

〈論 文〉

유한체적 복사전달해석법을 이용한 주유동중에 놓인 원형실린더 주위에서의 복사-대류 열전달해석

이공훈* · 이준식** · 최만수**

(1995년 5월 10일 접수)

Analysis of Radiative-Conductive Heat Transfer about a Circular Cylinder in Crossflow Using Finite Volume Radiation Solution Method

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

Key Words : Radiation(복사), Circular Cylinder(원형 실린더), Non-orthogonal Coordinate System(비직교좌표계), Finite Volume Radiation Solution Method(유한체적 복사 전달해석법)

Abstract

A finite volume radiation solution method was applied to a non-orthogonal coordinate system for the analysis of radiative-conductive heat transfer about a circular cylinder in crossflow. The crossflow Reynolds number based on the cylinder radius was 20, and the fluid Prandtl number was 0.7. The radiative heat transfer coupled with convection was reasonably predicted by the finite volume radiation solution method. The investigation includes the effects of conduction-to-radiation parameter, optical thickness, scattering albedo and cylinder wall-emissivity on heat transfer about the cylinder. As the conduction-to-radiation parameter decreases, the radiative heat transfer rate increases and conduction rate as well due to the increase in temperature gradient on the cylinder wall which is caused by radiation enhancement. With an increase in the optical thickness, the Nusselt number increases significantly and the temperature gradient shows similar behavior. Though the radiative heat transfer increases with the scattering albedo, the total heat transfer decreases. This is because the decrease in the conduction heat transfer exceeds the increase in the radiation heat transfer. As the wall-emissivity increases, the radiation absorbed in the vicinity of the cylinder wall increases and thereby the total heat transfer increases, even though the conduction heat transfer decreases.

기호설명

a : 선형산란 위상함수의 계수

a : 반변 기본벡터

A_i : 이산화방정식의 계수

A_s : 검사체적의 표면적

*회원, 서울대학교 정밀기계설계공동연구소

**회원, 서울대학교 기계공학과

b : 이산화방정식의 생성항

C_f : 벽마찰계수 ($= 2\tau_w / \rho U_\infty^2$)

C_p : 압력계수 ($= 2\rho / \rho U_\infty^2$)

g : Jacobian의 제곱

g^{ij} : 반변 미터릭 텐서의 성분

h : 열전달계수 ($= q_w / (T_\infty - T_w)$)

i, j : Cartesian 단위벡터

유동내의 입자의 농도가 증가하면 흡수계수, 즉 광학두께가 증가한다. 입자의 방사율이 높거나, 방사율은 낮더라도 농도가 크면 입자들에 의한 복사와 산란은 기체-입자유동에 큰 영향을 미친다. 복사열전달의 효과는 유동장과 입자가 부착되는 표면 사이의 온도구배를 떨어뜨려 열영동 현상에 의한 입자의 부착효율을 감소시키는 것으로 알려져 있다.^(9,10) 외부유동에서 입자부착에 미치는 복사열전달의 영향에 관한 연구는 평판⁽⁹⁾ 또는 실린더 주위의 경계층해석⁽¹⁰⁾을 이용한 연구들이 일부 발표되어 있으나 유동의 전 영역에 대한 수치 또는 실험적 연구는 아직 찾아보기 어렵다.

본 연구에서는 복사열전달이 입자부착에 미치는 영향을 알아보기 위한 기초연구로서, 저온의 실린더 주위를 지나는, 복사에 관여하는 고온의 기체유동을 고려하여 대류와 복사열전달이 연계된 열전달 현상을 수치적으로 해석하였다.

본 연구에서는 유동 및 열전달의 계산을 위하여 비직교좌표계에서 비엇갈림 격자를 사용하는 Schuh⁽¹¹⁾의 프로그램을 수정하여 사용하였다. 모든 물성치들은 일정하다고 가정하였으며 주된 관심사항이 복사열전달의 효과에 있으므로 유동조건의 변화에 따른 영향은 고려하지 않고 실린더의 반경을 기준으로 한 Reynolds 수가 20, 그리고 Prandtl 수가 0.7인 경우에 대하여 수치적으로 해석하였다.

실린더 주위의 유동을 계산하는 데 있어서 계산 영역의 기하학적인 형상 때문에 일반적으로 직교좌표계에서보다는 비직교좌표계에서의 계산이 용이하며 보다 정확한 결과를 주므로 본 연구에서도 비직교좌표계를 사용하였다. 따라서 복사열전달도 유동 계산과 연계하여 계산하려면 비직교좌표계를 사용하여야 한다. 복사열전달은 복사의 경로에 따른 적분형상이므로 연구대상의 기하학적 형상에 따라 해석의 난이도가 크게 달라진다. 복사열전달을 해석하는데 있어서 유동의 계산에 비하여 복사강도의 방향과 파장 등 고려할 변수들이 더 많고, 또한 Navier-Stokes 방정식과는 달리 복사전달방정식이 미적분방정식으로 주어지므로 좌표계의 변환에 따라서 그 복잡성이 크게 증가한다. 복사열전달을 고려하지 않은 유동 및 열전달에 관한 문제들을 다루는데 있어서 비직교좌표계를 이용한 계산 방법이 많이 발전되어 왔으나⁽¹¹⁾ 복사열전달과 관련된 문제에 있어서는 단순화된 기하학적 형상에서 직교좌표계를 이용한 연구들이 대부분이다.^(12,13)

비직교좌표계에서의 복사열전달해석에 관한 연구는 최근에 극히 소수의 논문이 발표되고 있다.^(14~16) Dong 등⁽¹⁴⁾은 모멘트방법으로 복사전달방정식이 타원형 미분방정식으로 표시되는 것을 이용하여 비직교좌표계에서 대류와 연계하여 복사열전달을 해석하였다. Chui와 Raithby^(15,16)는 유동장의 계산에서 사용하는 유한체적법의 개념을 복사전달방정식에 직접 적용하여 비직교좌표계에서 복사열전달을 계산할 수 있는 새로운 방법을 제시하고 복사평형 및 온도분포가 주어진 몇 가지 간단한 예에 대하여 그 해법의 타당성을 검증하였다. Chai 등⁽¹⁷⁾은 직교좌표계에서 유한체적법을 이용하여 불규칙한 형상에서의 복사열전달을 해석하였다. 즉 유동장의 수치해석에서 유동장내에 존재하는 장애물을 처리하는 방법을 복사열전달의 계산에 적용하였다. 이 방법은 경계면이 좌표계와 일치하는 형상에 대하여는 아주 유용하게 사용할 수 있으나 곡면과 같이 경계면이 좌표계와 일치하지 않는 경우에는 경계면에서의 복사량의 계산에서 오차가 생기게 된다. 이 공훈 등⁽¹⁸⁾은 동심실린더 및 실린더 주위의 복사에 참여하는 매질에 대하여 비직교좌표계를 이용하여 유한체적법에 의한 복사열전달 해석을 하였다.

