

琉球大学学術リポジトリ

平行平板流路内に円柱を置いた場合の流動および壁面熱伝達

| | |
|-------|---|
| メタデータ | 言語: 出版者: 日本機械学会 公開日: 2007-03-04 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 親川, 兼勇, 馬淵, 幾夫 メールアドレス: 所属: |
| URL | http://hdl.handle.net/20.500.12000/200 |

平行平板流路内に円柱をおいた場合の流動および壁面熱伝達*

親川 兼 勇**, 馬 淵 幾 夫***
Kenyu OYAKAWA, Ikuo MABUCHI

1. 緒 言

熱交換器として広く用いられる多管式に比べ、プレート形熱交換器は種々の利点を持ち、最近では多方面で広く使用されている⁽¹⁾。これは通常の熱交換器に比べて、かなり高い熱貫流率を有しているためであるが、その伝熱機構は明らかでない。最近今野・大谷ら⁽²⁾、および岡田ら⁽³⁾はプレート形熱交換器の流路の一部分とみなせる平行平板流路における熱伝達の実験(平均熱伝達率のみ)を行い、とくに流路形状の影響として、流れに乱れを与えるため、流れに直角に円柱をそり入した場合($R/L=0.32\sim 0.6$)について検討を行っている。しかし同論文では熱伝達の増進が、単に流路間隔の拡大・縮小による乱れ効果によるとの解釈にとどまっており、流れの挙動と局所熱伝達との対応については明らかにしていない。より正確な熱的設計が要求されつつある現状からみて、円柱径と流路幅との比の選定、および最適円柱間隔の決定に資する情報は十分ではない。なお花輪・岡本⁽⁴⁾はガス冷却形原子炉の燃料要素における伝熱促進に関連し、片側流路壁に円柱列を付着させた場合($R/L=0.5$ 一定)の研究を行っている。

本研究は発達した平行平板流路内に1本の円柱をそり入した場合、円柱径と流路幅の比 $R/L=0.4\sim 0.8$ の範囲で、壁面局所熱伝達率の測定を行い、これが円柱後流ならびに壁面近傍の流動特性といかに対応しているかを明らかにし、壁面熱伝達促進機構について考察を行った。また最大熱伝達率およびそれがえられる位置の整理式を示すとともに、最大熱伝達率のえられる前後の領域、および発達した管路内熱伝達に移行する全域にわたる局所熱伝達率を予測するための一般整理式を求めた。

記 号

 h : 熱伝達率

L : 平行平板流路の半幅
 N_s : ヌセルト数 $=h4L/\lambda$
 q : 熱流束
 R : 円柱半径
 Re : 流路レイノルズ数 $=\bar{U}4L/\nu$
 s : 円柱・壁面間のすきま $=L-R$
 t_b : パルク温度
 t_w : 壁面温度
 u : 流路断面内速度
 $\sqrt{u'^2}$: 流路断面内の変動速度の rms 値
 \bar{U} : 流路断面内平均速度
 \bar{U}_0 : 円柱中心を含む断面内平均速度
 x : 円柱中心から下流方向距離
 y : 壁面からの垂直距離
 τ_w : 表面せん断応力
 λ : 流体の熱伝導率
 ν : 流体の動粘性係数
 Ψ : 無次元関数 $=(h_w-h_m)/(h_{max}-h_m)$

添 字
max: 最大値
 x : 局所値
 ∞ : 発達した流路内乱流の値

2. 実験装置および方法

測定に用いた流路は流路幅 50 mm, スパン 300 mm の断面の長方形で水平に設置された。流路系は吹出し形で十分発達した速度分布、流れ方向静圧こう配がえられる入口より 1860 mm の断面に円柱を流路中心に設置した。このため完全に対称な円柱静圧分布がえられるよう調整された。また円柱軸方向の背圧は端部を除きほぼ一定で、流れの二次元性は十分と考えられた。局所熱伝達率の測定のため流路上下壁はペークライト板とし、これに 30 μ の厚みのステンレスはく(300 \times 1800 mm)を接着し、直流電源により熱流束 q 一定の伝熱面とした。なおはくの前縁は円柱中心より 60 mm 上流の位置とし、流路壁および熱電対引出し部の断熱には十分な配慮を行った。壁面温度 t_w はスパン中心線上の 80 点にはんだ付けされた 70 μ の

