

<論 文>

# 혼합대류에 의한 구 주위의 층류유동 및 열전달 해석†

이 준 식\* · 김 태 영\*\*

(1987 년 1 월 27 일 접수)

## Analysis of Mixed Convective Laminar Flow and Heat Transfer about a Sphere

Joon Sik Lee and Taig Young Kim

**Key Words:** Mixed Convection Parameter(혼합대류지표), Nonsimilar Boundary Layer(비상사경계층), Flow Separation(유동박리), Dimensional Analysis(차원해석), Stagnation Point(정체점)

### Abstract

An analysis is performed to study flow and heat transfer characteristics of mixed free and forced convection about a sphere. Nonsimilar boundary layer equations which are valid over the entire regime of mixed convection are derived in terms of the mixed convection parameter,  $Gr/Re^2$ , through a dimensional analysis. The transformed conservation equations are solved by a finite difference method for the whole range of mixed convection regime.

Numerical results for fluids having the Prandtl number 0.7 and 7 are presented. As the mixed convection parameter increases, the local friction coefficient and local heat transfer coefficient increases as well. For small Prandtl number, the friction coefficient is larger, while for large Prandtl number, the heat transfer coefficient is larger. Natural convection effect on the forced flow is more sensitive for small Prandtl number fluid. Flow separation migrates rearward as an increase in the mixed convection parameter. For small Prandtl number, the buoyancy effect is relatively small so that the flow separation occurs earlier.

### 기 호 설 명

$A, B$  : 무차원 운동량 방정식의 계수

$C_f$  : 마찰계수

$f$  : 무차원 유동함수

$Gr$  : Grashof 수

$g$  : 중력 가속도

$Nu$  : Nusselt 수

$Pr$  : Prandtl 수

$R$  : 구의 반지름

$Re$  : Reynolds 수

$r$  : 반경 좌표

† '86년도 대한기계학회 추계학술대회(11.8)에서 발표

\* 정희원, 서울대학교 공과대학 기계공학과

\*\* 정희원, 서울대학교 대학원 기계공학과

|          |                  |
|----------|------------------|
| $T$      | : 온도             |
| $U$      | : 주위 유동장의 속도     |
| $u$      | : $x$ 방향의 유동속도   |
| $v$      | : $y$ 방향의 유동속도   |
| $x$      | : 구 표면을 따라가는 좌표계 |
| $y$      | : 구 표면에 수직인 좌표계  |
| $\alpha$ | : 열확산계수          |
| $\beta$  | : 체적팽창계수         |
| $\delta$ | : 경계층 두께         |
| $\eta$   | : 무차원 독립변수       |
| $\Theta$ | : 무차원 온도         |
| $\theta$ | : 정점점에서부터의 각도    |
| $\nu$    | : 동점성계수          |
| $\xi$    | : 무차원 독립변수       |
| $\phi$   | : 치환계수           |
| $\psi$   | : 유동함수           |

#### 하첨자

|          |          |
|----------|----------|
| $w$      | : 구 표면   |
| $\infty$ | : 경계층 외부 |

#### 상첨자

:  $\eta$ 에 대한 미분

## 1. 서 론

구 주위에서의 열전달은 이제까지 단순 자연대류 또는 단순 강제대류에 대한 고찰에 치중되어 많은 해석적 실험적 연구대상이 되어왔다<sup>(1-3)</sup>. 그러나, 강제대류에서 유속이 작고 주위 유체와 구 표면의 온도 차이가 클 때 부력에 의한 영향은 무시될 수 없으며 실제 공학적 응용면에서 이러한 경우는 많이 있다. 따라서 강제 및 자연대류가 동시에 고려되어야 하는 혼합대류 영역에서의 열전달 해석은 중요하며 최근에 관심의 대상이 되고 있다.

현재까지 보고된 연구로는 Yuge<sup>(4)</sup>와 Klyachko<sup>(5)</sup>의 실험적 연구와 Hieber와 Gebhart<sup>(6)</sup>, Chen과 Mucoglu<sup>(7)</sup> 등의 해석적 연구를 들 수 있다. Yuge는 정상상태법(steady-state method)을 이용하여 Reynolds 수가  $10^5$  근처에서 Grashof 수가 1에서  $10^5$ 의 범위에 대하여 실험적으로 Nusselt 수와 이들 무차원수와의 상관관계를 구하였으며 Klyachko는 Yuge의 실험결과를 재고찰하고 보완하였다. 그러나 이들의 결과는 해석적으로 검토되지 못하였고 강제대류와 자연대류의 상호 영

향에 대한 고찰이 이루어지지 못하였다. Hieber와 Gebhart는 집합접근법에 의해 Reynold 수가 아주 작고 ( $Re \ll 1$ ) Grashof 수가  $O(Re^2)$ 의 범위에서 해를 구하였으며 강제대류와 자연대류의 비교강도가 Nusselt 수 및 마찰계수에 미치는 영향에 대하여 정성적으로 규명하였다. Chen과 Mucoglu는 Prandtl 수가 0.7인 경우 강제대류가 지배적인 영역과 자연대류가 지배적인 영역에 각각 다른 매개변수를 도입하여 두 영역을 유한 차분법에 의해 수치적으로 해석하고, 두 영역이 중첩되는 부분에서 해가 같음을 보임으로써 결과를 분석하였다. Fernandez-Pello와 Law<sup>(8)</sup>는 혼합대류 전 영역에서 유효한 매개변수의 형태를 제시하였고 Raju 등<sup>(9)</sup>은 평판에서의 혼합대류 해석에 이 개념을 도입하였다.

