

주기적으로 회전하는 원형실린더 주위의 유동특성

최성호* · 최해천† · 강상모**
(2001년 1월 18일 접수, 2001년 1월 31일 심사완료)

Characteristics of Flow Over a Rotationally Oscillating Cylinder

Sungho Choi, Haecheon Choi and Sangmo Kang

Key Words: Rotary Oscillation(주기회전), Circular Cylinder(원형 실린더), Drag(항력), Lift(양력), Vortex Shedding(보텍스 세딩), Lock-on(공진)

Abstract

Effects of rotary oscillation on unsteady laminar flow past a circular cylinder have been investigated in this study. Numerical simulations are performed for the flow at $Re=100$ in the range of $0.2 < \Omega < 2.5$ and $0.02 < St_f < 0.8$, where Ω and St_f are, respectively, the maximum rotation velocity and rotation frequency normalized by the free-stream velocity and cylinder diameter. Results show that rotary oscillation has significant effects on the flow. When the rotation frequency is near the natural vortex-shedding frequency, lock-on occurs and the lock-on frequency range becomes wider as the rotation velocity increases. In a certain range of the rotation frequency and velocity, modulations in the velocity, lift and drag signals occur and this modulation frequency is expressed as a linear combination of the rotation frequency and vortex-shedding frequency. The mean drag and amplitude of the lift fluctuations show local minima near the boundary between the lock-on and non lock-on regions.

기호설명

C_D : 항력계수 ($= D / \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 d$)

C_L : 양력계수 ($= L / \frac{1}{2} \rho u_\infty^2 d$)

C_p : 압력계수 ($= p / \frac{1}{2} \rho u_\infty^2$)

D : 항력

d : 실린더 지름

f_f : 회전주파수

L : 양력

p : 압력

Re : 레이놀즈 수 ($= u_\infty d / \nu$)

St_f : 실린더의 무차원 회전주파수 ($= f_f d / u_\infty$)

St_n : 자연발생 보텍스 세딩의 무차원 주파수

St_{ts} : 회전시 보텍스 세딩의 무차원 주파수

u : 속도

u_w : 벽면에서의 실린더 최대 회전속도

u_∞ : 자유유동 속도

Ω : 실린더 벽면에서의 최대 무차원 회전속도 ($= u_w / u_\infty$)

ν : 동점성 계수

ρ : 밀도

1. 서론

실린더 주위를 흐르는 유동은 여러 가지 유동 현상 중 후류와 관련된 가장 기본적인 문제로 여겨져왔다. 원형 실린더의 경우, 매우 낮은 레이놀즈수($Re < 47$)에서는 실린더 뒤쪽에 정상 상태의 재순환 영역이 존재하는데 이 재순환 영역의 크

* 서울대학교 대학원

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부

E-mail: choi@socrates.snu.ac.kr

** 회원, 대구대학교 자동차산업기계공학과

기는 레이놀즈수가 증가함에 따라 점점 커지게 된다. $47 \leq Re < 160$ 의 경우에는 보텍스 세딩이 발생하여 비정상 2차원 유동이 되고 양력과 항력의 섭동에 의한 진동이 발생하게 된다. 레이놀즈수가 160보다 커지면 후류 영역은 비정상 3차원 유동으로 바뀌게 되어 보다 복잡한 유동현상이 일어난다. 보텍스 세딩에 의하여 발생하는 양력방향의 진동은 구조물의 파괴를 유발하거나 혼합층대 등의 효과를 가져올 수 있다.⁽¹⁾ 따라서 보텍스 세딩을 제어하기 위한 많은 연구들이 수행되어져 왔다. 보텍스 세딩의 수동적인 제어방법으로는 분할판을 이용한 방법이 있고,^(2,3) 능동적인 제어방법으로는 실린더 표면에서 분사/흡입을 가하는 방법,⁽⁴⁾ 실린더에 주기적인 선형진동을 가하는 방법,^(5,6) 실린더에 회전가진을 가해주는 방법⁽⁷⁻¹⁴⁾ 등이 있다.

Baek과 Sung^(7,8)은 $Re=110$ 에서 자연발생 보텍스 세딩 주파수 근처의 낮은 주파수 ($St_f \leq 0.220$)로 회전가진했을 때 나타나는 양력의 진동과 맥동현상에 대하여 조사하였고, Mahfouz와 Badr⁽⁹⁾은 $Re=200$ 에서 자연발생 보텍스 세딩 주파수의 0.5~2.0배로 회전가진했을 때 나타나는 유동현상의 변화를 연구하였다. Taneda⁽¹⁰⁾는 유동가시화를 통하여 $30 < Re < 300$ 의 범위에서 주기적인 회전가진에 의한 후류의 변화를 연구하였고, 그 결과 매우 높은 회전속도와 주파수를 가지면 보텍스 세딩이 완전히 사라짐을 보였다. Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾는 수동(water tunnel)에서 유동가시화와 후류속도분포 측정을 통하여 $Re=15000$ 에서 주기적인 회전가진에 의한 항력과 후류특성의 변화를 연구하였다. 그 결과에 의하면, 회전속도와 주파수에 따라 최대 약 80%의 항력감소가 발생함을 보였다. 그리고 후류의 구조가 회전속도와 주파수의 영향을 크게 받는 것으로 확인되었다. 하지만 이 연구에서는 항력을 직접 측정하지 않고 후류속도분포를 이용하여 간접적으로 구하였기 때문에 정확한 항력값이 아니며, 시간에 따른 양력과 항력의 변화특성에 대하여는 언급하지 않았다.

