

논문

원봉주위의 난류유동에 대한 수치해석

박 태 선*

Numerical Prediction of Turbulent Flow over a Circular Cylinder

T. S. Park

Flow over a circular cylinder is studied numerically using a turbulence model. Based on the $k-\epsilon-f_\mu$ model of Park and Sung[6], a new damping function is used. The efficiency of the strain dependent damping function is addressed for vortex-shedding flows past a circular cylinder. The mean velocity and Reynolds stresses are compared with available experimental data at $Re_D=3900$. Also, the computational results for the Strouhal number are evaluated at several Reynolds number. The predictions by $k-\epsilon-f_\mu$ model are in good agreement with the experiments.

Key Words : 저레이놀즈수 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형(Low Reynolds Number $k-\epsilon-f_\mu$ Model), 비정상 레이놀즈 평균된 Navier-Stokes(Unsteady Reynolds Averaged Navier-Stokes, URANS), 와류홀림(Vortex Shedding)

1. 서 론

원봉을 지나는 난류유동은 다양한 형태의 공학적 응용기기에 대한 단순 모형으로 많은 연구자들의 연구대상이 되어 왔다. 형상이 단순함에도 유동구조가 복잡하기 때문에 실험연구가 대부분이고 수치해석 연구는 층류영역에서 많이 이루어져 왔다. 최근 직접수치모사(DNS)를 통하여 정확한 수치해석을 하려는 시도가 있지만 아직은 낮은 레이놀즈수에서만 가능하다. 본 연구는 난류모형(RANS)을 이용한 비정상해석을 통하여 원봉주위의 난류유동 해석에 대한 가능성을 알아보고자 한다.

원봉주위의 유동은 레이놀즈수에 따라서 다양한 유동구조를 보인다. 우선 $5 < Re_D < 40$ 의 범위에서 대칭의 와류가 원봉뒤에서 생성되고 $Re_D=190$ 까지 보통 Karman vortex라는 층류 와류홀림이 관찰된다. 또한 $Re_D=260$ 까지 불안정한 유동구조를 보이면서 $Re_D=1200$ 까지 후류가 3차원 구조로 천이되는 현상이 보인다. 레이놀즈수가 더 커지면 후류내에 작은구조가 혼합되는 완전 난류영역으로 변해간다[1].

RANS를 이용한 수치모사에서 비정상 와류홀림에 대한 연구는 주로 사각봉에 대한 연구이고 원봉에 대한 연구는 거의 이루어지지 않은 실정이다. 이는 박리점이 고정된 사각봉과 달리 원봉의 경우 박리점이 고정되지 않아 예측에 어려움이 있기 때문이다. Majumdar와 Rodi[2]는 $k-\epsilon$ 난류모형을 이용하여 원봉에 대한 수치해석을 수

* 2002년 1월 8일 접수

* 정회원, 한국항공우주연구원 로켓엔진연구그룹

행하였다. 그들의 결과는 박리점이 과도하게 후류에서 예측되었고 전단응력과 저항계수가 작게 예측되었고 특히 재순환 영역은 실험에 80%정도로 예측되었다. 이런 결과는 와점성계수가 층류에서 난류로 자연스런 천이가 일어나지 않았고 유동의 변형에 둔감한 형태의 모형을 사용했기 때문이라고 나타난 것이다[3]. 사각봉의 경우 Lakehal과 Thiele[5]의 연구처럼 원봉에 비하여 URANS모사가 우수한 결과를 보여주고 있다. 그들의 연구는 응력-변형률의 관계가 와류홀립의 정확한 예측에 커다란 영향을 미침을 보였다. 이는 레이놀즈 응력에 유동변형률의 비선형관계가 도입되어야 하고 와점성계수에 유동변형률의 변화에 적절히 변화야함을 지적한다.

본 연구는 여러 유동장에서 우수한 예측성능을 보여준 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형[6]을 이용하여 원봉주위의 유동장을 해석하고자 한다. 이 모형은 기하학적 형상에 제한을 받지 않고 와점성계수에 유동변형률이 적절히 고려되어 있다. 또한 재순환 유동이 존재하는 후향계단과 정체점이 존재하는 벽면충돌제트 유동에서 좋은 결과[11]를 보여주었기 때문에 두가지 유동이 공존하는 원봉에서도 좋은 결과를 보여주리라 생각된다. 최근에 DNS[7]로 관심이 집중된 레이놀즈수 3900에 대해 시간평균된 물리량을 실험값[12-13]과 비교하고 감쇄함수의 변화에 따른 비정상거동의 영향을 살펴보고자 한다.

