

논문

관내 사각지주 후류의 유동현상에 대한 수치해석

민 영 위*¹, 김 연 수*², 김 유 곤*³Numerical Analysis on Flow Phenomena of
the Wake behind the Rectangular Obstacle in the Channel

Yeong-Ui Min, Yeon-Soo Kim and You-Gon Kim an

The two-dimensional unsteady incompressible viscous flow behind rectangular bluff bodies between two parallel plates was analyzed numerically. The steady state flow and the vortex flow behind rectangular bluff bodies in the channel were investigated for two regimes i.e., the laminar($Re = 100, 300, 500$) and the turbulent flows($Re = 10^4 \sim 10^6$). The vortex shedding was generated by a physical disturbance(6%) numerically imposed at the rear of the bluff bodies for a short time. It was observed that the perturbed flow became periodic after a transient period. And in the case of unsteady inflow, the sinusoidal pulsatile flow was applied as the inlet condition in the turbulent flow of Reynolds number of 1.0×10^5 . FLUENT code was employed to solve the problems. The power-law scheme was used to get stable linearized equations and the PISO algorithm was applied to finding the solution of them.

Key Words: $k - \epsilon$ 모델($k - \epsilon$ model), 벽함수(Wall-function), PISO 알고리즘(PISO Algorithm), 채널 유동(Channel Flow), 진동주파수(Oscillating Frequency), 스트라우얼 수(Strouhal number)

1. 서 론

자연 및 공학분야에서 일어나는 대부분의 유동은 재순환영역이 있는 비정상 난류유동이다. 이와 같은 유동장은 강한 유선곡률, 복잡한 와 구조와 함께 표현되는 높은 난류강도에 의해 나타내어진다. 와동 유동을 예측하여 유량을 측정하는 기술은 많은 분야에 이용되고 있는 매우 중요한 기술이다. 특히 이 기술은 자동차 엔진의 핵심 부품인 전자제어식 연료공급장치에 사용된다. 엔진에 흡입되는 공기량을 정확히 계측하기 위해 Karman vortex^[1]의 공기유량센서를 사용하고 있

는데, 이 센서의 구조는 간단히 묘사하면 Fig.1과 같이 공기통로 안에 특정한 모양의 장애물을 설치하여 공기가 흐름에 따라 후류에 와동이 발생하게 되었다.

정상상태 유동문제는 1969년 Son과 Hanratty는 Re 수 500까지 구하였다^[2]. 1986년 Braza, Chassaing과 Minh은 ADI방법으로 원통형 실린더 후류 부근의 와류생성을 Re 수 1,000까지 구하였다.^[3] D S. Kim 과 Yoon은 와도전달방정식을 이용하여 평행판내의 정사각형 지주에 의한 Re 수에 따른 박리영역의 길이를 층류유동에 대해서 계산하였다.^[4] 그러나 이상은 주로 균일한 흐름(free stream)속에 놓인 장애물에 의한 와류에 대한 연구이었으나 상기 공기 유량계는 관내 유동(channel flow)에 설치되므로, 관속의 장애물에

* 2001년 3월 12일 접수

¹ 학생회원, 전남대학교 대학원 K-TOMCAT@hanmail.net² 학생회원, 전남대학교 대학원 kysoo@orgio.net³ 정회원, 전남대학교 기계공학과 ygkim@chonnam.ac.kr

의한 와류생성에 대한 연구의 필요성이 있다.

본 연구에서는 장애물 뒤에 생기는 후류는 어느 정도 시간의 경과 후, 정상상태에 도달하며, 그 정상상태 유동장에 짧은 시간동안 교란을 주면 그 후 와동렬을 얻을 수 있었다. 이때의 교란은 장애물의 뒤쪽에서 박리 영역내 최대 와도의 6%를 주었다. 층류유동에 대해서는 Re수 100, 300과 500에서^[5], 난류유동에 대해서는 Re수 10⁴에서 10⁶까지 변화시키며 계산하였다. 또한 장애물의 형상계수(shape factor : F)가 유동과 후류의 박리 영역의 길이에 영향을 주는 것을 예상할 수 있었다. 따라서 형상계수를 변화시키면서 정상 그리고 비정상 유동(unsteady flow)을 계산하였다. 마지막으로 맥동 유동(pulsatile flow)은 공학연구 뿐만 아니라 의학연구에서 까지 관심의 대상이다. 예를 들어 channel 속에서 맥동 유동^[6]이나 혈관내의 혈류맥동유동(blood pulsatile flow)^[7]등이라 할수 있다. 그래서 본 연구에서는 입구유동의 맥동주기를 변화시켜가면서 맥동에 대한 사각지주 후류의 영향에 대해 해석하였다.

2. 이론 해석

2.1 계산 모델

Fig. 1은 본 연구에서 사용된 계산 모델을 나타낸다. 평행평판 안에 사각 지주가 있다고 단순화했고, X는 길이방향 좌표이고 Y는 높이방향의 좌표이고, t는 시간이다. Fig. 1에서 계산하고자 하는 이차원 유동장의 길이와 높이는 3 : 1이고, 계산 격자는 125×65이다. 삽입된 장애물의 크기는 2×8, 4×8, 8×8의 사각지주의 형상이다.

