

회전하는 원형 실린더 주위 층류유동장의 수치 시뮬레이션

문진국* · 박종천* · 윤현식* · 이병혁* · 전호환* · 서성부**

*부산대학교 조선해양공학과

***중소조선기술연구원

Numerical Simulation on Laminar Flow past a Rotating Circular Cylinder

JIN-KOOK MOON*, JONG-CHUN PARK*, HYUN-SIK YOON*, BYUNG-HYUK Lee*, HO-HWAN CHUN*

AND SUNG-BU SUH**

*Department of Naval Architecture and, Ocean Engineering, Pusan National University, Busan, Korea

**Research Institute of Medium and Small Ship Building, RIMS, Busan, Korea

KEY WORDS: Rotating Circular Cylinder 회전하는 원형 실린더, Vortex Shedding 와류 흘림, Laminar Flow 층류 유동, Statistics on a Cylinder Surface 원형 실린더 표면에서의 통계량, Magnus Effect 마그누스 효과, CFD 전산유체역학.

ABSTRACT: The effect of rotation on the unsteady laminar flow past a circular cylinder is numerically investigated in the present study. The numerical solutions for the 2D Navier-Stokes equation obtained, using two different numerical methods. One is an accurate spectral method and the other is a finite volume method(FVM). First, the flow around a stationary circular cylinder is investigated to understand the basic phenomenon of flow separation and bluff body wake. Next, the flow characteristics of the laminar flow, past a rotating circular cylinder, are investigated, using a FVM developed in this study. By the effect of rotation, it is seen that values of lift increase, while the values of mean drag decrease. Further, the criteria of angular velocity, at which the Karman vortices disappear, is also determined.

1. 서 론

원형 실린더 주위에서 발생하는 카르만 보오텍스(vortex)의 흘림(shedding)에 의한 항력 및 양력의 주기적인 변화는 구조물의 진동이나 소음을 야기하며 구조물 설계 시 강도상의 문제에 상당히 큰 요인으로 작용한다. 또한, 이로 인해 구조물의 수명에 영향을 주게 된다. 따라서 보오텍스의 주기적인 흘림에 대한 유동제어는 실용 공학적 측면에서 매우 중요하다. 이로 인해, 다양한 제어방법들을 다룬 연구들이 진행되어져 왔다(Kwon and Choi, 1996; Baek and Sung, 1998; 김광수와 서정천, 1998; Kang et al., 1999; 신영섭, 2000; 김광수 등, 2003).

원형 실린더의 직경, D , 자유유동(free stream) 속도, U_∞ , 유체 동점성계수, ν 로 무차원화한 레이놀즈 수, $Re = U_\infty D / \nu$,에 따라 $Re \ll 1$ 의 영역에서 유동은 포텐셜 유동에 근접한 정상상태(steady state)의 전후대칭인 유동장을 형성하며, $Re < 49$ 의 영역에서는 정상상태의 twin vortex 버블을 형성한다. 이후 $49 \leq Re \leq 180$ 의 영역에서는 카르만 보오텍스가 발생하게 되는데, 이 영역에서는 레이놀즈 수가 증가할수록 후류의 불안정성이 증가하고 양력 변동의 진폭은 성장한다. 또한 실린더 근접 후류 영역에서의 레이놀즈 응력은 증가하며 재순환 영역의 길이는 감소하게 된다. 이와 동시에 기저압력은 증가하게

되고 비정상 힘들이 증가한다. 저 레이놀즈 수 영역($49 \leq Re \leq 180$)에서의 이러한 현상들은 실험을 통한 정확한 관찰이 어려운 실정으므로, 보고된 측정치들 사이에는 큰 편차를 보인다. 그러나 유동수직방향의 중단 경계조건을 잘 조작해서 컴퓨터 시뮬레이션을 하게 되면, 원형 실린더 후류에서 레이놀즈 수의 증가에 따라 서로 다른 주기와 진폭을 갖는 변동 양력이 발생하는 것을 알 수 있다. 이것은 레이놀즈 수가 증가함에 따라 원형실린더 후류에서 유동장의 불안정성이 증가하여 변동 압력에 따른 카르만 보오텍스가 주기적으로 나타나게 되기 때문이다. 이러한 물리적 이해를 기반으로 원형실린더 주변의 유동장을 제어하고 변동 양력을 없애기 위해 원형실린더를 한 방향으로 회전시키면, 실린더의 한쪽 면에서는 유장이 가속되는 효과가 생길 것이고 반대로 다른 한쪽 면에서는 감속될 것이다. 유장이 가속되는 면에서는 압력이 낮아지게 되고 반대로 감속되는 면에서는 압력이 높아지게 되어 원형실린더에 일정 양력이 작용하는 효과가 나타날 것으로 예상하였다. 이것은 마그누스(Magnus) 효과로 유동장의 형태를 바꾸어 진동을 줄이는 효과를 가지게 된다. 회전하는 원형실린더에 관한 연구는 실험적(Taneda, 1978; Tokumaru and Dimotakis, 1991; Filler et al, 1991), 수치적(Wu et al, 1989; Baek and Sung, 1998)으로 연구가 진행되어 왔다.

원형 실린더를 일정 각속도로 회전 시켰을 때 주위 유동장에 미치는 영향에 관한 물리적 이해는 향후 연구의 일환이라고 할 수 있다. 실린더를 일정 각속도 이상으로 회전시키면 실린더 주변의 유동의 형태가 바뀌게 되어 보오텍스의 발달이 사라지게

제1저자 박종천 연락처: 부산광역시 금정구 장전동 산30

051-510-2480 jcpark@pusan.ac.kr

되고 항력과 양력의 주기적인 변화를 주는 카르만 보오텍스가 사라지게 된다. 그러므로 구조물의 진동이나 소음을 억제하는 역할을 하게 한다.

본 연구에서는 $Re=100$ 에 대해 정지상태 및 회전하는 실린더 주위의 유동장을 수치해석 하였다. 레이놀즈 수의 선정에 대하여, 레이놀즈 수가 비교적 작은 영역($Re < 49$)에서는 정상상태 유동으로 카르만 보오텍스와 같은 현상이 일어나지 않고, 큰 레이놀즈 수의 영역($Re > 200$)에서는 3차원 효과가 나타나기 때문이다. 특히 $Re=100$ 인 경우 회전 각속도 α 에 따른 원형 실린더 주변의 양력, Strouhal 수, 재순환 영역의 변화에 대해 주의깊게 관찰하였다. 이때 각속도 α 는 $\alpha = \dot{\theta}d/(2U_\infty)$ 로 정의하였으며, $\dot{\theta}$ 는 실린더의 각속도를 나타낸다. 그리고 변동 양력과 카르만 보오텍스의 정도를 나타내는 Strouhal 수의 경우에는 $St = fd/U_\infty$ 로 정의하였다. 여기서 f 는 진동수이다. $Re=100$ 인 경우에서 유한체적법과 스펙트럴법으로 수치해석을 수행하였다. 두 수치해석 방법들의 결과를 선행 실험 및 수치해석 결과들과 비교하였다.

2. 수치해석법

2.1 유한체적법

비압축성 유동장을 풀기위한 지배방정식은 다음과 같은 Navier-Stokes 방정식과 연속방정식이다.

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \mathbf{u} \mathbf{u} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (2)$$

여기서, \mathbf{u} 는 속도벡터, t 는 시간, ∇ 은 구배 연산자, P 는 압력을 밀도로 나눈 값으로 정의되며, Re 는 레이놀즈 수를 각각 나타낸다.

