# 캐비티내에서 표면복사를 고려한 2차원 층류 자연대류 열전달
# Two-Dimensional Laminar Natural Convection Heat Transfer with Surface Radiation in a Cavity

박 희 용*, 박 경 우**, 한 철 희**
H. Y. Park*, K. W. Park**, C. H. Han**

Key Words : Cavity(캐비티), Pressure boundary condition(압력경계조건), Natural convection(자연대류), Surface radiation(표면복사), Planck number(플랑크 수), Wall emissivity(벽면 방사율)

**ABSTRACT**

A Numerical study on two-dimensional laminar natural convection with and without surface radiation in fully or partially open square cavity was performed. The cavity has one vertical heated wall facing a vertical opening and two horizontal insulated walls. The pressure boundary condition was applied to the opening instead of the velocity boundary condition. The results of this study showed that the increase of partition length decreased the convective and the radiative Nusselt numbers. It was also found that the increase of wall emissivity decreased the convective Nusselt numbers but increased the radiative Nusselt numbers.

## 기호설명

$A$ : 종횡비(=H/L)
$c_p$ : 정압비열
$g$ : 중력 가속도
$h$ : 차폐막의 길이
$H$ : 캐비티의 높이
$j$ : Radiosity
$J$ : 무차원 Radiosity [식(10)]
$k$ : 유체의 열 전도율
$K$ : Kernel
$L$ : 캐비티의 길이
Nu : Nusselt 수, $Nu=q/k(T_{hot}-T_\infty)$
$p$ : 압력
$P$ : 무차원 압력 [식(5)]
Pl : Planck 수, $Pl=(k/H)/\sigma T_\infty^3$
Pr : Prandtl 수, $Pr=\nu/\alpha$
$q_t$ : 총 열유속(=$q_c+q_r$)
$Q_T$ : 무차원 총열유속(=$Q_c+Q_r$)
Ra : Rayleigh 수, $Ra=g\beta H^3(T_{hot}-T_\infty)/\alpha\nu$

* 정회원, 한양대학교 기계공학과
** 정회원, 한양대학교 대학원

$s$ : 복사의 진행 방향
$S$ : 벽면에서의 위치 좌표
$T$ : 온도
$T_{ref}$ : 무차원 기준 온도 ($=T_\infty/(T_{hot}-T_\infty)$)
$u$ : 수평방향 속도
$U$ : 무차원 수평방향 속도($=uH/\alpha$)
$v$ : 수직 방향 속도
$V$ : 무차원 수직방향 속도($=vH/\alpha$)
$x$ : 수평 좌표
$X$ : 무차원 수평좌표($=x/H$)
$y$ : 수직 좌표
$Y$ : 무차원 수직좌표($=y/H$)

## 그리스 문자

$\alpha$ : 열 확산 계수
$\beta$ : 체적 팽창 계수
$\varepsilon_{w,i}$ : 벽면 i에서의 방사율
$\nu$ : 동점성 계수
$\rho$ : 유체의 밀도
$\sigma_i$ : 벽면 i에서의 반사율
$\sigma$ : Stefan-Boltzmann 상수
$\phi$ : 무차원 온도 [식(5)]

## 하 첨 자

1,2,3,4 : Fig. 1의 각 벽면
c : 대류
hot : 고온벽면
ref : 기준 상태
r : 복사
wall : 벽면
$\infty$ : 대기 상태

## 1. 서 론

태양 집열장치, 건물내의 화재, 그리고 전자장비의 냉각등에서 완전 또는 부분적으로 개방된 캐비티(cavity)내의 자연대류에 의한 유동 및 열전달 특성에 대한 관심이 높아가고 있다. 특히, 건물내에서의 화재 발생시 화재에 의한 연소생성물의 유동 및 온도장은 창이나 문의 위치 및 크기에 크게 영향을 받으며[1-3], 오늘날 전자장비의 소형화, 고밀도화에 따라 많은 열이 발생하는데 이들의 냉각은 매우 중요한 연구 과제로 부상되고 있다. 전자장비 냉각시 개방부의 유무 및 그 크기는 냉각효과에 미치는 중요한 인자로 알려져있다. 이러한 경우 일반적으로 복사에 의한 열전달현상은 무시할 수 없는 열전달의 한 형태이며 자연대류에 의한 열전달보다 상대적으로 많은 영향을 미칠수도 있다. 그러나 지금까지의 연구에 의하면 개방 캐비티내의 열 및 유동특성을 규명하는데 복사에 의한 열전달현상은 고려하지 않고 순수 자연대류만을 고려한 경우가 대부분이다. 따라서 자연대류는 물론 복사가 유동에 관여하는 현상을 수치적으로 해석할 필요가 있다.

지금까지 발표된 연구들은 주로 밀폐 공간에서 순수 자연대류 또는 복사를 포함한 자연대류 현상이 연구되었고, 최근에 들어와서 개방 캐비티에서의 자연대류에 의한 열 및 유동특성이 많이 연구되고 있다. 그러나 개방 캐비티의 개방부에서 경계조건 부여의 어려움으로 인하여 계산영역을 확장하여 해석하거나, 그렇지 않으면 개방부에 기존의 속도경계조건을 부여하여 해석한 경우가 대부분인데 후자의 경우 계산의 타당성에 문제가 있다고 여겨진다. 또한 이러한 기하학적 형상에 대하여 자연대류와 복사를 포함하여 해석한 경우는 거의 없었다. Doria[4]는 실내에서 화재가 발생 하였을 경우를 가정하여 2차원 개방 캐비티에 대하여 화재의 형성으로 인한 유동 형태의 변화와 열전달량의 변화를 수치적으로 구하였다. Penot[5]은 2차원 정사각형 캐비티에 대하여 Boussinesq 가정 및 유량함수-와도법(stream function-vorticity method)을 이용하여 열 및 유동장을 해석하였으며, Le-Quere등[6]은 참고문헌[5]와 동일한 기하학적인 형상에 대하여 주 변수법 (primitive variable method)을 사용하여 수치적으로 해석하였다. 그리고 참고문헌[5-6]은 개방부에서의 경계조건 처리를 위하여 확장해석영역 (extended computational domain)을 이용하여 수치해석 하였다. 그러나 Chan과 Tien[7, 8]은 2차원 층류 개방 캐비티에서 Prandtl 수를 1.0으로, Rayleigh 수를

$10^3$에서 $10^9$까지 변화시키면서 해석영역을 개방부를 포함한 경우와 확장해석영역으로 나누어 주 변수법을 이용하여 수치적으로 열 및 유동장을 해석하였는데 이 두 경우가 매우 잘 일치하고 있다고 보고하였다. 또한 Abib와 Jalulia[9]는 유량함수-와도법을 사용하여 부분적으로 개방된 캐비티내에서 종횡비(aspect ratio), Rayleigh수 및 개방부의 차폐막(partition)길이를 변화 시키면서 열 및 유동장을 해석하였는데, 이들은 개방부에서의 경계조건 부여시 속도경계조건 및 연속방정식을 사용하였으며 경계조건 처리의 중요성을 역설하였다. Miyamoto등[10]은 2차원 정상 층류 자연대류 유동에 대하여 완전 또는 부분적으로 개방된 캐비티내의 열전달해석을 캐비티의 각도를 변화시키면서 여러 Rayleigh수에 대하여 수치해석 하였는데 이들도 확장해석영역 방법을 이용하였다. 그러나 이상의 연구자들은 전부 유동해석시 복사를 고려하지 않고 순수 자연대류 현상만을 고려하였다.

이 연구에서는 왼쪽 수직면이 고온으로 일정하게 유지되고 반대면은 대기에 노출되어 있으며 상하 벽면은 단열된 완전 또는 부분적으로 개방된 캐비티를 해석영역으로 취하여 2차원 층류 정상상태로 가정하여 주 변수법 및 개방부에서의 경계조건을 기존의 속도경계조건 대신 압력경계조건을 부여하여 순수 자연대류 및 복사를 고려한 자연대류에 대하여 열 및 유동특성을 규명하였다. 복사 고려시 작동유체를 투명한 유체로 가정하여 표면복사를 해석하였다. 순수 자연대류의 경우, Prandtl수를 1.0, 종횡비를 1.0으로 하고 Rayleigh수를 $10^3$에서 $10^7$, 그리고 개방부에서의 차폐막의 길이를 변화시키면서 각각의 경우에 대하여 유동 및 열전달 특성을 조사하였으며, 복사를 고려한 경우 전도와 복사의 상대적인 크기를 나타내는 변수인 Planck수 및 벽면방사율이 유동 및 열전달특성에 미치는 영향을 수치적으로 해석하였다.

