

〈 논문 〉

Re = 360 에서 교란유동장에 놓인 원형실린더 후류의 유동공진 현상에 대한 직접수치해석

박지용* · 김수현** · 배중헌** · 박노마*** · 유정열†
(2007년 4월 27일 접수, 2007년 7월 23일 심사완료)

Direct Numerical Simulation of the Lock-on Phenomena in the Wake behind a Circular Cylinder in a Perturbed Flow at Re = 360

Ji Yong Park, Soo Hyeon Kim, Joong Hun Bae, Noma Park and Jung Yul Yoo

Key Words : Direct Numerical Simulation(직접수치해석), Lock-on(유동공진), Natural Shedding(자연쉐딩), Vorticity(와도)

Abstract

Lock-on phenomenon in the wake of a circular cylinder is investigated at the Reynolds number of 360 using direct numerical simulation (DNS). To induce lock-on, a streamwise velocity perturbation with a frequency of twice the natural shedding frequency is superimposed on the free stream velocity. The Reynolds stress distributions are investigated to analyze the streamwise force balance acting on the recirculation region and the results are compared with the previous experimental result. When the lock-on occurs, the pressure force on the recirculation region is shown to increase mainly due to the reversal of the Reynolds shear stress distribution, which is consistent with our previous results using PIV measurement. It is also shown that, with the lock-on, the strength of the primary vortices increases whereas that of the secondary vortices decreases significantly. Further, under the lock-on condition the wavelength of the secondary vortices increases by as much as 2.5 times.

기호설명

D : 실린더 직경
 U_{∞} : 자유흐름속도
 Re : 레이놀즈수

u_{inflow} : 입구에서 주유동방향 속도성분
 ω_i : i -방향 와도성분
 f_n : 자연쉐딩 주파수
 f_p : 가진 주파수
 f_s : 쉐딩 주파수

† 책임저자, 회원, 서울대학교 기계항공공학부, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소
E-mail : jyoo@snu.ac.kr
TEL : (02)880-7112 FAX : (02)883-0179

* 서울대학교 대학원 기계항공공학부 (현 한라공조 주식회사)

** 서울대학교 대학원 기계항공공학부

*** 서울대학교 대학원 기계항공공학부 (현 University of Minnesota, Post-Doctoral Fellow)

1. 서론

균일한 유동장 안에 놓여있는 실린더를 회전진동, 병진진동 시키거나, 또는 유동장 자체를 주기적으로 진동시키면 실린더 후류에서 Kármán 와류의 쉐딩 주파수가 진동 주파수와 동기화되는 유동공진 현상이 발생할 수 있다.⁽¹⁾ 실린더를

회전진동 혹은 병진진동 시키는 경우, 진동 주파수가 자연shedding 주파수 근처의 값에서 유동공진이 잘 발생하는 반면,⁽¹⁾ 유동장 자체를 진동시켜 유동공진을 발생시키는 경우, 진동주파수가 자연shedding 주파수의 2 배 근처의 값에서 유동공진이 잘 발생한다는 사실이 기존의 연구들을 통하여 알려져 있다.⁽¹⁻⁵⁾ 이러한 유동공진이 발생하게 되면 실린더에 작용하는 평균항력의 증가 및 순간 항력, 양력의 진폭이 증가하여, 이는 구조물의 진동이나 소음, 파손을 일으키는 원인이 될 수 있다. 따라서 유동공진은 공학적인 응용측면에서 중요성이 있으므로 이에 대한 많은 연구가 진행되어 왔다.⁽²⁻⁷⁾

유동공진이 발생하였을 때 항력증가의 원인에 대하여 Kim 등^(6,7)은 $Re = 360$ 에서 PIV 를 이용한 연구를 통해 설명하였다. Kim 등^(6,7)은 Balachandar 등⁽⁸⁾의 재순환영역에서의 힘평형(force balance) 관계를 확장하여 자연shedding 상태와 유동공진 상태에 대하여 힘평형관계를 비교 분석하였는데, 유동공진으로 인한 Reynolds 전단응력의 역전은 압력에 의한 힘의 증가를 가져오고, 이러한 힘의 증가로 인하여 항력이 증가한다고 설명을 하였다.

유동장을 진동시켜 유동공진을 발생시킨 대부분의 연구는 실린더 근접 후류 영역에서의 변밀한 유동구조를 해석하기에 한계를 가지는 실험결과 이거나,⁽³⁻⁷⁾ 2 차원에 한정된 저 Re 에서의 수치해석 결과⁽²⁾가 주를 이루고 있다. 따라서 본 연구에서는 3 차원적인 유동현상이 발생하는 $Re = 360$ 에서 유동장이 교란에 의해 주기적으로 진동하는 경우 실린더에 발생하는 유동공진 현상을 직접수치기법으로 해석하여, 유동공진의 발생으로 인한 유동특성의 변화를 검토하고, 이에 대한 결과를 Kim 등^(6,7)의 PIV 실험 결과와 비교하였다. 또한, 연구방법의 한계로 인해 이전의 연구들⁽²⁻⁷⁾에서 살펴보지 못했던 실린더 후류에서 3 차원적인 와구조(vortex structure)의 변화를 고찰하였다.

2. 연구방법

2.1 지배방정식과 수치기법

본 연구에서는 Jin 등⁽⁹⁾과 Park 등⁽¹⁰⁾에 의해 개발된 압축성 Navier-Stokes 방정식에 대한 직접수치모사(DNS) 코드를 이용하였으며, 무차원화된 지배방정식을 Cartesian tensorial 표기법으로 나타내면 다음과 같다.

