

회전하는 원형주상체 주위 층류유동장의 수치 시뮬레이션

오문 진국*, 박 종천*, 윤 현식*, 전 호환*

*부산대학교 조선해양공학과

Numerical Simulation on Laminar Flow past a Rotating Circular Cylinder

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

*Dept. of NAOE, Pusan National University

30 Jangjeon-dong, Geumjeong-gu, Busan, Korea

KEY WORDS: Rotating Circular Cylinder, CFD, Vortex Shedding, Laminar Flow, Statistics on a Cylinder Surface

ABSTRACT: The effects of rotation on the unsteady laminar flow past a circular cylinder is numerically investigated in the present study. We obtained the numerical solutions for unsteady two-dimensional governing equation for the flow using two different numerical schemes. One is an accurate spectral method and another is finite volume method. Above all, the flow around a stationary circular cylinder is investigated to understand the basic phenomenon of flow separation, bluff body wake. Also, the validation of our own codes, especially based on FVM, is carried out by the comparison of results obtained from our simulations using two different schemes and previous numerical and experimental studies. By the effect of rotation, the mean lift increases and drag decreases, which well represent the previous study.

1. 서 론

실린더 후류(wake flow) 영역에서 보오텍스(vortex)의 형상 및 shedding에 관한 연구는 형상의 단순함 뿐만 아니라, 공학적 응용의 중요성 때문에 유체역학에서 가장 중요한 문제들 중 하나로 다루어져 왔다(Braza et al., 1986; Mittal & Balachandar, 1994; Williamson, 1996; 신영섭, 2000; 김광수 & 서정천, 1998).

잘 알려진 바와 같이, 원형주상체의 직경, D , 자유유동(free stream)의 속도, U_∞ , 유체 동점성계수, ν ,로 무차원화된 레이놀즈 수, $Re = U_\infty D / \nu$,가 아주 작은 $Re \ll 1$ 의 영역에서 유동은 포텐셜 유동에 근접한 정상상태(steady state)의 전후대칭인 유동장을 형성하며, $Re < 49$ 의 영역에서는 정상상태의 twin vortex 버블을 형성한다. $49 \leq Re \leq 180$ 의 영역에서는 카르만 보오텍스가 발생하게 되는데, 이 영역에서는 레이놀즈 수에 따른 기저압력(base pressure)이 정상상태에서 후류영역 내의 그것과 비교하여 큰 폭으로 변동하게 된다. 레이놀즈 수가 증가할수록 버블의 세기 및 진폭은 성장하며 재순환(recirculation) 영역은 버블의 하류 끝단으로부터 시작하여 불안정한 거동을 보인다. 레이놀즈 수가 $Re \approx 49$ 부근에서 후류의 불안정성은 Hopf bifurcation 현상으로 나타난다. 후류의 불안정성이 증가함에 따라 근접 후류 영역에서의 레이놀즈 응력은 증가하며 재순환 영역의 길이는 감소하게 된다. 이와 동시에 기저압력은 증가하게 되고 비정상 힘들이 증가한다. 저 레이놀즈 수 영역에서의 이러한 현상들은 실험을 통한 관찰이 어려운 실

정이었으므로, 보고 된 측정치들 사이에 큰 편차를 보인다. 그러나 유동수직방향의 종단의 경계조건을 잘 조작한다면 후류의 진동은 이 레이놀즈 수 영역에서 완전히 주기적이며 카르만 보오텍스는 실린더 축에 평행하게 발달한다. 이러한 카르만 보오텍스의 생성과 발달의 상한은 $140 < Re < 194$ 의 범위에 존재한다는 많은 논문 결과들이 있지만, 최근 들어 정밀한 연구결과들을 통하여 임계 레이놀즈 수는 $Re \approx 194$ 라는 것이 밝혀졌다.

