

〈논 문〉

발열체와 격막이 있고 일부가 열린 복합공간내의 자연대류-복사열전달에 관한 수치적 연구

김태국* · 민동호* · 손봉세** · 한규익*** · 서석호****

(1996년 4월 25일 접수)

A Numerical Study on the Combined Natural Convection and Radiation in a Partially Open Complex Enclosure with a Heater and Partitions

Tae-Kuk Kim, Bong-Sei Son, Kyu-Ik Han, Seok-Ho Seo and Dong-Ho Min

Key Words : Rayleigh Number (Rayleigh 수), Planck Number (Planck 수), Complex Enclosure (복합공간), Turbulent Natural Convection (난류자연대류), Radiation (복사열전달), $k-\epsilon$ Model ($k-\epsilon$ 모델), S-N Discrete Ordinates Method (S-N 구분종좌표법)

Abstract

A numerical simulation on the combined natural convection and radiation is carried out in a partially open rectangular enclosure with a heater by using the finite volume and the S-8 discrete ordinate methods. The fluid inside the enclosure is considered as an absorbing, emitting and anisotropic scattering media. The heater causes a natural circulation of the fluid ($10^5 < Ra < 10^9$) which results in significant in-flow of the ambient cold fluid through the partially open wall. Comparing the results of pure convection with those of the combined convection-radiation, the combined heat transfer results with small Planck numbers ($P_r < 1.0$) show much stronger circulation than those of the pure convection, and the fluid circulation is more evident for larger Rayleigh numbers. When one of three radiative properties - the medium absorption coefficient, the wall reflectivity, and the scattering albedo - increases, the fluid circulation and the heat transfer in the enclosure are reduced. The location of the heater and the open ratio of the right wall are also shown to affect the fluid circulation and heat transfer significantly. However, the anisotropy of the scattering phase function is shown to be unimportant for the fluid circulation and heat transfer within the enclosure considered in this study.

기 호 설 명

a : 흡수 계수 (absorption coefficient), m^{-1}
 A_E, A_W : 검사체적의 x 축과 수직인 오른쪽 및 왼

쪽면의 면적, m^2
 A_N, A_S : 검사체적의 y 축과 수직인 면의 면적, m^2
 C_n : 산란위상함수에 대한 Legendre 다항식의 계수
 C_p : 유체의 비열, $kJ/(kgK)$
 C_{pb} : 차폐막의 비열, $kJ/(kgK)$
 C_1 : 난류모델상수=1.44

*중앙대학교 기계공학과

**경원전문대 소방안전학과

*** (주) 한라공조

**** 중앙대학교 대학원

C_2	: 난류모델상수=1.92	v	: y 방향의 속도성분, m/sec
C_μ	: 난류모델상수=0.09	v^*	: 무차원 y 방향 속도 성분, $=v/(\nu_0/L)$
g	: 중력 가속도, $=9.8 \text{ m/sec}^2$	x	: x 좌표, m
G	: 평균 복사강도, $\text{kW}/(\text{m}^2\text{sr})$	x^*	: 무차원 x 좌표, $=x/L$,
G^*	: 무차원 평균 복사강도, $=\pi G/(\sigma T_0^4)$	y	: y 좌표, m
Gr	: Grashoff 수, $=g\beta(T_h - T_c)L^3/\nu_0^2$	y^*	: 무차원 y 좌표, $=y/L$
I	: 복사강도, $\text{kW}/(\text{m}^2\text{sr})$	α	: 상대오차
I^*	: 무차원 복사강도, $\pi I/(\sigma T_0^4)$	α_a	: 허용 상대오차
k	: 난류운동에너지	β	: 복사 소멸계수, $=a + \sigma_s, \text{m}^{-1}$
k_0	: 차폐막의 열전도계수, $\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$	β_0	: 유체의 열팽창계수
k_0	: 유체의 열전도계수, $\text{kW}/(\text{m}^2\text{K})$	ϵ	: 난류운동에너지 소멸률
k^*	: 무차원 난류운동에너지, $k/(\nu_0/L)^2$	ϵ_ρ	: 벽 경계점주위에서의 난류운동에너지 소멸률
$K+1$: 산란위상함수를 Legendre 다항식으로 전개할 때의 항수	ϵ_w	: 벽면의 방사율
L	: 계산영역의 폭, m	ϵ^*	: 무차원 난류운동에너지 소멸률, $=\epsilon/(\nu_0^3/L^4)$
N	: S-N 구분종좌표법의 차수	Γ_ϕ	: 임의의 종속변수 ϕ 에 대한 확산계수
M	: 계산되는 총 각도구역의 수, $M=N(N+2)/2$ (2차원)	ϕ	: 임의의 종속변수
N_{cr}	: 전도-복사 인자, $=k\beta(4\sigma T_0^3)$	$\Phi(\Omega' : \Omega)$: 산란위상함수
p	: 압력, Pa	μ	: x 방향여현 $=\cos \theta$
p^*	: 무차원 압력, $=p/(\rho\nu_0^2/L^2)$	μ_0	: 유체의 점성계수, $\text{kg}\cdot\text{m}/\text{sec}$
P	: Peclet 수, $\text{Re}\cdot\text{Pr}$	ξ	: y 방향여현 $=\sin \theta \sin \psi$
P_l	: Planck 수, $=(k/L)/(4\sigma T_0^3)$	μ_e	: 유효점성계수, $=\mu_l + \mu_t, \text{kg}\cdot\text{m}/\text{sec}$
Pr	: Prandtl 수, $=\mu_0 C_p/k_0$	μ_t	: 난류점성계수, $=\mu_0 C_\mu k^*/\epsilon^*, \text{kg}\cdot\text{m}/\text{sec}$
$P_n(\cos \Psi)$: 차수 n 인 Legendre 다항식	ν_0	: 유체의 동점성계수, m^2/sec
q_r	: 복사 열유속, kW/m^2	ρ_0	: 유체의 밀도, kg/m^3
q_r^*	: 무차원 복사열유속, $=q_r/(\sigma T_0^4)$	ρ_w	: 벽면의 방사율
q_{rx}^*	: x 방향 무차원 복사열유속, $=q_{rx}/(\sigma T_0^4)$	τ_L	: 광학두께, $\tau_L = \beta L$
q_{ry}^*	: y 방향 무차원 복사열유속, $=q_{ry}/(\sigma T_0^4)$	Ψ	: Ω' 과 Ω 사이의 산란각도
Ra	: Rayleigh 수, $=Gr\cdot\text{Pr}$	σ	: Stefan-Boltzmann 상수, $=5.6696 \times 10^{-6} \text{ W}/(\text{m}^2\text{K}^4)$
S	: 복사생성항, $\text{kW}/(\text{m}^2\text{sr})$	σ_h	: 난류모델상수 = 0.7
S^*	: 무차원 복사생성항, $=S/(\sigma T_0^4)$	σ_h	: 난류모델상수 = 1.0
S_c^*	: 에너지방정식의 무차원생성항에서의 상수 항	σ_s	: 산란계수, m^{-1}
S_p^*	: 에너지방정식의 무차원생성항에서 S_c^* 이외의 항	σ_ϵ	: 난류모델상수 = 1.3
S_ϕ	: 임의의 종속변수 ϕ 에 대한 생성항	θ	: 위도(Polar angle)
t	: 격벽의 두께	Θ	: 에너지방정식에서 사용되는 무차원 온도, $=(T - T_0)/(T_h - T_c)$
T	: 온도, K	Θ_0	: 무차원 기준 온도, $=T_0/(T_h - T_c)$
T^*	: 복사열전달방정식에서 사용되는 무차원 온도, $=T/T_0$	ϕ	: 경도(Azimuthal angle)
T_0	: 기준 온도	ω	: 산란율
u	: x 방향의 속도성분, m/sec	Ω	: 각도 벡터, $=(\mu, \xi)$
u^*	: 무차원 x 방향 속도 성분, $=u/(\nu_0/L)$		

상첨자

- * : 무차원수
- ' : 입사각

하첨자

- b : 격막
- o : 유체 또는 기준온도
- i, j : 검사체적(i, j)에 대한 값
- p : 벽면 근처의 경계점

1. 서 론

복사와 자연대류 현상의 상호작용에 의해 일어나는 복합열전달 문제는 여러 가지 에너지 시스템에서 발생하는 유동 및 열전달 현상을 규명하기 위하여 많은 연구자들에 의하여 고려되고 있는 중요한 연구 과제 중의 하나이다. 이러한 열전달 현상은 태양열 집열장치, 전자장치의 냉각, 결정체 생성, 극저온장치, 건축물의 냉·난방 및 화재 등에서 찾아볼 수 있다.

복사를 고려한 자연대류의 연구로는 Viskanta 등⁽¹⁾에 의해 좌우벽면이 고온과 저온으로 유지된 정사각 밀폐공간내의 복사가 포함된 비정상 층류 자연대류에 관한 연구가 수행되었다. 이들의 연구결과에 의하면 복사를 고려한 경우 공간내의 표면과 매질은 매우 급격한 온도 상승분포를 보였으며, 유동 특성 또한 복사가 없을 때와는 매우 다른 형태를 가진다는 결론을 얻었다. 같은 모델의 경우에 대하여 Beghein 등⁽²⁾도 단일 벽에서의 방사율을 무시하고 산란효과에 중점을 두어 P-1 근사법을 이용하여 SIMPLER 알고리즘으로 해석한 연구결과도 발표된 바 있으며, Lauriat⁽³⁾는 세로가 긴 직사각형 공간 내에서 산란효과를 무시하고 P-1 근사법을 이용하여 층류 자연대류 현상을 해석하였다. 또한 복사를 포함한 난류 자연대류에 관한 연구로는 Farouk 등⁽⁴⁾에 의해 비회색(non-gray)기체로 채워진 사각 밀폐 공간 내에서 P-1 근사법을 이용하여 표면 복사와 기체복사를 고려한 연구결과와 복사가 없을 때의 유동 및 열전달 특성에 관하여 비교한 연구도 수행되었으며, 또 이와 유사한 모델에 복사가 있는 3차원 층류 자연대류에 관한 문제도 P-1 근사법을 이용하여 연구를 수행하였다.⁽⁵⁾ 이밖에

도 최근 복사열전달을 해석하는데 많이 사용되는 S-N 구분종 좌표법(discrete ordinate method)을 이용하여 흡수, 방출 및 등방산란을 하는 회색체 가스로 채워진 2차원 사각 공간내의 복사열전달을 해석한 결과가 발표되었다.^(6,7)

본 연구에서는 일부가 열린 2차원 공간 내에 발열체가 있고 격막에 의하여 분할된 복잡한 시스템 내부의 매질이 발열체에 의하여 가열될 때 발생하는 난류상태의 자연대류-복사 복합열전달을 수치적인 방법으로 해석하였다. 고려하고 있는 시스템 내부에 설치된 격막은 열의 확산 및 화재시 발생하는 다양한 연소 부유형성층의 유동을 지연시키기 위한 것이며 보다 실질적인 해석을 위하여 격막에서의 열전도 및 격막표면에서의 복사 등도 고려하였다. 이러한 연구는 최근 복잡한 건물내부의 화재 현상을 규명하기 위하여 많이 고려되고 있으며, 그 해석결과는 열 및 연기감지기, 방배연설비 등 각종 방재설비의 설계를 위하여 활용되고 있다.

