은 다음의 관계를 만족한다.

$$\sum_i f_i^{(l)} = 0 \quad (15)$$

$$\sum_i c_{i\alpha} f_i^{(l)} = 0 \quad (16)$$

$$\sum_i \frac{c_i^2}{2} f_i^{(l)} = 0 \quad (17)$$

식 (2)에 식 (12)-(14)를 대입하고 $O(\epsilon)$ 항을 정리하면

$$\frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_1} + (c_{i\alpha} - V_\alpha) \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial r_\alpha} = -\frac{1}{\phi} f_i^{(1)} \quad (18)$$

이 되며, $O(\epsilon^2)$ 항을 정리하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial t_1} + \frac{\partial f_i^{(0)}}{\partial t_2} + (c_{i\alpha} - V_\alpha) \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_\alpha} \\ - \frac{Ac_{i\alpha}}{\phi} \frac{\partial f_i^{(1)}}{\partial r_\alpha} = -\frac{1}{\phi} f_i^{(2)} \end{aligned} \quad (19)$$

식 (18), (19)에 각각의 유체입자에 관하여 합을 취하고, 여기에 국소 평형 분포 함수의 조건(7)-(11), 분포함수의 비 평형 성분의 조건(15)-(17)을 고려한다면, ALE 법에 의하여 정식화된 연속의 식은

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial r_\alpha} [\rho(u_\alpha - V_\alpha)] = 0 \quad (20)$$

와 같이 도출된다. 또한, 식 (18) 및 식 (19)의 각각에 $c_{i\alpha}$ 를 곱하여 각 입자에 관해 총합하고, 국소평형분포함수의 조건 및 비평형성분의 조건을 고려하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u_\alpha) + \frac{\partial}{\partial r_\beta} [\rho u_\alpha (u_\beta - V_\beta) + p \delta_{\alpha\beta}] \\ + \frac{\partial}{\partial x_\beta} \sum_i c_{i\alpha} c_{i\beta} f_i^{(1)} = 0 \end{aligned} \quad (21)$$

식 (21)의 좌변 제3항을 결정하기 위해서는 식 (21)에 식 (18)을 대입한다. 또한 조건(7)-(11)을 고려하면, ALE법에 의해 정식화된 NS 운동방정식

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho u_\alpha) + \frac{\partial}{\partial r_\beta} [\rho u_\alpha (u_\beta - V_\beta) + p \delta_{\alpha\beta}] \\ - \frac{\partial}{\partial r_\beta} \left[\mu \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial r_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\beta} \right) + \lambda \frac{\partial u}{\partial r} \delta_{\alpha\beta} \right] = 0 \end{aligned} \quad (22)$$

이 도출된다. 또한 식 (18) 및 (19)에 각각 $c_i^2/2$ 을 곱해 각 입자에 관해 총합을 취하면,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \left[\rho (u_\alpha - V_\alpha) \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + p u_\alpha \right] \\ + \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \sum_i c_{i\alpha} \frac{c_i^2}{2} f_i^{(1)} = 0 \end{aligned} \quad (23)$$

와 같다. 식 (23)의 좌변 제3항을 결정하기 위해, 식 (23)에 식 (18)을 대입한다. 여기서 조건(7)-(11)을 고려하면 식 (23)으로부터 ALE법에 의해 정식화된 에너지 방정식이 도출된다.

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \left[\rho (u_\alpha - V_\alpha) \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + p u_\alpha \right] \\ - \frac{\partial}{\partial r_\alpha} \left[k^* \frac{\partial e}{\partial r_\alpha} + \mu u_\beta \left(\frac{\partial u_\beta}{\partial r_\alpha} + \frac{\partial u_\alpha}{\partial r_\beta} \right) + \lambda u_\alpha \frac{\partial u_\beta}{\partial r_\beta} \right] = 0 \end{aligned} \quad (24)$$

식 (21)-(24)에 있어서 압력 p , 점성계수 μ , 제2점성계수 λ , 열전도율 k^* 은 각각,

$$p = \frac{2}{D} \rho e \quad (25)$$

$$\mu = \frac{2}{D} \rho e (\phi - A) \quad (26)$$

$$\lambda = -\frac{4}{D^2} \rho e (\phi - A) = -\frac{2}{D} \mu \quad (27)$$

$$k^* = \frac{2(D+2)}{D^2} \rho e (\phi - A) \quad (28)$$

로 된다. 격자의 변형을 고려하고 있지 않기 때문에 식 (20)-(24)에 있어서 다음의 조건을 사용한다.