* 昭和 54 年 5 月 30 日 第 16 回日本伝熱シンポジウムにおいて講演、原稿受付 昭和 54 年 8 月 20 日。

** 正員、琉球大学工学部 (〒908 那覇市首里当麻町 3-1)。

*** 正員、岐阜大学工学部 (〒504 各務原市那加門前町 3-1)。

Cu-Co 熱電対により測定し、流体のバルク温度 t_b は計算により求め、各点の局所熱伝達率 $h_x = q / (t_w - t_b)$ の分布を得た。流れ場の測定には上下壁をアルミ板にかえ、壁面静圧測定のため $\phi 0.4 \text{ mm}$ の静圧孔 (上下 119 点) が設けられ、流路壁は各種プローブのそり入可能のように配慮された。断面内静圧は $\phi 0.8 \text{ mm}$ の静圧管と $\phi 5 \text{ mm}$ の円板形プローブにより、壁面せん断応力はプレストン管 ($\phi 0.4, 0.7, 2.8 \text{ mm}$ の 3 種) により測定した。プレストン管の検定曲線は Patel⁽⁵⁾ の式とほぼ一致することを確認した。平均速度、変動速度は $\phi 5 \mu$ のタングステン線を熱線とする自作のプローブを用い、定温度形熱線風速計で測定した。なお平均速度については全圧管も併用した。さらに水路内に円柱を固定し、流脈が得られるように下流に向け L 字形の注射針を適当な間隔で並べ、染料 (フルオレセイン) をトレーサとして、フローパターンの観測を行った。

3. 熱伝達特性

3.1 局所熱伝達分布 フローパターンの変化 (後述のように $R/L=0.6 \sim 0.65$ で起こる) を代表する $R/L=0.5, 0.8$ を選び、 h_x の流れ方向の変化を図 1 (a), (b) に示す。 \bar{U} をパラメータにとってある。分布の最初の谷は非加熱部の影響によるものである。円柱に近づくにつれ h_x は加速流のため上昇し、ほぼ円柱中心直下で極大値をとる。その後境界層の発達と

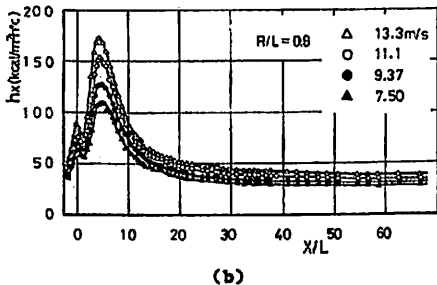
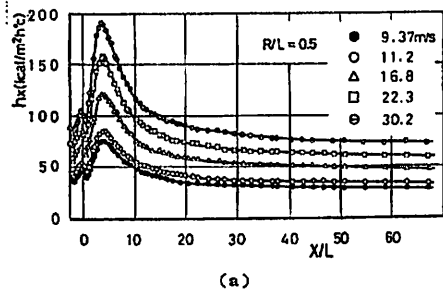


図 1 局所熱伝達率分布

ともに ($R/L=0.4, 0.5$ では速度減衰効果加わる) 下降し極小値、 h_{min} をとるが、再び h_x は急上昇し最大値を示す。以後 h_x は管路内流への移行に伴って減少し、発達した管路内乱流熱伝達の値^{*1}

$$N_{x,\infty} = 0.019 R_x^{0.8} \dots\dots\dots (1)$$

に漸近する。また図より h_{max} を与える位置 x_m は R_x に無関係であり、 h_x の分布も R_x に対し相似性を示している。

3.2 h_{max} の整理式 伝熱促進の観点から興味のある h_{max} の整理式、ならびに x_m の R/L による変化について述べる。図 2 は h_{max}/h_o (各 R_x に対する値の平均値) の R/L による変化を示す。図中の曲線①, ②は

$$h_{max}/h_o = 1.3(1-R/L)^{-1} \dots\dots\dots (2)$$

(0.4 ≤ R/L ≤ 0.6)

$$h_{max}/h_o = 1.42(1-R/L)^{-0.7} \dots\dots\dots (3)$$

(0.65 ≤ R/L ≤ 0.8)

なる実験式を示す。図 3 は x_m (各 R_x に対する値の平均値) の円柱径に対する比 $x_m/2R$ の R/L による変化を示す。図中の曲線①, ②は

$$x_m/2R = 1.6(R/L)^{-1.4} \dots\dots\dots (4)$$

(0.4 ≤ R/L ≤ 0.6)

