

<논 문>

## 정체점 입자유동에서 복사열전달을 고려한 열영동 입자부착연구

정창훈\* · 이공훈\* · 이준식\*\* · 최만수\*\*

(1995년 7월 4일 접수)

### A Study of Thermophoretic Particle Deposition in a Particle Laden Stagnation Flow Including the Effect of Radiative Heat Transfer

C. H. Jung, K. H. Lee, J. S. Lee and M. Choi

**Key Words :** Radiative Heat Transfer(복사열전달), Thermophoresis(열영동), Particle Deposition(입자부착)

#### Abstract

A study of thermophoretic particle deposition has been carried out for a particle laden stagnation flow considering the effect of radiative heat transfer. Energy, concentration and radiative transfer equations are all coupled and have been solved iteratively assuming that absorption and scattering coefficients were proportional to the local concentration of particles. Radiative heat transfer was shown to strongly affect the profiles of temperature and particle concentration, e. g., radiation increases the thickness of thermal boundary layer and wall temperature gradients significantly. As the wall temperature gradients increase, the particle concentration at the wall decreases due to thermophoretic particle transport. The deposition rate that is thermophoretic velocity times particle concentration at the wall decreases as the effects of radiation increases. The effects of optical thickness, conduction to radiation parameter and wall emissivity have been determined. The effects of anisotropic scattering are shown as insignificant.

#### 기 호 설 명

$a_1$  : 비등방산란계수

Bo : 볼츠만 수

C : 입자농도

$c_p$  : 정압비열

$d_p$  : 입자직경

$e_{\lambda b}$  : 플랑크 분포

F : 정체점유동에서의 무차원 유동함수

$I'$  : 무차원 복사강도

$\bar{I}$  : 무차원 평균 입사복사강도

$I_m'$  : 구분종좌표근사에서  $m$ 방향 복사강도

$i'$  : 복사강도

J : 무차원 입자유속 혹은 입자부착률

K : 열영동 계수

k : 열전도율

Kn : 누셀 수

L : 특성길이

M : 구분종좌표근사에서 이산화한 입체각의 갯수/2

m : 복소수굴절률

$N_{cr}$  : 전도-복사 무차원 수

Pr : 프란틀 수

\*서울대학교 대학원 기계공학과

\*\*회원, 서울대학교 기계공학과

- $Q$  : 무차원 열유속  
 $q$  : 열유속  
 $Re$  : 레이놀즈 수  
 $Sc$  : 슈미트 수  
 $T$  : 온도  
 $U$  : 포텐셜 유동의  $x$  방향속도  
 $U_o$  :  $x$ 방향 특성속도  
 $u$  :  $x$ 방향속도  
 $u_i$  : 정체점유동에서의 속도강도  
 $v$  :  $y$ 방향속도  
 $x, y$  : Cartesian 좌표계

## 그리스문자

- $\beta$  : 상각계수  
 $\epsilon$  : 방사율  
 $\emptyset$  : 선형비등방산란 위상함수  
 $\phi$  : 무차원 입자농도  
 $\eta$  : 상사매개변수  
 $\kappa$  : 흡수계수  
 $\mu$  : 방향 코사인  
 $\mu_m$  : 구분중좌표근사에서  $m$  방향 코사인  
 $\nu$  : 동점성계수  
 $\Theta$  : 무차원온도  
 $\rho$  : 밀도  
 $\sigma$  : 산란계수  
 $\bar{\sigma}$  : Stefan-Boltzmann 상수  
 $\tau$  : 광학좌표 혹은 특성광학 두께  
 $\omega$  : 산란 알베도  
 $\zeta$  : 복사 무차원수

## 상첨자

- $r$  : 복사

## 하첨자

- $b$  : 흑체  
 $g$  : 기체  
 $L$  : 특성 길이 기준  
 $m$  : 구분중좌표근사에서  $m$  방향  
 $p$  : 입자  
 $w$  : 벽  
 $\lambda$  : 스펙트럴(spectral)  
 $\infty$  : 자유유동

## 1. 서 론

입자가 부유된 유동중에 존재하는 고체표면에 입자가 부착되는 현상은 공학적 응용에 여러모로 적용이 되고 있으며 열교환기, 가스터빈블레이드 등에 입자상 연소생성물의 부착 등에서도 찾아볼 수 있다. 특히 고온의 기체유동 중에 입자가 존재하는 경우 그리고 고체표면의 온도가 기체보다 낮은 경우, 입자의 크기가  $0.1 \mu\text{m}$  정도이면 열영동, 즉 기체 중에 온도구배가 존재할 때 입자는 온도가 감소하는 방향으로 이동하는 현상<sup>(1)</sup>으로 인한 입자부착이 중요해지고 고온유동이기에 때문에 복사열전달의 영향이 파악되어야 한다. 열영동 입자부착 현상을 물질제조공정에 응용할 수 있으며 그 예가 광섬유 모재를 제조하는 화학증착(CVD)공정 및 고순도 석영유리 제조공정이다. 광섬유제조 화학증착공정 및 고순도 석영유리 제조공정은 입자의 생성이 화염내에서 이루어지므로 복사열전달의 중요성이 부각된다. 특히 고온의 입자와 기체가 공존하는 경우에는 기체에 의한 복사열전달보다는 입자에 의한 복사열전달의 효과가 훨씬 크므로 이를 고려한 해석이 요구된다.<sup>(2)</sup> 열영동 현상이 고온하에서 발생하는 경우에는 열영동에 의한 입자운동과 입자에 의한 복사열전달의 효과가 서로 연계되어 있다. 따라서 입자의 농도방정식, 에너지방정식 그리고 복사전달방정식 등을 독립적으로 해석할 수 없으며 서로 연계시켜 반복계산을 통해 해를 구하여야 한다.

입자에 의한 복사열전달의 효과가 기체의 온도장을 변화시키고 열영동에 의한 입자운동에 영향을 준다는 사실은 기존의 연구에서 알려져 있다.<sup>(3-5)</sup> 지금까지 이루어진 입자유동에서의 열영동 입자운동에 대한 해석은 입자에 의한 복사열전달의 효과를 무시한 경우가 대부분이었으며 다음과 같은 연구가 이루어져 왔다. Goren<sup>(6)</sup>은 압축성 층류 평판 경계층에서 자유유동과 벽온도와의 비, 열영동 계수, Pr 및 점성소산 등이 열영동 입자운동에 미치는 영향을 연구하였다. 입자에 의한 복사열전달의 효과가 열영동 입자운동에 큰 영향을 줄 수도 있다는 점을 지적하였다. Mills 등<sup>(7)</sup>은 다공성 평판에서 열영동 및 흡입과 유출이 벽면으로의 입자부착에 미치는 영향을 연구하였다. Epstein 등<sup>(8)</sup>은 자

연대류 경계층에서의 열영동 입자운동을 연구하였으며 Gokoglu와 Rosner<sup>(9)</sup>는 열영동 및 얇은 확산층을 고려한 점근해석(asymptotic analysis)을 수행하여 열영동 입자부착은 압력구배의 영향을 거의 받지 않음을 밝혔다. 균일유동에 놓인 실린더 및 구 주위에 형성되는 경계층에서의 열영동 입자운동에 대한 연구도 수행되었다. Homsy 등<sup>(10)</sup>과 Batchelor와 Shen<sup>(11)</sup>은 Blasius series 해를 이용하여 실린더 주위의 경계층에서 열영동 입자운동을 연구하였다. 특히 Batchelor와 Shen<sup>(11)</sup>은 실린더뿐만 아니라 다른 형태의 유동에 대해서도 연구하여 온도경계조건, 즉 자유유동온도와 벽온도와의 비가 가장 큰 영향을 주는 인자라고 하였다. Shen<sup>(12)</sup>은 구 및 실린더 주위의 경계층에서 기체의 밀도변화를 고려한 열영동 입자운동을 연구하였다. Garg와 Jayaraj<sup>(13,14)</sup>는 실린더 주위의 경계층에서 포텐셜 유동의 해로부터 구한 압력구배와 실제 측정치로부터 구한 압력구배를 이용하여 운동량방정식을 수치 해석하였으며 각각의 압력구배가 유동에 미치는 영향 및 이로 인한 열영동 입자운동의 변화를 연구하였다. Georgiou와 Kladas<sup>(15)</sup>는 실린더 정체점 부근에서 열영동에 의한 입자제적을 연구하였다. 이 밖에도 Garg와 Jayaraj<sup>(16)</sup>는 경사면에 분사된 제트가 형성하는 경계층에서의 열영동 입자운동을 연구하였다.

