

주기적으로 회전하는 원봉 주위의 후류에 관한 수치적 연구

백 승 진* · 성 형 진*

(1997년 1월 16일 접수)

Numerical Simulation of the Flow Behind a Circular Cylinder with a Rotary Oscillation

Seung-Jin Baek and Hyung Jin Sung

Key Words : Circular Cylinder Wake(원봉 후류), Rotary Oscillation(회전 가진), Vortex Shedding(와홀림), Lift Force(양력)

Abstract

A numerical study was made of flow behind a circular cylinder in a uniform flow, where the cylinder was rotationally oscillated in time. The temporal behavior of vortex formation was scrutinized over broad ranges of the two externally specified parameters, i.e., the dimensionless rotary oscillating frequency ($.110 \leq S_f \leq .220$) and the maximum angular amplitude of rotation ($\theta_{max} = 15^\circ, 30^\circ$ and 60°). The Reynolds number ($Re = U_\infty D / \nu$) was fixed at $Re = 110$. A fractional-step method was utilized to solve the Navier-Stokes equations with a generalized coordinate system. The main emphasis was placed on the initial vortex formations by varying S_f and θ_{max} . Instantaneous streamlines and pressure distributions were displayed to show the vortex formation patterns. The vortex formation modes and relevant phase changes were characterized by measuring the lift coefficient (C_L) and the time of negative maximum $C_L(t_{-C_L,max})$ with variable forcing conditions.

기호 설명

C_L : 양력계수
 D : 원봉 직경
 q_i : 일반좌표계에서의 유량성분
 Re : 레이놀즈수
 S_C : 임계 스트로울수
 S_f : 회전 주파수
 St : 와홀림 스트로울수
 T : 와홀림 주기
 $t_{C_L,max}$: 양력계수의 양의 최대시간
 $t_{-C_L,max}$: 양력계수의 음의 최대시간
 U_∞ : 무한대 거리의 유동속도

u_i : 직교 좌표계에서의 속도성분
 x_i : 직교 좌표
 y^i : 일반 좌표

그리스문자

α : 무차원 최대 회전 속도
 ν : 동점성 계수
 θ_{max} : 최대 회전 각도
 $\dot{\theta}_{max}$: 최대 회전 각속도
 ρ : 밀도
 Ω : 무차원 회전 속도

상첨자

* : 차원 변수

*회원, 한국과학기술원 기계공학과

1. 서 론

원봉 후류에서 와의 생성과 혼림에 관한 연구는 비정상 박리 유동의 중요한 문제이여 왔다.⁽¹⁾ 이 문제는 원봉 표면에서의 경계층의 발달과 박리 그리고, 두 개의 경계층이 만나는 후류가 결합되어 원봉의 위쪽에서는 유의 와도값을, 아래쪽에서는 양의 와도값을 가지는 와가 혼림되는 고유 현상을 가지고 있다. 이러한 와흐림은 유동의 비정상성을 증가시켜서 압력 변화로 인한 구조 진동 및 소음 문제를 일으킨다. 또한 열 및 물질 전달 증가 등의 효과를 가져주기도 한다. 따라서, 이 와흐림을 의도한 대로 제어 할 수 있게 된다면 여러 응용이 가능하여서 이를 제거하거나 원하는 방향으로 일어나게 하는 여러 연구들이 진행되어 왔다.

분류조사에 의하면 와의 생성과 혼림을 제어하기 위한 많은 시도가 있어 왔다. 간단한 기하학적 모양의 변화로 원봉에 관을 부착시키거나^(2,3) 또는 다른 원봉을 후류에 위치시키는⁽⁴⁾ 등의 방법이 이용되었다. 또한 유동에 직접적인 교란을 가하는 방법도 시도되어서 비균일 유입 유동,⁽⁵⁾ 유입 유동의 교란,^(6,7) 국소표면에서의 흡입 및 분출,⁽⁸⁾ 원봉의 주기적인 진동^(9,10,11,12) 등이 있어 왔다. 이 외에도 원봉의 회전에 의한 방법이 몇몇 연구자들^(13,14,15,16)에 의해서 시도되었다.

원봉의 회전에 의한 교란은 다른 교란방법보다 훨씬 더 직접적인 영향을 유동에 줄 수 있다. 좌측에서 우측으로 흘러가는 유동과 반시계방향으로 회전하는 원봉을 생각할 때, 원봉 위쪽의 유동은 감속을 받게 되어 박리가 더 쉽게 일어 날 수 있게 된다. 하지만, 아래쪽의 유동은 가속을 받게 되어 박리가 지연되거나 방지된다. 따라서, 이러한 유동이 만나서 이루는 후류에는 큰 변화가 생기게 되고 유동이 원봉에 가하는 힘도 크게 달라지게 된다. 또한, 이러한 원봉의 회전은 스테핑 모터 등에 입력되는 전기신호에 의해서 정확한 위치 및 속도 조절이 용이하기 때문에 신경망 제어를 이용한 되먹임 제어 등에서의 실제 응용 가능성이 크다.

원봉의 주기적 회전에 관한 연구는 주로 실험으로 진행되어 왔다. Taneda⁽¹⁷⁾는 30에서 300사이의 레이놀즈수(Re) 영역에서 유동 가시화를 사용하여 원봉 회전 교란의 효과를 관찰하였다. 그는 회전 주파수를 증가시킬수록 유입방향과 반대 방향의 속

도를 가지는 영역(dead region)이 줄어들다가 임계 주파수(S_c) 이상이 되면 이 영역이 소멸하는 것을 관찰하였다. 그리고, 이 임계 주파수보다 훨씬 높은 주파수를 가하게 되면 유선 모양이 포텐셜 유동과 비슷한 모양이 됨을 보였다. Tokumaru와 Dimotakis⁽¹⁸⁾는 $Re=1.4 \times 10^4$ 에서 유동 가시화와 속도 측정을 이용하여 회전 주파수와 최대 회전 속도에 따른 여러 종류의 와흐림 구조를 관찰하였다. 또한, 측정된 속도 프로파일을 이용하여 원봉에 작용하는 항력을 구하였는데 가진을 가지지 않았을 때보다 훨씬 적은 항력을 가지는 가진 영역을 찾아 내었다. Filler *et al.*⁽¹⁵⁾는 250에서 1200사이의 레이놀즈수에서 비교적 작은 크기의 회전을 가했을 때 원봉에서 박리되는 전단층의 응답을 관찰하였다. 이 실험에서 Karman vortex 에 관계된 Karman frequency와 shear layer에 관계된 secondary frequency에서 각각에서 응답의 극대값이 존재함이 관찰되었다.

본 연구에서는 위의 실험결과를 기본으로 해서 후류에 관한 수치계산을 행하여서, 여러 가진 조건에 따른 원봉 후류의 와생성 모양에 중점을 두어 관찰하였다. 원봉의 주기적 회전에 의한 가진에 관계되는 인자로는 모두 세 가지를 생각할 수 있는데, 이는 유동장의 레이놀즈수(Re), 회전 주파수(S_r) 그리고 최대 회전 크기(θ_{max})이다. 본 연구에서는 레이놀즈수는 110으로 했는데, 이 레이놀즈수 영역은 실험에서 원봉 축방향의 경계 조건을 조절하면 완전 이차원의 유동을 얻을 수 있고 레이놀즈수에 따른 이차원 와흐림 주파수의 관계가 잘 밝혀져 있어서 이차원의 계산이 타당성을 가진다.⁽¹⁷⁾ 먼저 교란이 전혀 없을 때의 유동장을 계산하여 와흐림 주파수($St=0.171$)를 얻어 실험적인 결과와 비교한 후 이 자연 와흐림 주파수부근의 값들을 가진 회전 주파수로 하였다.($110 \leq S_r \leq 220$). 마지막으로 가진 크기인 원봉의 최대 회전 각도(θ_{max})로 본 연구에서는 15° , 30° 그리고 60° 세 가지를 행하였다.

