

# 室內 氣流의 數值解析

閔 滿 基\* · 金 柱 均\*

## Numerical method for Thermal Convection of air in Ondol Room

Man-Ki Min, Joo-Kyoon Kim

### Abstract

At Grashof numbers  $10^{10}$ ,  $5 \times 10^{10}$ , and  $10^{11}$  nonlinear partial differential equations for two dimensional thermal circulation of air in a rectangular enclosure heated from below are solved numerically by finite difference explicit method in time-dependent form. Two vertical walls and ceiling are held at low temperature and floor at high temperature.

Results are compared with From's numerical solutions at  $10^9 \leq N_{Gr} < 10^{13}$ .

The effective draft temperature fields are also obtained to examine cold draft problem, there included a line of constant effective draft temperature  $-1.667^\circ\text{C}$  which is essentially Houghten's 80% comfort data.

### 記 號

#### 記號表示

#### 定義 및 單位

$C_p$	정압비열, $\text{KJ/kg}^\circ\text{C}$	$V_R$	실내의 무차원 합성기류속도, $\sqrt{U^2 + V^2}$
ETD	무차원 유효온도차	$x$	수직축좌표, m
$g$	중력가속도, $\text{m/s}^2$	$X$	무차원, 수직축좌표
$N_{Gr}$	Grashof 수, $\frac{g\beta(\theta_2 - \theta_1)L^3}{\nu^2}$	$y$	수평축좌표, m
$H$	방의 반자높이, m	$Y$	무차원 수평축좌표
$i, j$	$x$ 및 $y$ 방향 격자의 節點番號, 下添字	$\beta$	부피팽창계수, $1/^\circ\text{C}$
$k$	열전도계수, $\text{W/m}\cdot\text{c}$	$\theta$	온도, $^\circ\text{C}$
$m$	$x$ 방향의 격자망수	$\theta_1, \theta_2$	벽 및 천정표면의 온도 그리고 방바닥표면 온도, $^\circ\text{C}$
$n$	$y$ 방향의 격자망수	$\theta_0$	실내평균온도, $^\circ\text{C}$
$N_{Pr}$	Prandtl 수, $\frac{\mu \cdot C_p}{k}$	$\Delta\theta$	유효온도차, $^\circ\text{C}$
$T$	무차원온도, $\frac{\theta - \theta_0}{\theta_2 - \theta_0}$	$\phi$	유동함수,
$t$	시간, sec	$\Psi$	무차원 유동함수,
$u$	$x$ 방향의 속도, $\text{m/s}$	$\zeta$	와도
$U$	$x$ 방향의 무차원속도, $\frac{u \cdot L}{\nu}$	$\Omega$	무차원 와도
$v$	$y$ 방향의 속도, $\text{m/s}$	$\rho$	밀도, $\text{kg/m}^3$
$V$	$y$ 방향의 무차원 속도, $\frac{v \cdot L}{\nu}$	$\mu$	점성계수 $\text{kg/m}\cdot\text{s}$
$v_R$	실내의 기류속도, $\text{m/s}$	$\nu$	동점성계수, $\text{m}^2/\text{s}$

\* 正會員, 高麗大學校 工科大學

1. 緒 論

우리나라의 전통적인 溫突暖房에 있어서는 깊은 겨울에 잠갈 때 외풍으로 고통을 겪는 경우가 상당히 많다.

외풍은 창문틈으로 들어오는 찬 외기의 영향도 있지만 찬 벽이나 창문으로부터 내려오는 냉기류가 그 원인이라고 볼 수 있다.

이러한 室內의 외풍(cold draft)에 관한 연구는 단편적으로 보일 뿐이고 外國에서는 밀폐공간에서의 自然對流에 대한 연구로써 상당한 연구가 이미 이루어지고 있으며 우리나라에 있어서도 이에 대한 체계적인 연구가 이루어져야 된다고 본다.

室內氣流分布를 연구하는 방법은 대체로 두가지로 나눌 수 있다. 첫째로 模型에 대한 可視化實驗에 의한 방법<sup>1)-4)</sup>과 둘째는 流體運動의 基本方程式에 대한 解析解 또는 數值解에 의하여 氣流分布를 求하는 방법이다. 이 중에서 數值解에 의한 近似的인 解法이 많이 適用되고 있으며 本論文도 溫突暖房의 熱對流에 의한 室內의 二次元 氣流分布를 數值解로 求한 것이다.

室內의 熱對流, 특히 室內溫度分布에 관한 理論的 研究로서는 溫度가 서로 다른 두 垂直境界面 사이의 밀폐空間에서의 自然對流熱傳達에 관한 Batchelor<sup>5)</sup>(1954), 聯立非線型偏微方의 解에 直交多項式을 利用하는 展開法을 使用한 Poots<sup>6)</sup>(1958), 긴 矩形의 密閉空間에 대한 Wilkes & Churchill<sup>9)</sup>(1966)과 Newell & Schmidt<sup>7)</sup>(1970)가 있고 室內自體에 대한 直接的인 研究로는 寺井<sup>9)</sup>(1958)의 研究 등이 있으며 모두 二次元層流에 대한 것이다.