경계층 입자유동에서 입자에 의한 복사열전달을 고려한 열영동 입자운동의 해석은 최근에 이루어졌다. Jia 등<sup>(17,18)</sup>은 열적으로 발달하는 Poiseuille 유동과 평판경계층유동에서 입자에 의한 복사열전달의 효과를 고려한 열영동 입자운동을 해석하였으며 복사열전달은 입자부착률을 감소시킴을 밝혔다. Park과 Kim<sup>(19)</sup>은 큰 질량분율 입자놀이 부유된 원관 Poiseuille 입자유동에서의 열영동 입자운동과 복사열전달을 해석하였다.

본 연구는 차가운 벽면에 수직인 방향으로 입자유동이 존재할 때 정체점 부근에서 열영동과 복사열전달의 상호영향을 살펴보는 데 그 목적이 있다. 정체점유동에 관한 열영동 입자부착연구는 가스터빈 블레이드 선단에서의 미세입자부착, 화학증착공정의 한 종류인 외부증착(OVD)공정 및 고온도 석영유리 제조공정의 정체점에서 입자부착과 연관이 있다. 입자는 흡수, 방사, 산란하며, 입자에 의한 흡수, 산란계수는 국소 입자농도에 비례한다고 가정하였다.<sup>(20)</sup> 에너지방정식에 생성항의 형태로

입자에 의한 복사열전달의 효과가 포함되어 있으며 입자농도방정식과 에너지방정식은 서로 연계되어 있어서 반복적인 방법으로 해를 구하였다. 입자는 균일 크기를 가진 회체이고 열적으로 기체와 평형을 이루고 있으며 기체는 복사에 관여하지 않는다고 가정하였다.<sup>(17,18)</sup>

## 2. 이론해석

온도가  $T_w$ 이고 표면 방사율이  $\epsilon_w$ 인 벽면에 수직인 방향으로 온도가  $T_\infty$ 인 유동이 존재하고 포함된 입자의 크기는 균일하며 벽면 및 입자는 복사에 대해서 확산, 회체이다. 기체의 물성치는 일정하고 에너지방정식에서 점성소산의 영향은 없다고 가정하였다. 복사열의 흡수, 방사, 산란은 입자농도에 비례하고 기체는 복사에 관여하지 않는다.<sup>(17,18)</sup> 관심의 대상이 되는 입자는 확산계수가 아주 작아서 상당히 큰 Sc를 갖는다. 실제 외부증착공정에서 모퉁에 부착되는 입자는  $O(0.1\mu m)$ 의 크기로 확산계수가 상당히 작으며 이로 인해 Sc가  $O(10^3 \sim 10^5)$ 의 아주 큰 값을 갖는다. Sc가 큰 값을 갖는 경우에는 입자이동 및 부착에서 확산의 영향을 무시할 수 있다고 알려져 있으므로 열영동만을 고려하였다.<sup>(6,8-14,16-18)</sup> Fig. 1에 나타난 정체점 유동의 경계층에서 열영동에 의한 입자운동과 복사열유속을 벽에 수직인 성분만을 고려하면 지배방정식과 경계조건은 다음과 같다.

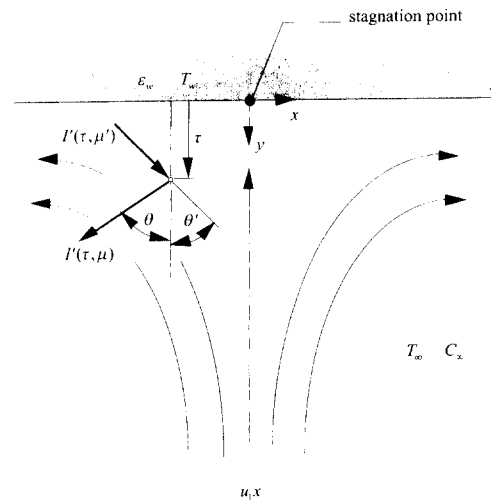


Fig. 1 Stagnation point flow

연속방정식

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (1)$$

운동량방정식

$$u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = U \frac{dU}{dx} + \nu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \quad (2)$$

에너지방정식

$$u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial q^r}{\partial y} \quad (3)$$

입자농도방정식

$$u \frac{\partial C}{\partial x} + v \frac{\partial C}{\partial y} = K\nu \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{C}{T} \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (4)$$

위 식에서 에너지방정식의 마지막 항이 복사열전달로 인한 생성항이며 입자농도에 의지하므로 입자농도방정식과 연계되어 있다. 여기서  $U(x)$ 는 정체점에서의 자유유동이 나타내는 포텐셜 유동의 해인  $U(x) = u_1 x$ 를 이용하여 압력구배항을 나타내었으며 경계조건은 다음과 같다.

$$\begin{aligned} y=0, u=v=0, T=T_w \\ y \rightarrow \infty, u \rightarrow U(x), T \rightarrow T_\infty, C \rightarrow C_\infty \end{aligned} \quad (5)$$

에너지방정식에 포함된 복사열유속의 다이버전스를 구하기 위해서는 다음과 같은 복사전달방정식을 풀어야 한다. <sup>(21-23)</sup>

$$\begin{aligned} \mu \frac{\partial I'(\tau, \mu)}{\partial \tau} + I'(\tau, \mu) \\ = (1-\omega) I_b + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I'(\tau, \mu') \Phi(\mu, \mu') d\mu' \end{aligned} \quad (6)$$

식 (6)에서  $I'$ 은 자유유동의 흑체방사량으로 무차원화된 값이며 우변의 첫번째 항은 방사(emission)를 나타내며 두번째 항은 안쪽 방향으로의 산란(inscattering)을 나타낸다.  $\mu(\mu = \cos\theta)$ 는 복사강도  $I'$ 이 벽에 수직인 좌표  $y$ 와 이루는 방향 코사인을 나타내며  $\mu'$ 은 산란된 복사강도가  $y$ 와 이루는 방향 코사인이다. (Modest<sup>(21)</sup>, pp. 450~456)  $\tau$ 는 다음과 같이 정의된 광학좌표(optical coordinate)이다.

$$\tau(y) = \int_0^y \beta(y') dy' \quad (7)$$

식 (7)에서  $\beta$ 는 상각계수(extinction coefficient)이며 흡수계수(absorption coefficient)와 산란계수(scattering coefficient)의 합이다.  $\omega$ 는 산란 알베도이고  $\Phi$ 는 선형비등방 산란위상함수(linear anisotropic scattering phase function)로 다음과 같다.

$$\Phi(\mu, \mu') = 1 + a_1 \mu \mu' \quad (8)$$

전방산란(forward scattering)인 경우는 식 (8)에서  $a_1$ 이 양의 값을 나타내며 후방산란(backward scattering)인 경우는  $a_1$ 이 음의 값을 나타낸다.  $a_1$ 이 0이면 등방산란(isotropic scattering)이다. 벽면이 확산회체이고 자유유동은 흑체인 경계조건을 사용하였으며 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\begin{aligned} I'(0, \mu) = \varepsilon_w I_{bw} - 2(1-\varepsilon_w) \int_{-1}^0 I'(0, \mu') \mu' d\mu' \\ \mu > 0 \\ I'(\infty, \mu) = 1, \mu < 0 \end{aligned} \quad (9)$$

식 (1), (2), (3), (4)는 아래와 같은 무차원 독립변수 및 유동함수, 온도, 입자농도, 복사열유속을 도입하면

$$\begin{aligned} \text{무차원 독립변수} \quad \eta = y \sqrt{\frac{u_1}{\nu}} \\ \text{무차원 온도} \quad \theta = \frac{T}{T_\infty} \\ \text{무차원 복사열유속} \quad Q^r = \frac{q^r}{4\sigma T_\infty^4} \end{aligned} \quad \begin{aligned} \text{무차원 유동함수} \quad \psi(x, y) = \sqrt{\nu u_1 x} F(\eta) \\ \text{무차원 입자농도} \quad \phi = \frac{C}{C_\infty} \end{aligned}$$

다음과 같은 경계층방정식과 경계조건이 얻어진다.

$$F''' + FF'' + 1 - (F')^2 = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\theta''}{Pr} + F\theta' = \zeta \phi \frac{dQ^r}{d\tau} \quad (11)$$

$$F\phi' + K \left( \phi \frac{\theta'}{\theta} \right)' = 0 \quad (12)$$

$$\begin{aligned} F'(0) = F(\infty) = 0, \theta(0) = \theta_w \\ F'(\infty) \rightarrow 1, \theta(\infty) \rightarrow 1, \phi(\infty) \rightarrow 1 \end{aligned} \quad (13)$$

'은  $\eta$ 에 대한 미분을 의미한다. 변환된 에너지방정식에서 복사열유속의 다이버전스에 나타나는 무차원수  $\zeta$ 는 엔탈피 유속과 복사열유속의 비를 나타내는 복사 무차원수로서 다음과 같다.

$$\zeta = \frac{4\sigma T_\infty^3 \beta_\infty L}{\rho c_p U_o} = \frac{\tau_L}{Bo} = \frac{\tau_L^2}{Pr Re_L N_{cr}} \quad (14)$$

$$Bo = \frac{\rho c_p U_o}{4\sigma T_\infty^3}, N_{cr} = \frac{k\beta_\infty}{4\sigma T_\infty^3} \quad (15)$$

여기서  $U_o = u_1 L$ ,  $Re_L = \frac{U_o L}{\nu}$ ,  $\tau_L = \beta_\infty L$ 이며  $U_o$ ,  $Re_L$ ,  $\tau_L$ 은 각각 특성속도, 레이놀즈 수, 특성광학 두께로서 특성 길이  $L$ 을 사용하여 정의된다.  $Bo$

는 Boltzmann 수<sup>(21-23)</sup>로 대류열전달과 복사열전달의 비를 나타내는 대류-복사 무차원수이며  $N_{cr}$ 은 Stark 수<sup>(21-23)</sup>로 전도열전달과 복사열전달의 비이다.