## 2. 이 론

### 2.1 지배 방정식

이 연구에서 해석하고자 하는 모델의 기하학적인 형상과 좌표 설정은 Fig. 1과 같다.

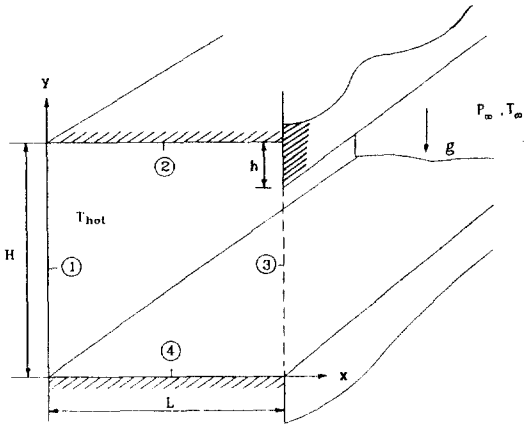



Fig. 1 Geometry and coordinate system

해석을 위하여 다음과 같은 가정을 도입 하였다.

(1) 유동은 2차원 층류유동이다.

(2) 부력항에 나타나는 밀도를 제외한 모든 물성치는 일정하고, 부력항에 대해서는 Boussinesq 근사를 만족한다.

(3) 점성 열소산(viscous heat dissipation) 효과는 무시한다.

(4) 유체는 복사에 투명하고, 각 벽면은 확산적(diffusely)으로 반사하는 비투과(opaque) 경계이다.

(5) 대기에 노출된 면은 복사에 대하여 대기온도를 갖는 가상 흑체면으로 간주한다.

위의 가정을 기초로한 연속 방정식, 운동량 방정식 그리고 에너지 방정식의 무차원형태는 다음과 같다.

연속 방정식 :

$$\frac{\partial U}{\partial X}+\frac{\partial V}{\partial Y}=0 \quad \cdots\cdots (1)$$

운동량 방정식 :

$$U\frac{\partial U}{\partial X}+V\frac{\partial U}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial X}+\Pr\left[\frac{\partial^2 U}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 U}{\partial Y^2}\right] \quad \cdots\cdots (2)$$

$$U\frac{\partial V}{\partial X}+V\frac{\partial V}{\partial Y}=-\frac{\partial P}{\partial Y}+\Pr\left[\frac{\partial^2 V}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 V}{\partial Y^2}\right]+\mathrm{Ra}\cdot\Pr\cdot\phi \quad \cdots\cdots(3)$$

에너지 방정식 :

$$U\frac{\partial \phi}{\partial X}+V\frac{\partial \phi}{\partial Y}=\left[\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2}+\frac{\partial^2 \phi}{\partial Y^2}\right] \quad \cdots\cdots(4)$$

지배방정식의 무차원화를 위하여 도입한 무차원 변수를 아래와 같다.

$$X=\frac{x}{H},\quad Y=\frac{y}{H},\quad A=\frac{L}{H},\quad U=\frac{u}{\alpha/H},$$

$$V=\frac{v}{\alpha/H},\quad P=\frac{(p-p_\infty)}{\rho(\alpha/H)^2},\quad \phi=\frac{T-T_\infty}{T_{hot}-T_\infty} \quad \cdots\cdots(5)$$

$$\Pr=\frac{\nu}{\alpha}=\frac{\mu\cdot c_p}{k},\ \mathrm{Ra}=\mathrm{Gr}\cdot\Pr=\frac{g\beta H^3(T_{hot}-T_\infty)}{\alpha\nu} \quad \cdots\cdots(6)$$

### 2.2 복사 열유속 방정식

일반적으로 복사에 의한 열전달은 참여가스(participating gas)의 산란이나 투과 그리고 반사로 인한 가스복사와 고체 표면끼리 복사열을 주고 받는 표면복사로 구분되는데 이 연구에서는 유체가 열복사에 대해 투명하다고 가정하였으므로 고체 표면끼리 복사열을 주고 받는 표면복사로 생각할 수 있다. 표면복사에 의한 벽면에서의 복사열유속 방정식은 임의의 온도 분포를 가지고 산란하는 벽면에 대해 다음과 같다.

$$q_n(s_i)=\frac{\varepsilon_i}{\rho_i}\cdot[\sigma Ti^4(s_i)-j_i(s_i)] \quad \cdots\cdots(7)$$

각 벽에서의 radiosity j는 해석 모델의 형상에 따라 결정되는 형상 계수의 함수인 Kernel K를 이용하여 다음과 같은 식으로 표현할 수 있다.

$$j_i(s_i)=\varepsilon_i\sigma\ T_i^4(s_i)+\rho_i\sum_{j=1}^{4}j_i(s_i)\,K(s_i,\ s_j)\,dA_j \quad \cdots\cdots(8)$$

복사 열유속 방정식과 각 벽면에서의 radiosity는 다음과 같은 무차원 변수를 사용하여 무차원화 한다.

$$Q_n(s_i)=\frac{q_n(s_i)}{\sigma T_\infty^4},\quad J_i(s_i)=\frac{j_i(s_i)}{\sigma T_\infty^4} \quad \cdots\cdots(9)$$

Fig. 1의 각 벽에 대한 무차원 radiosity를 유도한 결과는 다음과 같다.

$$J_1(Y_1)=\varepsilon_1\left[1+\frac{\phi_1}{T_{ref}}\right]^4+\frac{\rho_1}{2}\left\{\int_0^1\frac{J_2(X_2)(A-Y_1)X_2}{[(A-Y_1)^2+X_2^2]^{1.5}}\,dX_2+\int_0^A\frac{J_3(Y_3)}{[1+(Y_3-Y_1)^2]^{1.5}}\,dY_3+\int_0^1\frac{J_4(X_4)Y_1Y_4}{[Y_1^2-X_4^2]^{1.5}}\,dY_4\right\} \quad \cdots\cdots(10)$$

$$J_2(X_2)=\varepsilon_2\left[1+\frac{\phi_2}{T_{ref}}\right]^4+\frac{\rho_2}{2}\left\{\int_0^A\frac{J_1(Y_1)X_2(A-Y_1)}{[X_2^2+(A-Y_1)^2]^{1.5}}\,dX_1+\int_0^A\frac{J_3(Y_3)(A-Y_3)(1-X_2)}{[(A-Y_3)^2+(1-X_2)^2]^{1.5}}\,dY_3+\int_0^1\frac{J_4(X_4)A^2}{[A^2+(X_4-X_2)^2]^{1.5}}\,dY_4\right\} \quad \cdots\cdots(11)$$

$$J_3(Y_3)=\varepsilon_3\left[1+\frac{\phi_3}{T_{ref}}\right]^4+\frac{\rho_3}{2}\left\{\int_0^A\frac{J_1(Y_1)}{[1+(Y_1-Y_3)^2]^{1.5}}\,dX_1+\int_0^1\frac{J_2(X_2)(A-Y_3)(1-X_2)}{[(A-Y_3)^2+(1-X_2)^2]^{1.5}}\,dY_2+\int_0^1\frac{J_4(X_4)Y_3(1-X_4)}{[Y_3+(1-X_4)^2]^{1.5}}\,dY_4\right\}$$

$$\cdots\cdots(12)$$

$$J_4(X_4)=\varepsilon_4\left[1+\frac{\phi_4}{T_{ref}}\right]^4+\frac{\rho_4}{2}\left\{\int_0^A \frac{J_1(Y_1)X_4Y_1}{[X_4^2+Y_1^2]^{1.5}}\,dX_1+\int_0^1 \frac{J_2(X_2)A^2}{[A^2+(X_2-X_4)^2]^{1.5}}\,dX_2+\int_0^1 \frac{J_3(Y_3)(1-X_4)Y_3}{[Y_3^2+(1-X_4)^2]^{1.5}}\,dY_3\right\}$$

$$\cdots\cdots(13)$$

위 식에서 가상 흑체면으로 가정한 면 3의 radiosity는 $J_3(Y_3)=1$이 된다. 그리고, $T_{ref}$은 다음과 같이 정의되는 무차원 기준 온도이며, 일반적으로 밀폐공간내에서 유체의 물성치가 일정하다는 가정과 Boussinesq 근사가 타당하려면 기준온도비가 1.0 이상 ($T_{hot}/T_\infty=2.0$ 이하)이어야 한다. 그러나 개방 캐비티에서는 이러한 기준이 제시되어 있지 않다. 따라서 이 연구에서는 밀폐공간의 경우를 참조하여 무차원 기준온도를 5.0으로 두었다.

