

## 垂直四角空洞內의 空氣層의 自然對流에 관한 研究

위성필

기계공학과

(1984. 9. 25 접수)

### 〈요약〉

本論文은 두境界面이 서로 다른 온도로 일정하게 유지되는密閉된垂直四角空洞내의空氣層의自然對流에 관한 연구로써數值的方法과實驗을通하여解析하였다. 間隔比의 변화와 Grashof數의 변화가空洞내의 열전달에 미치는효과를분석하였으며 특히여러流动段階에대한定性的인분석이수치해석을통하여세밀하게이루어졌다. 수치해석과실험을통한  $Nu_D$ 數,  $Gr_D$ 數 및간격비사이의관계식이최종적으로다음과같이각자세시되었다.

$$\text{수치 해석 결과: } Nu_p = 0.255 Gr_p^{0.257} (L/D)^{-0.224}$$

$$10^3 \leq Gr_n \leq 10^6$$

$$2 \leq L/D \leq 40$$

$$\text{설계 과정: } Nu_p = 0.249 Gr_p^{0.253} (L/D)^{-0.121}$$

$$5 \times 10^3 \leq Gr_p \leq 4 \times 10^6$$

$$4.94 \leq L/D \leq 60.24$$

## Natural Convection in an Air Layer Enclosed within Vertically Rectangular Cavities

Won, Sung Pil

Dept. of Mechanical Engineering

(Received September 25, 1984)

### **<Abstract>**

Laminar natural convection in an air layer contained in a vertically rectangular cavity with isothermal side walls at different temperatures has been investigated numerically and experimentally. It has been described what effect is reflected on heat transfer as the Grashof number and the aspect ratio are changed. Especially, the velocity profile, the temperature profile, and the isotherm configuration were analyzed with the various flow-regimes through the numerical method. Two Nusselt-Grashof correlations were presented using the numerical and the experiment, respectively as follows:

Numerically :  $Nu_p = 0.255 Gr_p^{0.257} (L/D)^{-0.224}$

$$10^3 \leq Gr_n \leq 10^6$$

$$2 \leq L/D \leq 40$$

Experimentally :  $Nu_p = 0.249 Gr_p^{0.258} (L/D)^{-0.121}$

$$5 \times 10^3 \leq Gr_p \leq 4 \times 10^6$$

$$4.94 \leq L/D \leq 60.24$$

## 記 號

$A$	空洞의 전열면적
$D$	空洞의 폭
$g$	중력 가속도
$Gr_D$	평균 Grashof 數, $g\beta(T_H - T_c)D^3/\nu^2$
$h_s$	局所 열전달계수
$h$	평균 열전달계수
$k$	열전도계수
$L$	空洞의 높이
$Nu_s$	局所 Nusselt 數, $h_s D/k$
$Nu_D$	평균 Nusselt 數, $h D/k$
$p$	압력
$\bar{p}$	reduced pressure, $p + \rho_m g x$
$P$	무차원화된 압력, $\bar{p}/(\rho_m (\alpha/D)^2)$
$Pr$	Prandtl 數, $\nu/\alpha$
$q$	자연대류 열전달율
$Ra_D$	Raleigh 數, $Gr_D Pr$
$t$	시간
$T$	온도
$T_H$	고온판의 온도
$T_c$	저온판의 온도
$T_m$	평균온도, $(T_H + T_c)/2$
$T_\infty$	대기온도
$u$	$x$ 방향 속도
$U$	무차원화된 $X$ 방향 속도, $u/(\alpha/D)$
$v$	$y$ 방향 속도
$V$	무차원화된 $Y$ 방향 속도, $v(\alpha/D)$
$x, y$	공간좌표
$X, Y$	무차원화된 공간좌표, $x/D, y/D$
$\Delta X, \Delta Y$	무차원화된 공간格子間隔
$\tau$	무차원화된 시간, $\alpha t/D^2$
$\Delta \tau$	무차원화된 시간간격
$\theta$	무차원화된 온도, $(T - T_m)/(T_H - T_m)$
$\rho$	밀도
$\rho_m$	온도 $T_m$ 에서의 밀도
$\nu$	動粘性계수
$\alpha$	열확산계수, $k/\rho c_p$
$\beta$	열팽창계수
$\sigma$	Stefan-Boltzmann 상수
$\varepsilon_H$	고온판의 방사율
$\varepsilon_c$	저온판의 방사율

上部添字

*	推定値
'	補正値
^	假定値
$o$	前時間의 值(old time value)
	下部添字
$i, j$	空間格子點

## I. 序 論

Fig. 1에서 보는 바와 같이 두 境界面이 서로 다른 온도로 일정하게 유지되는 密閉된 垂直四角空洞內의 氣體層은 기체의 열전도율과 밀도가 낮기 때문에 공업적으로 热流動을 가단하는 수단으로 많이 利用되고 있다. 따라서 이러한 類의 自然對流에 관한 연구가 理論的, 數值的 및 實驗的方法을 통하여 많이 연구되고 있다.

수직사각공동 내의 자연대류에 관한 연구를 몇 가지 실험보면, 우선 Gill[1]의 이론적 해석을 들 수 있는 네 이는 層流境界層 流動에 대해서 연구한 것으로 空洞內의 中心部가 수직으로 변화하는 경계된 層으로 구성되어 있다는 假定下에서 이루어졌다. 그러나 Elder[2, 3]는 실험을 통하여 de Vahl Davis [4, 5]는 수치해석을 통하여 Gill이 가정한 領域의 존재를 부정하였으나, Bejan[6]은 실험과 수치적 방법을 이용하여 해석한 결과, Gill의 Nusselt 數에 대한 關係式만은 종교유동에서 자기의 결과와 일치됨을 발견하고 다음의 式을 提示하였다.

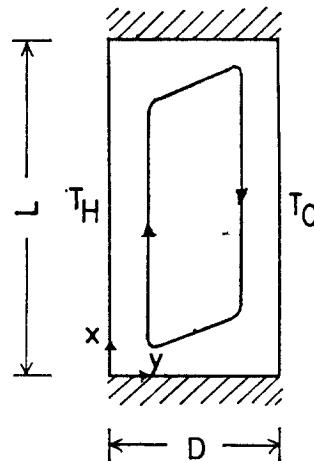


Fig. 1. Vertically rectangular cavity

$$Nu_D = 0.364 Ra_D^{0.25} (L/D)^{-0.25} \quad (1)$$

한편 MacGregor 와 Emery [7]는 실험과 수치적 방법을 통하여 광범하게 해석하여 다음의 식을 제시하였다.

$$Nu_D = 0.42 Ra_D^{0.25} Pr^{0.012} (L/D)^{-0.3} \quad (2)$$

$$10^4 \leq Ra_D \leq 10^7$$

$$1 \leq Pr \leq 20,000$$

$$10 \leq L/D \leq 40$$

$$Nu_D = 0.046 Ra_D^{0.333} \quad (3)$$

$$10^6 \leq Ra_D \leq 10^9$$

$$1 \leq Pr \leq 20$$

$$1 \leq L/D \leq 40$$

그리고 Newell 와 Schmidt [8]도 수치해석을 통하여 다음과의 식을 제시하였다.

