

## 스펙트럴법을 이용한 원형주상체주위 층난류 유동해석

신영섭\*

### Application of Spectral Method to Laminar and Turbulent Flow Analysis around a Circular Cylinder

Y.S. Shin\*

요 약

본 연구에서는 원형주상체주위 층난류유동에 대한 수치해석을 수행하였다. 레이놀즈수  $10^4$ 에서  $10^6$ 까지 수치해석하였는데, 레이놀즈수  $4 \times 10^5$  부근은 항력값의 급격한 변화가 발생하는 영역이다. 수치해석결과를 실험값과 비교하였는데, 비교적 일치함을 알 수 있었다. 물체법선방향으로 격자의 최소화 및 물체표면방향으로의 격자수를 증가시키면, 난류모델링을 사용하지 않아도 좋은 결과를 얻을 수 있었다. 앞으로 압력구배가 없는 2차원 평판 및 3차원 물체에 적용시에도 같은 결과를 얻을 수 있는가에 대한 연구가 지속되어야 할 것으로 생각된다.

Abstract

In this study, the numerical analysis for laminar and turbulent flows around a circular cylinder is carried out from Reynolds number  $10^4$  to  $10^6$ , where the dramatic change of drag coefficients exists around Reynolds number  $4 \times 10^5$ . The numerical results are compared with those of the experiments and they show reasonable agreements. The good results can be obtained without turbulent model by minimizing mesh size in the body normal direction and increasing mesh numbers in the body tangential direction. The future study for 2-dimensional flat plates with no pressure gradients and 3-dimensional bodies must be made to verify whether the same conclusions can be drawn.

---

접수일자: 2000년 5월 2일, 승인일자: 2000년 8월 22일

\* 정회원, 한라대학교 기계공학부 조선전공 조교수(E-mail: ysshin@hit.halla.ac.kr)

## 1. 서론

점성유동 수치해석을 통하여 선박주위의 압력 및 속도분포를 해석하는 것은, 선박의 점성저항 예측, 프로펠러에 유입되는 반류분포 예측과 각종 부가물의 설계를 위해서 매우 중요하다.

점성을 고려한 수치해석결과가 현장에 사용되기 위해서는, 수조 모델 주위 유동을 의미하는 레이놀즈수  $10^6$  이상의 난류유동에 대한 수치해석이 이루어져야 하는데, 레이놀즈수가 증가한다는 것은, 유동박리(separation)의 변화와 아울러 물체 표면 부근 경계층내의 유동이 더욱 급격히 변화함을 의미하며, 이에 따라 수치해석이 보다 어려워진다는 것을 뜻한다.

잘 알려져 있는 바와 같이, 레이놀즈수가 높은 점성유동을 수치해석하기 어려운 이유는, 레이놀즈수가 증가함에 따라 유동박리와 함께 경계층 두께가 감소하게 되어, 물체표면에서의 유동이 더 급격하게 된다는 것이다. 즉 물체표면에서 보다 작은 격자를 취해야 된다. 이에 따라 수치해석적 안정성을 유지하기 위한 시간 간격이 작아지게 되어 계산시간이 증가함은 물론이고, 물체표면에서의 급격한 유동으로 수치해석상 해를 구하기가 더욱 더 어려워지게 된다. 한편 점성유동을 수치해석하기 위해서 만족하여야 할 유체의 연속방정식은 타원형(elliptic type)의 압력 포아송 방정식(pressure Poisson equation)으로 표현되는데, 최소격자의 감소는 압력 포아송 방정식을 보다 풀기 어려운 급격한 편미분방정식으로 변화시켜 해를 구하기가 어려워지고, 이를 해소하기 위한 격자수 증가는 격자수 제곱이상의 차수로 계산시간이 증가된다는 것을 의미하게 되어 수치해석상 해를 구하기가 매우 어려워진다.

본 연구에서는 압력 포아송 방정식의 수치해석 시 계산시간면에서 매우 효과적인 스펙트럴방법을 이용하고, 물체표면에서의 격자를 최소화시켜 2차원 원형주상체 주위 점성유동을 수치해석하였다.

본 연구에서 사용한 스펙트럴법은 2차원 원형주상체 주위에 적용시 압력 포아송 방정식이 변수분리가 되므로 영역분할수가  $(n, n)$ 일 때  $O(n^2)$ 의 계산시간이 소요되는 매우 효과적인 방법이다(신영섭 1995, Canuto, C. 1986). 계산영역은 레이놀즈수  $10^4$ 에서  $10^6$ 까지 수행하였는데, 레이놀즈수  $4 \times 10^5$  부근은 항력값의 급격한 변화가 발생하는 천이영역이다.

