

閉鎖空間の温湿度環境制御に関する基礎的研究

(その1) 非等方性乱流拡散現象

正員 福地信義*

正員 李

旗**

A Fundamental Study on the Control of Heat and Moisture States in Enclosed Environments
(Part 1 The State Transfer Equations with Anisotropic Diffusion Effects)

by Nobuyoshi Fukuchi, *Member* Li Qi, *Member*

Summary

The thermal and moisture states of the environment in enclosed spaces, such as the reefer hold of a refrigerated cargo ship or the air-conditioned living spaces, are manipulated by a forced circulation of air with controlled temperatures. The natural tendency to form thermal layers and heat pockets in the absence of properly balanced heat and humidity distributions in the air circulation, could make the living spaces uncomfortable and damage the refrigerated cargo. This makes it necessary to investigate and establish the various factors that govern this situation, through a detailed analysis of the problem.

This paper makes a precise numerical investigation of the thermal and humid environments in an anisotropic turbulent air flow subjected to gravitational effects, by including the diffusion terms with buoyancy effects also, in the momentum, heat and humidity transport equations. The air flow velocity, temperature and humidity distributions are experimentally measured in a thermally insulated box chamber, in which moist hot air blows and spontaneous evaporation from water pans kept on the floor, were employed to control the temperature and humidity distributions. Numerical and experimental results are compared with each other to justify the validity of the present theoretical formulation of the problem of turbulent heat and moisture transfer with buoyancy effects.

1. はじめに

最近、客船の建造増加に伴い快適空間を創出する必要性が高まり、また食生活の高質化により精密な温湿度管理が要求される生鮮食物の輸入が増加傾向にある。このような快適性の維持や積荷の熱的損傷からの保護には温熱環境の制御が重要であり、その制御要因と空間内温湿度との関係を把握しておく必要がある。これには、温度差による浮力の影響を含めた乱流状態の気流の動きと、これによる熱および水分の乱流拡散現象を正確に解析しなければならない。

本論文では、循環する気流速が遅いために温度成層を形成しやすい閉鎖空間を対象に、温湿度環境について理論解析を行う。このため、レイノルズ応力、乱流熱流、乱流湿流に浮力の影響を考慮した近似式を用いて、非等方性乱流

における運動量、温度、湿度などに関する輸送方程式を導いている。さらに、これらの式が閉鎖空間の乱流拡散解析へ適用できることを調べるために、数値解析と箱型の断熱室における実験を行って、気流速、温度、湿度に関する計算値と計測値を比較する。

2. 非等方性乱流場の理論解析

船舶の居住区画などでは、吹き出しアルキメデス数が大きく¹⁾、温度および湿度の成層を形成しやすい傾向にある。このような閉鎖空間を対象に温湿度環境を解析するため、乱流輸送項に非等温のための浮力の影響を考慮した非等方性乱流場として取り扱う。

2.1 状態方程式

$U, L, \Delta\theta, \Delta\psi$ を流速、長さ、温度、湿度の代表値とし、これらを用いて、空間内状態量の無次元化を行う。ここで、有次元の流速、座標、時間、圧力、温度と湿度(比湿)を $u^*, x^*, t^*, p^*, \theta^*, \psi^*$ とすると、無次元化した諸量 $u_i, x_i, t, p, \theta, \psi$ は次のようになる。

* 九州大学工学部

** 九州大学大学院工学研究科

$$\begin{aligned} u_i &= u_i^*/U, \quad x_i = x_i^*/L, \quad t = t^*U/L, \\ p &= p^*/\rho U^2, \quad \theta = (\theta^* - \theta_0^*)/\Delta\theta, \\ \psi &= (\psi^* - \psi_0^*)/\Delta\psi \quad (i=1, 2, 3) \end{aligned} \quad (1)$$

ただし, $\Delta\theta = \theta_1^* - \theta_0^*$; θ_0^* と θ_1^* はそれぞれ初期温度と吹き込み温度, $\Delta\psi = \psi_1^* - \psi_0^*$; ψ_0^* と ψ_1^* は最大および初期湿度を表す。また ρ は空気の密度であり, 絶対温度の無次元値は $T = T^*/\Delta\theta$ (T^* は θ_0^* の絶対温度) と表す。

また u_i, p, θ, ψ をそれぞれ時間に関する平均値(記号“ $\bar{}$ ”で表す)と変動成分(“ ϕ ”で表す)の和で表し, 次のように書く。

$$u_i = \bar{u}_i + u'_i, \quad p = \bar{p} + p', \quad \theta = \bar{\theta} + \theta', \quad \psi = \bar{\psi} + \psi' \quad (i=1, 2, 3) \quad (2)$$

なお以下に示す諸式はテンソル表示とし, 添字については総和規約に従うものとする。

(1) 運動量および温度の輸送方程式

平均流速と平均温度に関する状態方程式は以下のようになる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) &= -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{u}'_i \bar{u}'_j + \frac{1}{Re} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) \\ &\quad + Ar(\bar{\theta} - \bar{\theta}_1) \delta_{i3} \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\theta}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{u}'_j \bar{\theta}' + \frac{1}{Pe} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \quad (5)$$

ここに, Re はレイノルズ数, Ar はアルキメデス数, Pe はペクレ数であり, 次の式で表される。

$$Re = UL/\nu, \quad Ar = \beta g \Delta\theta L/U^2, \quad Pe = UL/\kappa \quad (6)$$

ただし, β は体積膨張率, κ は熱拡散率, g は重力加速度, $\bar{\theta}_1$ は空間内平均温度である。なお, 座標は x_1, x_2 を水平方向, x_3 を鉛直方向(上向きを正)とする。また δ_{ij} は Kronecker のデルタである。

この平均流の輸送方程式(4), (5)式の中にはレイノルズ応力 $-\bar{u}'_i \bar{u}'_j$ と乱流熱流 $-\bar{u}'_i \bar{\theta}'$ の項が現れる。この両者は浮力の影響のため分子サイズでは等方性でも, 大きいスケールでは非等方性となる。なお乱流状態では, 一般にこれらの項に比べ分子拡散による流束は小さいので, (4), (5)式における $\bar{u}_{i,j}/Re$, $\bar{\theta}_{i,j}/Pe$ は省略する。

(2) 湿度の輸送方程式

湿度の熱拡散による流束 $m_{\theta j}$ は²⁾

$$m_{\theta j} = -\frac{\sigma}{UL} \frac{\partial (\ln T)}{\partial x_j} \quad (7)$$