따라서 본 연구의 목적은 유한체적 복사전달해석 법을 원형실린더 주위의 유동에서 대류와 연계하여 비직교좌표계에 적용함으로써 이 해석법의 유용성에 대하여 검토하고 아울러 복사열전달이 원형실린더 주위의 온도장에 미치는 영향을 파악하고자 하는 데 있다. 유한체적법에 의한 복사열전달 계산의 타당성을 검증하기 위하여 동심실린더 사이의 환상 공간에 대한 복사열전달 해석을 수행하였으며 이를 온도장이 주어진 실린더 주위의 공간에 대한 복사열전달 해석에 적용하여 보았다. 여기에서 유한체적법이 비직교좌표계의 계산에서 타당한 결과를 얻을 수 있었으며 이 결과들은 본 연구의 저자들에게 의하여 발표된 논문⁽¹⁸⁾에 실려 있으므로 여기에서는 따로 제시하지 않았다.

2. 대류열전달 해석

비직교좌표계에서 연속방정식, 운동량방정식 및 에너지방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.⁽¹¹⁾

$$\begin{aligned} & (\sqrt{g} U^i)_{\epsilon^i} = 0 \\ & [\sqrt{g} (U^i u - g^{\epsilon^i} u_{\epsilon^i} / Re)]_{\epsilon^i} + (y_{\epsilon^i} p)_{\epsilon^i} \end{aligned} \quad (1)$$

$$-(y_{\xi^1} p)_{\xi^2} = 0 \quad (2)$$

$$[\sqrt{g} (U^i v - g^{ij} v_{\xi^j} / Re)]_{\xi^i} + (x_{\xi^1} p)_{\xi^1} = 0 \quad (3)$$

$$-(x_{\xi^1} p)_{\xi^2} = 0 \quad (4)$$

$$[\sqrt{g} (U^i \Theta - g^{ij} \Theta_{\xi^j} / Pr Re)]_{\xi^i} + \sqrt{g} \tau_L \nabla \cdot \mathbf{q}^r / Pr Re N_{cr} = 0 \quad (5)$$

여기서

$$\begin{aligned} \xi^1 &= \xi, \quad \xi^2 = \eta, \quad U^i = a^i \cdot (u \mathbf{i} + v \mathbf{j}), \\ a^i &= \nabla \xi^i, \quad g^{ij} = a^i \cdot a^j, \quad g = 1/\det |g^{ij}| \end{aligned}$$

이고, a^i 는 반변 기본벡터(contravariant base vector)이다. 위의 네 식에서 길이 x, y 는 실린더의 반경 R 로, 속도성분 u, v 는 균일주유동속도 U_∞ 로 압력 p 는 ρU_∞^2 으로 무차원화된 변수이고 Θ 는 균일유동의 온도로 무차원화된 온도를 나타낸다. Re 는 실린더의 반지름을 기준으로 한 Reynolds 수, Pr 은 Prandtl 수, N_{cr} 은 전도-복사파라미터(conduction-to-radiation parameter) 또는 Stark 수($N_{cr} = k\beta/4\sigma T_0^3$)이다. 광학두께 τ_L 및 복사열유속의 다이버전스 $\nabla \cdot \mathbf{q}^r$ 대하여는 다음 절에서 설명한다. 고려하고자 하는 유동이 저압, 저속이므로 에너지방정식에서 압력일과 소산항을 무시하였다.

실린더를 향하는 유동에서는 정체점 근처에서의 유동변화가 중요하고, 또한 정체점 근처의 국소 열전달이 중요하므로 이를 잘 관찰하기 위하여 C-형 격자시스템을 채택하였다.⁽¹⁹⁾ 좌표변환 함수, $\xi(x, y)$ 와 $\eta(x, y)$ 는 Poisson 방정식을 풀어서 구하였고, 격자계는 일반적인 비직교좌표계이지만 실린더의 정체점에서와 같이 유동장과 온도장이 크게 변

하는 영역에서는 조밀하게 배열하여 가급적 직교성을 유지하도록 하였다.

경계조건은 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 반경 R 인 실린더의 벽면에서는 점착조건과 등온조건을, 실린더에서 충분히 떨어진 상류와 바깥 경계면에서는 등온 균일유동으로 가정하였다. 실린더로부터 충분히 떨어진 하류 출구경계에서는 속도와 온도의 2차미분을 0으로 가정하였다.

지배방정식 (1)에서 (4)는 다음과 같이 임의의 종속변수를 이용하여 일반적인 형태로 쓸 수 있다.

$$[\sqrt{g} (U^i \phi - \Gamma g^{ij} \phi_{\xi^j})]_{\xi^i} - b = 0 \quad (6)$$

여기에서 ϕ 는 임의의 종속변수를 나타낸다. 비엇갈림 격자계를 사용하였고 모든 종속변수들은 격자점에서 계산, 저장된다. 이 식은 유한체적법에 의하여 다음과 같이 쓸 수 있다.⁽²⁰⁾

$$A_P \phi_P = A_N \phi_N + A_S \phi_S + A_E \phi_E + A_W \phi_W + S_\phi \quad (7)$$

계수 A_i 들은 대류 및 확산 유속을 검사표면에 대하여 적분하여 얻는다. Reynolds 수가 크지 않으므로 하이브리드 도식(hybrid scheme)을 사용하였다. 생성항 S_ϕ 는 검사체적에 비례하는 항들과 비직교좌표와 관련된 항들을 포함한다.

압력은 SIMPLE 알고리즘을 사용하여 계산하였으며, 검사표면에서의 유속을 계산하기 위하여 운동방정식의 선형화된 해를 사용하였고, 전영역에서 각 종속변수들에 대한 잔류생성항을 계산하여 그들의 절대값의 합이 10^{-4} 보다 작게 될 때를 수렴조건

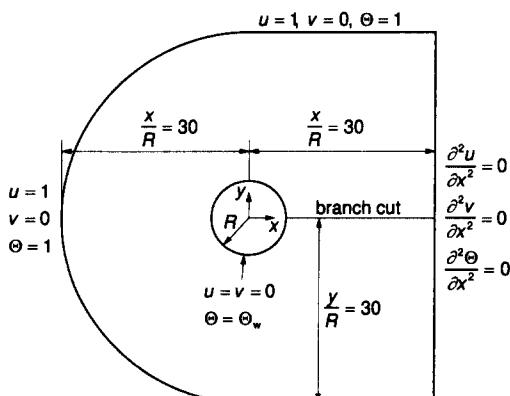


Fig. 1 Calculation domain, coordinate system and boundary conditions

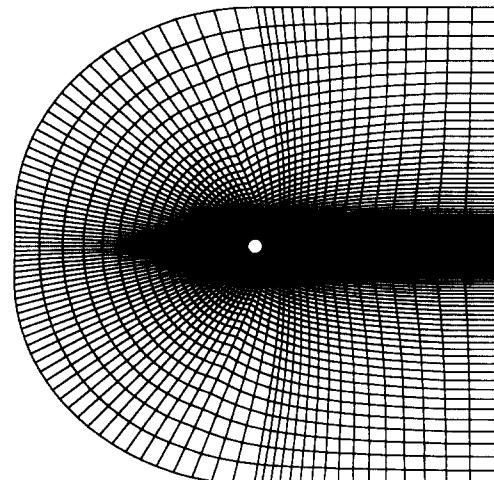


Fig. 2 Grid system ($\xi \times \eta = 101 \times 51$)

Table 1 Comparison of skin friction, pressure, separation length and Nusselt number

