

# 小屋裏気流分布の数値解析

莊 達民・赤坂 裕・黒木 莊一郎

## NUMERICAL SIMULATION OF ATTIC AIR DISTRIBUTION

Damin ZHUANG, Hiroshi AKASAKA, and Soitiro KUROKI

Attic air temperature of wooden houses usually rises more than 50 °C during daytime in the summer season, and this causes a temperature rise in the rooms underneath the attic space. So it is necessary to prevent a great temperature rise in the attic space, in order to improve the room thermal environment during the summer season.

The common countermeasure for the problem is natural or forced ventilation of attic space. The authors examined the effect of the method quantitatively by the field measurements and have already reported the results.

This time, we also discuss the effect using computer simulation. Firstly, the method of numerical analysis of attic air distribution using a  $k-\epsilon$  turbulence model is summarized. Then, both isothermal and non-isothermal situations with forced ventilation are simulated. Not only the influences of inlet and outlet locations and their sizes, but the cooling effect of night ventilation are examined.

### 1 緒 言

本造住宅の小屋裏の空気温度は夏期の日中には50℃を越えることも多く、その影響で2階居室の温度が上昇する。したがって夏期における2階居室の温熱環境を改善するには小屋裏空気の昇温を抑制する必要がある。このような問題に対して、小屋裏の熱気を自然換気又は強制換気により排出する実験的研究<sup>1)</sup>が行われているが、ここでは数値解析により小屋裏空気流れを明らかにし、同様の問題について考察することにする。まず小屋裏空気分布の数値解析の方法をまとめる。つぎに、等温流れについて流入口の大きさと空間的配置が流れに与える影響を調べ<sup>2)</sup>、非等温流れについて空気入口開口の違いによる小屋裏の排熱効果を調べる。さらに夜間換気の必要性についても検討する<sup>3)</sup>。

### 2 小屋裏内空気流れの数値解析

#### 2.1 基礎方程式

本研究においては、小屋裏内の気流を、2次元、乱流、等温または非等温と仮定する。基礎方程式は、連続の式、運動方程式、エネルギー方程式である。乱流

に対しては  $k-\epsilon$  モデルを採用する。また、運動方程式における従属変数としては流れ関数と渦度を用いる  $\psi-\omega$  法を採用する。図1に示す座表系に対して基準長さとして速度はそれぞれ空気の流出口開口の幅  $D$  と流速  $V$  とする。基準温度差としては流入口における温度  $T_0$  と基準空気の温度  $T_s$ 。(高温壁の温度  $T'_b$  と  $T_0$  の算術平均とする)との差の絶対値  $|T_0 - T_s|$  をとる。無次元化した基礎方程式は次のようになる。<sup>4)</sup>

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( \omega \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \omega \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} (\nu \omega) + \frac{\partial^2}{\partial y^2} (\nu \omega) + Ar \frac{\partial T}{\partial x} \\ & - 4 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x \partial y} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \frac{\partial \nu^2}{\partial y^2} \quad (1) \\ & \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} = -\omega \quad (2) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \left( k \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( k \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &= \frac{\partial}{\partial x} \left( \Gamma \frac{\partial k}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Gamma \frac{\partial k}{\partial y} \right) + \Theta \left( 4 \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \end{aligned}$$

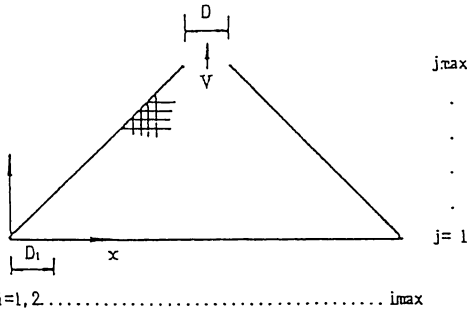


図 1 小屋裏形状と座標軸の取り方, および格子網

- $\nu$  = 有効乱流動粘性係数
- $\psi$  = 無次元流れ関数
- $\omega$  = 無次元渦度
- $k$  = 乱流エネルギー
- $\Gamma$  =  $k$ に対する有効乱流拡散係数
- $\epsilon$  = 乱流エネルギーの粘性消散率
- $\Delta$  =  $\epsilon$ に対する有効乱流拡散係数
- $T$  = 無次元温度
- $\kappa$  = 乱流温度拡散係数
- $R_e$  = 無次元 Reynolds 数
- $A_r$  = 無次元 Archimedes 数
- $P_r$  = 無次元 Prandtl 数

$$+ \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right)^2 - \sigma_3 \frac{k^2}{\Theta} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( \epsilon \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( \epsilon \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left( \Delta \frac{\partial \epsilon}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \Delta \frac{\partial \epsilon}{\partial y} \right)$$

$$+ \sigma_1 \sigma_3 k \left| 4 \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right)^2 \right.$$

$$\left. + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right)^2 \right| - \sigma_2 \frac{\epsilon^2}{k} \quad (4)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) - \frac{\partial}{\partial y} \left( T \frac{\partial \psi}{\partial x} \right)$$

$$= \frac{\partial}{\partial x} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \kappa \frac{\partial T}{\partial y} \right) \quad (5)$$

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial y} \quad v = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad \omega = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (6)$$

$$\nu = \frac{1}{R_e} + \Theta \quad (7)$$

$$\Gamma = \frac{1}{R_e} + \Theta / \sigma_k \quad (8)$$

$$\kappa = \frac{1}{P_r R_e} + \Theta / \sigma_t \quad (9)$$

$$\Delta = \frac{1}{R_e} + \Theta / \sigma_4 \quad (10)$$

$$\Theta = \sigma_3 k^2 / \epsilon \quad (11)$$

$$\epsilon = \sigma_3 k^2 / \Theta \quad (12)$$

ただし,

- D = 出口の幅 (m)
- D<sub>1</sub> = 入口の幅 (m)
- V = 出口の速度 (m/s)
- Θ = 乱流動粘性係数

使用した  $\sigma_1, \sigma_2$ 等の諸係数値をまとめて表 1 に示す<sup>5)</sup>。

表 1 係数値

$\sigma_1$	$\sigma_2$	$\sigma_3$	$\sigma_4$	$\sigma_k$	$\sigma_t$
1.44	1.92	0.09	1.3	1.0	0.9

