垂直な加熱平板列まわりに生じる自然対流の流動と伝熱*

三角利之^{*1}, 蒲池雅樹^{*2}, 北村健三^{*3}

Fluid Flow and Heat Transfer of Natural Convection around a Pair of Heated Vertical Plates Placed in the Same Horizontal Plane

Toshiyuki MISUMI^{*4}, Masaki KAMACHI and Kenzo KITAMURA^{**} Kagoshima National College of Technology,
1460-1 Shinko, Hayato-cho, Aira-gun, Kagoshima, 899-5193 Japan

Natural convective flows around a pair of vertical heated plates were investigated both analytically and experimentally. Main concerns are directed to an interaction of thermal plumes arising from the plates and also to its influence on the local heat transfer from the plates. In order to simulate the flow and temperature fields around the plates, full elliptic equations for the momentum and energy transport were solved numerically for the computational domain that encloses the plates. The results showed that the present elliptic analysis well predicts the plume interaction and also the local heat transfer coefficients of the plates. The present results were also compared with those of the conventional parabolic analysis. The results depict that a full elliptic analysis is necessary to obtain accurate local quantities such as the velocity distributions in between the plates and also the local heat transfer coefficients of the plates.

Key Words: Heat Transfer, Natural Convection, Plume Interaction, Vertical Plates, Heat Exchangers

1. 緒言

図1に示したような、垂直な加熱平板が同一水平面上に複数枚、等間隔で分散配置され、自然対流により冷却される体系は、プレートフィン型熱交換器やヒートシンクなどをはじめとする様々な伝熱機器・要素で見られるもので、工業的に非常に重要な体系の一つである。このため垂直加熱平板列まわりの自然対流に関しては、古くより数多くの実験および解析的研究が行われている。しかし、これらの研究内容を詳しく見てみると、垂直加熱平板列そのものを取り扱った研究は非常に少なく、そのほとんどは対向する2壁面が加熱された2次元垂直加熱流路内自然対流を対象とした研究であることに気付く。このように垂直加熱流路内自然対流が集約的に取り上げられてきた背景には、熱交換器やヒートシンクなど多数の平板が設置された体系では、平板列中に図1に示すような2枚の平板で囲まれた領域、すなわち垂直加熱流路を考えれば、体系の周期性から、この垂直流路内の伝熱・流動が平板列全体のそれを代表すると考えられてきたことが挙げられる。

しかし、そのような考えが果たして妥当かどうか、なお議論の余地が有るように思う。その根拠の一つに

最近著者らが行った加熱平板列まわりの流れの可視化結果⁽¹⁾が挙げられる。図2は、その一例を示したもので、常温の水中に垂直な加熱平板を単独および複数枚設置したときの、平板まわりの流れの様子を示している。平板の下端部に設けたスリットから染料を静かに流出させると、染料は平板表面に沿って上昇し、平板上端からプルームとなって離脱する。単独平板の場合、図2(a)に示すように、平板から離脱したプルームは真っ直ぐ鉛直上方に流れ去って行くが、平板が複数枚の場合、図2(b), (c)のように、各平板上端から離脱したプルームは互いに干渉し、平板列の中心側へと寄り集まる。では、何故このようなプルームの干渉が生じるかという問題であるが、図2(d)に示した染料と浮遊粒子による流れの可視化結果から、プルーム近傍の粒子がプルームに引き込まれている様子が確認できる。この流体の引き込みによって平板列上方のプルームで

Fig.1 Vertical plate array

* 原稿受付 2001年9月13日。

^{*1} 正員, 鹿児島工業高等専門学校(☎ 899-5193 鹿児島県姶良郡隼人町真孝 1460-1)。^{*2} 鹿児島工業高等専門学校専攻科学生。^{*3} 正員, 豊橋技術科学大学機械システム工学系(☎ 441-8580 豊橋市天伯町雲雀ヶ丘 1-1)。