검사체적을 V , 이 체적을 구성하는 면요소의 면적벡터를 \mathbf{S}_m 으로 하여 식(1)의 양변을 검사체적 내에서 체적적분한다. Gauss의 정리를 이용하여 체적적분의 일부를 검사체적의 표면적분으로 변환하여 다음 식을 얻는다.

$$\frac{d}{dt} \int_V \mathbf{u} dV = \int_S \bar{\mathbf{T}} \cdot d\mathbf{S} \quad (3)$$

$$\int_S \mathbf{u} \cdot d\mathbf{S} = 0 \quad (4)$$

여기서, $d\mathbf{S}$ 는 면적벡터이며 미소면적요소 dS 에 폐곡면 S 의 바깥쪽을 향하는 법선 벡터 \mathbf{n} 을 곱한 $\mathbf{n}dS$ 이다. $\bar{\mathbf{T}}$ 는 응력 텐서이고 다음과 같이 주어진다.

$$\begin{aligned} \bar{\mathbf{T}} &= -\mathbf{u}\mathbf{i} - \bar{\mathbf{A}} + \frac{1}{Re} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \overline{\mathbf{u}\mathbf{u}} \\ &= \bar{\mathbf{C}} + \bar{\mathbf{P}} + \bar{\mathbf{D}} \end{aligned} \quad (5)$$

각 항의 의미는, $\bar{\mathbf{C}}$ 는 이류항, $\bar{\mathbf{P}}$ 는 압력항, $\bar{\mathbf{D}}$ 는 확산항이다.

지배변수의 정의 위치는 격자중심에 배치하고, 속도와 압력점 모두를 검사체적의 중심에 정의한다. 따라서, 속도와 압력의 커플링은 Rhie and Chow(1983)의 방법을 따른다. 수치해석법의 내용은 박종천 등(2003a; 2003b)을 참조할 수 있다.

격자계로는 Fig. 1과 같이 중첩격자계를 사용한다.

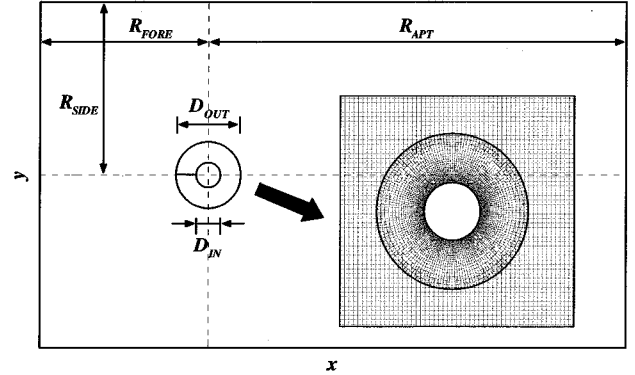


Fig. 1 F-grid and C-grid for solving the laminar flow past a rotating circular cylinder

2.2 스펙트럴법

2차원 실린더 주위의 비정상 유동을 지배하는 무차원화된 질량 및 운동량 보존 방정식은 다음과 같다.

질량 보존 방정식

$$\frac{\partial}{\partial r} (ru_r) + \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0 \quad (6)$$

r - 운동량 보존 방정식:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \frac{\partial u_r^2}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial (u_r u_\theta)}{\partial \theta} + \frac{u_r^2 - u_\theta^2}{r} \\ = -\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{1}{Re} \left[\nabla^2 u_r - \frac{u_r}{r^2} - \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (7)$$

θ - 운동량 보존 방정식:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_\theta}{\partial t} + \frac{\partial (u_r u_\theta)}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta^2}{\partial \theta} + \frac{2u_r u_\theta}{r} \\ = -\frac{1}{r} \frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{1}{Re} \left[\nabla^2 u_\theta - \frac{u_\theta}{r^2} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} \right] \end{aligned} \quad (8)$$

위의 지배 방정식들을 무차원화 하기 위하여 사용된 무차원 변수는 다음과 같이 정의하였다.

$$u_r = \frac{u_r^*}{U_\infty}, u_\theta = \frac{u_\theta^*}{U_\infty}, p = \frac{p^*}{\rho U_\infty^2} \quad (9)$$

$$t = \frac{t^* U_\infty}{D}, r = \frac{r^*}{D}$$

여기서 U_∞ 는 자유 유동 (free-stream) 에서의 속도를 나타내고, D 는 실린더의 직경을 의미하여 차원을 갖는다. 그리고 $u_r^*, u_\theta^*, p^*, t^*, r^*$ 는 각각 반경 및 원주 방향의 속도, 압력, 시간 및 반경방향 좌표이며 차원을 가진 변수이다.

2.3 수치해석 방법

(1) 공간 이산화

무차원화된 지배 방정식 (1)과 (2)로부터 해를 구하기 위해서 Spectral 기법을 사용한다. 반경 (r) 방향으로의 체비셰프 전개 (Chebyshev expansion)을 사용하였으며, 이로 인하여 격자점은 비균일 Gauss-Lobatto 점들로 이루어진다. 원주 (θ) 방향으로 Fourier 급수를 사용하며 등간격 (equispaced) 점은 다음과 같이 표현된다.

$$r_i = -\cos \frac{\pi(i-1)}{N_r-1}, 1 \leq i \leq N_r \quad (10)$$

$$\theta_j = \frac{jL_\theta}{N_\theta}, 0 \leq j \leq N_\theta - 1, L_\theta = 2\pi$$

주기 조건이 사용된 원주 (θ) 방향으로 forward and inverse Fourier 급수는 아래와 같이 정의된다.

$$\hat{g}_k(r) = \frac{1}{L_\theta} \quad (11)$$

$$g(r, \theta) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} \hat{g}_k(r) \quad (12)$$

여기서 k 는 Fourier mode의 wave number이고 L_θ 는 원주(θ) 방향으로 최대주기파장(largest periodic wave length)이다. 따라서 변수 F 는 다음과 같이 표현된다.

$$F(r, \theta, t) = \sum_{m=0}^{N_r} \sum_{k_\theta=-N_\theta/2}^{N_\theta/2-1} \hat{F}(k_\theta, m, t) e^{2\pi i k_\theta / L_\theta} T_m(r) \quad (13)$$

여기서 \hat{F} 는 spectral space에서의 F 이다. $T_m(y)$ 는 m^{th} 차 Chebyshev polynomial로 아래와 같다.

$$T_m(y) = \cos(m\vartheta), \vartheta = \cos^{-1}y \quad (14)$$

(2) 시간 이산화

시간에 따른 해를 구하게 위해 속도장 계산을 압력 계산으로부터 분리하는 time-splitting method를 사용하였다. 첫 번째 단계로, 속도는 대류-확산항을 풀어 'n' 시간레벨에서 중간 시간레벨인 'n*'로 나아간다.

