

## 점착경계처리법을 이용한 원형실린더 주위의 유동해석

강정호<sup>1</sup>, 김형민<sup>2</sup>\*

### NUMERICAL STUDY ON FLOW OVER CIRCULAR CYLINDER USING NO SLIP BOUNDARY TREATMENT

Jung Ho Kang<sup>1</sup> and Hyung Min Kim<sup>2</sup>\*

*NSBT(No Slip Boundary Treatment) is a newly developed scheme for the treatment of a no slip condition on the solid wall of obstacle in a flow field. In our research, NSBT was used to perform LBM simulation of a flow over a circular cylinder to determine the flow feature and aerodynamics characteristic of the cylinder. To ascertain the applicability of NSBT on the complex shape of the obstacle, it was first simulated for the case of the flow over a circular and square cylinder in a channel and the results were compared against the solution of Navier-Stokes equation. The simulations were performed in a moderate range of Reynolds number at each cylinder position to identify the flow feature and aerodynamic characteristics of circular cylinder in a channel. The drag coefficients of the cylinder were calculated from the simulation results. We have numerically confirmed that the critical Reynolds number for vortex shedding is in the range of 200~250. For the gap parameter  $\gamma=2$  cases at  $Re>240$ , the vortex shedding were symmetric and it resembled the Karmann vortex. As the cylinder approached to one wall, the vorticity significantly reduced in length while the vorticity on the other side elongated and the vorticity combined with the wall boundary-layer vorticity. The resultant  $C_d$  by LBM concurred with the results of DNS simulation performed by previous researchers.*

**Key Words:** 격자볼츠만법(LBM), 점착경계처리법(No Slip Boundary Treatment), 원형실린더 주위 유동(Flow over Circular Cylinder), 항력계수(Drag Coefficient)

### 1. 서 론

LBM은 1980년대 후반 이산격자 상에서 입자들의 상호작용을 바탕으로 한 Navier-Stokes 방정식의 해를 구하는 새로운 수치적 접근법으로 개발되었다. 이 방법은 일정한 모양의 격자상태를 유지하고 있는 가상의 격자유체(Lattice Gas Cellular Automata)를 만들고, 각 격자점에 존재하는 입자 간의 상호작용에 의한 입자의 확률적 분포를 이용하여 유동을 해석하는 것으로, 이 방정식을 연속체 이론을 따라 전개하면 유체의 유동방정식을 얻을 수 있어, 이 해는 Navier-Stokes 방정식의 해가 된다. LBM은 레이놀즈수가 높지 않은 영역의 해석에 있

어서 Monte Carlo Cellular Automata법에 비해 해석 효율이 더 우수하다는 평가를 받고 있으며, 최근에는 Chen과 Doolen[1]에 의해서 개발된 한 격자점에서 9개의 방향을 갖는 사각형 모델(D2Q9)이 2차원 유동해석에 주로 이용되고 있다. 또한 LBM은 병렬처리와 3차원 확장이 용이하며, 현재 Knudsen 수가 0.01 보다 큰 미세 공간에서 회박기체의 유동해석, 다공질 특성해석 그리고 이상유체의 유동해석 뿐만 아니라 그 밖의 여러 가지 해석에 적용이 시도되고 있으며, 거시 및 미시적 유동장의 해석에 적용이 가능한 다중계(Multi-Scale)해석법으로 그 적용분야가 한층 더 넓어지고 있다.

하지만 LBM은 2차원의 경우 정사각형 또는 정육각형 형태의 가상의 격자유체를 이용하여 해석하는 것으로 불규칙하고 복잡한 형상을 가지고 있는 계산영역에 대한 해석에 있어서, 그 형상을 계단형태의 근사적 형상으로 표현해야 한다는 단점을 가지고 있다. 이를 극복하기 위한 방법으로 유한체적

접수일: 2006년 8월 10일, 심사완료일: 2006년 9월 5일.

1 경기대학교 일반대학원 기계공학과

2 정회원, 경기대학교 기계공학과, 부교수

\* Corresponding author E-mail: pius@kyonggi.ac.kr

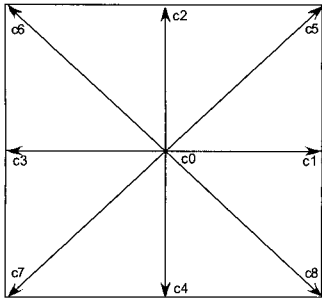


Fig. 1 The velocity space of the 9 velocity model(D2Q9)

법이나 유한요소법을 이용한 LBE(Lattice Boltzmann Equation)의 해석법(FVLBM, FELBM)이 개발되고 있다. LBE는 입자의 운동에너지를 표현한 방정식으로 유한체적법이나 유한요소법에 이를 적용하기 위해서는 LBE를 Eulerian 관점의 3개 방정식 즉 Pre-Streaming, Streaming 그리고 Collision을 나타내는 방정식으로 분리하여 해석을 수행하여야 한다. 또한 Eulerian 관점에 의해서 표현된 각각의 방정식은 계산영역에 구성된 각 격자요소에 대한 이산화식에 의한 선형대수행렬식의 해를 구함으로써 격자점에서 입자의 확률적 분포를 수치적으로 구하게 된다. 이 방법은 선형대수행렬식의 해를 구하는 과정에서 막대한 해석시간이 요구되며, 병렬처리에 있어서도 영역분할 등에 따르는 코드 제작의 복잡성으로 LBM 자체가 가지고 있는 장점을 희석시키는 요인이 된다.

단순한 해석과정과 병렬처리의 용이성 등 LBM의 장점을 그대로 유지하면서 복잡한 형상의 장애물을 포함한 계산영역의 해석을 수행할 수 있는 새로운 경계처리법의 개발은 LBM의 단점을 보완할 수 있는 최선의 해결책으로 판단된다. 이 경계처리법은 정사각형 격자로 구성된 계산영역 내부에 복잡한 형상의 고체 장애물이 존재하는 경우, 이 고체 벽면에 반사조건(Bounce Back condition)을 적용하기 위한 것으로 그 형상에 의해서 나타나는 유동현상 뿐만 아니라 장애물의 자유로운 운동을 모사 할 수 있다는 장점을 가지고 있다. 이와 관련된 연구로는 정사각형이나 정육각형의 격자점 중 고체 벽면에 근접한 유동 격자점에 고체 벽면에 의해서 나타나는 영향을 고려한 Lallemand[2]와 Renwei[3]가 제시한 경계처리법이 있다. 이 두 방법 모두 고체 벽면의 근접 격자점을 보정하는 것으로 Renwei는 유동장에 존재하는 고체 장애물 내부에 위치한 경계 근접 격자점에 장애물에 의해서 나타나는 영향을 고려한 가상의 입자분포함수값을 경계값으로 나타내고 있다. 반면에 Lallemand는 고체 장애물에 근접한 유체 격자점에 입자분포함수값을 보간법을 이용하여 보정하는 방법을 제시하고 있다. 이 두 방법을 이용한 해석은 기존의 해석 결과와 잘 일치하지만 2차원 해석과 3차원 해석에 차이를 보이고 있