본 연구에서는 Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 연구 결과에 주목하여 층류 유동에서도 주기적인 회전가진에 의해 이러한 항력 감소가 나타나는지, 또한 유동장의 시간 및 공간적 변화가 어떻게 나타나는지를 수치모사를 통해 알아보려고 하였다.

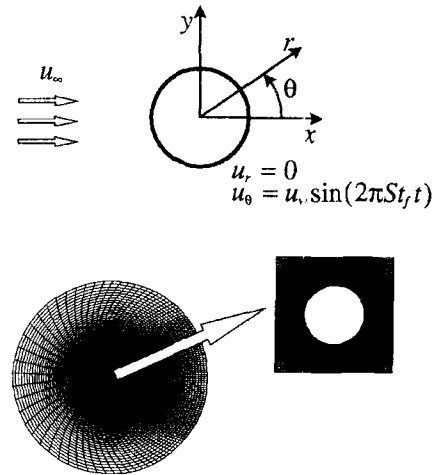


Fig. 1 Schematic diagram and computational mesh

계산은 3차원 유동현상이 발생하지 않는 $Re=100$ 에 대하여, 회전속도와 주파수는 각각 $0.2 \leq \Omega \leq 2.5$, $0.02 \leq St_f \leq 0.8$ 의 범위에서 수행하였다. 여기서 Ω 는 자유유동 속도 u_∞ 로 무차원화한 실린더 벽면에서의 최대 회전속도이며, St_f 는 실린더 지름 d 와 u_∞ 로 무차원화한 실린더의 회전주파수이다. $Re=100$ 에서의 보텍스 세딩 주파수는 0.165 ⁽¹⁵⁾로 본 연구에서 가진한 주파수 범위는 보텍스 세딩 주파수의 약 0.12~4.8배이다.

2. 수치해석방법

2차원 비정상 Navier-Stokes 방정식은 다음과 같이 표현된다.

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial (u_i u_j)}{\partial x_j} = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{1}{Re} \frac{\partial^2 u_i}{\partial x_j \partial x_j} \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_i}{\partial x_i} = 0, \quad (2)$$

여기서 x_i 는 직교좌표계이고, u_i 는 각 방향에 대응되는 속도 성분이다. 모든 변수들은 실린더 지름 d 와 자유유동 속도 u_∞ 로 무차원화되었다. 식 (1)과 (2)는 일반좌표계 η_i 와 z 좌면에서의 유량 변수 q^i 를 도입하여 다음과 같이 변환된다.

$$\frac{\partial q^i}{\partial t} + N^i(\mathbf{q}) = -G^i(p) + L_1^i(\mathbf{q}) + L_2^i(\mathbf{q}), \quad (3)$$

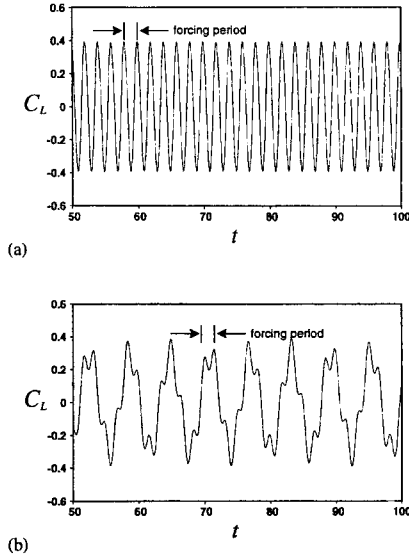


Fig. 2 Time histories of the lift coefficient: (a) $\Omega=2.5$, $St_f=0.5$; (b) $\Omega=0.6$, $St_f=0.6$

$$D^i q^i = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial q^1}{\partial \eta_1} + \frac{\partial q^2}{\partial \eta_2} \right), \quad (4)$$

변환된 식 (3)과 (4)에서 \mathbf{q} 는 유량 벡터 (q^1, q^2), N^i 는 대류항, $G^i(p)$ 는 압력 구배항, L_1^i, L_2^i 는 확산항, D^i 는 발산항, J 는 자코비안을 각각 의미한다. 식 변환에 대한 자세한 내용은 Choi 등⁽¹⁶⁾에 자세히 기술되어 있다. 식 (3)과 (4)를 시간에 대해서는 완전 내재적 분할 시간 단계 방법⁽¹⁷⁾을 이용하여 적분하였다. 식 (3)의 모든 항들은 2차 정확도를 가지는 중앙 차분법을 이용하였고, 비선형항을 푸는 데에는 Newton 반복법을 사용하였다.