원형 실린더 주위에서 발생하는 카르만 보오텍스의 발달(shedding)에 의한 항력 및 양력의 주기적인 변화는 구조물의 진동이나 소음을 야기하며 구조물 설계시 강도상의 문제에 상당히 큰 요인으로 작용한다. 또한, 이로 인해 구조물의 수명에 영향을 주게 된다. 따라서, 보오텍스의 주기적인 발달에 대한 유동제어는 실용 공학적 측면에서 매우 중요하다. 이로 인해, 다양한 제어방법들을 다룬 연구들이 진행되어져 왔다(Kwon & Choi, 1996; Beak & Sung, 1998; Kang et al., 1999; 김광수 등, 2003).

원형실린더의 회전이 주위 유동장에 미치는 영향에 관한 물리적 이해를 기반으로 유동장의 제어는 향후 연구의 일환이고 할 수 있다. 실린더를 일정 각속도 이상으로 회전 시키면 실린더 주변의 유동의 형태가 바뀌게 되어 보오텍스가 발달이 사라지게 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. 이는 레이놀즈 수가 비

교적 작은 영역($Re < 47$)에서는 정상상태 유동으로 카르만 보오텍스와 같은 현상이 일어나지 않고, 큰 레이놀즈수의 영역($Re > 200$)에서는 3차원 효과가 나타나기 때문이다. 이 레이놀즈 수에서 유한체적법과 스펙트럴 법으로 수치해석을 수행하였다. 두 수치해석 방법들의 결과를 선행 실험과 수치해석들의 결과들(Part et al., 1998; Kang et al., 1999)과 비교하였다. 결과적으로 본 연구에서 사용된 유한체적 해석법이 원형 실린더 주변의 유동을 정확하게 해석한다는 근거를 마련하고자 한다.

2. 수치해석법

2.1 유한체적법

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

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u}\mathbf{u} = -\nabla P + \frac{1}{Re} \nabla^2 [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] \quad (1)$$

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

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 S_m 으로 하여 식(1)의 양변을 검사체적 내에서 체적 적분한다. Gauss의 정리를 이용하여 체적적분의 일부를 검사체적의 표면 적분으로 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.

$$\bar{\mathbf{T}} = -\mathbf{u}\mathbf{u} - P\bar{\mathbf{I}} + \frac{1}{Re} [\nabla \mathbf{u} + (\nabla \mathbf{u})^T] + \bar{\mathbf{u}}\bar{\mathbf{u}} \quad (5)$$

$$= \bar{\mathbf{C}} + \bar{\mathbf{P}} + \bar{\mathbf{D}}$$

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 & Chow(1983)의 방법을 따른다. 수치해석법의 내용은 박 등(2003a; 2000b)을 참조할 수 있다.

격자계로, 본 방법에서는 Fig. 1과 같이 중첩격자계를 사용한다.

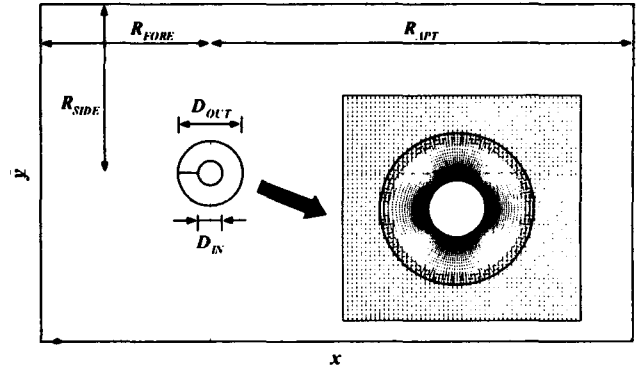


Fig. 1. Using F-grid and C-grid for solving the laminar flow past a rotating circular cylinder

2.2 스펙트럴법

2차원 실린더 주위의 비정상 유동을 지배하는 무차원화 된 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:

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

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 정의 하였다.

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

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

여기서는 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 변수 이다.