$$Nu_D = 0.155 Gr_D^{0.315} (L/D)^{-0.265} \quad (4)$$

$$4 \times 10^3 \leq Gr_D \leq 1.4 \times 10^5$$

$$2.5 \leq L/D \leq 20$$

또한 Yin, Wung 및 Chen [12]은 실험을 통하여 다음과 같은 관계식을 제시하였다.

$$Nu_D = 0.210 Gr_D^{0.269} (L/D)^{-0.191} \quad (5)$$

$$1.5 \times 10^3 \leq Gr_D \leq 7 \times 10^6$$

$$4.9 \leq L/D \leq 78.7$$

그러나 空洞 内의 자연대류에 관하여 수치적 방법을 이용하여 해석한 연구의 대부분 [4-11]이 Stream function-vorticity 형태로 운동량방정식(momentum equation)을 변형시켜 계산한 것이며, Chan 과 Banerjee [13]는 운동량식 그대로를 explicit 방법으로써 계산하였으나 差分方程式의 誘導나 壓力項의 처리등에 있어서 미미한 점이 많다. 결국 밀폐된 공간에서의 자연대류에 대하여 운동량식 자체에 기초한 수치적 방법은 收斂性이나 正確性에 있어서 개발의 여지가 많다고 본다. 한편 실험도 物性값의 변화나 유동현상 자체에 대한 해석에는 많은 비중을 두고 수행되었으나 유동현상을 傳導, 遷移 및 界界層 등의 段階로 구분할 때 하나의 요인이 되는 간격비(aspect ratio) L/D의 광범한 변화에 따르는 효과는 Yin [12]등의 실험을 제외하고는 많은 편이 아니다.

따라서 本 研究의 目的은 수직사각공동 내의 자연대류에 대해서 간격비의 변화와 두 경계면間의 온도차가 열전달에 미치는 효과를 알아보고,  $Nu_D$  수,  $Gr_D$  수 및 L/D 사이의 관계식을 얻는 데에 있다. 해석은 수치적 방법과 실험을 병행하여 실시하며 수

치해석에는 운동량과 에너지에 대한 기본방정식 자체에 기초한 방법을 적용한다. 作動流體로는 편의상 空氣를 대상으로 하였으며 실제로도 공기를 이용한 연구가 대부분이다. 그러나 본 논문의 수치해석방법은 작동유체가 Newtonian인 경우는 모두 적용이 가능하다고 본다.

## II. 數值解析

### 1. 基本方程式

Fig. 1에서 보이고 있는 垂直四角空洞 内의 자연대류에 관하여 기본방정식을 유도하기 위해 다음과 같은 假定을 한다.

① 작동유체는 Newtonian이다.

② 밀도를 제외한 다른 物性값은 일정하다.

③ 유체의 밀도변화는 크지 않다고 생각하여 Boussinesq approximation을 적용한다. 따라서 밀도  $\rho$ 는

$$\rho = \rho_\infty - \beta \rho_\infty (T - T_\infty) \quad (6)$$

으로 표시되며, 압력과 體積力を 合한 項으로서 reduced pressure  $\bar{p}$ 를

$$\bar{p} = p + \rho_\infty g z \quad (7)$$

로 정의하면,

$$-\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} - \rho g = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + g \beta \rho_\infty (T - T_\infty) \quad (8)$$

이 된다.

④ 유체의 압축성 효과(compressibility effect)와 黏性消散(viscous dissipation)은 무시한다.

⑤ 유동은 二次元이며 層流이다.

위와 같은 가정 하에서의 연속방정식은

$$-\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (9)$$

이고,  $x$  방향,  $y$  방향의 운동량방정식은 각각

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial u^2}{\partial x} + \frac{\partial uv}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x} + \nu \nabla^2 u + g \beta (T - T_\infty) \quad (10)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial uv}{\partial x} + \frac{\partial v^2}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_\infty} \frac{\partial \bar{p}}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad (11)$$

이며, 에너지방정식은

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial u T}{\partial x} + \frac{\partial v T}{\partial y} = \alpha \nabla^2 T \quad (12)$$

가 된다.

### 2. 無次元化

기본방정식의 變數를 줄이고 일반적인 경우에 적

용하기 위하여 여러 가지 無次元量을 사용하여 식 (9)-(12)를 무차원화하면

$$\frac{\partial U}{\partial X} + \frac{\partial V}{\partial Y} = 0 \quad (13)$$

$$\frac{\partial U}{\partial \tau} + \frac{\partial U^2}{\partial X} + \frac{\partial UV}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial X} + Pr\nabla^2U + 2Gr_pPr^2\theta \quad (14)$$

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} + \frac{\partial UV}{\partial X} + \frac{\partial V^2}{\partial Y} = -\frac{\partial P}{\partial Y} + Pr\nabla^2V \quad (15)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} + \frac{\partial U\theta}{\partial X} + \frac{\partial V\theta}{\partial Y} = \nabla^2\theta \quad (16)$$

이 되고, 여기서

$$X=x/D, Y=y/D, U=u/(\alpha/D), V=v/(\alpha/D),$$

$$\tau=\alpha t/D^2, P=\bar{P}/(\rho_m(\alpha/D)^2),$$

$$\theta=(T-T_m)/(T_H-T_m),$$

$$Gr_p=g\beta(T_H-T_c)D^3/\nu^2, Pr=\nu/\alpha$$

이다. 한편 境界條件은

$$X=0, U=V=0, \partial\theta/\partial X=0 \quad (17)$$

$$X=L/D, U=V=0, \partial\theta/\partial X=0 \quad (18)$$

$$Y=0, U=V=0, \theta=1 \quad (19)$$

$$Y=1, U=V=0, \theta=-1 \quad (20)$$

이 된다.

### 3. 有限差分法에 依한 差分方程式

보나 나름직한 결과를 얻기 위하여 식 (13)-(16)의 차분방정식은 시간에 대해서는 安定性을 고려하여 pure implicit scheme을 적용하고,座標系에 대해서는 보편적이고 확실한 upwind scheme을 적용하여 control volume formulation방법으로 유도한다. 단편 速度分布의 傾向이 振動하거나 실제의 경우에 어긋나는 것을 방지하기 위해 운동방식의 差分化는 平均에 따라서 微小検査體積을 달리 取한다. 따라서 Fig. 2에서 보는 바와 같이 X 방향 운동방식의 사운다에는 A 형태의 미소검사체积을 적용하며, Y 방향 운동방식에 대해서는 B 형태를 적용하고, 인속방정식과 에너지방정식에 대해서는 C 형태의 미소검사체积을 적용한다.