본 계산의 타당성을 위해서 회전하지 않는 경우와 일정하게 회전하는 경우를 계산하여 기존의 결과와 비교해 보았다. 계산은 원봉이 주기적 회전을 할 때 와흐림의 모양과 이에 따른 C_l 의 관계를 알아 보았다. 계산은 lock on의 경우에 대해서 행하였는데 이는 회전주파수에 의한 조절이 가능하기 때문이다. 이 계산 결과는 능동제어를 위한 기본

자료로 활용될 것이다.

2. 수치 해석 방법

2.1 Governing Equation

무한대 위치에서의 유동속도 (U_∞)과 원봉 지름 (D)을 사용하여 무차원화된 비압축성 유동의 지배 방정식은 아래와 같다.

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

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

여기서 x_i 는 직교 좌표이고 u_i 는 각방향의 유동 속도이다. Re 는 $U_\infty D / \nu$ 로 ν 는 동점성 계수이다.

원봉 후류 유동장의 계산을 위해서 식 (1)과 (2)는 직교 좌표계 (x_i)에서 일반좌표계 (y^i)로 바꾸었고, 직교 속도성분 (u_i)은 엇갈림 격자계 (Staggered grid)에서 반변 속도성분 (contravariant velocity component)에 좌표변환의 자코비안 (Jacobian) 값을 곱한 유량(q^i)으로 변환하였다. 변환된 지배 방정식은 아래와 같다.

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

$$D^i q^i = \frac{1}{J} \left(\frac{\partial q^1}{\partial y^1} + \frac{\partial q^2}{\partial y^2} \right) = 0 \quad (4)$$

여기서 $N^i(q)$ 는 대류항, $G^i(p)$ 는 압력 구배항, $L_1^i(q)$ 와 $L_2^i(q)$ 는 각각 비교차미분 점성항과 교차미분 점성항이고 D^i 는 divergence operator이다. 각각의 항은 아래와 같이 같다.

$$N^i(q) = \frac{1}{J} \gamma_m^i \frac{\partial}{\partial y^j} \frac{1}{J} c_k^m q^k q^i \quad (5)$$

$$G^i(p) = \alpha^{ij} \frac{\partial p}{\partial y^j} \quad (6)$$

$$L_1^i(q) = \frac{1}{Re} \frac{1}{J} \gamma_m^i \frac{\partial}{\partial y^k} \alpha^{kj} \frac{\partial}{\partial y^i} \frac{1}{J} c_l^m q^l \quad (7)$$

$j = k$

$$L_2^i(q) = \frac{1}{Re} \frac{1}{J} \gamma_m^i \frac{\partial}{\partial y^k} \alpha^{kj} \frac{\partial}{\partial y^i} \frac{1}{J} c_l^m q^l \quad (8)$$

$j \neq k$

여기에 사용된 변수와 계수들은 아래와 같이 정의된 것이다.

$$q^i = \gamma_k^i u_k, \quad c_k^i = \partial x_j / \partial y^k, \quad \gamma_k^i = J (c_k^i)^{-1}, \\ \alpha^{jk} = J (c_j^m c_k^m)^{-1}, \quad J = (\|c_j^m c_k^m\|)^{1/2}, \quad j, k, l, m = 1, 2.$$

2.2 Numerical Procedure

수치 계산의 방법으로는 완전음해 부분단계방법 (fully implicit fractional step method)이 사용되었다. 수치해석의 각 부분단계는 직교 좌표계에서 아래와 같은 식으로 쓰인다.

$$\frac{\bar{u}_i - u_i^n}{\Delta t} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j + u_i^n u_j^n) = -\frac{\partial p^n}{\partial x_i} \\ + \frac{1}{2} \frac{1}{Re} \frac{\partial}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i + u_i^n) \quad (9)$$

$$\frac{u_i^* - \bar{u}_i}{\Delta t} = \frac{\partial p^n}{\partial x_i} \quad (10)$$

$$\frac{\partial}{\partial x_i} \frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} = \frac{1}{\Delta t} \frac{\partial u_i^*}{\partial x_i} \quad (11)$$

$$\frac{u_i^{n+1} - u_i^*}{\Delta t} = -\frac{\partial p^{n+1}}{\partial x_i} \quad (12)$$

공간 미분으로는 이차 중앙 차분법이, 시간 미분에 대해서는 Crank-Nicolson방법이 이용되었다. 비선형 운동량 방정식은 Newton-iterative 방법으로 계산되었다. 연속방정식은 압력에 관한 Poisson 방정식에 의해서 만족되어 질량 보존이 이루어진다. 위의 식들은 식 (1), (2)와 같이 직교좌표계를 일반좌표계로 바꾸어서 적용하였다.

Fig. 1에 유동장의 기하학적 형상이 나타나 있다. 본 계산에서는 C격자가 사용되었는데, C격자는 흐름방향에 대해서 더 좋은 분해능을 가지고 있어서 후류계산에 적합하다. 또한 출구 경계 조건의 적용을 쉽게 한다. $20D$ 에 위치한 출구에서는 convective boundary condition⁽¹⁸⁾이 사용되어서 유동이 계산 영역 밖으로 잘 통과되서 나가게 된다. 입구의 경계에 대해서는 균일 속도 조건이 사용되었다. 원봉면에 대해서는 각 회전 조건에 따라 no-slip 조건과 사인모양의 회전 속도 조건등이 사용되었다. 격자수에 대해서는 많은 경우의 시험을 해 본 결과 321×101 가 사용되었다.

원봉에 주기적인 회전을 가하기 위해 무차원 원봉 표면의 회전 속도 (Ω)를 아래와 같은 식으로 주

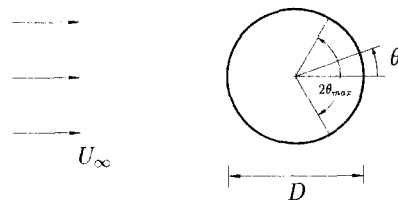


Fig. 1 A flow configuration of the rotary oscillation.

있다.

$$\Omega = \alpha \sin(2\pi S_f t) \quad (13)$$

여기서 차원 시간 t^* , 차원 가진 회전 주파수 f^* 는 $t = t^* U_\infty / D$, $S_f = f^* D / U_\infty$ 로 무차원화되었다. 여기서 * 표시는 차원량을 표시한다. 무차원화된 원봉의 최대 회전 속도 α 는 $\dot{\theta}_{max} D / 2U_\infty$ 로 여기서 $\dot{\theta}_{max}$ 는 최대 회전 각속도이다. 두개의 회전 크기를 최대 회전 각도 (θ_{max})와 최대 회전 속도 (α)는 간단한 확인에 의해 $\theta_{max} (^{\circ}) = 180 (^{\circ}) \alpha / \pi^2 S_f$ 의 관계가 있음을 알 수 있다. 따라서 회전 조건에 따른 가진 주파수와 최대 회전 각도에 의해서 구해진 α 값을 식 (13)에 대입하였다. 처음에는 회전이 없는 경우를 먼저 계산해서 자연 와흔림이 일어나는 것을 확인한 다음 어느 한순간부터 반시계방향의 회전을 가하였다. 반시계방향의 회전이 시작되는 시간을 주기의 시작으로 하여서 원봉은 $0T$ 부터 $.50T$ 까지 반시계방향 회전을, $.50T$ 에서 T 까지는 시계방향의 회전을 한다. 따라서 $.25T$ 에 반시계방향의 최대 회전 속도를, $.75T$ 에 시계방향의 최대 회전 속도를 가지게 된다.

3. 계산 결과 및 고찰

수치 모사에 있어서 계산의 타당성과 정확성을 확인하는 작업은 아주 중요한 일이다. 이를 위해 $Re=110$ 에서 정지해 있는 원봉 후류가 먼저 계산되었다. $40 \leq Re \leq 150$ 에서 원봉 후류는 이차원 층류의 주기적인 와흔림구조를 가지게 되고, 이에 따른 레이놀즈수(Re)와 와흔림 주파수(St)의 관계는 $St = -3.3265/Re + .1816 + 1.600 \times 10^{-4} Re$ 로 알려져 있다.⁽¹⁷⁾ 본 계산에서는 $St=0.171$ 로 얻어 졌는데 이는 위의 식의 결과 $St=0.169$ 와 잘 일치하고 있다. 또한, 시간에 따른 유선 모양의 변화로 Perry, Chong & Lim⁽¹⁹⁾과 Eaton⁽²⁰⁾에서와 같은 모양을 얻을 수 있었다. 또 다른 경우로 정지되어 있는 유동장에 위치한 원봉이 급작스런 회전운동과 병진운동을 동시에 시작한 후 시간에 따른 후류 발달의 경우에 대해서 계산을 하였다. 계산의 결과는 시간에 따른 유선모양은 Badr & Dennis⁽²¹⁾의 것과 항력과 양력의 변화는 Chen, Ou & Pearlstein,⁽²²⁾ Ingham and Tang⁽²³⁾의 것과 비교해 보았다. 직접적인 비교는 본 논문에서 지면 관계상 보여지지 않았지만 좋은 일치를 보여 주었다.