	Maximum $C_f \sqrt{Re}$	Stagnation C_p	Minimum C_p	Maximum recirculation vel. (u/U_∞)	Separation length (L_s/R)
Experiment by Grove et al. ⁽¹⁾	-	1.20	-0.90	-	-
Acrivos et al. ⁽²⁾	2.62	-	-	-	-
Coutanceau and Bouard ⁽³⁾	-	-	-	-0.11	3.9
Calculation by Schuh ⁽¹¹⁾	2.49	-	-	4.3	
Present calculation					
91×41	2.48	1.21	-0.95	-0.098	3.7
101×51	2.53	1.20	-0.93	-0.103	3.9
111×61	2.54	1.20	-0.90	-0.099	4.0
Exp. correlation by Collis and Williams ⁽⁴⁾					Average Nusselt number (\bar{Nu})
					1.58
Exp. correlation by Hatton et al. ⁽⁵⁾					1.65
Calculation by Badr ⁽⁶⁾					1.75
Present calculation					
Grid system					1.66
91×41					1.65
101×51					1.64

으로 설정하였다.

기존의 결과들^(1~6)과 비교하기 위하여 유체의 Prandtl 수가 0.7이고 실린더의 반경을 기준으로 한 Reynolds 수가 20인 정상층류운동을 고려하였다. 실린더 표면의 무차원 온도가 0.5인 경우에 대하여 계산하고, 전도-복사 파라미터, 광학두께, 산란율, 벽면방사율 등의 변화에 따른 영향을 살펴보았다.

경계면의 위치를 변화시키면서 계산을 수행하고 그 결과들로부터 최적의 계산영역을 설정하였다. 상류는 $x = -30$, 좌우 경계는 $y = \pm 30$, 하류 경계는 $x = 30$ 으로 계산영역을 정하였다. 격자수 또한 여러 경우에 대하여 계산을 수행하여 격자 세의 영향을 시험하였는데, 격자를 많이 나누는 것은 복사 열전달의 계산을 고려할 때 비효율적이므로 Fig. 2에 나타낸 바와 같이 ξ 와 η 방향으로 101×51 의 격자계를 선정하였다. 계산결과를 Table 1에 비교하

여 나타내었다.

실린더 표면의 무차원 압력분포를 Fig. 3에 Grove 등⁽¹⁾의 실험결과와 함께 나타내었는데 아주

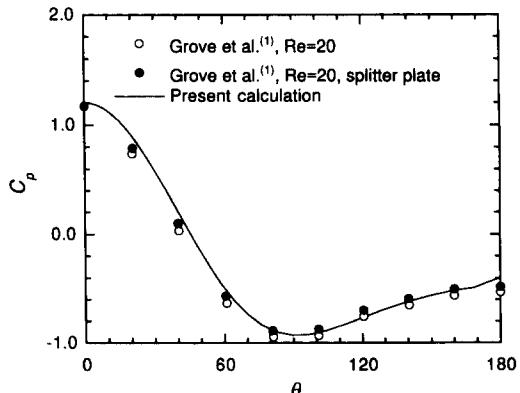


Fig. 3 Comparison of pressure distributions on the cylinder surface

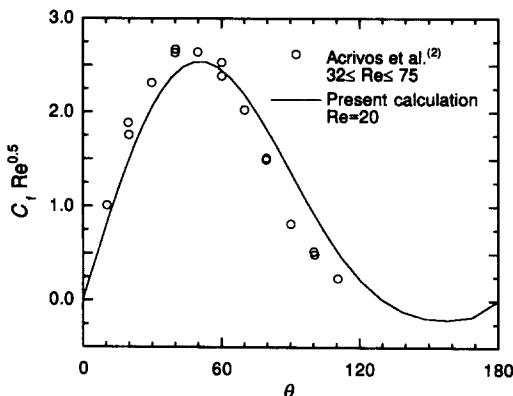


Fig. 4 Comparison of shear stress distributions on the cylinder surface

잘 일치하고 있다. 또 Fig. 4에는 실린더 표면의 무차원 전단력을 Acrivos 등⁽²⁾의 결과와 함께 나타내었다. Acrivos 등의 실험결과는 $32 \leq Re \leq 75$ 의 범위에서 얻은 값들인데 횡축의 좌표 $C_r Re^{0.5}$ 는 Re 수에 관계 없이 상사성을 가지므로 다른 Re 수에 대하여 충분한 비교자료가 된다. 본 계산의 결과와 약간의 차이를 보이고 있으나 대체적으로 잘 일치하고 있다.

3. 복사열전달 해석

3.1 복사전달방정식

복사를 흡수, 방사 및 산란하는 매질내에서의 복사전달방정식은 다음과 같이 나타낼 수 있다.⁽²¹⁾

$$\frac{1}{\tau_L} \mathbf{s} \cdot \nabla I = -I(\mathbf{r}, \mathbf{s}) + (1-\omega) I_b(\mathbf{r}) + \frac{\omega}{4\pi} \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\Omega' \quad (7)$$

이 식에서 공간좌표는 특성길이 L 로 복사강도 I 는 $4\sigma T_0^4$ 으로 무차원화 하였다. T_0 는 기준온도를 나타내며 본 연구에서는 T_∞ 를 기준온도로 하였다. τ_L 는 광학두께로서 소멸계수와 특성길이의 곱 ($\tau_L = \beta L$)이고 ω 는 산란율이다. 산란위상함수 $\Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}')$ 는 다음과 같이 선형으로 가정하였다.

$$\Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') = 1 + a \cos \Psi \quad (8)$$

산란위상함수에서 a 는 산란의 방향을 결정하는 인자로서, $a=0$ 이면 등방산란, $a=1$ 이면 전방산란, 그리고 $a=-1$ 이면 후방산란을 각각 의미한다.

3.2 유한체적 복사전달해석법

유한체적 복사전달해석법^(15,16)에서는 계산영역의 공간좌표를 유한한 체적들로 나누고 또한 복사강도의 방향을 유한한 개수의 입체각들로 나눈다. 그리고 나서 복사전달방정식을 각 검사체적과 검사입체각에 대하여 적분하여 선형연립방정식을 구성한다.

이 방법은 구분종좌표법(S-N)과 많은 유사점을 갖고 있으나, S-N과는 달리 구적법(quadrature)은 사용하지 않는다. 또 유한체적법은 S-N 방법에서 많이 생기는 “광설효과”(ray effects)를 크게 줄일 수 있다.⁽²²⁾ 이 방법의 유도과정 및 프로그래밍 과정이 다소 복잡하기는 하지만 가장 큰 장점은 비직교좌표계에서 대류와 연계하여 계산이 가능하다는 것이다.

복사전달방정식을 Fig. 5와 같은 검사입체각 및 검사체적에 대하여 적분하면 다음과 같다.