$$T_{ref}=\frac{T_\infty}{T_{hot}-T_\infty}\cdots\cdots(14)$$

### 2.3 경계 조건

벽면에서 모든 속도 성분은 점착조건(no-slip condition)을 주었으며, 개방부의 대기에 노출된 면은 압력경계조건을 주었다. 또한 온도에 대한 경계조건은 다음과 같이 순수 자연대류의 경우와 복사를 고려한 경우로 나누어 주었다. 먼저 자연대류의 경우, 상하 벽면에는 단열조건을, 왼족 고온 벽면은 일정한 온도를 주었으며 개방부에서 공기가 유입되는 곳에는 대기온도를 그리고 유출되는 곳은 온도구배를 0으로 주었다. 또한 개방부에 차폐막이 있는 경우 차폐막은 단열조건을 부여하였다. 이를 무차원 온도로 표시하면 다음과 같다.

$Y=0,\ 1$에서 $\dfrac{\partial\phi}{\partial Y}=0$

$X=0$ 에서 $\phi=1\cdots\cdots(15)$

$X=1$에서 $U\geq 0,\ \dfrac{\partial\phi}{\partial X}=0$

$U<0,\ \phi=0$

복사를 고려한 경우, 상하 단열벽면 및 단열된 차폐막이 있는 경우에는 에너지 평형을 고려하여 다음과 같이 경계조건을 부여하였다.

$Y=0$에서 $\dfrac{\partial\phi}{\partial Y}-\dfrac{T_{ref}}{Pl}\cdot Q_{.wall}(s_2)=0$

$Y=1$에서 $\dfrac{\partial\phi}{\partial Y}+\dfrac{T_{ref}}{Pl}\cdot Q_{.wall}(s_4)=0\cdots\cdots(16)$

그리고, 차폐막의 경우

$X=1$에서 $\dfrac{\partial\phi}{\partial X}+\dfrac{T_{ref}}{Pl}\cdot Q_{.wall}(s_3)=0$

위에서 Pl은 복사에 대한 전도의 상대적인 크기를 나타내는 무차원 변수인 Planck 수로서, 일반적으로 흔히 사용되는 전도-복사 파라미터 N에서 광학두께 $\tau$의 영향을 무시한 것으로 두 열전달 형태의 상대적인 크기를 나타낸다. N과 Pl 사이에는 다음과 같은 관계가 있다.

$$N=Pl\cdot\tau=\frac{(k/H)}{\sigma T_\infty^3}\cdot\tau\cdots\cdots(17)$$

### 2.4 수치 해석

운동량 방정식 및 에너지 방정식을 이산화하기 위하여 계산 영역을 벽면 근처는 보다 조밀한 32×32 비균일 격자계로 나누고 검사체적법(control volume method)법을 적용하였다. 운동량 방정식에 나타나는 압력항은 SIMPLER 알고리즘[11]으로 처리하였으며 이산화된 방정식은 선순법(line by line method)으로 반복 계산하였다. 속도가 경계조건으로 주어지는 경우 경계에서의 압력값은 유동장 계산에 아무런 필요가 없지만 속도 대신 압력을 경계조건으로 부여하는 경우

에는 특별한 취급이 요구된다. 압력이 경계조건으로 주어지는 경우에는 SIMPLER 절차에서 나타나는 압력방정식을 통하여 이를 고려해줄 수 있다. 이 연구에서는 이 재헌[12]이 제안한 방법으로 이것을 처리하였다. 그리고 작동유체가 복사에 관여하지 않는 표면복사의 경우 Kernel K의 계산에 사다리꼴 적분법을 사용하였다. 또한 해의 수렴을 촉진하고 해의 발산을 막기 위하여 하향이완법(underrelaxation method)을 사용 하였으며 각 Rayleigh수에 따라 약간의 차이는 있었으나 보통 속도에 대하여 0.4 그리고 온도 및 압력에 대하여 0.5를 주었다. 해의 수렴조건은 전체적인 열평형을 고려하여

$$R=\int_{Y=0}^{Y=1}[(\vec{Q}_T\cdot\vec{i})_{x=0}-(\vec{Q}_T\cdot\vec{i})_{x=1}]\cdot dY=0 \quad \cdots\cdots(18)$$

을 만족하도록 설정하였는데 매회 반복 계산중 R이 $10^{-5}$가 되고 각 변수들의 값이 유효 5자리에서 20회 이상 변하지 않을 때를 수렴값으로 취하였다.

## 3. 결과 및 토의

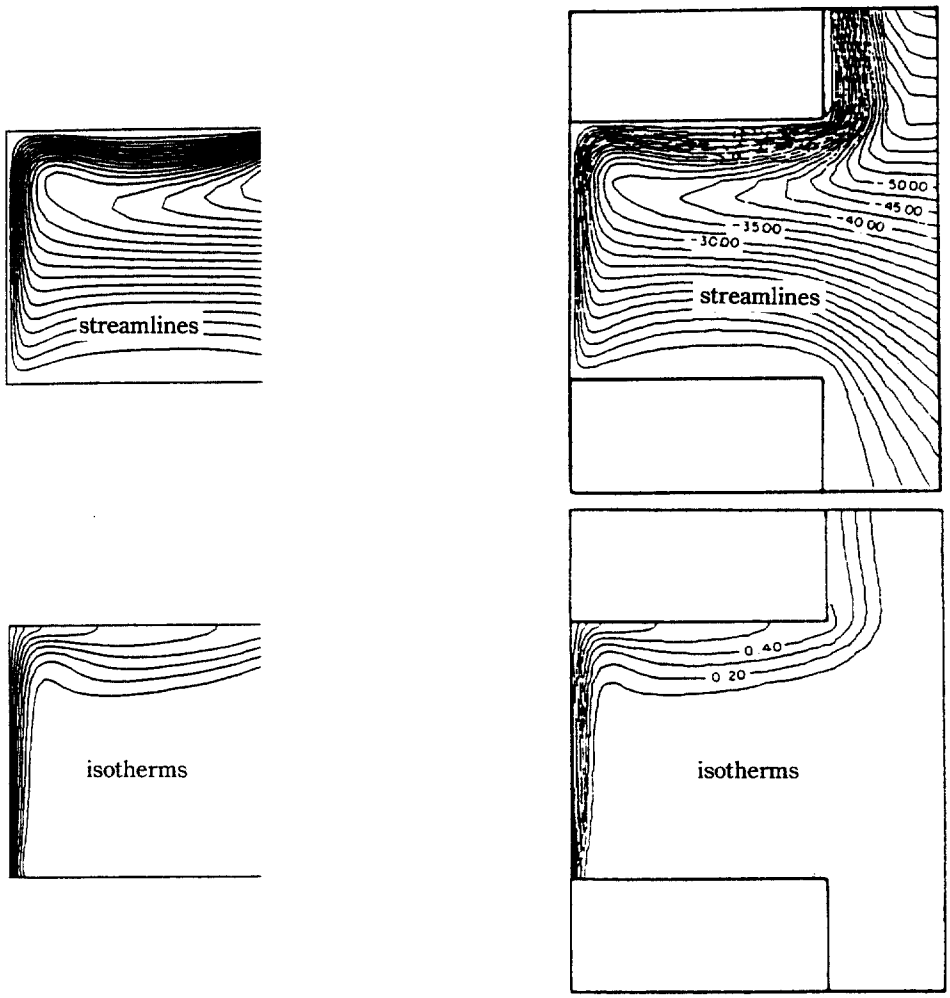
이 연구에서는 Fig. 1과 같은 기하학적 형상에 대하여 개방부에서 속도 경계조건 대신 압력경계조건을 사용하여 차폐막의 길이를 변화시키면서 순수 자연대류와 복사를 고려한 자연대류의 열 및 유동특성을 수치적으로 해석하였다. 순수 자연대류 해석시 고려한 무차원수는 Prandtl수 및 Rayleigh 수이며 표면복사의 경우 벽면방사율 ε과 Planck수 등이다. 먼저 순수 자연대류 해석시 종횡비를 1로, Prandtl 수를 1로 고정시킨 상태에서 차폐막의 길이 h를 H/4, H/2 그리고 3H/4로 변화 시키면서 각각의 경우에 Rayleigh 수를 $10^3$에서 $10^7$으로 변화 시키며 유동 및 열전달특성을 규명하였다. 그리고 복사를 포함한 경우에 Rayleigh 수를 $10^4$과 $10^5$에 대하여 Planck 수를 3, 1, 0.1 그리고 0.02, 벽면 방사율 ε을 0.75, 0.5, 0.25으로 바꾸며 이들 인자가 캐비티내의 온도, 유동 및 열전달특성에 미치는 영향을 조사하였다. 이 연구에서는 무차원화 된 방정식을 사용함으로써 어떤 실제적인 상황을 설정하기보다는 무차원수(즉, Rayleigh 수, Planck수, 벽면방사율 등)의 크기를 변화시키면서 이들이 열 및 유동장에 미치는 영향을 정성적으로 규명하고자 하였다. 특히, 복사를 고려한 경우, Planck 수가 0.02는 Rayleigh 수가 $5\times10^6$ 이하인 범위에서 복사가 가장 지배적인 열전달 형태이므로 이 연구에서 주로 채택하였다.