본 연구에서는 구 주위의 혼합대류에 대하여 전 영역에 걸쳐 유효한 매개변수를 차원해석에 의해 유도하고 이를 적용하여 지배방정식을 비상사 경계층 방정식의 형태로 변환하고 이를 유한차분법에 의해 수치적으로 해석하였다. 단순 강제대류에서부터 단순 자연대류까지의 전 영역에 걸쳐 구 주위의 속도 및 온도분포, 국소열전달계수 및 마찰계수를  $Gr/Re^2$ 의 함수로 구하였으며 Prandtl 수가 0.7과 7인 유체에 대하여 계산을 수행함으로써 Prandtl 수의 변화에 따른 강제대류 및 자연대류의 비교강도의 영향에 대하여 고찰하였다. 자연대류의 영향에 의한 벽면에서의 운동에너지증가에 따른 유동의 박리점 이동에 대하여도 고찰하였다.

## 2. 이론 해석

### 2.1 지배방정식 및 경계조건

Fig. 1에 나타낸 바와 같이 표면의 온도가  $T_w$ 로 유

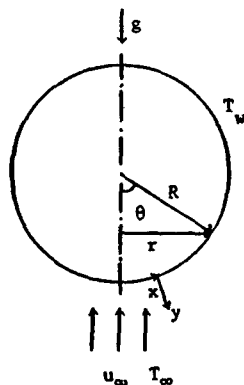


Fig. 1 Coordinate system

지된 구 주위에 중력가속도와 반대방향으로 온도가  $T_\infty$  이고 속도가  $U_\infty$  인 유동이 있을 때 Boussinesq 근사를 적용하면 경계층에서의 지배방정식 및 경계조건은 다음과 같다<sup>(10)</sup>.

(1) 지배방정식

연속방정식

$$\frac{\partial(ru)}{\partial x} + \frac{\partial(rv)}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

운동량방정식

$$\begin{aligned} u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{dU}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \\ + g\beta(T - T_\infty) \sin \frac{x}{R} \end{aligned} \quad (2)$$

에너지방정식

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (3)$$

(2) 경계조건

$$y=0 \text{ 에서 } u=v=0, \quad T=T_s$$

$$y \rightarrow \infty \text{ 에서 } u \rightarrow U(x), \quad T \rightarrow T_\infty$$

여기서  $U(x)$ 는 포텐셜유동의 해인

$$U(x) = \frac{3}{2} U_\infty \sin \left| \frac{x}{R} \right| \text{ 을 도입하였다.}$$

## 2.2 비상사 경계층 방정식

위의 지배방정식은 아래와 같은 무차원 독립변수 및 유동함수와 온도를 도입함으로써 혼합대류 전 영역에서 유효한 비상사 경계층 방정식으로 변환된다.

무차원 독립변수

$$\xi = \frac{x}{R}, \quad \eta = \frac{y}{R} Re^{1/2} \left( 1 + \frac{Gr^2}{Re^4} \right)^{1/8}$$

무차원 유동함수

$$f = \frac{\psi \phi}{\xi \nu}$$

무차원 온도

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{T_s - T_\infty}$$

여기서  $\psi$ 는 연속방정식을 만족하는 유동함수, 즉

$$u = \frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial y}, \quad v = -\frac{1}{r} \frac{\partial(r\psi)}{\partial x}$$

이며  $\phi$ 는  $\phi^{-1} \equiv Re^{1/2} \left( 1 + \frac{Gr^2}{Re^4} \right)^{1/8}$ 로 정의된다.

단순 강제대류인 경우  $Gr/Re^2 \rightarrow 0$ 이 되어  $\eta = \frac{y}{R} Re^{1/2}$ 가 되고  $\eta \sim O(1)$ 일 때  $y$ 가 경계층 두께  $\delta$ 이면  $\frac{\delta}{R} \sim \frac{1}{Re^{1/2}}$ 가 되어 차원해석적으로 유효하다<sup>(10)</sup>. 또, 단순

자연대류인 경우  $Gr/Re^2 \rightarrow \infty$ 가 되어  $\eta = \frac{y}{R} Gr^{1/4}$ 이 되고  $\eta \sim O(1)$ 일 때  $y$ 가 경계층 두께  $\delta$ 이면  $\frac{\delta}{R} \sim$

$\frac{1}{Gr^{1/4}}$ 이 되어 차원해석적으로 유효하다<sup>(2)</sup>. 따라서 무차원 독립변수  $\eta$ 는 단순 강제대류에서 단순 자연대류에 걸친 혼합대류 전 영역에서 유효하다.

위의 무차원 변수를 도입하면 아래와 같은 비상사 경계층 방정식이 얻어진다.

$$\begin{aligned} f'''' + (1 + \xi \cot \xi) f f'' - f'^2 + A(\xi) + B(\xi) \\ = \xi \left( f' \frac{\partial f'}{\partial \xi} - f'' \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{1}{Pr} \theta'' + (1 + \xi \cot \xi) f \theta' = \xi \left( f' \frac{\partial \theta}{\partial \xi} - \theta' \frac{\partial f}{\partial \xi} \right) \quad (5)$$

여기서

$$A(\xi) = \frac{9}{4} Re^2 \phi^4 \frac{\sin \xi \cos \xi}{\xi}$$

$$B(\xi) = Gr \phi^4 \frac{\sin \xi}{\xi} \theta$$

이며 '은  $\eta$ 에 관한 미분을 의미한다.

이 방정식에 대한 경계조건은 다음과 같다.

$$f'(\xi, 0) = f(\xi, 0) = 0, \quad \theta(\xi, 0) = 1$$

$$f'(\xi, \infty) = \frac{3}{2} Re \phi^4 \frac{\sin \xi}{\xi}, \quad \theta(\xi, \infty) = 0$$

또한 정체점에서 지배방정식과 경계조건은

$$f'''' + 2f f'' - f'^2 + \frac{9}{4} Re^2 \phi^4 + Gr \phi^4 \theta = 0 \quad (6)$$

$$\frac{1}{Pr} \theta'' + 2f \theta' = 0 \quad (7)$$

$$f'(0) = f(0) = 0, \quad \theta(0) = 1$$

$$f'(\infty) = \frac{3}{2} Re \phi^2, \quad \theta(\infty) = 0$$

가 된다.