### 2. 2 基礎方程式の差分近似式

図 2 に示す control volume を取り, 中心点 p における各変数を nw, ne, se, sw によって囲われる面積で積分し離散化方程式が得られる<sup>6)</sup>。ここでは式(1)を例に取って離散化方程式を誘導する。

まず式(1)の左辺について  $\partial (\omega \partial \psi / \partial y) / \partial x$  項を積分して次のようになる。

$$I_1 = \int_w^e \int_s^n \partial (\omega \partial \psi / \partial y) / \partial x \, dx \, dy$$

$$= \int_s^n \{ (\omega \partial \psi / \partial y)_e - (\omega \partial \psi / \partial y)_w \} \, dy$$

$$= \{ \omega_e (\partial \psi / \partial y)_e - \omega_w (\partial \psi / \partial y)_w \} \Delta y \quad (13)$$

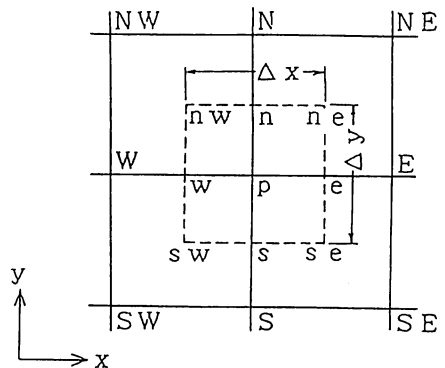


図 2 2次元 CONTROL VOLUME

ここで、 $y=s-n$ の積分範囲において $\omega_e, \omega_w$ および $(\partial\psi/\partial y)_e, (\partial\psi/\partial y)_w$ を一定としている。また、 $(\partial\psi/\partial y)_e, (\partial\psi/\partial y)_w$ を中心差分で近似すると、式(13)は次のようになる。

$$I_1 = \omega_e(\psi_{ne} - \psi_{se}) - \omega_w(\psi_{nw} - \psi_{sw}) \quad (14)$$

$\omega_e, \omega_w$ の値は風上法で決められる。すなわち風上側の格子点における $\omega$ の値を用いると、式(14)は次のように変形される。

$$\begin{aligned} I_1 &= \omega_E \{(\psi_{ne} - \psi_{se} - |\psi_{ne} - \psi_{se}|)/2\} \\ &+ \omega_P \{(\psi_{ne} - \psi_{se} + |\psi_{ne} - \psi_{se}|)/2\} \\ &- \omega_P \{(\psi_{nw} - \psi_{sw} - |\psi_{nw} - \psi_{sw}|)/2\} \\ &- \omega_W \{(\psi_{nw} - \psi_{sw} + |\psi_{nw} - \psi_{sw}|)/2\} \quad (15) \end{aligned}$$

式(1)の左辺の第2項の形は第1項の形と同じであるから、次のように書くことができる。

$$\begin{aligned} I_2 &= \int_w^e \int_s^n \partial(\omega \partial\psi/\partial x) / \partial y \, dx dy \\ &= \omega_n(\psi_{ne} - \psi_{nw}) - \omega_s(\psi_{se} - \psi_{sw}) \\ &= \omega_P \{(\psi_{ne} - \psi_{nw} - |\psi_{ne} - \psi_{nw}|)/2\} \\ &+ \omega_N \{(\psi_{ne} - \psi_{nw} + |\psi_{ne} - \psi_{nw}|)/2\} \\ &- \omega_S \{(\psi_{se} - \psi_{sw} - |\psi_{se} - \psi_{sw}|)/2\} \\ &- \omega_P \{(\psi_{se} - \psi_{sw} + |\psi_{se} - \psi_{sw}|)/2\} \quad (16) \end{aligned}$$

さらに、 $I_1 - I_2$ の形で整理すると次のようになる。

$$\begin{aligned} I_1 - I_2 &= (\omega_P - \omega_E) \{ \psi_{se} - \psi_{ne} + |\psi_{se} - \psi_{ne}| \} / 2 \\ &+ (\omega_P - \omega_W) \{ \psi_{nw} - \psi_{sw} + |\psi_{nw} - \psi_{sw}| \} / 2 \\ &+ (\omega_P - \omega_N) \{ \psi_{ne} - \psi_{nw} + |\psi_{ne} - \psi_{nw}| \} / 2 \\ &+ (\omega_P - \omega_S) \{ \psi_{sw} - \psi_{se} + |\psi_{sw} - \psi_{se}| \} / 2 \quad (17) \end{aligned}$$

積分領域の内の $se, ne, nw, sw$ 点が差分格子点ではないので、 $\psi_{se}, \psi_{ne}, \psi_{nw}, \psi_{sw}$ は次の方法で差分格子点の値に置き替えられる。

$$\begin{aligned} \psi_{se} &= (\psi_P + \psi_E + \psi_S + \psi_{SE})/4 \\ \psi_{ne} &= (\psi_N + \psi_P + \psi_E + \psi_{NE})/4 \quad (18) \end{aligned}$$

$$\psi_{nw} = (\psi_N + \psi_P + \psi_W + \psi_{NW})/4$$

$$\psi_{sw} = (\psi_P + \psi_W + \psi_S + \psi_{SW})/4$$

式(17)を式(16)に代入すると、 $I_1 - I_2$ は格子点における値のみで表現され、次のようになる。

$$\begin{aligned} I_1 - I_2 &= (\omega_P - \omega_E) \{ \psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N + |\psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N| \} / 8 \\ &+ (\omega_P - \omega_W) \{ \psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S + |\psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S| \} / 8 \\ &+ (\omega_P - \omega_N) \{ \psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W + |\psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W| \} / 8 \\ &+ (\omega_P - \omega_S) \{ \psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E + |\psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E| \} / 8 \quad (19) \end{aligned}$$