### 3.1 격자 의존성 및 수치해법의 검증

먼저 이 연구에서과 같은 형상에 대한 격자 의존성(grid dependence)을 파악하고자 하여 22×22, 32×32 그리고 42×42 비균일 격자계에 대하여 개방부에서의 속도 및 무차원 대류 열유속(Nusselt 수)을 각각의 경우에 비교하였다. 속도분포 및 국소 Nusselt 수의 경우 모든 인자 범위에서 22×22 격자계는 나머지 격자계에 비하여 약간의 오차를 발견할 수 있었다. 특히 속도분포의 경우 유입과 유출의 임계부분에서 그리고 국소 Nusselt 수의 경우 최대 Nusselt 수 위치 부근에서 차이를 발견할 수 있으며, 평균 Nusselt 수의 경우 32×32는 42×42에 비하여 그 상대오차가 0.2%이었다. 그러므로 이 연구에서는 모든 해석시 32×32 비균일 격자계를 채택하였다.

Fig. 2는 Chan과 Tien[7]이 사용한 확장계산영역에 대한 수치해법과 개방부에서의 압력경계조건을 사용한 이 연구와의 비교를 위하여 동일한 기하학적 형상에 대하여 $Ra=10^6$인 경우 유선 및 등온선을 도시한 것이다. 그림에서 보듯이 유선 및 등온선이 거의 일치하고 있음을 알 수 있다. 특히 하단부의 유입되는 유선을 살펴보면, 기존의 속도경계조건은 주로 Neumann 조건을 이용하여 해석하는데 이때 유입 유선은 개방부에서 수평인 상태로 유입되는것[9]에 비하여 압력경계조건을 사용한 이 연구에서는 약간의 각도를 유지한채 유입되고 있음을 알수 있어 확장해석영역의 경우와 매우 잘 일치함을 알 수 있다.

Table 1은 참고문헌[7]에서 이용한 확장해석




(a) present study (b) Ref.[7]

Fig.2 Comparison of present study and Ref.[7] for streamlines and isotherms (a) present study (b) Ref.[7]

Table 1 Comparison of average heat fluxes(Nusselt numbers) for this study and Ref.[7] at Pr=1, A=1

| | Rayleigh number | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| | $10^3$ | $10^4$ | $10^5$ | $10^6$ | $10^7$ |
| Method A* | 1.07 | 3.41 | 7.69 | 15.0 | 28.6 |
| Method B** | 1.33 | — | — | 15.0 | — |
| This study | 1.3279 | 3.4745 | 7.7657 | 15.1579 | 28.5521 |

* : extended computational domain

** : same computational domain as this study

영역과 이 연구의 해석 영역에 대한 평균 Nusselt 수를 여러가지 Rayleigh 수에 대하여 비교한 것이다.

표에서와 같이 저 Rayleigh 수에서는 약간의 오차가 있으나 Rayleigh 수가 증가 함에 따라 이 연구와 거의 일치하고 있음을 알 수 있다. 특히, 이 연구와 동일한 계산 영역을 사용한 경우는 매우 잘 일치하고 있다.

### 3.2 순수 자연대류의 경우

가) 유동 및 온도특성

Fig. 3는 여러가지 Rayleigh 수에 대하여 완전 개방된 캐비티의 개방부의 수평방향 속도분포를 수직길이에 대하여 나타낸 것이다. 저 Rayleigh 수인 $10^3$인 경우 점성의 영향으로 속도분포가 상대적으로 부드럽고 둥근형태를 유지하며 왼쪽의 뜨거운 벽면으로 유체가 유입되므로 최대 유입속도는 하단 벽면근처에서 발생한다. 그리고 유출 유량은 상단쪽으로 치우치고 있으며 최대 유출속도의 위치는 상단벽면 근처이며 유입과 유출의 임계점은 거의 개방부와 중심임을 알 수 있다. 그러나 그림 (b), (c)와 같이 Rayleigh 수가 증가함에 따라 속도 분포의 형태는 점차 납작해지며, 유입·유출의 임계점은 보다 상향됨을 알 수 있다. 그리고 최대 유출속도의 위치는 저 Rayleigh 수에 비하여 보다 상단 벽면쪽으로 이동하고 있으며 특히 $Ra=10^6$인 경우 유출되는 영역은 전체의 약 21% 정도에 지나지 않는다. 이는 Rayleigh 수의 증가에 따라 부력(buoyancy force)의 영향을 그만큼 많이 받기 때문이다.

Fig. 4는 $Ra=10^5$ 일때 차폐막의 길이를 0, H/4, H/2 그리고 3H/4로 변화 시켰을때 이들에 대한 유선 및 등온선을 나타낸 것이다. 동일한 조건하에서 차폐막의 길이의 변화는 유선의 많은 변화가 있음을 알 수 있다. 완전 개방된 캐비티의 경우 유입된 유량은 곧바로 유출되는데 반하여 차폐막의 길이가 증가함에 따라 캐비티의 중간 부분에 순환유동이 발생하는데 이는 밀폐공간에서의 유동형태와 비슷한 경향을 나타낸다. 이러한 순환유동 발생과정으로 인하여 온도분포도 점차상단 단열벽면에서 점차 멀리 떨어져 분포한다. 즉 차폐막 길이의 증가에 따른 온도분포의 변화는 가열 벽면에서의 온도 구배를 적게하여 결국 열전달률을 감소시키는 결과를 초래한다. 그리고 모든 경우 가열 벽면 하단부에 온도 분포가 밀집되는데 이는 각각의 경우 이 위치에서 국소 대류 Nusselt 수가 최대임을 알 수 있다.

나) 열전달특성

지배방정식에서 볼 수 있듯이 자연대류와 관련되는 물리적인 변수(parameter)는 Rayleigh 수와 Prandtl 수 그리고 종횡비이다. 그러므로 열전달율을 의미하는 Nusselt수는 이들의 함수가 되며, 이 연구의 경우 가열된 벽면에서 유체로의 무차원 평균 Nusselt수(무차원 대류 열유속)는 다음과 같이 정의하였다.

