

電子機器の自然空冷に関する研究 (第4報 差分法を用いた数値解析)

宮本 政英*・加藤 泰生*・坂田 昌一**

A Numerical Study of Free Convection Cooling of Electronic Equipment (4 th Report)

Masahide MIYAMOTO, Yasuo KATOH and Masaichi SAKATA

Abstract

This paper describes a numerical analysis of free convection from electronic components on PWB placed horizontally in the cabinets.

The effects of aspect ratio H/L (H is height of cabinet, L is length of it), dimensionless heat conductance of cabinet walls and baffle plate located at open side of cabinets on the free convection heat transfer in the cabinets were numerically investigated using finite difference method.

It was clarified that the overall heat transfer coefficient was about 20% lower than that of an upward facing heated plate placed horizontally in semi-infinite space, and the streamline patterns obtained by present numerical analysis were in good agreement with the flow patterns visualized in the previous experiments.

1. 緒 言

電子機器の自然空冷において、その流れ場、温度場を実験する事なしに数値シミュレーション予測する事は、電子機器の熱対策設計上また省力化の意味からもきわめて重要かつ有効な手段と考えられる。

本報告は、既報^{1)~4)}の実験系からキャビネット板(片側開放あるいは一部遮閉)で囲まれた水平発熱基板を模擬した二次元モデルにおいて、N.S.方程式を差分式に変換しADI法を用い、その温度場、流れ場を数値解析で求めたものである。そして、アスペクト比(キャビネット高さ H /発熱体長さ L)、キャビネット壁の熱コンダクタンス(SKF)、及び遮閉板の有無が流れ場、温度場、うず度分布そして水平発熱基板上の熱伝達分布にいかに関与するかを調べ、実験との比較検討を行なったのでその結果を報告する。

2. 数値解法

2.1 基礎方程式と境界条件

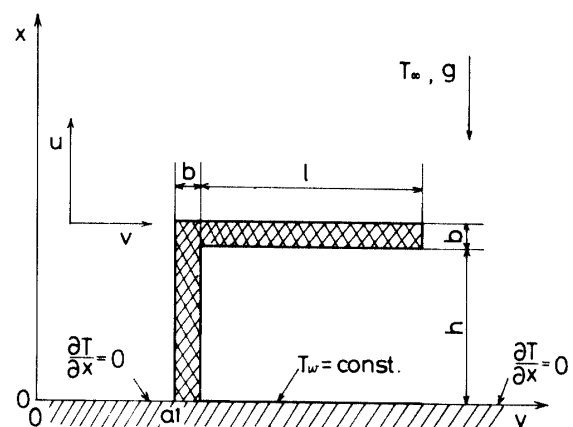


Fig. 1 Physical model and coordinate system

Fig. 1 は、本解析に用いた物理モデル及び座標系を示す。本解析においては以下の仮定を用いる。

- (1) 流体は非圧縮性流体である。すなわち、運動方程式の浮力項を除いて、密度の変化は無視する

* 機械工学科

** 大学院機械工学専攻 (現宇部興産株)

ブジネスク近似を用いる。また粘性散逸は無視する。

- (2) 物性値は浮力項の密度を除き他は一定とする。
 (3) 発熱体上温度 (T_w) 及び周囲温度 (T_∞) は一定である。
 (4) 床の条件は断熱 ($\partial T / \partial x = 0$) とする。

以上の仮定に基づいて次の基礎方程式が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad (\text{連続の式}) \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + g\beta(T - T_\infty) + \nu \nabla^2 u \quad \dots(2)$$

(x 方向運動方程式)

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \nu \nabla^2 v \quad \dots(3)$$

(y 方向運動方程式)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} = a \nabla^2 T \quad (\text{エネルギー式}) \quad (4)$$

本報では定常状態のみを取扱うが、数値計算の便宜上、非定常項が加えられている。式(1)~(3)は流線関数 φ およびうず度 ζ を導入し圧力の項を消去すれば、次の様に書き換えられる。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + u \frac{\partial \zeta}{\partial x} + v \frac{\partial \zeta}{\partial y} = -g\beta \frac{\partial}{\partial y} (T - T_\infty) + \nu \nabla^2 \zeta \quad \dots(5)$$

$$\zeta + \nabla^2 \varphi = 0 \quad \dots(6)$$

ただし

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial y} \quad v = -\frac{\partial \varphi}{\partial x} \quad \dots(7)$$

従って基礎方程式は(4)(5)(6)(7)となる。これらの式に次の無次元量を導入して無次元化する。

$$T = \frac{(g\beta\Delta T)^{2/3}}{\nu} t \quad \dots(8)$$

$$\left. \begin{aligned} X &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} x, & Y &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} y \\ H &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} h, & L &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} l \\ D &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} d, & B &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} b \\ A1 &= \left(\frac{g\beta\Delta T}{\nu^2} \right)^{1/3} a1 \end{aligned} \right\} \quad \dots(9)$$

$$U = \frac{u}{(\nu g\beta\Delta T)^{1/3}}, \quad V = \frac{v}{(\nu g\beta\Delta T)^{1/3}} \quad \dots(10)$$

$$\theta = \frac{T - T_\infty}{\Delta T}, \quad \xi = \frac{\nu^{1/3} \zeta}{(g\beta\Delta T)^{2/3}} \quad \dots(11) \quad (12)$$

$$\psi = \frac{\varphi}{\nu} \quad \dots(13)$$

基礎方程式は次の様になる。

$$\frac{\partial \theta}{\partial \tau} = -U \frac{\partial \theta}{\partial X} - V \frac{\partial \theta}{\partial Y} + \frac{1}{Pr} \nabla^2 \theta \quad \dots(14)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial \tau} = -U \frac{\partial \xi}{\partial X} - V \frac{\partial \xi}{\partial Y} + \nabla^2 \xi - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad \dots(15)$$

$$\xi + \nabla^2 \psi = 0 \quad \dots(16)$$

ただし

$$U = \frac{\partial \psi}{\partial Y}, \quad V = -\frac{\partial \psi}{\partial X} \quad \dots(17)$$

