

난류 혼합 대류유동에서 고 흡수, 방사하는 입자의 열 확산에 관한 연구

Study on Thermophoresis of Highly Absorbing, Emitting Particles in Turbulent Mixed Convection Flows

여 식 준

부산수산대학교 환경공학과

(1996년 1월 24일 접수, 1996년 7월 9일 채택)

Seok-Jun Yoo

Department of Environmental Engineering, National Fisheries University of Pusan

(Received 24 January 1996; accepted 9 July 1996)

Abstract

The effect of radiation and buoyancy on the thermophoresis phenomenon owing to the presence of highly absorbing, emitting particles (such as soot or pulverized coal) suspended in a two phase flow system was investigated numerically for a turbulent mixed convection flow. The analysis of conservation equations for a gas-particle flow system was performed on the basis of a two-fluid model from a continuum Eulerian viewpoint.

The modified van Driest and Cebeci mixing length turbulence model was adopted in the analysis of turbulent flow. In addition, the P-1 approximation was used to evaluate the radiation heat transfer. As expected from the particle concentration and drift velocity distribution, the cumulative collection efficiency $E(x)$ becomes larger when the buoyancy effect increases (i.e. higher Grashof number), while smaller as the radiation effect increases (i.e. higher optical thickness).

Key words : thermophoresis, turbulent mixed convection flows, two-fluid model, Grashof number

1. 서 론

기체 유동에 적재된 입자 운동 메카니즘은 공기 청정기, 초청정실(clean room)설계 및 대기 오염의 주변인 연소기관에서 배출되는 미세분진 등의 제어장치 설계에 중요하게 적용된다. 더욱이 관내의 고온 기체 유동에 적재된 복사효과가 높은 분진입자의 거동은 연소공정 후처

리 설계의 이론적 해석에 필수적이며, 이를 위해 복사효과 및 부력효과가 고려된 난류 혼합 대류유동에서의 입자운동 해석이 선행되어야 한다. 비등온(non-isothermal) 이상 유동(two phase flow)에서 입자 운동은 온도 구배에 의한 입자의 열적 이동 혹은 열확산(thermophoresis), 입자 관성에 의한 관성 충돌(inertial impaction) 및 Brownian 확산 등으로 해석될 수 있다. 입자에 비해서 가스 확산도(diffusivity)가 큰 경

우 입자의 Brownian 확산은 무시되며, 주로 열적 이동과 유동에 의한 입자 이동이 지배적이다. 입자의 열적 이동 현상에 관한 기본적 이론은 Waldmann *et al.* (1966) 등에 의해 개발되어 왔으며, Goldsmith *et al.* (1966)은 1차원 유동에서 입자의 열확산적 속도를 실험적으로 측정하였다. 근래에 와서 Talbot (1980), Goren (1977) 및 Walker (1977) 등은 평판 주위의 경계층 유동 또는 관내 유동에서의 입자 운동 문제를 해석적, 수치적으로 취급하였다. 대부분의 연구자들은 Lycopodium, TiO₂, MgO 및 유리 분말 등 복사 효과가 낮은 저 흡수, 방사하는 입자들을 연구의 대상으로 다루어 왔다. 하지만 실재는 연소 기관에서 배출되는 슈트(soot), 비산재(fly ash) 및 미분탄 등의 고흡수, 방사하는 입자들이 고온 기체유동에 내포되는 경우가 많다. 연소실, 산업용으로 등과 같은 고온 열시스템에서 복사 열전달의 중요성이 인식되어 최근 이에 대한 연구가 활발하며, 이는 슈트와 같은 방사율이 높은 입자의 열적 이동 현상에 매우 중요한 영향을 미치고 있는 것으로 분석된다. 더욱이 Goren (1977)은 입자의 열확산 문제에서 복사 효과를 무시하는 경우 매우 제한된 영역에서의 해석임을 제시하였다. 단지 Morse (1985)와 Cipolla (1987)가 MCV D(modified chemical vapor deposition) 공정에서 흡수, 비방사(non-emitting) 하는 제한된 조건에서 미비하나마 최초로 입자 운동에 대한 복사 효과를 고려하였다. 입자가 수반되는 혼합 대류유동에서 열확산적 입자운동은 Wang *et al.* (1985)에 의해 수행되었으며, 난류유동에서는 Im *et al.* (1983)에 의해 해석되었다.

언급한 바와 같이 위의 연구들은 연소로 등에서 배출되는 방사율(emissivity)이 1.0에 근접하는 슈트와 같은 입자를 제어하는 측면에서 볼 때 매우 부분적인 연구로 평가되며 이를 보완하기 위해서는 입자거동에 영향을 미치는 중요 인자들(벽면조도에 의한 난류, 복사, 부력 효과 등)에 의한 복합적인 해석이 고려되어야 한다. 따라서 본 연구에서는 수직관 내에서의 벽면 조도에 의한 난류효과, 고온 기체에 의한 부력효과 및 방사율이 높은 입자에 의한 복사효과를 복합적으로 고려하여 실제현상에 접근하고자 하였으며, 위의 효과들을 고려한 입자운동의 해석에 의해 입자의 부착율 및 누적 부착효율을 수치해석적 모델에 의해 계산 수행하였다. 본 연구의 계산 결과들은 Gr, τ_w , N 등의 무차원 변수들에 의해 구해졌으며, 이는 대기오염 제어장치의 최적설계를 위한 이론적 기초 자료가 될 수 있을 것으로 사료된다.

2. 수학적 모델의 해석

입자 적재율의 관점에서 다상 유동 시스템(multi-phase flow system)은 무차원 파라미터 τ_a/τ_c (즉, 공기역학적 반응 시간과 입자 충돌 시간의 비)에 의하여 dilute 또는 dense한 기체-입자 유동으로 분류될 수 있다(Crowe, 1982). 본 연구는 부유 입자들 사이의 상호 작용에 의한 stress tensor를 무시 ($\tau_a/\tau_c < 1$)하는 dilute한 기체-입자 유동으로 가정한다. 본 논문의 dilute한 이상 유동은 낮은 입자 적재(one-way coupling situation)에 제한되며, 이는 입자의 운동이 기체 유동에 영향을 미치지 않는 것으로 고려된다. 기체-입자 유동을 지배하는 방정식은 Eulerian 관점의 두 유체 모델(two-fluid model)과 Lagrangian 관점의 궤적 모델(trjectory model)로 분류되어 사용될 수 있다. 두 유체모델은 입자 확산 효과에 쉽게 부응하여 다차원 유동에도 잘 적용될 수 있다. 더욱이 높은 입자 적재율에도 확대 적용될 수 있는 이점을 지니고 있어, 본 연구에서는 두 유체모델의 근간에서 지배방정식을 유도한다. 입자의 열적 이동 현상에 대한 이론적 해석은 다음과 같은 입자의 열적 입자 이동 속도에 근거를 둔다(Epstein, 1929).

