

リブ型渦促進体を有する
平行平板間流れの層流熱伝達

舟 渡 裕 一

舟 渡 裕 一

目 次

1. 緒言	
1. 1. はじめに	1
1. 2. 従来の研究	3
1. 3. 本研究の目的および本論文の概要	5
2. 数値解析方法	
2. 1. 基礎方程式	7
2. 2. 対流項の差分化について	12
2. 3. 周期境界条件	14
2. 4. 壁面での境界条件	16
2. 5. 方程式の解法	18
2. 6. 方程式の離散化	19
2. 7. 平均圧力勾配の決定方法	23
2. 8. 平均温度勾配	25
2. 9. 離散化方程式の繰り返し計算と収束条件	26
2. 10. 促進体の角の取り扱いについて	27
3. 計算結果	
3. 1. レイノルズ数, ヌセルト数, 摩擦係数の定義	28
3. 2. 計算条件	31
3. 3. 非定常性と伝熱促進	33
3. 4. 隙間の影響	45
3. 5. 促進体間隔の影響	81
3. 6. 壁面摩擦抵抗と形状抵抗	126
3. 7. 伝熱促進評価	133
3. 8. レイノルズ数の影響	136
4. 計算精度	143

5. 周期境界条件について	165
6. 伝熱促進機構について	195
7. 結言	203
謝辞	205
文献	206
付録1 発達した平行平滑平板間流れのヌセルト数	208
付録2 発達した平行平板間流れのダルシーの摩擦係数	211
付録3 格子点配置について	212

主 な 記 号

B	: 促進体厚さ
c_p	: 定圧比熱
D	: 流路高さ
D_h	: 相当直径
H	: 促進体高さ
k	: 流体の熱伝導率
L	: 促進体どうしの間隔
M	: x 方向の格子点数
\dot{m}	: 質量流量
N	: y 方向の格子点数
Nu	: 局所ヌセルト数
Nuf	: 発達した平行平滑板間流れのヌセルト数
Num	: 面積平均ヌセルト数
$Nuav$: 時間面積平均ヌセルト数
\tilde{p}	: 圧力
p	: \tilde{p} の無次元値
\hat{p}	: 偏差圧力
Pr	: プラントル数
q_w	: 壁面熱流束
Re	: 促進体高さを代表値としたレイノルズ数
Red	: 相当直径を代表値としたレイノルズ数
S	: 促進体と加熱壁面との隙間
T	: 時間平均をとる時間間隔
\bar{t}	: 時間

t	: \tilde{t} の無次元値
\tilde{u}	: \tilde{x} 方向の速度成分
u	: \tilde{u} の無次元値
u_0	: 促進体のない断面での \tilde{x} 方向平均速度
\tilde{v}	: \tilde{y} 方向の速度成分
v	: \tilde{v} の無次元値
W	: 促進体ピッチ
\tilde{x}	: 主流方向の位置座標
x	: \tilde{x} の無次元値
\tilde{y}	: \tilde{x} に垂直な流路断面方向の位置座標
y	: \tilde{y} の無次元値
$\tilde{\beta}$: 平均圧力勾配
β	: $\tilde{\beta}$ の無次元値
P_w	: ポンプ動力
$\tilde{\gamma}$: 平均温度勾配
γ	: $\tilde{\gamma}$ の無次元値
$\Delta\tilde{p}$: 圧力損失
$\Delta\tilde{x}$: 流路長さ
$\Delta\xi$: 格子点間隔
$\Delta\eta$: 格子点間隔
$\tilde{\theta}$: 温度
θ	: $\tilde{\theta}$ の無次元値
$\tilde{\theta}_i$: 入り口断面における流体のバルク温度
$\tilde{\theta}_b$: バルク温度
$\hat{\theta}$: 偏差温度

- λ : 摩擦係数
 λ_{av} : 時間平均摩擦係数
 ξ : 一般座標
 η : 一般座標
 ν : 流体の動粘性係数
 ρ : 流体の密度

上添字

- n : 時刻

下添字

- ij : 格子点番号
 f : 平滑板流路
 k : 繰り返し回数
 p : 促進体を有する流路
 w : 壁面

1. 緒 言

1. 1. はじめに

伝熱促進の研究は古くから行われているが、特に70年代の二度のエネルギー危機を境にエネルギーの有効利用の観点からより盛んになってきた⁽¹⁾。最近では、電子機器の冷却、材料の製造、宇宙環境の利用技術、バイオテクノロジーの分野でも伝熱促進技術のしめる役割が重要となっている。

一口に伝熱促進といっても、伝熱にかかわる物理現象にはよく知られているように伝導、自然対流、強制対流、沸騰、凝縮、輻射があり、それぞれの現象に対して促進法の研究がなされている。本研究ではこれらのうちの強制対流伝熱の層流域での伝熱促進を対象としている。

一般に伝熱促進を考える場合、その方法として伝熱面積の増大と伝熱面での熱伝達率の増大の二点が考えられる。伝熱面積の増大のためには各種のフィンが考案され既に実用化されており、特に自動車のラジエーターに採用されたコルゲート・ルーバー・フィンではその採用によりラジエーターの大きさを従来の3分の1まで小型化することに成功している⁽¹⁾。第二の伝熱面での熱伝達率の促進としては、乱流域での乱れ促進体、旋回流の利用、電場の利用など多様な方法が提案されている。

対流伝熱における熱伝達率の促進法の研究は主に乱流域でなされてきたが、これは、乱流が層流に比べて熱伝達率が高いため、層流域での伝熱促進を行っても単純な乱流での熱伝達を上回る効果が期待され得なかったためであるかもしれない。しかし、例えば、最近の電子機器の小型化に見られるような伝熱に関わる機器の小型化、あるいは、粘性の高い流体の熱交換では層流域での熱伝達を扱わねばならない。

層流域での熱伝達率の増大の方法としては、上述したコルゲート・ルーバー・フィンに代表される分断フィンが有効である。これは、温度境界層の前縁部分の熱伝達率の高い部分を利用して伝熱機器全体の平均としての熱伝達率を増大するものである。

1. 2. 従来の研究

層流域での伝熱促進をはかる方法の原理は、Bergles⁽²⁾の分類による受動的方法に限れば、伝熱面の拡大と、温度境界層の薄膜化ないしは温度境界層の更新であると考えられる。本研究は後者に注目し流れの中に置かれた物体により発生する渦によって伝熱面上の温度境界層の薄膜化をはかり伝熱促進を行おうとするものである。

本研究に関係する従来の論文をいくつか調べてみると、まず、層流域で流れの非定常性による伝熱促進に注目したものとしてKarniadakisら⁽³⁾の研究と、喜ら⁽⁴⁾・⁽⁵⁾の研究がある。Karniadakisらは、流路に円柱を挿入することにより、2次元ポアズイユ流れに内在するTollmien-Schlichting波で表現される不安定性を、本来の臨界レイノルズ数より小さなレイノルズ数で励起することにより熱伝達が促進されることを示している。この際挿入される円柱の抗力は径を小さくすることにより摩擦抵抗に対して小さくすることができ、その結果同一ヌセルト数を得るのに必要なポンプ動力を最大1/5まで節約できることを示している。喜ら⁽⁴⁾・⁽⁵⁾は、平行平板間にフィンを3枚1列に挿入した場合について2次元非定常数値解析を行い、流れが非定常化することにより後段のフィンの熱伝達が促進されることを示している。伝熱促進の機構として、初段フィンの後流が不安定化すると、後流中に互いに逆回転する運動を誘起し、後流中の速度欠損と過剰温度の回復が速められることと、後段フィンの前縁で境界層の発達を抑えられること、および、後段フィンの表面に沿って回転運動が下流側に流れる際に主流の低温流体をフィン面近傍に巻き込む作用と、加熱を受けた高温流体を主流中に巻き上げる作用をあげている。

以上は伝熱促進の機構が流れの非定常性に基づくものといえるが、これに対し、層流域での定常流れで伝熱促進をはかったものにFuら⁽⁶⁾の研究がある。Fuらは加熱円管内にストレートチューブ、収縮拡大チューブ、拡大収縮チューブを挿入した場合について数値計算を行い、非常に小さなペクレ数の場合を除いてチューブを挿入することにより熱伝達が増加することを示している。拡大収縮チューブが最も性能が良くペクレ数10000の場合にポンプ動力一定の条件で約50%、流量一定

の条件で約2倍の熱伝達率の促進が得られることを示している。この研究での伝熱促進はチューブの挿入による壁面近傍での流速の増大により温度境界層が薄くなることによるものである。

リブ型渦促進体による乱流伝熱の促進については多くの研究がなされその有効性が明らかになっているが、層流域では（壁面との間に隙間を設けず設置した）繰り返しリブは伝熱促進に役立たないことがRowleyら⁽⁷⁾によって示されている。

Rowleyらは周方向フィンを有する円管内の層流熱伝達の数値解析を行い、二つのフィンの間に生じる循環流は伝熱促進の効果を有するがフィンが流れを壁面から遠ざけるためフィンによる伝熱面積の増加にもかかわらず空気のような低プラントル数流体では熱伝達率は平滑流路より低下し、水のような高プラントル数流体の場合にわずかに増加することを示している。乱流ではリブは乱れ促進体として働き、また層流底層の形成を阻止する効果を持つが層流ではそれらに相当する機構が存在しないとしている。

本研究では、平行平板間流路にリブ型促進体を壁面から離して設置すれば促進体で発生する渦により層流域においても伝熱促進が可能であることを示すものであるが、乱流域においてリブ型促進体を壁面から離して設置した場合の研究は、棚澤ら⁽⁸⁾の研究と親川ら⁽⁹⁾の研究がある。親川らは乱流促進体として垂直帯板、傾斜板、および支持平行部を持つ形状について促進体と伝熱面の隙間を変化させた実験を行い、平均ヌセルト数が流量一定条件で平滑流路の約3倍、ポンプ動力一定の条件で約50%の増加があるとしている。また隙間には最適値が存在しそれは約3～4 mmであるとしている。

1. 3. 本研究の目的および本論文の概要

本研究は单相強制対流熱伝達の層流域での伝熱促進を目的とし、流れ場内におかれた鈍頭物体から発生する渦による温度場の攪拌と、主流部低温流体の伝熱面への輸送による伝熱促進の可能性に注目し、その簡単なモデルとして、二次元平行平板間流れの中にリブ型渦促進体を等間隔に配置した系を取り上げ、流動特性と伝熱促進機構を数値計算により明らかにするものである。

まず、第二章において、本研究で用いた数値計算法について説明する。基礎方程式である、ナビエーストックス方程式、圧力の式およびエネルギー方程式を不等間隔格子で扱うために座標変換を行い、周期境界条件と壁面境界条件を導出し、対流項の離散化について検討した後、離散化方程式を導いている。周期境界条件の導入により必要となる平均圧力勾配と平均温度勾配の決定方法についても説明を行っている。

第三章において計算結果を示し考察を行う。促進体が伝熱面に接しているか、促進体と伝熱面の隙間が小さい場合、あるいは、促進体どうしの間隔が狭い場合には流れは定常であり、熱伝達が劣化するが、隙間と間隔が大きくなると渦の発生により流れが非定常となり、熱伝達が促進されることを示す。また、熱伝達を促進する隙間と間隔の最適値に言及する。熱伝達の促進にともなって、流動抵抗も増大するが、流動抵抗を壁面摩擦と形状抵抗に分けて考えると、壁面摩擦分は約20～40%であり、流動抵抗の時間変動はほとんど形状抵抗の変動によるものであることを示す。本研究で得られた最大のヌセルト数は平行平滑板流路の約4.3倍であるが、これと等しいヌセルト数を乱流域で実現しようとすれば約28倍のポンプ動力が必要であることを示す。

第四章において、差分格子点数を変えた計算を行い、計算精度の検討を行う。

第五章で、周期境界条件について、周期境界条件を適用するピッチを変えた計算を行い、その妥当性を検討する。

第六章で、伝熱促進機構について検討し、本研究で取り上げた系の伝熱促進は、

2. 数値解析方法

2. 1. 基礎方程式

本研究の対象とする計算モデルをFig. 1に示す。二次元平行平板間流路内にリブ型渦促進体が等間隔で壁面との間に隙間を設けて配置されている。流路下部の壁面のみを等熱流束で加熱し、その他の壁面は断熱とする。計算領域は、ほとんどの場合について図中に点線で示した一ピッチ区間とする。計算領域を複数ピッチ区間にとった場合については後述する。完全に速度場と温度場が発達した領域を扱うこととして、計算領域の流入側と流出側の断面に繰り返し条件を適用する。

計算に用いる方程式は

二次元のナビエストークス方程式

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} \right) \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} \right) \quad (2)$$

圧力の式

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} = & - \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 - \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 - 2 \left(\frac{\partial v}{\partial x} \right) \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right) - \frac{\partial D}{\partial t} \\ & + \frac{1}{Re} \left(\frac{\partial^2 D}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 D}{\partial y^2} \right) - u \frac{\partial D}{\partial x} - v \frac{\partial D}{\partial y} \end{aligned} \quad (3)$$

エネルギー方程式

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = \frac{1}{RePr} \left(\frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \theta}{\partial y^2} \right) \quad (4)$$

ただし

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \quad (5)$$

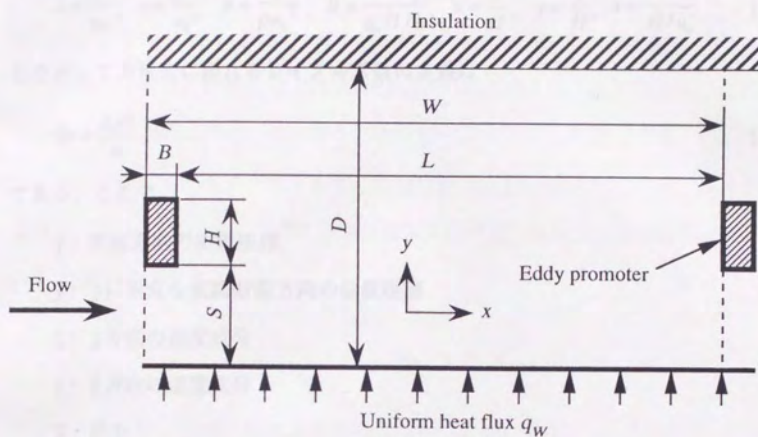


Fig. 1. Physical model.

であり、これらを差分法により離散化して数値解を求める。ここで各物理量は次のように無次元化してある。

$$u = \frac{\tilde{u}}{u_0}, \quad v = \frac{\tilde{v}}{u_0}, \quad p = \frac{\tilde{p}}{\rho u_0^2}, \quad \theta = \frac{\tilde{\theta} - \tilde{\theta}_i}{q_w H / k}, \quad x = \frac{\tilde{x}}{H}, \quad y = \frac{\tilde{y}}{H}, \quad t = \frac{\tilde{t}}{H / u_0} \quad (6)$$

したがって方程式に現れるレイノルズ数の定義は

$$Re = \frac{u_0 H}{\nu} \quad (7)$$

である。ここで

\tilde{x} : 主流方向の位置座標

\tilde{y} : \tilde{x} に垂直な流路断面方向の位置座標

\tilde{u} : \tilde{x} 方向の速度成分

\tilde{v} : \tilde{y} 方向の速度成分

\tilde{p} : 圧力

$\tilde{\theta}$: 温度

\tilde{t} : 時間

u_0 : 促進体のない断面での \tilde{x} 方向平均速度

H : 促進体高さ

ρ : 流体の密度

ν : 流体の動粘性係数

k : 流体の熱伝導率

q_w : 壁面熱流束

$\tilde{\theta}_i$: 入り口断面における流体のバルク温度

である。

一般に速度と温度の空間的な変化は、壁面近傍で急激になると予想されるので、差分格子点は壁面に近いところでその間隔が密となるように配置する。本研究では文献(10)に述べられている座標変換の式

$$\xi = \alpha + (1-\alpha) \frac{\ln\left\{\beta + [x(2\alpha+1)/h] - 2\alpha\right\} / \left\{\beta - [x(2\alpha+1)/h] + 2\alpha\right\}}{\ln[(\beta+1)/(\beta-1)]} \quad (8)$$

を用いている。上式は $0 \leq x \leq h$ を $0 \leq \xi \leq 1.0$ に変換する。 $\alpha = 1/2$ の場合 ξ 上での等間隔に配置された点が x 上で $x=0$ および $x=h$ に近づくにつれてその間隔が密になるような変換を受ける。密集の程度は β の値によって調節することができる。ただし、促進体の幅方向には幅の小さい場合のみを扱うので等間隔配置とする。Fig. 2に実際に用いた格子点配置の一例を示す。数値計算は基礎方程式を式(8)により座標変換し (ξ - η) 系において等間隔配置された格子点上で行う。(x-y)座標から (ξ - η) 座標への変換を

$$x = x(\xi)$$

$$y = y(\eta)$$

で表すとすれば、変換された基礎方程式は次のようになる。

$$u_\xi + \frac{u}{x_\xi} u_\xi + \frac{v}{y_\eta} u_\eta = -\frac{1}{x_\xi} p_\xi + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} u_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} u_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} u_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} u_\eta \right) \quad (9)$$

$$v_\xi + \frac{u}{x_\xi} v_\xi + \frac{v}{y_\eta} v_\eta = -\frac{1}{y_\eta} p_\eta + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} v_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} v_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} v_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} v_\eta \right) \quad (10)$$

$$\frac{1}{x_\xi^2} p_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} p_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} p_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} p_\eta = - \left(\frac{1}{x_\xi^2} u_\xi^2 + \frac{1}{y_\eta^2} v_\eta^2 + \frac{2}{x_\xi y_\eta} v_\xi u_\eta \right) + R \quad (11)$$

$$R = -\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} D_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} D_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} D_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} D_\eta \right) - \frac{u}{x_\xi} D_\xi - \frac{v}{y_\eta} D_\eta \quad (12)$$

$$D = \frac{1}{x_\xi} u_\xi + \frac{1}{y_\eta} v_\eta \quad (13)$$

$$\theta_\xi + \frac{u}{x_\xi} \theta_\xi + \frac{v}{y_\eta} \theta_\eta = \frac{1}{RePr} \left(\frac{1}{x_\xi^2} \theta_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} \theta_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} \theta_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} \theta_\eta \right) \quad (14)$$

[illegible]

Fig. 2. Grid system

2. 2. 対流項の差分化について

レイノルズ数の高い領域での流れ場の数値計算では対流項の取り扱いが重要であり、その離散化には風上差分が用いられることが多い。本研究では河村の三次精度風上差分を採用した。

対流項を差分化する方法でまず考えられるのは中心差分であるが、中心差分を用いると離散化方程式の対流項が数値誤差を増幅する不安定性⁽¹¹⁾を持つことになる。この不安定性より粘性項の安定性がまさる場合には、全体として離散化方程式は数値誤差に対して安定であるが、流速が大きくなり、セルレイノルズ数が大きくなると、対流項の不安定性を粘性項の安定性が補いきれなくなり、離散化方程式は不安定となる⁽¹⁰⁾。また、ある種の境界条件のもとでは、セルレイノルズ数が2を越えると、差分方程式自体が特異性を示し、解は空間的に振動したものとなる⁽¹²⁾。この中心差分による不安定性を取り除くために考えられたのが風上差分である。初期の風上差分は一次精度風上差分と呼ばれ安定な解を得ることに成功したが、先導誤差に2階の微係数を含んでいるため得られた解には数値粘性⁽¹⁰⁾による誤差が含まれる。つまり2階の微係数を含む先導誤差は計算の中では物理的な粘性係数と同様の効果を持つため安定性に役立つのであるが、得られる解は実際よりも大きな粘性効果を受けたものになる。中心差分が持つ不安定性と一次風上差分の持つ数値粘性の問題を同時に解決するのが三次精度風上差分である。三次精度風上差分は先導誤差が4階の微分係数を含みこの項の粘性効果⁽¹³⁾により計算の安定化をはかるものである。

三次精度風上差分としては河村の方法⁽¹⁴⁾とLeonardの方法⁽¹¹⁾ (QUICK法)がよく用いられている。本研究にいずれの方法がより適切であるかの判定は実際に適用して比較しないとできないと思われる。しかし、河村の方法により解かれた円柱回りの流れ⁽¹⁴⁾とバックステップ流れ⁽¹⁵⁾が実験結果とよく一致しており、この二つの流れが渦の発生と渦と壁面との干渉という点で本研究で扱う流れと類似していることを考慮して河村の方法を採用することにした。

河村の方法による対流項の差分化は

$$\left(f \frac{\partial u}{\partial \xi}\right)_i = \frac{f_i(-u_{i+2} + 8(u_{i+1} - u_{i-1}) + u_{i-2})}{12\Delta\xi} + \frac{f_i(u_{i+2} - 4u_{i+1} + 6u_i - 4u_{i-1} + u_{i-2})}{4\Delta\xi} \quad (15)$$

のように行われる。この方法では、壁面に隣接する格子点では $i+2$ あるいは $i-2$ の格子点が壁の内部になるため、この点での速度を別途定めてやらねばならない。本研究では、壁内部の格子点を定義する代わりに、壁面に隣接する格子点での対流項の差分化には次式に示す片側4点3次精度差分を用いる。

$$\left(\frac{\partial u}{\partial \xi}\right)_i = \frac{\mp 2u_{i+1} \mp 3u_i \pm 6u_{i+1} \mp u_{i+2}}{6\Delta\xi} + O[(\Delta\xi)^3] \quad (16)$$

2. 3. 周期境界条件

本研究で考えるような流路形状が流れ方向に周期的に変化する場合には、十分下流の領域で速度場と温度場がともに周期的に変化するようになると考えられる。すなわち速度を v で表すと流路形状変化の周期を L とにおいて

$$v(x) = v(x + nL) \quad (17)$$

が成立すると予測できる。ただし n は整数で周期境界条件が成立するピッチ数を表す。 n がいくらかになるかは実験により定めるか、あるいは n を変えた計算を行い推定することになる。本研究では、まず $n=1$ とした計算によりパラメータを変えた計算を系統的に行い、その後 n の影響を考察することにする。

温度 θ と圧力 p については次のように平均値とそれからの偏差 $\hat{\theta}$, \hat{p} に分けて考える。

$$\theta = \gamma x + \hat{\theta} \quad (18)$$

$$p = -\beta x + \hat{p} \quad (19)$$

ここで γ は平均温度勾配、 β は平均圧力勾配であり x は流れ方向の位置座標である。

このようにすると $\hat{\theta}$ と \hat{p} について周期境界条件を適用して

$$\hat{\theta}(x) = \hat{\theta}(x + nL) \quad (20)$$

$$\hat{p}(x) = \hat{p}(x + nL) \quad (21)$$

とすることができる。

基礎方程式に式(18), (19)を代入すると基礎方程式は次のようになる。

$$u_i + \frac{u}{x_\xi^2} u_\xi + \frac{v}{y_\eta} u_\eta = \beta - \frac{1}{x_\xi^2} \hat{p}_\xi + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} u_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} u_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} u_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} u_\eta \right) \quad (22)$$

$$v_i + \frac{u}{x_\xi^2} v_\xi + \frac{v}{y_\eta} v_\eta = -\frac{1}{y_\eta} \hat{p}_\eta + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} v_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} v_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} v_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} v_\eta \right) \quad (23)$$

$$\frac{1}{x_\xi^2} \hat{p}_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} \hat{p}_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} \hat{p}_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} \hat{p}_\eta = - \left(\frac{1}{x_\xi^2} u_\xi^2 + \frac{1}{y_\eta^2} v_\eta^2 + \frac{2}{x_\xi y_\eta} v_\xi u_\eta \right) + R \quad (24)$$

$$R = -\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi^2} D_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} D_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} D_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} D_\eta \right) - \frac{u}{x_\xi} D_\xi - \frac{v}{y_\eta} D_\eta \quad (25)$$

$$D = \frac{1}{x_\xi} u_\xi + \frac{1}{y_\eta} v_\eta \quad (26)$$

$$\hat{\theta}_t + u\gamma + \frac{u}{x_\xi} \hat{\theta}_\xi + \frac{v}{y_\eta} \hat{\theta}_\eta = \frac{1}{RePr} \left(\frac{1}{x_\xi^2} \hat{\theta}_{\xi\xi} + \frac{1}{y_\eta^2} \hat{\theta}_{\eta\eta} - \frac{x_{\xi\xi}}{x_\xi^3} \hat{\theta}_\xi - \frac{y_{\eta\eta}}{y_\eta^3} \hat{\theta}_\eta \right) \quad (27)$$

以下ではここで求めた式 (22) - (27) を用いて計算を行う.