と表され, σ は湿度の熱拡散係数と熱拡散比よりなる比例定数である。湿度の濃度拡散と熱拡散を考慮すると, 平均湿度の乱流拡散方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\psi}) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(-\bar{u}'_j \bar{\psi}' + \frac{1}{Re \cdot Sc} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_j} \right. \\ &\quad \left. - \frac{\sigma}{ULT} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) \end{aligned} \quad (8)$$

ここに, Sc はシュミット数($=\nu/\omega$)であり, ω は分子湿度

拡散率を表す。なお, この方程式の拡散項の中の乱流湿流 $-\bar{u}'_i \bar{\psi}'$ も浮力の影響により非等方性である。

一般に乱流拡散の場合には, 湿度の分子濃度拡散と熱拡散による流束は乱流拡散による流束に比べ極めて小さいので無視すると, (8)式は次のように書き改められる。

$$\frac{\partial \bar{\psi}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\psi}) = \frac{\partial}{\partial x_j} (-\bar{u}'_j \bar{\psi}') \quad (9)$$

2.2 乱流輸送項の近似

(1) レイノルズ応力と乱流熱流

Launder はレイノルズ応力および乱流熱流の輸送方程式を近似的に表し, 次式(有次元表現)を導いている³⁾。

$$\left(\bar{u}'_i \bar{u}'_j - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \right) / k = \phi \left(P_{ij} - \frac{2}{3} P \delta_{ij} \right) / \epsilon \quad (10)$$

$$\begin{aligned} -\bar{u}'_i \bar{\theta}' &= \phi_T \frac{k}{\epsilon} \bar{u}'_i \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \\ &\quad + \phi'_T \frac{k}{\epsilon} \bar{u}'_k \bar{\theta}' \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} - c'_T \beta g_i \frac{k}{\epsilon} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \right) \end{aligned} \quad (11)$$

ここに, $\phi, \phi_T, \phi'_T, c'_T$ は普遍定数である。

$$P_{ij} \equiv - \left(\bar{u}'_i \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \bar{u}'_j \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \right) - \beta (\bar{u}'_i \bar{\theta}' g_j + \bar{u}'_j \bar{\theta}' g_i) \quad (12)$$

$$P \equiv - \left(\bar{u}'_i \bar{u}'_k \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \beta \bar{u}'_i \bar{\theta}' g_i \right) \quad (13)$$

ただし, k は乱流エネルギー, ϵ はエネルギーの粘性消散率, $g_i = -g \delta_{i3}$ である。なお, P_{ij} と P は流れのせん断と浮力による $\bar{u}'_i \bar{u}'_j$ と k の生産を表している。Launder らは上式中の各定数を経験的に次のように定めている^{4),5),6)}。

$$\phi = 0.16, \quad \phi_T = 0.16, \quad \phi'_T = 0.11, \quad c'_T = 1.6$$

平均流の流速, 温度, 乱流エネルギーおよび粘性消散率が決まれば, 9 元の連立方程式(10), (11)を解くことにより, レイノルズ応力と乱流熱流の大きさが決定されるが, (10), (11)式の形では運動量と温度の輸送方程式には直接用いることはできず, これらを陽関数の形に表す必要がある。

(10), (11)式において卓越項を選択し, 乱流エネルギーの生産項と消散項がほぼ平衡している仮定により, レイノルズ応力と乱流熱流は次の微分可能な近似式で表される⁷⁾。

$$\begin{aligned} -\bar{u}'_i \bar{u}'_j &= -\frac{2}{3} k (1 - \phi) \delta_{ij} + \frac{1}{Re_i} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \\ &\quad - \phi \frac{k}{\epsilon} \frac{1}{Re_i} \left[\left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_m} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_m} \right. \\ &\quad \left. + \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_m} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_m} \right] - \phi \frac{k}{\epsilon} p_{ij} \end{aligned} \quad (i, j \neq m) \quad (14)$$

$$\begin{aligned} -\bar{u}'_i \bar{\theta}' &= \left[\frac{1}{Pe_i} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} - \phi_T \frac{k}{\epsilon} \frac{1}{Pe_i} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \right. \\ &\quad \left. - \phi'_T \frac{k}{\epsilon} \frac{1}{Pe_{ik}} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \right] / (1 + \mu \phi'_T c'_T B \delta_{i3}) \end{aligned} \quad (15)$$

ここに, Re_i, Pe_i はそれぞれ乱流レイノルズ数, 乱流ペク

レ数であり、次式で表される。

$$k = \frac{1}{2} \overline{u'_i u'_i}, \quad \varepsilon = \frac{1}{Re} \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \left(\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} \right)} \quad (16)$$

$$Re_t = \varepsilon / (C_D k^2), \quad Pe_{t1} = Pe_{t2} = Pe_t = Pr_t \cdot Re_t, \quad (17)$$

$$Pe_{t3} = Pe_t (1 + \mu \phi'_r c'_r B) \quad (18)$$

ただし、 Pr_t は乱流プラントル数であり、空気の場合 $Pr_t \approx 1.0$ を取る。また、

$$C_D = 0.09$$

$$B = Ar \frac{k^2}{\varepsilon^2} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3}, \quad H = \left[\left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_1} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_2} \right)^2 \right] / \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_3} \right)^2, \quad (19)$$

$$\mu = (1 + H) / (1 - \phi'_r c'_r B H)$$

運動方程式(4)にレイノルズ応力(14)を用い、分子拡散を無視すると、次のように改められる。

$$\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_i \bar{u}_j) = - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\bar{p} + \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re_t} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right) - \phi \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Re_t} \frac{k}{\varepsilon} \chi_{ij} \right) - \phi \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{k}{\varepsilon} p_{ij} \right) + Ar (\bar{\theta} - \bar{\theta}_1) \delta_{i3} \quad (20)$$

ここに χ_{ij} は(14)式右辺第3項の [] 中の式を表す。

平均流の熱拡散方程式(5)は、分子拡散を無視し、乱流熱流(15)を用いると次式となる。

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\bar{u}_j \bar{\theta}) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{Pe_{tj}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right) - \phi_r Pr_t \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{Pe_{tj}} \frac{k}{\varepsilon} \left(\frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} + \frac{\partial \bar{u}_k}{\partial x_j} \right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \right] - \phi'_r \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{(1 + \mu \phi'_r c'_r B \delta_{j3}) \cdot Pe_{t3}} \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_k} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_k} \right] \quad (21)$$