유선 모양은 관찰자가 가지는 속도에 따라서 변해 보이게 되고, 따라서 중심점, 안장점, 박리점 등의 특이점들의 위치도 다르게 보인다. 그러므로, 일반적으로 채택된 유선에 의한 순환영역의 존재가와의 존재와 같은 의미를 지닐 수 없다. 따라서 여러 개의 관찰계의 속도에 따른 유선 모양들과 압력, 와도 분포 등에서 정량적인 와의 중심 위치, 크기 등은 얻을 수는 없다. 그러나 이들로부터 와의 존재와 정성적인 와의 중심 위치는 확인할 수 있는데, 와가 존재하는 곳에서 와도는 극대값을, 압력은 극저값을 가지게 된다. 이것은 시간에 따른 변화와 점성의 효과를 무시한다면 와가 있는 곳에서는 회전에 의한 원심력과 평형을 이루도록 하기 위해 와의 중심에서 극저의 압력을 가지게 되기 때문이다. 앞으로 말하여 지는 와는 이러한 확인과 의미에서 말하여지는 와이다.

본 연구에서는 원봉이 주기적인 회전을 해서 lock-on이 일어 날 때 와형성을 살펴 보았다. 주기 회전의 주파수는 무차원 자연 와흔림 주파수(St) .170을 기준으로 하여 낮은 주파수 영역과 높은 주파수 영역으로 .010의 변화를 주면서 회전 가진 주파수와 와흔림 주파수가 일치하지 않는 주파수가 나타나는 영역(non-lock-on)까지로 정하였다. 여기서 lock-on영역은 와흔림주파수가 회전가진주파수와 일치하는 경우이다.

lock-on과 non-lock-on의 결정은 양력 계수 C_L 의 주기로 결정할 수 있다. 대개의 경우에 있어서 유동장의 각 점에서 속도 등의 주파수 성분은 비슷하지만 전혀 같다고 할 수 없고, 또한 후류에서 와의 결합이나 분리 등이 생기면 전혀 다른 주파수 성분을 가질 수 있으므로 와의 생성과 직접적인 관련을 가진 C_L 로 결정하였다. lock-on과 non lock-on의 구분을 확실하게 하기 위해서 lock on이 일어나는 경우의 예로 $S_f=.150$, $\theta_{max}=15^{\circ}$ 경우가 Fig. 2(a)에, lock on이 일어나지 않는 경우의 예로 $S_f=.140$, $\theta_{max}=15^{\circ}$ 경우가 Fig. 2(b)에 나타나 있다. (a)에서 보이는 비와 같이 C_L 은 회전 주기와 정확히 같은 주기를 가지면서 변화하지만, (b)의 경우에는 C_L 의 주파수 성분은 회전 주파수 성분외에 다른 것들이 함께 존재함을 볼 수 있다.

각각의 회전 가진 조건에서 lock-on이 일어나는 경우의 최대 양력 크기 ($C_{L,max}$)가 Fig. 3에 나타나 있다. 유동은 반주기 후에 상하의 모양이 반대로 바뀌는 완전 주기를 가지므로 양력의 평균값은 영

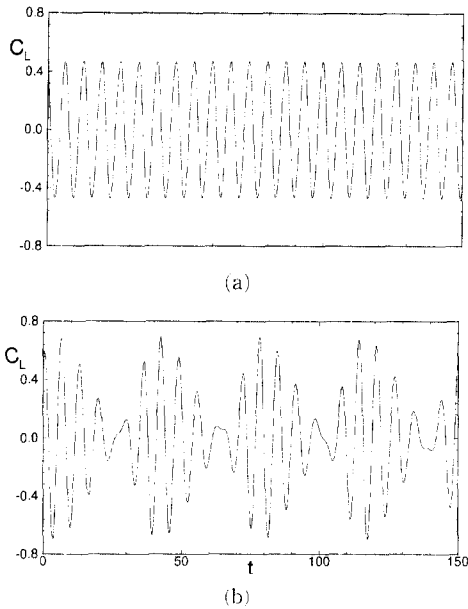


Fig. 2 Temporal evolutions of C_L . (a) lock-on; $S_f = .150$ and $\theta_{max} = 15^\circ$, (b) non-lock-on; $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 15^\circ$.

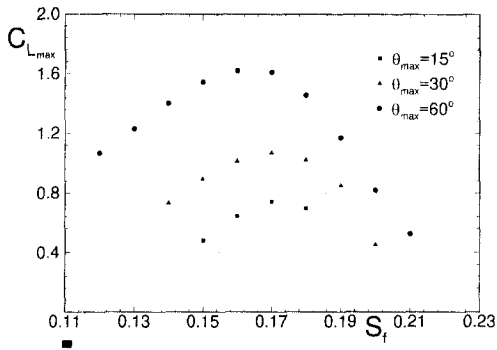


Fig. 3 Distribution of $C_{L,max}$ in the lock-on range.

이다. lock-on이 일어나면 C_L 의 크기는 회전하지 않는 경우보다 훨씬 더 큰 값을 가지는 것을 알 수 있다. 이것은 회전 가진 주파수가 자연 와흘림 주파수와 공명을 일으켜서 원봉이 받는 힘을 증가시킨다고 볼 수 있다. 또한 최대 회전 각도가 커짐에 따라 lock-on되는 주파수영역도 저주파수와 고주파수영역 양쪽으로 넓어짐을 볼 수 있는데 이는 유동에 대해서 원봉이 수직운동을 하는 경우의 Koopmann⁽²⁴⁾ 등에서도 비슷한 결과를 볼 수 있다. 그리고, lock-on이 일어나는 영역이 자연와흘림 주파수에 대해서 저주파수 영역으로 더 많이 넓어짐을 볼 수 있고, 또한 최대 양력이 일어나는 주

파수는 자연 와흘림 주파수라고 할 수 없고, 가진 크기가 커질수록 자연 와흘림 주파수에서 조금씩 저주파수로 옮겨간다. 본 연구에서는 양력이 증가하는 결과를 얻었는데 이는 원봉의 회전에 의해 압력등의 비정상성이 더 커진 것을 의미하며 와흘림이 강화가 된다는 것을 나타낸다. 이것은 서론에서 소개된 와흘림의 억제에 관심을 두 연구^(13,14)와는 다른 결과인데, 그 이유는 유동장에 존재하는 주파수들의 크기차 때문이다. Taneda⁽¹³⁾는 본 연구와 같은 레이놀즈수와 그 부근에서 실험을 통해 와흘림이 없어지는 임계 주파수(S_c)를 구하였다. 본 연구에서의 조건 $Re=110$ 에서 얻어진 S_c 는 8.5로 자연 와흘림 주파수와 본 연구의 가진 주파수의 약 50배정도가 되는 초고주파수이다. Tokumaru & Dimotakis⁽¹⁴⁾의 실험에서는 와흘림이 없어지는 것은 관찰되지 않았고 항력이 감소하는 조건이 발견되었는데, 증류인 본 계산의 유동장과는 달리 난류 유동상이므로 여러 가지 크기의 주파수 성분이 존재하므로 그러한 결과를 얻었다고 생각된다.