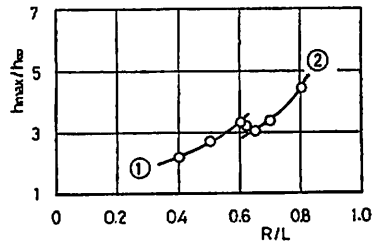


図 2 最大熱伝達率の R/L による変化

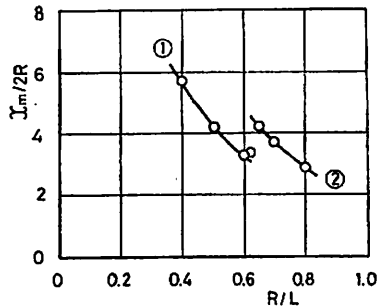


図 3 最大熱伝達率の位置の R/L による変化

*1 円管に対する Laufer⁽⁶⁾ の結果との比較から、流れ場は $\pi/L \approx 60$ でほぼ平均に達している。式 (1) はこの断面で得られた結果を示す。

$$x_n/2R = 1.95(R/L)^{-1.75} \quad (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \dots\dots (5)$$

なる実験式を示す。図 2, 3 より明らかのように h_{max}/h_m , $x_n/2R$ も $R/L=0.6\sim 0.65$ において不連続に変化する。明らかに円柱の後流挙動が $R/L=0.6\sim 0.65$ を境に変化していることを示唆している。式 (1)~(3) より最大ヌセルト数は

$$N_{s,max} = 0.0247(1 - (R/L))^{-1} Re^{0.5} \quad (0.4 \leq R/L \leq 0.6) \dots\dots (6)$$

$$N_{s,max} = 0.027(1 - (R/L))^{-0.7} Re^{0.5} \quad (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \dots\dots (7)$$

で与えられる。図 4 (a), (b) は式 (6), (7) に基づく全実験値の整理結果を示す。

3.3 局所熱伝達分布の整理式 図 1 に示した h_s の分布形状は R/L により特に自立った変化はない。しかし上述の h_{max}/h_m , $x_n/2R$ の $R/L=0.6\sim 0.65$ における不連続変化から, h_s の整理式にも, これが反映されるものと考えられる。いま無次元関数

$$\Psi = (h_s - h_m) / (h_{max} - h_m) \quad (0 \leq \Psi \leq 1) \dots\dots (8)$$

を導入する。 Ψ は一般に R/L および $(x - x_n)/L$

(h_{max} 以降), $(x_n - x)/L$ (h_{max} 以前) の関数である。しかし予備的整理の結果, L の代わりに円柱・流路壁すきま s を代表寸法にとれば, Ψ は R/L の関数と $(x_n - x)/s$ あるいは $(x - x_n)/s$ の関数に分離され, R/L にかかわらず 1本の曲線にまとまることがわかった。図 5 は h_{max} 以降の Ψ 分布の整理結果を示す。プロットは各 R/L とも代表例として $\bar{U} = 11.2$ m/s の結果を用いた。図の横軸の変数はつぎのようにして得られた。すなわち h_{max} 近傍域を除けば下流の発達流への移行域では

$$\Psi = C(R/L) \{(x - x_n)/s\}^{-1.16}, \quad s = L - R \quad \dots\dots (9)$$

で表され, $C(R/L)$ が図 6 に示されるように $R/L=0.6\sim 0.65$ を境に傾向を異にし

$$\left. \begin{aligned} C &= 9.8, & (0.4 \leq R/L \leq 0.6) \\ C &= 52(R/L)^{0.62}, & (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots (10)$$

となることに基づいている。横軸の変数を

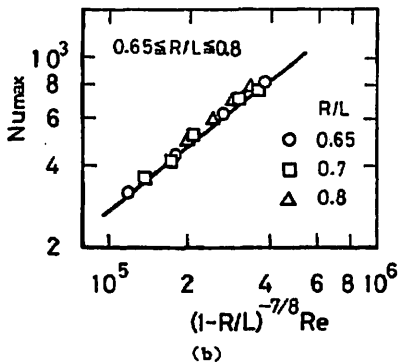
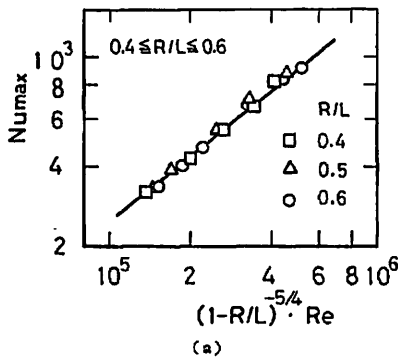