며, 특히 Lallemand가 제시한 방법은 유동장에 위치한 벽면 근접 격자점에서 Streaming과정 수행 전의 입자분포함수값으로부터 Streaming 이 후의 값을 미리 예측해야 하며, 유동장 전체에 대하여 이루어지는 Streaming 과정에서 예측 처리된 경계를 배제시켜야 하는 어려움이 있다.

이 연구는 기존에 제시된 두 가지 경계처리법의 문제점을 보완하기 위하여 Lallemand와 Renwei가 제시한 방법을 융합한 새로운 경계처리법으로 유동장 내에 위치한 복잡한 형상의 장애물에 의해 나타나는 유동현상을 장애물 내부 격자점 중 경계 근접 격자점의 유동장 방향 입자분포함수를 결정하는 방법으로 Streaming 과정 이전의 분포함수 값으로부터 장애물 경계 근접 내부 격자점에 형상과 장애물의 운동을 고려한 입자분포함수값을 결정하는 것이다. 따라서 유동장 전체의 Streaming 과정에서 장애물 근접 유동장의 격자점을 배제할 필요가 없으며 또한 경계처리를 하는 격자점과 근접한 유체 격자점 방향의 모든 입자분포함수를 결정하므로 3차원으로 확장하는 데에서 나타나는 부가적인 오차는 없다. 이 처리법을 이용하여 두 평판사이에 놓인 원형실린더 주위 유동해석을 수행하여 원형실린더의 위치에 따라 발생하는 공력특성을 수치적으로 도출했으며, 이 결과를 기존의 결과와 비교하여 개발된 경계처리법의 신뢰도를 간접적으로 검증하였다.

## 2. LBM 유동해석법

LBM은 계산영역을 정사각형의 조밀한 격자로 구성하고, 매 시간 스텝마다 간섭과 이동에 의한 입자의 확률적 분포를 계산하여 이 분포로부터 유체의 속도와 밀도를 계산하는 것으로 그 이론 및 일반적인 경계조건은 다음과 같다.

### 2.1 Lattice Boltzmann Method

LBM을 이용한 2차원 유동해석을 위하여 계산영역에 정사각형 모양의 격자(D2Q9)를 생성하고, 각 격자점에 격자노드를 설정하여 이 노드의 위치를  $\vec{r}_i$ 로 설정 하였다. 여기서  $i$ 는 각 노드에서 입자가 이동할 수 있는 방향으로 이 연구에서 적용한 D2Q9 격자의 경우 Fig. 1에서처럼 아홉 개의 방향을 나타낸다. 각 격자노드에서의 입자밀도분포를  $f_i$ 로 정의하였으며 이 입자밀도분포는 이동(Streaming)과 입자간 간섭(Collision)과정에 의해서 계산된다. 이동과정은 격자점에 설정된 9개의 방향으로 구분하여 계산된 입자밀도분포( $f_i$ )를 각 방향( $\vec{r}_i$ )에 근접한 격자점( $\vec{r}_i + \vec{c}_i$ )으로 이동시키는 과정이며, 입자간 간섭과정에서는 국소적 평형상태의 입자밀도를 계산하고, 이를 보정하는 완화과정(Relaxation)이 수행된다. 매 시간 스텝마다 Navier-Stokes 방정식에서 나타나는 물리량 즉 속

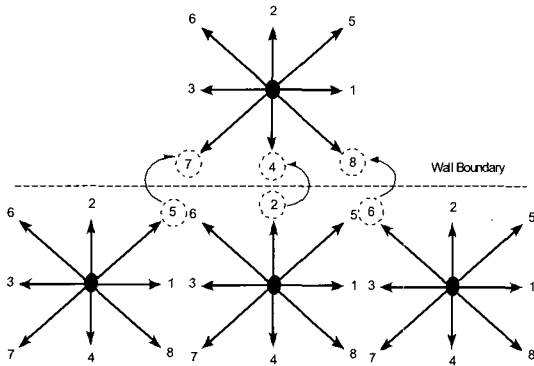


Fig. 2 Wall boundary condition

도, 밀도, 압력이 입자밀도분포로부터 계산된다. 여기서 질량 밀도,  $\rho$ , 와 운동량 밀도는 입자밀도분포함수  $f_i(x,t)$  의 합으로 정의된다.

$$\rho(x,t) = \sum_i f_i(x,t) \tag{1}$$

$$\rho(x,t)\vec{v}(x,t) = \sum_i c_i f_i(x,t) \tag{2}$$

이 연구는 2차원 해석으로 9개의 방향을 갖는 D2Q9격자에 Bhatnagar-Gross-Krook(BGK)에 의한 완화법을 적용하여 입자 밀도분포를 계산하였으며, 그 식은 식 (3)과 같다.

$$f_i(t + \Delta t, \vec{r}_i + \vec{c}_i) = f_i(t, \vec{r}_i) + \Delta t_i \tag{3}$$

$$\Delta t_i = \frac{1}{\tau} (f_i^{eq} - f_i)$$

여기서  $f_i^{eq}$ 는 평형상태의 입자밀도분포를 나타내는 것으로 그 식은 다음과 같다.

$$f_i^{eq} = \rho w_i \left( 1 + \frac{c_{ia} u_a}{C_s^2} + \frac{Q_{iab} u_a u_b}{2C_s^4} \right) \tag{4}$$

$$Q_{iab} = c_{ia} c_{ib} - C_s^2 \delta_{ab} \tag{5}$$

$$w_i = \frac{4}{9} \text{ for } i = 0 \tag{6}$$

$$= \frac{1}{36} \text{ for } i = 1, 2, 3, 4$$

$$= \frac{1}{9} \text{ for } i = 5, 6, 7, 8$$

또한  $\tau$ 는 입자간 충돌완화시간을 나타내는 것으로 점성계수와 관계는 다음과 같다.