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega'} \int_{A_{s,p}} I_s(\mathbf{s} \cdot \mathbf{n}) dA_s d\Omega \\ &= \int_{\Omega'} \int_{V_p} \tau_L [-I + (1-\omega) I_b + \omega \bar{I}] dV d\Omega \end{aligned} \quad (9)$$

여기서

$$\bar{I} = \frac{1}{4\pi} \int_{4\pi} I(\mathbf{r}, \mathbf{s}') \Phi(\mathbf{s}, \mathbf{s}') d\Omega' \quad (10)$$

이다. 체적적분에서 모든 변수들은 검사체적과 검사입체각내에서 일정하다고 가정하고, Fig. 5(b)와 같이 검사체적을 N_f 개의 검사표면으로 나누어 각 검사표면에 대하여 적분하면 다음의 근사식을 얻을 수 있다.

$$\sum_{f=1}^{N_f} Q_f^i \approx \tau_L [-I_p + (1-\omega_p) I_{b,p} + \omega_p \bar{I}_p] V_p Q^i \quad (11)$$

여기서

$$Q_f^i = I_f A_{s,f} \int_{\Omega'} (\mathbf{s}_f \cdot \mathbf{n}_f) d\Omega \quad (12)$$

이고, $A_{s,f}$ 는 검사표면의 f 번째 면의 면적이다. 그리고 검사표면에서의 복사강도를 다음과 같이 근사한다.

$$I_{sf} = I_{uf} e^{-\tau_L s} + R_{sf} (1 - e^{-\tau_L s}) - \frac{1}{\tau_L} \left(\frac{\partial R^i}{\partial s} \right)_{sf} [1 - e^{-\tau_L s} (1 + \tau_L s)] \quad (13)$$

$$R^i = (1-\omega) I_b + \omega \bar{I}^i$$

$$\bar{I}^i = \frac{1}{4\pi} \sum_{r'} I^i \bar{\Phi},$$

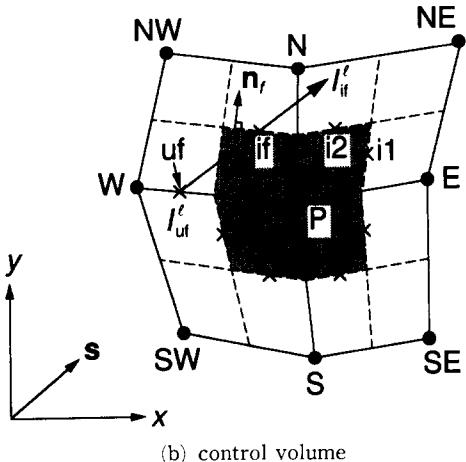
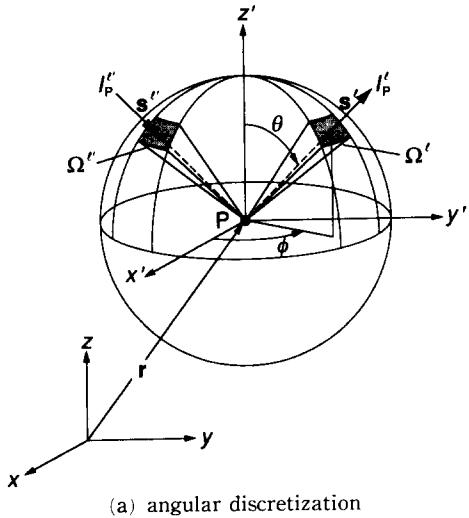


Fig. 5 Discretization of solid angle and control volume

$$\bar{\Phi} = \frac{1}{Q^t} \int_{\Omega^t} \int_{\Omega^t} \Phi(l', l) d\Omega' d\Omega' \quad (14)$$

이다. 따라서 복사전달방정식은 다음과 같은 대수 방정식의 형태가 된다.

$$A_P^t I_P^t = \sum_{nb} A_{nb}^t I_{nb}^t + S_P^t \quad (15a)$$

또는 Fig. 5(b)의 복사강도의 방향에 대하여 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$A_P^t I_P^t = A_W^t I_W^t + A_S^t I_S^t + A_{SW}^t I_{SW}^t + S_P^t \quad (15b)$$

여기서 하첨자 nb는 P점의 상류점을 나타내는 것으로 이 대수방정식의 해는 현시적(explicit) 방법

으로 풀면 된다.

모든 벽면을 확산-회체로 가정하면, 경계면에서 매질내로 향하는 복사강도의 경계조건은 다음과 같다.

$$I_w = \left[(1 - \epsilon_w) \sum_{lin} Q_{lin}^{lin} + \epsilon_w \pi I_{bw} A_w \right] \frac{1}{\pi A_w} \quad (16)$$

여기서 A_w 는 경계면의 검사표면의 면적이고, l_{lin} 은 벽면으로 입사하는 방향의 입체각을 나타낸다. 그리고 매질내의 복사열유속의 다이버전스와 벽면의 복사열유속은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\nabla \cdot \mathbf{q}' = \tau_L (1 - \omega) \left[4\pi I_b - \sum_l I'^l Q^l \right] \quad (17)$$

$$q'_w = \epsilon_w \left[\pi I_{bw} - \sum_{lin} \frac{Q_{lin}^{lin}}{A_w} \right] \quad (18)$$

이 산화방정식 (15)는 아주 간단한 형상에 대하여는 복사강도의 방향에 무관하게 수렴할 때까지 계산순서에 관계 없이 반복적으로 계산을 수행하거나 경우에 따라서는 유동장의 해석에 많이 사용하는 행렬해법인 TDMA를 이용하여 풀 수 있다. 하지만 기하학적 형상이 복잡하거나 격자계의 비직교성이 커서 격자의 씨그러짐이 큰 경우에는 이러한 방법으로는 수렴된 해를 얻기가 어렵다. 이 경우 각각의 입체각에 대하여 복사강도의 상류에서 하류방향으로 계산하여야 한다. 그리고 복잡한 형상에 대하여 경계조건⁽¹⁶⁾을 적용할 때 일반적으로 이산화된 입체각의 경계가 물체의 경계면과 일치하지 않는다. 이로 인하여 벽면에 입사하는 복사에너지의 양을 제대로 계산할 수 없다. 입체각의 경계와 물체의 경계면을 일치시키기 위해서는 경계면에서 입체각에 대한 특별한 처리가 필요하다.⁽¹⁶⁾

4. 결과 및 검토

유한체적법에 의한 복사열전달해석 방법을 유동장의 해석에 적용하기 전에 그 방법의 타당성에 대한 연구를 먼저 수행하였고⁽¹⁷⁾ 비직교좌표계에서 유한체적법을 이용한 복사열전달 계산으로 타당한 결과를 얻을 수 있었다. 그래서 본 논문에는 따로 그 결과를 제시하지는 않았다.