X 방향으로 等間隔  $\Delta X$ 로 M 등분하고 Y 방향으로 等간격  $\Delta Y$ 로 N 등분하여 内部格子點에 해당하는 차분방정식을 求해보면 식(13)-(16)은 다음의 식으로 각각 표현된다.

$$(U_{i,j} - U_{i-1,j})\Delta Y + (V_{i,j} - V_{i,j-1})\Delta X = 0 \quad 2 \leq i \leq M, 2 \leq j \leq N \quad (21)$$

\*실호축의 값중에 큰값을 나타내는 기호

$$\begin{aligned} A_{i,j}U_{i,j} &= A_{i-1,j}U_{i-1,j} + A_{i+1,j}U_{i+1,j} + \\ &A_{i,j-1}U_{i,j-1} + A_{i,j+1}U_{i,j+1} + A_0U_{i,j}^0 + \\ &(P_{i,j} - P_{i+1,j})\Delta Y + \\ &Gr_pPr^2\Delta X\Delta Y(\theta_{i,j} + \theta_{i+1,j}) \end{aligned} \quad 2 \leq i \leq M-1, 2 \leq j \leq N \quad (22)$$

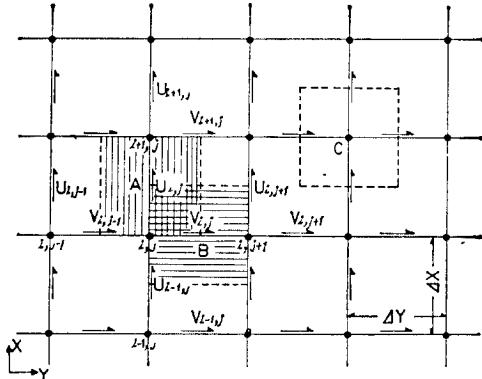


Fig. 2. Node point arrangement

$$\begin{aligned} B_{i,j}V_{i,j} &= B_{i-1,j}V_{i-1,j} + B_{i+1,j}V_{i+1,j} + B_{i,j-1}V_{i,j-1} + \\ &B_{i,j+1}V_{i,j+1} + B_0V_{i,j}^0 + \\ &(P_{i,j} - P_{i,j+1})\Delta X \end{aligned} \quad 2 \leq i \leq M, 2 \leq j \leq N-1 \quad (23)$$

$$\begin{aligned} C_{i,j}\theta_{i,j} &= C_{i-1,j}\theta_{i-1,j} + C_{i+1,j}\theta_{i+1,j} + C_{i,j-1}\theta_{i,j-1} + \\ &C_{i,j+1}\theta_{i,j+1} + C_0\theta_{i,j}^0 \end{aligned} \quad 2 \leq i \leq M, 2 \leq j \leq N \quad (24)$$

여기서  $U, V, \theta$ 의 上部添字 0는 前時間에 대한 값 을 나타내며

$$\begin{aligned} A_0 &= B_0 = C_0 = \Delta X \Delta Y / \Delta \tau, \\ A_{i-1,j} &= DV + [FV1, 0]^*, \\ A_{i+1,j} &= DV + [-FV2, 0], \\ A_{i,j-1} &= DH + [FH1, 0], \\ A_{i,j+1} &= DH + [-FH2, 0], \\ A_{i,j} &= A_{i-1,j} - A_{i+1,j} + A_{i,j-1} + A_{i,j+1} + A_0, \\ B_{i-1,j} &= DV + [FV3, 0], \\ B_{i+1,j} &= DV + [-FV4, 0], \\ B_{i,j-1} &= DH + [FH3, 0], \\ B_{i,j+1} &= DH + [-FH4, 0], \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} B_{i,j} &= B_{i-1,j} + B_{i+1,j} + B_{i,j-1} + B_{i,j+1} + B_0, \\ C_{i-1,j} &= D1 + [F1, 0], C_{i+1,j} = D1 + [-F2, 0], \\ C_{i,j-1} &= D2 + [F3, 0], C_{i,j+1} = D2 + [-F4, 0], \\ C_{i,j} &= C_{i-1,j} + C_{i+1,j} + C_{i,j-1} + C_{i,j+1} + C_0, \end{aligned}$$

$$DV = Pr \Delta Y / \Delta X, \quad DH = Pr \Delta X / \Delta Y,$$

$$D1 = \Delta Y / \Delta X, \quad D2 = \Delta X / \Delta Y,$$

$$FV1 = \frac{\Delta Y(U_{i-1,j} + U_{i,j})}{2},$$

$$FV2 = \frac{\Delta Y(U_{i,j} + U_{i+1,j})}{2},$$

$$FH1 = \frac{\Delta X(V_{i,j-1} + V_{i,j+1})}{2},$$

$$FH2 = \frac{\Delta X(V_{i,j} + V_{i+1,j})}{2},$$

$$FV3 = \frac{\Delta Y(U_{i-1,j} + U_{i,j+1})}{2},$$

$$FV4 = \frac{\Delta Y(U_{i,j} + U_{i,j+1})}{2},$$

$$FH3 = \frac{\Delta X(V_{i,j-1} + V_{i,j})}{2},$$

$$FH4 = \frac{\Delta X(V_{i,j} + V_{i,j+1})}{2},$$

$$F1 = U_{i-1,j} \Delta Y, \quad F2 = U_{i,j} \Delta Y, \quad F3 = V_{i,j-1} \Delta X,$$

$$F4 = V_{i,j} \Delta Y$$

이다.

#### 4. 計算方法 및 順序

差分化된 식(21)-(24)를 계산하는 데 있어서의 어려움은 정확한 壓力分布를 결정하는 것이다. 이것은 압력분포를 계산하기 위한 條件式이 없기 때문에 볼 수 있다. 정확한 압력분포는 연속방정식을 만족하는 정확한 속도분포를 계산하는 데 필요하며, 또한 정확한 속도분포는 결국 정확한 온도분포를 얻기 위해 필요하므로 압력분포를 정확하게 구하는 것은 무엇보다도 중요하다고 판단된다.

따라서 收斂率을 증가시키고 정확한 결과를 얻기 위한 목적으로 1979年 Patankar[18]가 제안한 Simpler Algorithm을 적용하면, 압력분포에 관한 두 가지의 附隨的인 식을 유도할 수 있다. 그 중 하나는 압력 및 속도에 대한 정확한 값을 推定값과 補正값(perturbation value)으로 나누어 표시하여

$$P = P^* + P' \quad (25)$$

$$U = U^* + U' \quad (26)$$

$$V = V^* + V' \quad (27)$$

으로 생각하고 이 식들을 몇 가지의 조작과정을 거쳐 연속방정식에 대입하면 壓力補正式(pressure-correction eqn.)이라고 부르는 압력보정값에 대한 관계식이 얻어지며 다음과 같이 표시된다.

$$\begin{aligned} G_{i,j} P'_{i,j} &= G_{i-1,j} P'_{i-1,j} + G_{i+1,j} P'_{i+1,j} + G_{i,j-1} P'_{i,j-1} \\ &\quad + G_{i,j+1} P'_{i,j+1} + G_0 \end{aligned}$$

$$3 \leq i \leq M-1, \quad 3 \leq j \leq N-1 \quad (28)$$

여기서

$$G_{i-1,j} = (\Delta Y)^2 / A_{i-1,j}, \quad G_{i+1,j} = (\Delta Y)^2 / A_{i+1,j}$$

$$G_{i,j-1} = (\Delta X)^2 / B_{i,j-1}, \quad G_{i,j+1} = (\Delta X)^2 / B_{i,j+1}$$

$$G_{i,j} = G_{i-1,j} + G_{i+1,j} + G_{i,j-1} + G_{i,j+1}$$

$$G_0 = (U_{i-1,j}^* - U_{i,j}^*) \Delta Y + (V_{i,j-1}^* - V_{i,j}^*) \Delta X$$

이다. 본 계산에서  $G_0$ 는 收斂條件으로서 모든 격자 겹에서  $P' = 0$ 일 때 推定값들이 解가 되고  $G_0 = 0$ 이 됨을 알 수 있다. 결국  $G_0$  값이 0에 收斂해 갈수록 정확한 압력, 속도 및 온도가 계산됨을 알 수 있다.