境界条件については、MODEL 1 と MODEL 2 で次のように異なる。

MODEL 1; キャビネット片側面が開放の場合のモデルでキャビネット (壁面厚さ B) の高さ H と水平基板長さ L の比 H/L が 0.5, 1, 2 の異なる 3 種類について計算を行なった。

MODEL 2; キャビネット側面の開放側に邪魔板がある場合のモデル ($H/L = 0.5$ のみ)

MODEL 1 [境界条件]

$$X = 0, \quad A1 + B \leq Y \leq A + B + L;$$

$$\theta = 1, \quad \psi = 0$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2} \quad \dots(18)$$

$$X = 0, \quad 0 \leq Y \leq A1 \text{ 及び } A1 + B + L \leq Y \leq Y_{max}$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \quad \psi = 0 \quad \dots(19)$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2}$$

$$0 < X \leq H, \quad Y = A1 \text{ 及び } Y = A1 + B;$$

$$-SKF \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=A1+B} = \theta_{A1+B} - \theta_{A1} = -SKF \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=A1}$$

$$\psi = 0 \quad \dots(20)$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2}$$

$$X = H \text{ 及び } X = H + B, \quad A1 + B \leq Y \leq A1 + B + L;$$

$$-SKF \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=H} = \theta_H - \theta_{H+B} = -SKF \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{X=H+B}$$

$$\psi = 0 \quad \dots(21)$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2}$$

$$H \leq X \leq H + B, \quad Y = A1 + B + L;$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad \psi = 0 \quad \dots(22)$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2}$$

$$0 < X \leq X_{max}, \quad Y = 0;$$

$$\theta = 0 \quad (V \geq 0)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 \quad (V < 0), \quad \frac{\partial \psi}{\partial Y} = 0$$

$$U = 0, \quad V = -\frac{\partial \psi}{\partial X} \quad \dots(23)$$

$$\xi = 0 (V \geq 0), \quad \frac{\partial \xi}{\partial Y} = 0 (V < 0)$$

$$0 < X \leq X_{max}, \quad Y = Y_{max};$$

$$\theta = 0 (V \leq 0) \quad \frac{\partial \psi}{\partial Y} = 0$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0 (V > 0) \quad \dots\dots(24)$$

$$U = 0, \quad V = -\frac{\partial \psi}{\partial X}$$

$$\xi = 0 (V \leq 0), \quad \frac{\partial \xi}{\partial Y} = 0 (V > 0)$$

$$X = X_{max}, \quad 0 < Y < Y_{max};$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial X} = 0, \quad \frac{\partial \psi}{\partial X} = 0 \quad \dots\dots(25)$$

$$V = 0, \quad U = \frac{\partial \psi}{\partial Y}, \quad \frac{\partial \xi}{\partial Y} = 0$$

MODEL 2 [境界条件]

大略 MODEL 1 と同じであるが、邪摩板部分の境界条件が異なるのでその部分のみを示す。(邪摩板下端は $X = C, Y = A1 + L$ より $A1 + B + L$ までの位置にあり長さは $H2$ とする。

$$X = C, \quad A1 + L \leq Y \leq A1 + B + L;$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial Y} = 0, \quad \psi = const. \quad \dots\dots(26)$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial X^2}$$

$$C \leq X \leq C + H2, \quad A1 + L \leq Y \leq A1 + B + L;$$

$$\begin{aligned} -SKF \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=A1+L} &= \theta_{A1+L} - \theta_{A1+B+L} \\ &= -SKF \frac{\partial \theta}{\partial Y} \Big|_{Y=A1+B+L}, \quad \psi = const. \quad \dots\dots(27) \end{aligned}$$

$$U = V = 0, \quad \xi = -\frac{\partial^2 \psi}{\partial Y^2}$$

2.2 差分方程式

基礎方程式(14)(15)(16)を差分方程式に変換し Mallinson ら⁵⁾によって示された ADI 法を用いて数値解析する。基礎方程式を保存形表示に書き直すと次式のようになる。

$$\frac{1}{\alpha_\theta} \frac{\partial \theta}{\partial \tau} = -\frac{\partial U \theta}{\partial X} - \frac{\partial V \theta}{\partial Y} + \frac{1}{\rho_r} \nabla^2 \theta \quad \dots\dots(28)$$

$$\frac{1}{\alpha_\xi} \frac{\partial \xi}{\partial \tau} = -\frac{\partial U \xi}{\partial X} - \frac{\partial V \xi}{\partial Y} + \nabla^2 \xi - \frac{\partial \theta}{\partial Y} \quad \dots\dots(29)$$

$$\frac{1}{\alpha_\psi} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} = \xi + \nabla^2 \psi \quad \dots\dots(30)$$