Fig. 1은 개략도와 계산에 쓰인 격자계를 나타낸 것이다. 실린더의 반지름 방향과 원주 방향의 속도를 나타내기 위해 원주좌표계 (r, θ)와 대응되는 속도 (u_r, u_θ)를 도입하였다. 실린더 주위의 유동장을 해석할 때는 일반적으로 C형 격자계가 후류쪽에 많은 격자를 배치할 수 있기 때문에 유리하지만 실린더가 빠른 속도로 회전할 경우에는 $\theta=0^\circ$ 에서 특이성 문제가 발생한다. 따라서 본 연구에서는 Kang 등⁽¹²⁾이 회전하는 실린더 주위의 유동을 계산하는데 이용한 O형 격자계를 이용하였다. 격자 생성 방법은 Beaudan과 Moin⁽¹⁸⁾의

방법을 이용하였고, 격자수는 r 방향과 θ 방향으로 각각 241개이며 계산영역 바깥쪽 경계는 실린더 중심으로부터 $50d$ 이다. 바깥쪽 경계조건은 $x=0$ 을 기준으로 나누어진다. $x \leq 0$ 인 영역은 Dirichlet 경계조건으로 $u=1, v=0$ 이고 $x > 0$ 인 영역은 대류경계조건⁽¹⁹⁾을 주었다. 실린더 표면에서는 $u_r=0, u_\theta=u_w \sin(2\pi St_f t)$ 를 주었다.

계산된 대부분의 유동장에서는 계산시간간격 $\Delta t=0.02$ 를 사용하였다. 본 계산에 쓰인 시간간격의 적절함을 알아보기 위해 $\Omega=1.4, St_f=0.5$ 의 경우에 대하여 두 개의 시간간격 ($\Delta t=0.01, 0.02$)을 사용하여 계산하였다. 그 결과 항력의 변화는 0.2%이하였다.

3. 결과 및 분석

3.1 주기적인 회전가진에 의한 유동현상

3.1.1 회전속도와 주파수의 변화에 따른 유동특성

본 연구에서는 $\Omega=0.2 \sim 2.5, St_f=0.02 \sim 0.8$ 의 여러 가지 경우에 대하여 계산을 수행하였는데, 그 결과 유동현상이 크게 두 가지 경우(공진과 비공진)로 나누어짐을 확인하였다. 실린더의 자연 발생 보텍스 shedding 주파수 ($St_n=0.165$) 또는 그와 다른 주파수로 가진한 경우, 보텍스 shedding의 주파수 (St_s)가 가진 주파수 (St_f)와 일치할 때 이를 공진(lock-on)현상이라고 한다. 이와 반대로 St_s 가 St_f 와 다를 때 이를 비공진(non lock-on)이라고 하며, 이 경우 유동장에는 가진 주파수 이외에도 여러 가지 다른 주파수 성분이 섞여있게 된다. Fig. 2는 공진과 비공진이 발생하는 경우에 시간에 따른 양력 변화를 나타낸 것이다. Fig. 2(a)는 공진의 경우로서 하나의 주파수 성분만이 나타나지만, Fig. 2(b)는 비공진의 경우로서 여러 가지 주파수 성분이 섞여 복잡한 신호가 발생함을 확인할 수 있다. 참고로 $Re=100$ 에서 자연발생 보텍스 shedding의 주기는 무차원 시간단위로 6.06이다.

Fig. 3은 St_f 와 Ω 의 변화에 따른 유동특성의 변화를 나타낸 것이다. 공진이 일어나는 영역은

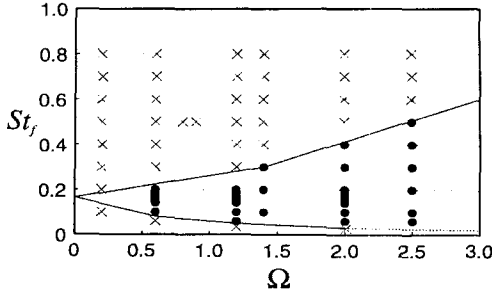


Fig. 3 Flow regime due to rotary oscillation: ●, lock-on; x, non lock-on

회전속도 Ω 가 커짐에 따라 더 넓은 가진주파수 영역으로 확장됨을 알 수 있다. 예를 들면, $\Omega=2.0$ 인 경우는 $0.04 \leq St_f < 0.5$ 인 부분까지 공진영역이 확장된다. 이러한 공진영역의 확장은 비교적 낮은 St_f 영역에서 연구한 Baek과 Sung,⁽⁷⁾ Mahfouz와 Badr⁽⁹⁾의 결과들과 일치한다. Fig. 3에서 정의된 비공진영역 중 $St_f=0.5$ 의 경우(예를 들면 $\Omega=0.8$, $St_f=0.5$) 보텍스 세딩의 주파수 St_{ts} 가 $St_{ts}=1/3St_f$ 가 되는 공진(tertiary lock-on)이 발생하기도 한다. 그러나 본 연구에서는 $St_{ts}=St_f$ 가 성립되는 공진(primary lock-on)만을 공진으로 정의하여 Fig. 3을 구성하였다. 비공진영역에서 가진 주파수와 보텍스 세딩 주파수 외에도 작은 주파수를 갖는 맥동(modulation)이 나타나는 현상이 관찰되었다. Baek과 Sung⁽⁸⁾과 Mahfouz와 Badr⁽⁹⁾는 비공진영역 중 Ω 가 작고 가진 주파수가 자연발생 보텍스 세딩 주파수 St_n 에 가까운 부분에서 이러한 맥동 현상이 나타남을 보고하였는데, 가진 주파수가 St_n 의 2배 이상인 경우에도 회전속도 Ω 가 크면 이러한 맥동현상이 일어남을 확인할 수 있었다.

Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾는 $Re=15000$ 에서 회전속도를 고정시키고 회전주파수를 변화시키면서 후류 구조의 변화를 기술하였는데, 회전주파수가 증가함에 따라 후류 구조를 네 가지로 구분하였다. 모드(mode) I은 $St_f=St_n$ 일 때 매 반주기마다 실린더의 한쪽 면에서 같은 부호를 가지는 두 개의 보텍스가 생성되는 경우로, 두 번째 보텍스는 첫 번째의 강한 보텍스에 의해 유도되는 것으로 생각하였다. 모드 II는 가진주파수와 일치하는 주파수 특성을 가진 보텍스가 먼 하류까지 지

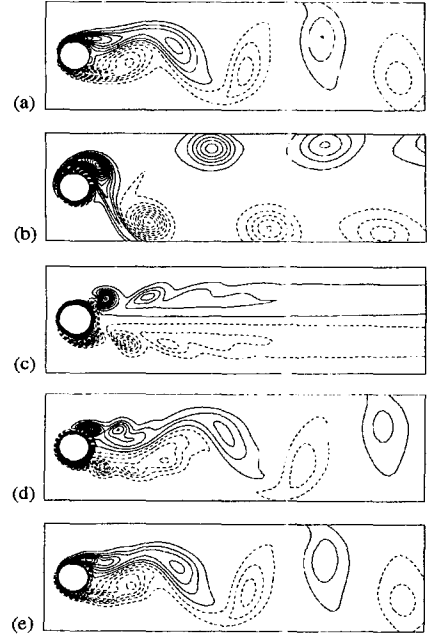


Fig. 4 Vorticity contours: (a) no rotation; (b) $\Omega=2.0$, $St_f=0.165$ (mode I); (c) $\Omega=2.5$, $St_f=0.5$ (mode II); (d) $\Omega=2.0$, $St_f=0.8$ (mode III); (e) $\Omega=0.6$, $St_f=0.8$ (mode IV)

속되는 경우이다. 모드 III은 실린더 가까운 부분에서는 가진 주파수 특성을 가지는 보텍스가 생성되지만 하류로 흘러가면서 좀 더 낮은 주파수로 발달되는 천이 영역이 형성되는 경우이다. 모드 IV는 가진의 효과가 실린더 부근의 전단층에만 영향을 미치고 후류의 대부분은 가진하지 않은 경우와 비슷한 보텍스가 생성되는 영역이다.

Fig. 4는 각 모드에 해당하는 순간 와도 유통장을 그린 것이다. Fig. 4(a)는 회전가진을 주지 않았을 경우의 와도장이다. Fig. 4(b)는 $St_f=St_n$ 으로 가진한 모드 I의 경우이다. Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾는 같은 부호를 가진 두 개의 보텍스가 생긴다고 하였으나 본 연구에서는 관찰되지 않았다. 이는 Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 Re 수(15000)와 본 연구에서의 Re 수(100)의 차이에 기인한 것으로 추정된다. Fig. 4(c)는 가진 주파수에 해당되는 보텍스들이 생성되어 병합현상 없이 흘러가다 소멸되는 형태를 보이고 있다. 이는 Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 모드 II와 유사한 형태로 볼 수 있다. Fig. 4(d)는 모드 III에 해당되는

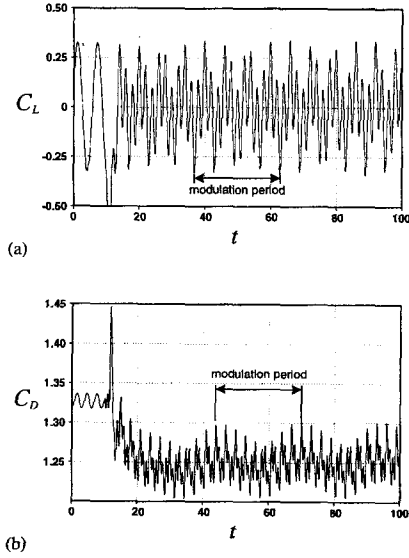


Fig. 5 Time histories of the lift and drag coefficients in the case of $\Omega=1.4$ and $St_f=0.5$: (a) lift; (b) drag

부분으로 가진 주파수에 해당하는 보텍스들이 실린더 근처에서 발생되고, 이들이 하류로 흘러감에 따라 병합되어 하류에서 보텍스의 주기는 자연발생 보텍스 주기보다 약간 커짐을 볼 수 있다. Fig. 4(e)는 모드 IV의 경우로 전단층에만 가진 주파수에 해당하는 작은 보텍스가 존재하고 후류는 가진하지 않은 경우의 보텍스 거동과 같아진다. 따라서, 모드 I을 제외하고는 Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 연구결과와 일치하는 것을 확인하였다.

모드 I과 II는 Fig. 3에서 제시한 공진영역에 해당된다. 모드 III의 경우, $St_{vs} = St_f$ 가 되는 x 의 위치가 실린더로부터 멀어지게 되면 Fig. 3에서 제시한 공진영역에 해당되는 것으로 볼 수 있는 반면(예를 들면 $\Omega=2.0$, $St_f=0.4$), 그 위치가 실린더 가까이 있으면 비공진영역으로 볼 수 있다 ($\Omega=2.0$, $St_f=0.5$). 이는 Fig. 3에서 제시한 공진과 비공진의 구분이 항력 또는 양력계수의 시간변화에 따라 결정되었기 때문이다. 모드 IV는 비공진영역에 해당된다.