E-mail: misumi@kagoshima-ct.ac.jp

囲まれた領域の圧力が周囲流体の圧力よりも低下し、周囲から押されて寄り集まるという訳である。

さて、この可視化結果から2つの重要な事実が指摘できる。その一つは、プルームの干渉が平板列上方の負圧によって生じるという点であり、これは取りも直さず、平板列出口の圧力が周囲流体圧力より低くなることを意味している。ここで前述した垂直管路内自然対流については、従来数値解析を中心とした検討が精力的に行われているが、従来の解析のほとんどでは、流路出口圧力が周囲流体圧力に一致するとの仮定を設けていることを注意しておく。なお、この垂直管路内自然対流に関しては相原の著書⁽²⁾に詳細なレビューおよび検討がなされており、従来の研究の問題点を知る上で参考になるものと思われる。さて、もう一つの重要な事実は、プルームの干渉によって、少なくとも5枚程度の平板列では平板列のまわりの流れに周期性が成立しないという点である。このことから平板の枚数や平板の置かれた位置、すなわち平板列の中央側か外側か、によって平板まわりの流動・伝熱特性が大きく変化することが予想される。これらの事実を考えると、少なくとも本実験程度の枚数の平板列に対しては、従来の垂直加熱流路の研究結果が直ちに適用できないことは明らかである。つまり平板列まわりと垂直流路内の自然対流は別のものであるとして取り扱う必要がある。

そこで、つぎに垂直平板列そのものを対象とした研究の現状について簡単に紹介しておく。この垂直平板列を対象とした研究は極めて少なく、著者らの知る限り、わずかにO'mearaら⁽³⁾および藤井ら⁽⁴⁾による実験的研究が挙げられるにすぎない。これらはいずれも空気を試験流体としたもので、前者は7枚の平板列の中央に置かれた平板の局所熱伝達率を、また後者は5枚の加熱平板列について、各平板の局所熱伝達率および平板流路内を流れる自然対流流量の測定を試みている。とくに後者の実験では、熱伝達率や平板間を流れる空気流量が平板の置かれた位置により変化するという興味ある結果が得られているが、その原因など詳細は不明である。一方、この他に表題に垂直平板列と冠した論文は、とくに数値解析を中心とした論文に数多く見られる。しかし、それらはいずれも平板列中に前述した周期境界条件や圧力境界条件を仮定した垂直流路に関する解析であり、平板列そのものを対象とした解析は著者の知る限り全く行われていないのが実情である。

ところで、このような垂直平板列まわりの自然対流は、最近IC素子を搭載したプリント基板の冷却問題に関連して重要性を増しつつある。電子機器内に設置される基板の枚数は、熱交換器やヒートシンクなどで用

Fig.2 Interaction of plumes

いられるプレートフィンの数に比べればはるかに少なく、その場合には有限な数の平板列まわりの自然対流がとくに重要となるものと思われる。また、基板の冷却問題ではホットスポットの位置を正確に予測することが重要であり、このためには基板列全体の流動・伝熱を明らかにしつつ、個々の基板まわりの流動、伝熱特性をより詳細に把握する必要があると考えられる。

以上のことを考慮して、本研究では比較的少数の平板からなる垂直加熱平板列まわりの自然対流の流動・伝熱特性を、実験および数値解析の両面から探ることにした。このうちとくに数値解析に依れば、実験では測定が困難な平板間流速分布や圧力分布あるいは各平板の詳細な局所伝熱特性を明らかに出来るものと期待される。この解析を遂行するに当たっては、従来の垂直管路内自然対流の解析のように、計算領域を流路の出入口に設定する方法でなく、前述した平板列出口での負圧およびプルームの干渉が模擬できるよう、平板列全体を取り囲む計算領域について楕円型の運動量お

よび熱輸送方程式を解く方法を採用した。本研究では、平板枚数を1枚から5枚まで順次増やしていったそれぞれの場合について、平板間隔を系統的に変化させた解析および実験を行っているが、紙面の制約から本報では、まず垂直平板列の中で最も体系が単純と思われる2枚平板列の結果を述べ、さらに平板枚数が多い場合については、次報にて詳しく報告することにした。

2. 解析および実験方法

2.1 解析手法 本研究で取り上げる解析体系を図3に示す。表裏面が一樣な熱流束 q_w で加熱された長さ L 、厚さ t の平板2枚が、温度 T_∞ の流体中に、間隔 b 隔てて垂直に設置されている場合を想定し、座標 x, y および速度 u, v をそれぞれ図のようにとる。流れは層流2次元かつ非圧縮とし、重力項中の密度 ρ 以外の流体の物性値を一定とすると、これら平板列まわりの自然対流を記述する基礎方程式は以下のように表せる。

(連続の式)

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

(運動量の式)

・ x 方向

$$\rho \left[\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right] - \rho g \quad \dots \dots \dots (2)$$