2. $k-\epsilon-f_\mu$ 모형

비정상 난류유동에 대한 지배방정식은 Park과 Sung[6]이 제안한 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형에 근거한다.

$$\frac{\partial U_i}{\partial x_i} = 0 \tag{1}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} = & -\frac{\partial P}{\rho \partial x_i} \\ & + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t) \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right] \end{aligned} \tag{2}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + U_j \frac{\partial k}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / \sigma_k) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \\ & + P_k - \epsilon, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \epsilon}{\partial t} + U_j \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} = & \frac{\partial}{\partial x_j} \left[(\nu + \nu_t / \sigma_\epsilon) \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right] \\ & + (C_{\epsilon 1}^* P_k - C_{\epsilon 2} f_2 \epsilon) / T_s + C_P (1 - f_u) \nu \nu_t \left(\frac{\partial^2 U_i}{\partial x_j \partial x_k} \right)^2 \end{aligned} \tag{4}$$

여기서, 모형상수들은 $\sigma_k=1.1$, $\sigma_\epsilon=1.3$, $C_{\epsilon 2}=1.9$ 와 $C_P=0.8$ 의 값을 가진다. 자유유동의 난류에너지 감소효과를 고려하기 위하여 $f_2=1-(2/9)\exp(-0.33R_i^{1/2})$ 가 도입되었다. 난류시간척도(T_s)는 특이점을 없애기 위하여 Kolmogorov 시간척도를 최소값으로 이용하여 $T_s=\sqrt{(k/\epsilon)^2+36(\nu/\epsilon)}$ 으로 정의되었다. 난류에너지의 생성은 $P_k=-\overline{u_i u_j} \rho \partial U_i / \partial x_j$ 로 표현되고 난류레이놀즈수는 $R_i=k^2/\nu\epsilon$ 로 정의된다.

벽면감쇄함수 f_μ 는 벽면근접효과와 유동장의 비평형효과에 의한 와점성계수의 변화를 고려하기 위하여 두부분으로 나누어진다. $f_{\mu 1}$ 은 벽면근처에서의 감쇄효과를 고려하는 함수로서 Helmholtz 형태의 타원형방정식을 이용하여 기하학적 형상에 난류모형의 제한성이 제거된 형태이다. $f_{\mu 2}$ 는 와점성계수에 변형률 함수를 부여하기 위하여 도입된 함수로서 실현성이 부여된 형태이다.

$$\nu_t = C_\mu f_{\mu 1} f_{\mu 2} \frac{k^2}{\epsilon} \tag{5}$$

$$f_{\mu 1} = f_w^2 (1 + 10 \exp(-(R_i/120)^2) R_i^{-3/4}) \tag{6}$$

$$\frac{\partial^2 f_w}{\partial x_j \partial x_j} = \frac{R_i}{A^2 L^2} (f_w - 1) \tag{7}$$

여기서, $C_\mu=0.09$ 와 $A=2.4$ 가 이용되었고 난류길이척도는 Kolmogorov 길이척도가 최소값으로 도입되었다, $L^2=k^3/\epsilon^2+70^2\sqrt{\nu^3/\epsilon}$.

본 연구에서는 Wallin과 Johansson[8]의 연구결과를 Cayley-Hamilton정리를 이용하여 수정된 $f_{\mu 2}$ 를 사용하였다. 유도된 형태를 요약하면 $f_{\mu 2}=4.2(1+g)/(g^2+A_g)$ 로 정의된다. 사용된 변형률텐서는 $S_{ij}^*=0.5(U_{i,j}+U_{j,i})k/\epsilon$ 로 정의되고 와도텐서는 $W_{ij}^*=0.5(U_{i,j}-U_{j,i})k/\epsilon$ 로 표현된다. $f_{\mu 2}$ 식에 사용된 g 는 다음과 같다.