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\Delta t} + NL = \frac{1}{Re} DIF \quad (15)$$

식 (15)의 대류항(NL)은 3차 Adams-Bashforth scheme을, 확산항 (DIF)에 대해서는 Crank-Nicolson scheme을 아래와 같이 사용하였다.

$$NL = \frac{23}{12}(\vec{u}^n \cdot \nabla \vec{u}^n) - \frac{16}{12}(\vec{u}^{n-1} \cdot \nabla \vec{u}^{n-1}) + \frac{5}{12}(\vec{u}^{n-2} \cdot \nabla \vec{u}^{n-2}) \quad (16)$$

$$\frac{\vec{u}^* - \vec{u}^n}{\Delta t} + NL = \frac{1}{Re} DIF \quad (17)$$

$$DIF = \frac{1}{2} \nabla^2 \vec{u}^* + \frac{1}{2} \nabla^2 \vec{u}^n \quad (18)$$

압력에 관해서 압력 Poisson 방정식 (11)을 풀어, 'n+1' 시간레벨에서의 압력 p^{n+1} 을 얻는다. 마지막 단계로서, 압력 보정 방정식(21)을 사용하여 'n+1' 시간레벨에서의 최종적인 속도($u_r^{n+1}, u_\theta^{n+1}$)를 구한다.

$$\nabla^2 \cdot \tilde{p}^{n+1} = \frac{1}{\Delta t} \nabla \cdot \vec{u}^* \quad (19)$$

$$\vec{u}^{n+1} = \vec{u}^* - \Delta t \nabla \tilde{p}^{n+1} \quad (20)$$

본 계산의 초기 및 경계조건들은 Mittal and Balachandar(1994)이 사용한 조건들과 같이 부여되었다(윤현식과 전호환, 2004).

초기 조건으로는 전체 유동을 포텐셜 유동으로 지정하였다. 실린더 주위의 유동장을 정확하게 계산하고자 할 때 경험하는 어려운 문제 중의 하나가 후류 영역에서 생성되는 큰 와동 교란 (vortical disturbance)을 계산 영역 바깥으로 잘 전달되어 나갈 수 있도록 하는 반사하지 않는 경계조건(non-reflecting boundary condition)을 지정하는 것이다. 현재의 계산에서는 Mittal and Balachandar(1994)에 의하여 제안된 완충 영역 방법(buffer domain techniques)을 사용한다. 이 방법은 출구 경계에서의 점성항 및 압력분포로부터 발생하는 타원형 미분방정식의 소스(source)를 제거하여 지배방정식이 포물선형 미분방정식이 되도록 한다. 이러한 목적을 달성하기 위하여 후류 영역의 거의 모든 영역에서 1의 값을 가지나 바깥 경계(outer boundary) 근방으로 접근함에 따라서 0의 값을 가지는 필터 함수(filter function)를 정의한다. 이 필터 함수를 사용함으로써 반경 방향의 확산 항 및 압력 Poisson 방정식의 소스 항을 영역에 따라 적절히 걸러낼 수 있다.

입구 경계(inflow boundary)조건은 위에서 언급한 초기 조건으로 사용된 포텐셜 유동으로 지정한다. 입구 및 출구 경계가 만나는 근방에서는 경계층 변위(boundary layer displacement) 효과를 고려하기 위하여 혼합 경계(Robin boundary condition)를 지정하였다.

실린더 표면은 점착 경계조건(no-slip boundary, $u = v = 0$)을 사용하였다.

본 계산에 사용된 시간간격 (time step)은 0.002이고, $Re=100$ 인 경우, $121(r) \times 164(\theta)$ 의 격자계를 사용하였다.

3. 정지해 있는 원형실린더 주위 층류 유동장

3.1 Strouhal 수

회전하지 않는 원형실린더의 보텍스 홀림 정도를 나타내는 Strouhal 수(St)는 레이놀즈 수와의 상관관계로 나타낼 수 있다. 여기서, $St = fD/U_\infty$, f 는 진동수이다. Williamson(1989)은 실험에 의해

$$St = -3.3265/Re + 1.816 + 1.6 \times 10^{-4} Re \quad (21)$$

의 식으로 층류 유동에서의 레이놀즈 수와 Strouhal 수의 상관관계를 정의하였다. Fig. 2는 Strouhal 수와 레이놀즈 수에 관한 상

관관계를 보여주고 있다. 이때, $Re=100$ 에서 본 연구에서 개발한 유한체적법과 스펙트럴법으로부터 얻어진 결과를 Williamson(1989)의 실험값 및 Park et al.(1998)의 수치해석결과와 비교하여 함께 도시하였다. 한편, Table 1에는 $Re=100$ 에 대응하는 Strouhal 수를 비교 정리해 두었다. 수치해석의 결과값들 사이에 다소 편차가 보임을 알 수 있으나 전반적으로 Williamson(1989)의 경험식과의 오차는 2% 미만이었다. 특히, 본 연구에서 개발한 유한체적법의 결과와는 0.1%미만의 오차를 보인다.

Table 1 Strouhal number at $Re=100$

	Williamson (1989)	Park et al. (1998)	Spectral	FVM
St	0.1638	0.1646	0.1667	0.1637

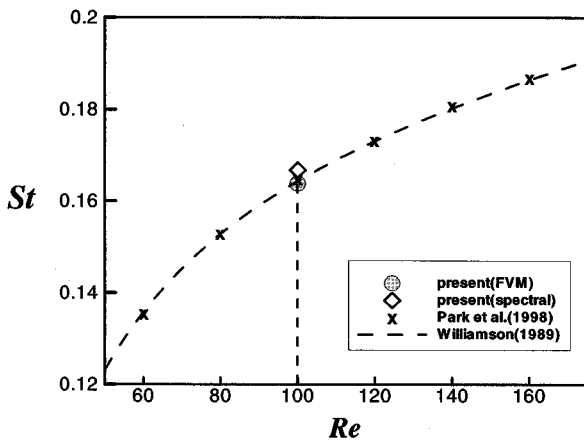


Fig. 2 St vs Re: ---, $St = -3.3265/Re + 1.816 + 1.6 \times 10^{-4}Re$ (Williamson, 1989); x, Park et al.(1998); \odot , present study(FVM); \diamond , present study(spectral)

3.2 시간평균된 압력계수와 벽 와도(wall vorticity)

Fig. 3에는 $Re=100$ 에서 시간평균 압력계수를 기존의 수치해석 결과(Kang et al., 1999)와 비교하였다. 이때 θ 의 시작점은 실린더의 전방 정체점을 0° 로 한다. Fig. 3에 알 수 있듯이 수치해석 결과들 사이에 좋은 일치성을 보인다. 전방 정체점에서 압력계수는 모든 경우 약 1로서 자유유동이 가지는 운동량이 실린더 전방의 정체점에서 압력으로 거의 모두 변환되었다는 것을 의미한다.

Fig. 4는 시간평균된 벽 와도의 분포를 원주방향(θ) 함수로 나타낸다. 와도는 $\theta=300^\circ$ 지점에서 최대값을 가지며, 와도의 값이 '0'이 되는 약 120° 와 240° 되는 지점에서 박리가 일어남을 알 수 있다.

