

2011년 2월
석사학위논문

**Navier-Stokes 식을 이용한 회전 진동하는
2차원 원형 실린더 주위 유동해석**

조선대학교 대학원

항공우주공학과

이명국

Navier–Stokes 식을 이용한 회전 진동하는 2차원 원형 실린더 주위 유동해석

Numerical Analysis of the Flow Around a Rotationally
Oscillating Circular Cylinder using Unsteady Two
Dimensional Navier–Stokes Equations

2011년 2월 25일

조선대학교대학원

항공우주공학과

이명국

Navier-Stokes 식을 이용한 회전 진동하는
2차원 원형 실린더 주위 유동해석

지도교수 김 재 수

이 논문을 공학 석사학위신청 논문으로 제출함.

2010년 10월

조선대학교 대학원

항공우주공학과

이명국

이명국의 석사학위 논문을 인준함

위 원 장 조선대학교 교수

이 상 기

위 원 조선대학교 교수

김 재 수

위 원 조선대학교 교수

김 태 규

2010년 11월

조선대학교 대학원

목 차

LIST OF FIGURES	iii
NOMENCLATURE	iv
ABSTRACT	vi
제 1 장 서 론	1
제 2 장 지배방정식	4
제 1 절 지배방정식	4
제 2 절 무차원화	6
제 3 절 지배방정식의 좌표변환	7
제 3 장 수치해석 기법	9
제 1 절 공간 이산화	9
제 2 절 기하보존법칙	11
제 3 절 시간 이산화	13
제 4 절 인공감쇄항	15
제 5 절 경계 조건	17
제 6 절 병렬처리기법	19
제 4 장 회전 진동하는 원형실린더	22
제 1 절 회전 진동하는 원형 실린더의 형상 및 파라미터	22
제 2 절 스트를 수	24
제 3 절 Lock-on과 Non-lock-on	25
제 4 절 양력 계수와 주파수 스펙트럼	27

제 5 절 와흘림 특성	30
제 5 장 결 론	39
참고 문헌	41

LIST OF FIGURES

Fig. 3.1 2nd order finite differentiation Inviscid Flux Vector	12
Fig. 3.2 4th order finite differentiation Inviscid Flux Vector	12
Fig. 3.3 MPI system	18
Fig. 3.4 OpenMP system	18
Fig. 3.5 OpenMP using calculated time(itr=100)	18
Fig. 4.1 Computational grid for 2D circular cylinder	23
Fig. 4.2 Time histories of lift coefficient	23
Fig. 4.3 Schematic diagram of flow	25
Fig. 4.4 Lock-on region	26
Fig. 4.5 Time histories of lift coefficient (a) Fixed cylinder, (b) Lock-on, (C) Non-lock-on	26
Fig. 4.6 PSD of fixed cylinder	27
Fig. 4.7 The power spectral density of lift coefficients : (a),(b) : Lock-on; (c),(d),(e),(f),(g),(h) : Non-lock-on	27
Fig. 4.8 Vortex shedding around fixed cylinder at C_L 1 period	27
Fig. 4.9 Vortex shedding around Lock-on cylinder at C_L 1 period	27
Fig. 4.10 Vortex shedding around Non-lock-on cylinder at C_L 1 period	27

NOMENCLATURE

a	Speed of sound
C_D	Drag coefficient
C_L	Lift coefficient
C_p	Pressure coefficient
e	Total energy, $p/(\lambda - 1) + \rho(u_x^2 + u_y^2)/2$
f	Frequency in Hz
M	Mach number
p	Static Pressure
q	Heat flux
Re	Reynolds number, $\rho_\infty U_\infty D/u_\infty$
λ_z	Spanwise wavelength
St	Strouhal number
t	time
T	Temperature
U	Freestream Velocity (m/s)
u, v, w	Velocity component
x, y, z	Normalized cartesian coordinates, X/D , Y/D and Z/D
X, Y, Z	Dimensional cartesian coordinates

Greek Symbols

γ	Specific heat ratio, 1.4
μ	Viscosity
ρ	Density
τ	Reynolds stress

Subscripts

$(.)_\infty$	Freestream condition
$(.)_{ref}$	Reference value

$(.)_\nu$ Viscosity

ABSTRACT

Numerical Analysis of the Flow Around a Rotary Oscillation Circular Cylinder using Unsteady Two Dimensional Navier–Stokes Equations

by Lee, Myungkuk

Advisor : Prof. Kim, Jae-Soo, Ph. D.

Department of Aerospace Engineering,

Graduate School of Chosun University

Although the geometry of circular cylinder is simple, the flow is very complicated because of flow separation and vortex shedding. Despite the research for flow over a circular cylinder has been numerically and experimentally carried out, the flow has not been clarified even now. It has been known that the vortex shedding from a circular cylinder can make unsteady flow and cause a structure to vibrate. The most important phenomenon is Lock-on for the flow analysis around an oscillating circular cylinder. The lock-on phenomenon showed that when the oscillation frequency of the circular cylinder is at or near the frequency of vortex shedding from a stationary cylinder, the vortex shedding synchronizes with the cylinder motion. This phenomenon can be recognized by the spectral analysis of the lift coefficient history. At vortex Lock-on region the shedding frequency is modulated to the body frequency and a single peak appears in the frequency analysis.

In this paper, it were analyzed the relation between the oscillating frequency of rotary oscillation circular cylinder and the vortex shedding frequency. In particular, the frequencies of the lift and drag coefficient are compared with the frequency of

rotary oscillation at lock-on and non-lock-on region. The frequencies of rotating oscillation are near the Strouhal number of the flow around a stationary circular cylinder at Mach number of 0.3 and Reynolds number of 1000, and the maximum oscillating angles are $\theta_{\max} = 5^\circ, 8^\circ, 10^\circ$ and 17° .

제 1 장 서 론

실린더 주위의 유체의 흐름은 오랜 시간동안 흥미로운 분야로 많은 사람들에 의해 연구되었다. 실린더의 기하학적 형상은 매우 단순하지만, 와흘림(vortex shedding), 유동박리 등에 의해 주위의 흐름은 매우 복잡하기 때문에 많은 이론적 · 실험적 연구에도 불구하고 많은 부분에서 아직도 명확하게 밝혀지지 않고 있다. 뭉툭한 형상을 가지는 물체 주위의 유체흐름은 이와 비슷한 유동 구조를 갖기 때문에 원형 실린더 주위의 유동 해석은 뭉툭한 형상 주위의 유동 해석의 기본이 되기도 한다.

원형 실린더 형상을 이용한 구조물은 많은 곳에서 응용되고 있다. 건축, 교량의 기둥, 원자력 발전에 사용되는 원자로, 최근 신재생 에너지에 대한 관심이 높아지면서 많이 건축되고 있는 풍력발전기의 타워 등 흐르는 유체에 놓여 있는 원형 실린더를 많이 찾아볼 수 있다. 이러한 실린더에서 발생되는 와흘림은 비정상적인 유동을 만들어 구조적 진동 및 공력소음을 유발하는 것으로 알려지고 있다. 구조적인 진동은 구조물의 수명과도 연결되는 중요한 요인 중에 하나이다. 또한 공력소음은 구조물 주위의 소음 환경에 큰 영향을 주고 있다. 이 때문에 많은 사람들은 와흘림의 원인을 분석하고 제어하기 위하여 다양한 방법을 시도하였다. 현재 와흘림을 제어하기 위한 방법으로는 원형 실린더 뒤쪽에 판을 부착하거나 다른 실린더를 이용하여 후류를 제어하는 방법, 유입되는 유동을 교란시키거나 실린더 표면에서 유체를 흡입 및 분출하는 방법, 실린더에 주기적으로 진동을 가하는 방법 등이 시도되었다. 이 중 실린더를 운동시키는 방법은 점성유동에서 유동 패턴과 와흘림을 변화시킬 수 있다.

진동하는 실린더에서 나타나는 가장 중요한 현상은 Lock-on 이다. Lock-on 현상은 실린더의 움직임과 와흘림이 일치하는 현상을 말하는 것으로 실린더의 가진 주파수가 Natural Karman 와흘림 주파수와 같거나 비슷한 경우에 발생한다. 이때 Lock-on 형상의 여부는 실린더 후류영역에서 속도의 변화를 측정하거나 양력계수의 변화를 측정하여 확인할 수 있다. 하지만 실린더 후류는 다양한 유동 현상이 나타나는 곳으로 다른 영향에 의한 변동이 예상되므로 본 연구에서는 양력계수의 변화를 관찰하도록 하였다. Lock-on 현상을 더욱 확실하게 보기 위해서는 양력 계수의 스펙트럼 분석을 통하여 확인할 수 있다. 진동하는 실린더에서 Lock-on 현상이 발생할 때에는 고정된 실린더에서 측정한 스펙트럼과 같이 한 개의 주파수 peak가 강하게 나타나는 것을 확인할 수 있지만, non-lock-on 일 경우에는 다른 주파수 peak도 함께 발생되는 것을 확인할

수 있다.

고정된 원형 실린더와 진동하는 원형 실린더 주위 유동은 실린더 벽면의 경계층 유동, 경계층 유동박리, 층류와 난류유동, 전단층과 전단층의 박리유동, 와류와 와류 쉐이딩 등 다양한 유동형태가 존재하고, 레이놀즈수(Reynolds number)와 스트를 수(Strouhal number)로 특성화 되어있다[1]. 고정된 원형 실린더 후류에서는 매우 낮은 레이놀즈 수의 경우, 위·아래가 대칭인 정상상태 유동이 발달하게 되고, 임계 레이놀즈 수($Re \approx 47$)로부터 약 190 이하의 레이놀즈 수에 범위에서 Karman 와류가 형성되기 시작하고, 2차원적인 유동구조를 보인다. 레이놀즈 수가 약 190 이상이 되면서 원형실린더 후류유동의 구조는 3차원적으로 변하게 된다. 고정된 실린더에서 스트를 수는 레이놀즈 수에 따라 다르게 나타난다. 스트를 수는 고정된 실린더 고유의 특성으로써 진동 실린더의 진동 주파수의 범위를 결정하는데 중요한 변수로 활용된다.

진동하는 실린더 주위의 유동흐름은 수치적, 실험적으로 많은 연구자들에 의해 연구되었다. Koopman[2]은 low 레이놀즈 수에서 발생하는 lock-on 현상을 풍동실험을 통하여 연구하였고, 가시화 기법을 사용하여 가로방향 와류 간격을 관찰하였다. Gerrand[3]은 Fixed bluff body에서 발생되는 와흘림 mechanism과 이들의 다양한 패턴에 대해 연구하였다. Griffin and Ramberg[4]는 와흘림 주파수의 1.3~2.5배의 가진 주파수 범위에서 lock-on 영역에 대해 연구하였다. Williamson and Roshko[5]는 실린더가 진동하면서 발생하는 후류 형성에서 와흘림의 패턴에 대하여 연구하였다. 이들은 유동 조건에 따라 S, 2S, P, 2P, P+S, 2P+2S mode가 나타나는 영역을 구분하였다. Hall and Griffin[6]은 고정된 실린더에 x방향으로 진동하는 유체를 사용하여 수치해석을 수행하였다. 그들은 진폭과 Lock-on 영역의 관계를 확인하였고 각 영역에서의 주파수 성분을 분석하였다. Filler et al.[7]은 레이놀즈 수 250~1200의 물에서 회전 진동하는 원형실린더 주위의 현상에 대해 실험하였다. 백승진[8]은 회전 진동하는 원형실린더를 수치적으로 연구하였고 feedback control 기법을 이용하여 와흘림의 감소를 시도하였다. Ingham and Tang[9]은 상대적으로 작은 무차원 속도($\alpha < 3$)로 회전하는 실린더 ($Re < 47$)를 주위의 흐름을 수치적으로 연구했다. Tang and Ingham[10]는 $Re = 50, 100$ 에서 무차원 속도 $0 < \alpha < 1$ 로 회전하는 정상 상태 흐름을 실험하였다.

본 논문에서는 2차원 비정상 압축성 Reynolds Averaged Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 회전 진동하는 원형실린더 주위의 유동에 대하여 수치해석을 수행하였다. 공간 차분법으로는 Optimized High-Order Compact Scheme이 사용되었고, 시간

차분법으로는 4th order Runge-Kutta Scheme이 사용되었다. 또한 고차·고해상도 기법에서 발생되는 수치적 불안정성을 유발하는 비선형 불연속파를 해결하기 위하여 Kim & Lee[16]가 제안한 인공감쇄모형인 Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation Model을 사용하였다. 또한 장시간의 계산 시간을 요구하는 고해상도 수치기법의 계산을 위하여 병렬처리 방법 중 OpenMP 방법을 이용하여 계산 속도를 증가시켰다.

본 연구에서는 와흘림을 제어하기 위하여 원형 실린더를 주기적으로 회전 진동하여 주위의 유동 패턴과 유체 구조의 특성을 분석하고자 한다. 스트를 수는 실린더 고유의 와흘림 주파수를 무차원화하여 나타낸 수로써, 본 연구에서는 진동하는 실린더의 진동 주파수와의 관계에 대해 분석하였다.

