

## 突起状分散熱源を有する鉛直平行平板群の自然対流熱伝達：突起表面温度の予測

藤井, 丕夫  
九州大学機能物質科学研究所

儀間, 悟  
九州大学大学院総合理工学研究科

富村, 寿夫  
九州大学機能物質科学研究所

張, 興  
九州大学機能物質科学研究所

<https://doi.org/10.15017/6650>

---

出版情報：九州大学機能物質科学研究所報告．8 (1), pp.119-129, 1994-11-10. 九州大学機能物質科学研究所  
バージョン：  
権利関係：



# 突起状分散熱源を有する鉛直平行平板群の 自然対流熱伝達 (突起表面温度の予測)

藤井 丕 夫・儀間 悟\*・富村 寿 夫・張 興

## Natural Convection Heat Transfer from an Array of Vertical Parallel Plates with Protruding and Discrete Heat Sources (Prediction of Protrusion Surface Temperature)

Motoo FUJII, Satoru GIMA, Toshio TOMIMURA  
and Xing ZHANG

As a fundamental study of natural air cooling of IC boards, natural convection heat transfer to air from an array of vertical parallel plates with protruding and discrete heat sources is studied theoretically and experimentally. Two-dimensional Navier-Stokes and energy equations including heat conduction through the plates and heat sources are numerically solved under the conditions of modified Grashof number  $Gr^* = 2.3 \times 10^3 \sim 8.8 \times 10^5$  and aspect ratio  $L = l/h = 8 \sim 30$ . The numerical solutions agree well with the experimental values except for the large aspect ratio  $L = 30$  where the three-dimensional effects become significant. A correlation expression for the local Nusselt number is proposed which can predict the protrusion surface temperature within 20% error. Also is discussed the estimation method of the maximum temperature in the protrusion.

### 1. 緒 言

電子機器の小形化とともに機器の放熱密度は増大する一方であり、その冷却技術の向上と一般的な熱設計法の確立が重要な課題となっている。機器の自然対流による冷却、すなわち、自然空冷は、冷却能力は低いものの、信頼性が高い、騒音がないなどの利点を持ち、

最近のワークステーションやパーソナルコンピュータなどの小型計算機の需要増大と相伴って、この技術の向上に対する要求がますます高まってきている<sup>1),2)</sup>。

鉛直平行平板間の自然対流熱伝達に関しては従来より数多くの研究が行われてきたが、最近では電子機器に組み込まれたメモリー基板群などの冷却に本質的にかかわる現象として研究が続けられている。例えば、平滑平板の場合に関しては、Bodoia-Osterle<sup>3)</sup>、Aungら<sup>4)</sup>、宮武-藤井<sup>5)</sup>、相原<sup>6)</sup>、Bar-Cohen-Rohsenow<sup>7)</sup>の研究などが挙げられる。また、ICパッケージを模擬した突起状分散熱源を有する平板の場合に関しては、中

受理日 平成6年7月21日

本論文を名誉教授 藤井 哲先生に献呈する。

\*九州大学大学院総合理工学研究科

突起状分散熱源を有する鉛直平行平板群の自然対流熱伝達

山一広岡<sup>8)</sup>、藤井一富村<sup>9)</sup>の研究などがある。

著者らはIC基板の熱設計で最も重要となる、パッケージの最高温度を予測する一般的な方法を確立することを目的として、鉛直平行平板群から空気への自然対流熱伝達に関する一連の研究<sup>10)~12)</sup>を行ってきた。これらの研究により、平滑平板群における伝熱・流動特性を理論的・実験的に明らかにするとともに、突起状熱源を多数搭載した平板群について、自然対流による誘起流量と熱伝達におよぼす突起の影響を実験的に明らかにした<sup>12)</sup>。

本報は突起状熱源を持つ平板群に関して、実験条件に対応したパラメータ範囲で数値解析を行い、実験結果との比較を行ったものである。平板の片面に突起状の発熱体が等間隔に配置された二次元物理モデルを考え、一連の計算を行った。さらに、実際のICパッケージ内のチップを模擬した、すなわち、突起内の微小部分が局所的に発熱する場合の計算も行い、発熱部分の最高温度の予測方法について検討した。

主な記号

- $A$  : 平板面積
- $b$  : 平板厚さ
- $F_w$  : 突起表面から空気への法線方向の無次元熱流束 =  $-\lambda_t(\partial T_t/\partial n)/q_w$
- $Gr^*$  : 修正グラスホフ数, 式(6)
- $g$  : 重力加速度
- $h$  : 平板間隔
- $h_e$  : 有効平板間隔 =  $h - h_p$
- $h_p$  : 突起高さ
- $L_c$  : 無次元熱源長さ =  $l_c/h$
- $l$  : 平板長さ
- $l_i$  : 平板入口から突起までの距離
- $l_o$  : 平板出口から突起までの距離
- $l_p$  : 突起長さ
- $Nu$  : 局所ヌセルト数, 式(9)
- $n$  : 外向き法線方向
- $Pr$  : プラントル数, 式(6)
- $Q$  : 総発熱量
- $Q_c$  : 突起1個当たりの発熱量 =  $Q/18$
- $q_w$  : 平均熱流束, 式(7)
- $R$  : 平板と空気との熱伝導率の比, 式(6)
- $Re$  : レイノルズ数, 式(6)
- $s_p$  : 突起の間隔