順次、式(1)の右辺の項の差分近似式を誘導する。

$$\begin{aligned} I_3 &= \int_s^n \int_w^e \partial^2 \nu \omega / \partial x^2 \, dx \, dy \\ &= \int_s^n \{ (\partial \nu \omega / \partial x)_e - (\partial \nu \omega / \partial x)_w \} \, dy \quad (20) \end{aligned}$$

$y=s-n$ の積分範囲において $\nu \omega$ 項の変化がないと仮定すると式(20)は次のようになる。

$$I_3 = \{ (\partial \nu \omega / \partial x)_e - (\partial \nu \omega / \partial x)_w \} \Delta y \quad (21)$$

さらに $\partial \nu \omega / \partial x$ 項を中心差分で近似すると次のようになる。

$$\begin{aligned} I_3 &= \{ (\nu \omega)_E - (\nu \omega)_P \} \Delta y / \Delta x - \{ (\nu \omega)_P \\ &- (\nu \omega)_W \} \Delta y / \Delta x \\ &= \{ (\nu \omega)_E + (\nu \omega)_W - 2(\nu \omega)_P \} \Delta y / \Delta x \quad (22) \end{aligned}$$

式1の右辺の第2項が第1項の形と同じであるから次のように書くことができる。

$$I_4 = \{ (\nu \omega)_N + (\nu \omega)_S - 2(\nu \omega)_P \} \Delta x / \Delta y \quad (23)$$

同様に式(1)の右辺の第3, 4, 5項の差分近似式はそれぞれ次のようになる。

$$\begin{aligned} I_5 &= \int_s^n \int_w^e (A_r \partial T / \partial x) \, dx \, dy \\ &= A_r \int_s^n (T_e - T_w) \, dy \\ &= A_r \{ T_E + T_P - (T_P + T_W) \} \Delta y / 2 \\ &= A_r (T_E - T_W) \Delta y / 2 \quad (24) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_6 &= 4 \left( \int_s^n \int_w^e \partial^2 \psi / \partial x \partial y \, dx \, dy \right) \\ &\times \left( \int_s^n \int_w^e \partial^2 \nu / \partial x \partial y \, dx \, dy \right) \\ &= 4 \{ (\psi_{ne} - \psi_{se}) - (\psi_{nw} - \psi_{sw}) \} \{ (\nu_{ne} - \nu_{se}) \\ &- (\nu_{nw} - \nu_{sw}) \} \quad (25) \end{aligned}$$

さらに $\psi_{ne}, \nu_{ne}$ 等の値を周りの格子点の値の算術平均値に置き換えると次のようになる。

$$\begin{aligned} I_6 &= (\psi_{NE} - \psi_{NW} - \psi_{SE} + \psi_{SW}) (\nu_{NE} - \nu_{NW} \\ &- \nu_{SE} - \nu_{SW}) / 4 \quad (26) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} I_7 &= 2 \left( \int_s^n \int_w^e \partial^2 \psi / \partial y^2 \, dx \, dy \right) \left( \int_s^n \int_w^e \partial^2 \nu / \partial x^2 \, dx \, dy \right) \\ &= 2 \left( \int_w^e (\partial \psi / \partial y) \Big|_s^n \, dx \right) \left( \int_s^n (\partial \nu / \partial x) \Big|_w^e \, dy \right) \quad (27) \end{aligned}$$

$x=w-e$ の積分範囲で $\partial \psi / \partial y$ を一定、 $y=s-n$ の積分範囲で $\partial \nu / \partial x$ を一定とすると

$$I_7 = 2 \{ (\partial \psi / \partial y)_n - (\partial \psi / \partial y)_s \} \Delta x \times \{ (\partial \nu / \partial x)_e - (\partial \nu / \partial x)_w \} \Delta y \quad (28)$$

さらに一階微分項を中心差分で近似すると $I_7$ は次のようになる。

$$I_7 = 2 \{ (\psi_N + \psi_S - 2\psi_P) \Delta x / \Delta y \} \{ (\nu_E + \nu_W - 2\nu_P) \Delta y / \Delta x \} \quad (29)$$

式(1)の右辺の最後の項の形は $I_7$ と同じであるので、次のように書くことができる。

$$I_8 = 2 \{ (\psi_E + \psi_W - 2\psi_P) \Delta y / \Delta x \} \{ (\nu_N + \nu_S - 2\nu_P) \Delta x / \Delta y \} \quad (30)$$

以上式(1)の差分近似式を誘導したが、式(2), (3), (4), (5)の各項はそれぞれ式(1)の中に対応する類似項があるので、その差分近似式の誘導を省略し、全ての差分近

似式を次のように書くことにする<sup>7)</sup>。

$$a_p \Phi_p = a_E \Phi_E + a_W \Phi_W + a_N \Phi_N + a_S \Phi_S + b \quad (31)$$

式中の $\Phi$ はそれぞれ式(1), (2), (3), (4), (5)を離散化した後の変数,  $\psi$ ,  $\omega$ ,  $k$ ,  $\epsilon$ ,  $T$ を表示する。 $a_p, a_E, a_W, a_N, a_S$ は係数で, 表2に示すように正の係数法則<sup>7)</sup>を満足する。 $b$ は source term と呼ばれる。表2の係数  $b_E, a_{KE}$  等は表3にまとめた。