図 4 最大ヌセルト数の整理

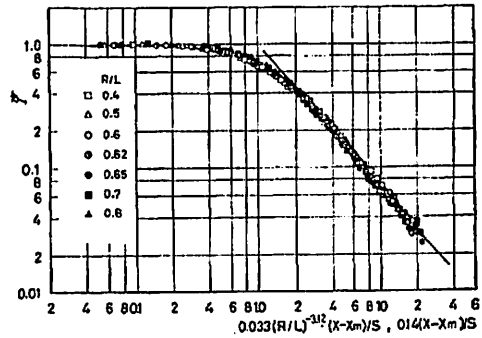


図 5 h_{max} 以降の Ψ 分布

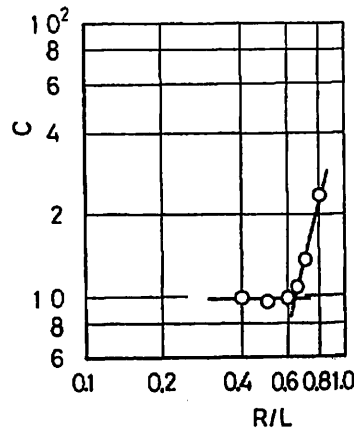


図 6 C の R/L による変化

$$\left. \begin{aligned} X &= 0.14(x-x_m)/s && (0.4 \leq R/L \leq 0.6) \\ X &= 0.033(R/L)^{-3.12}(x-x_m)/s && (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \end{aligned} \right\} \dots\dots(11)$$

なる X で表せば式 (9) は

$$\Psi = X^{-1.16} \dots\dots(12)$$

となり、また h_{max} 近傍域では

$$\Psi = \exp(-0.36X^{1.21}) \dots\dots(13)$$

で表される。両式の接合点は

$$\left. \begin{aligned} (x-x_m)/s &= 1.1 && (0.4 \leq R/L \leq 0.6) \\ (x-x_m)/s &= 60(R/L)^{3.12} && (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \end{aligned} \right\} \dots\dots(14)$$

で与えられる。つぎに円柱直下下流の h_{min} から h_{max} までの領域の Ψ 分布も同様にして与えられる。結果を図 7 に示す。図中の曲線は

$$\Psi = \exp(-\bar{X}^2) \dots\dots(15)$$

を示し、ここで \bar{X} は

$$\left. \begin{aligned} \bar{X} &= 0.16(x_m-x)/s && (0.4 \leq R/L \leq 0.6) \\ \bar{X} &= 0.048(R/L)^{-1.88}(x_m-x)/s && (0.65 \leq R/L \leq 0.8) \end{aligned} \right\} \dots\dots(16)$$

である。さて式 (2), (3) を

$$\varphi = h_{max}/h_w \dots\dots(17)$$

と表せば、局所熱伝達分布は式 (8), (17) より

$$h_x/h_{max} = (1-\Psi)/\varphi + \Psi \dots\dots(18)$$

から求まる。以上 Ψ の実験式において $R/L=0.6 \sim 0.65$ を境に別の変数が用いられたが、これは後述のように円柱後流におけるカルマンうずの停止限界が $R/L=0.6 \sim 0.65$ であることと対応し興味深い。また後述のようにカルマンうず停止限界を越えると円柱背後に準定常再循環うず域が形成されるが、 $R/L \rightarrow 1$ の極限を考えれば、少なくとも円柱直下の近傍域では壁

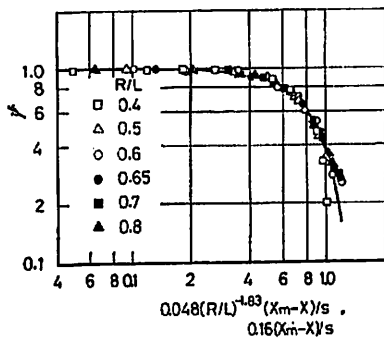
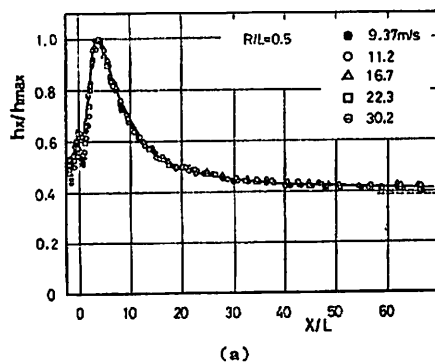