2. 지배방정식 및 경계조건

2.1 해석 모델

본 연구에서는 방화 차단 벽이 설치된 지하 공간 및 건물내부의 공간에 발생된 화재로 인한 자연대류 열전달 현상을 고려하고 있다. 여기서, 화재 발생부는 일정한 온도를 갖는 고온의 발열체로 가정하였으며, 공간내부의 열전달 매체는 복사열을 흡수, 방출 및 비등방 산란하는 매체로 가정하였다. 그리고, 복합 공간 내에서의 열전달 및 유동특성을 2차원적으로 가정하여 문제를 단순화하였다. 이러한 2차원공간의 기하학적 형상은 Fig. 1에 나타낸 바와 같이 오른쪽 벽면의 일부가 열려 있으며, 상·하, 좌·우의 고체벽면이 단일되어 있는 시스템으로써 공간내부의 상부에는 일정한 간격으로 격막이 설치되어 있는 직사각형(L×3L) 복합공간으로 생각할 수 있다. 또한 복합 공간 내에서는 4곳의 서로 다른 위치에 고온의 발열체(0.15L×0.15L)가 놓일 수 있다고 가정하였으며, 시스템 상부에는 두 개의 격막(h×t)이 있는 것으로 생각하여 해석하였다. 이와 같은 시스템내의 매체는 온도변화에 따른 밀도변화가 작고(Boussinesq 근사) 비압축성 Newtonian 유체로 가정하여 복합열전달을 해석하였다.⁽⁸⁾

2.2 지배방정식

2.2.1 유동장내의 지배방정식

복합공간내부의 유동장 및 온도장을 지배하는 방정식으로는 연속, 운동량, 에너지, 난류운동, 난류운동에너지 손실률방정식 등이 있으며, 이들은 각각 다음과 같은 무차원 형태로 정리될 수 있다.

연속 방정식 :

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

운동량 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*} (u^* u^*) + \frac{\partial}{\partial y^*} (u^* v^*) \\ = & - \frac{\partial p^*}{\partial x^*} + \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_e \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_e \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_e \frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_e \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) \right\} \end{aligned} \quad (2)$$

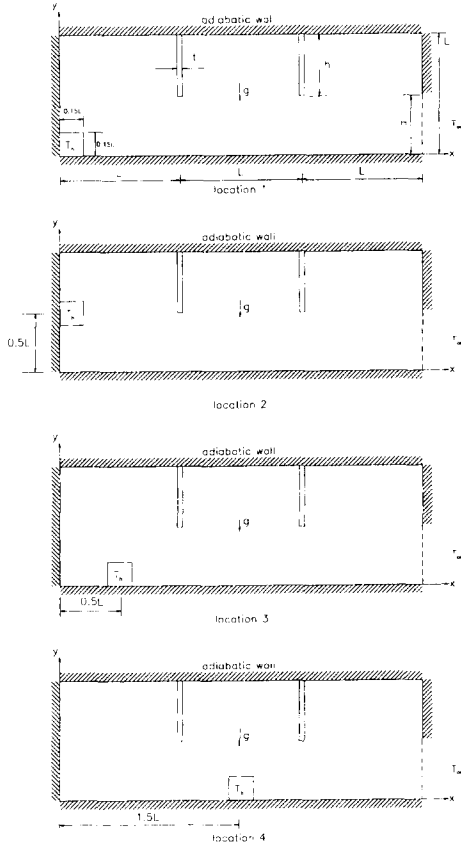


Fig. 1 Schematic diagram of the complex enclosure with heat source.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*} (u^* v^*) + \frac{\partial}{\partial y^*} (v^* v^*) \\ = & - \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_e \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_e \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \right\} \\ & + \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\mu_e \frac{\partial u^*}{\partial y^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\mu_e \frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right) \right\} \\ & + Gr \cdot \Theta \end{aligned} \quad (3)$$

에너지 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*} (u^* \Theta) + \frac{\partial}{\partial y^*} (v^* \Theta) \\ = & \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_h} \frac{\partial \Theta}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_h} \frac{\partial \Theta}{\partial y^*} \right) \right\} + S \end{aligned} \quad (4)$$

여기서, S 는 복사열전달에 의한 생성항이며 복사열전달방정식의 해석에 의하여 결정될 수 있다.

난류운동에너지 방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*} (u^* k^*) + \frac{\partial}{\partial y^*} (v^* k^*) \\ = & \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_k} \frac{\partial k^*}{\partial y^*} \right) \right\} \\ & + \frac{G_k^*}{\mu_0} - \mu_t^* G_b^* - C_\mu \epsilon^* \end{aligned} \quad (5)$$

여기서, 난류에너지생성항 G_k 및 부력에 의한 생성항 $G_b^{(9)}$ 는 각각 다음과 같이 무차원화된 형태로 정의된다.

$$\begin{aligned} G_k^* &= \mu_t \left\{ 2 \left(\frac{\partial u^*}{\partial x^*} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial v^*}{\partial y^*} \right)^2 + \left(\frac{\partial u^*}{\partial y^*} + \frac{\partial v^*}{\partial x^*} \right)^2 \right\} \\ G_b^* &= \frac{Gr}{\sigma_t} \frac{\partial \Theta}{\partial y^*} \end{aligned} \quad (6)$$

난류운동에너지 손실률방정식 :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*} (u^* \epsilon^*) + \frac{\partial}{\partial y^*} (v^* \epsilon^*) \\ = & \frac{1}{\mu_0} \left\{ \frac{\partial}{\partial x^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon^*}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\frac{\mu_e}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon^*}{\partial y^*} \right) \right\} \\ & + \frac{C_1 G_k^* \epsilon^*}{\mu_0 k^*} - C_3 C_\mu k^* G_b^* - C_2 \frac{\epsilon^{*2}}{k^*} \end{aligned} \quad (7)$$

여기서, 난류 유동의 해석을 위하여는 표준 $k-\epsilon$ 모델을 적용하였으며, 이때 사용된 난류모델 상수는 $C_1=1.44$, $C_2=1.92$, $C_3=0.7$, $C_\mu=0.09$, $\sigma_t=0.7$, $\sigma_\epsilon=0.9$, $\sigma_k=1.0$, $\sigma_\epsilon=1.3$ 으로 취하였다.

2.2.2 격막 내에서의 에너지보존방정식

Fig. 1과 같은 복합공간에서 고체상태인 격막에서 속도 u 및 v 가 각각 영이며, 격막내에서의

에너지보존방정식은 격막 표면에서의 복사열전달을 고려하여 식 (4)와 같은 형태로 표현하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x^*}(u^* \Theta) + \frac{\partial}{\partial y^*}(v^* \Theta) \\ &= -\frac{\partial}{\partial x^*} \left(\Gamma \frac{\partial \Theta}{\partial x^*} \right) + \frac{\partial}{\partial y^*} \left(\Gamma \frac{\partial \Theta}{\partial y^*} \right) + S^* \end{aligned} \quad (8)$$

여기서, $\Gamma = k_b / (\mu_0 C_{pb})$ 이며 첨자 b 는 격막에서의 값을 뜻한다. 격막에서의 생성항은 벽 표면으로부터 입사하는 복사에너지를 단위체적 당의 에너지량으로 환산한 값으로 나타내었다. Fig. 2를 참조하여 격막에 위치한 검사체적에서의 복사열유속에 의한 생성항을 구하면 다음과 같은 수식으로 나타낼 수 있다.

① 위치:

$$S_b^* = \frac{\Theta_o}{4PrP_l} \frac{C_p}{C_{pb}} \frac{q_{rx}^*(i, j) \times \Delta x_i^* + q_{rx}^*(i, j) \times \Delta y_j^*}{\Delta x_i^* \times \Delta y_{j+1}^* \times C_{pb}}$$

여기서, $P_l = (k_o/L)/(4\sigma T_o^3)$ 은 Planck 수로 불리는 무차원수를 나타내며, 매체 내에서 복사열전달에 대한 전도열전달의 비를 나타낸다. 따라서 P_l 이 작을수록 복사열전달이 상대적으로 중요한 열전달 형태가 된다는 것을 의미한다.

③ 위치:

$$S_b^* = \frac{\Theta_o}{4PrP_l} \frac{C_p}{C_{pb}} \frac{q_{rx}^*(i, j+1) \times \Delta y_{j+1}^*}{\Delta x_i^* \times \Delta y_{j+1}^* \times C_{pb}}$$

② 및 ④의 위치에서도 유사한 형태의 수식들이 유도될 수 있으며, 벽에 인접한 ⑤와 ⑥의 위치에서는 격막에서의 온도와 시스템 벽면에서의 온도가

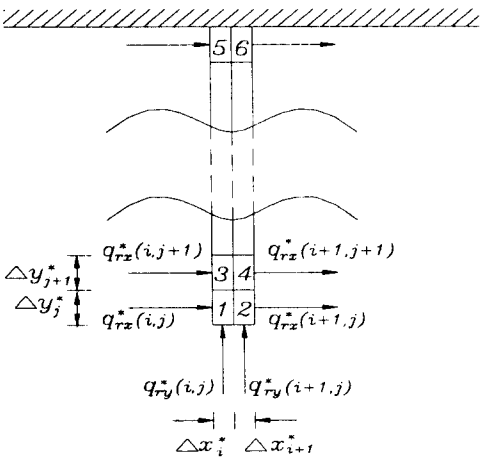


Fig. 2 Energy balance on control volumes for a partition wall.