$$\nabla T = - \frac{vK}{T} \nabla T \quad (1)$$

여기서, K는 입자 주위의 유동 regime에 의존하는 무차원 계수이다. 기체의 속도장은 free molecular flow regime (Knudsen number, $K_n = \lambda/(d_p/2) \gg 1$)에 대해서는 입자에 의해 영향을 받지 않는다. Waldmann (1966)은 에어로졸 입자와 기체 분자의 탄성 충돌에 K는 6/8, 응축과 증발에 의한 충돌에서는 $6/(8+\pi)$ 임을 밝혔다. Slip flow regime ($\lambda/(d_p/2) \ll 1$)에서는 입자 이동 메카니즘이 기체-입자 경계에서의 온도 점프에 의존되며, 열적 이동 확산 계수의 표현은 Epstein (1929) formula에 의해 다음과 같이 주어진다.

$$K = K_t \frac{K_g}{K_g + K_p/2} \quad (2)$$

여기서, 열적 미끄럼 계수(thermal slip coefficient) $K_t = 1.17$

천이 영역(transition regime)에서 기체 평균자유행

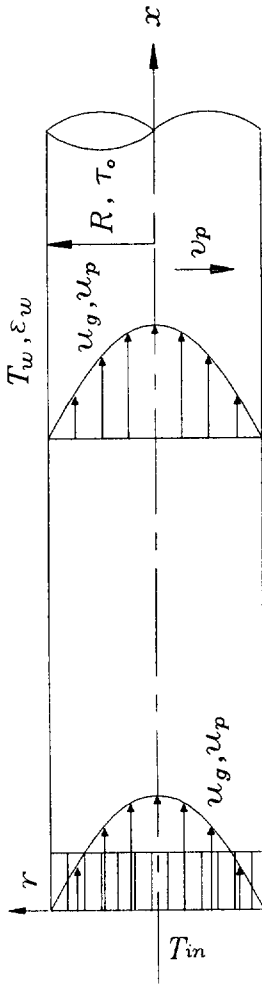


Fig. 1. Present physical configuration.

로 (mean free path)는 입자 크기의 order이며, Derjaguin *et al.* (1976)은 다음과 같은 식을 제시하였다.

$$K = K_1 \frac{1 + C_1(\lambda/(d_p/2))(K_p/K_g)}{1 + K_p/(2K_g) + C_1(\lambda/(d_p/2))(K_p/K_g)} \quad (3)$$

여기서, C_1 는 2.16으로 주어지는 온도점프계수이며, 에어로졸 입자의 여러 크기에 의한 K 는 0.25 ~ 1.25로 표현된다.

지배방정식을 유도하기 앞서, 다음과 같은 가정에 의해 본 연구의 해석을 한다.

1. 유동은 낮은 입자 적체에 의한 dilute한 기체-입

자 유동이다.

2. 튜브 입구에서 기체와 입자에 대한 유동장은 완전히 발달된 유동 (fully developed flow)이다.
3. 입자 농도와 온도 분포는 튜브 입구에서 균일하다.
4. 유체와 입자의 물성치는 온도에 독립적이다.
5. 튜브 벽은 등온이며 회체 (gray body)로 가정한다.
6. 기체는 복사에 transparent하며 입자는 산란이 없는 흡수, 방사하는 회질 (gray medium)로 가정한다.
7. 흡수 계수 (absorption coefficient)는 모든 열영역에서 일정하다.
8. 입자는 동일 크기의 구형이다.
9. 입자의 응결 (coagulation)은 무시된다.
10. 기체와 입자는 동일 온도이다.

본 연구의 해석을 위한 configuration과 좌표 시스템은 그림 1에 표현되어 있으며, 두 유체 모델의 근간에서 각 phase에 대한 지배방정식은 다음과 같이 유도된다.

2.1 기체상

자연대류 효과가 커져 역유동이 발생하는 유동장에서 보존방정식은 축방향의 확산이 무시되지 않는 fully elliptic 방정식의 해석이 필요하다 (Lavine *et al.*, 1989) 본 연구는 역유동이 발생하지 않는 영역에서 해석된다. Stephenson (1976)은 원형 튜브와 같은 간단한 기하학적 형상 내에서의 유동에서 mixing length 모델은 $k-\epsilon$ 모델과 다른 좋은 결과를 보인다고 제시했다. 따라서 본 연구에서는 two-equation 모델에 의한 수치계산의 시간을 줄이고 복잡성을 피하기 위해, Van Driest (1956)와 Cebeci (1973)에 의한 mixing length 근사 방법이 적용되며, 지배방정식과 모델링 과정은 다음과 같다.

연속 방정식

$$\frac{\partial(\rho_g u_g)}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \rho_g v_g) = 0 \quad (4)$$

운동 방정식

$$\rho_g u_g \frac{\partial u_g}{\partial x} + \rho_g v_g \frac{\partial u_g}{\partial r} = -\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r(\mu + \mu_t) \frac{\partial u_g}{\partial r} \right] + \rho_{k,m} g \gamma (T_g - T_m) \quad (5)$$

Van Driest (1956)의 mixing length 이론에 의해 와동 점성 (eddy viscosity)은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} \mu &= \rho \cdot l^2 \cdot \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial u}{\partial x}, \quad y=R-r \\ l &= K' y [1 - \exp(-y^+/A)] \text{ if } 0 < y \leq \frac{\lambda R}{K'} \\ l &= \lambda R \quad \text{if } y > \frac{\lambda R}{K'} \\ \lambda &= 0.09, \\ K' &= 0.435, \quad A^+ = 26 \\ y^+ &= y u^* / \nu \\ u^* &= \sqrt{(\tau_w / \rho)} \end{aligned} \tag{6}$$

위 방정식의 경계조건은

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_g}{\partial y} = 0, \quad v_g = 0, \quad r = 0 \\ u_g = 0, \quad v_g = 0, \quad r = R \\ \frac{\partial u_g}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial v_g}{\partial x} = 0 \quad \text{출구} \\ \text{완전히 발달된 유동,} \quad \text{입구} \end{aligned} \tag{7}$$