これらの方程式(28)(29)(30)が本報で数値計算に用いられた基礎方程式である。 $\alpha_\theta, \alpha_\xi, \alpha_\psi$ は時間に関する微分を修正する係数であり、式(30)の左辺の時間微分の項は数値解析の便宜上導入され物理的意味を持たない。定常解のみを問題とする場合は、式(14)(15)(16)と式

(28)(29)(30)はまったく等価となる。式(28)(29)(30)に含まれる微分は次の差分形に置きかえられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial U \xi}{\partial X} \Big|_{i,j} &= \frac{\Delta X_{i-1}^2}{\delta^2 X_i} U_{i-1,j} \xi_{i-1,j} + \frac{\Delta X_i^2 - \Delta X_{i-1}^2}{\delta^2 X_i} U_{i,j} \xi_{i,j} \\ &\quad - \frac{\Delta X_i^2}{\delta^2 X_i} U_{i-1,j} \xi_{i-1,j} - (\text{高次の項}) \quad \dots\dots(31) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \xi}{\partial X^2} \Big|_{i,j} &= 2 \frac{\Delta X_{i-1}}{\delta^2 X_i} \xi_{i-1,j} - 2 \frac{\Delta X_i + \Delta X_{i-1}}{\delta^2 X_i} \xi_{i,j} \\ &\quad + 2 \frac{\Delta X_i}{\delta^2 X_i} \xi_{i+1,j} + (\text{高次の項}) \quad \dots\dots(32) \end{aligned}$$

Fig. 2 は MODEL 1 の不等間隔差分格子の 1 例を示す。キャビネット壁面近傍および発熱帯近傍では各値の変化が急であろうと予測し、メッシュ間隔を狭くした。最小メッシュ幅, 最大メッシュ幅はそれぞれ 0.3, 3 であり、間隔の増分は前の格子間隔の 1/2 を越えない様にした。各格子点の位置は (i, j) で示す。ここに i は X 軸方向メッシュ分割番号で $i = 1 (x = 0)$ から $i = IM (X = X_{max})$ まで変化する。また j は Y 軸方向メッシュ分割番号であり $j = 1 (y = 0)$ から $j = JM (Y = Y_{max})$ まで変化する。 $\Delta X_i, \Delta Y_j$ はそれぞれ点 (i, j) と $(i+1, j)$ の間隔及び格子点 (i, j) と $(i, j+1)$ の間隔を示す。

キャビネット及び発熱体の格子番号は Fig. 3 に示す。 ξ, θ, ψ の初期値は発熱体上で $\theta = 1$ としその他のすべての値をゼロとする。また収束の判定は、 ξ, θ, ψ のそれぞれについて、境界以外のすべての格子点の $\Delta \tau$ 時間の変化量を総計しその全点平均値が、ある一定値以下になった場合とした。この数居値は今回は 10^{-3} と定めた。

未知の境界値は、変数 ξ, θ, ψ, U, V を 2 次の多項式で近似し式(18)~(27)のもとに決定した。また、キャビネットコーナー (IL, JJ), (IL, JL), (IL, JK) の温度は、隣接する 4 点から熱収支により求めた (付録(a)(b)参照)。MODEL 2 における邪摩板壁面上における流れ関数 ψ は 3 次の多項式を仮定し、 X 方向の外挿より求めた流れ関数を平均したものである。(付録(c)参照)。

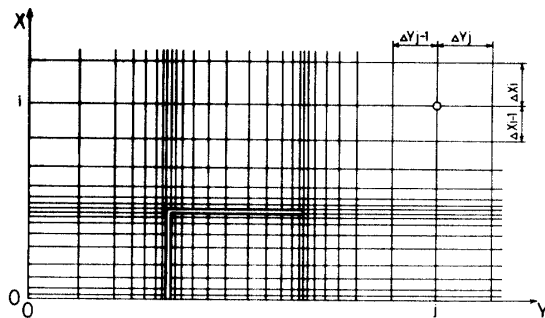


Fig. 2 An example of finite difference grids

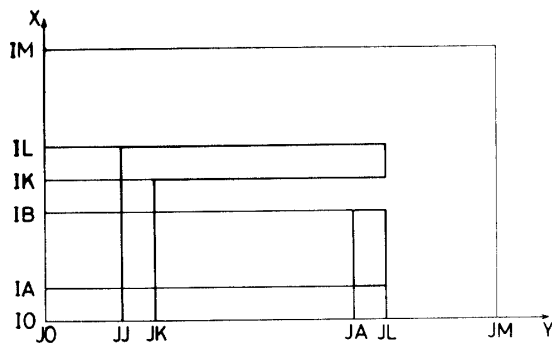


Fig. 3 Nomenclature for finite difference calculation

2.3 ヌッセルト数の定義

水平面 ($x = 0$) における局所ヌッセルト数は次の様に定義される。

$$Nux = \frac{\alpha_{x0} l}{\lambda} = -\frac{l}{T_w - T_\infty} \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} \dots\dots(33)$$

ここに、 $q = \alpha_{x0}(T_w - T_\infty) = -\lambda \cdot \partial T / \partial x|_{x=0}$ である。無次元量を導入するとともに差分化を行うと次式となる。

$$Nux = -L \frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{x=0} = L \left\{ \frac{\Delta X_{10} + \Delta X_{10+1}}{\Delta X_{10} \cdot \Delta X_{10+1}} (1 - \theta_{10+1,j}) - \frac{\Delta X_{10}}{\Delta X_{10+1} (\Delta X_{10} + \Delta X_{10+1})} (1 - \theta_{10+2,j}) \right\} \dots\dots(34)$$