사각지주의 Shape Factor(F)

: 사각지주의 높이(h)와 너비(w)와의 비

$$F1 = h/w = 4 \quad (2 \times 8)$$

$$F2 = h/w = 2 \quad (4 \times 8)$$

$$F3 = h/w = 1 \quad (8 \times 8)$$

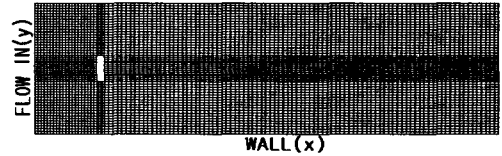


Fig. 1 Schematic geometry of the domain

2.2 지배 방정식

관내 유동을 나타내는 지배 방정식을 기술하기 위해 유체는 비압축성이고, 일정한 점성을 가지며, 점성소산(viscous dissipation)은 무시한다는 가정을 하였다.

여기서 L은 입구 길이이며, U_{max}는 입구의 최고 속도이다. x와 y는 유동장의 직교좌표계, u는 x방향의 속도성분, v는 y방향의 속도성분, τ는 무차원 시간, p는 유동장의 압력, Re는 Re수를 나타내는 무차원 수이며, 무차원화의 기준은 유동 입구높이 L과 입구 최고속도 U_{max}를 사용했다.

$$\tau = \frac{t}{L/U_{max}}, \quad x = \frac{X}{L}, \quad y = \frac{Y}{L}$$

$$u = \frac{U}{U_{max}}, \quad v = \frac{V}{U_{max}}, \quad T_o^* = \frac{T}{L/U_{max}}$$

$$p = \frac{P}{\rho_{\infty} U_{max}^2}, \quad Re = \frac{\rho_{\infty} U_{max} L}{\mu}$$

무차원화한 난류유동장에 대한 지배 방정식^[8]은 다음의 식들로서 표현된다.

연속 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \tag{1}$$

운동량 방정식

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial}{\partial x} \left(p + \frac{2}{3} k \right) \tag{2}$$

$$+ \frac{1}{Re_{eff}} \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right]$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = - \frac{\partial}{\partial y} \left(p + \frac{2}{3} k \right) \quad (3)$$

$$+ \frac{1}{Re_{eff}} \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right]$$

난류운동에너지 방정식(k^* -equation)

$$\frac{\partial k^*}{\partial t} + u \frac{\partial k^*}{\partial x} + v \frac{\partial k^*}{\partial y}$$

$$= \frac{1}{Re_k} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial k^*}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial k^*}{\partial y} \right) \right] \quad (4)$$

$$+ (G^* - \epsilon^*)$$

난류에너지소산율 방정식(ϵ^* -equation)

$$\frac{\partial \epsilon^*}{\partial t} + u \frac{\partial \epsilon^*}{\partial x} + v \frac{\partial \epsilon^*}{\partial y}$$

$$= \frac{1}{Re_\epsilon} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \epsilon^*}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\partial \epsilon^*}{\partial y} \right) \right] \quad (5)$$

$$+ C_1 G^* \frac{\epsilon^*}{k^*} - C_2 \frac{\epsilon^{*2}}{k^*}$$

이 식에 관련된 변수들은 다음과 같다.

$$G^* = \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{v}{y} \right)^2 \right]$$

$$\nu_i^* = C_\mu \frac{k^{*2}}{\epsilon^*}, \quad \frac{1}{Re_{eff}} = \frac{1}{Re} + \nu_i^*$$

$$\frac{1}{Re_k} = \frac{1}{Re} + \left(\frac{\nu_i^*}{\sigma_k} \right), \quad \frac{1}{Re_\epsilon} = \frac{1}{Re} + \left(\frac{\nu_i^*}{\sigma_\epsilon} \right)$$

$$\sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\epsilon = 1.3$$

$$C_1 = 1.44, \quad C_2 = 1.92, \quad C_\mu = 0.09$$

2.3 경계조건

난류 유동의 경우 벽 근처에서는 급격한 속도 구배를 정확하게 구하기 위해서는 많은 격자가 필요할 뿐 아니라 계산 시간이 과다하게 소요된다. 따라서 벽함수(Wall function) 방법^[9]을 사용하여 k - ϵ 모델을 계산 하였다.

본 연구에서 사용한 경계조건들은 다음과 같다.

입구조건

$$\text{정상상태 : } U = (1 - y)^{\frac{1}{7}}$$

맥동 비정상 상태 :

$$U = [(1 - y)^{\frac{1}{7}}] \times [2 - \cos \theta]$$

$$\theta = \frac{2\pi}{T_i^*} (n \cdot \Delta \tau)$$

여기서 n 은 iteration 수이며, T_i^* 는 무차원 맥동주기를 뜻한다.

출구조건

입구에서의 유량과 출구에서의 유량이 같다는 사실을 사용하여 출구조건을 지정하였다.

