

Fig. 45. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=11$

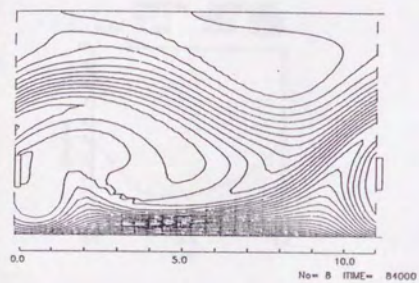
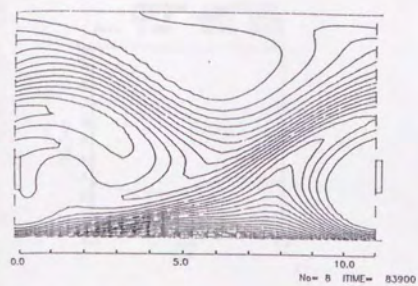


Fig. 45. - continued

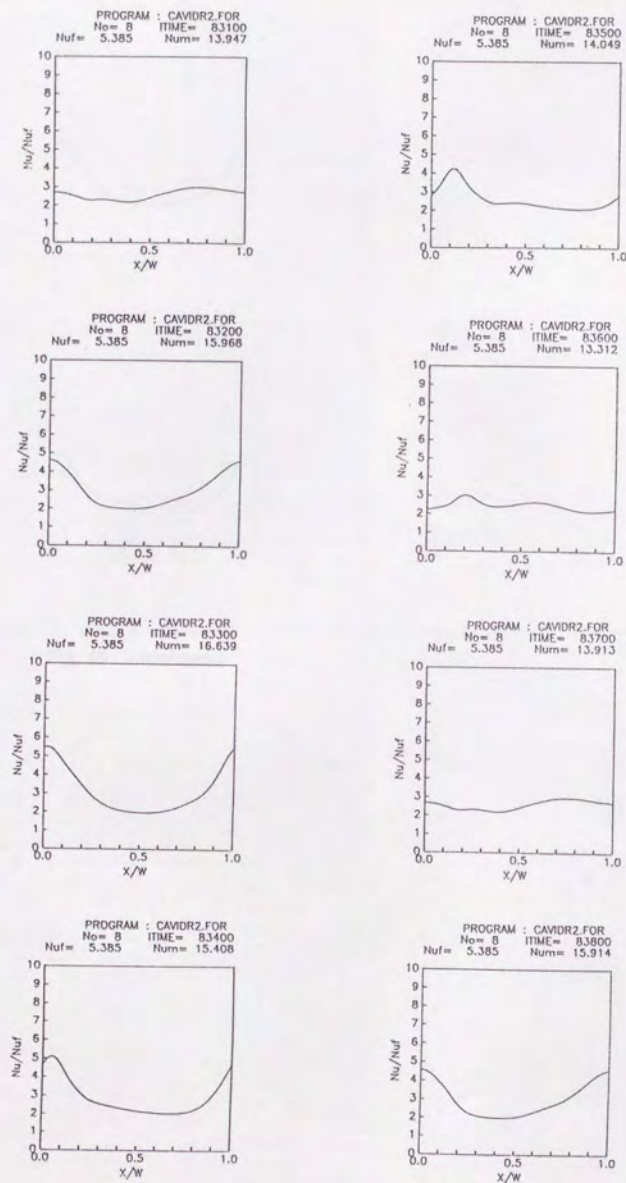


Fig. 46. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=11$

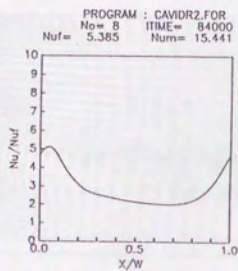
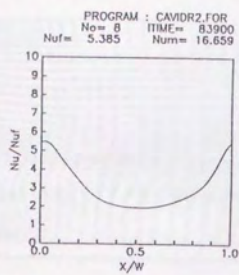


Fig. 46. - continued

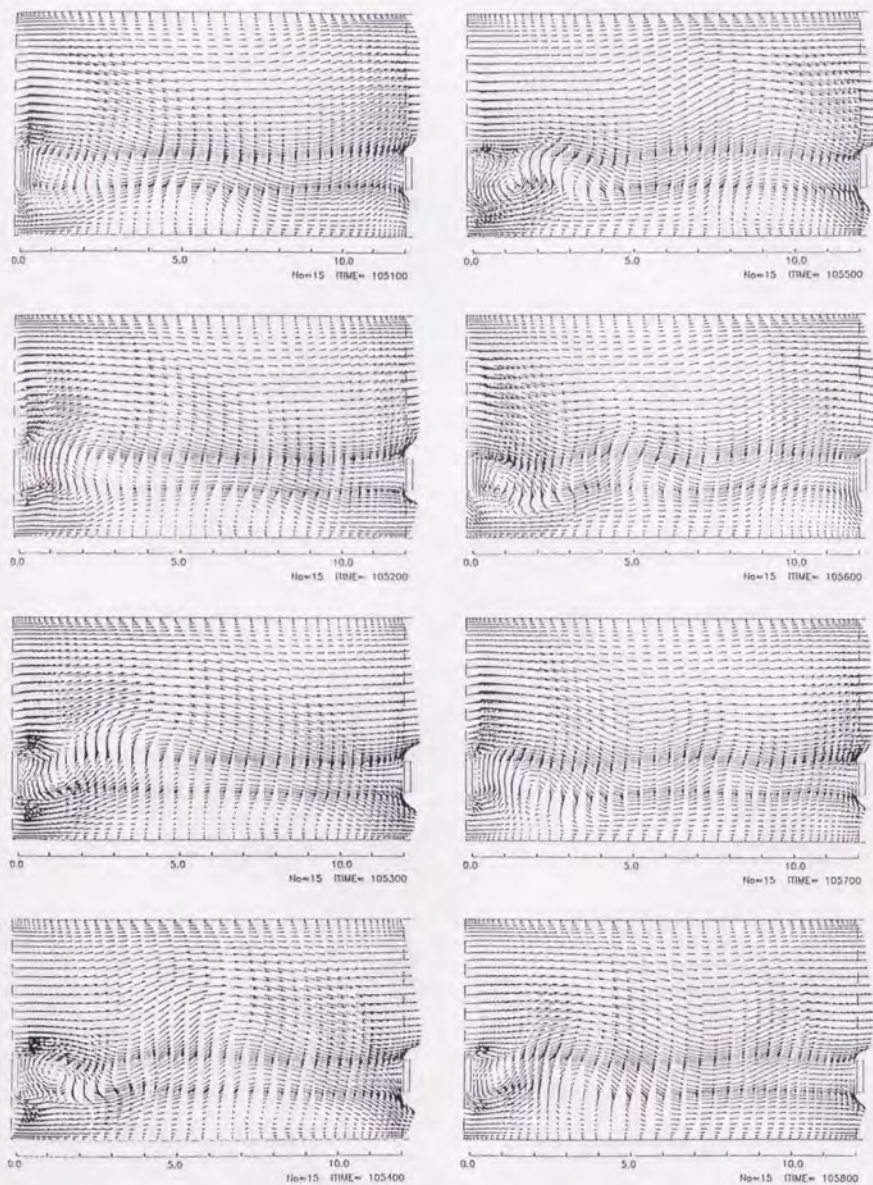


Fig. 47. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=12$

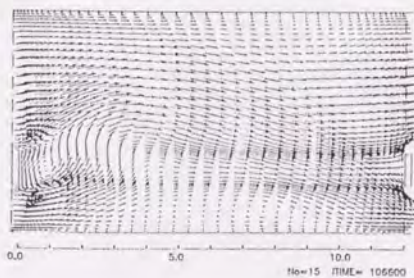
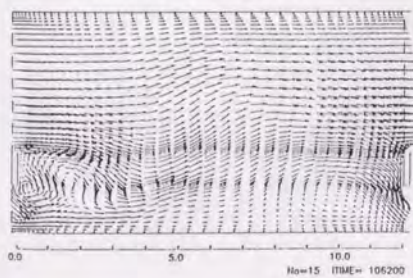
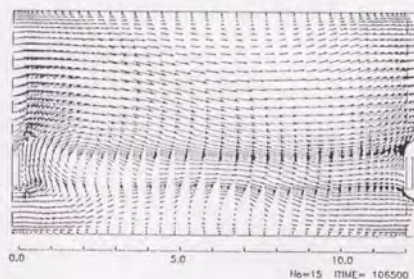
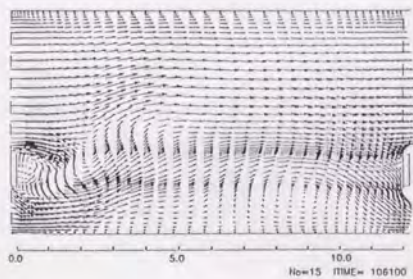
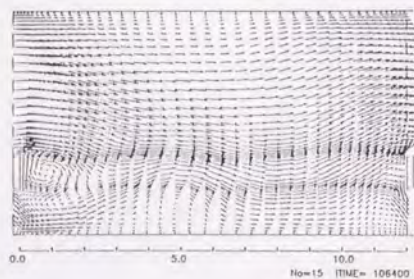
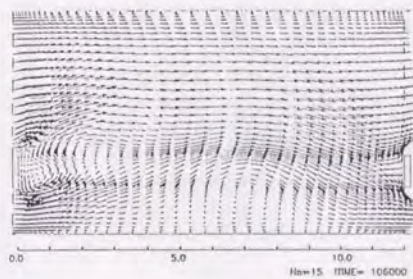
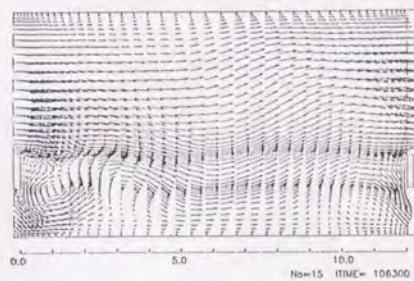
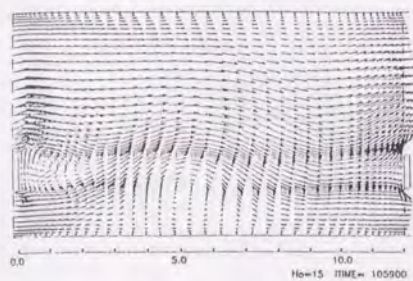


Fig. 47. - continued

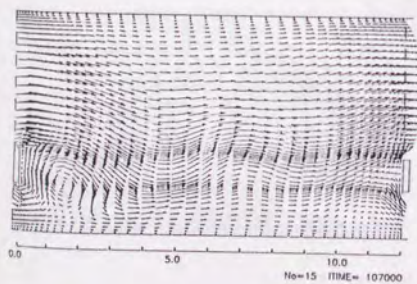
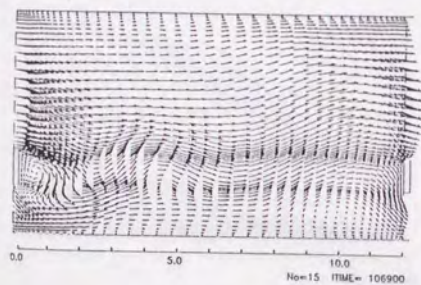
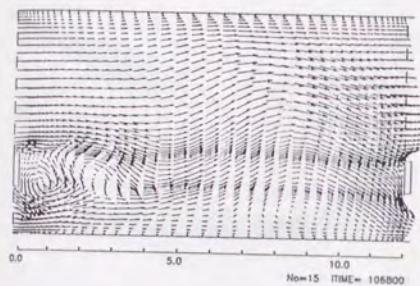
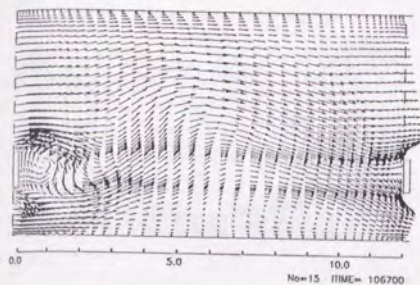


Fig. 47. - continued

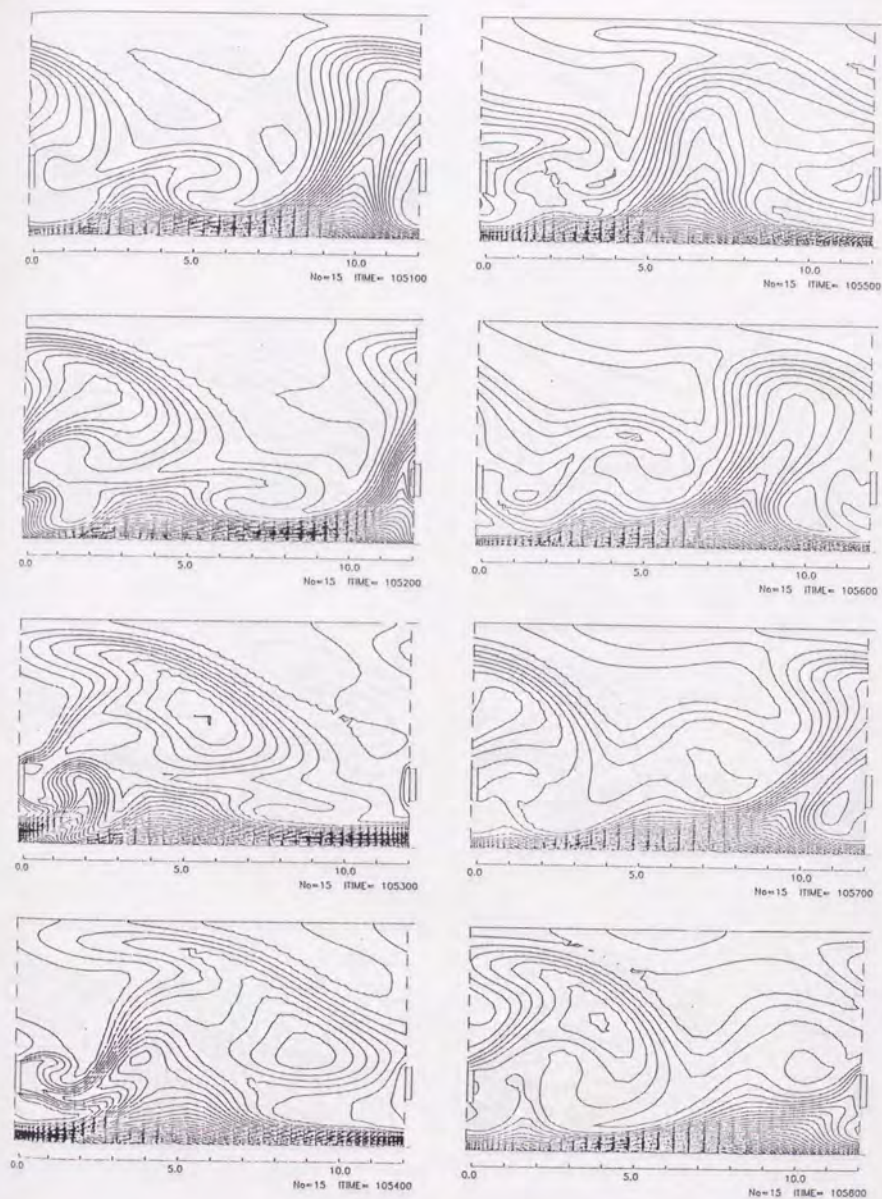


Fig. 48. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=12$

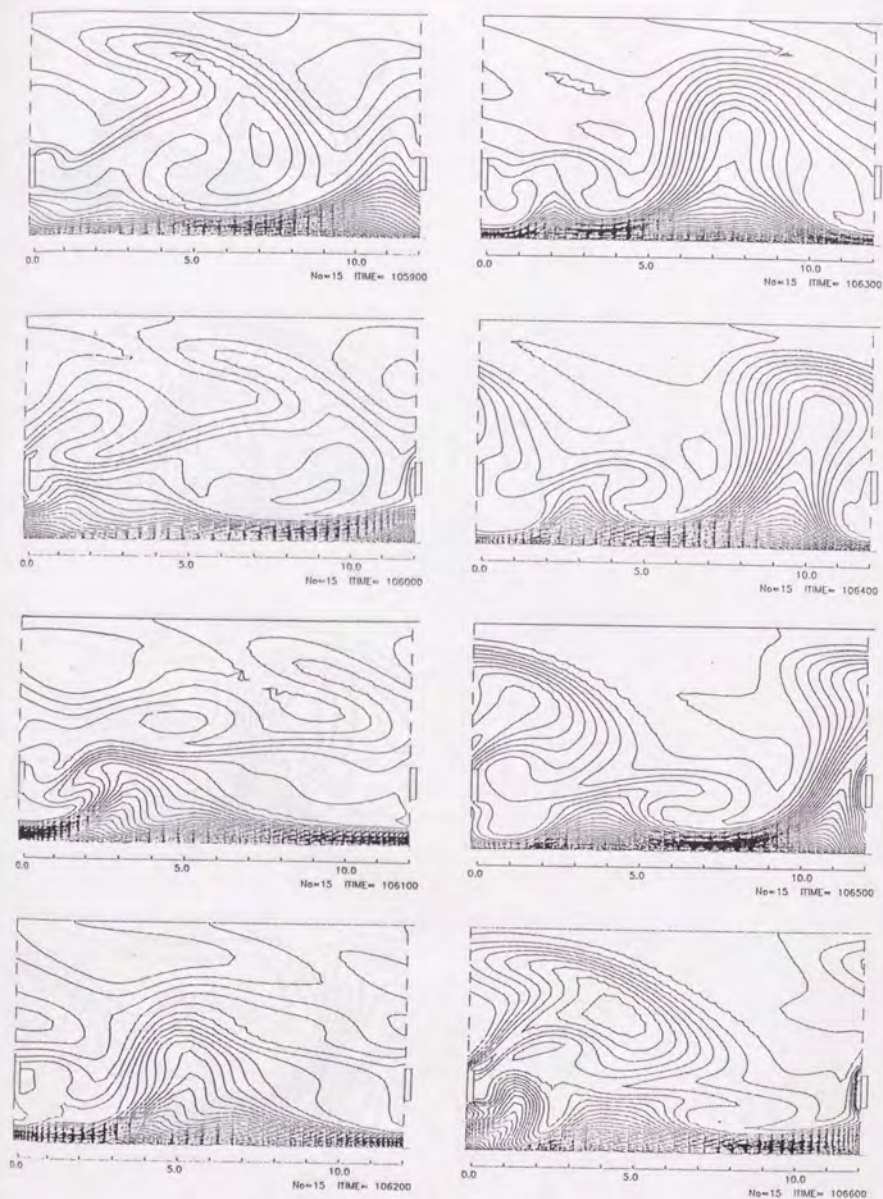


Fig. 48. - continued

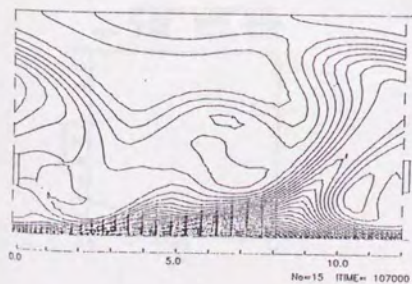
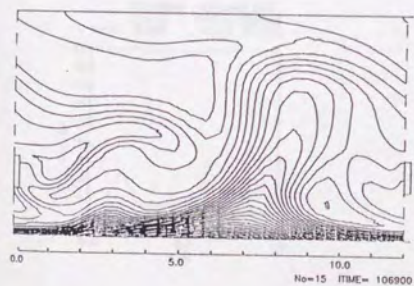
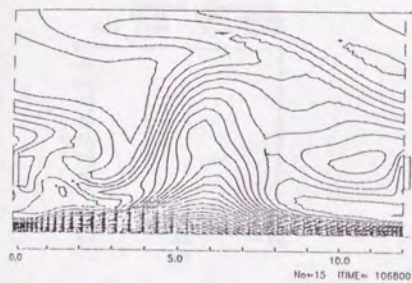
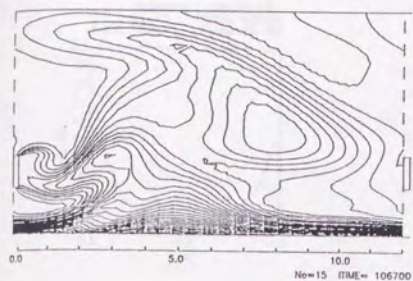


Fig. 48. - continued

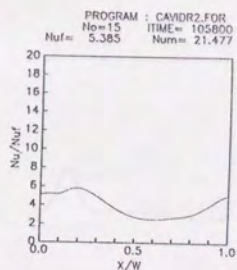
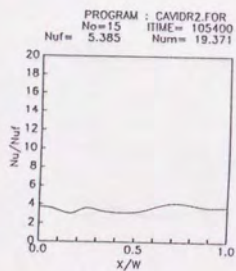
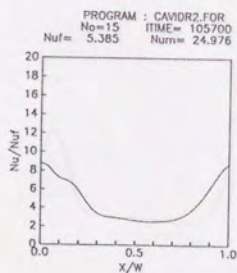
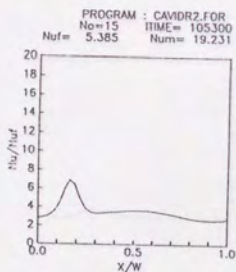
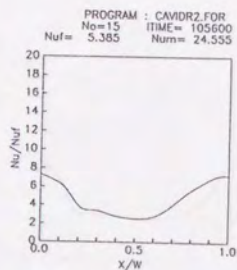
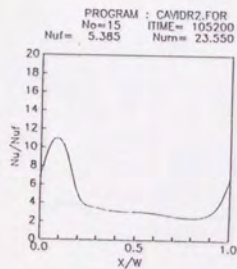
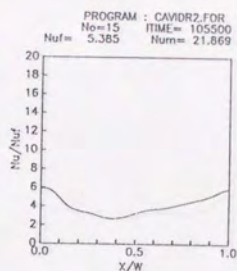
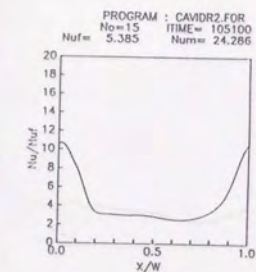


Fig. 49. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=12$

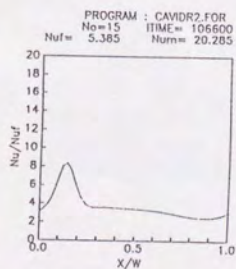
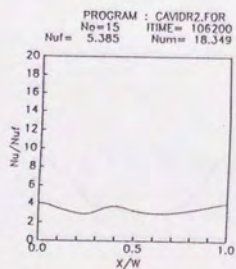
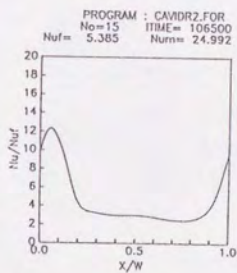
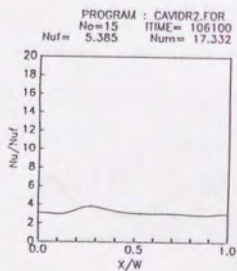
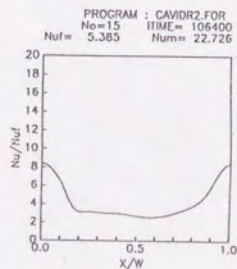
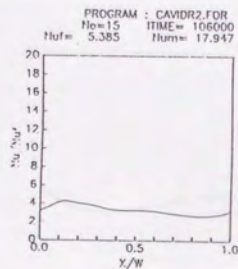
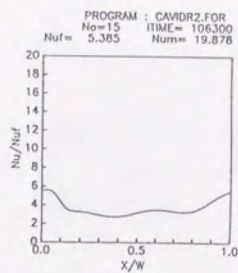
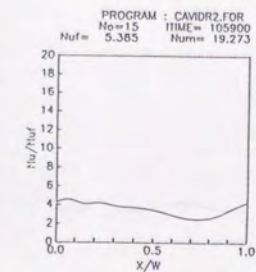