2.3 境界条件と初期値

(1) 流れ関数

- a. 固体壁面上で滑りのない境界を仮定すると, 壁面上で  $u, v$  ともに0となる。この場合式(6)から流れ関数  $\psi$  が一定値をとることが明かである。
- b. 流入開口から流入する流れが, 流入開口面ではほぼ一様速度と考えられる場合,  $\psi$  の値は線

形配分で決定する。

(2) 渦度

- a. X軸に平行な壁面上では, ウッズ法<sup>8)</sup>で渦度計算式を導出した。すなわち図3に示す壁面近傍の格子点について次の式が成り立つので, この式から壁面上の渦度を求めた。

$$\omega_p = -\left(\frac{3(\psi_q - \psi_p)}{\Delta n^2}\right) + \frac{1}{2} \omega_q \quad (32)$$

- b. 勾配のある壁面上の渦度は, 図4において  $n$  を壁面と垂直な方向とし,  $n$  と  $x$  軸のなす角を  $\theta$  とすると, 壁面において滑りが無いという条件から次の式が成り立つ<sup>9)</sup>。

$$\left(\frac{\partial \psi}{\partial n}\right)_p = \cos \theta \left(\frac{\partial \psi}{\partial x}\right)_p + \sin \theta \left(\frac{\partial \psi}{\partial y}\right)_p = 0 \quad (33)$$

表2 係数  $a_E, a_W, a_N, a_S$  と  $b$  の定義

$\Phi_p$	$\psi_p$	$\omega_p$	$k_p$	$\epsilon_p$	$T_p$
$a_E$	$\Delta y / \Delta x = A_1$	$b_E + A_1 \nu_E$	$b_E + a_{KE}$	$b_E + a_{WE}$	$b_E + a_{TE}$
$a_W$	$\Delta y / \Delta x = A_1$	$b_W + A_1 \nu_W$	$b_W + a_{KW}$	$b_W + a_{WW}$	$b_W + a_{TW}$
$a_N$	$\Delta x / \Delta y = A_2$	$b_N + A_2 \nu_N$	$b_N + a_{KN}$	$b_N + a_{WN}$	$b_N + a_{TN}$
$a_S$	$\Delta x / \Delta y = A_2$	$b_S + A_2 \nu_S$	$b_S + a_{KS}$	$b_S + a_{WS}$	$b_S + a_{TS}$
$a_p$	$2(A_1 + A_2)$	$b_E + b_W + b_N + b_S + 2\nu_p(A_1 + A_2)$	$b_E + b_W + b_N + b_S + a_{KE} + a_{KW} + a_{KN} + a_{KS} + \sigma_3 k_p dp / \Theta_p$	$b_E + b_W + b_N + b_S + a_{WE} + a_{WW} + a_{WN} + a_{WS} + \sigma_2 \omega_p dp / k_p$	$b_E + b_W + b_N + b_S + a_{TE} + a_{TW} + a_{TN} + a_{TS}$
$b$	$\omega_p dp$	$dp \left( -4\psi_{xy} \nu_{xy} + 2(\psi_{yy} \nu_{xx} + \psi_{xx} \nu_{yy} + Ar(T_E - T_W)) / (2\Delta x) \right)$	$dp \Theta_p \left( 4(\psi_{xy})^2 + (\psi_{yy} - \psi_{xx})^2 \right)$	$\sigma_1 \sigma_3 k_p dp \left( (\psi_{yy} - \psi_{xx})^2 + 4(\psi_{xy})^2 \right)$	

表3 係数  $b_E, a_{KE}, \psi_{xy}, E_{xy}$  などの定義

$b_E$	$(\psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N +  \psi_{SE} + \psi_S - \psi_{NE} - \psi_N ) / 8$	$a_{KE}$	$(\Gamma_E + \Gamma_P) A_1 / 2$
$b_W$	$(\psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S +  \psi_{NW} + \psi_N - \psi_{SW} - \psi_S ) / 8$	$a_{KW}$	$(\Gamma_W + \Gamma_P) A_1 / 2$
$b_N$	$(\psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W +  \psi_{NE} + \psi_E - \psi_{NW} - \psi_W ) / 8$	$a_{KN}$	$(\Gamma_N + \Gamma_P) A_2 / 2$
$b_S$	$(\psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E +  \psi_{SW} + \psi_W - \psi_{SE} - \psi_E ) / 8$	$a_{KS}$	$(\Gamma_S + \Gamma_P) A_2 / 2$
$\psi_{xy}$	$(\psi_{NE} - \psi_{NW} - \psi_{SE} + \psi_{SW}) / (4 dp)$	$a_{WE}$	$(\Delta_E + \Delta_P) A_1 / 2$
$\psi_{xx}$	$(\psi_E + \psi_W - 2\psi_p) / (\Delta x)^2$	$a_{WW}$	$(\Delta_W + \Delta_P) A_1 / 2$
$\psi_{yy}$	$(\psi_W + \psi_S - 2\psi_p) / (\Delta y)^2$	$a_{WN}$	$(\Delta_N + \Delta_P) A_2 / 2$
$\nu_{xy}$	$(\nu_{NE} - \nu_{NW} - \nu_{SE} + \nu_{SW}) / (4 dp)$	$a_{WS}$	$(\Delta_S + \Delta_P) A_2 / 2$
$\nu_{xx}$	$(\nu_E + \nu_W - 2\nu_p) / (\Delta x)^2$	$a_{TE}$	$(\kappa_E + \kappa_P) A_1 / 2$
$\nu_{yy}$	$(\nu_W + \nu_S - 2\nu_p) / (\Delta y)^2$	$a_{TW}$	$(\kappa_W + \kappa_P) A_1 / 2$
$dp$	$\Delta x \Delta y$	$a_{TN}$	$(\kappa_N + \kappa_P) A_2 / 2$
		$a_{TS}$	$(\kappa_S + \kappa_P) A_2 / 2$