平均ヌッセルト数は次式のように定義する。

$$\overline{Nux} = \frac{\overline{\alpha_{x0}} \cdot l}{\lambda} = \int_{a1+b}^{a1+b+l} -\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} dy \dots\dots(35)$$

$$\text{ここに、} \overline{\alpha_{x0}} = \frac{1}{l(T_w - T_\infty)} \int_{a1+b}^{a1+b+l} -\frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=0} dy$$

である。

無次元量を導入すると次式のようになる。

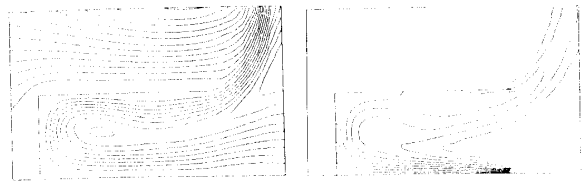
$$\overline{Nux} = \int_{A1+B}^{A1+B+L} -\frac{\partial \theta}{\partial X} \Big|_{x=0} dY = \frac{1}{L} \int_{A1+B}^{A1+B+L} Nu_x dY \dots\dots(36)$$

本数値解析においては、式(34)の値を用いて数値積分を行い平均ヌッセルト数を求めた。

なお、本数値計算には山口大学計算機センタ ACOS-850 を使用した。

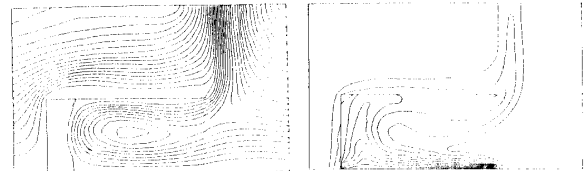
3. 数値計算結果および考察

Fig. 4~6 は、MODEL 1 ($H/L = 0.5$) における流線、等温線をキャビネット壁の熱コンダクタンス SKF が



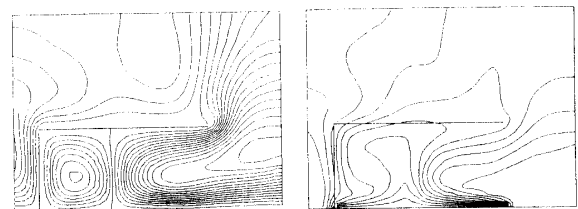
Streamlines, $\Delta \psi = 0.5$ Isotherms, $\Delta \theta = 0.1$

Fig. 4 $Gr = 1 \times 10^6$, $H/L = 0.5$, $SKF = 0$



Streamlines, $\Delta \psi = 0.5$ Isotherms, $\Delta \theta = 0.1$

Fig. 5 $Gr = 1 \times 10^6$, $H/L = 0.5$, $SKF = 0.17$



Streamlines, $\Delta \psi = 2$ Isotherms, $\Delta \theta = 0.1$

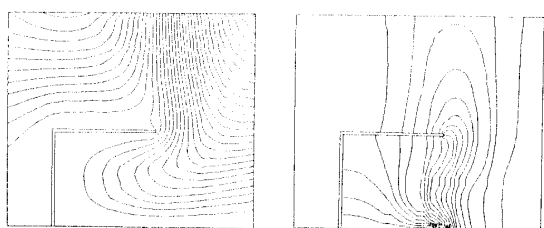
Fig. 6 $Gr = 1 \times 10^6$, $H/L = 0.5$, $SKF = 729$

0 (断熱), 0.17, 729の場合について示す。

流線の図よりキャビネット外部の流れは、SKF = 0の場合、キャビネット開口部から右方へ吹き出ているのに対し、SKF = 0.171, 729の場合、流れがキャビネット開口部から鉛直上方へ上昇しているのがわかる。またキャビネット内部においては、SKFの増加に伴い、キャビネット奥部で循環する流れが形成されているのがわかる。等温線図より温度分布は、SKF = 0の場合、当然断熱であるのでキャビネット周囲には全く温度勾配がない。

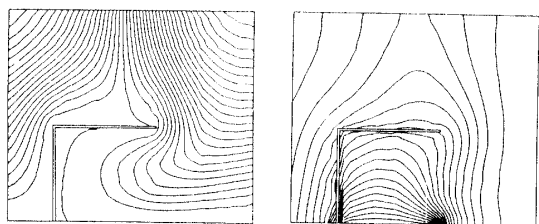
MODEL 1 は、既報³⁾ (P. 28, 可視化写真参照) とアスペクト比をほぼ等しくとっており、流れも非常に似た形態を示し、SKF = 729 では特によく一致していることがわかる。

Fig. 7, 8 は、MODEL 1 ($H/L = 1$) における流線、等温線を SKF = 0, 0.171 の場合について示す。流線の図よりキャビネットの周囲の流れは、SKF = 0 に比べ、SKF = 0.171 の 0 流線 (壁面あるいはそれに繋がる流線を称す) がキャビネットの中心部に近くなっているのがわかる。それに伴って温度分布が中心部でより高目の値を示していることがわかる。