2. 4. 壁面での境界条件

速度の境界条件として壁面で滑りなし条件を用いる。すなわち壁面において

$$u = 0, \quad v = 0 \quad (28)$$

温度の境界条件は、流路下側壁面を等熱流束加熱壁とし、その他の壁面は断熱とする。等熱流束加熱壁の境界条件は次のようにして求めることができる。まず x 方向に垂直な壁面では

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{d\bar{x}}{dx} \frac{\partial}{\partial \bar{x}} \left(\frac{\bar{\theta} - \theta_i}{q_w D / k} \right) \\ &= D \frac{1}{q_w D} k \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \bar{x}} \\ &= D \frac{1}{q_w D} (-q_w) \\ &= -1 \end{aligned} \quad (29)$$

である。また

$$\begin{aligned} \frac{\partial \theta}{\partial x} &= \frac{\partial}{\partial x} (\gamma x + \hat{\theta}) \\ &= \gamma + \frac{1}{x_\xi} \hat{\theta}_\xi \end{aligned} \quad (30)$$

であるから、式 (29)、(30) を等置すると等熱流束加熱壁境界条件は

$$\gamma + \frac{1}{x_\xi} \hat{\theta}_\xi = -1 \quad (31)$$

となる。 y 方向に垂直な壁面では式 (30) の偏微分の際に γ の項が消えるので

$$\frac{1}{y_\eta} \hat{\theta}_\eta = -1 \quad (32)$$

となる。また断熱壁境界条件は $q_w = 0$ であるので、 x 方向に垂直な壁面で

$$\gamma + \frac{1}{x_\xi} \hat{\theta}_\xi = 0 \quad (33)$$

y方向に垂直な壁面で

$$\frac{1}{y_\eta} \hat{\theta}_\eta = 0 \quad (34)$$

となる.

壁面における圧力の境界条件は, ナビエストークス方程式に壁面での滑りなし条件と連続の式を考慮して得られる. すなわち $\xi = \text{一定}$ の面で考えると, 滑りなし条件から

$$u = v = u_\eta = u_{\eta\eta} = v_\eta = 0 \quad (35)$$

また連続の式より

$$u_\xi = 0 \quad (36)$$

これらの関係をナビエストークス方程式の u 成分の式に代入して, 圧力の境界条件として

$$\hat{p}_\xi - \beta x_\xi = \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi} u_{\xi\xi} \right) \quad (37)$$

が得られる. 同様に $\eta = \text{一定}$ の面では

$$\hat{p}_\eta = \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{y_\eta} v_{\eta\eta} \right) \quad (38)$$

となる.

2. 5. 方程式の解法

解を求める手順は次のようである。まず、それまでに計算された時刻 n の速度場と平均圧力勾配の推定値を用いて圧力の式 (2.4) から時刻 $n+1$ での圧力分布を求める。得られた圧力分布をナビエーストークスの式に代入して時刻 $n+1$ の速度分布を求める。ここで求められた速度分布が設定された流量の値を満たすように平均圧力勾配の値を後に述べる割線法により変更する。更新された平均圧力勾配の推定値を用いて時刻 $n+1$ の圧力分布と速度分布の計算を再度行う。これを設定された流量を満たす平均圧力勾配が得られるまで繰り返す。平均圧力勾配が求まれば、時刻 $n+1$ の速度分布を用いて時刻 $n+1$ での温度分布をエネルギー方程式 (2.7) から計算する。これを必要な時間ステップにわたって繰り返し行う。ナビエーストークス方程式とエネルギー方程式の時間積分は陰解法により行う。

2. 6. 方程式の離散化

以上の準備のもとに方程式を離散化する。まず、ナビエーストックス方程式については、時間微分項には後退差分近似を用い

$$u_t = \frac{u^{n+1} - u^n}{\Delta t} \quad (3.9)$$

とする。対流項は

$$u^{n+1} u_x^{n+1} \approx u^n u_x^{n+1} \quad (4.0)$$

のように線形化した後、河村の三次精度風上差分により離散化する。ただし壁面に隣接する格子点では片側四点三次精度差分を用いる。そのほかの空間微分項は中心差分により離散化する。

エネルギー方程式の離散化はナビエーストックス方程式の離散化と同様に時間微分項に後退差分、対流項に河村の三次精度風上差分、そのほかの空間微分項に中心差分を用いて行う。

圧力方程式の離散化では発散項の時間微分は前進差分近似とし、さらに時刻 $n+1$ での発散項をゼロとして

$$\frac{\partial D}{\partial t} \approx -\frac{D^n}{\Delta t} \quad (4.1)$$

と近似する。他の項はすべて中心差分を用いる。

以上により求められた離散化方程式は次のようになる。

$$\begin{aligned} & a_1 u_{i+2,j}^{n+1} + a_2 u_{i+1,j}^{n+1} + a_3 u_{i,j}^{n+1} + a_4 u_{i-1,j}^{n+1} + a_5 u_{i-2,j}^{n+1} \\ & + a_6 u_{i,j+2}^{n+1} + a_7 u_{i,j+1}^{n+1} + a_8 u_{i,j}^{n+1} + a_9 u_{i,j-1}^{n+1} + a_{10} (p_{i+1,j}^{n+1} - p_{i-1,j}^{n+1}) - u_{i,j}^n = 0 \end{aligned} \quad (4.2)$$

$$\begin{aligned} & a_1 v_{i+2,j}^{n+1} + a_2 v_{i+1,j}^{n+1} + a_3 v_{i,j}^{n+1} + a_4 v_{i-1,j}^{n+1} + a_5 v_{i-2,j}^{n+1} \\ & + a_6 v_{i,j+2}^{n+1} + a_7 v_{i,j+1}^{n+1} + a_8 v_{i,j}^{n+1} + a_9 v_{i,j-1}^{n+1} + a_{10} (p_{i+1,j}^{n+1} - p_{i-1,j}^{n+1}) - v_{i,j}^n = 0 \end{aligned} \quad (4.3)$$

$$\begin{aligned} & a_1 \theta_{i+2,j}^{n+1} + a_2 \theta_{i+1,j}^{n+1} + a_3 \theta_{i,j}^{n+1} + a_4 \theta_{i-1,j}^{n+1} + a_5 \theta_{i-2,j}^{n+1} \\ & + a_6 \theta_{i,j+2}^{n+1} + a_7 \theta_{i,j+1}^{n+1} + a_8 \theta_{i,j}^{n+1} + a_9 \theta_{i,j-1}^{n+1} - \theta_{i,j}^n = 0 \end{aligned} \quad (4.4)$$

$$b_1 p_{i+1,j}^{n+1} + b_2 p_{i-1,j}^{n+1} + b_3 p_{i,j}^{n+1} + b_4 p_{i,j-1}^{n+1} + b_5 p_{i,j+1}^{n+1} + S_{i,j} = 0 \quad (45)$$

ここで各係数の値は次のように計算される.

$$a_1 = \Delta t \left(-\frac{f_{i,j}}{12\Delta\xi} + \frac{|f_{i,j}|}{4\Delta\xi} \right)$$

$$a_2 = \Delta t \left(\frac{2f_{i,j}}{3\Delta\xi} - \frac{|f_{i,j}|}{\Delta\xi} - \frac{1}{\text{Re}x_\xi^2(\Delta\xi)^2} + \frac{x_{\xi\xi}}{2\text{Re}x_\xi^3\Delta\xi} \right)$$

$$a_3 = \Delta t \left(-\frac{2f_{i,j}}{3\Delta\xi} - \frac{|f_{i,j}|}{\Delta\xi} - \frac{1}{\text{Re}x_\xi^2(\Delta\xi)^2} - \frac{x_{\xi\xi}}{2\text{Re}x_\xi^3\Delta\xi} \right)$$

$$a_4 = \Delta t \left(\frac{f_{i,j}}{12\Delta\xi} + \frac{|f_{i,j}|}{4\Delta\xi} \right)$$

$$a_5 = 1 + \Delta t \left(\frac{3|f_{i,j}|}{2\Delta\xi} + \frac{3|g_{i,j}|}{2\Delta\xi} + \frac{2}{\text{Re}x_\xi^2(\Delta\xi)^2} + \frac{2}{\text{Re}y_\eta^2(\Delta\eta)^2} \right)$$

$$a_6 = \Delta t \left(-\frac{g_{i,j}}{12\Delta\eta} + \frac{|g_{i,j}|}{4\Delta\eta} \right)$$

$$a_7 = \Delta t \left(\frac{2g_{i,j}}{3\Delta\eta} - \frac{|g_{i,j}|}{\Delta\eta} - \frac{1}{\text{Re}y_\eta^2(\Delta\eta)^2} + \frac{y_{\eta\eta}}{2\text{Re}y_\eta^3\Delta\eta} \right)$$

$$a_8 = \Delta t \left(-\frac{2g_{i,j}}{3\Delta\eta} - \frac{|g_{i,j}|}{\Delta\eta} - \frac{1}{\text{Re}y_\eta^2(\Delta\eta)^2} - \frac{y_{\eta\eta}}{2\text{Re}y_\eta^3\Delta\eta} \right)$$

$$a_9 = \Delta t \left(\frac{g_{i,j}}{12\Delta\eta} + \frac{|g_{i,j}|}{4\Delta\eta} \right)$$

$$a_{10} = \frac{\Delta t}{y_\eta \Delta\eta}$$

$$f_{i,j} = \frac{u_{i,j}}{x_\xi}$$

$$g_{i,j} = \frac{v_{i,j}}{y_\eta}$$

$$b_1 = -\frac{1}{x_\xi^2(\Delta\xi)^2} + \frac{x_{\xi\xi}}{2x_\xi^3\Delta\xi}$$

$$b_2 = -\frac{1}{x_\xi^2(\Delta\xi)^2} - \frac{x_{\xi\xi}}{2x_\xi^3\Delta\xi}$$

$$b_3 = \frac{1}{x_\xi^2(\Delta\xi)^2} + \frac{1}{y_\eta^2(\Delta\eta)^2}$$

$$b_4 = -\frac{1}{y_\eta^2(\Delta\eta)^2} - \frac{y_{\eta\eta}}{2y_\eta^3\Delta\eta}$$

$$\begin{aligned}
b_s &= -\frac{1}{y_\eta^2 (\Delta\eta)^2} + \frac{y_{\eta\eta}}{2y_\eta^3 \Delta\eta} \\
S_{ij} &= -2 \left(\frac{v_{i+1,j}^n - v_{i-1,j}^n}{2x_\xi \Delta\xi} \right) \left(\frac{u_{i,j+1}^n - u_{i,j-1}^n}{2y_\eta \Delta\eta} \right) - \left(\frac{u_{i+1,j}^n - u_{i-1,j}^n}{2x_\xi \Delta\xi} \right) \left(\frac{v_{i,j+1}^n - v_{i,j-1}^n}{2y_\eta \Delta\eta} \right) + \frac{D_{i,j}^n}{\Delta t} \\
&+ \frac{1}{Re} \left(\frac{D_{i+1,j}^n + D_{i-1,j}^n - 2D_{i,j}^n}{x_\xi^2 (\Delta\xi)^2} + \frac{D_{i,j+1}^n + D_{i,j-1}^n - 2D_{i,j}^n}{y_\eta^2 (\Delta\eta)^2} \right) \\
&+ \frac{1}{Re} \left(-\frac{x_{\xi\xi} (D_{i+1,j}^n - D_{i-1,j}^n)}{2x_\xi^3 \Delta\xi} - \frac{y_{\eta\eta} (D_{i,j+1}^n - D_{i,j-1}^n)}{2y_\eta^3 \Delta\eta} \right) \\
&- \frac{u_{i,j} (D_{i+1,j}^n - D_{i-1,j}^n)}{2x_\xi \Delta\xi} - \frac{v_{i,j} (D_{i,j+1}^n - D_{i,j-1}^n)}{2y_\eta \Delta\eta}
\end{aligned}$$

圧力の境界条件の離散化は次のように行う。壁面での圧力の境界条件を再記すると

$$\hat{p}_\xi - \beta x_\xi = \frac{1}{Re} \left(\frac{1}{x_\xi} u_{\xi\xi} \right) \quad (37)$$

である。これを離散化するのに壁面での u のテイラー展開と滑りなし条件を用いる。すなわち添字 w で壁面を示すことにすると

$$u_{w+1} = u_w + \left(\frac{\partial u}{\partial \xi} \right)_w \Delta\xi + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right)_w (\Delta\xi)^2 + O[(\Delta\xi)^3] \quad (46)$$

右辺第一項と第二項は滑りなし条件から消え

$$u_{w+1} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right)_w (\Delta\xi)^2 + O[(\Delta\xi)^3] \quad (47)$$

となる。これより

$$\left(\frac{\partial^2 u}{\partial \xi^2} \right)_w = \frac{2u_{w+1}}{(\Delta\xi)^2} + O(\Delta\xi) \quad (48)$$

が得られる。さらに

$$\hat{p}_\xi = \frac{\hat{p}_{w+1} - \hat{p}_w}{\Delta\xi} + O(\Delta\xi) \quad (49)$$

と離散化して、式(48)、式(49)を式(37)に代入すると圧力の境界条件の離散化式として

$$\hat{p}_w = \hat{p}_{w+1} - \frac{2u_{w+1}}{Re x_i \Delta \xi} - \beta x_i \quad (50)$$

が得られる。

壁面における温度の境界条件はxに垂直な面では境界条件の式に現れる温度の一階微分を片側差分

$$\hat{\theta}_i = \frac{\hat{\theta}_{w+1} - \hat{\theta}_w}{\Delta \xi} + O(\Delta \xi) \quad (51)$$

で近似し、式(31)に代入することにより等熱流束加熱壁境界条件として

$$\hat{\theta}_w = \hat{\theta}_{w+1} + (1 + \gamma) x_i \Delta \xi \quad (52)$$

また、式(33)に代入することにより断熱壁境界条件として

$$\hat{\theta}_w = \hat{\theta}_{w+1} + \gamma x_i \Delta \xi \quad (53)$$

を得る。同様にyに垂直な面では $\gamma=0$ とにおいて等熱流束加熱壁で

$$\hat{\theta}_w = \hat{\theta}_{w+1} + y_i \Delta \eta \quad (54)$$

断熱壁境界条件として

$$\hat{\theta}_w = \hat{\theta}_{w+1} \quad (55)$$

が得られる。以上のようにして求めた壁面での境界条件の離散化式を、壁面に隣接する格子点での値を求める各離散化方程式に代入することにより境界条件を計算に取り込む。例えば、 $y=$ 一定の壁面に隣接する格子点での圧力離散化方程式は次のようになる。

$$b_1 p_{w+2,j}^{n+1} + (b_2 + b_3) p_{w+1,j}^{n+1} + b_4 p_{w+1,j-1}^{n+1} + b_5 p_{w+1,j+1}^{n+1} + S_{w+1,j} - b_2 \left(\frac{2u_{w+1,j}}{Re x_i \Delta \xi} + \beta x_i \right) = 0 \quad (56)$$

2. 7. 平均圧力勾配の決定方法

本研究では圧力を平均圧力とそれからの偏差として式(19)のように表し、偏差圧力を圧力の差分方程式(45)より計算する。この際、平均圧力勾配は各時間ステップにおいて流量が規定値になるように繰り返し計算により求めることを既に述べたが、ここでその具体的な方法を述べる。いま時刻 n において速度場が求められているとする。平均圧力勾配に適当な推定値(実際には時刻 n における速度場を計算する際に用いた値)を使って式(45)から新しい圧力分布を計算する。この新しい圧力分布と平均圧力勾配の推定値を式(42), (43)に代入して時刻 $n+1$ の速度場を計算する。計算された速度場の流量を計算領域の入り口断面において次式により計算する。

$$Q = \sum 0.5(u_{i,j} + u_{i,j+1})(y_{j+1} - y_j) \quad (57)$$

この流量 Q と流量の規定値 Q_0 との差 $R=Q-Q_0$ が平均圧力勾配の関数であると考えて割線法(secant method)⁽¹⁶⁾により $R=0$ となるように平均圧力勾配を決定する。すなわち割線法の繰り返し回数を k であらわすと $k=1, 2, \dots$ に対して

$$\beta_{k+1} = \beta_k + \Delta\beta_k \quad (58)$$

$$\Delta\beta_k = -R(\beta_k) \frac{\beta_k - \beta_{k-1}}{R(\beta_k) - R(\beta_{k-1})} \quad (59)$$

により平均圧力勾配の値を修正して上記の圧力分布、速度分布および流量の計算を繰り返す。この繰り返し計算の収束条件は平均圧力勾配の修正量あるいは R がある値以下になるものとする。すなわち

$$\left| \frac{\beta_k - \beta_{k-1}}{\beta_{k-1}} \right| < \text{epsi6} \quad (60)$$

$$|R(\beta_k)| < \text{epsiR} \quad (61)$$

のいずれかを満たせば収束したものとする。epsi6, epsiRの値は全ての計算において

$$\epsilon_{\text{Si6}} = 0.1 \times 10^{-4}$$

$$\epsilon_{\text{SiR}} = 0.1 \times 10^{-5}$$

としている。

$$(62)$$

$$(63)$$

である。ここで、 ϵ_{Si6} は定数項、 ϵ_{SiR} は変数項である。式 (62) と式 (63) の関係式を整理すると

$$(64)$$

$$(65)$$

$$(66)$$

$$(67)$$

2. 8. 平均温度勾配

平均温度勾配は供給熱量と流入流出のエンタルピー差が等しいことから次のようにして求める。有次元で考えると

$$\tilde{\gamma} = \frac{q_w}{\dot{m}c_p} \quad (6.2)$$

$$\bar{\theta} = \tilde{\gamma}\bar{x} + \hat{\theta} \quad (6.3)$$

である。ここで \dot{m} は質量流量、 c_p は定圧比熱である。式 (6.3) を式 (6) に従って無次元化すると

$$\theta = \frac{k}{\dot{m}c_p}x + \hat{\theta} \quad (6.4)$$

となるが

$$\gamma = \frac{k}{\dot{m}c_p} \quad (6.5)$$

と定義すれば

$$\theta = \gamma x + \hat{\theta} \quad (6.6)$$

となる。さらに

$$\dot{m} = \rho u_0 D$$

$$Re = \frac{u_0 H}{\nu}$$

$$Pr = \frac{\rho \nu c_p}{k}$$

の関係を用いて式 (6.5) を書き直せば

$$\gamma = \frac{1}{Re Pr (D/H)} \quad (6.7)$$

となる。

2. 9. 離散化方程式の繰り返し計算と収束条件

2. 6 節で求めた離散化方程式 (4.2) ~ (4.4) はすべてガウスザイデル法, 離散化方程式 (4.5) はヤコビ法で解いた. その際の収束条件は次のように設定した. k をガウスザイデル法およびヤコビ法の繰り返し回数として

速度の計算では

$$\left| \frac{u^{k+1} - u^k}{u^k} \right| < \text{epsi2} \quad (6.8)$$

圧力の計算では

$$|p^{k+1} - p^k| < \text{epsi4} \quad (6.9)$$

あるいは

$$k < 50 \quad (7.0)$$

温度の計算では

$$\left| \frac{\theta^{k+1} - \theta^k}{\theta^k} \right| < \text{epsi9} \quad (7.1)$$

が満たされた場合に計算が収束したとする. すべての計算において

$$\text{epsi2} = 0.1 \times 10^{-6}$$

$$\text{epsi4} = 0.1 \times 10^{-4}$$

$$\text{epsi9} = 0.1 \times 10^{-6}$$

としている.

なお, 圧力の周期境界条件は繰り返し計算の過程で取り入れている. まずヤコビ法の k 回目の繰り返し計算で求められた流出断面の一つ上流側の格子点の偏差圧力で流入断面の一つ上流側の格子点の偏差圧力を置き換える. 同様に流入断面の格子点の偏差圧力で流出断面の格子点の偏差圧力を置き換える. このようにして置き換えられた流入流出断面の一つ外側の格子点での圧力の値を境界条件としてヤコビ法の $k+1$ 回目の繰り返し計算を行うことにより圧力の周期境界条件を計算に導入している.