Filler *et al.*⁽¹⁵⁾는 250에서 1200사이의 레이놀즈수에서 원봉이 자연 와흘림 주파수 또는 그 부근에서 회전할 때 진단층에서 최고 응답값을 이루면서 속도 섭동이 커짐을 발견하였다. 회전 속도는 유동 속도의 0.5에서 3%정도지만 섭동 크기는 자유 속도의 30에서 50%정도이다. 또한 $Re=1100$ 이상에서 박리되는 진단층에 관계된 secondary instability가 발견하였다. 이러한 사실은 회전 교란으로 원봉 후류의 와를 조절할 수 있다는 것을 보여 준다. 본 계산에서 가진 주파수는 natural Karman shedding frequency ($S_f = .171$) 부근이고 가진 크기는 Filler *et al.*의 경우보다 훨씬 더 큰 경우이다.

저주파수에서의 와형성을 살펴 보기 위해 자연 와흘림 주파수 ($S_f = .171$)보다 저주파수의 경우로 $S_f = .140$, $\theta_{max} = 30^\circ$ 를 선택하여 반시계방향으로 회전하는 반주기 동안의 유선모양을 Fig. 4에 보았다. 원봉의 반시계방향 회전이 시작된 (a)에 보면 -45° 부근 방향으로 반시계방향의 작은 순환영역이 있고 원봉 뒤쪽에 시계방향의 큰 순환영역이 있음을 볼 수 있다. 시간이 지남에 따라 원봉의 반시계방향 회전이 커지면 반시계방향의 순환영역은 원봉과 접하는 면에서 반대속도를 가지므로 소멸하는 것을 볼 수 있다(b). 이것은 원봉의 회전으로 인한 반시계 방향의 유동때문이다. 가속을 받는 원봉

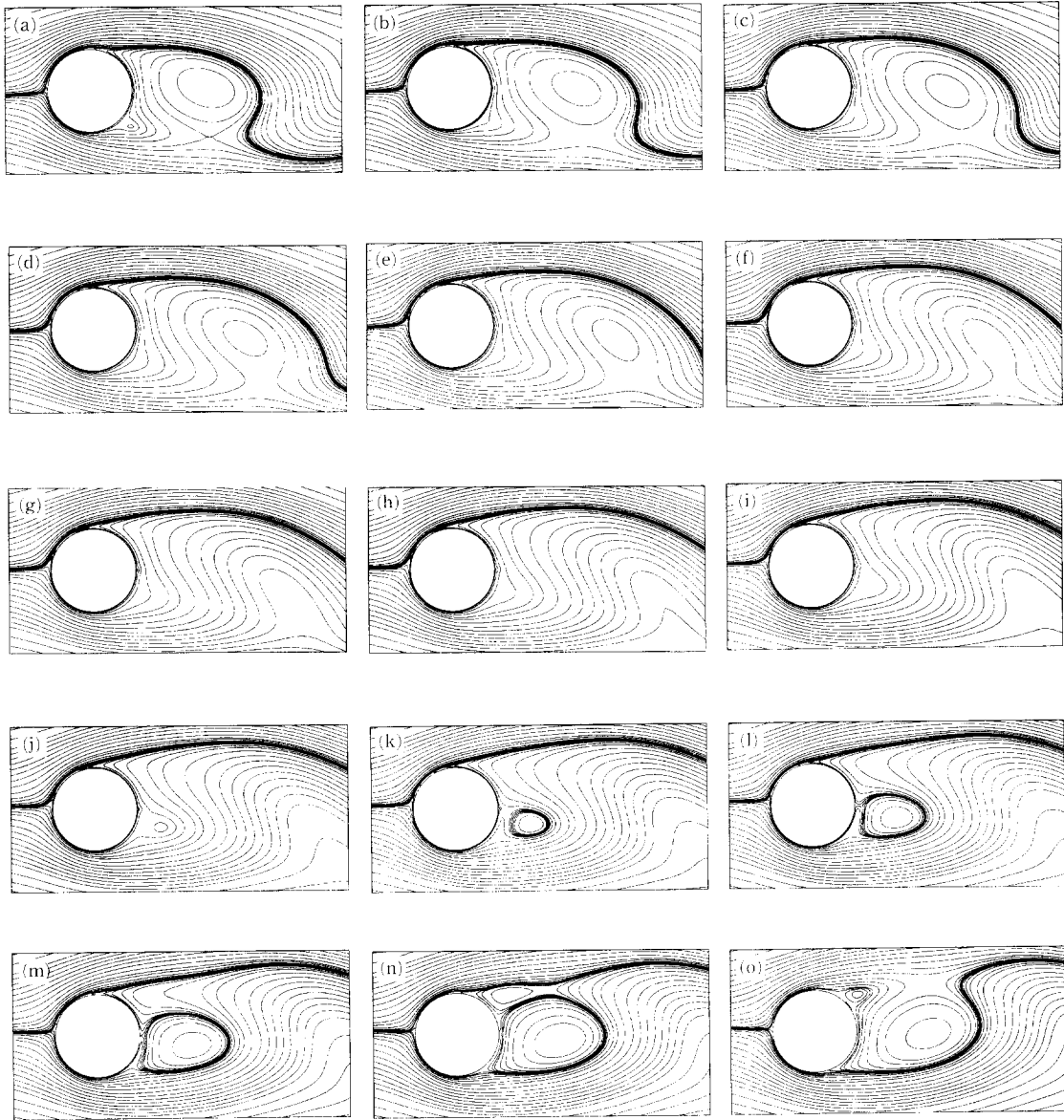


Fig. 4 Instantaneous streamlines at $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 30^\circ$. (a) .0361T, (b) .0711T, (c) .1061T, (d) .1411T, (e) .1761T, (f) .2111T, (g) .2461T, (h) .2811T, (i) .3161T, (j) .3511T, (k) .3861T, (l) .4211T, (m) .4561T, (n) .4911T, (o) .5261T.

의 아래의 유동은 박리됨이 없이 45° 이상의 지역까지 올라가서 큰 와가 아래도 내려 가는데 도움을 준다. 이러한 것이 (h)까지 계속됨을 볼 수 있는데 반시계방향의 회전속도가 최고를 지나 감소하고 있는 (j)에서는 원봉 아래의 유동은 충분한 가속을 받지 못해서 반시계방향의 작은 순환영역이 -20°

정도에서 생김을 볼 수 있다. 그리고, 원봉의 반시계방향 회전이 더 약해질수록 이 순환영역은 점점 더 커지게 되는데 이 와는 원봉이 시계방향의 회전을 하는 경우에 가속을 받는 방향을 가지고 있다 (k)-(m). 나중에 이 순환영역은 원봉의 윗부분에서 오는 유동과 만나게 되는데 이로 인해 45° 방향

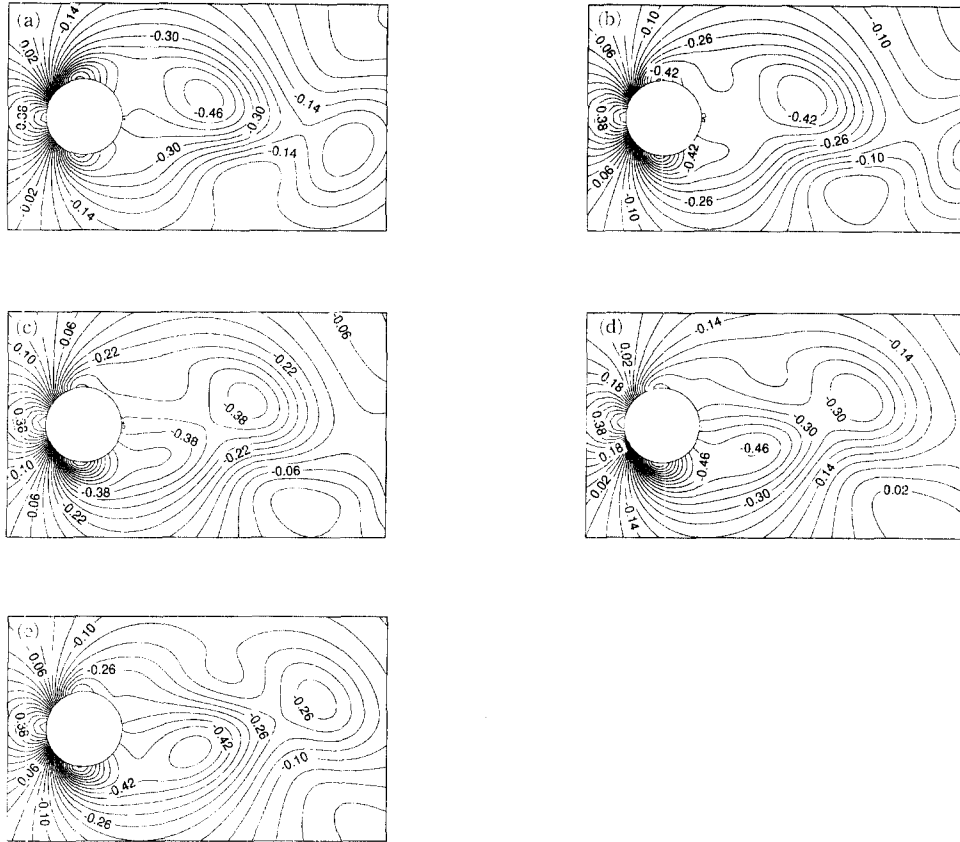


Fig. 5 Instantaneous pressure distributions at $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 30^\circ$. (a) .1061T, (b) .2111T, (c) .3161T, (d) .4221T, (e) .5261T.