- $T$  : 絶対温度
- $T_c$  : 突起内最高温度
- $T_i$  : 入口温度
- $T_w$  : 突起表面温度
- $u$  :  $x$ 方向の速度成分
- $u_m$  : 平均速度
- $v$  :  $y$ 方向の速度成分
- $x$  : 平板に平行な座標
- $y$  : 平板に直角な座標
- ギリシャ文字
- $\beta$  : 体膨張係数 =  $1/T_i$
- $\theta$  : 無次元温度, 式(6)
- $\kappa$  : 温度伝導率
- $\lambda$  : 熱伝導率
- $\nu$  : 動粘性係数
- $\Phi$  : 無次元パラメータ, 式(13)
- $\psi$  : 流れ関数
- $\omega$  : 渦度
- 添字
- f : 空気
- p : 突起
- s : 平板

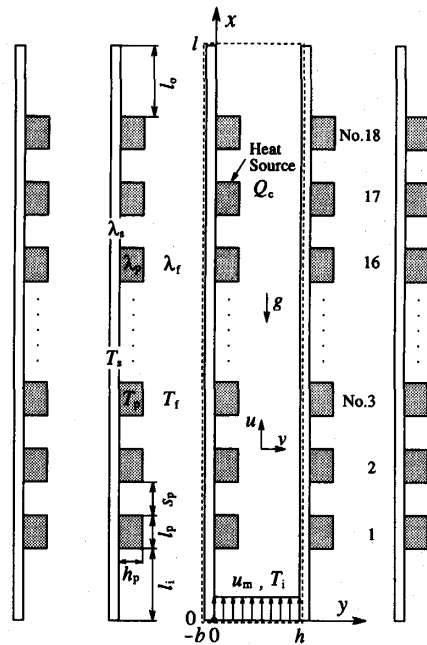


Fig. 1 Physical model and coordinate system.

## 2. 数値解析

### 2. 1 物理モデル

物理モデルと座標系を図1に示す。長さ  $l$ , 厚さ  $b$  の平板が間隔  $h$  で鉛直平行に配置された平板間の自然対流を取り扱う。各々の平板上には長さ  $l_p$ , 高さ  $h_p$ , 発熱量  $Q_c$  の18個の突起状熱源が等間隔  $s_p$  で並べられている。平板出入口から突起までの距離を  $l_0$ ,  $l_1$  とする。座標系の原点を突起がある面の下端にとった。突起全体が一様に発熱する場合と突起内の微小部分[(長さ  $l_p/5 \sim 3l_p/5$ )  $\times$  (高さ  $h_p/28$ )] が局所的に発熱する場合を考え、突起および平板内の熱伝導も考慮する。なお、突起部と平板の熱伝導率  $\lambda_p$ ,  $\lambda_s$  は同じとする。作動流体である空気 ( $Pr=0.71$ ) は一様速度  $u_m$  および一様温度  $T_1$  で流入する。平板間および周囲とのふく射伝熱は考えない。平板群の熱的条件について周期境界条件が成り立つと仮定し、破線で囲んだ部分を解析の対象とした。以下では、突起状熱源のある面 ( $y=0$ ) を表面, 反対の面 ( $y=-b, h$ ) を裏面と呼ぶことにする。

### 2. 2 基礎方程式および境界条件

平板間を流れる空気に対する基礎式は二次元の Navier-Stokes およびエネルギー方程式である。浮力項に現れる密度以外の物性値は一定とし、Boussinesq 近似を用い、流れ関数  $\psi$  および渦度  $\omega$  を導入すると、無次元化した基礎式は富村-藤井<sup>13)</sup>の二次元共存対流の場合と同じであり、式(1)~(3)となる。

$$-\Omega = \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( \Omega \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left( \Omega \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = -4 \frac{Gr^*}{Re^2} \frac{\partial \theta_t}{\partial Y} + \frac{2}{Re} \left[ \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\partial \Omega}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\partial \Omega}{\partial Y} \right) \right] \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial X} \left( \theta_r \frac{\partial \Psi}{\partial Y} \right) - \frac{\partial}{\partial Y} \left( \theta_r \frac{\partial \Psi}{\partial X} \right) = \frac{2}{RePr} \left[ \frac{\partial}{\partial X} \left( \frac{\partial \theta_t}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Y} \left( \frac{\partial \theta_t}{\partial Y} \right) \right] \quad (3)$$

突起全体が一様に発熱する場合の平板および突起内における無次元化した熱伝導方程式は次式となる。

$$\frac{\partial^2 \theta_{s,p}}{\partial X^2} + \frac{\partial^2 \theta_{s,p}}{\partial Y^2} + f \frac{2L}{18RH_pL_p} = 0 \quad (4)$$

ここで、 $f=0$  (非熱源部),  $1$  (熱源部) である。突起内で局所的に発熱する場合には、上式の左辺第3項の  $H_pL_p$  は  $(H_p/28) \times (L_p/5 \sim 3L_p/5)$  となる。なお、その場合の計算結果については4.4節で述べる。

境界条件は、平板および突起と空気との境界面での温度と熱量の連続の条件を考慮することにより、次式で与えられる。

$$X=0, 0 \leq Y \leq 1; \Psi=Y, \Omega=0, \theta_t=0$$

$$-B \leq Y \leq 0; \theta_s=0$$

$$X=L, 0 \leq Y \leq 1; \Psi=\Psi_{ex}, \Omega=\Omega_{ex}, \theta_t=\theta_{t,ex}$$

$$-B \leq Y \leq 0; \theta_s=\theta_{s,ex}$$

$$0 \leq X \leq L, Y=0; \text{空気との接触面で,}$$

$$\Psi=0, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2}, \theta_t(X,0) = \theta_s(X,0), \frac{\partial \theta_t}{\partial Y} = R \frac{\partial \theta_s}{\partial Y}$$