같다고 가정하여 해석을 수행하였다.

2.3 복사열전달 방정식

2차원 공간 내부에서의 복사열전달은 복사매체를 회색 가스(gray gas)로 가정할 때 다음과 같은 수식으로 표시된다.^(10, 11)

$$\begin{aligned} & \left\{ \mu \frac{\partial}{\partial x^*} + \xi \frac{\partial}{\partial y^*} + \tau_L \right\} I^*(x^*, y^*, \mu, \xi) \\ &= S^*(x^*, y^*, \mu, \xi) \end{aligned} \quad (9)$$

여기서 무차원 복사강도 I^* 는 $I^* = \pi I / (\sigma T_o^4)$ 와 같이 정의된다. 그리고, μ 및 ξ 는 x 및 y 방향으로의 방향여현을 각각 나타내고, 복사강도의 생성항 S^* 는 흡수, 방출 및 비등방 산란하는 매체에 대하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\begin{aligned} S^*(x^*, y^*, \mu, \xi) &= (1-\omega) \tau_L T^{**}(x^*, y^*) \\ &+ \frac{\omega \tau_L}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 I^*(x^*, y^*, \mu', \xi') \Phi(\mu, \xi; \mu', \xi') d\mu' d\xi' \end{aligned} \quad (10)$$

여기서, 매체의 흡수계수를 a 라하고 소멸계수를 β 라 할 때 $1-\omega = a/\beta$ 로서 ω 는 산란율(scattering albedo)을 나타낸다. 그리고, $\tau_L = \beta L$ 은 매체의 광학두께를 나타낸다. 식 (10)에 포함된 산란위상함수 $\Phi(\mu, \xi; \mu', \xi')$ 는 각도 (μ', ξ') 로 입사하여 각도 (μ, ξ) 로 산란되는 복사에너지의 각도에 대한 확률분포를 나타내는 함수이다. 이러한 산란위상함수는 일반적으로 각도에 대하여 매우 복잡한 분포를 나타내고 있으며, Clark 등⁽¹²⁾이 제안한 바와 같이 Legendre 다항식을 이용하여 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\Phi(\mu, \xi; \mu', \xi') = \sum_{n=0}^K C_n P_n(\cos \Psi) \quad (11)$$

여기서, 계수 C_n 은 보간 상수로서 구형입자를 고려한 Mie이론⁽¹³⁾에 의하여 계산될 수 있으며, 입자의 지름 및 고려하고 있는 입자의 굴절지수 등의 함수이다.^(10, 11, 14) 또한 Legendre 함수 $P_n(\cos \Psi)$ 에서 산란위상각 Ψ 는 다음과 같이 방향여현 (μ, ξ, η) 에 의하여 $\cos \Psi = \mu\mu' + \xi\xi' + \eta\eta'$ 와 같이 표현될 수 있다.

에너지보존방정식에서 복사열전달에 의한 생성항은 복사열유속 벡터의 Divergence로 주어지며, 이것은 식 (9)에 주어진 복사열전달 방정식을 모든 각도에 대하여 적분함으로써 다음과 같이 표현된다.

$$\nabla \cdot q_r^* = (1-\omega)\beta[T^{*4} - G^*] \quad (12)$$

따라서, 식 (4)에서 필요로 하는 복사열전달에 의한 생성항 S 는 식 (12)를 이용하여 다음과 같이 정리될 수 있다.

$$S = -\frac{1}{\rho_0 C_p} \nabla \cdot q_r^* \\ = -\frac{\Theta_0 \sigma_L}{P_i P_i} (1-\omega) \left\{ \left(\frac{\Theta + \Theta_0}{\Theta_0} \right)^4 - G^* \right\} \quad (13)$$

여기서, 무차원 평균복사강도 G^* 는 $G^* = \pi G / (\sigma T_0^4)$ 와 같이 정의되며, 다음과 같이 산출될 수 있다.

$$G^*(x^*, y^*) = \frac{1}{4\pi} \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 I^*(x^*, y^*, \mu, \xi) d\mu d\xi \quad (14)$$

또한 식 (13)에서 q_{rx}^* 및 q_{ry}^* 는 x^* 및 y^* 방향으로의 무차원화된 유효 복사 열유속으로서 각각 다음과 같이 정의된다.

$$q_{rx}^*(x^*, y^*) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \mu I^*(x^*, y^*, \mu, \xi) d\mu d\xi \quad (15a)$$

$$q_{ry}^*(x^*, y^*) = \int_{-1}^1 \int_{-1}^1 \xi I^*(x^*, y^*, \mu, \xi) d\mu d\xi \quad (15b)$$

2.4 경계조건

2.4.1 지배방정식의 경계조건

식 (4)에 주어진 에너지방정식에 대한 경계조건으로서 단열경계면의 경우에 대하여 다음과 같은 무차원화된 수식으로 표시 할 수가 있다.

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x^*} = \frac{\Theta_0}{P_i} q_{rx}^* \quad (16a)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial y^*} = \frac{\Theta_0}{P_i} q_{ry}^* \quad (16b)$$

본 연구에서는 고체벽의 경우에는 속도장^(15, 16)과 온도장^(17, 18)에 대하여 벽함수를 적용하고, 열린 벽에서는 질량보존을 이용하여 속도를 수정하였다.

유체가 유입되는 입구부에서의 k 값은 유입되는 유체의 평균속도 u_{in} 에 해당하는 운동에너지 $u_{in}^2/2$ 의 일부분으로 주는 것이 보통이며, 본 연구에서는 이러한 운동에너지의 1%를 입구에서의 k 값으로 주었다.^(19, 20) 입구부에서의 ε 값은 이러한 k 값에 대한 난류점성($\mu_t = C_\mu \rho_0 k^2 / \varepsilon$)을 고려하여 결정하였다.

벽면에서는 k 값의 구배가 일반적으로 매우 작으므로 $\partial k / \partial y = 0$ 로 취하였으며, ε 값의 경우에는 벽

면에서 값이 정의되지 않으므로 벽근처(y_p^* 점)에서 ε 값을 다음과 같이 고정함으로써 이 문제를 해결하였다.^(18, 19)

$$\varepsilon_p^* = \frac{C_\mu k_p^{*3/2}}{0.4 C_\mu^{1/4} y_p^*} \quad (17)$$

2.4.2 복사열전달 방정식의 경계조건

복사열전달을 해석하는데 있어서는 모든 고체벽면에 대하여 불투명한 확산 반사를 한다고 가정하여 벽면에서의 복사강도를 다음과 같이 무차원화된 형태로 표시할 수 있다.

$$I_w(x^*, y^*, \Omega) = \varepsilon_w T_w^4(x^*, y^*) \\ + \frac{\rho_w}{\pi} \int_{\Omega' \cdot \vec{n} < 0} |\Omega' \cdot \vec{n}| I_w(x^*, y^*, \Omega') d\Omega' \quad (18)$$

여기서, \vec{n} 은 벽면으로부터 안 쪽으로 향하는 단위 수직 벡터를 나타낸다. 그러나, 계산영역의 경계면이 고체표면이 아닌 고온가스가 유입되는 입구부 및 가스 출구부에 대하여는 그 위치에 있는 가스의 온도에 해당하는 가상적인 흑체면으로 고려하여 복사열전달을 해석하였다.

3. 수치해석

복합열전달의 해석은 크게 복사열전달을 해석하는 부분과 전도 및 대류열전달을 해석하는 부분으로 나눌 수 있다. 전도 및 대류열전달을 해석하기 위하여는 SIMPLER 알고리즘을 이용하였으며, 이때 대류항에 대하여는 멱승법칙(power law scheme)⁽²¹⁾을 사용하여 이산화 하였다. 그리고, 복사열전달을 해석하기 위하여는 비등방산란 위상함수를 고려할 때 정확도의 저하가 없도록 S-8 구분중좌표법을 이용하였다.^(10, 11, 14)

해의 수렴을 위해서 적절한 하향이완(under relaxation)을 실시하여 안정된 수렴을 얻었으며, 이때 속도, 압력, 온도, k 및 ε 에 대한 하향이완 계수는 0.25로 모두 동일하게 사용하였다. 반복계산은 온도($\phi = T$) 또는 복사강도($\phi = I$) 값이 다음과 같은 수렴조건을 만족할 때까지 계속되게 하였다.

$$\alpha = \max \left[\frac{\phi_{new} - \phi_{old}}{\phi_{new}} \right] < \alpha_a \quad (19)$$

여기서 최대 허용상대오차 α_a 는 복사강도에 대하여 10^{-6} 으로 취하고 있으며, 난류유동장하의 온도

에 대하여는 $10^{-3} \sim 10^{-4}$ 범위 내에서 취하였다.

본 연구의 해석에 대한 검증을 위하여 Ozoe 등⁽¹⁹⁾이 해석한 정사각형 공간내부에서 발생하는 난류상태의 자연대류에 대한 해석을 재현한 결과 Fig. 3에 나타낸 바와 같이 유선함수 및 온도분포 등이 Ozoe 등⁽¹⁹⁾의 결과와 서로 잘 일치하는 것을 확인하였다. 여기서 고려된 유체는 순수한 물로서 Prandtl 수 및 Rayleigh 수가 각각 $Pr=6.7$ 및 $Ra=6.3 \times 10^{10}$ 인 난류상태의 자연대류에 대하여 난류 모델상수들 중에서 $\sigma_n=4$, $C_1=1.296$ 로 Ozoe 등이 취한 값으로 고려했다.

