

주 유동의 난류특성이 원통 표면에서의 열전달에
미치는 영향에 관한 연구 - 수치 해석적 고찰 -
The Effect of Main Stream Turbulence on the
Heat Transfer Around a Cylinder Surface

박 정 훈*, 최 영 기**, 유 흥 선**
J. H. Park, Y. K. Choi, H. S. Ryou

ABSTRACT

Numerical analysis has been performed to investigate the effects of the turbulence intensity and Prandtl number on the local heat transfer around a circular cylinder in crossflow. The governing equations were reformulated in a non-orthogonal coordinate system with Cartesian velocity components and discretised by the finite volume method with a non-staggered variable arrangement. For laminar flow, the calculations were performed for the Reynolds numbers 26 and 200. The results showed good agreement with the experimental results. For turbulent flow of the Reynolds number 1×10^5 and 2×10^6 , the results showed that with an increase in the turbulent intensity in the main stream, the local Nusselt number increases in the front region of the circular cylinder. But the effect of turbulent intensity on the local Nusselt number diminishes in the wake region. The influence of Prandtl numbers show similar trend to that of turbulent intensity.

기 호 설 명

C_f : 표면 마찰 계수

C_μ, C_1, C_2, C_3 : 난류 모델 상수

e_j : 비직교좌표계의 Contravariant 기본 벡터

e_n : 유체의 비회전 변형율

h : 열전달 계수 [$W/m^2 \cdot K$]

i_n : Cartesian 좌표계의 기본 벡터

J : 좌표 변화의 Jacobian

k : 난류 운동 에너지

P_k : 난류 운동에너지 방정식 생성항

P_ϵ : 난류 운동에너지 소멸율 방정식의 생성항

U_i : 시간평균 속도의 i 성분

u_i : 섭동 속도의 i 성분

x_i : 비교적 좌표계

y_i : Cartesian 좌표계

a : 비교적 좌표계의 contravariant 기본벡터와 Cartesian 기본벡터의 내적

ϵ : 난류 운동 에너지의 소멸율

μ_t, μ_{eff} : 난류 점성 계수 및 유효점성 계수

* 중앙대학교 대학원

** 중앙대학교 공과대학 기계공학과

$\sigma_k, \sigma_\epsilon$: k 와 ϵ 에 대한 난류 Prandtl 수
 τ_w : 벽면 전단 응력
 θ : 실린더 전면 정체점부터 측정각

1. 서 론

주유동에 수직한 실린더 주위의 유동현상과 열전달에 대한 연구는 보일러내의 수관, 튜브뱅크, 열교환기 설계 등 공학적으로 많이 응용되고 있다. 실린더 주위의 유동에 대한 초기연구는 층류유동에 대해 주로 실험적인 연구 및 수치해석적인 연구가 많이 진행되고, 최근에 들어 실제 현상에서 많이 접하는 난류유동에 관한 연구가 관심을 끌고 있다. Zukauskas¹⁾는 여러가지 유체에 대한 원통형 또는 타원형 실린더 주위의 유동과 열전달 특성에 대해 실험결과를 발표하여 열전달에 있어서 난류강도의 영향, Prandtl 수의 영향, 방해인자(Blockage factor)의 영향 등을 포괄적으로 정리하였다. 또한 Kestin²⁾은 실린더 주위의 유동장과 열전달에 대한 주유동의 난류영향을 광범위하게 정리하였고 Yardi³⁾는 주유동이 있는 실린더 주위의 국소 열전달에 대한 주유동의 난류 integral length scale 에 따른 영향들을 실험을 통해 고찰했는데, 정체점에서 열전달계수는 length scale 이 작은 값에서 큰 증가폭을 나타내며, 또한 난류 강도가 증가함에 따라 전면 정체점에서는 열전달이 증가하거나 후면 정체점에서는 거의 영향을 받지 않는다는 결과를 발표했다. Achenbach⁴⁾는 Reynolds 수가 3×10^4 에서 4×10^6 까지 실린더 주위의 유동과 열전달의 상호작용에 대해 실험결과를 발표하였는데, 특히 층류에서 난류로 천이되는 영역에 대해 국소 정압과 표면마찰을 비교하여 열전달 현상을 나타냈다.

최근에는 컴퓨터의 성능 향상에 따라 난류유동 및 열전달에 대한 수치해석 연구가 활발히 진행되고 있다. Peric⁵⁾은 비교적 경제고 정교표를 사용하여 장방형 및 교차형 튜브뱅크 주위의 유동과 열전달을 수치해석하였으며, Schuh⁶⁾는 하나의 실린더 및 튜브뱅크에 대

해 수치해석하였다. 이외에도 지금까지 실린더 주위의 열전달에 대해 많은 연구가 진행되고 있으며, 특히 실린더 직경을 특성 길이로 한 Reynolds 수를 변수로 하여 고찰한 많은 실험식들이 발표되었다. 그러나 난류유동영역에서 Reynolds 수와 주유동의 난류 강도가 유동 및 열전달 현상에 큰 영향을 주는 것이 밝혀졌으나, 주유동 난류 강도에 대한 실험 데이터 미비 및 복잡한 유동현상 등으로 인하여 많은 문제들이 아직까지 규명되지 못하고 있다. 이를 해석하기 위해 최근 많은 연구자들은 난류효과, 터널내에 장애물이 있는 경우에 대한 실험 및 수치해석에 많은 관심을 기울이고 있으며 한편 균일 유동 내에서의 실린더 주위의 국소 대류 열전달 현상을 규명하기 위하여 기존의 열전달계수 측정을 위해 나프탈렌 승화법을 이용하여 열 및 물질 전달 유추해석을 적용하고 있다. 나프탈렌 승화법을 이용하여 균일유동내의 실린더 주위의 국소 물질 전달량을 측정하는 연구는 Sogin⁸⁾ 등에 의해 이루어 졌다. 이들은 Reynolds수가 1.22×10^5 , 2.18×10^5 , 그리고 3.42×10^5 에 대해 실험하여 기존의 데이터들과 비교해 좋은 일치율을 보였다. 또한 Kestin⁹⁾들은 Reynolds 수 7.5×10^5 과 1.25×10^6 에 대해 파라디클로로벤젠 ($p-C_6H_4Cl_2$)을 승화 물질로 사용해 난류 강도의 변화에 따라 물질전달량을 측정하였다. 이들은 경제층 영역에서 난류 강도가 증가할수록 물질전달량은 증가하고 있음을 보였다. 지금까지 대부분의 연구에서는 비교적 실험이 용이한 물질전달 실험결과를 이용하여 Lewis 수를 1로 가정하여 열전달 계수를 유추하고 있다. 그러나 실제 현상에서는 Prandtl 수와 Schmidt 수가 다른 값을 가지므로 물질전달과 열전달 현상이 반드시 일치하지 않는다.

