

## 밑면이 部分 加熱體를 갖는 正四角 密閉空間內的 自然對流와 火災感 知에 관한 研究

Fire Sensing Characteristics and Natural Convection in the Enclosure Partly Heated  
from Below

추 병 길\*  
Chu Byeong Gil

### ABSTRACT

In this paper, the natural convection in a square enclosure, partly heated from below, with two adiabatic vertical wall and one upper horizontal wall is studied numerically.

In numerical study, SIMPLE(Semi-Implicit for Pressure Linked Equation) algorithms are applied for the integration of momentum and energy equation.

The grid size used in this study is the coordinates of size (22x22). As a result of numerical analysis, the initial fluid flow depends on the thermal diffusion, but, as time passes, the fluid flow depends on convection and buoyancy of the enclosure.

In Case 1, the heating region was been in the central position of the bottom wall. In case 2, the heating region was in the left position of the bottom.

In case of Case 1, the lapse time of sensing the temperature of 72°C is approximately 15 sec almost at the same time in the coordinates (6, 22), (11, 22).

In case of Case 2, the lapse time in the coordinates (6, 22), (11, 22) was 27 sec, 25 sec respectively.

Also in case of Case 1 or Case 2, the gradients of y-position of the two sensors are transposed each other.

### 1. 序 論

#### 1.1 研究 背景

四角 密閉 空間內에서의 自然對流 熱傳達은 과거 數十年間 많은 관심의 대상이 되었다. 태양 에너지

집열, 원자로, 건물의 効果的인 에너지 利用, 폐수 처리, 火災의 豫防과 安全 등 많은 部分에서 四角 空間密閉內的 自然對流 應用을 찾아볼 수 있다. 이 전의 研究들은 주로 垂直面 또는 水平面이 加熱 또는 冷却面인 경우이였으며 近來에는 보다 복잡한 境界條件에 대하여 研究가 行해지고 있다.

Kimura and Bejan<sup>1)</sup>은 한 垂直面이 加熱이고 밑면

\*正會員 : 순천공업전문대

全體가 冷却인 直四角 密閉空間內에서의 自然對流를 研究했고, Anderson and Lauriat<sup>2)</sup>는 正四角 密閉空間에서 한 垂直面이 冷却이고, 밑면이 加熱인 自然對流를 研究하였으며, Torrance and Rockett<sup>3)</sup>은 밑면 中央에 작은 加熱部分을 除外한 나머지 밑면 冷却인 垂直圓筒 密閉空間內에서의 空氣에 대한 自然對流를 研究했다. 그리고 Chao et al<sup>4)</sup>은 윗면 冷却과 밑면 折半加熱 折半斷熱인 傾斜容器에 대한 自然對流를 研究했고, Shiralkar and tien<sup>5)</sup>은 垂直 水平方向의 同時加熱에 대한 直四角密閉空間에서 自然對流를 研究했으며 Poulikakos<sup>6)</sup>은 한 垂直벽에 冷却과 加熱을 가진 密閉空間에 있어서의 對流를 研究했다. November and Nansteel<sup>7)</sup>은 한쪽 垂直面이 冷却面이고 밑면에서 部分 加熱인 경우의 正常 自然對流에 관하여 數值 解析의 研究하였다. 여기서 Nusselt數는 밑면의 1/2보다 많은 部分이 斷熱일 때 최대치임을 보이고 主流動內에 작은 2次 流動이 있음을 나타내었다. 이 경우 밑면의 加熱部分 變化와 Rayleigh數 變化는 非正常 自然對流의 경우 溫度分布 및 流動形態에도 큰 影響을 주게되며 이에 관한 熱傳達 기구 및 流動形態에 대한 研究가 要求되고 있다.

1.2 研究 目的과 內容

密閉空間內 自然對流에 의한 室內 火災에 의한 연구는 消防工學이나 消防施設의 設計를 하는 경우 室內에서 발생할 수 있는 가연물 의 종류, 性狀에 따른 豫想 發生 溫度를 계산하는 것은 消防施設의 設計와 관련하여 생각한다면 매우 중요한 사항이 다.

따라서 本 研究에서는 요즈음 建物의 熱損失을 막기 위한 斷熱材의 발달로 인해, 幾何學的인 形狀을 斷熱 密閉空間으로 하여 消防設備 中 自動火災探知設備의 熱感知器를 Sensor로 하고 현재 널리 사용되고 있는 熱感知器의 感知溫度를 72°C하여 正四角形 密閉空間內에서 밑면이 部分 加熱인 경우 非正常 自然對流에 관한 溫度場 및 流動形態를 數值 解析의 研究하여 그 결과로 感知 센서의 위치 변화에 따라 同溫度에 도달하는 時間과 y-position을

考察하기 위함이다.

數值解析은 대류항을 Power law Scheme으로 처리한 Simple algorithm을 사용 하였고, 座標係 및 境界 條件은 Fig.1에 나타내었다. Grid 수는 22x22, 縱橫比는 1일 選擇하여 실시하였다.