2.2.1 수치해석 방법

(1) 공간 이산화

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

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

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

주기 조건이 사용된 원주 (θ) 방향으로서는 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 k는 Fourier mode의 wavenumber이고 L_θ는 원주(θ) 방향으로 최대주기파장(largest periodic wavelength)이다. 따라서 변수 F는 다음과 같이 표현되어진다.

$$F(r, \theta, t) = \sum_{m=0}^N \sum_{k_0=-N_\theta/2}^{N_\theta/2-1} \hat{F}(k_\theta, m, t) e^{2\pi i k_\theta / L_\theta} T_m(r) \quad (13)$$

여기서 \hat{F} 는 spectral space에서의 F이다. T_m(y)는 mth 차 Chebyshev polynomial로 아래와 같다.

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

(2) 시간 이산화

시간에 따른 해를 구하게 위해 속도장 계산을 압력 계산으로부터 분리하는 time-splitting method를 사용하였다. 첫 번째 단계로, 속도는 대류-확산항을 풀고 'n' 시간레벨에서 중간 시간레벨인 '**'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 풀어서, 'n+1' 시간레벨에서의 압력 pⁿ⁺¹을 얻는다. 마지막 단계로서, 압력 보정 방정식(21)을 사용하여 'n+1' 시간레벨에서의 최종적인 속도(uⁿ⁺¹, u_θⁿ⁺¹)를 구한다.

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

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

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

초기 조건으로써는 전체 유동을 포텐셜 유동으로 지정하였다. 실린더 주위의 유동장을 정확하게 계산하고자 할 때 경험하는 어려운 문제중의 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 & Balachandar(1994)에 의하여 제안된 완충 영역 방법 (buffer domain techniques)을 사용한다. 이 방법은 출구 경계에서의 점성항 및 압력분포로부터 발생하는 타원형 미분 방정식의 소스(source)를 제거하여 지배방정식이 포물선형 미분 방정식이 되도록 한다. 이러한 목적을 달성하기 위하여 후류 영역의 거의 모든 영역에서의 1의 값을 가지나 바깥 경계(outer boundary) 근방으로 접근함에 따라서 영의 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 경계 조건(no-slip boundary, u = v = 0)을 사용하였다.

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

3 정지해 있는 원형주상체 주위 층류유동장

3.1 Strouhal 수(St)

회전하지 않는 원형 실린더의 와류의 흘림 정도를 나타내는 Strouhal 수는 레이놀즈 수와의 상관관계로 나타낼 수 있다. 여기서, St = fD/U_∞, f는 진동수이다. Williamson(1989)의 실험 값의 경우

$$St = -3.3265/Re + 1.816 + 1.6 \times 10^{-1} Re \quad (21)$$

의 식으로 층류 유동에서의 레이놀즈 수와 Strouhal 수의 상관 관계를 정의하였다. Fig.2 은 Strouhal 수와 레이놀즈 수에 관한 상관관계를 보여주고 있다. Williamson (1989)의 실험값과 유한체적법으로 얻은 결과값과 스펙트럴 법으로 얻은 결과값 그리고 Park et al.(1998)의 결과를 비교한 것이다. Fig.2에서 유한체적법으로 수치해석을 한 것이 실험치와 매우 잘 일치하는 것을 볼 수가 있다. Table 1에서 알수 있듯이 Williamson(1989)의 식(22)에 의해 Re=100에 대응하는 Strouhal 수는 0.1637이고 유한체적법에 의해 얻은 Strouhal 수는 0.1638이었으며 스펙트럴법에 의해 얻은 Strouhal 수는 0.1667이 나오는 것을 알 수 있었다. 비록 스펙트럴법이 조금 크게 나오기는 하였지만 유한 체적법이나 Williamson(1989)과의 Strouhal 수의 오차가 2%미만이였다.