・ y 方向

$$\rho \left[\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right] = - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \left[\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right] \quad \dots \dots \dots (3)$$

(エネルギー式)

$$\rho c_p \left[\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} \right] = \lambda \left[\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \right] \quad \dots \dots \dots (4)$$

本解析では、(1)~(4)式を直接有次元のままコントロールボリューム法を用いて差分近似し、数値解析を行った。これら方程式中の対流項の差分には3次精度の風上差分を、それ以外の項の空間差分には2次精度の中心差分を用いた。また、時間積分には速度を陽的に、圧力を陰的に離散化するSMAC法を用いた。時間進行法により、定常状態に至るまで計算を繰り返した。定常状態の収束判定は、速度、圧力、温度の相対誤差 ε がそれぞれ $\varepsilon < 10^{-5}$ に達した時とした。

なお、具体的な計算対象の選定に当たっては、実験

結果との比較・検討を優先した。すなわち可視化の容易さ、局所熱伝達率の測定精度など実験上の利点を考慮して、常温の水を試験流体とし、有限厚さの平板が表裏面とも等しくかつ一様な熱流束で加熱される場合を解析対象に選んだ。加熱平板は厚さ $t=25$ mm とし、高さ L を50および100 mmの2種類、平板間隔 b を3~20 mmの範囲で変化させた。計算領域の大きさを決定するため、平板の下端、側端、上端から計算領域の底面、側面および上面までの距離をそれぞれ100~250 mmの範囲で変化させて予備計算を行った。その結果、これらの距離が150 mm以上有れば、計算結果はほぼ一致する結果が得られた。そこで、本計算ではこれらの距離を200 mmとした。つぎに格子分割であるが、 x 方向については、平板部分を30分割、平板の下側、上側部分をそれぞれ30分割し、 y 方向については平板外側部分を30分割、また平板流路部分については間隔に応じて10~40分割した。なお、計算には平板近傍では密、平板から離れるに従って疎となる不等間隔格子を採用した。以上により、 x, y 方向の格子分割数は全部で $90 \times 80 \sim 90 \times 110$ となった。

本解析では、図3の計算領域の各境界面における境界条件として表1に示す条件を設定した。一方、初期

Fig.3 Analytical coordinate system and domain

Table 1. Analytical boundary conditions

Plane	For Velocity	For Temperature
Heated Plate		
Side surface	$u, v = 0$	$q_w = \text{const}$
Upper surface	$u, v = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Lower surface	$u, v = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Top	$\partial u / \partial x = 0$	$\partial T / \partial x = 0$
Bottom	$\partial u / \partial x = 0$	$T = T_\infty$
Side	$\partial v / \partial y = 0$	$T = T_\infty$

条件として、計算領域全体にわたって速度 $u, v = 0$ 、温度 $T = T_\infty$ なる条件を課した。周囲流体温度 T_∞ は、実験との対応を考えて 20°C とした。解析は全て伝熱面熱流束 $q_w = 2000 \text{ W/m}^2$ 一定で行った。なお、このとき平板長さ $L = 50, 100 \text{ mm}$ を代表長さとする修正レーレー数 Ra_L^* ($= g \beta q_w L^4 / (\alpha \nu \lambda)$) は、それぞれ 2.89×10^8 、 4.62×10^9 であり、流れは平板全面に亘って層流とみなせる値である。

2.2 実験方法 つぎに本研究で用いた実験装置の概略を図4に示す。実験装置は、加熱平板とそれを設置するための側板から構成される。加熱平板は高さ 100 mm 、幅 400 mm 、厚さ 1.0 mm の2枚の亚克力板を間に 0.4 mm の空気層を挟んで貼り合わせ、この亚克力板の外側表面に厚さ $50 \mu\text{m}$ 、長さ 300 mm 、幅 33 mm のステンレスはくヒータを3枚直列に貼り付けた構造となっている。このヒータに交流を通电することにより、平板の両表面を等しい熱流束 $q_w = 2000 \text{ W/m}^2$ で加熱した。つぎに側板であるが、所定の間隔で溝が切られており、この溝に加熱平板を差し込んで固定した。側板は平板列全側面を封鎖するようになっており、これにより平板列側方からの流体の侵入を防ぐと共に、流れが2次元になるようにした。これら試験装置全体を断面 $0.9 \times 0.9 \text{ m}^2$ 、深さ 0.9 m の水槽底面中央に水平に設置した。