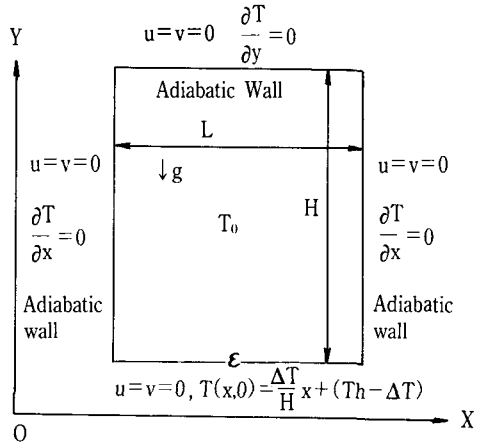


Fig.1 The rectangular cavity notation and boundary conditions.

2. 數值 解析

本 研究에서 채택한 解析 모델은 Fig.1에 圖示된 것과 같이 높이 H이고, 폭이 L인 正四角形 密閉空間이다. 上面과 左右面은 斷熱이고, 밑면은 部分 加熱하되 가열 위치를 좌측 및 센터 두 지점을 선택하였고 나머지는 部分斷熱이다. 物性值는 Table. 1에 나타나 있다.

Table. 1 Numerical Condition

Property(Air)	Air
Viscosity( $\mu$ )	16.84E-6(m/c)
Density( $\rho$ )	0.00117(kg/m <sup>3</sup> )
Thermal Conductivity(k)	0.02624(W/m · °C)
Temperature Variation( $\Delta T$ )	100(°C)
Test Section Height(H)	0.03
Prantle Number( $v/\alpha$ )	0.708
Rayleigh Number(Ra)	7.8x10 <sup>6</sup>

2.1 支配 方程式(Governing Equation)

正四角形 密閉空間内の 自然對流 現象을 記述하는 支配方程式을 나타내기 위하여 유체는 뉴우튼 유체, 물성치는 온도변화에 대하여 일정하고, 유동은 2차원 층류 유동으로 가정한다.

위의 假定하에 2次元 層流 流動은 溫度變化에 따른 密度變化로 생기는 浮力項에 Boussinesq 近似를 適用하여 連續 方程式, 運動量 方程式, 에너지 方程式을 다음과 같이 쓸수 있다.

連續 方程式

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

運動量 方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho \alpha} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u \dots\dots\dots (2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = - \frac{1}{\rho \alpha} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u + g \beta \Delta T \dots\dots (3)$$

에너지 方程式

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = \alpha \nabla^2 T \dots\dots\dots (4)$$

여기서  $\nu$ ,  $\rho$ ,  $\beta$ 와  $\alpha$ 는 각각 流體의 動粘性係數, 基準 密度, 體積 熱膨脹 係數 및 熱擴散 係數이다.

初期條件 및 境界條件은 다음과 같다.

初期 條件 ;  $t=0, u=v=T=0$

境界 條件 ;  $t>0,$

$$\text{Case 1, Case 2} \left\{ \begin{array}{l} x=0 \text{에서 } u=v=0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \dots\dots (5) \\ x=1 \text{에서 } u=v=0, \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \\ y=1 \text{에서 } u=v=0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} y=0, x=0 \sim \varepsilon \text{에서 } \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{array} \right.$$

$$\text{Case 1} \left\{ \begin{array}{l} y=0, x=\varepsilon \sim \varepsilon + \Delta\varepsilon \text{에서 } T=T_h \\ y=0, x=\varepsilon + \Delta\varepsilon \sim 1 \text{에서 } \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{array} \right.$$

$$\text{Case 2} \left\{ \begin{array}{l} y=0, x=0 \sim \varepsilon \text{에서 } T=T_h \\ y=0, x=\varepsilon \sim 1 \text{에서 } \frac{\partial T}{\partial y} = 0 \end{array} \right.$$

위의 支配 方程式, 初期 條件 및 境界 條件을 無次元하기 위하여 다음과 같은 無次元 變數를 定義한다.

$$U = \frac{uH}{\alpha}, \quad V = \frac{vH}{\alpha}, \quad P = \frac{\rho H^2}{\rho \alpha^2} \dots\dots\dots (6)$$

$$\tau = \frac{\alpha t}{H^2}, \quad X = \frac{x}{H}, \quad Y = \frac{y}{H}$$

$$\theta = \frac{T - T_0}{T_h - T_0}, \quad Gr = \frac{g \beta \Delta T H^3}{\nu^2}, \quad Pr = \frac{\nu}{\alpha}$$

이상과 같은 無次元量을 式 (1)~(4)에 代入하면 다음과 같은 無次元 支配方程式을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + Pr \nabla^2 U \dots\dots\dots (7)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + U \frac{\partial U}{\partial X} + V \frac{\partial U}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial X} + Pr \nabla^2 U \dots\dots\dots (8)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + U \frac{\partial V}{\partial X} + V \frac{\partial V}{\partial Y} = - \frac{\partial P}{\partial Y} + Pr \nabla^2 V + Gr Pr \theta \dots\dots (9)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + U \frac{\partial \theta}{\partial X} + V \frac{\partial \theta}{\partial Y} = \nabla^2 \theta \dots\dots\dots (10)$$

無次元 初期條件 및 境界條件은 다음과 같다.