2. 1 0. 促進体の角の取り扱いについて

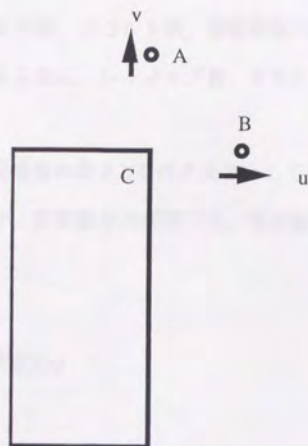


Fig. 3. 促進体の角のまわりの格子点配置

Fig.3に促進体の角のまわりの格子点の配置を示す。格子点Aにおける速度成分 v と、格子点Bにおける速度成分 u の計算における、壁面での圧力の取り扱いに注意が必要である。壁面圧力は壁面に隣接する格子点の圧力と、壁面に垂直方向の圧力勾配の形で与えられる壁面境界条件から決定するため、角Cでは2通りの壁面圧力が計算される。壁面に隣接する格子点での速度成分の計算には壁面の圧力が必要となるのであるが、格子点Aにおける速度成分 v の計算では格子点Aの圧力から計算される角Cの圧力を用い、格子点Bにおける速度成分 u を計算する際には、格子点Bでの圧力からとまる角Cの圧力を用いている。その他の取り扱いは他の格子点におけるものと同様である。

3. 計 算 結 果

3. 1. レイノルズ数, ヌセルト数, 摩擦係数の定義

計算結果の説明に入る前に, レイノルズ数, ヌセルト数, 摩擦係数の定義を行っておく.

数値計算の中では促進体の高さ H を代表長さとして式(7)で定義したレイノルズ数 Re を用いているが, 計算結果の説明では, 他の論文との比較の際の便利さを考えて相当直径 D_h

$$D_h = 2D \quad (7.2)$$

で定義したレイノルズ数 Red

$$Red = \frac{u_0 D_h}{\nu} \quad (7.3)$$

を用いる.

局所ヌセルト数 Nu は温度差にバルク温度 $\tilde{\theta}_b$ と壁面温度 $\tilde{\theta}_w$ の差, 代表長さに相当直径 D_h を用いて

$$Nu = \frac{q_w D_h}{k(\tilde{\theta}_w - \tilde{\theta}_b)} \quad (7.4)$$

と定義する. バルク温度 $\tilde{\theta}_b$ は

$$\tilde{\theta}_b = \frac{\int_{y_b}^{y_u} \tilde{\theta} |\bar{u}| dy}{\int_{y_b}^{y_u} |\bar{u}| dy} \quad (7.5)$$

である. ここで y_b は下側壁面の y 座標, y_u は上側壁面の y 座標である. さらに式(7.4)のバルク温度と壁面温度を式(6)で定義した無次元温度に置き換え整理すると

$$Nu = \frac{D_h}{H} \frac{1}{\theta_w - \theta_b} \quad (7.6)$$

となる。

また、面積平均ヌセルト数 Num と時間面積平均ヌセルト数 $Nuav$ を、それぞれ次のように定義する。

$$Num = \frac{1}{w} \int_0^w Nudx \quad (77)$$

$$Nuav = \frac{1}{T} \int_t^{t+T} Numdt \quad (78)$$

ここで、 w は促進体ピッチである。なお、 T は時間平均をとる時間間隔であるが、これについては後に述べる。

流れの流動抵抗を表すために次式で定義するダルシーの摩擦係数 λ を用いる。

$$\Delta\bar{p} = \lambda \frac{\Delta\bar{x}}{D_h} \frac{\rho u_0^2}{2} \quad (79)$$

ここで $\Delta\bar{p}$ は流路長さ $\Delta\bar{x}$ 間における圧力損失である。数値計算では圧力損失は平均圧力勾配 β でもとまるので、 β と λ の関係を求めておく。式 (6) の無次元化の定義と式 (19) の β の定義から

$$\beta = \frac{\Delta p}{\Delta x} = \frac{H}{\rho u_0^2} \frac{\Delta\bar{p}}{\Delta\bar{x}} \quad (80)$$

従って

$$\Delta\bar{p} = \frac{\rho u_0^2 \Delta\bar{x}}{H} \beta \quad (81)$$

これを式 (79) に代入して整理すると

$$\lambda = 2 \frac{D_h}{H} \beta \quad (82)$$

が得られる。

本研究で比較のために用いる発達した平行平滑平板間流れの摩擦係数とヌセルト数は

$$\lambda = \frac{96}{Red} \quad (83)$$

$$Nu = 5.385$$

(84)

である。この値の導出は付録1、付録2に示す。

3. 2. 計算条件

レイノルズ数 $Re=1000$ ，プラントル数 $Pr=0.7$ の場合についてTable 1 に示す促進体の間隔 L と促進体と壁面との隙間 S の値について計算を行った．促進体の厚さは全ての計算をとうして $B/H=0.2$ としている．

速度の初期条件は促進体上端から上側壁面までの領域に放物型の速度分布を与え，それ以外の領域の速度をゼロとしている．ただし，促進体が流路中央にある場合にのみ，促進体上端から上側壁面までの領域と，促進体下端から下側壁面までの領域にともに放物型の速度分布を与えている．圧力と温度の初期条件は全ての領域でゼロとしている．

計算に用いる格子点数は流路幅方向に $N=50$ とし，流れ方向の格子点数 M は促進体の間隔に応じてTable 1 に示すように変化させている．計算結果の格子点依存性については5章で詳しく述べる．

なお，本章で示す計算結果は周期境界条件を一ピッチで与えたものである．周期境界条件の与え方の影響に関しては5章で詳しく述べる．

Table 1. Values of parameters and number of grid point

Case	Distance between promoter and wall S/H	Distance between promoters L/H	Number of grid point $M \times N$
1	0.0	10	40 x 50
2	0.5	10	40 x 50
3	1.0	10	40 x 50
4	1.5	10	40 x 50
5	2.0	10	40 x 50
6	2.5	10	40 x 50
7	3.0	10	40 x 50
8	1.5	3	22 x 50
9	1.5	5	26 x 50
10	1.5	7	34 x 50
11	1.5	8	36 x 50
12	1.5	9	38 x 50
13	1.5	11	44 x 50
14	1.5	12	46 x 50
15	1.5	13	46 x 50

3. 3. 非定常性と伝熱促進

面積平均ヌセルト数 Num と摩擦係数 λ の時間変化をFig.4, Fig.5に示す。 $S/H=0$ で $L/H=10$, $S/H=1.5$ で $L/H=3$, $S/H=1.5$ で $L/H=5$ の三つについて、摩擦係数と面積平均ヌセルト数は計算時間が進むにつれて一定値に収束し、解が定常であることを示している。それに対し、その他の場合には摩擦係数と面積平均ヌセルト数の時間変化は収束せずいつまでも変動を続ける。この変動の型は二つあり、一つは $S/H=1$, $L/H=10$ に見られるような周期的な変動、他の一つは $S/H=2.5$, $L/H=10$ に見られるような不規則な変動である。すなわち、促進体と壁面の間に隙間があり、促進体同士の間隔が促進体高さの約7倍以上であると、流れ場が時間変動を示し、それに応じて熱移動も時間的に変化することが分かる。

以下の議論では時間平均値を用いるが、これは定常な周期解が得られる場合には、一周期にわたる平均を用い、不規則な変化が持続する場合には十分時間が経過した後の無次元時間で400にわたる平均値とする。

Fig.6に $L/H=10$, $S/H=1.0$ の場合の速度場の時間変化を示す。図中に示したITIMEは計算ステップ数であり時間に対応している。促進体のすぐ下流で生じた渦がその大きさを成長させながら下流に流されていく。渦は促進体から離れ大きくなると逆流部分が流路壁面まで及ぶようになり、下流側の促進体に到達すると消滅する。促進体と流路壁面との隙間を通して計算領域に流れ込む流量は周期的に変化しており、渦が下流側の促進体近くにある場合に隙間への流れ込みが減少し、渦が促進体の中間位置にある場合に隙間への流れ込みが多くなっている。隙間に流れ込んだ流体は隙間を通り過ぎた後、渦の右回りの運動により主流側に向かう流れとなる。渦の前方では渦の右回りの運動が主流を壁面に運び込む流れを作り出している。主流は渦の動きにつれて穏やかな蛇行をしている。

Fig.7にこの場合の温度分布を等温線図で示す。これ以後の等温線図の等温線の間隔は、計算領域内の最大温度と最小温度の差の1/30である。この図より加熱壁面近くで等温線が密集し高温部分が壁面近くに集中しており、主流部分では等温線の

間隔が広く温度の変化が少ない領域が多いのが見て取れる。

Fig.6 の速度場と重ねあわせてみると、渦の後方での壁面から主流に向かう流れにより壁面で加熱された流体が主流側に放出され、渦の前方での主流から壁面に向かう流れにより主流の低温流体が壁面近くに運び込まれているのがわかる。また、渦の中心の周囲は温度変化が少なく、渦の下側に低温流体が回り込んでいるのが分かる。

Fig.8 にこの場合の局所ヌセルト数 Nu を平滑板流路での値 Nuf との比で示す。図中の横座標 x/W は、上流側促進体の左側面を原点として測定した流れ方向の位置座標であり、促進体のピッチ W で無次元化している。どの位置においても Nu は Nuf より高い値を示し、ある一点に注目すれば時間的に周期変化をしている。特に促進体の近くではヌセルト数は大きく平滑板流路の約5倍の値を示している。

ITIME=83300における局所ヌセルト数、速度場、温度場を比べてみると、促進体近くでヌセルト数が高い値を示しているときには促進体と壁面との隙間を流れる流量は少ないが、温度分布をみると、主流の低温流体が促進体が位置する壁面近くに運び込まれており、ここに運び込まれた低温流体により壁面が冷却されていると考えられる。また、ITIME=83600で顕著であるが、渦の下側にあたる位置にヌセルト数のピークが見られる。これは、先に述べた渦の下側への低温流体の巻き込みに対応していると考えられる。

以上のように、促進体が壁面から離れて設置されると流れが非定常となりヌセルト数が平滑板流路に比べて増大することが分かった。次の3.4節、3.5節でヌセルト数の増大に対し、隙間と促進体の間隔がどのような影響を持つかを述べる。また、ヌセルト数が平滑板流路に比べて増大する理由は、渦及び渦により誘起される主流の変動により主流部の温度場が均一化されたぶん壁面温度が全体的に低下することと、壁面に向かう流れにより主流の低温流体が壁面近くに運び込まれることの二点であると考えられるが、これについては7章であらためて考察する。

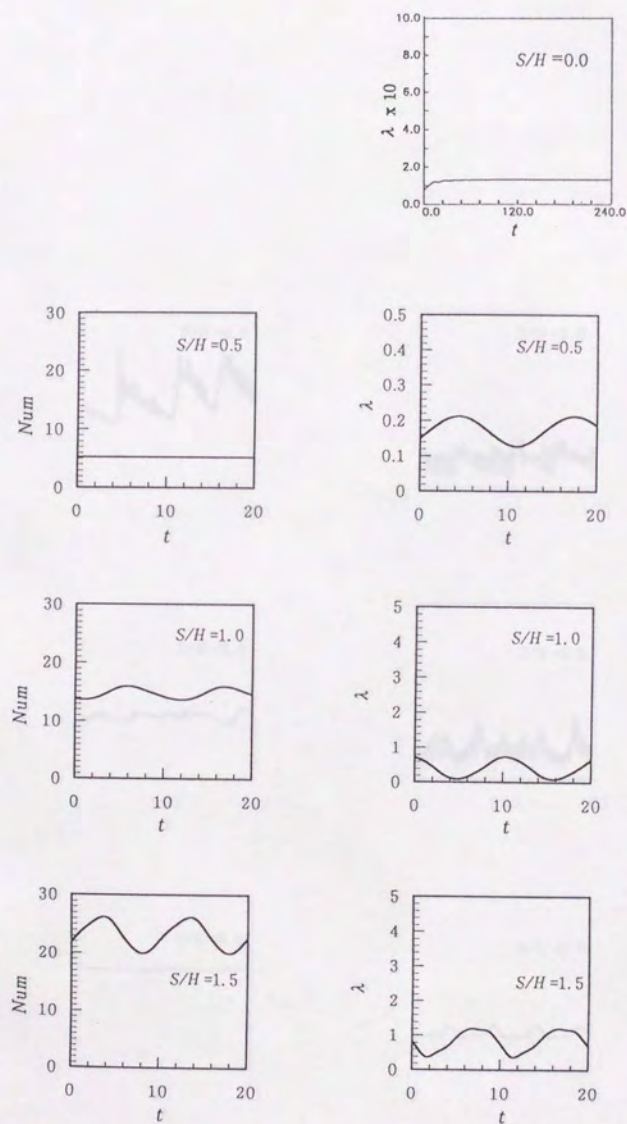


Fig. 4. Comparison of Nusselt number (left) and friction factor (right) for $L/H=10$ under different S/H

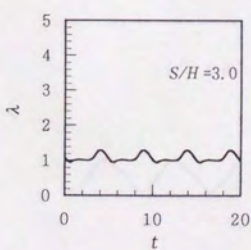
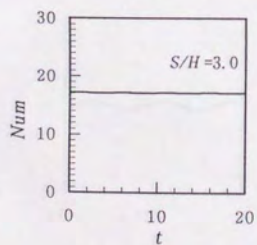
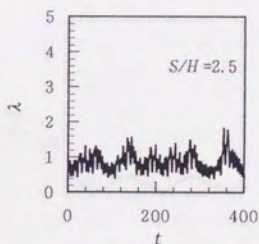
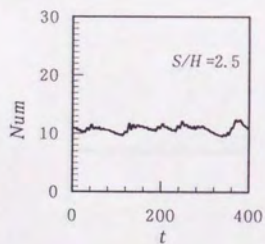
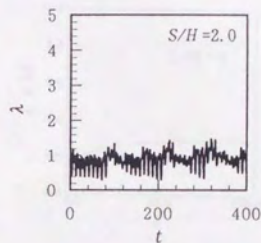
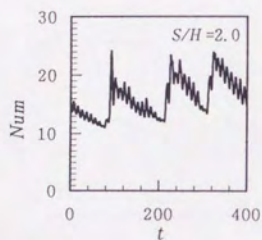


Fig. 4. - continued

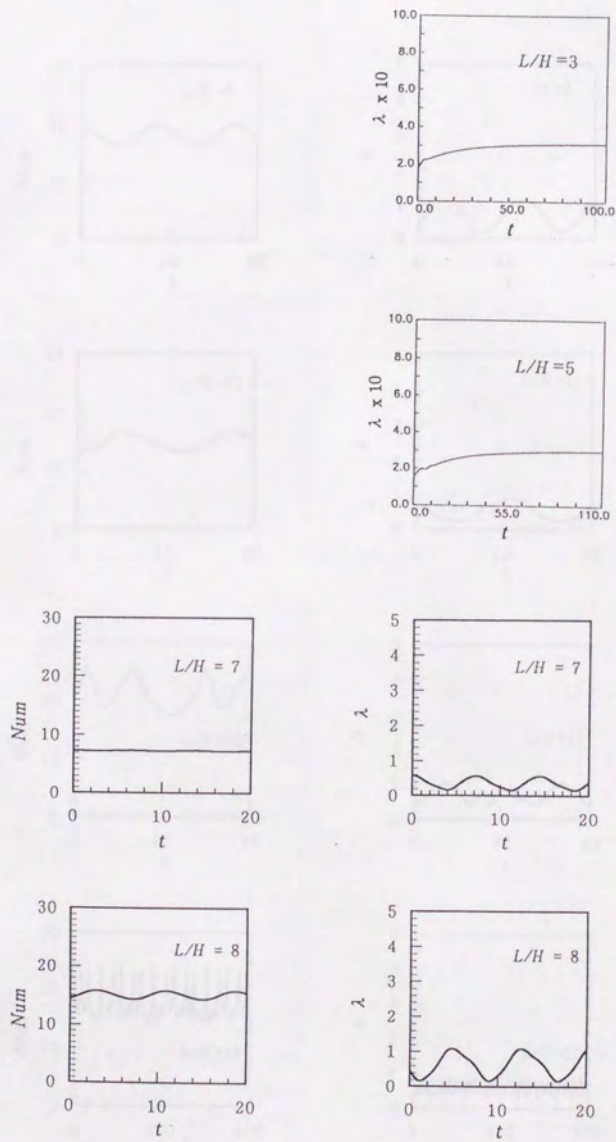


Fig. 5. Comparison of Nusselt number (left) and friction factor (right) for $S/H=1.5$ under different L/H

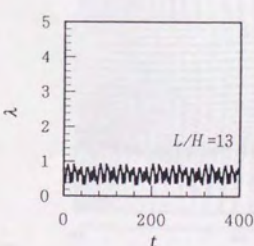
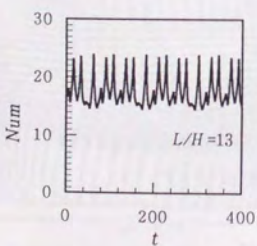
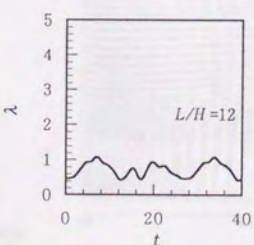
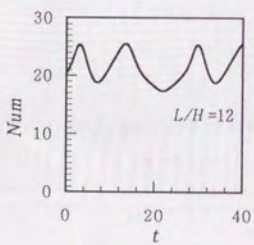
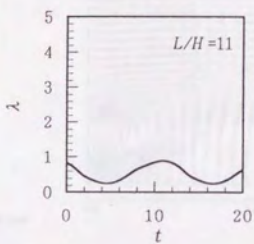
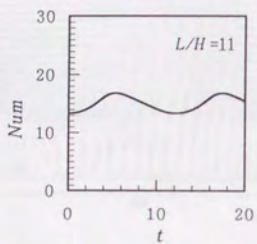
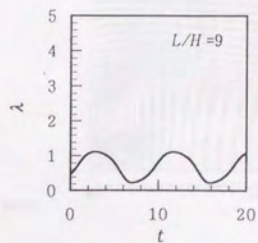
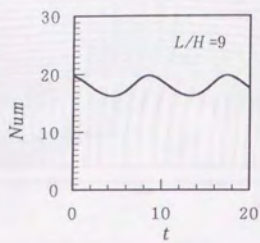


Fig. 5. - continued

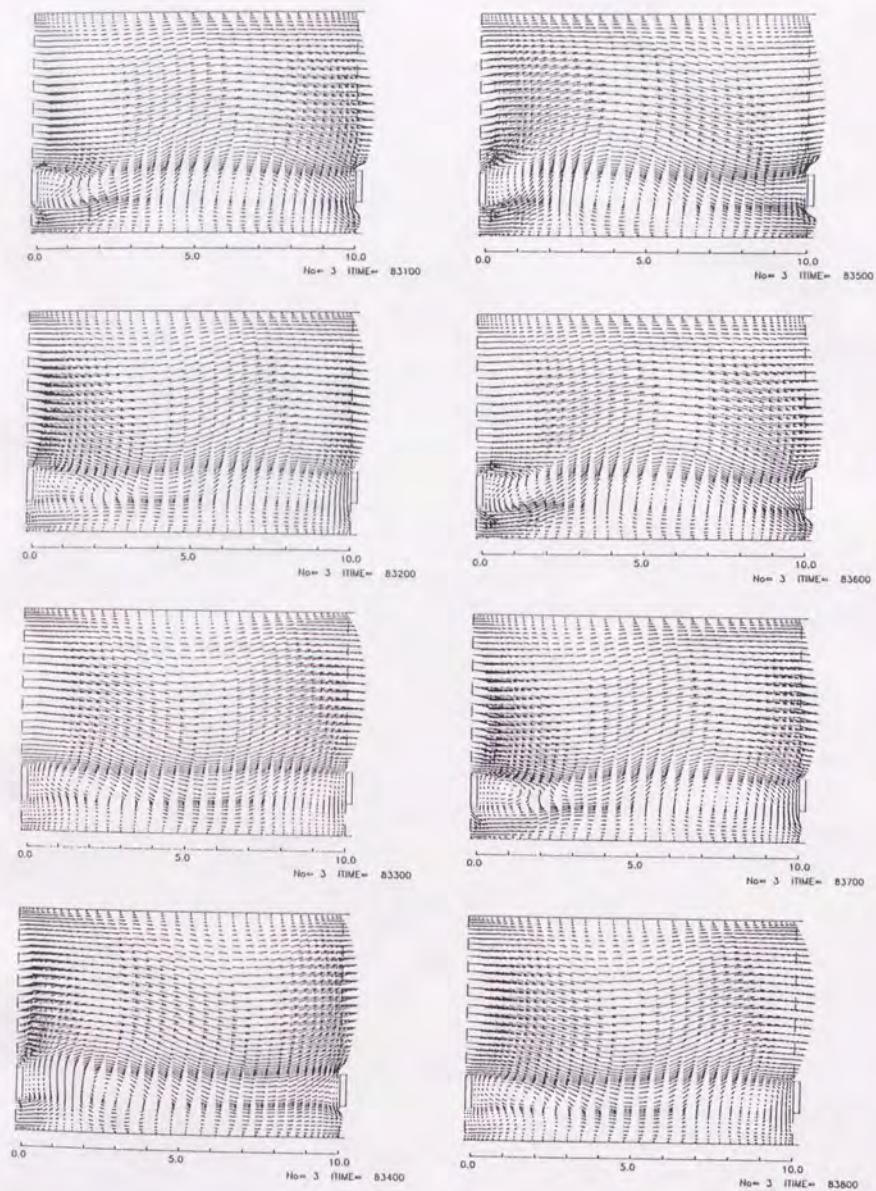


Fig. 6. Flow patterns for $S/H=1.0$ and $L/H=10$

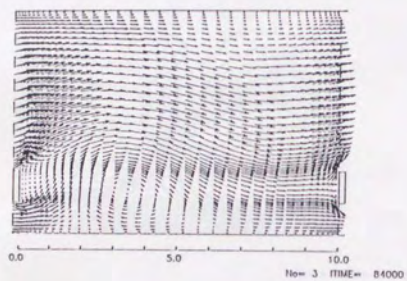
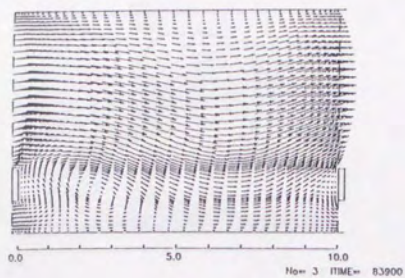