Hellums & Churchill<sup>10)</sup>(1962)은 有限差分法으로 二次元非定常및定常自然對流問題를 처음으로 풀었다. Crawford & Lemlich<sup>11)</sup>(1962)는 일반형의 運動方程式을 使用하여 定常解를 求하였다. 그밖에 Harlow 및 共同研究者들<sup>12)13)</sup>(1964)이 二次元的 非定常問題를 다루었고 이들 中 Fromm<sup>13)</sup>(1965)은 밑에서 加熱을 받는 流體層에 대하여

層流自然對流의 非線型的 Navier-Stokes 方程式을 Boussinesq 近似를 適用하여 臨界 Rayleigh 數 $\sim 10^7$  사이의 Rayleigh 數에서 數值解를 求하였다. 더우기 Aziz & Hellums<sup>14)</sup>(1967)는 같은 問題를 三次元에 대하여 數值를 求하였다.

그후 Fromm<sup>15)</sup>(1970)은 室內環境條件인 Grashof 數  $10^{12}$ 까지의 範圍에 대하여 Wilkes<sup>9)</sup>에 의한 有限差分法으로 二次元數值計算을 遂行하였다.

本論文에서는 가로가 無限히 길고 세로(房의 幅)와 반자높이의 비가 1:1인 房을 대상으로 하였다. 非壓縮性, 粘性, 二次元, 層流 流動이며 流體의 여러 特性은 一定하다고 假定한다. 다만, 浮力에 있어서만 密度가 變化하는 Boussinesq의 近似<sup>16)</sup>를 使用한다. 또한 輻射에 의한 傳熱은 고려하지 않으며 양벽과 반자는 境界條件으로서 일정한 溫度를 주고 傳導와 對流에 依해서 熱이 溫突바닥에서부터 올라오는 自然對流를 取扱한다.

運動方程式, 에너지方程式 및 連續方程式으로부터 渦度, 溫度, 및 流動函數들의 分布를 求하여 室內氣流分布의 狀態를 解析할 수 있으며 이와 더불어 외풍의 영역을 얻을 수 있다. Grashoff 數  $10^{10}$ ,  $5 \times 10^{10}$ , 및  $10^{11}$ (Rayleigh 數 0.733  $\times 10^{10}$ ,  $3.665 \times 10^{10}$ , 및  $7.33 \times 10^{10}$ )에 對하여 數值解를 求하였고 따라서 Benard flow는 일어나지 않는다.<sup>17)</sup>

외풍은 Rydberg와 Norback이 提案한 有效溫度差<sup>18)</sup>를 使用하여 그 分布를 求하고 解析하였다.

2. 本 論

二次元, 非定常, 非壓縮性, 層流, 粘性對流流動에 있어서 流動을 支配하는 基本方程式은 運動方程式, 에너지方程式 및 連續의 方程式들이다.

2.1. 基本方程式

그림 1에서의 같이 幅 L과 높이 H가 같은 密閉空間에서 境界條件으로서 밀면의 방바닥表面溫度는  $\theta_2$ 이고 兩壁面과 윗면의 天井溫度는  $\theta_1$ 이다.

室内的對流流動은 空間의 垂直中心軸에 대하여 對稱이 되므로 왼쪽 절반에 대해서만 解를 求한다. 그러면 幅과 높이의 比는 1:2가 된다.

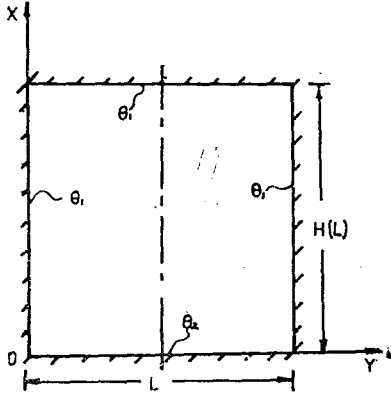


그림 1. 二次元空間의 境界條件

室内的 流體는 처음에 靜止狀態에 있고 兩壁面과 半자의 溫度는 同一한 溫度  $\theta_1$ 이며 速度와 溫度는 時間의 函數로 나타난다.<sup>8)</sup> 閉空間에 座標를 그림 1과 같이 잡고 基本方程式으로서 渦度輸送方程式, 에너지方程式 및 連續의 方程式을 使用한다.

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -g\beta(\theta - \theta_0) + \nu^2 \zeta \quad (1)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{k}{\rho c_p} \nu^2 \theta \quad (2)$$

$$\nu^2 \psi = -\zeta \quad (3)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad (4)$$

한편 외풍領域을 求하기 위한 有效溫度差는 아래의 式<sup>18)</sup>을 使用한다.

$$\Delta \theta = (\theta - 25) - 7.65(v_R - 0.153) \quad (5)$$

式 (1)~(4)를 아래의 無次元變數로 나타낸다.

$$U = u \cdot L / \nu, \quad V = v \cdot L / \nu, \quad X = x / L, \quad Y = y / L,$$

$$\tau = t \cdot \nu / L^2, \quad T = \theta - \theta_0 / \theta_2 - \theta_0,$$

$$N_{Gr} = g\beta(\theta_2 - \theta_1) L^3 / \nu^2, \quad N_{Pr} = \frac{\mu C_p}{k}$$

$$\Psi = \psi / \nu, \quad \Omega = \zeta L^2 / \nu$$

그러면

$$\frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U \frac{\partial \Omega}{\partial X} + V \frac{\partial \Omega}{\partial Y} = \frac{N_{Gr}}{2} \frac{\partial T}{\partial Y} + \nu^2 \Omega \quad (6)$$