위 식에서 흡수계수, 산란계수 및 상각계수는 입자농도에 비례한다고 가정하였으며 자유유동에서의 값을 기준으로 각 계수를 나타내면 다음과 같다.

$$k(\eta) = k_{\infty}\phi(\eta) \quad (16)$$

$$\sigma(\eta) = \sigma_{\infty}\phi(\eta) \quad (17)$$

$$\beta(\eta) = k(\eta) + \sigma(\eta) = \beta_{\infty}\phi(\eta) \quad (18)$$

여기서  $\beta_{\infty} = k_{\infty} + \sigma_{\infty}$ 이다. 상각계수가 식 (18)과 같이 나타내어지면 식 (7)로 표현된 광학좌표  $\tau$ 를 무차원 변수  $\eta$ 를 이용하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\tau(\eta) = \sqrt{\zeta \text{Pr} N_{cr}} \int_0^{\eta} \phi(\eta') d\eta' \quad (19)$$

식 (11)에 나타낸 복사열유속의 다이버전스는 식 (19)를 이용하여 무차원변수  $\eta$  대신 광학좌표  $\tau$ 의 미분형태로 나타낸 항이다. 변환된 에너지방정식을 살펴보면 복사열전달을 고려하더라도 여전히 상사성(similarity)을 유지한 상태로 단지 생성항이 더 생겨있을 뿐이다. 생성항에는 입자농도가 포함되어 있어서  $\zeta$ 가 0이 아닌 경우는 입자농도방정식과 서로 연계되어 있음을 알 수 있다.

식 (11)에서 무차원 복사열유속의 다이버전스는 평균입사 복사강도와 온도의 함수로 나타낼 수 있으며 아래와 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{dQ^r(\tau)}{d\tau} = (1-\omega)(\Theta^4(\tau) - \bar{I}(\tau)) \quad (20)$$

여기서 평균입사 복사강도는

$$\bar{I}(\tau) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I^r(\tau, \mu) d\mu \quad (21)$$

로 쓸 수 있다.

미적분방정식인 복사전달방정식의 해석을 위하여 구분종좌표근사(discrete ordinate approximation)를 적용하였다. 구분종좌표근사를 적용하여 나타낸 식 (6)과 식 (9)는 다음과 같다.<sup>(24)</sup>

$$\begin{aligned} \mu_m \frac{\partial I_m^r(\tau)}{\partial \tau} + I_m^r(\tau) &= (1-\omega) \Theta^4(\tau) \\ &+ \frac{\omega}{2} \sum_{\substack{m'=0 \\ m' \neq 0}}^M w_{m'} I_{m'}^r(\tau) \Phi(\mu_m, \mu_{m'}) \end{aligned} \quad (22)$$

$$I_m^r(0) = \varepsilon_w \Theta_w^4 - 2(1-\varepsilon_w) \sum_{m'=0}^{M-1} \mu_{m'} w_{m'} I_{m'}^r(0)$$

$$\mu_m > 0$$

$$I_m^r(\infty) = 1, \mu_m < 0 \quad (23)$$

식 (22), (23)에서  $M$ 은 입체각의 분할개수를 반으로 나눈 값이다. 구분종좌표근사에서 입체각의 분할개수가  $N$ 인 경우  $S_N$  근사라고 표시할 때  $N = 2M$ 의 관계가 성립한다. 선형비등방 산란위상함수는 다음과 같다.

$$\Phi(\mu_m, \mu_{m'}) = 1 + a_1 \mu_m \mu_{m'} \quad (24)$$

무차원 평균입사 복사강도와 무차원 복사열유속은 다음과 같다.

$$\bar{I}(\tau) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq 0}}^M w_m I_m^r(\tau) \quad (25)$$

$$Q^r(\tau) = \frac{1}{2} \sum_{\substack{m=0 \\ m \neq 0}}^M \mu_m w_m I_m^r(\tau) \quad (26)$$

벽면에서의 무차원 입자유속이 곧 입자부착률이 다. 벽면에서의 입자유속(즉 벽면에서의 입자농도와 열영동 속도의 곱)을 자유유동에서의 입자유속(자유유동의 입자농도와 특성속도의 곱)으로 무차원화한 값이 바로 벽면에서의 무차원 입자유속  $J_w (= C v_{th} |w| / C_{\infty} U_0)$ 이며 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$J_w \cdot \sqrt{\text{Re}_L} = K \left( \phi \frac{\Theta'}{\Theta} \right)_w \quad (27)$$

### 3. 수치해석

운동량방정식은 다른 방정식들과 분리되므로 먼저 계산하여 해를 구한 후 에너지방정식, 입자농도방정식, 복사전달방정식들을 동시에 반복계산하여 해를 구하였다. 경계층방정식을 수치적으로 구하기 위해서 운동량방정식 및 에너지방정식은 Keller-Cebeci<sup>(25)</sup>의 방법을 사용하였고 입자농도방정식과 구분종좌표근사로 나타낸 복사전달방정식은 유한차분법을 사용하였다. Keller-Cebeci의 방법은 본 연구에서와 같이 서로 복잡하게 연결되어 있는 비선형 포물선형 미분방정식의 해를 구하는데 아주 적합하다. Keller-Cebeci의 방법에서는  $\eta$ 에 대하여 3차인 운동량방정식을 세 개의 1차 미분방정식을 도입하여  $\Delta\eta$ 의 크기를 가진 격자에 대하여 중심차분법으로 차분하여 Newton 방법으로 푼다. 에너

지방정식은  $\eta$ 에 대하여 2차 미분방정식이므로 두 개의 1차 미분방정식을 도입하여 운동량방정식과 같은 방법으로 푼다. 입자농도방정식과 구분종좌표 근사로 나타낸 복사전달방정식은 1차 미분방정식의 형태이므로 경계조건이 주어진 곳에서부터 차례로 해를 구하면 된다. 입자농도방정식은 경계조건이 주어진 자유유동 영역에서부터 벽을 향하여 계산이 수행된다. 구분종좌표근사로 나타낸 복사전달방정식은 복사강도의 방향에 따라서 해를 구하는 방향을 정해주면 안정적으로 수렴한다. 즉 양의 방향을 향하는 복사강도에 대해서는 벽에서의 경계조건을 가지고 벽에서 자유유동영역까지 차례로 계산을 수행하며 음의 방향을 가진 복사강도에 대해서는 반대로 자유유동영역에서 벽을 향하여 계산을 수행한다.

복사열전달을 고려하면 복사침투 두께가 상당히 커서 열경계층이 두꺼워지므로 자유유동 영역을 정할 때 열경계층을 모두 포함할 수 있을 만큼 충분히 크게 하여야 한다. 본 연구에서는  $\eta_{\infty}$ 를 100으로 하였으며 열경계층을 충분히 포함할 만큼의 크기였다. 벽 근처의 영역에는 구배가 크므로 이를 고려하도록 조밀한 격자를 배치하였다.  $\eta$ 방향으로 100~400개의 격자를 가지고 계산을 수행하였으며

200개 이상의 격자에 대해서는 주관심의 대상이 되는 벽면에서의 값들(온도구배, 입자농도, 입자부착률 등)이 차이가 없었다. 본 연구에서는 200개의 격자를 가지고 수행한 결과를 나타내었다.

구분종좌표근사로 나타낸 복사전달방정식은 입체각의 분할개수가 증가할수록 해의 정확도가 증가하므로 이에 대한 영향을 고려하여야 한다. 입체각을 2, 4, 6, 8개로 분할하여 계산하였으며 입체각이 8개인 계산결과를 기준으로 벽면에서의 값들( $Q''$ 을 비교하였음)에 대해서 입체각이 2, 4, 6개인 계산결과와의 상대오차가 각각 10.8%, 0.48%, 0.19%로 나타났다. 본 연구에서는 입체각을 네 개로 분할한  $M=2$ 인  $S_4$ 를 사용하여 계산한 결과를 제시하였다.