また、平板の局所熱伝達率を測定するために、平板中心線上のヒータ裏面に径 $100 \mu\text{m}$ のK型熱電対を流れ方向に $2 \sim 8 \text{ mm}$ 間隔で片面18箇所、両面合計36箇所の地点にスポット溶接した。周囲流体温度 T_∞ は、平板下端と同一水平面上に設置した径 $100 \mu\text{m}$ のK型熱電対により測定した。これらの温度を基に平板先端

から距離 X の地点における局所熱伝達率 h_x を、次式により定義した。

$$h_x = q_w / (T_{wx} - T_\infty) \quad \dots \dots (5)$$

なお、伝熱面熱流束 q_w はヒータ加熱量をヒータ有効表面積で除して求めた。

なお本研究では、以上の実験および数値解析の精度検証を兼ねて、等熱流束条件で加熱された単独加熱平板に沿う自然対流について局所熱伝達率の測定および解析を行い、その結果を従来得られている層流厳密解⁽⁵⁾と比較してみた。その結果、本実験値および解析値は厳密解に対し、それぞれ $\pm 5\%$ 、 $\pm 1.2\%$ の誤差範囲内で一致することを確認した。

3. 解析および実験結果

3.1 2平板まわりのブルームの干渉

はじめに2平板まわりの全体的な流動・伝熱状況を、数値解析結果と流れの可視化結果を基に調べてみた。図5, 6, 7は、それぞれ平板間隔 $b = 5, 10, 20 \text{ mm}$ の場合について、解析により得られた温度分布および速度ベクトルと可視化結果を比較したものである。なお、解析結果は計算領域の一部のみ抜き出したもので実際の計算領域はこれより大きいこと、また速度ベクトル図は適当に間引きしており、実際にはこれより密な格子を用いて計算を行っていることを注意しておく。さて、まず左側の温度分布の解析結果であるが、平板下端部から平板表面に沿って温度境界層が発達すること、そして、この境界層流れが平板上端から高温のブルームとなって離脱・上昇し、離脱した後のブルームは互いに平板列中心に向かって寄り集まる様子が読み取れる。一方、中央の速度ベクトル図からは、周囲流体が次第に加速されながら流路入口内へ到達し、流路内で速度分布を徐々に変化させながら出口に至ること、そして出口付近では、例えば図7のように速度分布が双峰型となり、ブルームの合流に伴って次第に単峰型の速度分布へ変化していく様子などが読み取れる。一方、染料および水中に浮遊させた粒子により、平板まわりの流れを実際に可視化した結果を図(c)に示す。平板下端に設けたスリットから流出した染料は平板表面に沿って上昇し、ついで平板上端からブルームとなって離脱し、その後ブルームは平板列中央上方に向かって互いに寄り集まること分かる。この染料は平板によって加熱され高温となっていることから、可視化された染料の流脈は、図5(a)~7(a)の温度分布図中に示されたブルーム中心の軌跡に対応すると考えられる。そこで本研究では、これら染料の流脈と温度分布中のブルーム中心の軌跡を重ね合わせることで比較して

Fig.4 Experimental apparatus

みた。その結果、両者の軌跡はほぼ一致した。このことから本解析結果は実際のプルームの干渉現象を十分精度良く模擬できていることが分かった。

3.2 平板間流路内の流動特性 以上の結果を踏まえて、つぎに平行平板間流路内の流動と平板の伝熱特性について、さらに詳しく検討していく。まず始めに、流路内における主流方向速度分布の変化を解析により求めてみた。その代表的な結果として、平板間隔 $b=3, 5, 10\text{ mm}$ の場合を図8(a)~(c)にそれぞれ示す。これらの図中 $X=0\text{ mm}$ が流路入口に、 $X=100\text{ mm}$ が流路出口に対応する。まず間隔の最も狭い $b=3\text{ mm}$ の場合、図8(a)から流路入口において凸型の速度分布で流入し、この分布が流れ方向にほとんど変化しないまま流路出口に至ることが分かる。ただし、この分布は図中太線で示した発達した管内層流の放物型速度分布とは完全には一致していない事実が注目される。一方 $b=5\text{ mm}$ では、流路入口での速度分布は $b=3\text{ mm}$ に比べて流路中央部で若干平坦となり、ついで $X=23\text{ mm}$ 前後にかけて速度分布は一旦放物型の速度分布に近づき、その後下流に向かって再度平坦な速度分布へと変化していくことが分かる。さらに間隔が $b=10\text{ mm}$ と広くなると、壁面近傍を除いてほぼ様な速度で流体が流路内へ流入し、その後、 $X=23\text{ mm}$ にかけて速度分布は一旦凸型となり、以後下流に行くに従って、壁面近くで速度が極大となるM字型の分布へ次第に変化していく様子が読み取れる。なお、図には示していないが、これと同様な速度分布の変化は平板間隔 $b=20\text{ mm}$ においても見られた。