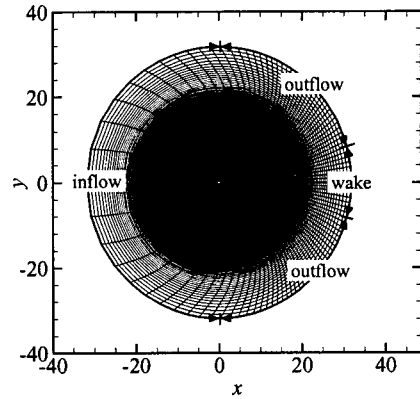


Fig. 1 Grid system

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_k}{\partial x_k} = 0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} (\rho u_i u_k + p \delta_{ik} - \tau_{ik}) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial E_T}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_k} [u_k (E_T + p) - \tau_{ik} u_i + q_k] = 0, \tag{3}$$

$$E_T = \rho e + \frac{1}{2} \rho u_k u_k. \tag{4}$$

응력텐서(τ_{ik})와 열유속(q_k)은 다음과 같이 정의되며

$$\tau_{ik} = \frac{\mu}{Re_\infty} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_k} + \frac{\partial u_k}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} \delta_{ik} \right), \tag{5}$$

$$q_k = - \frac{\mu}{(\gamma - 1) M_\infty^2 Re_\infty Pr} \frac{\partial T}{\partial x_k}, \tag{6}$$

상태방정식은

$$p = (\gamma - 1) (E_T - \frac{1}{2} \rho u_k u_k) \tag{7}$$

와 같이 주어진다. 단, 위 식에서 $\rho, u_i, p, e, E_T, \mu, T$ 는 각각 밀도, i -방향 속도성분, 압력, 단위질량당 내부에너지, 전내부에너지, 점성계수 및 온도라는 의미하며, 다음과 같이 무차원화 되었다:

$$x_i = x_i^*/D, t = t^* U_\infty / D, \rho = \rho^* / \rho_\infty, u_i = u_i^* / U_\infty, p = p^* / \rho_\infty U_\infty^2, e = e^* / U_\infty^2, \mu = \mu^* / \mu_\infty, T = T^* / T_\infty \tag{8}$$

여기서 상첨자 *는 차원변수, 하첨자 ∞는 자유흐름에서의 값을 의미한다. 또한, $Re_{\infty} = \rho_{\infty} U_{\infty} D / \mu_{\infty}$, $M_{\infty} = U_{\infty} / \sqrt{\gamma R T_{\infty}}$ 은 자유유동의 마하수, $Pr = \mu C_p / k$ 은 프란틀수로, 본 연구에서는 $Re_{\infty} = 360$, $M_{\infty} = 0.2$ 그리고 $Pr = 0.7$ 로 택한다. 또한, γ , R , C_p 및 k 는 각각 비열비, 기체상수, 정압비열 및 열전도율을 의미한다.

앞의 지배방정식은 실린더 주위의 유동을 해석하기 위하여 일반좌표계로 변환되었고, 지배방정식의 미분량들은 공간에 대해 4 차 정확도를 가지는 콤팩트 차분기법과, 시간에 대해 내재적인 2 차 정확도의 Crank-Nicolson 기법을 사용하여 근사되었다. 파수중첩오차(aliasing error)의 최소화를 위해 비선형항은 엇대칭형(skew-symmetric form)으로 구

Table 1 Flow regime, grid type, domain size and number of grid points

	Re	Grid Type	Domain Size	Number of Grid Points
Coarse grid (present study)	360	O-Type	64 D (x - y), 3.5πD (z)	97 × 134 × 65
Fine grid (present study)	360	O-Type	64 D (x - y), 3.5πD (z)	145 × 201 × 129
Mittal & Balachandar ⁽¹¹⁾	525	O-Type	30 D (x - y), 1D (z)	81 × 160 × 40
Balachander et al. ⁽⁸⁾	300	O-Type	30 D (x - y), 1.8D (z)	81 × 160 × 72
Cottet & Poncet ^(12,13)	300	O-Type	8π D (x - y), 4πD (z)	256 × 128 × 128
Kravchenko et al. ⁽¹⁴⁾	300	O-Type	30 D (x - y), 2πD (z)	156 × 185 × 48
Kim & Choi ⁽¹⁵⁾	300	C-Type	60 D (x), 100D(y), 12D (z)	320 × 120 × 128

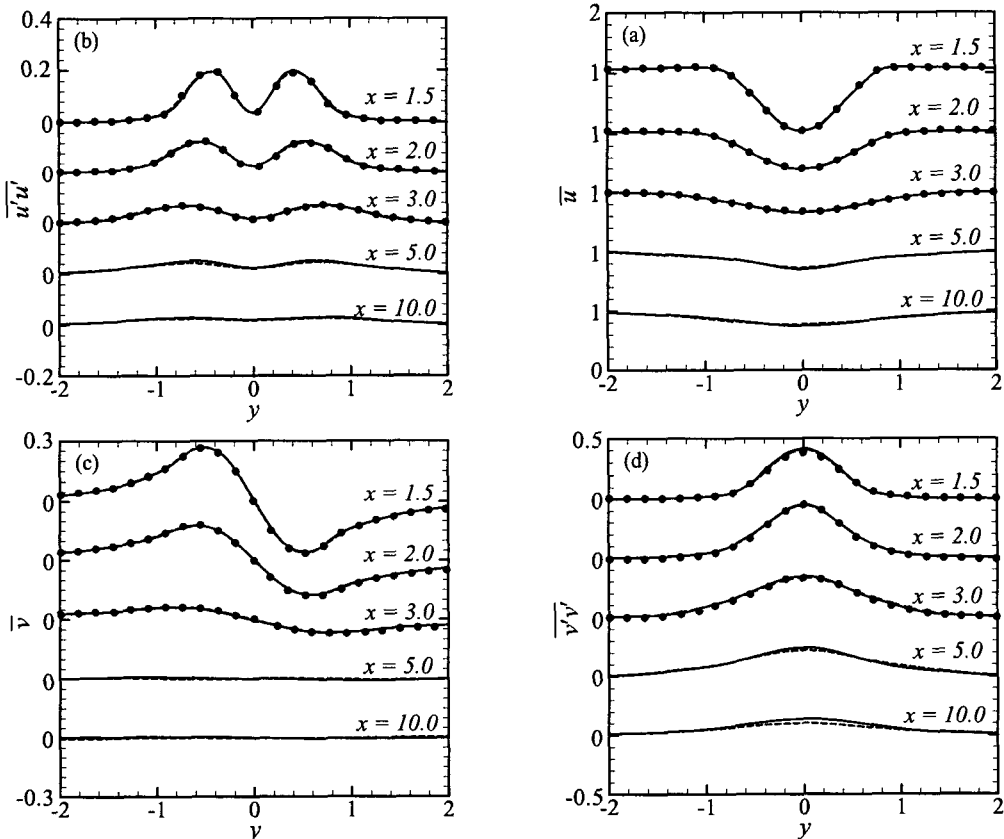


Fig. 2 Mean velocity profiles and Reynolds stresses at different locations in the wake of a circular cylinder at $Re = 360$: —, Fine Grid (145 × 201 × 129); - - -, Coarse Grid (97 × 134 × 65); •, Balachander et al.⁽⁸⁾ ($Re = 300$)