본 연구의 대상인 Fig. 1에 나타낸 복합공간 내에서의 자연대류-복사 복합열전달을 해석하기 위하여 복합공간을 123×43 의 격자로 나누었으며, 수치 해석에서 안정된 수렴을 확보하고 발열체의 위치 변화를 쉽게 다룰 수 있게 하기 위하여 내부의 격자계들은 등간격으로 그리고 벽면에 인접한 격자는 내부격자의 1/2크기를 갖도록 하였다. 또한 격막부분은 두 개의 격자가 격막의 두께와 일치하도록 격자계를 구성하였다. 이때 시스템의 오른쪽 벽은 일

부가 열린 부분을 통하여 주위의 외부 유체가 유입 또는 내부의 유체가 유출되는 것으로 하였다.

4. 해석 결과 및 토의

본 연구에서는 복사열의 전달이 유동 및 열전달 특성에 미치는 영향을 분석하였으며, 매체의 흡수 계수, 벽면의 반사율, 산란율, 산란위상함수, Rayleigh 수 및 Planck 수 등의 변화에 따른 시스템내부에서의 복합열전달 현상을 연구하였다. 또한 열린 벽면의 개구율 변화 및 발열체의 위치 변화 등에 따른 시스템 내부의 열전달 및 유동특성 등에 대한 해석도 수행하였다.

수치해석을 실시하는 데 있어서 열린면 및 격막을 제외한 모든 고체벽들은 단열된 것으로 가정하였으며, 저온인 외부 유체의 무차원 온도는 $\theta = -0.5$ 로 시스템내부에 위치하고 있는 고온 열원의 무차원 온도는 $\theta = 0.5$ 로 각각 일정하게 유지되고 있다고 가정하였다. 또한 유체의 Prandtl 수는 0.71로, 무차원 기준온도는 $\theta_0 = 1.5$ 로 각각 고려

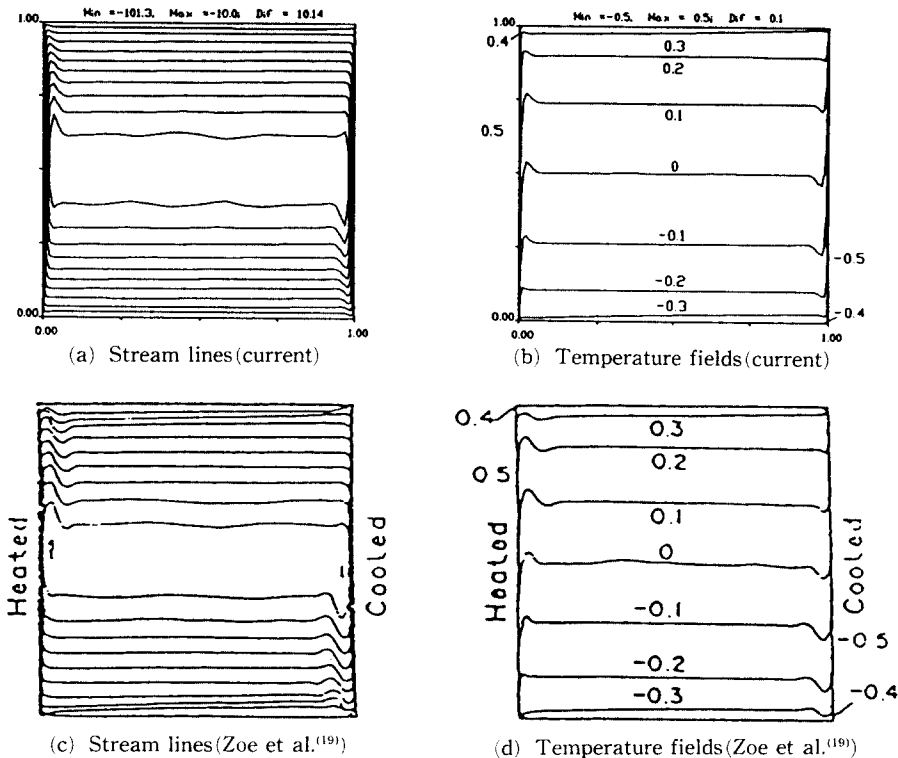


Fig. 3 Comparison of stream lines and isotherms with other results.

하였다.

제산에 소요된 대표적인 컴퓨터 실행시간은 순수 자연대류 열전달만을 해석할 경우 IBM PC 호환 pentium(90MHz) 컴퓨터로 약 1시간, 순수흡수매체를 고려한 자연대류-복사 복합열전달을 해석하는 경우에는 약 3~5시간 정도 소요되었다. 그리고 흡수 및 비등방 산란 매체를 고려한 복합열전달의 경우 계산소요시간은 약 11시간이 소요되었다.

4.1 순수자연대류와 복합열전달의 비교 (Planck 수의 영향)

본 절에서는 고려하고 있는 복합공간 내부의 유동 및 열전달에 있어서 Planck 수가 미치는 영향을 분석하고자 하였다. Figs. 4, 5 및 6에서는 $Ra = 10^7$, $a=1.0$, $\sigma=0.0$, $\rho=0.0$ 인 매체에 대하여 순수자연대류 ($P_i = \infty$)와 복사를 포함한 복합열전달을 해석한 결과 ($P_i < 1.0$)들을 나타내고 있으며, Fig. 4에는 유선함수 및 온도분포를 Fig. 5에는 k

및 ε 의 분포를, 그리고 Fig. 6 및 7에는 대표적인 x 위치에서의 온도분포 및 속도분포를 각각 나타내고 있다. 복사열전달을 고려한 복합열전달의 해석 결과(Fig. 4b~d)들 중에서 Planck 수가 작은 경우(Fig. 4c, d)에는 순수 자연대류 결과(Fig. 4a)와 큰 차이를 보이고 있고 k 및 ε 의 분포(Fig. 5)에 있어서도 상당히 큰 차이를 보이고 있다. 이들 그림을 살펴보면 Planck 수가 작은 복합열전달의 해석 결과는 복사열에 의하여 시스템 내부의 유체가 직접 가열되는 영향을 받기 때문에 순수 자연대류에 비하여 훨씬 더 큰 부력이 발생하여 강한 순환력이 발생되고 있다는 것을 보여주고 있다. 즉, 이러한 경우에는 발열체 주위에 있는 유체가 복사 에너지를 받아 유체 내에서는 더 큰 밀도차가 발생하게 되고, 따라서 순환력이 증가하여 더 큰 속도분포를 나타내게 된다. 또한, Fig. 4b, c, d 등에서 보는 바와 같이 Planck 수가 작아질수록 개구부로 부터는 더욱 많은 저온 유체가 유입되고 있음

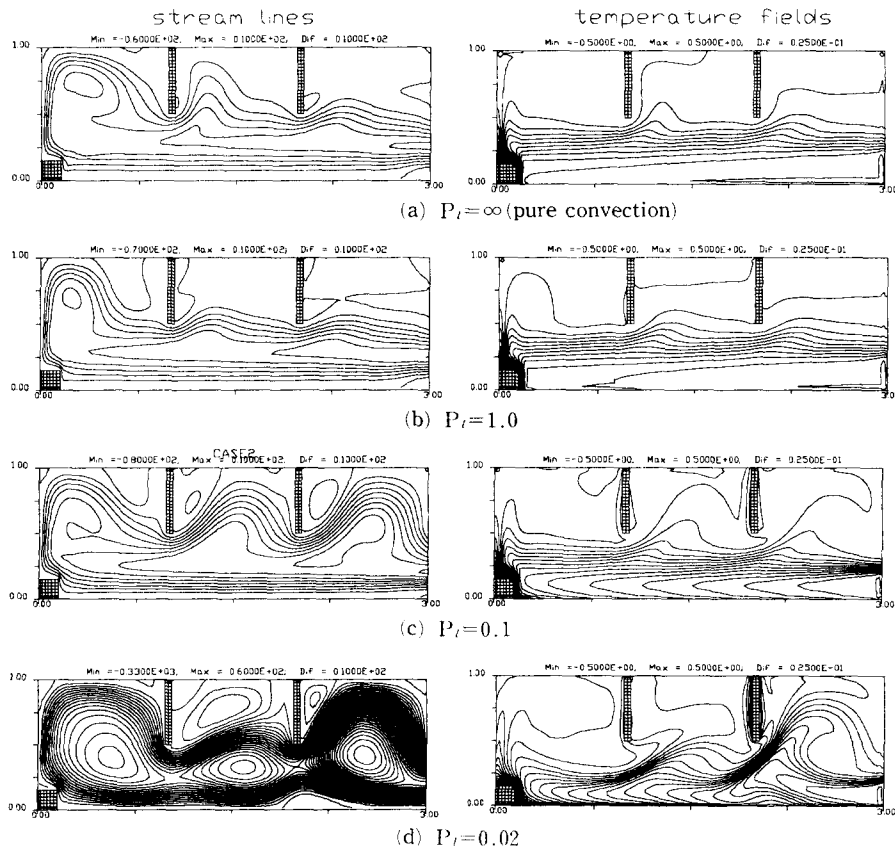


Fig. 4 Effect of the Planck numbers on the stream lines and temperature fields.