(2) k および ε の輸送方程式

乱流エネルギー k およびエネルギー消散率 ε は次の輸送方程式より求まる。

$$\frac{\partial k}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (k \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\sigma_k Re_t} \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \varepsilon \quad (22)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\varepsilon \bar{u}_j) = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{1}{\sigma_\varepsilon Re_t} \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right) - c_1 \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - c_2 \left(\frac{\varepsilon}{k} \right) \varepsilon \quad (23)$$

ここに、式中の普遍常数は実験により求められた次の値を用いる⁸⁾。

$$c_1 = 1.43, \quad c_2 = 1.92, \quad \sigma_k = 1.0, \quad \sigma_\varepsilon = 1.3$$

なお、せん断による生産項 $\overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}$ は次のように近似して計算に用いる。

$$- \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} = \frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \phi \frac{1}{Re_t} \frac{k}{\varepsilon} \chi_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - Ar \phi \frac{k}{\varepsilon} \overline{u'_i \theta'} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_3} + \frac{\partial \bar{u}_3}{\partial x_i} \right) \quad (24)$$

(3) 乱流湿流

Navier-Stokes 方程式と湿度拡散方程式より、次の乱流湿流の輸送方程式を導くことができる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial (\overline{u'_i \phi'})}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{u'_i \phi'}) = & \left(- \overline{u'_j \phi'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \\ & + \bar{p}' \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial x_i} + Ar \bar{\phi}' \bar{\theta}' \delta_{i3} - \frac{\sigma}{ULT} \overline{u'_i \frac{\partial^2 \bar{\theta}'}{\partial x_j^2}} \\ & - \frac{1}{Re} \left(1 + \frac{1}{Sc} \right) \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial x_j} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\frac{1}{Re Sc} \overline{u'_i \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial x_j}} \right] \\ & + \frac{1}{Re} \overline{\phi' \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j}} - \delta_{ij} \bar{p}' \bar{\phi}' - \overline{u'_i u'_j \phi'} \end{aligned} \quad (25)$$

湿度拡散と温度拡散に類似性があり、比較的小さい熱拡散項を無視すると、輸送方程式の違いは Pr と Sc だけであるため、Launder の行った定式化に倣って³⁾、乱流湿流の近似式を導く。

(25)式と同様に $\overline{\phi' \theta'}$ に関する輸送方程式を導き、生産項と消散項の平衡の仮定と消散項が $(\varepsilon/k) \overline{\phi' \theta'}$ に比例すると仮定により

$$\overline{\phi' \theta'} \approx c'_\phi \frac{k}{\varepsilon} \left(- \overline{u'_j \phi'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} - \overline{u'_j \theta'} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \quad (26)$$

の近似ができる。ここに、比例係数 c'_ϕ は乱流熱流の式では c'_r に相当する。

(25)式の輸送項と分子拡散項を無視して、圧力-湿度ひずみを次のように近似し、

$$\bar{p}' \frac{\partial \bar{\phi}'}{\partial x_i} = - c_{1\phi} \frac{\varepsilon}{k} \overline{u'_i \phi'} + c_{2\phi} \left(\overline{u'_j \phi'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - Ar \bar{\phi}' \bar{\theta}' \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \quad (27)$$

さらに(26)式を考慮すると乱流湿流の式を得る。

$$\begin{aligned} - \overline{u'_i \phi'} = & \frac{k}{\varepsilon} \left[\phi_\phi \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} + \phi'_\phi \overline{u'_j \phi'} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right. \\ & \left. + \phi'_\phi c'_\phi Ar \frac{k}{\varepsilon} \delta_{i3} \left(\overline{u'_j \phi'} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} + \overline{u'_j \theta'} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_j} \right) \right] \end{aligned} \quad (28)$$

なお $\phi_\phi = 1/c_{1\phi}$, $\phi'_\phi = (1 - c_{2\phi})/c_{1\phi}$ であり、乱流熱流の式では ϕ_r , ϕ'_r に相当する。

(28)式は陰の形であり、これを陽関数の形に表すために、

$$\begin{aligned} - \overline{u'_i u'_j} = & \begin{cases} -(2/3)k & (i=j) \\ \frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) & (i \neq j) \end{cases} \\ - \overline{u'_i \theta'} = & \frac{1}{Pe_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} = \frac{1}{Pr_t Re_t} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_i} \\ - \overline{u'_i \phi'} = & \frac{1}{Sc_t Re_t} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (29)$$

を第1近似として(28)式に代入し、 $(2/3)\phi_\phi \approx C_D/Sc_t$ の関係を考慮すると、乱流湿流は次のように近似される。ただし、 Sc_t は乱流シュミット数であり、空気の場合 $Sc_t \approx 1.0$ を取る。⁹⁾

$$- \overline{u'_i \phi'} = \frac{1}{Sc_t \cdot Re_t} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_i} - \phi_\phi \frac{k}{\varepsilon} \frac{1}{Re_t} \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_m} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_i} \right) \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial x_m}$$

$$\begin{aligned}
& -\phi' \frac{k}{\varepsilon} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_j} \left[\frac{1}{Sc_t Re_t} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} \right. \\
& \left. + c' \phi' Ar \delta_{i3} \frac{k}{\varepsilon} \frac{1}{Re_t} \left(\frac{1}{Sc_t} + \frac{1}{Pr_t} \right) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \right] \\
& (m \neq i) \quad (30)
\end{aligned}$$

さらに、非等方性のために生じたせん断流の項は他の項よりも小さいので無視すると、浮力の影響を考慮した実用的な乱流湿流を得る。

$$-\bar{u}_i' \phi' = \frac{1}{Sc_t Re_t} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_i} - K_\phi \frac{Ar}{Re_t} \delta_{i3} \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} \quad (31)$$

ここに、 $K_\phi = \phi' c' \left(\frac{1}{Sc_t} + \frac{1}{Pr_t} \right) \approx 2\phi' c'$

勝田らは吹き出し流のある方形の空間における乱れ性状を調べ¹⁰⁾、吹き出し風速を U_i とすると：

$$(\bar{u}_i'^2)^{1/2} \approx 0.026 \gamma^{0.28} \times U_i \quad (\gamma \text{ は開口率} \%)$$

$$(Pe_{is}^\circ)^{-1} \approx (2/3)(Pe_i^\circ)^{-1}; (Ar = 0.02)$$

の関係をj得ている。これらの関係と、3.1で述べる箱型断熱室における温湿度の計測結果より温湿度勾配を求めて、次式に代入することにより、 K_ϕ を決める。

$$-\bar{u}_3' \phi' = \frac{1}{Pe_i^\circ} \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_3} \left[1 - K_\phi Ar \left(\frac{k}{\varepsilon} \right)^2 \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_j} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x_j} / \frac{\partial \bar{\psi}}{\partial x_3} \right] \quad (32)$$