$$\nu = C_s^2 \left( \tau - \frac{\Delta t}{2} \right) \tag{7}$$

여기서  $C_s$ 는 음속이고, D2Q9 격자 모델에서  $p=c^2\rho/3$  인 관계로부터 격자유체에서의 음속은 식 (8)과 같다.

$$C_s = \sqrt{\frac{dp}{d\rho}} = \frac{c}{\sqrt{3}} \tag{8}$$

### 2.2 경계 조건

LBM을 이용한 해석에서 경계조건의 설정은 가장 중요한 요소 중의 하나로 여러 연구자들에 의해서 개발되고 있는 분야이다. LBM에서 경계조건은 기존의 수치 해석법에서 적용하는 방법과는 달리 기존 조건을 그대로 사용할 수 없다. 유동해석을 위한 경계조건은 일반적으로 유체와 고체 벽면 사이에 적용되는 벽조건, 유동장 입구의 속도와 밀도를 일정한 값으로 설정하는 입구 조건과 입자밀도분포를 근접 격자노드의 값으로 적용하는 Farout 출구 조건, 입구와 출구가 서로 연결된 상태를 나타내는 Periodic 조건, 고체 벽면에서 점착조건을 유도하는 반사조건 그리고 상대적으로 규모가 큰 풍동을 모사한 풍동 조건이 있다.

이들 조건 중 가장 간단하게 적용할 수 있는 경계조건은 Periodic 조건으로 이를 적용한 한 쌍의 경계에 출구에 위치한 격자노드 중 유동장 외부방향의 값을 입구와 근접한 격자노드의 유동장 외부방향의 값으로 적용하고, 입구 Periodic 경계에도 같은 방법으로 적용하는 것이다. 유체와 접하고 있는 고체 벽면에는 Fig. 2에서 보는 것과 같이 입자밀도분포 값을 반사시키는 반사(Bouncing back) 조건이 적용된다.

이 조건은 고체 벽에 의해서 입자가 반사되는 것을 모사한 것으로 벽에 충돌한 입자를 충돌방향으로 되돌리는 조건이다. 특히 고체 벽면을 격자의 노드와 노드사이에 위치시킬 경우 2차의 오차 차수를 갖게 되며 이 반사 조건은  $Kn \ll 0.01$  유동, 즉 연속체 영역에서 점착조건으로 표현되지만  $Kn > 0.01$  마이크로 또는 나노 영역에서는 LBM의 운동학적 특성으로 인하여 미끄럼 조건으로 표현할 수 있다.

특히 반사조건은 고체 벽면에 위치한 격자점에 적용되는 조건으로 LBM을 이용한 유동해석 중 유동장 내부에 위치한 복잡한 형상의 장애물 주위의 유동해석에서 그 장애물 형상은 구성된 격자를 고려한 계단형의 근사적 형상으로 표현하여 해석이 수행되었다. 장애물의 형상이 원이나 타원형, 삼각형 등 단순한 형상의 경우에는 계단형으로 그 형상을 표현하고, 그 경계에 위치한 격자점에 반사조건을 적용하여 장애물 주위의 유동을 해석할 수 있다. 하지만 일반적으로 산업체에서 적용되는 장애물의 형상은 복잡한 형상을 가지고 있는 것이 대부분이며 이런 형상을 계단형으로 모사한다는 것은 많은 수의 격자점이 요구되고, 적은 수의 격자점을 이용하는 경우에는 복잡한 형상이 단순화 되어 형상에 따라 나타나는 유

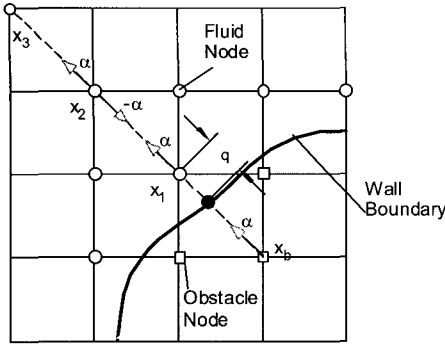


Fig. 3 Layout of the regularly spaced lattices and curved wall boundary

동현상이 정확하게 모사되지 않는다. FELBM을 이용하는 경우 복잡한 형상에 대한 모사가 용이하지만 계산과정이 복잡해지며 LBM의 장점이 희석되고 특히 이동하는 물체에 대한 모사에는 격자의 형상의 변형이 수반되어야하며, 물체의 이동 거리가 큰 경우, 격자생성과정이 필요하여 해석시간에 큰 영향을 준다.

### 2.3 점착경계 처리법

고체벽면에 점착조건은 LBM에서는 Bounce-Back조건으로 표현하며, 이 경계조건에 의해서 고체 장애물에 의한 유동의 영향이 모사된다. 항상 일정한 모양의 격자를 이용해야 하는 LBM해석은 유동장에 위치한 고체의 경계 역시 격자점과 일치시켜야하며, 이러한 제한성 때문에 장애물 형상을 근사적으로 표현할 수 밖에 없다. 이를 극복하기 위한 방법으로 이 연구에서는 일정한 형상의 정렬격자로 구성된 계산영역에 장애물의 형상에 의해서 나타나는 유동의 영향을 경계처리법으로 모사하는 방법을 제시한다. Fig. 3에서 일정한 모양으로 구성된 유동장에 복잡한 곡선의 경계를 갖는 장애물의 경계를 보여주고 있다. 여기서 굵은 선으로 나타낸 것이 장애물의 외형을 나타내며, 격자점에 채워진 원형 점으로 표시된 점은 입자와 장애물의 충돌이 예상되는 점이며, 빈 원형 점은 유체영역에 위치한 격자점 그리고 빈 사각 점은 장애물 내부에 위치한 격자점을 나타낸다. 입자의 Bounce-Back은 격자와 격자 사이에 위치한 장애물의 경계에서 발생하게 되며 이 Bounce-Back 현상을 도시한 것이 Fig. 4 이다. Fig. 4에서 보는 것과 같이 장애물경계와 격자점사이의 거리의 비인  $q$ 가  $q < 0.5$ 인 경우  $\vec{x}_1$ 의 격자점에 위치한  $-\alpha$  방향의 분포함수,  $f_{-\alpha}(\vec{x}_1)$ ,가 장애물 경계와 충돌한 후  $\vec{x}_1$ 으로부터  $\alpha$  방향으로  $(1-2q)$ 만큼 떨어진 위치에 도달하게 된다. 따라서 Bounce-Back에 의한 Streaming 과정으로  $\vec{x}_v$  위치에서의 분포함수  $f_a(\vec{x}_v)$ 의 값은  $f_{-\alpha}(\vec{x}_1)$ 이라고 할 수 있다. 같은 방법으