그러나 식(28)은 압력보정값을 추정값보다 큰 값으로 계산하여 수렴률을 떨어뜨릴 우려가 있어 식(28)을 계산할 때 underrelaxation을 적용해야 한다. 이러한 점을 보완하기 위해 假定한 速度  $\hat{U}_{i,j}$ 를 식(22)에서 압력항을 제거한 항으로써 정의하면,

$$\begin{aligned} \hat{U}_{i,j} &= (A_{i-1,j} U_{i-1,j} + A_{i+1,j} U_{i+1,j} + A_{i,j-1} U_{i,j-1} \\ &\quad + A_{i,j+1} U_{i,j+1} + A_0 U_{i,j}^0) \\ &\quad + Gr_b Pr^2 \Delta X \Delta Y (\theta_{i,j} + \theta_{i+1,j}) / A_{i,j} \end{aligned} \quad (29)$$

가 되고 따라서

$$U_{i,j} = \hat{U}_{i,j} + (P_{i,j} - P_{i+1,j}) \Delta Y / A_{i,j} \quad (30)$$

이 되며 마찬가지로  $V_{i,j}$ 도

$$V_{i,j} = \hat{V}_{i,j} + (P_{i,j} - P_{i,j+1}) \Delta X / B_{i,j} \quad (31)$$

로 표시되어 이 식들을 연속방정식에 대입하면 압력 방정식(pressure eqn.)이라고 부르는 관계식이 유도되며 다음과 같다.

$$\begin{aligned} G_{i,j} P_{i,j} &= G_{i-1,j} P_{i-1,j} + G_{i+1,j} P_{i+1,j} + G_{i,j-1} P_{i,j-1} \\ &\quad + G_{i,j+1} P_{i,j+1} + G_0 \end{aligned} \quad (32)$$

여기서

$$\hat{G}_0 = (\hat{U}_{i-1,j} - \hat{U}_{i,j}) \Delta Y + (\hat{V}_{i,j-1} - \hat{V}_{i,j}) \Delta X$$

이다. 결국 식(28)은 정확한 속도분포, 식(32)는 정확한 압력분포를 구하기 위해 필요한 부수적인 관계식이라 할 수 있다. 이와 같은 Algorithm을 적용한 본 계산은 나음의 순서로 수행된다.

① 속도에 대한 初期값을 준다.

② 운동량식의 계수인  $A_{i,j}$ ,  $B_{i,j}$  등을 계산하여, 식(30)과 (31)로부터  $\hat{U}$ 와  $\hat{V}$ 를 계산한다.

③ 압력방정식(32)를 계산한다.

④ ③에서 구한 압력을 추정값으로 생각하여 운동량식(21)과 (22)로부터  $U^*$ 와  $V^*$ 를 구한다.

⑤  $G_0$  값을 계산하고 압력보정식(28)을 계산하여  $P'$  분포를 구한다.

⑥ 속도를 수정한다. ( $U \leftarrow U^* + U'$ ,  $V \leftarrow V^* + V'$ )

⑦ 에너지식(24)를 계산한다.

⑧ 수렴조건( $G_0 \leq 10^{-n}$ ,  $n$ 은 상수)에 맞지 않으면  
②로 되돌아간다.

### 5. 數值解의 安定性 및 計算所要時間

수치해의 檢證을 해본 결과, 앞에서 언급한 scheme을 이용한 본 계산에 있어서 시간간격의 변화는 수치해의 안정성에 대해서 별다른 문제점을 나타내지 않았으나 正常狀態의 收斂解에는 약간의 誤差가 있음을 발견할 수 있었다. 따라서 모든 계산이 같은 오차의 범위 내에서 수렴되도록 시간간격을 일관적인 criterion[13]

$$\Delta\tau \leq \frac{1}{2} \frac{(4X)^2(4Y)^2}{(4X)^2 + (4Y)^2} \quad (33)$$

으로 잡았다.

한편 계산소요시간은 간격비,  $Gr_D$ 수, 격자점의 수 및 시간간격에 따라 다르지만 Prime-750 computer를 사용하여 30分±10分정도가 걸렸으며, Stream function-vorticity 형태로 수치해석을 행한 참고문현 [7]과 비교해 볼 때 시간소요가 적음을 알 수 있었다.

### 6. Nusselt 數의 計算

평균 Nusselt 數는 정의에 따라

$$Nu_D = hD/k \quad (34)$$

이며 여기서  $h$ 는 평균 열전달계수로서

$$h = \frac{1}{L} \int_0^L h_s dx \quad (35)$$

이다.  $h_s$ 에 대한 관계식을

$$h_s(T_u - T_c) = -k \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} \quad (36)$$

이라하면

$$\begin{aligned} Nu_D &= -\frac{D}{L(T_u - T_c)} \int_0^L \left. \frac{\partial T}{\partial y} \right|_{y=0} dx \\ &= -\frac{1}{2L} \int_0^{L/D} \left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} dX \end{aligned} \quad (37)$$

이 된다. 이 식을 계산하기 위해  $\left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0}$ 의 값을 구해야 한다. 경계조건으로부터  $Y=0$ 에서

$$U = V = \frac{\partial \theta}{\partial X} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial X^2} = 0 \quad (38)$$

이며, 정상상태이므로

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = 0 \quad (39)$$

이다. 따라서 식(16)으로부터

$$\left. \frac{\partial^2 \theta}{\partial Y^2} \right|_{Y=0} = 0 \quad (40)$$

이 된다.  $Y=0$ 에서 변곡점을 가지므로  $\theta$ 의 값을

에 대해 3차다항식으로 표시하여 계산하면,

$$\left. \frac{\partial \theta}{\partial Y} \right|_{Y=0} = \frac{\partial \theta_{0,1}}{\partial Y} = \frac{-7\theta_{0,1} + 8\theta_{0,2} - \theta_{0,3}}{12LY} \quad (41)$$

이 된다.

### 7. 數值解析 結果

공기를 대상으로 수행한 본 수치결과는 간격비가 1, 2, 2.5, 5, 10, 20 및 40인 경우 각각에 대해서  $Gr_D$ 수를  $10^3$ 에서  $10^6$ 까지 변화시켜 가면서 얻었으며, 이  $Gr_D$ 수의 범위는 傳導段階에서부터 層流유동단계까지를 포함한다고 할 수 있다. 공기의  $Pr$ 수는 큰 변화가 없으므로 균일상 0.7로 일정하게 취하였다. 격자점의 수는  $Gr_D$ 수에 관계없이 간격비가 1, 2, 2.5, 5, 10인 것에 대해서는  $20 \times 20$ 으로 취하였고, 간격비가 20과 40인 것은  $40 \times 20$ 으로 취하였으며 만족할만한 결과를 얻을 수 있었다.