図 7 h_{min} から h_{max} までの Ψ 分布

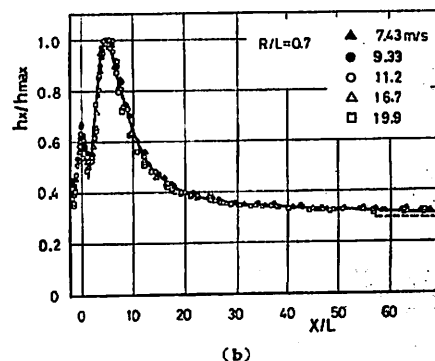
噴流が形成されるであろう。したがって h_{max} 以降において C の値が $R/L \geq 0.65$ で R/L の関数であるのは壁噴流熱伝達特定への接近の度合いが R/L により変化するためと考えられる。図 8 (a), (b) は以上の整理式と実験値との比較を $R/L=0.5$ (図 1), 0.7 の場合に行ったもので、その一致はきわめて良好である。なお図中の鎖線は φ^{-1} の値を示す。

4. 流動特性・伝熱機構についての考察

周知のように円柱後流にカルマンうずが発生するが、うず放出周波数におよぼす側壁の影響についての研究は少なく、 R/L の範囲も主として $R/L \leq 0.5$ に限られている⁽⁷⁾⁽⁸⁾。Žukauskas⁽⁹⁾ は円柱熱伝達におよぼす側壁の影響に関する研究において、 $R/L > 0.6$ においてうず放出の停止を示唆しているが、流動変化については普及していない。岡本ら⁽¹⁰⁾ は $R/L \leq 0.34$ 、また Taneda⁽¹¹⁾ は $R/L \leq 0.67$ の範囲 (前者では 5.46×10^3 、後者では 186 の円柱レイノルズ数) で、静止水そうの中で円柱を移動させ可視化実験を行い、フローパターンの観測を行っているが、側壁の影響の



(a)



(b)

図 8 局所熱伝達率分布の実験値と整理式との比較

強い場合、壁面の境界条件が異なるため、カルマンうずの構造が変化することに注意する必要がある。

4.1 流れの可視化 R_c はほぼ 2.6×10^3 で、空気流の実験に比べ小さく厳密な力学的対応は成立しないが、フローパターンの観察結果は伝熱機構の考察に有効な情報を与えるであろう。図9(a)~(e)はモータドライブによる連続写真からえられたフローパターンの R/L による変化を示す。図(a)~(c)にはカルマンうずが観測される。 $R/L=0.4$ の場合うず列がみられるが、流路壁のためうず列間隔は狭められ、うず列の安定条件を満たしていない。下方壁面近く $x/L \approx 2.5$ の位置に流出うずと連動(回転は互いに逆方向)して側うずの発生が認められる。 $R/L=0.5$ の場合両うずの連動作用は強められ、上方壁面の側うずは流出カルマンうずと対(Pair)を形成している。同時に反対壁から離脱した Pair うずは軸線近傍まで運ばれ、カルマンうずと合体し崩壊する。さらに限界プロセージに近い $R/L=0.6$ の場合、図(c)にみられるように、うず度集中がおこれ巻き込みうずと流出うずは相接しており、流出うずは直ちに崩壊することが観察される。一方図(d)に示す $R/L=0.7$ の場合、せん断層の掃れはなく、せん断層うずは上下壁面近傍で互いに独立に対称性を保持しながら下流に伸張し、準定常循環うず域を形成している。そのスケールはかなり大きいことが認められるが、時間平均的に存在すると推定される自由よどみ点は空間的に不規則に変動しているものと考えられる。一方図(e)の R/L

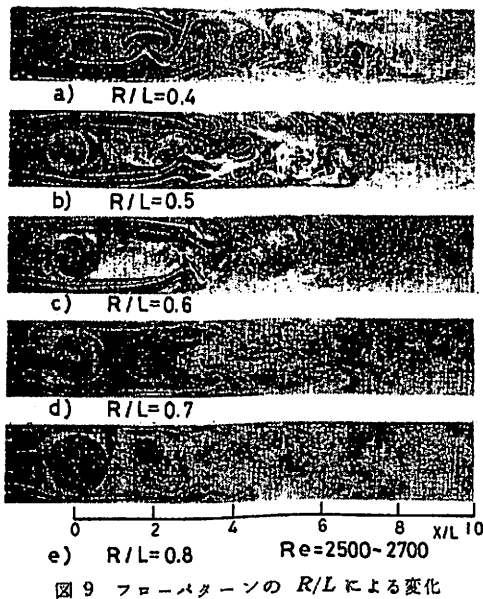


図9 フローパターンの R/L による変化

$=0.8$ の場合と比べ、円柱背後には色素の流入がほとんどみられない。すなわちカルマンうず放出停止限界を越えた $R/L=0.65 \sim 0.7$ では円柱背面近傍域は事実上死水域となっている。図(e)に示す $R/L=0.8$ の場合、主流の流脈の揺動、さらには壁面近傍における小さなスケールのうずの roll-up の位置が $R/L=0.7$ に比べて円柱に近づいている。これは主流のポテンシャルコアが早く消滅するためである。