벽함수(Wall Function)

i) $y^* > 11.225$ 일때

$$U^* = \frac{1}{\kappa} \ln(E y^*) \quad (6)$$

여기서

$$U^* \equiv \frac{U_P C_\mu^{1/4} k_P^{1/2}}{\tau_w / \rho}$$

$$y^* \equiv \frac{\rho C_\mu^{1/4} k_P^{1/2} y_P}{\mu}$$

E = 실험상수(=9.81)

κ = von Karman 상수(=0.42)

C_μ = 실험상수(0.09)

아래첨자 p 는 벽면으로부터 첫번째 Node 의 위치를 뜻한다.

ii) $y^* < 11.5$

$$U^* = y^* \quad (7)$$

벽근처에서 k 와 ϵ 에 대한 경계 조건

$$k^*_{(wall)} = 0$$

$$\frac{\partial \epsilon^*}{\partial n}_{(wall)} = 0$$

3. 수치 해석

이번 연구는 FLUENT code로써 PISO 알고리즘을 사용하여 이산화된 Navier-stoke 방정식과 연속 방정식을 풀었다. 계산할 유동장 영역은 가로 세로비가 3 : 1로서 층류(Re = 100, 300, 500) 일때와 난류(Re = 10⁴ ~ 10⁶)에서 각각 변화를 주어 계산하였다. 계산에서 수렴 판정 조건은 내부 격자에서의 질량생성항이 1.0 × 10⁻⁶보다 작을 경우를 정상상태로 간주하였다. 그리고 비정상 상태에서는 시간간격(Δt)을 층류와 난류를 다르게 주었는데 이는 수렴속도가 난류일 때 훨씬 빠르다는 결과를 바탕으로 한 것이다. 그 크기는 층류에는 1.0 × 10⁻² sec를 난류에는 1.0 × 10⁻⁴ sec를 주었다. 그리고 정상상태유동을 초기조건으로 하고, 입구속도를 주기적인 맥동으로 주었을 때의 시간에 따른 유동장을 고찰하였다.

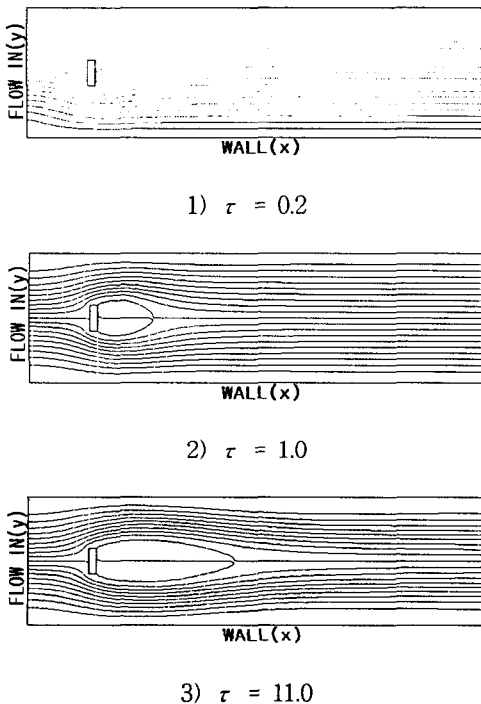


Fig. 2 Streamline behind a rectangular bluff body (2×8) at Re = 300

마지막으로 본 수치해석은 장애물뒤에 적당한 교란(disturbance)을 주어 와동열을 얻고, 이에따른 주기를 구했다. 교란을 준 이유는 장애물 뒤에

생기는 와동고리(vortex ring)는 시간이 지남에 따라 그 길이가 점점 길어져 결국에는 일정한 길이의 정상상태에 도달하게 된다. 그 형상은 수치적인 계산을 하면 기하학적인 중심선을 기준으로 유선(stream line)이 상하대칭을 이룸으로써 시간의 경과에 따른 비대칭유동인 와동열(stream street)을 얻을 수 없기 때문이다.

3.1 층류유동

본 연구에서는 난류유동장을 고찰하기에 앞서 층류 유동장에 대해 수치해석하였다. Fig. 2는 F1의 장애물에 Reynolds수가 300일 때 와동 고리의 길이 변화를 시간에 따라 나타낸 것이다. τ = 0.2일 때 장애물의 모서리에서 박리현상이 나타나서 유선이 두 개의 폐곡선을 만들고, τ = 1일 때 이 폐곡선 안에 유체 순환에 의해 와동 고리가 이루어지며, τ = 11에서 주위 유체흐름의 발달에 따라 정상상태인 상하대칭 유동형상이 되었다. 이 때 박리영역의 길이는 Fig. 3과 같이 정의할 때 s(= S/L)는 0.92였다.

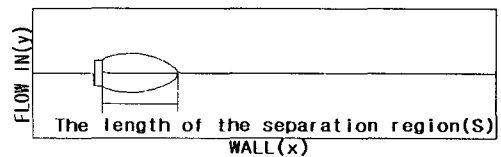


Fig. 3 Geometry of the length of the separation region

Re = 100일 경우, 동일형상의 장애물에 대해서는 τ = 0.24에서 박리가 시작하여 τ = 6에서 정상상태에 도달하였고, 그 때의 박리영역의 길이는 0.41이었다. Re = 500의 경우에는 τ = 0.15에서 박리가 시작되어 τ = 18에서 정상상태에 도달하였으며, 그 때의 박리영역의 길이는 1.1이었다.

F2의 장애물에 대해 Re수가 300인 경우로서 앞의 2×8 형상의 경우와 비슷한 형태의 유동이 관찰되었다. 즉 τ = 0.12에서 박리가 발생하여 τ = 9에서 정상상태에 도달하였고, 박리영역의 길이는 0.82이었다. 또한 상기 형상에 대해 Re = 100일 경우에는 τ = 6 일 때 정상상태에 도달하여, 박리영역 길이는 0.34이었다. Re = 500일 경우에는 τ = 15에서 정상상태에 도달하였고, 그 길이는 1.0이었다.