3.3 항력과 양력 계수들의 통계량

Table 2에서 보여주는 C_D (전 항력), C_{DP} (항력의 압력성분)에 대한 항력 계수는 Fig. 5에서와 같이 유동이 완전히 발달한 후 무차원 시간 80 동안의 값들을 통계한 값들이다. ($\hat{\cdot}$) 값들은 각각 C_D , C_{DP} , C_{DF} (항력의 마찰성분), C_L (전 양력), C_{LP} (양력의 압력성분), C_{LF} (양력의 마찰성분) 값들의 변동성분을

나타낸다. Park et al.(1998)이 보여준 것과 같이 본 연구에서도 $\hat{C}_L \neq \hat{C}_{LP} + \hat{C}_{LF}$, $\hat{C}_D \neq \hat{C}_{DP} + \hat{C}_{DF}$ 라는 것을 확인할 수 있다. 또한, 선행 연구들에 의해 밝혀진 것처럼 C_D 를 구성

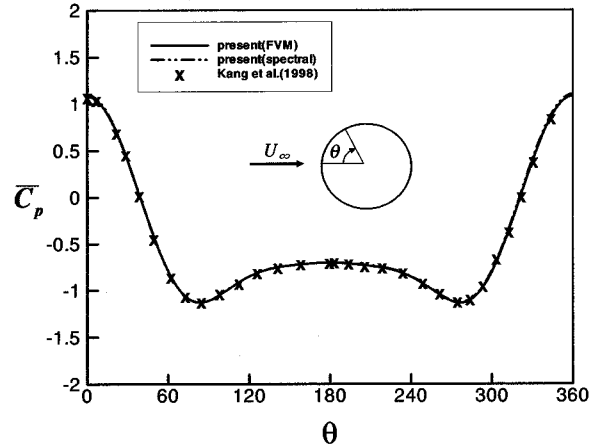


Fig. 3 Time-averaged wall pressure coefficient as a function of θ at $Re=100$

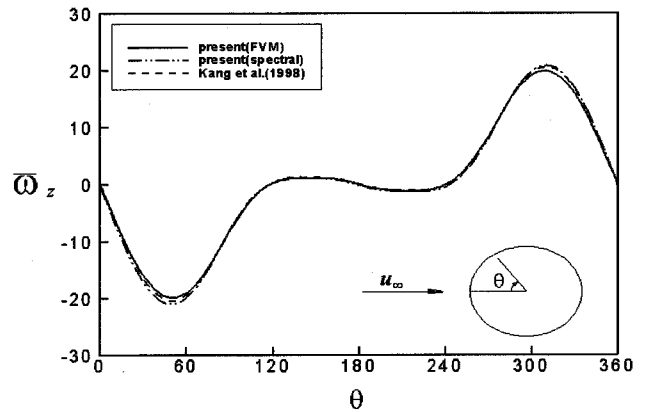


Fig. 4 Time-averaged wall vorticity as a function of θ at $Re=100$

하는 값으로 C_{DP} 가 전체의 약 74% 정도를 차지하는 것을 알 수가 있다.

여기서 특이한 점은 스펙트럴법의 C_D 에 관한 진폭이 Kang et al.(1999) 법이나 유한체적법에 비해서 약 50%의 차이를 보이고 있다. 이에 대하여 향후 더욱 체계적인 연구가 이루어져야 할 것이다.

Table 2 Drag and lift coefficients

	C_D	C_{DP}	\hat{C}_D	\hat{C}_{LP}	\hat{C}_{LF}	\hat{C}_L	\hat{C}_{LP}	\hat{C}_{LF}
Park et al.(1998)	1.33	0.99	0.0091	0.0082	0.0010	0.3321	0.2949	0.0417
Spectral	1.35	1.00	0.0043	0.0036	0.0004	0.3296	0.2903	0.0442
FVM	1.34	1.00	0.0084	0.0079	0.0009	0.3175	0.2792	0.0430

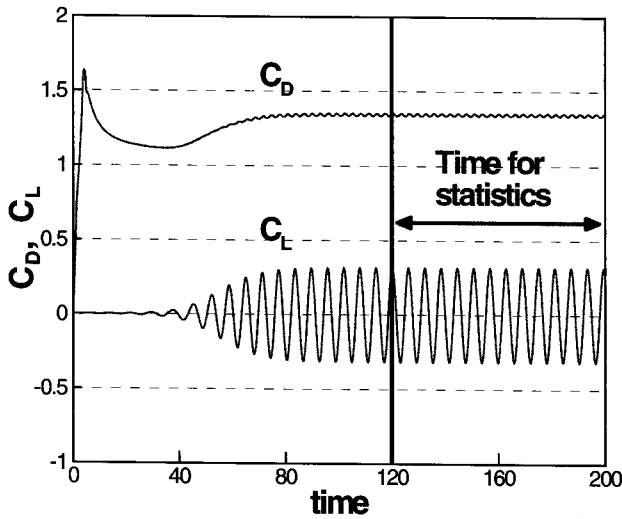


Fig. 5 Time history of non-dimensionalized forces, at $Re=100$ and $\alpha=0$

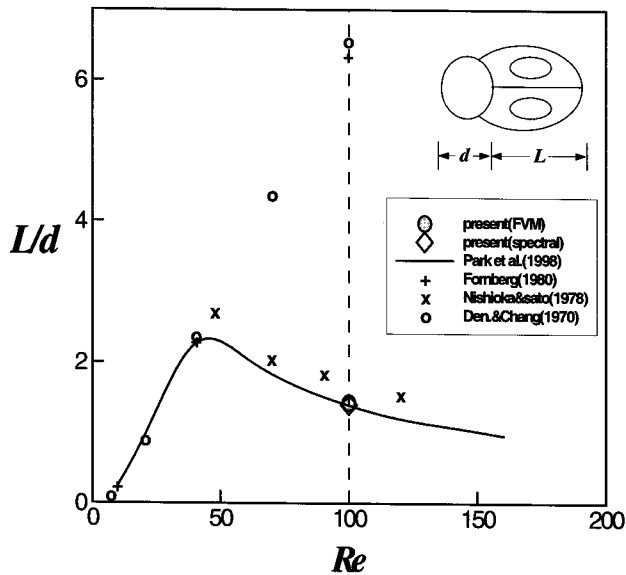


Fig. 6 Time-averaged recirculation length behind cylinder as function of Reynolds number

3.4 재순환 영역의 길이

Fig. 6는 레이놀즈 수에 따른 실린더 후방에서의 재순환(recirculation) 영역의 길이를 보인다. Dennis and Chang(1970)과 Fornberg(1980)의 결과는 정상유동에 대한 Navier-Stokes 방정식을 지배방정식으로 하였으며, 레이놀즈수의 증가에 따라 재순환 영역의 길이가 선형적으로 증가하는 것을 보여 준다. 또한, 이들의 결과는 $Re < 47$ 이하인 정상상태의 유동일 경우에만 일치하고 있다. 비정상상태이고 주기적으로 진동하는 영역인 $Re=100$ 에 대한 본 연구의 결과 값은 Nishio and Sato(1978)의 실험값과 유사한 경향을 보여주고 있으며, Park et al.(1998)의 수치해석 결과와 잘 일치하는 것을 볼 수 있다.

4. 회전하는 원형실린더 주위 층류 유동장

4.1 계산영역의 설정

여기서는 일정 각속도로 회전하는 원형실린더 주위 유동장을 해석하기 위해서 앞서 설명한 유한체적법을 사용하였다.

계산조건의 타당성을 확인하기 위하여 Table 3과 Table 4에는 4종류의 격자계와 3종류의 시간간격에 따라 주요변수인 C_L 과 St 의 값을 시뮬레이션 결과로부터 얻어 정리해 놓았다. 먼저 Table 3에서는 시간간격은 $\Delta t=0.002$ 로 일정하게 하고 격자수를 400×400 , 500×500 , 600×600 , 800×800 의 4종류로 계산한 결과이다. 이때 C_L 의 경우 격자수가 500×500 이상에서 격자수에 따른 변화량이 적어졌다. Strouhal 수의 경우 600×600 과 800×800 의 값이 거의 동일했다. 따라서 이후 격자수는 600×600 을 채택하기로 한다. 그리고 Table 4는 격자수는 일정하게 하고 시간간격을 바꾸어 계산한 결과이다. 그 결과 $\Delta t=0.001$ 를 선택하기로 하였다.