레이놀즈수  $10^6$ 까지의 결과를 실험값과 비교한 결과, 비교적 실험값과 근접한 결과를 얻을 수 있었으며, 이로부터 격자구성시 물체표면부근에서의 격자의 최소화 및 물체표면방향으로의 격자수를 증가시키면 난류모델링을 도입하지 않아도 공학적으로 유용한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었다. 앞으로 압력구배가 없는 2차원 평판 및 3차원 물체에 적용시에도 같은 결과를 얻을 수 있는가에 대한 연구가 지속되어야 할 것으로 생각된다.

## 2. 기본 방정식

2차원 비정상, 비압축성 유동을 가정하면 무차원화된 연속방정식 및 지배방정식은 다음과 같다.

$$D \equiv \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \\ = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \\ = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \end{aligned} \quad (2.3)$$

여기서,  $u, v$ 는 특성속도  $U_0$ 로,  $x, y$ 는 특성길이  $L$ 로,  $t$ 는  $L/U_0$ ,  $p$ 는  $\rho U_0^2$ 으로 무차원화되었고,  $R_n$ 은  $U_0 L / \nu$ 를 의미하며,  $\rho$ 와  $\nu$

는 각각 유체의 밀도와 동점성계수를 의미한다.

F, G 를 다음과 같이 정의하고,

$$F \equiv \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial u}{\partial x} - v \frac{\partial u}{\partial y} \quad (2.4)$$

$$G \equiv \frac{1}{R_n} \left( \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial v}{\partial x} - v \frac{\partial v}{\partial y} \quad (2.5)$$

식(2.2), (2.3)을 시간에 대해 이산화하면 다음과 같다.

$$\frac{u^{n+1}}{\Delta t} = \frac{u^n}{\Delta t} + F^n - \frac{\partial p^n}{\partial x} \quad (2.6)$$

$$\frac{v^{n+1}}{\Delta t} = \frac{v^n}{\Delta t} + G^n - \frac{\partial p^n}{\partial y} \quad (2.7)$$

여기서,  $n$ 은 시간단계를 의미하며,  $D^{n+1}$ 을 0으로 하는 압력 포아송 방정식은 식(2.6), (2.7)로 부터 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla^2 p^n = R^n \quad (2.8)$$

여기서,  $R^n$ 은 다음과 같다.

$$R^n \equiv \frac{D^n}{\Delta t} + F^n_x + G^n_y \quad (2.9)$$

물체적합좌표계(body fitted coordinate)로 변수변환하면 연속방정식 및 지배방정식은 다음과 같이 표현된다(Kim, S.Y. 1993).

$$\xi_x u_\xi + \eta_x u_\eta + \xi_y v_\xi + \eta_y v_\eta = 0 \quad (2.10)$$

$$\begin{aligned} u_t + Uu_\xi + Vu_\eta \\ = -(\xi_x p_\xi + \eta_x p_\eta) + \frac{1}{R_n} \nabla^2 u \end{aligned} \quad (2.11)$$

$$\begin{aligned} v_t + Uv_\xi + Vv_\eta \\ = -(\xi_y p_\xi + \eta_y p_\eta) + \frac{1}{R_n} \nabla^2 v \end{aligned} \quad (2.12)$$

여기서,

$$U = \xi_x u + \xi_y v \quad (2.13)$$

$$V = \eta_x u + \eta_y v$$

를 의미한다. 좌표변환식을 이용하면

$$\begin{aligned} \nabla^2 q = \alpha q_{\xi\xi} + \gamma q_{\eta\eta} - 2\beta q_{\xi\eta} \\ + \delta_p q_\xi + \delta_q q_\eta \end{aligned} \quad (2.14)$$