## 3. 수치해석

지배방정식을 수치적으로 해석하기 위하여 운동량방정식은 Keller와 Cebeci<sup>(8)</sup>의 방법을 사용하였고 에너지방정식은 TDMA<sup>(8)</sup>를 사용하였다.  $\eta$ 에 관하여 3차 편미분 방정식인 운동량방정식을  $\eta$ 에 관한 새로운 1차 편미분 방정식을 도입하여 3개의 1차 편미분방정식으로 변형하고 차분식으로 만든 후 최종적으로 Newton method<sup>(9)</sup>를 이용하여 계산하였다. 이때 사용한 차분식은  $O(\Delta \xi^2)$ ,  $O(\Delta \eta^2)$ 의 정확도를 갖는다. 정체점( $\xi=0$ )에서의 상미분 방정식도 마찬가지로 Keller와 Cebeci의 방법을 사용하였다. 각 격자점의 초기값을

주기 위하여  $f'$ 을  $\eta$ 에 관한 3차식으로 가정하여 계수들을 구하고  $f$ ,  $f'$ ,  $f''$ 의 값을 정한다. 이 방법은 4차 Runge-Kutta shooting 방법과 마찬가지로 혼합대류 지표,  $Gr/Re^2$ 이 적은 값일때 오차가  $10^{-4} \sim 10^{-6}$  정도로 정확하며 또한 Runge-Kutta shooting 방법을 사용할 경우 혼합대류 지표가 커지면 수렴시키기가 어려우나 이 방법은 수치적으로 안정하여 쉽게 수렴값을 얻을 수 있다. 계산에서 수렴 조건은  $10^{-5}$ 으로 정하였다.

#### 4. 결과 및 토의

Prandtl 수가 0.7 및 7인 유체에 대하여 구 주위에서의 국소적 속도분포, 온도분포, 마찰계수, 열전달계수를 구하였다. 이때 마찰계수와 열전달계수는 아래와 같이 정의된다.

$$C_f Re^{1/2} = 2 \left( 1 + \frac{Gr^2}{Re^4} \right)^{3/8} f''(\xi, 0) \quad (8)$$

$$Nu Re^{-1/2} = - \left( 1 + \frac{Gr^2}{Re^4} \right)^{1/8} \theta'(\xi, 0) \quad (9)$$

$$Nu Gr^{-1/4} = - \left( \frac{Re^2}{Gr} \right)^{1/4} \left( 1 + \frac{Gr^2}{Re^4} \right)^{1/8} \theta'(\xi, 0) \quad (10)$$

식 (8)은 자연대류의 영향이 일정할 때 강제대류의 변화에 따른 열전달계수를 나타내고 식 (9)는 강제대류의 영향이 일정할 때 자연대류의 변화에 따른 열전달계수를 나타낸다. 위에서 구한 값들은 Chen 과 Mucoglu<sup>(9)</sup>

의 결과와 정확히 일치하였다. 대표적으로  $\theta=60^\circ$ 인 경우에 대하여 속도분포와 온도분포를 Fig. 2에 나타내었다. Fig. 2는  $Pr=0.7$ 일 때 혼합대류지표,  $Gr/Re^2$ 의 변화에 따른 속도분포를 나타낸 것이다. 혼합대류지표가 증가함에 따라 벽면에서의 속도구배가 증가하고 최대속도도 증가하며 운동량 경계층의 두께도 증가함을 알 수 있다. 이는 경계층내에서 부력에 의해 강제대류의 유동속도가 증가하기 때문이다. Fig. 3은  $Pr=0.7$ 일때 온도분포를 나타낸 것으로 혼합대류지표가 증가함에 따라 벽면에서의 온도구배가 증가하고 이로 인하여 열 경계층의 두께가 감소함을 보여준다. Fig. 4와 5는 각각  $Pr=7$ 일때 속도 및 온도분포를 나타낸다.  $Pr=0.7$ 인 경우에 비하여 혼합대류 지표의 변화에 따른 속도변화가 크지 않다. 이는 Prandtl 수가 증가함에 따라 유동내의 마찰에 의한 운동량의 확산이 증가하게 되어 상대적으로 부력의 영향이 작아지기 때문이다.

반면 열에너지의 확산은 감소하여 벽면에서의 온도구배는 더욱 커지게 되고 이에 따라 열경계층의 두께는 감소한다. Fig. 6은  $Pr=0.7$ 이고 혼합대류지표가 10인 경우 구 표면에서의 각도의 증가에 따른 경계층 내부 유동장의 속도분포와 온도분포를 나타낸 것으로  $\theta$ 가 증가함에 따라 속도와 온도는 발달하고 이로 인하여 운동량경계층과 열경계층의 두께는 증가한다. Fig. 7과 8은 각각 Prandtl 수가 0.7과 7인 경우의