ところで、垂直加熱流路内自然対流に関しては緒論でも述べたように、今まで幾つかの解析が行われている。これらの解析では、流路入口において周囲流体が一樣または放物型の速度分布で流入し、流路出口に向かって発達した放物型の速度分布へ漸近していく結果が得られている。これら従来の解析結果と本解析結果を比較すると、流路幅の広い $b=5, 10\text{ mm}$ はもちろん、流路幅の狭い $b=3\text{ mm}$ の結果とも明らかに異なっていることが分かる。これは、従来の解析では流路出口圧力が周囲流体圧力に等しいという仮定を設けていることに主な原因があると考えている。すなわち、本解析から平板流路中心線上の圧力変化を求めた結果を図9に示す。図の縦軸には、圧力 p と周囲静止流体圧力 p_∞ との差圧 $p^* (=p-p_\infty)$ を、横軸には平板入口からの距離 X をとっている。この図から、流路入口では周囲流体がある近寄り速度で流路内へ流入するため負圧となること、そして、その後圧力は流路内で極小値を示し、流路出口に向かって次第に回復していくこと

が分かる。しかし、流路出口での圧力は周囲流体圧力まで完全には回復しておらず、依然として負圧となっていることが明らかである。また、この負圧の程度は平板間隔が狭いほど顕著である。この解析結果から、従来の解析で用いられている出口圧力の仮定は、かなり誤差を含んでいることが分かる。このように平行平板流路内流れを厳密に解析するには、本解析で採用した方法、すなわち平板列全体を内に含む計算領域を設

(a) $b=3\text{ mm}$ (b) $b=5\text{ mm}$ (c) $b=10\text{ mm}$

Fig.8 Stream-wise velocity distribution within two-plates

定し、楕円型の方程式を解くことが必要と言えるだろう。

3.3 平板の伝熱特性 つぎに平板間隔を変化させた場合について平板の局所熱伝達率を解析により求め、実験値と比較してみた。その結果を図 10 に示す。このうち、図 10(a) は平板内側、図 10(b) は平板外側の局所熱伝達率分布を示している。縦軸には、式(5)で定義した局所熱伝達率 h_x を、また横軸には流路入口からの距離 X をとっている。まず図 10(a) に示した平板内側の局所熱伝達率であるが、流路入口付近における局所熱伝達率は、平板間隔が狭い $b=3$ mm の場合に最も高く、間隔が広くなるにつれて次第に低くなるのが分かる。これは図 8 の速度分布からも分かるように、間隔が狭いほど平板近傍での流速の絶対値が高くなるためである。一方、間隔が狭い $b=3$ mm の場合には、局所熱伝達率は下流に向かって急激に低下するのに対して、間隔が広くなると流れ方向の低下はより緩やかになり、流路後半部では間隔に依らずほぼ一定の値を示すことが分かる。さらに最も間隔が広い $b=20$ mm では、局所熱伝達率は図中実線で示した単独平板のそれにほぼ一致して変化することが分かる。

一方、平板外側表面の局所熱伝達率であるが、図 10(b) に示すように、平板間隔の如何によらずほぼ同一の変化および値を示し、その値は単独平板の値にほぼ一致することが注目される。なお、本研究では局所熱伝達率の測定も同時に行っているが、測定値は解析結果と良好に一致しており、これより本解析結果の妥当性が確認できる。

さて、壁面が等熱流束で加熱された垂直流路内自然対流については、従来宮武・藤井⁽⁶⁾が流路入口で一様流入、流路出口で圧力が周囲圧力に一致するとの仮定の下で放物型の境界層方程式を解き、局所ヌッセルト数の整理式を得ている。その結果は、水に対して以下のように表せる。

$$Nu_b = \frac{\phi}{4\sqrt{3}} \left[1 - \exp(-6.10\phi^{-2/3}) \right] \quad \dots (7)$$