以上の流脈パターンは瞬間的なもので、これらの結果からうず域のスケールを求めることは困難である。そこで軸線上の時間平均速度の零となる位置、 x_{vor} をうず域のスケールと定義し全圧管と静圧管を用い求めた。この x_{vor} は x_m とは直接的関連はないが、その位置関係を知ることは伝熱機構、ならびに上記フローパターンを理解する上で有効である。図10は各 R_c に対する x_{vor} の平均値の円柱径に対する比 $x_{vor}/2R$ の R/L による変化を示す。 x_{vor} もまた $R/L=0.6 \sim 0.65$ において不連続的にはほぼ2倍の変化を示す。連続写真から例えば $R/L=0.5$ の場合 $x_{vor}/2R \approx 2$ 、 $R/L=0.7$ の場合 $x_{vor}/2R \approx 3.5$ と推定される。図10によればそれぞれ $x_{vor}/2R \approx 1.8$ 、 $x_{vor}/2R \approx 3.5$ で、カルマンうず形成領域については可視化の結果は若干後退しているが、再循環領域についてはほぼ一致している。

4.2 等速度・等乱れ線図 時間平均としての局所熱伝達との対応をより明らかにするため、代表例として $R/L=0.5, 0.7$ について円柱後流のうず域の平均速度、変動速度の rms 値の測定を行った。図11, 12は等速度および等乱れ線図を示す。参考のため h_{max} 位置を Δ で示した。

4.2.1 等速度線図 $R/L=0.5$ の場合 $u/\bar{U}_0=1$ を示す等速度線のピーク位置は円柱側に偏流し、カルマンうず巻き込みの影響がみられる。また x_m はカルマンうず域 ($x_{vor}/L=1.8$, 図10)の後方にあり、この断面では管内流形に速度分布に移行している。 $R/L=0.7$ の場合 $u/\bar{U}_0=1$ の等速度線のピーク位置は壁面側に移行しており、準定常循環うず域との境界におけ

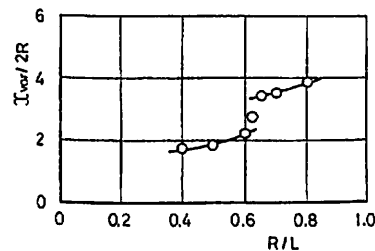
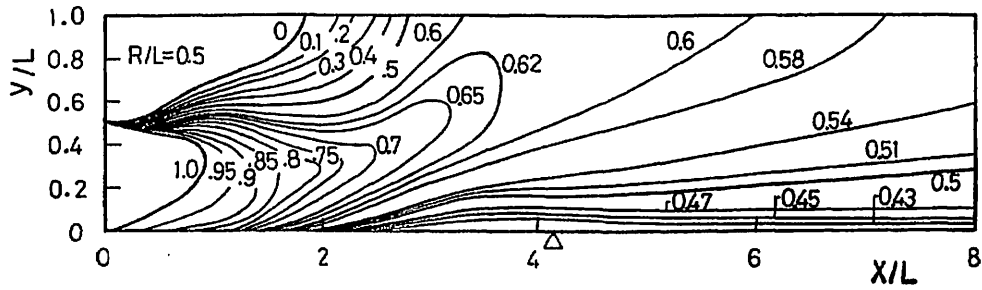