로 표현되며,

$$\alpha = \xi_x^2 + \xi_y^2 \quad (2.15)$$

$$\beta = -\xi_x \eta_x - \xi_y \eta_y$$

$$\gamma = \eta_x^2 + \eta_y^2$$

$$\delta_p = \nabla^2 \xi$$

$$= \xi_x(-\alpha x_{\xi\xi} - \gamma x_{\eta\eta} + 2\beta x_{\xi\eta})$$

$$+ \xi_y(-\alpha y_{\xi\xi} - \gamma y_{\eta\eta} + 2\beta y_{\xi\eta})$$

$$\delta_q = \nabla^2 \eta$$

$$= \eta_x(-\alpha x_{\xi\xi} - \gamma x_{\eta\eta} + 2\beta x_{\xi\eta})$$

$$+ \eta_y(-\alpha y_{\xi\xi} - \gamma y_{\eta\eta} + 2\beta y_{\xi\eta})$$

와 같다. 식(2.14), (2.15)를 압력 포아송 방정식 (2.8)에 적용하면 다음과 같다. 편의상 시간 단계표시인 위첨자  $n$ 은 생략한다.

$$\begin{aligned} \alpha p_{\xi\xi} + \gamma p_{\eta\eta} - 2\beta p_{\xi\eta} + \delta_p p_\xi + \delta_q p_\eta \\ = \frac{D}{\Delta t} + \xi_x F_\xi + \eta_x F_\eta + \xi_y G_\xi + \eta_y G_\eta \end{aligned} \quad (2.16)$$

### 3. 수치해석법

일반좌표계에서 압력 포아송 방정식 (2.16)은 다음과 같으며  $R$ 은 식(2.16)의 우변강제항을 의미한다.

$$\begin{aligned} \alpha(\xi, \eta) p_{\xi\xi} - 2\beta(\xi, \eta) p_{\xi\eta} + \gamma(\xi, \eta) p_{\eta\eta} \\ + \delta_p(\xi, \eta) p_\xi + \delta_q(\xi, \eta) p_\eta = R(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (3.1)$$

원형주상체주위 유동해석시 O-type의 좌표계를 사용하면 원주방향 ( $\eta = constant$ )의 해가 주기성이므로 압력을 Fourier 급수로 표현할 수 있다. 한편 원형좌표계 ( $r, \theta$  coordinate)에서의 압력 포아송 방정식은 다음과 같다.

$$\nabla^2 p = \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] p \quad (3.2)$$

식(3.2)에서와 같이 편미분방정식의 계수가 반경만의 함수로 주어지므로, 식(3.1)에 표현된 계수는 다음과 같이  $\eta$ 만의 함수임을 알 수 있다.

$$\begin{aligned} & \alpha(\eta) p_{\xi\xi} - 2\beta(\eta) p_{\xi\eta} + \gamma(\eta) p_{\eta\eta} \\ & + \delta_p(\eta) p_{\xi} + \delta_q(\eta) p_{\eta} \\ & = R(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (3.3)$$

압력  $p$ 를

$$p(\xi, \eta) = p_k(\eta) \exp(ik\xi) \quad (3.4)$$

와 같이 Fourier 급수로 표현하고, 이것을 식(3.3)에 대입하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & [\alpha(\eta)(ik)^2 p_k(\eta) - 2\beta(\eta)(ik) p_k'(\eta) \\ & + \gamma(\eta) p_k''(\eta) + \delta_p(\eta)(ik) p_k(\eta) \\ & + \delta_q(\eta) p_k'(\eta)] \exp(ik\xi) \\ & = R(\xi, \eta) \end{aligned} \quad (3.5)$$

식(3.5)의  $R(\xi, \eta)$ 를 Fourier 급수로 표현한 후, 식(3.5)에 대입하면 다음과 같은 각 모드별 상미분방정식을 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned} & \gamma(\eta) p_k''(\eta) + [-2\beta(\eta)(ik) + \delta_q(\eta)] p_k'(\eta) \\ & + [\alpha(\eta)(ik)^2 + \delta_p(\eta)(ik)] p_k(\eta) \\ & = R_k(\eta) \end{aligned} \quad (3.6)$$

식(3.6)은 이산화하면 tridiagonal 행렬이 되므로, 여기에서는 Numerical Recipes(1986)에 소개된 프로그램을 이용하여 수치해석하였다.

수치해석법을 정리하면 다음과 같다.

- i) 물체경계조건 및 무한원방경계조건을 이용하여 식(3.4)의 각 모드별  $p_k(\eta)$ 의 양단경계조건을 구한다.
- ii) tridiagonal 형태인 식(3.6)의 상미분방정식을 각 모드별로 수치해석한다.
- iii) Fourier 역변환을 이용하여, 압력  $p(\xi, \eta)$ 을 구한다.