Streamlines, $\Delta\psi = 0.5$ Isotherms, $\Delta\theta = 0.05$

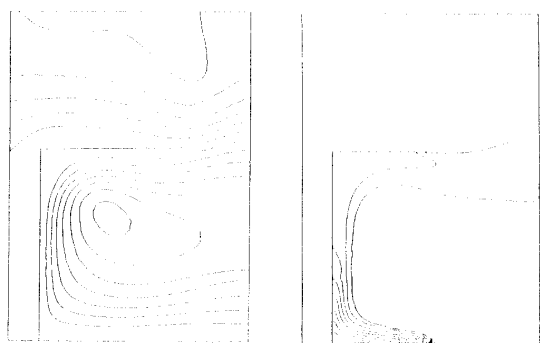
Fig. 7 $Gr = 1.5 \times 10^3$, $H/L = 1$, $SKF = 0$



Streamlines, $\Delta\psi = 0.5$ Isotherms, $\Delta\theta = 0.05$

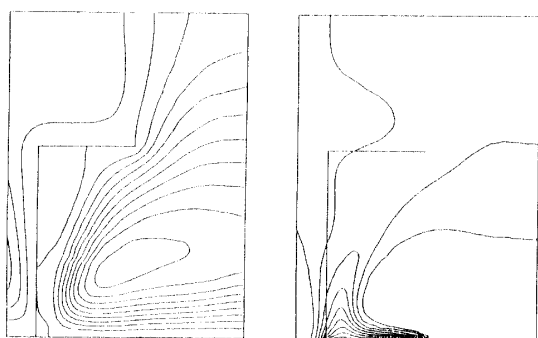
Fig. 8 $Gr = 1.5 \times 10^3$, $H/L = 1$, $SKF = 0.17$

Fig. 9, 10 は, MODEL 1 ($H/L = 2$) における流線, 等温線を $SKF = 0, 729$ の場合について示す. 流線の図より $SKF = 0$ の流線がキャビネット開口部コーナーから Y 軸に平行に水平方向に流出しているのに対して, $SKF = 729$ 場合は, X 軸に平行に鉛直上方



Streamlines, $\Delta\psi = 5$ Isotherms, $\Delta\theta = 0.1$

Fig. 9 $Gr = 1.25 \times 10^5$, $H/L = 2$, $SKF = 0$

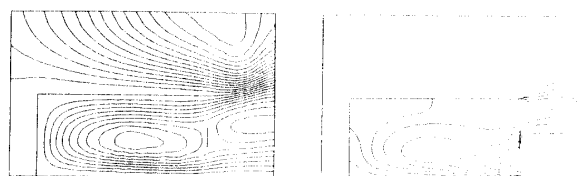


Streamlines, $\Delta\psi = 10$ Isotherms, $\Delta\theta = 0.1$

Fig. 10 $Gr = 1.25 \times 10^5$, $H/L = 2$, $SKF = 729$

に流出しているのがわかる. また $SKF = 0$ はキャビネット壁面に沿って流れているが, $SKF = 729$ では, 右方開口下部より流入した新気は一旦, 発熱体に沿ってキャビネット奥部に達するが, キャビネット奥上部に形成された循環流のため斜め上方に開口部へ向かって上昇していることがわかる. 等温線図より発熱体近傍の温度分布は, 両者ともによく似ており, 温度分布の傾向は流線の傾向と類似している.

Fig. 11 はキャビネット片側に邪魔板がある場合 (MODEL 2, $H/L = 0.5$, $SKF = 0$) について流線, 等温線を示す. 流線の図より下方の開口部から吸い込まれた新気が上方の開口部から流出しており, キャビネット内部には循環する流れが形成されている. キャビネットの上部開口から流出する流れのためキャビネットの上側には強い右向きの流れが生じているのが見られる.



Streamlines, $\Delta\psi = 3$ Isotherms, $\Delta\theta = 1$

Fig. 11 $Gr = 1 \times 10^6$, $H/L = 0.5$, $SKF = 0$

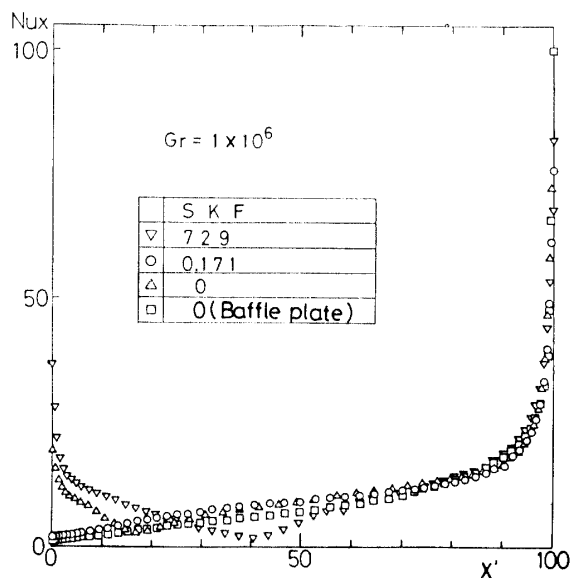


Fig. 12 Distribution of local Nusselt Number ($Gr = 10^6$)

Fig. 12 は MODEL 1 ($H/L = 0.5$), MODEL 2 の局所ヌッセルト数分布を示す. 局所ヌッセルト数はキャビネット壁面の熱コンダクタンス $SKF = 0.171, 729$ ではキャビネット壁面近傍 ($X' = 0$) で, $SKF = 0$ よ