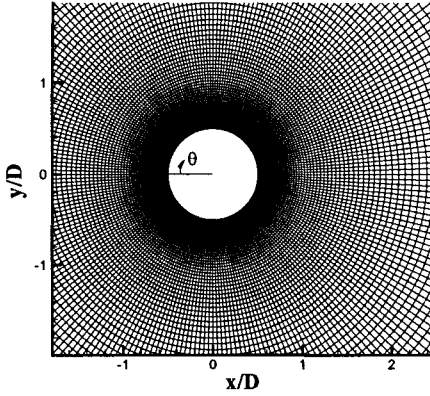


Fig. 1 Grid in the vicinity of the cylinder.

$$g = \begin{pmatrix} \frac{C_o}{3} + (P_1 + \sqrt{P_2})^{1/3} \\ + \text{sign}(P_1 - \sqrt{P_2}) |P_1 - \sqrt{P_2}|^{1/3}, P_2 \geq 0 \\ \frac{C_o}{3} + 2(P_1^2 - P_2)^{1/6} \\ + \cos\left(\frac{1}{3} \arccos\left(\frac{P_1}{\sqrt{P_1^2 - P_2}}\right)\right), P_2 < 0 \end{pmatrix} \quad (8)$$

여기서 P_1 과 P_2 는 다음처럼 정의된다.

$$P_1 = C_o \left[\frac{C_o^2}{27} - \frac{A_s + \alpha_1 \eta^2}{6} + \frac{1}{2} \right]$$

$$P_2 = P_1^2 - \left[\frac{C_o^2}{9} - \frac{A_s + \alpha_1 \eta^2}{3} \right]$$

또한 $A_s = \alpha_3 \xi^3 - \alpha_2 \eta^2/3$ 이고 유동변형률에 관계된 변수는 $\eta = f_w S^*$, $\xi = f_w W^*$, $S^* = \sqrt{2S_{ij}^* S_{ij}^*}$, $W^* = \sqrt{2W_{ij}^* W_{ij}^*}$ 로 정의된다. 모형상수는 $C_o = 2.5$, $\alpha_1 = -0.48$, $\alpha_2 = -0.375$ 그리고 $\alpha_3 = -0.8$ 로 사용되었다[9].

모형상수 C_{e1}^* 는 대부분의 모형에서 순수한 상수를 이용하는데 최근 몇몇의 연구에서 이 상수의 변화는 박리 및 재부착유동과 제트유동의 퍼짐률에 민감한 변화가 있음을 보였다[6]. 본 연구에서는 $C_{e1}^* = 1.42 + C_\mu / (1 + 5f_{\mu 2} (C_\mu \eta)^2)$ 가 이용되었다.

3. 수치해석 방법

본 연구는 비엇갈림 (non-staggered) 격자계에 서 유한체적법을 이용하였다. 대류항의 차분화는 최근에 고차정확도 차분법에서 그 이용이 확산되고 있는 Lele[10]의 4차 compact 차분법을 적용하였다. 모든 방정식은 Crank-Nicolson법을 이용하여 시간에 대한 적분을 수행하였다. 매 시간마다 방정식의 잔차가 1×10^{-4} 이 될 때까지 수렴을 시켜 비선형항에 의한 오류가 최소화하도록 하였다. 입구조건은 $U = U_o$, $k = (0.02 \times U_o)^2$, $\varepsilon = C_\mu k^2 / \nu_{t,inlet}$ 의 균일분포를 적용하였다. 여기서 $\nu_{t,inlet} = 50\nu$ (ν 는 동점성계수)를 사용하였다 [2-3]. 벽면에서의 경계조건은 $U = V = k = f_w = 0$, $\varepsilon = 2\nu k_1 / n_1^2$ 이고 출구는 대류경계조건을 적용하였다. 여기서 하첨자 1은 첫 번째 격자점을 나타내고 n 은 벽면의 수직방향이다. 여기서 하첨자 1은 원봉벽면으로부터 첫 번째 격자점을 나타내고 n 은 벽면의 수직방향이다. 첫 번째 격자점의 간격이 클 경우 ($n_1^+ = u_\tau n_1 / \nu > 10$) 와류의 홀림이 예측되지 않았고 $n_1^+ \leq 1$ 이 되도록 격자간격을 유지하였다. 여기서 u_τ 는 벽면마찰속도이다.

계산의 최대반경은 참고문헌[2-5]을 기초로 결정된 20D(D=원봉직경)의 O-type 격자에서 수행되었다(Fig. 1). 코드를 검증하기 위하여 층류유동인 $Re = 100$ 에 대한 계산을 수행하였다. 와류홀림 주파수(f_s)에 의한 Strouhal수를 구하면 $St = f_s D / U_o = 0.16$ 으로서 $Re_D = 101$ 인 실험결과($St = 0.161$ [1])와 잘 일치하였다. 적절한 격자 밀도를 구하기 위하여 $Re_D = 3900$ 에서 격자수를 변화시켜가면서 예측된 St 와 시간에 따른 양력계수(C_L)를 Fig. 2에 비교하였다. 여기서 $N = N_i \times N_j$ 로 정의된다. 격자밀도가 증가할수록 일정한 St 와 양력계수로 접근해가고 있는데 241×121 이상에서 격자밀도가 충분함을 알 수 있다. 모든 계산은 ORIGIN2000 서버에서 수행되었고 평균적으로 2.6sec/time step가 소요