Fig.3과 Fig.4는 간격비가 20인 경우,  $Gr_D$ 수의 변화에 따른 空洞 中央에서의 무차원화된 속도  $U$ 와 온도  $\theta$ 의 분포를 대표적으로 보이고 있다.  $Gr_D$ 수가 상대적으로 낮은  $10^4$ 인 경우는 속도분포가 미미하고 온도분포가 거의 선형적이므로 傳導에 의해서 대부분의 열이 전달됨을 알 수 있으며,  $Gr_D$ 수가  $10^5$ 인 경우는 遷移段階로서 대류에 의해서 열이 전

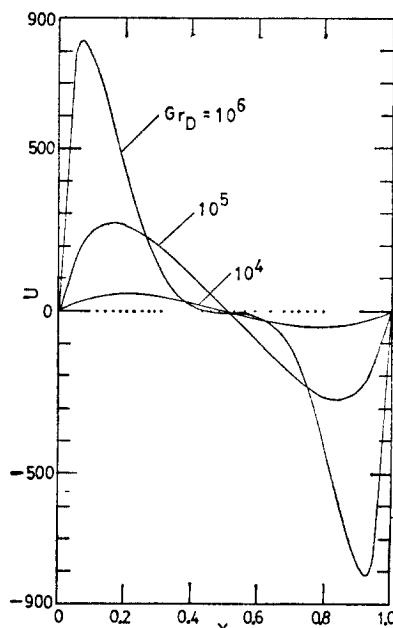


Fig. 3. Computed velocity profiles with changing Grashof number for  $L/D=20$  at the middle height

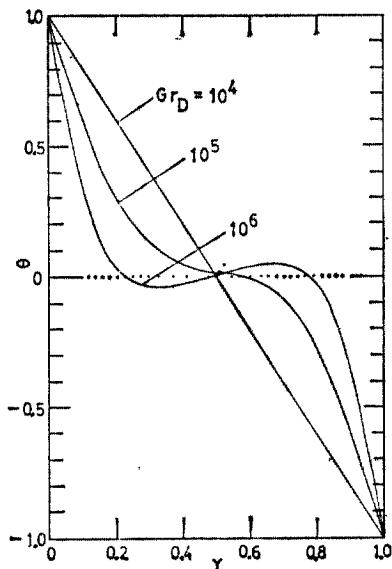


Fig. 4. Computed temperature profiles with changing Grashof number for  $L/D=20$  at the middle height

달되기 시작하여 온도분포가 써그러진 것을 볼 수 있고,  $Gr_D$  수가  $10^6$ 인 경우는 空洞中心部에서 속도분포가 거의 정체된 상태로 있고 온도분포에 있어서 逆轉현상(temperature inversion)이 현저하므로 대부분의 열이 수직방향의 유동에 의하여 전달되는 層流境界層流动이 확립되어 수평방향으로의 열전달이 거의 없음을 나타낸다. 이와같은 현상은 간격비가 20인 경우 等温線의  $Gr_D$  수 변화에 대한 영향을 보여주는 Fig. 5에서도 볼 수 있으며  $Gr_D$  수가  $10^4$ 인 경우는 대류에 의한 영향이 크지 않으므로 空洞의 끝부분을 제외하고는 등온선들이 서로 수직으로 평행을 이룸을 볼 수 있고  $Gr_D$  수가 커질수록 등온선이 써그러져 가며  $Gr_D$  수가  $10^6$ 인 경우 등온선이 3차곡선 형상으로써 이것은 끈 온도분포의 역전현상이 있다는 것을 나타내고 경계층유동이 확립되어 있음을 보여준다.

Fig. 6는  $Gr_D$  수의 변화에 대한 高温板에서의 局所 Nusselt 수,  $Nu_x$ 의 변화를 간격비가 20인 경우에 대해서 대표적으로 보이고 있다.  $Gr_D$  수가 클수록 대류효과가 커지므로  $Nu_x$  수도 커지며 고온판의 下부가까이에서 최대값이 나타나는 데 이것은 低温板을 거슬러내린 차운 공기가 고온판에 접근하여 온도기울기가 최대가 됨으로써 생긴다고 볼 수 있

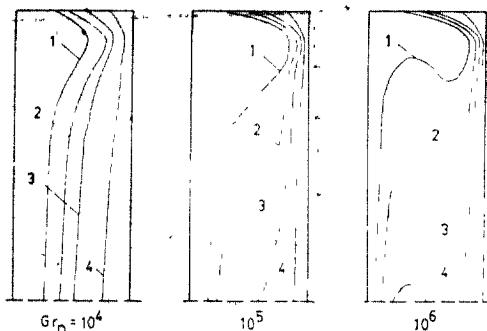


Fig. 5. Isotherms with changing Grashof number for  $L/D=20$ ; 1- $\theta=0.5$ , 2- $\theta=0.25$ , 3- $\theta=0.0$ , 4- $\theta=-0.5$

다. 한편  $Gr_D$  수가  $10^4$ 과  $10^5$  일때는 고온판 上부가 까이에서 최소값을 가지는 데 이것은 공기가 고온판을 거슬러 올라가면서 온도가 상승되어 상부가까이에서의 온도기울기가 最上部의 傳導에 의한 온도기울기보다 작기때문에 생긴다고 볼 수 있으며 결국 대류에 의해서만 열이 전달되는 유동이 확립되지 못했음을 간접적으로 보여준다. 따라서  $Gr_D$  수가  $10^6$ 일때는 경계층유동이 확립되어 고온판 全面에 걸쳐서 대류에 의해 대부분의 열전달이 이루어지기 때문에 오히려 상부가까이에서 온도기울기가 급격히 감소되어  $Nu_x$  수가 감소함을 볼 수 있다.

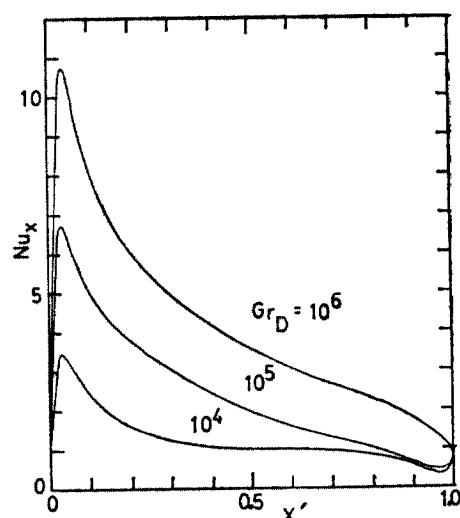


Fig. 6. Local Nusselt number versus  $X'=x/L$  with changing Grashof number for  $L/D=20$