앞에서 언급했듯이 유한체적법에서는 입체각을 유한한 개수의 작은 각들로 나누므로 이러한 이산화된 입체각들의 적절한 개수를 찾는 것이 주어진 격자계에서 효율적인 계산을 하는데 대단히 중요하

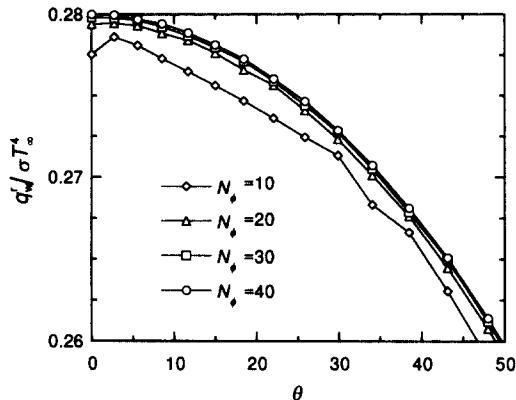


Fig. 6 Sensitivity test to the number of discrete solid angles
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $a=0$)

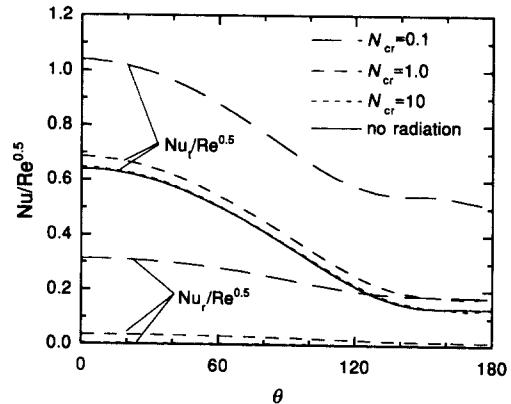


Fig. 7 Effect of conduction-to-radiation parameter on local Nusselt number
($\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $a=0$)

다. Fig. 6에 입체각을 10에서 40까지 나눈 경우에 대해 σT_w^4 으로 무차원화된 실린더벽면에서의 복사열유속을 비교하였다. 이 결과는 앞으로 여러가지 파라미터의 영향을 검토하는데 있어서 기준으로 삼은 조건에 대한 것으로서 전도-복사 파라미터 (N_{cr})가 0.1, 광학두께(τ_R)가 1.0, 실린더의 벽면방사율(ϵ_w)이 0.5, 산란율(ω)이 0.5, 그리고 등방산란($a=0$)의 경우에 대한 것이다. $N_\phi=10$ 인 경우를 제외하면 전반적으로 잘 일치함을 알 수 있다. 정체점에서의 무차원 복사열유속은 $N_\phi=10\sim 40$ 에 대하여 각각 0.2775, 0.2794, 0.2798, 0.2800으로서 $N_\phi=40$ 인 경우의 복사열유속을 기준으로 상대오차를 비교하면 $N_\phi=10\sim 30$ 의 각각의 경우에 대하여 0.89%, 0.21%, 0.07%가 된다. 본 연구에서는 약간의 정확도를 희생하고 적절한 계산시간으로 해석을 하기 위하여 $N_\phi=30$ 으로 고정하여 계산하였다. 기하학적인 좌표에 대한 격자와 함께 입체각을 포함하여 $101\times 51\times 31$ 의 3차원 격자계로 계산해야 하므로 입체각의 이산화는 컴퓨터 용량 및 계산시간을 고려할 때 중요한 문제가 된다.

4.1 전도-복사 파라미터의 영향

Fig. 7은 전도-복사 파라미터 N_{cr} 에 대한 국소Nusselt 수의 원주방향의 변화를 나타낸다. 국소Nusselt 수는 다음과 같이 정의하였다.

$$\begin{aligned} Nu_t &= \frac{hR}{k} = \frac{1}{A\theta} \frac{\partial\theta}{\partial n} \Big|_w + \frac{\tau_R}{N_{cr}} \frac{q_w'}{A\theta} \\ &= Nu_c + Nu_r \end{aligned} \quad (19)$$

여기서 Nu_c 는 전도열전달에 의한 Nusselt 수이고 Nu_r 은 복사열전달에 의한 Nusselt 수를 나타낸다. N_{cr} 은 복사열전달에 대한 전도열전달의 비를 나타내므로 이 값이 크면 복사열전달의 영향이 감소하고 이 값이 작으면 복사열전달의 영향이 상대적으로 증가한다. Fig. 7은 이러한 현상을 잘 보여주고 있다. $N_{cr}=10$ 인 경우에는 복사열전달에 의한 Nusselt 수, Nu_r 이 0에 가까운 값을 가지며 복사열전달이 없는 경우와 거의 일치한다. 이 경우에 전방 정체점에서 $Nu_r/\sqrt{Re}=0.003544$ 이고, $Nu_t/\sqrt{Re}=0.6468$ 로서 복사에 무관한 경우($Nu/\sqrt{Re}=0.6396$)에 비하여 단지 1.13%만 더 크다. $N_{cr}=0.1$ 일 때는 전방 정체점에서 $Nu_r/\sqrt{Re}=1.040$, $Nu_t/\sqrt{Re}=0.3129$ 로서 복사의 영향이 전체 Nusselt 수의 약 30%를 차지한다. 전 Nusselt 수 Nu_t 에서 복사 Nusselt 수 Nu_r 을 빼면 전도 Nusselt 수 Nu_c 가 되는데 이는 실린더의 벽면에서의 무차원화된 온도구배를 의미한다. 복사열유속의 분포는 전도열유속의 분포에 비하여 상대적으로 실린더의 위치에 따른 변화가 작음을 알 수 있다. 이는 복사열전달이 전도열전달과는 달리 국소적인 전달현상이 아니며 산란에 의해 복사에너지가 재분배되기 때문이다.

Fig. 8은 Fig. 7에 대응하는 그림으로 정체점을 지나는 중심선 위의 온도분포를 나타낸다. Fig. 8(a)를 보면 실린더의 상류 정체점 근처에서는 $N_{cr}>1$ 인 경우에 복사와 무관한 경우와 거의 일치한다. 후류영역에서는 $N_{cr}=1$ 인 경우에도 온도가 약

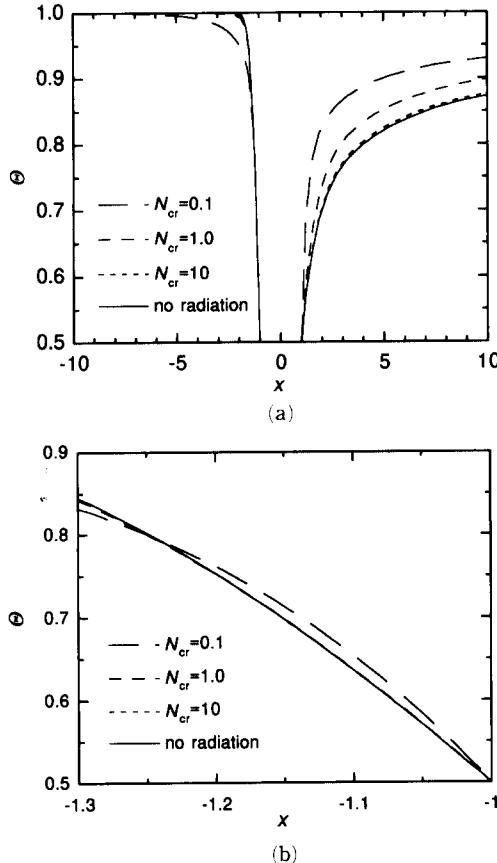


Fig. 8 Variation of gas temperature distributions along the centerline with conduction-to-radiation parameter
($\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $a=0$)