F3 정사각형 형상 장애물에 대해 Re수가 300인

경우에는 앞의 F1, F2 형상의 두 가지 경우와 비슷한 형태의 유동이 관찰되었는데, $\tau = 0.22$ 에서 박리가 발생하며, $\tau = 6$ 에서 정상상태에 도달하였고, 그 때의 길이는 0.66이었다. 또한 상기 형상에 대해 $Re = 100$ 일 경우에는 $\tau = 5$ 일 때 정상상태에 도달하였고, 박리영역 길이는 0.24이었다.

$Re = 500$ 일 경우에는 $\tau = 11$ 에서 정상상태에 도달하였고, 그 길이는 0.97이었다.

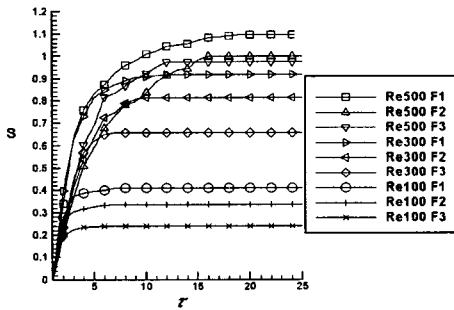


Fig. 4 Process of the development of the separation region at $Re = 100, 300, 500$

Fig. 4는 2×8 (F1), 4×8 (F2), 8×8 (F3)의 세가지 형상의 장애물에 대해 Re 수가 100, 300, 500인 각각의 경우에서 무차원 시간(τ)에 대한 무차원 박리영역의 길이(s)의 변화를 나타낸 것이다. Re 수가 100인 경우는 짧은 시간 내에 정상상태에 도달하여 그 이후에는 박리영역의 길이가 시간에 따라 변화하지 않음을 보여주고, 또한 $Re = 300, 500$ 의 경우처럼 Re 수가 커짐에 따라 더 많은 시간이 흐른 후에 그 길이가 변화하지 않는 정상상태에 도달함을 보여준다. 동일 형상의 장애물서 Re 수가 크면 클수록 속도가 빨라져서 운동량이 커지게 되므로 정상상태에 도달하는 시간이 길어지며, 박리영역의 길이 또한 길어짐을 알 수 있다. 또한 같은 Re 수에서 형상에 따라 정상상태까지 걸리는 시간이 다름을 알 수 있는데, Re 수가 500에서 F3 장애물은 $\tau = 11$ 에서, F2 장애물은 $\tau = 15$ 에서, F1 장애물은 $\tau = 18$ 에서 각각 정상상태에 도달함을 알 수 있으며, 또한 같은 Re 수에서 장애물의 형상에 따라 박리영역의 길이가 다르다는 것을 알 수 있다. Re 수가 100에서 F1 장애물은 정상상태에 이르는 $\tau = 6$ 에서의 박리영역의 길이가 0.41이며, F2 장애물은 정상상태에 이르는 $\tau = 6$ 에서의 박리영역의 길이가 0.34이며, F3 장애물은 정상상태에 이르는 $\tau = 5$ 에서 박리영역의

길이가 0.24로 장애물의 형상계수가 커지면 커질수록 박리영역의 길이가 길어짐을 보이고 있다.

위 계산 결과에서 보이는 대로 정상상태에 이르는데, 소요되는 시간은 유체의 속도나 Re 수, 그리고 장애물의 형상과 밀접한 관계가 있으며, 또한 정상상태에 이르렀을 시점에서 박리영역의 길이도 Re 수와 장애물의 형상과 관계가 있음을 알 수 있다.

이상과 같이 유동이 상하 대칭성을 이루므로 장애물 뒤의 상하에서 번갈아 발생하는 비정상 유동인 비대칭성 와동홀림(vortex shedding)을 얻기 위해서는 앞에서 얻은 정상상태의 유동장에 적절한 교란(disturbance)을 주어야 한다. 본 연구에서는 장애물의 뒤쪽에서 $\tau = 1.0$ 의 시간동안 6% 교란을 더해줌으로서 와동홀림(vortex shedding)을 얻을 수 있었다.

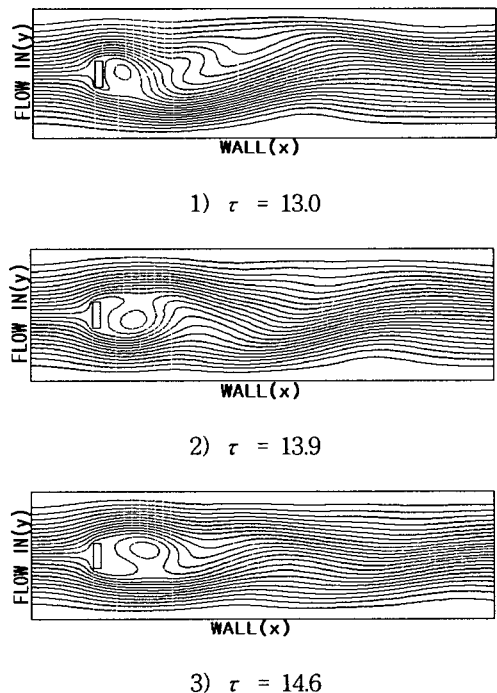


Fig. 5 Vortex shedding behind a rectangular bluff body at $Re = 300$

Fig. 5은 Re 수 300에서 F1 장애물의 경우에 완전히 정상상태에 도달한 후인 $\tau = 11$ 시점에서 장애물의 뒤에서 교란을 주었을 때의 시간에 따른 유동형상으로 교란 후, $\tau = 13.0$ 에서 대칭이던