따라서 본 연구는 수치해석을 통하여 주유동의 난류강도 변화에 따른 난류유동 현상과 Prandtl 수의 변화가 열전달에 미치는 효과를 연구하고자 한다. 또한 Prandtl 수의 변화가 난류유동에서 어떤 영향을 미치는지도 함께 규명하고자 한다.

2. 기본 방정식

Cartesian 속도 성분을 사용한 비직교 좌표계 상에서 비압축성, 뉴턴유체의 정상, 시간 평균된 난류 유동의 지배 방정식을 텐서 형식으로 나타내면 다음과 같다.

연속 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(J a_m^j (\rho U_m) \right) = 0 \dots\dots\dots (1)$$

운동량 방정식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(J a_m^j (\rho U_{mi} U_i - \tau_{mi} + P \delta_{mi}) \right) = 0 \dots\dots\dots (2)$$

윗 식에서 U_m 은 시간 평균된 속도를 나타내며 a_m 은 비교적 좌표계의 Contravariant 기본 벡터 e^j 와 Cartesian 단위 벡터 i_m 의 내적을 나타낸다. 응력 텐서 τ_{mi} 는 난류 유동에 대한 운동량 방정식을 시간평균 함으로써 나타나는 점성 응력 및 Reynolds 응력을 포함하고 $k-\epsilon$ 난류 모델을 사용할 때 다음과 같이 표시된다.

$$\tau_{mi} = \mu_{eff} \left(\frac{\partial U_i}{\partial x^n} a_m^n + \frac{\partial U_m}{\partial x^i} a_i^n \right) - \frac{2}{3} \delta_{mi} \rho k \dots\dots\dots (3)$$

여기서 μ_{eff} 는 난류 점성계수 μ_t 의 합으로 정의된 등방성의 유효 점성계수를 나타낸다.

에너지 방식

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(J a_m^j \left(\rho U_m T - \Gamma_{eff} \frac{\partial T}{\partial x^n} a_m^n \right) \right) = 0 \dots\dots\dots (4)$$

위에서 Γ_{eff} 는 난류 유동의 에너지 방정식을 시간 평균할 때 나타나는 난류에 의한 열확산과 분자에 의한 열확산을 모두 포함하는 유효 열확산 계수이다. 실린더 주위의 유동 구조는 실린더 후면에서 박리가 일어나 재순환 영역이 존재하며, 따라서 역압력구배가 존재한다. 역압력구배가 존재하는 난류유동의 경우 수직응력(normal stress)에 의한 난류 에너지 생성은 상당히 큰 것으로 알려졌다.¹⁰⁾ 따라서 본 논문에서는 Hanjalic 과 Launder¹¹⁾

가 제시한 수정 $k-\epsilon$ 모델을 사용해 비회전 변형으로 인한 난류 에너지생성을 고려하였다. 수정 $k-\epsilon$ 모델의 난류 에너지 소멸을 방정식은 다음과 같다.

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(J a_m^j \left(\rho U_m \epsilon - \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x^n} \right) \right) = \frac{\epsilon}{k} \left(C_1 P_\epsilon - C_2 \rho \epsilon \right) \dots\dots\dots (5)$$

여기서,

$$P_\epsilon = C_1 P_k - 0.33(C_3 - C_1) \rho k e_n \dots\dots\dots (6)$$

난류 에너지 수송 방정식 :

$$\frac{1}{J} \frac{\partial}{\partial x^j} \left(J a_m^j \left(\rho U_{mk} - \frac{\mu_t}{\sigma_k} \frac{\partial k}{\partial x^n} a_m^n \right) \right) = P_k - \rho \epsilon \dots\dots\dots (7)$$

위에서 계수 C_3 는 4.44를 사용하였고 e_n 은 비회전변형율을 나타낸다. 난류에너지 소멸율의 수정 효과는 비회전 변형의 크기에 따라 난류 에너지 소멸율을 증가시키거나 감소 시킴으로써 난류 에디들의 길이 척도를 적절히 수정하는 역할을 한다. 위의 모델링에서 사용된 모델 상수들은 Table.1에 주어져 있다.

Table 1 k-ε Model constants

계 수	C_μ	σ_k	σ_ϵ	C_1	C_2
값	0.09	1.0	1.3	1.44	1.92

3. 수치해석

3.1 격자 생성

본 논문에서는 실린더 주위의 유동을 고려함에 있어 Fig.1과 같이 계산영역을 대칭으로 선택하였다. 여기서 x^1 은 유선방향으로 x^2 는 유선에 수직방향이다.

격자의 생성은 경계면에서 격자점의 Cartesian 좌표를 주고 간단히 보간에 의해 내부 격자점을 생성시키는 대수적 보간법을 사용하였다. 즉 x^1, x^2 방향의 모든 경계면에서의 Cartesian 좌표값을 주면 경계면에서의 분배 함수에 따라 격자가 생성된다. 격자 생성은 Fig.2와 같이 층류 유동을 계산할 경우 실린

더 상부영역은 직경의 10배, 실린더 하류영역은 8배 정도를 채택하였으며 난류유동을 해석한 경우에는 상부영역은 유동의 영향이 상부에 크게 미치지 않으므로 약 7배 정도를 채택하여 실린더벽 주위에 더 많은 격자를 집중시켰다. 또한 전면 정체점부터 후면 정체점까지 24개의 격자를 등분포시켜 유동 변화가 많은 실린더 벽 부분의 유동현상을 고려하였다.