$$\text{初期 條件 ; } \tau=0, U=V=0, \theta=0 \dots\dots\dots (11)$$

境界 條件 ;  $\tau > 0$

$$\begin{cases}
 \text{Case 1, Case 2} & \begin{cases} X=0, U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial X}=0 \\ X=1, U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial X}=0 \\ Y=1, U=V=0, \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \end{cases} \\
 \text{Case 1} & \begin{cases} Y=0, X=0 \sim \varepsilon, \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \\ Y=0, X=\varepsilon \sim \varepsilon + \Delta\varepsilon, \theta=1 \\ Y=0, X=\varepsilon + \Delta\varepsilon \sim 1, \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \end{cases} \\
 \text{Case 2} & \begin{cases} Y=0, X=0 \sim \varepsilon, \theta=1 \\ Y=0, X=\varepsilon \sim 1, \frac{\partial \theta}{\partial Y}=0 \end{cases}
 \end{cases}$$

2.2 有限 差分 方程式

手配 方程式 (7)~(10)을 有限 差分式으로 誘導 하기 위해서는 다음과 같은 형식으로 一般化 한다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u \phi) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v \phi) = \frac{\partial}{\partial x}(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial y}(\Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y}) + S \dots\dots\dots (12)$$

여기서  $\phi$ 는 一般的인 物理量을 나타내고,  $\Gamma$ 는 擴散係數이다.

對流項과 擴散項을 합친 總流速(Total Flux)  $J$ 는 다음과 같이 正義하고,

$$J_x = \rho u \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad J_y = \rho v \phi - \Gamma \frac{\partial \phi}{\partial y} \dots\dots\dots (13)$$

式 (13)을 式 (12)에 代入하여 整理하면 式 (14)을

얻는다.

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho\phi) + \frac{\partial J_x}{\partial x} + \frac{\partial J_y}{\partial y} = S \dots\dots\dots (14)$$

式 (14)를 積分하면 다음과 같다.

$$\frac{(\rho\phi\phi - \rho\phi^0\phi^0)\Delta x\Delta y}{\Delta t} + J_e - J_w + J_n - J_s = (S_c + S_p\phi\phi)\Delta x\Delta y \dots\dots\dots (15)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 J_e &= \Delta y J_e, \quad J_w = \Delta y J_w \dots\dots\dots (16) \\
 J_n &= \Delta x J_n, \quad J_s = \Delta x J_s
 \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (17)$$

을 積分하면 式 (18)이 된다.

$$\frac{(\rho_t - \rho_t^0)\Delta x\Delta y}{\Delta t} + F_e - F_w + F_n - F_s = 0 \dots\dots (18)$$

여기서

$$\begin{aligned}
 F_e &= (\rho u)_e \Delta y, \quad F_w = (\rho u)_w \Delta y \dots\dots\dots (19) \\
 F_n &= (\rho v)_n \Delta x, \quad F_s = (\rho v)_s \Delta x
 \end{aligned}$$

式 (19)은 微小 檢査體積을 通過하는 質量 流速(Mass Flux)이다. 또한 式 (15)-式 (18)× $\phi\phi$ 를 計算하고 整理하면 式 (20)가 된다.

$$\begin{aligned}
 (\phi\phi - \phi\phi^0)\rho\phi^0 \frac{\Delta x\Delta y}{\Delta t} + (J_e - F_e\phi\phi) - (J_w - F_w\phi\phi) \\
 + (J_n - F_n\phi\phi) - (J_s - F_s\phi\phi) = (S_c + S_p\phi\phi)\Delta x\Delta y \quad (20)
 \end{aligned}$$

各 檢査面(Control Volume Face)에서 計算된 總流速(Total Flux)을 式 (20)에 代入하고 Power Law Scheme을 適用하면 다음과 같은 最終 有限 差分 方程式을 얻을 수 있다.

$$\alpha_n\phi_n = \alpha_E\phi_E + \alpha_w\phi_w + \alpha_N\phi_N + \alpha_s\phi_s + b \dots\dots\dots (21)$$

여기서

$$\alpha_e = D_e A(\mid P_e \mid) + [-F_e, 0] \dots\dots\dots (22)$$

$$\alpha_w = D_w A(\mid P_w \mid) + [F_w, 0]$$

$$\alpha_n = D_n A(\mid P_n \mid) + [-F_n, 0]$$

$$\alpha_s = D_s A(\mid P_s \mid) + [F_s, 0]$$

$$\alpha p^0 = \frac{\rho p^0 \Delta x \Delta y}{\Delta t}$$

$$b = S_e \Delta x \Delta y + \alpha p^0 p^0$$

$$\alpha p = \alpha_e + \alpha_w \alpha_n + \alpha_s + \alpha p^0 - S_p \Delta x \Delta y$$

式 (22)에서 表示된 量들은 式 (23)와 같고 記號 [ ]는 괄호의 값중 큰값을 의미한다.

$$D_e = \frac{\Gamma_e \Delta y}{(\delta x)_e}, D_w = \frac{\Gamma_w \Delta y}{(\delta x)_w}, D_n = \frac{\Gamma_n \Delta x}{(\delta y)_n}, D_s = \frac{\Gamma_s \Delta x}{(\delta y)_s} \quad (23)$$

$$P_e = \frac{F_e}{D_e}, P_w = \frac{F_w}{D_w}, P_n = \frac{F_n}{D_n}, P_s = \frac{F_s}{D_s}$$

여기서  $A(\mid P \mid) = (0, (1 - 0.1 \mid P \mid)^0)$  (24)  
式 (24)은 Power Law Scheme을 나타낸다.