Fig. 49. - continued

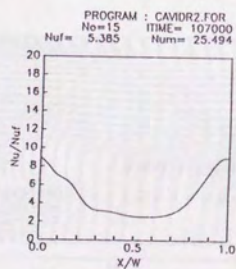
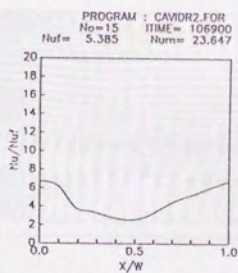
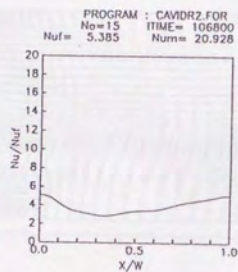
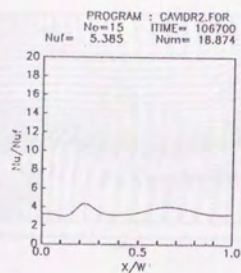


Fig. 49. - continued

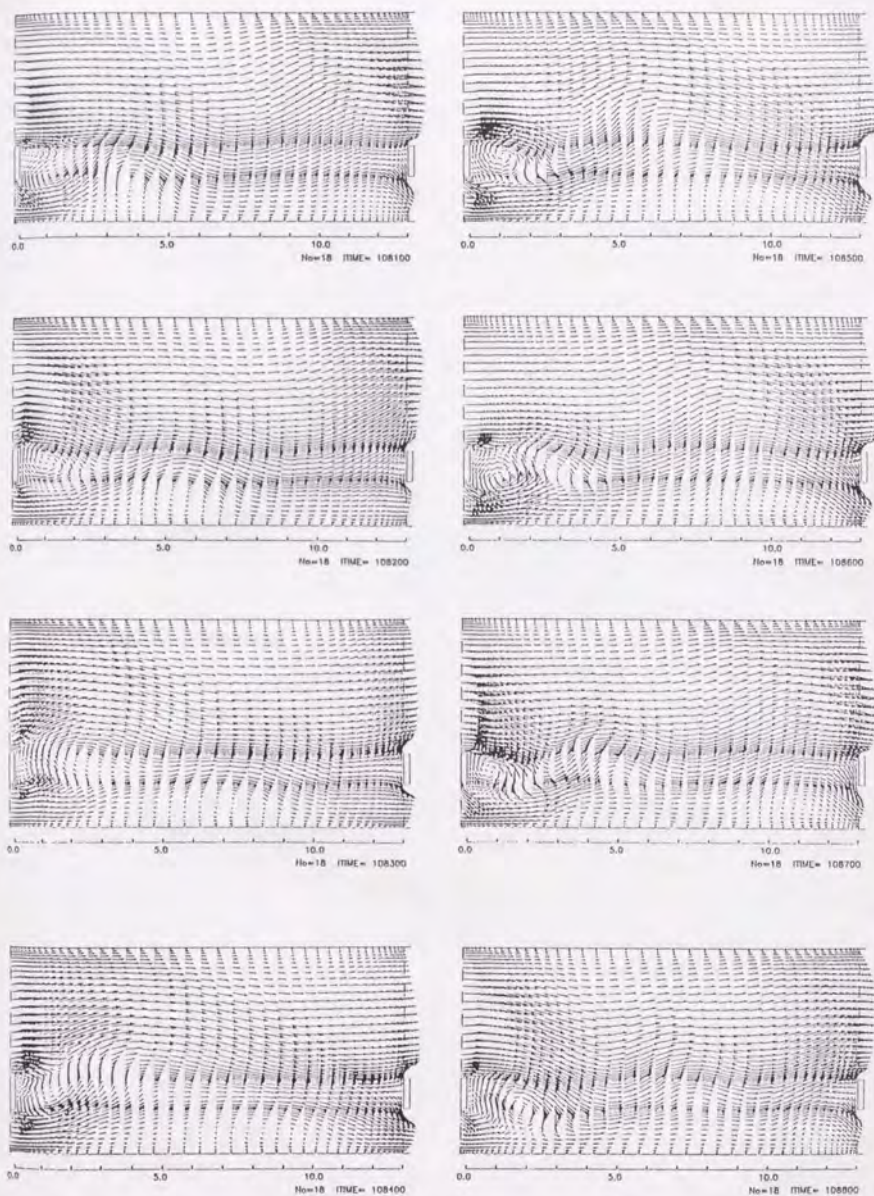


Fig. 50. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=13$

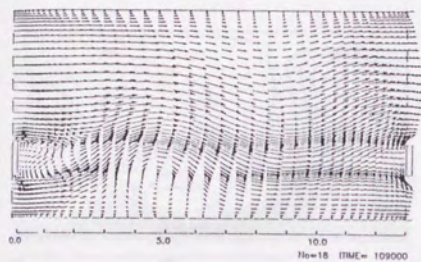
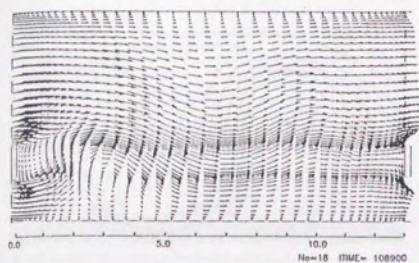


Fig. 50. - continued

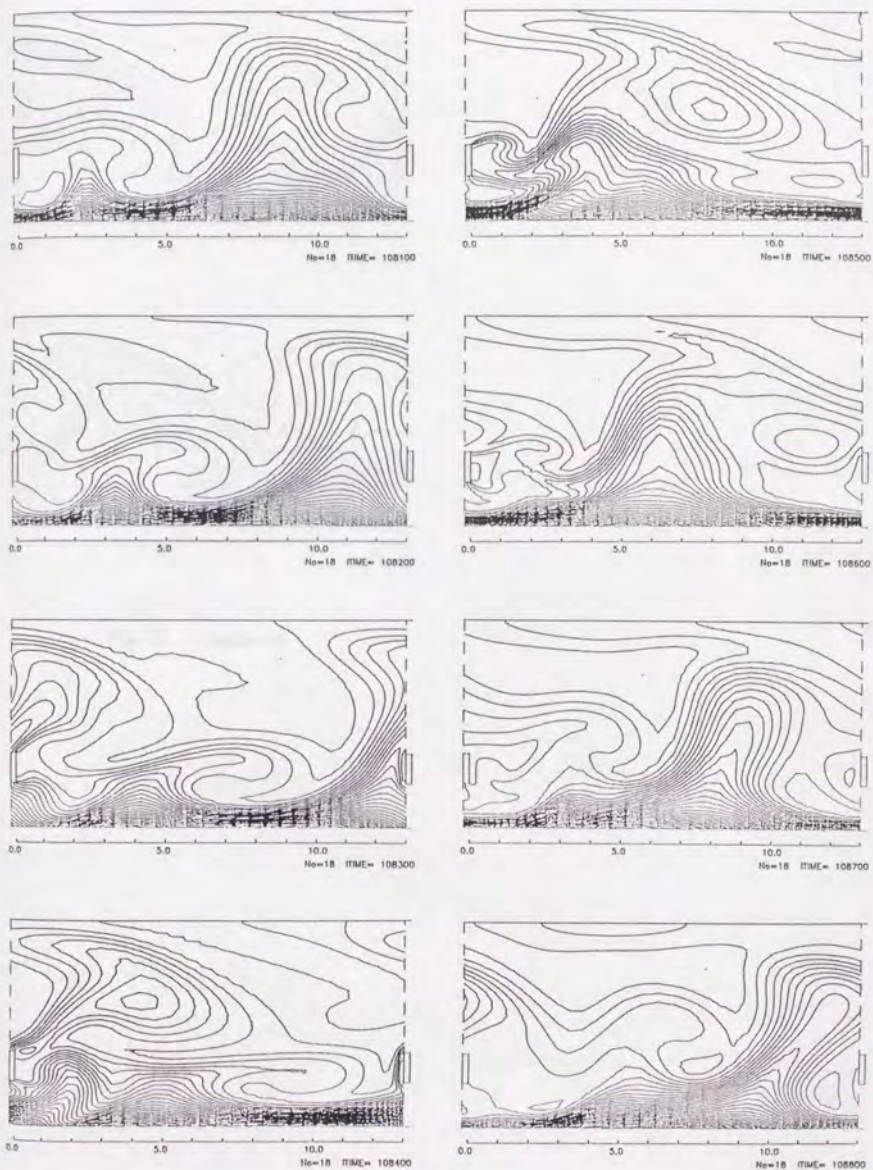


Fig. 51. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=13$

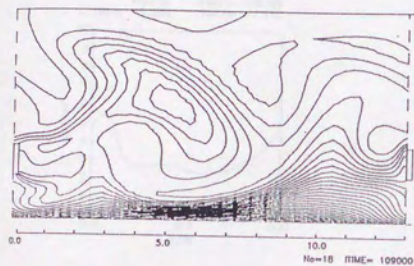
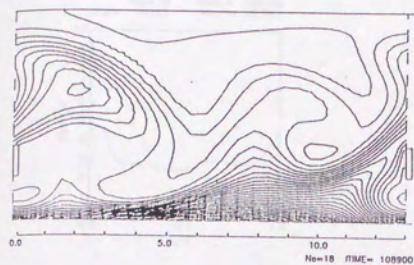


Fig. 51. - continued

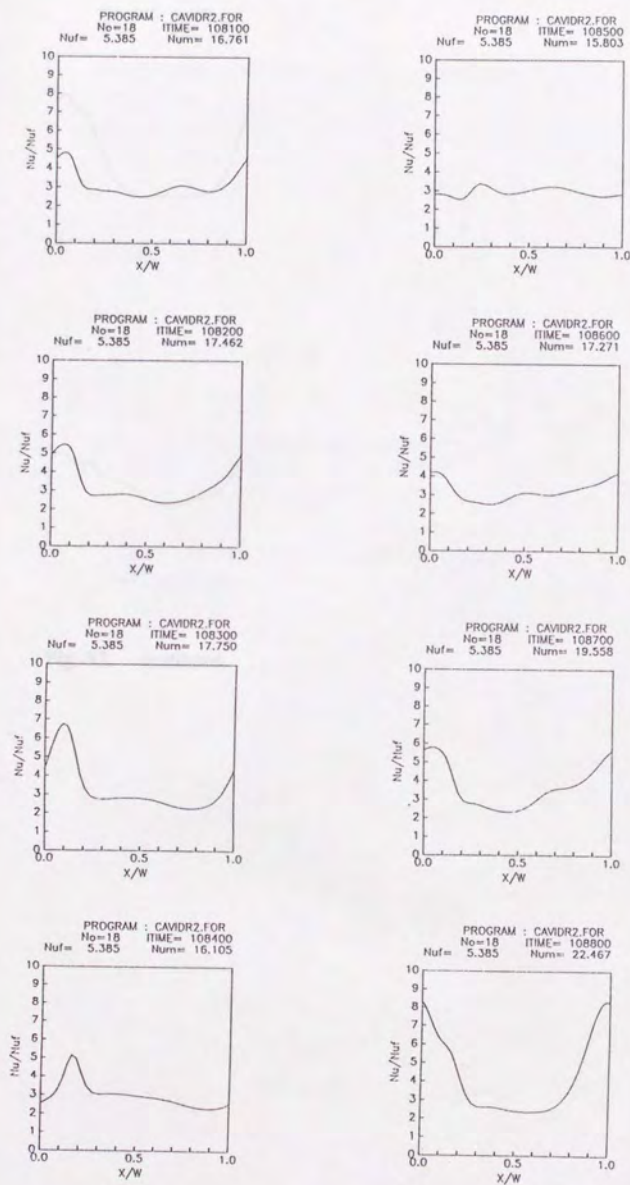


Fig. 52. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=13$

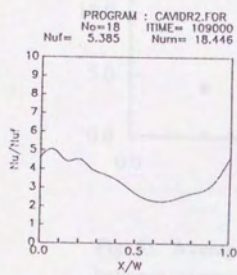
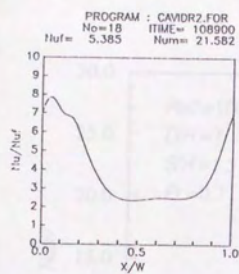


Fig. 52. - continued

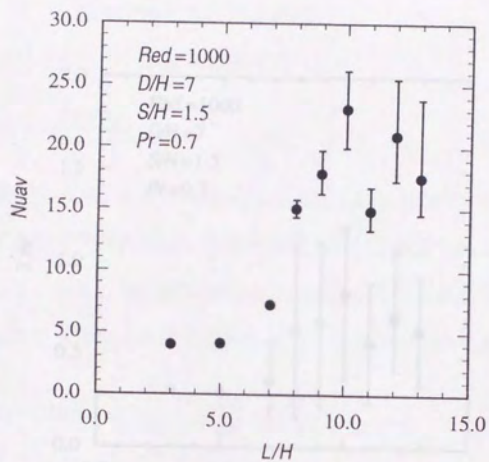


Fig. 53. Averaged Nusselt number vs. distance between promoters

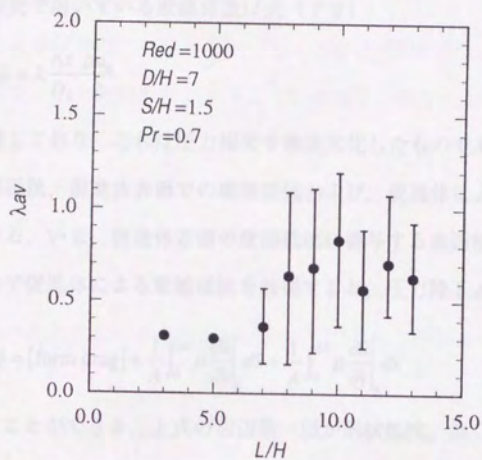


Fig. 54. Averaged friction factor vs. distance between promoters

3. 6. 壁面摩擦抵抗と形状抵抗

本研究で用いている摩擦係数は式 (79)

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

で定義しており、これは圧力損失を無次元化したものである。圧力損失は流路壁面の摩擦抵抗、促進体表面での摩擦抵抗および、促進体による形状抵抗に分けることができる。いま、促進体表面の摩擦抵抗に寄与する表面積が流路表面積に比べて小さいので促進体による摩擦抵抗を無視すると、圧力降下 $\Delta \bar{p}$ は

$$\Delta \bar{p} = [\text{form drag}] + \frac{1}{A} \int_0^{\Delta \bar{x}} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y_b} d\bar{x} + \frac{1}{A} \int_0^{\Delta \bar{x}} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y_u} d\bar{x} \quad (85)$$

と表すことができる。上式の右辺第一項が形状抵抗、第二項が流路下壁面の摩擦抵抗、第三項が流路上壁面の摩擦抵抗の寄与である。右辺各項について式 (79) と同様に摩擦係数を次のように定義する。

$$[\text{form drag}] = \lambda_d \frac{\Delta \bar{x}}{D_h} \frac{\rho u_0}{2} \quad (86)$$

$$\frac{1}{A} \int_0^{\Delta \bar{x}} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y_b} d\bar{x} = \lambda_{fb} \frac{\Delta \bar{x}}{D_h} \frac{\rho u_0}{2} \quad (87)$$

$$\frac{1}{A} \int_0^{\Delta \bar{x}} \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y_u} d\bar{x} = \lambda_{fu} \frac{\Delta \bar{x}}{D_h} \frac{\rho u_0}{2} \quad (88)$$

これらの定義を用いれば摩擦係数は

$$\lambda = \lambda_d + \lambda_{fb} + \lambda_{fu} \quad (89)$$

と表すことができる。

$L/H=10$ で S/H が 0.5, 1.0, 1.5, 3 の場合の λ_{fb} , λ_{fu} の時間変動を λ の時間変動とともに Fig.55~Fig.58 に示す。まず、いずれの場合にも壁面摩擦の時間変動が非常に小さく、摩擦係数の時間変動のほとんど全てが形状抵抗の時間変動であることが分かる。また時間平均摩擦係数に占める壁面摩擦の割合は20%から40%であり、形状抵抗の

時間平均摩擦係数に占める割合の方が大きい。 $S/H=3$ を除くほかの3つの場合には流路上側壁面の壁面摩擦が流路下側壁面の値を上回っている。特に $S/H=0.5$ の場合には、流路下側壁面の壁面摩擦に対する摩擦係数は0.01以下の値を示している。これは速度ベクトル図から分かるように促進体の存在により流れが下側壁面近くに入り込めずそこの流速が小さいことに対応している。 $S/H=1, 1.5$ の場合には下側壁面が渦による逆流にさらされており、上流に向かう流れによる逆方向の摩擦抵抗が作用するため摩擦係数が減少するものと考えられる。 $S/H=3$ の場合には上側壁面と下側壁面の摩擦係数はほぼ等しい値を示しているが、これはこの場合の促進体の位置が流路中央に位置し、流路中心線に対して流れが対称となっていることに対応している。

ところで $S/H=1.0$ (Fig. 56) の場合には、形状抵抗が負の値を示す部分がある。これは、一見奇妙な現象のように思えるが、次のような説明ができる。Fig. 59に促進体の上流側壁面（左側面）を含む流路断面内圧力分布（図中▼印）と促進体の下流側壁面（右側面）を含む流路断面内圧力分布（図中○印）を示す。横軸が加熱壁面から測った無次元座標で、 $y=1$ から $y=2$ の範囲に促進体が設置されている。図aは全摩擦係数が変動の最大値に近い値を示す時刻での分布であり、これを見ると、促進体の前後で大きな圧力差が生じ形状抵抗となっているのがわかる。図bが全摩擦係数が変動の最小値に近い値を示す時刻の分布であるが、この場合には、促進体の下流側の壁面での圧力の方が上流側の壁面の圧力より高くなっている部分があり、これが形状抵抗の減少に対応している。図bの場合には全摩擦係数は、まだ、壁面摩擦係数よりわずかに大きな値であるが、促進体下流側での圧力の上昇の割合によっては、形状抵抗が負となる可能性がある。図bに対応する速度分布はFig. 6のITIME=83200の分布である。この図より、促進体の両側に渦が存在しているのがわかるが、この促進体の両側の渦の強さのバランスにより促進体の前後での圧力差が決定され则认为られる。

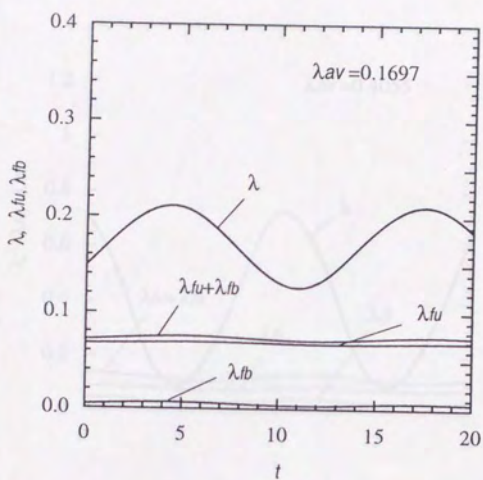


Fig. 55. Friction factor
 ($Re_d = 1000$, $Pr = 0.7$, $L = 10$, $S/H = 0.5$)

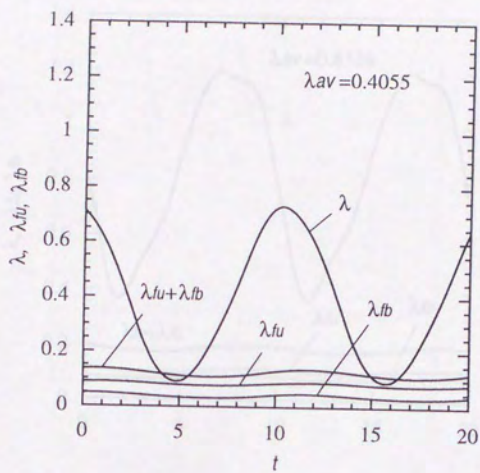


Fig. 56. Friction factor
 ($Red = 1000$, $Pr = 0.7$, $L = 10$, $S/H = 1$)

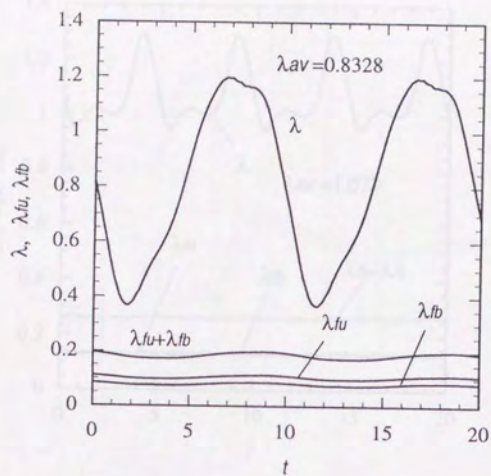


Fig. 57. Friction factor
 ($Re = 1000$, $Pr = 0.7$, $L = 10$, $S/H = 1.5$)

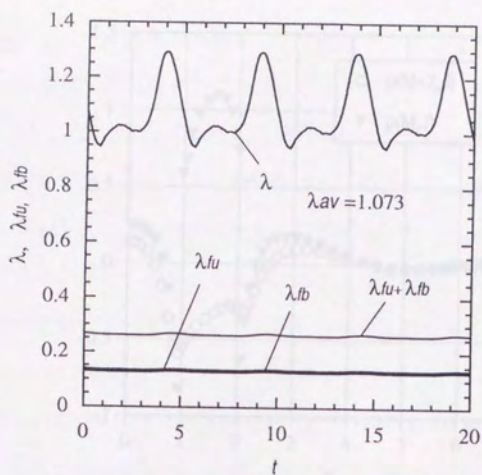
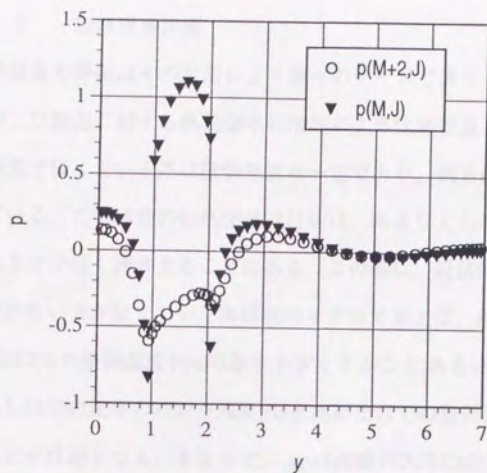
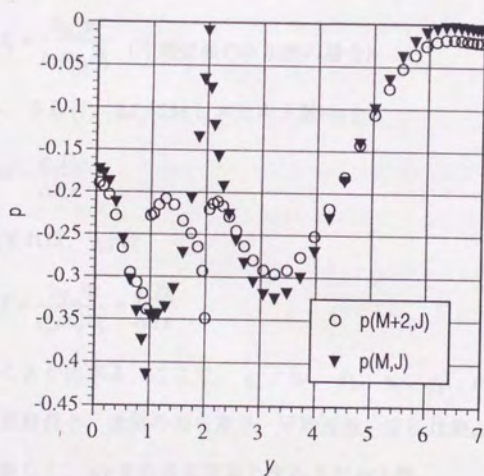


Fig. 58. Friction factor
($Re = 1000$, $Pr = 0.7$, $L = 10$, $S/H = 3$)



(a) ITIME=83500 ($\lambda=0.726723$)



(b) ITIME=83200 ($\lambda=0.124477$)

Fig. 59. Pressure distribution
($S/H=1$, $L/H=10$)