3.1.2 맥동 주기의 분석

Fig. 5는 $\Omega=1.4$, $St_f=0.5$ 인 경우의 양력계수

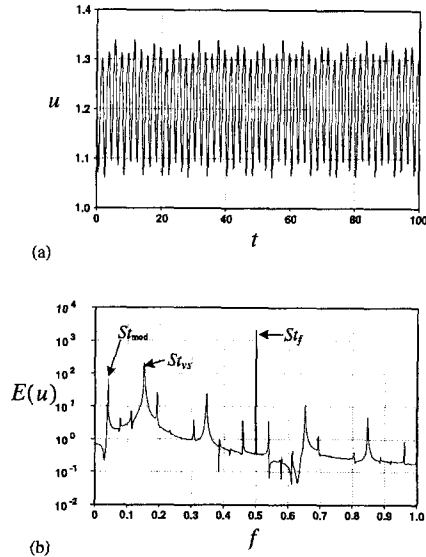


Fig. 6 (a) Time histories of the streamwise velocity at $(x=-0.01d, y=-0.768d)$; (b) frequency spectrum of the velocity

와 항력계수의 시간에 따른 변화를 나타낸 것이다. 두 계수 모두 무차원 시간 단위로 24정도의 큰 맥동 주기가 나타남을 확인할 수 있다. Fig. 6은 주파수 분석을 위해 전단층 근처인 $x=-0.01d$, $y=-0.768d$ 에서 주유동방향 속도 성분의 시간에 따른 변화와 이의 스펙트럼을 보여준다. Fig. 6을 보면 속도 시그널에 3개의 중요한 주파수 성분이 존재함을 볼 수 있는데, 제일 작은 주파수는 맥동 주파수 ($St_{mod}=0.0394$)이고, 가운데는 보텍스 shedding 주파수 ($St_{vs}=0.1537$), 제일 큰 주파수는 가진 주파수 ($St_f=0.5$)이다. 맥동이 나타나는 경우에 대하여 분석해 본 결과 다음과 같은 관계식이 성립함을 확인하였다.

$$St_{mod} \approx n \times St_f + m \times St_{vs} \quad (5)$$

Fig. 6의 경우는 $n=1$, $m=-3$ 에 해당된다. 이 결과는 $\Omega=0.05$, $0.150 \leq St_f \leq 0.190$ 에 대하여 계산한 Baek과 Sung⁽⁸⁾의 결과의 확장된 형태이다.

Fig. 7은 $\Omega=1.4$, $St_f=0.5$ 인 경우 맥동주기(T)동안 시간에 따른 와도 유동장의 변화를 그린 것이다. 각 그림의 무차원 시간 간격($1/13T$)은 가진 주기와 동일한 2이다. 하나의 가진 주기마다

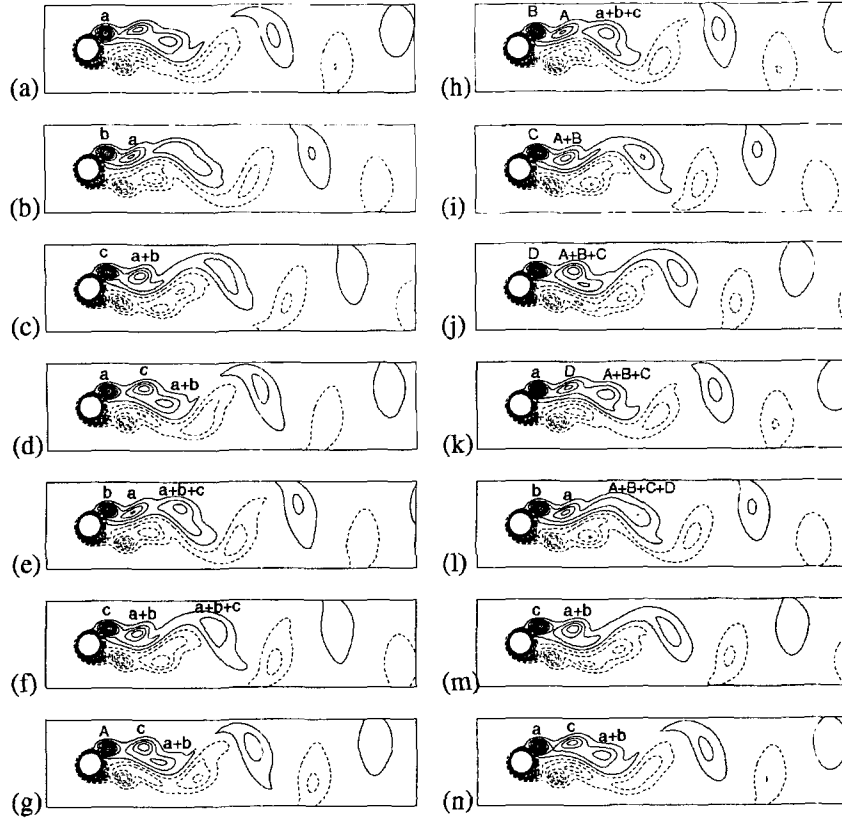


Fig. 7 Time sequence of the spanwise vorticity during one modulation period (T) at $Q=1.4$ and $St=0.5$: (a) $0T$; (b) $1/13T$; (c) $2/13T$; (d) $3/13T$; (e) $4/13T$; (f) $5/13T$; (g) $6/13T$; (h) $7/13T$; (i) $8/13T$; (j) $9/13T$; (k) $10/13T$; (l) $11/13T$; (m) $12/13T$; (n) $1T$