2.3 計算 方法

檢査體積의 구조는 非均一格子界이고 格子는 22x22이다. Fig.2에서 P점인 檢査體積의 中心에서는  $\rho$

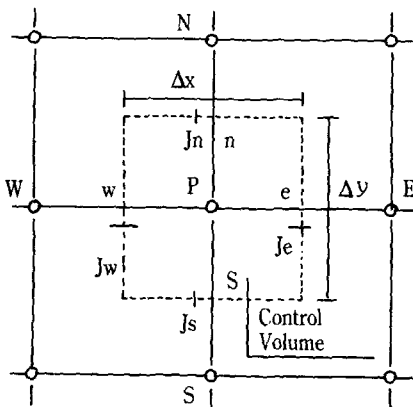


Fig.2 Control volume for two-dimensional situation.

T, P를, 各各의 檢査面에서는 物理量(Mass Flux)을, 速度는 境界面이 移動된 檢査面(Staggered Control Surface)에서 計算하였다.

有限差分 解析을 하기 위한 計算順序는 다음과 같다.

- 1) 壓力場 P\*를 假定.
- 2) 運動量 方程式을 풀어 壓力場 P\*에 對應하는 速度 U\* 및 V\*를 구한다.
- 3) 連續 方程式을 使用하여 壓力 補正값 P'를 구한다.
- 4) 正確한 壓力場 P를 구한다.
- 5) 速度 修正式을 利用하여 正確한 速度場 U, V를 구한다.
- 6) 速度場을 利用하여 에너지 方程式과 溫度場을 計算한다.
- 7) 過程 4)에서 구한 P를 P\*로 하여 過程 2)로 되 돌아가 解가 收斂될 때까지 위의 順序로 反復한다.

本 數值解析에서는 收斂判定을 하기 위하여 質量 生成項에 대한 誤差의 限界는  $10^{-4}$ 이하 일 때 收斂이 된 것으로 判定하였다.

2.4 數值 解析 結果 및 檢討

格子 크기를 적게 할 수록 速度 및 溫度場의 크기는 더욱 精密하게 된다. 그러나 格子 크기를 적게 하면 그만큼 格子 수도 많아서 解를 얻는 時間이 많이 걸린다. 그러므로 本 研究에서는 30mm의 정방형 Model에 대해 格子數를 22x22로 선택하였다. 格子數를 選擇한 후 時間 增分(Time step)은 安定된 해를 얻기 위하여 아래와 같은 Courant 수를 滿足하도록 선택하였다.

$$\frac{\mid U_{max} \mid \Delta t}{\Delta x} \leq 1 \dots\dots\dots (25)$$

Courant 數의 物理的인 의미는  $\Delta t$  시간 동안 유체의 이동된 최대 變位는  $\Delta x$ 보다 작으므로 安定된 해를 얻을 수 있다는 것이다. 數值解에서 주어진 시간

중분은  $\tau=0.5\text{sec}$ 로 하였으며 초기 iteration부터 온도 변화가 생겨 온도장이 존재 에너지 방정식이 시작되었다. 이것은 온도차( $\Delta T$ )가 크고 流體가 공기이어서 擴散 速度가 빠르기 때문이다. 數値解析 결과는 온도成層化에 따른 等溫線, 流動函數에 의한 流動場 形態를 파악코자 하였으며 無次元 온도 변화를 실제 시간으로 換算하여 密閉空間內 感知 Sensor를 (6, 22), (11, 22)지점에 설치하였을 경우 Sensor 위치에 따른 感知 溫度를 y-position과의 관계를 測定하였다.

等溫線은 非正常 自然對流에 대해 時間이 지남에 따라 密閉空間內의 溫度分布를 파악코자 無次元

溫度에 대하여 동일한 값을 연결시켜 도시화한 것이다. 流線은 아래와 같은 流動函數에 의해 구해진 解를 等溫線과 같이 동일한 값을 연결시켜 流動場의 형태를 나타낸 것이다.

非均一格子界를 사용한 이유는 온도 변화가 벽면 근처와 온도차가 심한 경계에서는 급격해지며 이에 따른 압력 변화도 심하여 좋은 해를 구할 수 없기 때문이다.

$$U = \frac{\partial \phi}{\partial y}, \quad V = \frac{\partial \phi}{\partial x} \dots\dots\dots (26)$$

$\phi$ : 流動函數(Stream function)  
 U, V: 速度(velocity)

Sensor에 의해 感知된 溫度는  $72^\circ\text{C}$ 로 하였으며 時間에 따른 y-position의 관계를 Fig.6과 Fig.7에 나타내었다.