간 높게 나타난다. $N_{cr}=0.1$ 인 경우에는 실린더의 전방에서도 다른 온도분포를 가지며 열경계층의 두께가 크게 증가하였음을 알 수 있고 후류영역에서는 높은 온도를 나타낸다. 이러한 현상이 나타나는 이유는 복사열전달이 전도나 대류에 비하여 더 멀리까지 에너지를 전달하는 특성이 있기 때문이다. 실린더의 상류 정체점 근처에서는 복사에 의하여 고온의 유체가 저온의 실린더 벽면으로 열을 빼앗기므로 복사의 영향이 없는 경우보다 유체의 온도가 낮아지고 열경계층의 두께는 커진다. 따라서 복사의 영향으로 벽면에 전달되는 열전달량의 증가로 벽면에서의 전체 Nusselt 수는 증가하게 된다. OVD 공정에서 중요한 열영동에 의한 입자부착은 온도구배에 의하여 크게 영향을 받는다. 온도구배가 커지면 열영동 속도의 증가로 입자의 부착효율

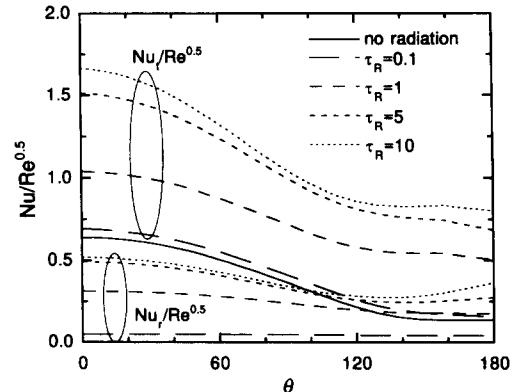


Fig. 9 Effect of optical thickness on local Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $a=0$)

이 증가하게 된다. Fig. 8(b)는 정체점을 지나는 중심선을 따라 실린더 근처의 온도분포를 확대하여 나타낸 그림이다. $N_{cr}=0.1$ 일 때 실린더에서 먼 상류에서는 복사가 없는 경우보다 온도구배가 작지만 전방 정체점에서는 오히려 커진다. 벽 근처의 유체는 주위의 유체보다 온도가 낮으므로 유동의 고온부로부터 복사에너지지를 흡수하여 저온의 실린더와의 온도차가 커지게 되므로 벽 근처에서는 온도구배가 증가한다. 이러한 온도구배의 증가는 Fig. 7에서도 확인할 수 있다. 식 (19)에서 보듯이 Nu_c 와 Nu_r 의 차이가 벽면에서의 온도구배의 크기를 나타내므로 Fig. 7에서 전방정체점의 값을 살펴보면, 복사가 없는 경우는 $Nu/\sqrt{Re}=0, 6396$ 이고, $N_{cr}=10, 1, 0.1$ 의 각각에 대하여 $Nu_c/\sqrt{Re}=0.6433, 0.6512, 0.7271$ 이다. 복사열전달의 증가에 따라서 0.58%, 1.81%, 13.7%로 증가한다. 따라서 복사열전달에 의해 벽면에서의 온도구배가 증가하고 이를 인하여 전도열전달도 아울러 증가하게 됨을 알 수 있다.

4.2 광학두께의 영향

Fig. 9는 광학두께의 변화에 따른 실린더 표면에서의 국소 Nusselt 수를 나타낸다. 광학두께가 0.1일 때에는 복사의 영향이 아주 작다. 광학두께가 증가함에 따라서 복사에 의한 에너지의 교환이 활발해지므로 Nusselt 수는 점점 증가한다. 광학두께가 커져서 $\tau_R=10$ 가까이 되면 광학두께의 증가에 따른 Nusselt 수의 증가현상이 둔화된다. 광학두께

가 작을 때는 매질이 복사에 대하여 투명하므로 복사에 의한 열전달량이 작고, 광학두께가 커짐에 따라 매질에서의 흡수 및 방사의 영향이 증가하여 복사열전달이 증가한다. 그런데 식 (13)에서 보듯이 복사강도는 $e^{-\tau_R s}$ 의 함수로서 광학두께가 어느 정도 이상이 되면 복사에 의한 열전달은 둔화된다. 광학두께가 증가할수록 실린더 표면에서 전체적으로 Nusselt 수가 증가하지만 그 증가율은 완만해지는 것을 알 수 있다.

Fig. 10은 광학두께에 따른 평균 Nusselt 수의 변화를 나타낸다. 광학두께가 증가할수록 처음에는 급격한 증가를 보이다가 점차적으로 증가율이 둔화된다. 또한 주목해야 할 현상은 복사열전달에 의해 서 벽면온도구배가 커지기 때문에 증가하는 전도열전달량이 복사열전달량과 거의 같은 크기라는 것이다. 따라서 가시적으로 나타나는 복사열전달의 효과는 표면에서의 복사열전달량의 거의 두 배라 할 수 있다.

Fig. 11에 나타낸 중심선을 따른 실린더 상류정체점 근처의 온도분포를 보면 $\tau_R=0.1$ 일 때에는 매질이 복사에 대하여 투명한 상태에 가까우므로 복사가 없는 경우와 거의 일치한다. 그리고 광학두께의 증가에 따라서 고온인 실린더의 상류($x < -1$, 2)에서는 실린더벽면 근처로의 복사에너지의 손실로 인하여 전체적으로 온도구배가 감소하면서 열경계층의 두께가 증가한다. 반면에 실린더 표면($x = -1$) 근처에서는 고온부로부터의 복사에너지의 흡수로 광학두께의 증가에 따라 온도구배가 증가한다. 실린더 표면 근처의 온도구배의 변화는 Fig.

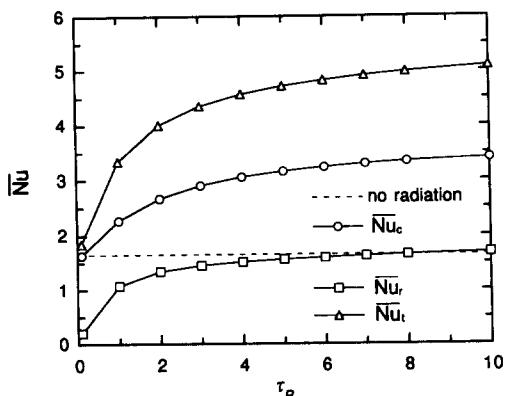


Fig. 10 Effect of optical thickness on average Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $\alpha=0$)

10의 전도에 의한 평균 Nusselt 수의 분포에서도 확인할 수 있다.