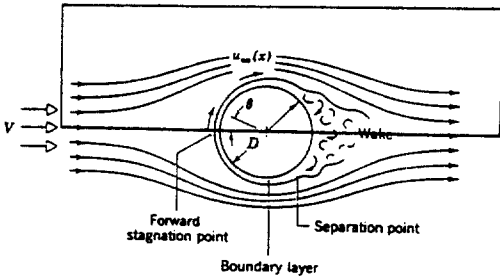
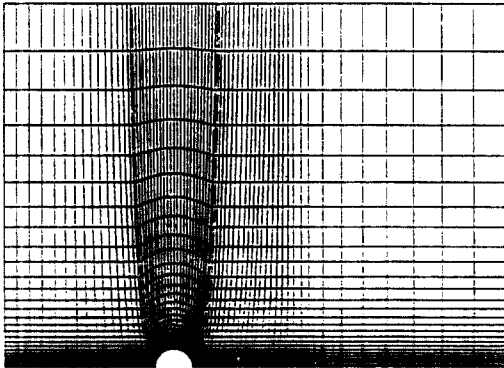
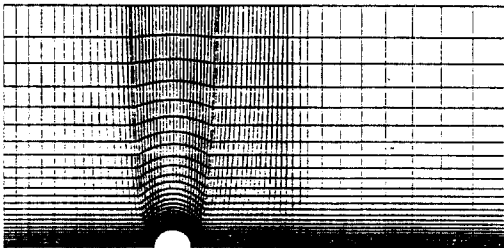


Fig. 1 Computational domain for the cylinder.



(a) laminar



(b) turbulent flow

Fig. 2 Grid generation

3.2 지배 방정식의 이산화 (Discretisation)

가) 대류항의 차분화

유동량 방정식 또는 스칼라 방정식내의 대류항을 제어 체적에 대해 적분하여 다음과 같은 차분 방정식을 얻는다.

$$I^c = \int_V \frac{\partial}{\partial x^j} [J(\rho u \alpha_m^j \phi)] dV$$

$$= \int_A [J(\rho u \alpha_m^j \phi)] dA \dots \dots \dots (8)$$

$$= F_{1e} \phi_e - F_{1w} \phi_w + F_{2n} \phi_n - F_{2s} \phi_s$$

대류항에 대한 보간법으로 Linear Upwind Difference Scheme 를 사용하였으며 얻어진 차분식은 다음과 같다.

$$a_p^c \phi_p = a_E^c \phi_E + a_W^c \phi_W + a_N^c \phi_N + a_S^c \phi_S$$

$$\dots \dots \dots (9)$$

나) 확산 의 차분화

확산항에는 제어 표면에 수직인 방향으로의 원시변수 ϕ 의 1차 미분항과 제어 표면에 평행한 방향으로의 ϕ 의 1차 미분항이 남게된다. I^D 는 normal 항과 cross 항으로 나누어 쓰면

$$I^D = I^{DN} + I^{DC}$$

$$= \int_V \left[\frac{\partial}{\partial x^1} \left(-\frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial x^2} B_1^1 \right) + \frac{\partial}{\partial x^2} \left(-\frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial x^1} B_2^2 \right) \right] dV$$

$$+ \int_V \left[\frac{\partial}{\partial x^1} \left(-\frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial x^2} B_2^1 \right) + \frac{\partial}{\partial x^2} \left(-\frac{\Gamma}{J} \frac{\partial \phi}{\partial x^1} B_1^2 \right) \right] dV \dots \dots \dots (10)$$

위에서 중심 차분을 사용해 얻어진 정규 미분항의 차분은 다음과 같다.

$$a_p^{DN} \phi_p = a_E^{DN} \phi_E + a_W^{DN} \phi_W + a_N^{DN} \phi_N + a_S^{DN} \phi_S$$

따라서 최종적으로 얻어진 차분 방정식은 다음과 같다.

$$\begin{aligned}
 a_p \phi_p &= \sum a_m \phi_m + C_p \\
 \sum a_m &= \sum a_m^C + \sum a_m^{DN} \\
 a_p &= \sum a_m \\
 C_p &= \sum a_m^DC \phi_1^* - a_p^{DC} \phi_p^* \dots\dots\dots (11)
 \end{aligned}$$

윗 식에서 m은 E, W, N, S 격자점을, l은 E, W, N, S, NE, NW, SE, SW 격자점을 나타내고 교차 미분항은 생성항으로 보내 이전의 반복 과정에서 구한 값을 사용함으로써 계수행렬을 5개의 대각 행렬이 되도록 만든다.

3.3 해석 알고리즘

압력장 계산을 위해 SIMPLE 알고리즘을 사용하였으며 계산 영역에서 종속 변수의 배치는 Cartesian 속도 성분이 제어 표면에서 경사지거나 평행하게 되는 경우를 피하기 위해 모든 변수를 제어 체적의 중심에 위치시키는 비엇물림(non-staggered) 격자를 사용하였다.

경제 고정 좌표계수의 경우에 엇물림(staggered) 격자계는 Cartesian 속도 성분을 사용하는 경우 유동 방향이 90°로 변하는 경우에는 이들 속도 성분이 제어표면과 평행하게 되어 제어 체적으로 들어오거나 나가는 질량 유량이 없어지게 된다. 이러한 문제점은 비엇물림 격자를 사용함으로써 해결될 수 있다.

그러나 비엇물림 격자에서는 압력 수정 방식을 얻기 위해 제어 표면의 속도 성분을 보간에 의해 구해야 하며 이때 선형 보간을 사용하면 압력과 속도가 연결되지 않기 때문에 압력장의 진동을 허용할 수 있다. 따라서 압력과 속도를 연결시키기 위해서는 다른 보간법이 필요하며 본 논문에서는 Rhie¹²⁾가 제시한 보간법을 사용하였다. 즉, 계산 절점에 대한 차별화된 운동량 방정식을 제어 표면에서의 속도에 대한 보간식으로 사용함으로써 압력 구배를 중심 계산 절점에서의 값으로 나타내어 압력과 속도를 연결시키는 방법을 사용하였다.