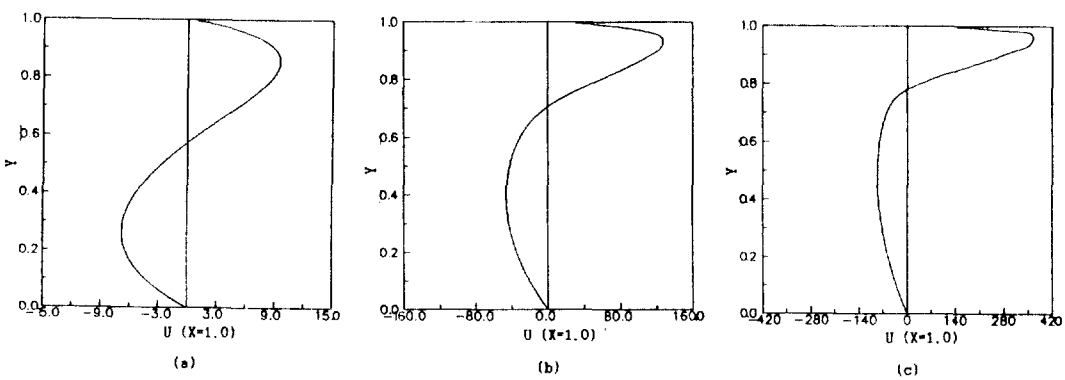



Fig. 3 Horizontal velocity profile for various Rayleigh numbers at the opening (X=1) (a) $Ra=10^3$ (b) $Ra=10^5$ (c) $Ra=10^6$

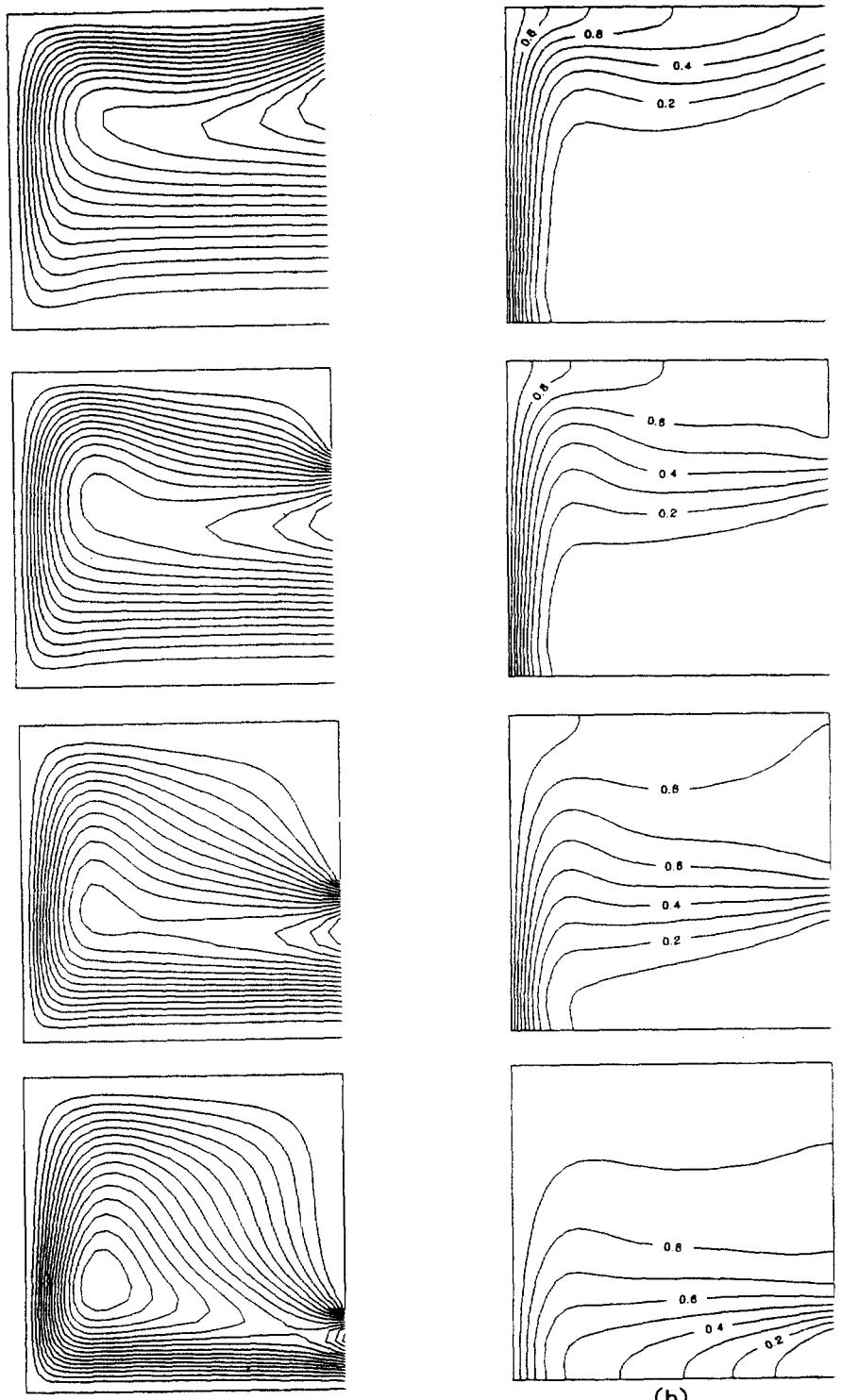



Fig. 4 Streamlines and isotherms for various partition lengths at $Ra=10^5$ ($Pr=1$, $A=1$) (a) streamlines (b) isotherms

Table 2 Dimensionless average heat fluxes (Nusselt numbers) of fully and partially open cavity for various Rayleigh numbers (Pr=1, A=1)

| | h=0 | h=H/4 | h=H/2 | h=3H/4 |
|---|---|---|---|---|
| $Ra=10^3$ | 1.3279 | 1.1244 | 0.8035 | 0.5365 |
| $10^4$ | 3.4745 | 3.1274 | 1.9131 | 0.7098 |
| $10^5$ | 7.7657 | 7.3101 | 5.7298 | 2.2772 |
| $10^6$ | 15.1597 | 14.4708 | 11.2430 | 5.9849 |
| $10^7$ | 28.5521 | 27.2614 | 22.4057 | 13.0661 |

$$\overline{Nu_c} = \int_{wall} -\left(\frac{\partial \Phi}{\partial X}\right)_{x=0} \cdot dY$$

$$= Nu(Ra, Pr, A) \cdots\cdots (19)$$

Table 2은 여러가지 Rayleigh 수에 대하여 식 (19)에서 정의한 대로 차폐막의 길이 변화에 따른 무차원 평균 대류 열유속을 나타낸 것이다. 모든 Rayleigh 수에 대하여 차폐막의 길이의 증가는 대류 열유속을 감소시킨다. 이는 차폐막이 존재하고, 그리고 그 길이가 증가함에 따라 캐비티내에 순환 유동이 발생하고 이로 인하여 가열벽면에서의 온도구배가 적기 때문이며 또한 캐비티내에서 차폐막으로의 열전달 효과에 기인한 것이라 여겨진다. 그리고 $Ra=10^3$인 저 Rayleigh수인 경우, 평균 Nusselt 수가 1 또는 그 이하가 되어 전도(conduction)가 지배적임을 알 수 있다. 차폐막으로 인한 열전달률의 감소는 차폐막의 길이가 3H/4이며 $Ra=10^7$인 경우 완전 개방된 캐비티에 비하여 가장 많이 감소하는데, 약 55%정도 감소하였다. 이러한 Nusselt 수의 감소의 폭은 Rayleigh 수가 증가함에 따라 더 커진다.

### 3.3 표면복사를 고려한 경우

가) 유동 및 온도특성

Fig. 5는 Rayleigh 수가 $10^5$인 경우에 이 연구의 인자 범위내에서 복사의 영향이 가장 큰 벽면 방사율 0.75, Planck 수 0.02일때의 차폐막 길이의 변화에 따른 유선 및 등온선을 도시한 것이다. 그림 (a)는 유선을 나타낸것 인데 모든 경우에 Fig. 4의 순수 자연대류의 유동장에 비하여 유동이 보다 활발하며 특히, h=3H/4인 경우 캐비티내에 여러개의 순환유동이 발생하며 이 순환유동의 중심이 복사를 고려하지 않은 경우에 비하여 상단 벽면쪽을 향하고 있다. 이렇듯 복사가 유동장에 미치는 영향이 큼으로써 온도장 역시 많은 변화가 발생하였다. 그림 (b)에서 보는바와 같이 차폐막 길이의 증가에 따라, 가열벽면 근처에서의 온도 구배가 작아져 적어도 이 그림만으로도 정성적으로 대류 열유속이 감소함을 알 수 있으며 개방부 근처에 저온의 온도가, 그리고 대부분의 캐비티내에는 고온의 온도가 분포되어 있다. 이는 모든 벽면에서 벽면끼리의 복사에 의한 열교환이 보다 활발하기 때문이다. 또한 모든 단열벽면에서 순수 자연대류와 다른 경계조건을 부여하였으므로 온도구배가 0이 아님을 알 수 있다.