3. 7. 伝熱促進評価

伝熱促進の評価はその目的により個々のケースで異なってくるが、ここでは、等しいポンプ動力に対する熱伝達率の増加により伝熱促進を評価してみる。

本研究で扱っている系は壁面熱流束一定であり、例えば電子機器の冷却問題を想定している。この場合の伝熱促進の目的は、ある与えられた熱流束に対し壁面温度を出来るだけ低く押さえることにある。この際に、経済的な面から、必要なポンプ動力が少ない方が望ましい。本研究のモデルで言えば、流路の入り口での壁面温度 T_{wi} と出口での壁面温度 T_{wo} の差を小さくすること、あるいは、同じことであるが、流路入り口での流体のバルク温度 T_{bi} と流路出口での壁面温度 T_{wo} の差 ΔT を小さくすることが目的となる。ところで、 ΔT は流路の入り口出口間の流体のバルク温度の上昇 ΔT_b と出口での壁面温度とバルク温度の差 ΔT_o の和である。 ΔT_b は流路入り口出口間のエンタルピー流量の差と加えられる熱が等しいことから、

$$\Delta T_b = \frac{2q_w W}{c_p \rho u_0 D_h} \quad (\text{片側壁面のみ加熱の場合}) \quad (90)$$

である。さらに、 ΔT_o に対しヌセルト数 Nu を

$$Nu = \frac{q_w D_h}{\Delta T_o \kappa} \quad (91)$$

と定義すれば、 ΔT は

$$\Delta T = \frac{2q_w W}{c_p \rho u_0 D_h} + \frac{q_w D_h}{Nu \kappa} \quad (92)$$

と表すことが出来る。ここで、 q_w , W , D_h , u_0 , c_p , ρ , κ はそれぞれ、壁面熱流束、流路長さ、流路の相当直径、平均流速、定圧比熱、密度、熱伝導率である。

いま、新しく、 ΔT を代表温度差とするヌセルト数

$$Nu^* = \frac{q_w D_h}{\Delta T \kappa} \quad (93)$$

を定義すると、我々の目的はポンプ動力一定の条件のもとに、このヌセルト数を大きくすることになる。上で導出した式を用いれば

$$Nu^* = \frac{1}{\frac{W\kappa}{c_p \rho u_0 \frac{D_h^2}{2}} + \frac{1}{Nu}} = \frac{1}{\frac{W}{PrRe \frac{D_h}{2}} + \frac{1}{Nu}} \quad (94)$$

となるから、流路の長さとかさの比が定められているとすると、 Nu^* を大きくするには、 $PrRe$ あるいは、 Nu を増してやればよいことになる。いま

$$\frac{W}{D_h/2} \ll \frac{PrRe}{Nu} \quad (95)$$

が満たされる場合には、

$$Nu^* \approx Nu \quad (96)$$

としてよい。まず、この条件が成立する層流の範囲で、平滑平行平板間流れと促進体付き平行平板間流れを比較してみる。

一般に熱伝達の促進には流動抵抗の増大が伴うのであるが、本研究の場合、もっともヌセルト数の高い値が得られた場合で見ると、ヌセルト数を平滑板流路の値に対して4倍程度増加するのに、流動抵抗が約9倍増加している。

もし、促進体付流路でヌセルト数を4倍増加するのに必要となるポンプ動力を、平滑板流路に適用した場合に実現できる流れが層流であるならば、発達した平行平板間流れのヌセルト数が一定値5.385であることから、伝熱促進評価として「流れが層流の範囲では、促進体を挿入することにより、ポンプ動力一定条件下で最大約4倍熱伝達が促進される」と表現することができる。これを、実際に計算してみる。

まず、単位長さ当たりのポンプ動力 P_w は

$$P_w = \left(\frac{\dot{m}}{\rho} \right) \frac{\Delta p}{\Delta x} = \lambda \left(\frac{1}{4} \frac{\rho v^3}{D_h} \right) Red^3 \quad (97)$$

で表されるから、流体が同じで相当直径が等しい場合のポンプ動力一定の条件は

$$(\lambda Red^3)_p = (\lambda Red^3)_f \quad (98)$$

と表すことができる。ここで添字 p は促進体を有する流路の値、添字 f は平滑板流路の値であることを示す。平滑板流路の流れが層流であるとする

$$\lambda_f = \frac{96}{Red_f} \quad (83)$$

であるから

$$Red_f = \sqrt{\left(\frac{\lambda}{96} Red^3\right)_p} \quad (99)$$

である。今回の計算で一番高いヌセルト数23.1が得られた場合について Red_f を求めると $Red_p = 1000$, $\lambda_p = \lambda_{av} = 0.833$ を式 (93) に代入して

$$Red_f = 2.95 \times 10^3 \quad (100)$$

となる。二次元ポアズユ流れの乱流への遷移レイノルズ数は文献により異なっているが、相当直径を代表長さとした場合3800⁽¹⁸⁾程度といわれているので、この場合には流れが層流にとどまる可能性が高い。

次に本研究で得られたヌセルト数を平滑平板間流れで実現するのに必要なポンプ動力を求めてみる。平滑平板間流れの発達した層流でのヌセルト数が前述のようにレイノルズ数に無関係に一定値5.385であるから、乱流を考えなければならない。乱流におけるレイノルズ数とヌセルト数の関係を表すKaysの式

$$Nu = 0.019 Red^{0.8} Pr^{0.5} \quad (101)$$

から、本研究で得られた最大のヌセルト数23.1を与える乱流のレイノルズ数を計算してみると8972である。また、このレイノルズ数に対する乱流での摩擦係数をブラジウスの式⁽¹⁸⁾

$$\lambda = \frac{0.3164}{Red^{0.25}} \quad (102)$$

から計算すると0.0325となる。これからポンプ動力の比を計算すると

$$\frac{P_{w_f}}{P_{w_p}} = \frac{(\lambda Red^3)_f}{(\lambda Red^3)_p} = 28.2 \quad (103)$$

となる。すなわち同じヌセルト数を実現するのに促進体を用いた層流の場合には平滑板流路の乱流に比べて1/28のポンプ動力しか必要としないことが分かる。

3. 8. レイノルズ数の影響

本研究で取り上げた現象にかかわるパラメータとして、これまでみてきた隙間と促進体間隔の他に、促進体の厚み、流路高さ、プラントル数、レイノルズ数が考えられる。ここでは、レイノルズ数の異なる場合の結果を1例だけ示すことにし、すべてのパラメータについて、その組み合わせを変えた場合の研究は今後の課題としたい。

レイノルズ数 $Re_d=500$, $S/H=1.5$, $L/H=10$ の場合の速度場、温度場、局所ヌセルト数の分布をそれぞれFig. 60~fig. 62に示す。これらの図から、 $Re_d=500$ においても $Re_d=1000$ の場合と同様に流れは非定常であり、熱伝達が促進されていることが分かる。速度場をみると、渦が促進体で生じ、わずかに下流に流されて消滅した後、加熱壁面から新たに渦が発生し、成長しながら下流に流され、下流側促進体で消滅しているようである。温度場からは、主流部の温度場が均一化され、加熱流体が主流部へ放出されているのが分かる。局所ヌセルト数の分布をみると、どの時刻どの位置においても平滑板流路の値を上回っており、特に促進体近傍でのヌセルト数の増大が顕著であることが分かる。以上のように $Re_d=500$ においても、速度場、温度場、局所ヌセルト数の分布の定性的な特徴は $Re_d=1000$ の場合と変わらないことがわかる。 $Re_d=500$ の場合の時間面積平均ヌセルト数は10.2であり平滑板流路の値5.3846の約1.9倍、時間平均摩擦係数は0.752で平滑板流路の摩擦係数0.192の約4倍である。また、面積平均ヌセルト数の時間変動は周期的である。変動周期は無次元時間で10.04であり、 $Re_d=1000$ の場合と同様に、渦の発生、流下、消滅の周期と一致していることが速度場から分かる。

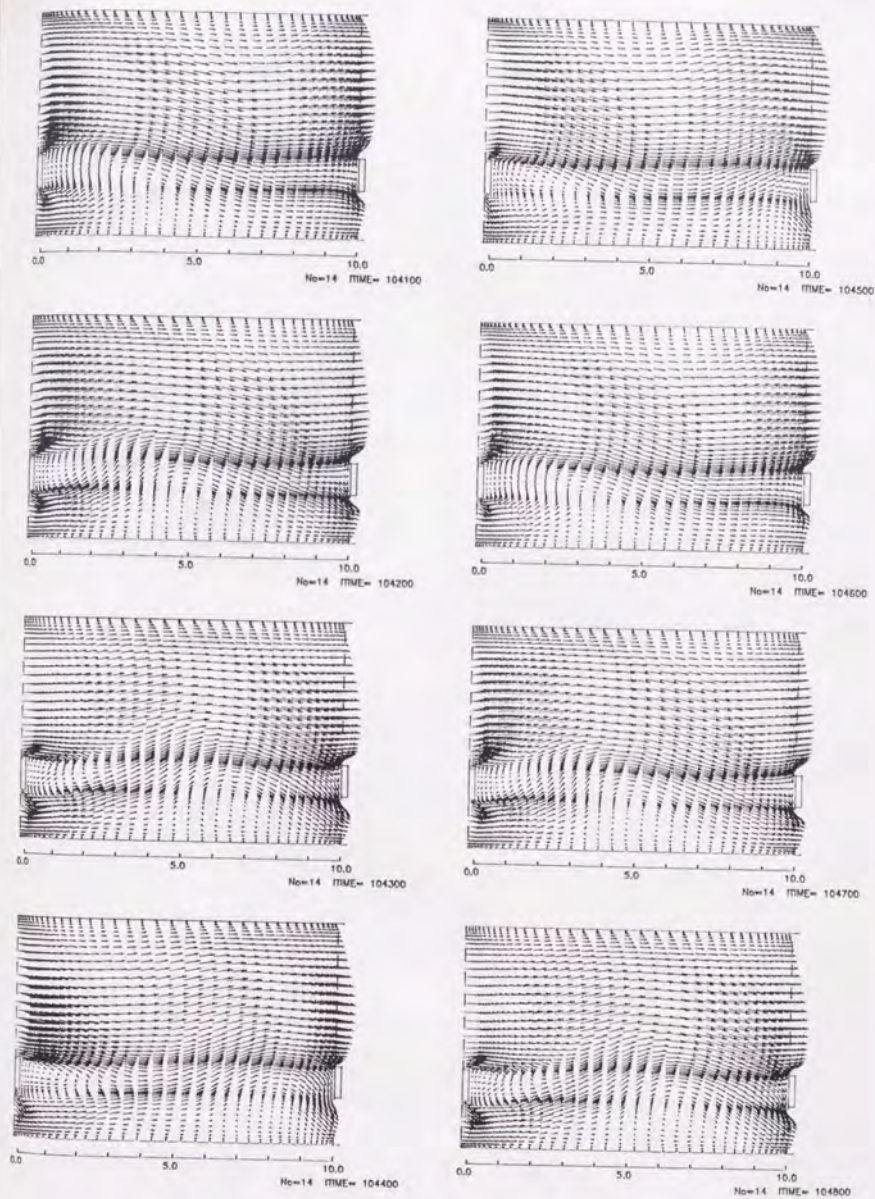


Fig. 60. Flow patterns for $S/H=1.5$, $L/H=10$, $Re=500$

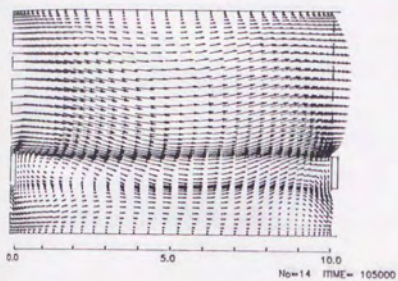
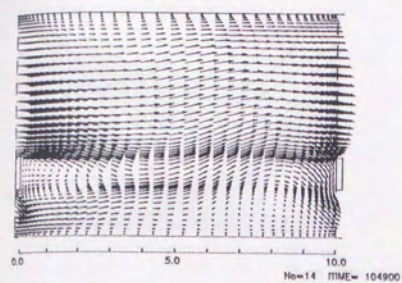


Fig. 60. - continued

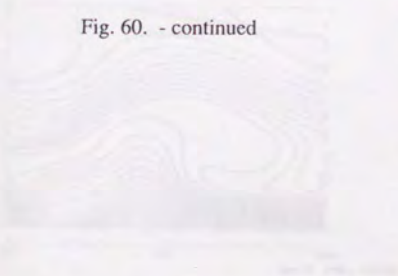


Fig. 61. Contours for Diff. 1.5, Diff. 1.0, Diff. 0.5

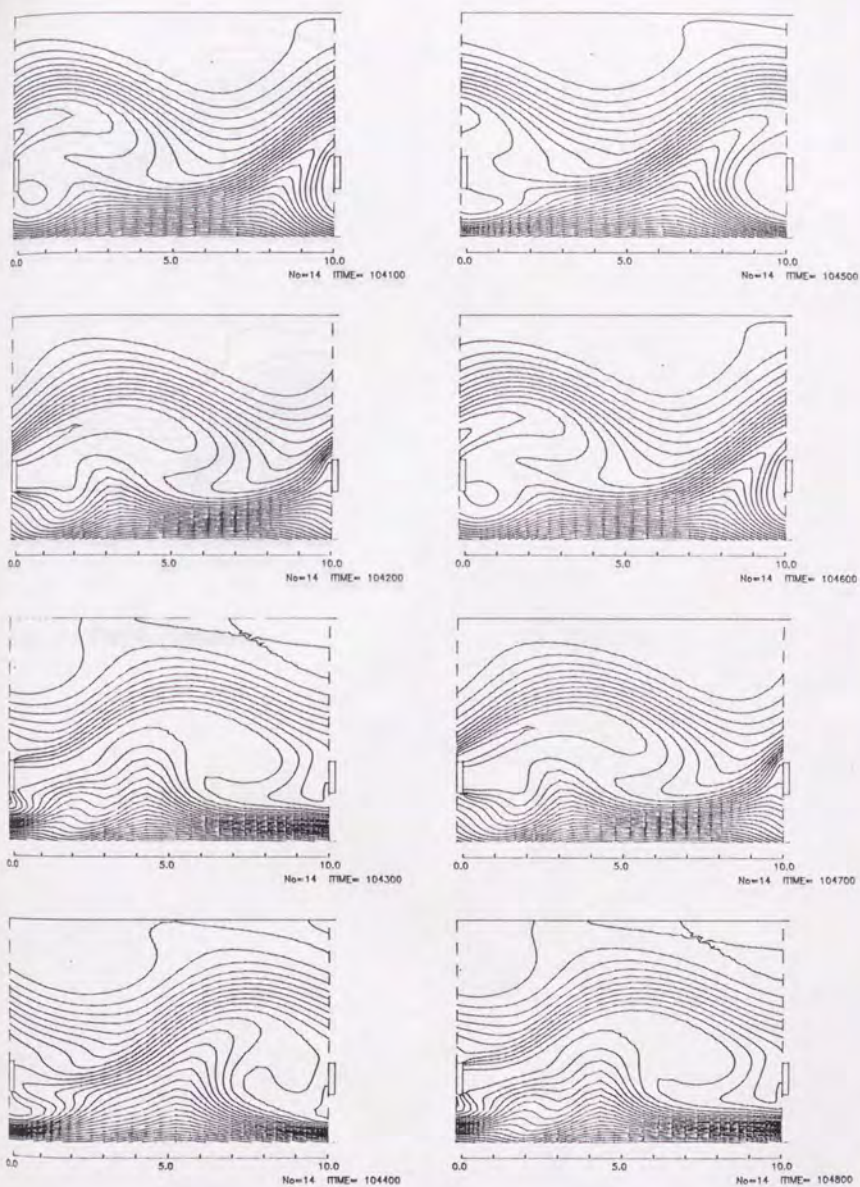


Fig. 61. Isotherms for $S/H=1.5$, $L/H=10$, $Re=500$

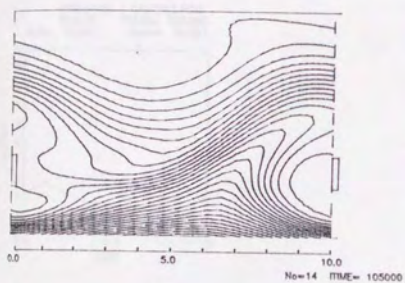
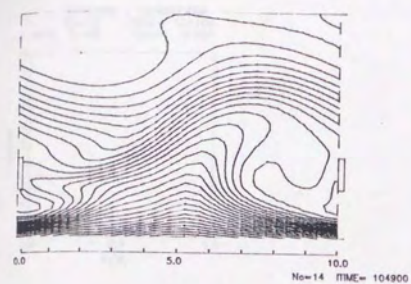


Fig. 61. - continued

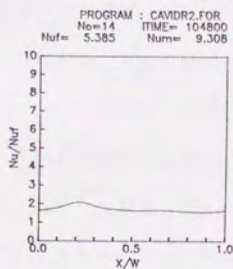
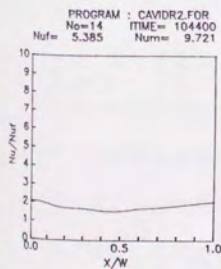
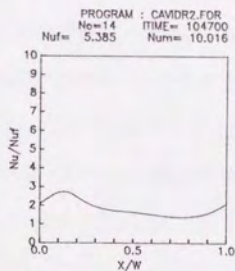
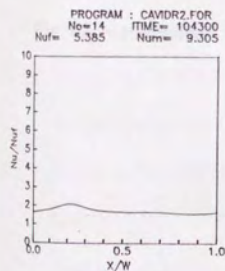
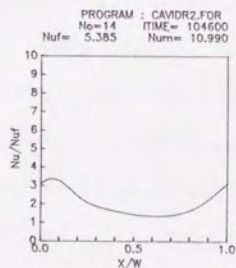
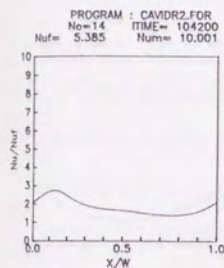
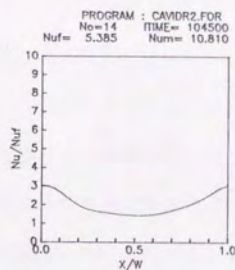
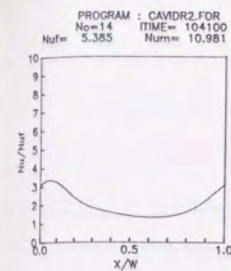


Fig. 62. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$, $L/H=10$, $Re_d=500$

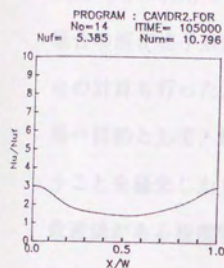
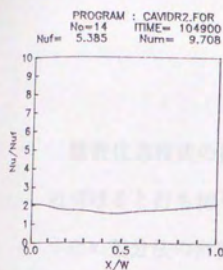


Fig. 62. - continued

4. 計 算 精 度

離散化方程式の打ち切り誤差は格子点間隔のべき乗を含み、格子点間隔をゼロに近づけると打ち切り誤差はゼロに収束する。実際には有限の格子点間隔で計算を行うため差分法の計算精度は当然のことながら用いる格子点の数に依存する。本研究開始当時は利用できる計算機の演算性能の制限から、格子点数は定常解が得られる場合の解が格子点数依存性を示さない数として決定し、その値で非定常性を示す場合の計算も行った。研究の第一段階として最適なパラメータの値を決定することを第一目的として、解の精度を犠牲にしてもパラメータの値を変えた計算を数多く行うことを優先したものである。しかし、パラメータを変えた計算が一通り終わり、最適値がある程度明らかとなったので、ここで、いくつかの場合について格子点の数を変えた計算を行い、解の精度を検討する。

Table 2 に格子点数を変えた計算を行った結果を示す。Tableの上段の数値が第3章で述べた計算結果である。 $L/H=5$ の場合には定常解が得られるが、格子点数が $M \times N=26 \times 50$ から $M \times N=40 \times 70$ と約2倍に増した場合にもヌセルト数は1.6%、摩擦係数は0.13%の変化しか見せておらず、この場合にはこの程度の格子点数で十分な計算精度が得られているといえる。しかし、流れが非定常になる場合には格子点数を増すと計算結果がかなり異ってきている。

Fig.63とFig.64に $S/H=1.5, L/H=10$ の場合について分割数を変えた場合の面積平均ヌセルト数と摩擦係数の時間変化を示す。これを見ると、 $M \times N=40 \times 50$ から $M \times N=60 \times 70$ への増加ではヌセルト数と摩擦係数は共にその平均値と振幅が増しているが時間的に同様な周期変化をしている。しかし、 $M \times N=80 \times 90$ になると、一周期の間に値の異なる二つのピークをもつ周期変化をするようになる。Fig.65, Fig.66にこの場合の時間面積平均ヌセルト数と時間平均摩擦係数の格子点数に対する変化を示す。平均ヌセルト数は格子点数が増えるに従いその変化の割合が減少し、 $M \times N=4200$ から $M \times N=7200$ への増加で約0.3%の増加を示す。平均摩擦係数は格子点数の増加に伴

い単調な変化はしていないが、変化の程度は約10%である。以上のように、この場合には格子点数を増すと計算結果は変化をするが、時間面積平均ヌセルト数と平均摩擦係数については格子点数が80 x 90 程度で真の値の数%以内の精度であろうと思われる。したがって、3章で示した $L/H=10$ の計算結果には時間面積平均ヌセルト数に約12%、平均摩擦係数には約10%の誤差が含まれていると推定できる。なお、Fig.67~Fig.72 に格子点数60 x 70と80 x 90 の場合の速度場、温度場、局所ヌセルト数を示す。細かな点の相違はあるものの促進体と加熱壁面で渦が生じ下流に流れること、渦の前面で加熱壁面に向かう流れにより主流の低温流体が運ばれること、渦の後ろで加熱壁面で加熱された流体が主流に放出されていること、主流が大ききうねりを示すこと、促進体の近くに局所ヌセルト数のピークが存在することなど、流れの基本的な特性は、格子点数に関わらずとらえられていることが分かる。

面積平均ヌセルト数と摩擦係数の時間変化の波形の形状の変化は $H/L=11,12$ の場合にも生じている。 $H/L=11$ では格子点数を44 x 50 から66 x 70 に増すと、一周期の間に二つのピークをもつ変動となり、時間面積平均ヌセルト数は63%、時間平均摩擦係数は21%増加している。 $H/L=12$ では格子点数を46 x 50 から70 x 70 に増すと周期的な変動から不規則な変動に変わり、時間面積平均ヌセルト数が1.1%増加し、時間平均摩擦係数が7.3%減少している。

$H/L=9$ の場合には格子点数を58 x 70から78 x 90 に増すと、時間面積平均ヌセルト数が約17%、時間平均摩擦係数が約7.6%の変化を示している。

以上のように流れが非定常になる場合には3章での計算結果で用いた格子点数ではまだ結果に格子点数の依存性がみられ、定量的に正確な数値を得ようとすればさらに分割数を細かくした計算が必要であり、 $S/H=1.5$ 、 $L/H=10$ の場合の格子点数を変えた計算結果から推定すれば、必要な分割数は100 x 100 程度であろうと思われる。

本研究での流れ場の大きな特徴は、促進体あるいは加熱壁面で発生した渦が成長しながら下流に流されていき、下流側促進体で消滅することである。この渦により

温度場が攪拌されることにより伝熱が促進されていると考えている。この渦の発生と流下、消滅の過程に注目して、 $S/H=1.5$, $L/H=10$ の場合の格子点数の異なる計算結果であるFig.15, Fig.67, Fig.70を見てみると、格子点数により渦の形状の細かな点は異なるものの、促進体と加熱壁面で渦が発生し成長しながら下流に流されるという特徴はいずれの格子点数の場合でも同様である。また、面積平均ヌセルト数の時間変動の周期は格子点数が 80×90 の場合にも、渦の発生、成長、流下、消滅の周期に対応する基本周期は9.86であり、これは、格子点数が 60×70 の場合と変わらず、ただ、一周期ごとに変動の振幅が変化する点が異なるだけであることが、Fig.63に示した面積平均ヌセルト数の時間変化の比較図からわかる。以上のことから、さらに格子点を増した計算をおこなっても、上述の流れの基本的な特徴は変わらないのではないかと考えている。