유동장의 통계해석에는 Fig. 5에서와 같이 실린더 주변의 유동이 충분히 안정된 상태의 데이터를 이용하였다.

Table 3 Parameter studies at $Re=100$ and $\alpha=1.0$. Four types of $M \times N$ on same Δt . St is the Strouhal number, and C_L , C_D are the lift and drag coefficients, respectively

	$\Delta t=0.002$			
$M \times N$	400×400	500×500	600×600	800×800
C_L	-2.3527	-2.37746	-2.3803	-2.3858
C_D	1.2277	1.1992	1.1852	1.1453
St	0.1653	0.1645	0.1641	0.1641

Table 4 Parameter studies at $Re=100$ and $\alpha=1.0$. Change of Δt and fixed $M \times N$. St is the Strouhal number, and C_L the lift coefficients, respectively

	500×500		
Δt	0.001	0.002	0.003
St	0.1645	0.1645	0.1644

4.2 시간평균 압력계수와 벽 와도(wall vorticity)

Fig. 7은 $Re=100$, $\alpha=1.0$ 에서 시간평균 압력계수를 Kang et al.(1999)의 수치해석 결과와 비교 분석한 것이다. 정지상태에서의 분포(Fig. 3)와는 달리 정체점이 $\theta=0^\circ$ 에서 18° 부근으로 옮겨간 것을 알 수 있다. Fig. 7에서 알 수 있듯이 본 연구의 결과와 Kang et al.(1999)의 결과가 대체적으로 잘 일치한다.

Fig. 8에는 시간평균된 벽 와도의 분포를 원주방향(θ) 함수로 나타내었다. 와도는 $\theta=300^\circ$ 지점에서 최대값을 가진다. 정지상태(Fig. 4)에서는 w_z 의 값이 $\theta=180^\circ$ 를 기준으로 대칭적이었지만 원형 실린더가 회전을 하게 되면 분포가 달라진다는 것을 알 수 있다.

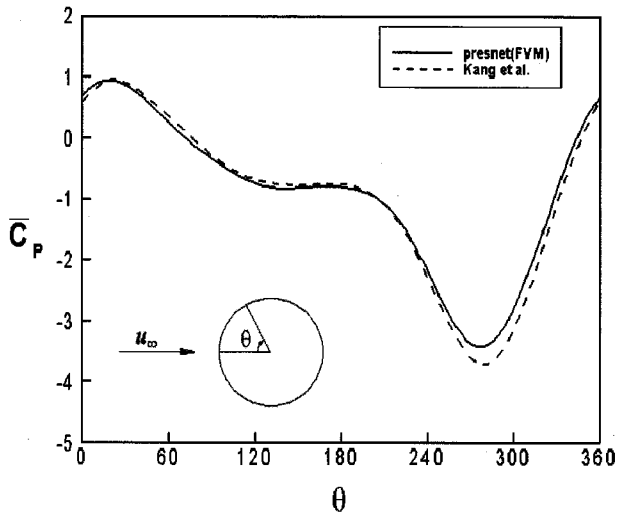


Fig. 7 Time-averaged wall pressure coefficient as a function of θ at $Re=100$ and $\alpha=1.0$

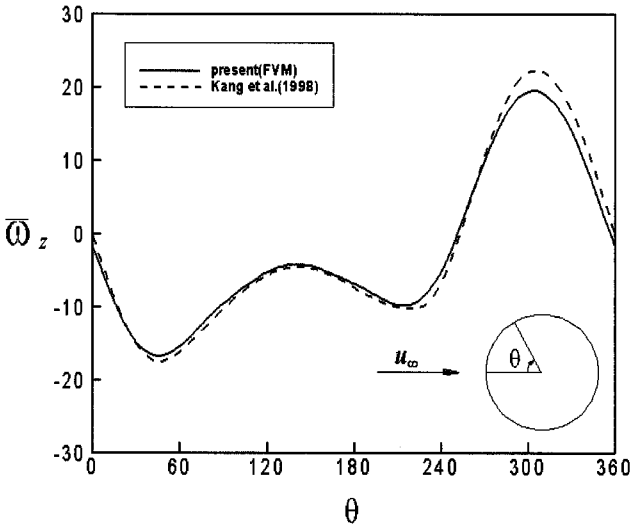


Fig. 8 Time-averaged wall vorticity as a function of θ at $Re=100$ and $\alpha=1.0$

4.3 한 주기 동안의 와도의 변화

Fig. 9에서 보면 알 수 있듯이 회전하는 실린더 주변의 유장은 회전하지 않는 실린더 주변의 유장과는 달리 $y=0$ 에서 대칭이 아닌 방향으로 경사진 것을 볼 수 있다. 이것은 실린더 주변의 유장이 실린더의 회전에 생긴 일정한 양력의 영향을 받아 변화하고 있다는 것을 보여주고 있으며, Kang et al.(1999)에서와 같은 경향을 보인다.

4.4 각속도 변화에 따른 시간평균 압력계수와 와도

Fig. 10에서는 각속도의 변화에 따른 시간평균 압력계수의 분포를 나타낸다. 각속도가 0인 경우에는 180° 와 비교해서 대칭인 것을 알 수가 있다. 하지만 각속도가 증가함에 따라 압력계수의 최대, 최소 위치가 달라지고 특히 압력계수가 최소인 경우에는 그 크기도 현저히 달라지는 것을 알 수 있다.

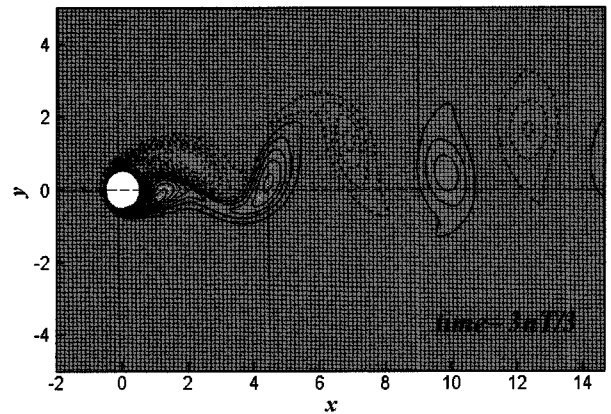
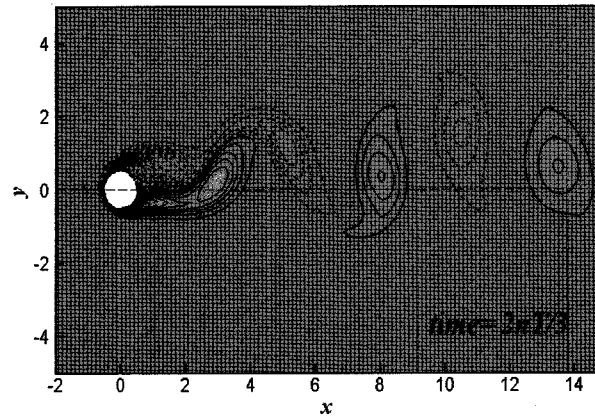
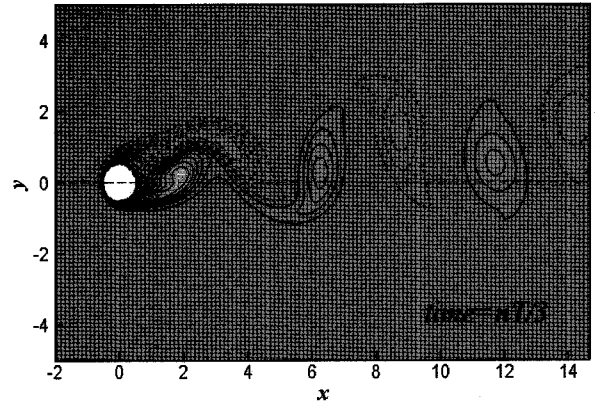


Fig. 9 Vorticity contour at $nT/3$, $2nT/3$ and $3nT/3$ (T :period) with $\alpha=1.0$ and $Re=100$. Contour levels are divided from -5 to 5 by 0.4. Negative values are shown as dashed.

