

# 四角形 密閉空間內의 過度 層流 壓縮性 自然 對流에 關한 數值解析的 研究

**Numerical simulation of transient laminar compressible convection in a rectangular enclosure**

金炳鎔\*

(KIM, BYUNG-YONG)

## ABSTRACT

The problem of transient laminar natural convection in compressible fluid in a rectangular enclosure is considered. The upper and lower boundaries of the enclosure are thermally insulating and the side boundaries are maintained at fixed temperatures.

The fluid is considered to be a perfect gas with constant viscosity and thermal conductivity and the formulation differs from the boussinesq simplification in that the effects of variable density are completely retained. The motions are restricted to two dimensions.

For incompressible fluid, the natural convection is driven mainly by buoyancy force. But the solutions show that, for compressible fluid, the natural convection is driven by pressure and buoyancy forces and the thermally induced motion is acoustic in nature.

### 記號 說明

$x', y'$	; 垂直, 垂直方向 座標
$t'$	; 時間
$u', v'$	; $x', y'$ 方向 速度 成分
$p'$	; 壓力
$T'$	; 温度
$T_L', T_R'$	; 左側, 右側 垂直壁面의 温度
$\rho'$	; 密度
$g', g'_{\text{earth}}$	; 重力 加速度

$L, H$	; 斷面의 垂直, 垂直 길이
$C_p', C_v'$	; 比熱
$\mu'$	; 粘性係數
$K'$	; 热傳導率
$\beta'$	; 热膨脹體積係數
$M$	; 氣體의 分子量
$R/M$	; 氣體常數
$\eta$	; 從橫比
$\gamma$	; 比熱比
$P_r$	; Prandtl 數
$R_e$	; Reynolds 數

\* 正會員 漢陽大學校 半月大學

$F_r$  ; Froude 數  
 $G_r$  ; Grashof 數  
 下添子 o ; 初期 基準狀態

## I. 緒論

密閉空間內의 自然對流 現象은 物理的으로 重要한 意義를 지닌 것으로서, 垂直한 두 平面이 서로 다른 温度로 有持되고 있는 直角 密閉空間內의 對流에 의한 層流 定狀流動은 여러 從橫比에 걸쳐 오래 전부터 解析的, 數值的, 實驗的 研究가 되어왔다.

그러나 非定狀 層流流動에 對해서는, Wilkes & Churchill(1966), Szekely & Todd(1971), Patterson & Imberger(1980) 등에 의해 研究되었으며, 密度 變化마저 考慮한 壓縮性 流體에 對해서는 Graham(1975), Spradley & Churchill(1975) 등에 의해 數值的으로 研究되었다. 그러나 Graham(1975)은 오직 垂直 方向으로의 密度 變化만을 考慮한 Boussinesq 假定을 利用하였다.

본 論文에서는 密度 變化에 對한 Boussinesq 假定을 利用하지 않고, 任意의 壓縮性 流體가 갑자기 加熱 또는 冷却되는 垂直 壁面의 温度 차이로 말미암은 自然對流 現象의 時間에 따른 變化過程을 數值的으로 求하였다. 그 方法으로 Marker & Cell (MAC Method) 法을 修正한 Transient 狀態의 解析法에다, Implicit Continuous fluid Eulerian (ICE) 法을 함께 適用한 數值解分析的方法을 利用하여 Transient 狀態의 壓縮性 流體의 自然對流 現狀을 觀察하였다.

## II. 理論 解析

壓縮性 流體가 길이 L, 높이 H인 二次元 直角 密閉空間內에 처음에  $T_o'$ 의 均一 温度分布로 靜止狀態에 놓여 있다. 上下 두 壁面을 斷熱

시킨 채 양쪽 垂直 壁面을  $T_L'$ ,  $T_R'$ 의 一定 温度로維持하면, 非壓縮性의 경우와는 달리 浮力과 급격한 温度差에 따른 壓力差에 의해서 自然對流 現象이 생겨나게 된다.

作用流體는 Boussinesq 假定을 導入하지 않고 壓縮 可能한 理想氣體로 看做하여, 粘性係數  $\mu'$ , 热傳導率  $t'$ , 比熱  $C_v'$ ,  $C_p'$  등의 流體의 性質은 모두 一定하다고 假定한다.

重力 方向을  $-y'$  軸이 되도록 直角 座標系( $x'$ ,  $y'$ )를 취하여, 다음과 같은 無次元 變數들을 定義한다.

$$\begin{aligned} x &= x'/L, \quad y = y'/H, \\ t &= t'/(R T_o'/M)^{\frac{1}{2}} L^{-1}, \\ u &= u' (R T_o'/M)^{-\frac{1}{2}}, \\ v &= v' (L/H) (R T_o'/M)^{-\frac{1}{2}}, \\ g &= g'/g_{\text{earth}}, \quad \rho = \rho'/\rho_o', \\ T &= T'/T_o', \quad P = P'M/(\rho_o' R T_o'), \quad \dots (1) \\ \eta &= L/H, \quad \gamma = C_p'/C_v', \\ Pr &= \gamma C_v' \mu' / k', \\ Re &= \rho_o' L (R T_o'/M)^{\frac{1}{2}} \mu'^{-1}, \\ Fr &= R T_o'/(\bar{H} g' M), \\ G_r &= \rho_o'^2 g' \beta' (T_L' - T_R') L^3 / \mu'^2, \end{aligned}$$

그리고 無次元 支配 方程式은 다음과 같다.

### 連速 方程式

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad \dots \dots \dots (2)$$

### 運動量 方程式

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x} \\ + \frac{1}{Re} \left( \frac{4}{3} \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{1}{3} \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \eta^2 \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) & \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= - \eta^2 \left( \frac{\rho}{Fr} + \frac{\partial p}{\partial y} \right) \\ + \frac{1}{Re} \left( \frac{4}{3} \eta^2 \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} + \frac{1}{3} \eta^2 \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} \right) & \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

에너지 方程式

$$\rho \left( \frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right) = (1-\gamma) p \left( \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) + \frac{\gamma}{R_e \cdot P_r} \left( \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \eta^2 \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right) \quad \dots \dots \dots (5)$$

여기서 粘性消散項은 無視한다.