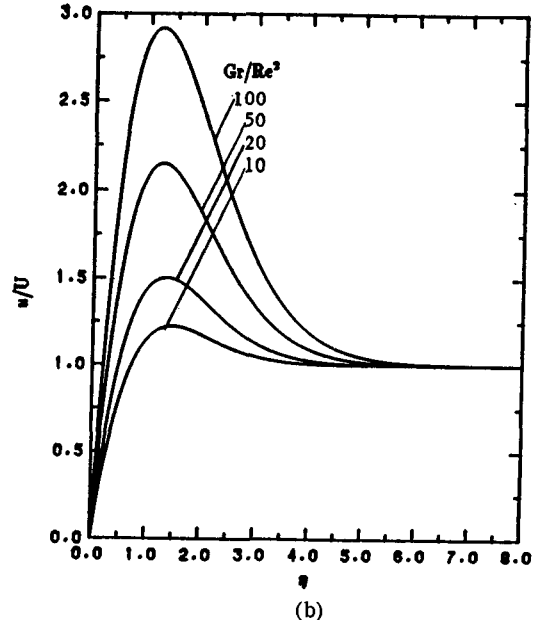
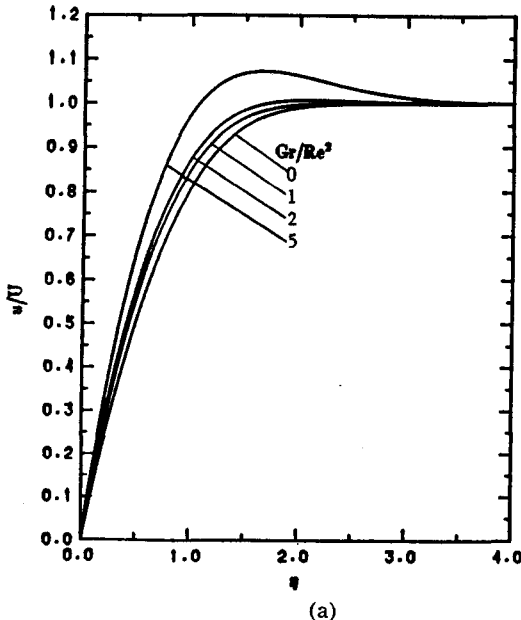