#### 4. 결과 및 토의

본 연구에서는 기존의 연구결과와 비교하기 위하여 복사열전달을 고려하지 않은 경우를 계산하여 Batchelor와 Shen<sup>(11)</sup>이 제시한 결과와 비교하였으며 Table 1에 벽면온도 및 열영동 계수에 따른 벽에서의 무차원 입자농도를 나타내었다. 여기서  $H$ 는 Pr과  $K$ 를 곱한 값이다. Batchelor와 Shen<sup>(11)</sup>의

**Table 1** Comparison of dimensionless wall concentration  $\phi_w$  for cases without considering radiation (Plain : Batchelor and Shen<sup>(11)</sup>, **Bold** : present result)

$H$	$T_w/T_{\infty}$			
	0.2	0.5	0.8	0.9
1.0	0.2 <b>0.2</b>	0.5 <b>0.5</b>	0.8 <b>0.8</b>	0.9 <b>0.9</b>
0.8	0.2203 <b>0.2205</b>	0.5341 <b>0.5341</b>	0.8244 <b>0.8244</b>	0.9147 <b>0.9147</b>
0.7	0.2330 <b>0.2331</b>	0.5541 <b>0.5542</b>	0.8378 <b>0.8378</b>	0.9225 <b>0.9225</b>
0.5	0.2661 <b>0.2664</b>	0.6028 <b>0.6031</b>	0.8676 <b>0.8677</b>	0.9393 <b>0.9393</b>
0.3	0.3194 <b>0.3198</b>	0.6711 <b>0.6715</b>	0.9377 <b>0.9377</b>	0.9749 <b>0.9748</b>
0.15	0.3953 <b>0.3959</b>	0.7507 <b>0.7508</b>	0.9377 <b>0.9377</b>	0.9749 <b>0.9748</b>
0.10	0.4406 <b>0.4413</b>	0.7895 <b>0.7898</b>	0.9518 <b>0.9516</b>	0.9813 <b>0.9811</b>

결과를 기준으로 하여 상대오차의 가장 큰 값이 0.2% 미만으로 일치하였다.

본 연구에서 관심을 가지는 복사열전달 인자로는 광학 두께, 전도-복사 매개변수 그리고 벽 방사율과 산란 등이며 각 인자가 정체점유동에서의 열전달과 입자부착에 어떠한 영향을 미치는가를 파악하였다. 본 연구에서는 벽면의 온도가 자유유동의 온도보다 낮은 차가운 벽면인 경우만을 계산하여 입자가 벽면에 부착되는 경우만을 제시하였으며 Pr는 0.7로 고정시키고 계산하였다. 열영동 계수  $K$ 의 영향을 고려하기 위하여  $K$ 를 0.2에서 1.0까지 변화시켜가며 연구를 수행하였다. Fig. 2에서 Fig. 9까지는 복사열전달의 영향을 정성적으로 파악하기 위하여  $K=1.0$ 으로 고정시켰으며  $K$ 의 변화에 따른 영향을 Table 2에 나타내었다.

#### 4.1 특성광학 두께의 영향

주어진 유동조건 즉  $Re_L$ 와 Pr가 주어질 때 광학

두께의 변화는 자유유동중의 입자의 수농도의 변화나 입자의 흡수계수가 다른 입자가 부유되어 있는 경우를 의미한다. 식 (14)에서 알 수 있듯이  $\zeta$ 의 영향을 파악하기 위하여서는 Pr과  $Re_L$ 이 주어진 경우, 전도-복사매개변수  $N_{cr}$ 을 고정시킨 가운데  $\zeta$ 의 변화의 영향을 연구하면 된다. 즉  $\zeta$ 의 증가는  $\tau_t$ 의 증가를 의미한다.

Fig. 2는  $\Theta_w=0.3$ ,  $N_{cr}=0.1$ ,  $\varepsilon_w=1.0$ ,  $\omega=0.0$ 인 경우에 대해서  $\zeta$ 에 따른 온도분포와 입자농도분포를 나타낸 것이다. Fig. 2(a)에 나타낸 온도분포에서  $\zeta$ 가 증가하면 열경계층의 두께가 상당히 증가함을 알 수 있다.  $\eta$ 가 증가함에 따라 광학 두께가 증가하므로 확산근사를 사용한 결과에 가까워지는 것을 볼 수 있다. 이러한 온도분포의 변화는 입자의 이동현상에 영향을 미쳐 Fig. 2(b)에 나타낸 바와 같은 농도분포를 얻는다. 즉 경계층 두께가 증가하면서 벽에서 멀리 떨어진 구간에서 입자의 이동이 유발되어 복사효과를 고려하지 않은 경우보다  $\eta$ 가

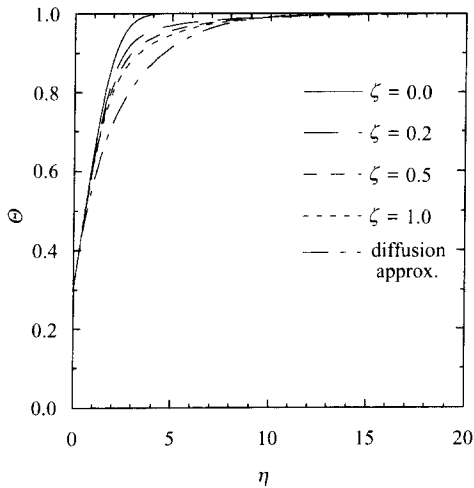
Table 2 Effect of  $K$  and  $\zeta$  on  $\phi_w$  and  $J_w \cdot \sqrt{Re_L}$  ( $N_{cr}=0.1, \varepsilon_w=1.0, \omega=0.0$ )

$K$	$\zeta$	$\Theta_w=0.3$		$\Theta_w=0.7$	
		$\phi_w$	$J_w \cdot \sqrt{Re_L}$	$\phi_w$	$J_w \cdot \sqrt{Re_L}$
1.0	0.0	0.34404	0.39814	0.74782	0.15895
	0.2	0.34123	0.38645	0.71476	0.14409
	0.5	0.33108	0.37949	0.67679	0.13767
	1.0	0.31848	0.37307	0.63837	0.13265
0.8	0.0	0.37229	0.34466	0.77474	0.13174
	0.2	0.36771	0.33428	0.73912	0.11953
	0.5	0.35607	0.32839	0.70025	0.11448
	1.0	0.34207	0.32307	0.66118	0.11059
0.6	0.0	0.40913	0.28407	0.80602	0.10280
	0.2	0.40232	0.27543	0.76814	0.09346
	0.5	0.38887	0.27086	0.72879	0.08984
	1.0	0.37316	0.26685	0.68940	0.08712
0.4	0.0	0.46115	0.21346	0.84379	0.07174
	0.2	0.45142	0.20712	0.80456	0.06550
	0.5	0.43572	0.20415	0.76567	0.06332
	1.0	0.41793	0.20169	0.72675	0.06177
0.2	0.0	0.54780	0.12679	0.89317	0.03797
	0.2	0.53413	0.12346	0.85557	0.03499
	0.5	0.51568	0.12238	0.81980	0.03418
	1.0	0.49537	0.12167	0.78368	0.03371

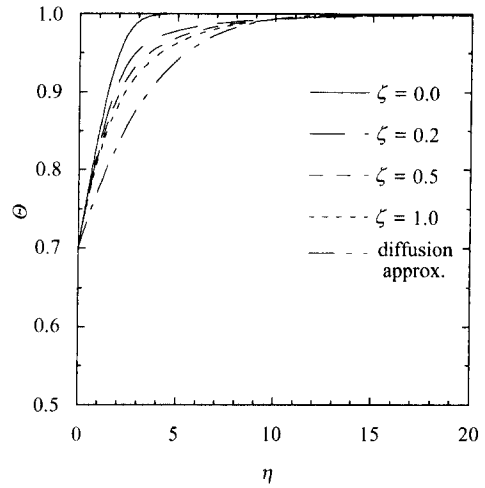
큰 구간( $\eta > 3$ )에서는 입자농도가 감소한다.  $\eta$ 가 0.5에서 2.5 사이의 구간에서는 Fig. 2(a)에서 볼 수 있듯이 복사효과는 온도구배를 완만히 하고 이것은 열영동 입자이동을 둔화시켜 입자의 농도가 복사효과를 고려치 않는 경우보다 오히려 큰 것을 볼 수 있다. 벽면에서 가까운 구간 즉  $\eta$ 가 0.5 이하인 구간에서는 Fig. 2(a)에는 잘 나타나지 않으나 벽면 근처의 입자유동이 복사열을 흡수하여 온도가 올라가고 따라서 온도구배가 증가하며 열영동 효과를 증진시켜 입자농도가 감소된다. 이러한 효과는 벽면의 온도가 높아지면 더욱 확연히 나타나며  $\Theta_w =$

0.7인 경우의 결과인 Fig. 3(a)와 (b)에서 알 수 있다. Fig. 2(a)와 Fig. 3(a)에 확산근사(diffusion approximation)를 이용하여 복사열전달을 해석한 온도분포도 나타내었으며 두 경우가 상당히 다른 결과를 제시하여 준다. 확산근사가 벽에서 멀리 떨어진 광학적으로 두꺼운 영역에서만 어느정도 타당한 해를 제시하므로 경계층에서와 같이 벽근처의 광학적으로 얇은 영역을 다루는 문제에서는 확산근사의 적용에 한계가 있음을 나타낸다.