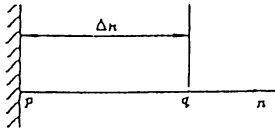


図3 壁面近傍の格子点

また  $(\partial \psi / \partial x)_p = (\partial \psi / \partial y)_p = 0$  となるように  $\omega_p$  を設定すれば、 $\psi$  を点  $P_1, P_2$  で  $x$  方向に Taylor 展開して右辺第 4 項までとり、 $(\partial \psi / \partial x)_p = 0$  の条件で得られる 2 つの式から 3 次の項を消去すると、 $x$  方向の 2 次の項の式が得られる。同様の方法で  $y$  方向の 2 次の項の式が得られる。式(2)から次のように  $\omega_p$  が求められる。

$$\omega_p = - \left\{ \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right)_p + \left( \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right)_p \right\} \quad (34)$$

(3)  $k$  と  $\epsilon$

滑りのない境界条件で壁面上の  $k$  と  $\epsilon$  がすべて 0 になる。また流入開口から流入乱流量  $k = 0.004$ ,  $\epsilon = 0.008$  とする。

(4) 温度

a. 入口温度  $T_{IN}$

$$T_{IN} = \frac{T_0 - T_s}{|T_0 - T_s|} = -1.0 \quad (35)$$

b. 高温壁

昼間は小屋裏の屋根、夜間は天井面が高温壁であり、無次元高温壁温度はすべて  $T_b = 0.5$  と設定する。

c. 断熱壁

高温壁以外の面はすべて断熱壁とし、その壁面に直角な方向の温度勾配が 0 という条件から壁面での温度  $T_d$  を求める。

(5) 流出口

すべての変数に対して  $Y$  方向の変数の勾配が 0 という境界条件を設定する。

## 2. 4 数値計算法と計算収束条件

計算には逐次加速緩和法 (S. O. R) を採用する。流れ関数に対しては加速緩和を行い、渦度などの source term では非線形項の影響が強いから減速緩和によって計算する。すべての計算は換気量を一定にして  $R_e = 10^4$  とする。また収束の判定は、1 回の繰返しごとに S. O. R 法における格子点での修正量の絶対値の最大値と、変数の絶対値の最大値との比が、あらか

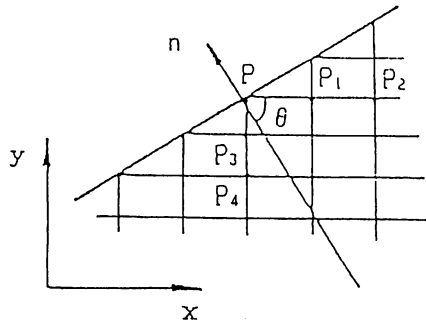


図4 傾いた壁面における渦度設定

じめ設定したしきい値以下になったときに収束したものとみなして計算を打切る。式で表示するとつぎのようになる。

$$\Phi_{diff} = \frac{|\Phi^{(N)} - \Phi^{(N-1)}|_{MAX}}{|\Phi^{(N)}|_{MAX}} < 10^{-4} \quad (36)$$

式中の  $N$  は繰返し回数を表示し、 $10^{-4}$  はあらかじめ設定した計算打ち切りのしきい値である。

## 3 計算結果

### 3. 1 等温流れの計算結果

(1) 流入開口の位置および大きさの影響

図 5 は代表的な例であり空気は軒の開口から流入する。開口の大きさは軒の出の寸法によって制限を受ける。いま、軒の出の寸法が一定の場合、入口開口の位置および大きさの違いが流れに与える影響を調べる。図 5 は、屋根勾配が 6/10、すなわち格子網の寸法  $(\Delta x, \Delta y)$  が  $(0.2, 0.12)$  の場合である。また、 $i_{max} = 42$ ,  $j_{max} = 19$  であり、これは屋根勾配を変えた場合も同じである。図 5 の a), b), 及び c), d) は、それぞれ、給気孔が軒の端から  $0.2 D$  ずれて取り付けられており大きさ  $D_1$  が  $0.8 D$  の場合、および軒の端から  $D_1 = 1.0 D$  で取り付けられている場合の、流線分布図と速度ベクトル図である。図 6 は、図 5 の  $j = 10$  (高さ方向のほぼ中間) の断面上の  $Y$  方向の速度分布である。図 5, 図 6 からわかるように流量が一定ならば、入口開口の寸法の変化が流れに与える影響はほとんど無視することができる。以下の計算ではすべて  $D_1 = 1.0 D$  と設定している。

(2) 流入開口が単開口もしくは双開口の場合

流量が一定で、片側 (単開口) または両側 (双開口) から空気が流入する場合の、気流分布の違いを調べた。図 7 の a), b) は単開口の流線図と速度ベクトル図であ

る。図5 b)の流りに較べると、屋根の右半分は流れの停滞域になり、また右下角に大きな渦が出現している。さらに図5 b)の速度分布を較べると、図8に示すように速度分布が極めて不均衡であることが分かった。

(3) 屋根の勾配

図5 b)の計算条件と同じで屋根の勾配を6/10から8/10, 10/10に変化させた。すなわち格子網の寸法 ( $\Delta x, \Delta y$ ) が (0.2, 0.12) から, (0.2, 0.16), (0.2, 0.2) に変化した時の小屋裏内の空気分布を調べた。図9の a), b), c), d) は勾配が違ふときの流線分布図と速度ベクトル図である。図10は以上に述べた3種類の屋根勾

配の断面上の速度分布である。図10の a) の  $u$  の速度分布から明らかなように、屋根勾配が小さいほど壁辺に形成された渦が大きく逆流速度も大きい。横軸の  $u$  のマイナス記号は逆流を表す。さらに図11の  $i=6$  (入口開口の右端) の垂直断面上の速度分布の比較でわかるように、屋根勾配が小さいほど  $u$  が著しく増加している。これは小屋裏勾配が小さくなると垂直断面寸法も小さくなるためである。従って流れの抵抗は増加していると思われる。とくに単開口の場合、 $u$  が大きくなることは問題である。