상하 유선이 장애물 위쪽 유동고리가 커져 비대칭이 된 후 $\tau = 13.8$ 에서는 아래쪽이 커짐을 볼 수 있어 상하 교번으로 변함을 알 수 있다. 그런 후에 시간이 지남에 따라 와동이 장애물 뒤에서 상하 교대로 떨어져 나가 소멸하는 과정을 보이는데, 그 주기는 형상과 Re수와는 무관하게 $T_o^* = 1.63$ ($St = 1/T_o^* = 0.61$)으로 일정하였다. 또한 이것은 마치 Karman의 vortex street 현상과도 비슷하다.

3.2 난류유동

난류 유동장에서 평행평판 내의 사각지주 장애물에 대한 유동특성을 Re수를 10^4 에서 10^6 까지 변화시키면서 계산해 보았다. 계산 결과를 Fig 6에서 보면 동일한 형상에 대해서 Re수가 10^5 까지는 Re수가 커질수록 박리 거리가 증가하다가 Re수가 10^5 이상에서는 거리가 일정하게 되는 것을 볼 수가 있었다.

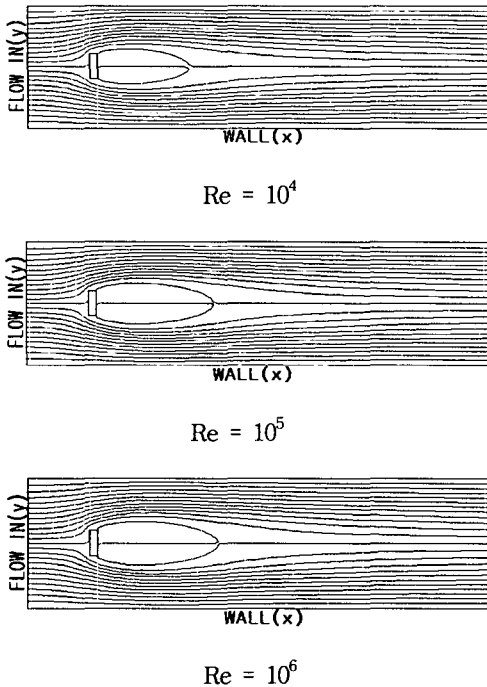


Fig. 6 Streamline behind a rectangular bluff body (2×8) in steady state at $Re = 10^4, 10^5, 10^6$

그리고 형상을 변화시켜보면 Fig. 7과 같이 층류와 마찬가지로 F1에서 0.79로 가장 길고, F2에서 0.73,

F3에서 0.59로 형상계수가 작아짐에 따라 박리영역의 길이가 줄어 들었다. 다음의 결과를 볼 때

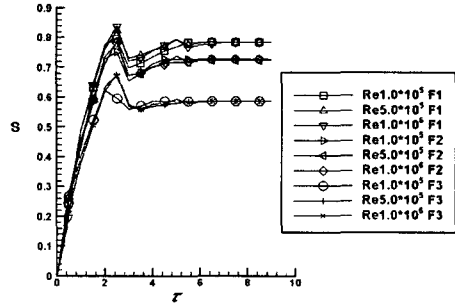


Fig. 7 Process of the development of the region behind a rectangular bodies at $Re = 10^5, 5 \times 10^5, 10^6$

Re수가 10^5 이상인 큰 난류에서는 Re수의 변화가 박리거리의 변화에 영향을 미치지 못함을 의미한다. 또 형상의 변화는 층류나 난류에 상관없이(즉 Re수에 상관없이) 영향을 미침을 알 수가 있었다. 특히 층류와 다른 특징이 발생하는데 그것은 수렴하는 과정에 있어 층류의 경우 s의 길이가 계속 증가하면서 정상상태에 도달하는 것에 반하여 난류의 경우는 정상상태에 도달하기 전에 중간에 길이가 길어졌다가 본래 정상상태의 길이가 되는 것을 볼 수가 있었다.

Fig. 8은 F1 장애물인 경우에 Re수 10^6 에서 정상상태에 도달한 후, $\tau = 5.5$ 시점 에서 장애물 뒤에서 6%의 교란을 $\tau = 1.0$ 동안 가하였을 때 그후 시간에 따른 유동형상을 나타낸 것이다.

정상상태의 유동장에 교란을 가한 후, $\tau = 8.04$ 에 살펴본 유동장은 교란의 영향으로 한쪽으로 불룩한 형태로 치우치는 유동이 생겼었다.

$\Delta\tau = 1.04$ 뒤인 $\tau = 9.08$ 에서 유동장의 형상이 불룩한 부분이 역전되어 있으며, 다시 $\tau = 10.12$ 에는 $\tau = 16.3$ 의 유동장 형상과 거의 흡사한 형상으로 되어있었다. 이와 같이 $\tau = 100$ 까지 계속 관찰한 결과, 주기 $T_o^* = 2.07$ ($St = 1/T_o^* = 0.48$)를 가지면서 유동장의 형상이 계속 반복됨을 알 수 있다. 그러나 난류 유동장에 대한 초기 정상 상태에서의 Re수를 10^4 에서 10^6 까지 변화시킨 결과, $T_o^* = 2.07 - 3.45$ ($St = 0.48 - 0.8$)에 걸쳐서 분포를 가졌었다. 이는 빠른 유동이 사각지주를 지날 때, 난류강도가 커지면서 전체적으로

불안정한 유동이 되기 때문이다.