2.2 입자상

연속 방정식

$$\frac{\partial}{\partial x}(\phi u_p) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(r \phi v_p) = 0 \tag{8}$$

u-운동량 방정식

$$u_p \frac{\partial u_p}{\partial x} + v_p \frac{\partial u_p}{\partial r} = -\frac{1}{Stk} (u_p - u_g) - \frac{1}{Stk} \frac{K}{Re_R} \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial x} \tag{9}$$

v-운동량 방정식

$$u_p \frac{\partial v_p}{\partial x} + v_p \frac{\partial v_p}{\partial r} = -\frac{1}{Stk} (v_p - v_g) - \frac{1}{Stk} \frac{K}{Re_R} \frac{1}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial r} \tag{10}$$

여기서,

$$\begin{aligned} r^* &= \frac{r}{R}, \quad x^* = \frac{x}{R}, \quad \phi = \frac{\rho_p}{\rho_{p,in}}, \quad \theta = \frac{T}{T_{in}} \\ Re_R &= \frac{UR}{\nu}, \quad Stk = \frac{\rho_{pm} \cdot d_p^2 \cdot U}{18\mu R} \\ u_g^* &= \frac{u_g}{U}, \quad v_g^* = \frac{v_g}{U}, \quad u_p^* = \frac{u_p}{U}, \quad v_p^* = \frac{v_p}{U} \end{aligned} \tag{11}$$

식 (8), (9), (10)은 무차원 입자 운동 방정식으로 편의상 (*)부호는 생략하며, 이후 r, x, u_g, v_g, u_p, v_p는 무차원 값을 나타낸다. ρ_p는 ρ_{pm} · n_p · V_p로 표현되는 입자의 부유성 밀도 (apparent density)를 의미한다. ρ_{pm}은 입자의 밀도, n_p는 단위 체적당 입자수, V_p는 입자의 부피이며, Stk는 스토크스 수 (Stokes number)를 의미한다.

입자 운동 방정식의 수치적 방법은 2nd order의 upwind scheme에 의하며, 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} u_p = u_g, \quad v_p = 0, \quad \phi = 1, \quad x = 0 \\ \frac{\partial u_p}{\partial r} = v_p = \frac{\partial \phi}{\partial r} = 0, \quad r = 0 \end{aligned} \tag{12}$$

2.3 기체와 입자에 대한 혼합 에너지 보존식

복사 생성항과 커플링되어 있는 에너지 보존식은 식 (13)과 같으며, 복사 생성항 G₀는 비산란 매체에 대한 P-1 근사해법에 의해 해석되며 (Viskanta *et al.*, 1986), 에너지 보존식은 power law 차분법을 사용하는 line S.O.R. solver에 의해 구해진다.

$$\begin{aligned} (1+C_L)u_g \frac{\partial \theta}{\partial x} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \cdot \frac{K_{eff}}{\rho C_{pg} UR} \cdot \frac{\partial \theta}{\partial r} \right] \\ - \frac{\tau_0^2}{P_e N} (\theta^4 - G_0) + \frac{u_g}{\rho_k C_{pg} T_{in}} \frac{\partial P}{\partial x} \\ + \frac{u_g \mu}{\rho_k C_{pg} T_{in}} \left(\frac{\partial u_g}{\partial r} \right)^2 \end{aligned} \tag{13}$$

여기서,

$$\begin{aligned} CL = \frac{\rho_p C_{pp}}{\rho_g C_{pg}}, \quad \theta = \frac{T}{T_{in}} \approx \frac{T_p}{T_{in}} \approx \frac{T_g}{T_{in}} \\ P_e = Re Pr, \quad \tau_0 = \beta R \\ N = \frac{K \beta}{4\sigma n^2 T_{in}^3}, \quad G_0 = \frac{I_0}{4\sigma n^2 T_{in}^4} \end{aligned} \tag{14}$$

에너지 보존식에 대한 난류 모델링은 다음과 같다 (Cebeci, 1973).

$$\begin{aligned} K_{eff} &= K_e + K_t \\ K_t &= \rho l_t \left| \frac{\partial u}{\partial y} \right| \frac{\partial T}{\partial y} \\ l_t &= K'' y [1 - \exp(-y^+ / \sqrt{Pr/B''})] \end{aligned} \tag{15}$$

K'' 는 난류 열혼합 길이를 지배하는 상수이며 B^+ 는 열 혼합길이 (thermal mixing length)의 감쇄상수이다.

$$B^+ = B_{\infty}^+ \frac{\delta_T}{\delta_{T_m}}, \quad B_{\infty}^+ = 10.5 Pr^{-1/3}$$

방정식(13)의 경계조건들은,

$$\begin{aligned} \theta &= 1, & x &= 0 \\ \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} &= 0, & \text{출구} \\ \frac{\partial \theta}{\partial r} &= 0, & r &= 0 \\ \theta &= \theta_w, & r &= 1 \end{aligned} \quad (16)$$

튜브 벽면 (wall)에서의 입자 부착율 (deposition flux)

$$J_p = \rho_p \cdot v_p|_w \quad (17)$$

또한, 튜브 입구에서 x 거리까지 튜브 벽면에 부착된 입자의 누적 부착효율 (cumulative collection efficiency)

$$E(x) = \frac{\int_0^x J_p(s) 2\pi ds}{\rho_{p,in} U \pi R} \quad (18)$$

3. 결과 및 고찰

입자 운동방정식의 해석을 위한 수치적 방법의 검증을 위해 Walker *et al.* (1977)의 입자운동식을 본 연구의 수치적 scheme에 의해 계산하였으며, 그림 2에서 보여지는 바와 같이 누적 부착효율 (cumulative collection efficiency)은 Walker의 케적모델에 의한 결과들과 잘 일치함을 보인다. 비교 결과들의 미소한 차이는 수치계산의 해법차이에 의하여, Walker의 케적모델과 본 연구의 Eulerian 접근 방법의 차이에 기인하는 것으로 보인다. 그림 3은 복사 열유속을 포함하는 커플링된 에너지 방정식의 해를 검증하기 위해 본 연구에서 사용된 P-1 근사해법의 해와 Pearce와 Emery (1970)의 결과와 비교되었으며, 복사 열전달을 특성화하는 광학 두께 (optical thickness) τ_0 및 전도와 복사의 비 N 에 따르는 계산 결과는 좋은 일치율을 보이고 있다. 수직 원형 튜브에서 벽면 조도 (roughness)의 영향으로 인한

난류 효과 및 기체 온도와 벽면 온도 차이에 의해 야기되는 부력 효과가 고려된 유동장, 온도장, 입자 이동 속도 (particle drift velocity), 입자 농도 분포 및 누적 부착효율에 대한 해석이 본 연구에서 수치계산에 의해 수행된다. 수치결과들은 Grashof 수, 광학 두께 τ_0 , N 및 T_w/T_m 등의 무차원 파라미터에 의해 구해진다.