제 2 장 지배방정식

제 1 절 지배방정식

2차원 비정상 압축성 Navier-Stokes 방정식

본 연구에서는 2차원 비정상 압축성 Reynolds Averaged Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 하여 수치해석 수행하였다. 지배방정식을 무차원화된 2차원 직교좌표계의 보존형(Conservation form)으로 표현하면 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\partial E_V}{\partial x} + \frac{\partial F_V}{\partial y} \quad (2-1)$$

여기서 Q 는 보존형의 유량함수벡터(Conservative Flow Variable Vector), E, F 는 각각 방향의 비점성 유속벡터(Inviscid Flux Vector), E_v, F_v 는 각각의 점성유속벡터(Viscid Flux Vector)를 나타낸다. 유동변수벡터와 각 유속벡터들은 다음과 같은 식으로 정의된다.

$$Q = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho e_t \end{bmatrix}, \quad E = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho v u \\ (\rho e_t + p) u \end{bmatrix}, \quad F = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho u v \\ \rho v^2 + p \\ (\rho e_t + p) v \end{bmatrix} \quad (2-2)$$

$$E_V = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{xx} \\ \tau_{xy} \\ e_v \end{bmatrix}, \quad F_V = \begin{bmatrix} 0 \\ \tau_{yx} \\ \tau_{yy} \\ f_v \end{bmatrix} \quad (2-3)$$

ρ, u, v, p, e_t 는 각각 밀도, 방향의 속도성분, 압력, 총에너지(Total Energy)를 의미하며 이상기체(공기의 경우 : $\gamma = 1.4$)에서 총에너지와 총엔탈비의 관계식은 식(2-5)과 같다.

$$e_t = \frac{P}{(\gamma - 1)\rho} + \frac{1}{2}(u^2 + v^2), \quad h_t = e_t + \frac{P}{\rho} \quad (2-4)$$

점성유속벡터에서 점성응력텐서 τ 는 Newtonian 유체의 가정에 따라 다음과 같이 정의되며, μ 와 λ 는 점성계수로 두 계수의 관계는 열적평형상태(Thermal Equilibrium)에서 Stokes가정에 따라 다음과 같이 나타낸다.

$$3\lambda + 2\mu = 0 \rightarrow \lambda = -\frac{2}{3}\mu \quad (2-5)$$

$$\tau_{xx} = 2\mu \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{xy} = \tau_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)$$

$$\tau_{yy} = 2\mu \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{2}{3}\mu \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right)$$

$$e_v = u\tau_{xx} + v\tau_{xy} + q_x$$

$$f_v = u\tau_{yx} + v\tau_{yy} + q_y$$

$$T = c^2 = \frac{\gamma P}{\rho} = \gamma(\gamma-1) \left[e - \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right]$$

이상기체 상태방정식을 이용하여 압력 p 와 열유속 q_i 의 정의는 다음과 같다.

$$p = \rho(\gamma-1) \left(e - \frac{1}{2}(u^2 + v^2) \right) \quad (2-6)$$

$$q_x = -\kappa \frac{\partial T}{\partial x} = -\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial(p/\rho)}{\partial x}$$

$$q_y = -\kappa \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{\gamma}{(\gamma-1)} \frac{\mu}{\text{Pr}} \frac{\partial(p/\rho)}{\partial y}$$

여기서 k 는 열전달 계수, Pr 는 Prantle 계수를 나타낸다.

제 2 절 무차원화

기하학적으로 유사한 상황에서 동역학적으로 유사한 결과를 얻기 위하여 지배방정식을 무차원화 하여야 한다. 무차원화를 통하여 마하수나 레이놀즈수와 같은 무차원수로써 유동의 상사성을 판단할 수 있다. 또한 변수의 크기를 표준화함으로써 반복연산에 따른 정확도의 감소를 막을 수 있다. 무차원화에는 여러 가지 방법이 있으나 본 연구에서는 다음과 같은 무차원화[11] 방법을 사용하였다.

$$x^* = \frac{x}{L}, \quad y^* = \frac{y}{L} \quad (2-7)$$

$$u^* = \frac{u}{u_\infty}, \quad v^* = \frac{v}{v_\infty}, \quad \mu^* = \frac{\mu}{\mu_\infty}$$

$$t^* = t \frac{u_\infty}{L}, \quad \rho^* = \frac{\rho}{\rho_\infty}, \quad p^* = \frac{p}{\rho_\infty u_\infty^2}, \quad Re^* = \frac{\rho_\infty u_\infty L}{\mu_\infty}, \quad Pr = \frac{\mu c_p}{k}$$

L 은 무차원화를 위한 단위 길이, 첨자 ∞ 는 자유흐름조건(free steam condition)을 나타내며 이후 편의를 위해 무차원 변수를 뜻하는 기호 *는 생략한다. 지배방정식을 정리하여 무차원화된 3차원 Navier-Stokes 방정식을 나타내면 다음과 같다.

$$\frac{\partial Q}{\partial t} + \frac{\partial E}{\partial x} + \frac{\partial F}{\partial y} = \frac{\sqrt{\gamma_\infty} M_\infty}{Re_\infty} \left(\frac{\partial E_V}{\partial x} + \frac{\partial F_V}{\partial y} + S_V \right) \quad (2-8)$$

제 3 절 지배방정식의 좌표변환

수치해석 기법의 효율성과 경계조건 적용을 간단히 하기 위하여 식(2-1)의 지배방정식을 직교좌표계(x, y)에서 식(2-12)과 같이 일반좌표계(ξ, η)로 변환하였다. 이때 직교좌표계에서의 독립변수가 일반좌표계에서도 유지되도록 변환을 정할 수 있고, 이와 같은 변환을 통하여 보존법칙이 그대로 유지될 수 있다. 주어진 직교좌표계의 물리영역을 다음과 같은 변환을 통하여 계산영역으로 변환하였다.

$$\xi = \xi(x, y), \quad \eta = \eta(x, y) \quad (2-9)$$

위의 좌표변환에 대하여 Metric 향들을 Chain rule에 의하여 전개하면 다음과 같아 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} \xi_x &= J(y_\xi z_\zeta - y_\zeta z_\xi), \quad \xi_y = J(z_\eta x_\zeta - z_\zeta x_\eta), \quad \xi_z = J(x_\eta y_\zeta - x_\zeta y_\eta) \\ \eta_x &= J(y_\zeta z_\xi - y_\xi z_\zeta), \quad \eta_y = J(z_\xi x_\zeta - z_\zeta x_\xi), \quad \eta_z = J(x_\xi y_\zeta - x_\zeta y_\xi) \\ \zeta_x &= J(y_\xi z_\eta - y_\eta z_\xi), \quad \zeta_y = J(z_\xi x_\eta - z_\eta x_\xi), \quad \zeta_z = J(x_\xi y_\eta - x_\eta y_\xi) \end{aligned} \quad (2-10)$$

$$J^{-1} = x_\xi y_\eta z_\zeta + x_\zeta y_\xi z_\eta + x_\eta y_\zeta z_\xi - x_\xi y_\zeta z_\eta - x_\eta y_\xi z_\zeta - x_\zeta y_\eta z_\xi \quad (2-11)$$

좌표변환을 통하여 얻어진 지배 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} = \frac{\partial \hat{E}_V}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}_V}{\partial \eta} \quad (2-12)$$

보존량 \hat{Q} 와 플러스벡터 $\hat{E}, \hat{F}, \hat{E}_V, \hat{F}_V$ 는 다음과 같다.

$$\hat{Q} = \frac{Q}{J} \quad (2-13)$$

$$\hat{E} = \frac{1}{J} (\xi_x E + \xi_y F)$$

$$\hat{F}\!\!=\frac{1}{J}\!\left(\eta_xE\!+\eta_yF\right)$$

$$\widehat{E}_V\!\!=\frac{1}{J}\!\left(\xi_xE_v\!+\xi_yF_v\right)$$

$$\widehat{F}_V\!\!=\frac{1}{J}\!\left(\eta_xE_V\!+\eta_yF_V\right)$$

제 3 장 수치해석 기법

제 1 절 공간 이산화(고차 · 고해상도 중앙 접점유한차분법)

지배방정식을 수치적으로 해석하기 위해서는 적절한 공간 이산화기법과 시간 적분법을 사용하여 이산화하여야 한다. 본 연구에서 사용한 7-point stencil을 갖는 중앙 접점유한차분법(Compact Finite Difference Scheme)은 다음과 같다.

$$\beta f_{i-2}^{'} + \alpha f_{i-1}^{'} + f_i^{'} + \alpha f_{i+1}^{'} + \beta f_{i+2}^{'} = \frac{1}{h} \sum_{m=1}^3 a_m (f_{i+m} - f_{i-m}) \quad (3-1)$$

여기서 f_i 는 유동변수 같은 목적함수이고 $f_i^{'}$ 는 일차의 정확도를 가지고 있는 미분계수 값을 나타낸다. α, β, a 는 차분법 계수 값을 의미한다. $\alpha = \beta = 0$ 인 경우는 지금까지 주로 사용한 유한차분법의 차분형식으로 한 격자점에서의 미분값을 주변의 함수값으로부터 곧바로 구할 수 있는 형태를 취하고 있으나 직접유한차분법의 차분형식은 $a \neq 0, \beta = 0$ 이거나 $a \neq 0, \beta \neq 0$ 인 경우로 주변의 여러 점을 고려하여 미분하는 방식이므로 삼각(Tridiagonal) 또는 오각(Pentadiagonal) 행렬을 이용하여 각 점들의 미분값을 구할 수 있다. 직접유한차분법은 많은 정보를 정확하고 효율적으로 유지할 수 있기 때문에 고차의 정확도와 함께 높은 해상도를 구현할 수 있다.

중앙차분형식을 사용하고 있는 식은 절단오차(Truncation Error)와 위상오차(Phase Error)를 갖게 된다. 이러한 오차값을 최소화하기 위해서는 Fourier Analysis를 통한 α, β, a 계수값을 이끌어 낸다. 본 연구에서는 J.W. Kim & D.J. Lee[12] 가 제안한 OHOC scheme(Optimized High-Order Compact Scheme)을 이용하였다. OHOC scheme을 사용할 때 각 노드에 사용되는 계수와 경계면에서 사용되는 식은 다음과 같다.

$$i = 1 \text{ (boundary node)}$$

$$f_1^{'} + \alpha_{1,2} f_2^{'} + \beta_{1,3} f_3^{'} = \frac{1}{h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq 1}}^4 a_{1,m} (f_m - f_1) \quad (3-2)$$

$i = 2$ (boundary node)

$$\alpha_{2,1}f'_1 + f'_2 + \alpha_{2,3}f'_3 + \beta_{2,4}f'_4 = \frac{1}{h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq 2}}^5 a_{2,m}(f_m - f_2) \quad (3-3)$$

$i = 3$ (boundary node)

$$\beta_{3,1}f'_1 + \alpha_{3,2}f'_2 + f'_3 + \alpha_{3,4}f'_4 + \beta_{3,5}f'_5 = \frac{1}{h} \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq 3}}^6 a_{3,m}(f_m - f_3) \quad (3-4)$$

식(3-1)의 차분 계수값

$$a_1 = 0.6511278808920836, a_2 = 0.2487500014377899$$

$$a_3 = 0.00614479661269978, \alpha = 0.5775233202590945$$

$$\beta = 0.08953895334666784$$

식(3-2)의 차분 계수값

$$a_{1,2} = -3.061503488555582, a_{1,3} = 5.917946021057852$$

$$a_{1,4} = 0.4179795271056629, \alpha_{1,2} = 5.870156099940824$$

$$\beta_{1,3} = 3.157271034936285$$

식(3-3)의 차분 계수값

$$a_{2,1} = -0.5401943305881343, a_{2,3} = 0.8952361063034303$$

$$a_{2,4} = 0.2553815577627246, a_{2,5} = 0.007549029394582539$$

$$\alpha_{2,1} = 1.663921564068434, \alpha_{2,3} = 0.7162501763222718$$

$$\beta_{2,4} = 0.08619830787164529$$

식(3-4)의 차분 계수값

$$a_{3,1} = -0.1327404414078232, a_{3,2} = -0.6819452549637237$$

$$a_{3,4} = 0.7109139355526556, a_{3,5} = 0.2459462758541114$$

$$a_{3,6} = 0.00396541575151062, \alpha_{3,2} = 0.4406854601950040$$

$$\alpha_{3,4} = 0.6055509079866320$$

$$\beta_{3,1} = 0.03447751898726934, \beta_{4,5} = 0.0814149851258753$$

제 2 절 기하보존법칙

Navier-Stokes 방정식을 고차, 고해상도의 수치기법을 이용하여 정확하게 해석하기 위해서는 격자계에 대한 값이 정확해야 한다. 공간에 대해서 4차의 중앙 직접유한차분법을 적용하기 위해서는 flux내의 metric 값도 4차의 정확도가 필요하다. 격자계의 품질에 따라서 flux내의 metric 값의 변화를 알아보기 위하여 2차 정확도의 미분과 4차의 정확도로 미분값으로 계산을 해보았다. 격자계의 품질이 좋을 경우 미분 정확도에 영향을 받지 않지만, 격자계의 품질이 좋지 않을 경우, Fig 3.2.1과 Fig 3.2.2에서 볼 수 있듯이 미분정확도에 따른 격자계의 오차값이 수치 계산에 미치는 영향이 상당히 큼을 알 수 있다. 직교좌표계(x, y)에서의 지배방정식을 일반좌표계(ξ, η)로 표현할 때 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x}{J} \right) = 0 \quad (3-5)$$

$$\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_y}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_y}{J} \right) = 0 \quad (3-6)$$