狀態 方程式

$$p = \rho T \quad \dots \dots \dots (6)$$

그리고 次元된 初期 및 境界條件은 다음과 같다.

初期條件

$$\left. \begin{array}{l} u(x, y, 0) = v(x, y, 0) = 0, \\ T(x, y, 0) = 1, \\ \frac{\partial p(x, y, 0)}{\partial x} = 0, \\ \frac{\partial p(x, y, 0)}{\partial y} = -\frac{\rho(x, y, 0)}{F_r}, \\ \rho(x, y, 0) = p(x, y, 0)/T(x, y, 0) \\ = p(x, y, 0) \end{array} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

境界條件

$$\left. \begin{array}{l} u = v = 0, (\text{ 모든 壁面에서 }) \\ T(0, y, t) = T_L, \\ T(1, y, t) = T_R, \\ \frac{\partial T(x, 0, t)}{\partial y} = \frac{\partial T(x, 1, t)}{\partial y} = 0 \end{array} \right\} \dots \dots \dots (8)$$

### III. 數值 解析

全 流體 區間을  $x$  方向으로  $\delta x$  間隔의 iBAR 개,  $y$  方向으로  $\delta y$  間隔의 jBAR 개의 Cell로 나눈다. 이 全體 區間을 그림 1과 같이 假狀의 한 層의 Cell로 四面을 둘러 全體가  $x$  方向으로  $iMAX = iBAR + 2$  개,  $y$  方向으로  $jMAX = jBAR + 2$  개의 Cell이 되도록 한다.

密度, 壓力, 温度는 그림 2와 같이 각 Cell의 中央에서 定義되며, 下添子 ( $i, j$ )로 나타낸다.

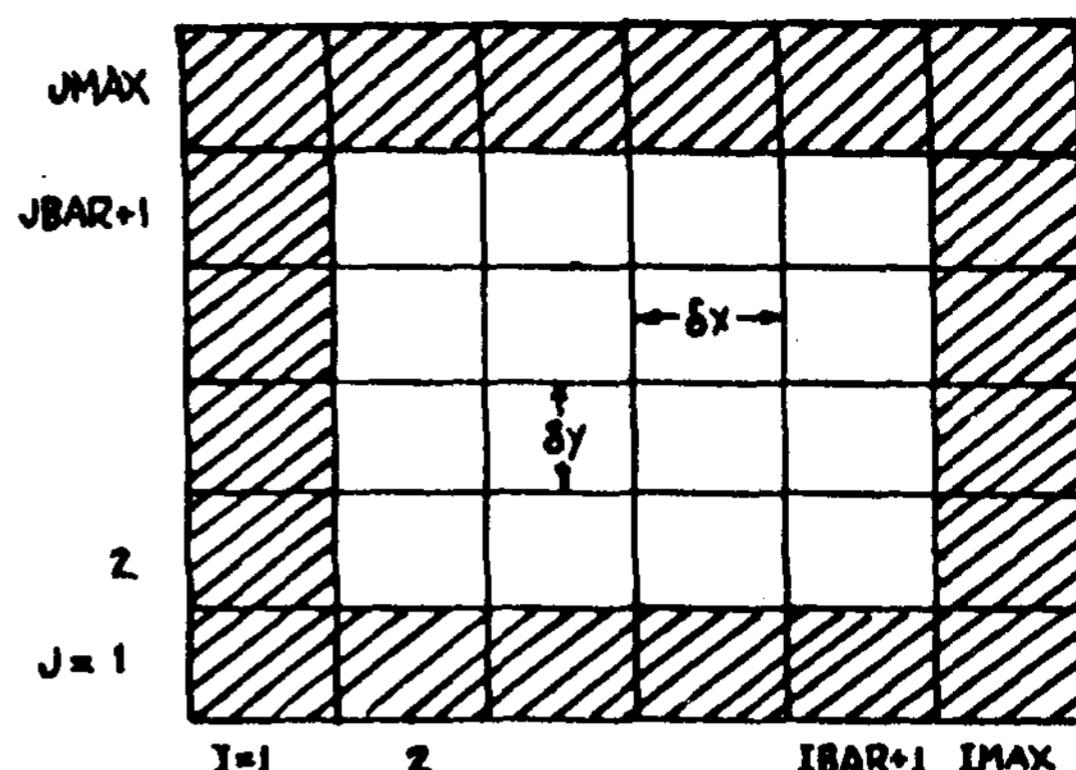


Fig. 1 General mesh arrangement.  
Fictitious boundary cells are shaded.