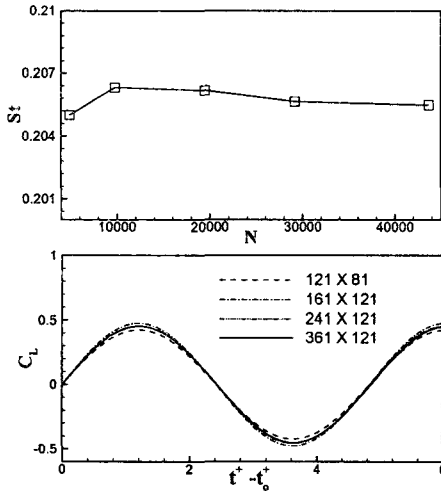


Fig. 2 Comparison of C_L time histories and St for different grid resolutions.

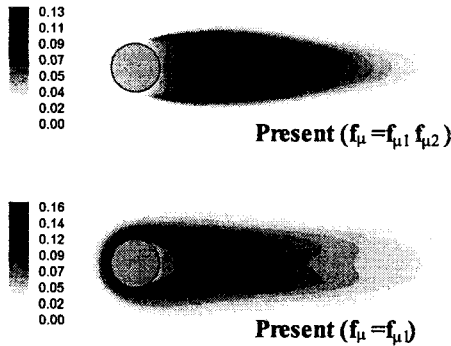


Fig. 3 Comparison of the predicted k/U_0^2 in the vicinity of the cylinder.

되었다. 레이놀즈수에 따라서 CFL수가 1보다 작은 $dt^+ = dtU_0/D = 0.005 \sim 0.01$ 에서 일정한 시간간격을 이용하였다. 계산된 결과의 시간평균은 천이과정이 지난 $t^+ \sim 150$ 이후 25주기동안 평균을 취하여 얻었다.

4. 결과 및 토론

본 계산은 실험값[12]이 있는 $Re = 3900$ 에서

수행되어 다양한 물리량에 대해서 비교하였고 레이놀즈수 변화에 따른 Strouhal수의 예측성을 검토하였다.

원봉주위의 유동은 정체점으로부터 발달하는 경계층유동의 형태에 따라서 다르게 나타나기 때문에 정체점근처의 유동에 대한 정확한 예측은 매우 중요하다. 그렇지만 정체점 근처의 유동은 Park과 Sung[11]의 연구결과에서 보듯이 기존의 $k-\epsilon$ 모형은 과도한 난류에너지 생성으로 인한 문제점을 가지고 있다.

정체점에서의 유동은 비회전유동으로 간주되는데 2차원에 대해서 생각하면 난류에너지 생성은 $P_k \approx -\overline{u^2} \partial U / \partial x - \overline{v^2} \partial V / \partial y$ 으로 표현된다. 일반적으로 정체점근처에서 수직응력($\overline{u^2}$, $\overline{v^2}$)의 크기가 거의 같기 때문에 연속식에 의해서 에너지 생성은 매우 작은 값을 가지게 됨($P_k \sim 0$)을 알 수 있다. 그러나 $k-\epsilon$ 난류모형의 경우 $P_k = 2\nu_t [(\partial U / \partial x)^2 + (\partial V / \partial y)^2]$ 에 의해서 유동변형에 2차항수를 가지고 된다[11]. 이것은 항상 0보다 큰 양이기 때문에 유동변형이 큰 정체점에서 과도한 난류생성(stagnation anomaly)을 발생한다. 이러한 문제를 해결하기 위해서는 정체점 영역에서 ν_t 가 작아져야 하는데 본 연구에 사용된 $k-\epsilon-f_\mu$ 모형은 여러 가지 해결방안 중 ν_t 에 유동변형을 함수($f_{\mu 2}$)를 도입하여 문제점이 제거된 형태이다.