ここで、 Pe_i° は湿度拡散の乱流ベクトル数であり、 $-\bar{u}_3' \phi' = (1/Pe_{is}^\circ) \partial \bar{\psi} / \partial x_3$ を考えると、

$$K_\phi \approx 0.22 \quad (33)$$

となる。なお乱流熱流の式中の定数 c_t, ϕ_t に置き換えて計算すると $K_\phi \approx 0.35$ であり、今後実験を重ねて、この係数をさらに正確に確定する必要がある。

2.3 境界条件

状態方程式(9)、(20)、(21)、(22)、(23)を解くための境界条件は以下の通りである。

(1) 壁面境界

壁面付近での流速 u_B に対数法則が成り立つとして次の条件を用いる。

$$\begin{aligned}
u_B &= u_\tau [(1/K) \ln(u_\tau \cdot z \cdot Re) + A], \quad k = u_\tau^2 / C_b^{1/2}, \\
\varepsilon &= u_\tau^3 / Kz \quad (34)
\end{aligned}$$

ここに、 z は壁からの距離、 K はカルマン常数(0.41)である。さらに、 A は壁面の状態で決まる定数であり、滑面では $A=5.5$ を取る。

また壁面での熱貫流量を次式で与える。

$$q_B = \alpha (\bar{\theta} - \bar{\theta}_2) / c_p U \quad (35)$$

ここに、 α は熱貫流率、 c は比熱、 $\bar{\theta}$ は内部温度、 $\bar{\theta}_2$ は外部温度である。

壁体は完全断湿とし、また吸放湿がない場合の条件は

$$\partial \bar{\psi} / \partial n = 0 \quad (36)$$

である。壁面(床面)から蒸発がある場合には蒸発流束 m_ϕ を与える。

(2) 気流吹き出し口

吹き出し位置において、 $\bar{u}_i, k, \varepsilon$ の値をそれぞれ与える。

供給熱量は吹き込み速度および入口温度差に比例した量とし、次の熱収支方程式を満足させる。

$$\bar{u}_{i1} \bar{\theta}_1 = \bar{u}_i \bar{\theta} - \frac{1}{Pe_{in}} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial n} \quad (37)$$

ここに、 $\bar{u}_{i1}$ は気体の吹き込み速度、 $\bar{\theta}_1$ は吹き込み気体の温度であり、 n は境界面に対し外向き法線方向とする。

吹き出し口から湿度 ϕ_i で強制加湿する場合の水分の収支方程式

$$\bar{u}_{i1} \bar{\phi}_1 = \bar{u}_i \bar{\phi} - \frac{1}{Pe_{in}} \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial n} \quad (38)$$

を満足する。ただし、実験では空間内湿度に関係なく水蒸気を吹き込むため、水蒸気量と ϕ_i を与える。

(3) 排出口

排出口内外での $\bar{u}_i, k, \varepsilon, \bar{\theta}, \bar{\phi}$ の連続性より次の条件を用いる。

$$\begin{aligned}
\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial n} &= 0, \quad \frac{\partial k}{\partial n} = 0, \quad \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0, \\
\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial n} &= 0, \quad \frac{\partial \bar{\phi}}{\partial n} = 0 \quad (39)
\end{aligned}$$

3. 実験と解析との比較

3.1 給湿のある断熱室における実験

(1) 実験方法

閉鎖空間における気流パターンと温湿度分布の関係を調べるために、壁体に断熱材を用いた、Fig. 1に示するような箱型の断熱室を作製し、これに吹き出し口と排気口を設けて、熱風を吹き出し、吹き出し風を強制的に加湿する場合または床面のパレットより自然蒸発をさせる場合について、室内の流速、温度と湿度の分布を計測した。実験は Fig. 1に示すように、 A, B の各位置より熱風を吹き出し、1、2の位置より排気する。気流パターンとしては船室の空調、冷凍倉などの温湿度制御状態を対象にA-1とB-2を選び、これについて計測を行う。熱風吹き出し機は2台用い、

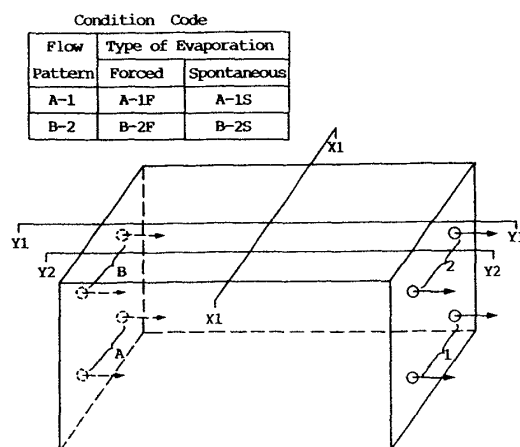


Fig. 1 Shape of the thermally insulated chamber and typical sections ($3.57 \text{ m} \times 1.72 \text{ m} \times 1.80 \text{ m}$)

吹き出し速度, ヒーターの供給熱量は各実験において一定 (5.8 m/s, 545 W) とし, 強制加湿には超音波型加湿機 (210 g/hr 程度) を用いた。なお, 温度計測には T (銅-コンスタンタン) 熱電対を用い, 湿度は高分子湿度センサーにより, また気流速は定温度差型熱線風速計を用いて計測し, 30 秒間平均を取った。

(2) 実験結果

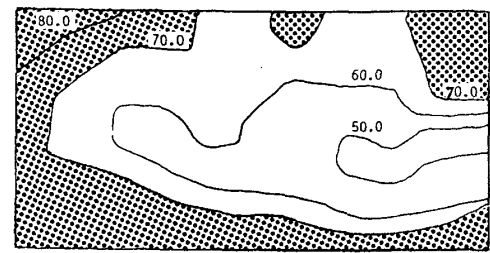
実験結果は計測した流速 $\bar{u}^*$ と温度 $\bar{\theta}^*$ により次のように無次元化して示す。

$$\bar{u} = \bar{u}^* / (Q/S), \quad \bar{\theta} = (\bar{\theta}^* - \bar{\theta}_0^*) / (\bar{\theta}_1^* - \bar{\theta}_0^*) \quad (40)$$