Fig.11에는 원형실린더의 각속도 변화에 따른 시간평균 와도의 분포를 나타내었다. 시간평균 압력계수와 마찬가지로 정지한 실린더의 경우에는 시간평균 와도의 분포가 대칭을 보이지만 실린더를 일정 각속도로 회전시키기 시작하면서 그 대칭이 깨어지고 시간평균 와도의 분포가 각속도에 따라 변화함을 알 수 있다.

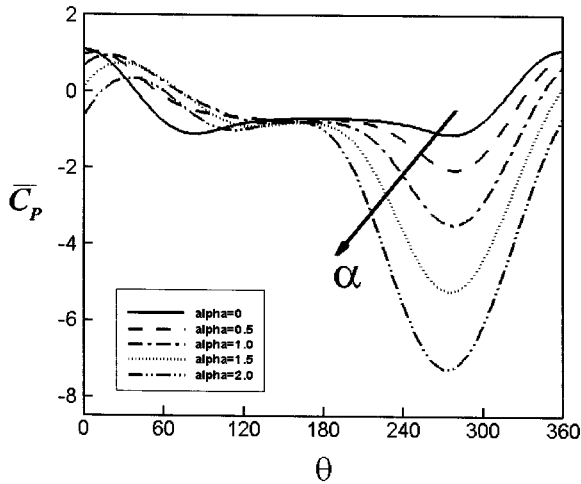


Fig. 10 Time-averaged wall pressure coefficients a function of θ as changing the α ($Re=100$)

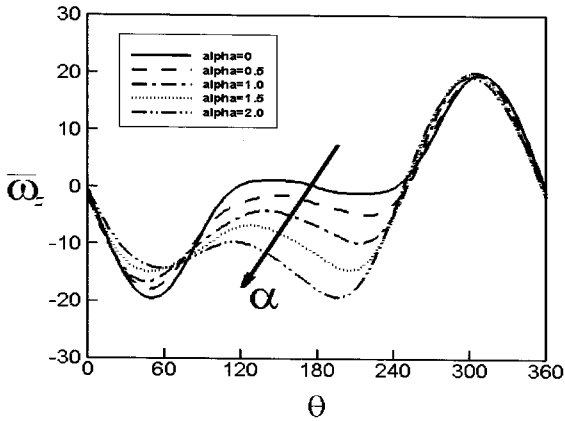


Fig. 11 Time-averaged wall vorticity as a function of θ as changing the α ($Re=100$)

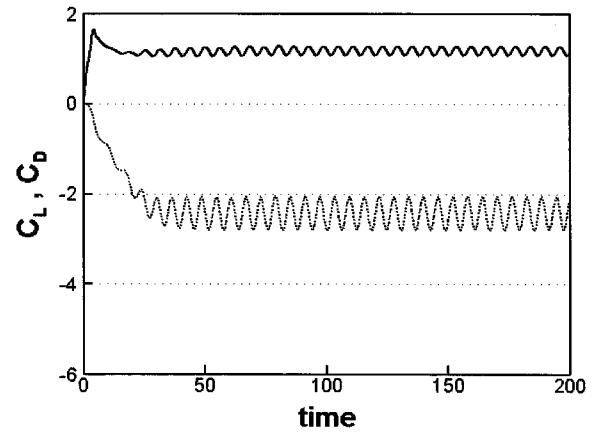
4.5 각속도 변화에 따른 양력계수와 항력계수의 통계해석

Fig. 12는 각속도 변화에 따른 양력계수와 항력계수의 시계열 변화를 보여 준다. 각속도가 증가함에 따라 양력계수의 절대값은 커지고 항력계수의 절대값은 작아진다. 또한 Fig. 12(c)에서와 같이 $\alpha=2.0$ 일 경우에는 양력계수와 항력계수의 변동이 사라지고 일정한 값을 보인다.

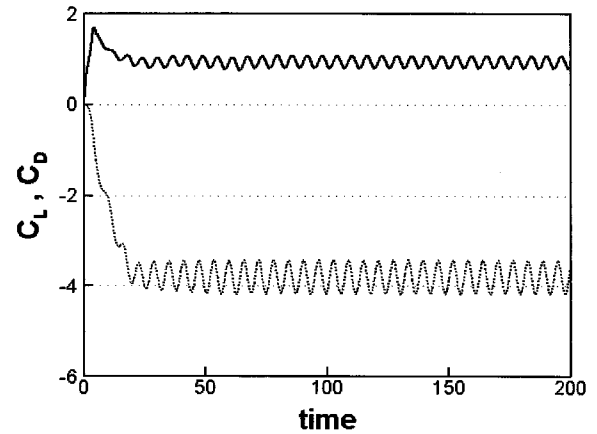
Fig. 13과 Fig 14는 각속도의 변화에 따른 시간평균 양력계수와 항력계수의 변화를 각각 나타낸다. 실린더의 각속도가 증가함에 따라 양력계수의 절대값이 증가하며, 항력 계수의 경우에는 그 크기가 점차 작아짐을 알 수 있다.

Fig. 15는 각속도 변화에 따른 Strouhal 수의 변화를 보인다. 이때, α 가 1.9보다 클 경우 Strouhal 수가 급격히 사라지는 것을 알 수 있다. 이것은 α 가 1.9 이상의 영역에서 카르만 보오텍스의 흐름이 없어진다는 것을 의미한다.

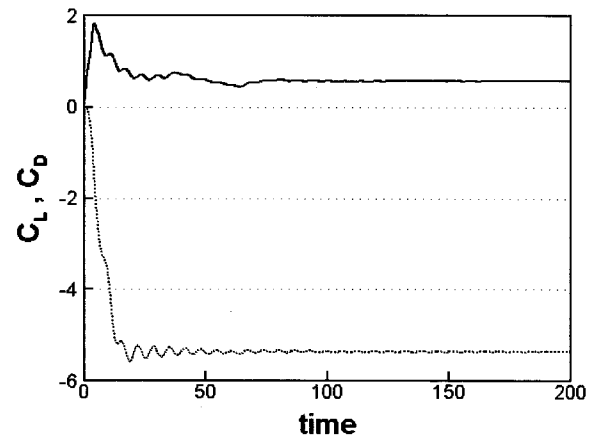
Fig. 16은 각속도 변화에 따른 양력계수와 항력계수의 시간평균 변동진폭을 보여준다. 여기서 α 의 크기가 카르만 보오텍스



(a)



(b)



(c)

Fig. 12 Time series about C_L, C_D at $Re=100$, (a) $\alpha=1.0$, (b) $\alpha=1.5$, and (c) $\alpha=2.0$. Solid line is C_D , dotted line is C_L .