Fig.73とFig.74にここで計算したもっとも大きな格子点数による結果を用いて促進体間隔の時間面積平均ヌセルト数と時間平均摩擦係数に及ぼす影響を示す。Fig.53, Fig.54と比較すると、ヌセルト数と摩擦係数はともに格子点数の増加によりグラフが上方にシフトするが、その最大値を示す促進体間隔は $L/H=10$ で変わらないことがわかる。またFig.53, Fig.54にみられる $L/H=11$ における極小値は、格子点数を増したFig.73とFig.74ではみられない。

ヌセルト数と摩擦係数の正確な数値を求めるには前述のように格子点数をさらに増した計算が必要であるが、ここまでの計算から、隙間が無い場合と、隙間があっても促進体間隔が $L/H=5$ 以下では熱伝達の促進は得られないが、促進体と壁面の間に隙間をもうけ促進体の間隔を $L/H=10$ 程度にすれば流れ場が渦により攪拌され、その結果、平滑平板間流れに対し数倍の伝熱促進が得られることは確かであろうと考える。

Table 2. Comparison of results under different grid system
($S/H=1.5, D/H=7, B/H=0.2, Re=1000, Pr=0.7$)

(1) $L/H=5.0$

Number of grid points $M \times N$	Time space averaged Nusselt number	Time averaged friction factor	period
26 x 50	4.121	0.2982	steady solution
40 x 70	4.185	0.2978	steady solution

(2) $L/H=9.0$

Number of grid points $M \times N$	Time space averaged Nusselt number	Time averaged friction factor	period
38 x 50	17.893	0.6843	8.88
58 x 70	21.652	0.6996	8.96
78 x 90	25.301	0.7531	8.72

(3) $L/H=10.0$

Number of grid points $M \times N$	Time space averaged Nusselt number	Time averaged friction factor	period
40 x 50	23.106	0.8328	9.80
60 x 70	25.861	0.9166	9.85
80 x 90	25.946	0.8792	19.72

(4) $L/H=11.0$

Number of grid points $M \times N$	Time space averaged Nusselt number	Time averaged friction factor	period
44 x 50	14.878	0.5662	12.06
66 x 70	24.282	0.6877	23.74

Table 2. - continued

(5) $L/H=12.0$

Number of grid points $M \times N$	Time space averaged Nusselt number	Time averaged friction factor	period
46 x 50	20.942	0.7056	26.68
70 x 70	21.176	0.6543	irregular



Fig. 62: Comparison of Nusselt number variation for different grid systems
 $L/H=12.5, L/H=10$

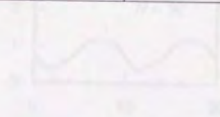
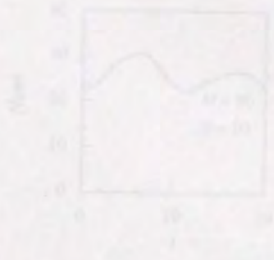


Fig. 63: Comparison of Nusselt number variation for different grid systems
 $L/H=12.5, L/H=10$



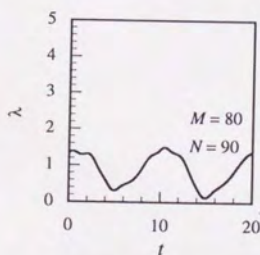
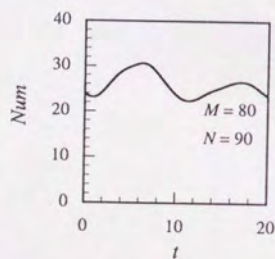
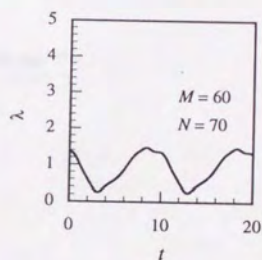
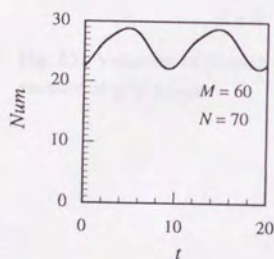
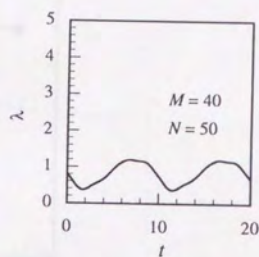
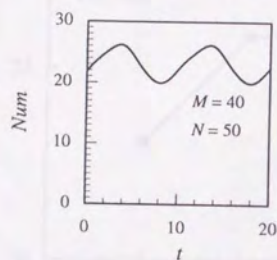


Fig. 63. Comparison of Nusselt number variation for different grid system $S/H=1.5, L/H=10$

Fig. 64. Comparison of friction factor variation for different grid system $S/H=1.5, L/H=10$

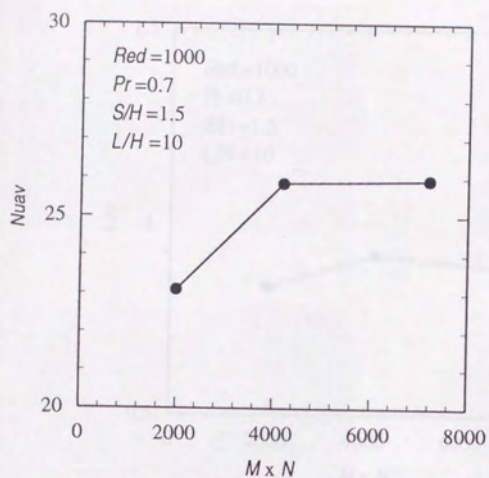


Fig. 65. Variation of Nusselt number with the number of grid points

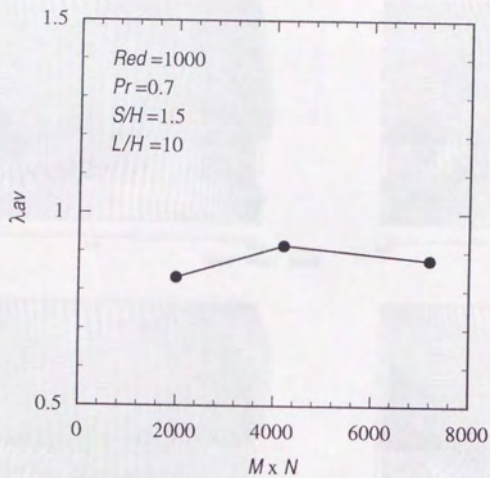


Fig. 66. Variation of friction factor with the number of grid points

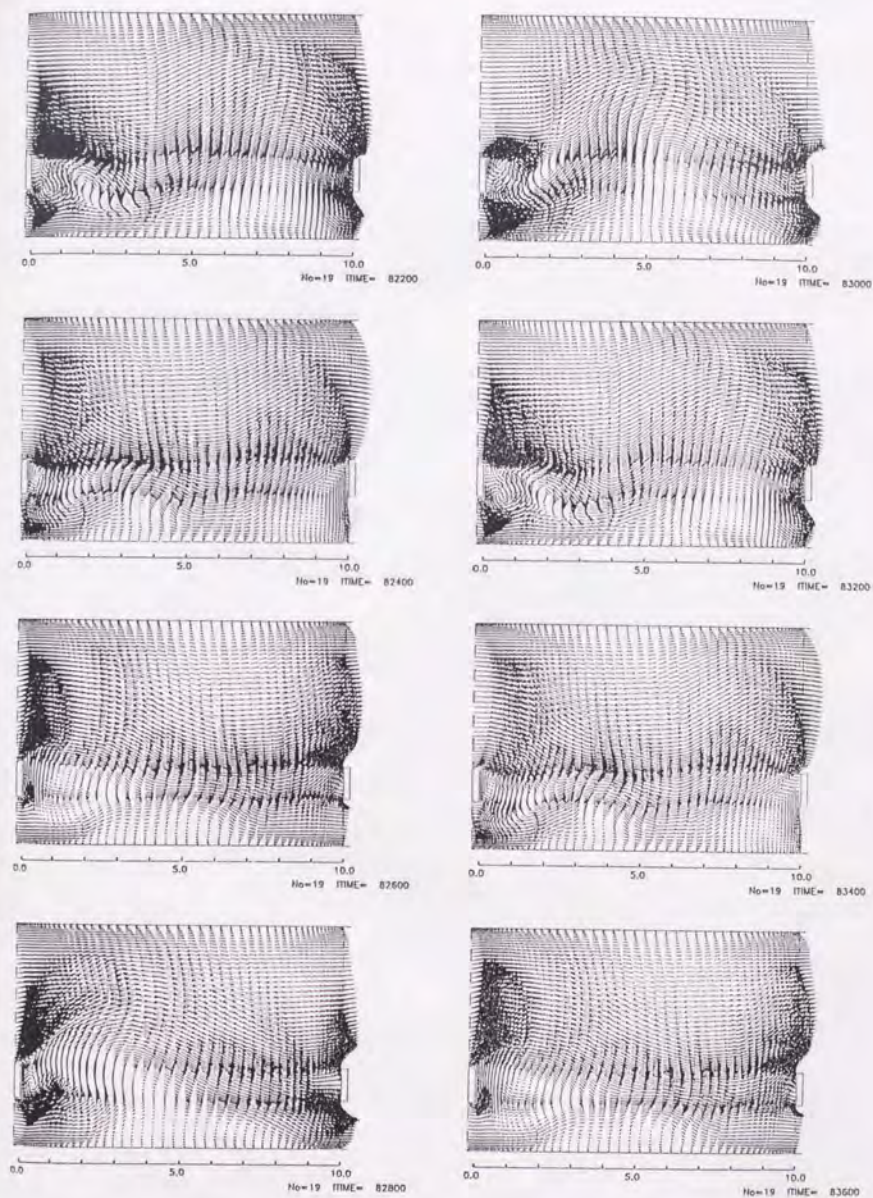
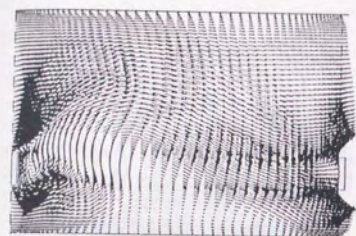
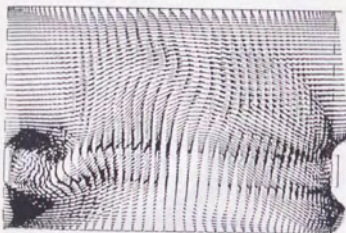


Fig. 67. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Computation is made with $M \times N = 60 \times 70$



0.0 5.0 10.0
No=19 ITIME= 83800



0.0 5.0 10.0
No=19 ITIME= 84000

Fig. 67. - continued

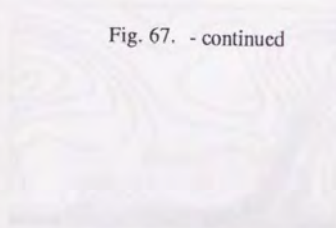


Fig. 68. - Contour plot of the scalar field
Computation is made with the $h \times \Delta x = 50 \times 10$

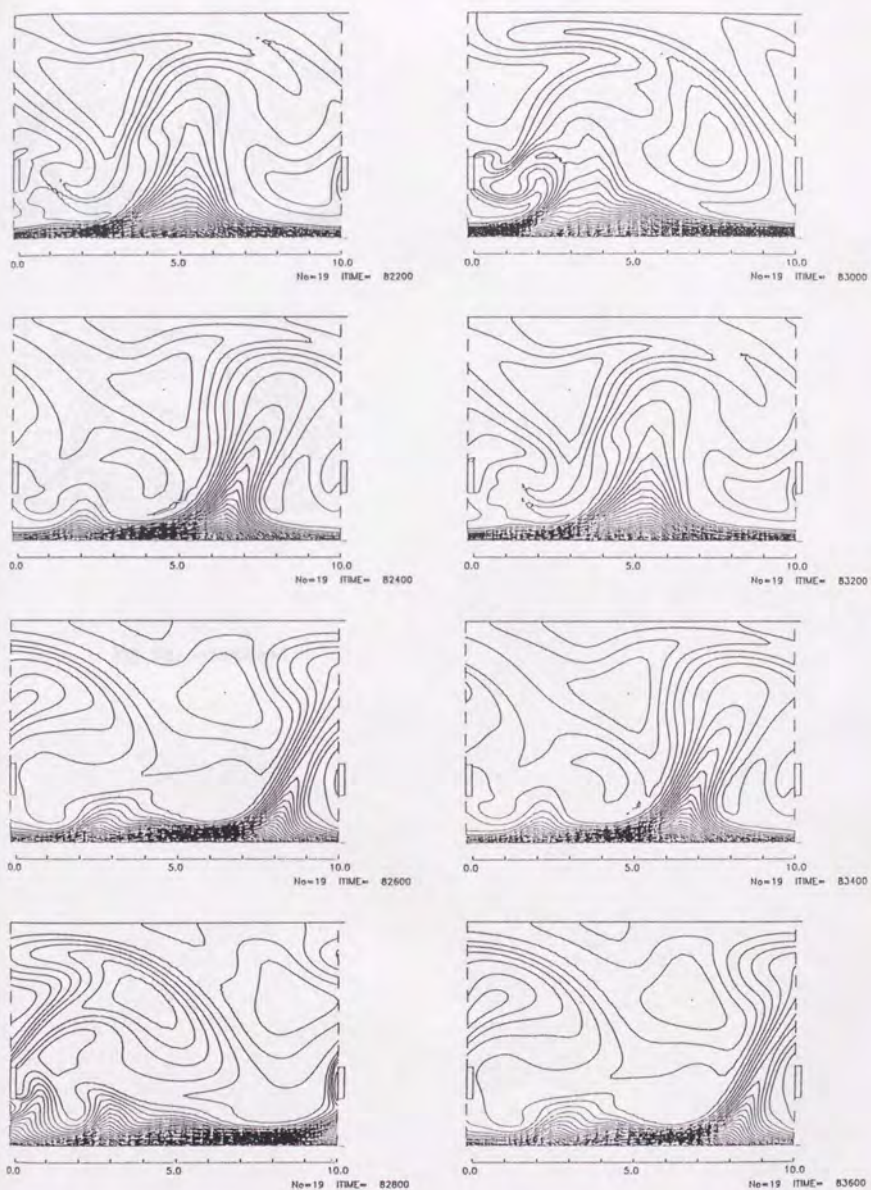


Fig. 68. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Computation is made with $M \times N = 60 \times 70$

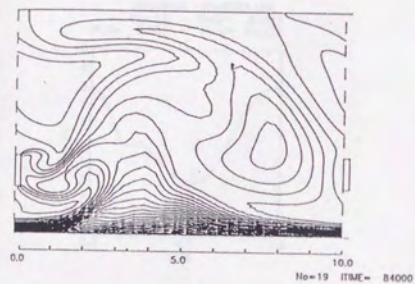
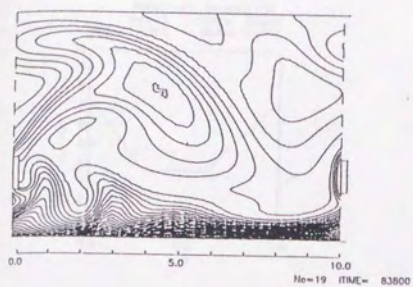


Fig. 68. - continued

Fig. 68. Level N=19 along distribution for K=1.2 and 1.5-1.8
Comparison is made with the N=19 case

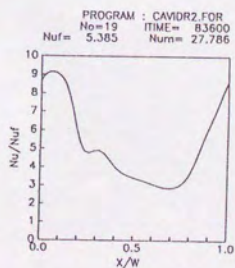
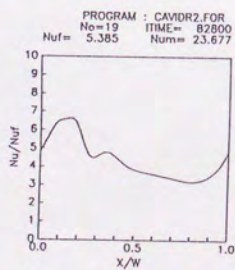
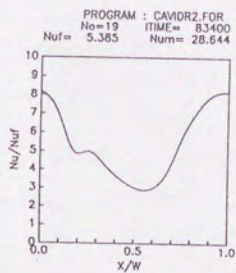
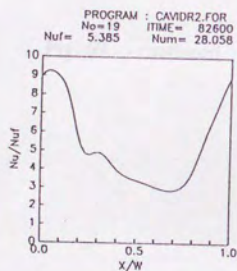
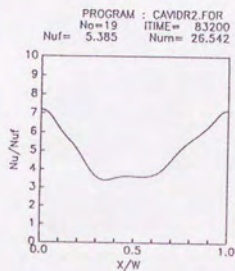
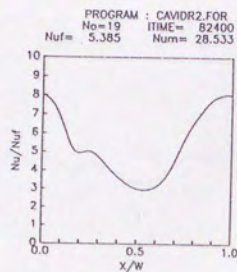
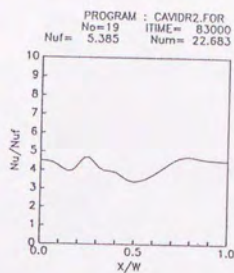
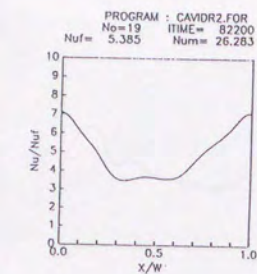


Fig. 69. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Computation is made with $M \times N = 60 \times 70$

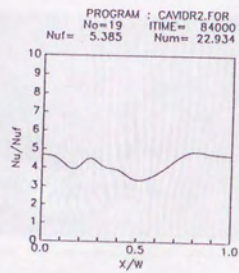
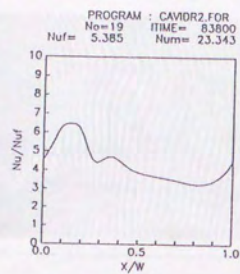


Fig. 69. - continued

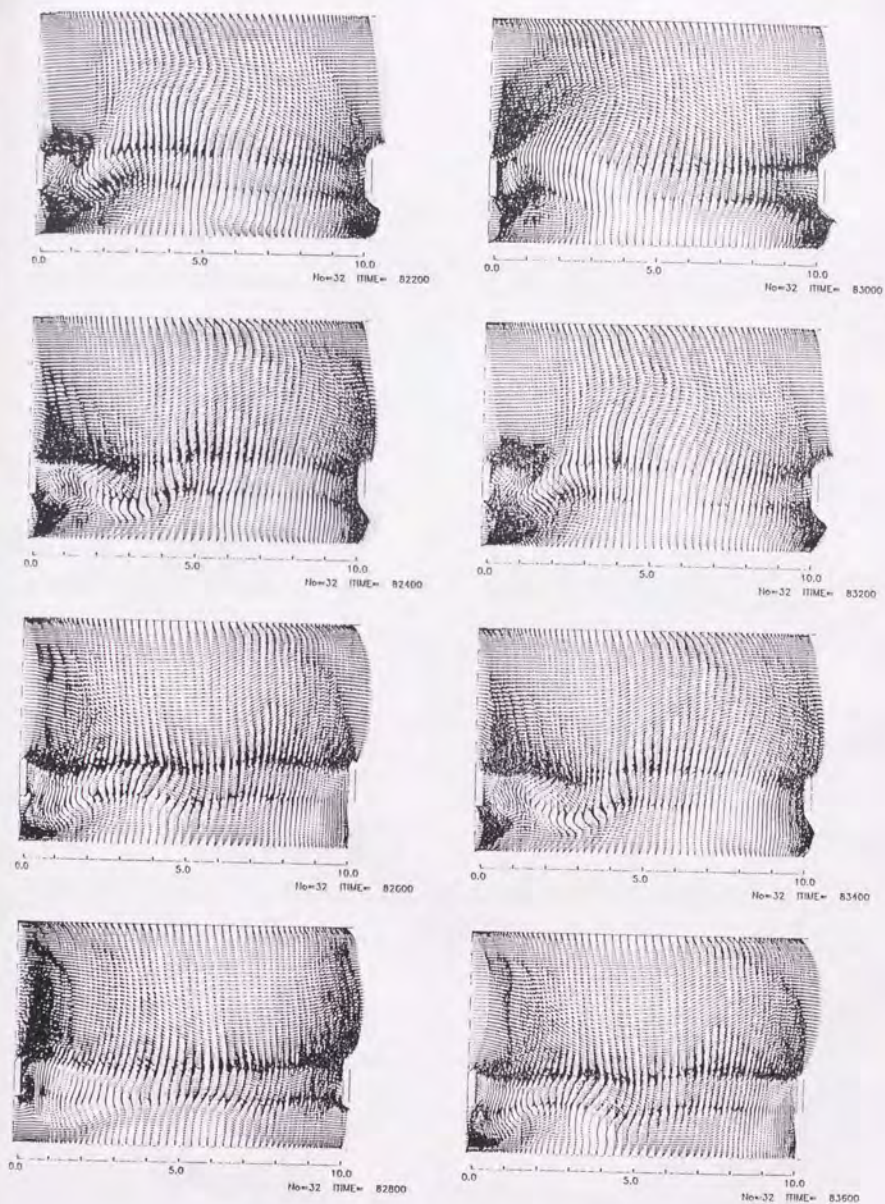
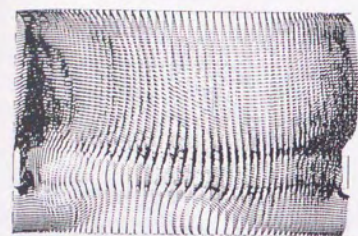
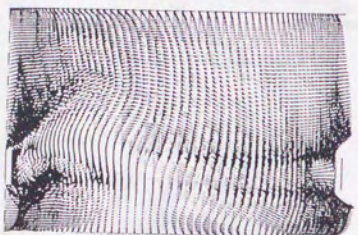


Fig. 70. Flow patterns for $SH=1.5$ and $L/H=10$
 Computation is made with $M \times N = 80 \times 90$



0.0 5.0 10.0

Re=32 TIME= 83600



0.0 5.0 10.0

Re=32 TIME= 84000

Fig. 70. - continued



Re=32 TIME= 84200



Re=32 TIME= 84400

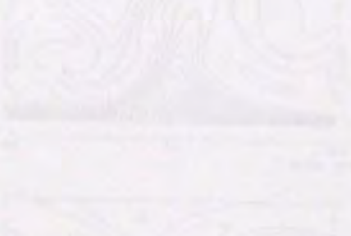


Fig. 71. Simulation of flow of fluid over a cylinder

Comparison of results with experimental data

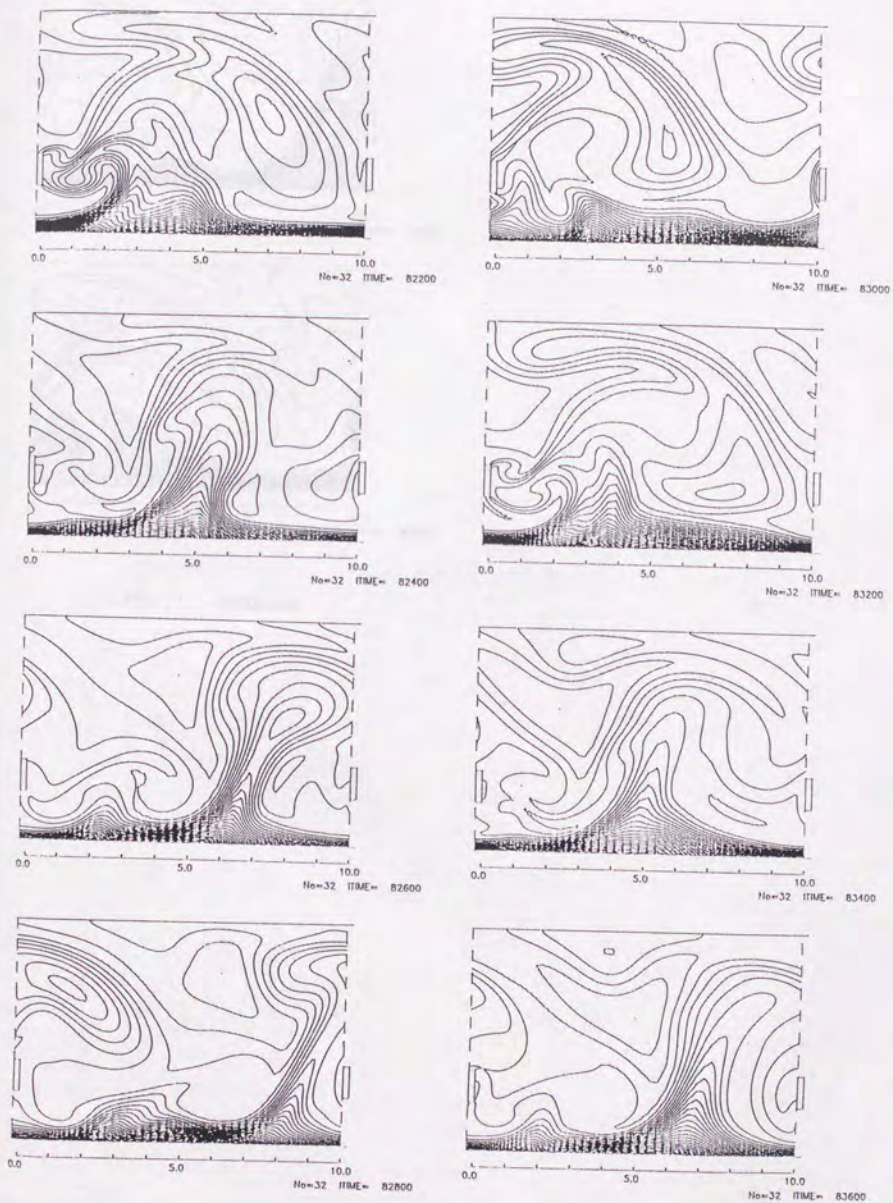


Fig. 71. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
 Computation is made with $M \times N = 80 \times 90$

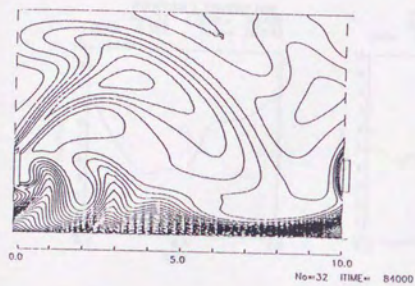
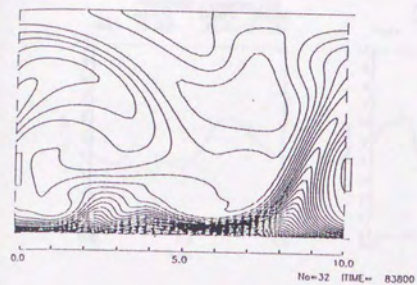


Fig. 71. - continued

Fig. 72. Least squares Fourier decomposition for $S(1/\text{rad})$ and $L(1/\text{rad})$.
Comparison is made with $S(1/\text{rad})$ and $L(1/\text{rad})$.