작은 보텍스들이 생성되어 하류로 흘러가게 되는데 처음 생성된 보텍스 a 는 다음에 생성된 보텍스 b 와 병합하여 조금 큰 보텍스가 되고(Fig. 7(c)), 이 보텍스는 하류로 조금 더 흘러가다 뒤에서 따라오는 보텍스 c 와 병합하여 하나의 큰 보텍스가 되어(Fig. 7(e)) 세딩이 일어난다. 이 경우 보텍스 세딩 주파수는 0.1537 로 가진 주파수는 세딩 주파수의 3.25 배이다. 이렇게 먼저 발생한 두개의 작은 보텍스가 병합한 후, 그 보텍스가 뒤에 발생한 작은 보텍스와 병합하여 세딩되는 현상은 자연발생 세딩 주파수의 3 배로 진동가진 경우에 나타나는 보텍스 세딩의 형태⁽⁵⁾와 비슷하다. 하지만 본 연구의 경우 가진 주파수가 자연발생 세딩 주파수의 정확한 3 배가 아니기 때문에 이러한 3개의 보텍스가 병합되는 것 외에도 Fig. 7(g)-(l)에 표시된 A, B, C, D와 같이 4개의

보텍스가 하나의 보텍스로 병합하여 세딩되는 형태가 발생된다. 이와 같이 3개의 보텍스가 병합된 큰 보텍스와 4개가 병합된 큰 보텍스가 주기적으로 반복하여 세딩되면서 맥동 주기를 형성하는 것을 관찰할 수 있다.

3.1.3 위상 변화

공진인 경우 양력계수는 식 (5)과 같이 단순화될 수 있다.

$$C_L(t) = C_{Lmax} \cos(2\pi St_f t - \phi) \quad (6)$$

여기서 ϕ 는 실린더의 회전위상과 양력계수의 위상과의 차이를 나타낸다. 식 (6)에 $\cos(2\pi St_f t)$ 와 $\sin(2\pi St_f t)$ 를 곱하여 적분하면 각각 $\pi C_{Lmax} \cos \phi$ 와 $\pi C_{Lmax} \sin \phi$ 가 되고 이를 이용하여 ϕ 를 구하였다.

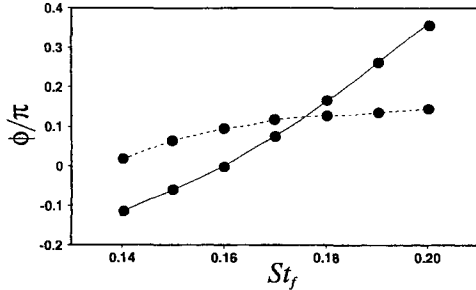


Fig. 8 Phase difference between the lift coefficient and forcing: —, $\Omega=0.6$; ----, $\Omega=2.0$

가진 강도가 크지 않을 때 ($\Omega=0.05$)는 ϕ 가 St_n 근처에서 π 정도의 변화를 갖는다고 알려져 있다.⁽⁸⁾ Fig. 8은 $\Omega=0.6, 2.0$ 에서 가진 주파수의 변화에 따른 양력계수의 위상변화를 나타낸 것인데, 큰 Ω 에서 가진 주파수에 따른 위상 변화량이 작은 것을 확인할 수 있다. 실린더의 회전가진시 보텍스 shedding은 자유유동과 실린더 벽면 사이에 형성되는 전단층과 회전에 의해 형성되는 전단층에 의해 복합적으로 발생된다. 따라서 실린더의 회전위상과 양력계수의 위상차 ϕ 는 두 전단층의 세기에 따라 결정될 수 있다. 일반적으로 회전속도가 작을 경우 두 전단층의 세기가 비슷하여 위상차 ϕ 는 St_f 에 따라 크게 변할 수 있는 반면, 회전속도가 큰 경우 회전에 의한 전단층의 형성이 지배적이게 되어 실린더의 회전위상에 따라 보텍스 형성이 거의 결정된다. 이 경우 ϕ 는 St_f 에 따라 거의 변화하지 않게 된다.

3.2 평균값

Fig. 9는 평균항력계수와 최대변위양력계수의 변화를 $St_f-\Omega$ 평면위에 나타낸 것이다. Fig. 9의 숫자들은 비회전시의 값들로 무차원화된 숫자들이다. Fig. 9(a)는 시간에 대하여 평균한 항력값이고 Fig. 9(b)는 양력의 최대 변위값 (C_{Lmax})이다. 실린더가 회전하지 않는 경우, 평균항력값은 1.327, 양력의 최대 변위는 0.326이다. Fig. 9(a)에서 $\Omega=2.5$ 인 경우에 대하여 살펴보면, 공진영역 안에서는 St_f 가 St_n 부근에서 최대 항력을 가지고 St_f 가 증가함에 따라 항력이 감소하는 경향을 보이다가 공진영역을 지나면서 항력이 극소값에 도