전도와 복사의 상대적인 크기를 나타내는 Planck 수가 유동에 미치는 영향을 규명하기 위하여 완전 개방캐비티(차폐막이 없는 경우) 중앙부분(X=0.5)에서의 수평속도분포를 Fig. 6에 도시하였다. 모든 벽면의 벽면방사율을 0.75로 고정시킨 상태에서 Rayleigh 수를 $10^4$과 $10^5$으로 변화시켜 각각 (a)와 (b)에 나타내었다. 이 두 경우에 Planck 수가 작아져 복사의 영향이 증가할수록 유출 및 유입되는 유속이 커지며 Planck 수가 3 또는 그 이상에서는 복사가 없는 경우와 비슷하게 나타나 복사의 영향을 무시할만 하였다. 그리고 동일한 Planck 수의 경우 Rayleigh 수가 증가함에 따라 유출 및 유입이 활발해졌다. 그러나 $Ra=10^4$인 경우 유입 및 유출속도의 최대 위치가 Planck

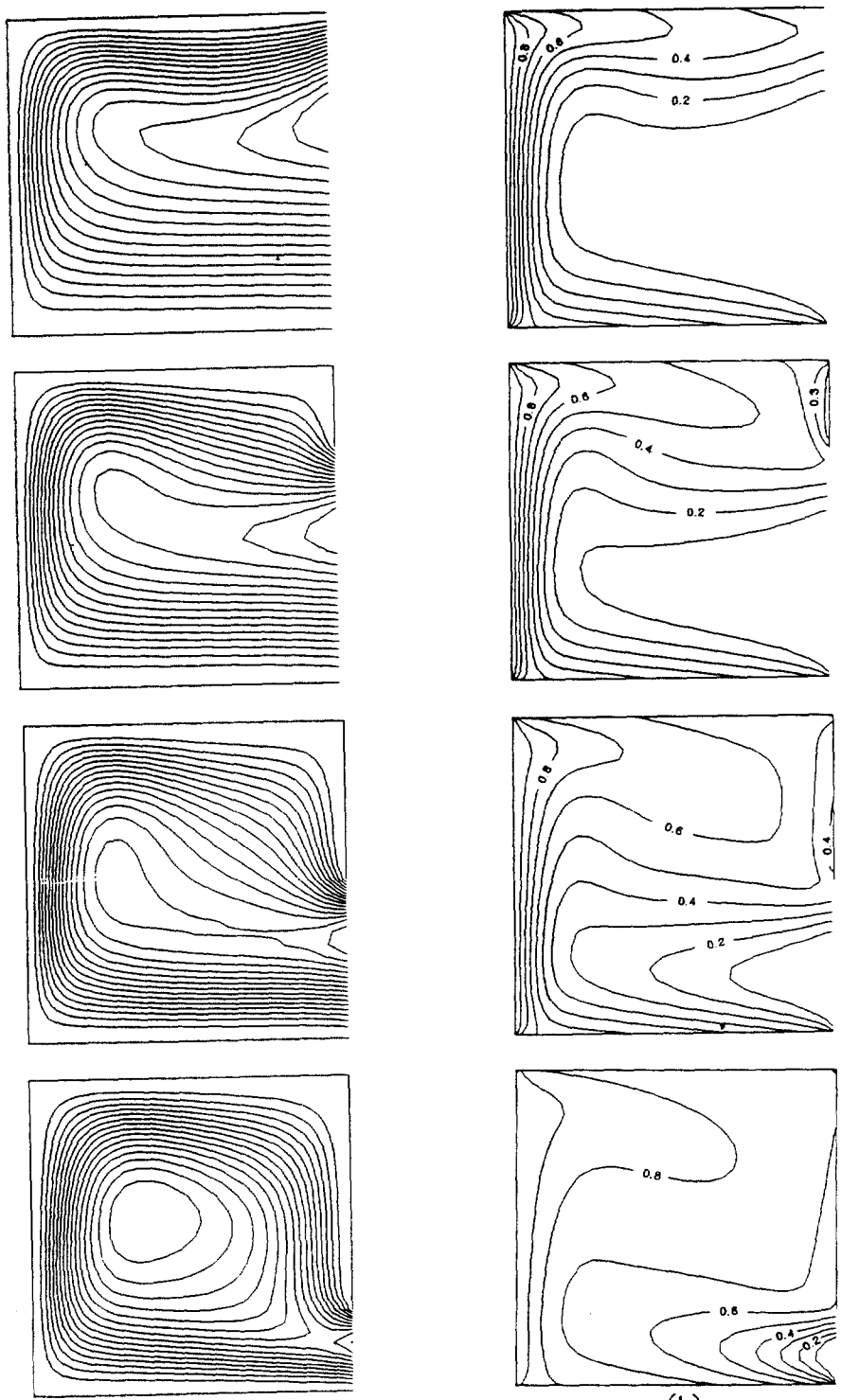



Fig. 5 Streamlines and isotherms for various partition lengths with surface radiation at $Ra=10^5$ $Pl=0.02$ and $\varepsilon=0.75$ (a) streamlines (b) isotherms

수에 관계없이 비슷하나 $Ra=10^5$일 때는 Planck 수가 감소할수록 최대 유입속도의 위치는 보다 하단 벽면쪽으로 향하며 그 크기는 복사가 관여하지 않는 경우에 비하여 약 25% 증가하였다.

Fig. 7은 Rayleigh 수 $10^4$, 벽면방사율 0.75인 경우 차폐막의 길이가 각각 h=0, H/4, H/2 그리고 3H/4 일때 X=1.0 위치에서의 수평 속도분포를 두개의 Planck 수(Pl=3, 0.02)에 대하여 각각 (a)와 (b)에 도시하였다. 차폐막의 길이가 증가할수록 두 경우 모두 유입되는 속도는 감소하며 Planck 수가 감소하여 복사의 영향이 커지더라도 이들의 크기에는 많은 영향을 미치지 않았으며 X=1.0에서의 최대 속도위치는 개방부의 감소로 인하여 보다 하단 벽면쪽에 위치하였다. 그리고 차폐막 길이가 증가할수록 수평속도의 양 및 음의 속도가 작아져서 개방부에서의 유입 및 유출 유량의 감소로 캐비티 내에 순환유동이 발생하게 된다. 이러한 경향은

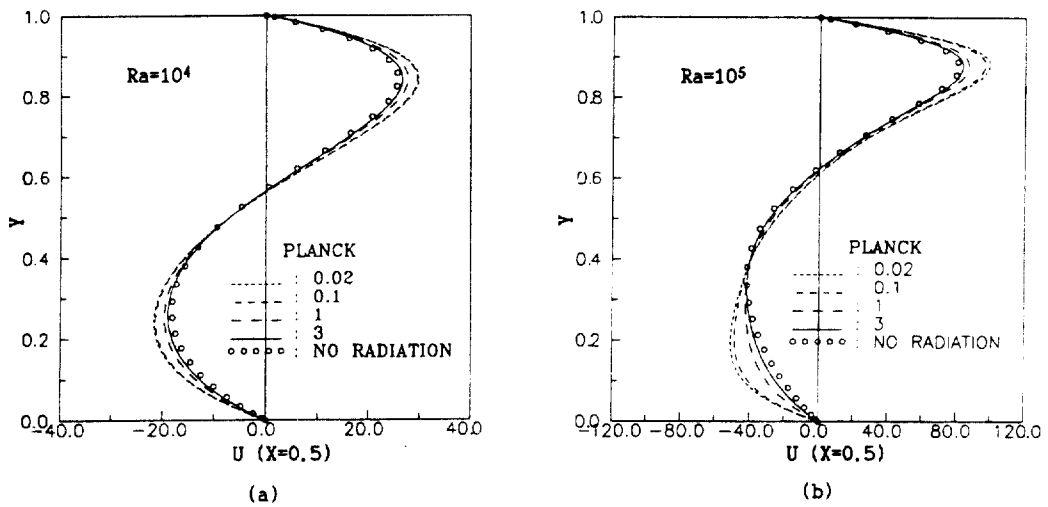



Fig. 6 Effect of Planck numbers on the horizontal velocity for fully open cavity at X=0.5, ε=0.75 (a) $Ra=10^4$ (b) $Ra=10^5$