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} + U \frac{\partial T}{\partial X} + V \frac{\partial T}{\partial Y} = \frac{1}{N_{Pr}} \nu^2 T \quad (7)$$

$$\nu^2 \Psi = -\Omega \quad (8)$$

$$U = \frac{\partial \Psi}{\partial Y}, \quad V = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} \quad (9)$$

式(5)를  $\theta_2 - \theta_0$ 로 나누어 有效溫度差를 無次元化하면 다음과 같다.

$$ETD = T - \frac{118.19 V_R}{10^6 (\theta_2 - \theta_0) L} + \frac{1.1705}{\theta_2 - \theta_0} \quad (10)$$

境界條件은

$$\tau = 0, \quad 0 \leq X \leq 2, \quad 0 \leq Y \leq 1 \quad : \quad \Psi = 0, \quad \Omega = 0, \quad T = 0$$

$$\tau > 0, \quad X = 0: \quad \Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \quad T = 1$$

$$X = 2: \quad \Psi = \frac{\partial \Psi}{\partial Y} = 0, \quad T = -1$$

$$Y = 0: \quad \Psi = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \quad T = -1$$

$$Y = 1: \quad \Psi = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial X} = 0$$

여기서 그림 1에서의 閉空間內的 流動은  $y = L/2$  軸을 中心으로 左右가 對稱이기 때문에  $y = L$ 에서의 境界條件은 아래와 같이 된다.

$$\tau > 0, \quad Y = 2: \quad \Psi = -\frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0, \quad T = -1$$

## 2.2. 數值解析

二次元空間의 格子網에서 數值計算의 節點의

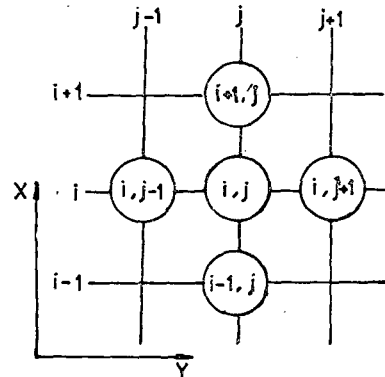


그림 2. 格子網의 節點記號

記號는 그림 2와 같다.

基本方程式들에 對한 有限差分近似方程式은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\Omega'_{i,j} - \Omega_{i,j}}{\Delta Z} + U_{i,j} - \frac{\Omega_{i,j} - \Omega_{i-1,j}}{\Delta X} + V_{i,j} \frac{\Omega_{i,j+1} - \Omega_{i,j}}{\Delta Y} = \frac{N_{Gr}}{2} \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta Y} + \frac{\Omega_{i+1,j} - 2\Omega_{i,j} + \Omega_{i-1,j}}{(\Delta X)^2} + \frac{\Omega_{i,j+1} - 2\Omega_{i,j} + \Omega_{i,j-1}}{(\Delta Y)^2} \quad (11)$$

$$\frac{T'_{i,j} - T_{i,j}}{\Delta \tau} + U_{i,j} \frac{T_{i,j} - T_{i-1,j}}{\Delta X} + V_{i,j} \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta Y} = \frac{1}{N_{Pr}} \left\{ \frac{T_{i+1,j} - 2T_{i,j} + T_{i-1,j}}{(\Delta X)^2} + \frac{T_{i,j+1} - 2T_{i,j} + T_{i,j-1}}{(\Delta Y)^2} \right\} \quad (12)$$

$$\frac{\Psi_{i+1,j} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i-1,j}}{(\Delta X)^2} + \frac{\Psi_{i,j+1} - 2\Psi_{i,j} + \Psi_{i,j-1}}{(\Delta Y)^2} = -\Omega'_{i,j} \quad (13)$$

$$U_{i,j} = \frac{\Psi_{i,j+1} - \Psi_{i,j}}{\Delta Y}, \quad V_{i,j} = \frac{\Psi_{i-1,j} - \Psi_{i,j}}{\Delta X} \quad (14)$$

$$ETD_{i,j} = T_{i,j} - \frac{118.19}{10^6} \frac{V_{R,i,j}}{(\theta_2 - \theta_0)L} + \frac{1.1705}{(\theta_2 - \theta_0)} \quad (15)$$

式 (11)~(13)에서  $\Omega'$  및  $T'$ 는 time step 끝에서 얻는  $\Omega$  및  $T$ 의 값이다. 임의의 한 time step 중 式(11) 및 式(12)에서의  $U_{i,j}$  와  $V_{i,j}$  는 常數로 취급한다. 임의의 時間  $\Delta \tau$  에서 새로운 溫度  $\Omega'$ 와 새로운 溫度  $T'$ 는 式(11)~(14)에서 얻어진다.

$T$  및  $\Psi$ 의 有限差分近似方程式에 對한 計算에 있어서 境界面에서의 境界條件은 전술한 바와 같고 이 有限差分近似方程式 (12)式 및 (13)式에 (1)이 境界條件과 (2) 境界面에 垂直方向의 境界面 다음의 節點에서의  $T$  및  $\Psi$ 의 Taylor의 級數展開를 하고 3次以上の 偏導函數項을 無視한 式을 代入하여 各 境界面에서의 有限差分計算을 한

다.<sup>19)</sup>

### 2.3. 數值計算

流體의 動粘性係數는 25°C의 空氣에 對한 값  $15.45 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ ,  $X_{\text{max}}$  와  $Y_{\text{max}}$ 는 2.0 및 1.0 그리고  $N_{Pr}$ 은 0.733으로 一定하게 잡았고  $N_{Gr}$ 은  $10^{10}$ ,  $5 \times 10^{10}$ , 및  $10^{11}$ 에 對하여 數值計算하였다.