Table 1 Strouhal number at Re=100

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

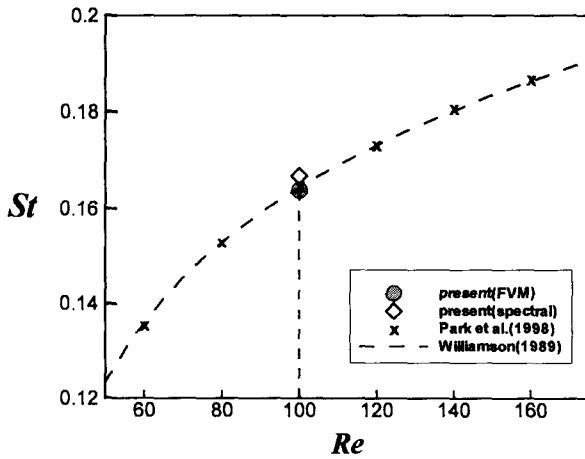


Fig.2. St vs Re: ---, $St = -3.3265/Re + 1.816 + 1.6 \times 10^{-4} Re$ (Williamson, 1989); x, Park et al.(1998); ●, present study(FVM, Re=100); ◇, present study(spectral, Re=100)).

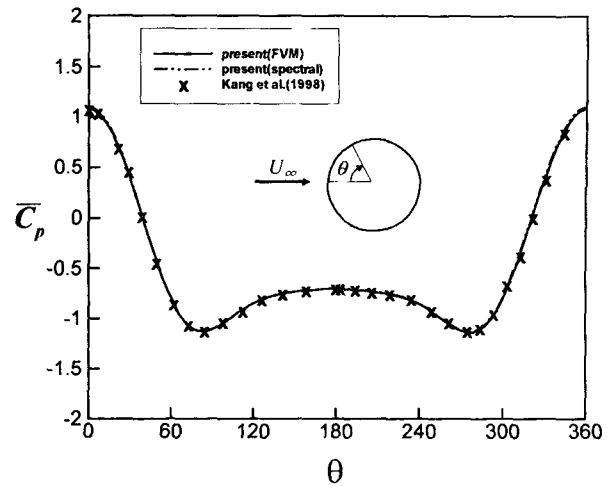


Fig.3. Time-averaged wall pressure coefficient as a function of θ at Re=100.

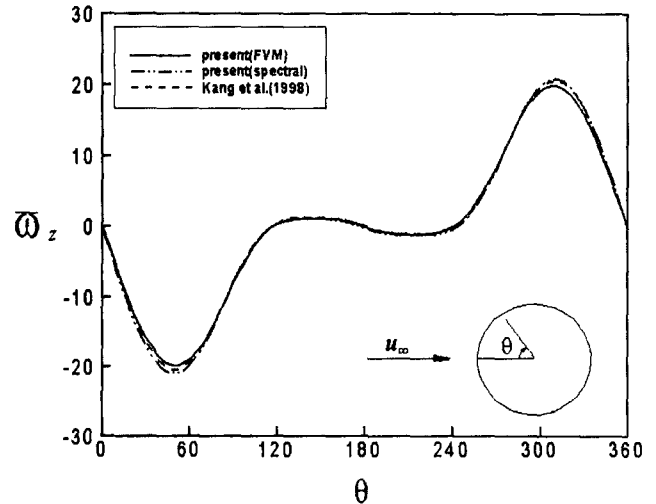


Fig.4. Time-averaged wall vorticity as a function of θ at Re=100.

Table 2 Drag and lift coefficients.

	C_D	C_{Dp}	\hat{C}_D	\hat{C}_{Dp}	\hat{C}_{Df}	\hat{C}_L	C_{Lp}	C_{Lf}
Kang et al.(1998)	1.33	0.99	0.0091	0.0082	0.0010	0.3321	0.2949	0.0417
Spectral	1.346	1.00	0.0043	0.0036	0.0004	0.3296	0.2903	0.0442
FVM	1.344	1.00	0.0084	0.0079	0.0009	0.3175	0.2792	0.0430

3.2 시간 평균 압력 계수와 시간 평균 벽 와도(wall vorticity)

Fig.3는 $Re = 100$ 에서 시간 평균 압력 계수를 기존의 수치 해석 결과 (Kang et al., 1998)와 본 연구에서 사용한 유한체적

법과 스펙트럴법으로부터 얻은 결과를 비교 분석한 것이다. 이때 θ 의 시작점은 실린더의 전방 정체점으로, 0° 로 한다. Fig.3에 알 수 있듯이 본 연구의 결과와 Kang et al. (1998)의 결과가 매우 잘 일치한다. 전방 정체점에서 압력계수는 모든 경우 약 1로서 자유유동이 가지는 운동량이 전방 정체점에서 압력으로 거의 모두 변환되었다는 것을 나타낸다.