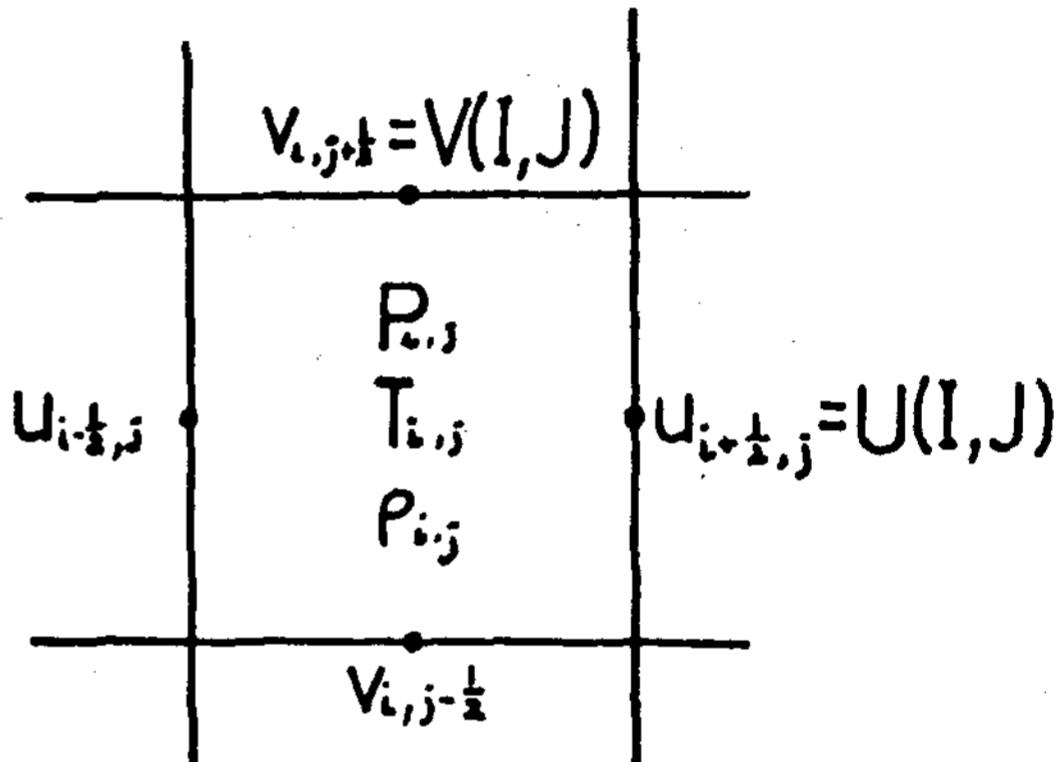


Fig. 2 Arrangement of finite difference variables in a typical mesh cell.

다. 速度  $u$ 의 값은 Cell을 形成하는 垂直面의 中央에서  $v$ 는 垂平面의 中央에서 각각 定義된다.

$\delta t$ 는 時間 間隔으로  $n\delta t$  時間에서의 값은 上添子  $n$ 으로 표시하며  $(n+1)\delta t$  時間에서는  $n+1$ 의 上添子를 省略한다.

먼저 連速 方程式을 有限差分 方程式으로 바꿀 때, 垂平, 垂直 方向의 質量 流出率은 각각 다음과 같이 表示된다.

$$\begin{aligned} (\rho u)_{i+\frac{1}{2},j} &= \frac{(1-\alpha)}{2} (\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n) u_{i+\frac{1}{2},j} \\ &+ \frac{\alpha}{2} [\rho_{i+1,j}^n (u_{i+\frac{1}{2},j} - |u_{i+\frac{1}{2},j}|)] \\ &+ \rho_{i,j}^n (u_{i+\frac{1}{2},j} + |u_{i+\frac{1}{2},j}|) \quad \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 (\rho v)_{i,j+\frac{1}{2}} &= \frac{(1-\alpha)}{2} (\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n) v_{i,j+\frac{1}{2}} \\
 &+ \frac{\alpha}{2} (\rho_{i,j+\frac{1}{2}}^n (v_{i,j+\frac{1}{2}} - |v_{i,j+\frac{1}{2}}|) \\
 &+ \rho_{i,j}^n (v_{i,j+\frac{1}{2}} + |v_{i,j+\frac{1}{2}}|)) \quad \dots \dots \dots (10)
 \end{aligned}$$

여기서 donor cell 變數  $\alpha$ 는, ( $0 \leq \alpha \leq 1$ ), 全體 質量 流出量에 對한 각 要素에서의 比率을 決定하는 것으로서, 問題의 性質에 따라 각각 다른 값을 가지므로 最適의 값을 구해야 한다.

이들 流出量 項들을 利用하여 다음의 連速 方程式의 微分 形態를 얻을 수 있다.

$$\begin{aligned}
 \frac{\rho_{i,j} - \rho_{i,j}^n}{\delta t} + \frac{1}{\delta x} [(\rho u)_{i+\frac{1}{2},j} - (\rho u)_{i-\frac{1}{2},j}] \\
 + \frac{1}{\delta y} [(\rho v)_{i,j+\frac{1}{2}} - (\rho v)_{i,j-\frac{1}{2}}] = 0 \dots \dots (11)
 \end{aligned}$$

運動量 方程式과 에너지 方程式의 경우에도 같은 方法을 適用시킬 수 있다.

#### 運動量 方程式

$$\begin{aligned}
 u_{i+\frac{1}{2},j} - u_{i+\frac{1}{2},j}^n + (u \frac{\partial u}{\partial x})_{i+\frac{1}{2},j}^n \\
 + (v \frac{\partial u}{\partial y})_{i+\frac{1}{2},j}^n \\
 = -\frac{2}{\delta x} \frac{\rho_{i+1,j} - \rho_{i,j}}{\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n} + \frac{1}{Re} \frac{2}{(\rho_{i+1,j}^n + \rho_{i,j}^n)} \\
 \left[ \frac{4}{3\delta x^2} (u_{i+\frac{3}{2},j}^n - 2u_{i+\frac{1}{2},j}^n + u_{i-\frac{1}{2},j}^n) \right. \\
 + \frac{\eta^2}{\delta y^2} (u_{i+\frac{1}{2},j+1}^n - 2u_{i+\frac{1}{2},j}^n + u_{i+\frac{1}{2},j-1}^n) \\
 \left. + \frac{1}{3\delta x \delta y} (v_{i+1,j+\frac{1}{2}}^n - v_{i+1,j-\frac{1}{2}}^n - v_{i,j+\frac{1}{2}}^n + v_{i,j-\frac{1}{2}}^n) \right] \quad \dots \dots \dots (12)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{v_{i,j+\frac{1}{2}} - v_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta t} + (u \frac{\partial v}{\partial x})_{i,j+\frac{1}{2}}^n \\
 + (v \frac{\partial v}{\partial y})_{i,j+\frac{1}{2}}^n \\
 = -\eta^2 \left( \frac{1}{Fr} + \frac{2}{\delta y} \frac{\bar{P}_{i,j+1} - \bar{P}_{i,j}}{\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n} \right)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &+ \frac{1}{Re} \frac{2}{(\rho_{i,j+1}^n + \rho_{i,j}^n)} \left[ \frac{4}{3\delta y^2} \eta^2 \right. \\
 &\left. (v_{i,j+\frac{3}{2}}^n - 2v_{i,j+\frac{1}{2}}^n + v_{i,j-\frac{1}{2}}^n) \right. \\
 &+ \frac{1}{\delta x^2} (v_{i+1,j+\frac{1}{2}}^n - 2v_{i,j+\frac{1}{2}}^n + v_{i-1,j+\frac{1}{2}}^n) \\
 &+ \frac{\eta^2}{3\delta x \delta y} (u_{i+\frac{1}{2},j+1}^n - u_{i+\frac{1}{2},j}^n \\
 &\left. - u_{i-\frac{1}{2},j+1}^n + u_{i-\frac{1}{2},j}^n) \right] \quad \dots \dots \dots (13)
 \end{aligned}$$