りかなり大きい値を示しているが、発熱体中央付近 ($20 < X' < 60$) で低くなっており、既報の実験におけるキャビネット内の流れが後部渦流と前部渦流に分かれその境界附近が、Hot Spot となったことによく対応している。また邪摩板のある MODEL 2 (SKF = 0) はキャビネット奥壁面近傍における局所ヌッセルト数が最も低い値を示すがキャビネット邪摩板下部の発熱体前縁では流入速度が大きいため最も大きい値を示す (局所ヌッセルト数で約100)。これら局所ヌッセルト数分布は、 $75 < X' < 80$ ではほぼ一様な値を示している。

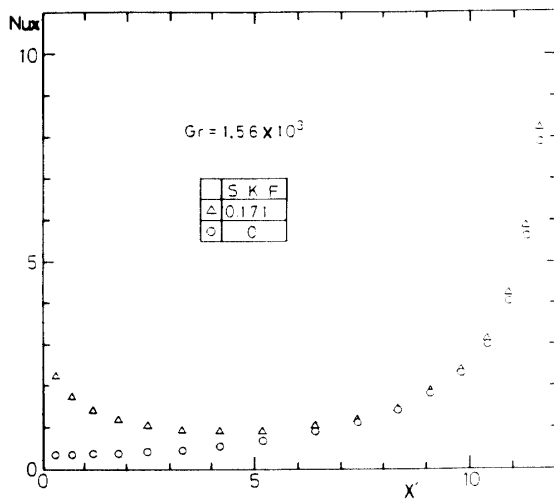


Fig. 13 Distribution of local Nusselt Number ($Gr = 1.56 \times 10^3$)

Fig. 13, 14 はアスペクト比が, 1, 2 の局所ヌッセルト数分布を示すが傾向は, 先のアスペクト比0.5とほぼ似た傾向である。

Fig. 15 は MODEL 1 ($H/L = 0.5, 1, 2, SKF = 0$) における平均ヌッセルト数と Ra 数との関係を示す。また比較のため単独水平上向き発熱基板の平均熱伝達率の関係式 $\bar{Nu} = 0.2 Ra^{1/3}$ (石黒ら⁶⁾) を鎖線で示す。本数値解析の平均ヌッセルト数の値はすべて単独水平基板のそれより20%程度低い値をとる。これは発熱基板周りのキャビネット壁が発熱体上への新気の流入を阻止するため熱伝達率を低下させているものである。また同一モデルにおいて壁の熱コンダクタンス (SKF) が上昇すれば若干平均ヌッセルト数も上昇した。

4. 結 言

既報の実験を模擬した二次元モデルを用いて数値計算を行った。数値計算結果によれば、水平発熱基板の平均ヌッセルト数は、単独水平上向き発熱板の実験(石

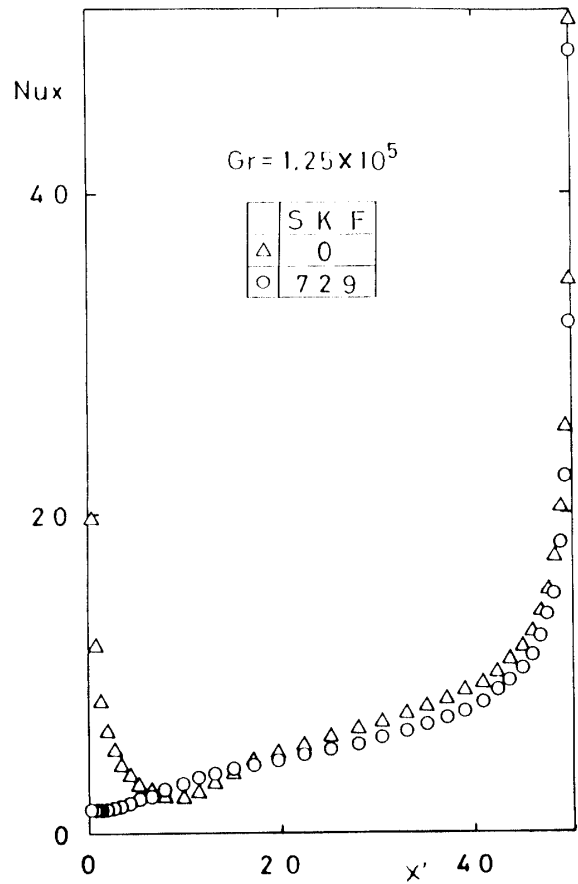


Fig. 14 Distribution of local Nusselt Number ($Gr = 1.25 \times 10^5$)

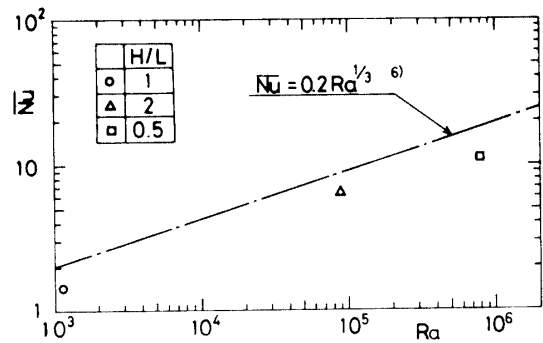


Fig. 15 Relation between Reyleigh Number Ra and average Nusselt Number \bar{Nu}

黒ら⁶⁾ の平均ヌッセルト数より20%程度低い値を示した。また、流線や局所ヌッセルト数分布は、前報の実験と非常によく一致しており数値シュミレーションによる解析結果の妥当性が示された。