이때의 格子網數는  $m \times n = 21 \times 11$ 이며 格子網은 正方形이다. 數值計算의 順序, programming source list, 및 flow chart는 文獻 18 參照.

### 2.4. 計算의 安定性

explicit method 로 計算을 하였으며 非定常 熱對流方程으로부터 定常解를 逐次的으로 求하기 때문에 計算에 많은 時間이 所要된다. 時間幅 (time step)의 크기는 定常解를 求하는데는 無關하지만 安定한 計算이 되기 위해서는 時間幅이 매우 작아야 된다. 그러나 이때 計算의 所要時間이 커진다. 따라서 適切한 時間幅을 決定하기 위해서는 安定性的의 條件 (16)式으로부터 그리고 數次에 걸친 豫備數值實驗으로부터 檢討하여야 한다.

安定性的의 條件<sup>19)</sup>은

$$\frac{|U|\Delta \tau}{\Delta X} - \frac{|V|\Delta \tau}{\Delta Y} + \frac{2}{N_{Pr}} \left( \frac{\Delta \tau}{(\Delta X)^2} + \frac{\Delta \tau}{(\Delta Y)^2} \right) \leq 1 \quad (16)$$

아래의 表 1은 安定하게 計算이 遂行된 最終計算의 時間幅, cpu time, 및 計算의 反覆數를 나타낸 것이다.

表 1. 時間幅, 電算時間, 및 反覆回數

$N_{Gr}$	time step	cpu time	number of iteration
$10^{10}$	$0.25 \times 10^{-7}$	2hr 20min 38sec	920
$5 \times 10^{10}$	$0.3 \times 10^{-7}$	2hr 18min 21sec	780
$10^{11}$	$0.3 \times 10^{-7}$	2hr 11min 07sec	680

表 2. 길이,  $L$ 에 따른 온도차  $\theta_2 - \theta_1$ 의 값 (괄호내는  $\theta_2 - \theta_0$ 의 값)

$N_{Gr}$ \ $L$	2.0m	2.3m	2.5m	2.7m
$10^{10}$	9.08°C (4.54°C)	5.97°C (2.99°C)	4.65°C (2.33°C)	3.69°C (1.85°C)
$5 \times 10^{10}$	45.42 (22.71)	29.87 (14.94)	23.26 (11.63)	18.46 (9.23)
$10^{11}$	90.84 (45.42)	59.73 (29.87)	46.51 (23.26)	36.92 (18.46)

2.5. 計算結果 및 考察

아래의 그림 3은 靜止狀態로부터 非定常對流流動의 解에서 定常狀態의 解에 收斂하는 各節點에서 갖는 溫度의 時間的 變化를 나타낸 것으로서  $N_{Gr} = 10^{10}$ 의 경우에 대한 것이다.

그림 4 및 5는 電算機(高麗大學校附設電子計算所의 IBM 370)로 計算한 結果에서 얻은 流動函數와 室內의 溫度分布를 나타낸 것이다.

定하여진  $N_{Gr}$ 에 대하여 방바닥의 溫度와 壁面의 溫度差,  $\theta_2 - \theta_1$ 과 特性길이  $L$  사이에는 一定한 關係를 갖는다. 이때  $N_{Gr}$ 의 各 값에서 갖는 溫

度差  $\theta_2 - \theta_1$  및 特性길이  $L$ 의 組合을 表 2에 나타내었다.

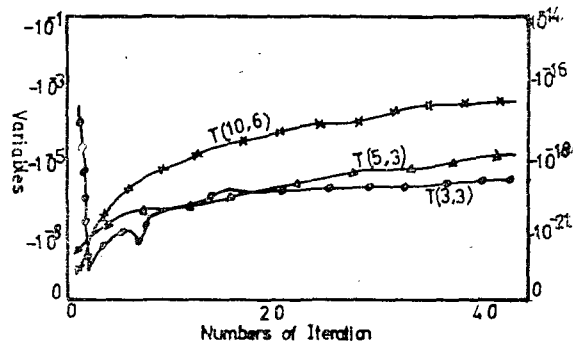


그림 3. 時間乙에 따른 定常解에의 收斂( $N_{Gr} = 10^{10}$ )