Fig.4는 시간평균된 벽 와도의 분포를 원주방향(θ) 함수로써 나타내었다. Kang et al.(1998)의 결과 값과 본 연구에 사용된 유한체적법과 스펙트럴법의 결과 값들이 잘 일치하는 것을 Fig.4에서 볼 수가 있다. $\theta=300^\circ$ 지점에서 와도는 최대값을 가진다. 와도의 값이 '0' 되는 약 $\theta=120^\circ$ 와 $\theta=240^\circ$ 되는 지점에서 박리가 일어난다.

3.3 항력과 양력 계수들

Table 2에서 보여주는 C_D, C_{DF} 에 대한 항력 계수는 유동이 완전히 발달한 후 무차원 시간 100 동안의 값들의 해석한 것이다. ()값들은 각각의 $C_D, C_{DF}, C_{DL}, C_{LP}, C_{LF}$ 값들의 변동성분들을 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 밝혀진 것처럼 C_D 를 구성하는 값으로 C_{DF} 가 약 74% 정도를 차지하는 것을 알 수가

여기서 특이한 점은 스펙트럴법의 C_D 에 관한 진폭이 Kang et al.(1998) 법이나 유한체적법에 비해서 약 50%의 차이를 보여준다. 이에 대해서 향후 더욱 체계적인 연구가 이루어질 것이다.

3.4 재순환 영역의 길이

Fig.5는 실린더 뒤의 재순환 영역의 길이를 보여주고 있다. Dennis and Chang (1970)와 Fornberg(1980)는 정상상태 Navier-Stokes 방정식을 레이놀즈수를 증가시키면서 풀었을 때 재순환 영역의 길이가 선형적으로 증가하는 것을 보여 준다. 이들의 결과는 예상할 수 있듯이 정상상태 유동구간인 $Re < 47$ 이하인 정상상태 유동일때만 물리적인 값과 일치하는 결과를 보여주고 있다. 주기적으로 진동하는 영역인 $Re=100$ 에 대한 본 연구의 결과 값은 Nishoka and Sato(1974, 1978)의 실험 결과 값과 비슷한 경향을 보여주고 있다. 특히 본 연구에서 사용된 해석법들로 얻은 결과들은 Park et al. (1998)의 수치해석 결과와는 거의 완벽하게 일치하는 것을 볼 수 있었다.

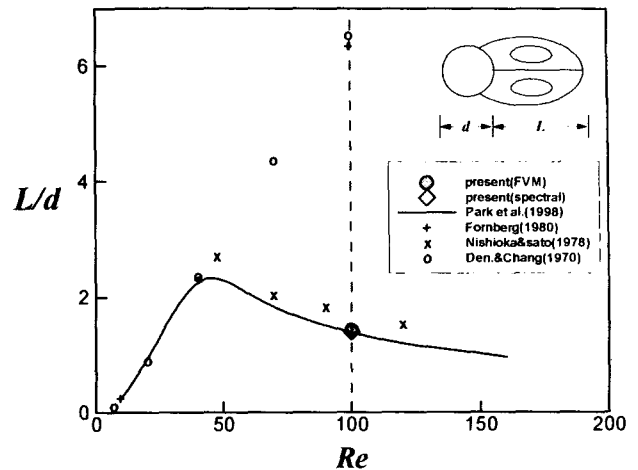


Fig. 5. Length of the time-averaged separation bubble behind bubble behind cylinder vs. Reynolds number.