Table 2 Characteristic mean properties of the wake flow behind a circular cylinder

Case	Re	St	C_D	$-C_{pb}$	L_R / D
DNS (present study)	360	0.201	1.24	0.99	1.44
PIV (Kim et al. ⁽⁷⁾)	360	-	-	-	1.67
DNS (Balachandar et al. ⁽⁸⁾)	300	0.207	1.27	1.04	1.37
EXP. (Williamson ⁽¹⁷⁾)	300	0.203	1.2	0.96	-

Table 3 Characteristic mean properties at natural shedding and lock-on state

	L_R / D	C_D	$-C_{pb}$	C'_D	C'_L
natural shedding	1.44 (1.67 [†])	1.24	0.99	0.04	0.55
lock-on	0.98 (1.06 [†])	1.46	1.29	0.59	1.00

† : experimental result of Kim et al.^(6,7); C'_D and C'_L : amplitudes of drag and lift coefficients

성되었다.⁽¹⁰⁾ 또한 내재적 시간진진기법의 선형화 오차를 제거하기 위해 매 시간간격마다 Newton 비선형 반복해법이 적용되었다. 채택된 수치기법은 중심차분으로 인해 수치소산을 전혀 가지고 있지 않으므로, 경계조건, 비선형성, 격자의 비균일성 및 비엇갈림 격자계로 인한 2-Δ 모드와 같은 불안정성이 쉽게 증폭된다. 이러한 불안정성을 제거하기 위해 8 차 정확도의 콤팩트필터를 매 시간간격마다 적용하였다. 보다 자세한 내용은 Park 등⁽¹⁰⁾을 참고하기 바란다.

본 연구에서는 Fig. 1 에 보이는 것과 같이 반경방향과 실린더 후면으로 밀집된 O-Type 격자를 사용하였는데, 실린더 직경 D 를 기준으로 $x-y$ 평면상에서 $64D$, 스펠방향으로 $3.5\pi D$ 의 영역에 대하여 계산을 수행하였다. 경계조건으로는 스펠방향과 원주방향으로는 주기경계조건을 주었고, 실린더 표면에서는 점착조건과 단열조건을 주었다. Fig. 1 와 같이 반경방향의 바깥쪽 경계는 원주방향의 위치에 따라 입구, 출구 및 후류영역으로 나뉜다. 후류 영역은 Neumann 조건을 주었으며 입구와 출구영역은 Riemann 불변수를 이용하는 통상적인 압축성 유동의 경계조건을 주었다.

2.2 격자계의 선정과 검증

Table 1 은 본 연구 ($Re = 360$)가 해당되는 원형실린더 하류의 후류전이영역(wake transition regime)에 대한 이전의 수치해석 연구에서 사용된 격자수와 계산영역 등을 정리한 것이다. Mittal & Balachandar⁽¹¹⁾는 항력계수(C_D)나 스트롤수(St), 실린더 후면에서의 흡입압력계수(C_{pb}) 등이

스펠방향의 계산영역 크기에 민감하고, 충분히 넓은 스펠방향의 계산영역이 주어질 때 특성값들이 좀 더 정확히 계산됨을 보였다. 때문에 본 연구에서는 스펠방향으로 약 $3.5\pi D$ 정도의 충분히 넓은 계산영역에 대하여 계산을 수행하였는데, 이것은 참고한 수치계산 중 가장 큰 스펠방향의 계산영역을 가지는 Cottet & Poncet^(12,13)과 Kravchenko 등⁽¹⁴⁾의 연구의 중간 정도에 해당하는 크기이다. 또한 실린더 반경방향의 계산영역은 원방에서의 영향을 줄이기 위하여 충분히 넓게 선정하였다.

동일한 계산영역에 대하여 밀집도가 다른 격자를 사용하여 격자 수에 따른 민감도(grid sensitivity)를 조사하였다. 밀집도에 따른 각각의 격자점의 개수는 Table 1 에 정리하였다. 밀집 격자(fine grid)는 성근 격자(coarse grid)에 비해서 반경방향으로 1.5 배, 원주방향으로 1.5 배, 스펠방향으로 2 배 정도의 격자수를 가지는데 동일한 계산영역에서 4.7 배 가량 많은 격자점을 가진다. Fig. 2 에서 평균속도분포와 Reynolds 응력분포에 대하여 $Re = 300$ 에서의 Mittal & Balachandar⁽¹⁶⁾의 수치결과와 비교하였는데, 각각의 값들이 전체적으로 잘 일치하지만, 실린더 후방으로 갈수록 밀집 격자와 성근 격자의 결과값 사이에 차이가 존재하는 것을 볼 수 있다. 본 연구는 실린더 근접 후류에서의 유동특성을 살펴보는 데 초점을 두었기 때문에 성근 격자를 사용해도 무방할 수 있지만, 보다 정확한 계산을 위해서 밀집 격자를 선택하였고, 이후의 모든 결과는 밀집 격자를 사용하여 얻은 결과이다.