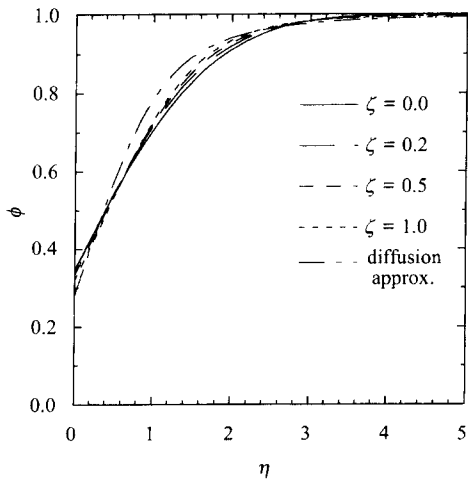
벽면근처에서 복사효과로 온도구배가 증가하는 현상을 설명하기 위하여 복사열유속의 다이버전스



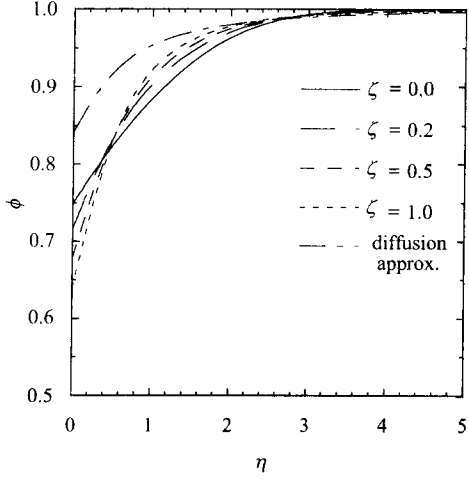
(a) Temperature



(a) Temperature



(b) Concentration



(b) Concentration

Fig. 2 Dimensionless temperature and concentration profiles ( $\Theta_w = 0.3, N_{cr} = 0.1, \epsilon_w = 1.0, \omega = 0.0$ )

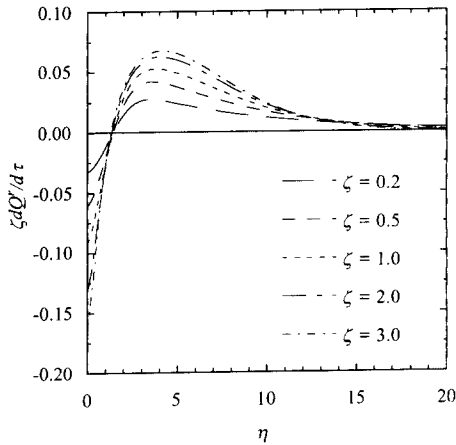
Fig. 3 Dimensionless temperature and concentration profiles ( $\Theta_w = 0.7, N_{cr} = 0.1, \epsilon_w = 1.0, \omega = 0.0$ )



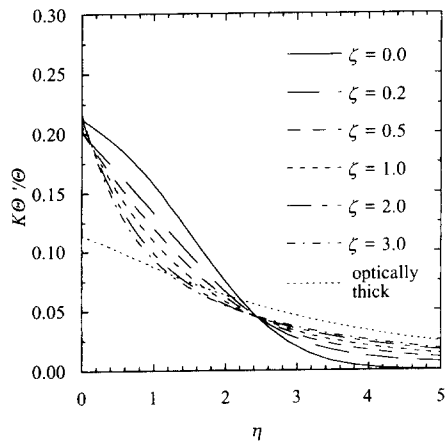
를  $\eta$ 축에 따라 Fig. 4(a)에 나타내었다. Fig. 4(a)에서 볼 수 있듯이 벽면근처에서는 복사열유속의 다이버전스가 음의 값을 갖고 벽면근처를 제외한 구간에서는 양의 값을 가진다. 복사열유속의 다이버전스가 음의 값인 경우는 복사효과로 인한 열생성을 의미하고 양의 값은 열손실을 의미한다. 즉 벽면에서 멀리 떨어진 구간으로부터 복사열을 받아 흡수하는 정도가 벽면으로 방출하는 복사열보다 크기 때문에 벽면근처에서는 복사효과가 열생성으로 나타나는 것이다. Fig. 4(b)는 열영동 속도를  $\eta$ 에 따라 나타낸 그림으로 앞서 설명한 바와 같이  $\eta$ 가 큰 구간에서는 복사효과가 증가할수록(즉  $\zeta$  증가) 열영동 속도가 커지며  $0.5 < \eta < 2.5$  구간에서는 열영동

속도가 감소하며 벽면근처에서는 열영동 속도가 증가한다. 이는 Fig. 3(a) 및 (b)와 관련하여 일치하는 결과이다.

Fig. 5에  $\zeta$ 에 따른 벽면에서의 온도구배, 입자농도, 입자부착률을 나타내었으며 (a)는  $\Theta_w=0.3$ 인 경우이고 (b)는  $\Theta_w=0.7$ 인 경우이다. 벽에서의 온도구배는  $\zeta$ 가 매우 작은 경우를 제외하고는  $\zeta$ 가 증가할 때 벽근처에서 흡수하는 복사열의 영향으로

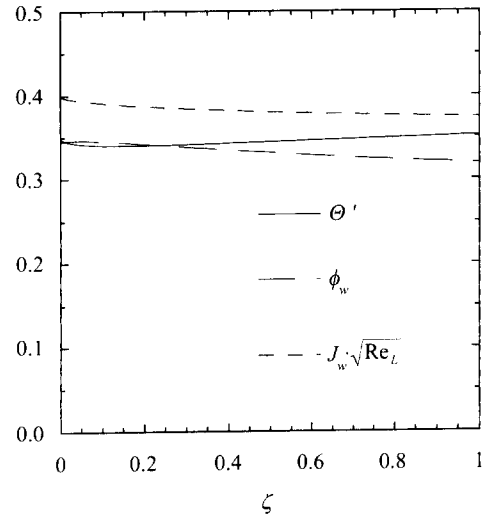


(a) Radiative dissipation

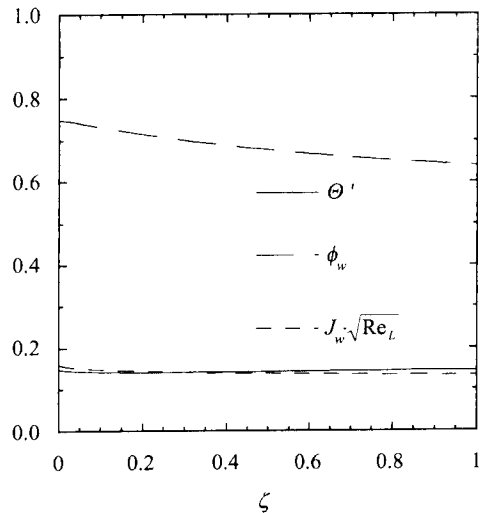


(b) Thermophoretic velocity

Fig. 4 Radiative dissipation and thermophoretic velocity ( $\Theta_w=0.7, N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, \omega=0.0$ )



(a)  $\Theta_w=0.3$



(b)  $\Theta_w=0.7$

Fig. 5 Dimensionless temperature gradient, particle concentration, and particle flux at the wall ( $N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, \omega=0.0$ )

증가한다. 복사열전달은 벽근처에서는 열원으로서 작용하고 인접부분에서는 열을 방출하는 역할을 한다. (Fig. 4(a) 참조)  $\zeta$ 가 매우 작은 경우는 온도구배가 감소하게 되는데 그 이유는 복사열전달의 효과가 벽근처에서 열생성효과보다 그 인접한 부분에서의 열손실효과가 더 커져서 온도구배가 약간 감소한다. 입자농도는 벽에서의 온도구배와 반대의 경향을 보이고 있으며 이는 온도구배가 증가하여 열영동속도가 증가하면 벽면으로 향하는 입자유속이 커져서 입자농도가 감소하기 때문이다. 벽에서의 입자유속은 벽에서의 열영동속도와 입자농도의 곱으로 표현된다. 벽에서의 입자농도와 열영동속도는  $\zeta$ 의 변화에 대해서 반대의 경향을 보이고 있어 한 쪽의 증가는 다른 쪽의 감소를 가져와 서로 상쇄되는 효과가 있다. 입자농도의 감소효과가 온도구배의 증가효과보다 커서 입자부착률은 복사효과가 증가할수록 감소함을 나타내고 있다.