Fig. 2 Velocity profiles at  $\theta=60^\circ$ ,  $Pr=0.7$

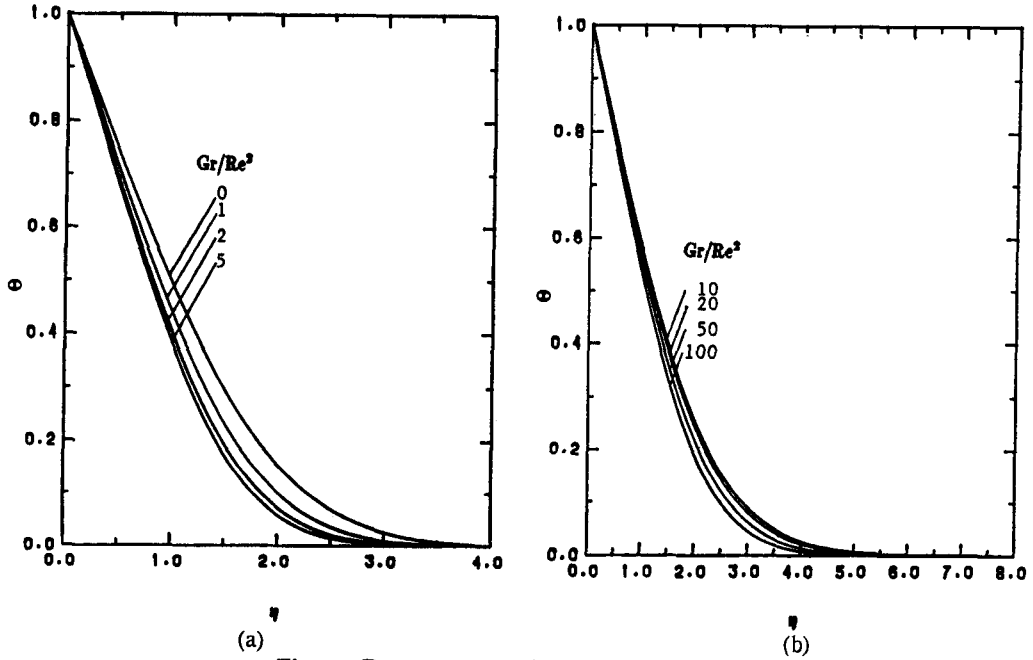


Fig. 3 Temperature profiles at  $\theta=60^\circ$ ,  $Pr=0.7$

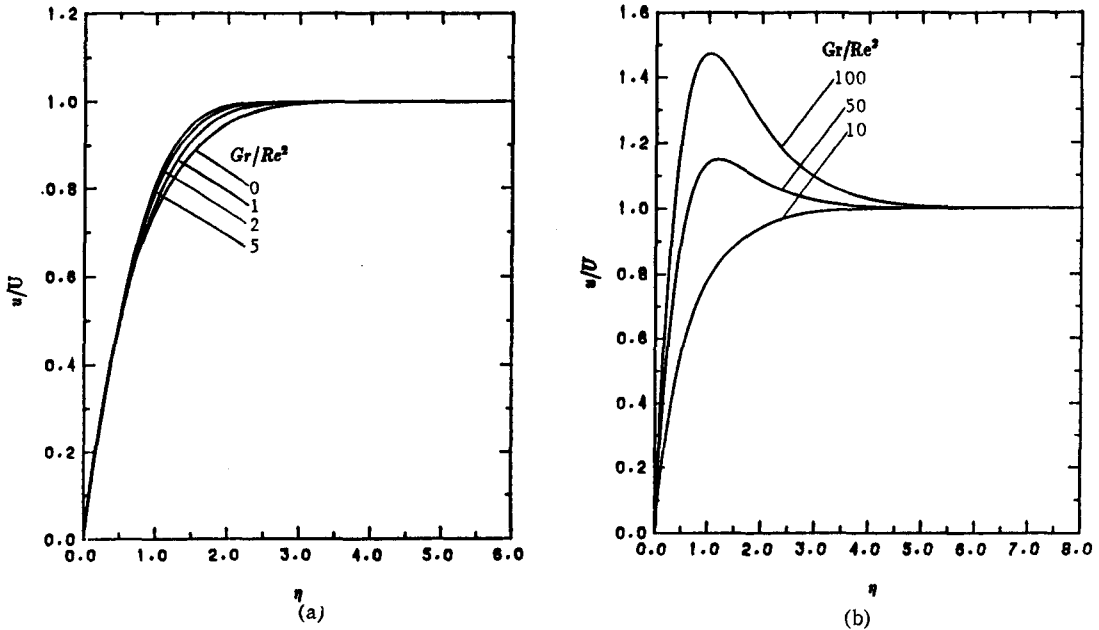
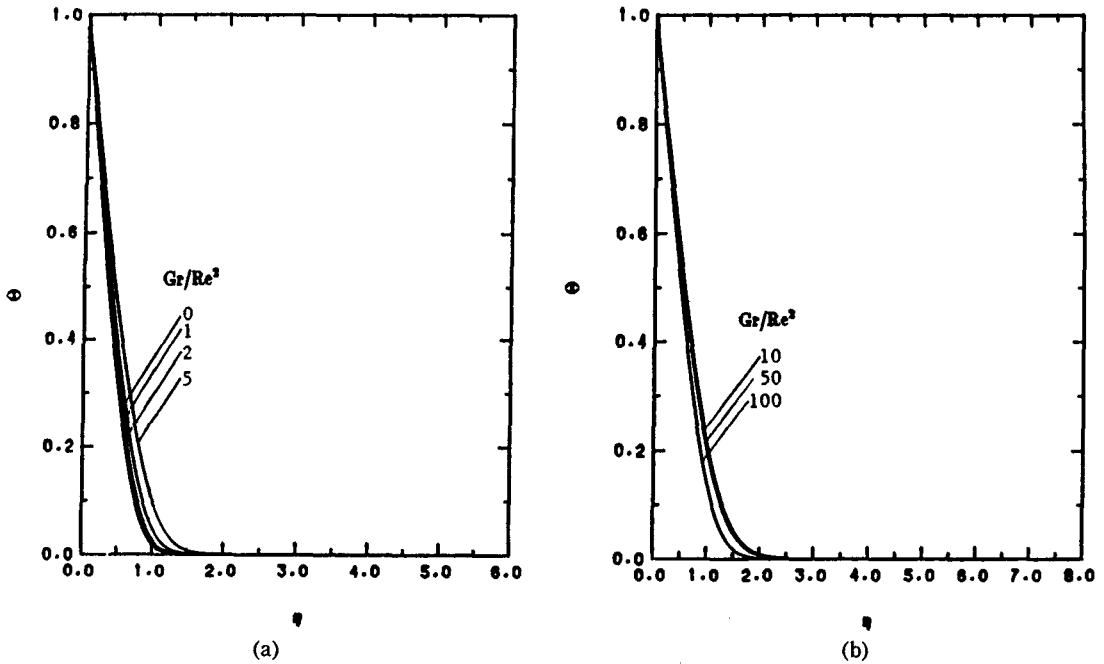
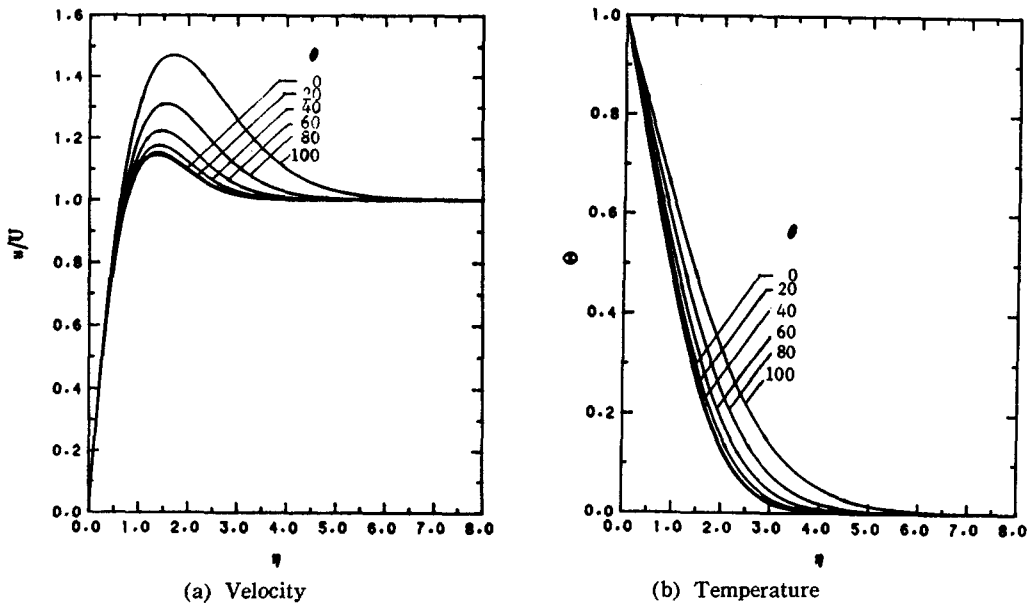


Fig. 4 Velocity profiles at  $\theta=60^\circ$ ,  $Pr=7$

국소마찰계수의 변화를 혼합대류 지표의 변화에 대하여 표시한 것이다. 혼합대류 지표가 증가함에 따라 부력의 영향으로 벽면에서의 속도가 증가하므로 국소 마찰계수도 증가하게 된다. 마찰계수가 최대가 되는 점은 혼합대류 지표가 커질수록  $\theta$ 가 큰 쪽으로 이동하는

데 이는 박리점이 구 후면으로 지연되어 나타남을 의미한다. 또한 Prandtl 수가 작을수록 국소 마찰계수는 큰 값을 갖는데 이는 Prandtl 수가 작을때 운동량 경계층의 두께가 상대적으로 얇아서 속도구배가 크기 때문이다. 자연대류의 효과가 일정할 때 관성에 의한 주위