4 회전하는 원형주상체 주위 층류유동장

4.1 계산영역의 설정

Table 3과 Table 4는 원형 실린더를 일정한 각속도로 회전한 경우의 유동장을 해석하기 위해서 먼저 4가지의 격자계와 3가지의 시간간격에 따라 주요한 변수(C_L, St)들의 값을 얻은 것이다. 회전하는 원형 실린더 주위의 유동장의 특성을 이해하기 위해서 C_L, St 두 개의 값을 비교한다. 이때 격자계와 시간 간격의 변화에 의한 변수들의 값의 변화를 알아보기 위해 고정한 값으로, 시간간격 0.002와 격자계 500×500을 이용한 것은 정지한 원형 실린더의 주변의 유동을 구하는데 있어서 가장 알맞은 격자계와 시간 간격이라고 검증이 된 값이기 때문이다. 먼저 Table 3을 보면 시간간격은 일정하게 하고 격자계를 400×400, 500×500, 600×600, 800×800의 4 종류로 계산 하였다. 이때 눈에 띄는 점은 격자계의 변화에 의해서는 C_L 의 경우에는 격자계가 500×500을 넘어가게 되면 격자계에 따른 변화량이 적어지게 되었다. Strouhal 수의 경우를 보면 600×600과 800×800의 값이 거의 같다는 것을 알 수 있었다. Table 3에서 격자계는 일단 600×60 가장 적당한 격자계라는 결론을 내렸다. 그리고 Table 4를 보게 되면 Table 3과는 반대로 격자계는 일정하고 시간 간격을 바꾸어 주었다. 이번에는 C_L 의 값이 시간 간격에 관계없이 정량적인 변화를 보였다. 하지만 Strouhal 수의 경우 Δt 가 0.002일 때 변화량이 작아지기 시작하여 Δt 가 0.001인 경우와 큰 차이를 보이지 않았다. Table 3과 Table 4를 통해 가장 적합한 격자계와 시간간격으로 600×600, $\Delta t=0.002$ 를 선택 하였다.

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	$\Delta t=0.001$	$\Delta t=0.002$	$\Delta t=0.003$
C_l	-2.4223	-2.3774	-2.3354
St	0.1645	0.1645	0.1644

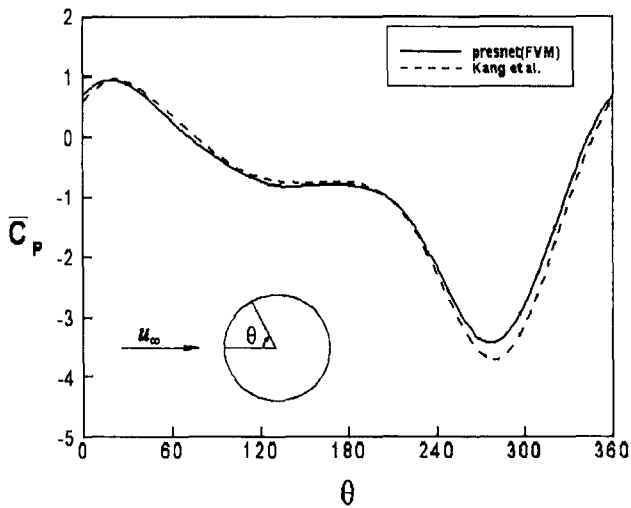


Fig. 6. Time-averaged wall pressure coefficient as a function of θ at $Re=100$ and $\alpha=1.0$.