突起との接触面で, (5)

$$\theta_s(X,0) = \theta_p(X,0), \frac{\partial \theta_s}{\partial Y} = \frac{\partial \theta_p}{\partial Y}$$

$$0 \leq X \leq L, Y=1; \Psi=1, \Omega = -\frac{\partial^2 \Psi}{\partial Y^2},$$

$$\theta_t(X,1) = \theta_s(X,1) = \theta_s(X,-B), \frac{\partial \theta_t}{\partial Y} = R \frac{\partial \theta_s}{\partial Y}$$

$$\text{突起表面: } \Psi=0, \Omega = \pm \frac{\partial^2 \Psi}{\partial n^2},$$

$$\theta_t(X,Y) = \theta_p(X,Y), \frac{\partial \theta_t}{\partial n} = R \frac{\partial \theta_p}{\partial n}$$

ここで、添字“ex”は、数値計算において、出口境界に隣接する2点の格子点での値を用いて外挿した値を意味する。また、 $\partial/\partial n$  は突起表面における外向き法線方向の微分を表す。式(1)~(5)の各無次元量は次式で定義される。

$$X = \frac{x}{h}, Y = \frac{y}{h}, L = \frac{l}{h}, B = \frac{b}{h}, H_p = \frac{h_p}{h}, L_p = \frac{l_p}{h},$$

$$\theta = \frac{T - T_1}{q_w h / \lambda_t}, \Psi = \frac{\psi}{u_m h}, \Omega = \frac{\omega}{u_m / h}, \quad (6)$$

$$R = \frac{\lambda_s}{\lambda_t}, Pr = \frac{\nu}{\kappa}, Re = \frac{u_m 2h}{\nu}, Gr^* = \frac{g \beta q_w h^4}{\lambda_t \nu^2}$$

なお、無次元量に含まれる平均熱流束  $q_w$  は平板表裏の面積  $2A$  を用いて次式で定義した。

$$q_w = \frac{Q}{2A} \quad (7)$$

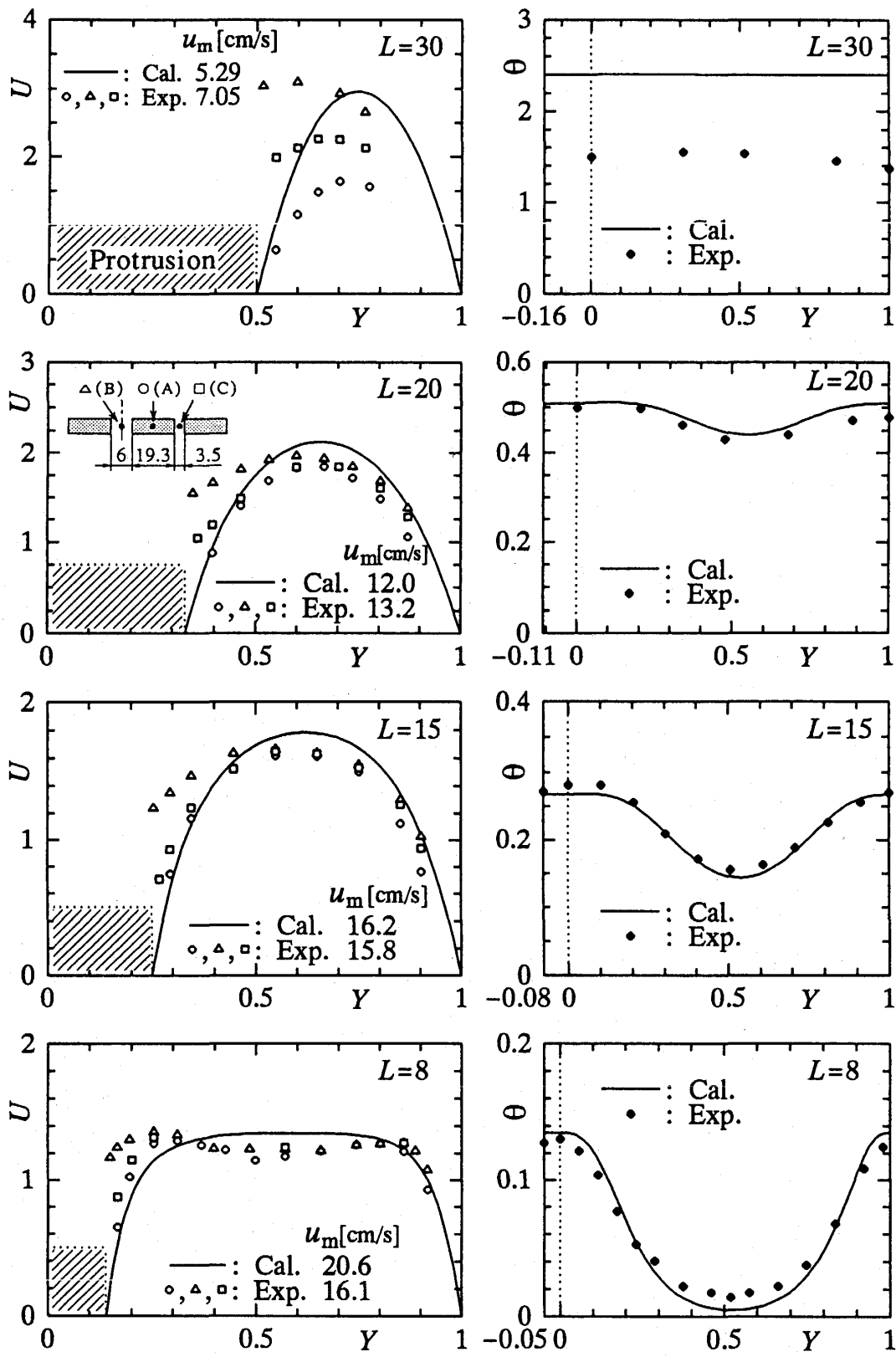
ここで、 $Q$  は総発熱量である。

### 2. 3 数値計算方法

基礎式の差分化および数値計算方法は、既報<sup>11)</sup>と同じである。ただし、突起状熱源の角部での  $\Omega$  と  $\theta$  の値には、 $X, Y$  方向勾配から得られる値の算術平均値を与えた。