4.3 산란율의 영향

Fig. 12는 산란율에 따른 실린더 표면에서의 국소 Nusselt 수의 변화를 나타내는데 다른 파라미터에 비해 상대적으로 그 영향이 크지 않다. 매질의 산란율이 0인 경우는 식 (7)에서 볼 수 있듯이 표면에 도달하는 복사강도는 흡수에 의한 감쇄와 매질의 흡체복사에 의한 증가에만 좌우되며 산란에 의한 복사에너지의 재분배에 의한 효과는 나타나지 않는다. 산란율이 1인 경우에는 매질에 의한 방사는 없으며 산란에 의한 복사강도의 감쇄는 산란에

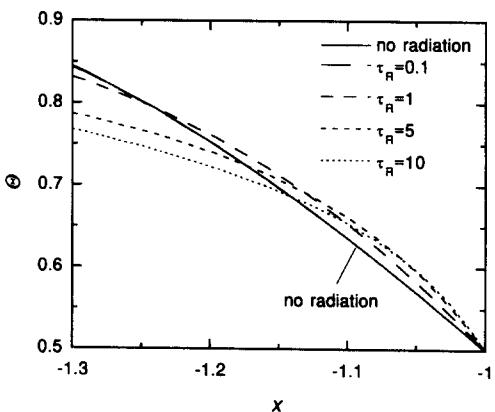


Fig. 11 Variation of gas temperature distributions along the centerline with optical thickness ($N_{cr}=0.1$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$, $\alpha=0$)

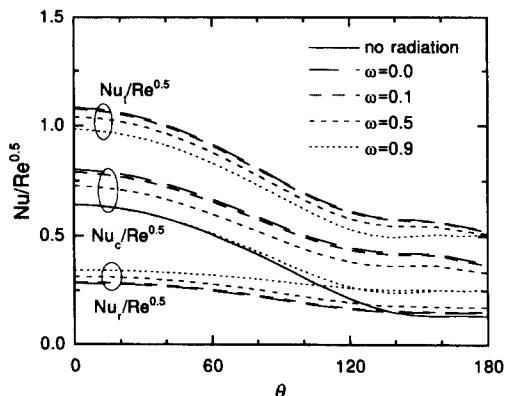


Fig. 12 Effect of scattering albedo on local Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $\alpha=0$)

의한 재분배와 상쇄되어 복사열전달은 온도장의 변화에 아무런 영향도 미치지 못한다. $\omega=1$ 일 때에너지방정식에서 복사의 영향을 나타내는 복사열유속의 다이버전스항이 0이 되는 사실에서도 알 수 있다.

Fig. 12에서 산란율이 증가하면 복사열전달에 의한 Nusselt 수는 증가하지만 전도에 의한 Nusselt 수와 전체 Nusselt 수는 감소하는 경향을 보인다. 이는 산란율이 증가할수록 매질에 의한 복사에너지의 흡수보다는 산란에 의한 재분배에 의하여 실린더 표면에 직접 도달하는 복사에너지가 증가함을 의미하며 따라서 표면 근처의 매질에 의한 복사에너지의 흡수가 감소되므로 실린더 벽면에서의 온도구배가 줄어든다

Fig. 13은 산란율의 변화에 따른 평균 Nusselt 수의 분포를 나타낸다. 산란율이 증가함에 따라 복사열전달이 약간 증가하지만 그 보다도 벽면 온도구배의 감소에 따른 전도열전달의 감소가 더 커서 전체 열전달량은 약간 감소하는 경향을 나타낸다. 또한 산란율이 증가할수록 전체 열전달량에서 복사열전달이 차지하는 비율이 상대적으로 증가함을 알 수 있다.

Fig. 14는 비등방산란의 영향을 보여준다. 열전달량을 등방산란의 경우와 비교하면 전방산란($a=1$)의 경우에는 약간 크고 후방산란($a=-1$)의 경우에는 약간 작으나 전체적으로 그 차이는 크지 않다. 비등방산란에 의한 실린더 표면에서의 온도구배의 변화도 그리 크지 않다.

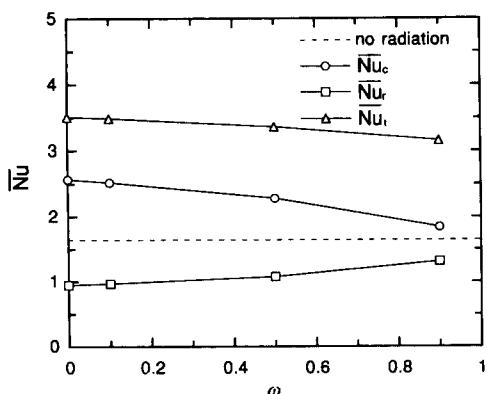


Fig. 13 Effect of scattering albedo on average Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $a=0$)

4.4 벽방사율의 영향

Fig. 15는 실린더 표면의 방사율에 따른 국소 Nusselt 수의 변화를 보여준다. 벽방사율의 증가에 따라 열전달량이 커지고 후체일 때의 Nusselt 수가 가장 크다. 후체일 때에는 벽면으로 입사하는 복사에너지를 모두 흡수하여 벽면에서의 복사열유속이 최대가 되고 벽방사율이 감소하면 벽면에 흡수되는 복사열유속은 감소하고 반사되는 양이 증가한다. 따라서 벽 근처의 매질의 온도가 상승하고 온도구배가 증가한다. Fig. 16의 벽방사율에 따른 평균 Nusselt 수의 변화를 보면 이러한 현상이 잘 나타나 있다. 전도에 의한 평균 Nusselt 수는 벽방사율의 증가에 따라 감소하여 후체일 때 최소가 된다. 이는 실린더 벽면에서 반사되는 복사에너지가 감소

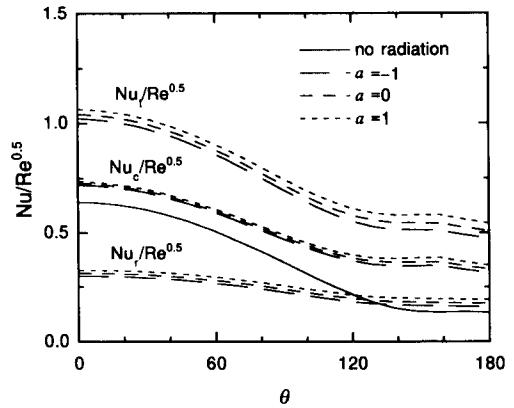


Fig. 14 Effect of linear anisotropic scattering on local Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\epsilon_w=0.5$, $\omega=0.5$)

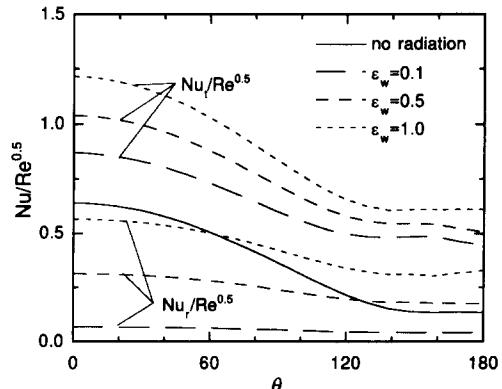


Fig. 15 Effect of wall emissivity on local Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\omega=0.5$, $a=0$)

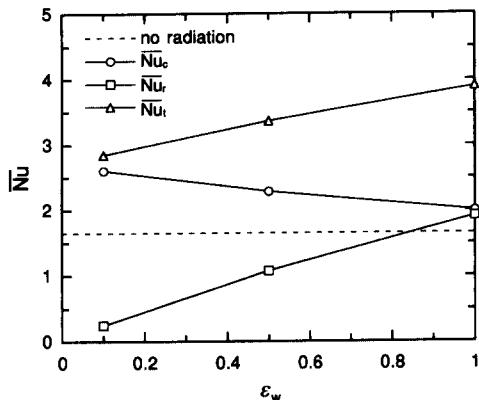


Fig. 16 Effect of wall emissivity on average Nusselt number
($N_{cr}=0.1$, $\tau_R=1.0$, $\omega=0.5$, $a=0$)

하므로 이에 따른 복사에너지의 흡수량이 줄어들어서 벽면 근처 매질의 온도상승이 둔화되어 온도구배가 작아지기 때문이다. 그러나, 복사열전달의 증가가 전도열전달의 감소보다 훨씬 크므로 전체 열전달량은 증가한다. 열영동에 의한 입자부착을 고려하면 벽방사율이 작을수록 온도구배가 크므로 열영동 속도가 증가하고 입자의 부착효율이 증가할 것으로 예상할 수 있다. 그리고 벽방사율에 따라 평균 Nusselt 수는 거의 선형적으로 변화함을 알 수 있다.