#### 4. 계산 결과

레이놀즈수  $10^4$ 까지의 원형주상체 주위 점성유동에 대해서는 신영섭(1996)에서와 같이 수치해석결과와 실험값이 잘 일치하고 있음을 보인 바 있으므로, 본 연구에서는 레이놀즈수  $10^4$ 에서  $10^6$ 까지의 층난류유동에 대하여 수치해석하였다. 원형좌표계를 사용하였고, 각 방향으로 최대  $128 \times 128$ 로 분할하여 수치해석하였다. 반경방향으로는 최소격자부터 일정비율로 증가하도록 격자를 구성하였으며, 원주방향으로는 등간격으로 분할하였다. 한편 일반좌표계에서  $\Delta\xi = 1, \Delta\eta = 1$ 이 되도록 좌표변환하였다. 무한원방은 물체직경의 10배의 직경을 가지는 원으로 하였고, 경계조건으로는 균일유동(uniform flow)의 압력 및 속도를 주었고, 초기조건은 전영역에 균일유동을 주었다. 시간간격은 Courant number가 0.5미만이 되도록 하였다. 시간전진은 Runge-Kutta 4차와 Euler 방법을 이용하였는데, 항력값에 차이점이 나타나지 않아, 계산시간을 단축시키기 위하여 Euler 방법을 이용하여 시간전진하였다. 대류항 차분은 중앙차분(central difference)과 풍상차분(upwinding difference)을 조합하여  $u_x = (1 - \omega)(u_{n+1} - u_{n-1}) / (2\Delta x) + \omega(u_{n+1} - u_n) / \Delta x$ 를 사용하였는데,  $\omega$ 는 0.5를 사용하였다.

Fig.1에는 레이놀즈수가  $10^4$ 이고, 직경으로 무차원화된 최소격자크기가  $10^{-3}$ 인 경우에 대하여, 시간진행에 따른 무차원화된 항력계수 ( $C_D = Drag$

$1/0.5\rho U_o^2 D$ ) 및 양력계수 ( $C_L = Lift / 0.5\rho U_o^2 D$ ) 값을 도시하였다. 비정상문제로 처리하여 정지 상태에서 일정속도로 전진하는 경우이다. 격자구성은  $128 \times 64$ 로 하였다. 이 경우 무차원화된 항력계수의 실험값은 1.1이며 수치해석결과는 1.3을 주고 있어 비교적 일치하고 있는 결과를 주고 있다. 주상체주위 압력분포와 속도분포를 Fig. 2, 3에 도시하였는데, 그림에서와 같이 선수부터 중앙선까지는 급격한 층류 경계치 유동이 잘 나타나고 있으며, 중앙선 이후부터 유동박리 현상이 나타나고 있음을 알 수 있다. 한편 주상체의 후반부에는 강한 와류가 형성되고 있음을 압력 및 속도 분포도로 부터 알 수 있다. Fig. 3의 속도분포도에서와 같이 표면근처 경계층내에 충분한 정도의 격자가 구성되어 있음을 보여주고 있다.

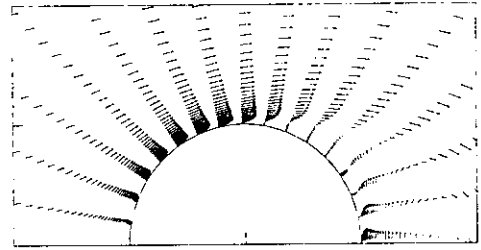


Fig. 3 Velocity vectors at  $R_n = 10^4$

Fig. 4에는 레이놀즈수가  $10^5$ 인 경우에 대하여 Fig. 1과 같이 시간진행에 따른 무차원화된 항력계수 값을 도시하였다. 이 경우 무차원화된 항력계수의 실험값은 1.1이며 수치해석결과는 0.76으로 실험값보다 작은 값을 주고 있다. 주상체주위 압력분포와 속도분포를 Fig. 5, 6에 도시하였다.