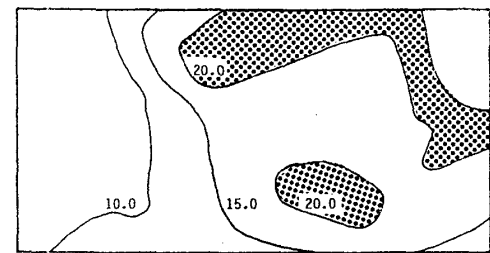
ここに, Q は吹き込み流量, S は横断面の面積であり, $\bar{\theta}_0^*$ と $\bar{\theta}_1^*$ はそれぞれ初期室温と吹き込み温度である。また, 湿度は快適環境の評価に多く使われる相対湿度 ϕ を用い, 比湿 ψ との間は次の実用式で換算する。

$$\psi = \phi(37 + 1.85\bar{\theta}^* + 0.205(\bar{\theta}^*)^2) \times 10^{-4} (\text{kg/kg}^*) \quad (41)$$

床面から蒸発がある場合 (蒸発量の分布は Fig. 2 に示す) と強制加湿の場合の X1 と Y1 断面における温度と湿度の分布を Fig. 3 および Fig. 4 に示す。またこの場合の平均流速の分布を Fig. 5 に示す。



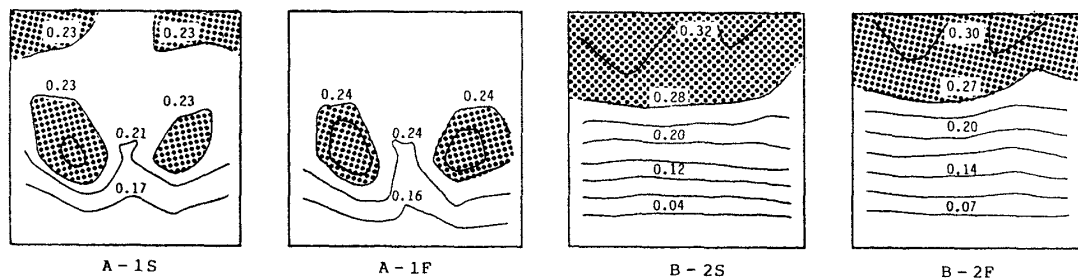
A - 1 S



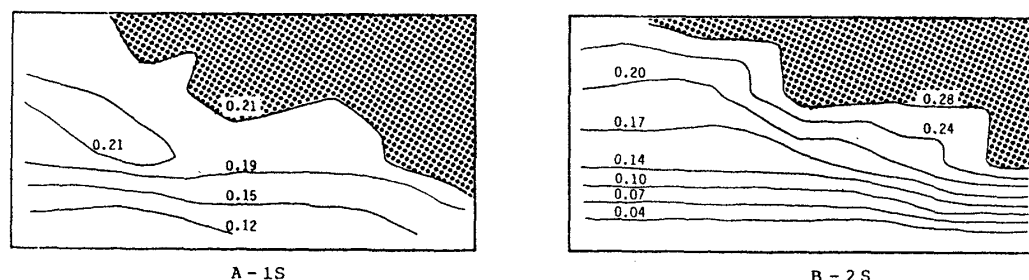
B - 2 S

(g/m²hr)