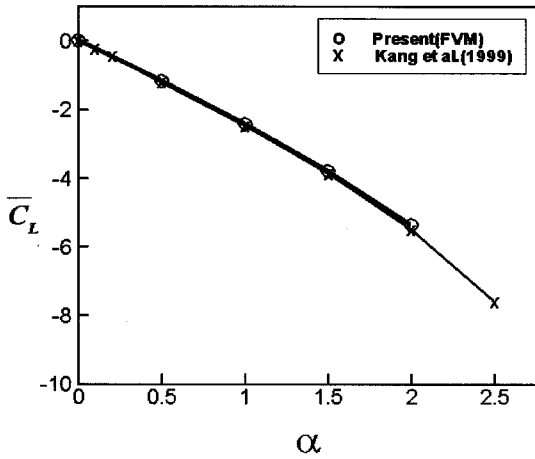


Fig. 13 Changing lift coefficients according to changing α at $Re=100$

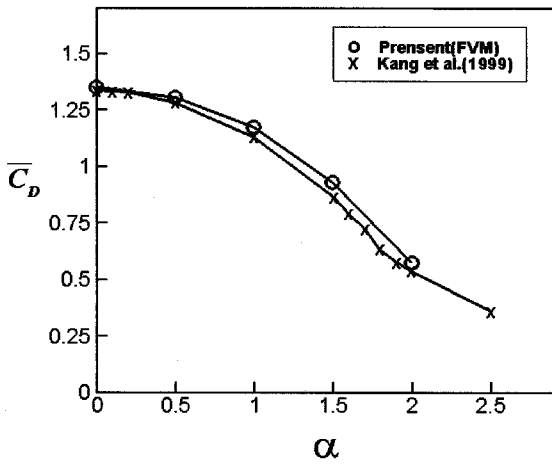


Fig. 14 Changing drag coefficients according to changing α at $Re=100$

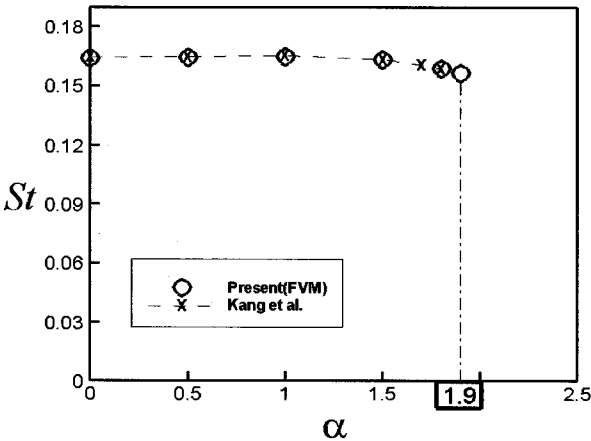


Fig. 15 Variation of St according to α at $Re=100$

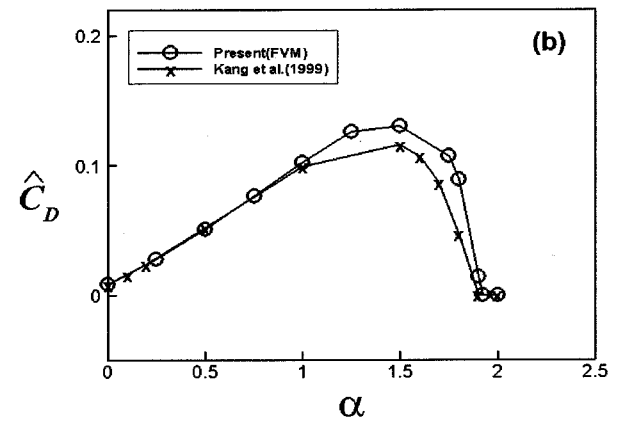
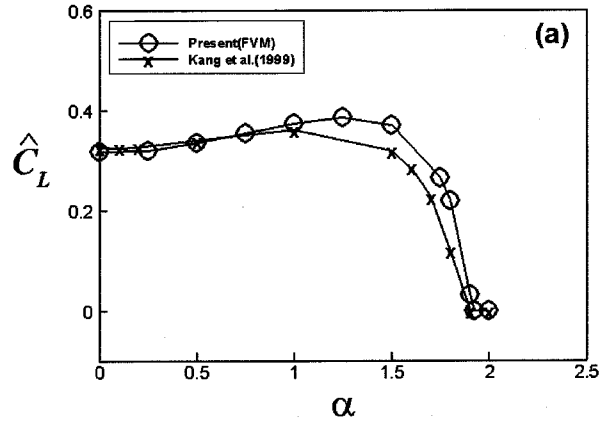


Fig. 16 Amplitude of lift and drag fluctuations according to rotational speed; (a) lift fluctuations, (b) drag fluctuations ($Re=100$)

가 사라지는 임계 각속도 α_L 에 가까워져 갈 때 변동진폭이 급격히 0에 가까워지는 것을 확인할 수 있다.

Fig. 17은 시간에 따른 C_L 과 C_D 와의 상관관계를 α 에 따라 나타낸 것이다. 시간에 따른 C_L 과 C_D 의 상관관계 그래프의 모양이 α 의 크기에 따라 달라지는 것을 알 수 있다. 즉 α 가 변함에 따라 실린더 주변 유동장의 특성이 달라지며 실린더에 작용하는 유체역학적 특성이 달라진다는 것을 알 수 있다. 여기서도 역시 C_L 과 C_D 의 변동이 카르만 보오텍스가 사라지는 임계 속도 α_L 에 가까워짐에 따라 급격히 작아지는 것을 알 수 있다.

이상에서 언급한 바와 같이, 카르만 보오텍스가 사라질 때 α 가 α_L 에 가까워질수록 변동주기에는 큰 변화가 없다.(Fig.15) 하지만 Fig. 16에서와 같이 변동진폭은 α 가 α_L 에 가까워질수록 큰 변화를 보이면서 0으로 수렴하게 된다. 다시 말해서, α 의 변화에 따라 Strouhal 수는 거의 불변하지만 어느 임계 각속도에서 갑자기 Strouhal 수가 사라진다는 것을 의미한다.