Fig. 5 Temperature profiles at  $\theta=60^\circ$ ,  $Pr=7$ Fig. 6 Velocity and temperature variations with angle,  $Pr=0.7$ ,  $Gr/Re^2=10$ 

유동장의 변화에 따른 국소 열전달계수의 변화를 Fig. 9와 10에 나타내었다. 혼합대류 지표가 증가함에 따라 즉, 관성에 의한 영향이 적어짐에 따라 국소 열전달계수는 증가함을 볼 수 있다. 또  $Pr=7$  일때의 국소 열전달계수가  $Pr=0.7$  일때 보다 크다. 이것은 Prandtl 수가 증가하면 열경계층의 두께가 감소하고 벽면에서

의 온도구배가 증가하여 벽면에서의 열전달량이 커지기 때문이다. Fig. 11과 12는 강제대류의 효과가 일정할 때 부력의 영향에 따른 국소 열전달계수를 나타낸 것으로 혼합대류 지표가 감소함에 따라 즉, 부력에 의한 영향이 적어짐에 따라 국소 열전달계수는 증가한다. Prandtl 수의 변화에 따른 영향은 위에서 설명한 바와

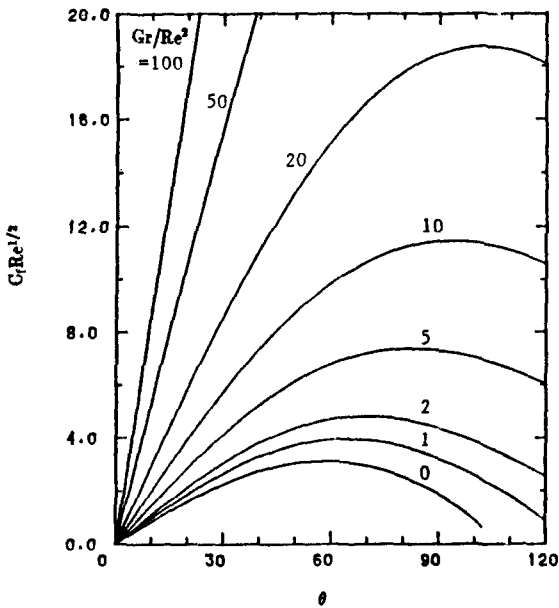


Fig. 7 Angular distributions of the local friction factor,  $Pr=0.7$

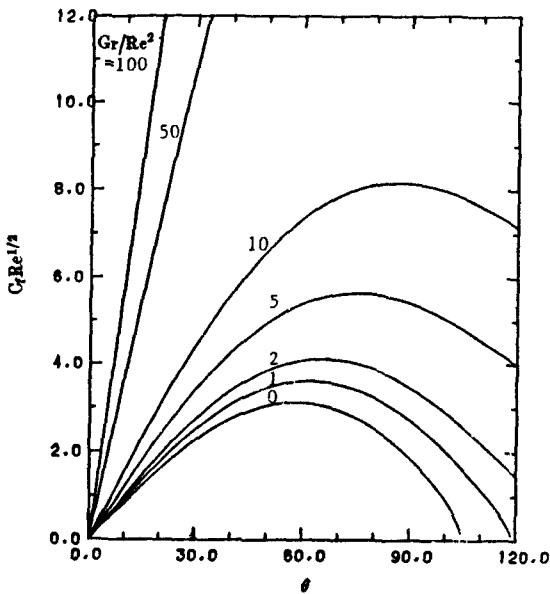


Fig. 8 Angular distributions of the local friction factor,  $Pr=7$

동일하다. 자연대류 영향의 변화에 따른 국소열전달계수는 주위 유동의 변화에 대한 국소 열전달계수보다  $\theta$ 에 대하여 훨씬 급격히 감소하고 전자의 경우 자연대류의 영향이 커질수록  $\theta$ 에 따른 국소 열전달계수의

변화가 완만해지며 후자의 경우 그 변화율은 거의 일정한 값을 보여준다. Fig. 13은 강제대류에 미치는 자연대류의 영향을 고찰하기 위하여 정체점에서의 열전달계수를 단순 강제대류의 정체점에서의 열전달계수로

