

플래핑 평판의 추력발생에 대한 수치적 연구

안상준* · 김용대** · 맹주성*** · 한철희****

Numerical Study of a Flapping Flat Plate for Thrust Generation

Sang-Joon An*, Yong-Dae Kim**, Joo-Sung Maeng*** and Chul-Heui Han****

Keywords : Thrust(추력), Inverse Karman Vortex(역 Karman 와), Heaving Oscillation(히빙진동), Lattice Boltzmann Method(격자 볼츠만법)

Abstract

Insect and birds in nature flap their wings to generate fluid dynamic forces that are required for the locomotion. Most of the previous published papers discussed mainly on the effect of flapping parameters such as flapping frequency and amplitude on the thrust at a fixed Reynolds number. However, it is not much known on the values of the flapping parameters that the flapping wing requires to generate the thrust at the low Reynolds number flow. In this paper, the onset of the thrust generation is investigated using the lattice Boltzmann method. The wake patterns and velocity profiles behind a flat plate in heaving oscillation are investigated for the heaving amplitude of 0.5C. The time-averaged thrust coefficient value is investigated by changing the reduced frequency from 0.125 to 3.0 for three values of heaving amplitude ($h/C=0.25, 0.325, 0.50$). It is also found that the critical Strouhal number over which the flat plate starts to produce the thrust is around 0.1 and the thrust is an exponential function of the Strouhal number.

1. 서론

1500년대 레오나르도 다빈치의 새 날개를 모방한 플래핑 날개의 스케치로부터 시작된 생체 모방학 (biomimetics) 연구는 모방 대상이 새뿐만 아니라 곤충과 물고기, 심지어 미생물에 이르기까지 다양하게 전개되어 왔다[1,2]. 최근 Micro-Electro Mechanical Systems (MEMS) 관련 기술 및 지능형 재료를 이용한 작동기 응용기술의 발전과 함께, 자연에 존재하는 생물체의 실험생물학적 연구결과를 바탕으로, 생체모방로봇을 제작하고 유동가시화 기법을 사용하여 생물체에서 발생하는 유체력과 후류 및 유동장 사이의 상관관계를 밝히는 연구가 진행되고 있다[3-5]. 또한 급속한 컴퓨터 성능향상에 힘입어 전산유체역학 (Computational Fluid Dynamics: CFD)을 사용하여 유체 내에서 비정상 운동을 하는 생물체의 유체력 발생 메커니즘을 규명하려는 연구가 활발히 진행되고 있다.

Jones 등[6]은 에어포일이 임계 plunge 속도 ($k \cdot h$) 값 이상으로 히빙진동할 때 에어포일에서 발생하는 후류형상이 Karman 와열에서 역 Karman 와열로 바뀌면서 유체력이 항력에서 추력이 발생하는 Knoller-Betz 효과를 실험 및 수치연구를 통하여 조사하였다. Lai와 Platzer[7]는 유동가시화 연구를 통하여 진동하는 에어포일에서 발생하는 버섯구름 모양의 후류가 유동의 상류방향을 향하고 있으면 항력이 발생하며, 유동과 수직방향이면 추력이나 항력이 발생하지 않고, 하류방향을 가리

키면 추력이 발생함을 보여주었다. 이들은 또한 동일한 주파수로 진동을 하는 실린더와 에어포일에서 물체하류에서의 속도분포를 비교하여, 에어포일의 후연에서 발생하는 유동불안정성이 추력발생에 주요한 메커니즘임을 언급하였다.

Childress 등[8]은 남극대륙에서 서식하는 Clione이 일정 범위의 레이놀즈수 유동에서 ciliary 및 플래핑 두 가지 운동을 번갈아 사용하는 것을 관찰하였다. 또한, Oseen방정식을 사용하여 동일한 레이놀즈수 유동내에서 임계 Strouhal수 이상으로 진동운동을 할 경우에만 플래핑 운동으로 추력을 발생시킬 수 있음을 보여주었다.