使用記号

- a : 温度伝導率
- a_1 : x 軸からキャビネット側面までの距離, Fig. 1
- A_1 : a_1 の無次元量

b : キャビネット板厚
 B : b の無次元量
 c : 水平発熱体から遮閉板下端までの距離
 C : c の無次元量
 d : キャビネット板厚
 D : d の無次元量
 DXA 1 (I), DXB 1 (I), DXC 1 (I) :
 X 方向一階微分係数
 DXA 2 (I), DXB 2 (I), DXC 2 (I) :
 X 方向二階微分係数
 DYA 1 (J), DYB 1 (J), DYC 1 (J) :
 Y 方向一階微分係数
 DYA 2 (J), DYB 2 (J), DYC 2 (J) :
 Y 方向二階微分係数
 g : 重力の加速度
 G_v : グラスホフ数 $= g \beta \Delta T l^3 / \nu^2 = L^3$
 h : キャビネット内のり高さ
 H : h の無次元量
 I, J : X および Y 方向差分格子数
 IM, JM : X および Y 方向格子番号最大値
 k_f : 流体の熱伝導率
 k_s : キャビネット壁の熱伝導率
 l : 発熱体長さ
 L : l の無次元量
 N_{ux} : 局所ヌッセルト数 $= \alpha x / k_f$, 式(33)
 \bar{N}_u : 平均ヌッセルト数
 P_r : プラントル数
 Q : 全発熱量
 q : 熱流束
 SKF : 無次元熱コンダクタンス, $(k_s/k_f) \cdot D$
 t : 時間
 T : 温度
 u, v : x および y 方向速度
 U, V : u, v の無次元量
 x, y : 鉛直方向, 水平方向座標, Fig. 1
 X, Y : x, y の無次元量
 α_x : 局所熱伝達率
 $\bar{\alpha}$: 平均熱伝達率
 $\alpha_\psi, \alpha_\theta, \alpha_\xi$: 加速度パラメータ
 β : 体膨張係数
 $\delta^3 X_i = \Delta X_i \Delta X_{i-1} (\Delta X_i + \Delta X_{i-1})$
 $\Delta X_i, \Delta Y_i$: X および Y 方向差分格子間隔
 ξ : 渦度
 θ : 無次元温度, 式(11)
 $\Delta \theta$: 等温線図における線間の温度差
 ν : 動粘度

ξ : 無次元渦度, 式(12)
 ρ : 密度
 φ : 流線関数
 ψ : 無次元流線関数, 式(13)
 $\Delta \psi$: 流線の図における線間の流線関数の大きさ
 添字
 w : 伝熱面
 ∞ : 周囲流体
 : キャビネット端 ($x = a1$) からの距離

参 考 文 献

- 1) 宮本政英, 加藤泰生, 栗間淳二, 坂田昌一: 日本航空宇宙学会西部支部講演会講演集, 17—20 (1983)
- 2) 宮本政英, 加藤泰生, 栗間淳二, 坂田昌一: 第21回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 130—132 (1984)
- 3) 宮本政英, 加藤泰生, 栗間淳二, 坂田昌一: 山口大学工学部研究報告, **34**, No. 2, 25—29 (1984)
- 4) 宮本政英, 加藤泰生, 栗間淳二, 坂田昌一: 山口大学工学部研究報告, **35**, No. 1, 19—24 (1984)
- 5) Mallinson, G. D. and Davis, G. D. V.: J. Computational Physics, **12**, 435 (1973)
- 6) 石黒亮二, 熊田俊郎, 阿部俊夫: 第9回日本伝熱シンポジウム講演論文集, 101—103 (1972)

附 録

(a) キャビネットコーナー部の温度算出について,
 附図1の様に壁の長手方向への熱の流れを無視しコーナー部のみを考える. (i, j) における熱の収支を考えると

$$k_f \Delta y \frac{T_{i,j} - T_{i+1,j}}{\Delta x} = k_f \Delta x \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta y} + k_f \frac{\Delta y}{2} \frac{T_{i-1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} + k_f \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{i,j+1} - T_{i,j}}{\Delta y} \quad (\text{附-1})$$

ここで, $\Delta x = \Delta y$ とすると

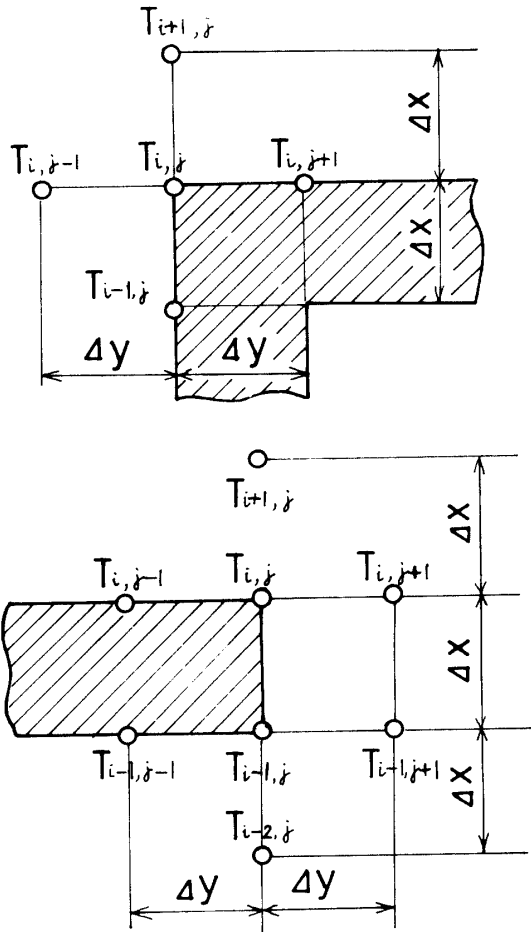
$$T_{i,j} = \frac{2(T_{i+1,j} + T_{i,j-1}) + T_{i-1,j} + T_{i,j+1}}{6} \quad (\text{附-2})$$