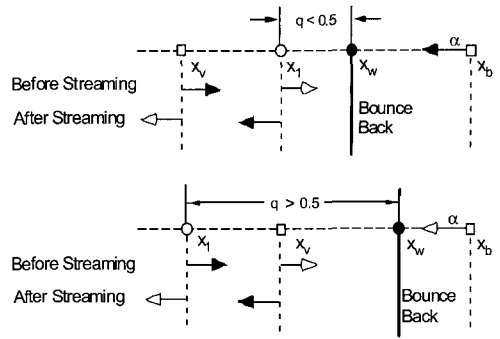


Fig. 4 Illustration of the boundary conditions for an obstacle wall located arbitrarily between two node sites in one dimension

로  $\vec{x}_v$ 에서의 분포함수값  $f_{-\alpha}(\vec{x}_v)$ 는 장애물 경계와 충돌 후  $\vec{x}_1$ 의 위치에 도달하여,  $f_a(\vec{x}_1)$ 의 분포함수값을 갖게 된다. 하지만  $\vec{x}_v$ 는 계산영역에 설정된 격자점과 일치하지 않으므로, 이 점에서의 분포함수 값,  $f_{-\alpha}(\vec{x}_v)$ 를  $\vec{x}_1, \vec{x}_2, \vec{x}_3$  위치에서의  $f_{-\alpha}$  값으로부터 2차 보간법을 적용하여 계산하며, 이 과정은 다음과 같다.

$$f_a(\vec{x}_1 + \delta\vec{x}) = f_{-\alpha}(\vec{x}_v) \quad (9)$$

$$f_a(\vec{x}_v + \delta\vec{x}) = f_{-\alpha}(\vec{x}_1) \quad (10)$$

여기서  $\delta\vec{x}$ 는 입자의 이동위치를 나타내며,  $q < 0.5$ 일 경우에 Bounce-Back Streaming 과정이 발생하기 전,  $\vec{x}_v$ 에서의 분포함수값을 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$f_{-\alpha}(\vec{x}_v) = \frac{q(1+2q)f_{-\alpha}(\vec{x}_1) + (1-4q^2)f_{-\alpha}(\vec{x}_2) - q(1-2q)f_{-\alpha}(\vec{x}_3) + 3w_\alpha(\vec{c}_\alpha \cdot \vec{u}_w)}{q(1+2q)} \quad (11)$$

식 (9)와 식 (11)으로부터  $\vec{x}_v$  위치에서의  $-\alpha$  방향의 분포함수값은  $\vec{x}_1$  위치의  $\alpha$  방향의 분포함수값이 된다. 격자 사이의 거리와 장애물의 경계의 거리의 비인  $q$ 가  $q \geq 0.5$ 인 경우도 Fig. 4에 도시된 것과 마찬가지로  $\vec{x}_1$ 와  $\vec{x}_v$  격자점 사이에 위치한 가상의 격자점  $\vec{x}_v'$ 에 입자분포함수  $f_a$ 를 포함한  $\vec{x}_v, \vec{x}_2$  그리고  $\vec{x}_3$ 의 격자점에서의 분포함수 값으로부터 2차 보간법으로  $f_a(\vec{x}_1 + \delta\vec{x})$ 를 계산하면 식 (12)과 같다.

$$\tilde{f}_a(\vec{x}_1) = \frac{1}{q(2q+1)} \tilde{f}_a(\vec{x}_v) + \frac{2q-1}{q} \tilde{f}_a(\vec{x}_2) - \frac{2q-1}{2q+1} \tilde{f}_a(\vec{x}_3) + \frac{3w_\alpha}{q(2q+1)} (\vec{c}_\alpha \cdot \vec{u}_w) \quad (12)$$

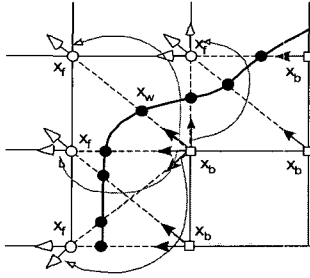


Fig. 5 Streaming process between nodes in fluid and solid sites

식 (12)의 분포함수  $\widehat{f}_\alpha(\vec{x}_t)$ 는 Streaming이 발생한 후의 분포함수값으로 이 함수 값을 Streaming이 발생하기 이전의 값으로 표현할 수 있으며 식 (11)의  $f_{-\alpha}(\vec{x}_t)$ 는 Streaming이 발생한 이후 값으로도 나타낼 수 있다. 따라서 Streaming이 발생하기 이전의 값으로 장애물 경계의 벽면과 충돌이 발생한 이후의 값을 나타내면 다음과 같다.

$$\widehat{f}_\alpha(\vec{x}_1) = q(1+2q)f_{-\alpha}(\vec{x}_1) + (1-4q^2)f_\alpha(\vec{x}_2) - q(1-2q)f_{-\alpha}(\vec{x}_3) + 3w_\alpha(c_\alpha \cdot \vec{u}_w) \quad (13)$$

$$\widehat{f}_\alpha(\vec{x}_1) = \frac{1}{q(2q+1)}f_\alpha(\vec{x}_v) + \frac{2q-1}{q}f_\alpha(\vec{x}_2) - \frac{2q-1}{2q+1}f_\alpha(\vec{x}_3) + \frac{3w_\alpha}{q(2q+1)}(c_\alpha \cdot \vec{u}_w) \quad (14)$$

$$w_\alpha = \frac{2}{9} \text{ for } \alpha = 1 \sim 4 \quad (15)$$

$$= \frac{2}{36} \text{ for } \alpha = 5 \sim 8$$

식 (13)과 식 (14)은 두 격자점 사이의 거리와 장애물과 격자점 사이의 거리의 비가  $q < 0.5$ 와  $q \geq 0.5$ 일 때, 장애물에 근접한 유체 격자점인  $\vec{x}_1$ 에서 Bounce-Back Streaming이 발생한 이후의 분포함수값을 나타낸다. 유동장 전체의 Streaming 과정은 유동장에 위치한 각각 격자점에서의 분포함수 값을 켈레위치(Conjugate Site location)의 함수값으로 치환하는 과정이다. 따라서 장애물의 경계에 근접한 유동장의 격자점의 분포함수값도 그 켈레위치의 분포함수 값으로 치환된다. 이들 중 일부의 켈레위치는 Fig. 5에서 보는 바와 같이 장애물 내부의 격자점,  $\vec{x}_b$ 이므로 식 (13)과 식 (14)의 분포함수값을  $\vec{x}_b$  위치의 값으로 대입하여 장애물의 경계에 의한 Bounce-Back을 모사할 수 있다. 따라서 식 (13)과 식 (14)의 분포함수값을  $f_\alpha(\vec{x}_b)$ 로 대입하여 전체 유동장의 Streaming 과정과 고체경계에 의한 Bounce-Back조건을 동시에 만족시킬 수 있다.