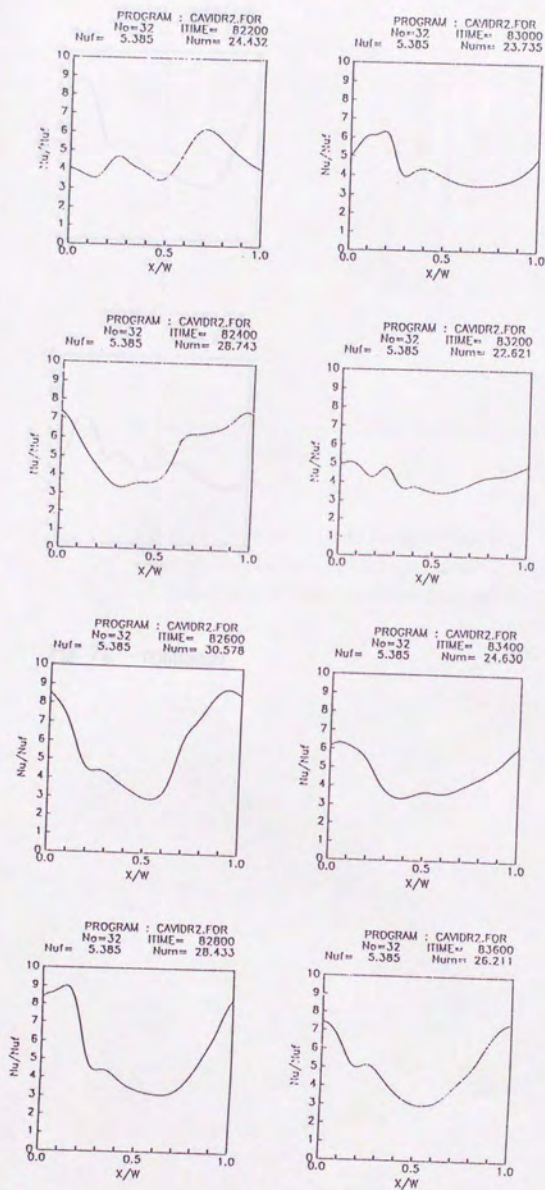


Fig. 72. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Computation is made with $M \times N = 80 \times 90$

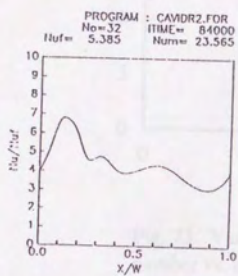
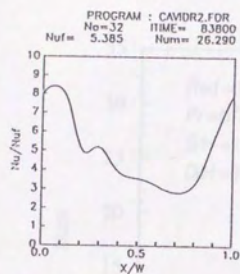


Fig. 72. - continued

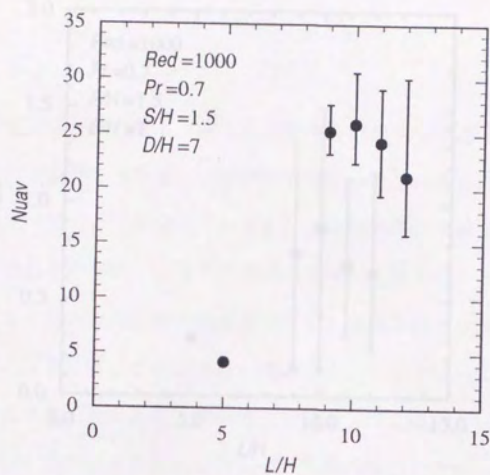


Fig. 73. Variation of the averaged Nusselt number vs. distance between promoters. Computation are made with a refined grid.

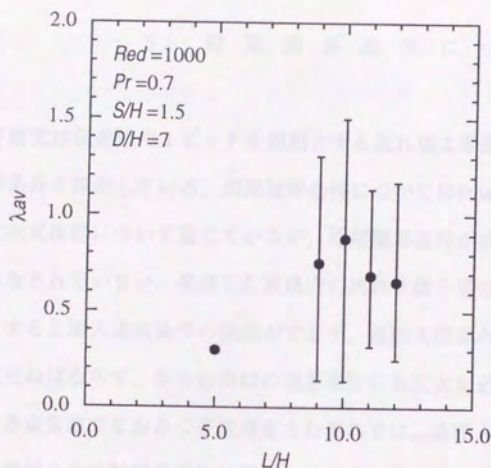


Fig. 74. Variation of averaged friction factor vs. distance between promoters.

Computation are made with refined grid.

5. 周 期 境 界 条 件 に つ い て

本研究は促進体の1ピッチを周期とする流れ場と温度場の周期性を仮定して周期境界条件を採用している。周期境界条件についてはPatankar⁽¹⁹⁾が周期的に変化する二次元流路について論じているが、周期境界条件が成立すること自体の明確な議論はなされていない。発達した流路内の流れを扱う場合、周期境界条件が成立しないとすると流入流出条件の決定ができず、流路入口から対象とする領域までを全て計算せねばならず、さらに出口の境界条件にも工夫が必要となる。本研究で扱うような非定常流でなおかつ逆流域を含む流れでは、流路入り口から流れが発達するまでの領域を全て計算するには現在の計算機の能力では難しく、周期境界条件はそれが物理的に成立するかしないかに拘わらず採用せざるを得ないものである。

本研究の系で周期境界条件が成立するかどうかを理論的に予測するのは困難であるので、ここでは周期境界条件を適用する促進体ピッチを変えた計算を行い、それにより解がどのような影響を受けるかを検討をする。

隙間を $S/H=1.5$ に設定し、促進体間隔が $L/H=9, 10, 11$ の3通りの場合についてピッチを変えた計算を行った。計算結果をTable 3に示す。 $L/H=9, 11$ の場合にはピッチが1と2でヌセルト数、摩擦係数、周期のいずれにもピッチの影響はみられない。また、Fig.75～Fig.80にこの場合の速度場、温度場、局所ヌセルト数を示す。温度場については流れ方向にバルク温度の上昇があるため直接比較できないが、速度場および局所ヌセルト数は流れ方向に同じ分布を繰り返しているのが分かる。このように、 $L/H=9, 11$ の場合には周期境界条件の適用が妥当であるといえる。

しかし、隙間 $S/H=1.5$ で促進体間隔 $L/H=10$ の場合については、周期境界条件を与えるピッチにより結果が異なっている。この場合の面積平均ヌセルト数と摩擦係数の時間変化をFig.81, Fig.82に示す。ヌセルト数と摩擦係数はピッチ1では一つのピークが繰り返される周期変化をしているが、ピッチ2, 3になると周期は変わらないが、周期ごとに変動の振幅が変化するようになる。Fig.83～Fig.88にこの場合の

速度場、温度場、局所ヌセルト数の時間変化を示す。ここで、 $W1$ は周期境界条件を与える断面の間隔である。速度場の渦の位置を比較すると区間によって渦の位置がずれており、局所ヌセルト数の分布にも流れ方向の繰り返しがみられない。しかし各区間ごとにみれば促進体で渦が発生し発達しながら下流に流れていくという同じ時間変化を位相をずらして繰り返しており、区間ごとのヌセルト数の時間面積平均は等しくなると考えられる。格子点数の影響を考えたときと同様、ここでも、この系の主な特徴である渦の発生と下流への移動、主流のうねり、渦の前方での主流低温部の加熱壁面への移動、渦の後方での加熱流体の主流への放出がピッチに拘わらずとらえられているのが速度場、温度場から見て取れる。Fig.89, Fig.90にピッチを変えた場合の時間面積平均ヌセルト数と時間平均摩擦係数を比較する。ピッチを増すと、時間面積平均ヌセルト数と時間平均摩擦係数の値はともに減少し、減少の仕方はピッチの増加とともに穏やかになっていることから、ピッチを増していけばある値に漸近し、ピッチが3~5程度で周期境界条件を与えるピッチの影響はなくなるものと考えられる。

$S/H=1.5$, $L/H=10$ の場合に、周期境界条件を与えるピッチ数により計算結果が異なったものとなり、間隔と隙間値およびレイノルズ数の組み合わせによって、周期境界条件が成立しない場合のあることがわかったのであるが、これは、一つには、周期境界条件の採用により、物理的には存在しない周期性を計算に導入していることによると考えられるのであるが、逆に、周期境界条件の採用により実際の流れが有する周期性を抑制している可能性もある。この問題に答えるには、現在のところ、周期境界条件を与えるピッチ数をさらに増した計算を行うしかないと考え、しかしながら、本研究の計算結果から、ピッチ数をさらに大きく増した場合の流れの型は、本研究で計算したピッチが2, 3の場合と大きく異なるものではないのではないかと考えている。流れ場を比較してみると、ピッチ1の場合には、Fig.15に見るように、渦が促進体後方と加熱壁面上で生じ、加熱壁面上で生じた渦が下流に流されていく流れのパターンを示しているが、ピッチ2, 3の場合には、Fig.83, Fig.86でわか

るように、渦は促進体後方のみで生じ発達しながら後方に流されている。ピッチ1とピッチ2における流れのパターンの相違が、Fig.89に示した時間面積平均ヌセルト数のピッチ1、ピッチ2での18%の違いに相当すると考えられるのであるが、ピッチ2と3では時間面積平均ヌセルト数の違いは2.4%であり、ピッチが2と3で流れのパターンがそれほど相違していないことと対応している。また、Fig.81に示した、面積平均ヌセルト数の時間変化のピッチによる比較では、ピッチにより時間変化が異なっているのであるが、ピッチ2と3の場合に含まれる最小の周期は周波数解析をおこなうと、ともに10.24であり、ピッチ1の場合の9.8と4.5%しか異なっていない。またFig.83, Fig.86に示した流れ場から読みとれるのであるが、この最小周期は、促進体後方で発生した渦が下流に流されて行き、下流側促進体で消滅する周期と一致している。このことから、この場合の流れの基本的な特性は、促進体で生じた渦が発達しながら下流に流されていくというものであり、ピッチ2と3でそれがそれほど異ならないことから、ピッチをさらに増してもこの基本的な流れの特性には変化はないものと推測できる。また、先に述べたように、ピッチ2と3で時間面積平均ヌセルト数の違いが2.4%であることから、ヌセルト数もピッチをさらに増していても大きな変化はないものと推測できる。

$S/H=1.5$, $L/H=10$ の場合については、周期境界条件をできるだけ大きなピッチで与える方が真の値に近い結果が得られると考えられるので、Fig.91, Fig.92に $S/H=1.5$, $L/H=10$ の場合の値として周期境界条件を3ピッチで与えて計算した値を用いて促進体間隔の影響を示す。Fig. 53, Fig. 54と比較すると、値は小さくなるが、 $L/H=10$ で時間平均ヌセルト数が最大値を示すことにはかわりはない。また、時間平均摩擦係数の最大値を示す促進体間隔は周期境界条件が1ピッチで与えられた場合の $L/H=10$ から $L/H=9$ に変わる。

以上より、格子点数の影響も含めて考えれば、ヌセルト数と摩擦係数の正確な数値を求めるには、隙間と促進体間隔のその他の組み合わせについても、ピッチを変えた計算を格子点数を多くして行わねばならないが、少なくとも、促進体と加熱壁

面の間に隙間をもうけ、促進体間隔を $L/H=10$ 程度にすれば平滑平板間に対して数倍程度の熱伝達の促進が可能であろうといえる。

		20.5	20.5	20.5
$L/H=3$	Area	13.885	13.901	13.901
	Age	0.5341	0.5342	0.5342
	period	8.394	8.394	8.394
$L/H=10$	Area	27.476	27.493	27.493
	Age	0.8726	0.8743	0.8743
	period	9.4	10.24	10.24
$L/H=11$	Area	14.278	14.287	14.287
	Age	0.5567	0.5555	0.5555
	period	12.06	12.06	12.06

Table 3. Comparison of results under different pitch
($S/H=1.5$)

		pitch 1	pitch 2	pitch 3
$L/H=9$	Nu_{av}	17.893	17.902	————
	λ_{av}	0.6843	0.6842	————
	period	8.88	8.88	————
$L/H=10$	Nu_{av}	23.106	18.998	18.549
	λ_{av}	0.8328	0.6763	0.6625
	period	9.8	10.24	10.24
$L/H=11$	Nu_{av}	14.878	14.887	————
	λ_{av}	0.5662	0.5655	————
	period	12.06	12.06	————

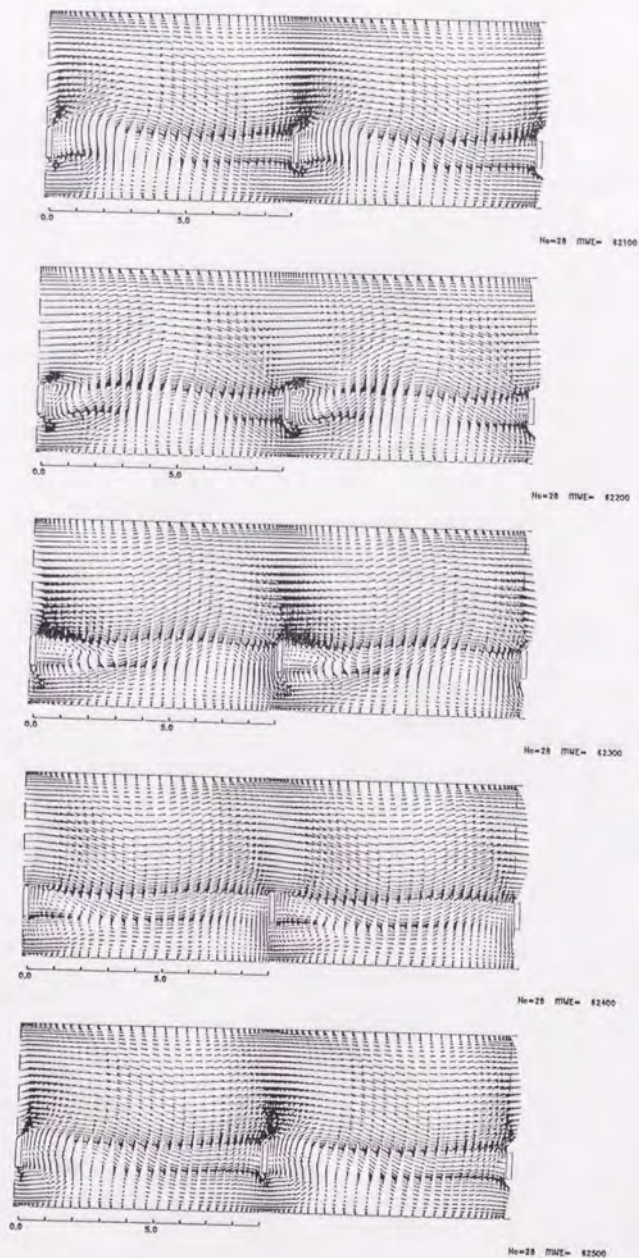
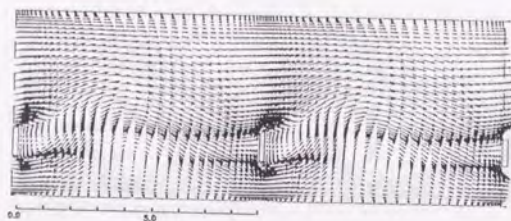
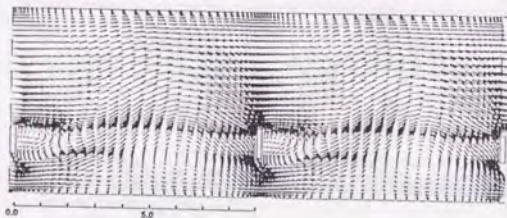


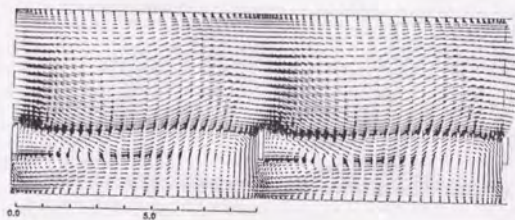
Fig. 75. Flow patterns for $SH=1.5$ and $L/H=9$
Periodic condition is applied at 2 pitches



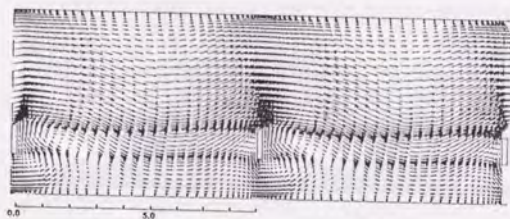
He=28 TIME= 62600



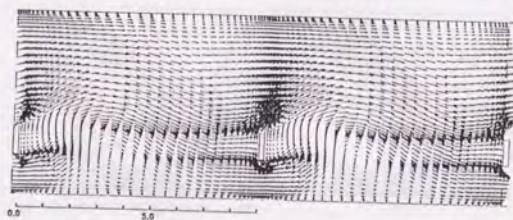
He=28 TIME= 62700



He=28 TIME= 62800



He=28 TIME= 62900



He=28 TIME= 63000

Fig. 75. - continued

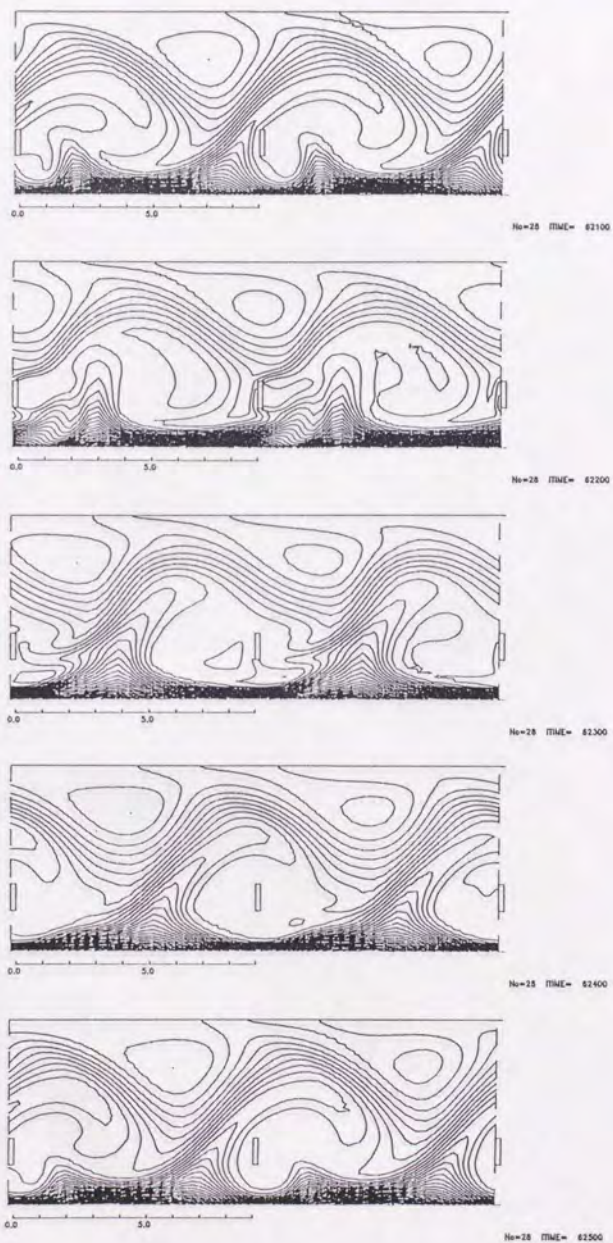
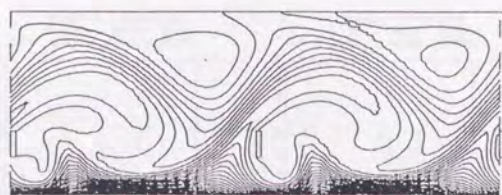


Fig. 76. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=9$
 Periodic condition is applied at 2 pitches