에 시계방향의 작은 순환영역이 생기게 된다(n). 원봉의 반시계방향 회전이 끝나고 시계방향의 회전이 시작되면 위의 설명한 것과 상하가 바뀐 유동을 하게 되고 이렇게 해서 한주기가 된다.

이 경우와 주기교란이 없는 경우^(19,20)와 비교를 해 보면 아래부분에서 생긴 반시계방향 회전의 순환영역이 원봉 위쪽에서 박리되는 유동과 만나서 시계방향의 순환영역을 생성시키는 같은 구조를 보인다. 하지만, 주기교란이 없는 경우에는 이렇게 생긴 순환영역이 흘릴될 때까지 그대로 계속 존재하지만, 주기교란이 가해진 경우에는 이 순환영역은 소멸했다가 다시 생성되는 모습을 보인다. 따라서 주기교란이 가해진 경우에 원봉주위에 순환영역이 존재하지 않는 순간이 있게 된다.

Fig.5는 같은 조건($S_f = .140$, $\theta_{max} = 30^\circ$)에서 시간에 따른 압력 분포를 그린 것이다. 원봉에서 부

한대거리의 압력을 0으로 하였고 ρU_∞^2 으로 무차원화해서 .04의 간격으로 그렸다. (a)에서 보면 원봉 윗부분의 압력이 아랫부분에서의 압력보다 더 낮아서 원봉이 위로 힘을 받고 있는 상태이다. 시간이 지남에 따라 원봉 윗부분의 압력은 계속 증가하고, 원봉 아랫부분에서는 압력이 감소하면서 그 뒤쪽에 극저의 압력을 가지는 부분이 만들어 지면서 떨어져 나가는 것을 볼 수 있다(b)-(d). (e)를 (d)와 비교해 보면 원봉 윗부분에서의 압력이 감소하고, 원봉 아랫부분에서의 압력이 증가하는 것으로 보아 C_L 의 음의 최대 크기가 되는 순간은 (d)와 (e)사이에 존재함을 알 수 있다.

회전 주파수를 증가함에 따라 와형성의 모양이 어떻게 변하는 가를 알아 보기 위해 $S_f = .170$, $\theta_{max} = 30^\circ$ 경우의 유선모양을 Fig.6에 보였다. 이 경우는 앞의 경우와는 다르게 원봉이 시계방향의

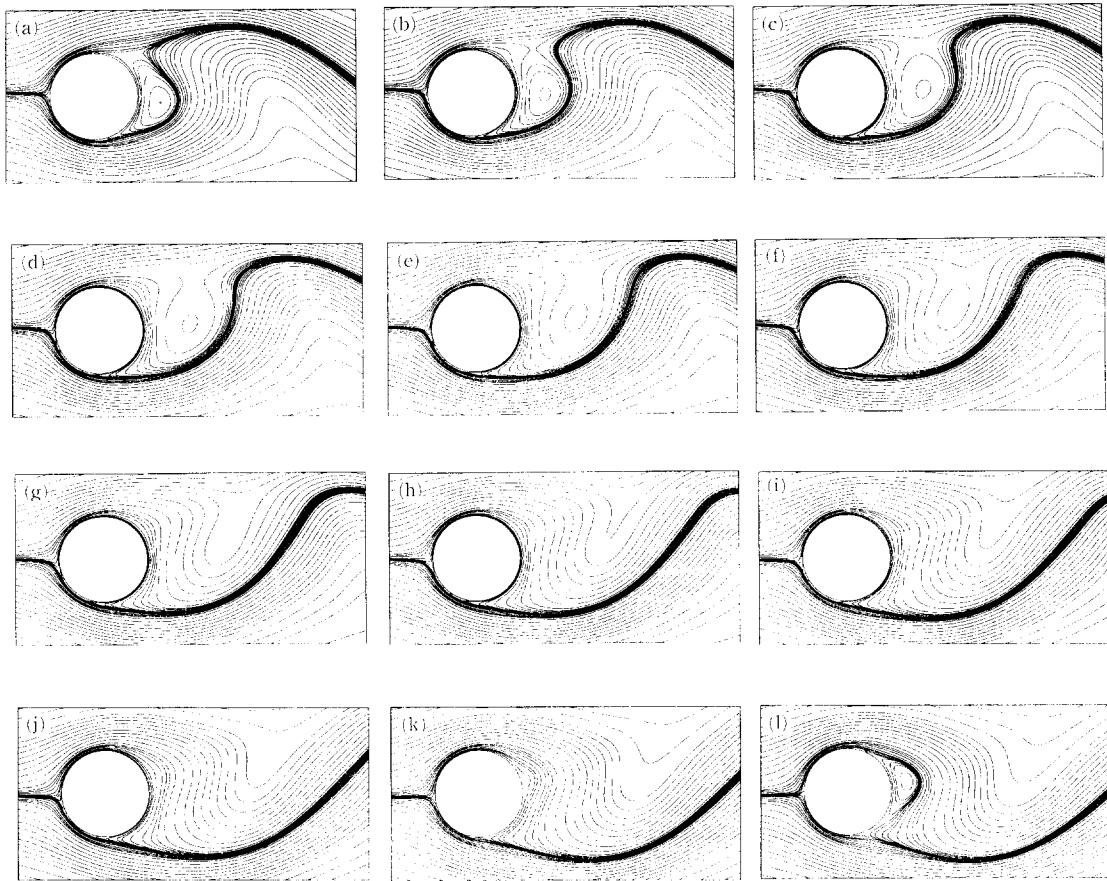


Fig. 6 Instantaneous streamlines at $S_f = .170$ and $\theta_{max} = 30^\circ$. (a) .5424T, (b) .5849T, (c) .6274T, (d) .6699T, (e) .7144T, (f) .7549T, (g) .7974T, (h) .8399T, (i) .8824T, (j) .9249T, (k) .9674T, (l) .0099T.

회전을 하는 경우이다. (a)에서 보면 원봉의 바로 뒤에 반시계방향 회전의 순환영역이 있고, 원봉의 시계방향 회전을 도움을 받아 후류로 내려가고 있는 것을 볼 수 있다. 이것은 (j)까지 계속되다가 (k)에서 재순환 영역이 생기는 것을 볼 수 있는데 이것은 $S_f = .170$, $\theta_{max} = 30^\circ$ 와 비교해서 시간적으로나 공간적으로 더 나중임을 알 수 있다($S_f = .170$, $\theta_{max} = 30^\circ$ 인 경우 위치가 20° 이지만 이 경우는 10° 정도이다). 그리고, 순환영역이 원봉의 반대편에서 오는 유동과 결합하면서 생성되는 반대방향의 작은 순환영역이 이 경우에는 생기지 않았거나 생겼어도 그 크기와 존재시간을 무시할 수 있는 정도가 되었음을 알 수 있다.