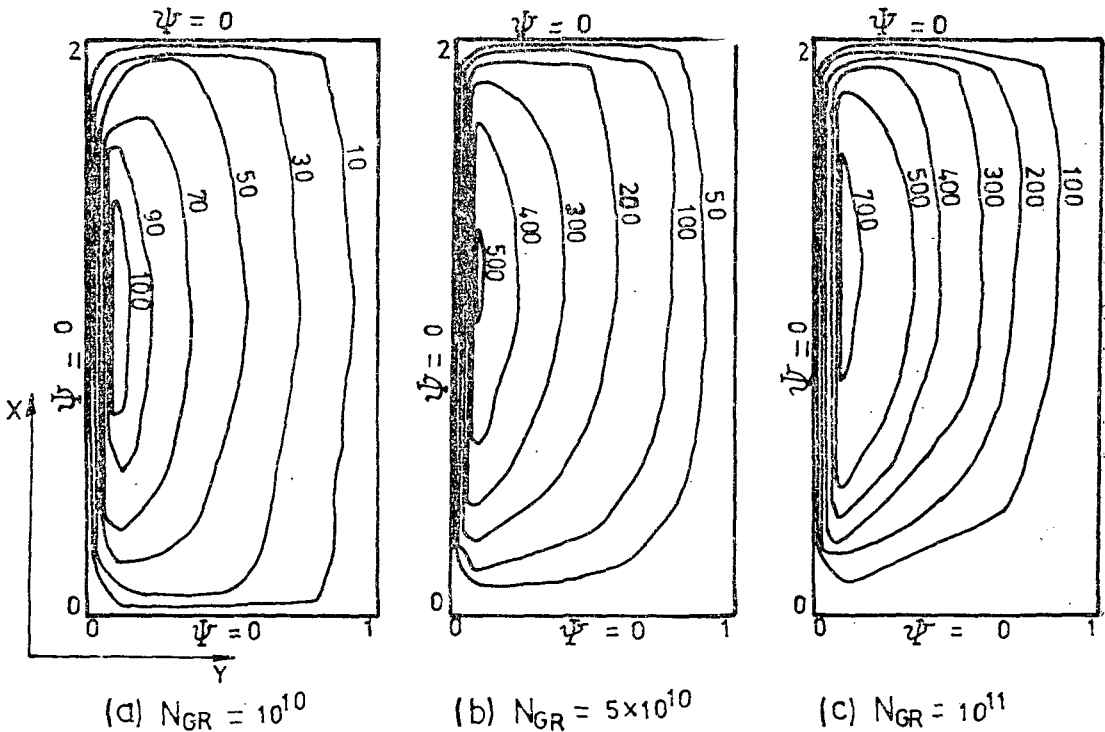


그림 4. 流動函數의 分布,  $\psi$

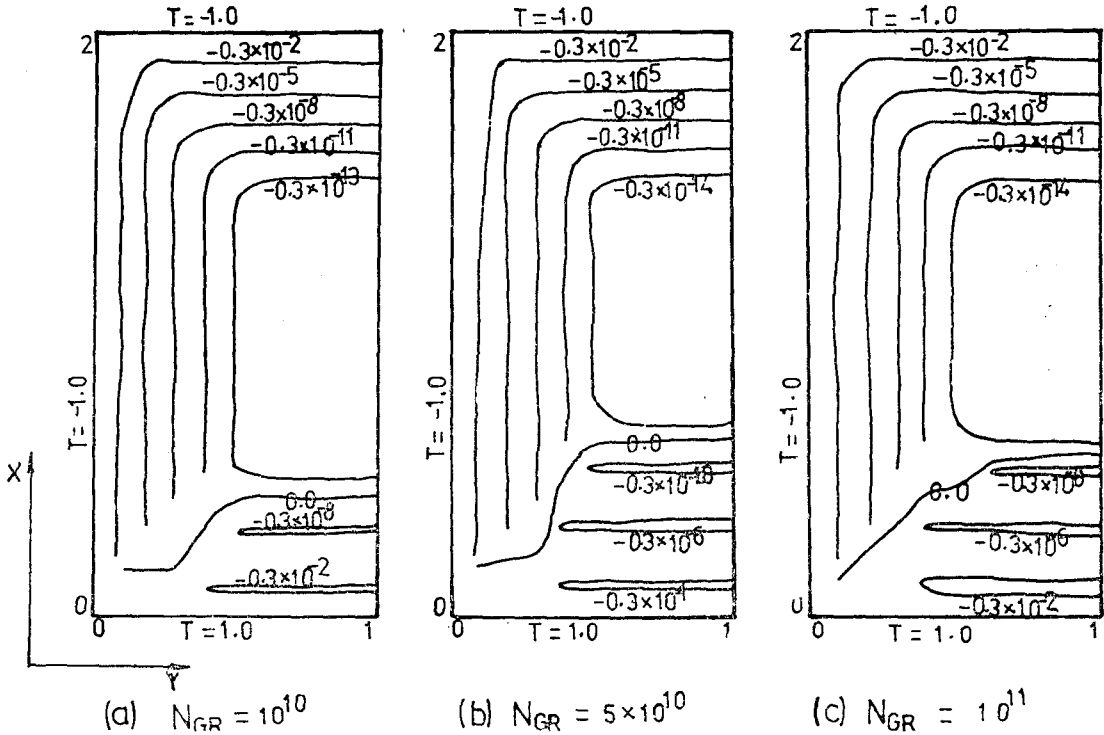


그림 5. 室內溫度의 分布,  $T$

그림 4(a), (b), 및 (c)를 보면 流線은 모두 壁面에 集中되어 있다. 壁面에 바짝 붙어서 내려오는 下降氣流의 두께는 0.1이 조금 넘는 정도에 不過하다. 따라서 이곳의 流速은 格別히 빠르다.  $N_{GR}$ 이 增加함에 따라 對流는 顯著하게 增加한다

그림 5(a), (b), 및 (c)는 室內의 溫度分布를 보여준다. (a), (b), 및 (c)에서 平均溫度  $\theta_0$ 가 室內 中央의 大部分을 넓게 支配하고 있으며 天井과 壁表面 근방에서 溫度變化가 크게 일어난다.  $N_{GR}$ 에 따른 溫度分布의 變化는 別로 없다.