Fig. 2 Isograms of evaporation rates from the water pans kept on the floor

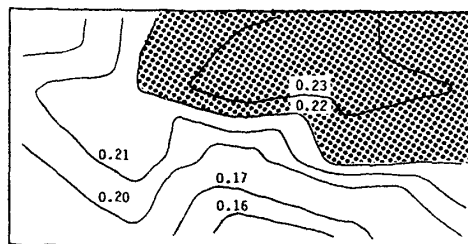


(a) X1 - section

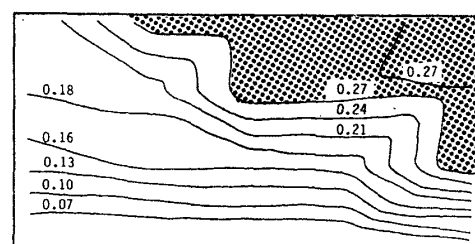


A - 1 S

B - 2 S



A - 1 F



B - 2 F

(b) Y1 - section

Fig. 3 Measured distributions of temperature

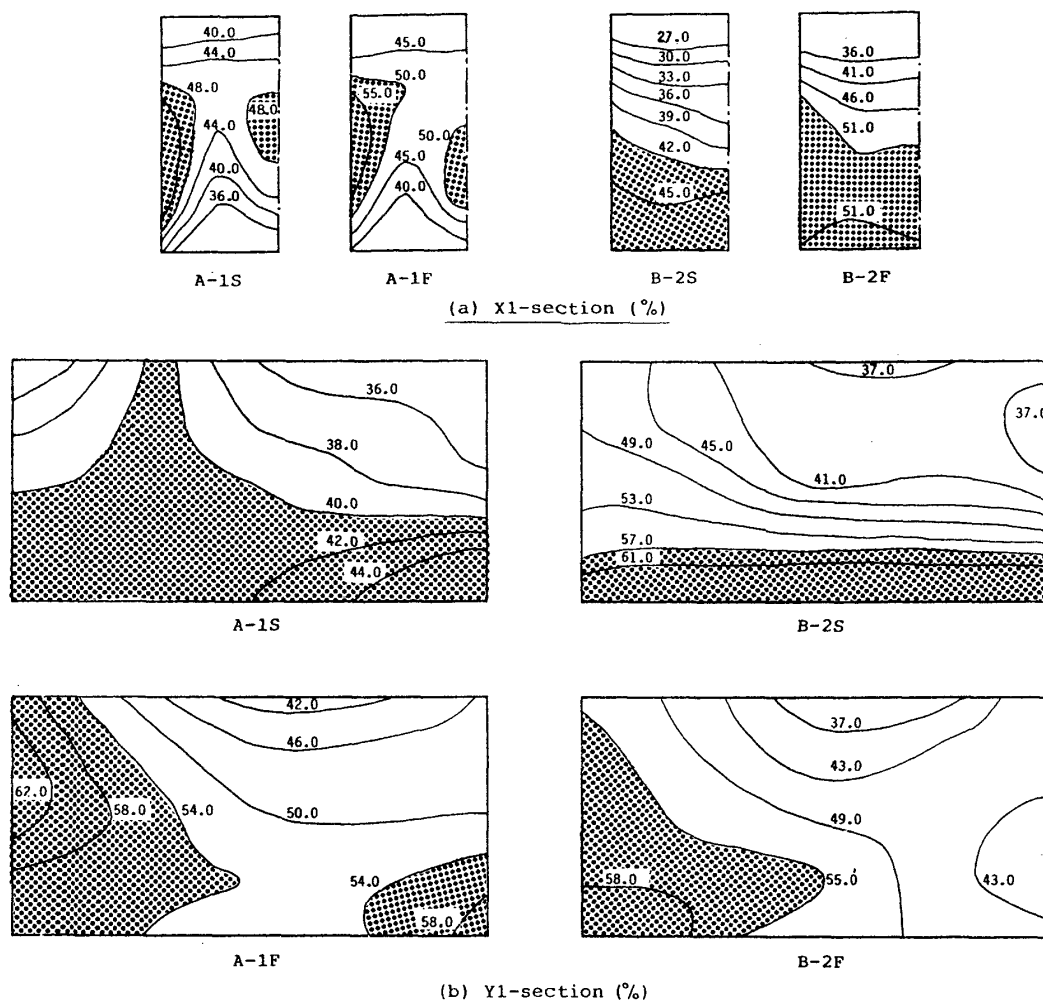


Fig. 4 Measured distributions of relative humidity

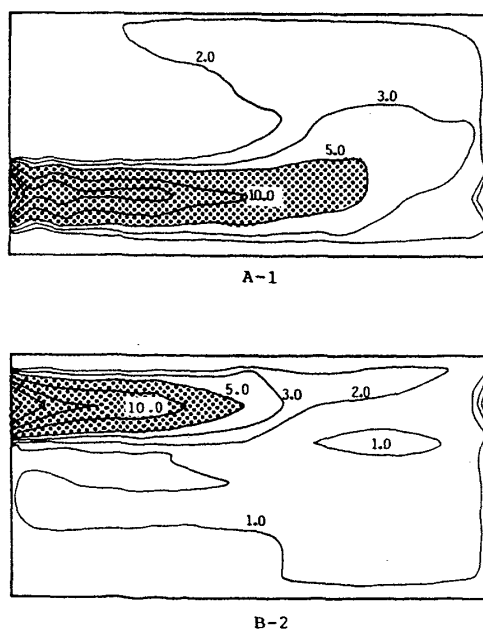


Fig. 5 Measured distributions of velocity at the Y2-section

気流パターン A-1 の場合、下部より吹き込まれた熱気流が浮力により上昇するため、対流による拡散が活発になり、空間内の温度は均一化している。床からの自然蒸発と強制加湿の場合を比較すると、自然蒸発の方が床付近で潜熱が奪われるため温度が低く、上下の温度差が大きく、また温度の影響を強く受ける相対湿度は床付近の高湿と相まって上下差が大きくなっている。

B-2 の場合、上部からの吹き出し熱気流が天井付近に滞留して、上下方向に温度成層が発達している。このため湿度分布も相当強く成層化している。この成層形成は攪乱の少ない自然蒸発の方が強く、上下方向の湿度差が大きくなっている。

3.2 数値計算法

対象とする計算モデルでは、吹き出し付近において、流速の変化が非常に大きく、流速および k, ε の計算には有限要素法を用いるとこの部分では細かい要素分割が必要となるため、SMAC 法 (Simplified Marker-And-Cell Method) を用いる。なお、本計算には、流速成分 $\bar{u}_i (i=1, 2, 3)$ は格子表面の中央で定義し、その他の状態量は格子の中心で定義する、スタガード格子系を採用する。

差分で近似した N-S 方程式により流速を求め、さらに連続の式を満たすよう流速と圧力を修正し、これを繰り返し計算する。

温度および湿度は対象空間内で急激な変化が少ないので、これらの解析には有限要素法を用いる。これには輸送方程式(9)、(21)に Galerkin 法を適用して、有限要素法のための定式化を行い、有限要素としては、20 節点アイソパラメトリック要素を用いる。

運動量、温度、湿度などの輸送方程式を解いて乱流場の状態量を求めるには、互いに他の状態量およびその勾配を必要とするため、方程式間で繰り返しを行う必要がある。なお、乱流輸送項(14)、(15)、(31)は k/ε が極端に大きくなると負値となるため、計算上は大きさに制限を設ける。

3.3 解析値と実験値との比較

気流パターン A-1 と B-2 に関する実験に対応する数値解析を行い、計測値との比較を行う。

Fig. 6 は計算で求めた流速のベクトル図と等高線であり、実験結果(Fig. 5)と比べると、流速分布はよく一致することが分かる。

$k-\varepsilon$ の輸送方程式を解き、この結果を用いて求めた温度と湿度に関する水平方向と鉛直方向の乱流拡散係数を Fig. 7 に示す。水平方向の拡散係数(上段)は、噴流域とその周辺では乱流エネルギーも大きいのにに対し粘性消散もさらに大きいので小さく、逆に粘性消散の小さい循環域では大きくなっている。鉛直方向の熱拡散係数(中段)は浮力の影響により水平方向の値より小さくなっているが、気流パターン B-2 の方が全体的に小さく、温度成層が形成し易いことが分かる。鉛直方向の湿度拡散係数(下段)は温度の鉛直勾配が正に対し湿度の鉛直勾配が負であり、浮力の影響が拡散を促進し水平方向の値より大きくなっている。

計算による温度と湿度の分布を Fig. 8 と Fig. 9 に示す。温度分布は細部にいくらかの差異があるが、成層形成の状態や温度勾配など定性的に一致する。一方、相対湿度は温度依存性が強く、温度の分布に相違がある A-1 タイプに一部差異があるが、全体としては湿度分布を良く表現している。

従って、この解析法により閉鎖空間の温湿度環境を予測することが可能と思われる。

4. 結 言

循環気流が遅く、温度成層を形成し易い閉鎖空間を対象に、浮力の影響を考慮した非等方性乱流場の状態方程式とその乱流輸送項の近似式を導いた。また、これに基づく解析値を断熱室における計測値と比較することにより、本解析法が閉鎖空間における温湿度の予測計算に適用できることを確認した。しかし、解析値は実験結果と一部に差異があり、今後、非等方性乱流モデルの精密化を図り、さらに多くの実験により乱流輸送項内の実験定数を同定する必要がある。