表1(a)に計算条件を示す。表中のパラメータは全て実験条件に対応している。また、本計算では平板と空気との熱伝導率の比として  $R=10$  を設定した。平板が





(a) Velocity profiles

(b) Temperature profiles

Fig. 3 Velocity and temperature profiles between plates.

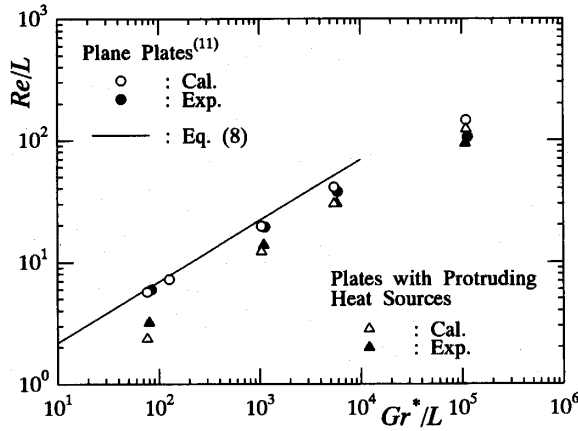


Fig. 4 Relation between induced flow rate and Grashof number.

$L$  の値が約  $10^5$  となる  $L=8$  の場合には、測定値の方が計算値より約 24% 低くなっていて、この傾向は平滑平板の場合(記号“○, ●”)と変わらない。この理由として、一つには入口における速度の境界条件として、アスペクト比  $L$  によらずに一樣速度を与えたことが実験と異なる可能性があること、一方、実験値については平板間隔が広いので、散乱粒子として用いた線香の煙が一樣に分散せず蛇行しながら上昇するといった現象がみられ、LDA での測定で平均値として低い値が得られている可能性があることが挙げられる。さらに、平板群の場合、単独の平行平板の場合と異なり、空気が周辺から測定位置である中央部平板間へ円滑に供給

されにくくなるといったことが起こっている可能性もある。 $L=30$  の場合の測定値は計算値より 35% 程度高くなっている。誘起流量は図 3(a) に示した “○, △, □” の 3 カ所での速度分布を平板の幅方向に積分して算出したが、前述のように、 $L=30$  の場合には突起間(特に“△”)での流量が多いため、二次元の本計算結果より高くなる。

#### 4. 3 局所ヌセルト数

突起表面温度を予測するための整理式を提案することを目的として、次式で定義される局所ヌセルト数  $Nu$  について、二種類の整理方法を試みる。

$$Nu = \frac{q_w}{T_w - T_f} \frac{h}{\lambda_f} \quad (9)$$

まず、平滑面と突起を持つ場合とを共通に整理するため、 $Nu$  と誘起流量との関係をプロットした結果を図 5 に示す。それぞれのアスペクト比での平板下端から 2 番目、8 番目および 17 番目の突起表面中央部の  $Nu$  の計算値と測定値をそれぞれ記号“△, ▲”で示す。また、それらの位置に対応する位置での平滑平板の場合<sup>11)</sup>の計算値と測定値もそれぞれ記号“○, ●”で示してある。図には一樣熱流束の平行平板間の強制対流に関する理論結果<sup>15)</sup>を記号“□”でプロットし、また十分発達した流れの場合の漸近値<sup>15)</sup>を一点鎖線で記入してある。一点鎖線は次式で表される。