2차원 경우에서보다 3차원의 경우 오차는 더 증가하고 이러한 오차는 해를 발산시키게 되므로 음향해석에 있어 불안정성을 가져오게 된다. 식(3-5, 6)을 소거하지 않고 원천항으로 이항하면 보정된 값을 갖는 Navier-Stokes 방정식을 얻을 수 있다

$$\begin{aligned} \frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} &= E \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_x}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_x}{J} \right) \right] \\ &\quad + F \left[\frac{\partial}{\partial \xi} \left(\frac{\xi_y}{J} \right) + \frac{\partial}{\partial \eta} \left(\frac{\eta_y}{J} \right) \right] \end{aligned} \quad (3-7)$$

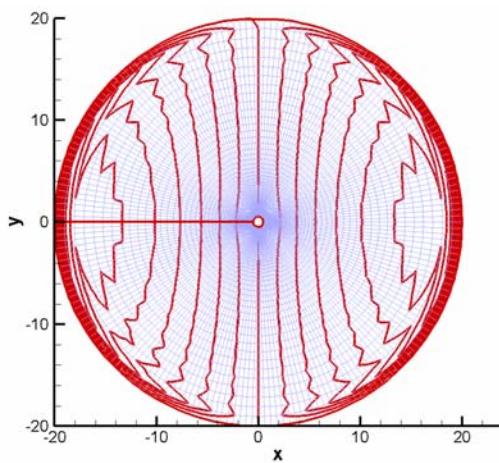


Fig. 3.2.1 2nd order finite differentiation
Inviscid Flux Vector

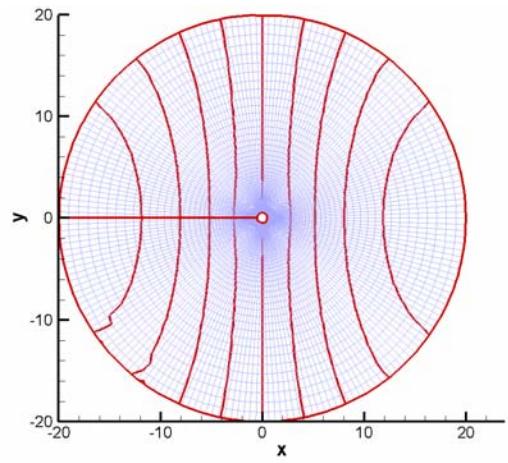


Fig. 3.2.2 4th order finite differentiation
Inviscid Flux Vector

제 3 절 시간 이산화(Runge-Kutta 4th order scheme)

시간 적분법으로는 외재적(explicit) 방법과 내재적(implicit) 방법으로 분류할 수 있다. 외재적 방법은 알고리즘이 비교적 간단하고 적은 기억용량을 요구하는 장점이 있어서 비교적 단순한 문제나 비정렬 격자와 같이 데이터 구조가 복잡한 문제의 경우에 편리하게 사용할 수 있는 방법이다. 또한 적용이 용이하고 계산시간이 짧은 장점이 있는 반면에 안정성이 높지 않으므로 계산 시간 간격을 크게 할 수 없어 반복계산이 많아지고 CFL(Courant-Friedrichs-Lowy) 수가 작은 경우에만 사용이 가능한 단점이 있다.

내재적 방법은 많은 메모리 요구와 복잡한 알고리즘이 필요한 단점이 있어 수치계산에 적용하기 어려운 점이 있지만 외재적 기법에 비해 안정성이 좋아 시간간격을 크게 할 수 있는 장점이 있다. 정상 유동문제의 수치해를 구하는 경우 수렴성을 좋게 하기 위하여 각 격자에서 최적의 시간간격으로 시간을 진행할 수 있지만, 비정상 유동문제의 경우에는 모든 격자에 동일한 시간간격을 적용함으로써 시간에 따른 비정상해를 구하게 된다.

본 연구에서 공간차분법으로 사용한 집적유한차분법은 고차-고해상도의 높은 정확도를 지니고 있기 때문에 궁극적으로 얻는 수치해의 효용성을 고려할 때 함께 이용되는 시간적분법 역시 고차-고해상도의 높은 정확도를 가져야 한다. 본 연구에서 사용된 Runge-Kutta 4th order scheme[13]은 외재적 방법 중 하나로 여러 회에 걸쳐 시간 미분항의 예상-보정 과정을 통해 다음 단계의 함수값을 계산하는 방법이다. 지배방정식인 식(3-1)을 차분화 후 정리를 하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$a_i \frac{\partial Q_i}{\partial t} + R_i = 0 \quad (3-9)$$

각각 i 번째 격자에 대한 a_i 는 격자의 넓이이고, $R_i = \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_i$ 는 잔류치를 나타낸다.

Runge-Kutta의 외재적 시간 적분법은 다음의 식으로 정리가 된다.

$$Q_i^{(1)} = Q_i^n \quad (3-10)$$

$$Q_i^{(2)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{4} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_i^{(1)}$$

$$Q_i^{(3)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{3} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_i^{(2)}$$

$$Q_i^{(4)} = Q_i^n - \frac{\Delta t}{2} \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_i^{(3)}$$

$$Q_i^{n+1} = Q_i^n - \Delta t \left(\frac{\partial E}{\partial x} \right)_i^{(4)}$$

제 4 절 인공 감쇄항(Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation model)

전산공력음향학(CAA) 해석을 위한 수치해석기법은 시간과 공간에 대해서 높은 차수의 방법을 사용하여 높은 해상도를 얻을 수 있는 반면 소산오차(dissipation error)와 확산오차(dispersion error)가 발생한다. 그러므로 일반적인 CFD 해석에 사용되고 있는 인공 감쇄항과 다른 전산공력음향학에 적합한 인공 감쇄항을 사용해야 한다. 현재 많이 사용하고 있는 인공 감쇄항으로는 Tam[14]이 개발한 Artificial selective damping 모델과 Jameson[15]이 개발한 모델이 있다. 본 연구에서는 두 가지 모델의 장점을 살려서 개발한 Kim&Lee[16]의 Adaptive nonlinear artificial dissipation model을 사용하였다. 이 모델의 특징은 낮은 파동수 성분의 감쇄가 억제되어 선형파에 대해 영향을 거의 미치지 않고 contact surface에 대한 해상도가 높고 특히 충격파 근처의 수치적 인 진동을 효과적으로 제어 할 수 있는 장점이 있다. 또한 유동의 조건에 따라 2차와 4차의 인공 감쇄항 계수가 자동으로 부여된다. 3차원 일반좌표계에서 인공감쇄항은 다음과 같다.

$$\frac{\partial \hat{Q}}{\partial t} \Big|_{i,j} + \frac{\partial \hat{E}}{\partial \xi} \Big|_{i,j} + \frac{\partial \hat{F}}{\partial \eta} \Big|_{i,j} = \hat{D}_{i,j}^{\xi} + \hat{D}_{i,j}^{\eta} \quad (3-11)$$

$\hat{D}_{i,j}^{\xi} + \hat{D}_{i,j}^{\eta}$ 는 각각 ξ, η 방향의 ANAD 항이다.

$$\hat{D}_{i,j}^{\xi} = \frac{d_{i+\frac{1}{2},j} - d_{i-\frac{1}{2},j}}{\Delta \xi} \quad (3-12)$$

$$\begin{aligned} \hat{d}_{i+\frac{1}{2}} &= \frac{|\lambda|_{i+\frac{1}{2}}^{stencil}}{J_{i+\frac{1}{2}, j}} \left\{ \epsilon_{i+\frac{1}{2}, j}^{(2)} (Q_{i+1, j} - Q_{i, j}) \right. \\ &\quad \left. + \epsilon_{i+\frac{1}{2}, j}^{(4)} [b_1(Q_{i+1, j} - Q_{i, j}) + b_2(Q_{i+2, j} - Q_{i-1, j})] + b_3(Q_{i+3, j} - Q_{i-2, j}) \right\} \end{aligned} \quad (3-13)$$

3차원 stencil의 고유값은 다음과 같이 구해진다.

$$|\lambda|_{i,j}^{stencil} = \sum_{m=-2}^3 \max(|\lambda|_{i+m,j}) - \sum_{m=-2}^3 \min(|\lambda|_{i+m,j}) \quad (3-14)$$

$$|\lambda|_{i,j} = \left(|U + c\sqrt{\xi_x^2 + \xi_y^2}| \right)_{i,j} \quad (3-15)$$

중간 노드 포인트에서의 Jacobian은 다음과 같이 산술적으로 구해진다.

$$J_{i+\frac{1}{2},j} = \frac{J_{i+1,j} + J_{i,j}}{2} \quad (3-16)$$

또한, 유동의 변화량을 대표하는 shock detector 와 2차 및 4차의 계수는 다음과 같이 구해진다.

$$\epsilon_{i+\frac{1}{2},j}^{(2)} = \kappa_j^{(2)} \sum_{m=-2}^3 \max(\nu_{i+m,j}) \quad (3-17)$$

$$\nu_{i,j} = \frac{|P_{i-1,j} - 2P_{i,j} + P_{i+1,j}|}{P_{i-1,j} - 2P_{i,j} + P_{i+1,j}} \quad (3-18)$$

유동의 조건과 격자의 상태에 따라 자동적으로 전체계수의 양을 결정하는 적용제어 상수는 다음과 같다.

$$\kappa_j^{(2)} = \kappa_j^{(4)} = \frac{1}{\sigma_j^{R_j}} \left| 1 + (\sigma_j - 1) \tanh \left(\frac{\alpha_j}{\beta_j} - 1 \right) \right| \left(\sqrt{\hat{\alpha}_j \hat{\beta}_j} \right)^{1 + \tanh(\sigma_j - 1)} \quad (3-19)$$

$$\sigma_j = \frac{P_j^{\max}}{P_j^{\min}}, \quad \alpha_j = \frac{|\lambda|_j^{\max}}{|\lambda|_j^{\min}}, \quad \beta_j = \frac{(|\lambda|/\mathcal{J})_j^{\max}}{(|\lambda|/\mathcal{J})_j^{\min}}, \quad R_j = \frac{\alpha_j + \beta_j}{2\alpha_j\beta_j}$$

$$\hat{\alpha}_j = \frac{\alpha_j + 1}{\alpha_j - 1} \tanh(\alpha_j - 1), \quad \hat{\beta}_j = \frac{\beta_j + 1}{\beta_j - 1} \tanh(\beta_j - 1)$$

$$f_j^{\max} = \sum_{i=1}^{imax} \max(f_{i,j}), \quad f_j^{\min} = \sum_{i=1}^{imax} \min(f_{i,j})$$

제 5 절 경계조건

1. Characteristic Boundary Condition

아음속에서 음향파가 $U+c$ 의 속도로 전파해 가면서 경계면에 도달했을 때, Fig.3.3과 같이 물리적인 반사파와 수치적으로 발생하는 비 물리적인 반사파가 발생한다. 물리적인 반사파는 긴 파장을 가지고 있지만 경계면을 지날 때 섭동이 발생한다. 비 물리적인 반사파는 짧은 파장을 가지고 있고 경계면에서 수치적 미분의 영향으로 인해 불필요한 파동이 발생하게 되고 수치적 에러를 발생시키게 된다. 본 연구에서는 경계면에서 발생하는 비 물리적인 반사를 억제하기 위해 J.W.Kim 등[17]이 제안한 고유값에 따른 입류, 출류 조건을 사용하였고, 벽면 조건에서는 특성치 경계조건을 식(3-20)과 같이 적용하였다.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + L_1 + \frac{\rho}{2c}(L_4 + L_5) = 0 \quad (3-20)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\rho c}{2}(L_4 + L_5) = 0$$

$$\frac{\partial \tilde{W}}{\partial t} + L_2 = 0, \quad \frac{\partial \tilde{V}}{\partial t} + L_3 = 0, \quad \frac{\partial \tilde{U}}{\partial t} + \frac{1}{2}(L_4 - L_5) = 0$$

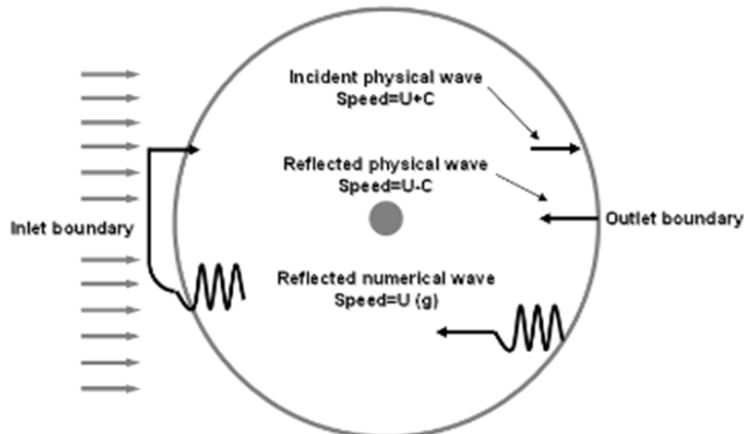


Fig. 3.3 Numerical and Physical reflected wave at boundary : the Euler equation

2. Nonreflection Zonal Characteristic Boundary Condition

와류와 같이 높은 에너지를 가지는 유동이 경계면을 빠져나가게 되면 비 물리적 반사파가 발생한다. 이러한 비 물리적 반사파를 최소화하여 물리적 도메인에 영향을 미치지 않게 하기 위해서는 비 물리적 도메인이 필요하다. 최근 많은 사람들에 의해 다양한 방법으로 비 물리적 도메인 적용이 연구되고 있다. 본 논문에서는 Richard D.Sandberg and Neil D. Sandnam[18]이 연구한 Zonal Characteristic Boundary Condition을 사용하였다. 특성치 파동방정식의 특성은 고유 속도에 따라서 음향, 와류, 엔트로피 등이 들어오거나 나가게 된다. $\lambda_i = u - c$ 의 속도를 갖는 특성치 값은 다른 4개의 항과는 반대방향으로 들어오거나 나가게 된다. $\lambda_i < 0$ 일 경우 아래와 같은 식을 적용하게 되면 특성파의 크기가 작아져 비 물리적 반사파를 줄이게 된다.