#### 에너지 方程式

$$\begin{aligned}
 \frac{T_{i,j} - T_{i,j}^n}{\delta t} + (u \frac{\partial T}{\partial x})_{i,j}^n + (v \frac{\partial T}{\partial y})_{i,j}^n \\
 = (1-\gamma) \frac{\bar{P}_{i,j}}{\rho_{i,j}^n} \left[ \frac{u_{i+\frac{1}{2},j} - u_{i-\frac{1}{2},j}}{\delta x} \right. \\
 \left. + \frac{v_{i,j+\frac{1}{2}} - v_{i,j-\frac{1}{2}}}{\delta y} \right] \\
 + \frac{\gamma}{Re Pr} \frac{1}{\rho_{i,j}^n} \left[ \frac{1}{\delta x^2} (T_{i+1,j}^n - 2T_{i,j}^n \right. \\
 \left. + T_{i-1,j}^n) + \frac{\eta^2}{\delta y^2} (T_{i,j+1}^n - 2T_{i,j}^n \right. \\
 \left. + T_{i,j-1}^n) \right] \quad \dots \dots \dots (14)
 \end{aligned}$$

여기서  $\bar{P}$ 는  $(n+1)\delta t$  時間에서 期待되는 豫想 壓力を 나타낸다.

$(n+1)\delta t$  時間에서의 壓力を  $n\delta t$  時間의 모든 計算에 利用하고자 할때, 우선  $n\delta t$  時間에서의 壓力  $p^n$ 을  $(n+1)\delta t$  時間에서의 壓力を 假定하여 代入한다. 이때 당연히 實際 壓力와 差異가 發生하기 때문에, 주어진 任意의 誤差限界가 到達할때까지 다음의 여러 方法을 통해 계속 反復 計算한다. 일단 誤差限界에 到達하면 그 때의 壓力を  $(n+1)\delta t$  時間에서의 壓力으로 看做하고, 이를 利用하여  $(n+1)\delta t$  時間에서의 速度, 密度, 温度를 각각 구하게 된다.

壓力을 구하는 反復 過程은 다음과 같다.

$$P_{i,j} - F(\rho_{i,j}, T_{i,j}) = 0 \quad \dots \dots \dots (15)$$

$$W_{i,j} \equiv \bar{P}_{i,j} - F(\bar{\rho}_{i,j}, \bar{T}_{i,j}) = 0 \quad \dots \dots \dots (16)$$

$$W_{i,j}^{(\nu+1)} = W_{i,j}^{(\nu)} + \left( \frac{\partial w}{\partial \bar{p}} \right)_{i,j} \delta \bar{p}_{i,j}^{(\nu)} = 0 \quad (17)$$

$$\bar{P}_{i,j}^{(\nu+1)} = \bar{P}_{i,j}^{(\nu)} + \delta \bar{P}_{i,j}^{(\nu)} \quad \dots \dots \dots \quad (18)$$

여기서  $F$ 는 狀態 方程式을,  $\bar{\rho}$ ,  $\bar{T}$ 는  $(n+1)\delta t$  時間에서 期待되는 豐想 密度 및 温度를, 上添子  $(\nu)$ 는 反復 過程의 回數를 각각 나타낸다.

$(\partial w / \partial \bar{p})_{i,j}$ 는 反復 過程이 시작되기 前에 먼저 구하여 反復 過程의 모든 計算에 一定한 值으로 利用한다.  $\delta \bar{p}_{i,j}^{(\nu)}$ 는 每 反復 過程마다 구하여, 다음과 같은 収斂限界에 到達할때 까지 계속 反復 計算한다.

$$|\delta \bar{p}_{i,j}^{(\nu)}| \leq \varepsilon \bar{p}_{i,j}^{(\nu+1)} \quad \dots \dots \dots \quad (19)$$

여기서  $\varepsilon$ 은 収斂 許容值로서 反復 回數를 可能한 작게 하면서 正確한 值을 구해야 하는 矛盾된 關係에서 最適의 值을 찾아내야 한다.

한편 數值的 安定性을 얻기 위해서는  $\delta x$ ,  $\delta y$ ,  $\alpha$ ,  $\varepsilon$  뿐만 아니라 時間 間隔  $\delta t$ 의 크기에 도 制限을 두어야 한다.

速度 및 擴散에 관한 두 가지 制限이 있는데, 그 事實들은 經驗的으로 다음과 같이 表現될 수 있다.

$$\delta t < \min \left\{ \frac{\delta x}{|u|}, \frac{\delta y}{|v|} \right\} \quad \dots \dots \dots \quad (20)$$

$$\delta t < \left( \frac{A}{2\gamma T_{\max}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad \dots \dots \dots \quad (21)$$

여기서  $A$ 는  $\delta t$ 와  $\delta y$  중 가장 작은 值을,  $T_{\max}$ 는 全體 區間에서 最高 温度를 나타낸다. 따라서 위의 두 制限을 모두 滿足하면서 가장 限定的인 值을 취하게 된다.

變形과 slip이 없는 四壁面은 假想的인 cell 과 壁面에 바로 接한 實察 cell 과의 境界이므로, 두 cell을 通過 密度 및 斷熱 壁面의 温度 變化가 없게 된다. 그러나 一定 温度를 維持하는 壁面에서는 假想的인 cell 과 壁에 接한 cell 과의 平均 值이 壁面의 温度가 되도록 한다.

#### IV. 結 果

縱橫比  $\eta = 1.0$ 의 密閉空間內에 初期 温度  $T_0 = 273^{\circ}\text{K}$ 의 空氣가 靜止 狀態로 놓여 있다.  $\gamma = 1.4$ ,  $P_r = 0.71$ ,  $R_e = 1.05 \times 10^6$ ,  $G_r = 6.9 \times 10^6$ 의 一定한 值과  $F_r = 1.6 \times 10^5 \sim 1.6 \times 10^7$ 의 值을 가질 때,  $T_L = 1.5$ ,  $T_R = 0.5$  와  $T_L = 2.0$ ,  $T_R = 1.0$ 의 境界條件에 依한 自然對流 現象을 研究하였다.