$$\frac{\partial V_\alpha}{\partial r_\alpha} = 0 \quad (29)$$

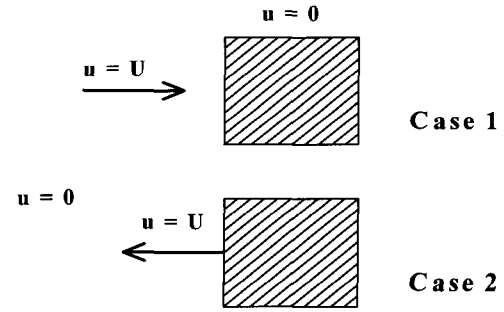


Fig. 1 Still and moving bodies

3. 결과 및 고찰

3.1 일정속도로 이동하는 입방체 주위의 유동장

ALE 법을 적용한 모델의 효과를 조사하기 위해 Fig. 1에 나타난 바와 같이 한 변 L 을 갖는 입방체 주위의 유동장 계산을 행한다. 계산에는 Fig. 2와 같이 3차원 직각격자를 이용하였으며, 계산영역은 x, y, z 방향으로 각각 $60L \times 60L \times 60L$, 격자수는 $51 \times 51 \times 51$ 를 설정한다. Case 1은 x 방향의 속도 U 가 일정유속 중에 입방체가 정지하고 있는 경우이고, Case 2는 정지한 유체속을 입방체가 일정 속도 U 로 이동한 경우를 설정한다. 여기서 Case 1 및 Case 2는 일정 속도 U 에서의 갈릴레이 변환(Galilei transformation)의 관계이고,

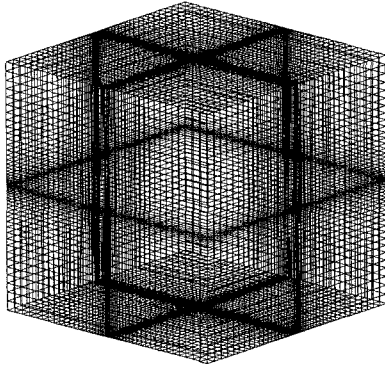


Fig. 2 Grid for 3D computation

Case 2에 대하여서만 ALE법을 적용하며, 식 (2)에 있어서 V 는 일정한 값 U 로 된다.

흐름 시작 또는 입방체가 움직이기 시작하고 나서, 무차원 시간 $T(tU/L) = 2$ 에 있어 양자의 계산 결과를 비교한다. Fig. 3에서 입방체의 중심 $(x, y, z) = (0, 0, 0)$ 을 통과하는 x 방향의 직선, 즉 x 축상의 압력분포 (a) 및 y, z 축상의 압력변동(b)의 분포를 나타내고 있다. 좌표의 값은 모두 입방체 한 변의 길이 L 로 무차원화 하고 있다. 본 연구에서 나타내는 압력 변동 Δp 는 초기 및 일정유속의 압력 p_0 으로 무차원화 한다. (Kang et al., 2003)

$$\Delta p = \frac{p - p_0}{p_0} \quad (30)$$

그림중의 실선은 Case 1에서의 압력분포를, 흑점은 Case 2의 결과를 나타내고 있으며, 양자 모두 매우 잘 일치함을 알 수가 있다.

Fig. 4는 입방체의 중심의 $x-z$ 단면내에서의 압력 분포의 등압선을 나타내고 있다. 물체 또는 흐름이 갑자기 반응하고 있기 때문에 입방체 주위에 강한 압력파와 팽창파가 보여지며, 양자 압력분포의 패턴이 매우 잘 일치를 보이고 있다. 또한 Fig. 5는 입방체 주위의 2 차원적인 흐름의 패턴을 보이고 있다. 상기 $x-z$ 평면에서의 속도벡터를 이 평면에 사영한 것이다. 이 경우도 양자의 패턴은 상당히 좋은 일치를 나타내고 있다.