式(附-2)を無次元量を用いて無次元化を行うと

$$\theta_{i,j} = \frac{2(\theta_{i+1,j} + \theta_{i,j-1}) + \theta_{i-1,j} + \theta_{i,j+1}}{6} \quad (\text{附-3})$$

となる.

(b) キャビネット上板先端部の温度算出について
 附図2に示す様に壁の y 方向の熱伝導は無視する. (i, j) における熱の収支を考えると



S-Fig. 1, 2 Nomenclature for nodal equation with conduction at a corner section

$$k_f \Delta y \frac{T_{i,j} - T_{i+1,j}}{\Delta x} = k_f \frac{\Delta x}{2} \frac{T_{i,j-1} - T_{i,j}}{\Delta y} + (k_f + k_s) \frac{\Delta y}{2} \frac{T_{i-1,j} - T_{i,j}}{\Delta x} + k_f \Delta x \frac{T_{i-1,j-1} - T_{i,j}}{\Delta y} \quad (\text{附-4})$$

ここで、 $\Delta x = \Delta y$ とすれば

$$T_{i,j} = \frac{1}{\left(6 + \frac{k_s}{k_f}\right)} \left\{ 2(T_{i,j-1} + T_{i,j+1}) + T_{i-1,j} + \left(1 + \frac{k_s}{k_f}\right) \cdot T_{i+1,j} \right\} \quad (\text{附-5})$$

式(附-5)を無次元量を用いて無次元化を行うと

$$\theta_{i,j} = \frac{1}{\left(6 + \frac{K_s}{K_f}\right)} \left\{ 2(\theta_{i,j-1} + \theta_{i,j+1}) + \theta_{i-1,j} + \left(1 + \frac{K_s}{K_f}\right) \theta_{i+1,j} \right\} \quad (\text{附-6})$$

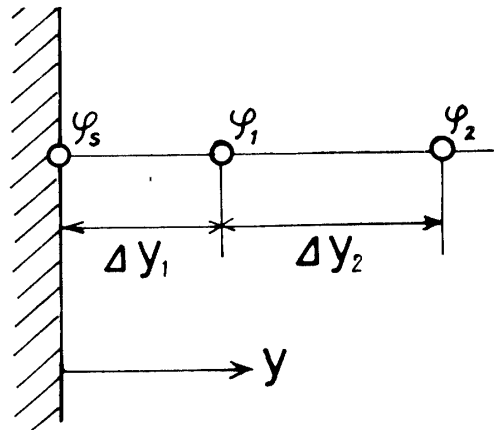
$(i-1, j)$ における熱収支を考え同様にを行うと

$$\theta_{i-1,j} = \frac{1}{\left(6 + \frac{K_s}{K_f}\right)} \left\{ 2(\theta_{i-2,j} + \theta_{i-1,j+1}) + \theta_{i-1,j-1} + \left(1 + \frac{K_s}{K_f}\right) \theta_{i,j} \right\} \quad (\text{附-7})$$

となる。

(c) 遮閉板壁面の流れ関数の算出について

附図3の様に壁面上における流れ関数、渦度をそれぞれ、 φ_s, ζ_s とおく。壁面近傍の流れ関数分布を3次



S-Fig. 3 Nomenclature for nodal equation to calculate streamfunction φ_s on baffle plate

の多項式で近似すると

$$\varphi = ay^3 + by^2 + cy + d \quad (\text{附-8})$$

ここに、係数 a, b, c, d は各座標の値を代入するとともに、壁面上の境界条件 $\partial\varphi/\partial y = 0$ 及び渦度方程式(6)を導入する事により得られる。式(附-8)は次の様に整理される。

$$\varphi = \frac{1}{(\Delta y_1 + \Delta y_2)^3 - \Delta y_1^3} \left\{ (\Delta y_1 + \Delta y_2)^3 \varphi_1 - \Delta y_1^3 \varphi_2 + \zeta_s (\Delta y_1 + \Delta y_2)^3 \Delta y_1 \Delta y_2 \right\} \quad (\text{附-9})$$

式(附-9)に無次元量を用いて無次元化を行うと

$$\psi_s = \frac{1}{(\Delta Y_1 + \Delta Y_2)^3 - \Delta Y_1^3} \left\{ (\Delta Y_1 + \Delta Y_2)^3 \psi_1 - \Delta Y_1^3 \psi_2 + \zeta_s (\Delta Y_1 + \Delta Y_2)^3 \cdot \Delta Y_1 \Delta Y_2 \right\} \quad (\text{附-10})$$

となる。

(昭和60年4月15日受理)