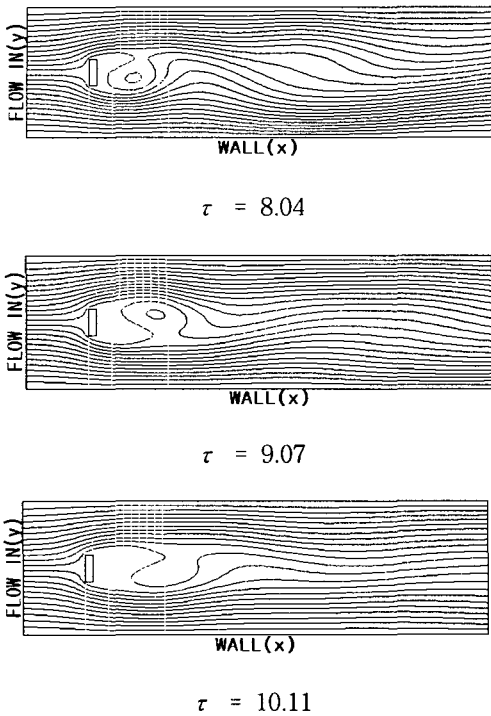


Fig. 8 Vortex shedding behind a rectangular bluff body at turbulent flow($Re = 10^5$)

그리고 Fig. 9에서는 전체 영역의 Re수에 대한 St를 나타낸 것이다. 이 그림에서 알수 있듯이 층류 영역에서는 St가 거의 일정 하지만 난류 영역에서는 일정 범위를 가진 것을 알수 있었다.

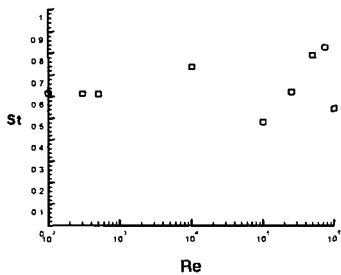
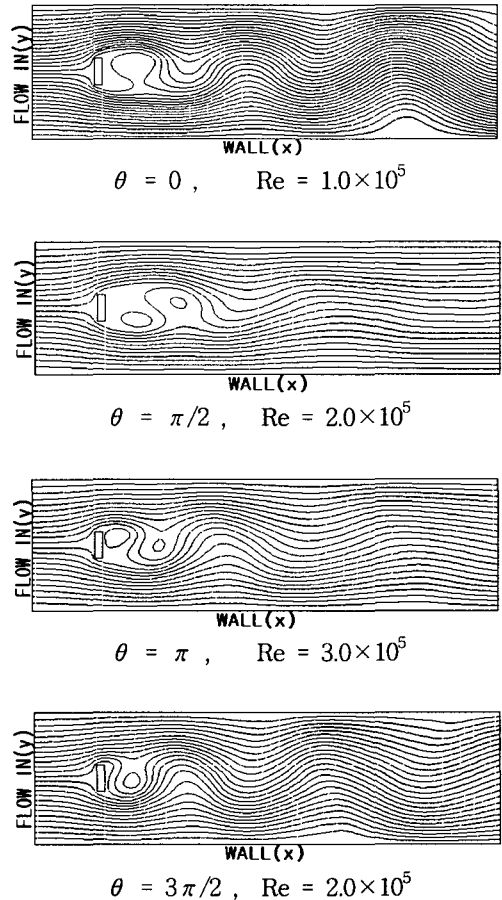


Fig. 9 Shedding frequencies of the vortices behind a rectangular bluff body ($St = fL/U_{max}$)

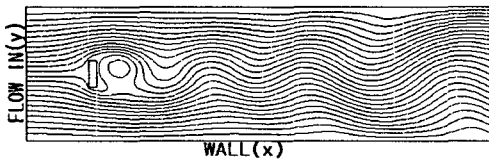
일정한 주기($T_i^* = 2 \times 10^{-1}, 2 \times 10^{-2}, 2 \times 10^{-3}, 2 \times 10^{-4}$)를 주어 만든 맥동 유동을 주었을 때, 사각지주 뒤쪽의 유동현상에 대해 관찰하여 보았다. 층류유동($Re=100, 300, 500$)에서 2π 의 주기로 맥동 입구조건을 주었을 때 사각지주 장애물 뒤의 박리영역 길이 변화가 거의 없고, 장애물에 근접하여 그 길이 또한 미미하였다. 그러나 난류유동($Re = 1.0 \times 10^5$)에서 같은 조건인 2π 의 주기의 맥동 입구조건을 가하였을 때에는 장애물 뒤쪽의 유선(stream line) 형상과 그 박리길이가 각 시간별로 차이를 보였다.

먼저 T_i^* 가 0.02인 경우 보면 Fig. 10에서 보듯이 교란을 가하지 않더라도 와동열을 얻을수가 있었다. 이때 와동열의 주기가 일정치가 않고 맥동을 주는 경우에 가속구간에서 시간이 경과함에 따라 와동열의 모양이 바뀌었지만 감속이 되면서 본래의 Re수가 1.0×10^5 에 가까워졌을 때는 주기시간이 늘어나는 것을 볼 수 있었다.