### 3. 數値解析 結果 및 考察

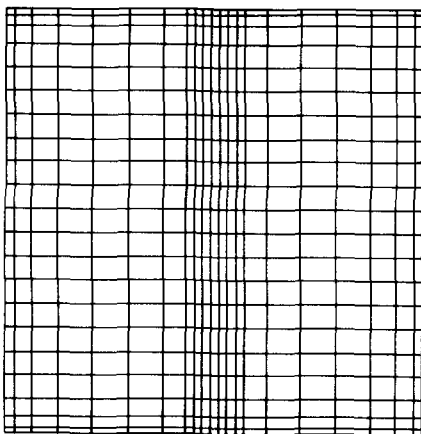
#### 3.1 流動場, 溫度場 및 熱傳達

##### 1) Case 1

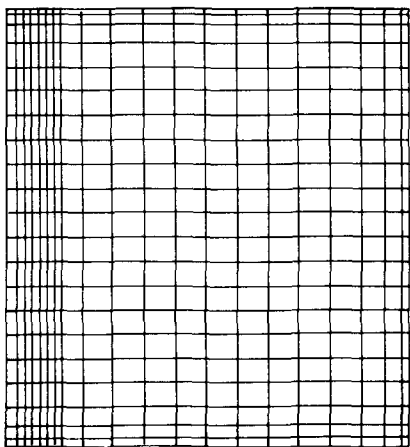
Fig.4에서는 空氣에 대한 等溫線과 流線을 나타낸 것이다. 溫度變化 과정을 살펴보면 最初의 境界條件에 대한 溫度에서 에너지를 방출하여 속도가 계산되고 溫度場이 형성되어 이 에너지에 壓力을 높인다. 이 때 室內의 온도가 下面의 加熱 溫度에 비해 支配的이나 점차 시간이 흐를수록 下面의 높은 溫度를 가진 공기가 熱擴散의 浮力에 의해 위로上昇한다. 이 때 溫度 가스 기동이 形成되고 이의 運動量은 天障과의 거리에 의존된다.

이 溫度場은上昇되면서 주위의 공기를 吸入하고 吸入된 空氣量만큼 增加하여 密閉空間內로 速度가 빠르게 溫度 成層化를 형성하고 있음을 알 수 있다. 계속 온도를 주어 가열하면 15초에 이르러 感知溫度인  $72^\circ\text{C}$ 에 도달하였으며, 30초에 이르면 점차 熱平衡이 이루어져 安定된 상태를 이룰려고 한다.

또한 流動場은  $Ra=7.8 \times 10^6$ 의 경우 初期에 流動方向이 서로 다른 2개의 流動場이 胎動하고 계속



Case 1(Heated from center)



Case 2(Heated from Left)

Fig.3 Grid Systems. (22x22)

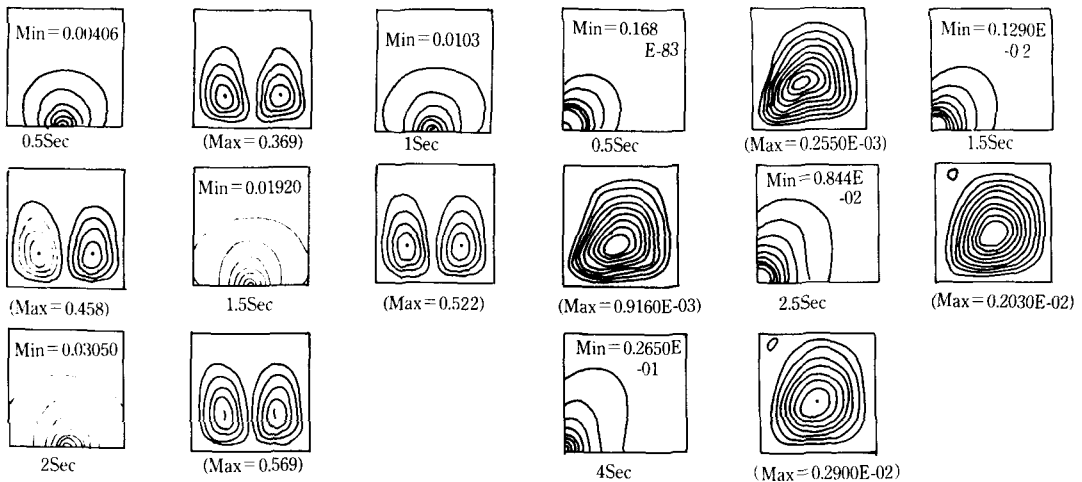


Fig.4-1 Isothermal lines and Stream lines for Case 1 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

Fig.5-1 Isothermal lines and Stream lines for Case 2 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

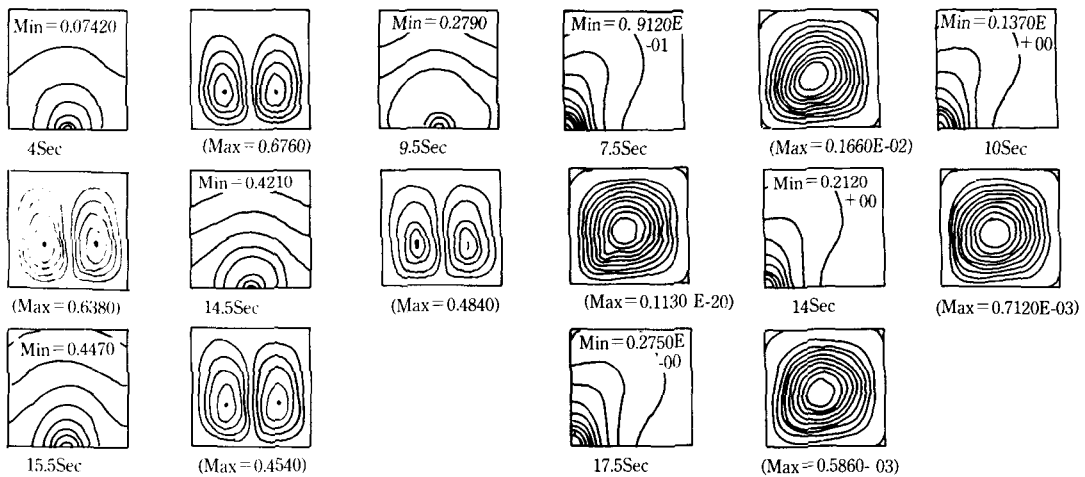


Fig.4-2 Isothermal lines and Stream lines for Case 1 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