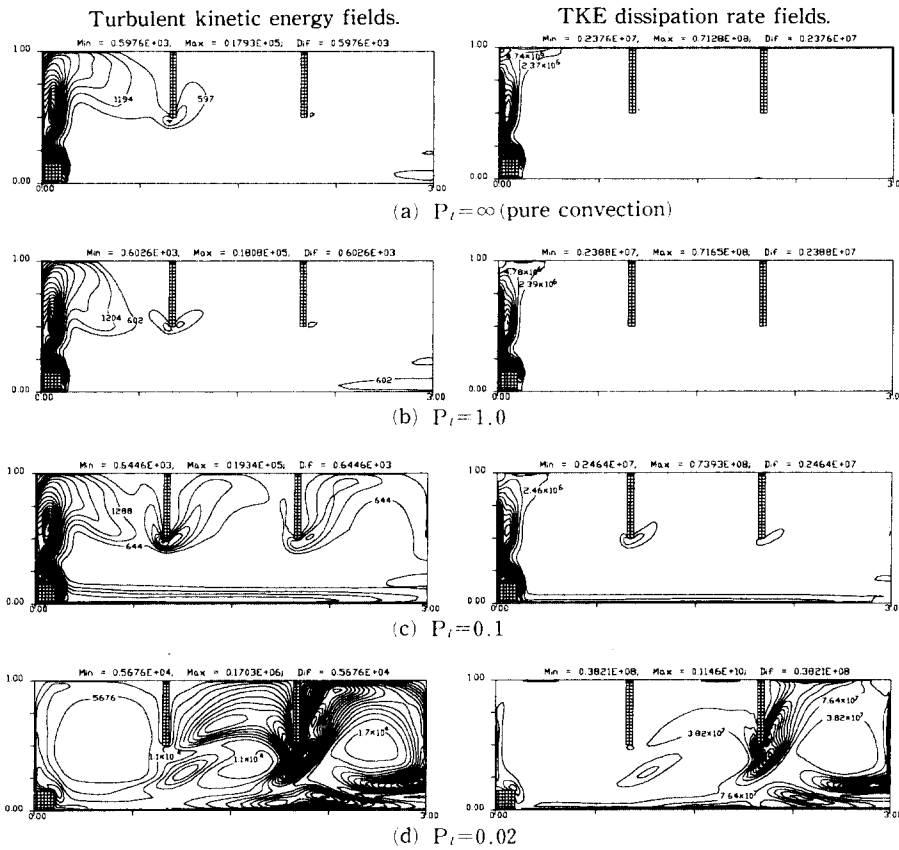


Fig. 5 Effect of the Planck numbers on the turbulent kinetic energy fields and TKE dissipation rate fields.

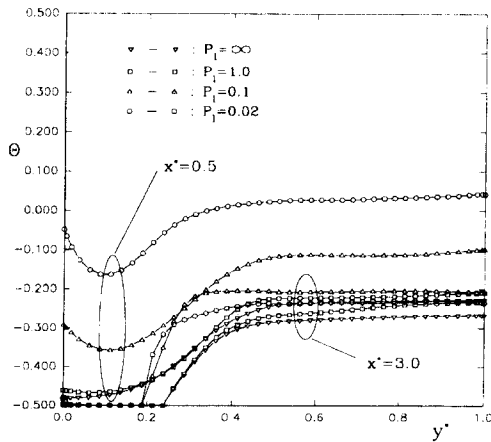


Fig. 6 Effect of the Planck numbers on the temperature profiles.

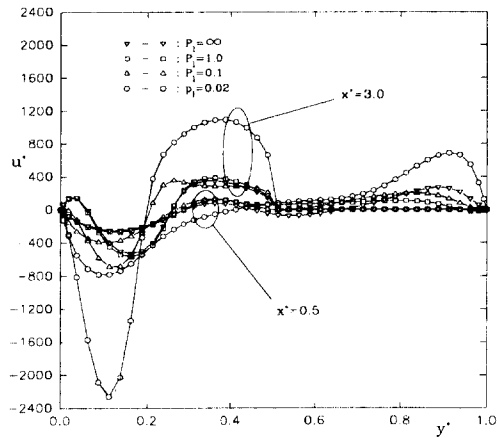


Fig. 7 Effect of the Planck numbers on the velocity profiles.

을 알 수 있으며, 온도 및 유동속도등이 훨씬 더 크게 나타나고 있음을 볼 수 있다. Fig. 6 및 7은 시스템내의 온도와 속도분포를 두 곳의 다른 x 위치에서 Planck 수에 따른 온도 및 속도분포의 변화를 서로 비교하여 나타내고 있다. 이들 그림을 살펴보면 Planck 수가 작은 복합열전달의 경우 공간내부의 유체는 복사열에 의하여 직접 가열되어 전반적으로 더 높은 온도가 되는 것을 알 수 있으며, 특히 발열체 근처($x^*=0.5$, $y^*=0.1$ 위치)에서 순수대류($P_r=\infty$)에 비하여 $P_r=0.02$ 인 경우 7 배 이상으로 높은 온도가 되는 것을 알 수 있다. 그리고 복합열전달의 경우 복사에 의한 추가적인 가열로 인하여 유체내부의 순환력은 순수자연대류에 비하여 매우 크게 증가하였다. 따라서 외부로부터 저온유체의 유입이 증가되어 열린 벽 근처의 유체 온도는 순수 자연대류에 비하여 낮은 온도 분포를 가지게 된다.

4.2 Rayleigh 수의 변화에 따른 영향

Figs. 8~10에는 Rayleigh 수의 영향을 알아보기 위하여 $\alpha=1.0m^{-1}$, $\sigma_s=0.0m^{-1}$, $\rho_w=0.0$ 및

Planck 수($P_r=0.02$) 등을 일정한 것으로 가정하고 Rayleigh 수를 $Ra=10^5$, 10^7 및 10^9 으로 변화시키면서 얻은 해석 결과들을 서로 비교하고 있다. Fig. 8에는 이러한 각각의 Rayleigh 수에 대하여 구한 유선함수 및 온도분포를 나타내고 있으며, Fig. 9과 Fig. 10에는 이러한 각각의 경우에 대하여 6곳의 서로 다른 위치에서 시스템 내부의 온도분포와 속도분포를 각각 나타내고 있다. Fig. 8에서 보는 바와 같이 Rayleigh 수가 증가하면 시스템 내부의 온도 구배는 증가하여 부력에 의한 영향이 커지는 효과를 가지게 되어 내부에서의 순환력이 증가하는 것을 알 수 있다. 이를 보다 정량적으로 보기 위해 Fig. 9과 Fig. 10를 살펴보면 Rayleigh 수가 작은 경우 매체내부의 순환력은 작아서 유체의 평균온도가 높게 나타나고 있음을 알 수 있다. 그러나 Rayleigh 수가 큰 경우의 이러한 온도분포는 열린 벽 근처에서의 유체에 대하여는 고온 유체가 보다 많이 유출되는 관계로 Rayleigh 수가 작은 유체에 비하여 높은 온도가 되는 것을 알 수 있다. 또한 Fig. 10에서는 Rayleigh 수가 증가하면 순환력의 증가로 인하여 시스템내부에서의 유체속도가 커

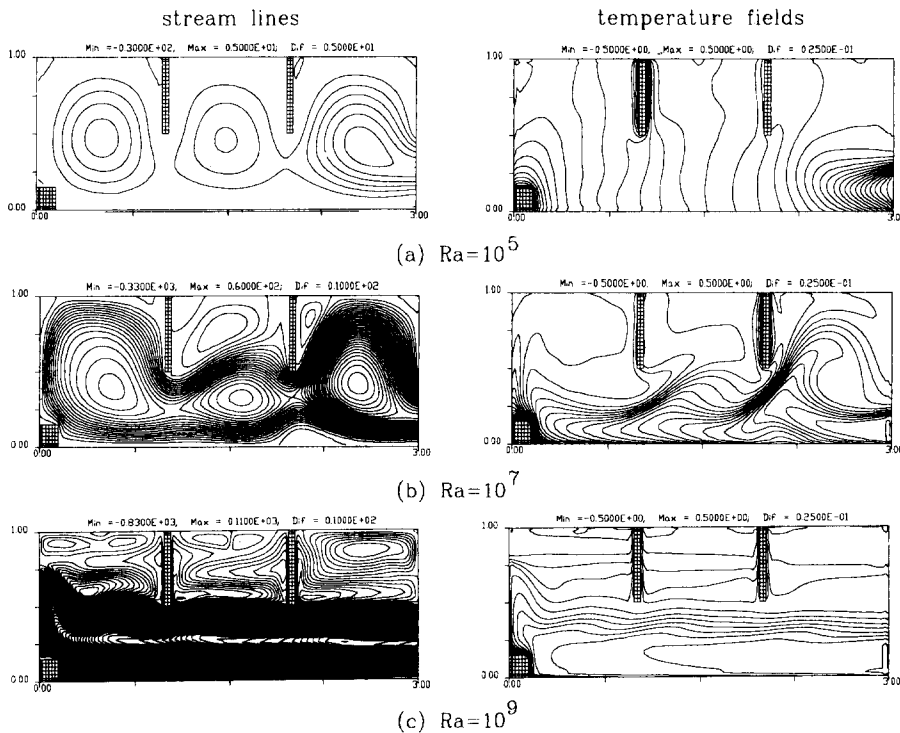


Fig. 8 Effect of the Rayleigh numbers on the stream lines and temperature fields.

짐을 알 수 있으며, Fig.9과 Fig.10에서 볼 수 있듯이 작은 Rayleigh 수인 $Ra=10^5$ 에 대하여는 온도와 속도분포가 시스템 전반에 걸쳐서 거의 균일하게 나타나는 것을 알 수 있다.

4.3 매체의 복사물성에 따른 영향

제 4.1절에서 확인 된 바와 같이 시스템 내부의 유체가 복사에너지를 흡수 및 방출할 경우 Planck 수가 1.0보다 작은 경우에는 복사에 의한 영향을 무시할 수가 없다. 따라서 이후의 모든 연구결과들은 이와 같이 복사의 영향을 무시할 수 없는 조건에서 발생하는 유동 및 열전달을 고려한 해석 결과들을 나타내고 있다. 즉, 이후에 나타내고 있는 결과들은 Planck 수를 0.02로, Rayleigh 수를 10^7 으로 일정하게 유지시킨 상태에서의 복사물성에 따른 영향을 해석한 결과들을 나타내고 있다.

4.3.1 매체의 흡수계수에 따른 영향

Figs. 11 및 12에는 산란계수($\sigma_s=0.0[m^{-1}]$), 반사율($\rho_w=0.0$), Rayleigh 수($Ra=10^7$) 및 Planck 수($P_l=0.02$) 등을 일정하게 두고 매체의 흡수계수를 $a=0.5, 1.0, 2.0$ 및 $3.0[m^{-1}]$ 으로 변화시키면서 해석한 결과들을 서로 비교하였다. Figs. 11과 12에는 각각 시스템내부의 온도와 속도분포를 보다 정량적으로 분석하기 위하여 두 곳의 서로 다른 x 위치에 대하여 나타내고 있다. Fig. 11에서와 같이 두 곳의 다른 x 위치에서의 온도분포를 직접 비교한 것을 살펴보면 매체의 흡수계수가 증가하면 낮은 흡수계수를 가진 매체보다 상대적으로 더 많은 복사에너지가 방출되게 되어 결과적으로 에너지방정식에서의 복사 생성항($-\nabla \cdot q_r$)이 작아지는 효과를 가져오게 되므로 시스템 내부의 매체 온도가 전체적으로 낮아지는 것을 볼 수 있다. 그러나 Fig. 11을 살펴보면 열린 벽 근처에서는 매체의 흡수계수에 따른 영향이 줄어들게 되는 것을 알 수 있으며, 이러한 현상은 Fig. 12에서 보는 바와 같이 열린 벽에 가까워질수록 순환력이 점점 증가하게 되므로 유체내부에서의 혼합이 잘 일어나게 되어 각 경우의 온도차는 열린 벽면 쪽으로 가까워질수록 작아지는 것으로 설명될 수 있다.