$$f_\alpha(\vec{x}_b) = f_\alpha(\vec{x}_f + \delta\vec{x}) = \widehat{f}_\alpha(\vec{x}_f) \quad (16)$$

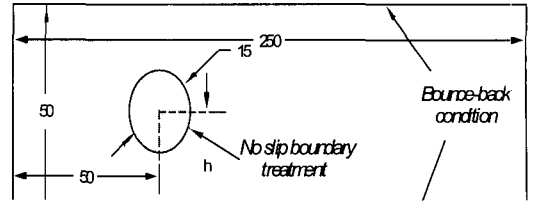
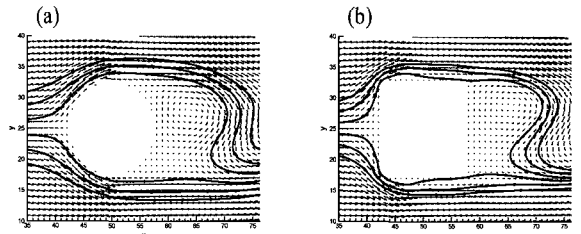


Fig. 6 Calculation domain for the flow over the fixed cylinder obstacle



(a) Re=150, h=25, diameter of the circular obstacle=15 (b) Re=150, h=25, side length of the square obstacle=15

Fig. 7 Velocity vector plot and streamlines near the region of the obstacle

### 3. 해석결과

이 연구에서 제시한 경계처리법을 검증하기 위하여 유동장 내에 위치한 불규칙한 형상의 장애물 주위의 2차원 유동 해석을 수행하였다. 계산영역을 Fig. 6에서 보는 바와 같이 250x50개의 격자를 설정하였으며 지름이 15인 원형 장애물과 한 변의 길이가 15인 정사각형 장애물(50,h)에 위치시켰다. y-방향의 상하면에 Bounce-back조건을 적용하여 평판에 의한 점착조건을 적용하였으며, 입구에 0.1[l.u]의 균일 유속을 갖는 밀도 3.0[l.u]의 유체를 유입시켰다. 출구에서는 Farout조건을 적용하였으며, 장애물의 경계에 점착경계처리법을 적용하여 복잡한 장애물 형상을 모사하였다. 이와 같이 적용한 조건으로부터 Reynolds 수 ( $UD/V$ )를 150으로 설정하기 위하여 점성계수를 0.01로 고정시켰다. 점착경계처리법의 적용에 따라 나타나는 두 개의 다른 형상을 갖는 장애물에 의해 나타나는 유동현상의 차이를 Fig. 7에 나타냈다. 정수의 격자위치를 갖는 격자계에 실수로 표현된 장애물의 형상에 따라 나타나는 장애물 주위의 속도분포와 유선을 통해 장애물의 위치와 크기 형상을 정확하게 확인할 수 있다. 5000시간 스텝이 진행된 이후의 유동장에 나타나는 와홀림(Vortex shedding)의 분포와 유선은 Fig. 8에서 보는 바와 같다. 이 시간은 정상상태에 도달한 시간으로 장애물의 교란에 의한 유동장의 주기적인 진동을 예측할 수 있으며, 유동장에 위치한 장애물의 형상의 차이에서 나타나는 유동현상의 차이를 정확하게 보여주고 있다.

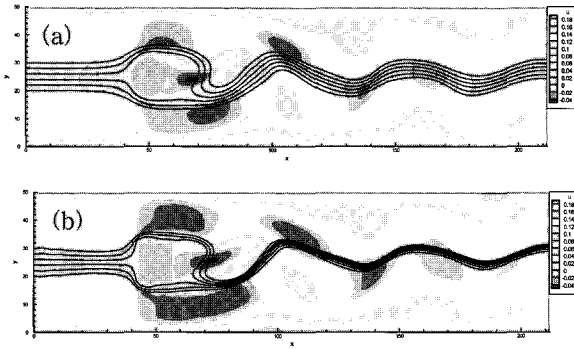


Fig. 8 Contour plots of the velocity and streamlines at 50000 time step. (a)  $Re=150, h=25$ (Center in y-direction) (b)  $Re=150, h=25$ (Center in y-direction)

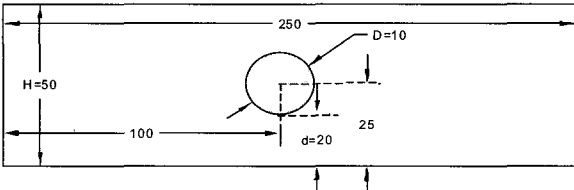


Fig. 9 Calculation domain for the flow over the fixed cylinder obstacle for comparing NSE with LBM

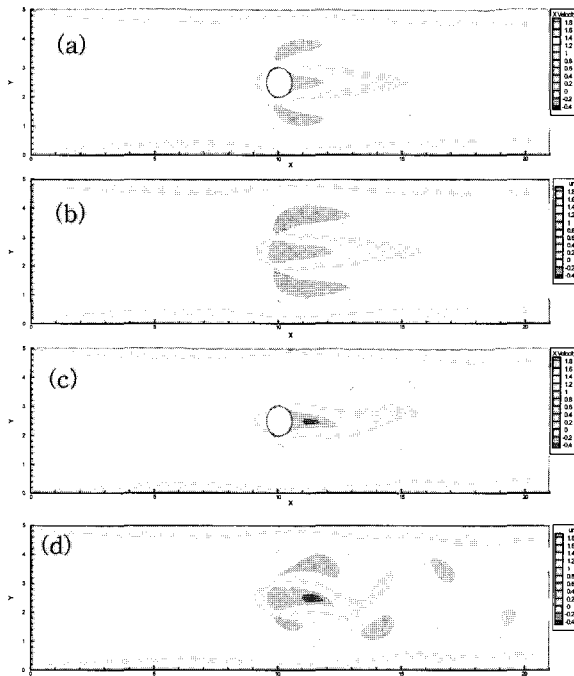


Fig. 10 Contour plot of velocity for  $Re=200$  and  $Re=500$ . (a) and (b) are contour plot of velocity for NSE and LBM for  $Re=200$ . (c) and (d) are contour plot of velocity for NSE and LBM for  $Re=500$ .