$$Nu = 1 / \{0.243 + 5.71 / (Re/X)\} \quad (10)$$

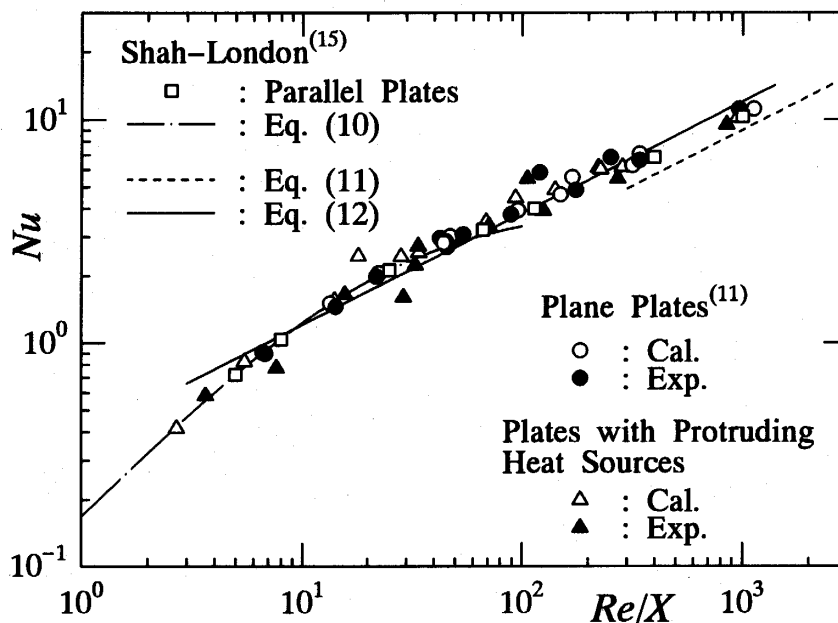
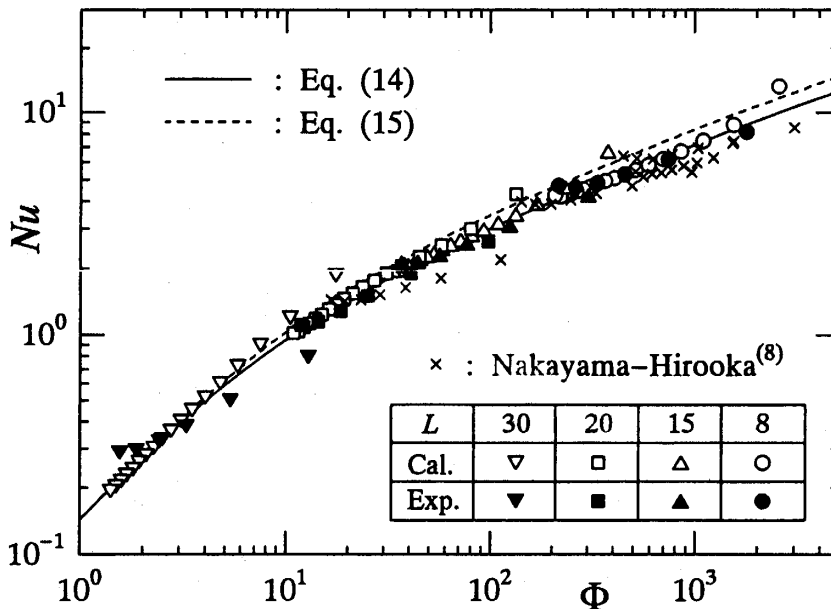


Fig. 5 Relation between local Nusselt number and induced flow rate.

Fig. 6 Relation between local Nusselt number and dimensionless variable  $\Phi$ .

さらに、一様熱流束の平板に沿う強制対流の解<sup>10)</sup>を変形した次式を破線で示してある。

$$Nu = 0.284(Re/X)^{1/2} \quad (11)$$

著者らの計算結果("○, △")および実験結果("●, ▲")は、突起状熱源の有無にかかわらず、ほぼ一本の曲線上にまとまっている。また、それらの結果は"□"で示した強制対流の解<sup>15)</sup>とも良く一致している。 $Re/X \geq 20$ の領域では、これらの値は図中の実線、すなわち、式(11)の係数を若干修正した次式で表される。

$$Nu = 0.38(Re/X)^{1/2} \quad (12)$$

一方、 $Re/X \leq 20$ では式(10)と一致する。このように、鉛直平行平板間の自然対流の場合の局所ヌセルト数は平板間の平均速度に基づくレイノルズ数を用いると、強制対流の場合と同様の整理式でまとめられることが明らかになった。突起状熱源の有無、また、自然対流や強制対流にかかわらず、平板間の平均速度が与えられれば図5の関係、すなわち、式(10)あるいは式(12)を用いて  $Nu$  を求めることができることになる。

次に各突起の表面中央部での局所ヌセルト数  $Nu$  を宮武一藤井<sup>9)</sup>が次式で提案した無次元パラメータ  $\Phi$  で整理した結果を図6に示す。

$$\Phi = \frac{Gr^* Pr/X}{(Gr^* Pr/L)^{1/2}} \quad (13)$$

なお、 $Nu$  および  $Gr^*$  の代表長さとして、平板間隔  $h$  の代わりに平板間隔と突起高さとの差で表される有効平板間隔  $h_e (= h - h_p)$  を用いた。また、 $L, X$  の定義に

おいても  $h$  の代わりに  $h_e$  をとった。図には、中山一広岡<sup>8)</sup>の模擬パッケージを用いた測定結果も記号"×"で示した。実線および破線は、宮武一藤井<sup>9)</sup>の近似式を本計算結果および既報<sup>11)</sup>の平滑平行平板の場合の計算結果に一致するように修正したものであり、それぞれ次式で与えられる。

$$Nu = \frac{\Phi}{6.93} [1 - \exp(-4.88\Phi^{-0.66})] \quad (14)$$

$$Nu = \frac{\Phi}{6.93} [1 - \exp(-5.72\Phi^{-0.66})] \quad (15)$$

$\Phi = 10^3$  の場合、突起を有する平板に対する式(14)は破線で示した平滑平板に対する式(15)より約14%低くなる。図5で示した結果を考慮すると、この差は誘起流量の差に起因していると思なせる。計算結果と本実験結果は  $L=30$  の場合を除き、良く一致している。著者らの結果より若干低めの値を示す中山一広岡<sup>8)</sup>の測定値を含め、実験値は実線の式(14)に対して約±20%以内におさまっている。したがって、代表長さとして有効平板間隔  $h_e$  を用いることにより、純自然対流下での突起表面温度を式(14)により予測することができる。

図7(a), (b)は  $L=8, 30$  の場合の  $Y=H_p$  の断面上の温度分布である。なお、図6の場合と同様に  $\theta$  の代表長さおよび  $X$  の定義において、 $h$  の代わりに  $h_e$  をとっている。点線で示した本計算結果は分散熱源であるため波状分布となっており、速度が速い  $L=8$  の場合の振幅が大きい。破線で示した平滑平板の式(15)は、