자인 와흔림 주파수($St = .171$)보다 고주파수의 경우로 $S_f = .200$, $\theta_{max} = 30^\circ$ 를 선택하였다. 이 경

우에 원봉이 반시계방향의 회전을 하는 동안의 시간에 따른 유선모양이 Fig. 7에 나타나 있다. 반시계 방향의 회전을 시작하면 바로 45° 부근영역에 시계방향의 순환영역이 생김을 알 수 있다(a). 이 순환영역은 이전의 반주기동안의 시계방향의 회전에 의해서 충분한 가속을 받아 막리나 순환영역의 생성없이 원봉의 -45° 정도까지 내려가던 유동이 반대방향으로 회전하는 원봉과 만나면서 생기게 되는 것이다. 생긴 순환영역은 회전이 증가하면서 더 커지게 되고 원봉아래부분에서 막리 없이 올라오는 유동과 만나면서 뒤로 내려간다(b)-(i). 아래부분에서 올라오는 유동은 반주기 후 원봉의 회전방향이 시계방향으로 바뀌면 -45° 부근영역에서 반시계 방향의 순환영역을 만들어 낸다(k)-(l).

Fig. 8에 시간에 따른 압력 분포가 .06의 간격으

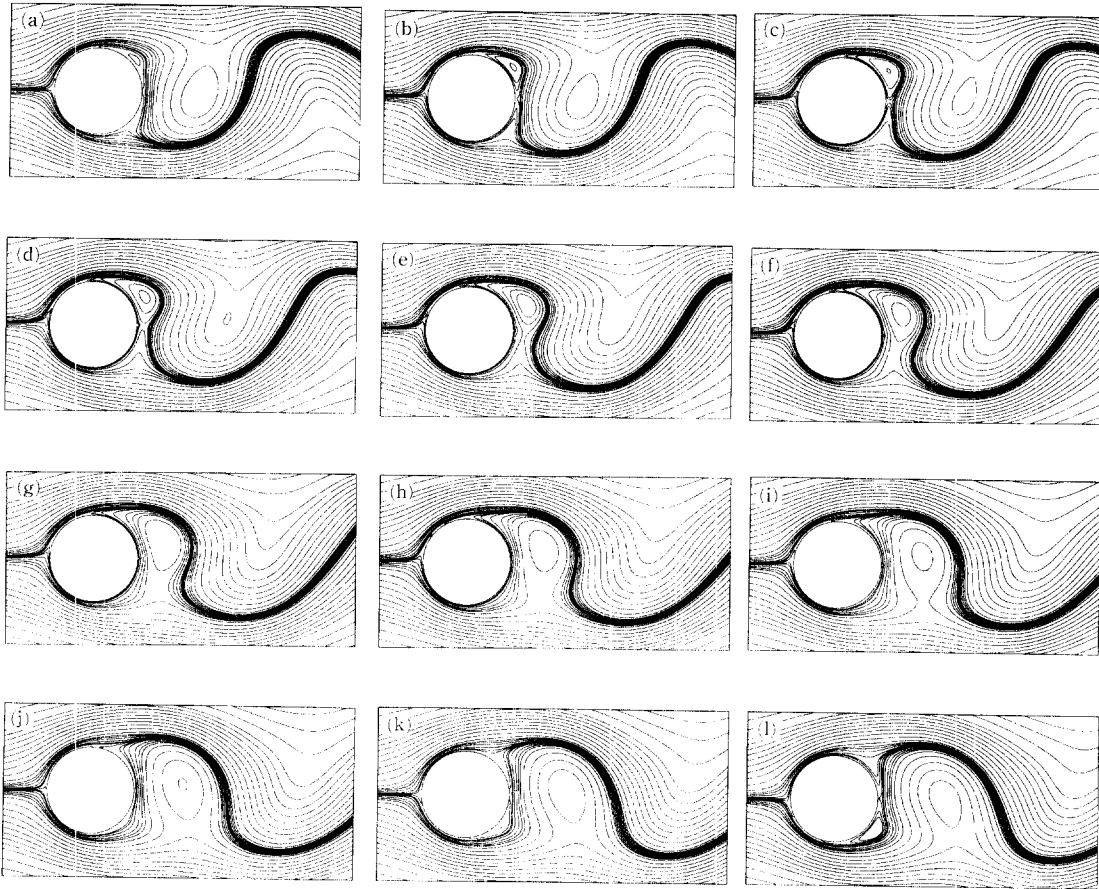


Fig. 7 Instantaneous streamlines at $S_r = .200$ and $\theta_{max} = 30^\circ$. (a) .0521T, (b) .1021T, (c) .1521T, (d) .2021T, (e) .2521T, (f) .3021T, (g) .3521T, (h) .4021T, (i) .4251T, (j) .5021T, (k) .5521T, (l) .6021T.

로 나타나 있다. 원봉 윗부분에서 압력은 (a)-(b) 동안에는 낮아지고 있고, (c)-(f)까지는 높아지고 있다. 원봉 아랫부분에서는 반대의 변화가 일어난다. C_L 의 양의 최대값이 되는 시간은 .262T로 (b)와 (c)사이이고, 이 (b)와 (c) 사이에 극저를 갖는 부분이 생성된다.

원봉의 회전에 의한 와형성의 모양 변화는 원봉의 회전 속도(Ω)에 대한 양력 계수(C_L)의 위상 차이를 통해서 알 수 있다. 회전 주파수에 따른 위상 차이의 변화는 Fig. 9를 통해서 명확하게 볼 수 있다. Figs. 4, 5와 Figs. 7, 8에서 보인 바와 같이 와가 형성되는 곳에는 극저의 압력 지역이 존재하게 된다. 따라서 와가 원봉의 아랫 쪽에서 형성되게 되면 원봉은 위쪽으로 힘을 받게 되고, C_L 은 음의 값을 가지게 된다. 반대로 위쪽에서 형성되게 되면

원봉은 위쪽으로 힘을 받게 되고, C_L 은 양의 값이 된다. $S_r = .140$ 로 자연 와흔림 주파수보다 낮을 때는 C_L 은 Ω 와 위상이 반대이다(a). 이는 Fig. 4에 보인 것처럼 원봉이 반시계방향으로 돌 때 와가 원봉 아래쪽에서 생성되는 것이고, 시계방향으로 회전할 때 원봉 윗쪽에서 생성되는 것이다. 그러나 자연 와흔림 주파수보다 높을 때로 $S_r = .200$ 인 경우에 C_L 의 위상이 Ω 와 일치한다(b). 따라서 Fig. 7에서 보이는 것처럼 원봉의 위쪽에 와가 생기는 때는 앞의 경우와 반대로 반시계방향으로 회전할 때이고, 시계방향으로 회전할 때 아랫쪽에 생긴다.

회전 조건에 따른 와형성의 차이를 명확히 보기 위해 같은 회전 위상에서의 유선 모양이 Fig. 10에 나타나 있다. 회전 주파수가 자연 와흔림 주파수보다 낮은 경우에는 회전하는 방향과 같은 방향으로

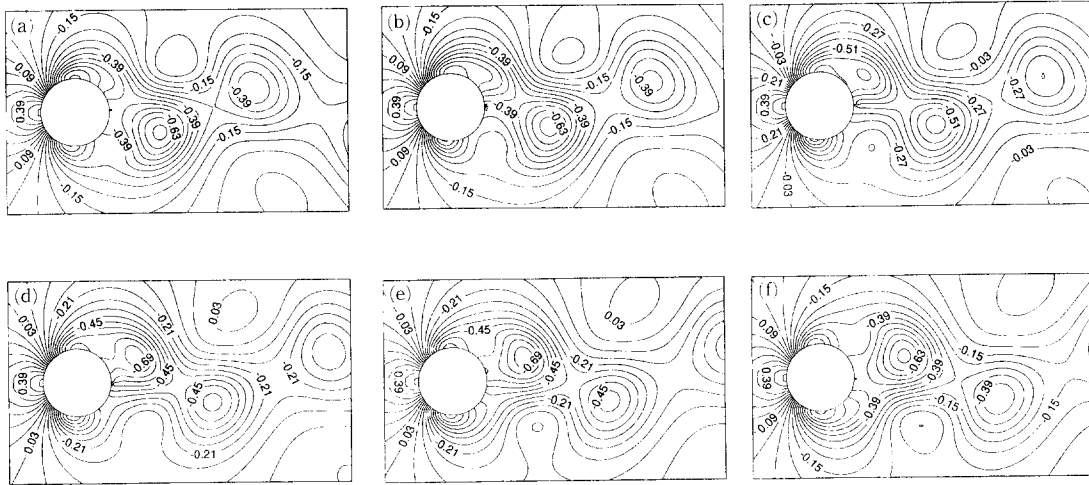


Fig. 8 Instantaneous pressure distributions at $S_f = .200$ and $\theta_{max} = 30^\circ$. (a) $.1021T$, (b) $.2021T$, (c) $.3021T$, (d) $.4021T$, (e) $.5021T$, (f) $.6021T$.