Fig. 6. - continued

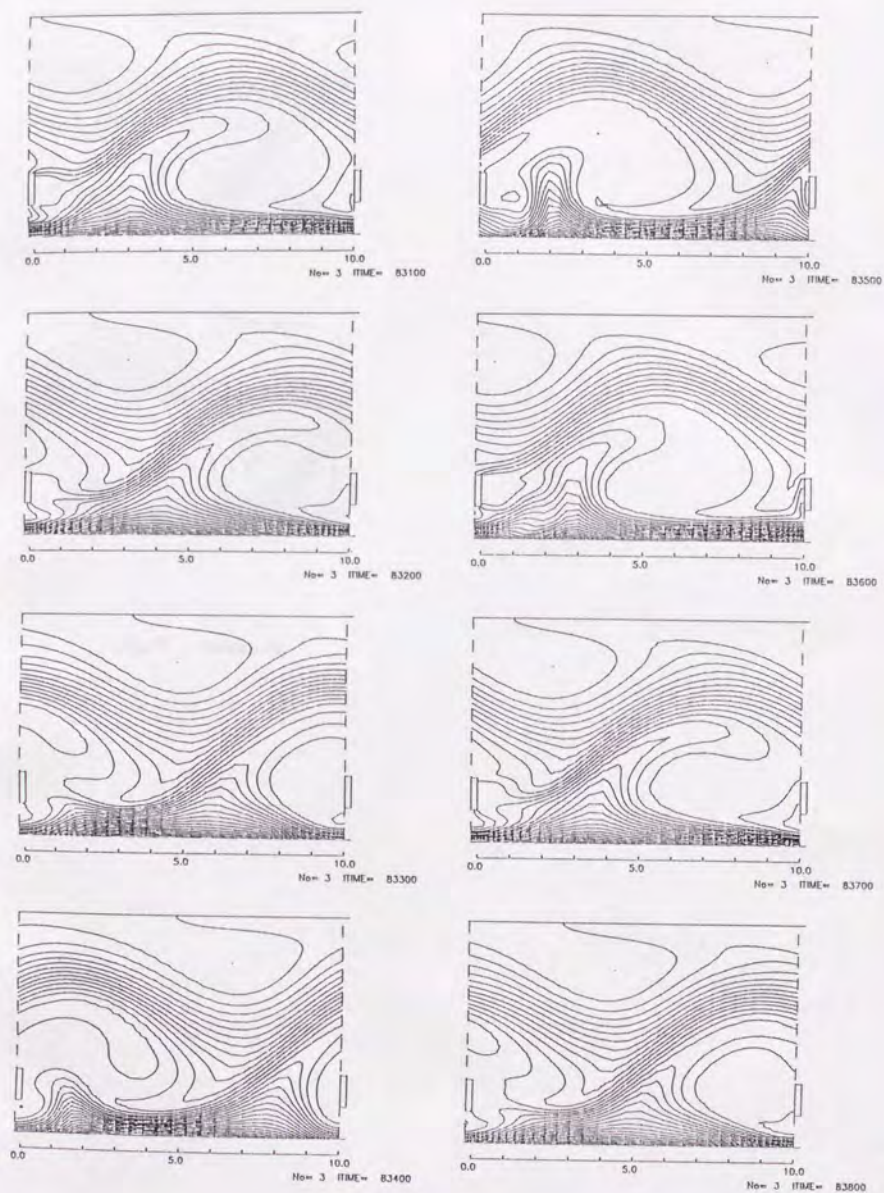


Fig. 7. Isotherms for $S/H=1.0$ and $L/H=10$

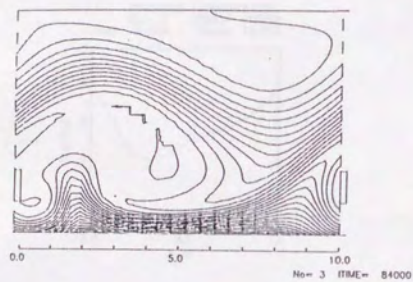
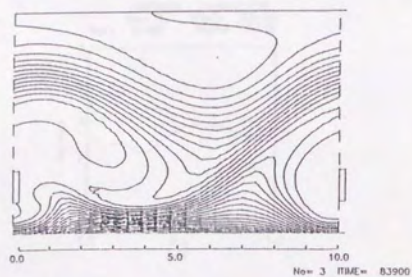


Fig. 7. - continued

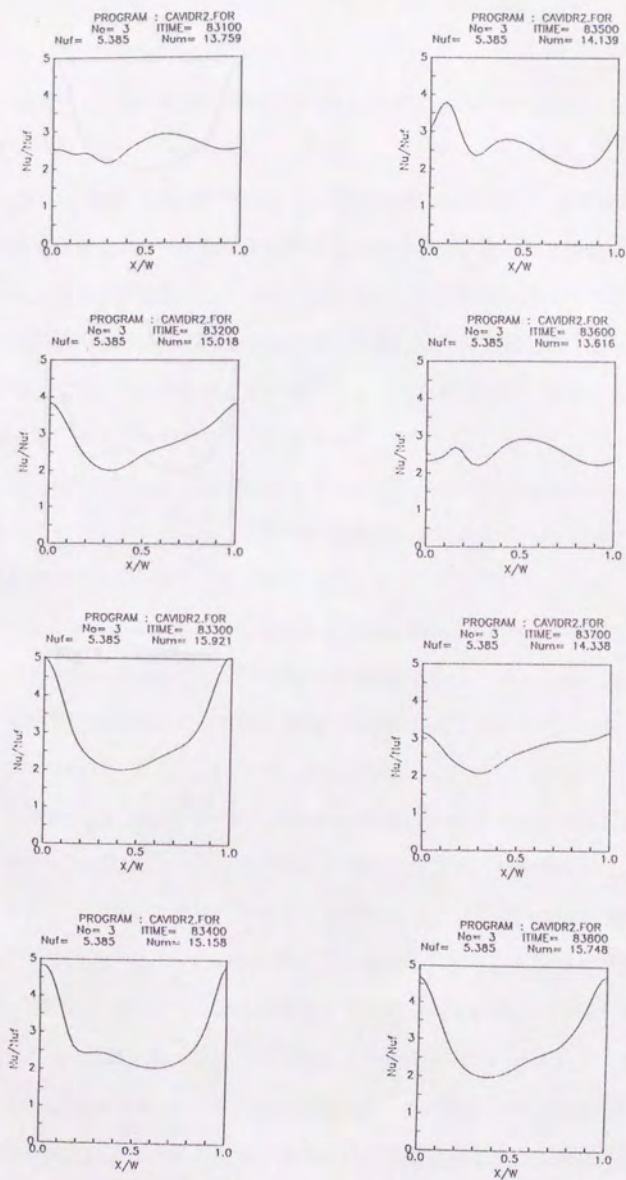


Fig. 8. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.0$ and $L/H=10$

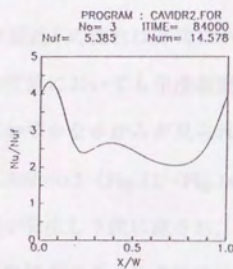
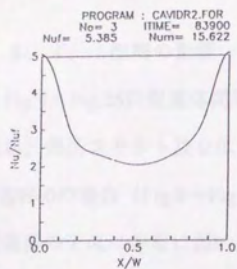


Fig. 8. - continued

3. 4. 隙間の影響

Fig.9～Fig.26に促進体間隔を $L/H=10$ に固定し隙間 S/H を変えた場合の速度場、温度場、局所ヌセルト数を示す。

$S/H=0$ の場合 (Fig.9～Fig.11) には非定常性は認められず解は定常解に収束した。促進体の下流に非常に弱い逆流域が認められるが、促進体の存在は壁面近くの流れをせき止めるかたちになり流れのほとんど全てが促進体上端より上の領域を流れ、壁面近くの流れは非常に小さな流速しか持たない。そのため、局所ヌセルト数はどの位置においても平滑板流路の値より小さくなっている。温度分布は促進体の近くにはわずかなゆがみが見られる程度である。

$S/H=0.5$ (Fig.12～Fig.14) になるとわずかな非定常性が現れる。促進体の後方で渦が発生し下流に流され、下流側促進体近くで消滅する過程を繰り返す。主流部の流れはポアズイユ流れに近い速度分布を示している。温度場のゆがみが促進体のまわりを移動する渦の周囲に見られるが $S/H=1$ の場合に比べると非常に穏やかである。ヌセルト数は促進体の近くでのみ平滑板流路の値より高くなり、促進体間中央部では依然平滑板流路の値より低く面積平均値は平滑板流路の値よりわずかに小さな値となっている。

$S/H=1.5$ (Fig.15～Fig.17) では規則的な周期性をもった流れ場となる。渦は促進体後方と加熱壁面上で発生している。促進体後方で生じた渦はほとんど下流に流されることなく発生した位置の近くで形を大きくし、その後主流に吸収されていく。壁面で生じる渦は $ITIME=62200$ あたりから図中に示したスケールで約4.5の位置で発生し始め、次第にその大きさを発達させながら壁面に沿って下流に流れていき、促進体近くで消滅する。主流は渦の動きにつれて大きくうねる流れとなっている。温度場には $S/H=1$ の場合と同じような壁面近くの高温度流体の主流部への放出と壁面に向かう流れによる主流部低温流体の壁面への輸送および、主流部の温度の均一化が見て取れる。局所ヌセルト数はどの位置においても平滑板流路の値より高く、また促進体の近くでは平滑板流路の9倍以上の高い値を示している。

$S/H=2.0$ (Fig.18~Fig.20) でも渦は促進体後方と加熱壁面上で生じている。時間的に規則的な周期性はなく、Fig.6に見られるように摩擦係数の時間変化には多くの周波数成分が混ざっている。促進体後方で生じた渦は次第に下流に流されるが途中で加熱壁面上で生じる渦と合体し一つの渦になろうとする。渦が消滅するのは下流側促進体近くである。局所ヌセルト数は全体的に平滑板流路の値より高くなっている。局所ヌセルト数のピーク値は平滑板流路の約4.5倍である。

$S/H=2.5$ (Fig.21~Fig.23) でも摩擦係数は時間的に多くの周波数成分を持った変動を示している。渦は促進体後方でのみ発生し下流に流されるが、下流側の促進体まで到達する以前に消滅している。渦の直接の影響は加熱壁面に及ばず、加熱壁面上に逆流域が見られない。温度場には主流部の均一化は見られるが、加熱流体の主流部への放出は認められない。局所ヌセルト数は平滑板流路の値よりも高いが、促進体の近くにこれまでの例で見られたピークはない。これは、速度場からわかるように加熱面近くの流れは加熱面にはほぼ平行に流れており、加熱面に向かう速度成分が小さく、主流の低温流体が壁面まで運ばれないためであり、この場合の熱伝達の促進機構は渦とうねり運動による主流部の攪拌作用だけであると考えられる。

$S/H=3.0$ (Fig.24~Fig.26) は促進体を流路中央に設置した場合である。この場合には摩擦係数は再び規則的な時間周期性を示す。促進体後方に小さな渦が見られるがこの渦は下流に流されることはなく、流れ場は流路中央部分に大きなうねり運動を示す。加熱壁面には逆流が見られない。局所ヌセルト数は平滑板流路の値より高いが大きなピーク値は見られない。この場合の伝熱促進機構も $S/H=2.5$ の場合と同じくうねりによる主流の攪拌作用であると考えられる。

以上、隙間の大きさを変えた場合について速度場、温度場、局所ヌセルト数を見てきたが次の点が明らかになった。

(1) 隙間 $S/H=0.5$ 以下では、促進体の存在は流れをせき止める効果が大きく加熱壁面近くの流れの流速は小さくなり伝熱促進効果は見られない。

(2) 隙間が $S/H=1$ 以上になると、渦による流れ場の攪拌が強くなり加熱壁面は渦

による逆流域にさらされるようになり熱伝達が促進される。熱伝達の促進の程度は場所により異なり、促進体の近くにヌセルト数のピークを持つ。

(3) さらに隙間を増し、 $S/H=2.5$ 以上になると、加熱壁面は逆流にさらされることが無くなり、促進体近くにヌセルト数のピークが見られなくなる。

次にヌセルト数と摩擦係数の時間平均値と隙間の関係を見てみる。Fig.27に黒丸で隙間 S/H と時間面積平均ヌセルト数 Nu_{av} の関係を示す。 Nu_{av} は $S/H=0.5$ では平滑板流路の値5.385よりわずかに小さくなるが、隙間が大きくなるにつれて Nu_{av} は増加し $S/H=1.5$ で最大値を示した後いったん減少し $S/H=2.5$ で極小となった後再び増加する。 $S/H=1.5$ で生じる Nu_{av} の最大値は23.1であり平滑板流路の値の約4.3倍である。図中に示した縦線は時間変動の上限と下限を示したものであるが、 $S/H=0.0, 0.5, 3.0$ では時間変動が図ではほとんど認められない。これらは、局所ヌセルト数の分布で壁面に向かう流れにより主流の低温流体が壁面に運ばれることにより生じる大きなピーク値が認められないケースであり、面積平均ヌセルト数の時間変動は壁面にむかう流れを生じる渦の時間変動に対応していることが分かる。ところで、 $S/H=2$ における Nu_{av} の変動幅が非常に大きい。これは、Fig.4から明らかなように、渦の発生・成長・流下・消滅に対応する基本周期を持つ変動が、その平均値と振幅を基本周期より長い周期で時間的に変化させているためである。Fig. 27に示した変動の幅は長時間にわたる変動の上限と下限をとったもので、基本周期内の変動の上下限はFig. 27に示した値の1/4～1/5程度である。

Fig.28に隙間 S/H と時間平均摩擦係数 λ_{av} の関係を示す。図中の縦線は時間変動の上限と下限を示す。 $S/H=0.5$ では λ_{av} は平滑板流路の値0.96の2倍未満であるが $S/H=1$ 以上になるとその値が急増し変動幅も大きくなる。 $S/H=1.5$ から $S/H=2.5$ の間で λ_{av} の増加はほとんどなくほぼ一定の値を示すが $S/H=3$ になると再び増加している。

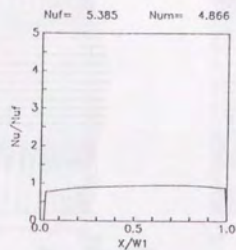


Fig. 11. Local Nusselt number distributions for $S/H=0.0$ and $L/H=10$

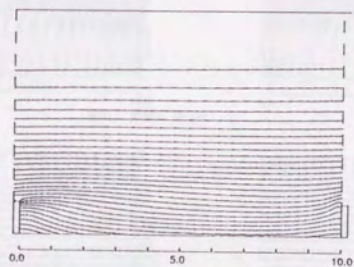


Fig. 10. Isotherms for $S/H=0.0$ and $L/H=10$

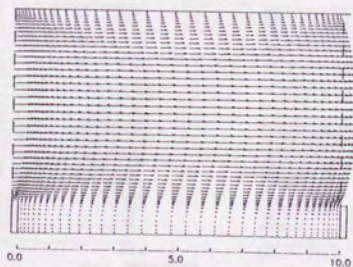


Fig. 9. Flow patterns for $S/H=0.0$ and $L/H=10$

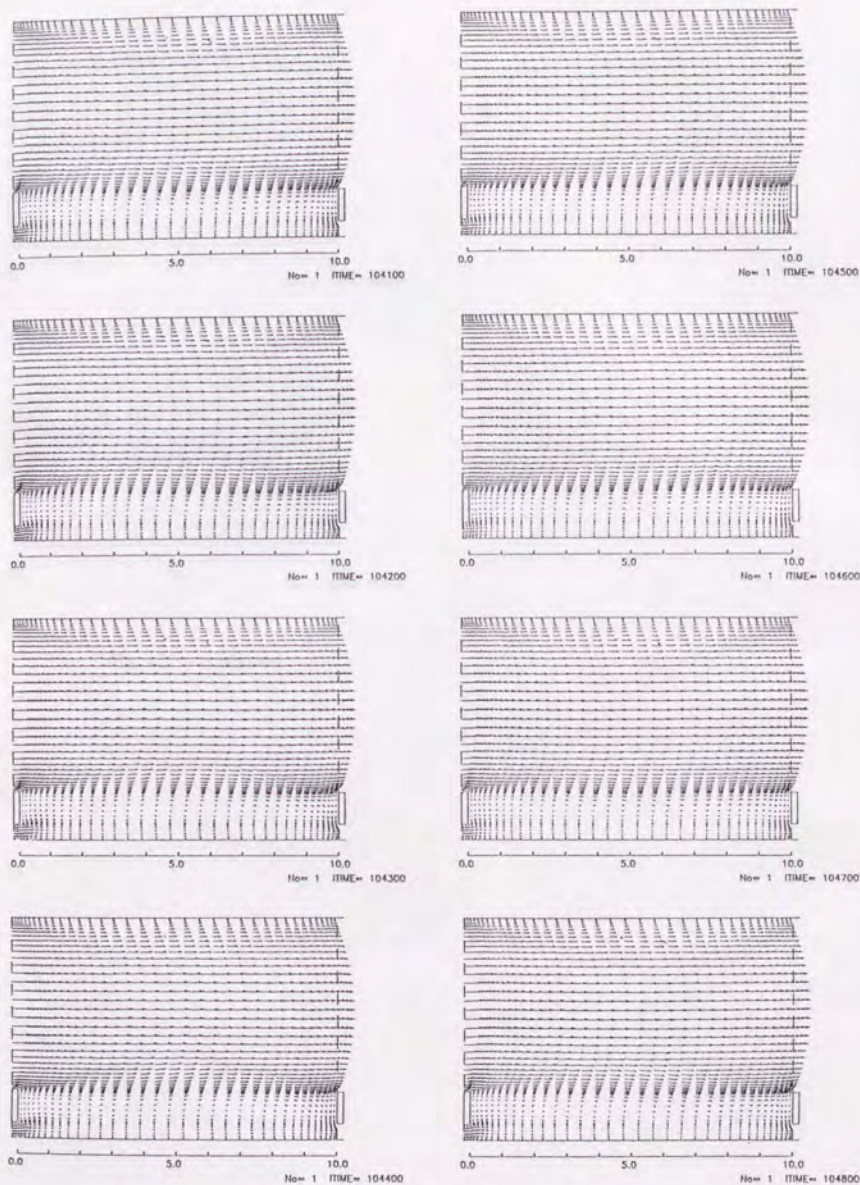


Fig. 12. Flow patterns for $SH=0.5$ and $L/H=10$

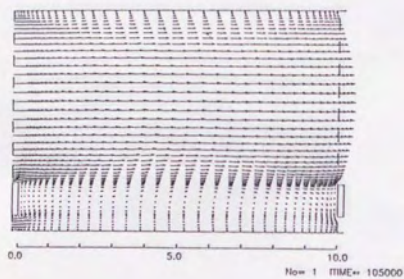
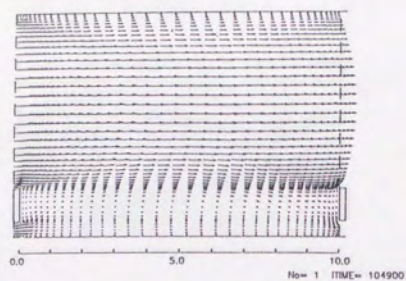


Fig. 12. - continued

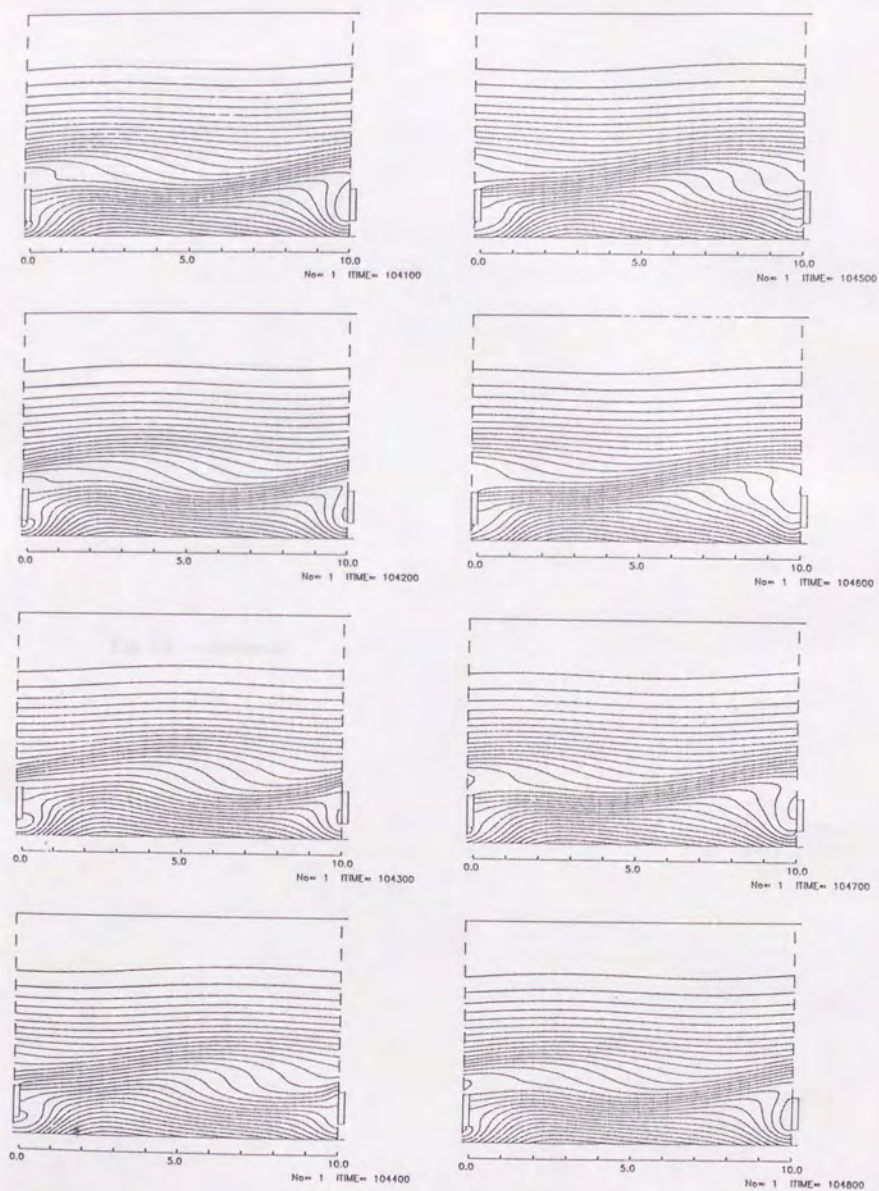


Fig. 13. Isotherms for $S/H=0.5$ and $L/H=10$

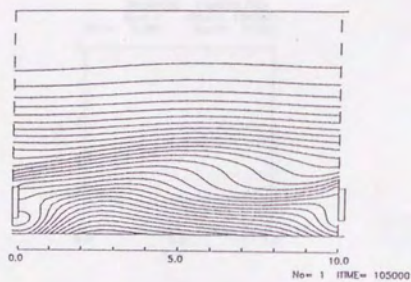
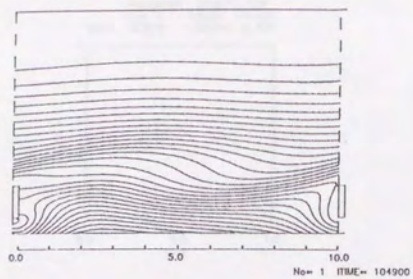