Table 2 는 자연shedding 상태의 특성값들을 이전의 수치해석 및 실험값과 비교한 결과를 보여주고 있

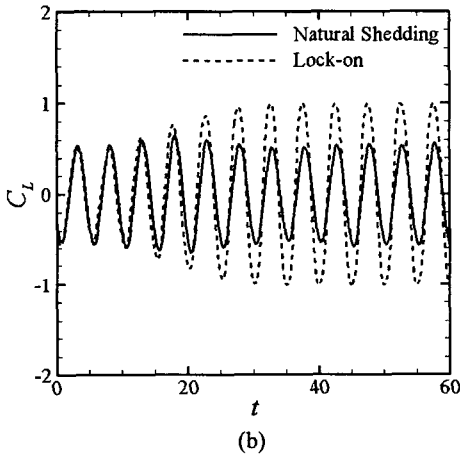
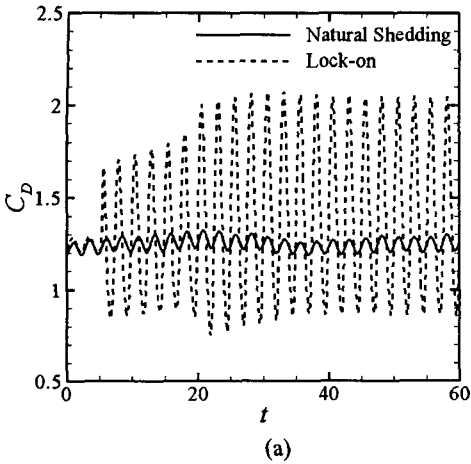


Fig. 3 Time history of drag and lift coefficients at natural shedding and lock-on state: (a) drag coefficient (C_D); (b) lift coefficient (C_L)

는데, C_D , St 및 C_{pb} 등이 기존의 연구결과와 잘 일치하고 있음을 알 수 있다. 재부착점의 위치 (L_R/D)를 살펴보면 Kim 등^(6,7)의 PIV 측정 값과 차이가 나는 것을 확인할 수 있는데, 이는 실험에 쓰인 실린더의 중평비가 작기 때문에 발생하는 측면효과에 기인하는 것으로 여겨진다. 참고로 Table 2에 제시된 St 는 양력계수의 정점을 이용하여 구한 shedding 주기로부터 구하였고, L_R/D 는 후류 중심선($y = 0$)을 따라 평균 주유동방향 속도 성분(\bar{u})이 재순환영역을 지나 0으로 회복되는 지점으로 정의한 값이다.

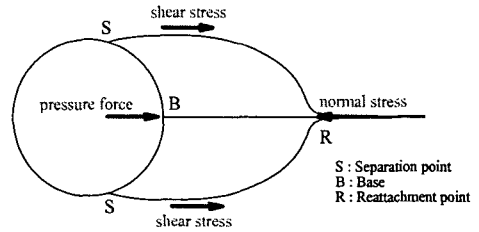


Fig. 4 Schematic force diagram of the mean separation bubble in the wake of a circular cylinder⁽¹¹⁾

3. 결과 및 토의

3.1 유동공진에 의한 유동특성의 변화
유동공진을 발생시키기 위한 자유흐름속도로 무차원화된 입구유동의 조건은 다음과 같다.

$$u_{inflow}(t) = 1 + A \sin(2\pi f_p t) \tag{9}$$

여기서 A 는 가진 진폭을 의미하고 f_p 는 가진 주파수를 의미한다. 본 연구에서는 Kim 등^(6,7)과 동일한 가진 조건인 $A = 0.05$, 그리고 f_p 는 자연shedding 주파수(f_n)의 두 배를 사용하여 얻은 결과를 그들의 결과와 비교하였다. 가진 후 준안정화 상태에 도달하였을 때의 St 는 0.201로 이에 해당하는 shedding 주파수(f_s)는 가진 주파수의 1/2에 해당한다. 이전의 연구에서 Armstrong 등⁽³⁾은 유동공진이 일어나면 $f_s / f_p = 0.5$ 의 관계를 갖는다고 하였다. 본 연구의 결과 역시 $f_s / f_p = 0.5$ 의 관계를 만족하므로 유동공진이 발생하였음을 알 수 있다.

Table 3은 자연shedding 및 유동공진 상태의 평균 특성치들을 비교한 것이다. 본 연구의 L_R/D 는 유동공진의 발생으로 약 32% 감소하였음을 알 수 있다. 이는 Kim 등^(6,7)의 실험결과와 비슷한 경향을 가지고 있음을 알 수 있다(약 35% 감소). 유동공진으로 인하여 C_D 는 약 15% 증가하였고, C_{pb} 는 약 30% 증가하였다. 특히 Fig. 3에서처럼 순간 항력계수와 양력계수의 진폭은 유동공진시에 급격히 증가하게 되는데, 순간 양력계수의 진폭이 약 2배 가량 증가하는데 비해 순간 항력계수의 진폭은 대략 14배 가량 증가함을 볼 수 있다.

3.2 재순환영역의 힘평형

와류가 실린더 후류에 미치는 영향을 분석하기 위하여 Balachandar 등⁽⁸⁾은 Fig. 4에서

보여지는 바와 같이 실린더 후면의 재순환영역에 대한 힘 평형관계를 분석하였는데, 여기서 S 는 박리점 (separation point)을, R 은 재부착점 (reattachment point)을, B 는 실린더의 기저점 (base point)을 의미한다. 그림에서 재순환영역의 위, 아래 경계는 평균박리 유선(separating streamline)을 나타내며, 재순환영역에서의 간소화된 주유동방향 (x -방향)으로의 힘평형 관계식은 다음과 같이 표현된다.⁽⁸⁾

$$\int_{\Omega} C_p n_x ds + \int_{\Omega} C_n n_x ds + \int_{\Omega} C_{nv} n_x ds = \int_{\Omega} C_r n_y ds + \int_{\Omega} C_{rv} n_y ds \quad (10)$$

여기서 $\partial\Omega$ 는 재순환영역의 경계를, n_x, n_y 는 경계에서 외부로 수직한 단위벡터의 x -방향 및 y -방향 방향여현을 의미한다. 각각의 계수들은 다음과 같이 정의된다.

$$C_p = \frac{\overline{p - p_b}}{\frac{1}{2} \rho u_e^2}, \quad C_n = \frac{\overline{u'u'}}{\frac{1}{2} u_e^2}, \quad C_r = -\frac{\overline{u'v'}}{\frac{1}{2} u_e^2},$$

$$C_{nv} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial x}, \quad C_{rv} = \frac{1}{2} \frac{\partial \overline{u}}{\partial y} \quad (11)$$