지속 진동운동을 하는 에어포일에서 발생하는 후류 및 추력 사이의 상관관계를 Digital Particle Image Velocimetry (DPIV) 등의 유동계측 방법을 사용하여 연구하기에는 많은 비용이 필요하다. 또한 유한체적법 등의 CFD 해석방법은 에어포일에서 발생하는 후류의 점성소산을 정확히 고려하기 위하여 매 시간간격마다 진동 운동하는 에어포일 주위의 격자를 적절히 변형시켜 주어야 하는 어려움이 있다. 또한 vorticity particle로 유체입자의 운동을 Lagrangian관점에서 기술하는 와법 (Vortex Element Method)의 경우 물체표면에서의 경계조건 처리의 어려움과 레이놀즈 수가 커짐에 따라 증가하는 와의 수로 인한 계산시간의 기하급수적인 증가 문제가 있다. 반면에 기존 micro scale의 저 레이놀즈수 다상유동의 유동해석에 많이 적용되어온 Lattice Boltzmann Method (LBM)는 유체입자의 운동을 Lagrangian관점에서 velocity particle로 기술을 하며, 임의의 격자점을 벽으로 처리할 수 있어, 매 시간간격마다 격자변형을 하지 않아도 된다는 장점이 있다. 또한, LBM의 경우 높은 레이놀즈수 유동에 대해서는 LES개념을 도입하여 계산 가능하

* 한양대학교 대학원, sjan@hanyang.ac.kr

** 한양대학교 대학원, yongdae@hanyang.ac.kr

*** 한양대학교 기계공학부, jsmaeng@hanyang.ac.kr

**** 건국대학교 인공지능 연구센터, timea@hanyang.ac.kr

다. 따라서 본 연구에서는 LBM을 사용하여 히빙진동하는 2차원 평판날개에서 Strouhal 수와 추력발생사이의 상관관계를 밝히고자 하였다.

2. 수치해석

2.1 격자 볼츠만법

BGK 접근법[9,10]으로 충돌 연산자를 단순화한 볼츠만 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{e} \cdot \vec{\nabla} f = -\frac{1}{\tau}(f - f^{eq}) \quad (1)$$

위 식에서의 f 는 단일 입자 분포함수이며, \vec{e} 는 입자의 속도, τ 는 충돌에 의한 완화시간, 그리고 f^{eq} 는 Boltzmann-Maxwellian 평형 분포함수를 나타낸다. 식 (1)의 볼츠만 방정식을 2차원 D2Q9모델[9,10]을 사용하여 이산화 하면 다음과 같은 격자 볼츠만 방정식으로 나타낼 수 있다.

$$f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t + \delta t) - f_i(\vec{x}, t) = -\frac{1}{\tau} [f_i(\vec{x}, t) - f^{eq}(\vec{x}, t)] \quad (2)$$

식(2)의 우변은 충돌 연산자에 의한 입자의 충돌 과정을 나타내고, 좌변은 입자의 이류과정을 나타낸다. 이산속도 \vec{e}_i 는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\vec{e}_i = \begin{cases} c(0,0) & i=0 \\ c(\cos\theta, \sin\theta), & \theta = (i-4)\pi/2 \quad i=1-4 \\ \sqrt{2}c(\cos\theta, \sin\theta), & \theta = (i-4)\pi/2 + \pi/2, i=5-8 \end{cases} \quad (3)$$

여기서 하 첨자 i 는 D2Q9모델의 각 방향에 대한 속도를 의미하며, c 는 격자속도($\delta x / \delta t$), δx 는 격자의 크기, δt 는 시간 간격을 나타낸다. 식(1)의 평형 분포함수 f_i^{eq} 는 다음과 같이 표현된다.

$$f_i^{eq} = w_i \rho [1 + 3 \frac{\vec{e}_i \cdot \vec{u}}{c^2} + \frac{9}{2} \frac{(\vec{e}_i \cdot \vec{u})^2}{c^4} - \frac{3}{2} \frac{\vec{u} \cdot \vec{u}}{c^2}] \quad (4)$$

여기서, w_i 는 weighting factor로 각 격자점에 대하여 다음의 값을 갖는다.

$$w_i = \begin{cases} 4/9, & i=0 \\ 1/9, & i=1-4 \\ 1/36, & i=5-8 \end{cases} \quad (5)$$

거시적 물리량인 밀도(ρ), 속도(\vec{v})는 다음과 같이 입자분포함수로 표현할 수 있다.

$$\rho = \sum_{i=0}^8 f_i \quad (6)$$

$$\vec{v} = \frac{1}{\rho} \sum_{i=0}^8 f_i \vec{e}_i \quad (7)$$

격자 볼츠만 방정식을 Chapman-Enskog 전개[11]에 따라 2차원 밀도의 Navier-Stokes 방정식으로 전개하면, 동점성 계수(ν)와

압력(p)은 다음과 같이 나타난다.

$$\nu = \frac{2\tau - 1}{6} \quad (8)$$

$$p = \rho \cdot c_s^2 \quad (9)$$

여기서 c_s 는 음속 (sound speed) 으로 격자속도 (c)의 식으로 표현된다 ($c_s = c/\sqrt{3}$).