Fig.3에 $Re_D = 3900$ 의 경우 정체점에서의 문제점을 살펴보기 위하여 $t^+ = 12$ 에서 난류에너지(k/U_0^2) 분포를 나타내었다. 그림은 ν_t 정의에 유동변형을 함수가 있는 경우($f_\mu = f_{\mu 1} f_{\mu 2}$)와 벽면 감쇄함수만 고려된 경우($f_\mu = f_{\mu 1}$)에 대한 결과이다. ν_t 정의에서 $f_\mu = f_{\mu 1}$ 의 형태로 유동변형을 함수가 제거된 $\nu_t = C_\mu f_{\mu 1} k^2 / \epsilon$ 의 경우 박리점 근처에서 $k/U_0^2 = 0.16$ 의 최대값을 나타내었지만 정체점에서도 $k/U_0^2 = 0.14$ 로 상당히 큰 값을 보이고 있다. 반면에 $f_{\mu 2}$ 가 고려된 경우 재순환영역과 자유유동의 경계에서 최대 난

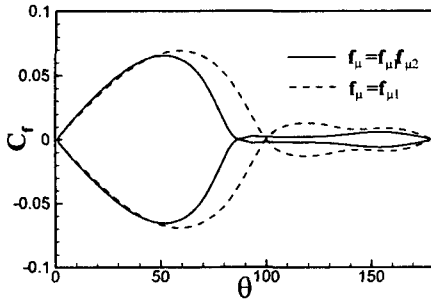


Fig. 4 Comparison of the predicted C_f .

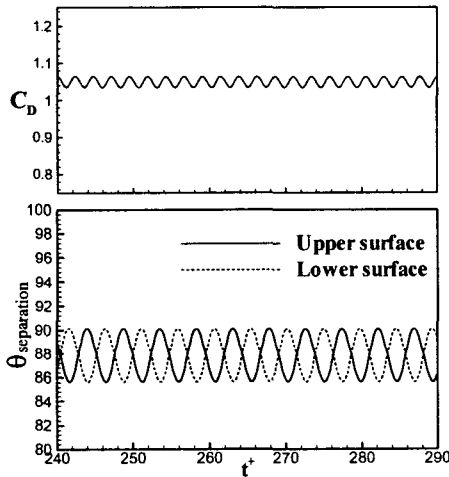


Fig. 5 Time histories of C_D and $\theta_{separation}$.

류에너지를 보이고 있다. 이 결과는 벽면감쇄함수만 고려된 ν_t 를 사용하면 정체점에서 과도한 에너지 생성이 발생함을 보여주는 것이다. 또한 이러한 거동은 박리이후의 와류흐림에도 상당한 영향을 줄것으로 생각된다.

Fig. 4는 $t^+ = 12$ 일 때 원봉벽면에서 벽면마찰계수 (C_f)를 나타내었다. 결과를 보면 감쇄함수의 형태에 따라서 전체적인 크기는 차이가 없지만 유동의 박리가 후류로 이동함을 알 수 있다. 이것은 정체점에서 난류에너지가 크게 예측되어지면 박리가 늦게 일어남을 보여주는 것이다. 본 모형에서는 유동변형률의 함수인 $f_{\mu 2}$ 가 이러한 현상

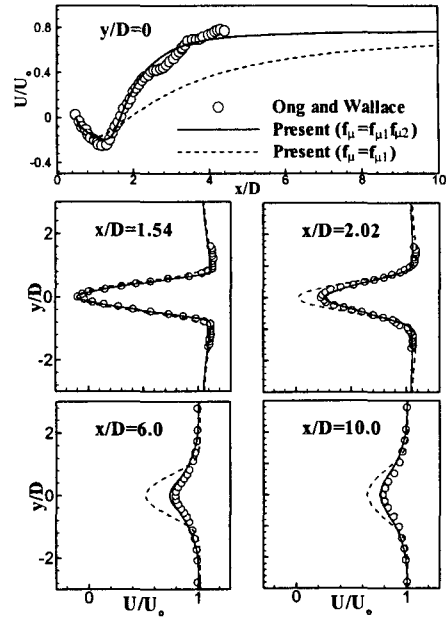


Fig. 6 Comparison of the time-averaged U/U_o with experiment.

을 해결하는데 기여하고 있다.

와류의 비정상거동을 살펴보기 위하여 Fig. 5에 항력계수 (C_D)와 박리각도를 나타내었다. Strouhal수를 구하면 $St = f_s D / U_o = 0.205$ 로서 실험값 $St = 0.215 \pm 0.005$ 와 차이가 크지 않음을 알 수 있다. 항력계수는 $C_D = 1.105 \pm 0.024$ 로서 실험값 $C_D = 0.99 \pm 0.05$ 보다 약간 큰 값을 보여주고 있다. 이러한 결과는 박리이전의 정체점으로부터 발달하는 경계층 영역의 크기가 실험 ($\theta_{separation} = 86^\circ \pm 2$)보다 크게 예측되어 나타난 결과이다 ($\theta_{separation} = 88^\circ$). 실험보다 박리가 약 2° 지연되는 것은 Fig. 4에 나타내었듯이 정체점에서의 난류에너지 예측과 밀접한 관계가 있는데 이는 본 모형의 경우 와점성계수의 정의에 포함된 감쇄함수 $f_{\mu 2}$ 의 영향을 가장 크게 받고 있다. 그러므로 $f_{\mu 2}$ 를 정확히 구하면 개선된 결과를 보이겠지만 이 함수의 정의에 포함된 여러가지 모형상수[9]들의 정확한 값을 정체점에서 평가하기 어려운 실정이다. 그러나