$$\begin{aligned}\tilde{L}_i &= g(x) \cdot L_i && (3-21) \\ g(x) &= 0.5 \left\{ 1 + \cos \left[\frac{\pi(x - x_s)}{(x_e - x_s)} \right] \right\}\end{aligned}$$

x_s : 완충영역이 시작되는 지점

x_e : 완충영역이 끝나는 지점

제 6 절 병렬처리기법

고차·고해상도 수치기법을 사용하는 공력해석에서는 많은 격자와 장시간의 계산이 필요하다. 최근 컴퓨터의 발전으로 CPU의 계산 능력과 메모리가 과거에 비해 크게 증가하였다. 하지만 현재 사용되고 있는 CPU는 이론적인 한계를 가지고 있고, CPU의 효율적인 사용을 위해서는 병렬처리 기법이 꼭 사용되어야 한다. 특히 본 논문에서와 같이 고차의 공간 차분화를 수행하기 위해서는 반드시 코드의 병렬화가 필요하다. 최근 사용되는 병렬처리 기법으로는 분산 메모리를 시스템에서 사용할 수 있는 MPI(Message Passing Interface)와 공유메모리를 이용하여 상대적으로 쉽게 프로그램을 작성 할 수 있는 OpenMP, 이 두 가지 기법의 장점을 결합하킨 하이브리드 병렬처리 기법(Cluster OpenMP)이 있다.

MPI 기법은 하나의 작업을 여러 개의 프로세스에 분산시켜서 작업하는 병렬처리 기법으로 반드시 각 프로세서들 사이의 통신을 필요로 하게 된다. 최근 MPI 기법이 많이 사용되어지고 있는 이유는 여러 가지 다양한 플랫폼에서 구현될 수 있기 때문이다. MPI와 같은 메시지 패싱 스타일로 작성된 프로그램들은 분산, 공유메모리 다중 프로세서 환경, 워크스테이션들의 네트워크, 그리고 단일 프로세서 환경에서도 실행할 수 있다.

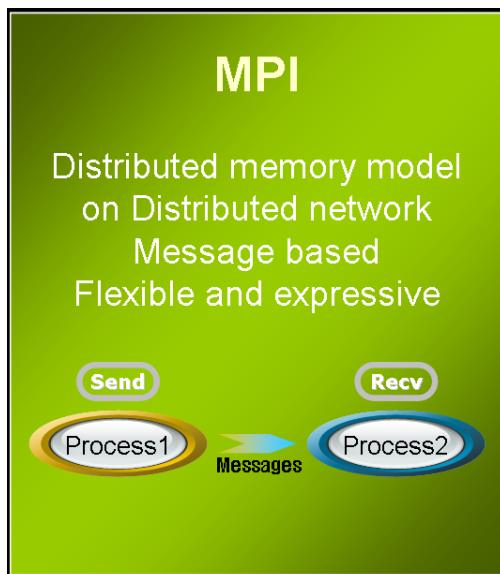


Fig. 3.4 MPI system

OpenMP 기법은 공유 메모리 환경에서 다중 스레드(multi-thread)를 기반으로 하는 프로그래밍 모델이다. 많은 수치해석 코드는 반복문(Loop)에서 많은 계산 시간을 필요로 한다. OpenMP 기법은 반복문에 지시어만 간단하게 삽입함으로서 반복문을 여러 개의 CPU에 분산처리 할 수 있다. OpenMP는 지시어만으로 쉽게 코드의 병렬화가 가능하고, MPI와 같은 프로세서들 사이의 통신을 필요로 하지 않는다. 하지만 Serial 코드에서 반복문에 의한 Cache miss 등을 줄임으로써 코드의 최적화가 필요하다.

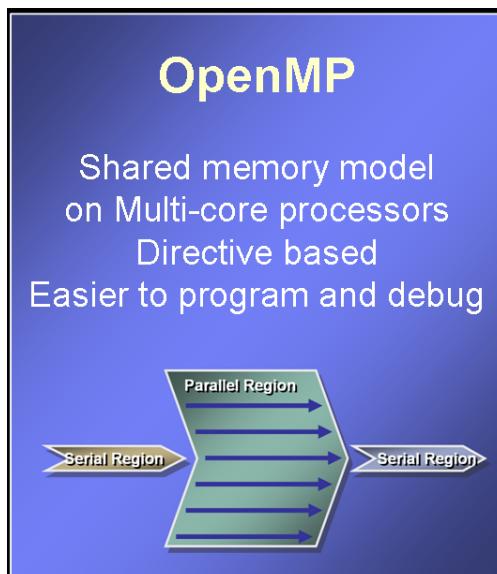


Fig. 3.5 OpenMP system

본 연구에서는 Xeon CPU 3.00 Ghz를 사용하여 계산을 수행하였다. MPI 기법을 사용할 경우 각 프로세스마다 독립된 메모리를 가지고 프로세서 사이에 통신이 필요하다. 본 연구에 사용된 공간 차분법은 Penta-Diagonal 행렬을 풀어야하므로 프로세스 간의 자료전달을 위해서는 각 프로세스마다 정보를 받아야한다. 이로 인한 통신량의 급격한 증가는 통신 부하를 가져오게 되고, 이는 전체적인 계산속도가 감소하게 되는 결과를 가져 오게 된다. 따라서 본 연구에서는 메모리를 공유하는 OpenMP 병렬기법을 사용하였다.

본 연구에서는 OpenMP 방법을 이용하여 처리속도와 효율성을 검토해보았다. 이 때의 유동 조건은 $Re=1000$, $M=0.3$ 이고, 격자수는 26,200개의 격자를 이용하였다. Fig. 3.6

에서는 OpenMP 방법으로 100번의 계산을 수행 했을 경우 계산 시간을 보여주고 있다. Thread 수가 증가 할수록 계산 시간은 감소하고 있음을 확인 할 수 있다. 하지만 시간의 감소폭은 Thread 수가 2개 이상일 경우 눈에 띄게 감소되는 것을 확인 할 수 있다. 이는 많은 양의 메모리를 각 Thread가 동시에 공유함으로써 발생되는 간접의 영향이라고 생각된다. 이러한 결과를 토대로 Thread가 2개일 때 발휘하는 성능이 성능감소가 최소이면서 계산시간을 효율적으로 감소시키는 것을 볼 수 있다.

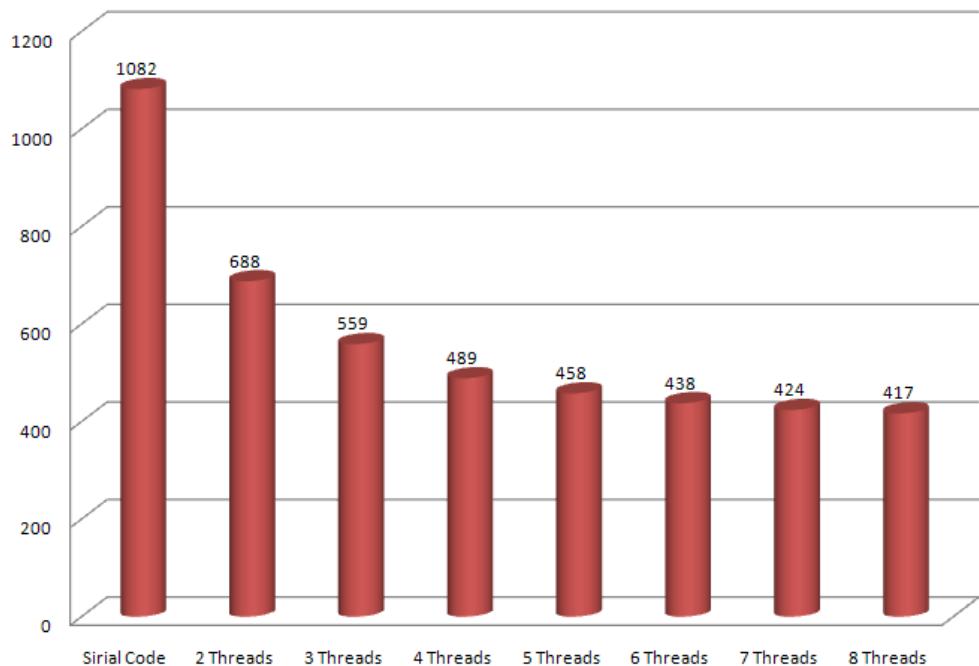


Fig. 3.6 OpenMP using calculated time(itr=100)

제 4 장 회전 진동하는 원형실린더

제 1 절 회전 진동하는 원형 실린더의 형상 및 파라미터

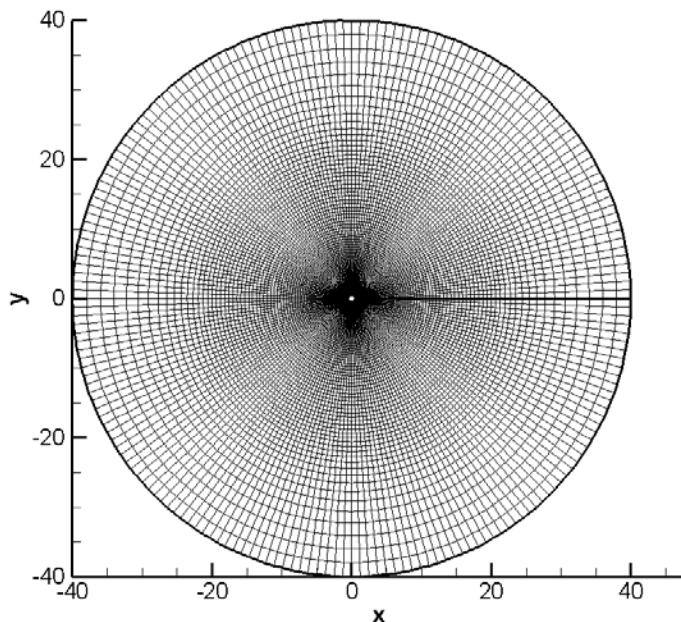


Fig. 4.1 Computational grid for 2D circular cylinder

본 논문에서는 고차·고해상도 기법을 사용하여 회전 진동하는 원형실린더 주위의 유동을 모사하였다. 해석 대상인 회전 진동하는 원형 실린더의 형상은 Fig. 4.1과 같은 격자계를 이용하여 계산하였다. 격자계는 원형 실린더 형상의 특성에 맞춰 O-type 격자를 사용하였고, 유동의 변화가 비해 클 것으로 예상되는 실린더의 주위의 영역의 격자는 조밀하게 하였다. 실린더 주위에 격자계수는 i , j 방향으로 각각 200×141 개(28,200개)의 격자를 사용하였다. 원형 실린더의 형상은 지름(D)으로 결정되고 유입류의 속도(U_∞)가 적용된다. 계산 영역은 원형 실린더의 지름(D)의 80배까지로 결정하였다. 유입류의 마하 수와 레이놀즈 수를 무차원화하면 식(4-1)과 식(4-2)와 같이 나타낼 수 있다.

$$M_{\infty} = U_{\infty}/a_{\infty} \quad (4-1)$$

$$Re = \rho_{\infty} U_{\infty} D / u_{\infty} \quad (4-2)$$

원형 실린더의 양·항력 특성, 와흘림 주파수 등 유동 특성은 레이놀즈 수에 의해 영향을 받는다. 또한, 진동하는 실린더(회전, X·Y 축 방향)에서의 유동 특성은 실린더의 가진 주파수와 진폭(최대 회전각 또는 최대 이동거리)에 의해 큰 영향을 받는 것으로 알려져 있다. 따라서 본 연구에서는 $Re=1000$, $M=0.3$ 에서 실린더의 가진 주파수와 진폭에 따른 유동 현상을 관찰하였다. 회전 진동하는 실린더의 가진 주파수(f_c)는 고정 실린더의 해석을 통해 와흘림 주파수(f_s)를 구하고, $0.80 \leq f_c/f_s \leq 1.20$ 의 범위에서 계산하였다. 시간에 따른 실린더의 반음각은 식(4-3)과 같다.