2.2 이동경계조건

본 연구에서 사용한 2차원 평판은 정현파의 주기로 격자 사이를 단위시간 간격에 대해 단위격자의 실수 배로 이동을 한다. 매 시간간격 움직이는 평판의 표면에 적용하는 경계조건으로 D2Q9 모델에 이동경계조건[12]을 적용하였다. 이동경계조건은 LBM에서 고체면에 적용하는 점착조건중, bounce-back 조건에서 9개 입자 각각의 방향에 대해 격자와 벽과의 거리(q)를 고려하여 다음과 같이 적용한다.

$$f_i(\vec{x}, t) = q(1+2q)f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t) + (1-4q^2)f_i(\vec{x}, t) - q(1-2q)f_i(\vec{x} - \vec{e}_i \delta t, t) + 3w_i(\vec{e}_i \cdot \vec{u}_w), \quad q < \frac{1}{2} \quad (10a)$$

$$f_i(\vec{x}, t) = \frac{1}{q(2q+1)}f_i(\vec{x} + \vec{e}_i \delta t, t) + \frac{(2q-1)}{q}f_i(\vec{x} - \vec{e}_i \delta t, t) - \frac{(2q-1)}{(2q+1)}f_i(\vec{x} - 2\vec{e}_i \delta t, t) + \frac{3w_i}{q(2q+1)}(\vec{e}_i \cdot \vec{u}_w), \quad q \geq \frac{1}{2} \quad (10b)$$

여기서 f_i 는 \vec{e}_i ($\equiv -\vec{e}_i$)의 속도로 이동하는 입자의 분포함수이며, \vec{u}_w 는 평판의 이동 속도이다. 또한 이 때 사용되는 weighting factor는 다음과 같다.

$$w_i = \begin{cases} 2/9, & i=1-4 \\ 2/36, & i=5-8, \end{cases} \quad (11)$$

2.3 해석모델 및 무차원 변수들

본 연구에서 계산에 사용한 모델을 Fig. 1에 나타내었다. 길이 C 의 평판이 일정 속도(U)의 자유흐름 내에서 y 축에 대해 $y = h \sin 2\pi ft$ 의 함수형태로 히빙진동을 하며, 여기서 h 는 진폭을 f 는 진동주파수를 나타낸다. 계산결과는 플랩핑 주파수 ω , chord 길이 C , 자유흐름속도 U 로 이루어진 무차원수 (환원주파수)로 나타내었다.

$$k = \frac{\omega \cdot C}{2U} \quad (12)$$

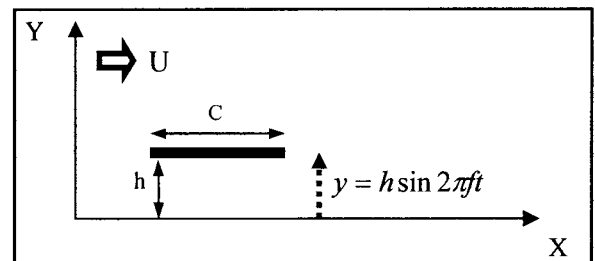


Fig. 1 Nomenclature of the present calculation.

Jones등[6]은 진동하는 에어포일이 임계 플런지속도 ($k \cdot h$)이상에서 추력을 발생시킴을 보여 주었다. 이 플런지속도와 유사한 개념의 무차원수로 St_a 를 다음과 같이 정의한다[13].

$$St_a = f \cdot h / U \quad (13)$$

추력(T)은 평판을 둘러싼 제어면에 대한 운동량 보존법칙을 적용하여 계산한다[6]. 본 연구에서는 평판에서 후류방향으로 chord길이 만큼 떨어진 곳에서 계산한 X방향 속도분포와 자유흐름속도 사이의 속도차이를 이용하였으며, 추력 및 시간평균 추력계수를 다음과 같이 나타내었다[6].