그림 6(a), (b), 및 (c)는  $L=2.7m$ 로 잡았을 때의 室內의 有效溫度分布를 보여준 것이다.

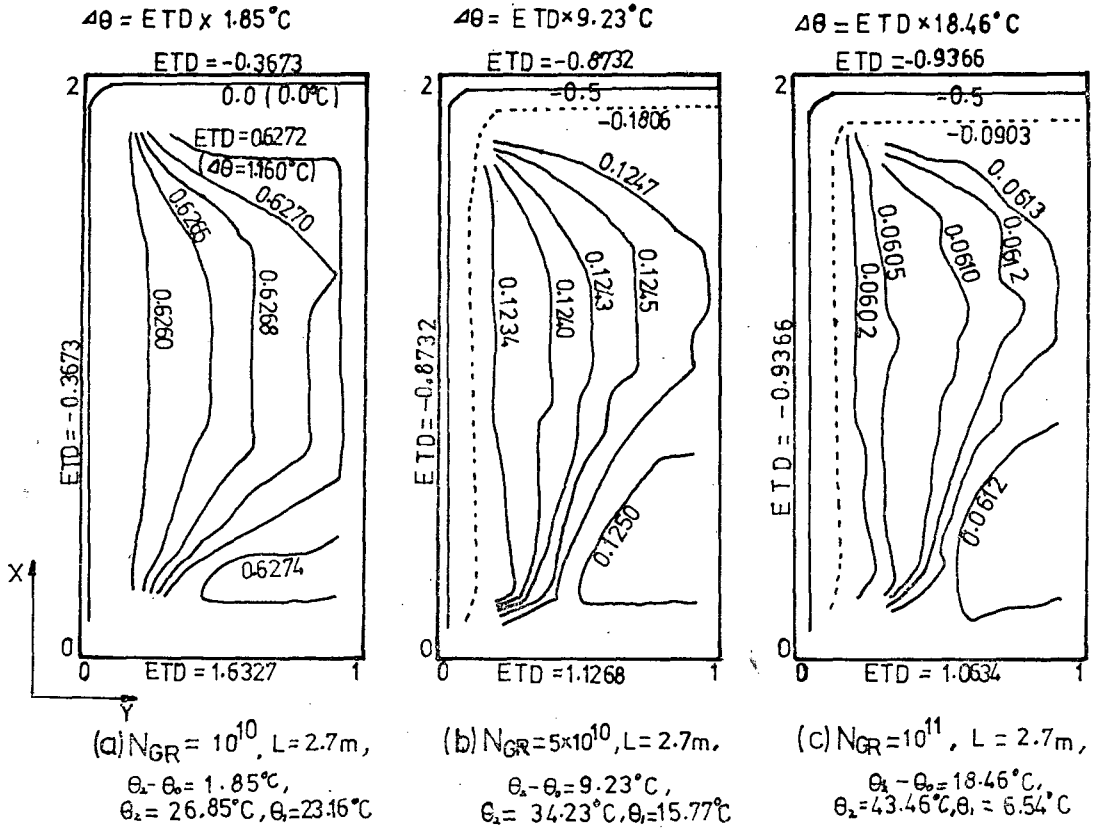
그림 7 (a) 및 (b)는  $N_{GR}=10^{11}$ 일때  $L$ 을 2.0m 및 2.5m로 바꾸었을 때의 室內의 有效溫度分布를 보여준 것이다.

有效溫度差는 溫度和 氣流速度에 따라 變한다. 그림 6을 보면 有效溫度差의 分布는 그림 4의 流動函數의 分布와 비슷하다고 볼 수 있다. 이것은

앞서 언급한 바와 같이 그림 5에서 室內平均溫度가 室內中央部分을 넓게 支配하고 있기 때문이다. 따라서 외풍이 발생하는 영역은 溫度기울기가 크고 冷氣流의 對流速度가 큰 天井 및 壁의 表面附近이다. 그러나 天井은 居住領域이 아니므로 壁表面근방의 外풍만이 問題가 된다.

$N_{GR}$ 의 증가에 따라서 有效溫度差의 分布의 모양은 別 變化가 없으며 室內中央部分을 넓게 支配하고 있는 有效溫度差는  $N_{GR}=10^{11}$ 때  $\Delta\theta=1.12$ 로서 다른  $N_{GR}$ 인 경우에 比하여 조금 작으나 큰 差異는 아니며 세 경우에 있어서 Houghten의 曲線<sup>21)</sup>에서 보면 no feeling 으로부터 cold feeling 을 갖는 領域으로 조금 들어선 程度로서 有效溫도의 快適性은 室內中央部分의 空間에서 모두 좋은 것으로 보인다.

앉은 자세에서 목부분의 느낌에 對한 Houghten의 資料<sup>21)</sup>에 依하면 有效溫度差  $+1.111^{\circ}C \sim -1.667^{\circ}C (+2^{\circ}F \sim -3^{\circ}F)$  사이에서 在室者의 80%가 快適하고 나머지 20%가 cold feeling 을 갖



ETD

Comfort Criteria	$N_{Gr}$	$10^{10}$	$5 \times 10^{10}$	$10^{11}$
no feeling		+0.601	+0.1204	+0.0602
20% Complaining Occupants		-0.901	-0.1806	-0.0903
30% Complaining Occupants		-1.502	-0.3010	-0.1505

그림 6. 無次元有效溫度差分布, ETD(괄호내는 有效溫度差,  $\Delta\theta$ )  $L=2.7\text{m}$  인 경우

는다고 報告하고 있다. 또 在室者의 70%가 快適하다고 報告한 것은  $-2.778^\circ\text{C} \sim -1.667^\circ\text{C}$  ( $-5^\circ\text{F} \sim -3^\circ\text{F}$ ) 사이이다.