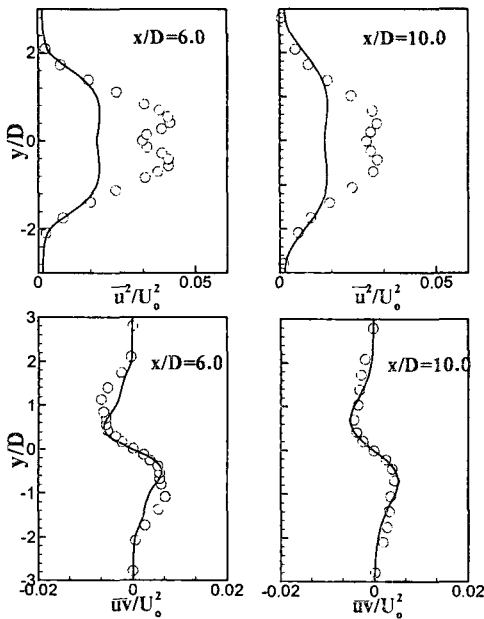


Fig. 7 Comparison of the time-averaged Reynolds stresses with experiment[12].

$k-\epsilon-f_\mu$ 모형과 같이 충돌제트와 같은 유사유동에서 간접적인 검증[11]이 수행되면 원봉유동에서도 물리적으로 타당한 결과를 보여줄 것으로 생각된다.

시간평균 유동에 대한 와점성계수의 영향을 알아보기 위하여 시간평균된 U/U_0 를 Fig. 6에 나타내었다. 현재모형에서 감쇄함수의 변화에 의한 평균유동의 변화를 실험과 비교하였다. 재순환 영역의 크기는 1.2D로서 실험값 1.4D에 거의 근접한 결과를 보여주고 있다. 또한 재순환 영역 이후의 속도회복은 실험값과 거의 일치하고 있지만 4D이후의 속도는 약간 작게 예측하고 있다. 그러나 차이가 크게 나타나고 있지는 않다. $f_\mu=f_{\mu 1}$ 인 경우 재순환영역은 약간 크게 예측하고 있고 평균속도의 회복도 매우 느리게 나타나고 있다. 일정한 x/D 에서 평균속도의 분포는 $f_\mu=f_{\mu 1}f_{\mu 2}$ 인 경우 실험과 잘 일치하고 있지만 $f_\mu=f_{\mu 1}$ 는 $y/D=0$ 에서 작은값을 보이고 있다. 이 영역은 벽면의 직접적인 효과가 없는 영역이므로 현재모형에서 $f_{\mu 2}$ 에 의한 와점성

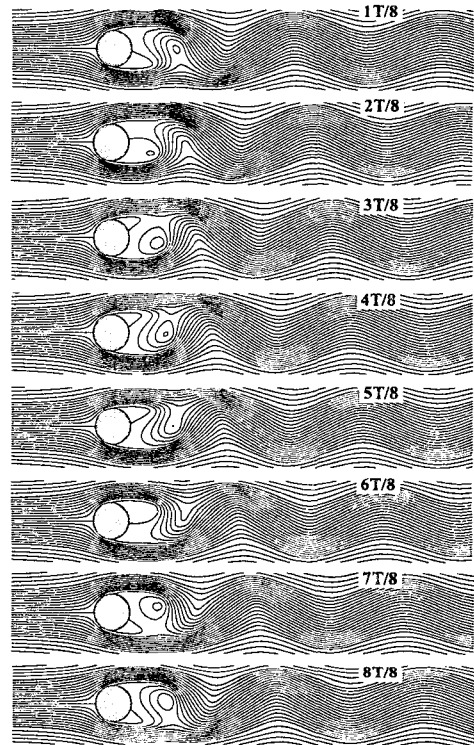


Fig. 8 Instantaneous streamlines.