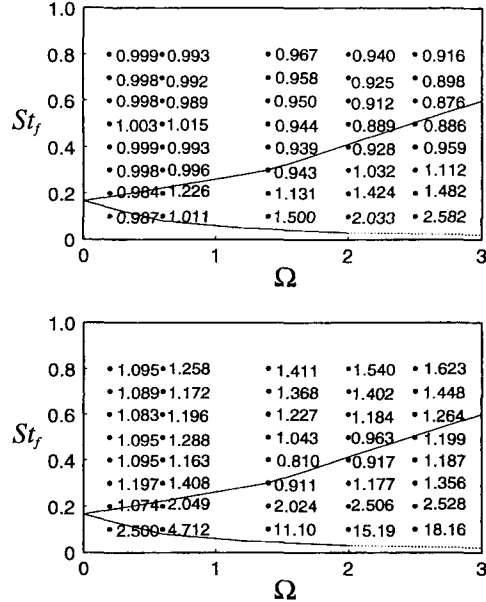


Fig. 9 Variations of C_D and C_{Lmax} (normalized by their corresponding values of no rotation) due to rotary oscillation: (a) time-averaged drag coefficient; (b) amplitude of the lift coefficient

달한다. 이후에는 St_f 가 증가함에 따라 항력이 다시 증가하게 된다. C_{Lmax} 도 C_D 와 비슷한 위치에서 극소값을 가지지만 C_{Lmax} 은 회전에 의한 매그너스 효과의 영향으로 St_f 가 큰 경우에 가진이 없는 경우의 값으로 회복되는 경향이 보이지 않는다. 회전속도가 증가함에 따라 극소항력값은 점점 감소하는 경향을 보이는데, $\Omega=2.5, St_f=0.6$ 인 경우 항력값 ($C_D=1.163$)은 가진하지 않았을 경우의 항력값에 대하여 12.4% 감소하였다(Fig. 9(a)). 각 Ω 에 대하여 극소항력값을 가지는 St_f 의 값을 이어 보면 공진과 비공진의 경계 부근에서 극소항력이 발생함을 알 수 있다. Fig. 9에 표시되지 않은 $\Omega=3.0, 4.0$ 의 공진과 비공진의 경계 부근에서 각각 계산을 수행한 결과 극소항력값은 각각 $C_D=1.154$ ($St_f=0.6$), 1.144 ($St_f=0.7$)로 극소항력값은 거의 최소값으로 수렴된 것으로 판단된다.

Tokumar와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 연구에서 $\Omega=2.0$ 인 경우 $St_f/St_n > 5$ 에도 항력값이 매우 작은 것으로

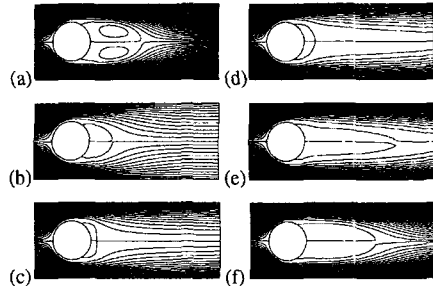


Fig. 10 Time-averaged streamlines at $\Omega = 2.5$: (a) no rotation; (b) $St_f=0.2$; (c) $St_f=0.4$; (d) $St_f=0.5$; (e) $St_f=0.6$; (f) $St_f=0.8$

나타났는데 본 연구에서는 관찰되지 않았다. Tokumaru와 Dimotakis⁽¹¹⁾의 연구는 $Re = 15000$ 에서 수행된 것이기 때문에 레이놀즈수의 차이가 그 원인이 될 수 있다.

Fig. 10은 $\Omega = 2.5$ 인 경우 St_f 가 증가됨에 따른 시간평균 유선의 변화를 그린 것이다. 회전주파수가 증가함에 따라 박리기포의 크기가 감소하다가 다시 증가하는데, $St_f = 0.8$ 인 경우는 가진하지 않았을 경우의 시간평균 유선과 비슷해진다. 따라서 매우 높은 주파수의 가진은 후류특성의 변화에 큰 영향을 주지 못하는 것으로 생각된다. 또한, Fig. 10(b)의 경우는 회전하지 않는 경우 (Fig. 10(a))보다 평균항력이 증가하고, Fig. 10(d)의 경우는 그 반대로 평균항력이 감소하므로, 시간평균 박리기포의 크기변화는 항력 또는 양력의 변화를 제시할 수 없음을 알 수 있다.

Fig. 11은 Fig. 10의 각 경우에 해당되는 실린더 표면의 시간평균 압력분포를 그린 것이다. 실린더의 회전에 의하여 정체점($\theta = 180^\circ$)에서의 압력이 회전하지 않는 실린더의 경우보다 낮아지는 것을 관찰할 수 있다. $St_f = 0.2$ 인 경우 (Fig. 10(b)) 후류에서 생기는 강한 와류의 영향으로 실린더 뒷부분($\theta = 360^\circ$)의 압력이 매우 낮다. $St_f = 0.4$ 인 경우 회전하지 않는 경우보다 뒷부분의 압력이 더 높은 것으로 나타났고 St_f 가 점점 커지면서 공진영역을 벗어나면 다시 회전하지 않는 경우의 값과 가까워진다. 실린더의 위 또는 아랫면($\theta = 270^\circ$)은 회전에 의한 전단층 유동의

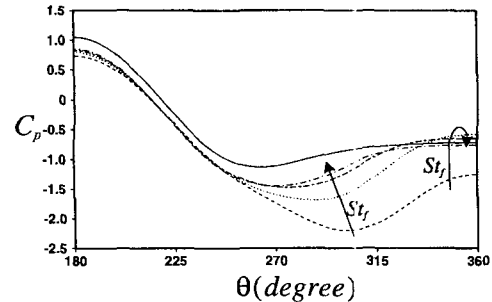


Fig. 11 Time-averaged pressure coefficients on the cylinder surface at $\Omega = 2.5$: —, no rotation; ----, $St_f=0.2$; ·····, $St_f=0.4$; - · - ·, $St_f=0.6$; - - - -, $St_f=0.8$

특성을 가지게 되어 그 부근의 압력은 후류특성의 영향을 주로 받는 뒷부분보다 회전하지 않는 경우의 압력값으로 회복되는 경향이 약하다.