Table 2에 열영동 계수  $K$ 와  $\zeta$ 가 벽면에서의 입자농도 및 입자부착률에 미치는 영향을 나타내었다. 열영동 계수  $K$ 는 입자와 공기의 열전도율의 비( $k_g/k_p$ )와 Kn의 함수이며 Talbot 등<sup>(1)</sup>이 제시한 식으로부터 구할 수 있다. 이 경우 열영동 계수  $K$ 는 대략 0.1~0.6의 범위를 가진다. 기존의 연구에서는  $K=0.8$ 이나 0.9도 사용되었는데 그 이유는 화학반응을 고려하지 않은 모델링 연구에서는 열영동 효과가 그만큼 적게 나오며 그 영향을 보상하여 주기 위하여 보다 높은 열영동 계수를 사용하기도 한다. 복사열전달의 영향이 같은 경우, 즉 동일한  $\zeta$ 에서의 값들을 살펴보면 열영동 계수  $K$ 의 영향은 기존의 연구결과와 마찬가지로  $K$ 가 증가할수록 벽면에서의 입자농도는 감소하고 입자부착률은 증가함을 알 수 있다. 그리고 동일한  $K$ 에서는  $\zeta$ 가 증가할수록 벽면에서의 입자농도 및 입자부착률이 감소함을 알 수 있는데 이는 Fig. 5에서 이미 언급한 내용이다.

#### 4.2 전도-복사매개변수의 영향

본 연구에서는  $N_{cr}$ 과  $\zeta$ 의 곱이 일정한 상태에서 전도-복사매개변수의 영향을 연구하였다. 주어진 유동에서  $N_{cr}$ 과  $\zeta$ 의 곱이 일정하면  $\tau_L$ 이 일정한 것을 의미하고  $N_{cr}$ 의 변화는 자유유동의 온도변화를 뜻하므로 전도-복사매개변수의 영향은 자유유동 온도의 영향과 같은 것을 의미한다.

Fig. 6은  $\Theta_w=0.5$ ,  $\zeta N_{cr}=0.1$ ,  $\epsilon_w=1.0$ ,  $\omega=0.0$ 인

경우에 있어서  $N_{cr}$ 의 변화에 따른 온도분포 및 입자농도분포를 나타낸 것이다. 일정한 상각계수에서  $N_{cr}$ 의 증가는 자유유동의 온도가 낮아져서 복사열전달의 영향이 감소하는 것을 의미하므로  $N_{cr}$ 이 증가할수록 전도효과가 커져서 복사를 고려하지 않은 경우에 접근해 가는 것을 Fig. 6에서 확인할 수 있다. Fig. 6(a)에 나타낸 온도분포에서  $N_{cr}$ 이 감소할수록 복사의 영향이 커지고 벽근처에서 복사열을 많이 흡수하므로 벽근처에서의 온도구배가 증가하고 인접한 영역에서는 온도분포가 완만해져서 열경계층이 증가한다. 즉 복사열전달의 영향이 커짐으로서 나타나는 결과는 4.1에서의  $\zeta$ 가 증가함으로

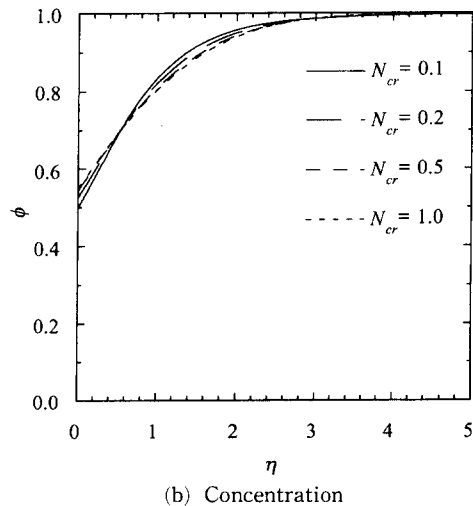
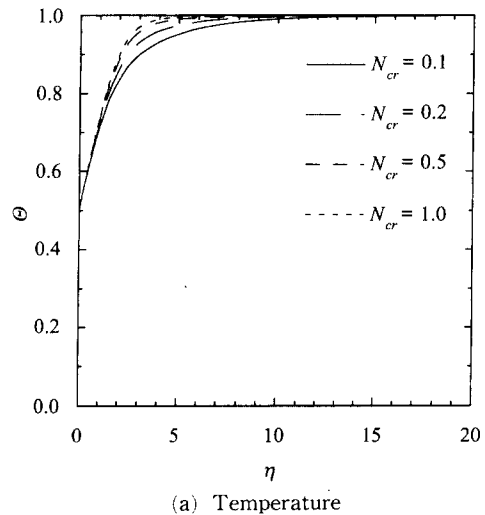
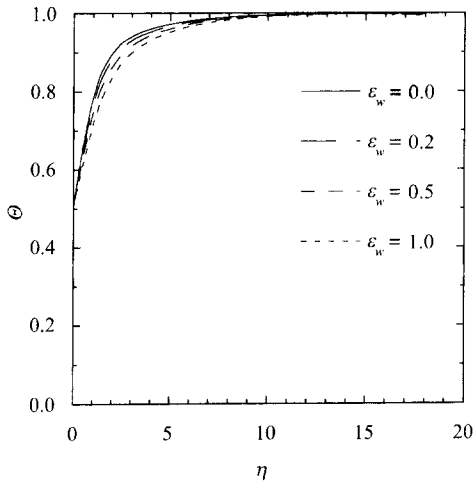


Fig. 6 Dimensionless temperature and concentration profiles ( $\Theta_w=0.5, \zeta N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, \omega=0.0$ )

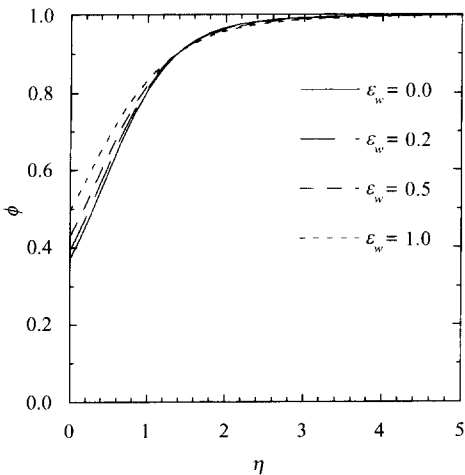
서 복사열전달의 효과가 증가하는 것과 그 경향이 같음을 보여주었고 있다. Fig. 6(b)에 나타난 입자농도분포에서도  $N_{cr}$ 이 감소할수록 벽면에서 입자농도가 감소하고 이것은  $\zeta$ 가 증가함으로써 나타나는 것과 같은 결과이다.

4.3 벽방사율의 영향

Fig. 7에  $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \omega=0.0$ 인 경우에 대해서 벽방사율이 온도분포 및 입자농도분포에 미치는 영향을 나타내었다. Fig. 7(a)에서 볼 수 있듯이 벽방사율이 감소할수록 벽근처에서의 온



(a) Temperature



(b) Concentration

Fig. 7 Dimensionless temperature and concentration profiles ( $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, \omega=0.0$ )

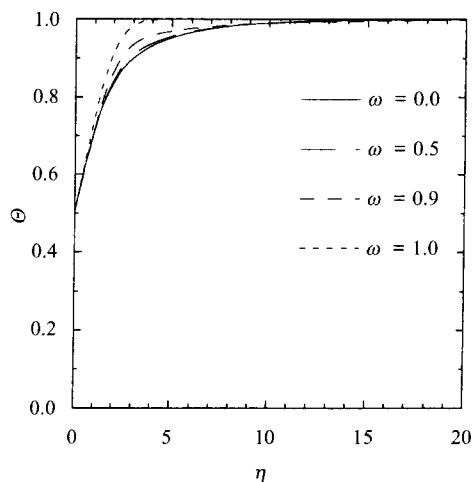
도구배가 증가한다. 흑체벽면은 도달한 복사열을 모두 흡수하고 벽에서의 방사열만을 벽 근처의 유체에 제공하지만 흑체가 아닌 벽면은 유체에 주는 복사열중에서 흑체방사의 비중이 줄고 자유유동으로부터 전달되는 복사열의 반사비중이 증가하여 전체적으로는 벽근처의 유체가 받는 복사열이 증가한다. 이로 인하여 벽방사율이 감소할수록 벽근처의 유체가 얻는 복사열이 증가하여 온도구배가 증가한다. Fig. 7(b)에 나타난 입자농도분포에서는 벽방사율이 감소하면 벽에서의 입자농도도 감소하는 것을 알 수 있는데 이는 벽방사율이 감소하면 온도구배가 증가하고 이로 인해 열영동 속도가 증가하여 벽면으로 향하는 입자유속이 증가하기 때문이다.