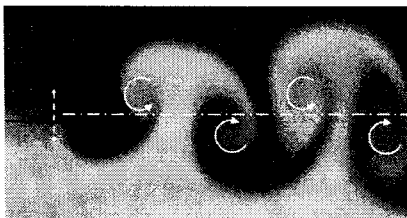
$$T = \rho \int_{-\infty}^{\infty} u(y)[u(y) - U]dy \quad (14)$$

$$\bar{C}_t = \frac{\bar{T}}{(\frac{1}{2} \rho U^2) \cdot C} \quad (15)$$

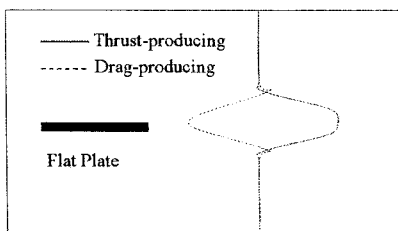
3. 결 과

본 연구는 고정된 레이놀즈 수 ($Re=73$)에 대해, 히빙 운동을 하는 평판의 진폭과 진동 주파수가 추력특성에 미치는 영향을 조사하였다.

Fig. 2는 히빙 진폭 (h/C)이 0.5, 히빙 환원 주파수 (k)가 1.25일 때 평판의 하류에 발생한 후류형상을 나타내고 있다. 그림에서 알 수 있듯이 평판의 하류에서 역 Karman 와의 형태가 나타나고 있다. 참고문헌 [6,7]에 의하면, 히빙진동운동을 하는 평판에서 추력이 발생할 경우 평판 하류에서의 후류형상은 Fig. 2(a)와 같은 pattern을 나타내며, 이때 평판 뒤에서의 한주기 동안 시간평균한 속도분포는 Fig. 2(b)에 나타난 thrust-producing 속도분포 형상으로 나타난다. 반면에 항력을 발생시키는 평판 하류에서는 Fig. 2(b)의 drag-producing 속도분포 형상으로 나타난다.

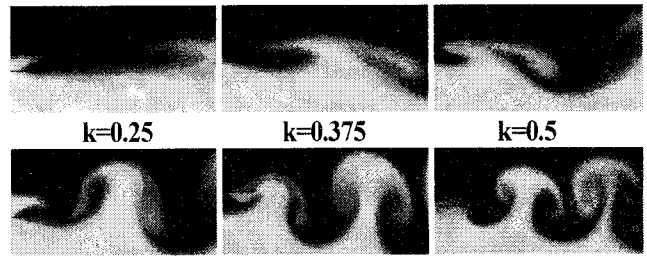


(a) Inverse Karman vortex street($h/C=0.5, k=1.25$).

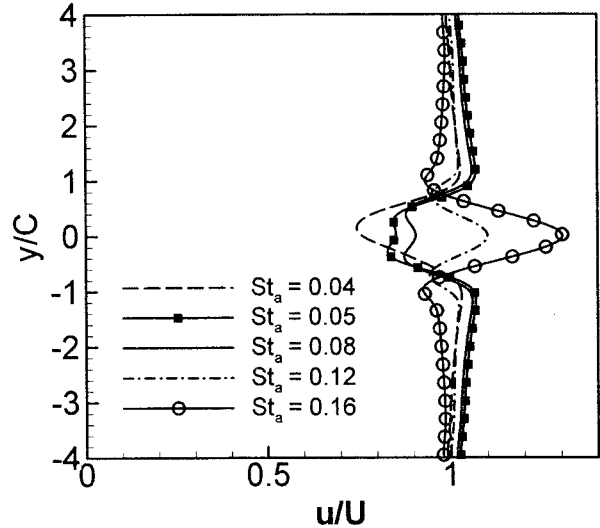


(b) Drag- and thrust-producing velocity profiles [6].

Fig. 2 Inverse Karman vortex street, drag- and thrust-producing velocity profiles.



(a) Wake patterns behind flat plate.