なお、本研究は文部省科学研究補助金(一般研究(C)、研究代表者 福地信義)を得て行ったことを付記する。

参 考 文 献

- 1) 福地, 栖原: 船舶艙装における熱伝達問題の解析(その2)浮力の影響がある場合, 日本造船学会論文集, 第135号(1983)
- 2) 水科, 荻野: 輸送現象, 産業図書(1981)
- 3) B. E. Launder: On the Effects of a Gravitational Field on the Turbulent Transport of Heat and Momentum, J. Fluid Mech. Vol. 67, part 3 (1975)
- 4) M. M. Gibson, B. E. Launder: Ground Effects on Pressure Fluctuations in the Atmosphere Boundary Layer, J. Fluid Mech. Vol. 86, part 3 (1978)
- 5) B. E. Launder, G. J. Reece, W. Rodi: Progress in the Development of a Reynolds-Stress Turbulence Closure, J. Fluid Mech. Vol. 68, part 3 (1975)
- 6) 相良和伸: 浮力の影響がある乱流モデルについての研究, 日本建築学会論文報告集 第305号(1981)
- 7) 福地, 李, 吉元: 浮力の影響を考慮した乱流熱拡散に関する基礎的研究, 西部造船会会報 第78号(1989)
- 8) B. E. Launder, D. B. Spalding: Mathematical Models of Turbulence, Academic Press (1972)
- 9) 異友正: 乱流現象の科学, 東京大学出版会(1986)
- 10) 勝田, 村上, 小林: 閉鎖的空間の気流性状に関する研究, 日本建築学会論文報告集 第234号(1975)