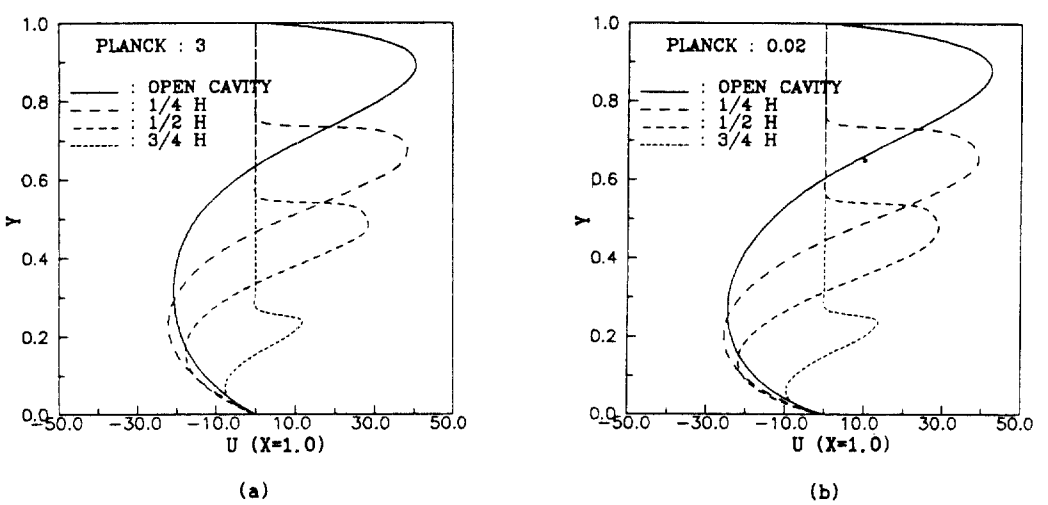



Fig. 7 Effect of partition lengths on horizontal velocity profile at X=1.0, $Ra=10^4$ and ε=0.75 (a) Pl=3 (b) Pl=0.02

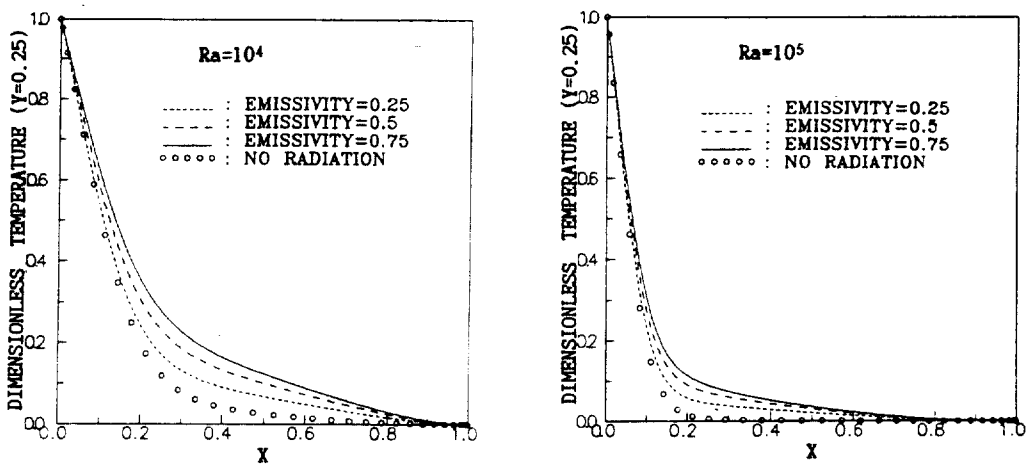



Fig. 8 Dimensionless temperature distribution along the horizontal direction for various wall emissivities at Y=0.25, Pl= 0.02 (a) Pa=$10^4$ (b) Ra=$10^5$

모든 Planck 수에서 동일하였다.

Fig. 8는 완전 개방캐비티내의 Rayleigh 수를 $10^4$과 $10^5$ 그리고 Y=0.25 위치일때 이 연구의 인자범위내에서 복사의 영향이 가장 크게 미치는 Planck 수가 0.02인 경우 벽면 방사율의 변화에 따른 온도분포를 순수 자연대류와 비교하여 나타낸 것이다. Rayleigh 수가 $10^4$인 그림(a)의 경우 방사율이 증가할수록 표면끼리의 복사열교환이 증가하여 자연대류를 촉진 시킴으로써 온도가 상승함을 알 수 있다. 이러한 경향은 그림(b)에서도 동일하다. 그러나 Rayleigh 수가 $10^5$일때 X=0.16 위치까지 온도가 급격하게 떨어지고 그후 거의 일정하게 나타나는데 이는 부력의 영향으로 개방부의 유입속도가 Ra=$10^4$에 비하여 증가하기 때문이다. 그리고 동일한 Rayleigh 수일때 벽면방사율이 증가할수록 가열벽면에서의 온도구배는 오히려 작아져 대류 열유속은 감소하며, 순수 자연대류일때 대류 열유속이 가장 크다.

나) 열전달 특성

복사를 고려한 경우 총 열유속(total heat flux)은 대류와 복사열유속으로 구성되며, 이때 평균 총 Nusselt 수(열유속)는 대류 열유속($\overline{Nu_c}$)과 복사 열유속($\overline{Nu_r}$)의 합으로 정의되며 가열벽면에서의 무차원 정의식은 다음과 같다.

$$q_t = q_c + q_r$$

$$\overline{Nu_t} = \frac{hH}{k} = \int_{wall} \frac{q_c \cdot H}{k(T_{hot} - T_\infty)}\, dy + \int_{wall} \frac{q_c \cdot H}{k(T_{hot} - T_\infty)}$$

$$= \int_{wall} -\left(\frac{\partial \phi}{\partial x}\right) dY + \int_{wall} \frac{T_{ref}}{Pl} \cdot Q_r(s_1)\, dY$$

$$= \overline{Nu_c} + \overline{Nu_r} \cdots\cdots\cdots\cdots (20)$$

Fig. 9는 Rayleigh 수 $10^4$, 벽면방사율 0.75, 그리고 Planck 수가 0.02일때 차폐막의 변화에 따른 국소 Nusselt 수를 대류와 복사 그리고 총 Nusselt 수로 구분하여 그림(a), (b) 그리고 (c)에 도시하였다. 국소 대류 열유속(국소 Nusselt 수)의 경우, 복사의 영향으로 모든 벽면의 모서리 부근에서 특히 크게 나타나 이곳에서 최대이며 차폐막의 길이가 증가함에 따라 감소한다. 이는 순수 자연대류의 경우 최대 국소 열유속의 위치가 하단 벽면 모서리 바로 위에 위치하는 것에 비하여 많은 차이를 보이고 있다. 그리고 차폐

막의 길이가 H/4일때는 완전 개방캐비티와 큰 차이는 없으나 3H/4일때는 대류에 의한 열전달의 차이가 많음을 알 수 있다. 그림 (b)의 경우, 복사열유속이 가열벽면의 중심부에서 가장 크므로 모든 경우 포물선형으로 나타나며 차폐막 길이의 증가는 복사 Nusselt 수를 감소시켜 복사열전달이 감소하였다. 그리고 그림(c)의 총열유속에서 보듯이 형태 및 그 크기가 복사 열유속과 거의 비슷하게 나타나는데 이는 Fig. 9의 인자범위 내에서 복사가 거의 지배적이기 때문이다.

Table 3은 Planck 수가 0.02인 경우 벽면 방사율의 변화와 차폐막의 길이 변화가 평균 Nusselt 수에 미치는 영향을 규명하기 위하여 Rayleigh 수를 $10^4$과 $10^5$에 대하여 나타낸 것이다.