여기서 (\bullet) 은 시간 및 스펙방향 평균값을, $\overline{u'u'}$, $\overline{u'v'}$ 는 각각 Reynolds 수직응력(Reynolds normal stress)과 Reynolds 전단응력(Reynolds shear stress)을, $\overline{p_b}$ 는 기저점에서의 평균압력을 의미하고 u_e 은 U_∞ 로 무차원화된 박리된 전단층(shear layer)에서 속도가 빠른 쪽 끝의 속도이다(자연shedding의 경우 $u_e = 1.33$ 이고, 유동공진의 경우 $u_e = 1.37$ 이다). 참고로 본 연구에서와 같이 낮은 마하수 ($M_\infty = 0.2$) 조건에서 밀도와 점성계수의 변화량은 매우

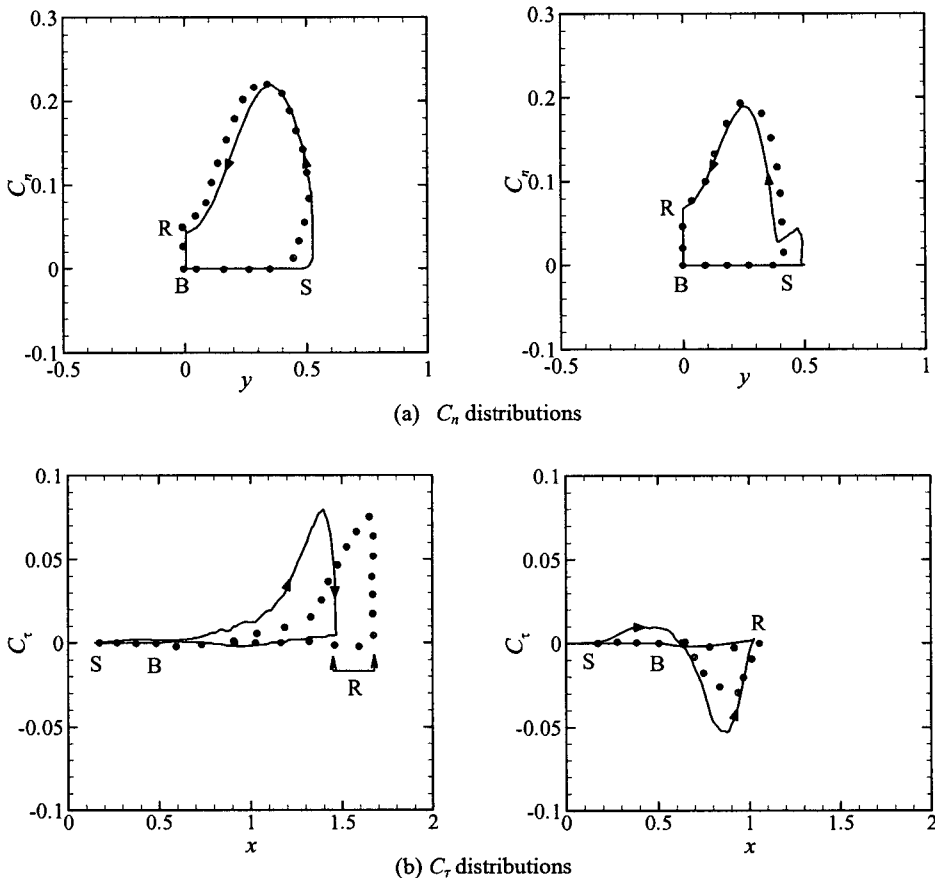


Fig. 5 Distributions of C_n and C_r along the path of separation point (S) - reattachment point (R) - base point (B) : —, DNS (present study); ●, PIV (Kim et al.⁽⁷⁾) (left column, natural shedding state; right column, lock-on state)

Table 4 Contributions of respective net force terms

		$\int_{\partial\Omega} C_p n_x ds$	$\int_{\partial\Omega} C_n n_x ds$	$\int_{\partial\Omega} C_{nv} n_y ds$	$\int_{\partial\Omega} C_r n_y ds$	$\int_{\partial\Omega} C_{rv} n_y ds$
natural shedding	DNS	-0.038	0.072	-0.001	0.018	0.014
	PIV ⁽⁷⁾	-0.047	0.079	-0.001	0.019	0.012
lock-on	DNS	-0.050	0.051	-0.001	-0.007	0.005
	PIV ⁽⁷⁾	-0.060	0.058	-0.001	-0.007	0.004
$\Delta [\cdot]^\dagger$	DNS	-0.012	-0.021	0	-0.025	-0.009
	PIV ⁽⁷⁾	-0.013	-0.021	0	-0.026	-0.008

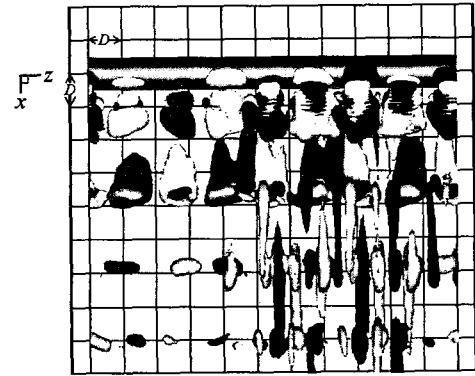
작기 때문에(Morkovin's hypothesis) 식의 간소화 및 Kim 등⁽⁷⁾의 PIV 실험 결과와 직접적인 비교를 위해 식 (10)에서 이들의 영향을 무시 하였다. 식 (10)의 좌변의 각 항은 각각 재순환 영역에 주유동방향으로 작용하는 압력 및 Reynolds 수직응력, 점성수직응력에 의한 힘을 의미하여, 우변의 각 항은 Reynolds 전단응력과 점성전단응력에 의한 힘을 나타낸다.