(eddy viscosity)의 변화가 가장 커다란 영향을 주고 있다. 또한 정체점에서 난류에너지(k)에 대한 오류는 원봉후류에 심각한 영향을 줄 수 있다. 이러한 결과는 Figs. 3과 4에서 예상되었지만 정체점에서의 난류모형의 거동이 둔각물체주위의 유동예측에서 매우 중요한 사항임을 나타내는 것이다.

Fig. 7은 레이놀즈 응력에 대한 예측을 보여주고 있다. 수직응력의 경우 응력-변형률관계가 선형이기 때문에 $\overline{u^2}=2k/3-2\partial u/\partial x$ 의 양을 실험과 비교하였다. 실험에 비하여 작게 예측하고 있지만 최근에 많은 연구자들이 개발하고 있는 비선형 응력-변형률관계를 이용하면 상당히 개선되리라 예상된다. 전단응력은 수직응력보다 실험과 잘 일치하고 있는데 이는 본 계산에 사용된 응력-변형률의 관계가 수직응력보다는 전단응력의 예측에 우수함을 보여주고 있는 것이다.

Fig. 8은 한주기 T내에서의 순간적인 유선분

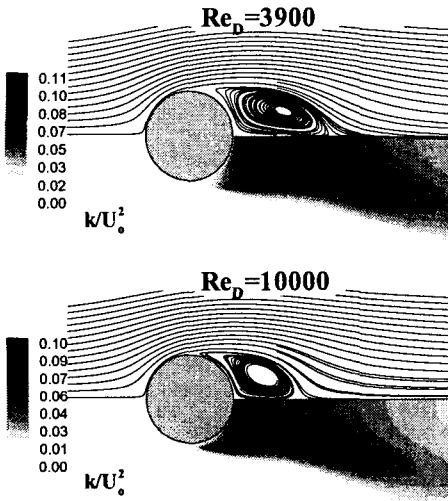


Fig. 9 Comparison of the time-averaged streamlines and k/U_0^2 at two Reynolds numbers.

포를 보여주고 있다. 원봉의 후류에서 와류의 생성과 병합이 위아래 벽면에서 주기적으로 이루어짐을 알 수 있고 약 $1D$ 이후로는 재순환 영역이 사라짐을 볼 수 있다. 이러한 결과는 임의의 속도 성분이 $\tilde{u} = \bar{u} + u_p + u'$ (\bar{u} 는 시간평균, u_p 는 평균이 0인 주기적인 성분, u' 은 섭동성분)로 표시될 때 $\tilde{u} = \bar{u} + u_p$ 성분만 계산에 의해서 구현됨을 보여주고 있다. URANS의 경우 섭동성분들에 의해서 정의된 레이놀즈응력 $\overline{u_i u_j}$ 가 모형에 의해서 구현되기 때문에 섭동성분의 직접적인 예측이 이루어지지 않는다[3]. 결국 LES/DNS에서 보이는 섭동성분에 관계된 작은 길이척도는 보이지 않고 부드러운 유선분포를 보이고 있다. 따라서 이러한 관계는 RANS모형의 형태나 유동장조건에 따라서 URANS 예측성에 제한을 주게 된다.

Fig. 9는 레이놀즈수의 변화에 따른 시간평균된 유선과 난류에너지 분포를 보여주고 있다. 레이놀즈수 증가에 따라 재순환유동의 크기가 감소하는 일반적인 거동을 잘 보여주고 있고 $Re_D = 10000$ 일 경우 최대난류에너지가 발생하는

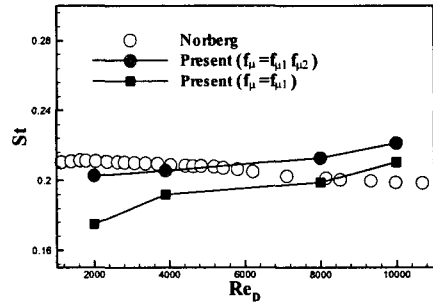


Fig. 10 Comparison of the predicted St with experiment.

는 위치가 $Re_D = 3900$ 보다 원봉쪽으로 가까워지고 있다. 레이놀즈수 변화에 따른 유동의 비정상성을 살펴보기 위하여 Fig. 10에 Strouhal수를 나타내었다. 수치해석은 임계 레이놀즈수보다 작은 $10^3 \leq Re_D \leq 10^4$ 에서 몇몇 레이놀즈수를 선택하여 수행하였다. 현재모형은 레이놀즈수가 클수록 실험과의 차이가 증가하고 있고 $f_\mu = f_{\mu 1}$ 인 경우 St 를 작게 예측하고 있다. 일반적으로 St 는 $10^3 < Re_D < 10^5$ 에서 감소하는 경향을 보이는데 현재모형은 이러한 거동을 예측할 수 없음을 보여준다. 이는 일반적으로 RANS모형을 유도하는 과정에서 필요한 가정이나 모형상수들에 대한 시간함수가 고려되지 않아 나타난 현상으로 생각된다. 결국 비정상거동 비정상유동에 관한 특별한 수정 없는 RANS모형은 제한된 범위에서 정확한 예측이 가능함을 시사한다.