Ho=28 TIME= 82100



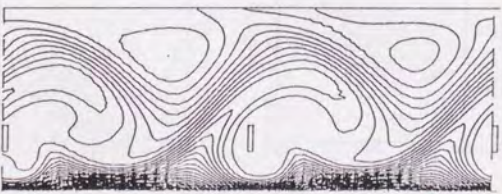
Ho=28 TIME= 82200



Ho=28 TIME= 82300



Ho=28 TIME= 82400



Ho=28 TIME= 82500

Fig. 76. - continued

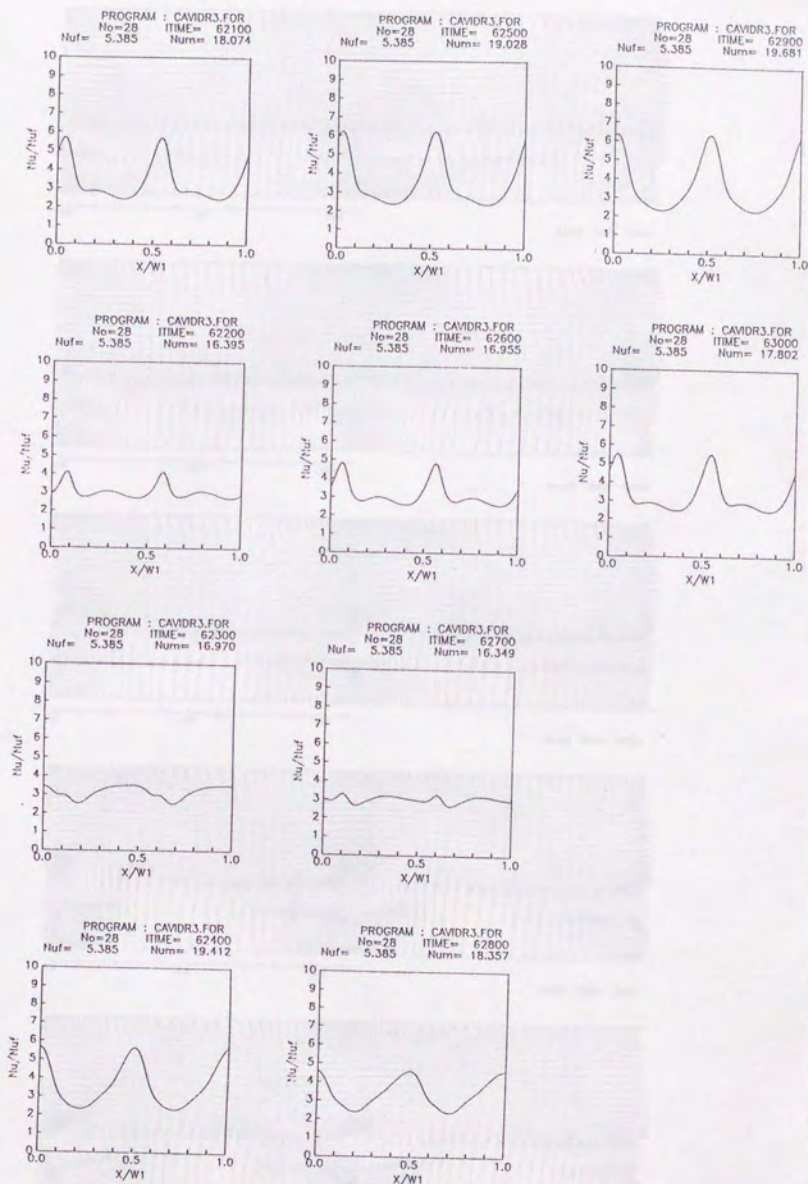


Fig. 77. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=9$
Periodic condition is applied at 2 pitches

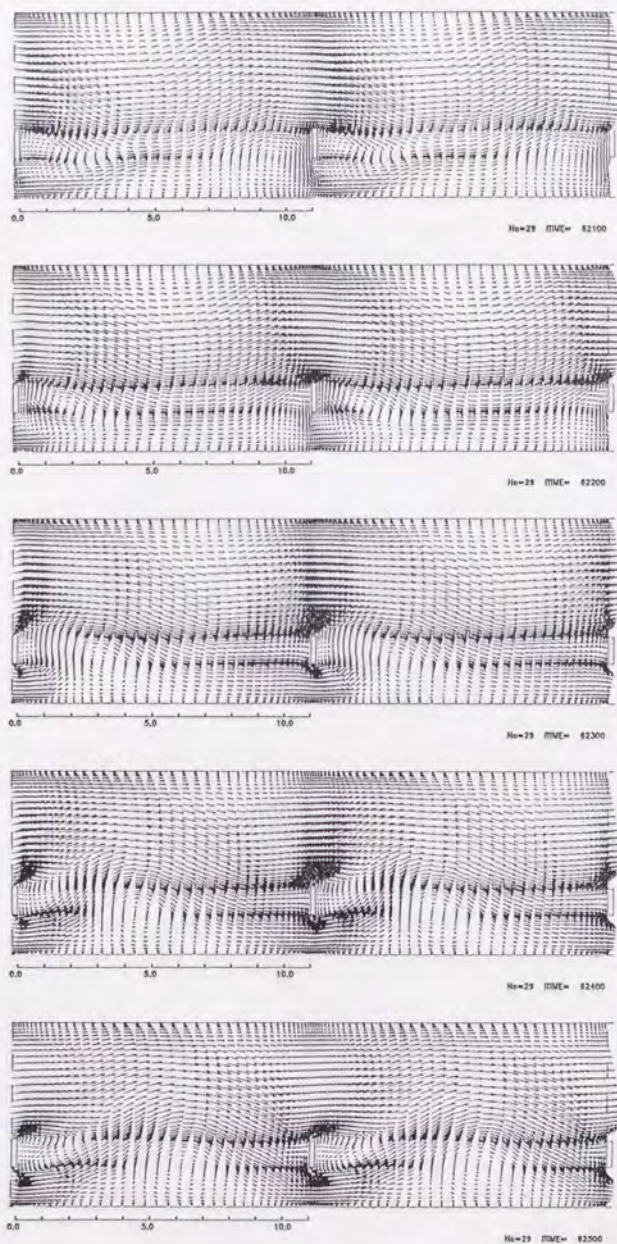
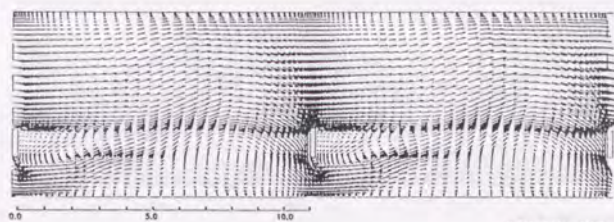
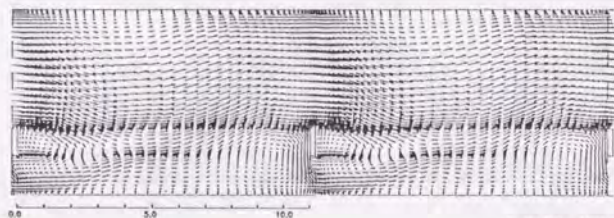


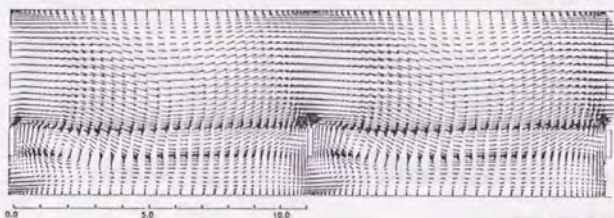
Fig. 78. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=11$
Periodic condition is applied at 2 pitches



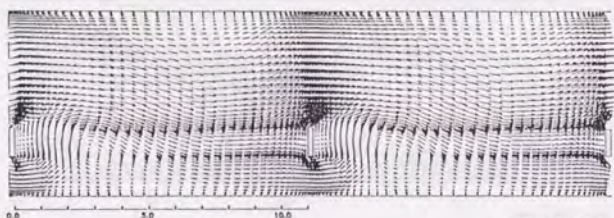
Re=29 TIME= 82600



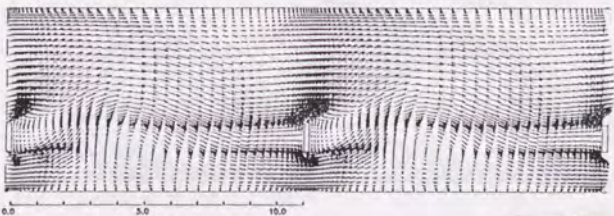
Re=29 TIME= 82700



Re=29 TIME= 82800



Re=29 TIME= 82900



Re=29 TIME= 83000

Fig. 78. - continued

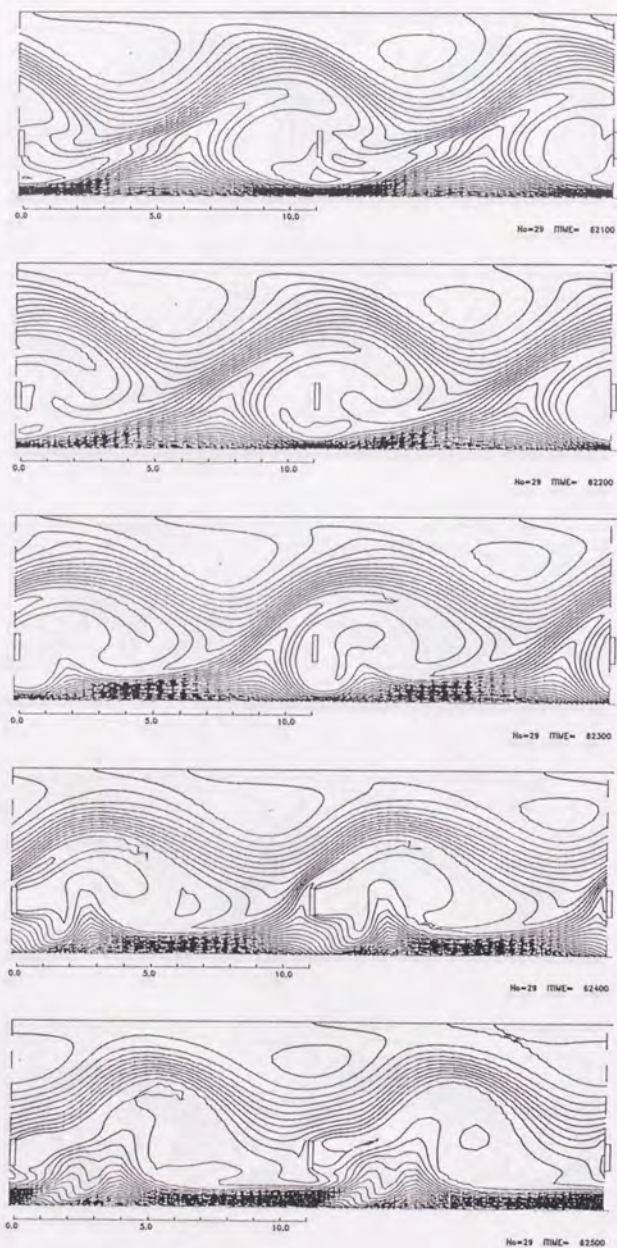


Fig. 79. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=11$
Periodic condition is applied at 2 pitches

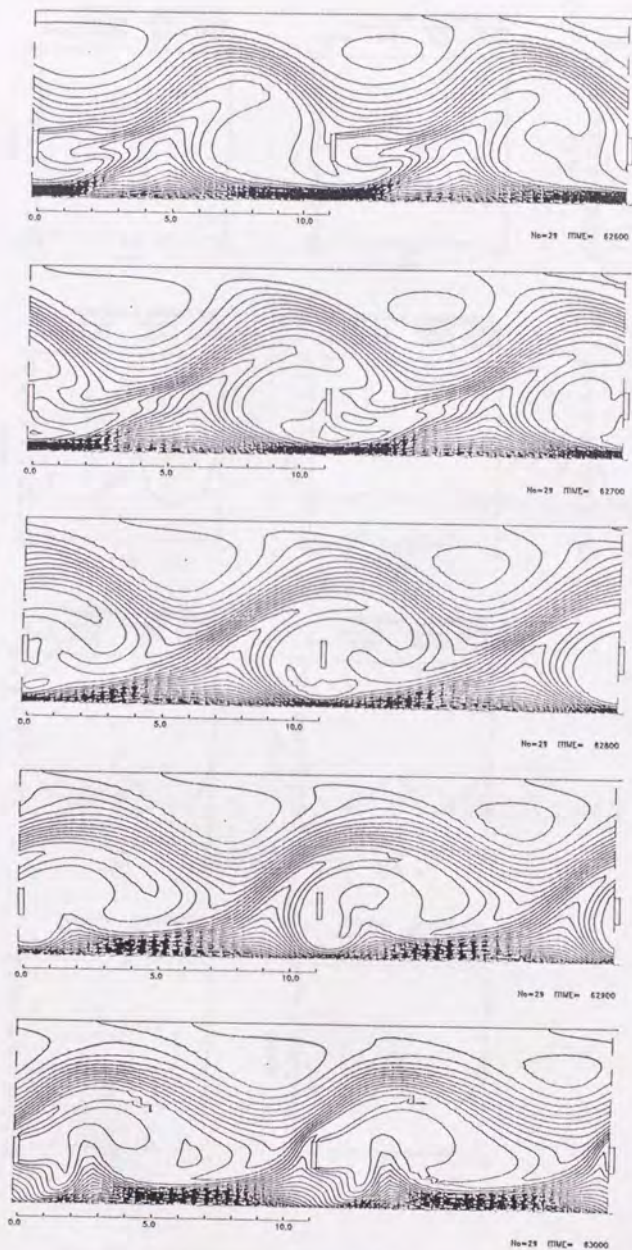


Fig. 79. - continued

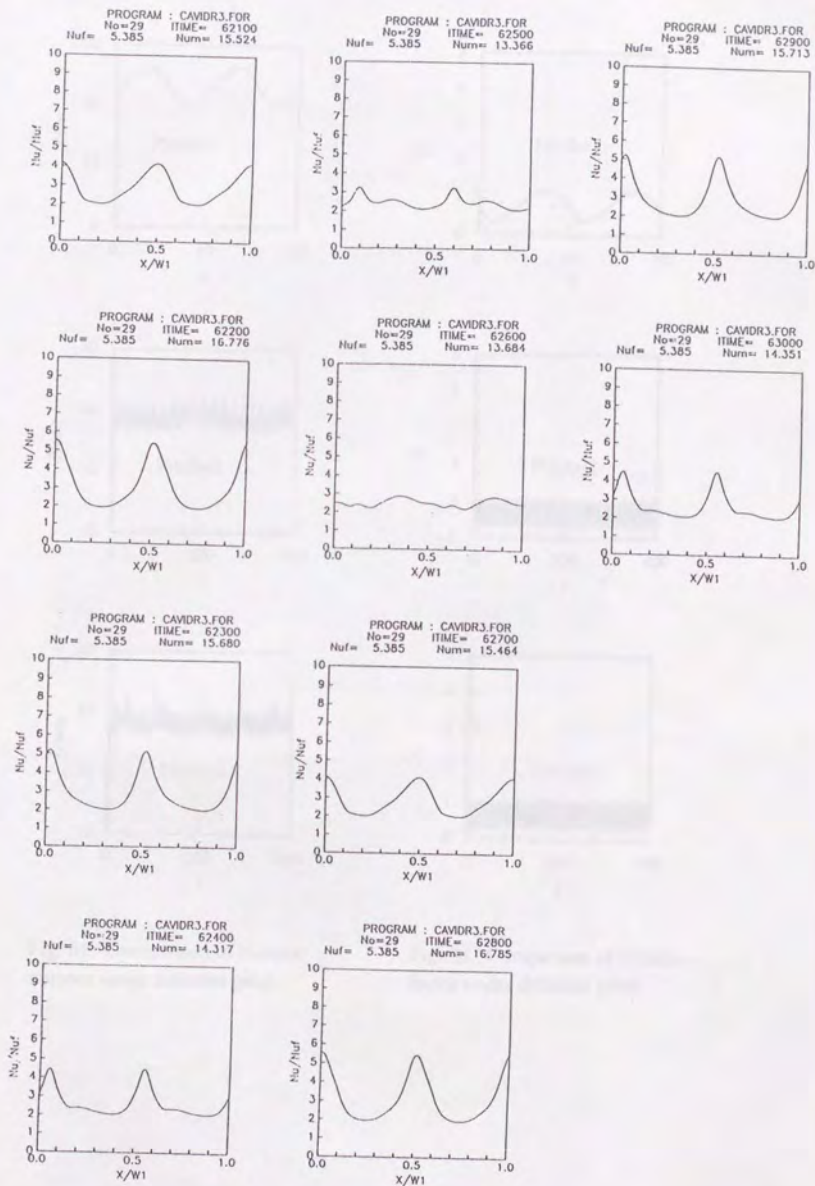


Fig. 80. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=11$
Periodic condition is applied at 2 pitches

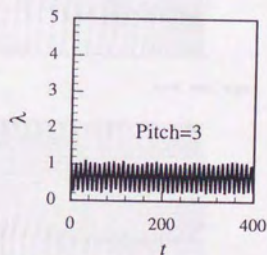
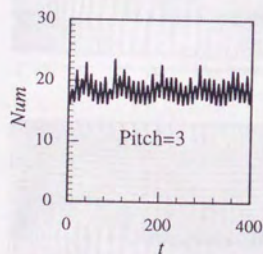
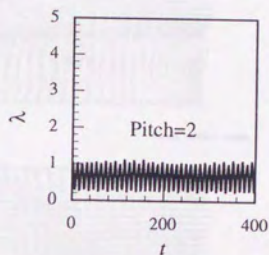
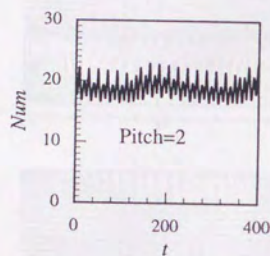
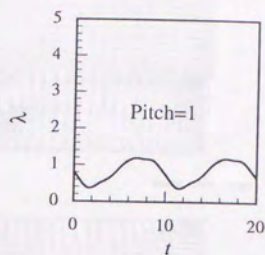
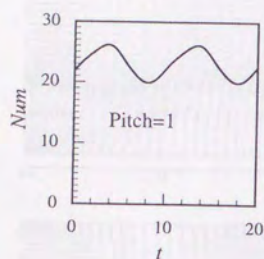


Fig. 81. Comparison of Nusselt number under different pitch

Fig. 82. Comparison of friction factor under different pitch

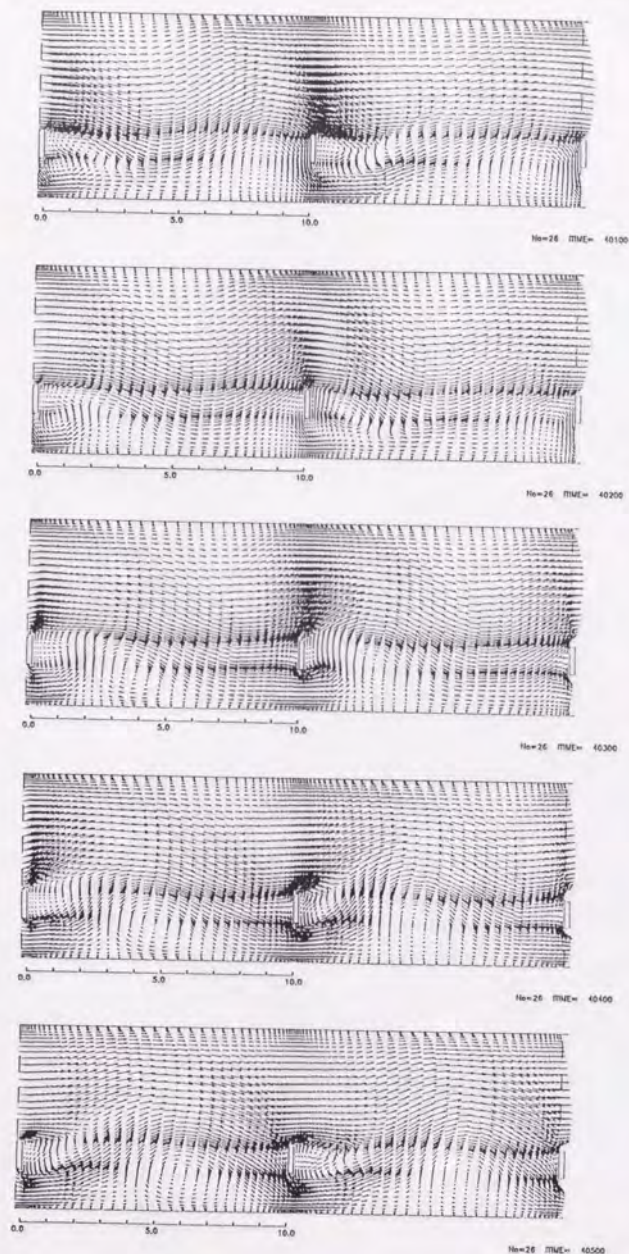


Fig. 83. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 2 pitches

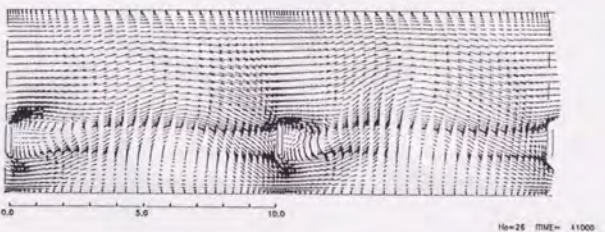
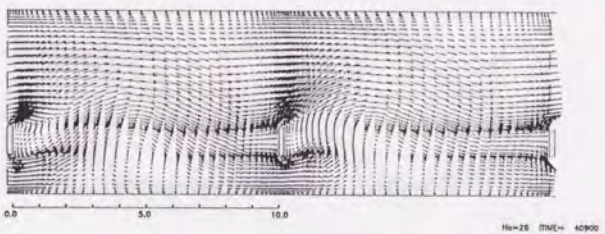
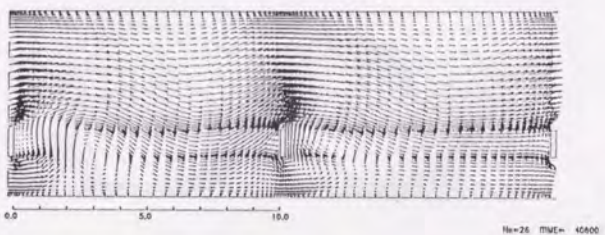
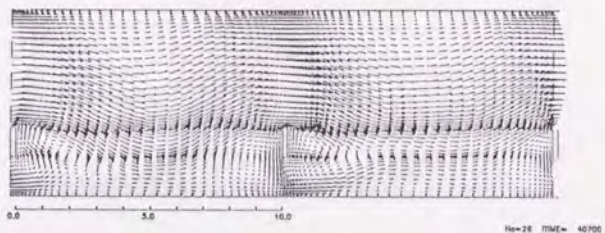
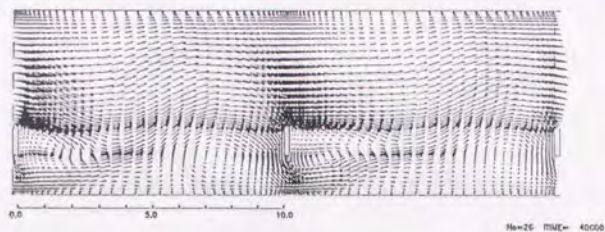