식 (1)로 주어지는 입자의 열적 이동 효과를 예측하기 위해 온도장 해석이 이루어져야 하며, 그림 4는 유동 방향 $x/R=15, 30$ 에 따른 각 횡단면에서 $Gr=0, 5000, \tau_0=0, 0.5, N=0.01, T_w/T_m=0.6$ 에서의 온

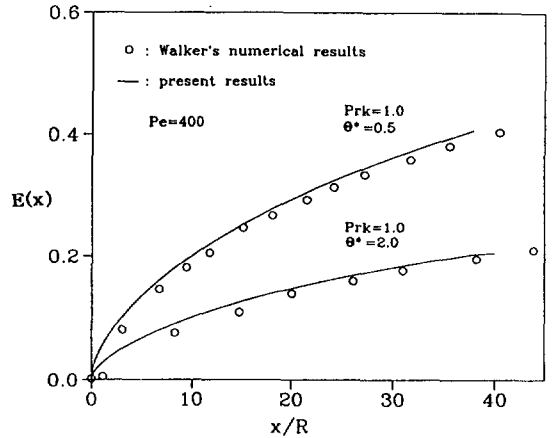


Fig. 2. Cumulative collection efficiency along axial distance for different operating conditions.

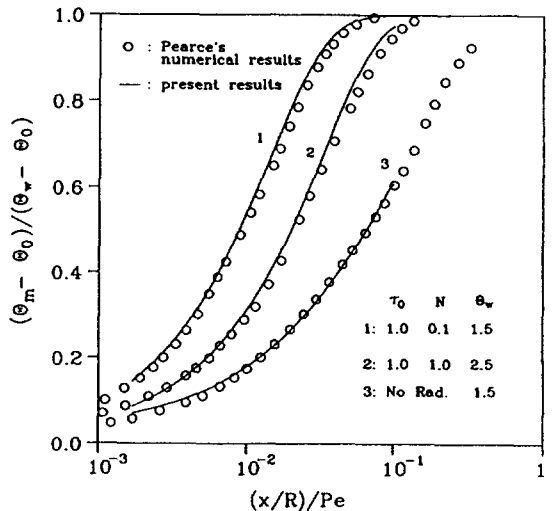


Fig. 3. Mean temperature vs. $(x/R)/Pe$.

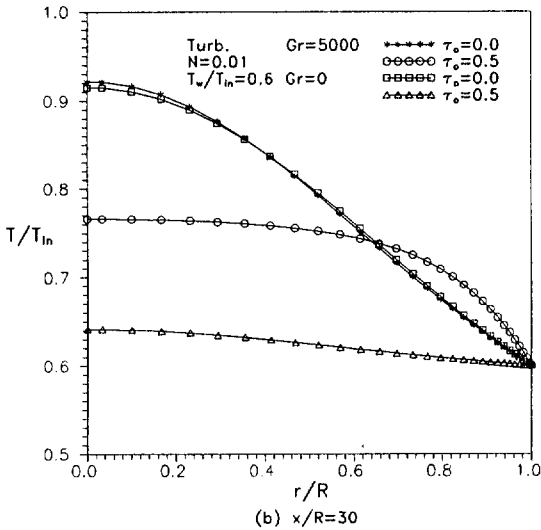
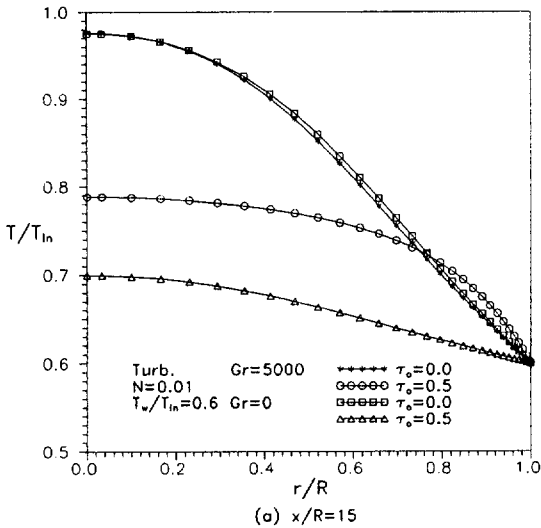


Fig. 4-a, b. Temperature distributions at $x/R=15, 30$ ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$).

도 분포를 나타낸다. 먼저, 유동 방향 $x/R=30$, $\tau_0=0.5$ 에서 열영역은 복사 효과의 영향으로, 유동 방향으로 진행되면서 냉각된 벽면으로의 열전달이 $\tau_0=0$ 에서 보다 크게 발생되어 τ_0 의 증가에 따라 튜브 중심 부근의 온도는 급격히 감소한다. 또한 반경 방향으로 벽면 부근의 온도 구배는 전도 현상과는 달리 복사 에너지의 멀리 도달할 수 있는 성질로 인해 튜브 중심에서 벽면 부근으

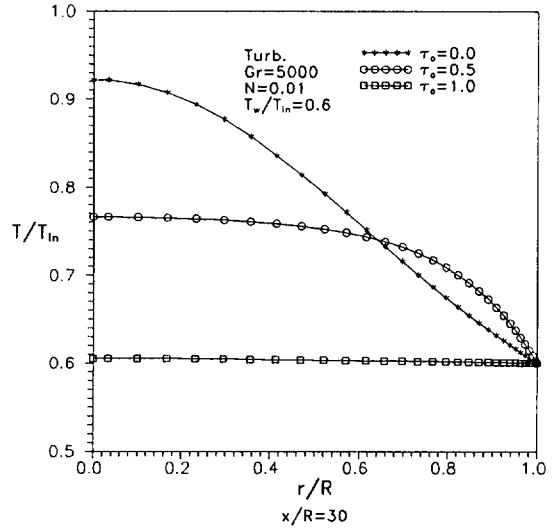


Fig. 5. Temperature distributions at $x/R=30$ ($Gr=5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5, 1.0$).