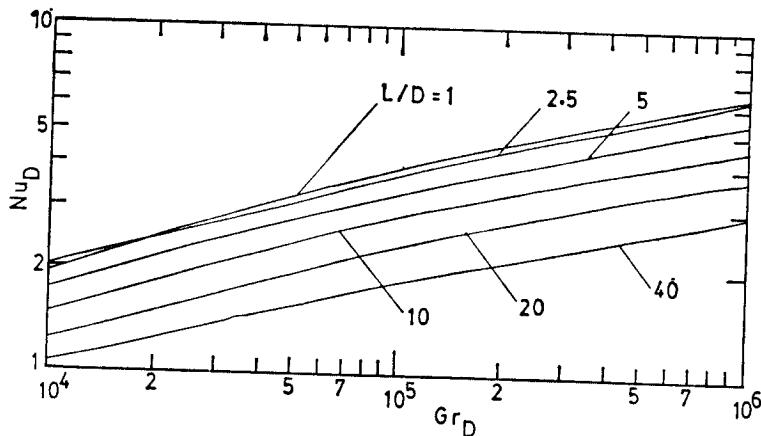


Fig. 7. Dependency of the computed Nusselt number upon Grashof number

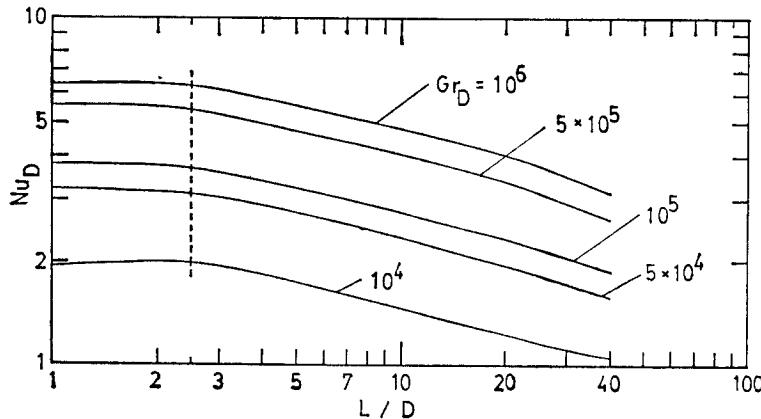


Fig. 8. Dependency of the computed Nusselt number upon the aspect ratio

Fig. 7과 Fig. 8은 log-log 그래프로써  $Gr_D$  수와 간격비의 변화에 대한 평균 Nusselt 수  $Nu_D$ 의 변화를 각각 보이고 있다. 우선  $Gr_D$  수의 변화에 대한 영향을 나타내는 Fig. 7을 보면 간격비에 관계없이  $Gr_D$  수가 증가할수록  $Nu_D$  수가 증가하며 이것은 두 면간의 온도차가 커짐에 따라 데류효과가 커지게 되므로 당연한 결과라 볼 수 있다. 어떤 일정한  $Gr_D$  수에서는 간격비가 작아질수록  $Nu_D$  수가 커지는 데 이것은 간격비가 작아짐에 따라 열전달이 효율적으로 되는 유동이 점차적으로 확립됨을 보여준다. 하나의 예로써 간격비가 20일 경우  $Gr_D$  수가  $2 \times 10^4$ 이 하일 경우는 전도단계,  $2 \times 10^4$ 에서  $4 \times 10^5$  사이는 천이단계,  $4 \times 10^5$  이상이면 층류경계층단계의 결과를 얻을 수 있었는데, 간격비가 5일 경우는  $Gr_D$  수가  $10^4$  정도에서 이미 전도단계를 지난 천이단계를

나타내며  $10^5$  일 때는 층류경계층이 확립된 결과를 볼 수 있었다. 한편 간격비가 1인 경우를 제외한 다른 간격비에서는 서로가 거의 평행을 이루는 관계를 보여준다. 간격비의 변화에 대한 효과를 나타내는 Fig. 8을 보면  $Gr_D$  수에 관계없이 간격비가 1부근인 경우와 2이상인 간격비와는 명백히 다른 경향을 보여준다. 간격비가 2이상일 경우에 간격비가 증가할수록  $Nu_D$  수의 값은 감소한다. 이것은 Fig. 7에서도 나타난 바와같이 간격비가 커질수록 열전달이 효율적으로 되지 못함을 보여주며, 또한 Fig. 6에서 본 바와같이 열전달이 대부분  $Nu_s$  수가 큰 고온파 하부에서 이루어지기 때문에空洞의 높이  $L$ 이 증가하더라도 층열전달량은 거의 증가하지 않으며 따라서  $Nu_D$  수의 값이 작아진다고도 생각할 수 있다. 한편 수직으로 그어진 절선(간격비 2.5) 이후의 간

격비에서는  $Gr_D$  수에 관계없이 거의 평행을 이룸을 나타내고 있다.

以上과 같은 결과로부터  $Nu_D$  수는 다음과 같은 형태로 표시할 수 있다.

$$Nu_D = a \cdot Gr_D^b \cdot (L/D)^c \quad (42)$$

상수  $a, b, c$  를 구하기 위해 최소자승법을 사용하면

$$Nu_D = 0.255 \cdot Gr_D^{0.237} \cdot (L/D)^{-0.224} \quad (43)$$

$$10^3 \leq Gr_D \leq 10^6$$

$$2 \leq L/D \leq 40$$

이 얻어진다. 한편 간격비가 1인 경우는

$$Nu_D = 0.158 \cdot Gr_D^{0.275} \quad (44)$$

$$10^3 \leq Gr_D \leq 5 \times 10^5$$

가 얻어진다.

### III. 實驗

실험은 광범한 간격비와  $Gr_D$  수의 범위에서  $Nu_D$  수,  $Gr_D$  수 및 간격비 사이의 관계식을 얻을 목적으로 수행된다.

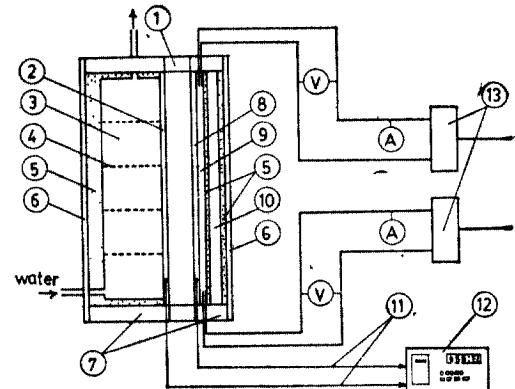
#### 1. 實驗裝置

본 실험장치는 수직사각공동 내의 공기층의 간격비를 변화시키기 용이하도록 제작되었으며, 조합된 실험장치의 사진을 Fig. 9에서 보이고 있으며 Fig. 10 은 작동장치의 조립도를 보이고 있다.

高温판은 두께가 5mm이고 가로 세로가 58cm인 알루미늄 판이며 고온판 뒤에는 가열기를 부착하였으며 가열기는 두께가 3mm, 가로 50cm, 세로 25cm인 2개의 bakelite 판에 저항이  $5\Omega/m$ 인 니크롬선 40m를 균일하게 감았으며 bakelite 판은 옆에 의한 변형을 막기 위해 10mm 두께의 베니어판에 부착시



Fig. 9. Experimental apparatus



(1) polystyrene foam spacer; (2) steel plate; (3) water jacket; (4) baffle; (5) glass wool; (6) veneer plate; (7) wood box; (8) aluminum plate; (9) heater; (10) polystyrene foam; (11) thermocouples; (12) Data Logger; (13) voltage transformer; A-A.C. ammeter; V-A.C. voltmeter

Fig. 10. Schematic diagram of the experimental apparatus

켰다. 고온판의 등온을 보다 정확히 유지하기 위해 판뒤에 유리섬유를 얕게 덮고 가열기를 밀착시켰으며 가열기는 上下 두부분으로 나뉘어 각각 조절된다. 고온판의 온도측정을 위하여 직경이 0.32mm인 copper-constantan 열전대를 판 뒷면에 4mm 깊이의 홈을 파고 심었으며 고온판을 외부와 단열시키기 위하여 가열기 뒤에 5mm 정도 유리섬유를 넣고 8.3mm 두께의 polystyrene foam 2장을 덮은 후 다시 유리섬유를 덮고 얕은 베니어판으로 봉했다.