4.4 산란알베도의 영향

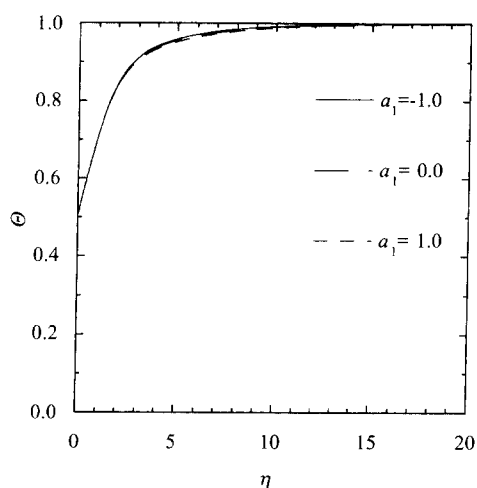
Fig. 8는  $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, a_1=0.0$ 인 경우에 산란 알베도의 증가에 따른 온도분포와 입자농도분포를 나타낸 것이다. 산란 알베도가 증가하면 흡수하는 복사열이 감소하여 복사열유속의 다이버전스항의 크기가 작아지며 이로 인해 복사열전달의 영향이 감소한다. (식 (20) 참조) 산란 알베도가 1.0인 경우는 복사열의 흡수가 없고 완전산란만이 존재하는 경우로서 온도분포에 복사의 영향이 없으므로 복사를 고려하지 않은 경우와 동일하다. Fig. 8(a)에 나타난 온도분포에서 산란 알베도가 감소할수록 벽근처에서의 온도구배가 증가하고 인접한 영역에서는 온도분포가 완만해져서 열경계층이 증가한다. 산란 알베도가 감소할수록 복사열전달의 영향이 증가하며 이는  $\zeta$ 가 증가하여 복사열전달의 영향이 증가할 때와 같은 경향이다. Fig. 8(b)에 나타난 입자농도분포에서 산란 알베도가 감소할수록 복사효과가 커져서 벽면에서의 입자농도는 감소하며, 이는  $\zeta$ 가 증가함에 따라 나타나는 것과 같은 결과이다.

4.5 비등방산란의 영향

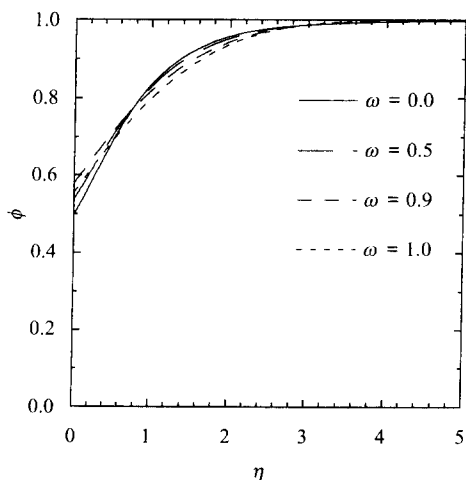
Fig. 9은  $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \epsilon_w=1.0, \omega=0.5$ 인 경우에 대해서 비등방산란의 효과가 온도분포 및 입자농도에 미치는 영향을 나타낸 것이다.  $a_1=-1.0$ 일 때는 후방산란을 의미하고  $a_1=0$ 이면 등방산란,  $a_1=1.0$ 인 경우는 전방산란을 의미한다. Fig. 9에서 비등방산란의 효과는 온도분포와 농도분포에 거의 영향을 주지 않으므로 등방산란을 가정하여 해석할 수 있다.



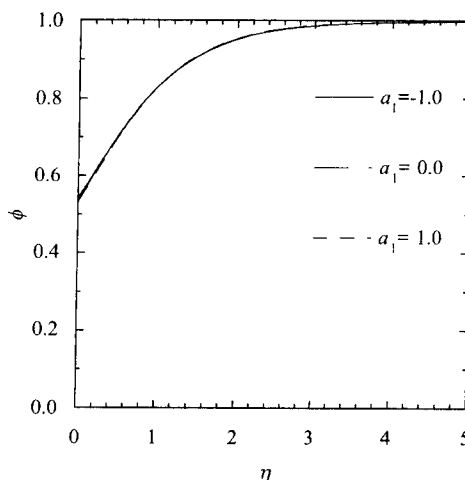
(a) Temperature



(a) Temperature



(b) Concentration



(b) Concentration

**Fig. 8** Dimensionless temperature and concentration profiles

( $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \varepsilon_w=1.0, a_1=0.0$ )

**Fig. 9** Dimensionless temperature and concentration profiles

( $\Theta_w=0.5, \zeta=1.0, N_{cr}=0.1, \varepsilon_w=1.0, w=0.5$ )

#### 4.6 SiO<sub>2</sub> 입자인 경우 복사무차원 인자

외부증착공정 및 고온도 석영유리제조공정에서는 SiO<sub>2</sub> 입자가 생성, 부착되며 공정의 온도는 1000~2000°C의 범위이다.<sup>(29)</sup> 이 경우 흑체방사의 최대값이 존재하는 파장의 길이는 1.5~2.8μm의 범위이므로 입자의 직경이 흑체방사의 최대값이 존재하는 파장의 길이에 비하여 상당히 작아서 Rayleigh 극한으로 취급할 수 있다. Mie이론에서 구하여지는 입자에 의한 스펙트럴 흡수계수는 Rayleigh 극한에서 다음과 같다.<sup>(20)</sup>

$$\kappa_\lambda = -C \frac{\pi^2 d_p^3}{\lambda} \text{Im} \left\{ \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right\} \quad (30)$$

식 (30)에서 구한 스펙트럴 흡수계수는 입자의 크기가 작은 경우에는 상각계수로 취급할 수 있으며 플랑크-평균 흡수계수(Planck-mean-absorption coefficient)를 다음의 식으로부터 구할 수 있다.<sup>(21~23)</sup>

$$\kappa_{Planck}(T) = \frac{\int_0^\infty e_{\lambda b}(\lambda, T) \kappa_\lambda d\lambda}{\bar{\sigma} T^4} \quad (31)$$

$\kappa_{Planck}(T)$ 는 입자의 농도에 선형적으로 비례하며 이는 본 해석의 가정과 일치한다. Fig. 10은 Peterson 과 Weinman<sup>(30)</sup>이 제시한 복소수굴절률의 값을 이용하여 계산한 SiO<sub>2</sub> 입자가 나타내는 스펙트럴 흡수계수 및 플랑크-평균-흡수계수를 나타낸 것이다. 온도가 증가할수록 흑체방사의 최대값이 존재하는 파장의 길이가 짧아지면서 스펙트럴 흡수계수가 최대값을 나타내는 영역에서 왼쪽으로 멀어진다. 따라서 흑체방사의 최대값이 존재하는 파장의 길이가 스펙트럴 흡수계수가 0인 영역에 존재하게 되어 플랑크-평균-흡수계수는 온도가 증가할수

록 감소하는 것을 나타내고 있다. 2000°C인 경우는 플랑크-평균-흡수계수는 13.2m<sup>-1</sup>이며 모봉의 반경 0.01m을 특성 길이로 한 특성광학 두께  $\tau_L$ 의 값이 0.132이고 전도-복사매개변수  $N_{cr}$ 은 0.00085의 값을 갖는다.  $Pr=0.7, Re_L=80$ 인 경우 복사매개변수  $\zeta$ 는 0.37의 값을 가지므로 복사효과가 커서 복사효과와 고려가 필요할 것으로 예상된다.

### 5. 결론

정체점 층류유동에서 복사열을 흡수, 방사, 산란하는 입자가 부유되어 있을 때 복사열전달이 경계층내에서의 온도 및 입자농도분포, 그리고 입자부착률에 어떠한 영향을 미치는가를 파악하였다. 복사열전달에 영향을 주는 인자로 특성광학 두께, 전도-복사매개변수, 벽방사율, 산란 알베도, 그리고 비등방산란을 고려하였다. 특성광학 두께가 증가하거나 전도-복사매개변수 혹은 산란 알베도가 감소하면 복사열전달의 효과가 증가하였으며 복사열전달은 경계층내의 온도분포 및 입자농도분포를 크게 변화시켰다. 복사열전달의 효과가 증가할수록 온도 경계층의 두께가 증가하였으며 벽면에서의 온도구배는 증가하였다. 입자농도의 분포는 온도구배와 반대의 경향을 나타내어서 벽면에서의 온도구배가 증가하면 벽면에서의 입자농도는 감소하였다. 벽면에서의 열영동 속도와 입자농도의 곱으로 나타내어지는 입자부착률은 복사열전달의 효과가 증가할수록 감소하였다. 벽방사율이 감소할수록 벽면에서의 온도구배가 증가하고 벽면에서의 입자농도는 감소하였다. 비등방산란이 온도분포에 미치는 영향은 무시할 만하였으며 온도분포에 의해서 결정되는 열영동 입자농도분포도 비등방산란에 따른 변화가 거의 없었다.