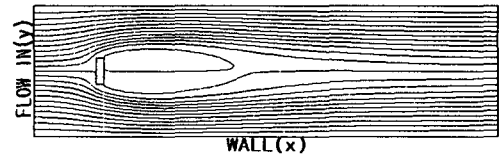


또한 이러한 정상상태로 된 유동에서 입구조건에

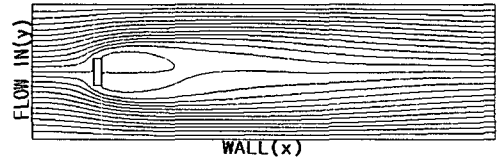
$\theta = 3\pi/2, Re = 2.0 \times 10^5$



$$\theta = 2\pi, \quad Re = 1.0 \times 10^5$$



$$\theta = 3\pi/2, \quad Re = 2.0 \times 10^5$$



$$\theta = 2\pi, \quad Re = 1.0 \times 10^5$$

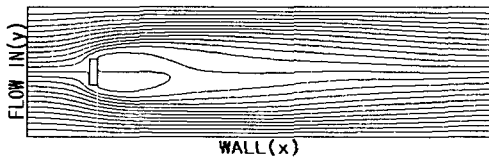
Fig. 10 Streamline in the pulsatile flow with $T_i^* = 0.02$

Fig. 11 Streamline in the pulsatile flow with $T_i^* = 0.002$

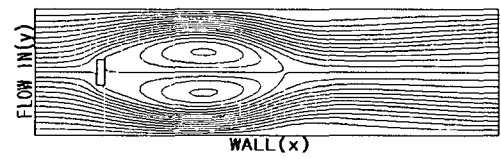
$T_i^* = 0.002$ 인 경우에는 Fig. 11에서와 같이 비교적 Re수에 따라 박리길이의 변화만 있고, 와동열은 없었다. 그러나 비교적 빠른 주기의 변화에 따른 정상 상태의 박리길이인 0.785의 길이를 갖지 못하고, 길이가 감소하는 것을 볼 수 있었다. 정상 상태 때와 같은 Re수(1.0×10^5)에서는 박리길이가 0.53이고 가속 구간의 2배의 Re수(2.0×10^5)에서의 길이는 0.80였으며, 최고 속도인 Re수(3.0×10^5)에서는 0.95였다. 다시 감속 구간의 2배의 Re 수에서는 0.909였고, 원래의 Re 수(1.0×10^5)에서는 처음과 같은 0.55가 나왔다.

위에서 Re수가 1.0×10^5 이상에서는 Re수에 상관없이 박리길이가 같다고 했지만, 맥동을 주면 박리길이의 길이가 달라질 뿐만 아니라 같은 Re수에도 감속구간의 경우가 가속구간의 경우보다 더 길게 나옴을 알 수 있었다.

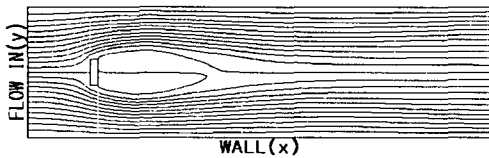
T_i^* 가 0.0002인 경우는 Fig. 12에서 보듯이 극히 작은 주기에 의해 정상 상태 때의 박리길이인 0.785보다 훨씬 길어져 1.18을 갖는다.



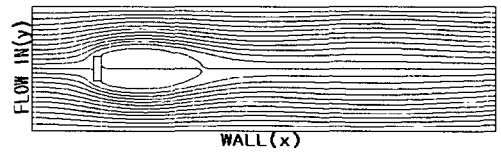
$$\theta = 0, \quad Re = 1.0 \times 10^5$$



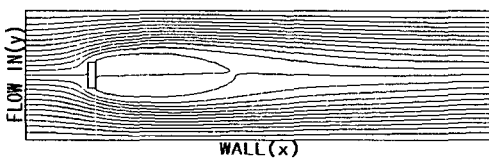
$$\theta = 0, \quad Re = 1.0 \times 10^5$$



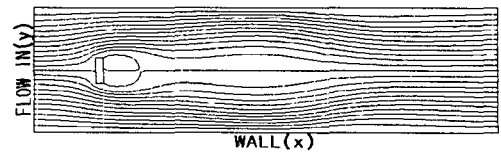
$$\theta = \pi/2, \quad Re = 2.0 \times 10^5$$