먼저 數值 計算에서  $\delta x = \delta y = 0.1$ 로,  $\delta t$ 는 式 (20), (21)을 모두 滿足하는 值  $\delta t = 0.005$ 로, donor cell 變數  $\alpha$ 는 0.25로, 그리고 収斂 許容值  $\varepsilon$ 은  $1 \times 10^{-9}$ 으로 각각 취한다.

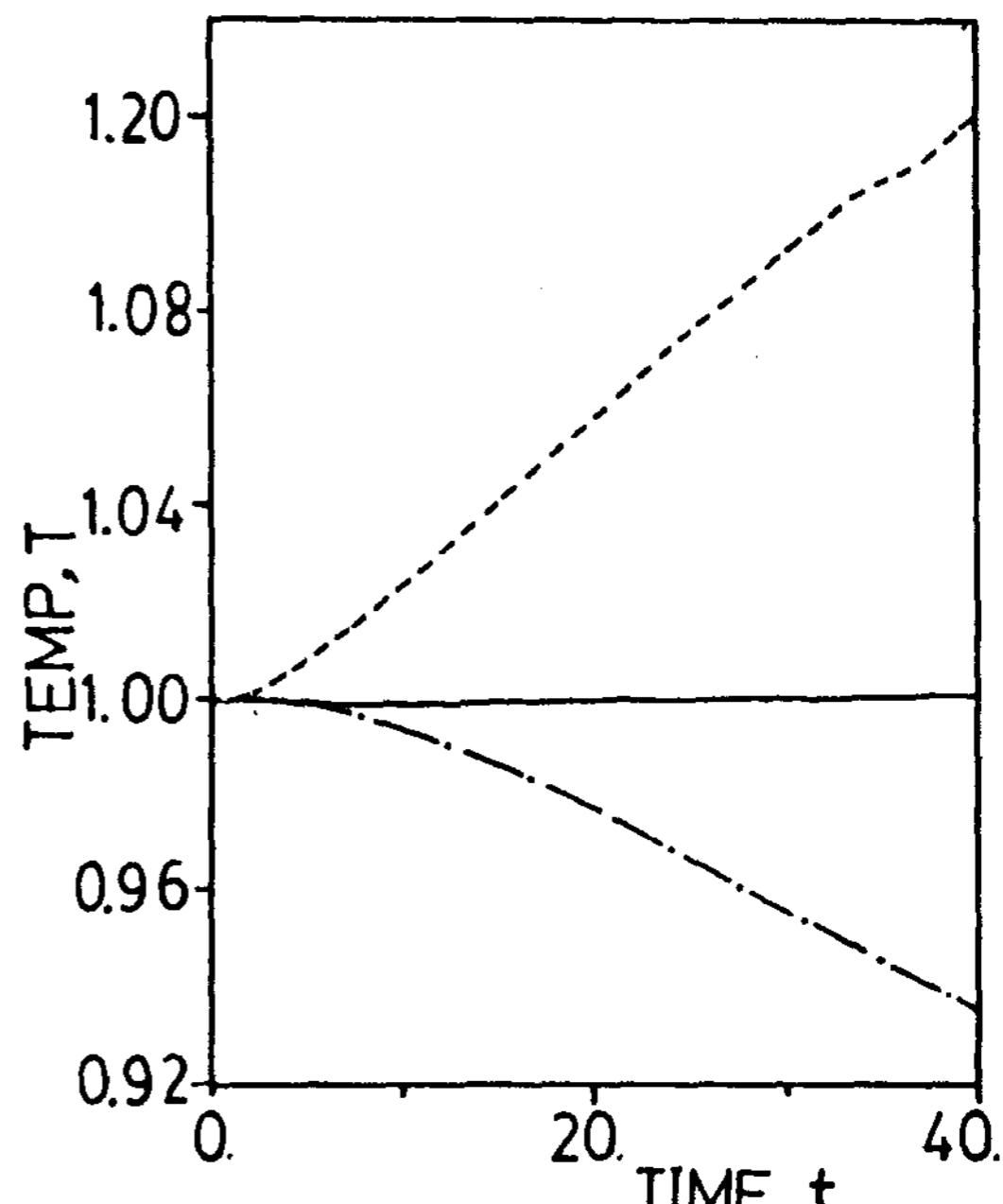


Fig. 3 Temperature vs. Time at  $Y = 0.5$ , ---;  $X = 0.25$ , -;  $X = 0.5$ , - - -;  $X = 0.75$  ( $T_L = 1.5$ ,  $T_R = 0.5$ )

그림 3은  $T_L = 1.5$ ,  $T_R = 0.5$ 의 境界條件에서 無次元 時間  $t = 40$ 까지의  $y = 0.5$ 의 位置에서의 温度 變化 過程을 나타낸다.  $x = 0.5$ 에서는 거의 均一하게  $T = 1.0$ 의 温度를 나타내나,  $x = 0.25$ ,  $x = 0.75$ 에서는 時間에 따른 急激한

變化를 가지게 됨으로서 아직 完全한 過度狀態임  
알 수 있다.