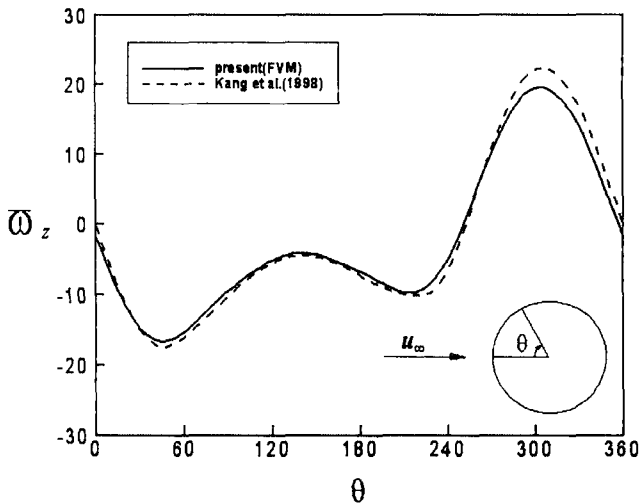


Fig. 7. Time-averaged wall vorticity as a function of θ at $Re=100$ and $\alpha=1.0$.

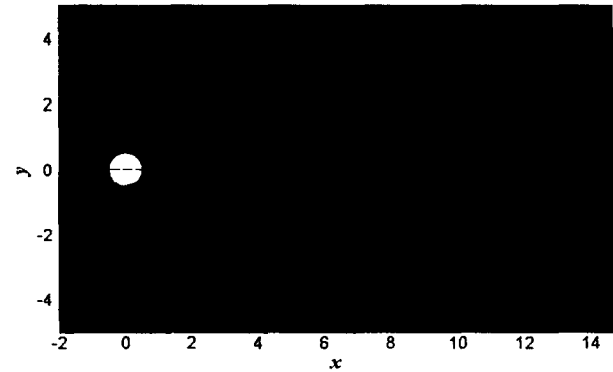
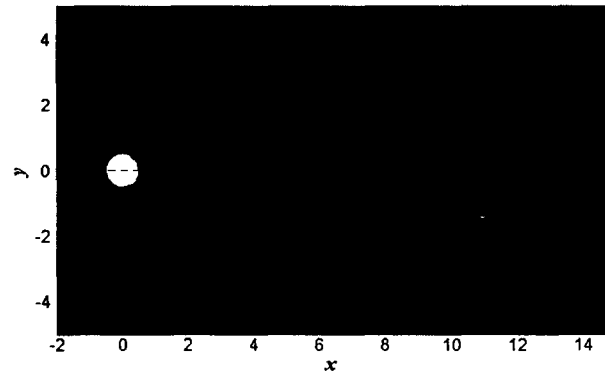
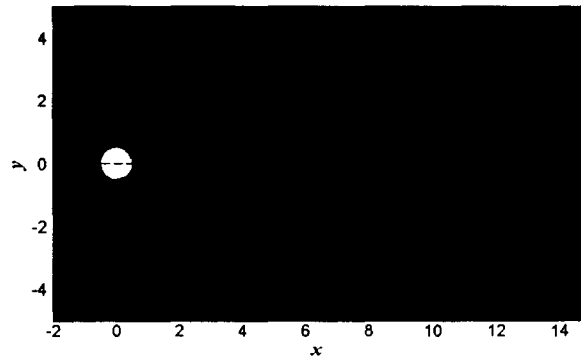


Fig. 8. Vorticity contour at $nT/3$, $2nT/3$ and $3nT/3$ (T :period) with $\alpha=1.0$ and $Re=100$. Contour levels are divided from -5 to 5 by 0.4. Negative values are shown as dashed

4.2 시간 평균 압력 계수와 시간 평균 벽 와도(wall vorticity)

Fig.6은 $Re = 100$, $\alpha = 1.0$ 에서 시간 평균 압력 계수를 기존의 수치해석 결과 (Kang et al., 1998)와 비교 분석한 것이다. Fig.3에서와는 달리 정체점이 $\theta=0^\circ$ 에서 $\theta=18^\circ$ 부근으로 옮겨간 것을 알 수 있었다. Fig.6에 알 수 있듯이 본 연구의 결과와 Kang et al.(1998)의 결과가 대체적으로 잘 일치했다.