Fig. 5 는 재순환영역의 절반에 해당되는 박리점(S)과 재부착점(R), 그리고 기저점(B)를 연결하는 루프(loop)를 따르는 Reynolds 응력분포를 보여주고 있는데, C_n 및 C_r 를 각각 Fig. 5(a) 및 5(b)에 나타내었다. 비교를 위해서 Kim 등⁽⁷⁾의 PIV 실험결과를 포함시켰으며, 각각의 그림에서 좌측은 자연shedding 상태에서의 분포를, 우측은 유동공진 상태에서의 분포를 보여주고 있다. Fig. 5 를 살펴보면 우선 본 연구의 결과와 Kim 등⁽⁷⁾의 PIV 실험 결과가 약간의 차이가 있음을 확인할 수 있다. C_n 분포의 경우 유동공진의 발생시 그 값이 증가하다가 일시적으로 감소하는 구간이 DNS 의 결과에만 존재하는 것을 확인할 수 있고, C_r 의 경우 자연shedding 상태의 결과를 보면 재부착점의 차이로 인하여 그 분포가 일치하지 않음을 확인할 수 있다. 이는 앞서 언급한 바와 같이 Kim 등⁽⁷⁾의 실험에 사용된 실린더의 종횡비가 충분히 크지 않았기 때문에 발생하는 특성값들(재부착점, 박리점, 박리되는 유선의 경로 등)의 차이에 기인하는 것으로 보인다. 하지만 두 결과의 전체적인 분포경향은 서로 비슷함을 확인할 수 있다. 특히, 자연shedding 상태와 비교하였을 때, Kim 등⁽⁷⁾의 PIV 실험과 유사하게 유동공진의 발생시 Reynolds 수직응력이 감소하며, Reynolds 전단응력 부호의 역전현상이 발생하고 있음을 확인할 수 있다.

Table 4 에는 식 (10)의 각각의 힘들을 정리 하였으며, 본 연구의 결과에서 확인할 수 있듯이 식 (10)의 다섯 항들이 서로 평형을 이루고 있음을 확인할 수 있다. 또한 앞서 언급한 것처럼 유동공진으로 인한 각각의 힘들의 변화를 Kim 등⁽⁷⁾의 PIV 실험 결과와 비교하여 보면 각 힘



(a) Natural shedding state



(b) Lock-on state

Fig. 6 Iso-surfaces of the instantaneous streamwise vorticity of $\omega_x = 0.3$ (black) and $\omega_x = -0.3$ (white): (a) natural shedding state; (b) lock-on state

들의 크기는 약간의 차이를 보이지만 유동공진으로 인한 변화량은 잘 일치하는 것을 확인할 수 있다. 특히, 유동공진으로 인하여 Reynolds 수직응력에 의한 힘이 감소를 하지만 작용방향이

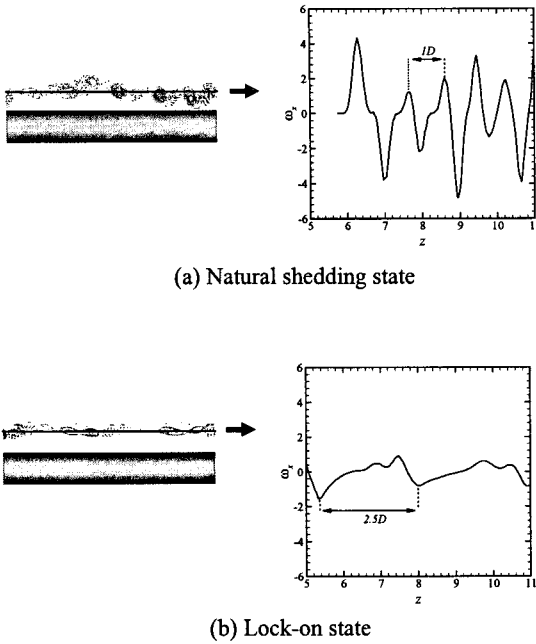


Fig. 7 Streamwise vorticity distributions in the base line located 3D downstream of the cylinder: (a) natural shedding state, (b) lock-on state

반대로 변하는 Reynolds 전단응력의 현저한 감소와 점성전단응력의 감소로 인하여 실린더 재순환영역에서 압력에 의한 힘이 감소하는(절대값의 크기가 커지는), Kim 등^(6,7)의 PIV 실험결과와 동일한 결과를 확인할 수 있다.

3.3 실린더 후류의 와구조

Fig. 6 은 실린더 후면에서 주유동방향 와도(ω_x)의 등와도면을 나타낸 것이다. 그림을 통하여 실린더 후면에 발생하는 2 차 와류의 구조가 유동공진으로 인해 변화하였음을 확인할 수 있다. 유동공진으로 인한 2 차 와류의 변화를 보다 정량적으로 살펴보기 위하여 실린더 후면 약 3D 지점의 $y-z$ 평면상의 주유동방향 와도의 분포와 그 평면상에서 실린더 축과 평행하게 분포하는 주유동방향 와도를 Fig. 7 에서와 같이 나타내었다. Williamson⁽¹⁷⁾은 활발한 3 차원적인 와구조가 관찰되는 $Re = 260\sim 1200$ (B mode)의 영역에서 주유동방향을 축으로 서로 반대방향으로 회전하는 2 차 와류(secondary vortices)가 존재하며, 실린더 후면에서의 2 차 와류의 파장이 실린더 직경에 해당하는 길이를 가진다고 하였다. Fig. 7 에서 볼 수 있듯이 본 연구의 자연shedding 상태의 2 차 와류의 파장은 약 1D 로 Williamson⁽¹⁷⁾의 결과와 일치함을 알 수 있다. 하지만 유동공진 상

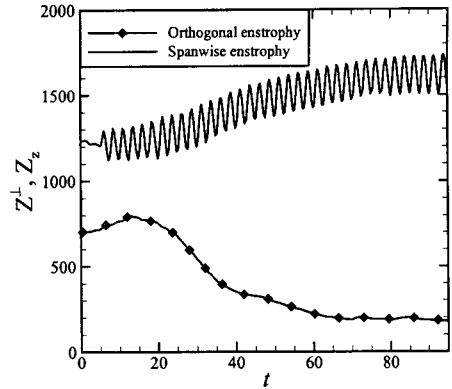


Fig. 8 Time history of orthogonal enstrophy for the case of lock-on

태의 2 차 와류를 살펴보면, 그 파장이 자연shedding 상태에 비하여 약 2.5 배 정도 증가되었음을 확인할 수 있다. 또한, 주유동방향 와도의 강도는 그 크기가 약 1/5 가량 감소하였음을 알 수 있다.