3.2 이동격자와 정지격자와의 접합

이동물체와 근접한 정지 물체와의 상호 작용을 조사하기 위하여 우선, 각각의 물체에 대하여 이동격자 (moving grid) 및 정지격자 (still grid)를 이용하여, 이러한 것들의 접합을 검토할 필요가 있다. 따라서 이동격자 및 정지격자의 경계만으로 양자의 접합을 행하고, 양 수법에 관한 비교를 행한다. 또한, FDLBM에 있어서 버퍼영역 (buffer layer)을 사용한 방법이 중첩 격자 (overlapped grid)를 이용하는 방법과 비교하여 ALE법을 적용한 수법이 유효한 것을 나타낸다.

3.2.1 단진동하는 정방형으로부터의 방사음파

Fig. 6에 나타난 바와 같이 한 변이 L 인 2차원 정방형이 원점을

중심으로 x 방향으로 단진동 하는 경우를 고려한다. 이와 같은 현상은 현 등이 진동하는 경우에서 음파의 방사 현상과 비슷하다. 여기에서는 정방형과 동시에 이동하는 직각격자와 상층의 정지격자를 설정하며, 계산격자는 151×151 , 계산영역은 $101L \times 101L$ 를 고려하였다. 양쪽 격자의 경계는 정방형 중심으로부터 상방에 $y=1.0L$ 의 점을 통과하는 x 방향의 경계선이고, 이 위치에서 양자의 격자가 겹쳐진다. 이 때 이동격자에서의 계산치와 정지격자에서의 계산치는 이 경계를 통하여 접합을 수행한다.

본 연구에서는 2 종류의 접합방법에 관하여 검토한다. 먼저 제 1의 방법은 중첩된 격자(overlapped grid)를 이용하는 방법이다. Fig. 7 (a)는 경계 부근에서의 격자의 모식도를 나타내고 있다. 경계의 상층이 정지격자이며, 하층이 이동격자를 의미한다. 정방형의 중심이 원점에 있을 때, 상하에서 격자점은 경계상에서 서로 간에 일치한다. 그러나 중심이 원점으로부터 떨어지면, 양자의 격자점은 경계상에서 그림과 같이 엇갈려 있다. 여기서 공간에 대하여 3 차 정도의 풍상차분으로 고려하면, 경계로부터 상하로 2격자점 즉, 그림의 점선으로 표시된 가상 격자선과 실선으로 표시된 격자선의 교점에서의 분포함수 f 의 값을 알면, 양 영역의 계산치가 접합된

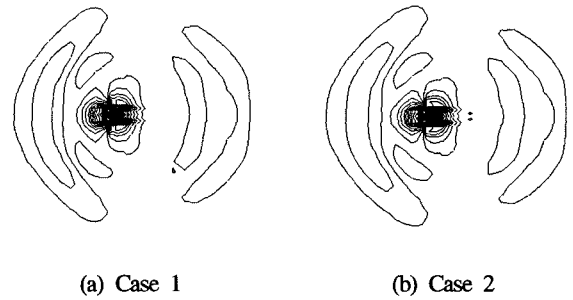


Fig. 4 Pattern of pressure fluctuations

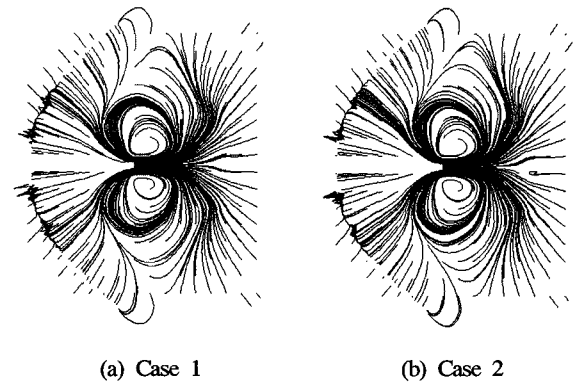


Fig. 5 Streamlines around bodies

다. 이 가상 격자점상에서 분포함수의 값을 매 시간 스텝마다 x 방향의 근접한 격자점 5점을 취하고 4차 다항식으로 근사를 행한다.