Fig.7은 시간평균 된 벽 와도의 분포를 원주방향(θ) 함수로써 나타내었다. Kang et al.(1998)의 결과 값과 본 연구에 사용된 유한체적법 결과 값들이 잘 일치하는 것을 Fig.7에서 볼 수가 있다. $\theta=300^\circ$ 지점에서 와도는 최대값을 가진다. Fig.4에서는 \bar{u}_z 의 값이 $\theta=180^\circ$ 기준으로 대칭되는 값을 가졌지만 Fig.7에서 볼 수 있듯이 원형 실린더가 회전을 하게 되면 그 값이 달라진다는 것을 볼 수가 있다.

4.3 한 주기 동안의 와도의 변화

Fig.8에서 보면 알 수 있듯이 회전하는 실린더 주변의 유장은 회전하지 않는 실린더 주변의 유장과는 달리 $y=0$ 에서 대칭하는 것이 아니라 한 방향으로 올라가는 것을 볼 수가 있다. 이것은 Kang et al.(1998)에서와 같은 경향을 보인다는 것을 알 수 있다.

5. 결 론

본 연구에서는, 중첩격자계의 유한체적법으로 얻은 정지한 실린더 주변의 유동장의 값이 선행된 연구들과 일치한다는 것을 보여주고 더 나아가 실린더를 회전시켜 그 주변의 유동장을 해석하여 선행된 연구들과 비교 일치하는 것을 보여주었다. 이는 본 연구에서 사용한 해석방법이 실린더 주변의 유동장을 정확히 해석한다는 근거를 마련한 것이라고 할 수 있다.

향후, 좀 더 복잡한 경계 조건을 포함하는(예를 들어, 해저면 주위에서 회전운동을 하는) 원형주상체 주위의 유동해석이나, 높은 레이놀즈 수($Re > 200$)에서도 수치적인 해석을 하여 해양구조물을 구성하는 원형주상체 주위 유동장의 폭넓은 이해를 위한 연구에 본 방법이 효과적으로 응용될 것이다.

후 기

이 연구는 한국과학기술재단의 첨단조선공학 연구센터(ASERC)의 지원으로 수행되었습니다.

참 고 문 헌

김광수, 서정천, "와도를 기조로 한 초기 순간 출발하는 실린더 주위의 점성유동해석," 대한조선학회 논문집, 제 35권 4호, pp. 1-10, 1998.
 김광수, 이승재, 서정천, "진동하는 원형주상체 주위의 와류 수치모사," 대한조선학회 논문집, 제 40권 2호, pp. 21-27, 2003.
 박종천, 전호환, 송기종 (2003a), "중첩 격자계를 이용한 물체운동의 수치 시뮬레이션", 대한조선학회논문집, 제40권 제5호, pp.36-4.
 박종천, 강대환, 전호환 (2003b), "저항감소를 위한 물체후방의 형상설계에 관한 LES 해석", 한국해양공학회지, 2003, 제17권 제5호, pp.1-1.
 신영섭, "스펙트럴법을 이용한 원형주상체주위 층난류해석," 대한조선학회 논문집, 제 37권 4호, pp. 31-39, 2000.
 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, pp. 869-876.
 Braza, M., Chassaing, P. and Minh, H. H., 1986, "Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder," J. of Fluid Mechanics, Vol. 165, pp. 79-130.
 C. H. K. Williamson, 1996, "Vortex dynamics in the cylinder wake," Annu. Rec. Fluid Mech. Vol. 28, pp. 477-539.
 C. H. K. Williamson, 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.
 Dennis, S. C. R. and Chang, G., 1970, "Numerical Solutions for Steady Flow Past a Circular Cylinder at Reynolds Numbers up to 100," J. Fluid Mech., Vol. 42, pp. 471-489.
 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, 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, pp. 479-486.
 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, pp. 1200-1205.
 Rhie, C.M. & 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.
 Mittal, R. and Balachandar, S., 1994, "Direct numerical simulation of flow past elliptic cylinders," J. of Comp. Physics, Vol. 124, pp. 351-367.
 양찬규, 홍섭, (1998), "An Analysis of the Unsteady Flow around Circular Cylinder by Finite Volume Method", 해양공학회논문집, pp. 156 ~ 160