4.3.2 벽면 반사율에 따른 영향

Figs. 13 및 14에는 산란계수($\sigma_s=0.0[m^{-1}]$), 흡수계수($a=1.0[m^{-1}]$), Rayleigh 수($Ra=10^7$) 및

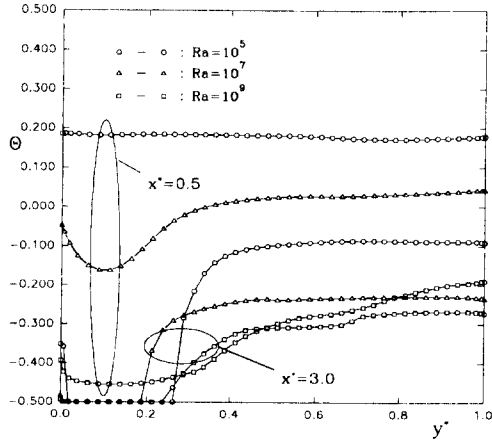


Fig. 9 Effect of the Rayleigh numbers on the temperatures profiles.

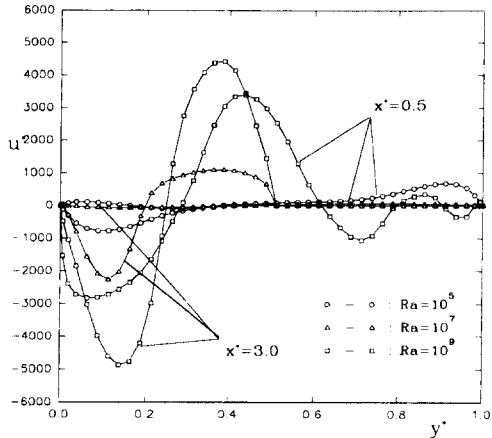


Fig. 10 Effect of the Rayleigh numbers on the velocity profiles.

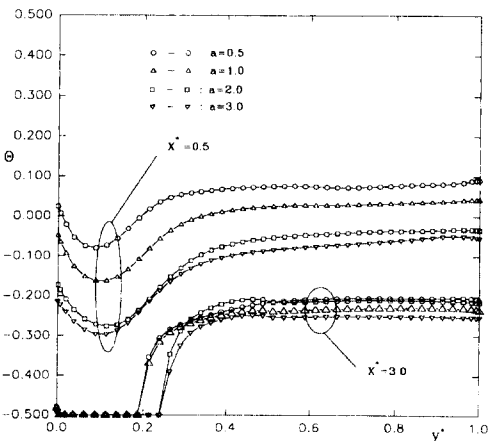


Fig. 11 Effect of the absorption coefficients on the temperature profiles.

Planck 수($P_l=0.02$) 등을 일정하게 두고 벽면의 반사율을 $\rho_w=0.0, 0.5$ 및 0.9 로 변화시키면서 해석한 결과들을 서로 비교하고 있다. Figs. 13와 14에는 각각 시스템내부의 온도와 속도분포를 두 곳의 서로 다른 위치에 대하여 비교한 결과를 나타내고 있다. Fig. 13에 표시된 위치별 온도분포들을 살펴보면 벽면 반사율이 증가하는 경우 매체에서 방출된 복사에너지가 벽면에서 반사되어 주위에 있는 다른 매체를 균일하게 재 가열하게 되고 또한 매체로부터 방출되는 에너지가 증가되어 열린 벽을 통하여 더 많은 열이 외부로 전달되는 효과를 가져오므로 매체의 온도는 반사율의 증가와 함께 감소되는 것으로 나타났다. Fig. 13에서는 유입되는 유

체의 속도는 벽면의 반사율이 증가할수록 증가되는 것을 나타내고 있음을 알 수 있다. 이는 유동이 진행되는 방향으로 속도의 절대값은 반사율의 증가에 따라 모두 작아지고 있음을 나타내고 있으며, 이것은 벽면의 반사율이 증가하면 유체의 평균온도는 낮아지고 또한 균일한 가열로 인하여 매체 내부의 국부적인 온도 구배가 감소하기 때문에 (Fig. 13 참조) 유체의 순환력은 감소하게 된다.

4.3.3 매체의 산란율에 따른 영향

Fig. 15 및 16에는 소멸계수를 $\beta=1.0[m^{-1}]$ 로, 벽면의 반사율을 $\rho_w=0.0$ 으로, 그리고 Rayleigh 수($Ra=10^7$) 및 Planck 수($P_l=0.02$) 등을 각각

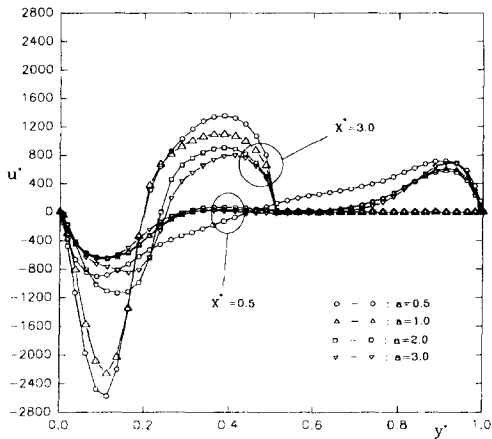


Fig. 12 Effect of the absorption coefficients on the velocity profiles.

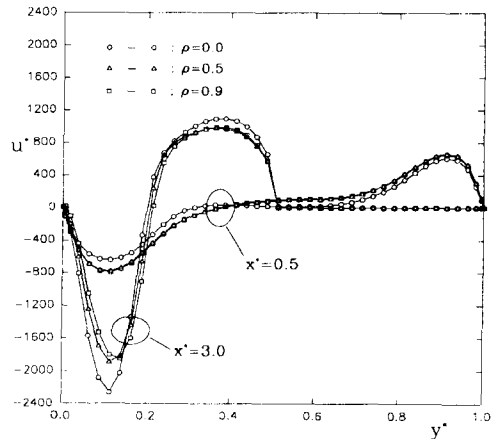


Fig. 14 Effect of the wall reflectivities on the velocity profiles.

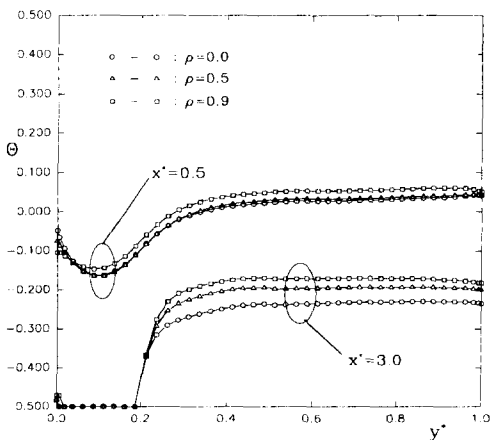


Fig. 13 Effect of the wall reflectivities on the temperature profiles.

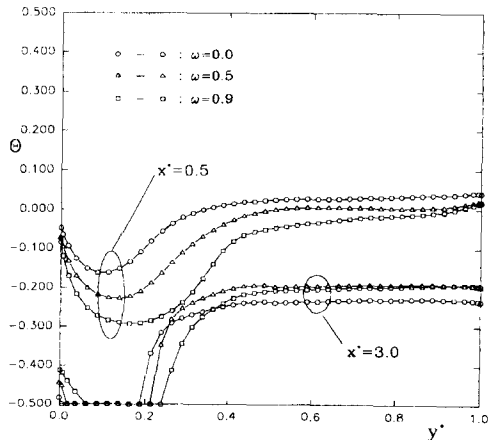


Fig. 15 Effect of the scattering albedos on the temperature profiles.

일정하게 두고 산란율(ω)이 0.0, 0.5, 0.9로 변화할 때 해석한 결과들을 서로 비교하고 있다. Fig. 15와 16에는 각각 시스템내부의 온도와 속도분포를 정량적으로 분석하기 위하여 두 곳의 서로 다른 x 위치에 대하여 비교한 결과를 나타내고 있다. Fig. 15에 표시된 위치별 온도분포들을 살펴보면 산란율이 증가할수록 매체는 복사에너지를 흡수하는 대신에 다른 방향으로 산란시키는 작용을 하게 되므로 매체의 온도는 낮아지는 것을 알 수 있다. 이러한 영향은 고온의 발열체 근처(x^* 가 작은 영역)에서 가장 크게 나타나고 있으며 발열체로부터 먼 위치에서는 산란율의 변화에 따른 영향이 상대적으로 감소하고 있다. 그리고, Fig. 16에 표시된 위치별 속도분포들을 살펴보면 산란율의 증가에 따라 매체의 온도가 낮아져서 부력이 감소되기 때문에 유체의 순환속도가 현저하게 감소되는 것을 알 수 있다.

4.3.4 매체의 산란위상함수에 따른 영향

산란위상함수의 비대칭도가 시스템 내부의 유동 및 열전달에 미치는 영향을 살펴보기 위하여 참고문헌⁽¹⁰⁾의 세 가지의 다른 모양을 갖는 산란위상함수들을 고려하여 해석을 하였다. 참고문헌⁽¹⁰⁾의 비등방 산란 위상함수 중 전방으로 더 큰 분포를 갖는 산란(F2, forward scattering), 모든 방향으로 동일한 분포를 갖는 산란(Iso, isotropic scattering) 및 후방으로 더 큰 분포를 갖는 산란(B2, backward scattering)에 대하여 해석을 수행하였다.