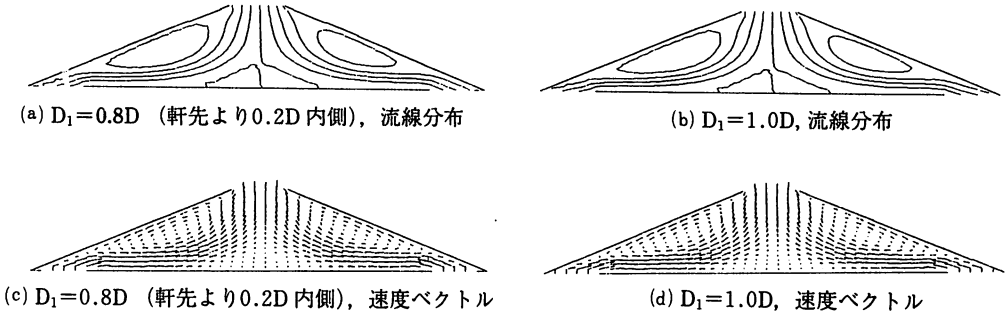


図5 流線分布と速度ベクトル図 (勾配6/10)

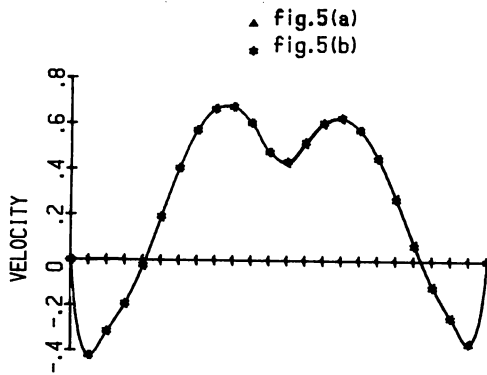


図6 水平断面上 ( $j=10$ ) の速度分布

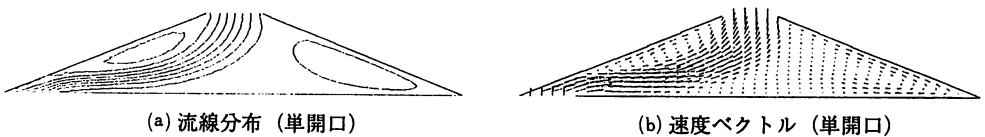


図7 流線分布と速度ベクトル図

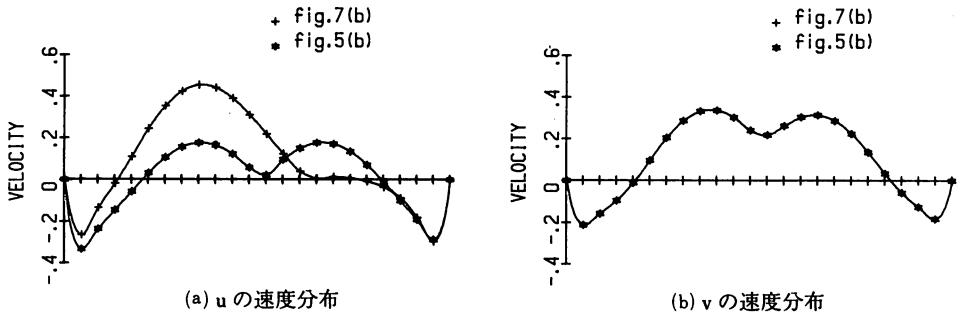


図8 水平断面上 ( $j=10$ ) の速度分布

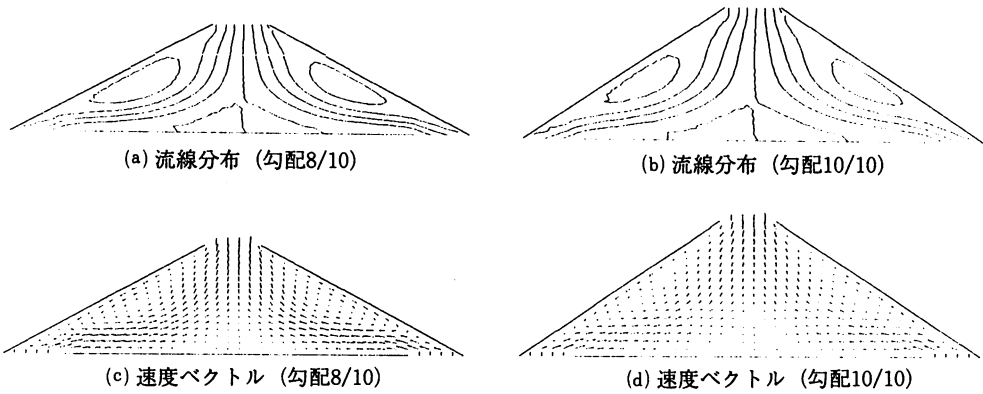


図9 流線分布と速度ベクトル図

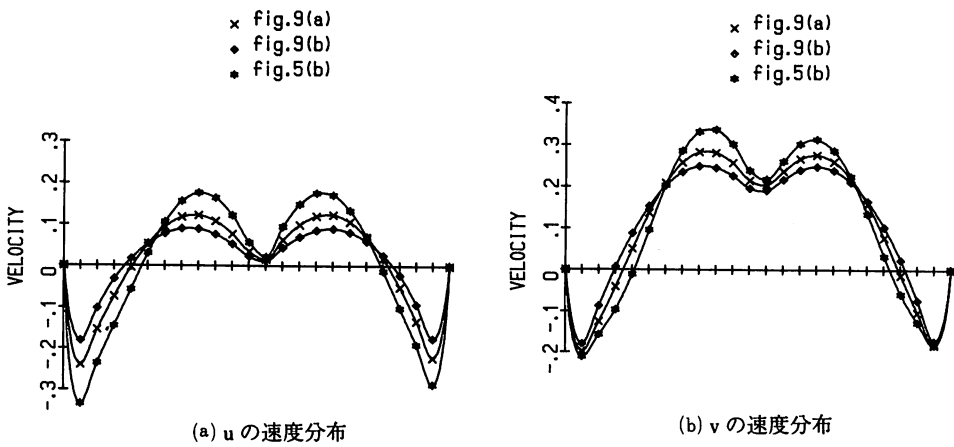


図10 水平断面上 ( $j=10$ ) の速度分布

3. 2 非等温流れの計算結果

(1) 昼間換気

屋根を高温壁とした。図12の a), a'), b), b'), c), c') はそれぞれ  $Ar=0.001, 0.01, 0.1$  のときの単開口, 双開口の流線分布図で, 図13は図12に対応した温度分布を示す。単開口の場合に空気は片側を流れ, 左屋根から入る熱をよく遮断し出口から排出するが, 右屋根に対する排熱の効率は悪い。従って, 図13の温度分布で示

すように, 右屋根から流入する熱によって右下隅の天井温度は高温壁の温度と同じになった。双開口の場合には屋根から入る熱が対称的に空気に遮断され排出されるため, 単開口より排熱効率が高くなる。表4に, 単開口と双開口の出口における流速による加重平均温度および天井平均温度を比較した。双開口の天井表面の温度降下が大きいことがわかった。