3.4 경계조건

실린더 주위의 해석 영역은 입구 및 출구 경계조건, 대칭경계조건, 벽면경계조건을 포

함하고 있다. 입구경계는 속도 u,v,k 및 ε 값을 가상 제어 체적을 분포시켜 종속 변수 값들을 선형 내삽인자(linear interpolation factor)를 통해 전파되게 하였으며 출구 경계에서의 종속 변수값들은 실린더로부터 하류 방향으로 8배에 위치시켜 경계전 상류값과 같게 처리하였다. 대칭면에 적용되는 조건은 다음과 같은 법선구배(normal gradient) 항을 대칭 격자점에 부여한다.

$$\frac{\partial \phi}{\partial n_s} = 0 \dots\dots\dots (12)$$

벽면 경계조건은 속도에 대해서 표면 벽합수를 사용하였고 벽면에서의 온도 변화도 Ka-ys¹³⁾에 의한 2층모델을 사용하였다.

즉,

$$\begin{aligned}
 u^+ &= \frac{1}{K} \ln(Ey^+) \quad y^+ \geq 11.6 \\
 u_+ &= y^+ \quad y^+ \leq 11.6
 \end{aligned} \dots\dots (13)$$

온도는

$$\begin{aligned}
 T^+ &= Pr_t y^+_{CSL} \quad y^+_{CSL} \leq 13.2 \\
 T^+ &= \frac{Pr_t}{K} \left[\frac{y^+1}{y^+_{CSL}} \right] \quad y^+_{CSL} \geq 13.2 \dots(14)
 \end{aligned}$$

4. 계산결과 및 고찰

본 논문에서는 주유동에 수직으로 놓인 실린더 주위의 층류 및 난류유동과 열전달에 대한 계산으로 Fig.1의 계산 영역에 대해 70×29의 격자생성을 하였다. 층류운동 계산은 Reynolds수 26과 200을 채택하여 Reynolds수가 26일때 실험치와 유동장에 대한 비교를 하였으며 Reynolds수가 200일때는 실험치와 온도장을 비교하여 층류에 대한 계산결과를 고찰하였다. 또한 난류유동의 경우 주유동의 난류강도 및 Prandtl 수를 변화시키면서 유동장 및 온도장을 계산하였다.

4.1 층류 유동장 및 온도장

Fig.3은 Reynolds수가 26인 Twin vortex 범위의 층류운동에 대한 유선을 보여주며 Su-

bcritical 범위에서 $\theta=80^\circ$ 부근에서의 박리와는 달리 약 $\theta=120^\circ$ 부근에서 박리가 일어남을 알 수 있다. 이 결과는 격자생성 문제로 인하여 유선이 매끄럽지 않으나 Fig.4에 보여진 것처럼 재순환 영역의 길이가 실린더 직경의 1.27배로 Van Dyke¹⁴⁾의 실험결과와 정성적으로 잘 일치함을 보여주고 있다. Fig.5는 Reynolds 수가 26인 경우의 온도장을 그린 것으로 등온선도는 열전달이 잘 되는 실린더 앞 부근에서 벽면에 밀집해 있으며 박리점 부근에서 성긴분포를 보여 준다. Fig.6은 이에 대한 국소 Nusselt 수를 나타낸 것으로 전면 정체점에서 최대의 열전달이 일어나고 원주각도를 따라 하강하다가 재순환 영역에서는 유체의 혼합 효과 때문에 약간 상승함을 알 수 있다.

Fig.7과 Fig.8은 Reynolds 수가 200인 경우의 유선 및 온도분포를 보여주며 앞의 Reynolds 수가 26에 비해 실린더 윗부분보다 후류쪽으로 유동의 영향이 커지며 박리점이 실린더 앞쪽으로 이동하여 유동의 재순환 영역이 훨씬 길어짐을 볼 수 있다. 또한 온도장의 경우 유속이 빨라져 열전달이 잘 되고 있음을 알 수 있다. Fig.9는 열전달에 대한 국소 Nusselt 수를 나타낸 것으로 본 계산결과를 Eckert¹⁵⁾가 실험한 결과와 Krall¹⁶⁾의 수치 계산 결과 등을 비교하여 보았다. 전체적으로 국소 Nusselt 수의 값 및 박리점 예측은 Krall 등의 수치 계산 결과보다는 실험결과에 상당히 잘 일치하고 있다.

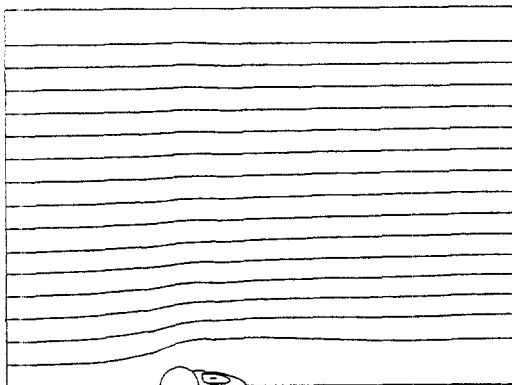
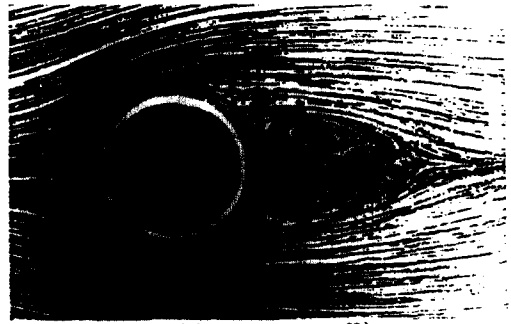
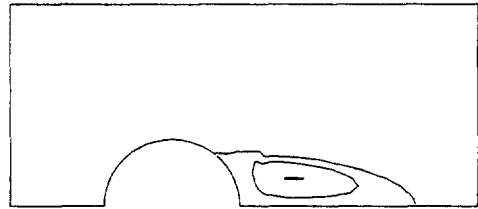


Fig.3 Distributions of streamlines at Re=26.