(1) 벽면 방사율의 영향 : 차폐막의 길이와 Rayleigh 수가 일정할때 벽면 방사율이 증가함에 따라 대류 Nusselt 수는 감소하였다. 이는 벽면 방사율이 커지면서 단열 벽면의 온도가 상승하고 이로 인하여 캐비티내의 온도가 전반적으로 상승하므로 고온벽면의 온도 구배가 감소하기 때문이다. 그러나 복사 Nusselt 수는 증가하며

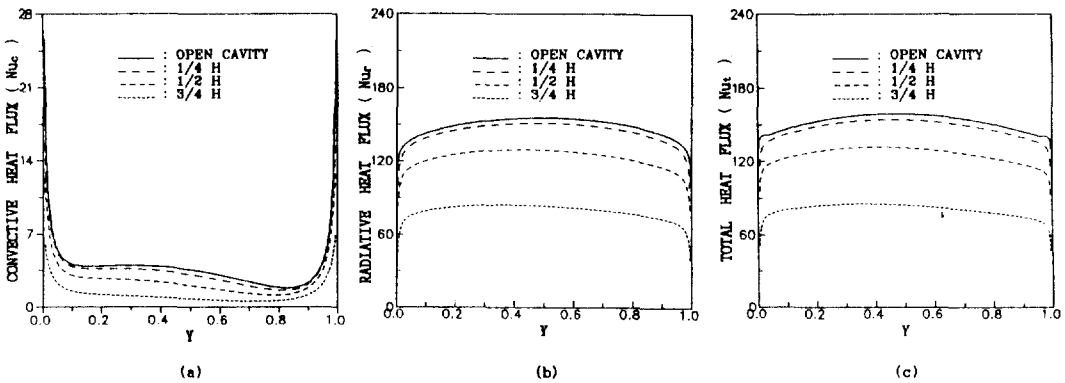



Fig. 9 Local heat fluxes(Nusselt numbers) of the hot wall for various partition lengths at Ra=$10^4$, ε=0.75 and Pl=0.02 (Pr=1, A=1) (a) convective (b) radiative (c) total heat flux

Table 3 Average heat fluxes (Nusselt numbers) of fully and partially open cavity for various wall emissivities and partition lengths at Ra=$10^4$, $10^5$ and Pl=0.02 (Pr=1, A=1)

| | | ε = 0.25 | | | ε = 0.5 | | | ε = 0.75 | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Ra | h | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ | $\overline{Nu_t}$ | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ | $\overline{Nu_t}$ | $\overline{Nu_c}$ | $\overline{Nu_r}$ | $\overline{Nu_t}$ |
| | 0 | 5.2829 | 61.2491 | 66.5320 | 4.7192 | 107.5835 | 112.3027 | 4.0747 | 148.3901 | 152.4648 |
| | H/4 | 5.0829 | 60.5660 | 65.6489 | 4.3137 | 105.7599 | 111.0736 | 3.5829 | 143.3460 | 146.9289 |
| $10^4$ | H/2 | 4.4734 | 57.8173 | 62.2907 | 3.3928 | 95.5377 | 98.9305 | 2.6661 | 122.2952 | 124.9613 |
| | 3H/4 | 3.2283 | 43.1663 | 49.3946 | 1.9968 | 66.9619 | 68.9587 | 1.2842 | 78.8457 | 80.1299 |
| | 0 | 8.6237 | 61.3214 | 69.9451 | 7.9885 | 107.7398 | 115.7283 | 7.2951 | 148.5678 | 155.8629 |
| | H/4 | 8.3313 | 60.7508 | 69.0821 | 7.4933 | 106.7972 | 114.2905 | 6.7078 | 143.6759 | 150.3837 |
| $10^5$ | H/2 | 7.1851 | 57.9579 | 65.1330 | 5.9479 | 95.7217 | 101.6695 | 4.9968 | 122.9047 | 127.9015 |
| | 3H/4 | 4.6707 | 45.9182 | 50.5889 | 3.0761 | 67.1983 | 70.2744 | 2.1542 | 79.5147 | 81.6689 |

복사의 영향이 지배적임을 알 수 있다. (2) 차폐막 길이의 영향 : Rayleigh 수가 일정한 경우 차폐막 길이가 증가함에 따라 대류 및 복사 Nusselt 수는 감소하였다. 이는 순수 자연대류인 경우의 Table 2에서 언급한 캐비티내의 순환유동의 발생과 차폐막으로의 열전달에 기인한 것이다. 특히 완전 개방 캐비티에 비하여 차폐막의 길이가 3H/4 일때 총 Nusselt 수의 감소폭은 매우 커짐을 알 수 있다. 즉 $\varepsilon=0.5$이며 $Ra=10^5$인 경우 완전 개방 캐비티의 총 Nusselt 수에 비하여 차폐막의 길이가 H/4 일때 1.24% 감소하였고, H/2 일때 12.14% 감소하였으나 3H/4인 경우 39.28% 감소하였다. (3) Rayleigh 수의 영향 : Rayleigh 수가 증가함에 따라 총 열유속은 약간 증가하였는데 이는 대류 열유속은 부력에 의하여 많이 증가하나 복사 열유속은 미소하게 증가하기 때문이며, 차폐막의 영향과 벽면 방사율의 영향은 $Ra=10^4$과 거의 동일한 경향을 보였다.

## 4. 결 론

한 면이 완전 또는 부분적으로 개방된 캐비티내의 자연대류 열전달을 표면 복사가 없는 순수 자연대류의 경우와 복사를 고려한 경우로 나누어 이 연구의 인자 범위내에서 수치적으로 연구한 결과 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 개방부에서 기존의 속도경계조건 대신 압력경계조건을 사용한 경우, 정확한 열 및 유동형태를 얻을 수 있다.

(2) 복사를 고려한 경우와 고려하지 않는 경우 모두 차폐막 길이의 증가에 따라 대류 및 복사 열유속은 감소하고, 그 감소의 폭은 Rayleigh 수가 증가함에 따라 더 크다. 특히, 순수 자연대류의 경우 Rayleigh 수가 $10^7$이며 차폐막의 길이가 캐비티 높이의 3/4일때 무차원 대류 열유속의 감소폭은 최대가 되며 그 감소폭은 약 55%이다.

(3) 벽면 방사율이 증가함에 따라 유동의 유출 및 유입 속도는 증가하고, 복사 열유속은 증가하지만 대류 열유속은 감소한다.

(4) Planck 수가 3 또는 그 이상인 경우 유동장 및 열전달에 미치는 복사의 영향은 무시할 수 있고, Planck 수의 감소에 따른 대류 국소 및 평균 열유속은 벽면 모서리 부근에서 급격히 증가한다.

## 참 고 문 헌


1. Rockeh, J. A., 1976, "Fire Induced Gas Flow in an Enclosure", Combustion Sci. Tech., Vol. 12, pp.165-175.
2. Quintiere, J. G., 1977, "Growth of Fire in Building Compartment", Fire Standards and Safety, ASTM STP614, pp.131-167.
3. Quintiere, J. G., 1981, "An approach to Modeling Wall Fire Spread in a Room", Fire Safety J., Vol.3, pp.201-214.
4. Doria, M. L, 1974, "A Numerical Model For the Prediction of Two Dimensional Unsteady Flows of Multicomponents Gases with Strong Buoyancy Effect and Recirculation", Notre Dame Report, TR-37191-74-4.
5. Penot, F., 1982, "Numerical Calculation of Two-Dimensional Natural Convectio in Isothermal Open Cavity", Numerical Heat Transfer, Vol.5, pp.421-437.
6. LeQuere, P., Humprey, J. A. C. and Sherman, F. S., 1981, "Numerical Calculation of Thermally Driven Two-Dimensional Unsteady Laminar Flow in Cavities of Rectangular Cross Section", Numerical Heat Transfer, Vol.4, pp.249-283.
7. Chan, Y. L. and Tien, C. L., 1985, "A Numerical Study of Two-Dimensional Laminar Natural Convection in Shallow Open Cavities", Int. J. of Heat Mass Transfer, Vol.28, No.3, pp.603-612.
8. Chan, Y. L. and Tien, C. L., 1985, "A Numerical Study of Two-Dimensional Laminar Natural Convection in Square Open Cavities", Numerical Heat Transfer, Vol8, pp.65-80.

9. Abib, A. H. and Jalulia, Y., 1988, "Numerical Simulation of the Buoyancy Induced Flow in a Partially Open Enclosure, Numerical Heat Transfer, Vol.14, pp.235-254.
10. Miyamoto, M., Kuehn, T. H., Goldstein, R. J. and Katoh, Y., 1989, "Two-Dimensional Laminar Natural Convection Heat Transfer from a Fully or Partially Open Square Cavity", Numerical Heat Transfer, Vol.15, pp. 411-430.
11. Patankar, S. V., 1980, Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere/McGraw Hill Book Company.
12. 이재헌, 1988, "2차원 비압축성 점성유동에서 나타나는 압력경계조건의 해결방안", 대한기계학회 논문집, 제12권, 제4호, pp.926-933.