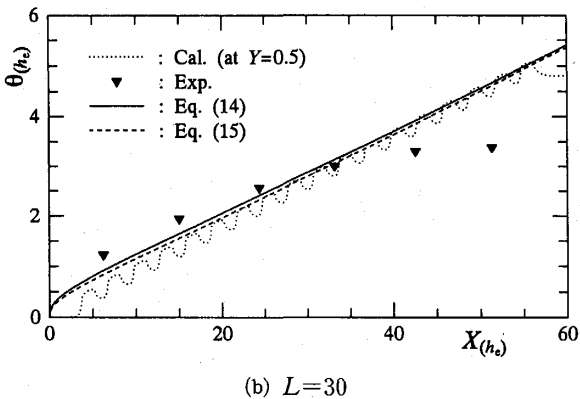
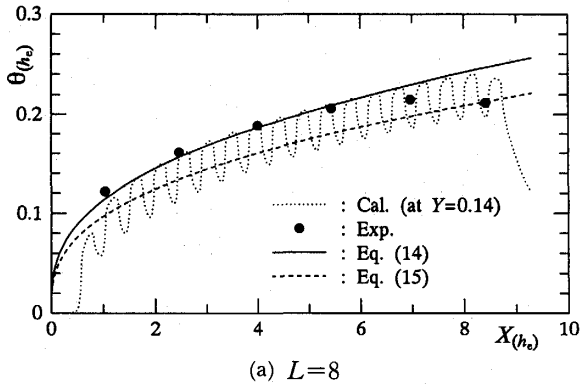


Fig. 7 Temperature profiles.

波状分布となる本計算結果のほぼ平均的なところにある。実線で示した式(14)は、この波状分布の凸部を連ねた分布となっており、突起表面温度の予測に使用できることがこの図からもわかる。なお、図6および図7から明らかなように、平板間出口付近での突起表面の熱伝達は、ふく射伝熱を含めた出口効果および流れの三次元性のため、実験値の方が計算値より若干高くなっている。L=30の場合、入口近傍で実験値が計算値よりかなり低くなっている原因については今のところ不明である。しかし、この条件では、平板間隔に対し突起高さの占める割合が1/2となり、実用的とはいえない。

Nuに関して2種類の整理法を試み、いずれも良く実験値をまとめることができた。ただし、Nu 対 Re/X の関係式は、誘起流量におよぼす突起形状やピッチの影響が定量的に明らかにされていない現状では、温度予測式としては使い難い。今後、これらの影響を明らかにすることが必要である。

#### 4. 4 局所的に発熱する場合の突起内温度分布

前節では突起表面温度の予測式を提案したが、実際のICパッケージでは、内部のチップが発熱しており、その温度の予測が重要となる。ここでは、L=15の場合を例に、総発熱量は表1に示す値と同じであるが、突起内の微小部分 [(長さ  $l_p/5 \sim 3l_p/5$ ) × (厚さ  $h_p/28$ )] が局所的に発熱する場合について、熱源の位置や長さを表2のように変えて、突起内の温度分布におよぼす影響を調べ、最高温度の予測方法について検討した。

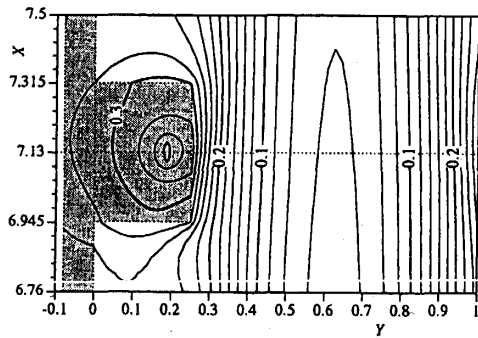
Table 2 Local heating position and volume

$\Delta Y/H_p$	$L_c/L_p$		
	1/4	2/4	3/4
1/5	○	○	○
2/5	—	○	—
3/5	—	○	—

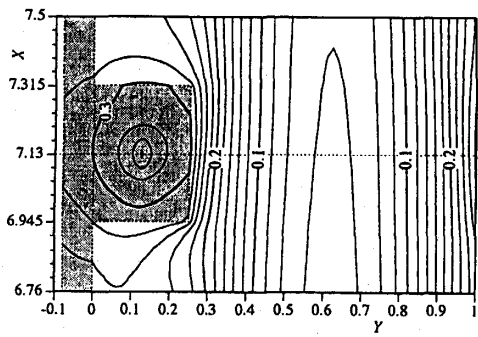
##### 4. 4. 1 熱源位置の影響

図8(a)~(c)に長さ  $l_p/5$ 、厚さ  $h_p/28$  の熱源の位置を表2上段の3種類 ( $\Delta Y/H_p = 1/4 \sim 3/4$ ) に変えた場合の平板下端から9番目の突起周辺の等温線を示す。図9は突起全体が一樣発熱する場合の等温線である。いずれの場合も突起まわりの温度場はほぼ同じであるが、突起内部のそれは熱源の位置により異なる。それぞれのパラメータについて、平板表面側から空気への放熱量を計算すると、総発熱量  $Q$  の約49~52%となっており、この割合は発熱源の位置によりわずかに異なる。なお、突起全体が一樣に発熱する場合には  $Q$  の51%が表面側から放熱される。

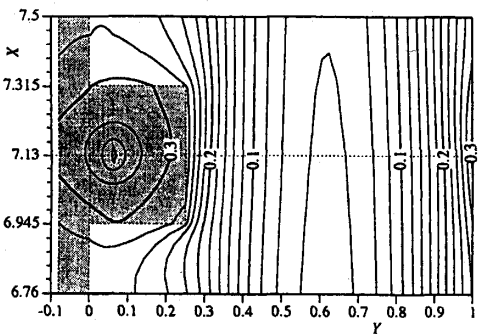
図10は図8、9に示す突起中心を通る点線上 ( $X = 7.13$ ) の温度分布である。局所的に発熱する場合の突起内最高温度  $\theta_c$  はどの場合も同程度であるが、その値と突起表面 ( $Y = 0.25$ ) 温度  $\theta_w$  との差  $\theta_c - \theta_w$  は熱源位置の違いにより異なる。



(a)  $\Delta Y/H_p = 1/4$



(b)  $\Delta Y/H_p = 2/4$



(c)  $\Delta Y/H_p = 3/4$

Fig. 8 Isotherms around protrusion No.9 for the case of local heating.