(2) 夜間換気

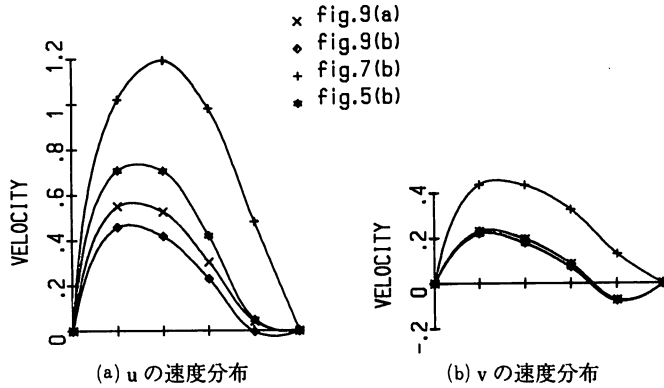


図11 垂直断面上 ( $i=6$ ) の速度分布

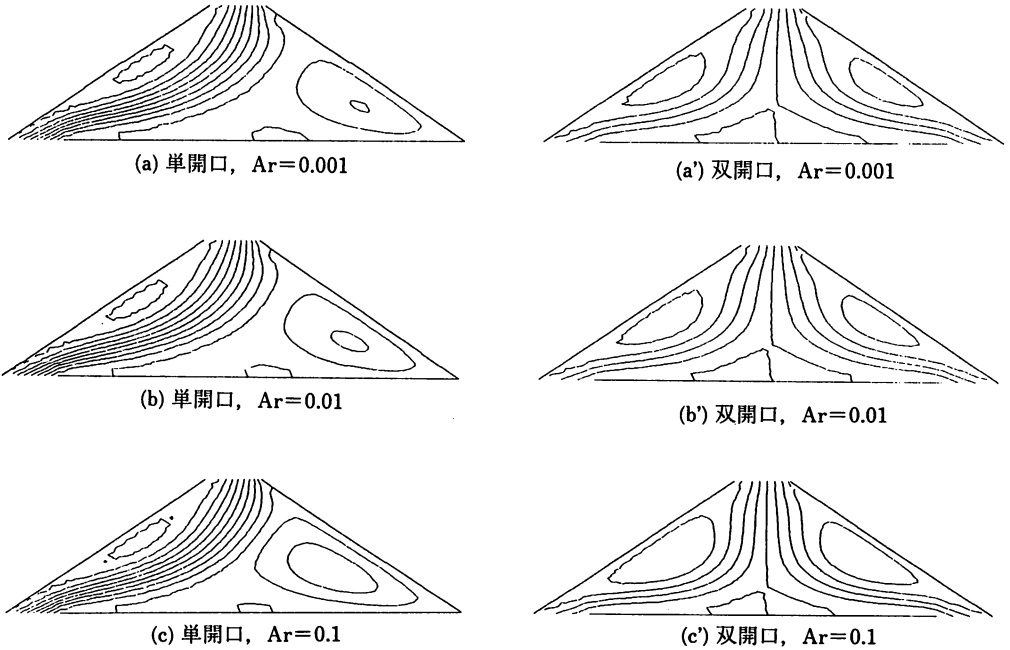


図12 流線分布



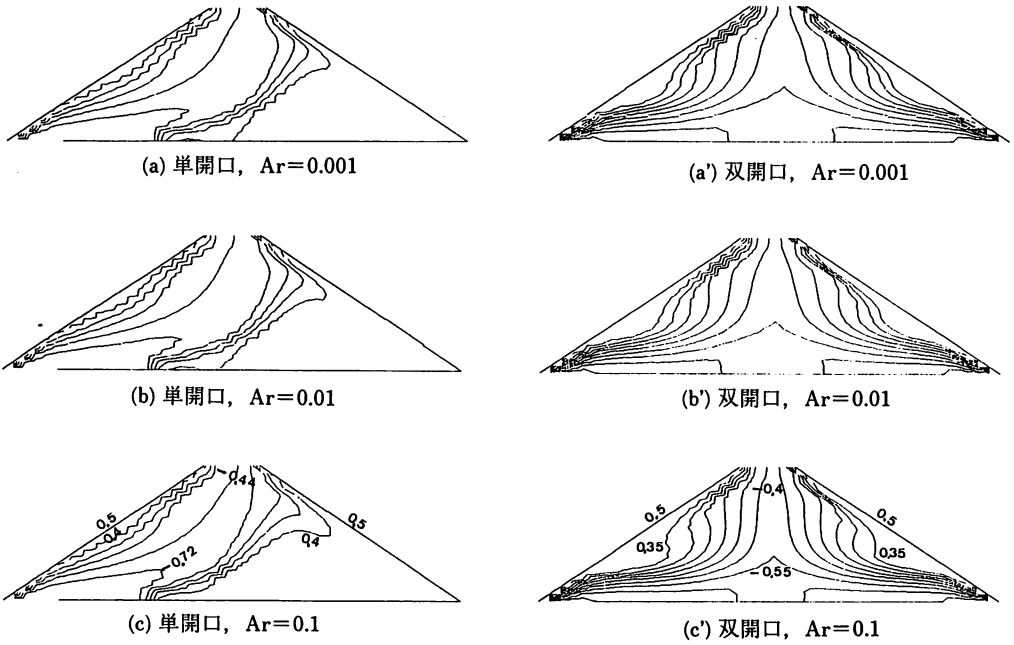


図13 温度分布

表4 温度の比較

Ar	温度	単開口	双開口
0.001	出口空気	-0.4561	-0.3717
	天井表面	0.063	-0.756
0.01	出口空気	-0.4516	-0.3715
	天井表面	0.072	-0.759
0.1	出口空気	-0.4203	-0.3712
	天井表面	0.113	-0.857

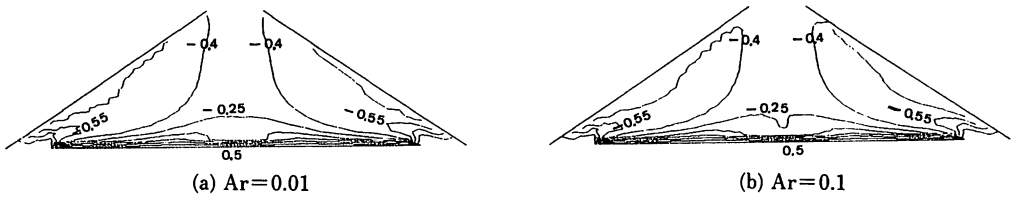


図14 流線分布

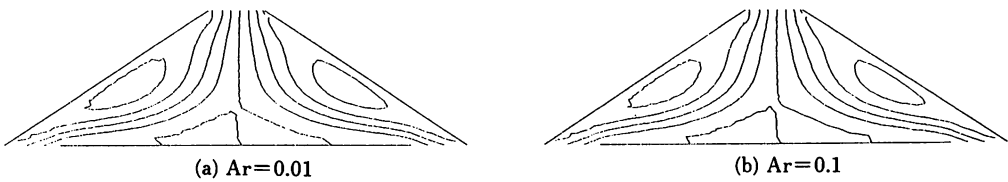


図15 温度分布

天井面を高温壁とした。図14, 15の a), b) は, それぞれ双開口で,  $A_r=0.01, 0.1$  の場合の流線分布と温度分布図を示す。高温壁にそった流速は小さいため排熱効率は昼間換気より低くなるが, 温度分布で分かるようにある程度の熱が出口から排出されている。

#### 4 ま と め

$k-\epsilon$  モデルを用いた等温, 非等温の場合の小屋裏の空気分布について数値解析を行い, 等温流れに対する計算結果から以下の結果を得た。

(1) 軒天換気口の位置と大きさを多小変えても小屋裏流れはほとんど変化しなかった。

(2) 屋根の勾配が小さいほど壁辺に形成した渦の影響が大きく逆流速度も大きくなる。また入口近くの流速も大きくなり流れの抵抗が増加する。

また, 非等温流れに対する計算結果から以下の点がわかった。

(1) 昼間換気について単開口と双開口の流出空気温度と天井表面温度を比較した結果, 双開口の天井表面温度の降下がかなり大きかった。

(2) 夜間換気について双開口の流線および温度分布を調べた結果天井面の冷却効果が確認された。