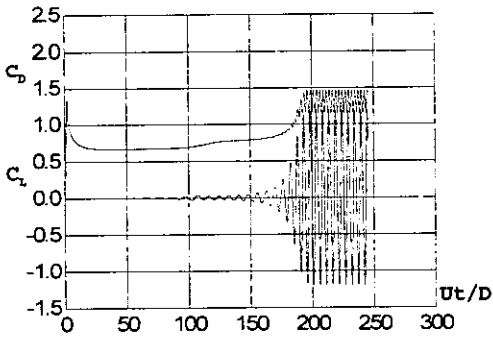


Fig. 1 Time history of drag and lift coeff. at  $R_n = 10^4$

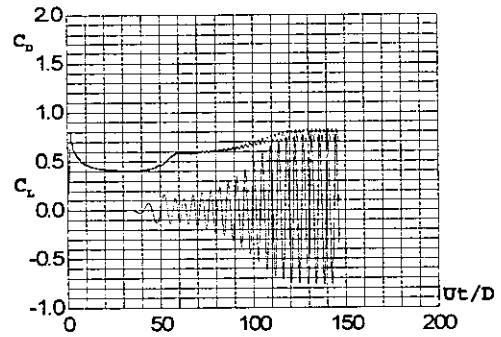


Fig. 4 Time history of drag and lift coeff. at  $R_n = 10^5$

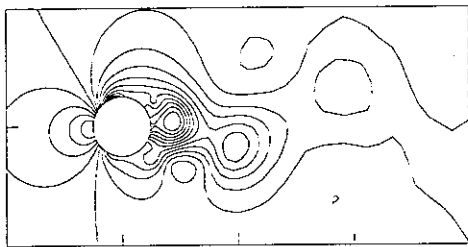


Fig. 2 Pressure contour at  $R_n = 10^4$

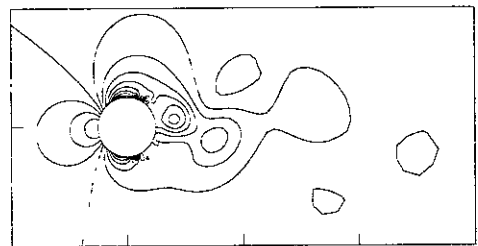


Fig. 5 Pressure contour at  $R_n = 10^5$

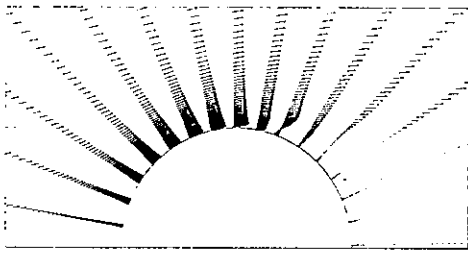


Fig.6 Velocity vectors at  $R_n=10^5$

Fig.7에는 항력계수값이 급격히 떨어지는 레이놀즈수  $4.35 \times 10^5$ 인 경우이다.

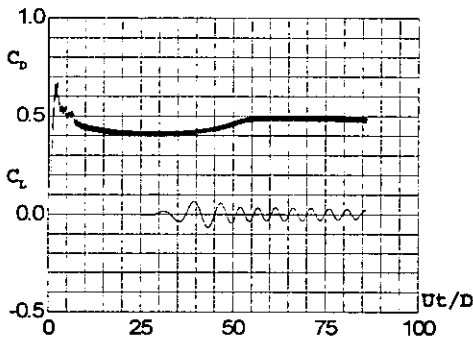


Fig.7 Time history of drag and lift coeff. at  $R_n=4.35 \times 10^5$

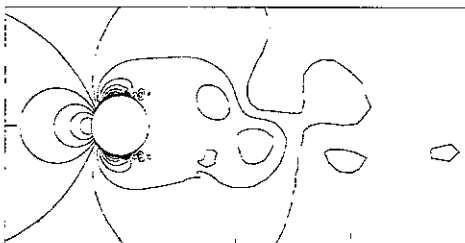


Fig.8 Pressure contour at  $R_n=4.35 \times 10^5$

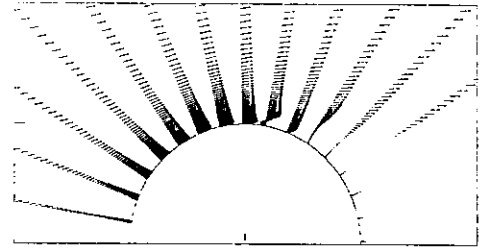


Fig.9 Velocity vectors at  $R_n=4.35 \times 10^5$

Fig.8의 압력분포도를 보면 주상체의 중앙선 이후 유동박리가 나타나는 지역에 크기가 작은 와류가 여러개 발생하고 있음을 알 수 있는데, 이러한 와류의 생성 및 전개과정이 후반부의 압력분포를 지배하게 되고 이것이 항력계수값을 좌우하는 것으로 판단된다.