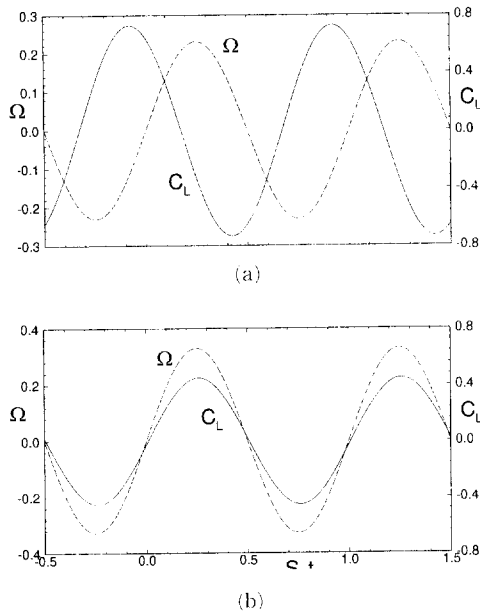


Fig. 9 Temporal evolutions of C_L with respect to Ω . (a) $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 30^\circ$, (b) $S_f = .200$ and $\theta_{max} = 30^\circ$.

와가 발려 올라간다(a), (c). 하지만 자연 와홀림 주파수를 지나가면 위상 변화가 일어나서 회전하는 방향에 대해서 생기는 와의 방향이 바뀌어서 발려진다(b), (d). 이러한 위상 변화는 유동에 대해서 수직으로 진동하는 원봉의 와형성의 경우에서도 발

견되었다.⁽¹¹⁾ 수직 진동에 있어서 아래로 움직이는 것은 원봉뒷면에서는 반시계방향의 회전에 해당하는 효과를 가진다. 낮은 주파수에서는 유동이 회전에 의해 가속을 받지만, 충분히 가속받지 못하기 때문에 박리가 일어나면서 와가 형성된다. 그러나, 높은 주파수에서는 가속을 충분히 받게 되어 와의 형성이 이루어 지다가, 원봉의 회전 방향이 바뀌게 되면 반주기동안 충분한 가속을 받은 유동이 반대로 회전하는 원봉에 의해서 와를 형성하게 된다.

앞에서 언급한 바와 같이 C_L 은 와의 형성과 이에 따른 위상 변화와 밀접한 관련을 맺고 있다. 따라서 C_L 이 음의 최대값을 가질때의 시간(t_{-C_Lmax})을 살펴 보는 것은 중요성을 가진다. 원봉은 앞의 반주기동안($0 \leq t \leq .5T$)에는 반시계 방향의 회전을, 뒤의 반주기 동안($.5 \leq t \leq T$)에는 시계 방향의 회전을 한다. 회전 조건(S_f, θ_{max})에 따른 t_{-C_Lmax} 의 분포가 Fig. 11에 나타나 있다. $S_f = .140, \theta_{max} = 30^\circ$ 일 때, t_{-C_Lmax} 가 $.426T$ 로 원봉이 반시계방향을 하고 있을 때이다. Fig. 4에서 보이는 것처럼 오는 원봉의 아래쪽뒤에서 형성되고 있다. 따라서 원봉은 아래 방향으로 최대 크기의 양력을 받고 있다. Fig. 5에서의 압력 분포에서 극저의 압력 지역이 형성되고 흡입되고 있음을 볼 수 있다. $S_f = .200, \theta_{max} = 30^\circ$ 에서 $t_{-C_Lmax} = .762T$ 이다. 이것은 반주기 이전이나 이후인 양의 최대 크기 C_L 에 해당하는 $t_{C_Lmax} = .262T$ 이다. 이 시간에 Fig. 7에서 원봉 뒷

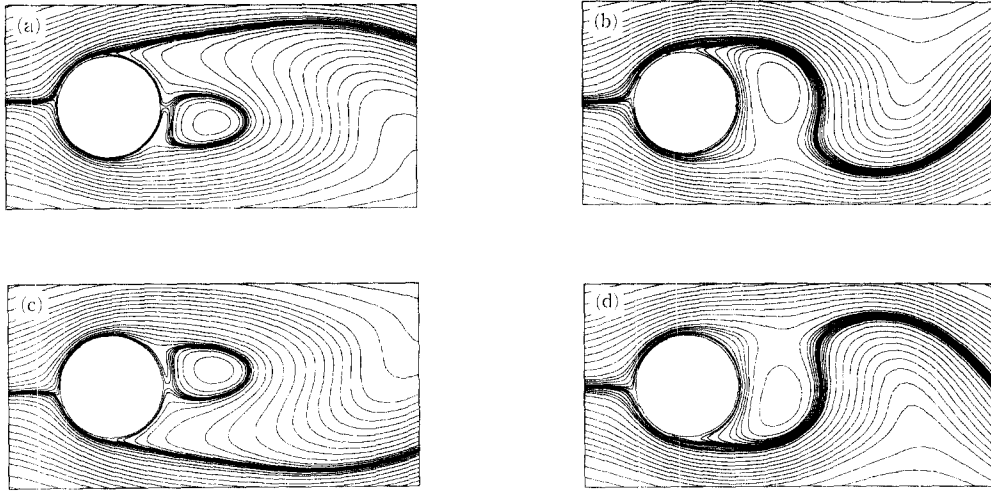


Fig. 10 Vortex formation modes. (a) $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 30^\circ$, $S_f t = .420$, (b) $S_f = .200$ and $\theta_{max} = 30^\circ$, $S_f t = .420$, (c) $S_f = .140$ and $\theta_{max} = 30^\circ$, $S_f t = .920$, (d) $S_f = .200$ and $\theta_{max} = 30^\circ$, $S_f t = .920$.

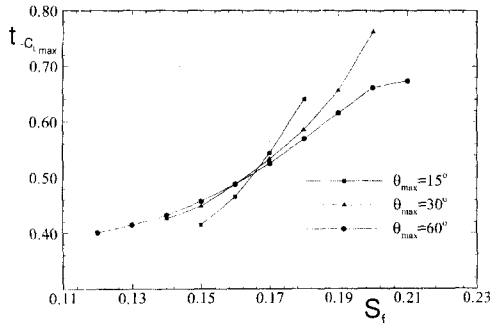


Fig. 11 Distribution of t_{c1max} against S_f .

쪽에서 순환 영역이 발달하는 것을 볼 수 있다. 또한 극저의 압력 지역이 형성되고 흘림되는 것을 Fig. 8에서 볼 수 있다. 앞에서 예시되지 않은 $S_f = .150, .160, .170, .180, .190$ 의 t_{c1max} 를 보면 저주파수에서 고주파수로 S_f 가 증가함에 따라 같이 증가하고 있음을 볼 수 있다.

θ_{max} 의 t_{c1max} 에 대한 영향을 살펴 보면, θ_{max} 가 증가할수록 t_{c1max} 의 변화율이 감소한다. 예를 들면 $S_f < .170$ 인 저주파수영역에서 $\theta_{max} = 15^\circ$ 에서 t_{c1max} 의 값은 $\theta_{max} = 60^\circ$ 에서 작다. 하지만 $S_f > .170$ 인 고주파수영역에서는 반대가 된다. 따라서 θ_{max} 가 아주 작게 되면 t_{c1max} 의 변화율이 크게 증가하게 된다. 이것은 아주 작은 크기의 회전을 가한 경우를 실험한 Filler *et al.*⁽¹⁵⁾의 경우에서 π 크기의 위상 변화의 결과와 일치한다. 따라서 자연

와 흘림 주파수를 지나칠 때 위상 변화가 생기는 것은 명확하다.