본 연구의 결과와 Kang et al.(1999)의 결과에 있어서 약간의 차이점이 있다. Kang et al.(1999)의 결과에서는 $\alpha=1.9$ 인 경우도 카르만 보오텍스가 사라지는 영역에 포함되지만, 본 연구의 결

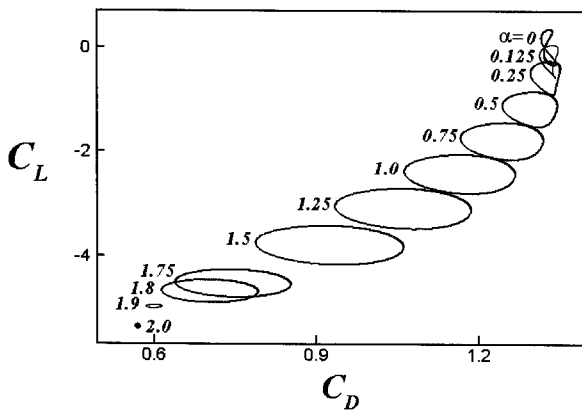


Fig. 17 Phase diagrams of C_L with C_D for various values of α at $Re=100$. Time advances in the clockwise direction

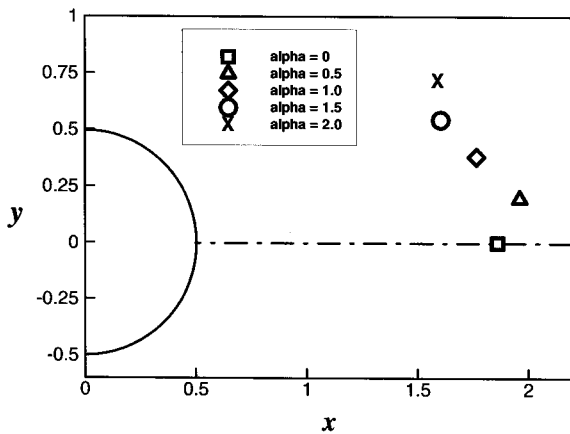


Fig. 18 Time-averaged reattached point behind cylinder according to changing α at $Re=100$. ($\alpha=0.5$; 5.7° , $\alpha=1.0$; 12.2° , $\alpha=1.5$; 18.7° , $\alpha=2.0$; 24.3°)

과에서는 $\alpha=1.9$ 에서는 여전히 카르만 보오텍스가 존재하며 $\alpha=1.925$ 인 경우에 카르만 보오텍스가 사라지는 것을 알 수 있었다. 즉 Kang et al.(1999)에서는 카르만 보오텍스가 사라지는 임계 각속도가 $\alpha_L \approx 1.8$ 이라는 결론을 내렸지만, 본 연구에서는 임계 각속도 α_L 이 $1.9 \leq \alpha_L \leq 1.925$ 에 존재한다는 것을 알 수 있었다.

5. 결 론

본 연구에서는 $Re=100$ 에 대해 정지상태 및 회전하는 원형 실린더 주위 유동장을 수치해석하였다. 본 연구의 수치해석 결과를 선행 실험 및 수치해석 결과들과 비교하여 타당성을 확인하였다.

회전 각속도 α 에 따른 원형 실린더 주변의 양력, Strouhal 수, 재순환 영역의 변화에 대해 주의깊게 관찰하였다. 특히, 실

린더의 회전 각속도 α 가 임계 각속도 α_L 에 가까워질수록 실린더 주위의 카르만 보오텍스의 홀림에 의한 변동성분이 사라지며 Strouhal 수가 존재하지 않는다는 사실을 알 수 있었다. 본 연구에서는 임계 각속도 α_L 이 $1.9 \leq \alpha_L \leq 1.925$ 에 존재한다는 것을 알 수 있었다.

향후, 좀 더 복잡한 경계 조건을 포함하는(예를 들어, 해저면 주위에서 회전운동을 하는) 원형실린더 주위의 유동해석 및 유동제어, 혹은 높은 레이놀즈 수($Re > 200$)에서도 수치적인 해석을 행하여 해저 파이프라인 등을 구성하는 원형실린더 주위 유동장 해석의 폭넓은 이해를 위한 해양공학적 연구분야에 효과적으로 응용할 수 있다.

후 기

이 연구는 한국산업기술재단의 지역전략산업 석박사인력양성 사업과 한국과학기술재단의 첨단조선공학 연구센터(ASERC)의 지원으로 수행되었습니다.

참 고 문 헌

- 김광수, 서정천 (1998). "와도를 기저로 한 초기 순간 출발하는 실린더 주위의 점성유동해석", 대한조선학회 논문집, 제35권, 제4호, pp 1-10.
- 김광수, 이승재, 서정천 (2003). "진동하는 원형주상체 주위의 와류 수치 모사", 대한조선학회 논문집, 제40권, 제2호, pp 21-27.
- 박종천, 전호환, 송기중 (2003a). "중첩 격자계를 이용한 물체운동의 수치 시뮬레이션", 대한조선학회논문집, 제40권, 제5호, pp 36-42.
- 박종천, 강대환, 전호환 (2003b). "저항감소를 위한 물체후방의 형상설계에 관한 LES 해석", 한국해양학회지, 제17권, 제5호, pp 1-10.
- 신영섭 (2000). "스펙트럴법을 이용한 원형주상체 주위 층류 해석", 대한조선학회 논문집, 제37권, 제4호, pp 31-39.
- 윤현식, 전호환 (2004). "자기장을 사용한 원형주상체 주위의 유동 제어 및 저항감소", 대한조선학회논문집, 제41권, 제2호, pp 70-78.
- Baek, S.J. and Sung, H.J. (1998). "Numerical Simulation of the Flow behind a Rotary Oscillating Circular Cylinder", Phys. Fluids, Vol 10, No4, pp 869-876.
- Dennis, S.C.R. and Chang, G. (1970). "Numerical Solutions for Steady Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers 0", J. Fluid Mech., Vol 42, pp 471-489.
- Filler, J.R., Marston, P.L. and Mih, W.C. (1991). "Rotary Oscillation Control of a Cylinder Wake", J. Fluid Mech., Vol 231, pp 481-499.
- Fornberg, B. (1980). "A Numerical Study of Steady Viscous Flow Past a Circular Cylinder", J. Fluid Mech., Vol 98, pp 60-80.
- Kang, S.M., Choi, H.C. and Lee, S.S. (1999). "Laminar Flow Past a Rotating Circular Cylinder", Phys. Fluids, Vol 11, No 11, pp 3312-3321.
- Kwon, K.Y. and Choi, H.C. (1996). "Control of Laminar Vortex Shedding behind a Circular Cylinder Using Splitter Plates", Phys. Fluids, Vol 8, No 2, pp 479-486.

- Mittal, R. and Balachandar, S. (1994). "Direct Numerical Simulation of Flow Past Elliptic Cylinders", *J. of Comp. Physics*, Vol 124, pp 351-367.
- Nishioka, M. and Sato, H. (1978). "Mechanism of Determination of the Shedding Frequency of Vortices behind a Cylinder at Low Reynolds Numbers", *J. Fluid Mech.*, Vol 89, pp 49-60.
- Park, J., Kwon, K. and Choi, H. (1998). "Numerical Solutions of Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Number up to 160", *KSME Int. J.*, Vol 12, No 6, pp 1200-1205.
- Rhie, C.M. and Chow, W.L. (1983). "Numerical Study of the Turbulent Flow Past an Airfoil with Trailing Edge Separation", *AIAA Journal*, Vol 21-11, pp 1-5.
- Taneda, S. (1978). "Visual Observations of the Flow Past a Circular Cylinder Performing a Rotary Oscillation", *J. Phys. Soc. Japan* an. Vol 45, pp 1038-1043.
- Tokumaru, P.T. and Dimotakis, P.E. (1991). "Rotary Oscillation Control of a Cylinder Wake", *J. Fluid Mech.*, Vol 224, pp 77-90.
- Williamson, C.H.K. (1989). "Oblique and Parallel Modes of Vortex Shedding in The Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Number", *J. Fluid Mech.*, Vol 206, pp 579-627 .
- Wu, J. M. , Mo, J.D. and Vakili, A. D. (1989). "On The Wake of Cylinder with Rotational Oscillations", *AIAA Paper*, No. AIAA-89-1024.

2005년 3월 28일 원고 접수

2005년 6월 20일 수정본 채택