図10 カルマンうず形成域および準定常循環うず域のスケールの R/L による変化

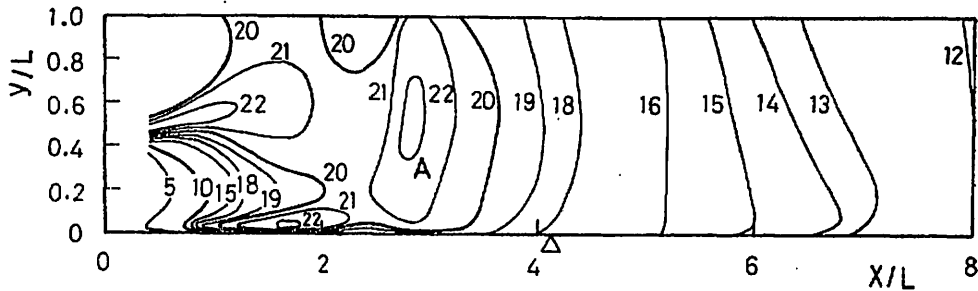
る乱れの拡散の著しいことを示す。また $u/\bar{U}_0=1$ の終端はポテンシャルコアの消滅点に対応し、以後壁近傍では壁噴流形速度分布となっており、 $x/L=8$ で

はまだ管内流形速度分布へ遷移していない。

4.2.2 等乱れ線図 $R/L=0.5$ の場合、はく離せん断層上で第一次のうず度集中による高い乱れ域が形

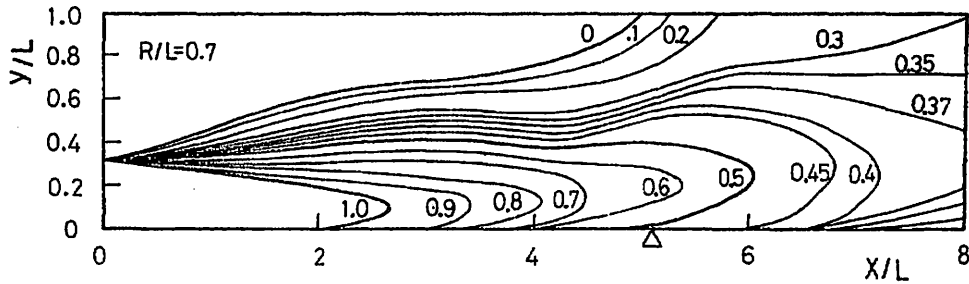


(a) 等速度線図, u/\bar{U}_0

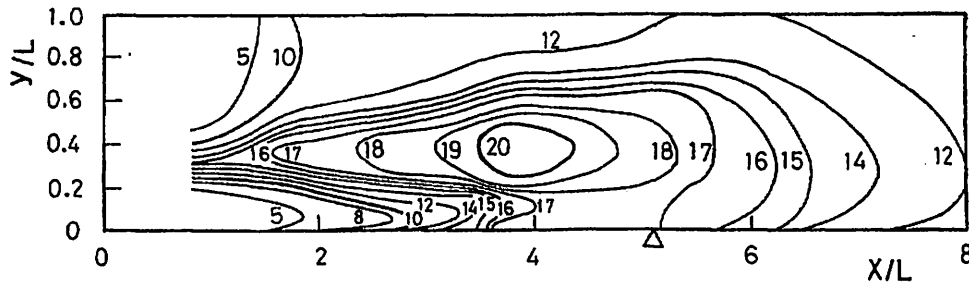


(b) 等乱れ線図, $\sqrt{u'^2}/\bar{U}_0 \times 100$

図 11 等速度・等乱れ線図 ($R/L=0.5$, $R_s=1.9 \times 10^5$)



(a) 等速度線図, u/\bar{U}_0



(b) 等乱れ線図, $\sqrt{u'^2}/\bar{U}_0 \times 100$

図 12 等速度・等乱れ線図 ($R/L=0.7$, $R_s=1.2 \times 10^5$)

成される。一方カルマンうず形成領域の後端断面の壁面近傍には閉じた高乱れ⁴²域がみられる。これは可視化によって確められた流出するカルマンうずに関連して発生する側うずによるものと考えられる。さらにその下流 ($x/L=2.8$) には断面全体に広がった高い乱れ域 (図中A) が形成されている。これは Pair うずの合体域に対応するものと考えられる。この断面の h_0 は h_{max} のほぼ 90% に達している。 h_{max} はこれよりやや下流、すなわち Pair うずの合体域を越え、カルマンうずの崩壊する断面で生じている。 $R/L=0.7$ の場合、はく離せん断層でうず度の集中がなく、乱れも小さい。断面内での乱れの拡散は著しいが、そのピークは再循環領域の境界でえられ、下流に伸び $x/L=4$ で最大となっている。注目されるのはこの断面で $\sqrt{u'^2}/U_0=17\%$ の等乱れ線は壁面に達している。このためポテンシャルコアの消滅する断面まで壁近傍の乱れはきわめて小さいが、 $x/L=2.7$ 以降壁面近傍の乱れが増大する。壁噴流形の流れではポテンシャルコアの消滅後壁噴流内層外縁速度、 u_{max} の減衰が生ずるので、壁近傍の乱れ強さ $\sqrt{u'^2}/u_{max}$ は下流方向にさらに増加し、 $x/L=6$ で最大となる。 h_{max} はその断面の上流位置 ($x/L=5.2$) で生じている。