#### 謝 辞

本研究の一部は, 文部省科学研究費一般研究C (課題番号: 01550461, 代表者 赤坂裕) により行われた。また, 計算は鹿児島大学情報処理センターのIBM3081-Kで行った。同計算機による非等温の1タイプの所要時間は, 平均的に5分程度である。

#### 参 考 文 献

- 1) 小原, 赤坂, 黒木: 小屋裏換気の排熱・排湿効果に関する実験的研究, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学), p621, 1989
- 2) 赤坂, 荘, 黒木: 小屋裏気流分布の数値解析(1) 2次元等温流れについて, 日本建築学会中国・九州支部研究報告第8号 (環境工学), pp9~13, 1990
- 3) 荘, 赤坂, 黒木: 小屋裏気流分布の数値解析(2) 2次元非等温流れについて, 日本建築学会大会学術講演梗概集 (環境工学), 1990
- 4) 山口克人: 室内空気分布に関する基礎的研究, 大阪大学博士学位論文, 1979
- 5) T. Kurabuchi, "A Numerical Method For Calculating Indoor Airflows Using a Turbulence Model" NISTIR 89-4211
- 6) Z. Damin, K. Tsuji, I. Fukuhara, "Numerical Solutions of Navier-Stokes Equations for Push-Pull Flow" ASHRAE Annual Meeting, Technical Papers 3256, 1989
- 7) Suhas V. Patankar: NUMERICAL HEAT TRANSFER AND FLUID FLOW, 水谷・香月訳, 森北出版株式会社, 1986
- 8) Woods, L. C., "A note on the numerical solution of four order differential equations" Aeronautical Quarterly, Vol. 5, Part 3, p.176, 1954
- 9) 山口他: 不規則な境界形状に対する室内気流の数値解析 (第1報), 空気調和・衛生工学論文集, No. 29, 1985