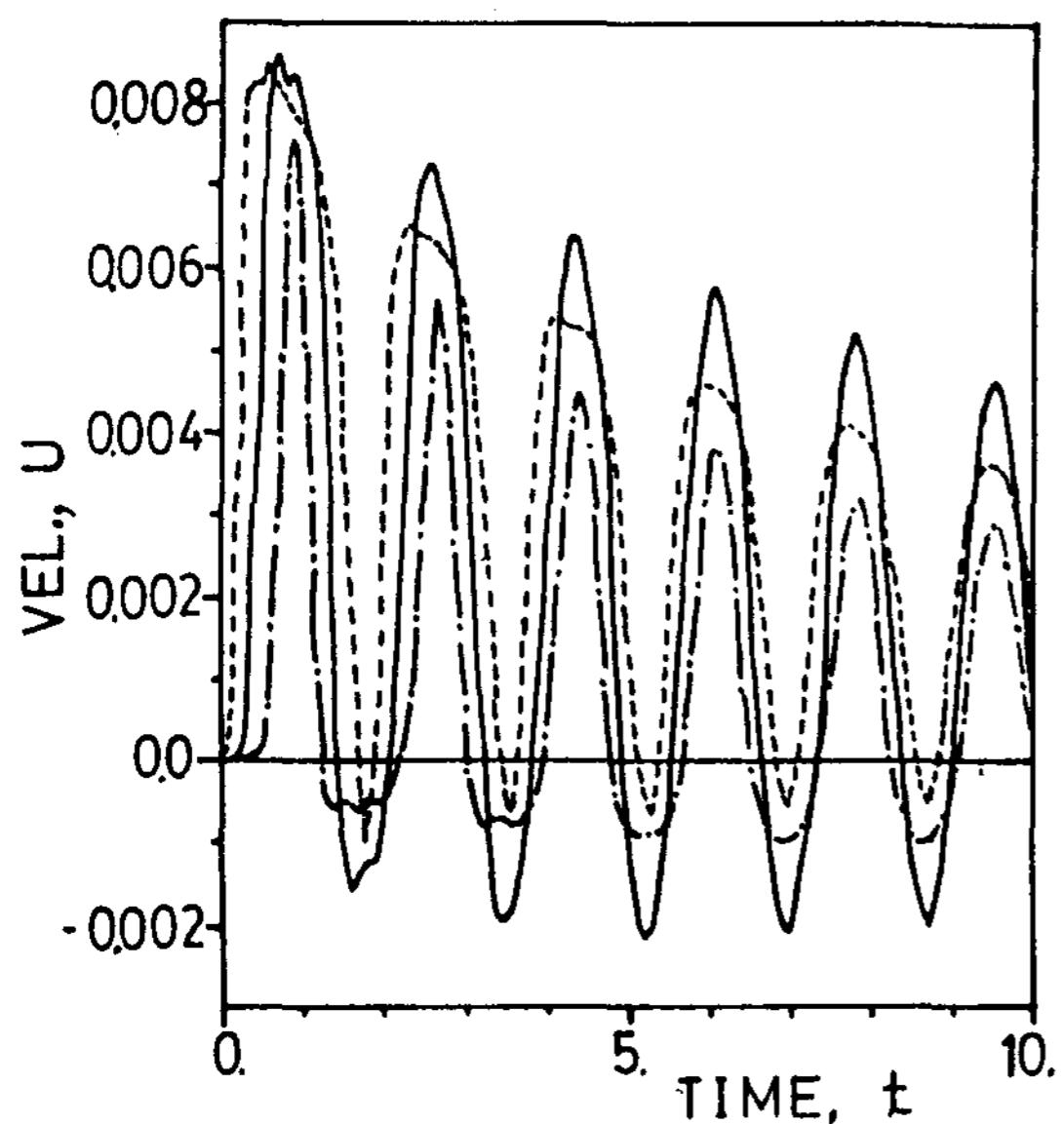


Fig. 4 Velocity vs. Time at  $Y=0.5$ ,  
 ---;  $X=0.25$ , -;  $X=0.5$ ,  
 - -;  $X=0.75$ ,  
 ( $T_L=2.0$ ,  $T_R=1.0$ )