제 2의 방법은, Fig. 7 (b)에 나타난 바와 같이 경계의 이동 격자층에 1격자분의 버퍼영역 (buffer layer)을 설정한다. 이동격자와의 어긋남은 완충영역에서 실선으로 표시한 격자에 해당하며, 이 부분만 격자의 성질이 변한 것으로 취급한다. 이 경우는 버퍼영역에 해당하는 부분만 직각 격자가 아니게 되며, 때문에 이 부분은 격자의 좌표변환을 수행하여야 한다. 격자의 변형을 가능한 한 작게 하

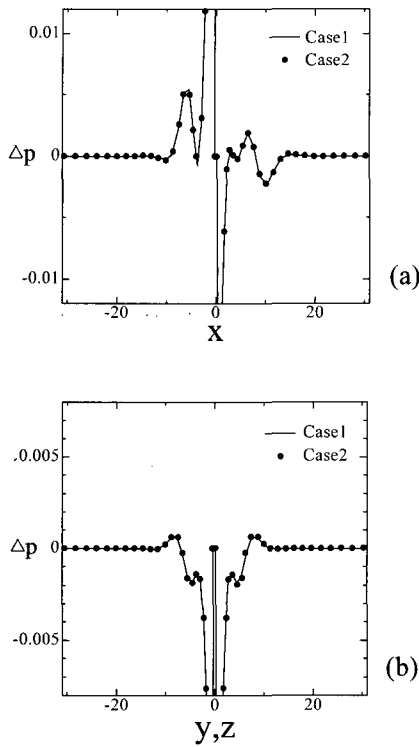


Fig. 3 Distribution of pressure fluctuations

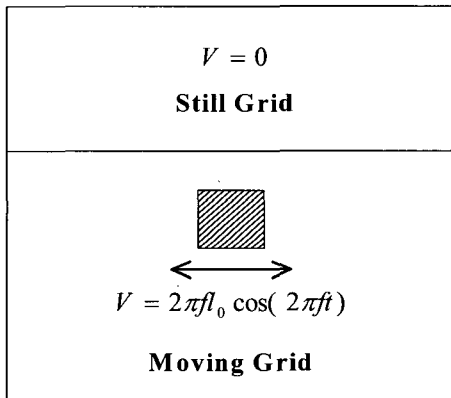


Fig. 6 Schematic diagram of vibrating body

기 위해, 격자의 연결은 그림중의 점선으로 나타낸 것처럼, 가장 근접의 것과 조합시킨다. 즉, 그림에서 점선으로 표시된 상하 격자를 접합시킨다.

한편, 정방형 중심은 $x = l_0 \sin(2\pi ft)$ 로 단진동한다. 여기에서 l_0 는 진폭, f 는 무차원 주파수, $f = f^* L/c_s$, 로 정의되며, f^* 는 진동의 주파수이고, c_s 는 음속이다. 따라서 식 (2)에서의 격자의 속도는 $V = 2\pi fl_0 \cos(2\pi ft)$ 로 움직이게 된다.

Fig. 8에 $l_0 = 0.001$, $f = 0.1$ 로 설정 했을 때의, 정방형의 중심을 통과하는 x 축 (a) 및 y 축 (b) 상의 압력 분포, 즉 음압 분포를 나타내고 있다. 각각의 실선은 영역 전체가 정방형과 동시에 이동한 경우의 값으로 격자의 이음매는 보이지 않는다. 점선은 중첩격자 (overlapped)에 의한 것이며, 흑점은 좌표변환(buffer layer)에 의

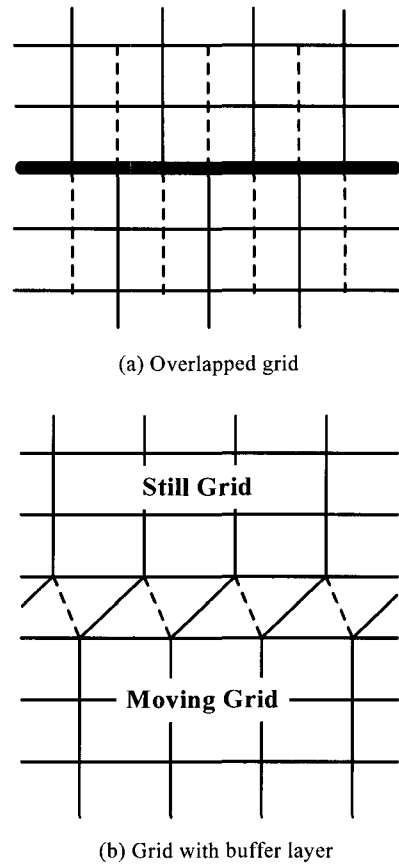


Fig. 7 Grid systems for two matching methods

한 것이다. x 좌표상의 변화를 보면, 중첩격자 (점선)에서는 무시할 수 없는 오차가 생긴다. x 좌표는 전체가 이동격자에 포함되지만, 접합한 경계에서의 오차가 상류에도 영향을 주고 있는 것을 알 수가 있다. 한편 좌표변환에 의한 계산 (흑점)에서는, 오차가 극히 작은 것을 알 수가 있다. 또한 y 축상의 압력분포의 변동은 x 축상 분포와 정성적으로는 비슷하지만 매우 작으며, 중첩 격자에 의한 상대적인 오차는 보다 크게 나타남을 알 수가 있다.