저온판은 두께 3mm, 가로 세로가 58mm인 강판이며 판뒤에는 강판으로 만든 용량  $0.0375\text{m}^3$ 인 물통(water jacket)을 만들어 붙였고 외부와 단열시키기 위하여 유리섬유를 물통에 둘러 쌓은 후 얕은 베니어판으로 봉했다. 저온판의 온도측정도 직경 0.32mm인 2개의 copper-constantan 열전대를 이용하였다. 물통의 냉각수 공급은 수도물을 직접 이용하였으며 하투-중 수도물의 온도변화는 있으나 定常狀態의 결과를 얻는데 있어서 별다른 문제점을 나타내지 않는다. 열전대에 의한 온도측정은 FLUKE 社에서 제작된 Data-Logger를 사용하였으며 대기온도는 수온온도계로 측정하였다. 그리고 두 板間의 간격조절은 polystyrene foam을 일정한 크기

(길이 54cm, 폭 4cm, 두께 0.83cm)로 잘라서 저온관의 가장자리에 계속 붙여 나가면서 변화시켰다.

## 2. 實驗方法

실험을 하는 내 있어서 우선 두 판사이의 자연대류 열전달율  $q$ 를 정확히 구하기 위한補正實驗을 하여야 한다. 자연대류 열전달율  $q$ 는 가열기에 들어간 동안  $q_{input}$ 에서 자연대류 이외의 다른 형태로 전달된 열을 배주어야 하는데 이와같은 열손실에는 다음과 같은 것들이 있다.

(a) 고온판 뒤에 부착된 단열면을 통하여 대기로 방출된 손실  $q_i$

(b) 두 판사이의 辐射열전달에 의한 손실  $q_r$

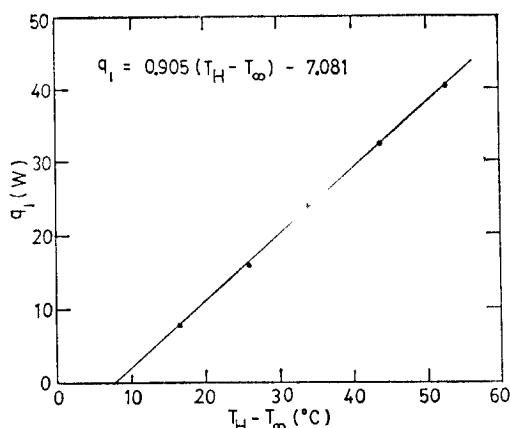


Fig. 11. Calibration curve giving heat loss  $q_i$

(c) 사각공동을 구성하고 있는 spacer를 통한 손실  $q_s$

(a) 힙의 열손실  $q_i$ 를 구하기 위해 보정실험이 필요하며, 고온판 뒤에 부착된 단열상자와 똑같은 힙 상의 단열상자를 하나 더 만들어 고온판 앞에 부착시켜 실집한다. 따라서 열손실  $q_i$ 는 고온판을 어떤 온도  $T_H$ 로 유지시키는 데 필요한 동력의  $\frac{1}{2}$ 에 해당되며 고온판의 여러 온도에 대한  $q_i$  값의 결과가 Fig. 11에 나타나 있다. (b) 힙의 손실은 복사팅상계수(shape factor)를 1로 가정하고 고온판과 저온판을 회개판 가정하면 다음의 식으로 간단히 계산될 수 있다.

$$q_r = \frac{\sigma A (T_H^4 - T_c^4)}{1/\epsilon_H + 1/\epsilon_c - 1} \quad (45)$$

여기서  $\epsilon_H$ 와  $\epsilon_c$ 는 고온판과 저온판의 방사율이다.

(c) 힙의 열손실은 아주 적으므로 무시한다. 결국 자연대류 열전달율  $q$ 는

$$q = q_{input} - q_i - q_r \quad (46)$$

이 된다.

보정실험이 끝난 후 본 실험은 간격비를 변화시켜 가면서 다음의 순서로 수행한다.

① 일정한 간격비에서 물통의 냉각수 유량을 각당하게 조절한다.

② 두 판의 초기온도와 대기온도를 측정한다.

③ 스위치를 올리 장치를 작동시킨 후 정상상태가 될 때까지 일정한 시간간격으로 두 판과 대기의 온

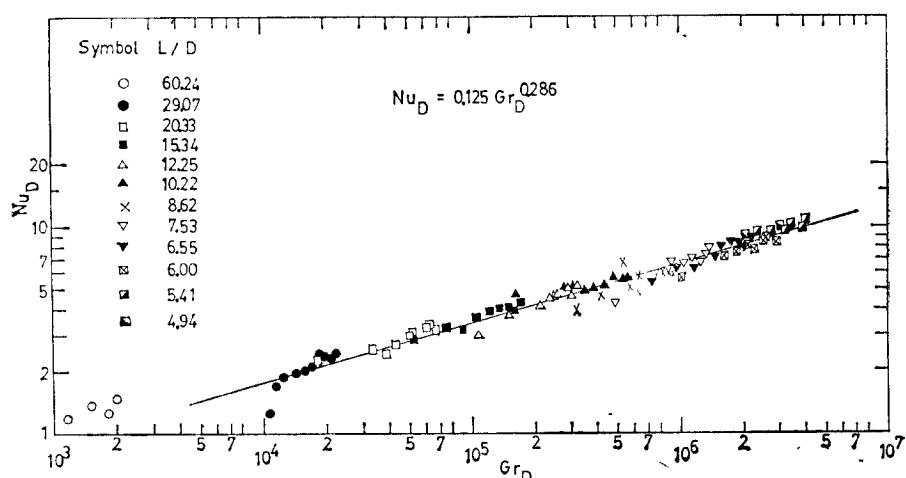


Fig. 12. Overall correlation of the experimental heat transfer data

도를 측정한다.

④ 두 판의 온도가 정상상태에 도달하면 가열기에 입력된 전압과 전류를 측정한다.

⑤ ④의 과정이 끝나면 전압을 변압기로 높여가면서 위의 과정을 반복한다.

### 3. 實驗結果

열전 닐의 결과는  $Gr_b$  수,  $Pr$  수,  $Nu_b$  수 및 간격비와 같은 독립변수를 이용하여 실험적으로 얻을 수 있다.

실험결과로부터 대류열전달계수  $h$ 는

$$h = \frac{q}{A(T_h - T_c)} \quad (47)$$

로 계산하며, 다른 물성값들인  $k$ ,  $\nu$ ,  $\beta$ ,  $\alpha$  등은 고온판과 저온판의 평균온도  $T_m$ 에서 구한다.

Fig. 12는 실험 data를 이용하여  $Nu_b$  수와  $Gr_b$  수의 관계를 log-log 그래프에 나타낸 것이다. 그림을 보면 간격비에 관계없이  $Nu_b$  수와  $Gr_b$  수만의 관계식을 얻을 수 있음을 보여주며 최소자승법을 이용하면

$$Nu_b = 0.125 Gr_b^{0.286} \quad (48)$$

로 표시된다. 이 식으로 계산한 값의 ±10%이내의 오차를 가진 실험 data의 수는 약 90%에 달한다. 한편 간격비까지 고려한다면

$$Nu_b = 0.249 Gr_b^{0.258} (L/D)^{-0.121} \quad (49)$$

$$5 \times 10^3 \leq Gr_b \leq 4 \times 10^6$$

$$4.94 \leq L/D \leq 60.24$$

가 된다.

### IV. 結論

本論文은 두境界面이 서로 다른 온도로 일정하

게 유지되는 密閉된 垂直四角空洞 내의 공기층의 自然對流에 관한 연구로써 수치적 방법과 실험을 통하여 해석하였다.