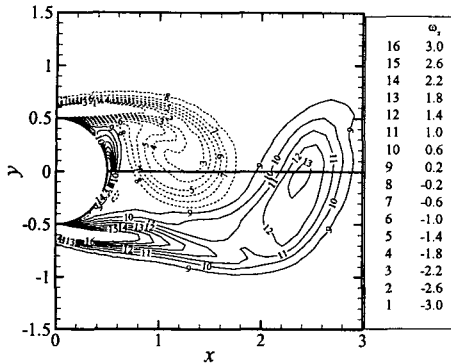
2 차 와류의 강도가 감소함을 보다 정량적으로 파악하기 위하여 directional enstrophy 를 도입하였다.⁽¹⁸⁾

$$Z_z = \int_{\Omega} \omega_z^2 dV \quad : \text{spanwise enstrophy} \quad (12)$$

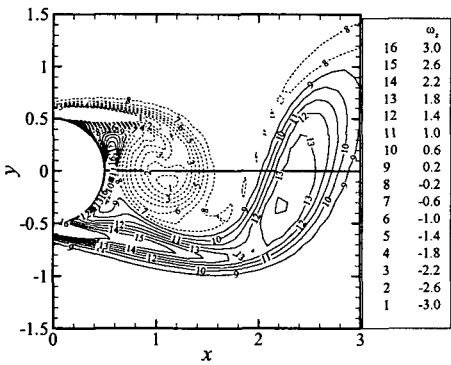
$$Z^\perp = \int_{\Omega} (\omega_x^2 + \omega_y^2) dV \quad : \text{orthogonal enstrophy} \quad (13)$$

여기서 Ω 는 전체 계산 영역을 의미한다. Fig. 8 에 orthogonal enstrophy 값의 시간에 대한 변화를 나타내었다. 시간이 지남에 따라 orthogonal enstrophy 값이 눈에 띄게 감소한 반면 spanwise enstrophy 값은 증가하는 것을 볼 수 있는데 이는 실린더 후류에서 2 차 와류가 약해지고 1 차 와류(primary vortex)가 더욱 현저하게 나타남을 의미한다. 이는 실린더의 회전진동을 이용하여 유동공진을 발생시킨 Poncet⁽¹⁸⁾의 연구와 비슷한 결과라고 할 수 있는데, Poncet⁽¹⁸⁾은 적당한 크기의 가진을 가하여 유동공진을 발생시킬 경우 실린더 근접후류의 2 차 와류 성분이 약해질 수 있고, 충분한 크기의 강도로 가진 할 경우 2 차 와류가 사라질 수 있다고 하였다. 본 연구는 Poncet⁽¹⁸⁾의 가진 조건과는 다르게 유동장 자체를 진동시키는 경우인데, 이를 통해서도 2 차 와류의 강도가 약해짐을 확인할 수 있다.

유동공진의 발생으로 인하여 2 차 와류의 강도가 감소하고, 1 차 와류의 강도가 증가하였음을 살펴보기 위하여 자연shedding과 유동공진 상태에서의 와구조를 Fig. 9 에서 비교하였다. 양력계수가



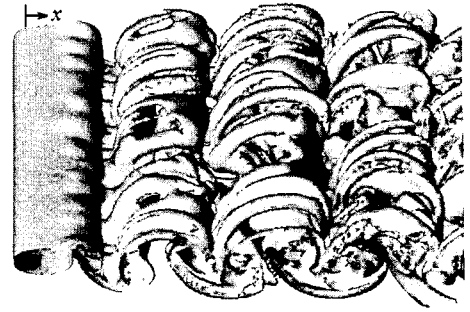
(a) Natural shedding state



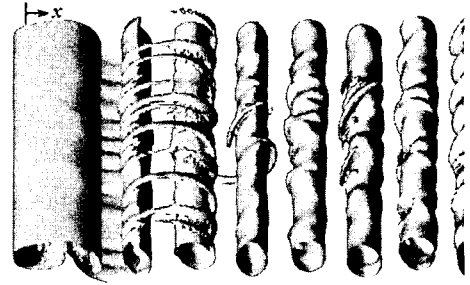
(b) Lock-on state

Fig. 9 Contours of the instantaneous spanwise vorticity showing Karman vortices: (a) natural shedding state, (b) lock-on state.

정점에 있을 때의 스펠방향 와도(ω_z)를 Fig. 9 에 비교하였다. 그림에서 확인할 수 있듯이 와 중심에서의 스펠방향 와도성분이 유동공진시에 더 큼을 확인할 수 있다. 또한 유동공진의 발생으로 인하여 실린더에서 와 중심까지의 거리가 줄어들었음을 확인할 수 있다. Fig. 10(a)는 자연shedding 상태의 와구조를 나타낸 것이다. 실린더 후류에서 활발히 존재하는 2 차 와류의 성분을 볼 수 있다. 반면 유동공진 상태의 와구조를 나타낸 Fig. 10(b)에서는 자연shedding 상태의 와구조와 비교하여 2 차 와류의 성분이 현격히 감소하고 1 차 와류가 뚜렷이 나타나는 것을 알 수 있다. 항력감소를 목적으로 한 기존의 연구가 Kármán 와류의 강도를 감소시키려 한다는 것을 고려할 때,⁽¹⁵⁾ 유동공진시 실린더 후류에서 2 차 와류 강도의 감소와 함께 Kármán 와류의 강도가 증가하는 것은 항력의 증가와 관련되어 있음을 생각할 수 있다.



(a) Natural shedding state



(b) Lock-on state

Fig. 10 Instantaneous vortical structures ($|\omega| = 0.5$): (a) natural shedding state, (b) lock-on state

4. 결론

실린더 후류에서의 유동구조가 3 차원적인 형태를 보이는 $Re = 360$ 에서 주기적으로 진동하는 입구조건으로 인한 유동공진 현상을 해석하기 위하여 직접수치해석을 수행하였다. 유동공진 상태와 비교하기 위한 자연shedding 상태의 결과는 기존의 연구들과 비교되었고, 이를 통하여 검증된 결과는 유동공진의 결과와 비교할 기준 데이터로 사용되었다. 유동공진을 발생시키기 위하여 자연shedding 주파수의 두 배에 해당하는 주파수로 유동장을 가진 시켰고 이를 통하여 shedding 주파수와 가진 주파수 사이에 일정한 상관관계를 가지는 유동공진 현상이 발생되었다.