(a) experiment²²⁾



(b) Calculation

Fig.4 Distributions of streamlines at Re= 26 and comparison with experiment²²⁾

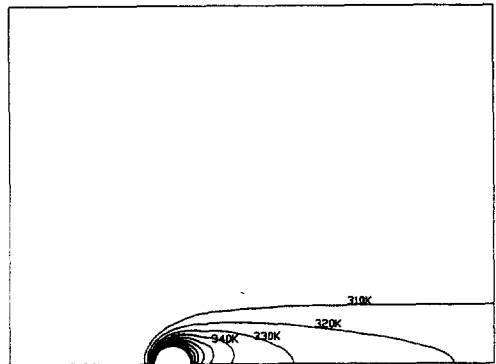


Fig.5 Isothermal lines at Re=26.

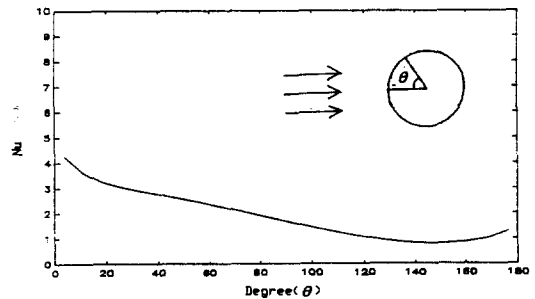


Fig.6 Local Nusselt Number from stagnation point to 180° at Re=26.

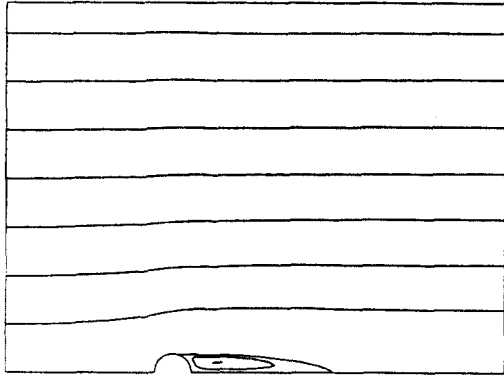


Fig. 7 The calculated streamlines at $Re=200$.

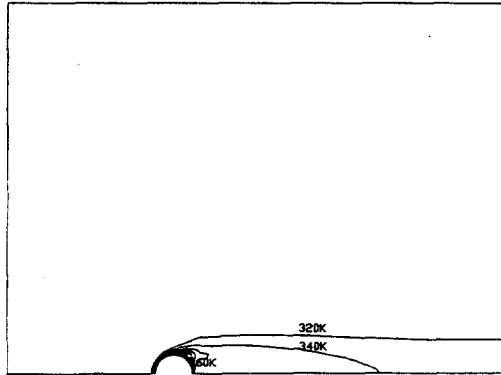


Fig. 8 Isobars at $Re=200$.

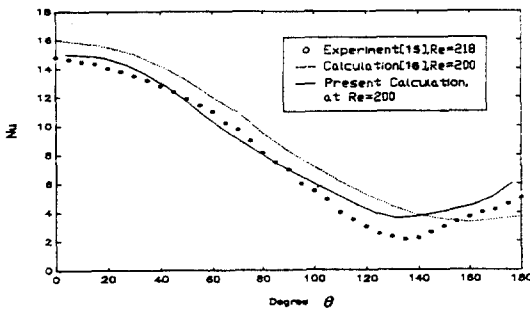


Fig. 9 Comparison of Local Nusselt Number from stagnation point to 180° at $Re=200$ with obtained by Eckert¹⁵⁾ and Krall¹⁶⁾.

4.2 난류 유동장 및 온도장

Fig. 10부터 Fig. 14는 Reynolds 수가 1×10^5 의 유동 및 온도특성을 보여준다. Fig. 10은 유선의 모양을 나타낸 것으로 박리점이 약 $\theta=150^\circ$ 부근에서 재순환 영역이 형성됨을 볼 수 있으며 층류의 경우에 비해 박리점이 뒤로 물러나는 것을 볼 수 있다. 이 Reynolds 수에서는 일반적으로 $\theta=120^\circ$ 부근에서 박리가 일어나는 경우와는 달리 다른 값을 얻은 것은 실린더 앞에서부터 난류유동으로 놓고 계산하였기 때문이다.

Fig. 11은 입구 평균 속도에 의해 무차원화된 압력을 나타내며 유체가 실린더에 충돌하는 영역에서 최대가 되며 원주를 따라 감소하다가 속도가 가장 빠른 정점 부근에서 최소를 보이고 재순환 영역에서 균일하게 됨을 알 수 있다. Fig. 12는 $k^{1/2}/u_{in}$ 으로 정의된 난류 강도가 나타나 있는데 약 $\theta=80^\circ$ 부근에서 유선 곡률의 급격한 변곡으로 인하여 유체의 와동(eddy motion)이 활발해지며 이로 인해 최대의 난류강도를 보이고 있다. 또한 재순환 영역 부근의 유동이 교란되는 영역에서 증가함을 알 수 있다.

Fig. 13은 난류 온도장을 나타낸 것으로 실린더 주위에서 급격한 온도 구배를 보이고 있다. 난류의 경우 상당히 높은 Reynolds 수까지 실린더 앞 부근에서 층류 경계층이 형성되나 본 논문 결과에서는 이를 예측하지 못해 Nusselt 수가 전면 정체점에서부터 계속 하강하는 경향을 보이고 박리점 이후 약간 증가하는 결과를 보이고 있다.

Fig. 14는 실린더 주위를 따라 마찰계수를 나타내고 있는데 실린더 원주를 따라 상승하다가 약 $\theta=90^\circ$ 부근에서 최대의 마찰계수를 보이다가 유체속도의 감소와 함께 하강하는 경향을 보이고 벽면 마찰에 의해 에너지가 소실된 유체는 박리가 일어나며 재순환 영역에서 역압력이 작용하는 $\theta=150^\circ$ 부근 이후는 음의 계수를 보이고 있다.