Fig.5-2 Isothermal lines and Stream lines for Case 2 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

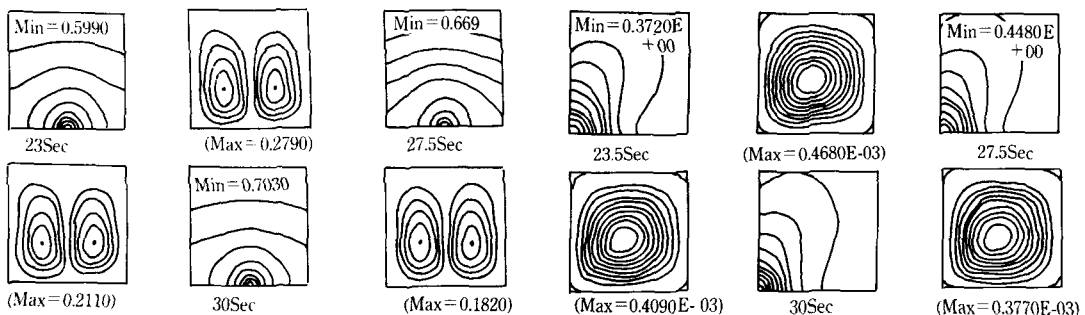


Fig.4-3 Isothermal lines and Stream lines for Case 1 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

Fig.5-3 Isothermal lines and Stream lines for Case 2 ( $Ra = 7.8 \times 10^6$ )

가열하면 上面으로 향하다가 Ceiling jet를 形成 後 壁을 따라 壁을 가열하면서 아래로 내려간다. 이 流動은 浮力에 의해 運動量을 잃고 다시 상승한다. 이러한 流動이 초기에는 熱확산이 지배적이었으나 점차 시간이 지남에 따라 粘性에 의한 摩擦力과 密度差에 의한 浮力이 流動을 지배하여 浮力과 對流에 의한 熱傳導이 활발하게 됨으로써 流動量을 지배하며 점차 커진다. 시간이 계속 지나면 流動을 지배하는 對流 및 浮力이 감소하여 流體의 流動場의 形態는 熱平衡을 이루며 流動은 粘性으로 인한 에너지 消散(dissipation)에 의해 停止된다. 결국 流體는 Ra數에 영향을 많이 받게 되나 순수 傳導보다는 自然對流의 영향을 크게 받고 있다.

2) Case 2

Fig.5은 Ra=7.8x10<sup>6</sup>의 경우에 대하여 等溫線과 流線을 나타낸 것이다. 그림에 의하면 초기 流動은 가열면의 熱擴散에 의해 溫度場이 形成. 時間이 지

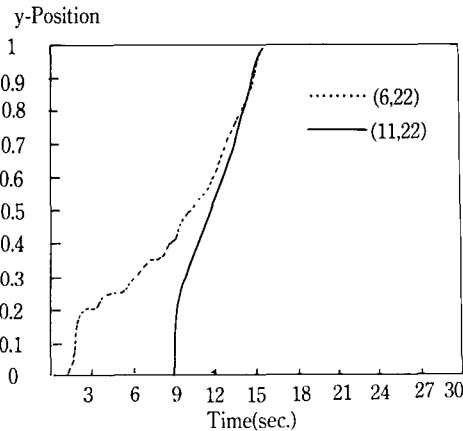


Fig.6 The height of y-position of Sensing Temperature for 72°C [Case 1 : (6, 22), (11, 22)]

Table 2 The size of test section

	Ra	Th	To	ΔT	Heating Part(x)	Heating Position
Case 1	7.8x10 <sup>6</sup>	127	27	100	4/22	Center(ε=(9,y)-(12,y))
Case 2	7.8x10 <sup>6</sup>	127	27	100	4/22	Left(ε=(1,y)-(4,y))

남에 따라서 점차 밀폐 공간내의 45° 방향으로 고르게 擴張되어 온도 成層化를 이루고 있다. 그러나 시간이 2초 이후 부터 左側 壁面의 미세한 熱傳導가 加速되어 密度差에 의해 左側 벽부분이 밑면보다 빠르게 진행되고 있음을 알 수 있다. 따라서 火災시 燃燒되어 가는 과정은 室内 空間의 중앙부분보다 發熱體의 인근벽이 빨리 燃燒가 진행될 것이라고 예측할 수 있다. 流動形態는 가열 부분에서 流動이 시작하여 아래부분이 速度가 빠르게 진행되면서 45° 방향으로 큰 온도차로 인하여 순식간에 擴散되어 가고 발열체로부터 거리가 멀어질 수록 속도가 느리다. 시간이 흐를 수록 流動形態는 전 平面에 진행되면서 速度도 緩慢해지고 균일한 분포를 이루고 있다. 또한 가열 후 1.5초 이후 부터 6초 사이에 좌측 上部에 또하나의 작은 유동셀이 生成되어 점차 작아지면서 6초 이후 主細胞 流動에 흡수되어 사라짐을 나타내었다. 30초 이후에는 거의 全平面에 流動을 지배하는 對流 및 浮力이 減少하여 流體의 流動場은 熱평형을 이루면서 停止된다.