로의 복사 열전달이 증가되어 복사가 고려되지 않는 $\tau_0=0$ 에서 급격한 온도 구배를 갖는 것으로 나타난다. 부력 (buoyancy) 효과에 의한 영향은 $\tau_0=0.5$ 및 $Gr=0$ 과 5000에서 $Gr=5000$ 인 경우 튜브 중심 부근에서 대류 열에너지 이동이 크므로 $Gr=0$ 보다 높은 온도 분포를 보이며 복사 효과로 벽면 부근에서 높은 온도 구배를 나타낸다.

그림 5는 $x/R=30, Gr=5000, N=0.01, T_w/T_{in}=0.6$ 및 광학 두께 (optical thickness) 변화에 따른 온도 분포를 나타낸다. $\tau_0=\beta R$ 로 표현되며, 흡수 계수 β 가 매우 높은 (0.9 이상) 분진 또는 미분탄이 반경이 큰 chamber에서 기체 유동에 부유되어 있을 때, 복사 효과가 매우 큰 τ_0 를 나타낼 수 있다. 복사가 고려되지 않는 $\tau_0=0$ 에서 축 중심 부근의 온도는 $x/R=30$ 에서도 매우 낮은 감소의 경향을 보이며 이는 열확산의 중요 매커니즘인 전도에 의해서만 반경 방향으로 이루어지기 때문이며, 이에 반해 에너지 보존식에 생성항인 복사 열 유속이 추가된 경우 반경 방향의 열전달은 증가되며 $\tau_0=1.0$ 인 경우 $x/R=30$ 이하인 경우에도 이미 거의 벽면 온도에 가까운 flat한 온도 구배를 보이며 $x/R=30$ 에서는 벽면 온도에 접근하게 된다.

그림 6-a, b는 $x/R=15, 30, Gr=0, 5000, N=0.01, T_w/T_{in}=0.6$ 및 τ 변화에 따른 축 방향의 무차원 입자 속도 u_p 를 나타낸다. 입자의 운동량 보존식에서 표현된 Stokes 수, 즉 Stk 는 본 연구에서는 10^{-3}

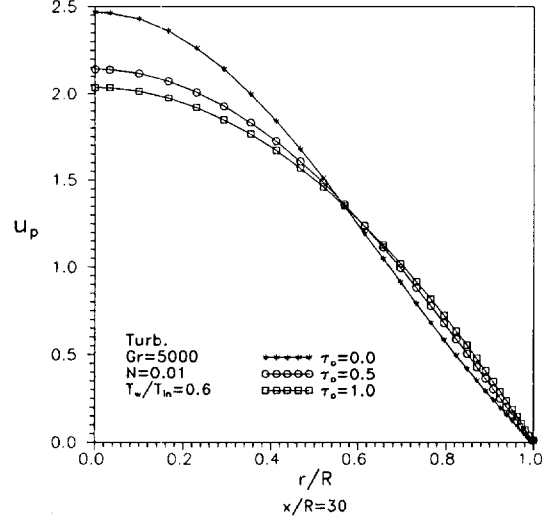
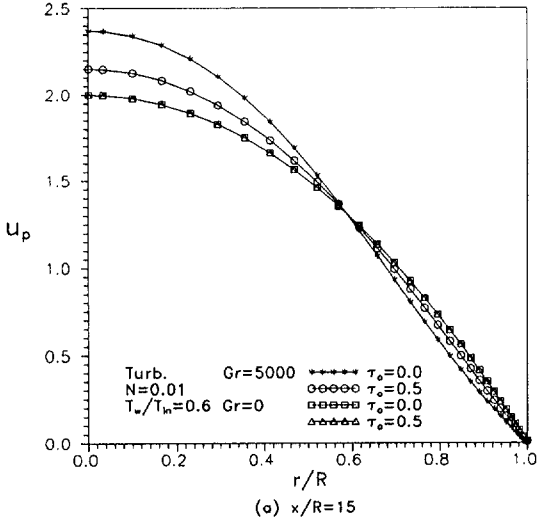


Fig. 7. Axial particle velocity profiles at $x/R=30$ ($Gr=5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5, 1.0$).

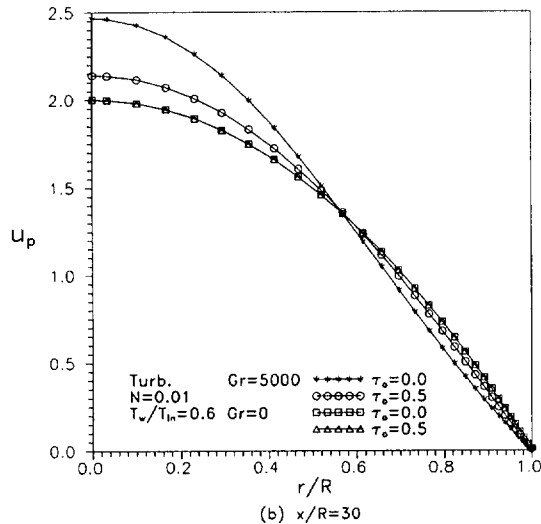


Fig. 6-a, b. Axial particle velocity profiles at $x/R=15, 30$ ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$).

order 이하의 매우 작은 값으로 입자는 기체유동과 거의 유사한 형태를 취한다. 즉, 식 (9) 우변의 첫째항의 u_p 는 u_k 와 거의 동일하며, 축 방향의 온도 구배에 의한 입자 이동이 예상되지만 유동 방향 (x 방향)의 온도 구배는 r -방향의 온도 구배에 비해 작으므로 상대적으로 미소할 것으로 예측된다. $Gr=5000$ 에서 부력 효과를 고려한 혼합 대류 유동에서 축 중심 부근의 입자 속도는

기체의 유동 속도와 유사하게 부력의 영향으로 인해 증가됨을 알 수 있다. $Gr=0$ 에서 $\tau_0=0.5$ 에 따른 복사 효과의 변화는 x -방향의 입자 속도에 영향을 미치지 못하는데 이것은 위에서 설명한 것과 같이 복사 효과에 의한 x -방향의 온도 구배에 의한 입자 이동은 대류에 의한 입자 이동 속도에 비해 매우 미약하기 때문이며, 따라서 $\tau_0=0.0, 0.5$ 에서의 u_p 는 거의 일치함을 보이며 그림에는 겹쳐서 나타난다.