수치해석 결과의 수렴도를 살펴보기 위하여 Fig.10에는 레이놀즈수  $4.35 \times 10^5$ 인 경우, 대류항 해석시 사용한  $\omega$ 에 따른 항력 및 양력계수값의 변화를 도시하였다.

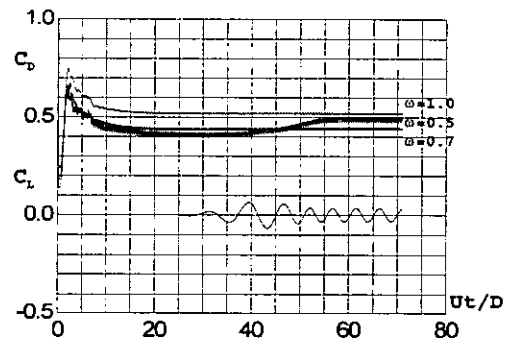


Fig.10 Time history of drag and lift coeff. as the variation of  $\omega$

$\omega$ 에 따라 결과에 차이가 발생하고 있음을 알 수 있다. 풍상차분은 수치해석시 수치감쇄를 주는 것으로(Fletcher, C.A.J. 1991), 이러한 감쇄효과가 주상체 후반부 박리유동을 변화시키고 이것이 항력 및 양력계수값에 반영된 것으로 볼 수 있

어, 난류유동에서 수치해석상의 변화가 항력 및 양력계수값에 차이를 줄 수 있음을 알 수 있다.  $\omega=0.5$ 일 때, 후류에 와유동이 잘 발달하게 되며, 양력계수값에도 일정주기로 진동하는 값으로 나타나고,  $\omega=0.7$ 이상에서는 Fig.10에서와 같이 양력계수값이 그림에 나타나지 않을 정도의 대칭 유동임을 보여 주고 있다. 한편 항력계수값은 0.44에서 0.52사이의 값을 주고 있다. 한편 격자수에 따른 항력계수값의 수렴성을 살펴보기 위하여, 격자구성은  $64 \times 64$ 부터  $128 \times 128$ 로 분할하였다. Fig.11에서와 같이 격자수가  $128 \times 128$ 이면 항력계수값이 수렴하고 있는 것을 알 수 있다. Fig.11에  $128 \times 128$ 격자에서는 최소격자 크기를 0.0002와 0.0004로 변화시켜 수치해석한 결과인데, 두 결과가 비교적 일치하고 있는 것으로 보아, 최소격자 및 내부격자구성이 충분히 분할된 것으로 판단된다. 난류유동 자체의 실제 주파수 특성 및 주파수별 크기의 해석에는 격자수에 따른 한계가 있으나, 공학적 주 관심사인 항력 및 양력 계수값을 구하는 데에는 충분한 격자수로 판단된다.

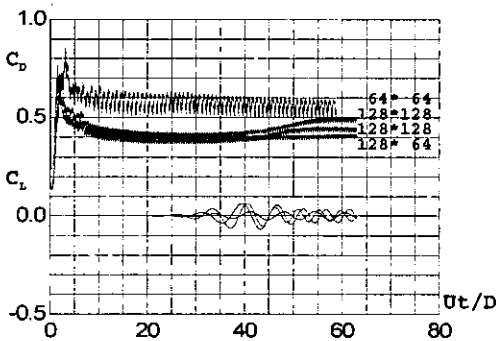


Fig.11 Convergence results as the variation of mesh number

Fig.12에는 수치해석한 주상체표면에서의 압력계수값을 실험값(Schlichting, H. 1979)과 함께 도시하였다.