$$\theta = \pi/2, \quad Re = 2.0 \times 10^5$$



$$\theta = \pi, \quad Re = 3.0 \times 10^5$$



$$\theta = \pi, \quad Re = 3.0 \times 10^5$$

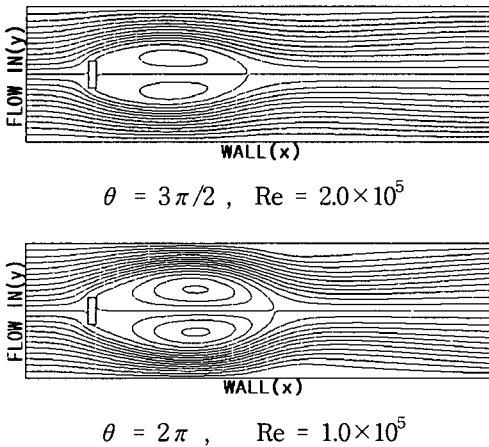


Fig. 12 Streamline in the pulsatile flow with $T_i^* = 0.0002$

가속 구간에서 속도의 증가에 따른 Re수가 2.0×10^5 에 가까워지면서 박리영역 부분이 떨어져 나가게 되고 박리길이는 0.235로 매우 짧아진다. 그후에는 가속구간과 감속구간의 차이가 없이 사각지주 뒤의 박리영역 부분이 증가하게 된다. 이때 박리길이는 Re수가 3.0×10^5 에서 0.678이고, 감속구간인 Re수가 1.0×10^5 에서 길이는 0.981로 증가한다. 그리고 Re수가 1.0×10^5 에서는 원래 정상상태의 같은 길이인 1.18이 된다.

4. 결 론

FLUENT code를 이용하여 사각지주의 후류의 층류와 난류 유동장을 수치적으로 해석하였다. 정상과 비정상상태, Re수와 형상 등을 변화시키면서 수치해석 결과를 구하였으며, 다음과 같은 결론을 얻을 수 있었다.

- (1) 층류의 경우는 Re수에 따라 정상상태에 도달하는 시간과 박리영역의 길이가 길어지며, 같은 Re수에서도 장애물의 형상계수가 커짐에 따라 정상상태에 도달하는 시간과 박리영역의 길이가 길어진다.
- (2) 난류에서는 사각지주의 형상계수가 변함에 따라 박리 영역의 길이가 달라지는 것을 볼 수가 있었지만, Re수가 10^5 이상의 경우에는 Re수가 변하더라도 박리영역의 길이는 변하지 않았다.

- (3) 형상에 따라 사각지주에 대한 층류와 난류의 박리 영역의 거리 차와 정상상태가 되는 수렴 시간에 대해서 비교해 보면 다음과 같다. 층류의 경우는 여러 가지 형상에 대해서 박리영역의 길이의 변화가 많고 수렴 시간의 차가 큰 반면에, 난류의 경우는 형상계수나 Re수의 변화에 따라 상대적으로 변화가 그리 크지 않다.
- (4) 층류는 정상 상태가 되어가는 과정중에 박리 길이가 계속 증가 하지만 난류는 중간에 정상상태의 길이보다 길어졌다가 감소하여 래의 정상상태의 길이가 된다.
- (5) 입구에서 맥동을 가하는 조건에서 층류에서는 입구의 맥동에 따른 변화가 없으나 난류유동장에서는 맥동주기와 동일한 주기에 따라 아주 다른 유동을 보인다. 먼저 주기 T_i^* 가 0.02보다 크면 교란이 없어도 와류열이 일어 지고 T_i^* 가 0.002에서는 박리 영역이 진동을 한다. T_i^* 가 0.0002일때는 박리 영역이 가속 구간중에 떨어져 나갔다가 증가함을 볼 수 있었다.
- (6) 층류와 난류유동장에서 장애물 뒤에서 일정 시간동안 교란을 가하여 와동홀림을 구하면 층류의 경우에는 교란의 크기나 Re수에 관계 없이 각각 일정한 주기, 즉 $T_o^* = 1.63$ (St = 0.613)을 얻었고, 난류에서는 초기 정상 상태에서의 Re수를 10^4 에서 10^6 까지 변화시킨 결과, $T_o^* = 2.07 - 3.45$ (St = 0.48 - 0.8)에 걸쳐서 분포를 가지고 장애물의 후류 유동장이 진동하였다.

참고문헌

- [1] Frank M. White, Viscous Fluid Flow, 2nd ed., McGraw - Hill , Inc., 1991, pp. 4-15.
- [2] Son, J. S. and Hanratty, T. J., "Numerical Solution for Flow around a cylinder at Reynolds Numbers of 40, 200, and 500," J. Fluid Mech., Vol. 35, Part 2, 1969, pp. 369-386.
- [3] Braza, M., Chassaing, P. and Minh, H. H., "Numerical Study and Physical Analysis of the Pressure and Velocity Fields in the near Wake of a Circular Cylinder", J. Fluid Mech., Vol. 165, 1986, pp. 79-130.p
- [4] D. S. Kim and Y. H. Yoon, "Numerical

Computation of Vortex Behind a Bluff Body in the Flow between Parallel Plates", KSME, Vol. 16, 1991, pp. 1163-1170.

- [5] 민영위, 김유곤, "자동차 Vortex 유량계의 유동 현상에 대한 연구", 한국자동차공학회, 1999년 춘계학술대회 논문집, 1999, pp. 217-22
- [6] Bandyopadhyay, D. and Mazumder, B. S., "Unsteady convective diffusion in a pulsatile flow through a channel" Elsevier Engineering Information, Inc., Vol. 134, 1999, pp. 1-6.
- [7] Bluestein, D. and Einav, S., "Transition to Turbulence in Pulsatile Flow Through Heart Valves - A Modified Stability Approach", Journal of Biomechanical Engineering, Vol. 116, 1994, pp. 477-487.
- [8] B. E. Launder and D. B. Spalding, Lectures in mathematical Models of Turbulence, Academic Press, London, 1972.
- [9] B. E. Launder, and D. B. Spalding, "The Numerical Computation of Turbulent Flows", Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 3, 1974, pp. 269-289.