Fig. 13. - continued

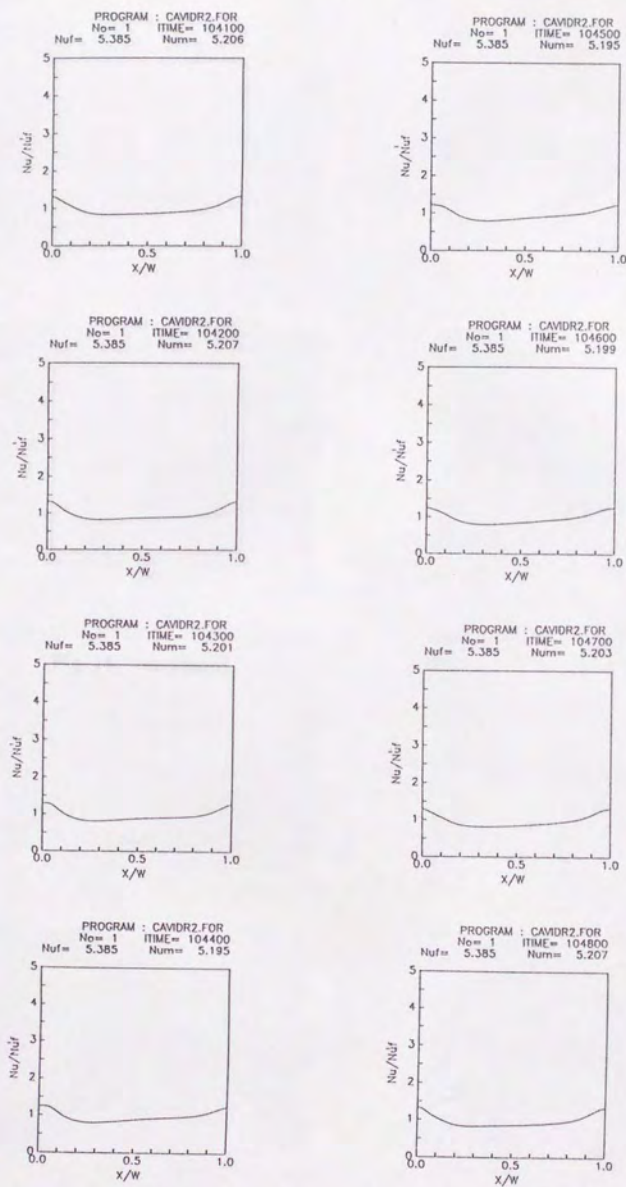


Fig. 14. Local Nusselt number distributions for $S/H=0.5$ and $L/H=10$

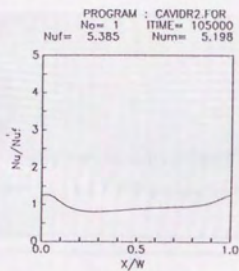
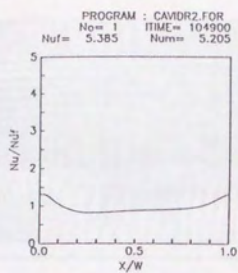


Fig. 14. - continued

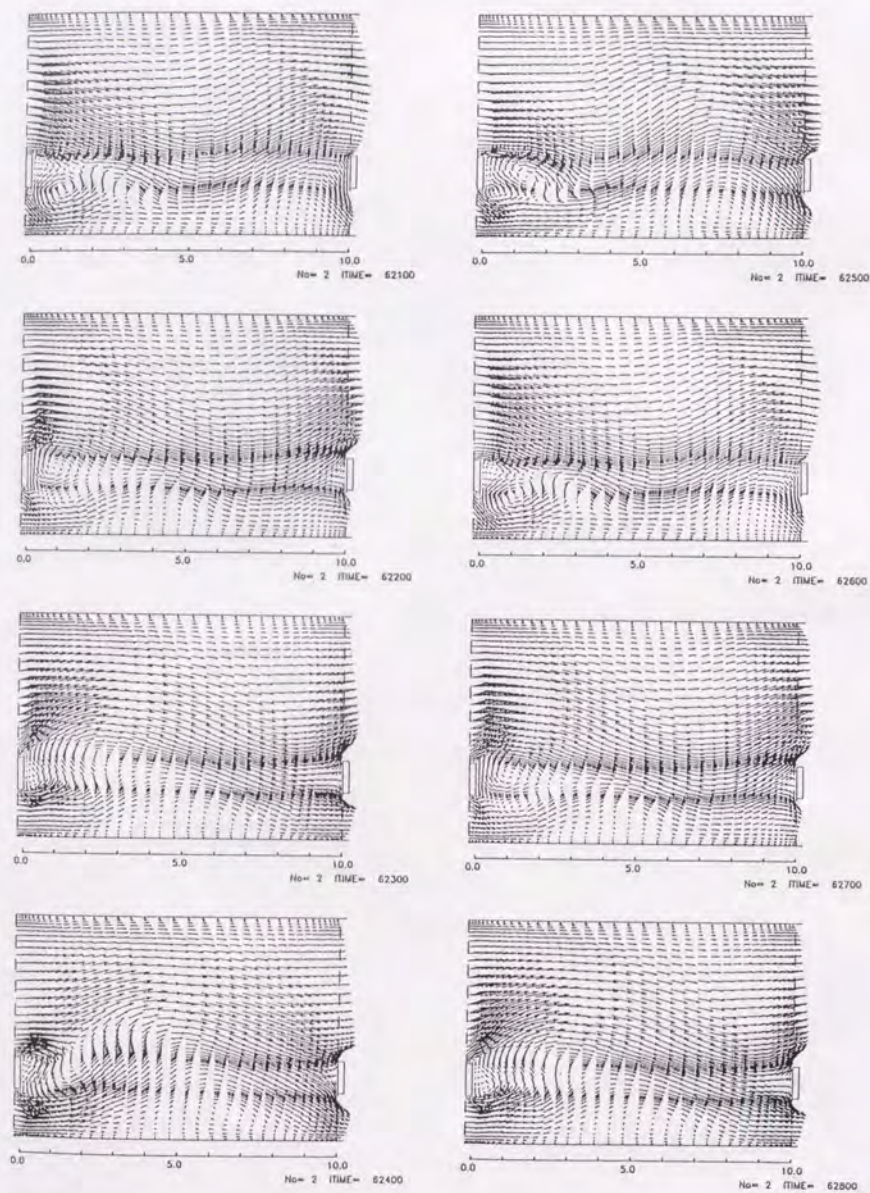


Fig. 15. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=10$

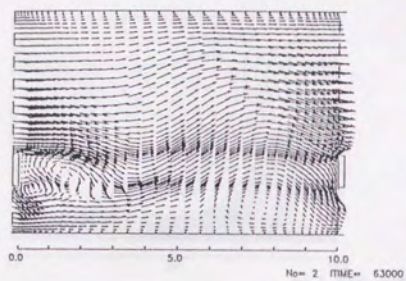
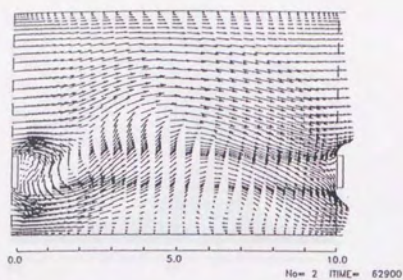


Fig. 15. - continued

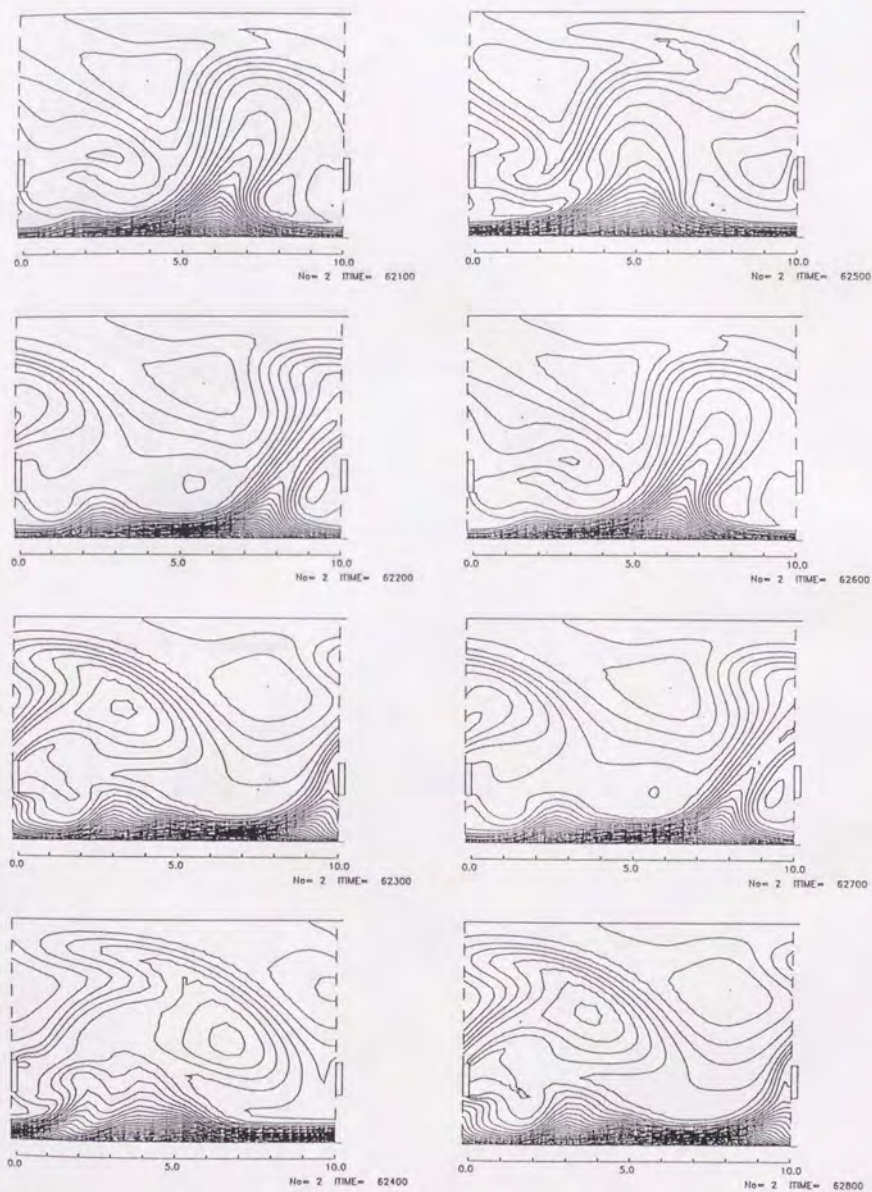


Fig. 16. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=10$

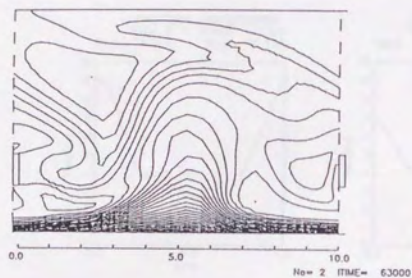
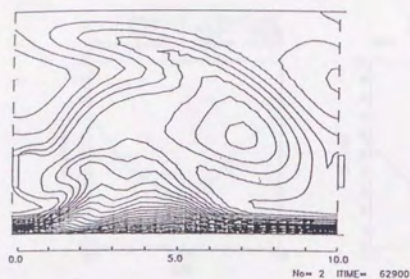


Fig. 16. - continued

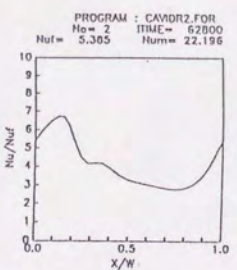
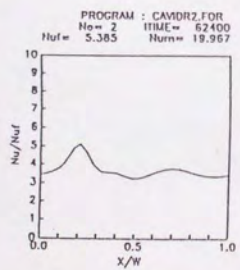
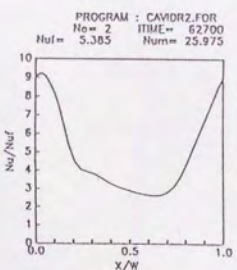
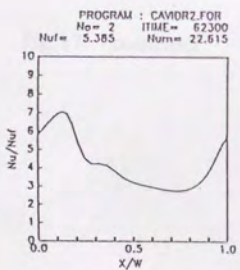
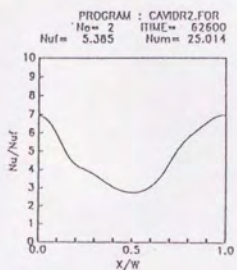
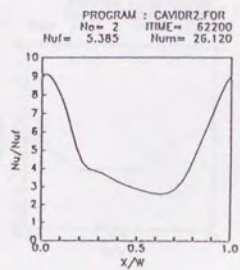
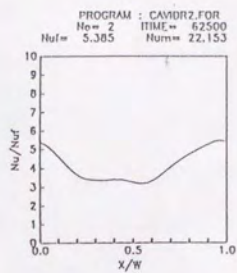
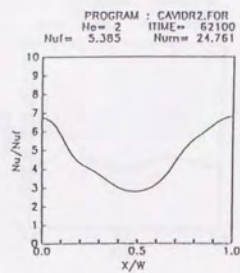


Fig. 17. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=10$

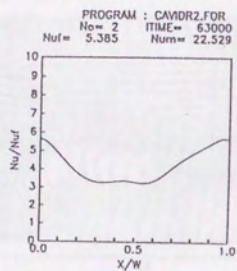
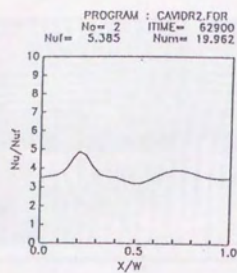


Fig. 17. - continued

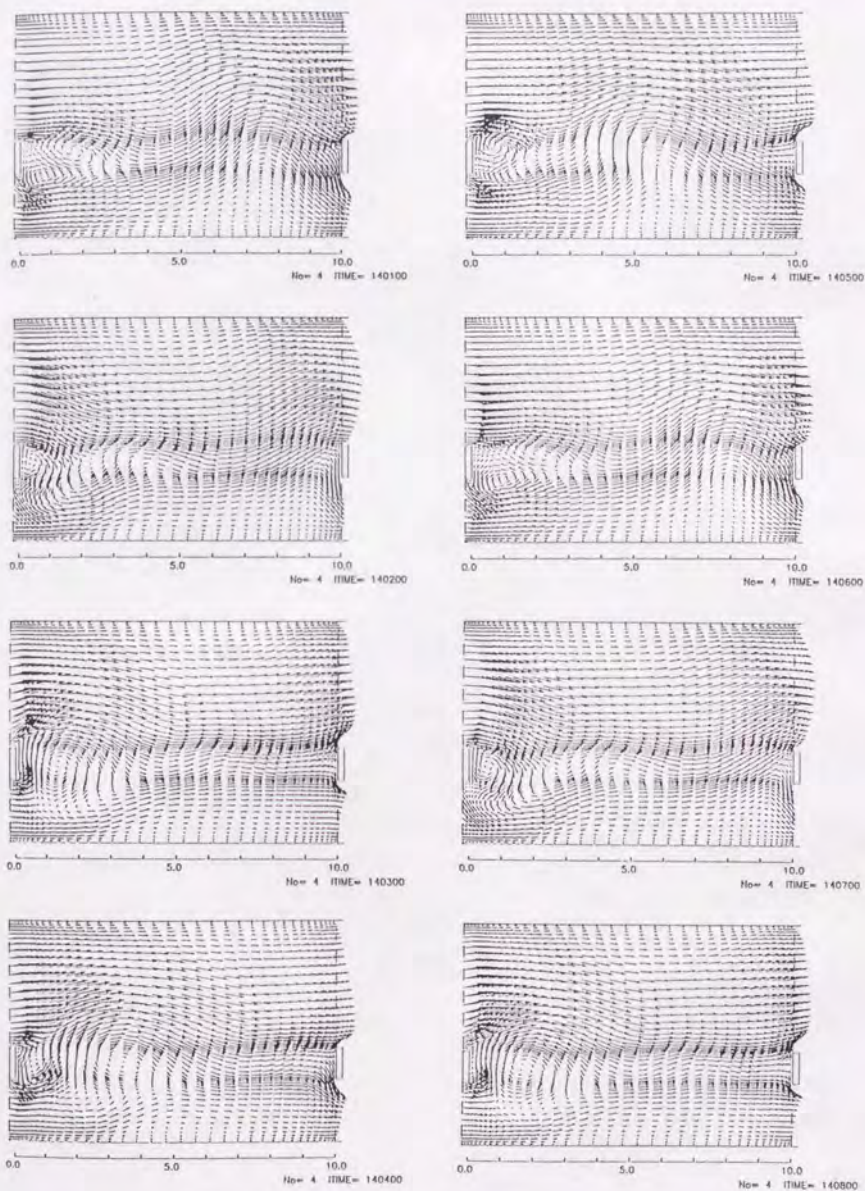


Fig. 18. Flow patterns for $S/H=2.0$ and $L/H=10$

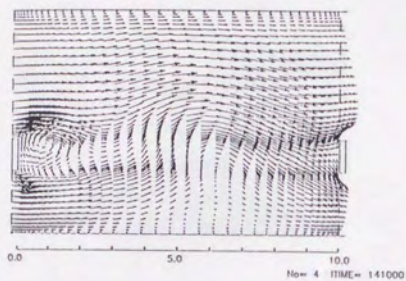
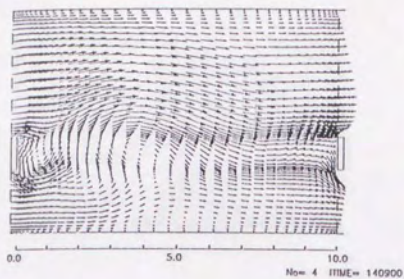


Fig. 18. - continued

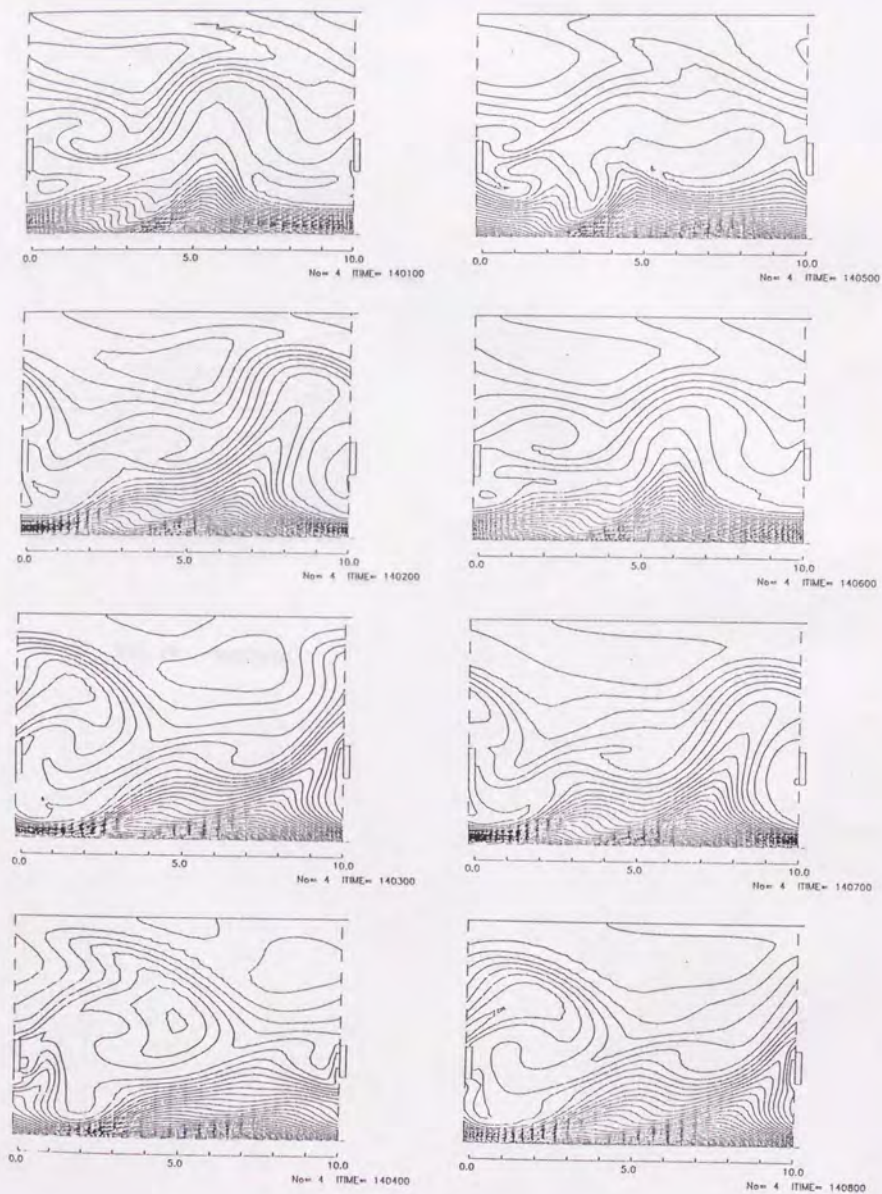


Fig. 19. Isotherms for $S/H=2.0$ and $L/H=10$

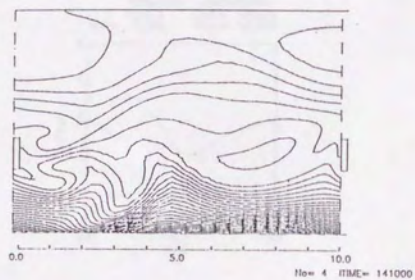
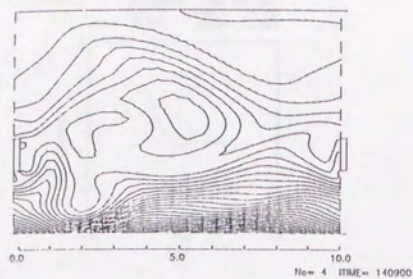