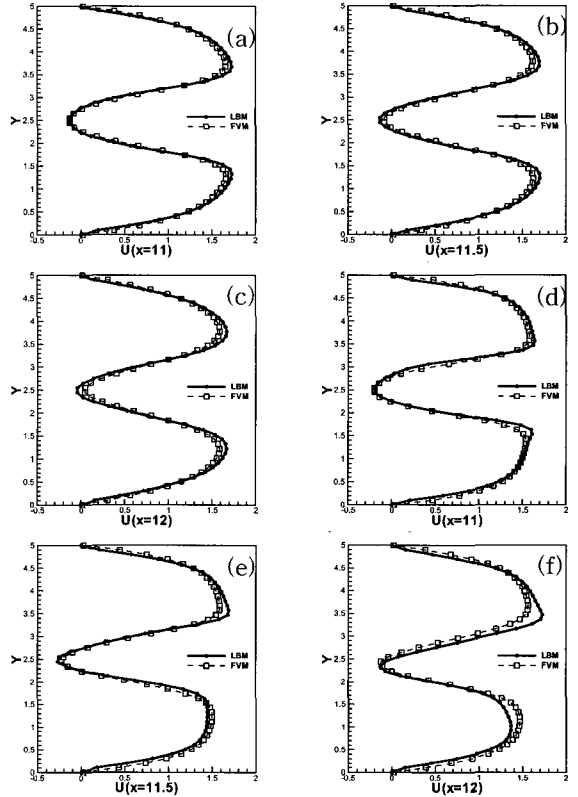


Fig. 11 Compare NSE with LBM of x-direction velocity distribution at  $x=(a)11.0, (b)11.5, (c)12.0$  for  $Re = 200$  and at  $x=(d)11.0, (e)11.5, (f)12.0$  for  $Re = 500$

점착경계처리법을 적용한 LBM 해석의 신뢰도를 검증하기 위하여 유한체적법을 이용한 NSE의 해석을 수행하여 그 결과를 비교하였다. Fig. 9에서 보는 바와 같이 계산영역은 앞의 계산영역과 같은  $(250 \times 50)$ 개의 격자를 설정하였고, 실린더의 지름을 10으로 결정하였다. 장애물은 입구로부터 x축으로 100.5에 위치시켜 충분히 발달된 유동장에 실린더가 위치하도록 하였으며, y축으로 25만큼 떨어진 곳에 그 중심을 위치시켜 장애물과 벽면 사이는  $d=20$ 이 되도록 하였다. 입구에 1.0의 균일 유속을 입구경계조건으로 적용하였으며, Reynolds 수  $(UD/\nu)$ 가 200과 500일 때의 해석을 수행하였다.

NSE의 해석에 적용된 모든 조건은 LBM 해석조건과 일치시켰으나 시간스텝의 경우 각 해석에 적용된 무차원화 과정의 차이로 인하여 일치 시키는 것이 불가능 하였다. 따라서 준주기적 정상상태에서 가시적으로 유사한 분포를 갖는 시간의 해석결과를 비교 하였으며 이를 Fig. 10과 11에 나타내었다. NSE는 연속체역학을 바탕으로 유도된 식으로 그 해도 연속적인 변화를 뚜렷하게 보이고 있지만, LBE(Lattice Boltzmann Equation)는 가상의 격자입자의 이동에 대한 확률적 해석에서

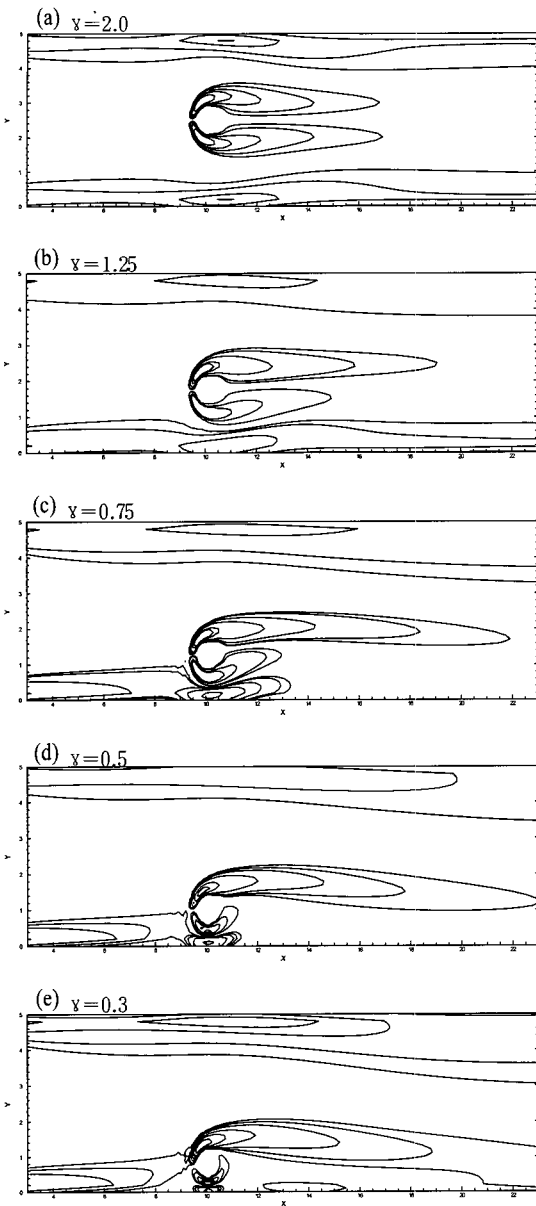


Fig. 12 Steady flow vorticity contours for  $Re=200$ , and (a)  $\gamma=2.0$ , (b)  $\gamma=1.25$ , (c)  $\gamma=0.75$ , (d)  $\gamma=0.5$ , (e)  $\gamma=0.3$