5. 결론

URANS를 이용한 원봉주위의 난류유동이 해석되었다. 난류모형은 Park과 Sung[6]의 모형에 유동변형의 효과가 와점성계수에 적절히 반영되도록 수정되었다. 항력계수의 예측은 시간평균값이 실험값과 10%의 차이를 보였고 시간평균 유동장은 실험값과 잘 일치하였다. 또한 원봉후류의 재순환영역은 $0.2D$ 작게 예측되었다. 원봉벽면에서 유동박리는 정체점에서 난류에너지 생성과 밀접한관계가 있었고 정체점에서 난류에너지가 과도

하게 생성될 경우 박리가 늦게 발생하였다. $k-\varepsilon-f_\mu$ 모형의 경우 정체점에서의 과도한 난류 에너지 생성은 유동변형률의 함수인 $f_{\mu 2}$ 에 의해서 제거되었다. 원봉주위의 주기적인 거동은 잘 예측할 수 있었지만 유동의 섭동성분은 URANS에 의해서 나타나지 않았다. 레이놀즈응력은 수직 응력 분포에서 작게 예측되었고 비선형 응력-변형률관계의 도입이 필요하였다. 레이놀즈수 변화에 따른 St 예측은 URANS를 위한 모형개발에 기초자료를 제공하였고 현재모형은 상당한 보완이 필요함을 나타내었다.

참고문헌

- [1] Williamson, C.H.K., "Oblique and Parallel Modes of Vortex Shedding in the Wake of a Cylinder at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mech.*, **206** (1989), p.579.
- [2] Majumdar, S. and Rodi, W., "Numerical Calculation of Turbulent Flow past Circular Cylinders," *3rd Symp. on Num. Phys. Aspects of Aero. Flows*, Long Beach, CA (1985).
- [3] Franke, R. and Rodi, W., "Calculation of Vortex Shedding past a Square Cylinder with Various Turbulence Models," *8th Symp. on Turb. Shear Flows*, Munich (1991).
- [4] Franke, R. and Rodi, W., "Numerical Calculation of Laminar Vortex Shedding Flow Past Cylinders," *J. Wind Eng. and Ind. Aero.*, **35** (1990), p.237-257.
- [5] Lakehal, D. and Thiele, F., "Sensitivity of Turbulent Shedding Flows to Non-Linear Stress-Strain Relations and Reynolds stress Models," *Comp. and Fluids*, **30** (2001), p.1-35.
- [6] Park T.S. and Sung H.J., "A New Low-Reynolds-Number $k-\varepsilon-f_\mu$ Model for Predictions Involving Multiple Surfaces," *Fluid Dynamics Research*, **20** (1997), p.97-113.
- [7] Kravchenko A.G. and Moin P., "Numerical Studies of Flow over a Circular Cylinder $Re_D=3900$," *Physic of Fluids*, **12** (2000), p.403-417.
- [8] Wallin S. and Johansson A.V., "An Explicit Algebraic Reynolds Stress Model for Incompressible and Compressible Turbulent Flows," *J. Fluid Mech.*, **403** (2000), p.89-132.
- [9] Speziale, C.G., Sarkar, S. and Gatski, T.B., "Modeling the pressure-strain correlation of turbulence: an invariant dynamical systems approach," *J. Fluid Mech.*, **227** (1991), p.245-272.
- [10] Lele, S.K., "Compact Finite Difference Schemes with Spectral-like Resolution," *J. Computational Phys.*, **103** (1992), p.16-42.
- [11] Park T.S. and Sung H.J., "Development of a Near-wall Turbulence Model and Application to Jet Impingement Heat Transfer Flow," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, **22** (2001), p.10-18.
- [12] Ong, L. and Wallace, J., "The Velocity Field of the Turbulent Very Near Wake of a Circular Cylinder," *Exp. Fluids*, **20** (1996), p.441-453.
- [13] Norberg, C., "An Experimental Investigation of the Flow around a Circular Cylinder: Influence of Aspect Ratio," *J. Fluid Mech.*, **258** (1994), p.287-316.