Fig. 19. - continued

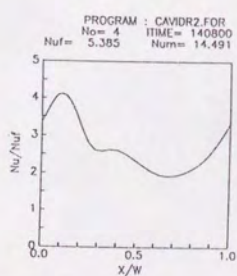
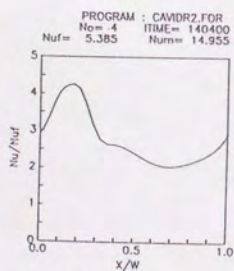
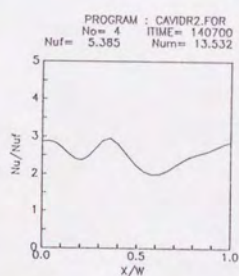
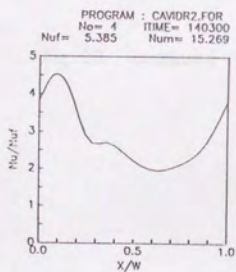
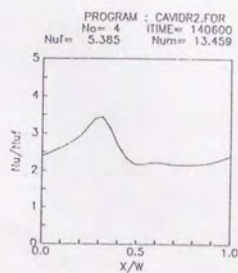
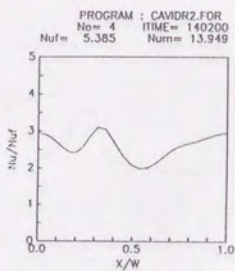
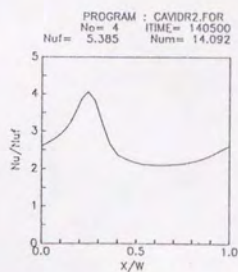
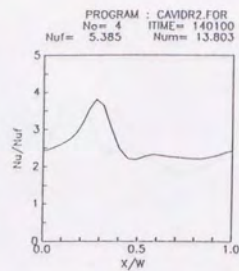


Fig. 20. Local Nusselt number distributions for $S/H=2.0$ and $L/H=10$

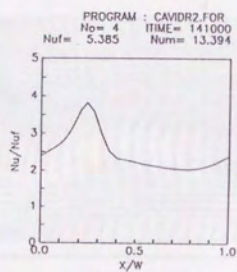
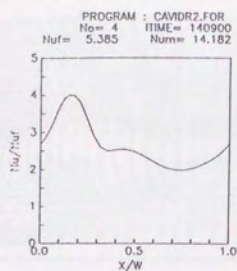


Fig. 20. - continued

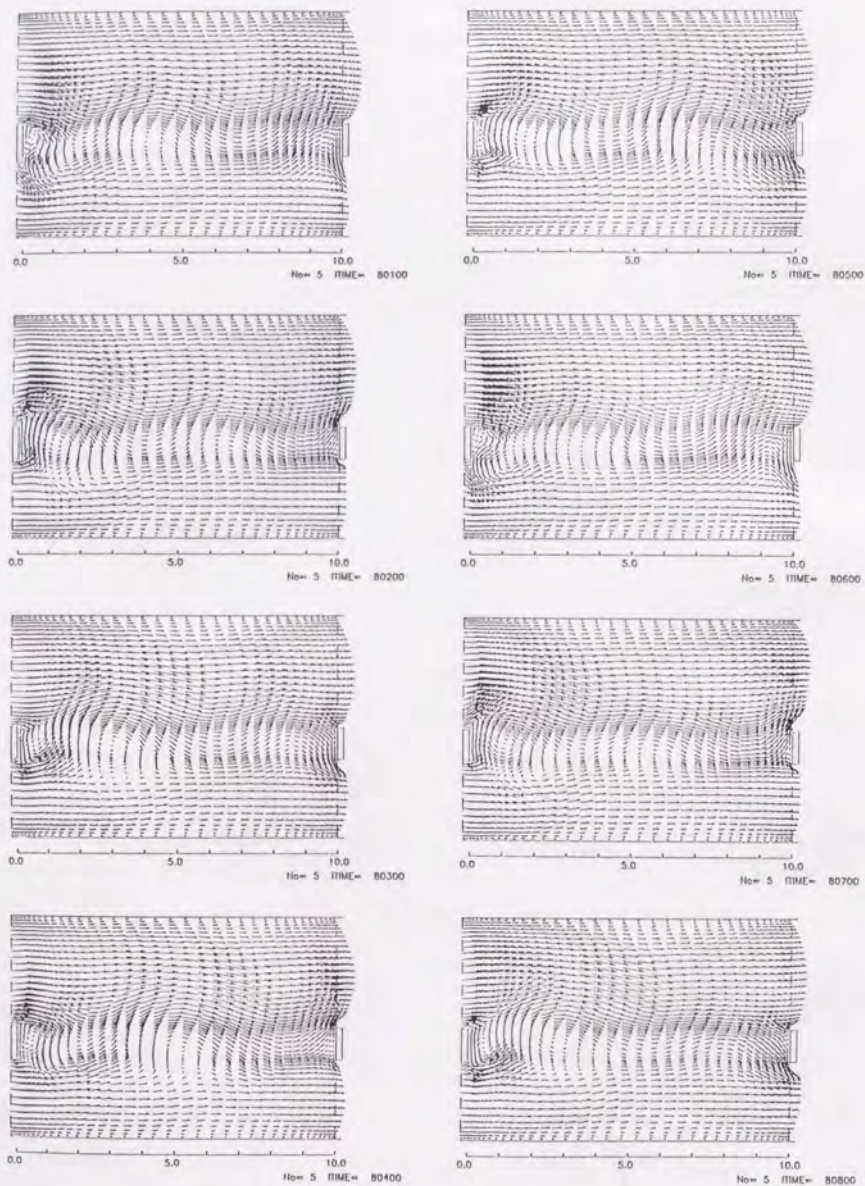


Fig. 21. Flow patterns for $S/H=2.5$ and $L/H=10$

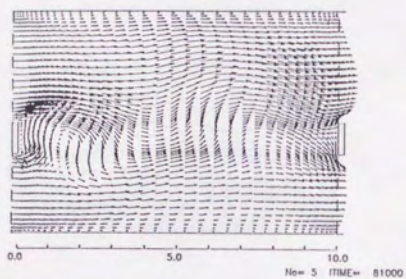
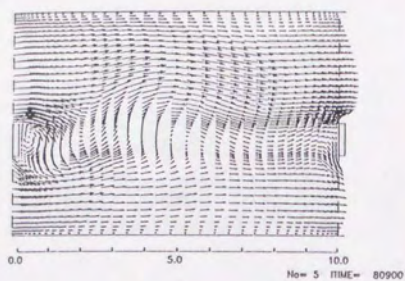


Fig. 21. - continued

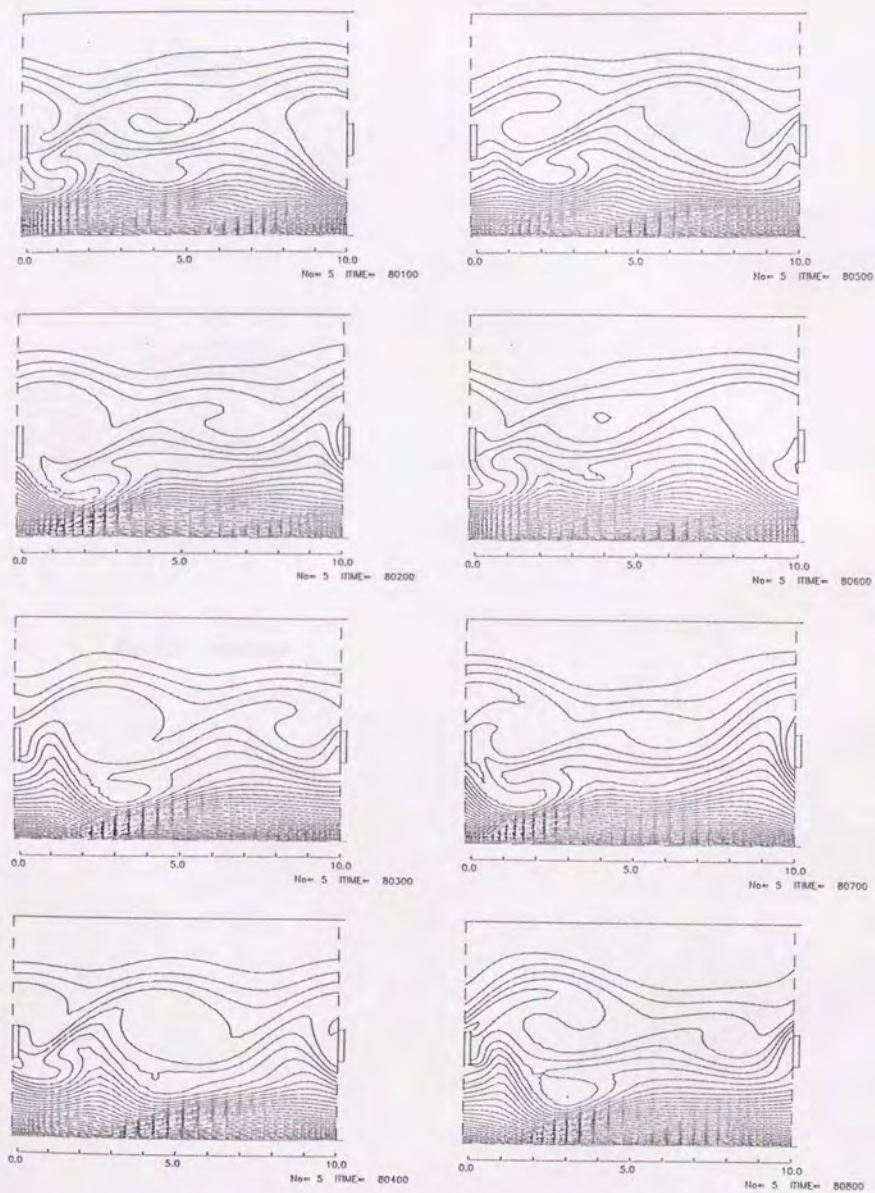


Fig. 22. Isotherms for $S/H=2.5$ and $L/H=10$

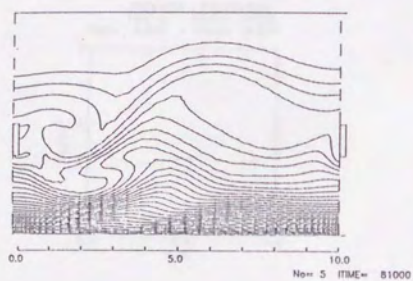
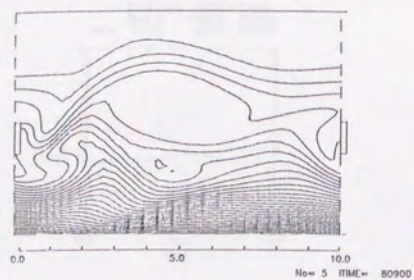


Fig. 22. - continued

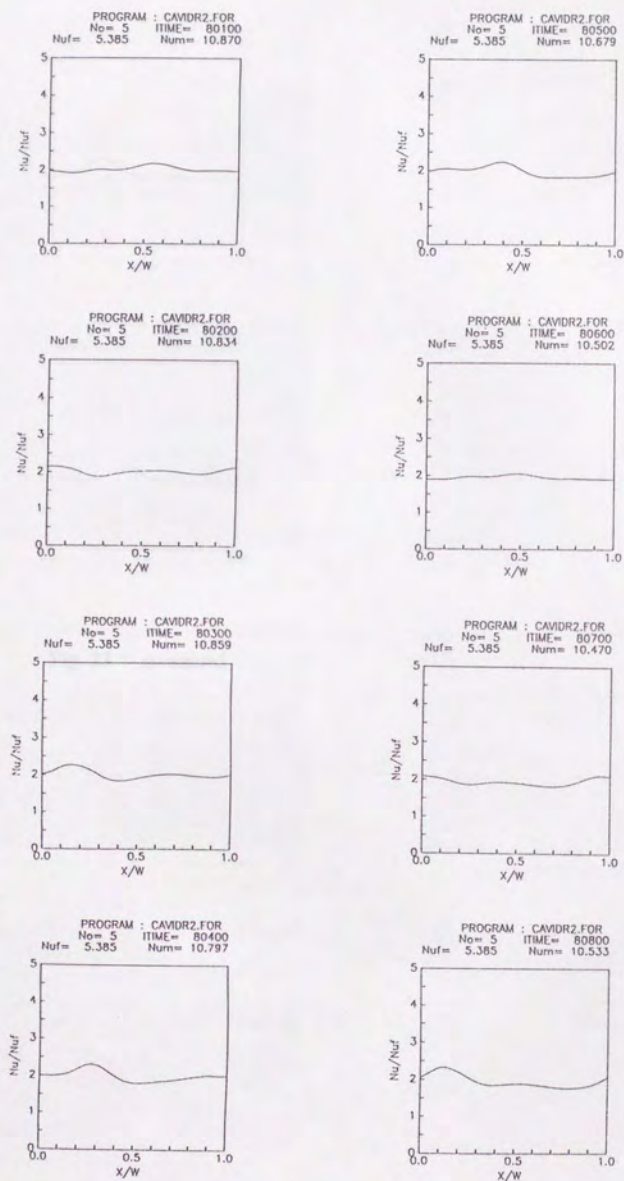


Fig. 23. Local Nusselt number distributions for $S/H=2.5$ and $L/H=10$

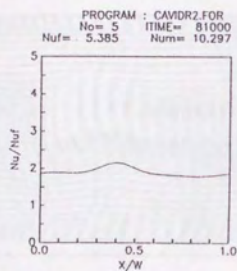
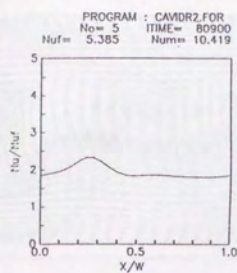


Fig. 23. - continued

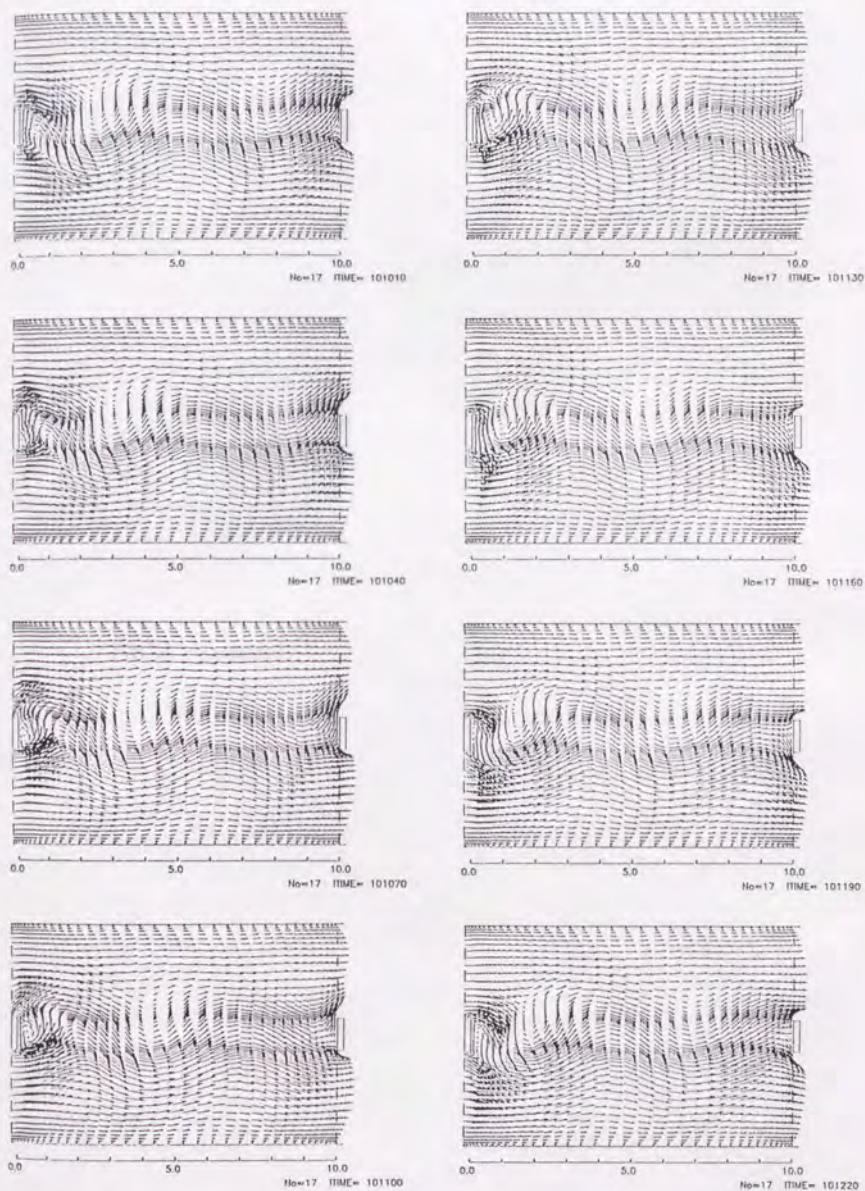


Fig. 24. Flow patterns for $S/H=3.0$ and $L/H=10$

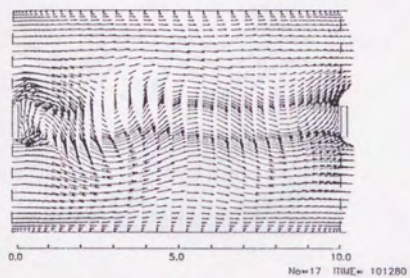
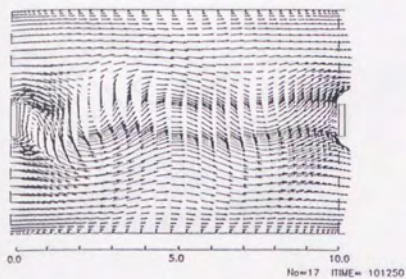


Fig. 24. - continued

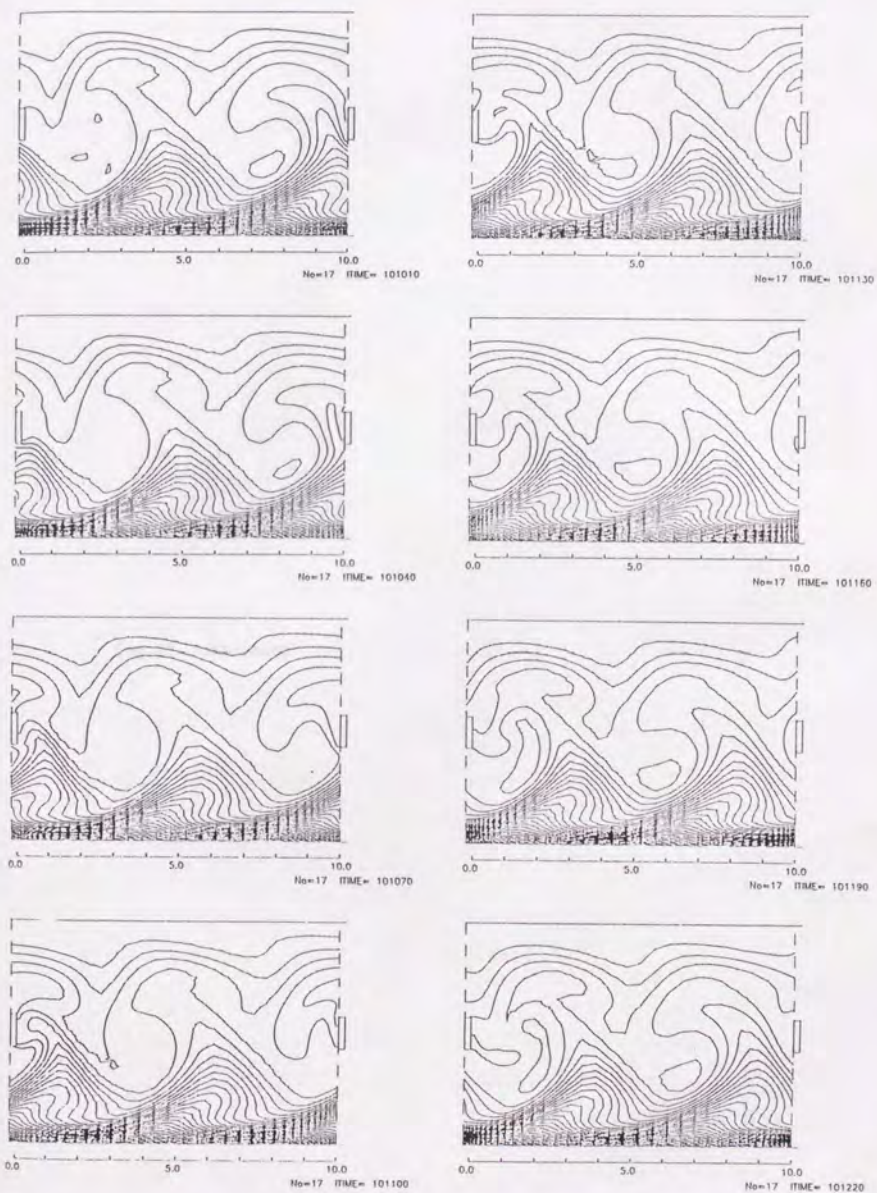


Fig. 25. Isotherms for $S/H=3.0$ and $L/H=10$

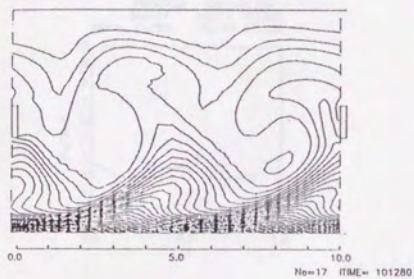
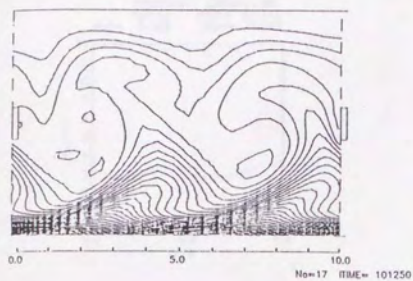