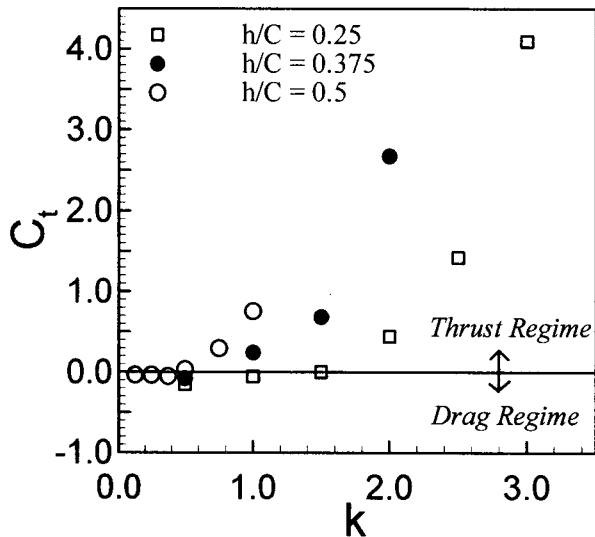


(b) Velocity profiles at the chord length after plate.

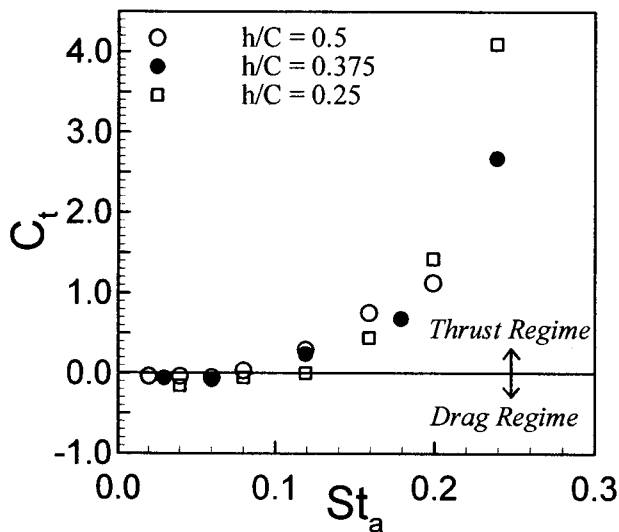
Fig. 3 Wake patterns and velocity profiles for various Strouhal numbers at $h/C=0.5$.

Fig. 3은 고정된 레이놀즈 수 ($Re=73$) 유동 내에서 평판이 $h/C=0.5$ 의 진폭으로 히빙진동운동을 할 때, 환원진동수 (k)값의 변화가 후류형상 및 속도분포에 미치는 영향을 나타낸 그림이다. Fig. 3(a)에서 $k=0.75$ ($St_a=0.12$)에서부터 후류의 형상이 Fig. 2(a)의 후류형상과 같이 버섯구름 모양의 역 Karman 와열로 나타나기 시작했으며, 속도분포도 Fig. 3(b)에 나타난 바와 같이 drag-producing에서 thrust-producing의 형상으로 바뀌기 시작한다. 따라서 히빙진폭값이 $h/C=0.5$ 일 때, 추력이 발생하기 시작하는 임계 Strouhal 수는 약 0.12임을 알 수 있다.

Fig. 4는 히빙진폭 (h/C)가 0.25, 0.375, 0.50인 세가지 경우에 대하여 환원주파수 (k)값을 0.125에서 3.0의 범위로 변화시켰을 때 평판에 나타나는 유체력을 시간평균 추력계수 값으로 나타낸 그림이다. Fig. 4(a)에 나타난 바와 같이 일반적으로 평판이 히빙진동운동을 할 때 히빙진폭 및 히빙진동주파수 두 개의 파라미터가 추력발생에 큰 영향을 미칠 수 있다. 그러나 Fig. 4(b)에 나타난 바와 같이 히빙진동운동을 하는 평판에서 발생하는 추력발생은 히빙진폭과 히빙진동 주파수의 곱인 플런지 속도 ($k \cdot h$)[6] 또는 본 연구에서 사용한 Strouhal 수의 함수로 나타낼 경우 하나의 일관된 경향을 얻을 수 있다. 또한, Fig. 4(b)에 나타난 바와 같이 임계 Strouhal수가 약 0.1의 값으로 나타나며, 본 연구에서 계산한 Strouhal 수 범위 내에서 추력은 Strouhal 수의 지수함수 형태로 증가한다.



(a) Thrust coefficient for reduced frequency with different amplitudes.



(b) Thrust coefficient for Strouhal number.