Fig. 83. - continued

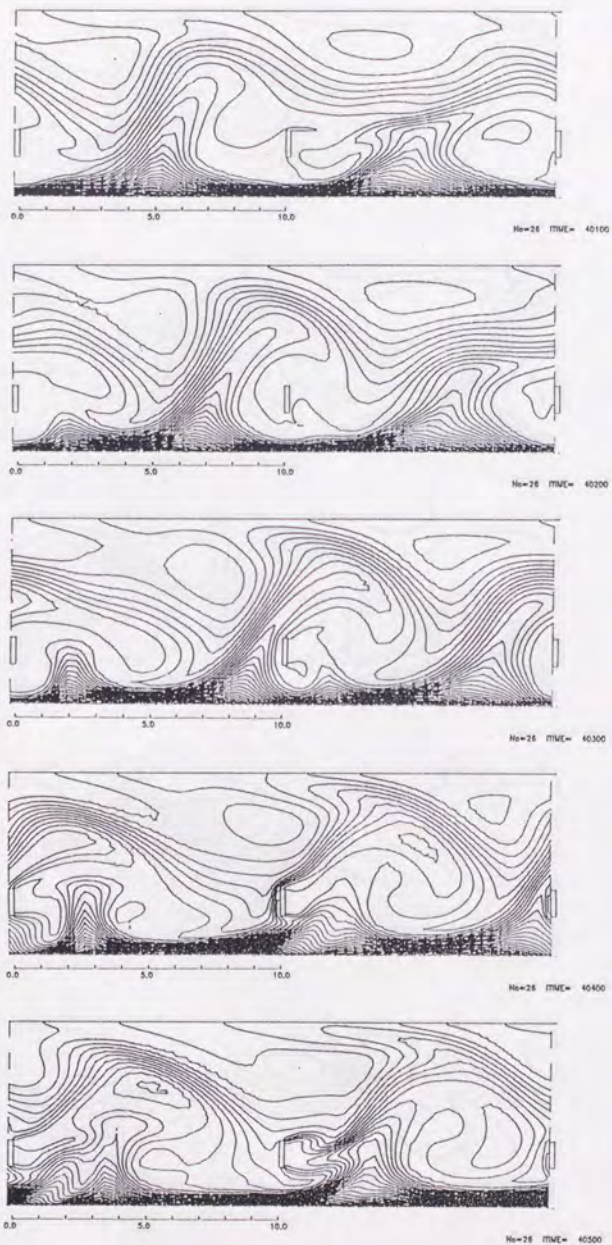


Fig. 84. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 2 pitches

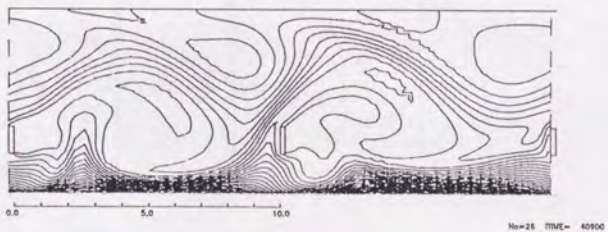
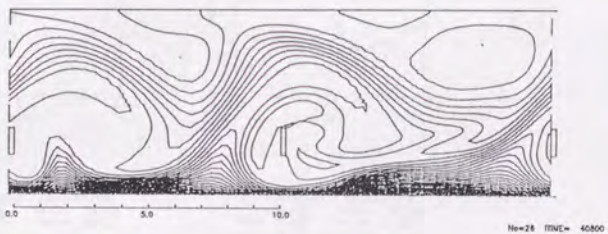
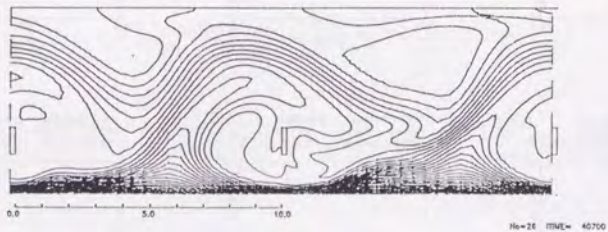
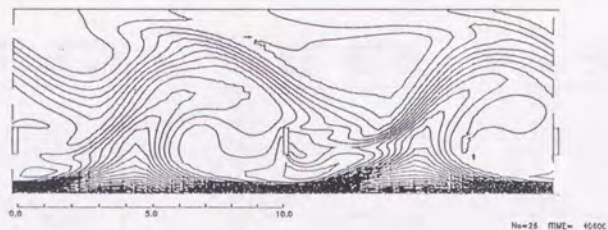


Fig. 84. - continued

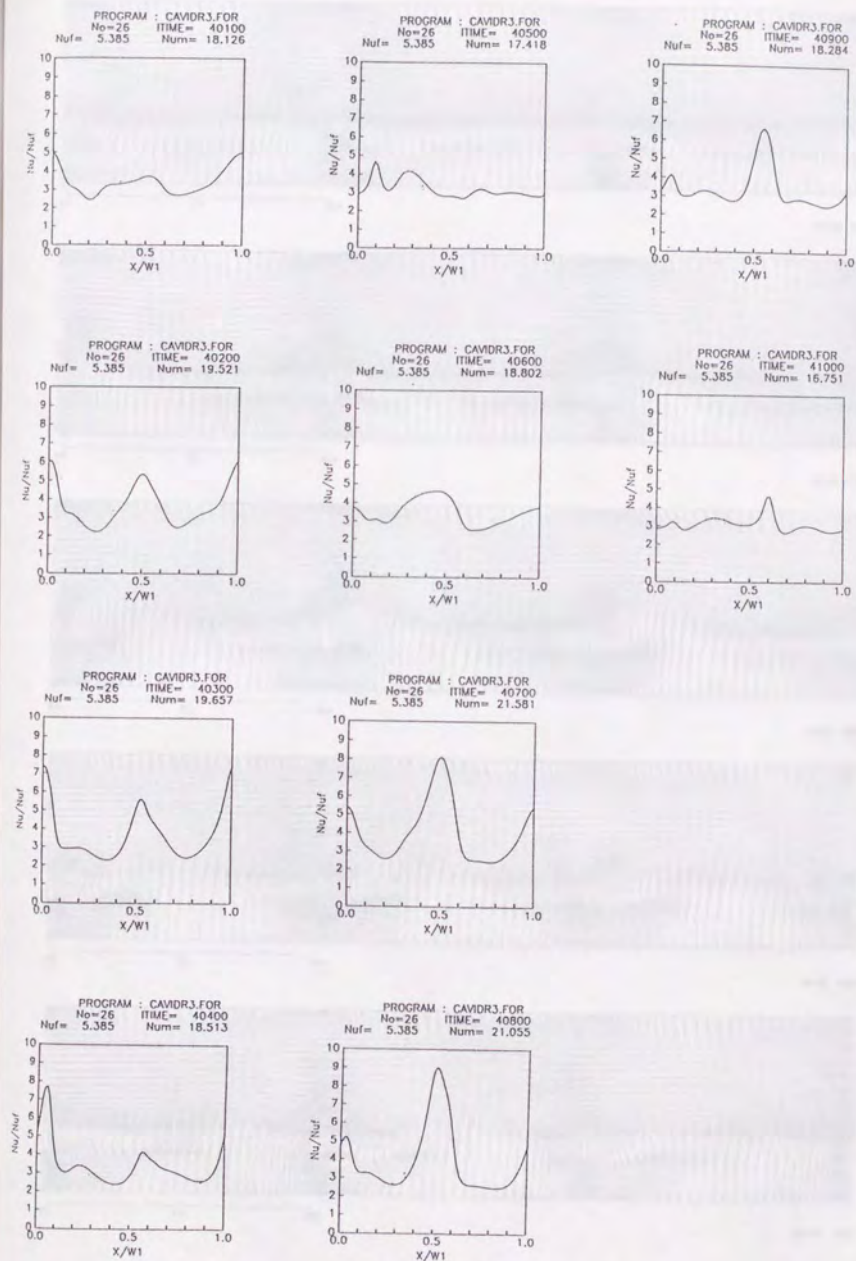


Fig. 85. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 2 pitches

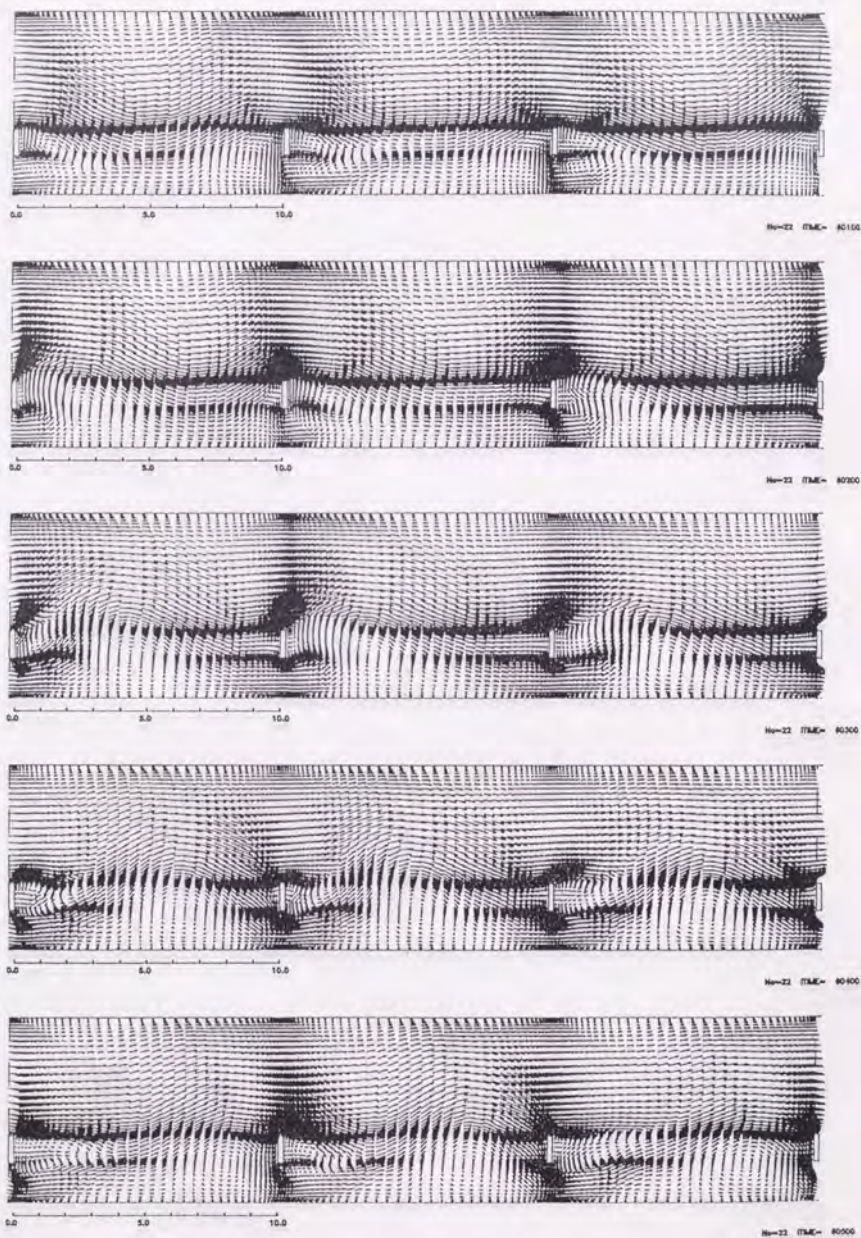
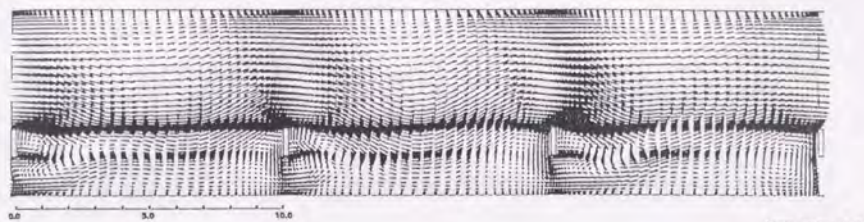
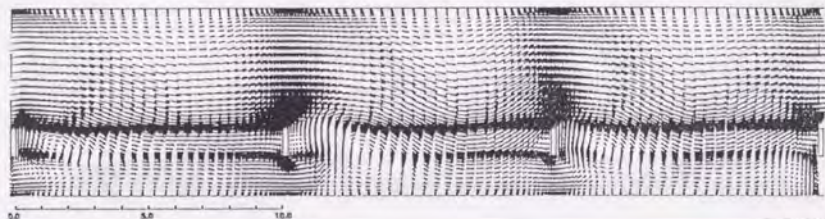


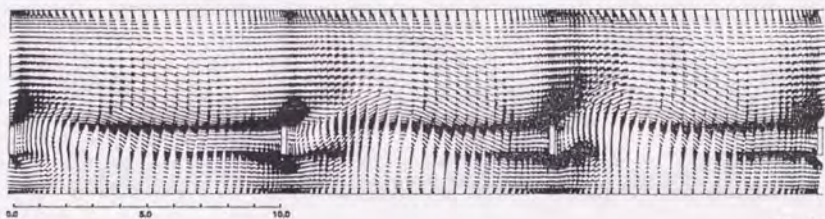
Fig. 86. Flow patterns for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 3 pitches



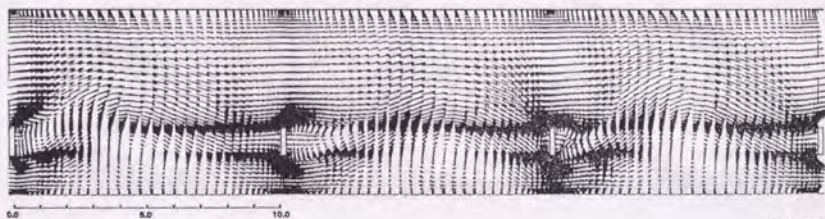
Re=22 TIME= 60400



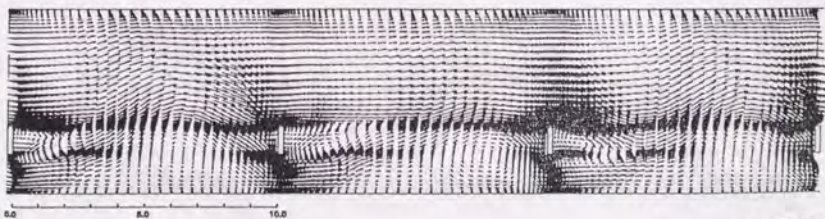
Re=22 TIME= 60700



Re=22 TIME= 60800



Re=22 TIME= 60900



Re=22 TIME= 61000

Fig. 86. - continued

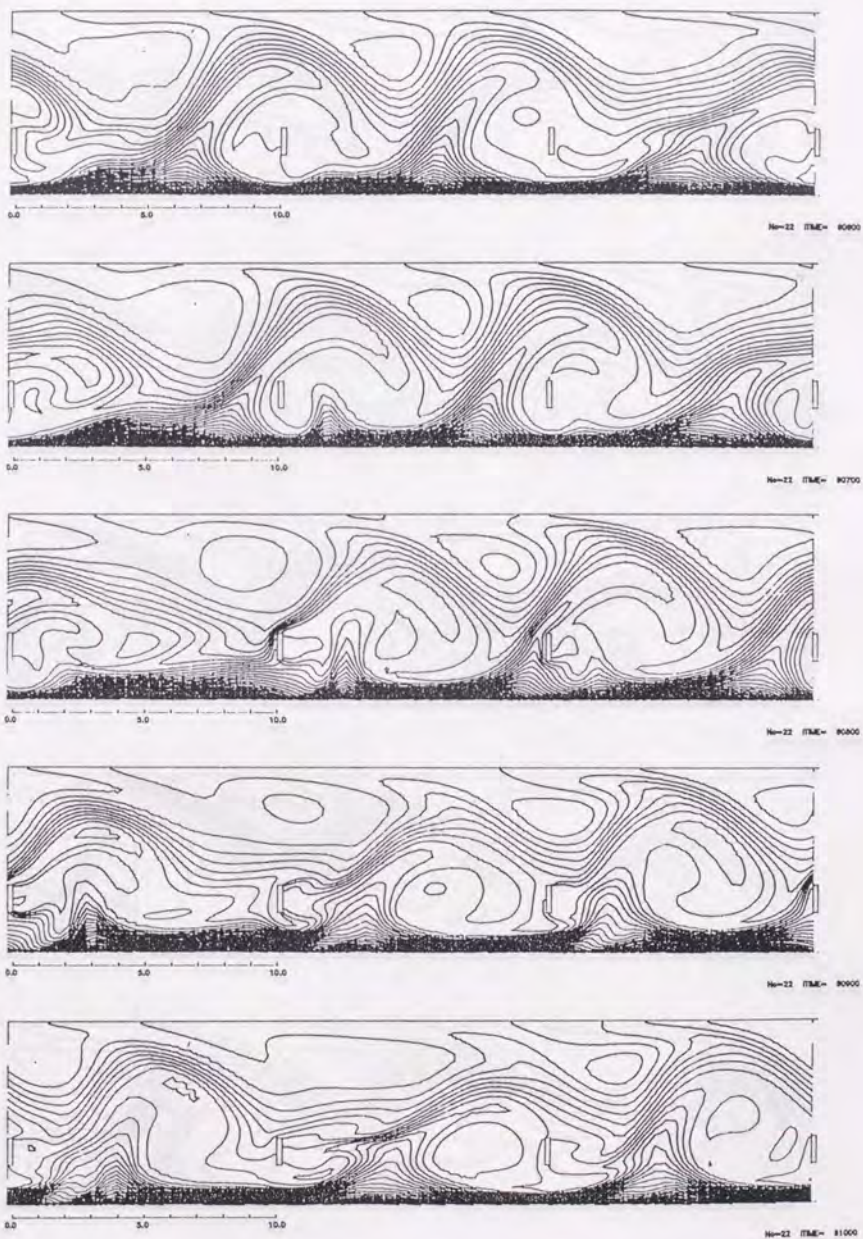


Fig. 87. Isotherms for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 3 pitches



He=22 ITME= 80100



He=22 ITME= 80300



He=22 ITME= 80500



He=22 ITME= 80400



He=22 ITME= 80500

Fig. 87. - continued

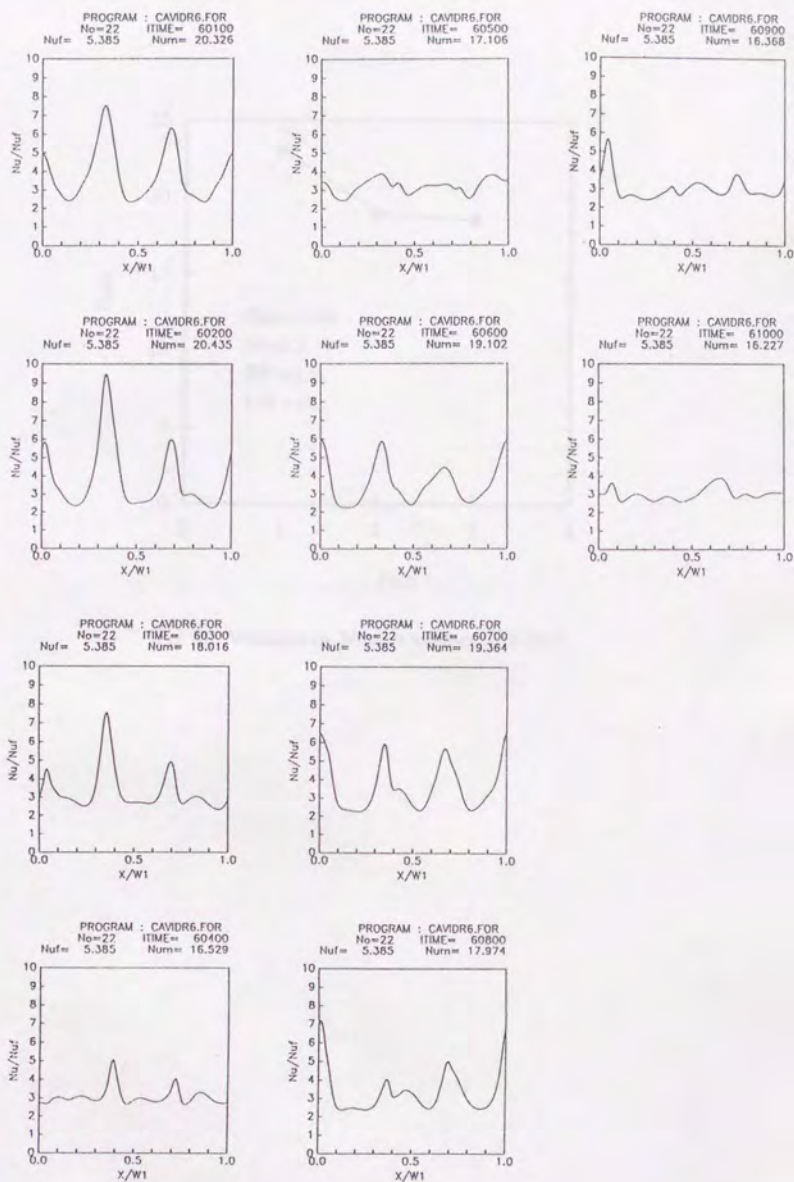


Fig. 88. Local Nusselt number distributions for $S/H=1.5$ and $L/H=10$
Periodic condition is applied at 3 pitches

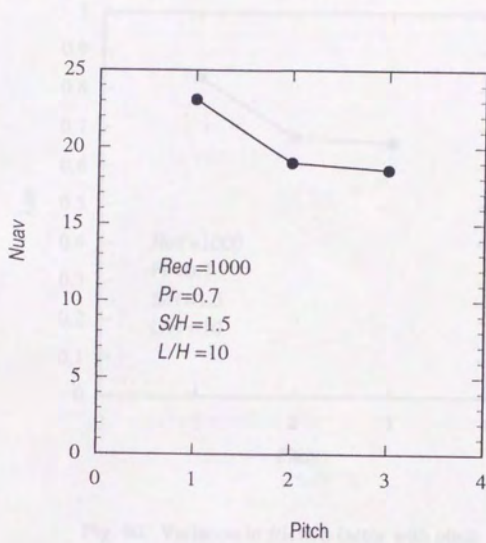


Fig.89. Variation in Nusselt number with pitch

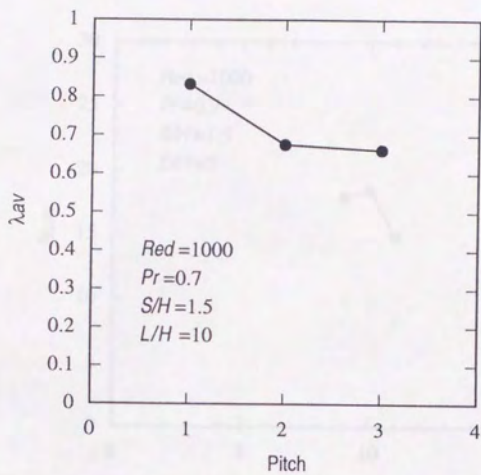


Fig. 90. Variation in friction factor with pitch

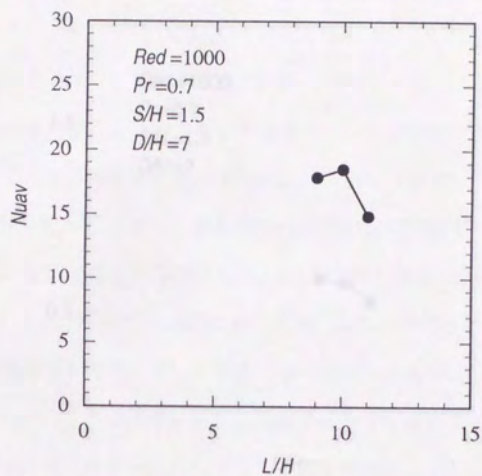


Fig.91. Nusselt number vs. distance between promoters : Data obtained with two or three pitches at which periodic condition is applied

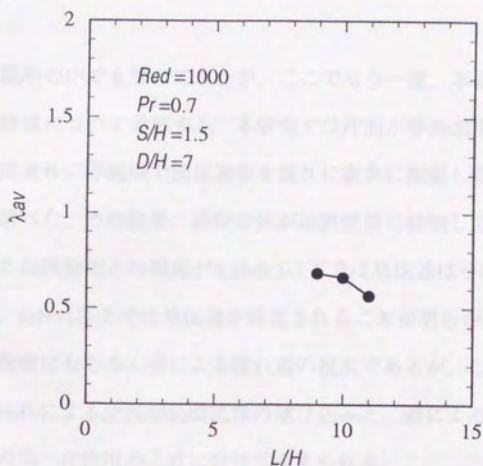


Fig. 92. Friction factor vs. distance between promoters : Data obtained with two or three pitches at which periodic condition is applied

6. 伝熱促進機構について

これまでの説明の中でも触れてきたが、ここでもう一度、本研究で対象とした流れの伝熱促進機構について考察する。本研究では片面が等熱流束加熱される無限に広い平行平板間流れに等間隔で渦促進体を流れに直角に配置した場合の熱伝達を数値計算により調べた。その結果、渦促進体が加熱壁面に接触して配置されるか、あるいは促進体と加熱壁面との隙間が $S/H=0.5$ 以下では熱伝達は平滑平板間の場合より低下するが、 $S/H=1$ 以上では熱伝達が促進されることが明らかになった。熱伝達が促進される機構はもちろん渦による流れ場の攪乱であるが、これは渦前方の加熱壁面に向かう流れによる主流部低温流体の運び込みと、渦による主流部の攪拌による主流部温度の均一化作用の二点に分けて考えられる。