Fig. 25. - continued

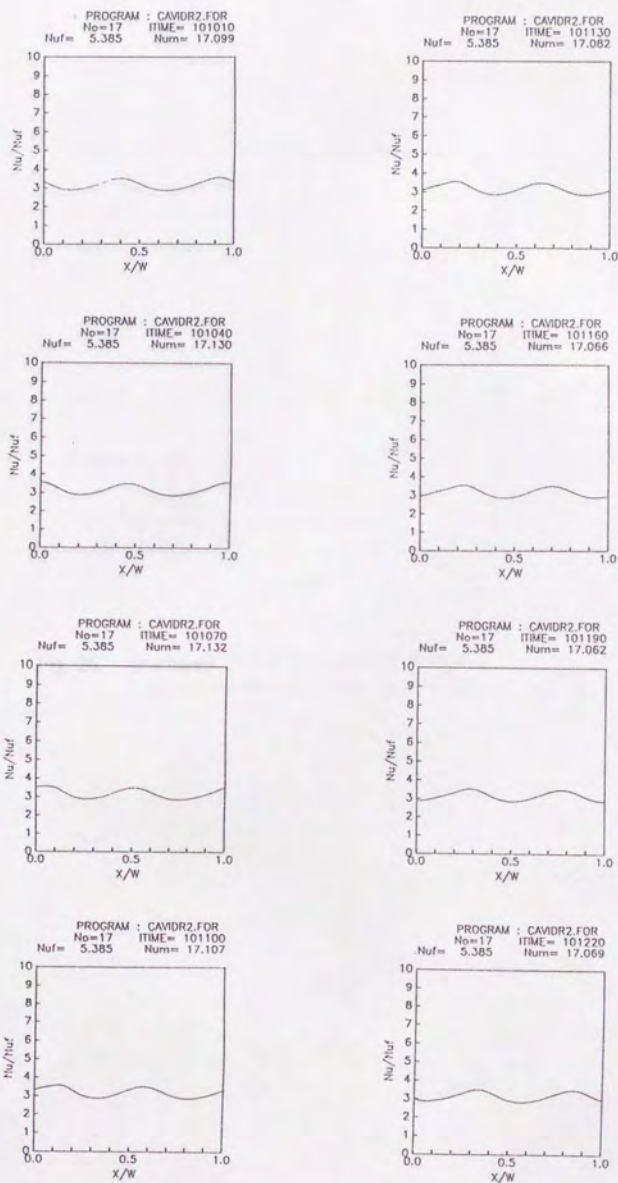


Fig. 26. Local Nusselt number distributions for $S/H=3.0$ and $L/H=10$

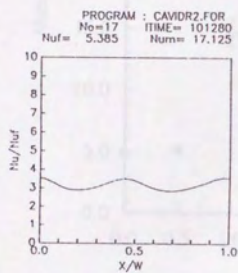
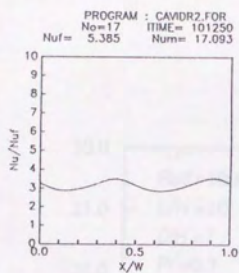


Fig. 26. - continued

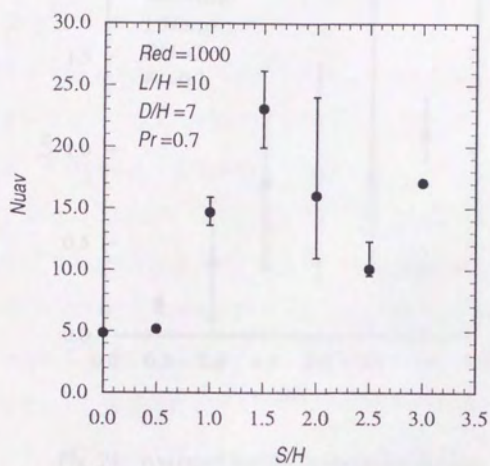


Fig. 27. Averaged Nusselt number vs. the distance between a promoter and the wall

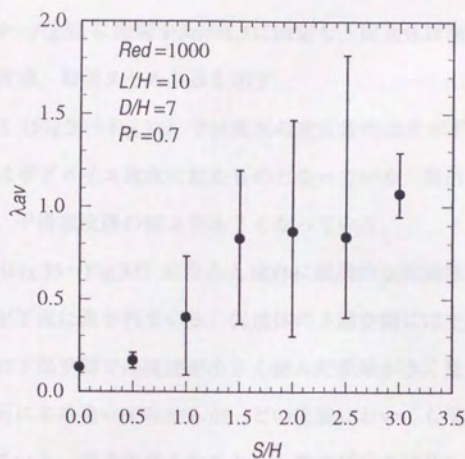


Fig. 28. Averaged friction factor vs. the distance between a promotor and the wall

3. 5. 促進体間隔の影響

Fig.29～Fig.52 に隙間を $S/H=1.5$ に固定し、促進体間隔 L を変化させた場合の速度場、温度場、局所ヌセルト数を示す。

$L=3, 5$ (Fig.29～Fig.34) では流れの非定常性は生ぜず、促進体の上部領域での速度分布はポアズイユ流れに似たものとなっている。局所ヌセルト数はほぼ空間的に一様で、平滑板流路の値より小さくなっている。

$L=7$ (Fig.35～Fig.37) になると流れに規則的な周期性があらわれる。促進体で生じた渦が下流に流されている。促進体の上部空間には主流のうねりが見られるが、促進体の下部空間では流速が小さく淀んだ領域が多く見られる。局所ヌセルト数は幾分場所による違いをみせるが、どの位置においても平滑板流路の値より50%程高くなっている。促進体近くのヌセルト数のピークは見られない。温度場を見ると、渦による主流の低温流体の加熱壁面に向かう動きが認められるが、加熱壁面までは低温流体が運ばれないようである。

$L=8$ (Fig.38～Fig.40) では規則的な周期性が見られる。促進体で生じた渦が下流に流されるが、渦の影響である逆流が加熱壁面にまで届いている。主流は大きくうねった流れとなっている。局所ヌセルト数はどの位置でも平滑板流路の値より高く、促進体近くでのピークがはっきりしてくる。

$L=9$ (Fig.41～Fig.43) では $L=8$ と同様に規則的な周期性が見られ、促進体で生じた渦が下流に流され、加熱壁面が逆流にさらされている。主流は大きくうねる流れとなっている。ピーク値の値が $L=8$ の場合より大きくなっている。

$L=10$ については前節で述べた。

$L=11$ (Fig.44～Fig.46) でも規則的な周期性が見られ、促進体で生じた渦が下流に流され下流側の促進体近くで消滅する。加熱壁面は逆流にさらされている。主流は大きくうねった流れとなっている。促進体近くのピーク値もはっきり現れている。

$L=12$ (Fig.47～Fig.49) では、一周期の間に摩擦係数と面積平均ヌセルト数が3つのピークを持つ周期変動となる。促進体で生じた渦が下流に流される際の渦の中

心の高さが2とおりあり、高さの違う流され方が交互に現れている。局所ヌセルト数のピーク値は高く平滑板流路の約11倍である。

$L=13$ (Fig.50~52) になると規則性の中にわずかの不規則性が重なった流れとなっている。摩擦係数の時間変化は一見規則性を持つように見えるが、実際には決して同じ形の変動を繰り返してはいない。促進体で生じた渦は下流に流され下流側の促進体近くで消滅する。促進体近くのピーク値は高く、平滑板流路の約8倍である。

Fig.53に黒丸で促進体間隔 L/H と時間面積平均ヌセルト数 Nu_{av} の関係を示す。

Nu_{av} は $L/H=3,5$ では平滑板流路の値より低い。先に述べたようにこれは流れに非定常性が認められない場合である。 L/H が増加し渦が発生するようになると Nu_{av} は大きくなり、 $L/H=10$ で最大値をとった後減少している。図中に縦線で時間変動の上限と下限を示す。 $L/H=7$ では変動がほとんど認められないが、これは先に述べたように、渦の発生があるものの促進体の下部の領域の流れの速度が小さく主流の低温流体が加熱壁面まで運び込まれないケースであり、再び、面積平均ヌセルト数の時間変化が壁面に向かう流れを生じる渦の運動に対応していることを示している。

Fig.54に黒丸で時間平均摩擦係数 λ_{av} 、縦線でその変動の上限と下限を示す。

$L/H=3,5$ では λ_{av} の値はほとんど変化しないが、 $L/H=7$ から増加し始め $L/H=10$ で最大値をとった後減少している。

ところで、 Nu_{av} と λ_{av} はともに $L/H=11$ で極小値を示すが、これは、ここでの計算に用いた格子点数が十分でないことによる誤差の現れと考えられる。後に示す格子点数を増した計算ではこのような極小値はみられない。

以上のように促進体の間隔を変えると流れの形が異なり、それに応じて局所ヌセルト数も異なってくることが分かる。すなわち、 $L/H=5$ 以下では流れは定常流となりヌセルト数は平滑板流路の値より低くなるが、 $L/H=7$ 以上では流れに非定常性が現れヌセルト数が平滑板流路の値を上回るようになり $L/H=10$ で最大値をとることが分かる。

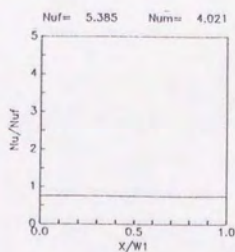


Fig. 31. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=3$

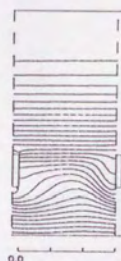


Fig. 30. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=3$

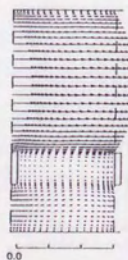


Fig. 29. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=3$

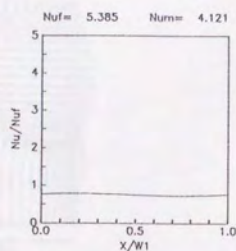


Fig. 34. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=5$

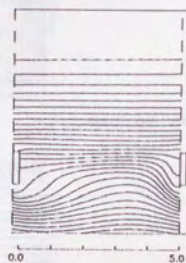


Fig. 33. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=5$

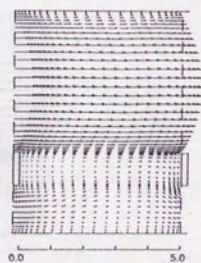
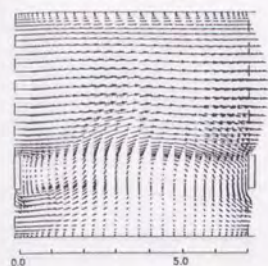
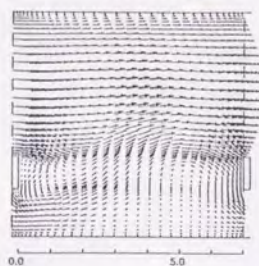


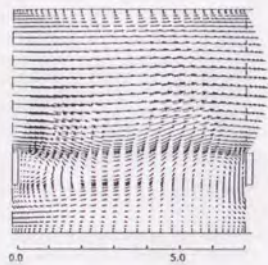
Fig. 32. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=5$



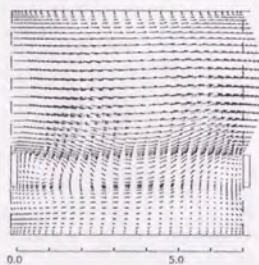
Ho=1.3 TIME= 104100



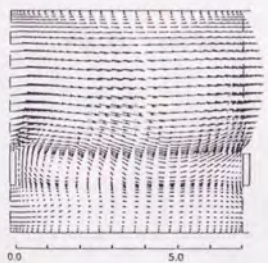
Ho=1.3 TIME= 104500



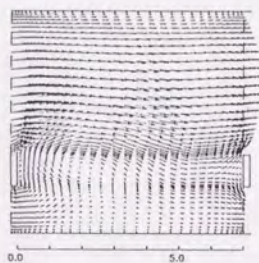
Ho=1.3 TIME= 104200



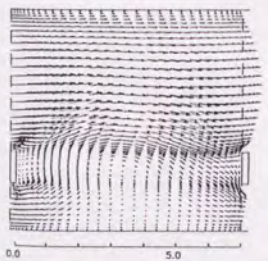
Ho=1.3 TIME= 104600



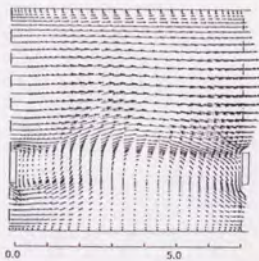
Ho=1.3 TIME= 104300



Ho=1.3 TIME= 104700

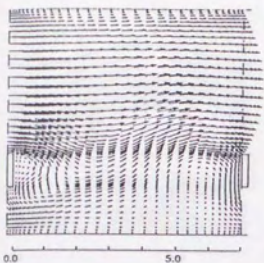


Ho=1.3 TIME= 104400

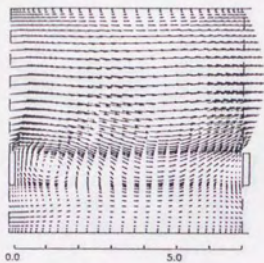


Ho=1.3 TIME= 104800

Fig. 35. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=7$

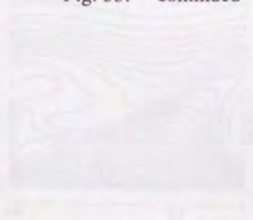


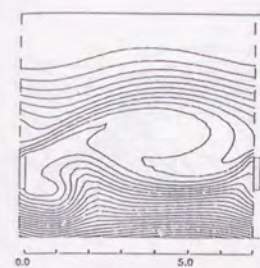
No=13 TIME= 104900



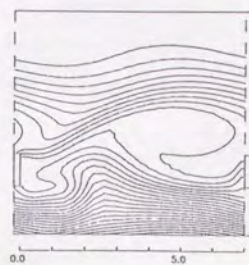
No=13 TIME= 105000

Fig. 35. - continued

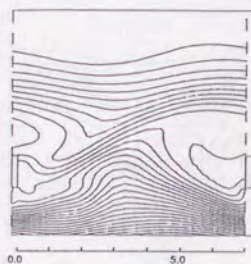




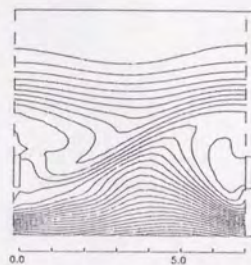
No=13 TIME= 104100



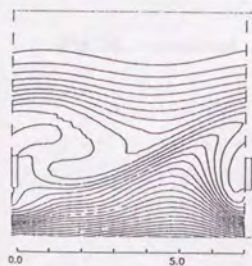
No=13 TIME= 104500



No=13 TIME= 104200



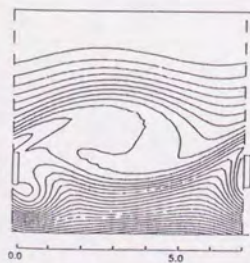
No=13 TIME= 104600



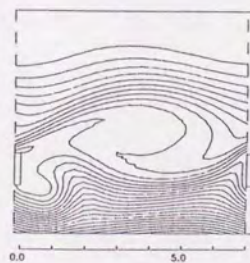
No=13 TIME= 104300



No=13 TIME= 104700

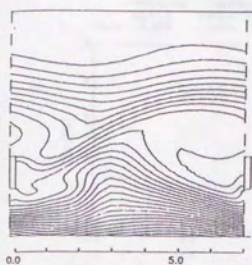


No=13 TIME= 104400

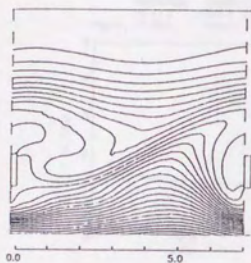


No=13 TIME= 104800

Fig. 36. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=7$



He-13 TIME= 104900



He-13 TIME= 105000

Fig. 36. - continued

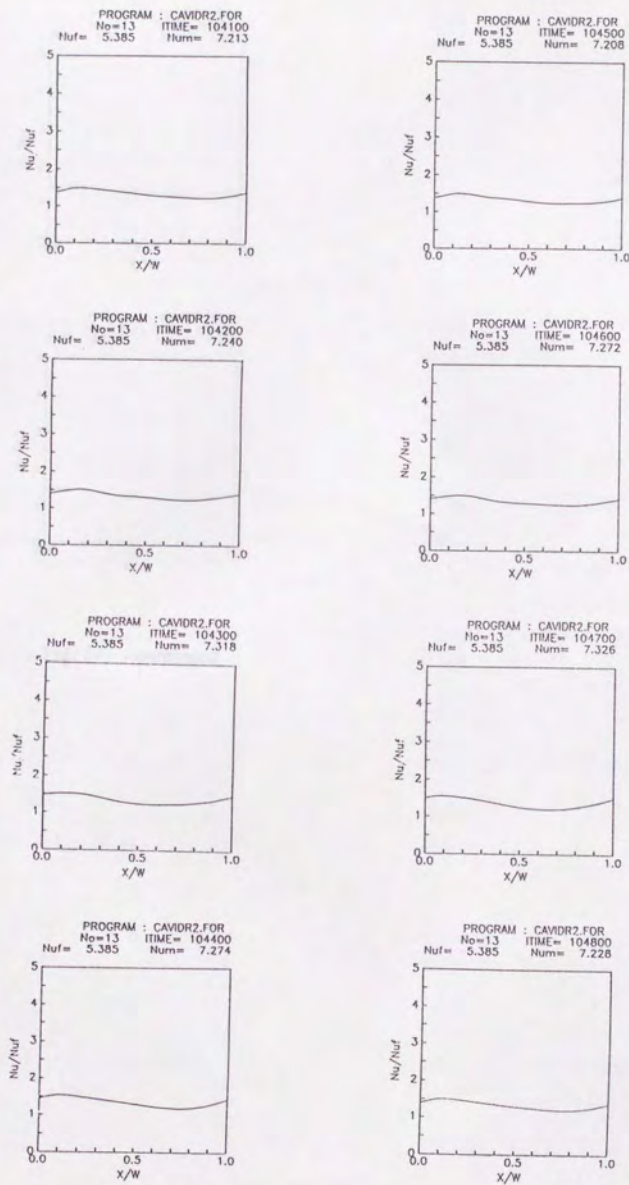


Fig. 37. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=7$

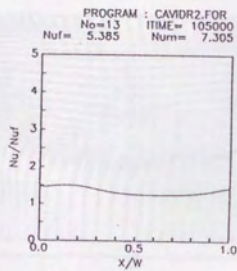
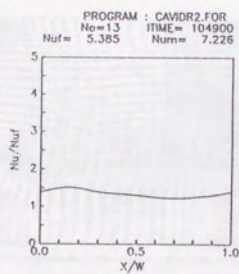


Fig. 37. - continued

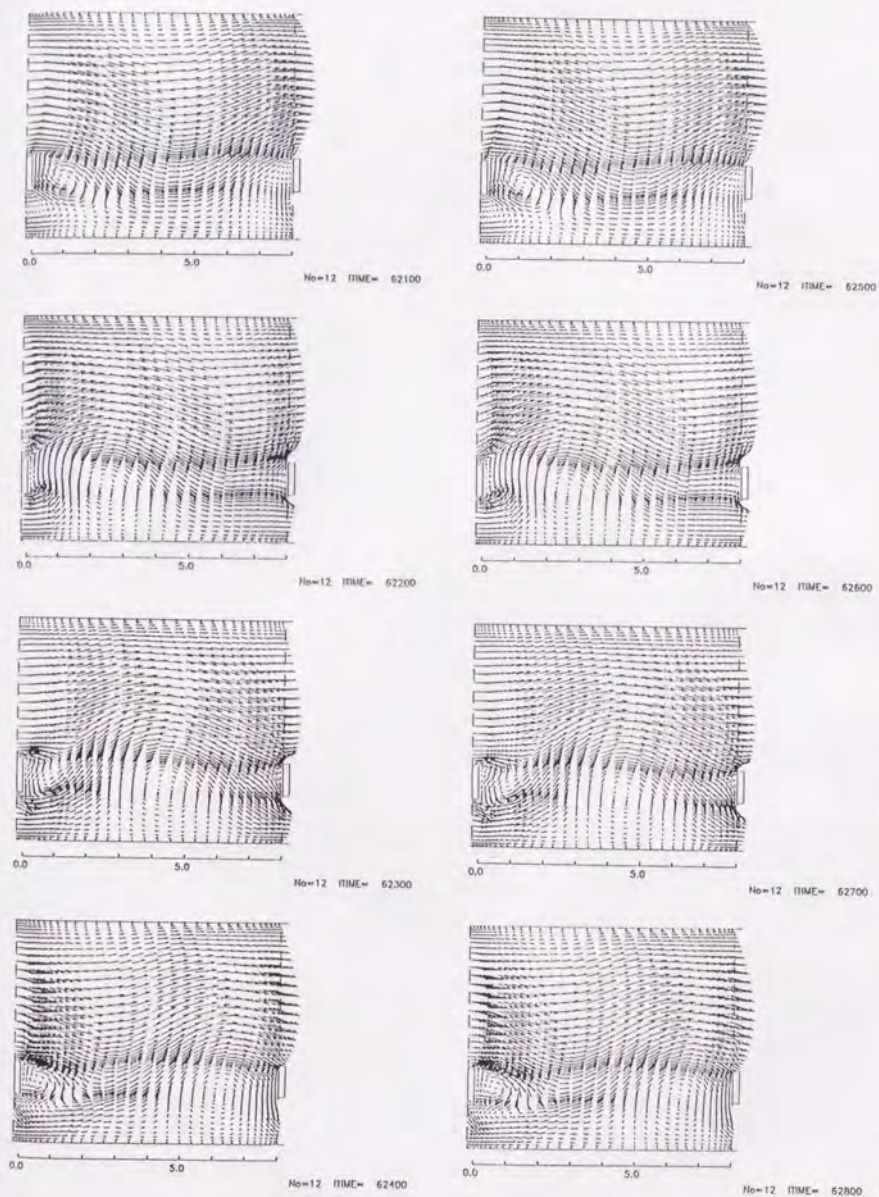
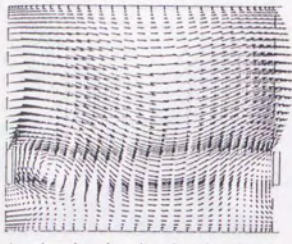
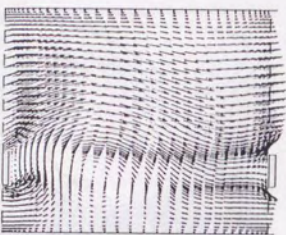