$$\alpha(t) = \alpha_{\max} \sin(2\pi ft) \quad (4-3)$$

제 2 절 스트를 수

회전 진동하는 실린더를 해석하기 전에 고정된 실린더에 대한 해석을 수행하여 와흘림 정도를 나타내는 스트를 수와 유동의 특성을 살펴보았다. 스트를 수는 어떠한 형상과 그 주위에 흐르는 유체의 특성을 보여주는 무차원수 중 하나로 해석대상의 형상과 레이놀즈 수에 따라 다르게 나타난다. 와흘림 주파수(f_s)와 스트를 수의 관계는 식 (4-4)처럼 표현된다. 여기서 f_s 는 양력 계수 또는 후류 영역의 한 점에서 속도, 압력의 변화를 측정하여 구할 수 있다. 하지만 후류 영역에서 측정한 값들은 후류에서 발생되는 다양하고 복잡한 유동 현상에 의해 다른 주파수 성분을 가질 수 있기 때문에 본 논문에서는 Fig. 4.2의 양력 계수를 이용하여 주파수를 계산하였다. Fig. 4.3은 무차원화된 유체의 속도(U_∞), 실린더의 직경(D)을 간략하게 보여준다.

$$St = f_s \frac{D}{U_\infty} \quad (4-4)$$

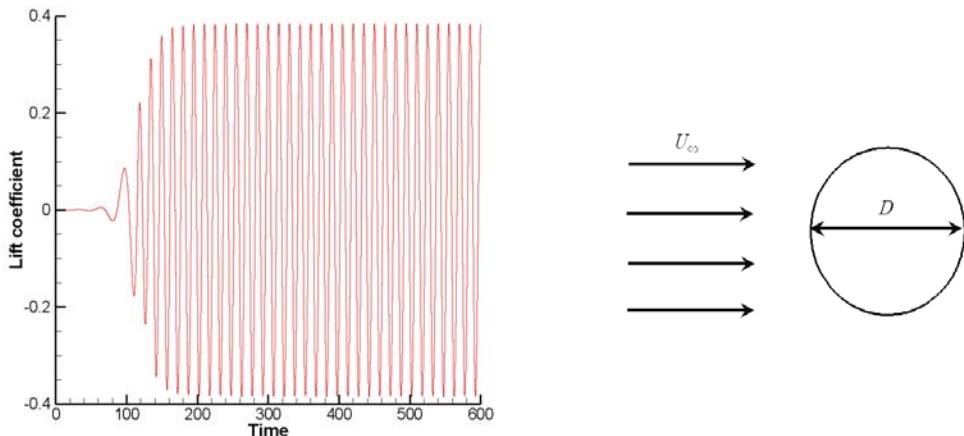


Fig. 4.2 Time histories of lift coefficient Fig. 4.3 Schematic diagram of flow

제 3 절 Lock-on과 Non-lock-on

진동하는 물체 주위의 유동 형상을 분석할 때 가장 중요한 현상은 Lock-on 현상이다. Lock-on 현상은 물체의 진동과 물체에서 발생하는 와흘림이 일치하는 현상이다. 원형 실린더는 레이놀즈 수에 따라 고유의 Karman 와흘림 주파수를 갖는다. Lock-on 현상은 실린더의 진동 주파수가 Karman 와흘림 주파수와 같거나 비슷한 경우에 나타난다. 따라서 본 연구에서는 Karman 와흘림 주파수(f_s)를 중심으로 실린더의 가진 주파수(f_c)를 결정하였고 실린더의 최대 회전각을 변화하면서 Lock-on이 일어나는 영역을 확인하고, Lock-on 상태와 Non-lock-on 상태의 유동 현상에 대해 비교하고 분석하였다.

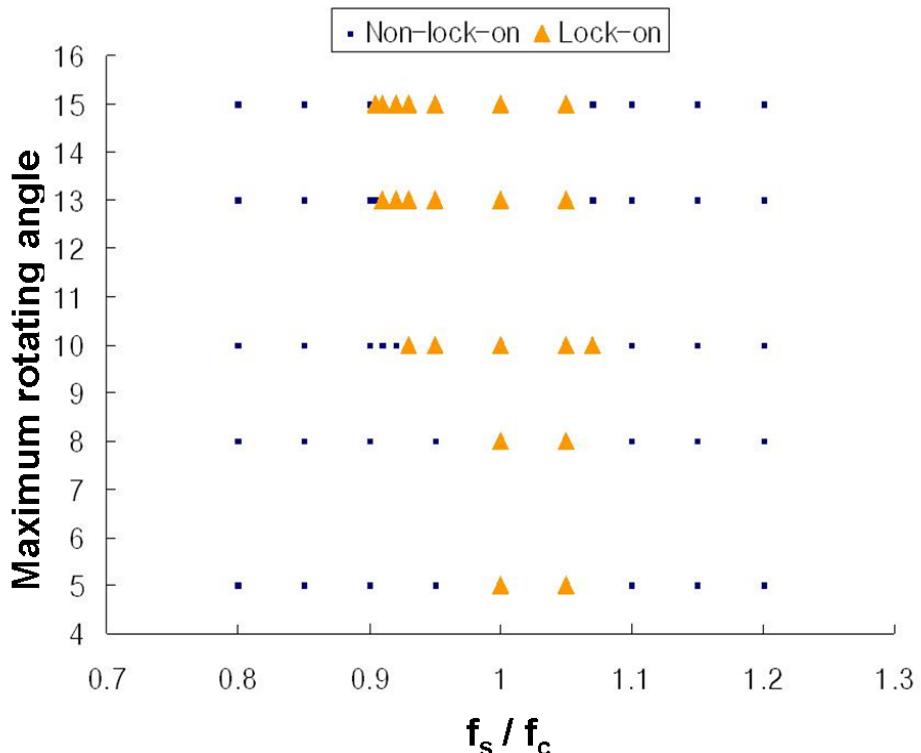


Fig. 4.4 Lock-on region

$f_s / f_c = 1$ 인 경우를 중심으로 진폭이 증가함에 따라 Lock-on 영역이 증가되는 것

을 Fig. 4.4와 같이 확인 할 수 있다. 이러한 이유는 진폭이 커짐에 따라 실린더의 회전이 유체의 흐름에 더 큰 영향을 주게 되기 때문이다. 하지만 진폭의 증가폭에 비하여 Lock-on의 증가폭은 크지 않은 것을 확인할 수 있다. 이는 특정 주파수 비에서는 더 이상 Lock-on 영역이 증가하지 않게 될 것으로 예상된다. 즉, 진폭을 계속 증가하여도 Lock-on 영역의 증가 효과는 크지 않을 것이다. 또한 일정한 진폭 이하에서는 $f_s/f_c = 1$ 일 때만 Lock-on 현상이 일어나게 된다.

제 4 절 양력 계수와 주파수 스펙트럼

Lock-on 상태와 Non-Lock-on 상태의 구분은 양력계수의 변화량을 통해 확인할 수 있다. Lock-on 상태가 되면 고정된 실린더와 같이 양력계수의 진폭과 주기가 일정하지만, Non-lock-on 상태일 때는 다른 주파수가 간섭하는 것을 Fig. 4.5과 같이 확인할 수 있다. 또한 가진된 생태에서 양력계수의 진폭은 고정된 실린더의 진폭에 비해 커지게 되는 것을 확인할 수 있다. 이는 가진에 의해 실린더에서 발생하는 와흘림의 강도가 세졌기 때문이다.

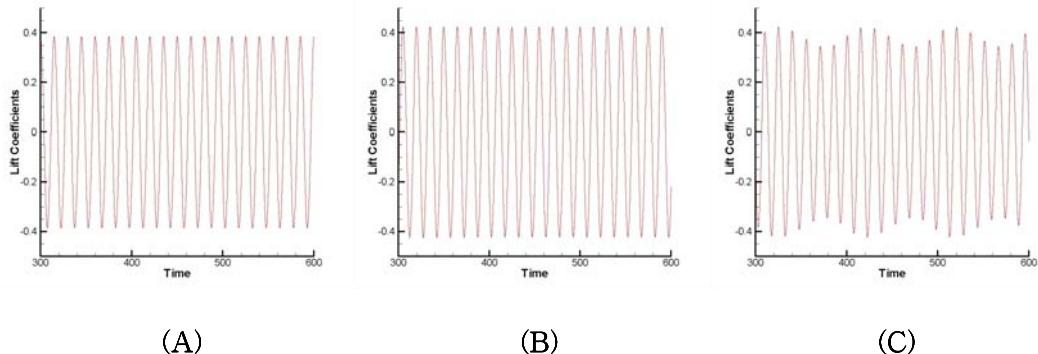


Fig. 4.5 Time histories of lift coefficient (a) Fixed cylinder, (b) Lock-on, (c) Non-lock-on

양력계수의 주기를 확실하게 확인하기 위해 Fig. 4.6, Fig. 4.7와 같이 주파수 스펙트럼 분석을 통해 주파수 성분을 확인하였다. Fig. 4.6와 Fig. 4.7(a), (b)의 주파수 분석 결과에서 보면 고정된 실린더와 Lock-on 상태의 실린더는 하나의 peak가 강하게 나타나는 것을 확인할 수 있다. Fig. 4.7(c), (d), (e), (f), (g), (h)와 같이 Non-lock-on 상태일 경우에는 두 개의 주파수 peak가 발생되는 것을 확인 할 수 있다. Fig. 4.7(a), (b)에서 Lock-on 상태의 한 개의 주파수 peak는 실린더의 회전 주파수와 같은 영역에서 관찰된다. 이는 실린더의 와흘림이 가진에 의해 발생되는 것이기 때문이다. 하지만 Fig. 4.7(c), (d), (e), (f), (g), (h)와 같이 Non-lock-on 상태일 경우에는 다른 영역의 주파수 peak도 보이게 된다. 또한 Fig. 4.7(c), (d)와 같이 Lock-on 영역에서 가까운 영역에서는 가장 큰 주파수 peak가 실린더의 가진과 같은 영역에 나타나는 것을 확인할

수 있다. 하지만 Fig. 4.7(e), (f), (g), (h)와 같이 Lock-on 영역에서 더욱 멀어지게 됨에 따라 실린더 고유의 와흘림 주파수는 가진에 의한 영향이 작아지는 것을 확인할 수 있다. 이러한 이유는 실린더의 가진 주파수가 실린더 고유의 와흘림 주파수와 같은 Lock-on 상태에 가까운 경우 실린더에 더 큰 영향을 주기 때문이라고 생각된다.

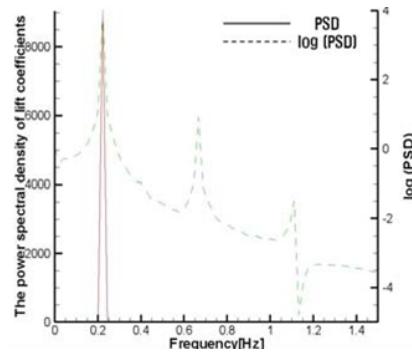
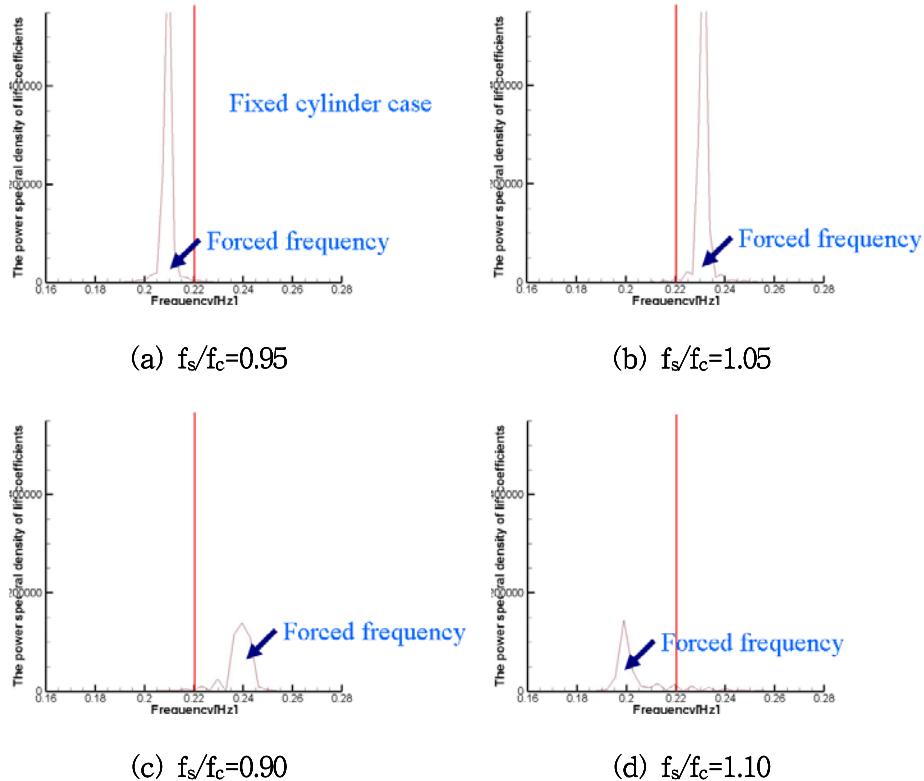
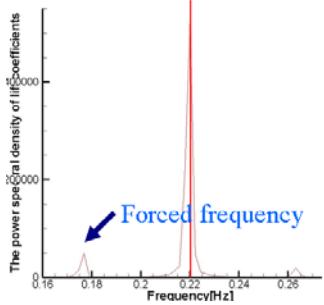
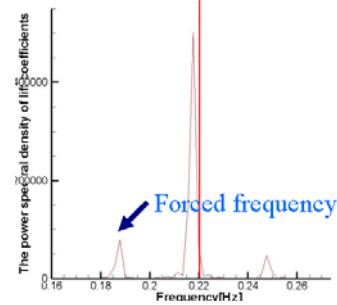