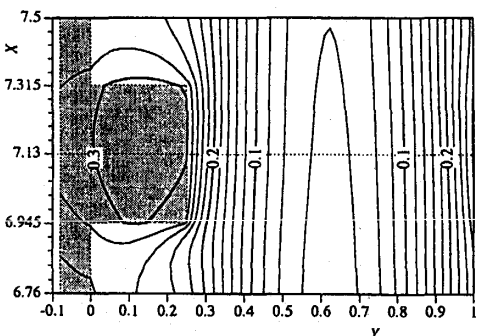


Fig. 9 Isotherms around protrusion No.9 for the case of uniform heating.

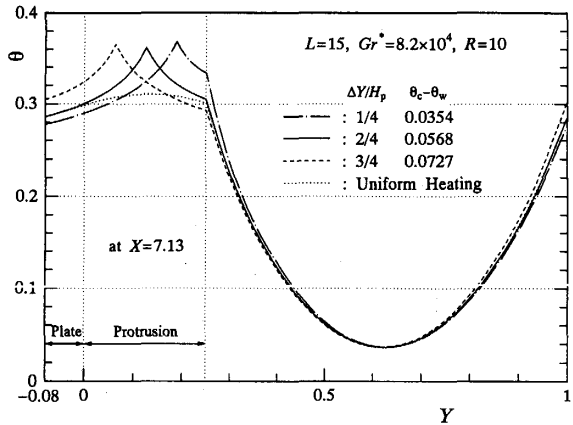


Fig. 10 Effect of heating position on temperature profiles.

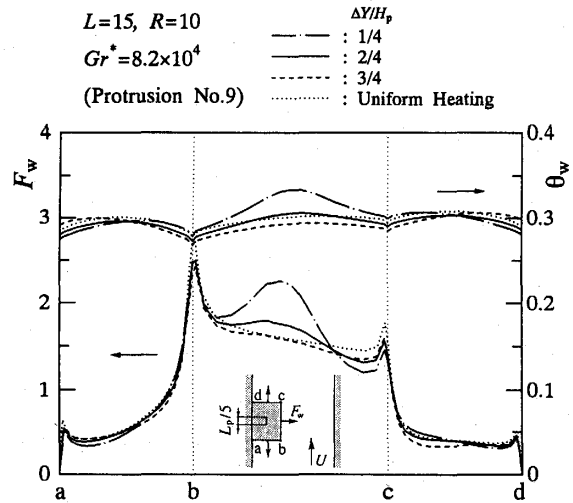


Fig. 11 Peripheral distributions of heat flux and temperature.

図11に No.9の突起の表面(図の a~d 面)から空気への法線方向の熱流束分布  $F_w$  と突起表面の温度分布  $\theta_w$  におよぼす熱源位置の影響を示す。発熱部が突起表面に近い一点鎖線で示した  $\Delta Y/H_p = 1/4$  の場合には、点線で示した突起全体が一樣に発熱する場合に比して、b-c 面中央の温度および熱流束が、それぞれ約11%、41%高くなっている。ただし、これは突起部の熱伝導率比を  $R=10$  とした結果であって、実際に用いられる封止用プラスチック系素材の場合には、この比は  $R=12\sim 85$  程度<sup>17)</sup>である。図には示していないが、 $R=20$  として計算した結果によれば、突起表面の温度および熱流束分布は熱源の位置にはほとんど依存しないことが確かめられている。

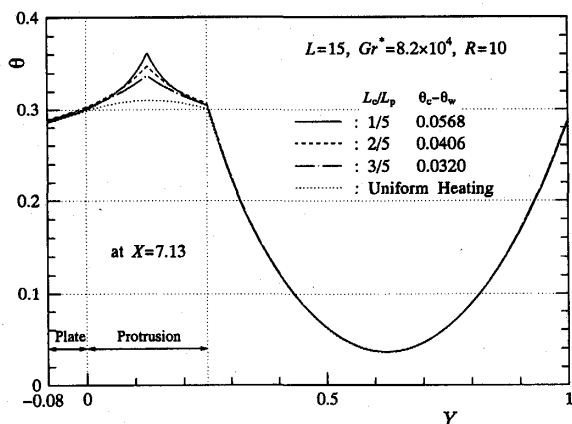


Fig. 12 Effect of heating volume on temperature profiles.

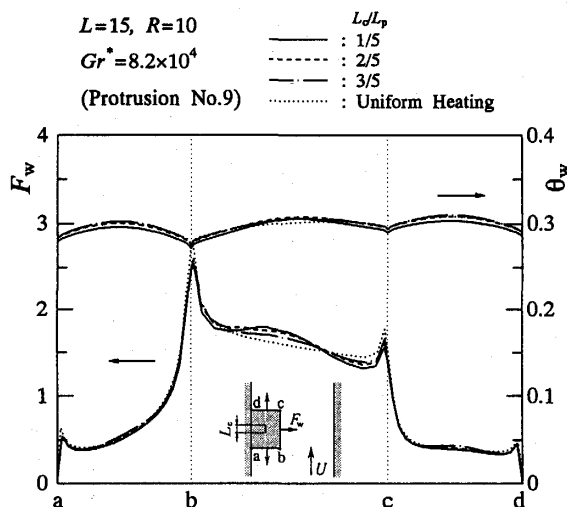


Fig. 13 Peripheral distributions of heat flux and temperature.