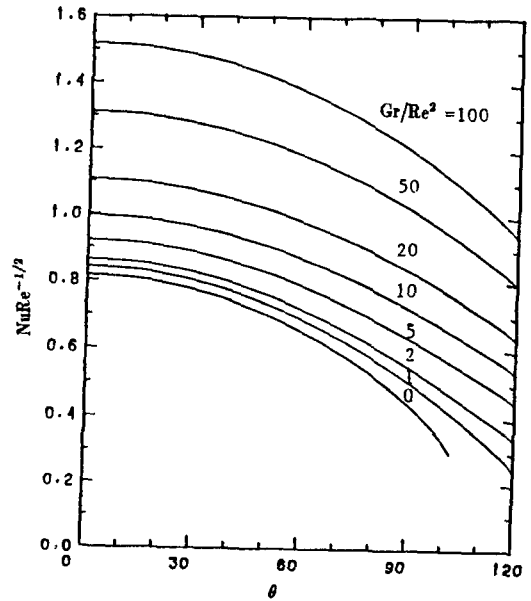


Fig. 9 Angular distributions of the local Nusselt number,  $Pr=0.7$

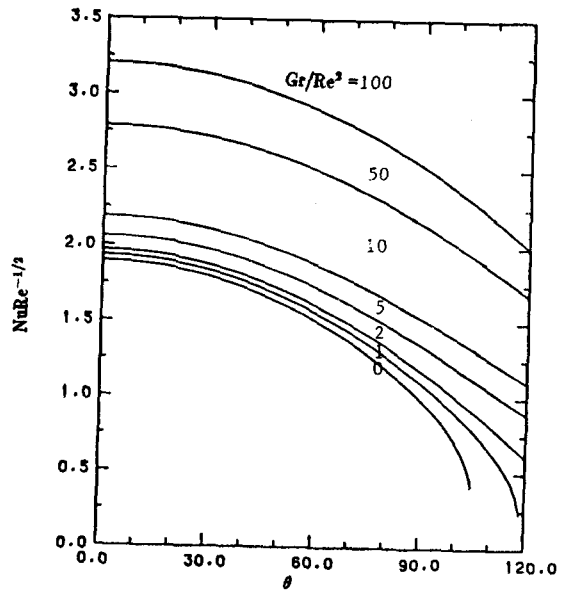


Fig. 10 Angular distributions of the local Nusselt number,  $Pr=7$

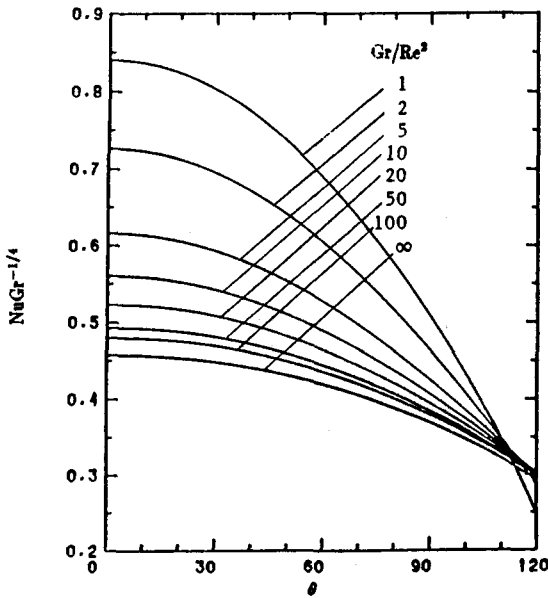


Fig. 11 Angular distributions of the local Nusselt number,  $Pr=0.7$

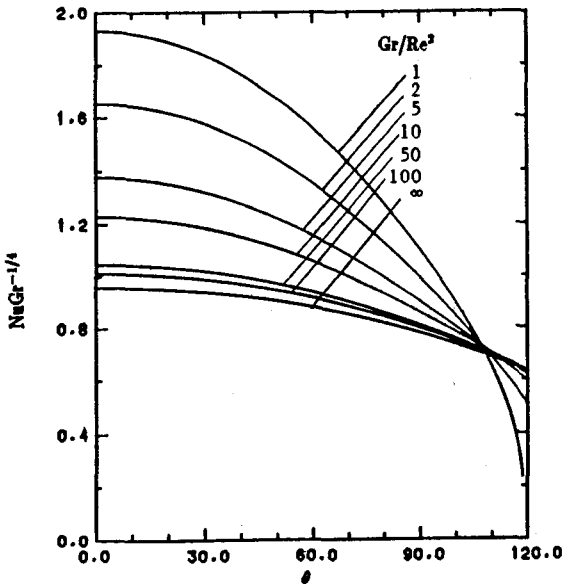


Fig. 12 Angular distributions of the local Nusselt number,  $Pr=7$

나눈 값을 혼합대류 지표에 대하여 나타낸 것이다. 열전달계수는 Prandtl 수가 작을 때 혼합대류 지표의 변화에 민감하게 변화한다. 각 Prandtl 수에 대하여 자연대류의 영향이 5%가 되는  $Gr/Re^2$ 의 값을 Table 1에 나타내었다.  $Pr=0.7$ 일 때 혼합대류 지표가 1.651 이하에서,  $Pr=7$ 일 때는 2.683 이하에서 자연대류의 영

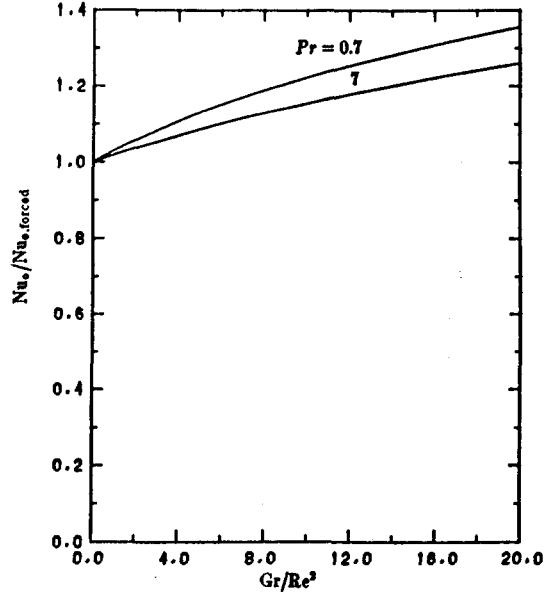


Fig. 13 Buoyancy effects on the forced convection in heat transfer at the stagnation point

Table 1 Natural convection effect on forced convection and vice versa

|          | Natural convection effect (5%) | Forced convection effect (5%) |
|----------|--------------------------------|-------------------------------|
| $Pr=0.7$ | $Gr/Re^2=1.651$                | $Re^2/Gr=0.0110$              |
| $Pr=7$   | $Gr/Re^2=2.863$                | $Re^2/Gr=0.0085$              |