유동공진으로 인하여 평균항력이 증가하였고, 실린더 후면에서의 재순환 영역의 길이가 감소하였다. 또한 순간적인 항력과 양력의 섭동치가 급격히 증가하였다. 유동공진의 발생으로 인한

재순환영역에서 힘평형의 변화를 분석하기 위하여 실린더 후면의 재순환영역의 경계를 따라 분포하는 응력을 해석한 결과는 기존의 실험을 통한 결과와 비교되었다. 이를 통해 그 결과값이 정확히 일치하지는 않았지만 그 경향성은 잘 일치함을 확인할 수 있었다. 특히, 재순환영역에서 Reynolds 수직응력과 Reynolds 전단응력, 점성전단응력과 점성수직응력 그리고 압력에 의한 힘이 서로 평형을 이루는데, 유동공진으로 인하여 역전된 Reynolds 전단응력으로 인하여 실린더 후면에서의 압력에 의한 힘이 증가하는 이전의 PIV 실험결과와 동일한 결과를 확인하였다.

유동공진이 발생한 경우 1 차 와류의 강도는 증가하였고, 2 차 와류의 강도는 현저히 감소하였다. 특히, 자연채딩의 경우 실린더 직경 정도의 길이를 가지는 근접후류 영역에서의 2 차 와류의 파장은 유동공진으로 인해 약 $2.5D$ 정도로 증가함을 보임으로써 이전의 PIV 실험연구에서 발견하지 못했던 결과를 발견하였다.

후 기

본 연구는 한국과학기술정보연구원의 ‘제 6 차 슈퍼컴퓨팅 응용연구 전략지원 프로그램’과 한국 과학재단의 마이크로열시스템연구센터의 지원을 받아 수행되었으므로 이에 감사드립니다.

참고문헌

- (1) Griffin O. M. and Hall M. S., 1991, “Review – Vortex Shedding Lock-on and Flow Control in Bluff Body Wake,” *ASME J. Fluids Eng.*, Vol. 113, pp. 526~537.
- (2) Hall M. S. and Griffin O. M., 1993, “Vortex Shedding and Lock-on in a Perturbed Flow,” *ASME J. Fluids Engrg.*, Vol. 115, pp. 283~291.
- (3) Armstrong B. J., Barnes F. H. and Grant I., 1986, “The Effect of a Perturbation on the Flow Over a Bluff Cylinder,” *Phys. Fluids*, Vol. 29, No. 7, pp. 2095~2102.
- (4) Armstrong B. J., Barnes F. H. and Grant I., 1987, “A Comparison of the Structure of the Wake Behind a Circular Cylinder in a Steady Flow with That in a Perturbed Flow,” *Phys. Fluids*, Vol. 30, No. 1, pp. 19~26.
- (5) Konstantinidis E., Balabani S. and Yianneskis M., 2003, “The Effect of Flow Perturbations on the Near Wake Characteristics of a Circular Cylinder,” *J. Fluids Struct.*, Vol. 18, pp. 367~386.
- (6) Kim W., Sung J. and Yoo J. Y., 2003, “Change of Vortex Dynamics in the Cylinder Wake by the Lock-on to Oscillatory Incident Flow,” *Trans. KSME (B)*, Vol. 27, No. 11, pp. 1645~1654.
- (7) Kim W., Yoo J. Y. and Sung J., 2006, “Dynamics of Vortex Lock-on in a Perturbed Cylinder Wake,” *Phys. Fluids* 18, 074103-1~22.
- (8) Balachandar S., Mittal R. and Najjar F. M., 1997, “Properties of the Mean Recirculation Region in the Wakes of Two-Dimensional Bluff Bodies,” *J. Fluid Mech.*, Vol. 351, pp. 167~199.
- (9) Jin B. J., Park N. and Yoo J. Y., 2001, “Large Eddy Simulation of Boundary Layer Transition on the Axial Turbine Blade by Rotor Induced Wake,” *Proceedings of 2001 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM2001-18195.
- (10) Park N., Yoo J. Y. and Choi H., 2004, “Discretization Errors in Large Eddy Simulation: On the Suitability of Centered and Upwind-Biased Compact Difference Schemes,” *J. Comput. Phys.*, Vol. 198, pp. 580~616.
- (11) Mittal R. and Balachandar S., 1995, “Effect of Three-Dimensionality on the Lift and Drag of Nominally Two-Dimensional Cylinders,” *Phys. Fluids*, Vol. 7, No. 8, pp. 1841~1865.
- (12) Cottet G.-H. and Poncet P., 2003, “Advances in Direct Numerical Simulation of 3D Wall-Bounded Flows by Vortex-in-Cell Methods,” *J. Comput. Phys.*, Vol. 193, pp. 136~158.
- (13) Cottet G.-H. and Poncet P., 2004, “Simulation and Control of Three-Dimensional Wakes,” *Comput. & Fluids*, Vol. 33, pp. 697~713.
- (14) Kravchenko A. G., Moin P. and Shariff K., 1999, “B-Spline Method and Zonal Grids for Simulations of Complex Turbulent Flows,” *J. Comput. Phys.*, Vol. 151, pp. 757~789.
- (15) Kim J. and Choi H., 2005, “Distributed Forcing of Flow over a Circular Cylinder,” *Phys. Fluids*, Vol. 17, 033103-1~16.
- (16) Mittal R. and Balachandar S., 1997, “On the Inclusion of Three-Dimensional Effects in Simulations of Two-Dimensional Bluff Body Wake Flows,” *Proceedings of ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Vancouver, British Columbia, Canada, June 22~26, 1997*, Available on CD-ROM only.
- (17) Williamson C. H. K., 1996, “Vortex Dynamics in the Cylinder Wake,” *Annu. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 28, pp. 477~539.
- (18) Poncet P., 2002, “Vanishing of Mode B in the Wake behind a Rotationally Oscillating Circular Cylinder,” *Phys. Fluids*, Vol. 14, No. 6, pp. 2021~2024.