3) 密閉空間내의 時間에 따른 火災 感知

Fig.6에서는 case 1의 경우 感知溫度를 72°C, time step은 0.5초로 하고 熱感知 센서의 위치가 (6, 22), (11, 22)지점에 존재하고 있을 경우에 시간에 따른 y-position의 經路를 나타낸 것이다. 그림에서 살펴 보면 두 지점이 15초 정도의 거의 같은 時間에 感知를 하고 있으며 (11, 22)지점의 센서는 9초까지 y-position의 변화가 없다가 9초 이후 급격한 傾斜를 보이고 있으며 (6, 22)지점의 센서는 1.5초부터 y-position의 변화를 보이기 시작하나 완만한 경사를 이루고 있다.

Fig.7에서는 Case 2의 경우 Case 1과 같은 支店의 두 센서의 y위치 傾斜가 Case 1과 서로 相反되는



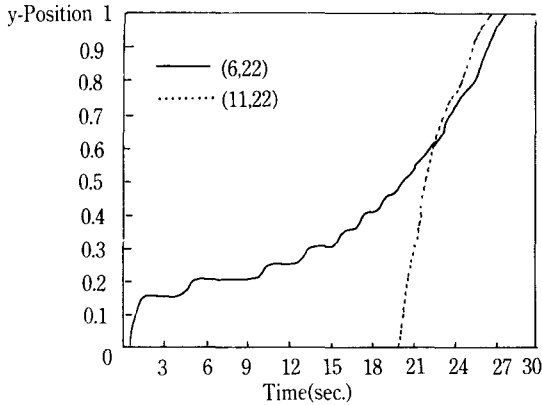


Fig.7 The height of y-position of Sensing Temperature for 72°C (Case 2 : (6, 22), (11, 22))

경향을 보이고 있으며 (11, 22)지점의 센서는 27초에 (6, 22)지점은 25초 정도에서 感知하였다. 이와 같은 密閉空間내 自然對流의 火災安全에 관한 研究는 火災모델과 豫防 뿐 아니라 自動式 消火設備의 感知열응답에 의한 初期 消火에도 큰 도움을 주리라 생각한다.

### 3. 結 論

밀面이 部分加熱 및 部分 斷熱이고 나머지 面이 斷熱인 正四角形 密閉空間내 自然對流에 의한 數值解析 방법으로 流動의 가시화 및 火災感知 연구 결과 다음과 같은 結論을 얻을 수 있었다.

- 1) 초기의 流動은 熱擴散이 支配的이고 時間이 지남에 따라 對流 및 浮力效果가 流動을 支配한다.
- 2) Case 2의 경우 가열 후 1.5초와 6초 사이에 左側 上部에 작은 流動 셀이 生成되었고 6초 이후 主細胞 流動에 吸收되었다.
- 3) Case 2인 경우 發熱體 주위에서 速度가 빠르다가 거리가 멀어질수록 緩慢해지며 火災時 燃燒過程은 室內空間의 中央보다 發熱體 인근 벽이 빨리 燃燒가 진행될 것이라고 豫測 可能하였다.
- 4) Case 1의 경우 感知 溫度 72°C에 加熱 후 15초 정도에서 感知를 하였으며 y-position(6, 22), (11, 22)는 거의 같은 시간에 感知되었다.

- 5) Case 1과 Case 2의 두 센서의 y위치 傾斜는 서로 相反되는 경향을 나타내었고 Case 2의 경우 感知時間은 (11, 22)지점의 센서는 27초에 (6, 22)지점은 25초 정도에서 感知되었다.
- 6) 본 연구에서 적용된 Model은 실제의 모델과의 차이가 있으며, 현실적으로 적용하기 위해서는 위의 결과를 근거로 계속적인 研究를 실시하여 실제 火災現象에 대해 近似 適用시킬 수 있으리라 사료된다.

### 참 고 문 헌

1. S. Kimura and A. Bejan, Natural convection in a differentially heated corner region, *Physics Fluid* 28, 2980-2989 (1985).
2. R. Anderson and G. Lauriat, The horizontal natural convection boundary layer regime in a closed cavity, *proc. 8th Int. Heat Transfer Conf., San Francisco, California*, pp. 1453-1458 (1986).
3. K. Torrance and J. Rockett, Numerical study of natural convection in an enclosure with localized heating from below-creeping flow to the onset of laminar instability, *J. Fluid Mech.* 36, 33-54, (1969).
4. K. E. Torrance, L. Orloff and J. A. Rockett, Experiments on natural convection in enclosures with localized heating from below, *J. Fluid Mech.* 36, 33-54, (1969).
5. D. Greenspan and D. Shultz, Natural convection in an enclosure with localized heating from below, *Comput. Mech. Appl. Mech. Engng* 3, 1-10, (1974).
6. P. Chao, H. Ozoe, S. Churchill and N. Lior, Laminar natural convection in an inclined rectangular box with the lower surface half-heated and half-insulated, *J. Heat Transfer* 5, 185-197, (1982).
7. G. Shiralkar and C. Tien, A numerical study of the effect of a vertical temperature difference imposed on a horizontal enclosure, *Numer. Heat*