ここで、

$$\phi = \frac{(b/X)Ra_b^*}{\left\{ (b/L)Ra_b^* \right\}^{1/2}}, \quad Ra_b^* = \frac{g\beta q_w b^4}{\lambda \alpha \nu} \quad \dots (8)$$

そこで、参考までに本解析結果から平板内側の局所ヌッセルト数 $Nu_b (=h_x b / \lambda)$ を求め、彼らの解析結果と比較してみた。その結果を図 11 に示す。この図から、本解析結果はとくに ϕ の小さな領域で宮武・藤井の結果にかなり近い値を示すことが分かる。しかし、個々のケースについて詳しく見てみると、流路入口付近で

Fig.9 Pressure distribution at the center of two-plates

(a) in

(b) out

Fig.10 Local heat transfer coefficients of two-plates

は宮武らの解析結果よりも若干低い値を、一方、流路出口付近では高い値を示しており、彼らの整理式と値、勾配とも一致しないことが分かる。また、この差は平板間隔が大きくなるほど顕著となる。これら誤差の原因は、従来の解析が実際とは異なる仮定を用いて解析を行っていることに主な原因がある。

さて、以上の解析および実験結果をもとに、平板内外面の平均熱伝達率 h_m を算出した結果を図 12 に示

す。この図には平板長さ $L=50, 100$ mm の解析結果および $L=100$ mm の実験結果を掲げているが、いずれの場合も流路側の平均熱伝達率は間隔 $b=5$ mm 付近で極大値をとることが分かる。また、これよりも間隔が広くなるに従って単独平板の平均熱伝達率へ次第に漸近していく様子読み取れる。一方、平板外側の平均熱伝達率であるが、平板間隔の如何に依らずほぼ一定の値を示し、その値は単独平板のそれとほぼ一致することが明らかである。

以上、本研究では2枚の平板列について解析と実験を行ったが、さらに平板の枚数を増加させていった場合に平板列まわりの伝熱・流動特性がどのように変化するのか非常に興味を持たれる問題である。そこで、この問題については続報で改めて詳しく検討する。

4. 結 言

本研究では、垂直な加熱平板を2枚同一水平面上に設置した場合について、平板列まわりの伝熱・流動特性を解析および実験の両面から探った。とくに数値計算に当たっては、平板列全体を取り囲む計算領域を設定し、この領域について楕円型の運動量および熱エネルギー式を解く、より厳密な方法を採用した。その結果、以下のような知見が得られた。

(1) 本解析により平板上方に生じるブルームの干渉現象を十分精度良く模擬できることが分かった。

(2) 平板間を流れる自然対流の流速分布は間隔によって大きく変化し、間隔の狭い場合、流路入口へ放物型の速度分布で流入し、この分布をほぼ維持したまま流路出口に至ること、一方間隔が広い場合には、流速分布は流れ方向に大きく変化し、流路出口においてM字形の速度分布となることなどを明らかにした。

(3) 平板流路の入口および出口圧力は、周囲流体圧力よりも低くなることを解析により明らかにした。このうち、とくに流路出口における負圧は間隔が狭いほど大きくなる結果が得られた。

(4) 本解析により予測された平板の局所熱伝達率は実験値と良好に一致した。また、平板の平均熱伝達率を最大にする平板間隔が存在することを明らかにした。

(5) 平板外側の局所熱伝達率は平板間隔の如何によらず、ほぼ単独平板の値に一致することが分かった。

最後に、本研究結果を基に従来の解析の問題点を指摘した。

Fig.11 Local Nusselt numbers of two-plates

Fig.12 Average heat transfer coefficients of two-plates

文 献

- (1) 北村健三, 松岡弘二, 第37回伝熱シンポジウム, 3 (2000), 315-316.
- (2) 相原利雄, 伝熱工学の進展, 4(1976), 119-228, 養賢堂
- (3) O'Meara, T. and Poulikakos, D., Int. J. Heat Fluid Flow, 8-4 (1987), 313-319.
- (4) 藤井丕夫・ほか3名, 機論, 59-566, B(1993), 3224-3229.
- (5) 藤井哲・ほか3名, 機論, 35-280, (1969), 2381-2389.
- (6) 宮武修・藤井哲, 化学工学, 37-8, (1973), 852-854.