그림 7은 $x/R=30, Gr=5000, N=0.01, T_w/T_m=0.6$ 및 τ_0 변화에 따른 축 방향의 무차원 입자 속도 u_p 를 나타낸다. 복사 효과가 고려되는 경우 $x/R=30$ 에서 u_p 는 $x/R=15$ 에서 보다 감소하는 경향을 보이기 시작하며, 이는 복사의 영향으로 부력 효과가 감소되기 때문이다. 반면 $\tau_0=0$ 에서는 $x/R=30$ 에서도 부력의 영향이 작용하여 축 중심 부근에서 u_p 는 증가하며, 유동 방향으로 진행되면서 계속 증가하는 경향을 예측할 수 있다. 복사의 영향이 높게 작용하는 $\tau_0=1.0$ 에서는 온도 분포를 반경 방향으로 균일화시키려는 경향이 매우 높아, 기체상의 x -방향의 운동량 방정식의 생성항의 효과를 감소시키며, 매우 작은 Stokes 수에 의해 u_p 는 $\tau_0=0$ 에 비해 현저히 작은 값을 나타낸다.

그림 8-a, b는 $x/R=15, 30, Gr=0, 5000, N=0.01$ 및 $\tau_0=0, 0.5$ 에 따른 입자의 반경방향으로 무차원 이동속도 v_p 를 나타낸다. 입자 운동방정식에서 보듯이 r -방향의 이동 속도는 횡방향의 온도 구배에 직접적

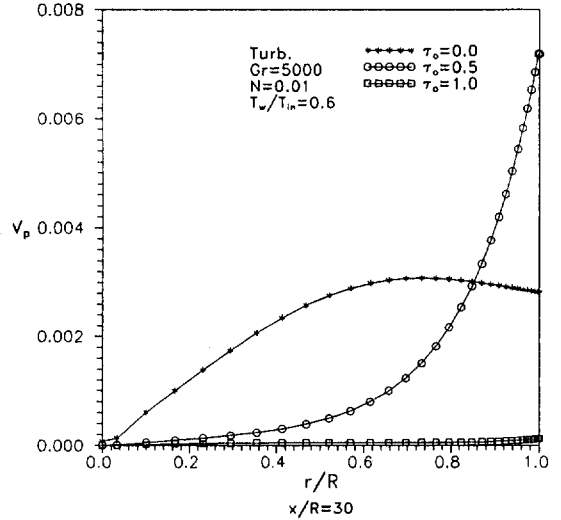
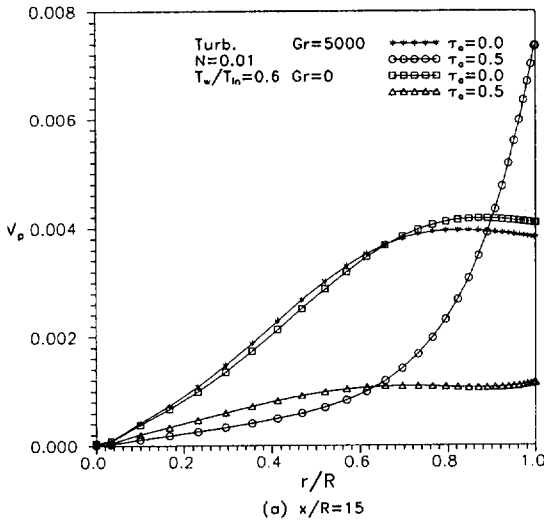


Fig. 9. Radial particle velocity profiles at $x/R=30$ ($Gr=5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5, 1.0$).

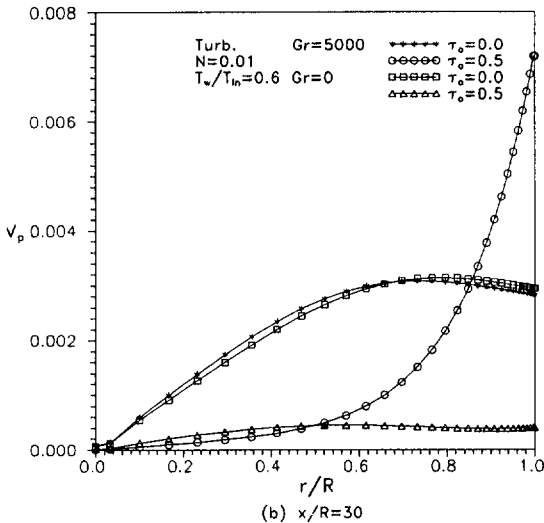


Fig. 8-a, b. Radial particle velocity profiles at $x/R=15, 30$ ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$).

으로 영향을 받는다. 따라서 그림 4에서 보는 바와 같이, $Gr=5000, \tau_0=0.5$ 에서 온도 분포를 균일화시키려는 복사 효과의 영향으로 $r/R=0\sim 0.6$ 범위에서 매우 작은 v_p 를 나타내며, 부력에 의해 증가된 축 중심 부근의 온도는 복사 효과에 의해 벽면 부근의 온도를 증가시켜 온도 구배를 증대시키므로 $r/R=0.6\sim 1.0$ 에서 v_p 의 높은 증가를 보이며 입자는 튜브 벽면으로 이동한다.

$\tau_0=0$ 에서 Grashof 수 변화에 따른 v_p 는 $Gr=0$ 에 비해 $Gr=5000$ 에서 약간 높게 나타내며 ($r/R=0\sim 0.7$), $\tau_0=0.5$ 의 $Gr=0$ 에서는 반경 방향으로 flat한 온도 구배가 이루어지므로 매우 작은 v_p 를 보인다.

그림 9는 $x/R=30, Gr=5000, N=0.01$ 및 τ_0 변화에 의한 v_p 를 나타낸다. 전술한 바와 같이 복사 효과가 강한 $\tau_0=1.0$ 에 대해 미약한 온도 구배로 접근한다. $\tau_0=0$ 에서는 복사에 의한 효과가 없으므로 $Gr=5000$ 의 부력 영향이 상대적으로 크게 작용하여 $r/R=0\sim 0.8$ 범위에서 $\tau_0=0.5, 1.0$ 에 비해 높은 v_p 를 보인다. $\tau_0=0.5$ 에서 복사 에너지의 멀리까지 도달하는 성질과 난류 혼합 효과에 의해 벽면에 인접한 부근의 열에너지 증가로 인해 튜브 벽면 부근의 v_p 상승을 초래한다.