Fig. 4 Time-averaged thrust coefficient variations with the change of the Strouhal number.

4. 결론

격자볼츠만법 (LBM)에 이동경계조건을 고려하여 고정된 레이놀즈 수 ($Re=73$)에서 히빙진동운동을 하는 평판의 추력특성을 연구하였다.

히빙진폭 (h/C)을 0.5로 고정시키고, 환원주파수 (k)를 0.125에서 3.0까지 변화시키며 평판의 하류에서 발생한 후류형상 및 시간평균 속도분포를 계산하였다. 계산결과 $St_a=0.12$ ($k=0.75$)이상의 진동주파수에서부터 역 Karman 와열의 후류형상과 thrust-producing 시간평균 속도분포가 나타났다.

히빙진폭(h/C)를 0.25, 0.325, 0.50의 세가지 경우로 변화시키고, 환원주파수(k)를 0.125에서 3.0까지 변화시키며, 평판 하류

에서 코드길이만큼 떨어진 곳에서의 속도분포를 사용하여 한 주기 동안의 시간평균 추력특성을 계산하였다. 계산결과 $St_a \sim 0.1$ 이상에서 추력이 발생하기 시작했으며, 추력은 임의의 고정된 레이놀즈 수에 대하여 St_a 의 지수함수 형태로 표현이 가능하다.

향후 다양한 레이놀즈 수에 대하여 추력이 발생하는 Strouhal 수를 파악할 경우, 생체모방로봇의 설계에 적용가능한 날개짓 진폭 및 진동 주파수관련 설계자료로 활용가능할 것이다.

참고문헌

- [1] Lighthill, M. J., 1970, "Aquatic Animal Propulsion of High Hydromechanical Efficiency," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 44, pp. 265-301.
- [2] Philips, P. J., East, R. A., and Pratt, N. H., 1981, "An Unsteady Lifting Line Theory of Flapping Wings with Application to the Forward Flight of Birds," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 112, pp. 97-125.
- [3] Rozhdestvensky, K. V. and Ryzhov, V. A., 2003, "Aerohydrodynamics of Flapping-Wing Propulsors," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 39, 2003, pp. 585-633.
- [4] Ho, S., Nassef, H., Pornsinsirak, N., Tai, Y-C., and Ho, C-M., 2003, "Unsteady Aerodynamics and Flow Control for Flapping Wing Flyers," *Progress in Aerospace Sciences*, Vol. 39, pp. 635-681.
- [5] Wang, Z. H., "Dissecting Insect Flight," *Annual Review of Fluid Mechanics*, Vol. 37, 2005, pp.183-210.
- [6] Jones, K. D., Dohring, C. M., and Plazer, M. F., 1998, "Experimental and Computational Investigation of the Knoller-Betz Effect", *AIAA Journal*, Vol. 32, No. 7, July, pp. 1240-1246.
- [7] Lai, J. C. S., and Platzer, M. F., 1999, "Jet Characteristics of a Plunging Airfoil," *AIAA Journal*, Vol. 37, No. 12, pp. 1529-1537.
- [8] Childress, S., and Dudley, R., 2004, "Transition from Ciliary to Flapping Mode in a Swimming Mollusc: Flapping Flight as a Bifurcation in Re_ω ," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 498, pp. 257-288.
- [9] Koelman, J.M.V.A, 1991, "A Simple Lattice Boltzmann Scheme for Navier-Stokes Fluid Flow," *Eruophys. Lett.*, Vol. 15, No. 6, pp.603-607.
- [10] Qian, Y.H., D.d'Humieres, and P. Lallemand, "Lattice BGK Models for Navier-Stokes Equation," *Europhys. Lett.*, Vol. 17, No. 6, pp. 479-484.
- [11] Chapman, S., 1916, "On the Law of Distribution of Molecular Velocities, and on the Theory of Viscosity and Thermal Conduction, in a Non-uniform Simple Monatomic Gas," *Philosophical Transactions of Royal Society of London*, Vol. A216, pp. 279-348.
- [12] Lallemand, P., and Luo, L., 2003, "Lattice Boltzmann Method for Moving Boundaries," *Journal of Computational Physics*, Vol. 184, pp. 406-421.
- [13] Wang, Z. J., 2000, "Vortex Shedding and Frequency Selection in Flapping Flight," *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 410, pp. 323-341.