그림 6(b)와 (c)에 20% complaining 線을 點線으로 表示하였다.  $N_{Gr} = 10^{11}$ 인 (c)의 경우  $N_{Gr} = 5 \times 10^{10}$ 인 (b)의 경우보다 外풍영역이 넓어지고 있다. 그림 6(a)에는 이 20%線이 全然 나타나지 않는다. 即  $N_{Gr} = 10^{10}$ 인 경우에는 室內의 어데서나 80% 以上の 在室者가 快適함을 느낀다

그림 7(b)의 有效溫度差의 分布는  $L=2.5\text{m}$ 의

경우로서  $L=2.7\text{m}$ 인 그림 6(c)의 경우와 比較하면 큰 차이는 없고 室內 中央部分에서 亦是 快適하며 그림 7(a)는  $L=2.0\text{m}$ 의 경우로서 溫度差,  $\theta_2 - \theta_1$ 이 매우 크며  $\theta_2 = 70.4^\circ\text{C}$ ,  $\theta_1 = 20.4^\circ\text{C}$ 인 때문에 室內中央部分에서는 hot feeling을 주며 壁근방에서는 cold feeling을 주고 있다.

計算結果를  $10^9 < N_{Gr} < 10^{13}$ 의 範圍에서 얻은 Fromm<sup>15)</sup>의 二次元 single-circulation flow와 比較해 본다. Fromm의 경우는 兩壁의 溫度를  $T_1$  및  $T_0$ , 바닥과 천정의 溫度는 兩壁의 溫度

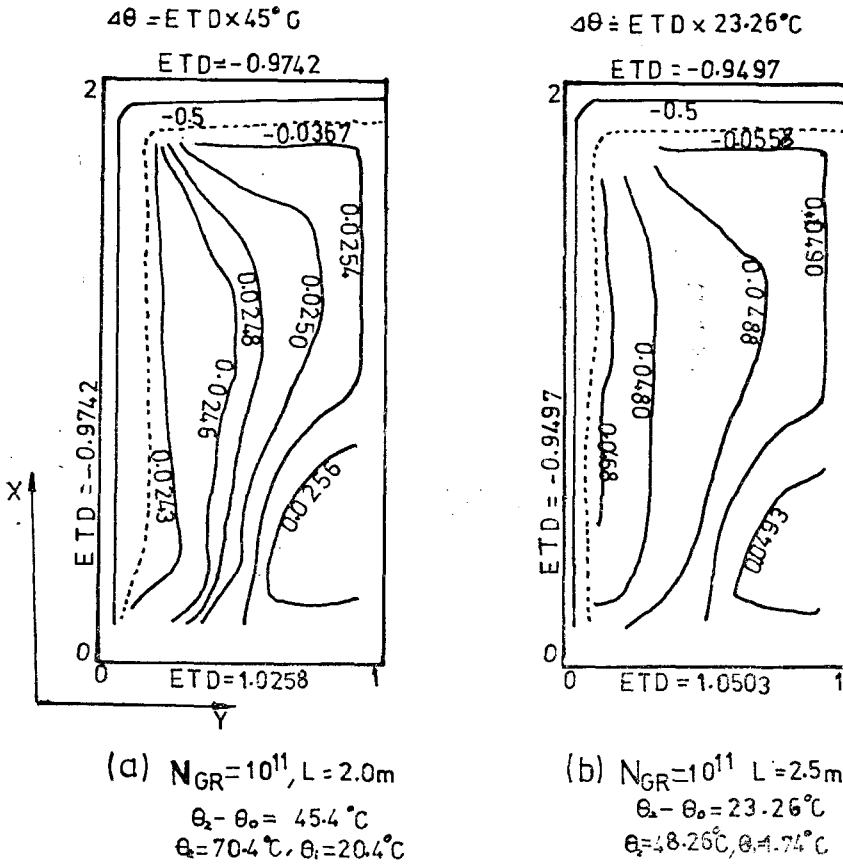


그림 7. 無次元有效溫度差分布, ETD(괄호내는 유효온도차,  $4\theta$ )  $N_{GR} = 10^{11}$ 일 때.

$T_1$ 에서  $T_0$ 까지 선형적으로 변화한 境界條件을 가지고 解를 求하였으므로 다르긴 하나 結果에 있어서 여러모로 공통적인 點을 갖는다. 첫째 室內의 안쪽 流體는 平均溫度로서 本質적으로 等溫이며 渦度는 比較的 없다. 이 流動은 거의 理想 流體흐름의 內部核을 가지고 있고 高度로 變化하는 境界層의 움직임을 가졌다고 表現할 수 있다. 熱境界層과 速度境界層은 얇지만 房의 구석 領域은 이 境界層들에 關聯되는 流動에 變化를 준다.