- Transfer 5, 185-197, (1982).
8. D. Poulikakos, Natural convection in a confined fluid filled space driven by a single vertical wall with warm and cold regions, J. Heat Transfer 107, 867-876, (1985).
  9. S. Ostrach, Natural convection in enclosure, Advances in Heat Transfer 8, 161-227, (1972).
  10. D. E. Cormack, L. G. Leal and J. Imberger, Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls part 1. Asymptotic Theory, J. Fluid Mech 65, 231-246, (1974).
  11. A. Bejan and C. L. Tien, Laminar natural convection heat transfer in horizontal cavity with different end temperatures, J. Heat Transfer 100, 641-647, (1978).
  12. S. Ostrach, Natural convection heat transfer in cavities and cells 7th international heat transfer conference 1, 365-379, (1982).
  13. H. Oze, A. mouri, M. Hiramitsu, S. W. Churchill, and N. Lior, Numerical calculation of three dimensional turbulent natural convection in cubical enclosure using a two-equation model. 21th Japan Heat Transfer Symposium, J 107, 358-360, (1984).
  14. J. G. Patterson and Imberger, Unsteady natural convection in a rectangular cavity, J. Fluid Mech. 100, 65-86, (1980).
  15. 고상근, 정사각형 밀폐공간내의 비정상 자연대류에 관한 연구, 서울대학교 대학원, 박사학위 논문 (1987).
  16. 이교태, 레이저 반점사진 계측법을 이용한 정사각형 밀폐공간내의 비정상 자연대류에 관한 연구, 전남대학교 대학원, 박사 학위 논문, (1990).
  17. G. S. Shiralkar and C. L. Tien, A numerical study of laminar natural convection in shallow cavities, J. Heat Transfer, 103, 226-231, (1981).
  18. J. N. Reddy and A. Satake, A comparison of a penalty Finite Element Method with the stream function vorticity model of natural convection in enclosures, J. Heat Transfer, 102, 659-666, (1980).
  19. Hyun. J. M., Transient Buoyant Convection of a contained fluid driven by the changes in the Boundary Temperatures, J. Appl. Mech, 52, 193-198, (1985).
  20. 강보선, 경계면의 온도가 선형분포로 변할때 자연대류에 의한 온도성층화의 동특성에 관한 연구, 서울대학교 대학원, 석사학위 논문, (1988).
  21. 김부현, 완전 밀폐된 직각 용기내의 자연대류에 관한 연구, 연세대학교 대학원, 박사학위 논문, (1989).

NOMENCLATURE

A/R	Aspect ratio (L/H)
$\alpha$	Coefficient in the discretization equation.
b	Constant term in the discretization equation.
D	Diffusive conductance.
F	Flow rate through a control volume face.
F	Fourier transform function.
Gr	Grashof number. $(g\beta\Delta TH^3/\nu^2)$
g, g	Gravity acceleration. $(m/s^2)$
H	Test section height. $(m)$
J	Total (convection + diffusion) flux.
j	Complex number. $(\sqrt{-1})$
L	Test Section Width. $(m)$
P	Peclet number.
p	Dimensionless Pressure.
P <sup>*</sup>	Pressure correction.
Pr	Prandtl number. $(\nu/\alpha)$
Ra	Rayleigh number $(g\beta\Delta TH^3/\alpha\nu)$
S	General source term.
S <sub>c</sub>	Constant part of the linearized source term.
S <sub>n</sub>	Coefficient of T <sub>n</sub> in the linearized source expression.

T	Temperature.(°C)
$T_h$	High temperature.(°C)
$T_o$	constant temperature.(°C)
T	Time.(Sec)
U	Dimensionless x-direction velocity.
u	x-direction velocity.(m/s)
V	Dimensionless y-direction velocity.
v	y-direction velocity. (m/s)
X,Y	Dimensionless coordinates.
x, y	Coordinates.
$\alpha$	Thermal diffusivity.
$\beta$	Thermal expansion coefficient.
$\Gamma$	Coefficient of diffusivity.
$\Delta T$	Temperature variation.(°C)
$\Delta t$	Time step.(Sec)
$\Delta x$	x-direction width of the control volume.
$\Delta y$	y-direction width of the control volume.
$\theta$	Dimensionless Temperature. $((T-T_o)/(T_h-T_o))$
$\varepsilon$	Dimensionless Length of Unheated Section.
$\nu$	Kinematic viscosity.
$\xi$	Any point of light coordinates.(y-direction)
$\rho$	Density.(kg/m <sup>3</sup> )

$\rho_o$	Density at the initial temperature.(kg/m <sup>3</sup> )
$\tau$	Dimensionless time.(at/H <sup>2</sup> )
$\phi$	General dependent variable.
$\psi$	Stream function.

#### Subscript

E	Neighbor in the positive x-direction on the east side.
e	Control volume face between P and E.
N	Neighbor in the positive y-direction on the north side.
n	Control volume face between P and N.
nb	General neighbor grid point.
P	Central grid point under consideration.
S	Neighbor in the negative y-direction on the south side.
s	Control volume between P and S.
W	Neighbor in the negative y-direction on the west side.
w	Control volume face between P and W.