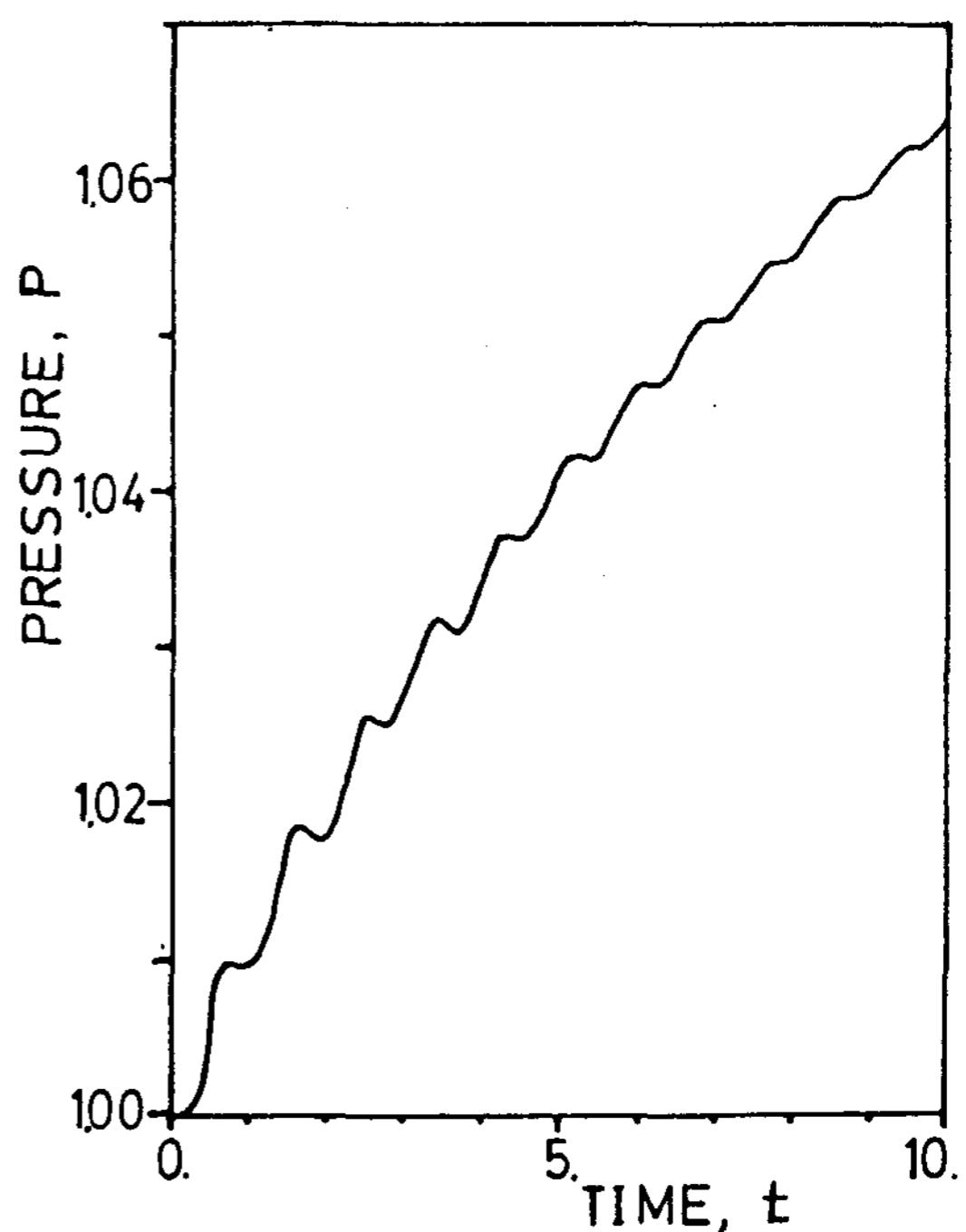


Fig. 5 Pressure vs. Time at  $X=0.5$ ,  
 $Y=0.5$   
 ( $T_L=2.0$ ,  $T_R=1.0$ )

그림 4는  $F_r=1.6 \times 10^5$  과  $T_L=2.0$ ,  $T_R=1.0$ 의 境界條件에서 時間에 따른  $x=0.25$ ,  $y=0.5$ 와  $x=0.5$ ,  $y=0.5$ , 그리고  $x=0.75$ ,  $y=0.5$ 에서의  $x$  方向 速度 變化를 나타낸다. 各 位置에서의 速度는 모두 一定한 週期를 가지면서 時間에 따라 振幅이 減衰된다는 事實을 알 수 있다. 振幅은  $x=0.5$ 에서 가장 크며, 다음으로  $x=0.25$ ,  $x=0.75$ 의 順序를 가진다. 그리고 位相은  $x=0.25$ 가 가장 빠르며,  $x=0.5$ ,  $x=0.75$ 의 順序로 나타난다. 이러한 wave 現象은 壓縮性일 경우에만, 그리고 주로 過度 領域에서 顯著히 存在하는 것으로, 兩垂直壁面에서의 急激한 温度 變化는 橫方向으로의 密度 變化 및 그로 因한 急激한 壓力 變化가 發生하여 密閉空間內에서 wave 로 나타난다. 또한 이경우  $x$  方向 速度는  $y$ 의 位置에 關係없이  $x$ 의 位置에 따라 決定됨으로서 一次元 運動을 함을 알

수 있었다. 그림 5는 時間에 따른 壓力 變化를 나타낸다. 對流 現象에 의해 時間에 따라 温度가 上昇함으로써 理想氣體의 狀態方程式의 關係로 부터 점차 壓力도 增加되나, 그 傾向은 그림처럼 wave의 性格을 띠면서 增加되어 간다. 無次元 重力 加速度  $g=0.01$  일때, 즉  $F_r=16 \times 10^7$ 의 경우 時間에 따른 速度 및 壓力 變化도 이와 거의 一致하는 값을 구할 수 있으며, 따라서 過度 狀態下에서 重力의 變化가 速度 및 壓力에 큰 影響을 미치지 않는다고 생각할 수 있게 되었다.

그림 6은  $F_r=1.6 \times 10^5$  ( $g=1.0$ ) 과  $T_L=1.5$ ,  $T_R=0.5$ 의 境界條件에서 時間에 따른  $x$  方向 速度 變化를 나타낸다.  $T_L=2.0$ ,  $T_R=1.0$ 의 境界條件의 경우와는 달리, 初期狀態에선 비교적 不安定하나 점차 回復되어 週期 및 位相이 一致되는 傾向을 나타낸다. 이 경우에서도

一次元的 運動을 함을 알 수 있었다. 그림 7은 時間에 따른 壓力 變化를 나타낸다. 初期狀態에서는 앞에서처럼 wave의 性格을 지니면서 增加되나, 오른쪽 壁面에서의 지나친 冷却 效果로 말미암아 어느 一定한 값으로 壓力이 점차 減少되어 간다. 이 增加, 減少의 過渡期的 狀態에서는 不安定한 wave 現象을 나타내다가, 時間의 經過에 따라 차츰 그 現象도 減衰되어 간다.

$F_r = 1.6 \times 10^7$  ( $g = 0.01$ )의 경우  $g = 1.0$ 의 경우와 거의 一致함으로써, 重力의 影響에 對한 앞에서와 같은 事實을 알 수 있었다.