수치해석은 stream function-vorticity 형태로 기본방정식을 변형하여 계산하는 일반적인 방법을 채택하지 않고 기본방정식 자체에 기초한 방법을 도입하여 실시하였으며 수치해석 결과로써 空洞내의 자연대류 열전달율과 열전달계수  $h$ 와의 관계가  $Nu_b$  수,  $Gr_b$  수 및 간격비 사이의 관계식 (43)과 (44)로써 최종적으로 제시되었다. 아울러 공동내의 유동의 변화에 대한 정성적인 분석도 세밀하게 이루어졌으며, 이미 보고된 다른 수치해석 결과와 비교해 볼때 본 수치해석 방법에서 채택한 technique와 scheme은 밀폐된 공동내의 자연대류 문제에 대해서 훌륭하게 적용될 수 있음을 확인할 수 있었다.

실험은  $Nu_b$  수,  $Gr_b$  수 및 간격비 사이의 관계식 만을 구하여 수치해석결과와 비교할 목적으로 수행되어 공동내의 온도분포는 측정하지 않았고 따라서 정성적인 분석은 하지 않았다. 결국 공동내의 열전달 관계가 관계식 (48)과 (49)로써 제시되었다.

수치해석결과인 식(43)과 (49)를 비교해 보면 수치해석에 의한 식(43)으로 계산한 값이 실험에 의한 식(49)로 계산한 값보다 다소 작음을 알 수 있다. 이것은 수치해석에 따른 여러가지 가정에 기인한 것으로 보이며, 이미 보고된 다른 결과를 살펴보아도 수치해석결과의 값이 실험값에 비해 작은 것이 일반적인 사실로 받아들여진다.

관계식 (43), (49)와 이미 보고된 다른 관계식과의 비교가 Table 1에 나타나 있으며 잘 일치함을 보여준다.

마지막으로 실험을 수행하는 데 있어서 성심성의

Table 1. The comparison of constants, a, b, and c ( $Nu_b = a Gr_b^b (L/D)^c$ )

Investigator	a	b	c	Range of L/D	Range of $Gr_b$
Present work(Num.) (Exp.)	0.255 0.249	0.257 0.258	-0.224 -0.121	2 to 40 4.94 to 60.24	10 <sup>3</sup> to 10 <sup>6</sup> 5×10 <sup>3</sup> to 5×10 <sup>6</sup>
Bejan(Num.)	0.332	0.250	-0.250	10 to 100	5×10 <sup>3</sup> to 7×10 <sup>6</sup>
MacGregor and Emery (Num.)	0.250	0.250	-0.250	2 to 20	5×10 <sup>3</sup> to 2×10 <sup>5</sup>
Newell and Schmidt (Num.)	0.155	0.315	-0.265	2 to 20	4×10 <sup>3</sup> to 1.4×10 <sup>5</sup>
Jacob (Exp.)	0.180	0.250	-0.111	3.12 to 42.2	2×10 <sup>4</sup> to 2×10 <sup>5</sup>
	0.065	0.333	-0.111		2×10 <sup>5</sup> to 10 <sup>7</sup>
Yin, Wung, and Chen(Exp.)	0.210	0.269	-0.131	4.9 to 78.7	1.5×10 <sup>3</sup> to 7×10 <sup>6</sup>

겟 도와준 오상한\*군과 김호준\*\*군에게 감사의 말을 전한다.

### References

1. Gill, A.E., "The Boundary Layer Regime for Convection in a Rectangular Cavity," *J. Fluid Mech.*, Vol. 26, pp. 515-536, 1966.
2. Elder, J.W., "Laminar Free Convection in a Vertical Slot," *J. Fluid Mech.*, Vol. 23, pp. 77-98, 1965.
3. Elder, J.W., "Numerical Experiments with Free Convection," *J. Fluid Mech.*, Vol. 24, pp. 823-843, 1966.
4. de Vahl Davis, G., "Laminar Natural Convection in an Enclosed Rectangular Cavity," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 11, pp. 1675-1693, 1968.
5. de Vahl Davis, G. and Mallinson, G.D., "A Note on Natural Convection in a Vertical Slot," *J. Fluid Mech.*, Vol. 72, pp. 878-881, 1975.
6. Bejan, A., "Note on Gill solution for Free Convection in a Vertical Enclosure," *J. Fluid Mech.*, Vol. 90, pp. 561-564, 1979.
7. MacGregor, R.K. and Emery, A.F., "Free Convection through Vertical Plane Layers-Moderate and High Prandtl Number Fluids," *J. Heat Transfer*, Vol. 91, pp. 391-401, 1969.
8. Newell, M.E. and Schmidt, F.W., "Heat Transfer Laminar Natural Convection within Rectangular Enclosure," *J. Heat Transfer*, Vol. 92, pp. 159-168, 1970.
9. Bejan, A. and Tien, C.L., "Laminar Natural Convection Heat Transfer in a Horizontal Cavity with Different End Temperatures," *J. Heat Transfer*, Vol. 100, pp. 641-647, 1978.
10. Chan, B.K.C., Ivey, C.M., and Barry, J.M., "Natural Convection in Enclosed Porous Media with Rectangular Boundaries," *J. Heat Transfer*, Vol. 92, pp. 21-27, 1970.
11. Cormack, D.E., Leal, L.G., and Imberger, J., "Natural Convection in a Shallow Cavity with Differentially Heated End Walls, Part1, Part2, and Part3," *J. Fluid Mech.*, Vol. 65, pp. 209-261, 1974.
12. Yin, S.H., Wung, T.Y., and Chen, K., "Natural Convection in an Air Layer Enclosed within Rectangular Cavities," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 21, pp. 307-315, 1978.
13. Chan, A.M.C. and Banerjee, S., "Three Dimensional Numerical Analysis of Transient Natural Convection in Rectangular Enclosures," *J. Heat Transfer*, Vol. 101, pp. 114-119, 1979.
14. Vajravelu, K. and Sastri, K.S., "Fully Developed Laminar Free Convection Flow between Two Parallel Vertical Walls-I," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 20, pp. 655-660, 1977.
15. Bejan, A., "A Synthesis of Analytical Results for Natural Convection Heat Transfer across Rectangular Enclosures," *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 23, pp. 723-726, 1980.
16. Emery, A.F., Dreger, W.W., Wyche, D.L., and Yang, A., "Laminar and Turbulent Free Convection through Vertical Enclosures Filled with Non-Newtonian Fluids," *J. Heat Transfer*, Vol. 97, pp. 366-371, 1975.
17. Ostach, S., "Natural Convection in Enclosures," *Advanced Heat Transfer*, Vol. 8, pp. 161-228, Academic Press, 1972.
18. Patankar, S.V., *Numerical Heat Transfer and Fluid Flow*, McGraw-HILL, 1980.
19. Patanker, S.V. and Spalding, D.B., *Heat and Mass Transfer in Boundary Layers*, INTERTEXT BOOKS, LONDON, 2nd. ed., 1970.
20. Nogotov, E.F., Berkovsky, B.M., and Minkowycz, W.J., *Applications of Numerical Heat Transfer*, McGraw-HILL, 1980.

\*현재 延世大學校 大學院

\*\*현재 漢陽大學校 大學院