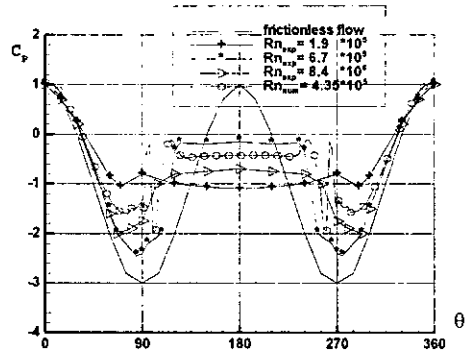


Fig.12 Pressure coefficients along the body surface

Fig.12에서와 같이 레이놀즈수  $1.9 \times 10^5$ 와  $6.7 \times 10^5$ 의 실험 결과를 보면, 이 영역에서는 레이놀즈수가  $1.9 \times 10^5$ 부터 증가함에 따라 90도 부근에서는  $1.9 \times 10^5$ 에 비해 감소된 압력계수값을, 후반부에서는  $1.9 \times 10^5$ 에 비해 증가된 압력계수값을 보여 주고 있다. 레이놀즈수  $1.9 \times 10^5$ 에서  $6.7 \times 10^5$ 사이에는 층류에서 난류로 천이가 일어나는 영역이며, 여기에서는 레이놀즈수 증가에 따라 박리점의 후반부 이동과, 그에 따른 90도 부근 및 후반부의 압력분포가 변화하는 영역이다. Fig.12에서와 같이  $4.35 \times 10^5$ 에 대한 수치해석결과가 90도 부근과 후반부에서  $1.9 \times 10^5$ 와  $6.7 \times 10^5$  실험값의 사이에 위치하고 있는 것을 알 수 있고, 이로부터 수치해석결과가, 후반부에서 일어나는 실제 유동에서 발생하고 있는 변화 과정을 따라가고 있음을 알 수 있다. 한편 90도 부근에서는 Fig.8과 Fig.12에서와 같이 수치해석결과에 급격한 압력변동이 나타나고 있다. 수치해석시 사용한 격자 크기의 한계내에서 표현할 수 있는 크고 작은 와류가 여러 개 발생하고 있음을 Fig.8에서와 같이 알 수 있으며, 이에 따른 압력 변동값이 도시된 것인데, 수치해석시 사용한 격자크기 제한으로 의하여 실제보다 과장된 변동값을 준 것으로 판단된다.

Fig.13에는 후반부 압력분포의 변화 과정을 살

펴보기 위하여, 레이놀즈수 증가에 따른 압력계수 값에 대한 수치해석결과를 도시하였다.

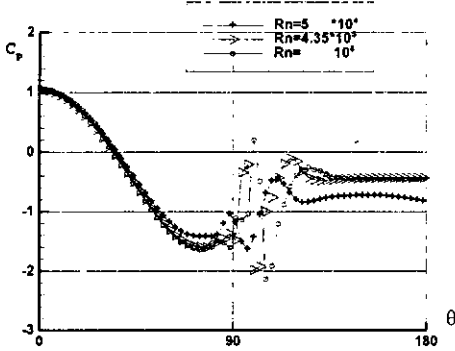


Fig.13 Pressure coefficients along the body surface

Fig.12의 실험결과에서와 같이, Fig.13의 압력분포도를 보면, 레이놀즈수가 증가함에 따라 90도 부근 및 후반부의 압력분포가 변화하는 것을 알 수 있다. 레이놀즈수 증가에 따라 후반부 압력이 증가하는 것을 알 수 있고, 이에 따라 항력계수값이 작아지는 것을 알 수 있다. 한편 Fig.13에서 90도 부근의 압력값이 변동하는 위치를 보면, 레이놀즈수가 증가함에 따라 압력변동의 최대값이 발생하는 위치가 90도 이전에서 90도 이후로 옮겨가는 것을 알 수 있는데, 바로 박리로 인한 와류의 위치가 후반부로 이동하는 것을 보여주고 있다. 한편 레이놀즈수  $4.35 \times 10^5$ 과  $10^6$ 을 보면, 90도 이후 부근에서 차이가 발생되는 것을 제외하고는 거의 일치하는 것으로 보아  $4.35 \times 10^5$ 에 대한 수치해석 결과는 이미 난류로 변화된 상태로 판단된다.

레이놀즈수가  $10^6$ 인 경우 양항력계수, 압력 및 속도분포를 앞에서와 같은 방법으로 Fig.14~Fig.16에 도시하였다.