Fig. 15부터 Fig. 19는 Reynolds 수가 2×10^6 의 유동 및 온도특성을 보여준다. Fig. 15는 유선을 나타낸 것으로 박리점이 약 $\theta=$

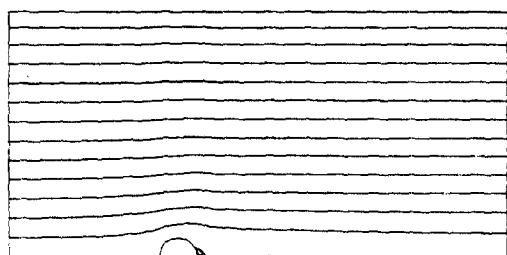


Fig.10 The calculated streamlines at $Re=1 \times 10^5$.

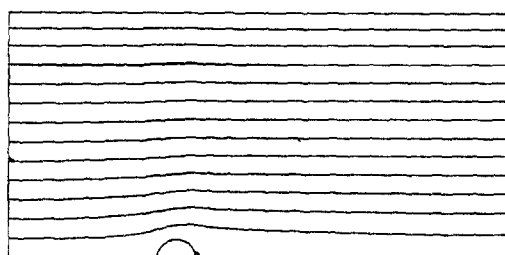


Fig.15 The calculated streamlines at $Re=2 \times 10^6$.

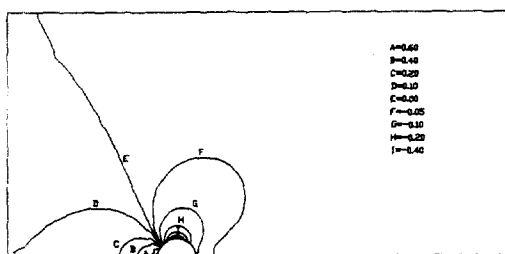


Fig.11 Isobars at $Re=1 \times 10^5$.

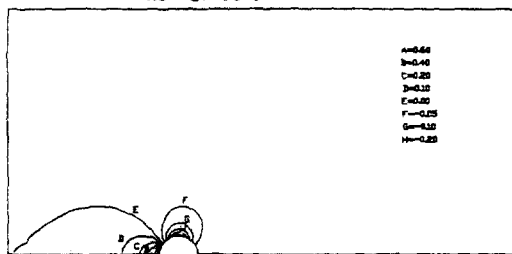


Fig.16 Isobars at $Re=2 \times 10^6$.

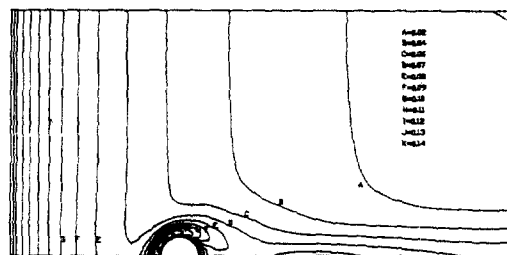


Fig.12 Turbulent kinetic energy contour at $Re=1 \times 10^5$.

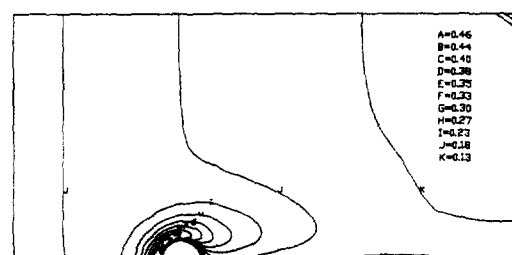


Fig.17 Turbulent kinetic energy contour at $Re=2 \times 10^6$.

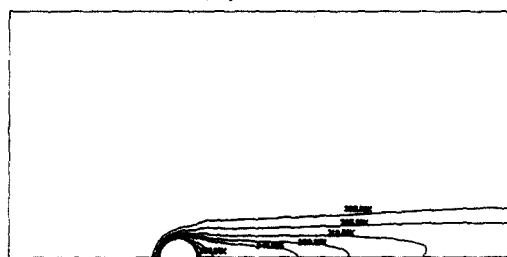


Fig.13 Isothermal lines at $Re=1 \times 10^5$.

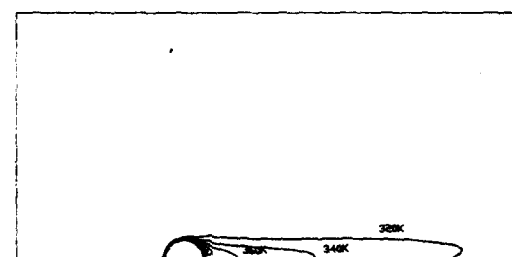


Fig.18 Isothermal lines at $Re=2 \times 10^6$.

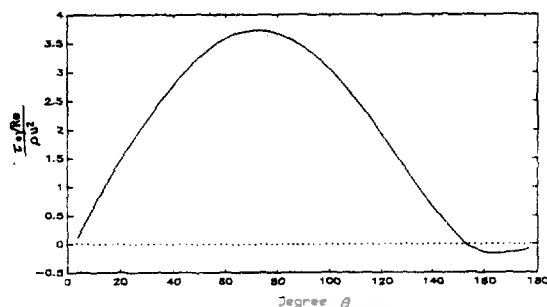


Fig.14 The skin friction coefficient at $Re=1 \times 10^5$.