둘째, parameter의 넓은 값의 範圍에서 流動의 特性이 거의 同一하다는 것은 경이적이다. 定量的으로는 다르다. 特히 對流循環의 速度는 靜止時의 初期狀態로부터 增加하고 있다. 이 範圍에서 粘性 및 傳導의 影響은 中央部分에서는 本質적으로 없고 境界에서만 強烈하다. 전온도차의 절반 이상이 垂直壁의 짧은 거리내에서 일어나고

있다. 이 現象은 높은  $N_{GR}$ 에서 熱傳達率이 높다는 것을 말해준다. 이것은 신속한 循環이 찬 流體의 얇은 層을 더운 境界表面으로 輸送하기 때문이다.

### 3. 結 論

以上과 같은 計算結果 및 考察로부터 다음과 같은 結論을 얻을 수 있다.

(1) 室內의 壁面에 集中된 下降氣流의 두께는 空間幅의 0.1을 조금 넘는 程度에 不過하다. 따라서 이곳의 流速은 格別히 빠르고 對流流動의 影響이 매우 큰 곳이다.  $N_{GR}$ 의 增加에 따라 對流는 顯著하게 增加한다.

(2) 壁 및 天井에 가까운 곳을 除外한 室內의 中央部分은 거의 平均溫度  $\theta_0$ 가 넓게 支配하며



本質으로 等溫領域이다. 壁 및 天井근방의 좁은 層에서 全溫度差의 절반가량의 溫度變化가 일어나고 있으며 等溫線이 層狀을 이루고 있다.

(3) 有效溫度差는 室內中央에서 거의 一定한 값으로 넓게 支配하고 있고 이 有效溫度差는  $L=2.7m$  일 때  $10^{10}$ ,  $5 \times 10^{10}$ , 및  $10^{11}$ 의  $N_G$ 에서 모두 快適한 範圍안에 들고 있다. 壁 및 天井근방에서 全有效溫度差의 절반 이상이 變化하고 있다. 溫度의 기울기가 크고 冷氣流의 下降速度가 큰 天井 및 壁面에서 外風이 發生되며 이 中에서 居住領域에 있는 壁表面 근방에서의 外風만이 問題가 된다.

(4)  $N_G$ 의 變化에 따른 流動特性은 거의 一定하다. 即, 流線, 溫度 및 有效溫度差分布의 모양의 變化는 別로 없다.

(5) 20%의 在室者가 coolness feeling 을 呼訴하는 Houghten의 區域線을 明示하였다. 이 領域은 壁 및 天井表面 가까이에 限定되어 있으며  $N_G$ 의 增加에 따라 조금씩 넓어지는 傾向에 있다.

(6) 위의 (1), (2), 및 有效溫度差分布에 對한 것을 除外한 (4)는  $10^9 \leq N_G < 10^{13}$ 의 範圍에서 얻은 Fromm의 結果와 잘 一致하고 있다.

本 論文은 1977年度 文教部 研究造成費의 後援으로 遂行된 研究의 結果다.

參 考 文 獻

1. 金谷英一: 空氣調和·衛生工學, 第45卷 第12號, 1971. p.43.
2. 繪內·荒谷: 日本建築學會大會學術講演梗概集(九州) 1972. p.407.
3. 野村·松尾·貝塚·坂本·遠藤: 日本建築學會大會學術講演梗概集(北陸). 1974. p.229.
4. 長澤·後藤: 空氣調和·衛生工學, 第45卷 第6號, 1971. p.1.
5. G. K. Batchelor: Quart. of Applied Math.,

- Vol. VII No.3, 1954. p.209.
6. G.Poots: Quart. Jour. Mech. & Applied Math., Vol. IX Pt3, 1958. p.257.
7. M.E.Newell & F.W.Schmidt: Jour. of Heat Transfer, A.S.M.E. Feb., 1970. p.159.
8. J.O. Wilkers & S.W.Churchill: A.I.Ch.E. Journal, Vol.12 No.1, 1966. p.161.
9. 寺井俊夫: 日本建築學會論文集 59號, 昭 33-6 p.117.
10. J.D. Hellums & S.W. Churchill: A.I.Ch.E. Journal, Vol.8, No.5, 1962. p.690.
11. L.Crawford & R.Lemlich: Ind. Eng. Chem. Fundamentals 1, 1962. p.260.
12. F.H.Harlow & J.E.Fromm: Phys. of Fluids, Vol.7 No.8, 1964. p.1147.
13. J.E.Fromm: Phys. of Fluids, Vol.8 No.10 1965. p.1757.
14. K.Aziz & J.D. Hellums: The Phys. of Fluids, Vol.10 No.2 1967. p.314.
15. J.E. Fromm: IBM J. Research Development, 1971. p.186.
16. S. Chandrasekher: Hydrodynamics and Hydromagnetic Stability, [Clarendon Press, Oxford, 1961. p.16.
17. E.R.G. Eckert & R.M. Drake, Jr.: Heat & Mass Transfer, McGraw-Hill Book Co., Inc. 1959. p.328.
18. ASHRAE Guide and Data Book, 1961. Chap. II, p.144.
19. 金柱均: 溫突房의 熱對流에 對한 數值解析, 碩士學位論文, 高麗大學校 大學院 機械工學科 1977年. 11月.
20. B. Carnahan & H.A.Luther, and J.O.Wilk-ers: Applied Numerical Methods, John Wil- eys & Sons Inc., p.474.
21. F.C.Houghten, C.Gutberlet & E.Witkawski: ASHVE, Trans. Vol.44, 1938, p.239.
22. R.G.Nevins & P.L.Miller: No.2258 RP-55 and 88 (Research Report) ASHRAE Trans., Vol.78, 1972. p.235.