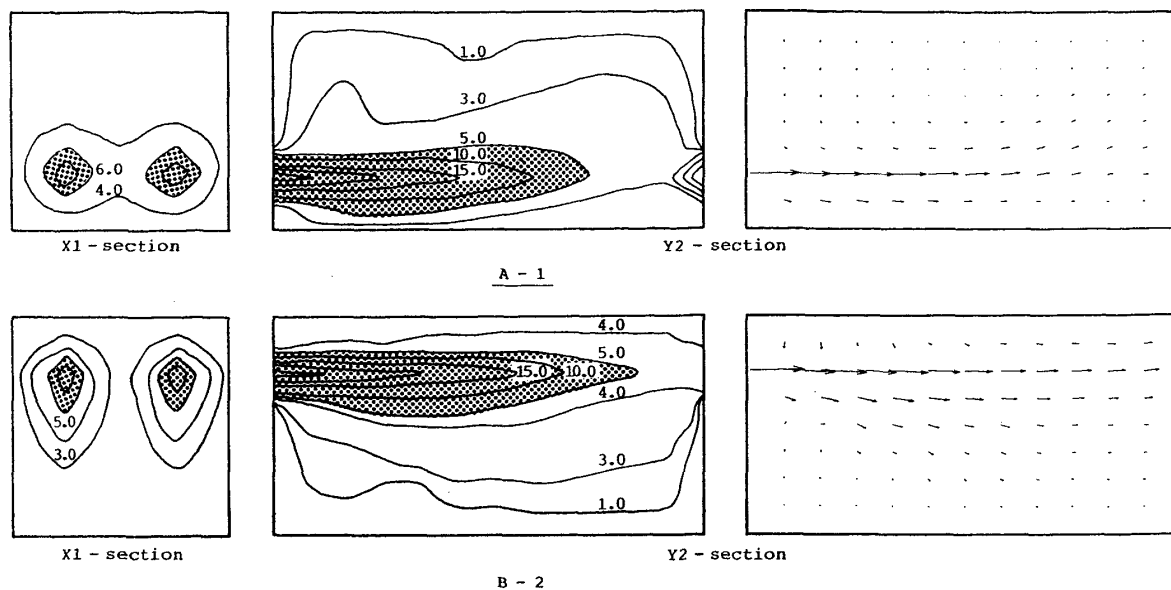


Fig. 6 Calculated distributions of velocity

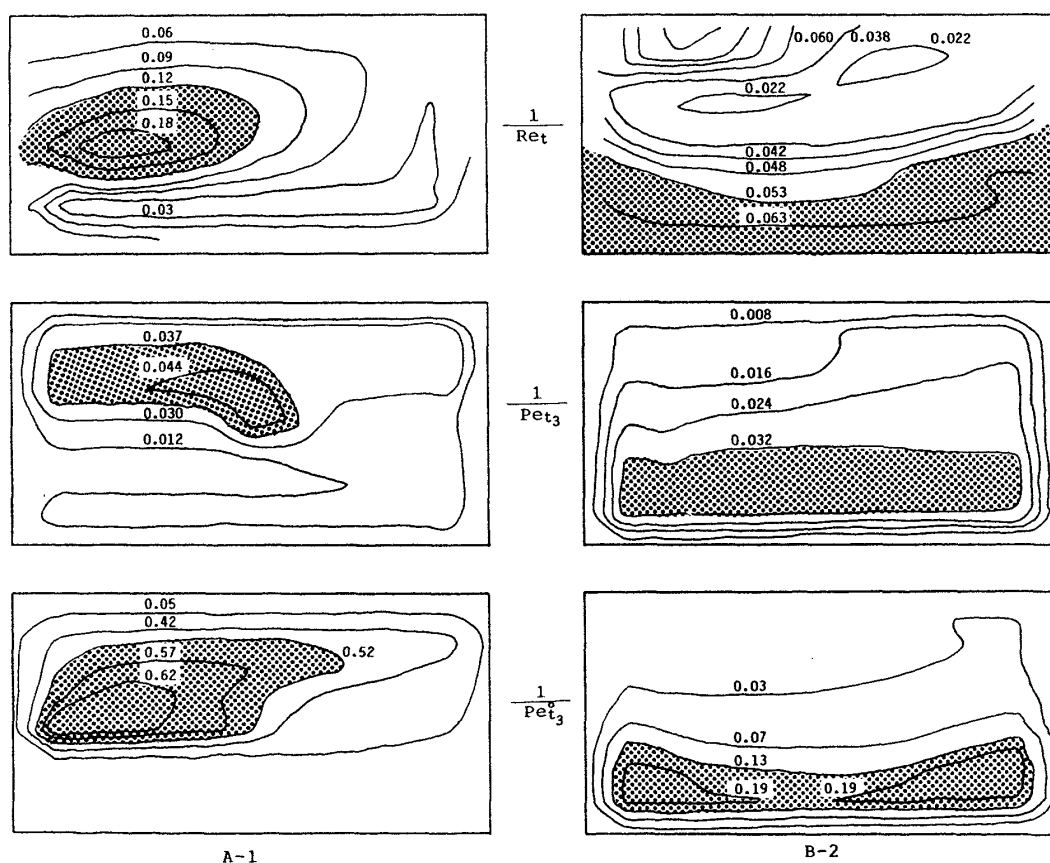


Fig. 7 Calculated distributions of eddy diffusivity at the Y1-section

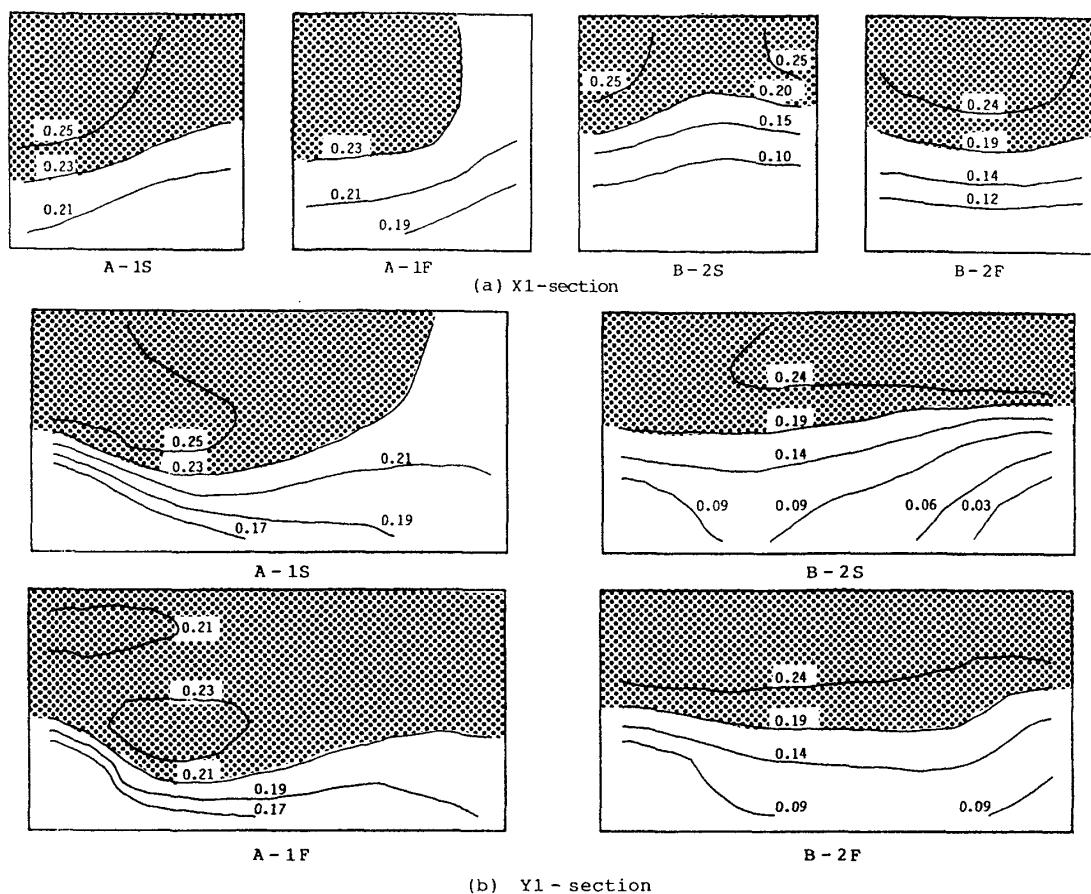


Fig. 8 Calculated distributions of temperature

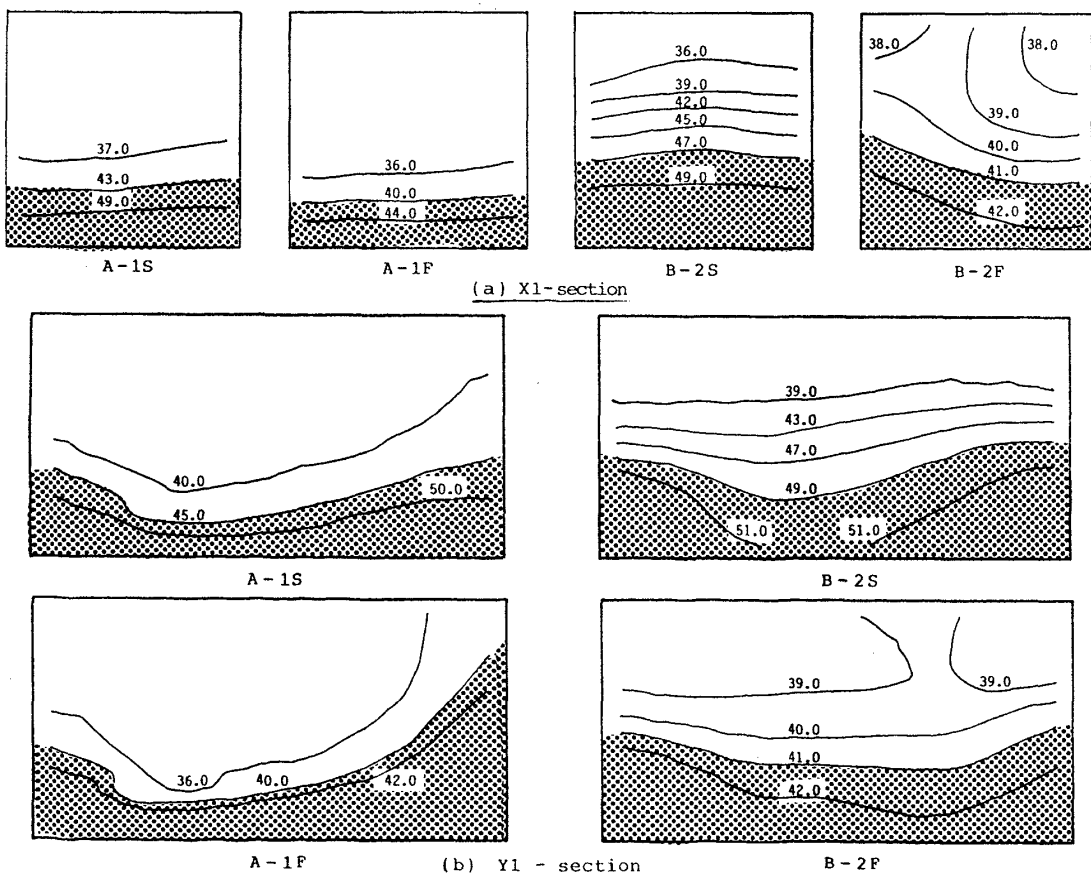


Fig. 9 Calculated distributions of relative humidity