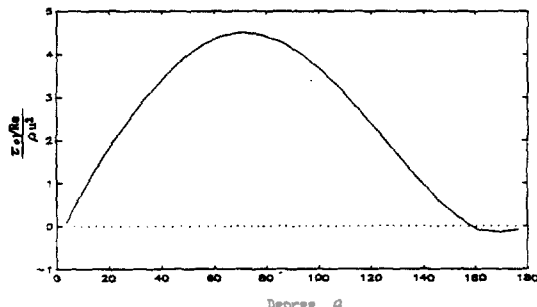
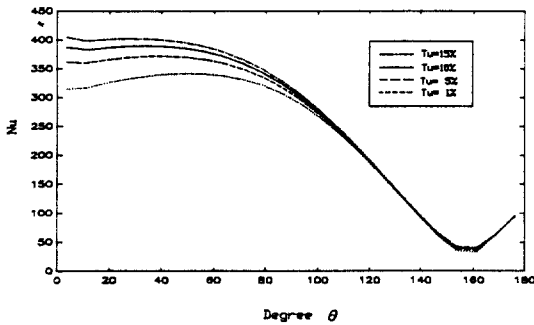


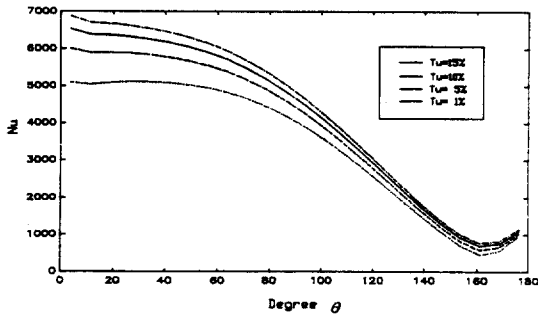
Fig.19 The skin friction coefficient at $Re=2 \times 10^6$.

160° 부근에서 형성되어 Reynolds 수 1×10^5 의 경우보다 작은 와류가 형성된다. Fig.16은 입구속도에 의해 무차원화된 압력분포로 Reynolds 수 1×10^5 의 경우와 유사한 경향을 보여주며 Fig.17은 무차원 난류강도로, Reynolds 수의 증가에 따라 유선 곡률의 변곡점이 실린더 앞으로 이동되어 약 $\theta=20^\circ$ 부근에서 최대치를 나타낸다. Fig.18은 온도장을 나타낸 것으로 Reynolds 수 1×10^5 의 경우보다 실린더 후류로 영향을 미침을 알 수 있다. Fig.19는 실린더 주위를 따라 마찰계수를 나타내고 있는데 박리점이 Reynolds 수 1×10^5 에 비해 약 $\theta=10^\circ$ 가량 뒤에서 나타나는 것을 알 수 있다.

Fig.20은 Reynolds 수가 1×10^5 과 2×10^6 의 경우 난류 강도가 각각 1%, 5%, 10%, 15%에 대해 열전달에 미치는 영향을 고려하였다. 두 경우 모두 실린더 앞 부근에서는 많은 차이를 보이거나 1×10^5 의 경우 약 $\theta=120^\circ$ 이후는 크게 영향을 미치지 않음을 알 수 있

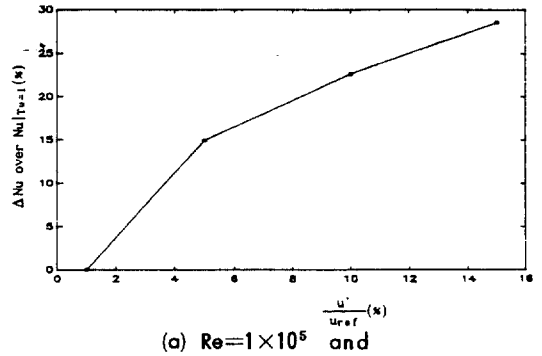


(a) $Re=1 \times 10^5$ and

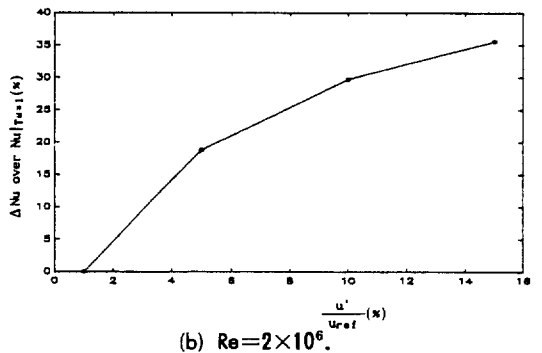


(b) $Re=2 \times 10^6$.

Fig.20 The Local Nusselt Number around a cylinder with various turbulent intensity for

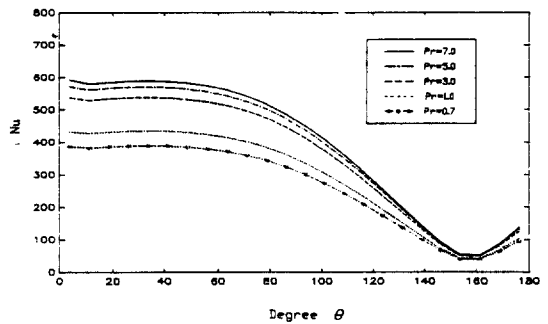


(a) $Re=1 \times 10^5$ and

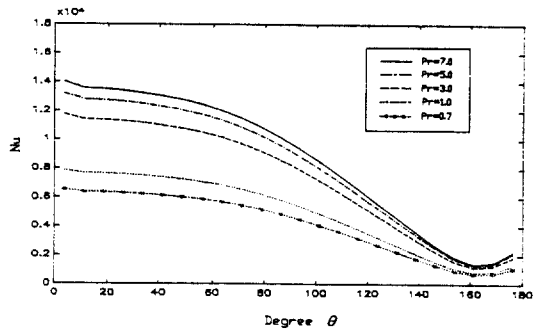


(b) $Re=2 \times 10^6$.

Fig.21 Increase in Nusselt number at stagnation point



(a) $Re=1 \times 10^5$ and



(b) $Re=2 \times 10^6$.