4. 결 론

원봉이 주기적으로 회전할 때 와형성을 알아 보기 위해 fractional step method를 이용해서 수치 모사를 행하였고 이 방법은 비정상 와흘림을 예측하는데 유용하다는 것이 증명되었다. 수치 모사는 자연 와흘림 주파수($S_f = .171$) 주위의 주파수(S_f)로 가진 하여서 lock-on이 일어나는 범위에서 행해 졌다. 그리고, 유선 모양과 압력 분포를 사용하여 와생성 구조를 관찰해 보았다.

S_f 가 자연 와흘림 주파수보다 낮을 때는 원봉의 회전 방향과 같은 방향을 가지는 와가 형성되었다. 즉 원봉이 반시계방향으로 회전할 때 원봉 아래 쪽에서 반시계방향의 와가, 시계방향으로 회전할 때 윗 쪽에서 시계방향의 와가 형성되었다. 원봉의 회전이 증가하고 있을 때에 가속을 받는 부분에서는 순환영역의 생성을 막을 수 있지만, 원봉의 회전이 감소하기 시작하면 충분한 가속을 받지 못해서 순환영역의 생성이 일어난다. 그리고 이 순환영역은 원봉의 회전 방향이 바뀌게 되면 더 가속을 받게 되서 더 커지고 후류로 흘림된다. 그러나, S_f 가 자연 와흘림 주파수보다 크게 되면 반대방향으로 와가 형성된다. 즉, 원봉이 반시계방향의 회전을

할 때 시계방향의 와가 원봉 위쪽에서 생성되는 것이다. 이는 원봉의 회전이 감소하는 동안에도 충분한 가속을 받아서 순환영역이 생성되지 않지만, 원봉의 회전 방향이 바뀌게 되면 이전 반주기 동안 가속을 받아서 온 유동과 회전하는 원봉이 만나면서 순환영역을 생성하게 되기 때문이다. 이러한 와형성은 C_L 이 음의 최대값을 가지는 시간 $t_{-C_L, max}$ 과 밀접한 관련을 가지게 된다. 최대 회전 각도 θ_{max} 가 작아질수록 lock-on이 일어나는 범위는 줄어들게 되지만 $t_{-C_L, max}$ 의 변화율을 커지게 된다. 따라서 θ_{max} 가 작을수록 와흔림 주파수를 지나칠 때 급격한 위상 변화가 생기게 된다.

각 가진 조건에 따른 양력의 크기와 회전 속도와 위상 차이를 살펴 보았는데 얻어진 양력은 회전을 가하지 않았을 때보다 훨씬 더 큰 값들인데 이것은 가진주파수와 자연 와흔림 주파수의 공명 때문이다. 이렇게 얻어진, lock-on이 일어나는 주파수와 가진 크기에 따른 양력의 크기 등은 반대로 원하는 주기의 양력을 얻기 위한 원봉의 가진 조건을 결정하는데 사용될 수 있다.

위와 같이 원봉의 회전은 유동에 가속을 가해서 박리층 막을 수 있지만, 이 가속을 받은 유동은 원봉의 회전 방향이 바뀌게 되었을 때, 순환영역을 생성해 내기도 한다. 와가 생성될 때는 압력이 감소하고, 와도가 증가하는 현상이 일어나므로, 원봉 표면의 압력 등을 더먹임해서 원봉의 회전 속도를 결정, 와생성과 흘림을 제어 할 수 있을 것이다.

참고문헌

- (1) Williamson, C.H.K., 1996, "Vortex Dynamics in the Cylinder Wake," *Annu. Rev. Fluid. Mech.*, Vol. 28, pp. 477~539
- (2) Unal, M.F. and Rockwell, D., 1987, "On Vortex Formation from a Cylinder. Part 2. Control by Splitter-Plate Interference," *J. Fluid Mech.*, Vol. 190, p. 514
- (3) Kwon, K. and Choi, H., 1996, "Control of Laminar Vortex Shedding Behind a Circular Cylinder Using Splitter Plates," *Phys. Fluids*, Vol. 8(2), pp. 479~486
- (4) Strykowski, P. J. and Sreenivasan, K. R., 1990, "On the Formation and Suppression of Vortex 'Shedding' at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 218, pp. 71~107
- (5) Gaster, M., 1971, "Vortex Shedding from Circular Cylinders at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 46, pp. 749~756
- (6) Barbi, C., Favier, D. P., Maresca C. A. and Telionis, D. P., 1986, "Vortex Shedding and Lock-on of a Circular Cylinder in Oscillatory Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 170, pp. 527~544
- (7) Sarpkaya, T., 1986, "Force on a Circular Cylinder in Viscous Oscillatory Flow at Low Keulegan-Carpenter Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 165, pp. 61~71
- (8) Williams, D. R., Mansy, H. and Amato, C., 1992, "The Response and Symmetry Properties of a Cylinder Wake Subjected to Localized Surface Excitation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 234, pp. 71~96
- (9) Wehrmann, O. H., 1965, "Reduction of Velocity Fluctuations in a Karman Vortex Street by a Vibrating Cylinder," *Phys. Fluids*, Vol. 8, pp. 760~761
- (10) Berger, E., 1967, "Suppression of Vortex Shedding and Turbulence Behind Oscillating Cylinders," *Phys. Fluids*, Vol. 10, pp. S191~S193
- (11) Ongoren, A. and 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
- (12) Nakano, M. and Rockwell, D., 1993, "The Wake from a Cylinder Subjected to Amplitude-Modulated Excitation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 247, pp. 79~110
- (13) Taneda, S., 1978, "Visual Observations of the Flow Past a Circular Cylinder Performing a Rotatory Oscillation," *J. Phys. Soc. Japan*, Vol. 45, pp. 1038~1043
- (14) Tokumaru, P. T. and Dimotakis, P. E., 1991, "Rotary Oscillation Control of a Cylinder Wake," *J. Fluid Mech.*, Vol. 224, pp. 77~90
- (15) Filler, J. R., Marston, P. L., and Mih, W. C., 1991, "Response of the Shear Layers Separating from a Circular Cylinder to Small-Amplitude

- Rotational Oscillations," *J. Fluid Mech.*, Vol. 231, pp. 481~499
- (16) Tokumaru, P. T. and Dimotakis, P. E., 1993, "The Lift of a Cylinder Executing Rotary Motions in a Uniform Flow," *J. Fluid Mech.*, Vol. 255, pp. 1~10
- (17) Williamson, C.H.K., 1989, "Oblique and Parallel Modes of Vortex Shedding in the Wake of Circular Cylinder at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 206, pp. 579~627
- (18) Pauley, L.L., Moin, P. and Reynolds, W.C., 1990, "The Structure of Two-Dimensional Separation," *J. Fluid Mech.*, Vol. 220, pp. 397~411
- (19) Ferry, A.E., Chung, M.S. and Lim, T.T., 1982, "The Vortex-Shedding Process Behind Two-Dimensional Bluff Bodies," *J. Fluid Mech.*, Vol. 116, pp. 77~90
- (20) Eaton, B.E., 1987, "Analysis of Laminar Vortex Shedding Behind a Circular Cylinder by Computer-Aided Flow Visualization," *J. Fluid Mech.*, Vol. 180, pp. 117~145
- (21) Badr, H.M. and Dennis S.C.R., 1985, "Time-Dependent Viscous Flow Past an Impulsively Started Rotating and Translating Circular Cylinder," *J. Fluid Mech.*, Vol. 158, pp. 447~448
- (22) Chen, Y.M., Ou, Y.R. and Pearlstein, A.J., 1993, "Development of the Wake Behind a Circular Cylinder Impulsively Started into Rotatory and Rectilinear Motion," *J. Fluid Mech.*, Vol. 253, pp. 449~484
- (23) Ingham, D. B. and Tang, T., 1990, "A Numerical Investigation into The Steady Flow Past a Rotating Circular Cylinder at Low and Intermediate Reynolds numbers," *J. Comp. Phys.*, Vol. 87, pp. 91~107
- (24) Koopmann, G. H., 1967, "The Vortex Wakes of Vibrating Cylinders at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 501~512