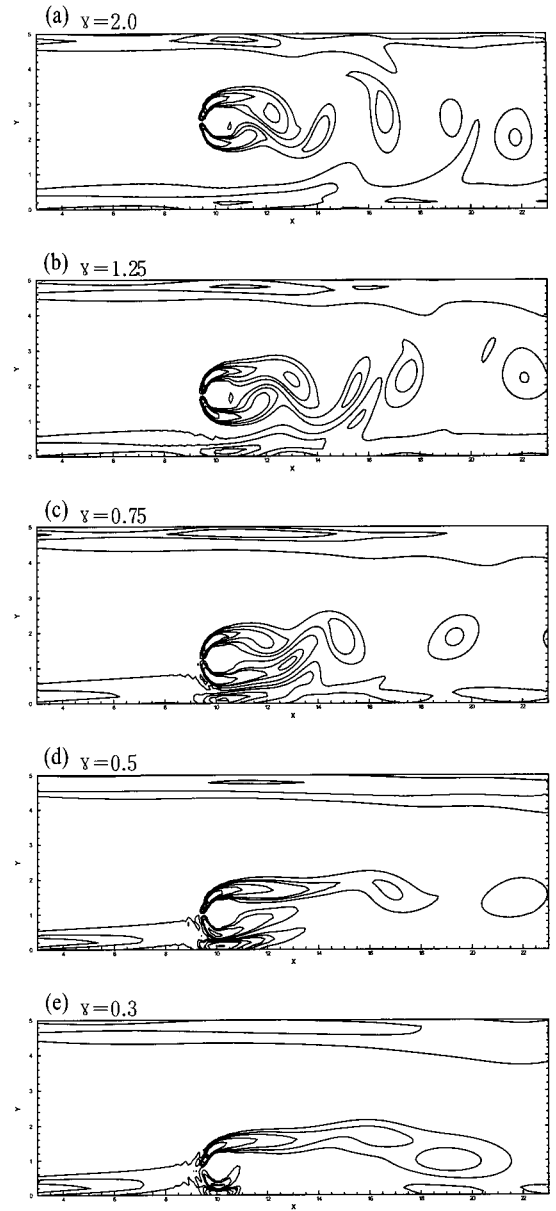


Fig. 13 Unsteady flow vorticity contours for  $Re=500$ , and (a)  $\gamma=2.0$ , (b)  $\gamma=1.25$ , (c)  $\gamma=0.75$ , (d)  $\gamma=0.5$ , (e)  $\gamma=0.3$

비롯된 결과로 이 두 해석의 유동분포가 정확하게 일치하지는 않았다. 따라서 Reynolds 수가 200, 500일 때에 원형실린더 후류 영역인  $x=11.0$ 과 11.5 그리고 12.0 에서의  $x$ -방향 속도분포를 Fig. 11에 비교하여 나타냈다.  $Re=200$ 일 때 두 해석 결과를 살펴보면, 정상상태에서 실린더 후류에서 나타나는 속도분포는 후류 영역 전반에 걸쳐 일치하며, 이는 장애물의 후류에 와플림(Vortex shedding)이 발생하지 않는 유동으로 장애물

에 근접한 후류에서는 일정한 분포를 유지하며 진행하는 것으로 나타났다. 하지만  $Re=500$ 일 때는 후류에 와플림(Vortex shedding)이 발생하는 유동으로 두 해석의 시간스텝의 불일치로 인한 오차로 속도분포에서 다소의 차이를 보이고 있지만 전반적으로 두 해석결과는 일치하는 것으로 나타났다.

두 평판 사이에 놓인 원형실린더 주위의 유동특성해석은 실린더에 의해 후류에 발생하는 와플림(Vortex shedding)이 평

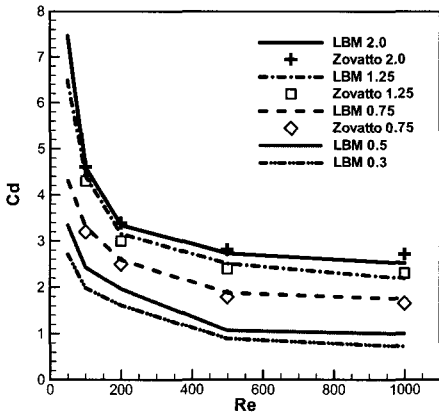


Fig. 14 Mean drag coefficient of LBM dependence on the Reynolds numbers for  $\gamma = 2.0, 1.25, 0.75, 0.5, \text{ and } 0.3$

판에 의해서 생성된 유동과의 간섭에서 나타나는 유동특성과 실린더와 평판사이의 근접거리의 변화에 따라 실린더에 나타나는 공력특성의 변화에 대한 연구를 포함하고 있지만, 그 결과의 중요도에 비해 상대적으로 많이 연구되지 않은 분야이다.

본 연구에서는 두 평판 사이에 놓인 실린더의 위치에 따라 나타나는 유동특성과 실린더의 공력특성을 실린더 벽면에 점착경계처리법을 적용한 LBM해석을 수행하였다. 이들 해석결과를 통하여 벽면과의 거리에 따른 실린더의 공력특성을 밝혔으며 또한 개발된 점착경계처리법의 신뢰도는 Zovatto와 Pedrizzetti의 직접수치모사 결과와 비교를 통하여 검증하였다. 실린더와 평판사이의 거리의 비인 공간매개변수값,  $\gamma = d/H$  와 Reynolds 수의 변화에 따른 실린더 후류의 변화를  $\gamma$  값이 0.3, 0.5, 0.75, 1.25, 2 일 때 Reynolds 수를 50, 100, 200, 500, 1000으로 변화 시켜 유동 해석을 수행하였다. 우선  $Re=200$  일 때  $\gamma$ 값의 변화에 따른 와류의 변화를 Fig. 12에 나타내었다. 와홀림(Vortex shedding)의 발생은  $\gamma$ 값에 따라 다소 차이는 있지만  $200 < Re < 250$ 에서 와홀림(Vortex shedding)이 발생하기 시작하며, 우선 와홀림(Vortex shedding)이 발생하지 않을 때  $\gamma$ 값에 따른 유동특성을 비교해 보았다. 실린더가 한쪽 벽으로 접근해 갈 때 좁아진 실린더와 벽면 사이에서 발생된 와도의 크기가 작아지는 것을 볼 수 있다. 이는 실린더 벽과 근접 평판 사이에 유속이 상대적으로 작으며 이로 인한 작은 속도구배에 의한 것이라는 것을 쉽게 예측할 수 있다. 이런 현상은 실린더가 벽면에 근접 할수록 더 심해지며  $\gamma < 0.3$  일 때, 실린더가 유체의 흐름을 차단시키는 효과가 나타나기 되어 실린더 후류는 마치 벽을 타고 넘어가는 유동의 흐름과 같아지게 된다. Fig. 13에서는  $Re=500$  일 때, 즉 와홀