향에 의한 열전달계수의 변화는 5% 이내로 된다. 이는 단순 강제대류로 가정하는데 있어 하나의 기준이 될 수 있다. Fig. 14는 자연대류에 미치는 관성에 의한 강제대류의 영향을 보기 위하여 정체점에서의 열전달계수를 단순 자연대류의 정체점에서의 열전달계수로 나눈 값을 혼합대류 지표의 역수에 대하여 나타낸 것이다. Prandtl 수가 클수록 혼합대류지표의 역수의 변화에 민감하다. Table 1로부터  $Pr=0.7$ 일 때는  $Re^2/Gr=0.0110$ ,  $Pr=7$ 일 때는  $Re^2/Gr=0.0085$ 면 관성의 영향이 5% 이상이 됨을 알 수 있다. 즉, 자연대류의 경우에는 작은 관성의 효과에도 강제대류의 영향이 크게 나타남을 예측할 수 있다. Table 2는 유동의 박리점이 발생하는 위치를 나타낸다. 박리점은 부력의 영향이 커질수록 벽면근처에서의 운동에너지의 증가로 인하여 후면부로 이동되어 나아가고 있고, 혼합대류지표가 2를 넘게 되면 이미 단순 자연대류의 경우에 접근됨을 알 수 있다. Prandtl 수가 크면 부력에 의한 영향이 상대적으로 적어지므로 박리점은 앞쪽으로 치우친다.



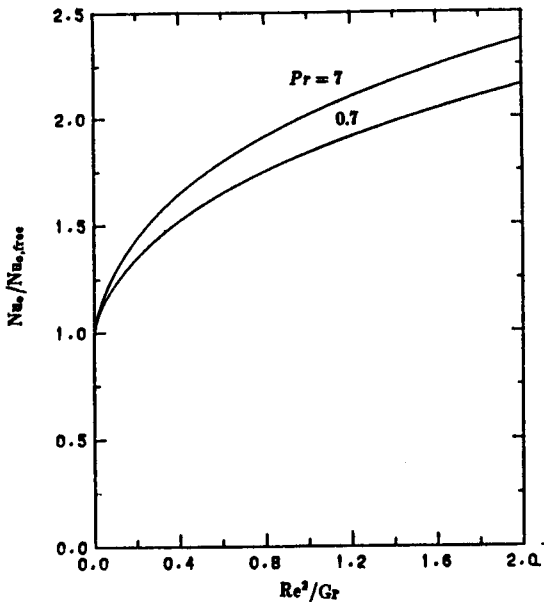


Fig. 14 Inertia effects on the free convection in heat transfer at the stagnation point

Table 2 Location of separation point

| $Pr$     | $Gr/Re^2$ | 0    | 1    | 2    |
|----------|-----------|------|------|------|
| $Pr=0.7$ |           | 105° | 126° | 155° |
| $Pr=7$   |           | 105° | 118° | 137° |

## 5. 결 론

혼합대류 전 영역에 걸쳐 유효한 비상사 경계층 방정식을 유도하고 유한차분법에 의해 Prandtl 수가 0.7 및 7 인 유체에 대하여 계산을 수행하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 혼합대류 지표가 증가할수록 국소 마찰계수 및 열전달계수는 증가한다.

(2) Prandtl 수가 작을 때 국소 마찰계수는 큰 값을 가지며, Prandtl 수가 클 때 열전달계수는 더 큰 값을 갖는다.

(3) 강제대류에 대한 자연대류의 영향은 Prandtl 수가 작을때 더욱 민감하게 나타난다.

(4) Prandtl 수가 0.7 인 경우 혼합대류 지표가 1.651 부터, Prandtl 수가 7 인 경우는 혼합대류 지표가 2.683 부터 자연대류의 영향이 크게 나타난다 (5%).

(5) 유동의 박리점은 혼합대류 지표가 증가할수록 구의 후면부로 이동해 갔으며 Prandtl 수가 작을때 유동의 박리는 더욱 일찍 일어난다.

## 참 고 문 헌

- (1) G.C. Vliet and G. Lepper, "Forced Convection Heat Transfer from an Isothermal Sphere to Water", J. Heat Transfer, Vol. 83c, pp.163~175, 1961.
- (2) T. Chiang, A. Ossin and C. L. Tien, "Laminar Free Convection from a Sphere", J. Heat Transfer, Vol. 86c, pp.537~542, 1964.
- (3) F.N. Lin, B.T. Chao, "Laminar Free Convection over Two-dimensional and Axisymmetric Bodies of Arbitrary Contour", J. Heat Transfer, Vol. 96c, pp.435~442, 1974.
- (4) T. Yuge, "Experiments on Heat Transfer from Spheres Including Combined Natural and Forced Convection". J. Heat Transfer, Vol. 82c, pp.214~220, 1960.
- (5) L.S. Klyachko, "Heat Transfer Between a Gas and a Spherical Surface with Combined Action of Free and Forced Convection", J. Heat Transfer, Vol. 83c, pp.355~357, 1963.
- (6) C.A. Hieber and B. Gebhart, "Mixed Convection from a Sphere at Small Reynolds and Grashof Numbers", J. Fluid Mech., Vol. 38, pp.137~159, 1969.
- (7) T.C. Chen and A. Mucoglu, "Analysis of Mixed Forced and Free Convection about a Sphere", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 20, pp. 867~875, 1977.
- (8) A.C. Fernandez-Pello and C.K. Law, "On the Mixed Convective Flame Structure in the Stagnation Point of a Fuel Particle", 19th Symposium on Combustion, pp.1037~1044, 1983.
- (9) M.S. Raju, X.Q. Liu and C.K. Law, "A Formulation of Combined Forced and Free Convection Past Horizontal and Vertical Surfaces", Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 27, No. 12, pp. 2215~2224, 1984.
- (10) H. Schlichting, Boundary Layer Theory, McGraw-Hill Book Company, 7th edition, 1979.
- (11) H.B. Keller and T. Cebeci, "Accurate Numerical Methods for Boundary-layer Flows. II: Two-dimensional Turbulent Flows", AIAA J1, Vol. 10, pp. 1193~1199, 1972.
- (12) B. Carnahan, H.A. Luther, J.O. Wilkes, Applied Numerical Methods, John Wiley & Sons, Inc., 1969.