Fig. 38. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=8$



0.0 5.0

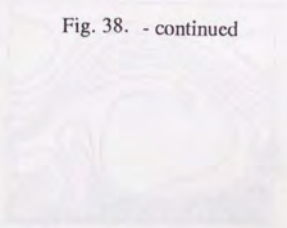
No=12 TIME= 62900



0.0 5.0

No=12 TIME= 63000

Fig. 38. - continued



No=12 TIME= 63000



No=12 TIME= 63000



No=12 TIME= 63000



No=12 TIME= 63000

Fig. 39. Contours for Grid 2 and 3

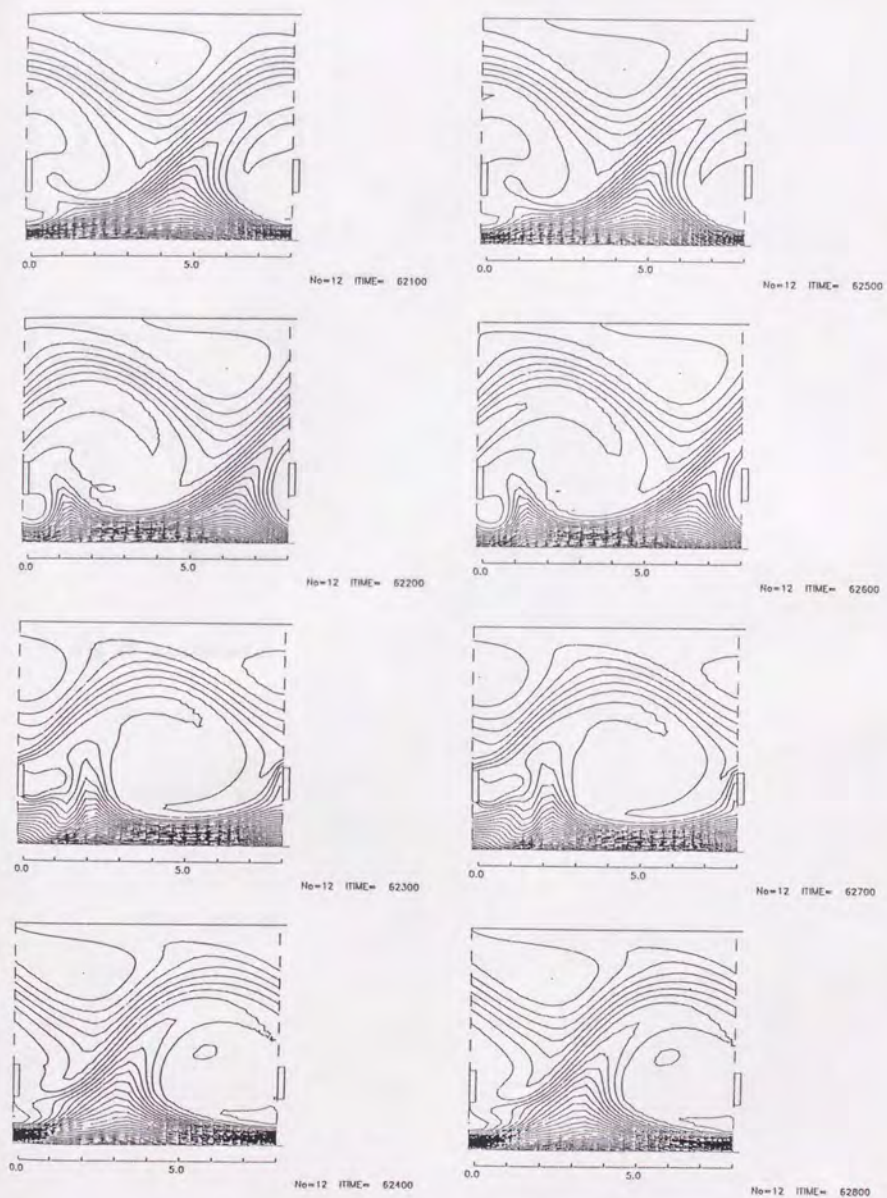
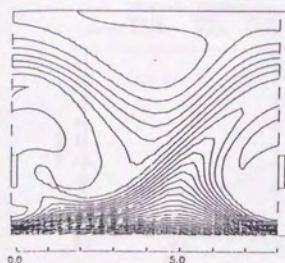
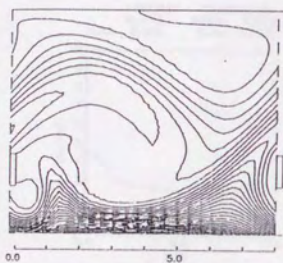


Fig. 39. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=8$



He=12 TIME= 62800



He=12 TIME= 63000

Fig. 39. - continued

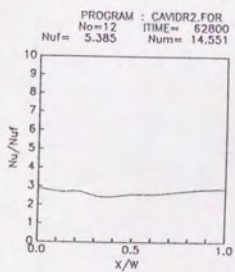
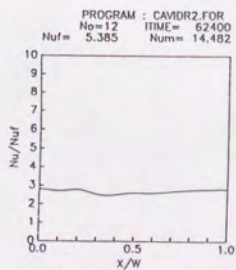
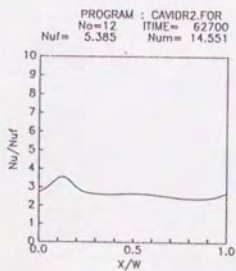
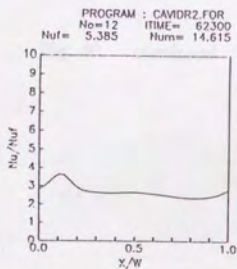
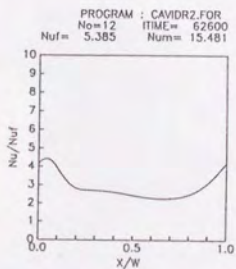
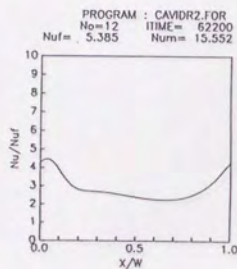
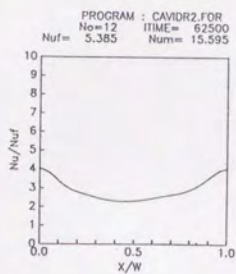
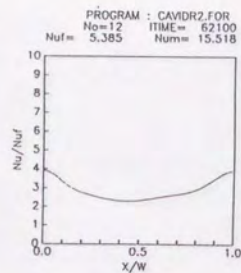


Fig. 40. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=8$

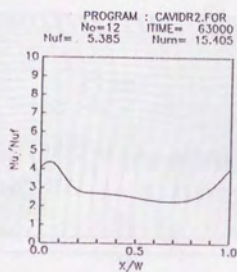
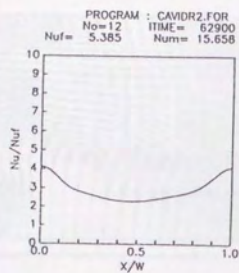


Fig. 40. - continued

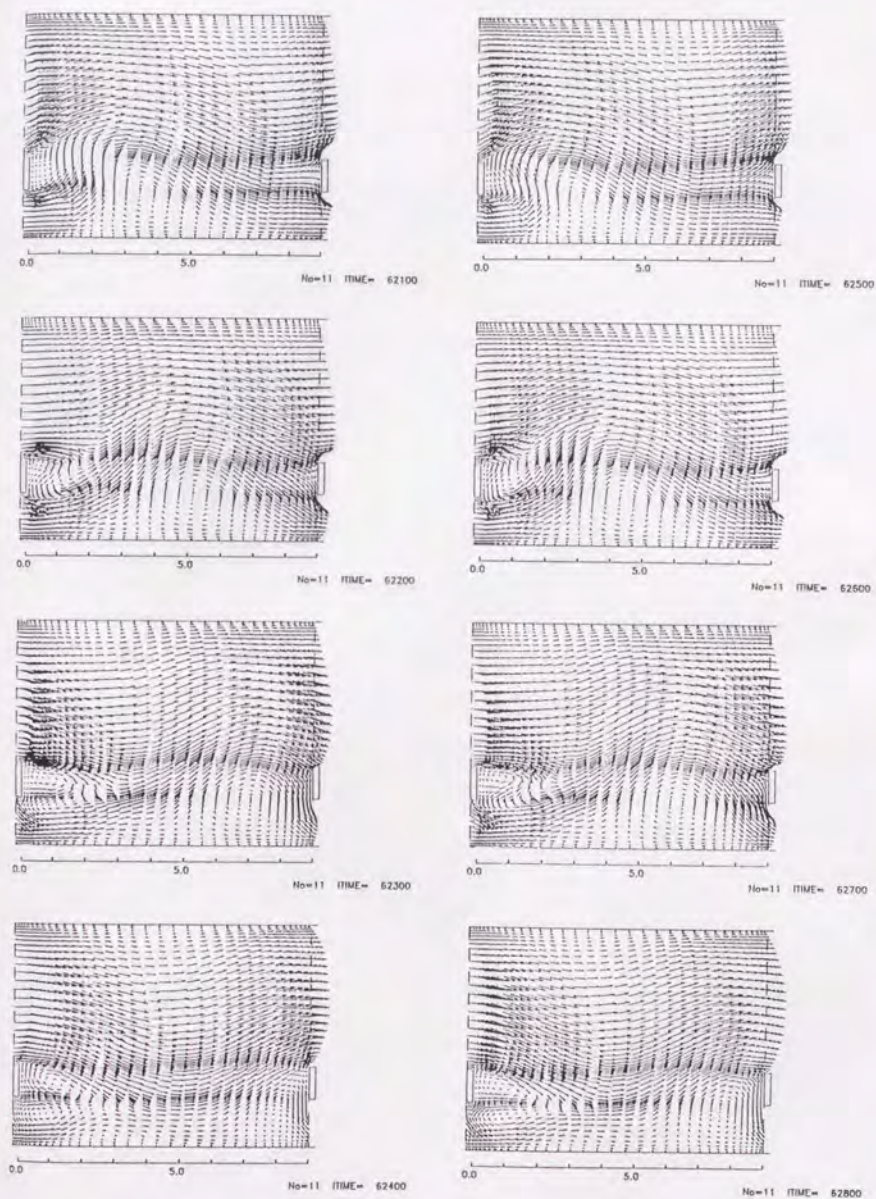
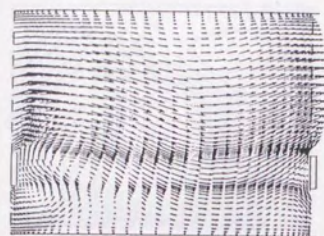
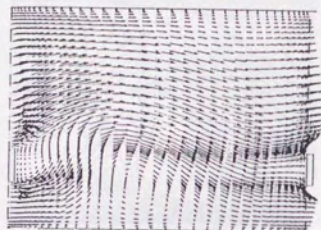


Fig. 41. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=9$



0.0 5.0

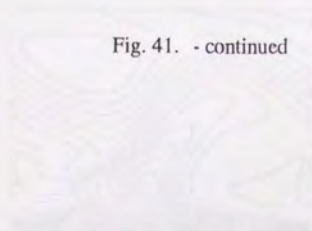
Re=11 TIME= 62900



0.0 5.0

Re=11 TIME= 63000

Fig. 41. - continued



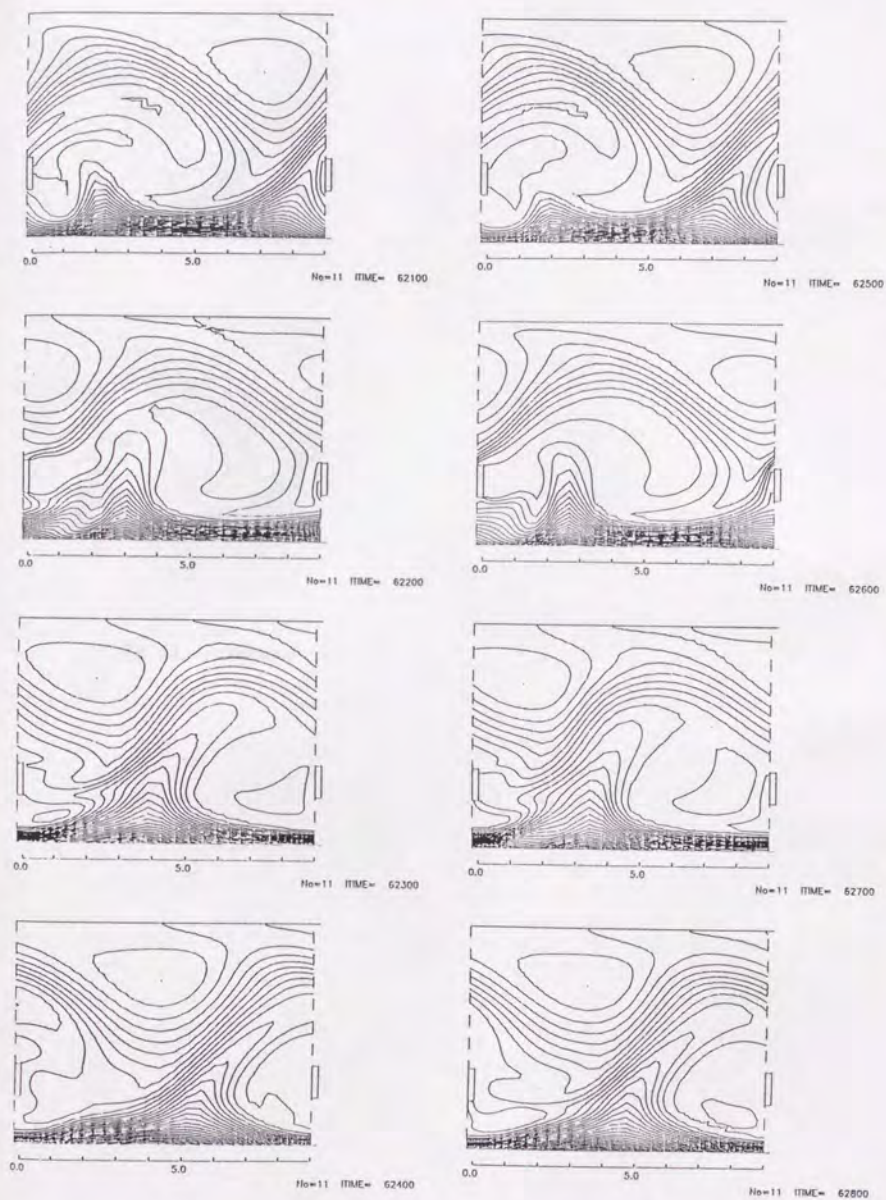
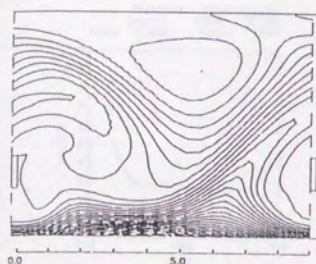
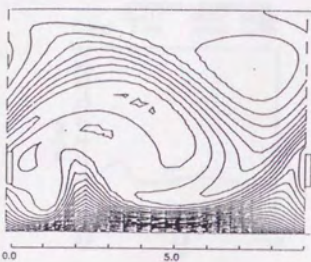


Fig. 42. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=9$



No=11 ITIME= 62900



No=11 ITIME= 63000

Fig. 42. - continued

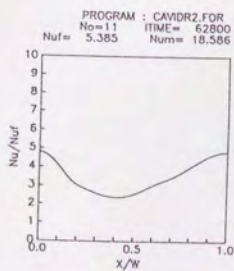
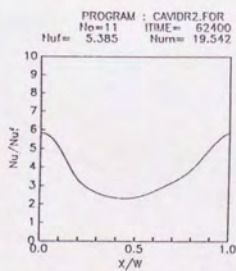
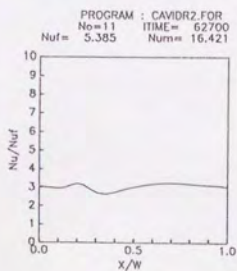
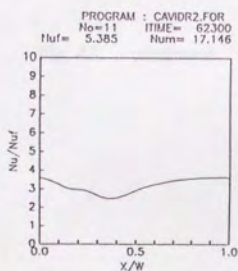
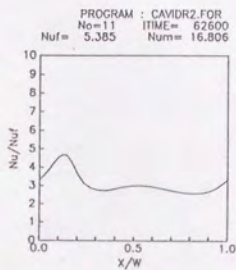
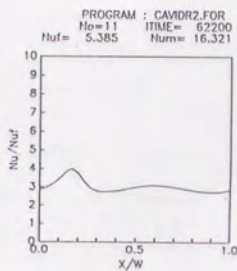
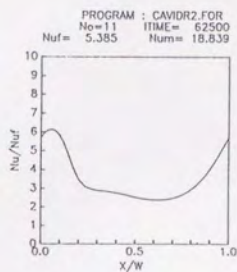
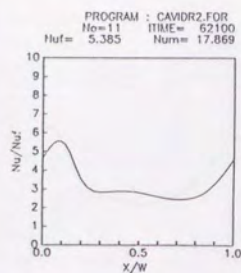


Fig. 43. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=9$

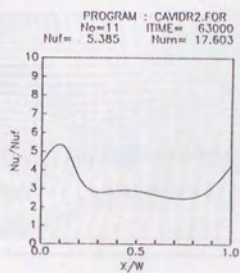
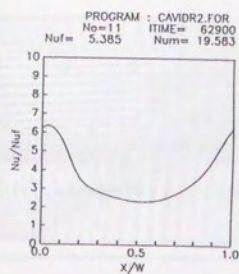


Fig. 43. - continued

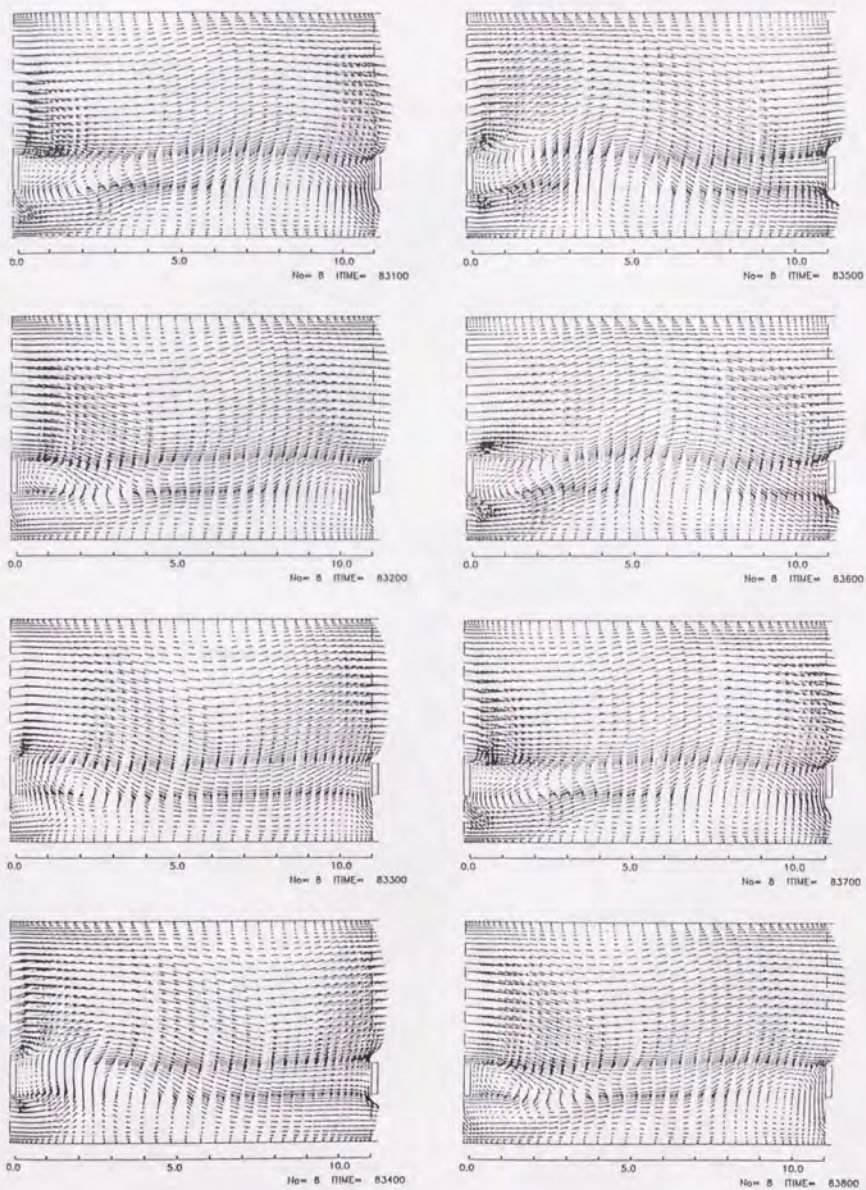


Fig. 44. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=11$

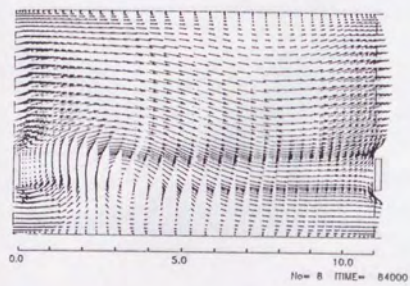
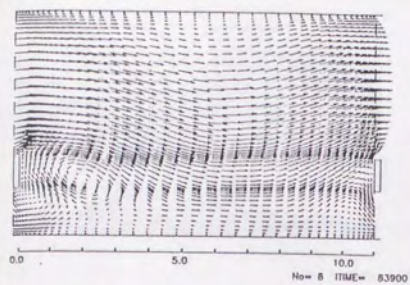


Fig. 44. - continued