그림 10-a, b는 $x/R=15, 30, Gr=0, 5000, N=0.01, T_w/T_m=0.6$ 및 $\tau_0=0, 0.5$ 에서의 r -방향에서의 농도 분포를 나타낸다. $Gr=5000, \tau_0=0.5$ 에서 v_p 의 축 중심 부근의 속도는 매우 작은 반면, 벽면 부근의 높은 입자 이동(벽면 방향)에 의해 농도는 벽면 부근의 낮은 농도와 $r/R=0\sim 0.6$ 범위에 높은 농도를 유지한다. $Gr=0, \tau_0=0.5$ 에서는 위의 경우에 비해 벽면 부근의 낮은 v_p 로 상대적으로 높은 농도를 보이며, 그 외 영역에서는 유사한 경향을 보인다. 복사가 고려되지 않는 $\tau_0=0$ 인 경우 $r/R=0\sim 0.6$ 부근에서 $\tau_0=0.5$ 보다 상대적으로 낮은 농도를 보이는 반면 벽면 부근 v_p 의 감소로 벽면의 인접 지역에서 높은 농도를 보인다.

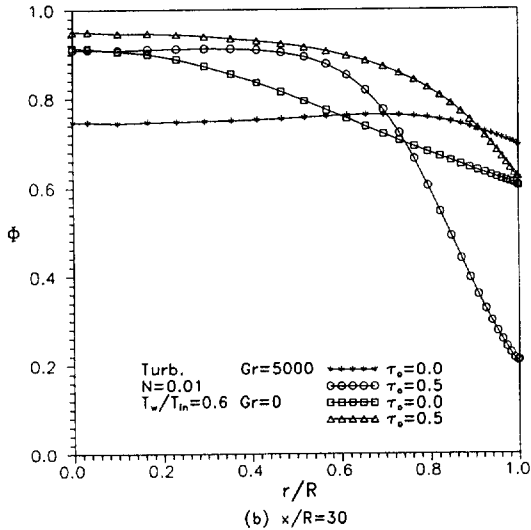
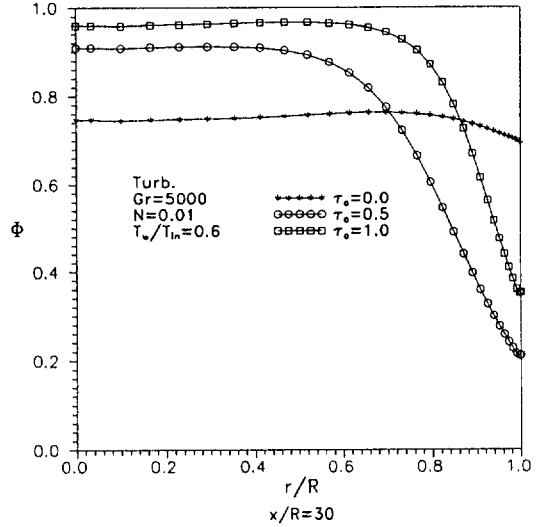
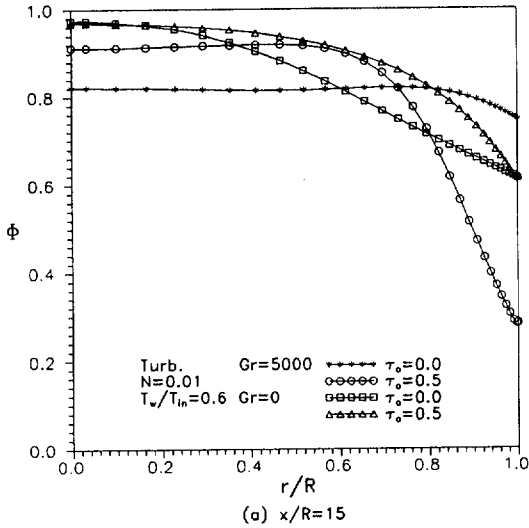


Fig. 10-a, b. Particle concentration distributions at $x/R=15, 30$ ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$).

그림 11은 $x/R=30, Gr=5000, N=0.01, \tau_0=0.0, 0.5, 1.0$ 에 따른 농도 분포를 나타낸다. τ_0 의 증가에 따라 $r/R=0 \sim 0.7$ 범위에서 입자 농도는 높아지며, 반면 벽면 부근에서 입자 농도는 $\tau_0=0$ 에 비해 낮아짐을 알 수 있다. $\tau_0=1.0$ 에서는 $\tau_0=0.5$ 보다 복사 효과가 매우 강하여 축 중심부근에서 r -방향의 입자 이동이 적으며, 벽면 부근에서의 v_p 가 거의 무시될 정도이다

Fig. 11. Particle concentration distributions at $x/R=30$ ($Gr=5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5, 1.0$).

로 $\tau_0=0.5$ 에 비해 높은 입자 농도 분포의 경향을 보인다.

그림 12는 $Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$ 에서 x -방향에 따르는 누적 부착효율로 무차원 변수 $E(x)$ 를 나타낸다. 튜브 벽으로 부착율은 $\phi \cdot v_p$ 이며, $E(x)$ 는 식 (18)에 의해 표현된다. 동일한 광학 두께 τ_0

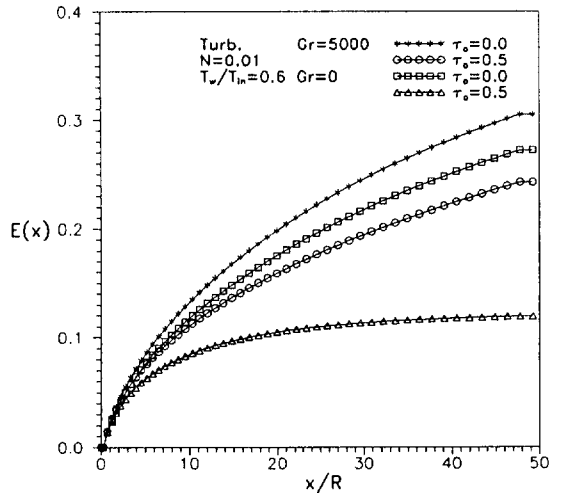


Fig. 12. Cumulative collection efficiency along axial distance ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5$).

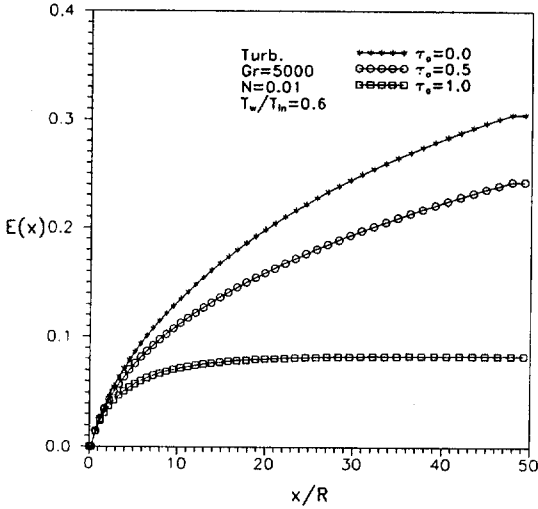


Fig. 13. Cumulative collection efficiency along axial distance ($Gr=0, 5000, N=0.01, \tau_0=0, 0.5, 1.0$).