5. 결 론

유한체적 복사전달해석법을 적용하여 주유동중에 놓인 원형실린더 주위에서의 복사-대류 열전달을 해석함으로써 유한체적법이 비직교좌표계에서 복사열전달 해석의 유용한 도구임을 확인할 수 있었다. 그러나, 유한체적법을 사용하는데 있어서는 격자계의 구성, 계산순서 및 경계조건의 처리가 중요하며 컴퓨터의 기억용량이 커야하고 계산시간이 많이 필요하다. 주유동의 반지름을 특성길이로 한 주유동의 Reynolds 수가 20, 그리고 Prandtl 수가 0.7인 경우에 대하여 계산하고 그 결과들을 제시하였다.

유한체적 복사전달해석법을 이용하여 대류와 연계된 복사열전달을 합리적으로 예측할 수 있었으며 전도-복사 파라미터, 광학두께, 산란율, 실린더의 벽면방사율 등이 실린더 주위의 열전달에 미치는 영향에 대하여 고찰하였다. 전도-복사 파라미터가 감소할수록 복사열전달량이 증가하였으며 이에 따

른 벽면 온도구배의 증가로 인하여 전도열전달량도 증가하였다. 광학두께가 증가할수록 Nusselt 수가 크게 증가하였고, 온도구배의 변화도 이와 비슷한 경향을 보였다. 그러나, 산란율의 경우에는 이 값이 증가할수록 복사열전달은 증가하지만 그 보다도 벽면 온도구배의 감소에 따른 전도열전달의 감소가 더 커서 전체 열전달량은 감소하는 경향을 나타내었다. 또한 벽방사율이 증가할수록 실린더 벽면에 흡수되는 복사열전달량은 증가하지만 벽 근처의 온도구배는 감소하여 전도 및 대류에 의한 열전달량은 오히려 감소하였다. 그러나, 전체 열전달량은 증가하는 경향을 나타내었다.

후 기

본 연구는 1994년도 교육부 학술연구조성비 (ME94-A-04)에 의하여 이루어졌으며 이에 대하여 관계자에게 감사드린다.

참고문헌

- Grove, A. S., Shair, F. H., Peterson, E. E. and Acrivos, A., 1964, "An Experimental Investigation of the Steady Separated Flow Past a Circular Cylinder," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 19, pp. 60~81.
- Acrivos, A., Leal, L. G., Snowden, D. D. and Pan, F., 1968, "Further Experiments on Steady Separated Flows past Bluff Objects," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 34, Part 1, pp. 25~48.
- Coutanceau, M. and Bouard, R., 1977, "Experimental Determination of the Main Features of the Viscous Flow in the Wake of a Circular Cylinder in Uniform Translation. Part 1. Steady Flow," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 79, Part 2, pp. 231~256.
- Collis, D. C. and Williams, M. J., 1959, "Two-dimensional Convection from Heated Wires at Low Reynolds Numbers," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 6, pp. 357~384.
- Hatton, A. P., James D. D. and Swire, H. W., 1970, "Combined Forced and Natural Convection with Low Speed Air Flow over Horizontal Cylinders," *J. Fluid Mechanics*, Vol. 42, pp. 17~31.

- (6) Badr, H. M., 1977, "A Theoretical Study of Laminar Mixed Convection from a Horizontal Cylinder in a Cross Stream," *Int. J. Heat and Mass Transfer*, Vol. 26, pp. 265~270.
- (7) Morrow, A. J., Sakar, A. and Schultz, P. C., 1985, "Outside Vapor Deposition," In *Optical Fiber Communications* (Edited by T. Li), Vol. 1 Fiber Fabrication, Academic Press, pp. 65~69.
- (8) 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.
- (9) Jia, G., Cipolla, J. W. and Yener, Y., 1992, "Thermophoresis of a Radiating Aerosol in Laminar Boundary-Layer Flow," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 6, No. 3, pp. 476 ~482.
- (10) 정창훈, 이공훈, 최만수, 이준식, 1995, "실린더 주위의 유동에서의 복사열전달을 고려한 입자부착 연구," 대한기계학회 '95 춘계학술대회논문집(Ⅱ), KSME 95S184, pp. 157~161.
- (11) Schuh, M. J., 1987, "Numerical Prediction of Fluid and Particle Motions in Flow past Tubes," Ph. D. Thesis, University of California, Berkeley.
- (12) Howell, J. R., 1988, "Thermal Radiation in Participating Media : The Past, the Present, and Some Possible Futures," *ASME J. Heat Transfer*, Vol. 110, pp. 1220~1229.
- (13) Viskanta, R. and Munguc, M. P., 1987, "Radiative Heat Transfer in Combustion Systems," *Progress in Energy and Combustion Science*, Vol. 13, pp. 97~160.
- (14) Dong, Z. F., Ebadian, M. A. and Bigzadeh, E., 1993, "Convective-Radiative Heat Transfer in a Square Duct with a Centered Circular Core," *Int. J. Heat and Fluid Flow*, Vol. 14, No. 1, pp. 68 ~75.
- (15) Chui, E. H., 1990, "Modelling of Radiative Heat Transfer in Participating Media by the Finite Volume Method," Ph. D : Thesis, Dept. of Mechanical Eng. Univ. of Waterloo, Waterloo, Ontario, Canada.
- (16) Chui, E. H. and Raithby, G. D., 1993, "Computation of Radiant Heat Transfer on a Nonorthogonal Mesh Using the Finite-Volume Method," *Numerical Heat Transfer*, Part B, Vol. 23, pp. 288~369.
- (17) Chai, J. C., Lee, H. S. and Patankar, S. V., 1994, "Treatment of Irregular Geometries Using a Cartesian Coordinates Finite-Volume Radiation Heat Transfer Procedure," *Numerical Heat Transfer*, Part B, Vol. 26, pp. 225~235.
- (18) 이공훈, 이준식, 최만수, 1995, "비직교좌표계에 대한 P-1 근사법 및 유한 체적법을 이용한 주유동 중의 원형실린더 주위의 복사열전달 해석," 대한기계학회논문집, 제9권 3호, pp. 806~819.
- (19) Thompson, J. F., Warsi, Z. A. and Mastin, C. W., 1985, *Numerical Grid Generation, Foundations and Applications*, North-Holland, New York.
- (20) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, Hemisphere, New York.
- (21) Siegel, R. and Howell, J. R., 1992, *Thermal Radiation Heat Transfer*, 3rd ed., Hemisphere.
- (22) Chui, E. H. and Raithby, G. D., 1992, "Prediction of Radiative Transfer in Cylindrical Enclosures with the Finite Volume Method," *J. Thermophysics and Heat Transfer*, Vol. 6, No. 4, pp. 605~611.