고온의 발열체가 복합공간의 1위치에 있고 개구부가 50% 열려 있을 때에 대하여 비등방산란의 영향을 알아보기 위하여 $a=0.5m^{-1}$, $\sigma_s=0.5m^{-1}$, $\rho_w=0.0$, $Ra=10^7$ 및 $P_t=0.02$ 등으로 일정하게 가정하고 세 가지 다른 산란위상함수에 대하여 구한 시스템 내부의 온도와 속도분포를 서로 비교하였으며, 본 연구에서 고려하고 있는 시스템의 경우 산란위상함수의 변화에 따른 영향은 온도분포 및 속도분포에 거의 나타나지 않음을 알 수 있었으며 그 결과를 보여주는 그림들은 생략하였다. 이는 대부분의 벽면이 단열된 벽면들이기 때문에 비등방산란에 의한 방향성이 상쇄되기 때문인 것으로 생각되며, 이러한 경우 산란에 의한 영향은 산란위상함수의 비등방성보다는 전절에서 고려된 산란율이 더 중요한 인자가 된다는 것을 알 수 있었다.

4.4 개구부의 열림률과 열원의 위치 변화에 따른 영향

4.4.1 개구부의 열림률에 따른 영향

고온의 발열체가 복합공간의 1위치에 있을 때 개구부의 열림률을 각각 25%, 50% 및 75%로 변화시키면서 해석한 유선함수, 온도분포 및 속도분포에 대한 결과 ($Ra=10^7$, $P_t=0.02$, $a=1.0$, $\sigma_s=0.0$, $\rho=0.0$ 인 매체)를 Fig. 17, 18 및 19에 각각 나타내고 있다. 본 연구에서는 개구부의 열림률이 증가함에 따라 격막의 길이도 각각 75%, 50%, 25%로 짧아지는 것으로 고려하였다. 그리고, 개구부가 있는 벽의 차단된 부분을 다른 벽들과 마찬가지로

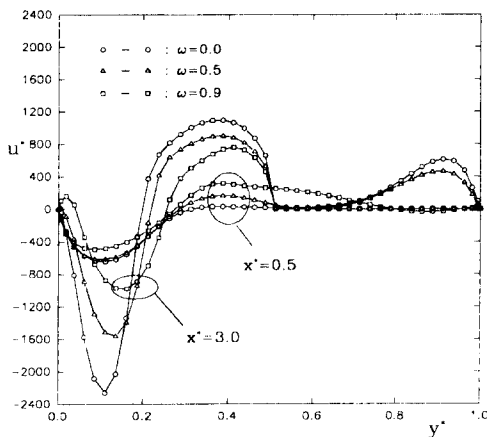


Fig. 16 Effect of the scattering albedos on the velocity profiles.

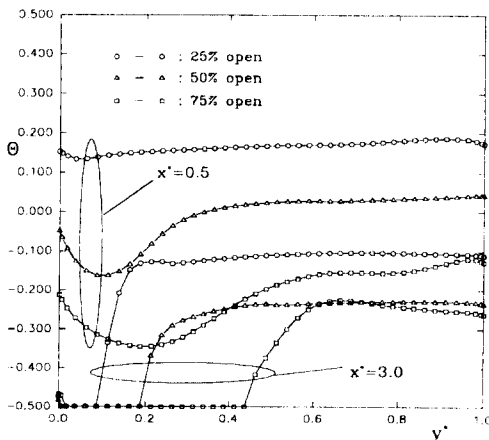


Fig. 17 Effect of the open wall ratios on the stream lines and temperature fields.

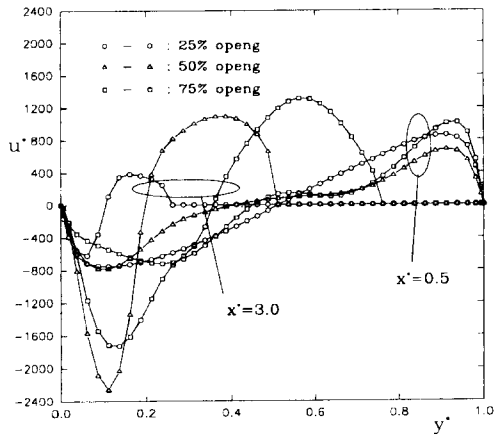


Fig. 18 Effect of the open wall ratios on the temperature profiles.

지로 단열된 벽면으로 처리하였으며, 내부의 발열체와 외부의 저온유체 사이의 열교환은 이러한 개구부를 통하여 유입 또는 유출되는 유체에 의하여 발생하는 것으로 고려하였다. Fig. 17에는 개구부의 열림률이 다른 각각의 시스템으로부터 구한 유선함수 및 온도분포를 나타내고 있다. 개구부의 열림률이 다른 경우에 얻은 유선함수(Fig. 17의 왼쪽)들을 살펴보면 개구부의 열림률이 증가할수록 발열체에서 먼 쪽에 위치한 열린 벽면 주위의 속도가 증가함을 알 수 있으며, 온도장(Fig. 17의 오른쪽)들을 살펴보면 열림률의 증가는 유체의 유출입을 쉽게 하기 때문에 시스템내부의 유체온도를 떨어뜨리는 효과를 나타내고 있음을 알 수 있다. Fig. 18와 19에는 시스템내의 온도와 속도분포를 보다 정량적으로 분석하기 위하여 두 곳의 서로 다른 위치에 대하여 열림률의 변화에 따른 결과들을

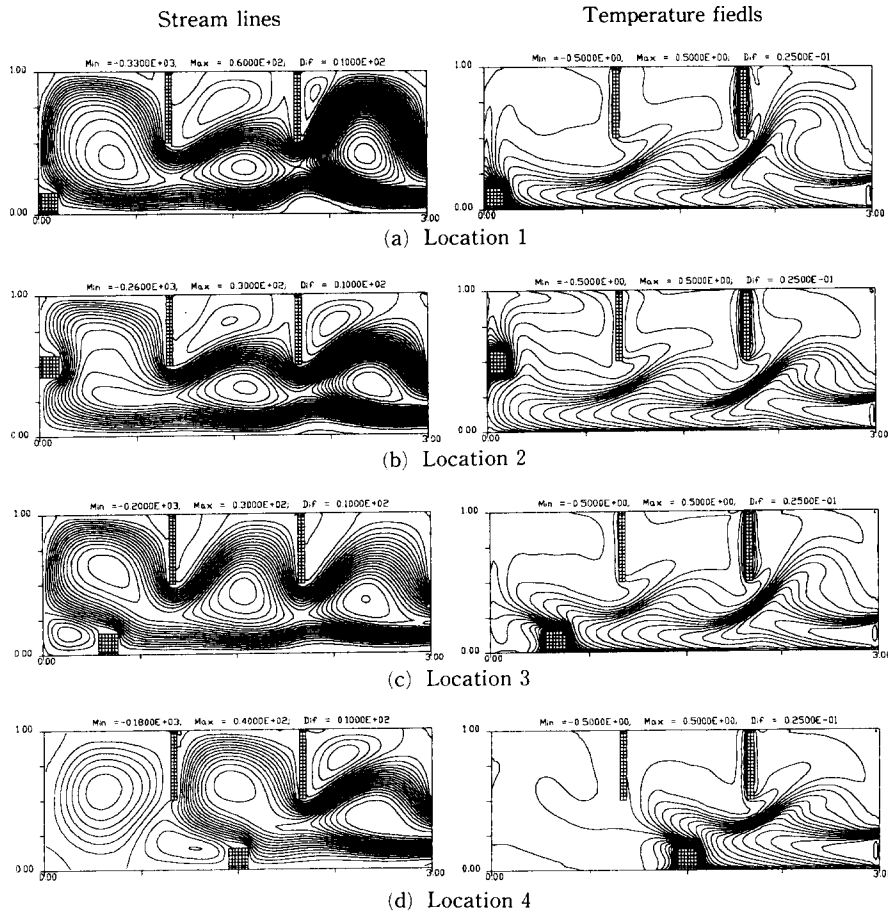


Fig. 19 Effect of the open wall ratios on the velocity profiles.

나타내고 있다. 열림률이 증가하면 이에 따라서 격막의 길이도 짧아지게 되어, 시스템 내부에서의 유동에 대한 장애가 작아지는 효과를 가지게 된다. 따라서, 개구부의 열림률이 증가할수록 유체의 유동은 보다 더 자유롭게 되기 때문에 최대 속도는 감소될 수 있으나 외부로부터 유입되는 저온유체의 양($\rho u A$ 값)은 증가하는 것을 알 수 있으며, 이로 인하여 공간 내부의 유체 온도는 개구부의 열림률이 증가할수록 Fig. 18에서와 같이 전반적으로 낮아지게 되는 것을 알 수 있다. 또한, Fig. 19에서 보는 바와 같이 개구부의 열림률이 증가할수록 내부에서의 순환력은 증대되어 외부로부터 유입 또는 유출되는 유체의 양이 많아지게 되며, 이러한 유동

속도의 크기는 Fig. 19의 속도분포에서 보는 바와 같이 출구에 가까워질수록 커지게 되어 25% 열린 경우에 비하여 75% 열린 경우 $x^*=3$ 인 단면에서 각각 최대 3.5배 정도 속도가 증가되는 것을 알 수 있다. 특히 출구에서 개구부의 열림률이 50%까지는 외부의 유체가 아래 쪽 벽면 근처에서 유입되는 현상이 나타났으나 75%가 열린 경우에는 아래 쪽 벽면 근처에서 내부의 유체가 유출되는 현상을 보였다. 이와 같이 유체가 유입 또는 유출되는 현상의 변화는 열림률의 변화에 따라 시스템 내부 유체의 재순환 양상이 달라지기 때문으로 판단된다.