림(Vortex shedding)이 발생하는 경우의 준주기적 정상상태에서의 와도를  $\gamma$ 의 변화에 따라 보여주고 있다. 실린더가 두 평판의 중앙에 위치하는 경우, 즉  $\gamma=2.0$  일 때 실린더 상부과 하부의 와도가 주기적으로 변하는 모습을 볼 수 있다. 실린더에 의해서 발생된 와도는 상반 대칭적으로 나타나 Karmann 와열의 형태를 가지고 있으며, 상하 벽면의 간섭에 의해 발생되는 2차 와류 역시 규칙적으로 발생한다는 것을 관찰 할 수 있다. 실린더가 한 쪽 벽면에 접근할 때 실린더와 근접벽면 사이에서 발생된 와류는 그 크기가 점차 작아지는 반면에 벽면에 의한 2차 와류의 영향이 크게 나타나기 시작한다. 한쪽 벽면과 실린더 벽 사이의 거리의 비가 0.3일 때는 Reynolds 수가 200일 때와 마찬가지로 실린더가 평판에 부착된 벽과 같은 효과를 주고 있다. 따라서 벽면에서 발생된 와류와의 간섭에 의한 2차 와류가 발생하지 않고, 실린더 상부에 흐르는 유동에 간섭도 작아져 와도의 형상이 실린더 후미로 길게 늘어지는 것을 볼 수 있다. 실린더의 공력특성을 도출하기 위하여 해석 결과로부터 항력계수 값을 계산하였고 이를 기존의 해석결과와 비교하여 해석의 신뢰도를 간접적으로 확인하였다. 실린더 후류에 와홀림(Vortex shedding)이 발생하지 않는 영역, 즉  $Re < 200$ 에서는 정상 상태에서 일정한  $C_D$  값을 갖지만  $Re > 240$ 에서는 와홀림(Vortex shedding)의 발생으로  $C_D$  값 역시 시간에 따라 주기적으로 변하므로 시간 평균값을 계산하여 비교하여 이를 Fig. 14에 나타냈다. 본 연구의 해석결과에 의해서 나타난  $C_D$  값은 Reynolds 수가 증가함에 따라 감소하며,  $Re > 500$ 에서 부터는 거의 일정한 값을 유지하는 것으로 나타났으며 이는 Zovatto와 Pedrizzetti[4]의 결과와도 일치한다.

#### 4. 결 론

LBM은 단순한 해석과정에 의한 고속화, 병렬처리의 용이함 그리고 해석 결과의 높은 정확도를 갖는 장점 때문에 기존의 Navier-Stokes 방정식을 이용한 유동해석을 대체 할 수 있는 유동해석법이다. 하지만 가상의 격자유체를 이용한 해석에 있어서 불규칙하고 복잡한 형상을 가지고 있는 계산 영역에 대한 해석은 그 형상을 계단형태의 근사적 형태로 표현해야 하는 단점을 갖고 있다. 이 연구에서는 정사각형의 정렬 격자로 구성된 계산영역에 불규칙적이고 복잡한 고체 장애물이 있는 경우, 장애물 벽면의 경계에 점착경계처리법을 적용하여 장애물 주위의 유동해석을 수행하였으며, 두 평판 사이에 놓인 실린더의 위치변화에 따른 유동과 공력특성을 계산하여 점착경계처리법을 이용한 LBM 해석의 신뢰도를 검증하였다. 두 평판 사이에 존재하는 원형과 사각 실린더에 대한 유동 해석과 LBM과 NSE를 이용한 해석에 있어서 계산영역



을 원형 실린더 지름의 25배의 길이와 5배의 폭을 갖는 고정된 두 평판 사이로 설정하였고, 원형 실린더를 입구로부터 원형 실린더 지름의 10.05 그리고 공간매개 변수( $\gamma$ )를 0.3~2로 변화시켜 위치시켰다. 실린더 후류에 나타나는 와홀림의 특성을 속도 및 와도분포의 비교를 통해서 해석코드와 경계조건적 적절함을 보였으며, 각 변수의 변화에 따라 나타나는 실린더의 공력특성을 계산하여 이를 기존의 해석결과와 비교하여 경계처리법의 신뢰도를 검증하였다.

공간매개 변수값 0.3~2 일 때에 Reynolds 수를 50에서부터 1000까지 변화 시켜 장애물의 후류에 나타나는 유동 현상을 해석한 결과, 공간매개 변수값에 대해  $200 < Re < 250$  사이에서 와홀림(Vortex shedding)이 발생하기 시작함을 확인 할 수 있었으며, 와홀림(Vortex shedding)이 발생하기 시작하면서부터 실린더의 원점을 지나는 x축을 중심으로 상, 하부에 발생되는 와홀림(Vortex shedding)이 서로 간섭을 일으킨다. 특히  $\gamma=2$ 일 때는 상반 대칭적으로 나타나 Karmann 와열의 형태를 갖는다. 실린더에 의해 발행한 1차 와류는 벽면에서 발생한 와류와 서로 간섭하여 2차 와류가 발생되고, 실린더가 벽면으로 접근할수록 상하부에 발생한 와도의 크기에 차이가 심화된다. 결국  $\gamma < 0.3$ 에서 실린더 후류에 나타나는 유동은 평판위에 놓

인 장애물 후류의 유동현상과 유사해 진다. 실린더의 공력특성을 대표하는 항력계수 값은 Reynolds 수가 증가함에 따라 감소하며,  $Re > 500$ 에서는 거의 일정한 값을 유지하는 것으로 나타났다. 이 결과는 직접수치모사를 통해 얻은 해석결과와 일치하며 이를 통해서 점착경계처리법의 신뢰도를 간접적으로 검증할 수 있었다.

### 참고문헌

- [1] Chen S. and Doolen G., 1998, "Lattice Boltzmann method for fluid flows," *Ann. rev. Fluid Mech.*, Vol.30, p.329-364
- [2] Lallemand P. and Luo L.S., 2003, "Lattice Boltzmann method for moving boundary," *Journal of Computational Physics*, Vol.184. p.406-421
- [3] Renwei Mei, Luo, L.S., Shyy Wei, 2000, "An Accurate Curved Boundary Treatment in the Lattice Boltzmann Method," *ICASE Report*, No.2000-6
- [4] Zovatto L. and Pedrizzetti G., 2001, "Flow about a circular cylinder between parallel walls," *J. Fluid Mech.* Vol.440, p.1-17