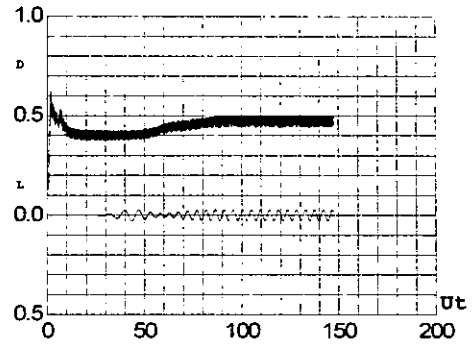


Fig.14 Time history of drag and lift coeff. at  $R_n = 10^6$

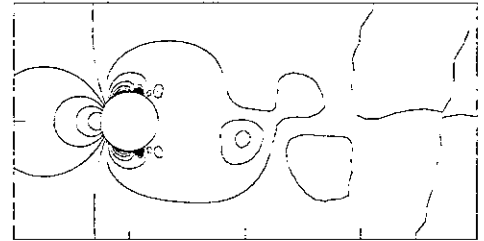


Fig.15 Pressure contour at  $R_n = 10^6$

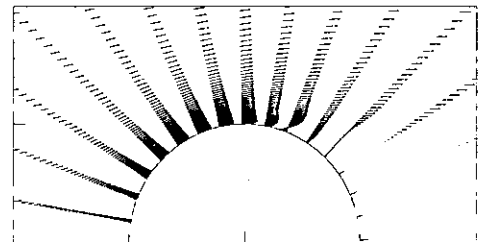


Fig.16 Velocity vectors at  $R_n = 10^6$

Fig.17에는 레이놀즈수  $10^4$ 부터  $10^6$ 까지를 세분화하여 수치해석한 결과를 실험값(Schlichting, H. 1979)과 비교하여 도시하였다. Fig.17에서와 같이 레이놀즈수  $10^4$ 이하에서는 수치해석된 항력계수값이 실험값과 근접한 결과를 주고 있고,  $10^5$ 부터  $10^6$ 까지는 항력계수가 감소하는 경향은 보여주고 있으나, 값에서 두 결과가 차이를 보이고 있



다. 실험결과는  $4.35 \times 10^5$ 에서 급격한 항력계수값의 감소를 보이는데, 수치해석결과는  $10^5$ 이후부터  $10^6$ 까지 서서히 감소하는 경향을 보여주고 있다.

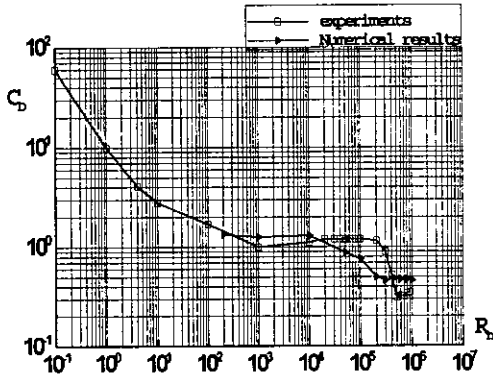


Fig.17 Comparison numerical results with experiments

Sunsparc-Center 2000을 이용하여 수치해석하였으며,  $128 \times 128$  격자를 기준으로 150,000번의 시간 전진을 수행하였고, 2일의 계산시간이 소요되었다.

### 5. 결론

이상과 같이 레이놀즈수  $10^6$ 까지의 결과를 실험값과 비교한 결과, 실험값의 경향과 실험값에 비교적 근접한 결과를 얻을 수 있었으며, 이로부터 격자구성시 물체표면부근에서의 격자의 최소화 및 물체표면방향으로의 격자수를 증가시키면 난류 모델링을 도입하지 않아도 공학적으로 유용한 결과를 얻을 수 있음을 알 수 있었다.

앞으로 보다 정도 높은 결과를 얻기 위해서는 수치해석법에 대한 연구가 지속되어야 될 것으로 판단되며, 아울러 압력구배가 없는 2차원 평판 및 3차원 물체에 적용시에도 같은 결과를 얻을 수 있는가에 대한 연구가 지속되어야 할 것으로 생각된다.

### 후 기

본 논문은 1999년도 서울대학교 발전기금연구 과제 연구비에 의하여 연구되었음.

### 참 고 문 헌

- 신영섭, 이기표 1995 “직접법을 이용한 Poisson 방정식 수치해법에 관하여”, 대한조선학회 논문집 제 32 권 제 3 호.
- 신영섭 1996 “스펙트럴법을 적용한 2차원 비정상 점성유동해석”, 대한조선학회 논문집 제 33 권 제 4 호.
- Canuto, C., Quarteroni, A., Hussaini M.Y. & Zang, T.A. 1986 “Spectral method in Fluid Dynamics”, Springer Series in Computational Physics.
- Fletcher, C.A.J. 1991 “Computational Techniques for Fluid Dynamics”, Springer Series in Computational Physics.
- Kim, S.Y. 1993 “A Study on the Flow around a Strut Mounted on the Plate”, Ph.D. Thesis, Hiroshima Univ., Japan, pp 7-16.
- Press, W.H., Flannery, B.P. 1986 “Numerical Recipes”, Cambridge University Press, p40.
- Schlichting, H. 1979 “Boundary Layer Theory”, McGraw-Hill, Inc.



<신영섭>