### 참고문헌

- (1) Talbot, L., Cheng, R. K., Schefer, A. W. and Willis, D. R., 1980, "Thermophoresis of Particles in a Heated Boundary Layer," *J. Fluid Mech.*, Vol. 101, pp. 737~758.
- (2) Viskanta, R. and Menguc, M. P., 1987, "Radiation Heat Transfer in Combustion Systems," *Prog. Energy Combust. Sci.*, Vol. 13, pp. 97~160.
- (3) Tse, T. S., Yener, Y. and Cipolla, J. W., Jr.,

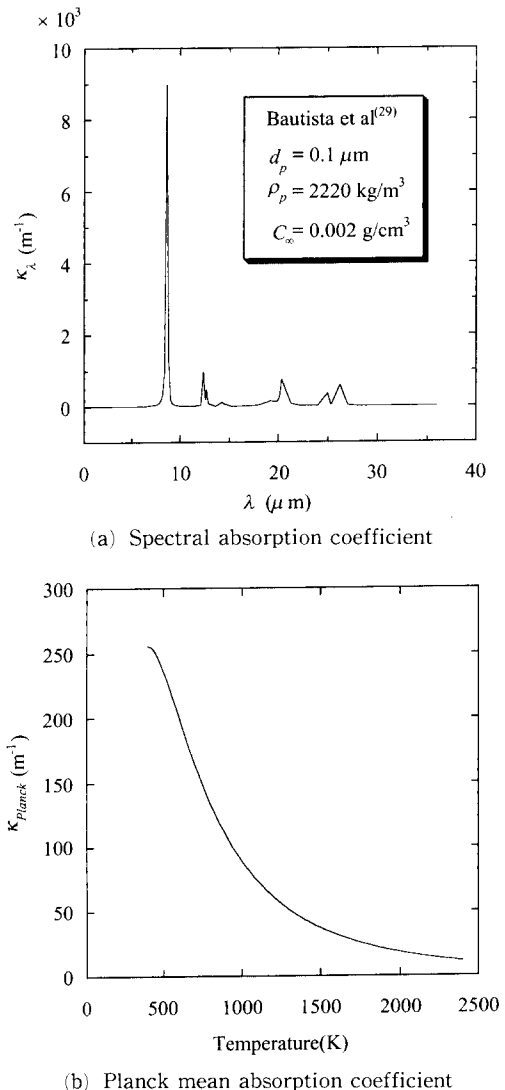


Fig. 10 Absorption coefficient of SiO<sub>2</sub> particle

- 1987, "Aerosol Thermophoresis and Radiative Transfer," *Fundamentals and Applications of Radiation Heat Transfer*, A. M. Smith and T. F. Smith, eds., ASME/HTD-Vol. 72, pp. 59~65.
- (4) Hannon, C., Yener, Y. and Cipolla, J. W., Jr., 1989, "Aerosol Thermophoresis with Conduction and Radiation," *Heat Transfer Phenomena in Radiation, Combustion and Fires*, R. K. Shah, ed., ASME/HTD-Vol. 106, pp. 147~155.
- (5) Paz, L. P., Cipolla, J. W., Jr. and Morse, T. F., 1989, "The Effect of Radiation on Particle Deposition in MCVD: The Optically Thin Case," *Heat Transfer Phenomena in Radiation, Combustion and Fires*, R. K. Shah, ed., ASME/HTD-Vol. 106, pp. 157~163.
- (6) Goren, S. L., 1977, "Thermophoresis of Aerosol Particles in the Laminar Boundary Layer on a Flat Plate," *J. Colloid Interface Sci.*, Vol. 61, pp. 77~85.
- (7) Mills, A. F., Hang, X. and Ayazi, F., 1984, "The Effect of Wall Suction and Thermophoresis of Aerosol Particle Deposition from a Laminar Boundary Layer on a Flat Plate," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 27, No. 7, pp. 1110~1113.
- (8) Epstein, M., Hauser, G. M. and Henry, R. E., 1985, "Thermophoretic Deposition of Particles in Natural Convection Flow From a Vertical Plate," *J. Heat Transfer*, Vol. 107, pp. 272~276.
- (9) Gokoglu, S. A. and Rosner, D. E., 1986, "Thermophoretically Augmented Mass Transfer Rates to Solid Walls Across Laminar Boundary Layers," *AIAA J.*, Vol. 24, pp. 182~189.
- (10) Homsy, G. M., Geyling, F. T and Walker, K. L., 1981, "Blasius Series for Thermophoretic Deposition of Small Particles," *J. Colloid Interface Sci.*, Vol. 83, pp. 495~501.
- (11) Batchelor, G. K. and Shen, C., 1985, "Thermophoretic Deposition of Particles in Gas Flowing Over Cold Surfaces," *J. Colloid Interface Sci.*, Vol. 107, pp. 21~37.
- (12) Shen, C., 1989, "Thermophoretic Deposition of Particles onto Cold Surfaces of Bodies in Two-Dimensional and Axisymmetric Flows," *J. Colloid Interface Sci.*, Vol. 127, pp. 104~115.
- (13) Garg, V. K. and Jayaraj, S., 1990, "Thermophoretic Deposition Over a Cylinder," *Int. J. Engng. Fluid Mech.*, Vol. 3, pp. 175~196.
- (14) Garg, V. K. and Jayaraj, S., 1990, "Thermophoretic Deposition in Crossflow Over a Cylinder," *J. Thermophys. Heat Transfer*, Vol. 4, pp. 115~116.
- (15) Georgiou, D. P. and Kladas, D., 1991, "Thermophoretic Deposition Near the Leading Edge of Cylindrical Surfaces," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 34, pp. 320~322.
- (16) Garg, V. K. and Jayaraj, S. 1988, "Thermophoresis of Aerosol Particles in Laminar Flow Over Inclined Plates," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 31, pp. 875~890.
- (17) Jia, G., Yener, Y. and Cipolla, J. W., Jr., 1992, "Thermophoresis of a Radiating Aerosol in Thermally Developing Poiseuille Flow," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 35, pp. 3265~3273.
- (18) Jia, G., Yener, Y. and Cipolla, J. W., Jr., 1992, "Thermophoresis of a Radiating Aerosol in Laminar Boundary-Layer Flow," *J. Thermophys. Heat Transfer*, Vol. 6, pp. 476~482.
- (19) Park, S. H. and Kim, S. S., 1993, "Thermophoretic Deposition of Absorbing, Emitting and Isotropically Scattering Particles in Laminar Tube Flow with High Particle Mass Loading," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 36, pp. 3477~3485.
- (20) van de Hulst, H. C., 1957, *Light Scattering by Small Particles*, John Wiley & Sons.
- (21) Modest, M. F., 1993, *Radiative Heat Transfer*, McGraw-Hill.
- (22) Özisik, M. N., 1973, *Radiative Transfer*, John Wiley & Sons.
- (23) Siegel, R. and Howell, J. R., 1992, *Thermal Radiation Heat Transfer 3rd ed.*, Hemisphere.
- (24) Fiveland, W. A., 1987, "Discrete Ordinate Methods for Radiative Heat Transfer in Isotropically and Anisotropically Scattering Media," *J. Heat Transfer*, Vol. 109, pp. 809~812.
- (25) Keller, H. B. and Cebeci, T., 1972, "Accurate Numerical Methods for Boundary-Layer

- Flows. II: Two-Dimensional Turbulent Flows," *AIAA J.*, Vol. 10, pp. 1193~1199.
- (26) Cess, R. D., 1964, "Radiation Effects Upon Boundary-Layer Flow of an Absorbing Gas," *J. Heat Transfer*, Vol. 86, pp. 469~475.
- (27) Novotny, J. L. and Yang, K. T., 1967, "The Interaction of Thermal Radiation in Optically Thick Boundary Layers," *J. Heat Transfer*, Vol. 89, pp. 309~312.
- (28) Utreja, L. R. and Chung, T. J., 1989, "Combined Convection-Conduction-Radiation Boundary Layer Flows Using Optimal Control Penalty Finite Elements," *J. Heat Transfer*, Vol. 111, pp. 433~437.
- (29) Bautista, J. R., Walker, K. L. and Atkins, R. M., 1990, "Modeling of Heat and Mass Transfer in Optical Waveguide Manufacture," *J. Chemical Engineering Process*, pp. 47~52.
- (30) Peterson, J. T. and Weinman, J. A., 1969, "Optical Properties of Quartz Dust Particle at Infrared Wavelengths," *J. Geophys. Res.*, Vol. 74, pp. 6947~6952.