Fig.22 The Local Nusselt Number around a cylinder

으며 2×10^6 의 경우는 후면 정체점까지 약간의 영향을 미치고 있어 Yardi³⁾의 고찰내용과 일치하고 있다. 실린더 주위의 국소 Nusselt 수는 난류강도 증가에 따라 열전달 증가폭은 감소함을 알 수 있다. 이 결과는 난류강도가 증가함에 따라 큰 에디들이 벽에 충돌하여 열전달을 증가시키는 것으로 Fig. 21에 난류강도에 대한 Nusselt 수의 증가를 난류강도가 1%일때를 기준해서 퍼센트로 나타내었다. 여기서 Lowery⁷⁾의 난류강도가 열전달에 미치는 영향에 대한 고찰을 보면 그는 실린더 전면정체점에서 난류강도가 0%일 때를 기준해서 무차원 열전달계수($Nu/Re^{0.5}$)를 난류강도에 따라 도시해 놓았다. 즉, 열전달은 난류강도가 약 3%까지는 급격한 증가를 보이다가 6% 정도까지는 완만하게 증가하고 그 이후는 미세하게 증가함을 볼 수 있다. 본 논문의 결과와 비교하여 볼 때 경향은 유사하나 어느 정도 오차를 보이고 있는데 이는 난류강도 1%를 기준해서 구한 이유를 들 수 있고 또한 난류 모델링에서 발생하는 오차를 무시할 수 없기 때문으로 생각된다. Fig. 22는 Reynolds수가 1×10^5 과 2×10^6 의 경우 Prandtl수를 0.7부터 7까지 변화시키면서 열전달에 미치는 영향을 나타낸 것으로 난류강도 증가에 따른 열전달 증가 경향과 유사하게 Prandtl 수가 증가함에 따라 열전달 증가폭이 감소함을 알 수 있다. 이는 물질전달로부터 열전달을 유추하기 위한 것으로써 실제 물질전달에 대한 실험 결과로부터 Lewis 수를 1로 가정하여 열전달을 구한다. 따라서 이에 대한 타당성 문제는 본 결과를 비추어 볼 때 Prandtl 수가 0.7~1 정도에 있을 때는 이 가정이 타당하다고 볼 수 있으나 Prandtl 수의 order가 달라질 경우 어느정도 오차를 유발할 것으로 생각된다.

5. 결 론

본 논문에서는 실린더 주위의 층류와 난류에 대한 Reynolds 수가 26, 200, 1×10^5 그리고 2×10^6 을 수치 계산하여 유동특성, 그리고 난류강도와 Prandtl 수의 변화에 따른 열전달

특성을 고찰한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

1) 난류강도에 따른 열전달 특성은 난류강도가 증가함에 따라 열전달도 증가하나 실린더 후류부분에서는 큰 차이를 보이지 않음을 알 수 있다.

2) Prandtl 수에 따른 열전달 특성은 Prandtl 수 증가에 따라 열전달은 실린더 앞부분에서 큰 변화를 나타내고 전면 정체점부터의 각도가 증가함에 따라 증가폭이 감소함을 알 수 있다.

3) 본 결과를 비추어 볼 때 Prandtl 수가 0.7~1 정도에 있을 때는 물질전달과 열전달의 유추실험이 가능하나 Prandtl 수의 오더가 달라지는 경우 어느정도 오차가 예상된다.

후 기

본 연구는 학술진흥재단의 연구비 지원아래 이루어졌으며 관계제위께 감사드립니다.

참 고 문 헌

1. Zukauskas, A., and Ziugzda, J., 1985, "Heat Transfer of a Cylinder in Cross-flow", Hemisphere Publishing Corp., Washington, D.C..
2. Kestin, J., 1966, "The Effect of Free-Stream Turbulence on Heat Transfer Rates", *Advances in Heat Transfer*, Vol. 3, pp. 1-32.
3. Yardi, N.R., and Sukhatme, S.P., 1978, "Effects of turbulence intensity and length scale of a turbulent free stream on forced convection heat transfer from a circular cylinder in cross flow", *Proc. 6th Int. Heat Transfer Conf.* pp. 347-352.
4. Achenbach, E., 1975, "Total and Local Heat Transfer from a Smooth Circular Cylinder in Cross-Flow at High Reynolds Number", *Int. J. Heat Mass Transfer.*, Vol. 18, pp. 1387-1396.

5. Peric, M., 1985, "A Finite Volume Method for the Prediction of Three-Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts", Ph.D. Thesis, University of London.
6. Schuh, M.J., 1987, "Numerical Prediction of Fluid and Particle Motions in Flow Past Tube", Ph.D. Thesis, University of California, Berkeley.
7. Lowery, C.W. and Vachon, R.I., 1975, "The Effect of Turbulence on Heat Transfer, Vol. 18, pp. 1229-1242.
8. Sogin, H.H. and Subramanian, V.S., 1961, "Local Mass Transfer from Circular Cylinders in Cross Flow", ASME J. of Heat Transfer, pp. 483-493.
9. Kestin, J. and Wood, R.T., 1971, "The Influence of Turbulence on Mass Transfer from Cylinders", ASME J. of Heat Transfer, pp. 321-327.
10. Cutler, A.D. and Johnston, J.P., 1989, "The Relaxation of a Turbulent Boundary Layer in an Adverse Pressure Gradient", J. Fluid Mech., Vol. 200, pp. 367-387.
11. Hanjalic, K. and Launder, B.E., 1980, "Sensitizing the Dissipation Equation to Irrotational Strains", J. Fluid Eng., Vol. 102, pp. 34-39.
12. Rhie, C.M., Chow, W.L. and Sharma, D., 1982, "A Numerical Study for Two-Dimensional Stalled Airfoil", Proc. 1980-90 AFOSR-HTTM-Stanford Conference on Complex Turbulent Flows, Vol. III, pp. 1318-1325.
13. Kays, W.M. and Crawford, M.E., 1980 Convective Heat and Mass Transfer, McGraw-Hill Book Company.
14. Van Dyke, M., 1982, An Album of Fluid Motion, The Parabolic Press, Stanford, California, p. 28.
15. Eckert, E.R.G., and Soegen, E., 1950, "Distribution of heat transfer coefficients around circular cylinders in crossflow at Reynolds numbers from 20 to 200", Trans. ASME, 74, pp. 343-347.
16. Krall, K.M., and Eckert, E.R.G., 1970, "Heat transfer to a transverse circular cylinder at low Reynolds numbers including rarefaction effects", 4th Int. Heat Transfer Conf., Vol. 3, pp. 225-232.