Fig. 4.6 PSD of fixed cylinder

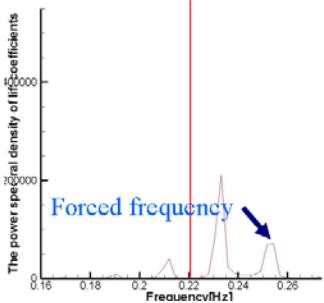




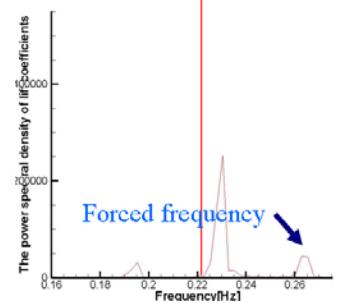
(e) $f_s/f_c=0.80$



(f) $f_s/f_c=0.85$



(g) $f_s/f_c=1.15$



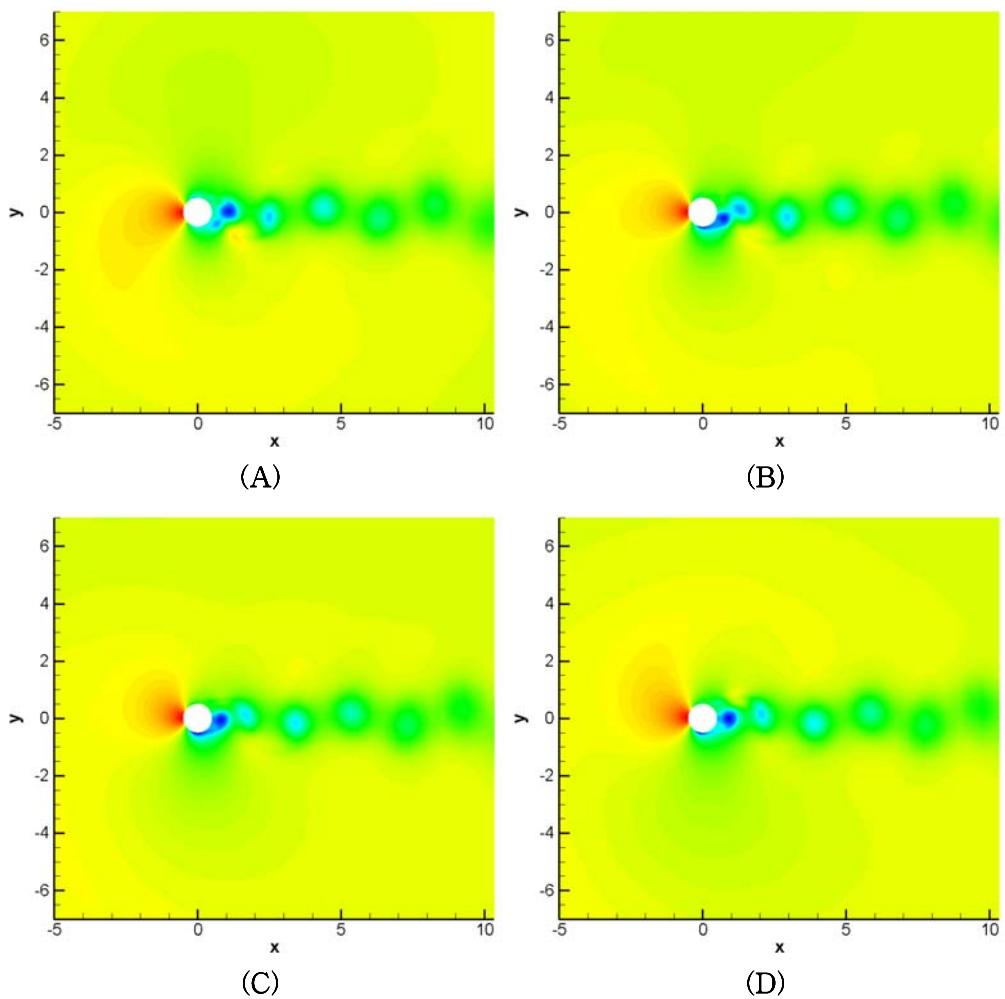
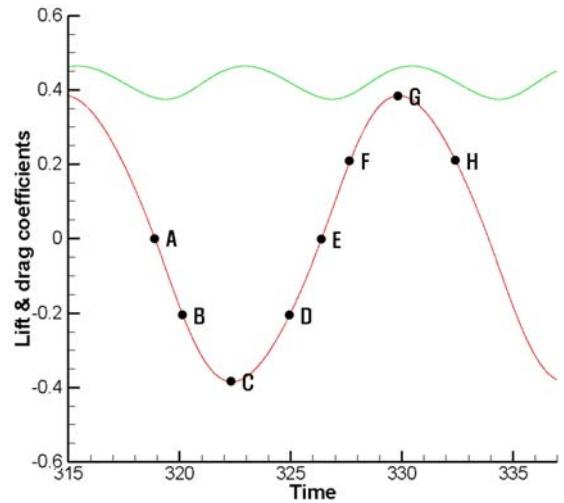
(h) $f_s/f_c=1.20$

Fig. 4.7 The power spectral density of lift coefficients; (a),(b) : Lock-on;
 (c),(d),(e),(f),(g),(h) : Non-lock-on

제 5 절 와흘림 특성

실린더의 가진 조건에 따라 와흘림의 생성에 미치는 물리적 영향력을 관찰하기 위해 고정된 실린더와 Lock-on, Non-lock-on 상태 실린더에서 발생되는 와흘림에 대해 관찰하였다. 실린더 고유의 와흘림 주파수와 가진 주파수가 같을 경우 Lock-on 현상이 발생하게 되고, 이때 와흘림은 실린더의 움직임과 일치하여 발생하게 된다. 하지만 Lock-on 현상이 발생하지 않았을 경우, 와류의 생성은 실린더의 회전 방향에 따라 영향을 받기는 하지만 앞에서 설명한 내용과 같이 가진 주파수와 natural Karman 와흘림 주파수를 가지기 때문에 복잡한 형태의 와류가 발생하게 된다.

Fig. 4.8에서는 고정된 실린더에서 발생하는 와류를 양력계수의 한 주기 동안 관찰하였다. 고정된 실린더에서 와흘림은 일정한 주기로 발생하게 된다. (A) 시점에서는 실린더 윗면에서 발생한 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되어 양력계수가 0이 되었다. 이때 실린더의 뒷면에 압력이 낮아지면서 항력은 최저가 된다. (B) 시점에서는 실린더 아래면에서의 유속이 빨라지게 되고, 와류가 발달하면서 양력계수가 낮아지게 된다. (C) 시점에서는 와류가 실린더 아래면을 감싸게 되면서 압력이 전체적으로 낮아지고 양력계수는 최저가 된다. (D) 시점에서는 와류가 실린더 표면으로부터 분리되기 시작하면서 양력이 다시 증가한다. (E) 시점에서는 (A) 시점과 비슷하게 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되었고, 이때의 양력계수는 0이 되고 항력계수는 최저가 되었다. (F) 시점에서는 (B) 시점과 같이 실린더 윗면의 유속이 빨라지면서 와류가 발달하게 된다. (G) 시점에서는 (C) 시점과 같이 실린더 윗면 전체의 압력이 낮아지면서 양력계수가 최대가 되었다. (H) 시점에서는 (G)에서 발생된 와류가 실린더 표면으로부터 분리되기 시작하면서 양력이 낮아지게 된다. 고정된 실린더에서는 가진에 의한 주파수 간섭이 없어 이와 같이 일정한 주기를 가지는 패턴의 와흘림이 계속 발생하게 된다.



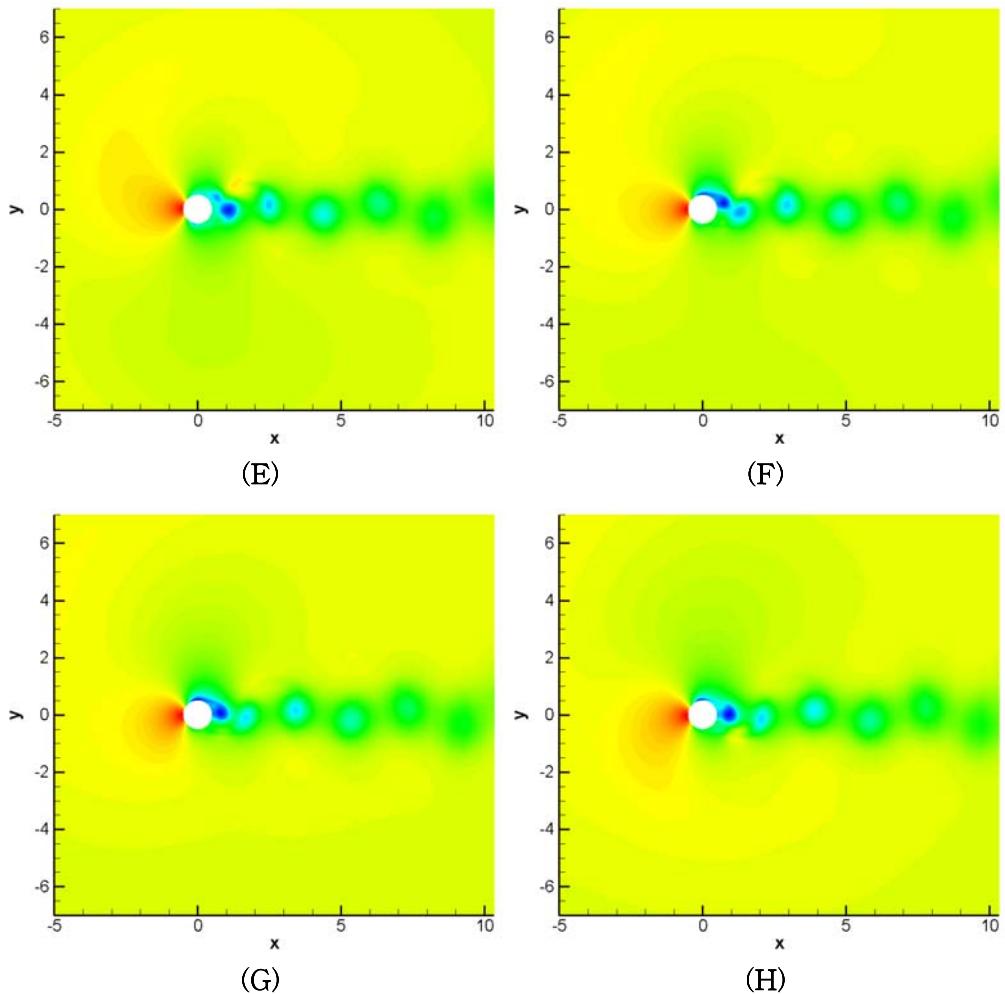
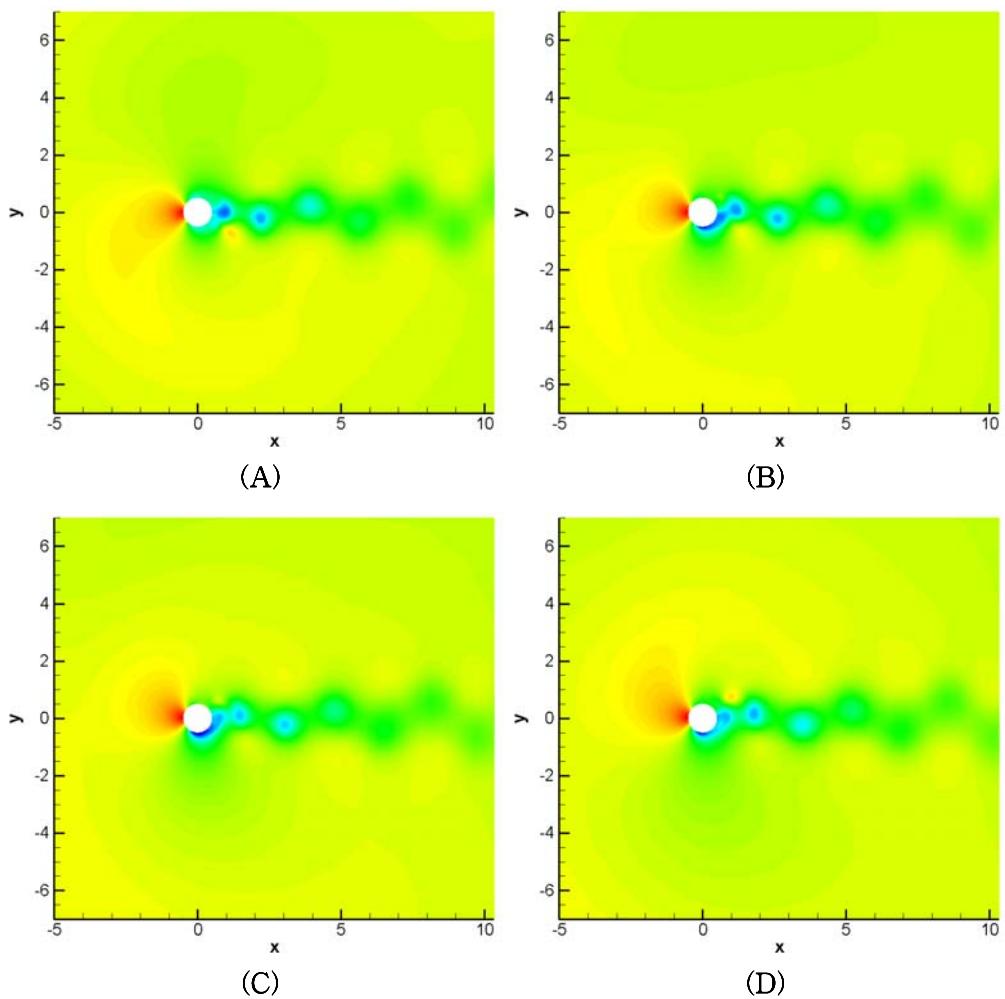
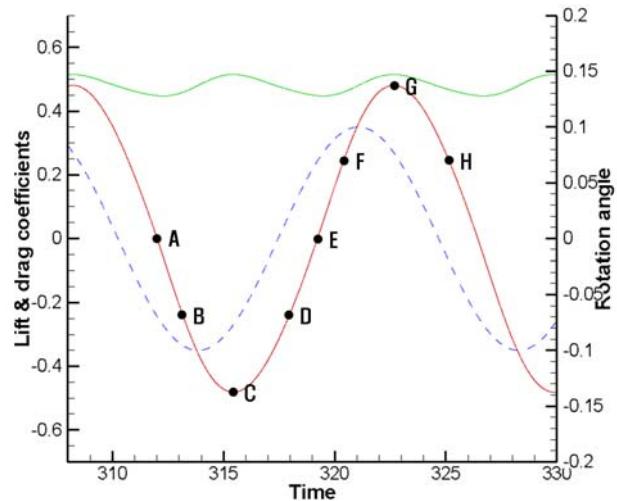