例えば、 $S/H=1, L/H=10$ の場合についてみると、面積平均ヌセルト数は時間的に変動するが、変動の最大値を示す時刻はちょうど局所ヌセルト数が促進体近傍でピーク値をとる時刻に対応し、その時に主流の低温流体が加熱壁面に運び込まれている様子が速度分布と温度分布の図から推定できることから、第一の機構が働いていることがうなずける。

第二の主流部の温度の均一化については、 $S/H=3, L/H=10$ の場合に顕著である。すなわち、この場合には面積平均ヌセルト数の時間変化、局所ヌセルト数の空間変化が共に小さく、促進体近傍の局所ヌセルト数のピーク値が見られない。速度分布の図をみると渦の流動はなく促進体間でうねった流れとなっている。このうねりにより主流は攪拌され温度が均一になると考えられるが、加熱壁面に向かう速度成分は小さく、壁面近傍では流れはほとんど壁面に平行であり、主流部の低温流体を運び込む作用は小さいと考えられる。これが促進体近傍で局所ヌセルト数のピークが見られない理由であり、この場合の熱伝達促進はほとんど主流温度の均一化作用によるものといってよい。

以上の議論を別の角度から眺めてみるために、促進体中央部断面内と下流側促進

体に最も近く配置された格子点を含む断面内における、温度とバルク温度の差の時間平均値をFig.93～Fig.97に示す。図中の y は加熱壁面から測った断面方向の無次元位置座標である。

$S/H=0.5$ では中央部の温度分布は壁面から $y=1.5$ ぐらいまではほぼ直線状の変化を示しており、ここでは熱移動は熱伝導のみによっており対流の効果はほとんどないことがわかる。これは前述のように、 $S/H=0.5$ では促進体が流れをせき止めるため促進体より下側の部分の流れが非常に弱いことに対応しており、 $S/H=0.5$ の場合にヌセルト数が平滑板流路の値を下回る原因である。下流側促進体近傍の断面の温度分布は $y=2$ 以下で中央部断面の温度分布を下回っている。この温度低下が渦による主流部の低温流体の持ち込みによる効果であると考えられる。

$S/H=1$ と $S/H=1.5$ では渦の作用が加熱壁面にまで直接および加熱壁面が逆流にさらされる場合であるが、 $S/H=0.5$ と比べると、全体的に分布が平坦になり主流部の温度場が均一になり、加熱壁面側の熱伝導支配の領域が狭くなっている。下流側促進体近傍の温度分布は中央部に比べて $y=2$ 以下で低くなっておりこの部分での渦による主流部の低温流体の持ち込みが確認できる。この場合には、主流部の均一化による Nu の増大に加え、促進体近くでは、主流部低温流体の運び込みによっても Nu が促進されていると考えられる。 $S/H=1$ と $S/H=1.5$ を比較すると $S/H=1.5$ のほうが流路の中心から上側壁面までの領域での温度分布がより均一化されているのに対し加熱壁側の温度分布が両者でそれほど違いがないことを考えると、時間面積平均ヌセルト数が $S/H=1.5$ の場合に $S/H=1$ を上回っているのは主流部の温度の均一化の程度の違いによるといえる。

$S/H=2.5$ と $S/H=3$ は加熱壁面が逆流にさらされない場合であるが、この場合には全体的な温度場の均一化は見られるが、下流側促進体近傍の温度分布と中心部の温度分布に差異は認められず、渦による主流部低温流体の加熱壁面への輸送効果は少ないといえる。また $S/H=3$ の方が $S/H=2.5$ より均一化の度合いが大きく時間面積ヌセルト数の両者の違いに対応している。

ところで、本研究では、熱流束一定条件での伝熱促進を扱っているのであるが、この条件のもとでのヌセルト数の増大の意味するところは、バルク温度と壁面温度の差の減少である。壁面熱流束が一定であれば、同一のレイノルズ数に対して、バルク温度は流れの型によらず等しい値をとる。また、壁面における壁面に垂直方向の温度勾配も、壁面熱流束一定条件では流れの型によらない。このような条件のもとで、バルク温度と壁面温度の差を減少させるには断面内主流部温度分布を均一化してやればよい。この均一化は、乱流においては流路高さのオーダーの大きさのもののから、内的スケールの大きさまでの種々の大きさの渦によりなされる。本研究の場合に見られる渦は流路高さのオーダーのものが主であるが、Fig.94, 95 に見るように、この大きさの渦のみによっても温度分布が時間平均的には十分に均一化されている。

乱流では、すでに主流部の温度場は均一化されているため、リブ型促進体による熱伝達の促進は、促進体により生ずる強い乱れを再付着点領域に運ぶことにより、再付着点領域での熱伝達率を増加するのであるが、これに対し、本研究の場合には、渦による攪拌により、まだ均一化されていない主流部温度場を均一化することが熱伝達の促進になっている。

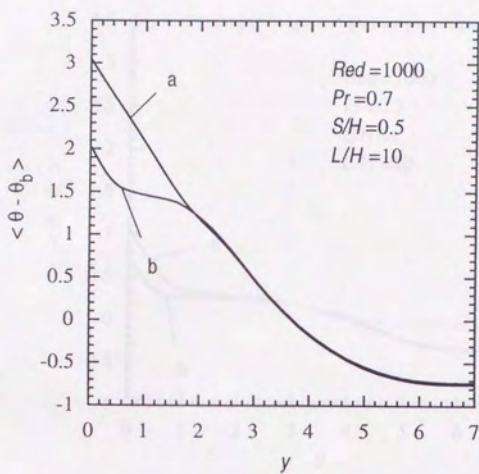


Fig. 93. Deviation in the averaged temperature from the bulk temperature vs. distance from the wall : a) at the mid-section between two promoters, b) at a grid point closest to the promoter's wall

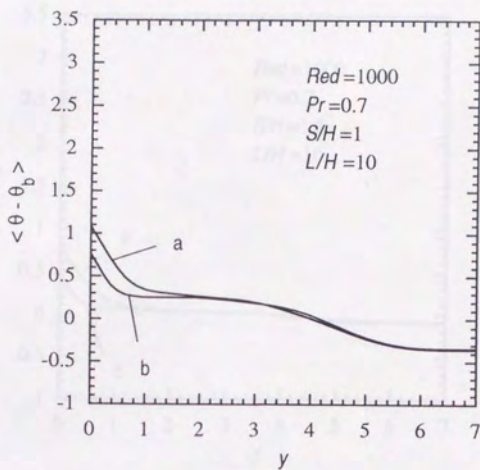


Fig. 94. Deviation in the averaged temperature from the bulk temperature vs. distance from the wall : a) at the mid-section between two promoters, b) at a grid point closest to the promoter's wall

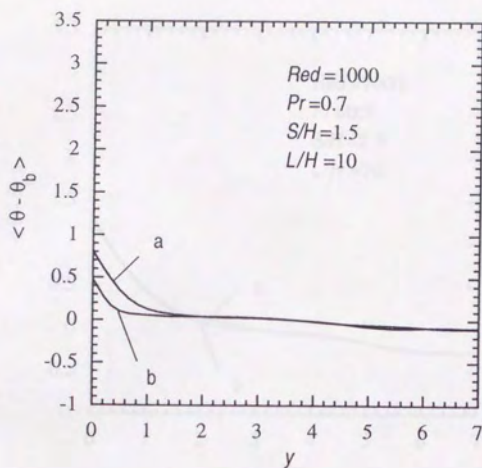


Fig. 95. Deviation in the averaged temperature from the bulk temperature vs. distance from the wall : a) at the mid-section between two promoters, b) at a grid point closest to the promoter's wall

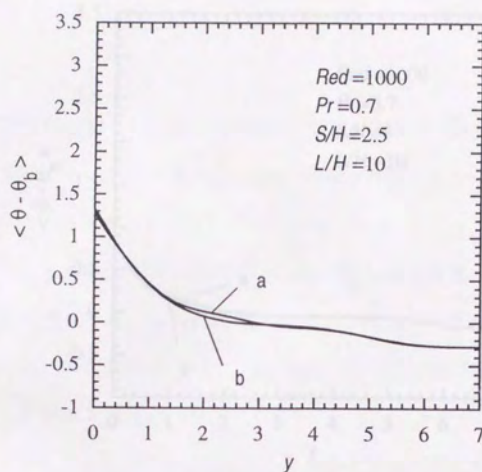


Fig. 96. Deviation in the averaged temperature from the bulk temperature vs. distance from the wall : a) at the mid-section between two promoters, b) at a grid point closest to the promoter's wall

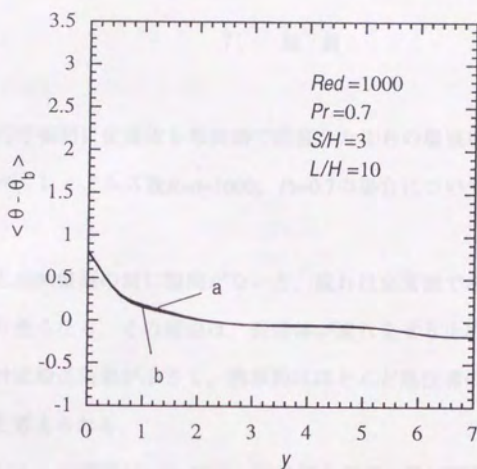


Fig. 97. Deviation in the averaged temperature from the bulk temperature vs. distance from the wall : a) at the mid-section between two promoters, b) at a grid point closest to the promoter's wall

7. 結 言

二次元平行平板間に促進体を等間隔で設置した流れの層流域での熱伝達を数値計算により調べ、レイノルズ数 $Re_d=1000$ 、 $Pr=0.7$ の場合について以下のことを明らかにした。

1) 促進体と加熱壁面の間に隙間がないと、流れは定常流であり、熱伝達は平滑平板間流れより悪くなる。その理由は、促進体が流れをせき止めるため、加熱壁面近くでは熱の対流輸送効果が小さく、熱移動はほとんど熱伝導のみによって行われることによると考えられる。

2) 促進体どうしの間隔が $L/H=10$ で、促進体と壁面の間に隙間が $S/H=0.5$ 以上である場合と、隙間が $S/H=1.5$ で間隔が $L/H=7$ 以上の場合には流れが非定常となる。

3) 流れが非定常となる、 $L/H=10$ で $S/H=1$ 以上の場合と、 $S/H=1.5$ で $L/H=7$ 以上の場合に熱伝達が促進される。本研究の促進体付き流路で得られた最大のヌセルト数は隙間が $S/H=1.5$ 、間隔が $L/H=10$ で生じ、平滑平板間流れの約4.3倍である。

4) 熱伝達の促進と同時にポンプ動力も増加するが、促進体付き流路で得られる最大のヌセルト数を得るのに必要なポンプ動力を平滑板流路に適用しても、実現できる流れは層流である。また、この最大ヌセルト数を平滑板流路で実現するには促進体付き流路の約28倍のポンプ動力を必用とする。

5) 摩擦係数は壁面摩擦分と促進体による形状抵抗分からなるが、壁面摩擦分は全体の約20～40%である。また摩擦係数の変動のほとんどが形状抵抗の変動である。

6) 本研究で扱った促進体流路の伝熱促進は、促進体で発生する渦による主流の攪拌と、主流の低温流体の加熱壁面への輸送によると考えられる。

7) 周期境界条件は促進体の配置によっては成立しないことがある。

本研究では計算機の能力の制限から限られた格子点数で計算を行った。そのため求めたヌセルト数と摩擦係数の差分格子点数の粗さによる誤差は小さいとはいえない。しかし、隙間を $S/H=1.5$ 程度、間隔を $L/H=10$ 程度にすればかなりの程度に熱伝

達を促進することが可能であることは確実であると考える。また、正確な数値を求めるのに必要な格子点数は $M \times N = 100 \times 100$ 程度であると推測される。

この研究は、主に私が担当する理工学で大学1年生が行ったものであるが、資料も集めるにあたり、東京大学経済学部一課先生に多大のご指導をいただいた。また、論文としてまとめるにあたり、東京大学経済学部小坂敬典先生、佐野高彦先生、西澤雅彦先生、東京大学経済学部山田大先生に貴重な意見をいただいた。

東京大学経済学部経済学部の事務員一役、高野清氏、豊田千恵子さんは期前印刷費を払った際に、遅くも返していただいた。また、印刷を遅れようとする、お礼を言っても返さなかった。

本が完成するまで、東京大学経済学部経済学部の先生方には、御礼をさすにあたり、お礼状を提出して感謝を述べていた。

ここに記して感謝いたします。

謝 辞

本研究は、主に私が勤務する富山県立大学において行ったものであるが、研究を進めるにあたり、東京大学教授棚澤一郎先生に多大なご指導をいただいた。また、論文としてまとめるにあたり、東京大学教授小林敏雄先生、庄司正弘先生、西尾茂文先生、東京大学助教授丸山茂夫先生に有益なご意見をいただいた。

東京大学生産技術研究所の永田真一氏、高野清氏、重田千恵子さんには棚澤研究室を訪れた際に暖かく迎えていただき、また、研究を進めるうえで、おおきな励ましをうけた。

私が所属する富山県立大学熱力学講座の教授鈴木立之先生には、論文をまとめるにあたり時間的な配慮をしていただいた。

ここに記して感謝いたします。

文 献

- (1) 棚澤一郎, 単相強制対流伝熱の促進技術, 日本冷凍協会論文集, 5-1 (1988), 1
- (2) Bergles, A. E., Recent Developments in Convective Heat-Transfer Augmentation, AMR 26 (1973), 675
- (3) Karniadakis, G. E., Mikic, B. B. and Patera, A. T., Minimum-dissipation transport enhancement by flow destabilization: Reynolds' analogy revisited, *J. Fluid Mech.*, 192 (1988), 365
- (4) 喜冠南, 二神俊蔵, 萩原良道, 鈴木健二郎, 中間レイノルズ数域におけるフィン列の流動・伝熱特性(第一報, 流れの非定常化とそれによる伝熱促進機構に関する統計的検討), 日本機械学会論文集, 59-560, B (1993), 1318
- (5) 喜冠南, 二神俊蔵, 萩原良道, 鈴木健二郎, 中間レイノルズ数域におけるフィン列の流動・伝熱特性(第二報, 伝熱促進機構), 日本機械学会論文集, 59-560, B (1993), 1324
- (6) Fu, W. and Tseng, C., Enhancement of heat transfer for a tube with an inner insertion, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 37-3 (1994), 499
- (7) Rowley, G. J. and Patankar, S. V., Analysis of laminar flow and heat transfer in tubes with internal circumferential fins, *Int. J. Heat Mass Transf.*, 27-4 (1984) 553
- (8) 高野清, 棚澤一郎, 西尾茂文, 伝熱面との間に間げきのある乱れ促進体による強制対流熱伝達の促進に関する研究, 日本機械学会論文集, 53-487 (1987), 980
- (9) 親川兼勇, 新里隆男, 馬淵幾夫, 流路内熱伝達促進におよぼす乱流促進体形状の影響, 日本機械学会論文集, 52-474 (1986), 860
- (10) Anderson, D. A., Tannehill, J. C., Pletcher, R. H., Computational fluid mechanics and heat transfer, 1984, Hemisphere Publishing Corporation
- (11) Leonard, B. P. A stable and accurate convective modeling procedure based on quadratic upstream interpolation, *Computer methods in applied mechanics and engineering*, 19 (1979), 59
- (12) Roache, P. J., Computational fluid dynamics, 1976, Hermosa Publishers Inc.
- (13) Warming, R. F. and Hyett, B. J., The modified equation approach to the stability and accuracy analysis of finite-difference methods, *J. Comput. Phys.*, 14 (1974), 159
- (14) Kawamura, T. and Kuwahara, K., Computation of high Reynolds number flow around a circular cylinder with surface roughness, AIAA-84-0340
- (15) 近藤継男, 長野靖尚, 後向きステップ下流のはく離 - 再付着流 (大規模流れ構造のシミュレーション), 日本機械学会論文集, 55-512

(1989), 1016

- (16) 戸田英雄, 小野令美, 入門数値計算, 1983, オーム社
- (17) 伝熱工学資料改訂第4版, 1986, 日本機械学会
- (18) 生井武文, 井上雅弘, 粘性流体の力学, 1978, 理工学社
- (19) Patankar, S. V., Liu, C. H. and Sparrow, E. M., Fully developed flow and heat transfer in ducts having streamwise-periodic variations of cross-sectional area, *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 99 (1977), 180

付録1 発達した平行平滑平板間流れのヌセルト数

(片面断熱, 片面等熱流束加熱)

平行平滑平板間流れの流れ場と温度場が完全に発達した領域でのヌセルト数を, 片面が断熱, 片面が等熱流束で加熱される場合について導出する. 流れ方向の座標を x , 流れに垂直な流路断面方向の座標を y とし, x の原点を加熱開始点, y の原点を流路高さ中心にとる. 流路の高さを $2h$ で表し, x 方向の速度成分を u , y 方向の速度成分を v , 平均流速を u_0 とすると, 発達した流れ場の速度分布は

$$u = \frac{3}{2} u_0 \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \quad (\text{A } 1)$$

と表すことができる. また, x 方向の熱伝導項は y 方向の熱伝導項に対して小さいので無視すると, 発達した流れ場におけるエネルギー方程式は, 温度を t で表し, 熱拡散率を α とすると, 次のようになる.

$$u \frac{\partial t}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (\text{A } 2)$$

式 (A 1) を式 (A 2) に代入すると解くべき方程式として

$$\frac{3}{2} u_0 \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \frac{\partial t}{\partial x} = \alpha \frac{\partial^2 t}{\partial y^2} \quad (\text{A } 3)$$

が得られる. 境界条件は,

$$x = 0 \quad : \quad t = t_0 \quad (\text{A } 4)$$

$$y = -h \quad : \quad -k \frac{\partial t}{\partial y} = q \quad (\text{A } 5)$$

$$y = h \quad : \quad \frac{\partial t}{\partial y} = 0 \quad (\text{A } 6)$$

である. ここで, 温度, 速度, 座標を

$$\theta = \frac{t - t_0}{qh/k}, \quad s = \frac{y}{h}, \quad z = \frac{x}{h} \quad (\text{A } 7)$$

のように無次元化すると式 (A 3) と境界条件は

$$(1-s^2) \frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{1}{RePr} \frac{\partial^2 \theta}{\partial s^2} \quad (A 8)$$

$$z=0 \quad : \quad \theta=0 \quad (A 9)$$

$$s=-1 \quad : \quad \frac{\partial \theta}{\partial s} = -1 \quad (A 10)$$

$$s=1 \quad : \quad \frac{\partial \theta}{\partial s} = 0 \quad (A 11)$$

となる。ただし

$$Re = \frac{3u_0 h}{2\nu}$$

であり, Pr はプラントル数である。

混合平均温度を t_m とすると, 伝熱面熱流束 q が一定の場合には

$$\frac{dt_m}{dx} = \frac{q}{\rho u_0 c_p 2h} = \text{const} \quad (A 12)$$

である。熱的に発達した領域では

$$\frac{\partial t}{\partial x} = \frac{dt_m}{dx} \quad (A 13)$$

であるから, これを無次元化し, 式 (A 12) を用いて

$$\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{d\theta_m}{dz} = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} \quad (A 14)$$

が得られる。これを積分して

$$\theta = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} z + R(s) \quad (A 15)$$

上式を式 (A 8) に代入して

$$\frac{3}{4} (1-s^2) = \frac{\partial^2 R}{\partial s^2} \quad (A 16)$$

が得られる。これを境界条件

$$s=-1 : \frac{\partial R}{\partial s} = -1 \quad (\text{A } 17)$$

$$s=1 : \frac{\partial R}{\partial s} = 0 \quad (\text{A } 18)$$

のもとで解くと

$$R = \frac{3}{8}s^2 - \frac{1}{16}s^4 - \frac{1}{2}s + c \quad (\text{A } 19)$$

となる。 $z=0$ では $\theta_m = 0$ であるから、この条件を用いて式 (A 14) を積分すると

$$\theta_m = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} z \quad (\text{A } 20)$$

となる。したがって、式 (A 15) より R の混合平均温度はゼロでなければならず、

$$\frac{\int_{-1}^1 (1-s^2) R ds}{\int_{-1}^1 (1-s^2) ds} = 0 \quad (\text{A } 21)$$

である。この条件から c を決定して、十分に発達した領域における温度分布は

$$\theta = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} z + \frac{3}{8}s^2 - \frac{1}{16}s^4 - \frac{1}{2}s - \frac{39}{560} \quad (\text{A } 22)$$

となる。加熱面温度 θ_w と混合平均温度 θ_m は

$$\theta_w = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} z + \frac{26}{35} \quad (\text{A } 23)$$

$$\theta_m = \frac{3}{4} \frac{1}{RePr} z \quad (\text{A } 24)$$

となるから、ヌセルト数は t_w を壁面温度として

$$Nu = \frac{q}{t_w - t_m} \frac{4h}{k} = \frac{4}{\theta_w - \theta_m} = 5.3846 \quad (\text{A } 25)$$

となる。

付録2 発達した平行平板間流れのダルシーの摩擦係数

流れ場が完全に発達した二次元平行平板間流れのダルシーの管摩擦係数を求める。
ダルシーの管摩擦係数 λ は管の長さ Δx 間の圧力損失を Δp 、圧力勾配を dp/dx 、相当
直径を D_h 、平均流速を u_0 、流体の密度を ρ とすると次式で定義される。

$$\Delta p = -\frac{dp}{dx} \Delta x = \lambda \frac{\Delta x}{D_h} \frac{\rho u_0^2}{2} \quad (\text{A } 2 \text{ } 6)$$

また、発達した二次元平行平板間流れの平均速度 u_0 は、粘性係数を μ として

$$u_0 = -\frac{1}{48} \frac{D_h^2}{\mu} \frac{dp}{dx} \quad (\text{A } 2 \text{ } 7)$$

で表される。式(A 2 6)、式(A 2 7)から dp/dx を消去し λ を左辺に持ってきて整理すると

$$\lambda = \frac{96}{Re} \quad (\text{A } 2 \text{ } 8)$$

が得られる。

付録3 格子点配置について

本研究の計算方法は基本的にはMAC法であるが、スタガード格子を用いていない。そのため、離散化方程式が一様な圧力場として認識する無意味な圧力分布が重なる可能性があるが、それに対する特別な配慮は行っていない。しかし、幸いなことに計算はうまく実行できている。Fig. A2に計算領域の入り口と出口での偏差圧力の断面内分布を比較するが、周期境界条件が満たされているのがわかる。実は、入り口での格子点を1番と数えると、出口での格子点は38番目と偶数番目である。もし、質問での無意味な圧力分布が重なるとすれば、それは奇数番目の格子点と、偶数番目の格子点の間で圧力の飛びとして現れるであろうから、Fig. A2の結果は圧力分布がきちんと計算されていることの一つの証である。

Pressure	p=1	10	1	10	1	10
	○	○	○	○	○	○
Grid point	i=1	i=2	i=3	i=4	i=5	i=6

Fig. A1. Example of meaningless pressure distribution

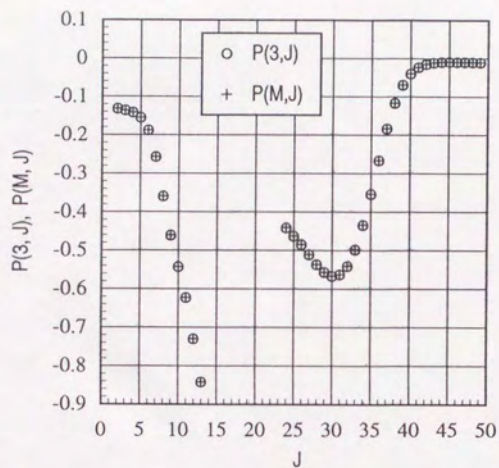


Fig. A2. Distributions of pressure deviation at inlet and outlet cross section for $S/H=1.5$, $L/H=10$, $M \times N = 40 \times 50$. $P(3,J)$ is at inlet and $P(M,J)$ at outlet.