4.4.2 발열체의 위치에 따른 영향

발열체의 위치변화에 따른 시스템내의 열·유동 현상을 이해하기 위하여 열림률을 50%, $Ra=10^7$, $P_t=0.02$, $a=1.0$, $\sigma_s=0.0$, $\rho=0.0$ 로 각각 유지하면서 고온의 발열체를 복합공간의 1, 2, 3, 또는 4의 위치에 두었을 때의 해석 결과들을 서로 비교 분석하고자 한다. Figs. 20와 21에는 시스템내부의 온도와 속도분포를 두 곳의 서로 다른 위치에서 발열체의 위치변화에 따른 영향을 나타내고 있다. 이러한 결과들을 비교하면 발열체의 위치변화에 따른 영향은 발열체를 기준으로 왼쪽 영역에서는 유동장 및 온도장에 큰 영향을 미치지만 오른쪽의 열린벽에 인접한 영역에서는 유동장 및 온도장 모두에 거의 영향을 미치지 않음을 알 수 있다. 또한 발열체가 열린 벽면 쪽으로 옮겨진 경우 열린 벽면 부근의 속도나 온도분포는 거의 변화가 없는데 비해서 그 반대편($x^*=0$ 인 벽 부근)에서의 속도나 온도분포들은 큰 영향을 받게되는 것을 알 수 있다. 이러한 경향은 Figs. 20와 21에서도 잘 나타나서 밀폐된 벽 근처($x^*=0.5$ 에서의 온도분포 및 속도분포들은 발열체의 위치에 따라 민감한 변화를 나타내고 있는 반면에 발열체의 오른쪽에 위치한 열린벽 근처($x^*=3.0$)의 결과들은 발열체의 위치에 관계 없이 거의 일정함을 알 수 있다. 이러한 경향은 왼쪽 수직 벽면 위에서 발열체의 위치를 변화시킬 경우보다는 수평 바닥 면을 따라 발열체의 위치를 변화시키는 경우 더 크게 나타나는 것을 알 수 있다.

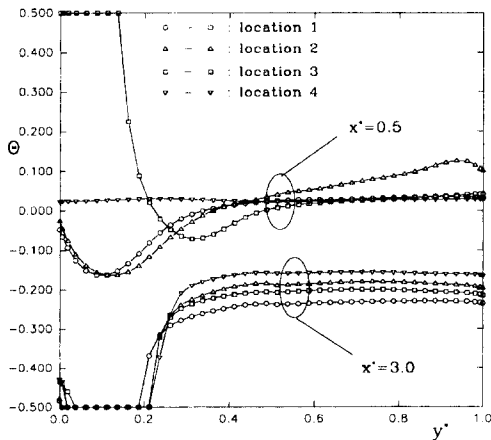


Fig. 20 Effect of the heater locations on the temperature profiles.

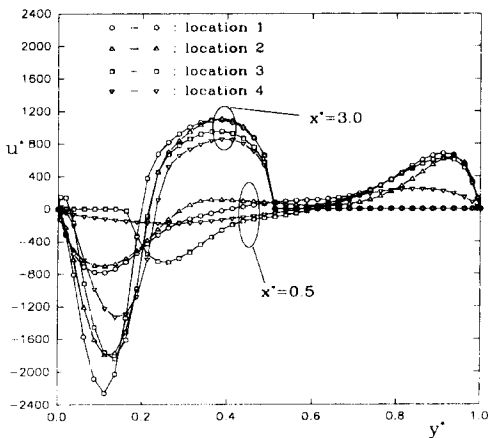


Fig. 21 Effect of the heater locations on the velocity profiles.

5. 결론

오른쪽 벽면의 일부가 열리고 시스템 내부에 발열체 및 수직 격막을 갖는 복합 공간에 대하여 자

연대류-복사 복합열전달 현상을 수치적 방법으로 연구한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 복사를 고려한 결과는 대류만을 고려한 경우보다 더 큰 순환력이 생기게 되고(최대유입속도는 3배 증가), $x^*=0.5$ 인 단면에서 $P_r=0.02$ 인 경우에는 순수 자연대류($P_r=\infty$)에 비하여 평균 약 2배 이상 증가된 온도분포를 보이게 되는 것을 알 수 있으며 $P_r>1.0$ 인 경우 복사의 영향은 무시 가능한 것을 알 수 있었다.

(2) Rayleigh 수의 증가는 부력의 증가를 가져오며 외부 유체의 유입이 촉진되어 평균유체온도는 감소한다.

(3) 매체의 흡수계수가 증가하면 더 많은 복사에너지가 매체로부터 방출되어 매체의 온도는 낮아진다.

(4) 벽면의 반사율이 증가할 경우, 복합공간내부의 유체온도는 다소 감소하는 경향을 보였다. 이것은 반사에 의한 재가열에 따른 순환력의 증대로 인하여 시스템내부의 고온 유체를 보다 많이 외부로 유출시키기 때문으로 설명할 수 있다.

(5) 매체의 산란율이 증가할수록 매체는 복사에너지를 흡수하는 대신에 다른 방향으로 산란시키는 효과가 커지므로 매체의 온도가 낮아지고, 유체의 순환속도는 감소한다.

(6) 고려된 시스템에 있어서는 산란 위상함수의 변화에 따른 온도 및 속도분포에 대한 영향은 거의 없었다.

(7) 개구부의 열림률이 증가하면 유동저항을 가져오는 고체 벽 및 격막 부분이 감소하여 시스템 내부에서의 순환력은 증가되고 외부로부터 더 많은 저온유체가 유입된다(유입속도는 열림률이 25%인 경우보다 75%인 경우 약 3.5배 이상 증가). 따라서, 시스템 내부의 유체 온도는 전반적으로 낮아지게 된다.

(8) 외부로부터 유입된 유체의 유동은 발열체를 중심으로 열린 벽 쪽으로는 발열체의 위치와 관계없이 거의 일정한 형태를 보였으며, 발열체를 중심으로 왼쪽의 밀폐된 벽에 인접한 공간 영역에서의 유동장 및 온도장에는 발열체의 위치에 따라 큰 차이를 보였다.

참고문헌

(1) Larson D. W. and Viskanta R., 1976, "Tran-

sient Combined Laminar Free Convection and Radiation in a Rectangular Enclosure," *J. Fluid Mech.* Vol. 78, Part 1, pp. 65~85.

(2) Draoui A., Allard, F. and Beghein C., 1991, "Numerical Analysis of Heat Transfer by Natural Convection and Radiation in Participating Fluids Enclosed in Square Cavities," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 20, pp. 253~261.

(3) Lauriat G., 1982, "Combined Radiation-Convection in Gray Fluids Enclosed in Vertical Cavities," *J. Heat Transfer*, Vol. 104, pp. 609~615.

(4) Fusegi T. and Farouk B., 1989, "Laminar and Turbulent Natural Convection - Radiation Interactions in a Square Enclosure Filled with a Nongray Gas," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 303~322.

(5) Fusegi T. and Ishii K., 1991, "Natural Convection-Radiation Interactions in a Cube Filled with a Nongray Gas," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 19, pp. 207~217.

(6) Yücel A., Acharya S. and Williams M. L., 1989, "Natural Convection and Radiation in a Square Enclosure," *Numer. Heat Transfer*, Part A, Vol. 15, pp. 261~278.

(7) 손봉세, 한규익, 서석호, 이재효, 김태국, 1995, "발열체가 있는 열린 공간내에서의 자연대류-복사열전달 현상에 관한 수치적 연구," 한국 화재·소방학회지 9권 1호(통권 19호), pp. 10~19.

(8) 차상명, 김종열, 박희용, 1992, "흡수, 방사 및 선형비등방 산란 매질을 포함하는 밀폐공간내의 자연대류-복사열전달에 대한 수치해석," 대한 기계학회논문집, 제16권, 제5호, pp. 952~964.

(9) Papanicolaou E. and Jaluria Y., 1995, "Computation of Turbulent Flow in Mixed Convection in a Cavity With a Localized Heat Source," *Journal of Heat Transfer*, Vol. 117, pp. 649~658.

(10) 김태국, 심대곤, 김창희, 민동현, 한규익, 1994, "흡수, 방출 및 산란하는 매체로 충만된 3차원 공간에서의 전도-대류-복사 복합열전달 해석 프로그램(CCRHT3D)의 개발 연구," 중앙대학교 기술과학연구소 기술연구보고서, ITS# 94-04-03.

- (11) 김태국, 복합열전달의 수치해석, 1995, 중앙대학교 출판부.
- (12) Clark, G. Chu, C., C. M. and S. W. Churchill, 1957, "Angular Distribution Coefficients for Radiation Scattered by a Spherical Particle," *ASME Journal of the Optical Society of America*. Vol. 47, No. 1, pp. 81~84.
- (13) Mie, G., 1908, "Optics of Turbid Media." *Annual Physics*, Vol. 25, No. 3, pp. 377~445.
- (14) Kim, T. K. and H. Lee, 1988, "Effect of Anisotropic Scattering on Radiative Heat Transfer in Two-Dimensional Rectangular Enclosures," *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Vol. 31, No. 8, pp. 1711~1721.
- (15) Hoffmann, K. A., 1989, "Computational Fluid Dynamics for Engineerings," *A Publication of Engineering Education System*.
- (16) Peric, M., 1985, "A Finite Volume for the Prediction of Three-Dimensional Fluid Flow in Complex Ducts," *Mech. Eng. Dept., Imperial College, London*, pp. 138~143.
- (17) Launder, B. E. and Spalding, D. B., 1974, "The Numerical Computations of Turbulent Flows," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, Vol. 3, pp. 269.
- (18) Gosman, A. D. and Ideriah F. J. H., 1976, *TEACH-T: A General Computer Program for Two-Dimensional, Turbulent, Recirculating Flows*, Fluids Section, Department of Mechanical Engineering, Imperial College, London.
- (19) Ozoe, H. Mouri, A. Ohmuro, M. Churchill, S. W. and Lior, N. 1985, "Numerical Calculations of Laminar and Turbulent Natural Convection in Water in Rectangular Channels Heated and Cooled Isothermally on The Opposing Vertical Walls," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 28, pp. 125~138.
- (20) Coulter, J. P. and Guccri, S. I. 1985, "Laminar and Turbulent Natural Convection in Irregularly Shaped Enclosures," *CAE Report-3/85*, Department of Mechanical and Aerospace Engineering University of Delaware.
- (21) Patankar, S. V., 1980, *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGrawHill, New York.