Fig. 4.8 vortex shedding around fixed cylinder at C_L 1 period

Fig. 4.9에서는 $f_s/f_c = 1.05$ 조건의 Lock-on 실린더에서 발생하는 와류를 양력계수의 한 주기 동안 관찰하였다. Lock-on 상태에서는 실린더의 회전과 와흘림의 발생이 일치하여 나타난다. 따라서 고정된 실린더와 같이 와흘림이 일정한 주기로 발생하게 된다. (A) 시점에서는 실린더 윗면에서 발생한 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되어 양력계수가 0이 되고, 실린더 윗면의 압력이 낮아지게 되어 항력계수는 최저가 된다. (B)~(C) 시점에서는 실린더 아랫면에서의 유속이 빨라지게 되고, 와류가 발달하면서 양력계수가 낮아지게 된다. 고정된 실린더와는 다르게 한번 발생한 와류는 실린더의 회전 방향이 바뀌게 되면서 실린더 아랫면에서 유지된다. 이로 인하여 실린더의 최저 양력계수는 고정된 실린더보다 낮아지게 된다. (D) 시점에서는 와류가 실린더 표면으로부터 분리되기 시작하면서 양력이 다시 증가한다. (E) 시점에서는 (A) 시점과 비슷하게 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되었고, 이때의 양력계수는 0이 되고 항력계수는 최저가 되었다. (F)~(G) 시점에서는 실린더 윗면의 유속이 빨라지면서 와류가 발달하게 된다. 또한 실린더의 회전 방향이 바뀌면서 와류는 실린더 윗면에 유지되게 되고 최대 양력계수는 고정된 실린더에 비해 높아지게 된다. (H) 시점에서는 (G)에서 발생된 와류가 실린더 표면으로부터 분리되기 시작하면서 양력이 낮아지게 된다. Lock-on 상태의 실린더는 가진에 의한 와흘림이 일정하게 발생하게 되고, 양력계수의 진폭이 커지게 된다. 또한 와흘림 중심의 높이차를 보면 고정된 실린더에 비해 큰 차이가 나는 것을 확인하였다. 이는 와흘림이 실린더 표면에서 떨어져 나오는 위치가 중심선에서 더 떨어진 상태에서 분리되기 때문이다. 이로 인해 항력계수의 진폭은 고정된 실린더에 비해 작아지게 되는 것이라고 생각된다.



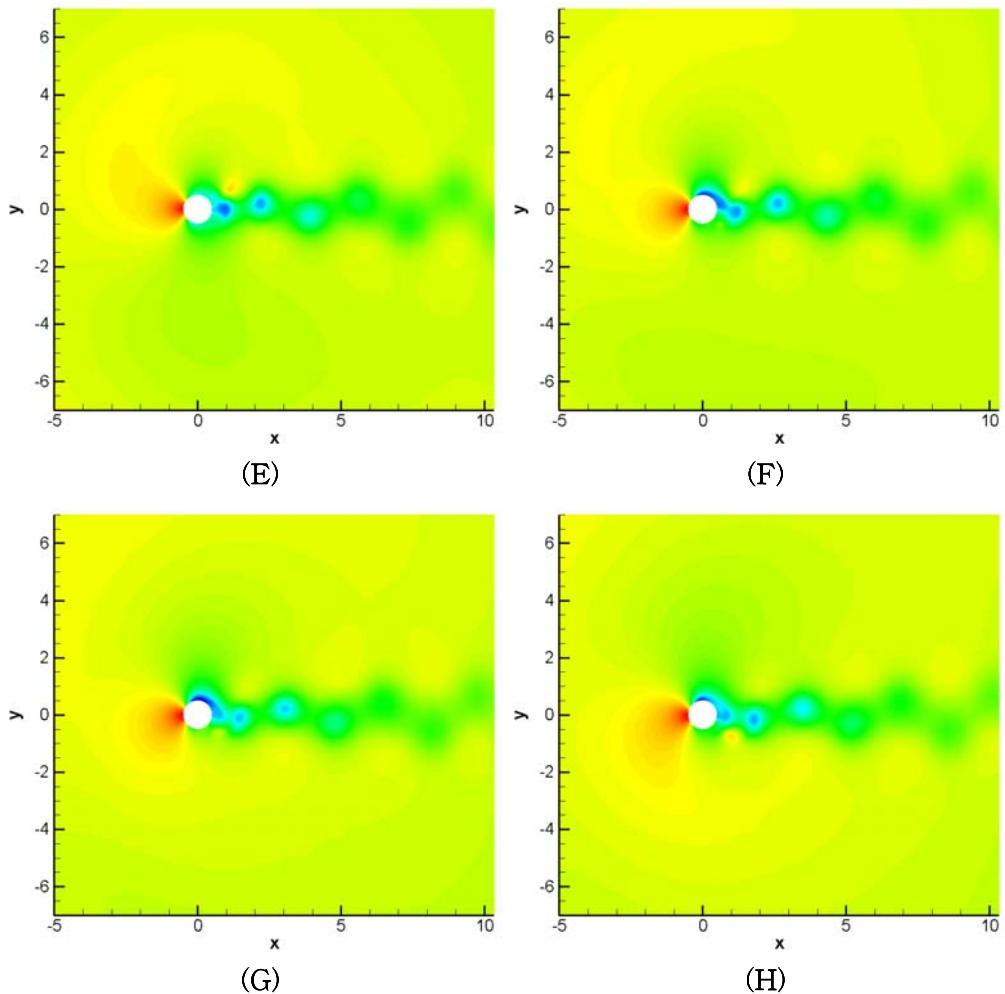
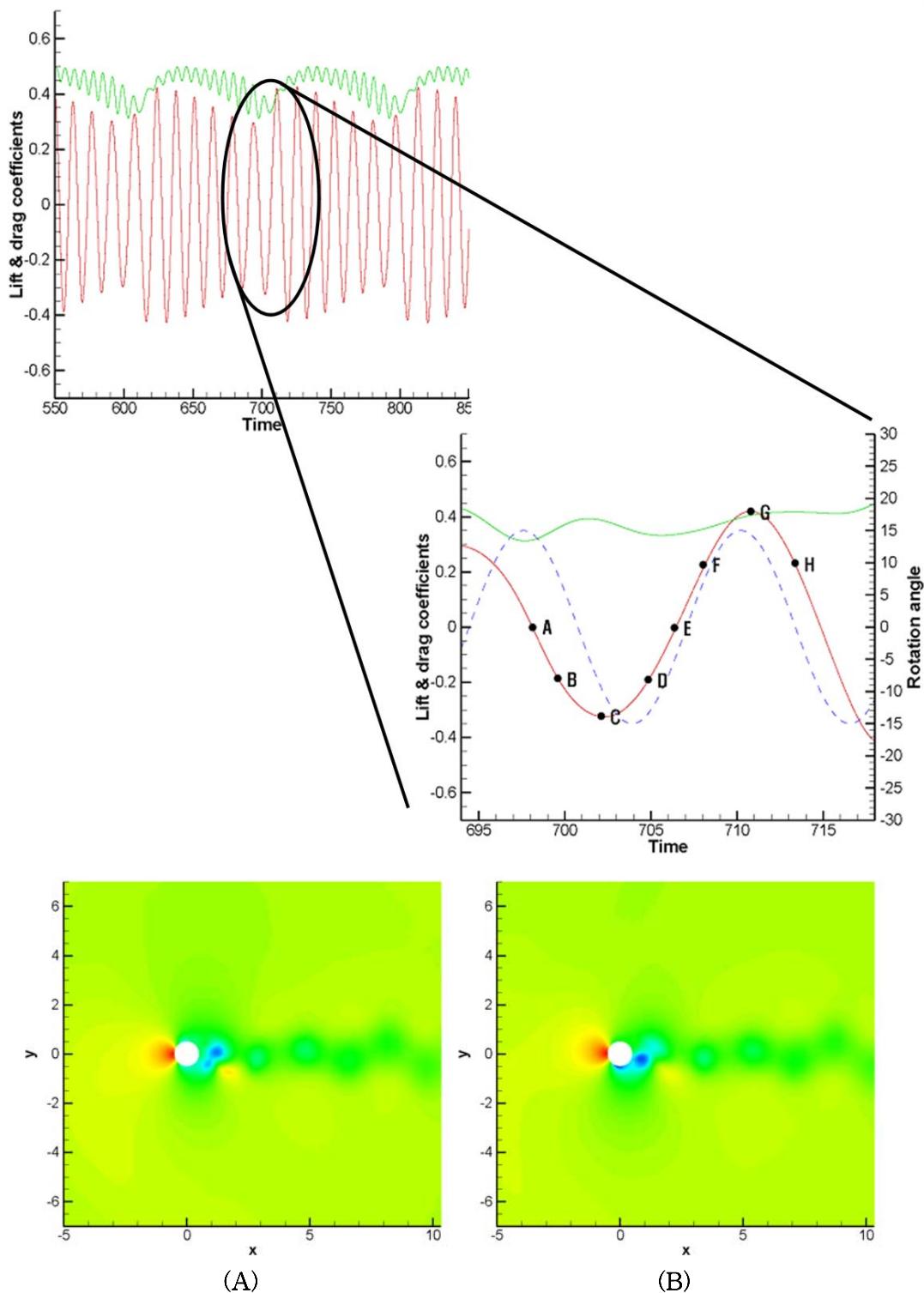


Fig. 4.9 Vortex shedding around lock-on cylinder at C_L 1 period

Fig. 4.10에서는 Non-lock-on 상태의 실린더에서 발생하는 와류를 양력계수의 한 주기 동안 관찰하였다. Non-lock-on 상태에서는 발생되는 와흘림은 실린더의 진동에 의해 지연되거나 가속되는 영향을 받지만 실린더의 움직임과는 완벽하게 일치하지 못하게 된다. Fig. 4.10에서는 양력의 변화가 가장 크게 나타나는 지점의 한 주기를 관찰하여 실린더의 움직임에 의한 와흘림 발생과정을 살펴보았다.

(A) 시점에서는 고정된 실린더와 Lock-on 상태의 실린더와 같이 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되어 양력계수가 0이 되고, 실린더 뒷면의 압력이 낮아지게 되어 항력계수가 최저가 된다. (B)~(C) 시점에서는 실린더 아래면에서의 유속이 빨라지면서 와류가 발달하고 양력계수가 낮아지게 된다. 이 때 실린더의 회전 방향은 와류가 진행하는 방향인 반시계방향으로 와류를 지연시키게 되고, 실린더로부터의 박리가 쉬워져 양력계수가 더 이상 낮아지지 못하게 된다. (D) 지점에서는 와류가 실린더 표면으로부터 분리되기 시작하면서 양력이 다시 증가한다. (E) 시점에서는 와류가 실린더 표면에서 완전히 분리되어 양력계수는 0이 되었다. 이때 실린더의 회전방향이 시계방향이 되어 와류의 박리가 실린더 뒷면에서 지연되면서 항력을 증가되기 시작한다. (F)~(G) 시점에서는 (E) 지점에서 분리된 와류가 여전히 실린더 뒷면에서 멀리 떨어지지 못하여 항력을 증가시키고 있고, 실린더 윗면에서는 새로운 와류가 형성되면서 양력은 증가하게 된다. (H) 시점에서 역시 실린더 뒷면에 머물러 있는 와류와 실린더 윗면에서 뒷면으로 흘러가는 와류로 인하여 양력은 감소하고 항력은 증가하게 된다.

실린더의 움직임이 와류 박리에 미치는 영향을 보기 위하여 무차원 시간을 비교하였다. 실린더가 반시계방향으로 움직이는 (A)~(C) 간의 시간은 무차원 시간으로 4.323 정도가 되고, 실린더가 시계방향으로 움직이는 (E)~(G) 간의 시간은 무차원 시간으로 3.663 정도가 된다. 이 결과는 Lock-on 상태의 실린더와 같이 회전 진동이 실린더에서 발생되는 와흘림과 같이 움직이지는 않지만 큰 영향을 주기 때문이다.