4. 결론

본 연구에서는 비교적 넓은 범위의 회전속도와 회전주기를 갖는 실린더의 외부유동에 대한 계산을 수행하여, 주기적인 회전이 실린더 주위의 유동장에 미치는 영향에 대하여 조사하였다. 실린더의 자연발생 보텍스 shedding 주파수 근처의 주파수로 회전 가진하면 보텍스 shedding 주파수가 가진 주파수와 일치하는 공진현상이 일어나고, 이때 공진이 일어나는 주파수 범위는 회전속도가 증가함에 따라 넓어진다. 공진영역을 벗어나면 후류가 회전이 없는 경우의 형태로 회복되는 경향을 보인다. 공진영역에서 실린더의 회전 위상과 보텍스 shedding 위상간의 차이가 존재하는데, 회전속도가 증가함에 따라 위상 차이의 변화량은 감소함을 확인하였다. 공진영역에서 회전주파수가 커짐에 따라 생성되는 보텍스의 크기가 감소하고, 회전주파수가 매우 크면 전단층에서만 가진효과가 나타나고 후류는 회전하지 않는 경우와 비슷하였다. 회전속도를 일정하게 고정시킨 경우 공진과 비공진의 경계에서 극소항력값이 발생하였고, 극소항력값은 회전속도가 증가할수록 감소하였다.

후 기

본 연구는 과학기술부 창의적연구진흥사업과 교육부 기계분야 BK21사업의 지원으로 수행되었으며 이에 감사를 드립니다.

참고문헌

- (1) Williamson, C. H. K. 1996, "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 477~539.
- (2) Nishioka, M. & Sato, H. 1974, "Measurement of Velocity Distributions in the Wake of a Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 65, pp. 97~112.
- (3) Kwon, K. & Choi, H. 1996, "Control of Laminar Vortex Shedding behind a Circular Cylinder using Splitter Plates," *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp. 479~486.
- (4) Min, C. & Choi, H. 1999, "Suboptimal Feedback Control of Vortex Shedding at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 401, pp. 123~156.
- (5) Ongoren, A. & Rockwell, D. 1988, "Flow Structure from an Oscillating Cylinder. Part 1. Mechanisms of Phase Shift and Recovery in the Near Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 191, pp. 197~223.
- (6) Lofty, A. & Rockwell, D. 1993, "The Near-Wake of an Oscillating Trailing Edge: Mechanisms of Periodic and Aperiodic Response," *J. Fluid Mech.*, Vol. 251, pp. 173~201.
- (7) Baek, S.-J. & Sung, H. J. 1998, "Numerical Simulation of the Flow behind a Rotary Oscillating Circular cylinder," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. 869~876.
- (8) Baek, S.-J. & Sung, H. J. 2000, "Quasi-Periodicity in the Wake of a Rotationally Oscillating Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 408, pp. 275~300.
- (9) Mahfouz, F. M. & Badr, H. M. 2000, "Flow Structure in the Wake of a Rotationally Oscillating Cylinder," *J. Fluids Engng.*, Vol. 122, pp. 290~301.
- (10) Taneda, S. 1978, "Visual Observation of the Flow past a Circular Cylinder Performing a Rotatory Oscillation," *J. Phys. Soc. Jpn.*, Vol. 45, pp. 1038~1043.
- (11) Tokumaru, P. T. & Dimotakis, P. E. 1991, "Rotary Oscillation Control of a Cylinder Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 224, pp. 77~90.
- (12) Kang, S., Choi, H. & Lee, S. 1999, "Laminar Flow past a Rotating Circular Cylinder," *Phys. Fluids*, Vol. 11, pp. 3312~3321.
- (13) 백성진, 성형진 1998, "주기적으로 회전하는 원형 실린더 후류의 수치 모사," *대한기계학회논문집* 22권 3호, 267~279.
- (14) 부정숙, 양종필, 신영곤, 김창수 1998, "균일류의 회전원주 제어에 의한 듀동 밀 공력 제어 효과에 관한 연구," *대한기계학회논문집* 22권 3호, 346~359.
- (15) Park, J., Kwon, K. & Choi, H. 1998, "Numerical Solution of Flow past a Circular Cylinder at Reynolds Number up to 160," *KSME Int. J.*, Vol. 12, pp. 1200~1205.
- (16) Choi, H., Moin, P. & Kim, J. 1993, "Direct Numerical Simulation of Turbulent Flow over Riblets," *J. Fluid Mech.*, Vol. 255, pp. 503~539.
- (17) Choi, H. & Moin, P. 1994, "Effects of the Computational Time Step on Numerical Solutions of Turbulent Flow," *J. Comp. Phys.*, Vol. 113, pp. 1~4.
- (18) Beaudan, P. & Moin, P. 1994, "Numerical Experiments on the Flow past a Circular Cylinder at Subcritical Reynolds Number," *Rep. TF-62*, Department of Mechanical Engineering, Stanford Univ., Stanford, CA.
- (19) Pauley, L. L., Moin, P. & Reynolds, W. C. 1990, "The Structure of Two Dimensional Separation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 220, pp. 397~411.