3.2.2 단진동하는 입방체로부터의 방식음파

3.2.1의 문제를 3 차원으로 확장하고, 단진동하는 입방체 주위의 흐름의 계산을 수행하였다. 사용된 격자는 Fig. 2에 보이는 것과 동일하며, x 방향으로 진동한다. 또한, 입방체의 중심으로부터 상방으로 $y = 3.6 L$ 에서의 면이 이동격자와 정지격자의 경계이다. 양자의 접합에는 좌표변환에 의한 방법(buffer layer)이 우수하기 때문에 이 방법을 이용하여 계산을 수행한다.

Fig. 9은 $l_0 = 0.001$, $f = 0.1$ 로 했을 때의, 입방체 주위의 $x-y$ 단면($z=0$) (a), 및 $x-z$ 단면 ($y=0$) (b)에서의 압력장을 나타내고 있다. 2 중극의 음파의 방사가 보여지며, 경계에서의 접합의 영향은 보이지 않는다. Fig. 10은 x 축상 및 y 축상에서의 압력 분포를 나타내고 있다. 실선 (case 3)은 전체를 이동격자에서의 것이며, 흑점 (case 4)은 격자를 좌표변환으로 접합한 것을 보이고 있으며, 양자는 잘 일치함을 확인할 수가 있다.