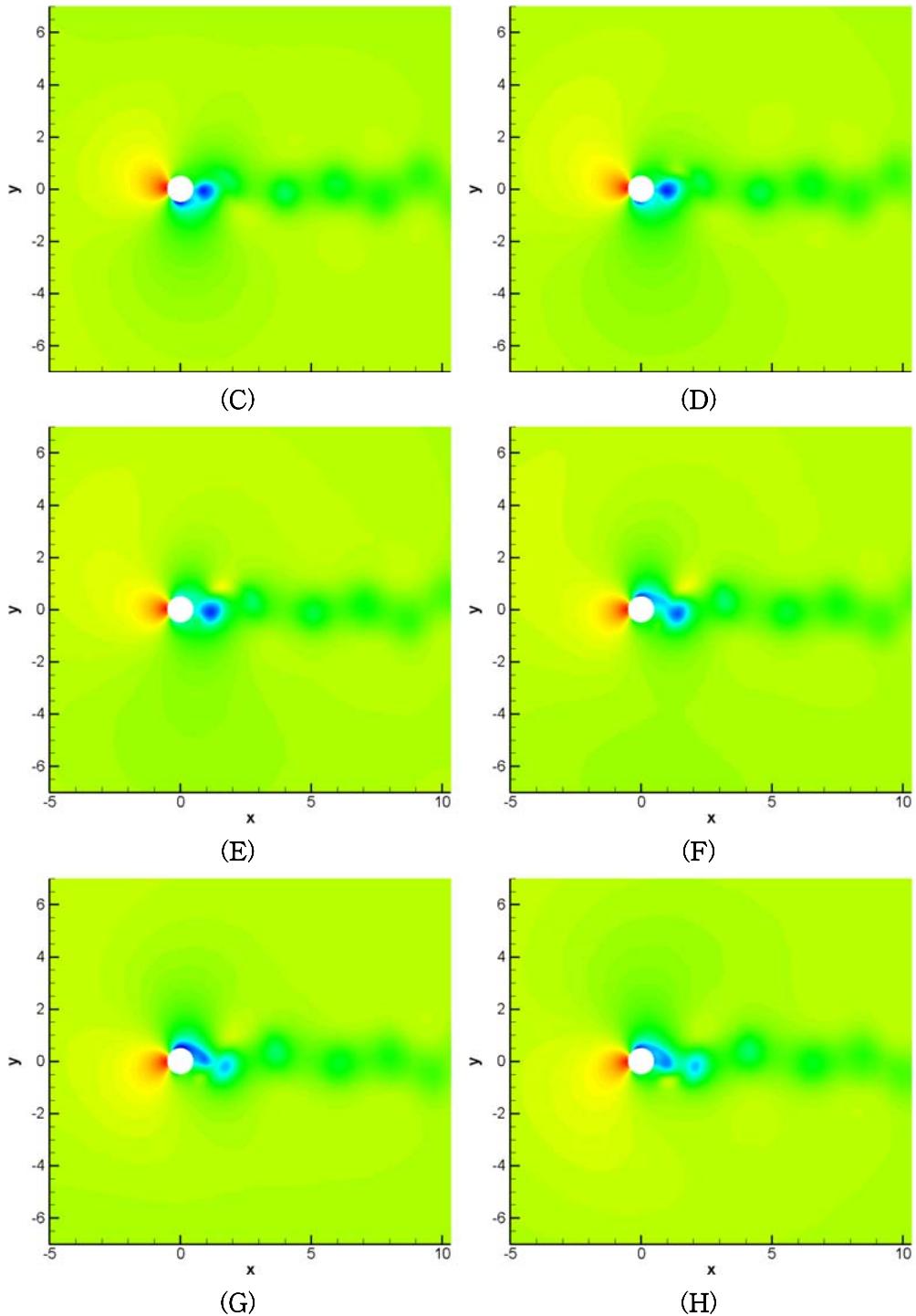


Fig. 4.10 Vortex shedding around non-lock-on cylinder at C_L 1 period

제 5 장 결 론

본 논문에서는 회전 진동하는 2차원 원형 실린더 주위의 유동을 수치해석을 이용하여 분석하였다. 지배방정식으로는 2 Dimensional Compressible Unsteady Reynolds-Averaged Navier-Stokes(RANS) 식을 사용하였다. 공간 차분법으로는 OHOC Scheme을 사용하여 고차·고해상도의 정밀도를 갖게 하였고, 시간 차분법으로는 4th-order Runge-Kutta Scheme을 사용하였다. 또한 인공감쇄항으로는 수치적인 불안정성을 유발하는 비선형 불연속파를 억제하기 위하여 ANAD Scheme을 이용하였다. 경계조건으로는 Characteristic Boundary Condition을 사용하여 경계면에서 발생하는 비 물리적 반사파를 억제하였고, 에너지 밀도가 높은 와류가 경계면을 통과하면서 발생시키는 반사파를 억제하기 위해 Nonreflection Zonal Characteristic Boundary Condition을 사용하여 수치해석을 수행하였다.

실린더는 레이놀즈 수에 따라 고유의 와흘림 주파수를 갖는다. 실린더의 회전 진동 주파수를 실린더 고유의 와흘림 주파수와 같거나 비슷한 영역에서 가진시킬 경우 실린더는 Lock-on 상태가 되고, 가진 진폭이 증가함에 따라 Lock-on 현상이 발생되는 영역도 증가하는 것을 확인하였다. 하지만 Lock-on 영역의 증가는 일정 영역 이상으로 증가하지 않을 것으로 예상된다. 또한 주파수 스펙트럼을 통하여 각 영역에서의 주파수 성분을 확인하였고, 가진 주파수가 와흘림에 어떠한 영향을 미치는지 Lock-on 영역을 중심으로 Lock-on 경계에서 가까운 경우와 멀어지는 경우에 대해 확인하였다.

고정된 실린더, Lock-on 상태의 실린더, Non-lock-on 상태의 실린더의 와류 생성과정을 양력계수의 주기에 따라 관찰하였다. 고정된 실린더는 실린더의 윗면과 아랫면에서 일정한 패턴으로 주기적인 와흘림이 발생하였다. Lock-on 상태의 실린더는 가진에 의하여 실린더 윗면과 아랫면에서 일정한 와흘림이 발생하였다. 실린더의 양력이 최저점, 최고점에서 실린더의 회전방향이 변하면 와류가 진행방향과 반대 방향의 실린더 표면으로 끌려오게 되고, 이는 양력계수의 증가를 가지고 왔다. 또한 와류의 박리가 고정된 실린더에 의해 실린더의 중심선에서 떨어져 발생하면서 항력의 진폭이 작아지는 결과를 보였다. Non-lock-on 상태의 실린더는 실린더 고유의 와흘림이 가진에 의하여 다양한 패턴을 보였다. 실린더의 회전 방향과 와흘림의 생성 위치에 따라 실린더 표면의 유속이 증가 또는 감소되면서 양력계수와 항력계수의 변화량에 큰 변화를 보였다.

앞으로 연구 계획은 각 축방향의 진동에 대한 연구를 수행하고자한다. 축방향의 진동 또한 회전 진동과 비슷한 결과를 얻을 수 있을 것이라고 생각하지만 x축 진동과 y축 진

동은 각각 다른 주파수에 의해 영향을 받을 것이라고 예상된다. 또한 본 연구에서 사용된 고차·고해상도 수치기법의 장점을 살려 음향장 해석을 수행하고 계산 영역을 3차원으로 늘려 진동에 의한 효과가 3차원 불안정성에 어떠한 영향을 미치는지에 대해 연구하고자 한다.

참고문헌

- [1] 2000, Dalton, C., "Calculation of flow past a circular cylinder using LES," In: WIVIVOS-Workshop on Vortex-Induced Vibrations of Offshore Structures, vol. 1. São Paulo, Brazil.
- [2] 1967, G.H. Koopman, "The vortex wakes of vibrating cylinders at low Reynolds numbers", J Fluid Mech, pp.501-512
- [3] 1966, Gerrard J.H., "The mechanics of the formation region of the vortices behind bluff bodies", J Fluid Mech, pp.401-413
- [4] 1976, Griffin O.M., Ramberg S.E., "Vortex shedding from a circular cylinder vibrating inline with an incident uniform flow", J Fluid Mech, Vol.75, pp.257-276
- [5] 1988, Williamson C.H.K., Roshko A., "Vortex formation in the wake of an oscillating cylinder", J Fluids Struct, Vol.2, pp.355-381
- [6] 1993, Hall M.S., Griffin O.M., "Vortex shedding and lock-on in a perturbed flow", Trans ASME J Fluids Eng, Vol.115, pp.283-291
- [7] 1991, Filler J.R., Marston P.L., Mih W.C., "Response of the shear layers separating from a circular cylinder to small-amplitude rotational oscillations", J Fluid Mech, Vol.231, pp.481-499
- [8] 1998, Baek, S.J., Sung, H.G., "Numerical simulation of the flow behind a rotary oscillating circular cylinder", Phys Fluids, Vol.10, pp.869-876
- [9] 1990, Ingham D.B., Tang T. "A numerical investigation into the steady flow past a rotating circular cylinder at low and intermediate Reynolds numbers", J Comput Phy, Vol.87, pp.91-107
- [10] 1991, Tang T., Ingham D.B., "On steady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers 60 and 100", Comput Fluids, Vol.19, pp.217-230
- [11] 1988, Charles Hirsh, "Numerical Computation of Internal and External Flows", John Wiley&Son
- [12] 1996, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Optimized Compact Finite Difference Schemes with maximum Resolution," AIAA Journal, Vol.34, No.5, pp.887-893
- [13] 1993, Hoffmann, K.C. and Chiang S.T., "Computational Fluid Dynamics for Engineers," Engineering Education System USA, Vol.1, pp.237
- [14] 1993, Tam, C. K. W., and Shen, H., "Direct computation of nonlinear acoustic pulses using high-order finite difference schemes," AIAA Paper 93-4325,
- [15] 1985, Pulliam, T. H., "Artificial Dissipation Models for the Euler Equations."

AIAA paper 85-0438

- [16] 1999, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Adaptive Nonlinear Artificial Dissipation Model for Computational Aeroacoustics," 3rd CAA Workshop on Benchmark Problems, USA, November.
- [17] 2000, Kim, J.W. and Lee, D.J., "Generalized characteristic boundary condition for computational aeroacoustics", AIAA Journal, vol.38, No.42 pp.47-55
- [18] 2006, R.D. Sandberg and N.D. Sandham, "Nonreflecting Zonal Characteristic Boundary Condition for direct numerical simulation of aerodynamic sound", AIAA Journal, 44(2), p.402
- [19] 1998, Williamson, C.H.K., Brown, G.L., "A series in $1/\sqrt{Re}$ to represent the Strouhal-eynolds number relationship of the cylinder wake," Journal of Fluids and Structures 12, pp.1073-085.
- [20] 2009, Lee, S.S., Kim, J.S., "고해상도 수치기법의 경계조건에 따른 공력음향 특성에 관한 연구", 한국전산유체공학회지, 제14권, pp.25-32

감사의 글

저작물 이용 허락서

학 과 항공우주공학과 학 번 20097080 과 정 석사
성 명 한글 : 이 명 국 한문 : 李 明 國 영문 : Lee Myung kuk
주 소 전라남도 영암군 삼호읍 용앙리 대불 금호아파트 104동 806호
연락처 E-MAIL : bearting7@hotmail.com

한글 : Navier-Stokes 식을 이용한 회전 진동하는 2차원 원형 실린더 주위 유동해석

논문제목 영문 : Numerical Analysis of the Flow Around a Rotationally Oscillating Circular Cylinder using Unsteady Two Dimensional Navier-Stokes Equation

본인이 저작한 위의 저작물에 대하여 다음과 같은 조건아래 조선대학교가 저작물을 이용할 수 있도록 허락하고 동의합니다.

- 다음 -

- 저작물의 DB구축 및 인터넷을 포함한 정보통신망에의 공개를 위한 저작물의 복제, 기억장치에의 저장, 전송 등을 허락함.
- 위의 목적을 위하여 필요한 범위 내에서의 편집·형식상의 변경을 허락함. 다만, 저작물의 내용변경은 금지함.
- 배포·전송된 저작물의 영리적 목적을 위한 복제, 저장, 전송 등은 금지함.
- 저작물에 대한 이용기간은 5년으로 하고, 기간종료 3개월 이내에 별도의 의사표시가 없을 경우에는 저작물의 이용기간을 계속 연장함.
- 해당 저작물의 저작권을 타인에게 양도하거나 또는 출판을 허락을 하였을 경우에는 1개월 이내에 대학에 이를 통보함.
- 조선대학교는 저작물의 이용허락 이후 해당 저작물로 인하여 발생하는 타인에 의한 권리 침해에 대하여 일체의 법적 책임을 지지 않음
- 소속대학의 협정기관에 저작물의 제공 및 인터넷 등 정보통신망을 이용한 저작물의 전송·출력을 허락함.

2010년 12월 3일

저작자 : 이 명 국 (서명 또는 인)

조선대학교 총장 귀하