에서 Grashof 수 증가에 따라 $E(x)$ 는 높은 값을 유지하며, 이는 부력 효과에 의한 r-방향으로의 높은 온도 구배에 의해 입자의 열적 이동 현상이 증대되기 때문이다. τ_0 의 증가 즉, 복사의 영향이 커짐에 따라 입자의 열적 이동 현상이 감소하며 이로 인해 누적 부착효율은 감소한다. 복사 효과의 증대는 상대적으로 부력 효과의 영향을 이완시키는 역할을 한다.

그림 13은 $Gr=5000, N=0.01$ 및 $\tau_0=0, 0.5, 1.0$ 에 따르는 $E(x)$ 를 나타낸다. $\tau_0=1.0$ 에서 $E(x)$ 는 $x/R=5$ 정도까지 급격히 증가되며, $x/R=10$ 이후에서는 거의 점근적인 값 (asymptotic value)에 도달하며, 복사가 고려되지 않는 경우보다 상대적으로 매우 낮은 $E(x)$ 를 보인다.

$\tau_0=0.5$ 에서 $E(x)$ 는 점진적인 증가를 보이며, 그 증가율은 $\tau_0=0$ 에서 보다 낮으며, 이는 $T_w/T_{in}, v_p, \phi$ 의 분포 곡선으로 쉽게 이해될 수 있다. 슈트와 같은 방사율 (emissivity)이 높은 입자가 고온 가스의 유동에 적재될 때 복사 효과의 고려는 매우 중요한 물리적 변수로 예측된다.

4. 결 론

본 연구는 수직관내의 난류 혼합 대류유동에서 복사효과 및 부력효과를 고려하여 이상 유동시스템에 적재된 입자의 거동을 정성적 파라메트릭 분석에 의해 수치해석

하였으며, 얻어진 결과는 다음과 같다.

- 1) 광학 두께 (optical thickness) τ_0 의 증가는 빠른 열적 발전율 (thermal development rate)에 의해 Grashof 수의 영향을 상대적으로 완화시킨다.
- 2) Grashof 수 증가에 의해 튜브 중심 영역에서 높은 온도를 유지하며, 난류 및 복사 효과가 고려되면서 벽면 부근의 온도 구배를 증가시켜 상대적으로 높은 v_p 를 초래한다. 부력 효과에 의해 축 중심 부근의 u_p 는 증가되며, 유동 방향으로 진행하면서 계속 증가한다.
- 3) 높은 Grashof 수는 $r/R=0\sim 0.7$ 영역에서 상대적으로 높은 v_p 에 의해 동일 τ_0 에 대해 비교적 낮은 입자 농도 분포를 보이지만, 벽면 인접 부근에서는 $\tau_0=0$ 에서 높은 농도를 나타낸다.
- 4) 복사 효과의 증대는 $r=0\sim 0.7$ 영역에서 $\tau_0=0$ 에 비해 높은 입자 농도를 나타내며, 벽면 부근에서는 상대적으로 낮은 농도를 보인다. 그러나, 복사 효과의 적당한 증대 ($\tau_0=0.5$)는 벽면 부근에서 입자의 반경 방향 이동을 증가시켜 $\tau_0=1.0$ 에 비해 낮은 농도를 나타낸다.
- 5) 누적 부착 효율 $E(x)$ 는 Grashof 수의 증가와 더불어 증대하며, 복사 효과가 커지면 감소하는 경향을 나타낸다.

참 고 문 헌

Cebeci T. (1973) A model for eddy conductivity and turbulent Prandtl number, J. Heat Transfer, C 95, 227-234.

Cipolla J. W. and T. F. Morse (1987) Thermophoresis in an absorbing aerosol, J. Aerosol Science, 18(3).

Crowe C. T. (1982) Review-numerical methods for dilute gas-particle flow, ASME, J. Fluid Engineering, 104.

Derjaguin B. V., T. I. Rabinovich, A. I. Storzozhilvova, and G. I. Scherbina (1976) Measurement of the coefficient of thermal slip of gases and the thermophoresis velocity of large-size aerosol particles, J. Colloid and Interface Science, 57, 451.

Epstein P. Z. (1929) Phys. 54, 537.

Goldsmith P. and F. G. May (1966) *Aerosol Science*, Academic Press, New York.

Goren S. L. (1977) Thermophoresis of aerosol

- particles in the laminar boundary layer on a flat plate, *J. Colloid and Interface Science*, 61(1).
- Im K.H. and P.M. Chung (1983) Particulate deposition from turbulent parallel streams, *AIChE J.*, 29(3).
- Lavine A.S., M.Y. Kim, and C.N. Shoreš (1989) Flow reversals in opposing mixed convection flow in inclined pipes, *ASME, J. Heat Transfer*, 111.
- Morse T.F., C.Y. Wang and J.W. Cipolla (1985) Laser induced thermophoresis and particulate deposition efficiency, *ASME, J. Heat Transfer*, 107.
- Pearce B.E. and A.F. Emery (1970) Heat transfer by thermal radiative and laminar forced convection to an absorbing fluid in the entry region of a pipe, *ASME, J. Heat Transfer*, 62.
- Stephenson P.L. (1976) A theoretical study of heat transfer in a circular pipe and between parallel and diverging plates, *Int. J. Heat Mass Transfer*, 19, 413-423.
- Talbot L., R.G. Cheng, R.K. Schefer, and O.R. Willis (1980) Thermophoresis of particles in a heated boundary layer, *J. Fluid Mechanics*, 101.
- Van Driest E.R. (1956) On turbulent flow near a wall, *J. Aero. Sci.*, 23, 1007.
- Viskanta R. and M.P. Meng (1986) Radiative transfer in axisymmetric finite cylindrical enclosures, *ASME, J. Heat transfer*, 108.
- Waldmann H. and K.H. Schmidt (1966) Thermophoresis and diffusiophoresis of aerosol Chap.IV in *Aerosol Science*, Academic press, New York.
- Walker K.L., G.M. Homesy and F.T. Geyling (1977) Thermophoretic deposition of small particles in laminar tube flow, *J. Colloid and Interface Science*, 69.
- Wang C.Y., T.F. Morse, and J.W. Cipolla (1985) Laser-induced natural convection and thermophoresis, *ASME, J. Heat transfer*.