#### 4. 4. 2 熱源長さの影響

図12は突起中央にある熱源の長さを表2に示すように3種類( $L_c/L_p = 1/5 \sim 3/5$ )に変えた場合の  $X = 7.13$  での温度分布である。突起表面 ( $Y = 0.25$ ) 温度  $\theta_w$  は、熱源長さによらずほぼ一定である。これに対し最高温度  $\theta_c$  は熱源長さが長くなるにつれて低くなっている。しかし、図13に示すように突起表面の熱流束分布  $F_w$  と温度分布  $\theta_w$  に関しては熱源長さの違いによる影響はほとんどない。

したがって、熱源の位置や長さを変えることにより突起内の温度分布は異なるが、突起表面の温度および熱流束分布は熱源の位置や長さによらないことが明らかになった。これらの結果はここで示した No. 9 の突起だけでなく、入口から出口までの各突起についても同様であり、特に温度差  $\theta_c - \theta_w$  の値は突起の位置によ

る差はない。以上のことから、突起の等価熱抵抗を適当に与えることができれば、突起内最高温度  $\theta_c$  も式(12)あるいは式(14)を介して予測できることになる。この等価熱抵抗  $R_{cw}$  は熱源から突起表面への熱量を  $Q_p$  とすると、次式のように定義される。

$$R_{cw} = \frac{\Delta y}{\lambda_p A_p} = \frac{T_c - T_w}{Q_p} \quad (16)$$

この場合  $\Delta y$  と  $\lambda_p$  は既知であるので、面積  $A_p$  をどのようにとるかが問題となる。本計算結果に基づき、 $Q_p$  を発熱部の熱量の半分、すなわち、 $Q_p = Q_c/2$  と仮定して、等価熱抵抗を算出した場合、 $\theta_c$  を10%程度以内の誤差で予測するためには、 $A_p = l_p/2$  とすれば良いことが明らかになった。

## 5. 結 言

発熱量が等しい突起状分散熱源を有する鉛直平行平板群から空気への自然対流に関して、実験条件に対応するパラメータ範囲で数値解析を行った。以下に、主な結論を列挙する。

- (1) 流れの三次元性が顕著となる  $L=30$  の場合を除き、二次元の本数値計算結果は実験結果と良い一致を示す。
- (2) 突起状熱源の有無、また、自然対流や強制対流にかかわらず、平板間の平均速度が与えられれば図5の関係、すなわち、式(10)と式(12)から局所ヌセルト数の概略値を推定できる。
- (3) 代表長さとして平板間隔と突起高さとの差、すなわち有効平板間隔  $h_e$  を用いることにより、純自然対流下での突起表面温度を式(14)により約±20%以内の誤差で予測することができる。
- (4) 突起全体が一様に発熱する場合と突起内の微小部分が局所的に発熱する場合で、突起表面の温度および熱流束分布に大差はない。したがって、等価熱抵抗が与えられれば、実際のICパッケージでのチップ温度は表面の熱伝達係数に関する式(14)および式(16)から算出できる。本報の範囲内ではこの等価熱抵抗は式(16)において、 $A_p = l_p/2$  とすることにより推定できる。

おわりに、本研究の遂行にあたり有益なご教示を頂いた東亜大学 藤井 哲教授に感謝いたします。また、東京工業大学工学部 中山 恒教授からは貴重なデータをお送り頂き、富士通(株)実装技術開発部からは参考資料を提供して頂いた。本研究所職員 濱野光司氏に

は実験装置の製作に協力して頂いた。ここに記して謝意を表します。

### 参考文献

- 1) 日本機械学会編, 電子機器の冷却技術, (1987), 3, 技報堂出版.
- 2) 日本機械学会編, ハンドブック 次世代技術と熱, (1993), 155, 技報堂出版.
- 3) Bodoia, J. R. and Osterle, J. F., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **84**, (1962), 40.
- 4) Aung, W., Fletcher, L. S. and Sernas, V., *Int. J. Heat Mass Transf.*, **15**, (1972), 2293.
- 5) 宮武・藤井, 化学工学, **37-8**, (1973), 852.
- 6) 相原, 東北大学高速力学研究所報告, **37**, (1976), 93.
- 7) Bar-Cohen, A. and Rohsenow, W. M., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, **106**, (1984), 116.
- 8) 中山・広岡, 第23回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1986), 406.
- 9) 藤井・富村, 九州大学機能物質科学研究所報告, **2-2**, (1988), 295.
- 10) 藤井・儀間・富村・張, 機論, **59-566**, B (1993), 3224.
- 11) Fujii, M., Tomimura, T., Zhang, X. and Gima, S., *Proceedings, 10th International Heat Transfer Conference, 7*, (1994), 49.
- 12) 儀間・藤井・富村・張, 第29回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (1992), 330.
- 13) 富村・藤井, 九州大学生産科学研究所報告, **82**, (1987), 15.
- 14) 伝熱工学資料 (改訂第4版), (1986), 321, 日本機械学会.
- 15) Shah, R. K. and London, A. L., *Adv. Heat Transfer*, Suppl. 1, (1978), 192, Academic Press.
- 16) Holman, J. P., *Heat Transfer*, (1989), 231, McGraw-Hill.
- 17) 日本熱物性学会編, 熱物性ハンドブック, (1990), 237, 養賢堂.