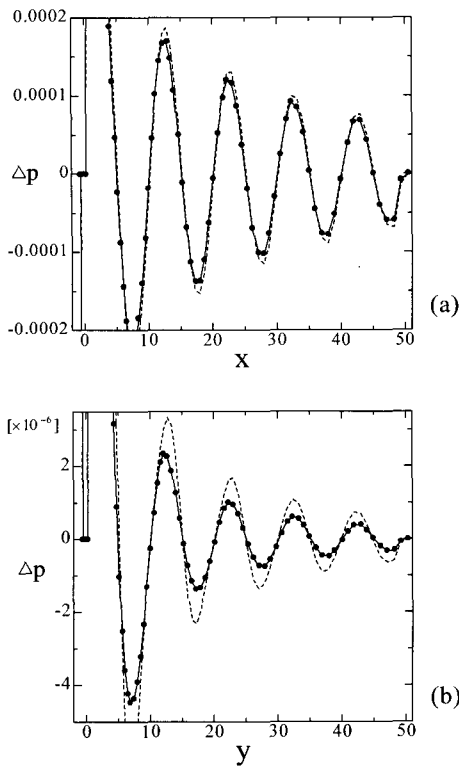


Fig. 8 Comparisons of pressure fluctuations obtained by two matching methods

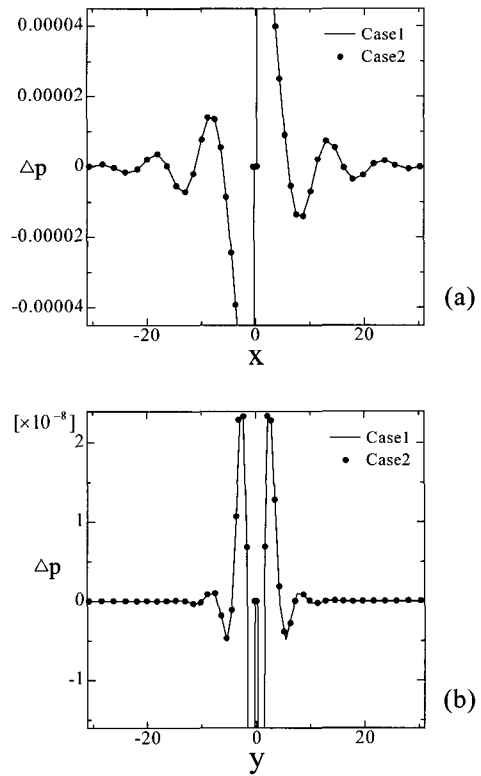


Fig. 10 Pressure fluctuation with matching for $l_0 = 0.001$ and $j = 0.1$

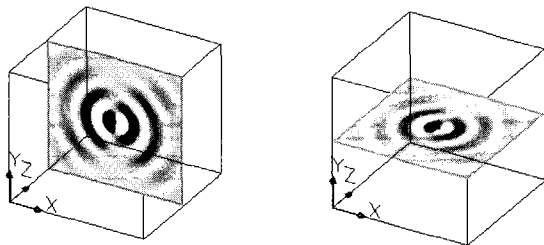


Fig. 9 Patterns of pressure fluctuations

4. 결 론

FLLBM에 ALE 법을 적용하여, 이동물체 주위의 유동장 및 유동소음을 전산모사 하였다. 또 정지 좌표계와 이동 좌표계와의 접합법에 관한 고찰을 행하였다. 얻어진 결론은 다음과 같다.

- (1) FDLBM에 ALE 법을 적용하여, 이동물체에 대한 유동장을 용이하게 해석 가능한 것을 나타냈다.
- (2) 이동 격자와 정지 격자의 접합에, 중첩격자(overlapped grid)를 취급하는 것 보다도, 버퍼영역을 설치하고 좌표 변환(buffer layer)을 행하여 전체를 1개의 격자계로서 취급한 방법이, 계산 시간 및 정도도 우수하였다.
- (3) 단진동 한 물체로부터의, 음파의 2 중극의 방사가 잘 모사되

었다.

참 고 문 헌

- 강호근, 김은라 (2004). "Vortex-Edge의 상호작용에 기인한 유동소음의 전산해석", 한국해양공학회지 제18권, 제5호, pp 15-21.
- Alexander, F.J., Chen, S. and Sterling, D.J. (1993). "Lattice Boltzmann Thermodynamics", Phys. Rev. E, Vol 47, pp 2249-2252.
- Bhatnagar, P.L., Gross, E.P. and Krook, M. (1954). "A Model for Collision Processes in Gases. I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One Component Systems", Phys. Rev., Vol 94, pp 511-525.
- 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.
- Chen, Y., Ohashi, H. and Akiyama, M. (1994). "Thermal Lattice BGK Model without Nonlinear Deviations in Macrodynamic Equations", Phys. Rev. E, Vol 50, pp 2776-2783.
- Chapman, S. and Cowling, T.G. (1952). Mathematical Theory of Non-Uniform Gases, Cambridge University Press, Cambridge.

- Hirt, C.W., Amsden, A.A. and Cook, J.I. (1974). "An Arbitrary Lagrangian-Eulerian Computing Method for All Flow Speeds", *J. Comp. Phys.*, Vol 14, pp 227-253.
- Kang, H.K, Tsutahara, M., Ro, K.D. and Lee, Y.H. (2002). "Numerical Simulation of Shock Wave Propagation Using the Finite Difference Lattice Boltzmann Method", *KSME Int. J.*, Vol 16, No 10, pp 1327-1335.
- 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.
- Lallemand, P. and Luo, L.S. (2003). "Lattice Boltzmann Method for Moving Boundaries", *J. Comp. Phys.*, Vol 184, pp 406-421.
- McNamara, G. and Zanetti, B. (1988). "Use of the Boltzmann Equation to Simulate Lattice-Gas Automata", *Phys. Rev. Lett.*, Vol 61, pp 2332-2335.
- Rothman, D. and Zaleski, S. (1997). *Lattice-Gas Cellular Automata*, Cambridge University Press, Cambridge.
- Seta, T., Kono, K., Martinez, D. and Chen, S. (1999). "Lattice Boltzmann Scheme for Simulating Two-Phase Flows", *Trans. JSME J. B*, Vol 65, No 634, pp 1955-1963.
- Tsutahara, M., Takada, N. and Kataoka, T. (1999). *Lattice Gas and Lattice Boltzmann Methods*, Corona-sha.(in Japanese)
- Takada, N., Yamakoshi, Y. and Tsutahara, M. (1998). "Numerical Analysis of Fluid Motions by Three-Dimensional Thermal Lattice Boltzmann Model", *Trans. JSME J. B*, Vol 64, No 628, pp 3934-3941.

2005년 10월 12일 원고 접수

2006년 2월 13일 최종 수정본 채택