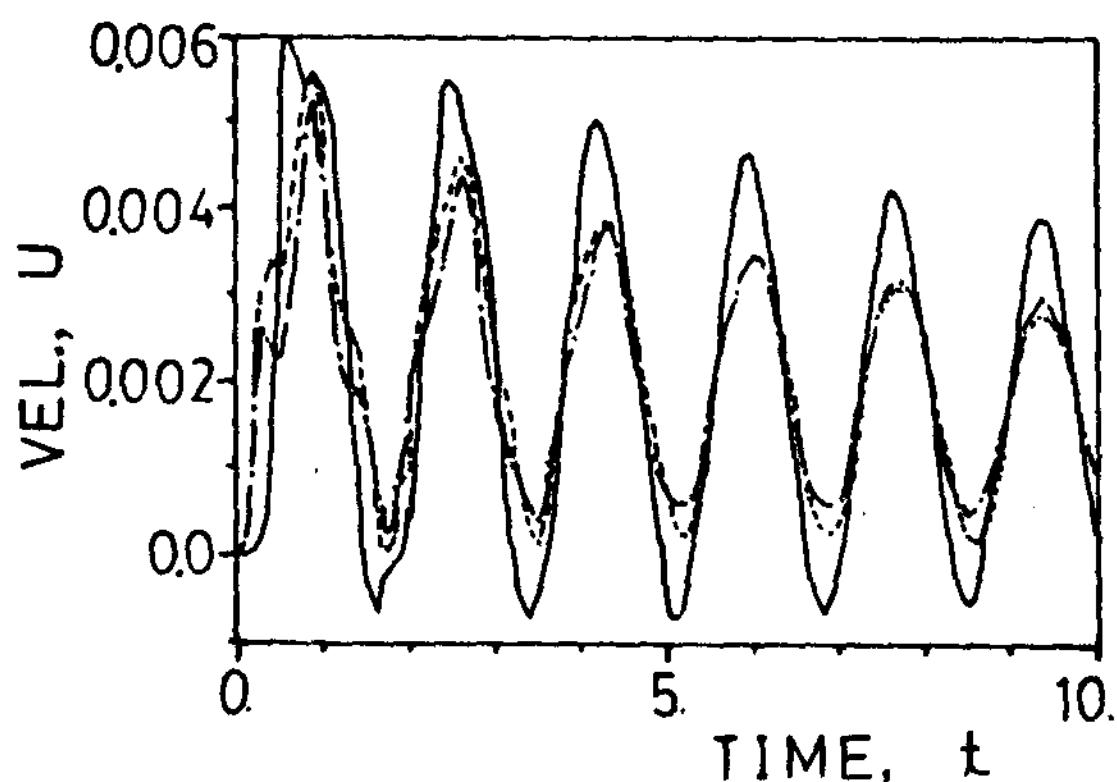


Fig. 6 Velocity vs. Time at  $Y=0.5$ ,  
----;  $X=0.25$ , -;  $X=0.5$ ;  
---;  $X=0.75$ ,  
( $T_L = 1.5$ ,  $T_R = 0.5$ )

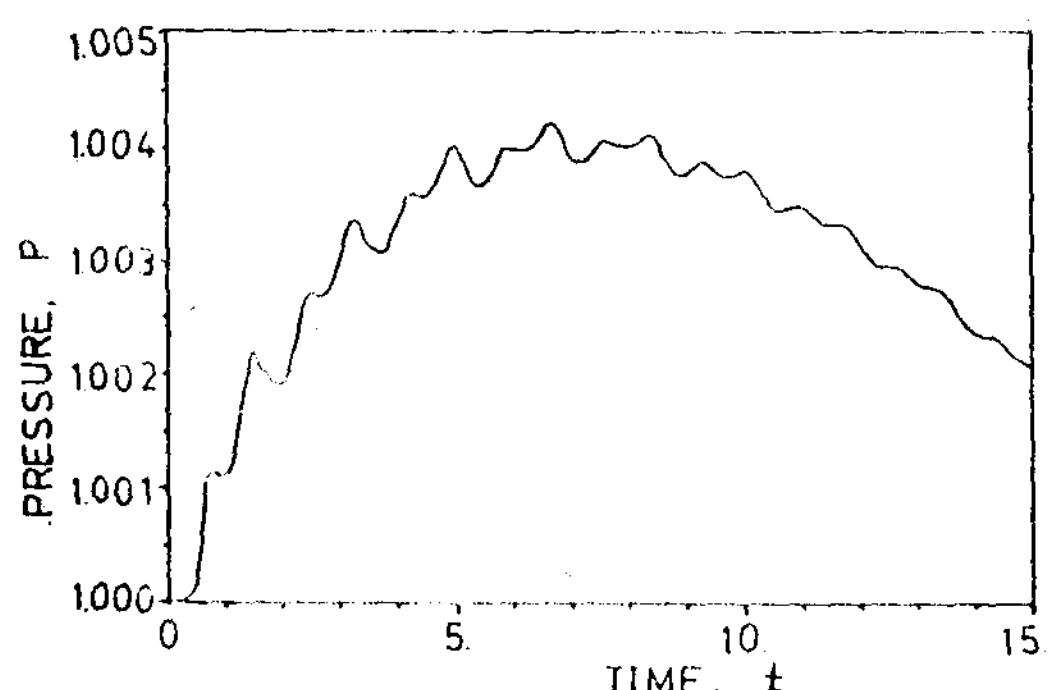


Fig. 7 Pressure vs. Time at  $X=0.5$ ,  
 $Y=0.5$  ( $T_L = 1.5$ ,  $T_R = 0.5$ )

## V. 結論

두 垂直壁面이 特定 温度로 加熱 또는 冷却 되는 密閉空間內의 自然對流는 非壓縮性에서는 단지 浮力에 의해 생기나, 壓縮性 流體에서는 浮力뿐만 아니라 密度 變化에 따른 壓力 變化에도 其因한다.

壓縮性 理想氣體의 경우 過度 狀態에서의 壓力 및 速度는 一次元的 分布를 가지며, 時間에 따라 거의 一定한 週期의 wave 現象을 나타내며, 또한 時間에 따라 振幅은 점차 減衰되어 간다.

## 參考文獻

1. Cloutman, L.D., Hirt, C.W. & Romero, N. C., SOLA-ICE: A numerical solution algorithm for transient compressible fluid flows. Los Alamos Scientific Laboratory report LA-6236. (July 1976).
2. Spradley, L.W. & Churchill, S. W., Pressure-and buoyancy-driven thermal convection in a rectangular enclosure. J. Fluid Mech. (1975), Vol. 70, Part 4, pp. 705-720.
3. Patterson, J. & Imberger, J., Unsteady natural convection in a rectangular cavity. J. Fluid Mech. (1980), Vol. 100, Part 1, pp. 65-86.
4. Graham, E., Numerical simulation of two-dimensional compressible convection. J. Fluid Mech. (1975), Vol. 70, Part 4, pp. 689-703. ,
5. Cormack, D. E., Leal, L.G. & Seinfeld, J. H., Natural convection in a shallow cavity with differentially heated end walls. Part 2. Numerical solutions. J. Fluid Mech. (1974), Vol.

金 炳 鎧

- 65, Part 2, pp. 231-246.
6. Moore, D. R. & Weiss, N. O., Two-dimensional Rayleigh-Bénard convection. *J. Fluid Mech.*(1973), Vol. 58, Part 2, pp. 289-312.
7. Simpkins, P. G. & Dudderar, T. D., Convection in rectangular cavities with differentially heated end walls. *J. Fluid Mech.*(1981), Vol. 107, pp. 407-422