4.3 壁面せん断応力分布・ h_{max} 発生伝熱機構

本実験のように複雑な速度場 (とくに $R/L \leq 0.6$) に対し Preston 管による τ_{ws} の測定には問題があるが、流れ場の変化が τ_{ws} 分布に及ぼす質的变化を与えるかを知ることは h_{max} 発生伝熱機構、 R/L による h_{max} の増加機構における τ_{ws} の役割 (次節参照) を考える上で重要と思われるので、簡便のため使用した。測定は図 11, 12 と同条件で行った。結果は発達流の値 τ_{ws} で無次元化し図 13 に示した。図中には h_{max} の位置を矢印で示した。

初期領域において $R/L=0.5$ の場合 $x/L=1.0$ から τ_{ws} の減少が始まる。これは主流のカルマンうず巻き込みによる境界層厚さの急な増加のためである。 $R/L=0.7$ の場合 $x/L=1\sim 2$ において τ_{ws} はほぼ一定である。これは最小断面を通過する主流が壁噴流形の流れとなり、ポテンシャルコアを形成するためである。つぎに h_{max} 位置近傍における分布形状の著しい相違がみられる。 $R/L=0.5$ の場合、 $x/L=3\sim 5$ にわたり、ほぼ一定の τ_{ws} 分布域が形成されるのに対し、 $R/L=0.7$ の場合 τ_{ws} は単調減少を示している。まず $R/L=0.5$ の場合、初期領域をすぎると τ_{ws} の減衰は著しく強められている。これは等速度線図における $u/U_0=0.5$ の等速度線の $x/L=2.5$ における壁面

からの急激な立上がり、ならびに等乱れ線図における断面全体に広がった高乱れ域の形成のためと考えられる。 $x/L=3.2$ でみられる τ_{ws} の極小値は流れの可視化で示された Pair うずの合体が行われる断面近傍で生じている。 τ_{ws} の極小値以降 τ_{ws} はほぼ一定値を示すが、この領域は Pair うずの合体、それに続くカルマンうずの崩壊に伴う管内流形への流れの移行域に対応している。すなわちこの領域 ($x/L=3\sim 5$) では時間・空間平均としての大きなスケールの乱流うずが流れ場を支配するであろう。壁面近傍 (τ_{ws} において $y^+ \approx 5$ に対応する $y=0.2\text{ mm}$ の位置) の乱れ強さ $\sqrt{u'^2}/u_{max}$ (u_{max} は断面内最大速度) はこの領域で最大値を示している。このため乱流輸送効果を高め、 h_{max} がえられるものと考えられる。なお管内流れへの移行が進むにつれ τ_{ws} はわずかな極大値を経て発達流の値まで単調に減少する。

一方 $R/L=0.7$ の場合 $x/L=2.7$ 以降 τ_{ws} は壁噴流形流れの内層外縁速度の減衰⁴³のため単調に減少する。なお前節で述べたように壁面近くの乱れ強さ $\sqrt{u'^2}/u_{max}$ は h_{max} 位置を過ぎた下流断面 ($x/L=6$) で最大となる。したがって h_{max} の発生は下流に向かう壁面近傍の乱れ強さの増加と、 τ_{ws} (あるいは対流速度) の減少の両効果の平衡から決まるといえる。なお管内流形の流れへの移行 ($x/L=10$) とともに τ_{ws} の減少率はゆるやかになり、 τ_{ws} に漸近する。

4.4 h_{max} 近傍における流れ場の特性量と h_{max} との相関 以上の伝熱・流動特性は他の R/L についても、それぞれの範囲 ($R/L \leq 0.6$, $R/L \geq 0.65$) で本質的な変化はない。流れ場と熱伝達との対応を象徴するものとして、 x_m における流れ場の特性量 τ_{ws} および壁面近傍の乱れ強さ $T_x = \sqrt{u'^2}/u_{max}$ ⁴⁴ と h_{max} との相互の対応関係を R/L をパラメータとして図 14 に示す。 $R/L \leq 0.6$ では τ_{ws} は R/L はよりほとんど

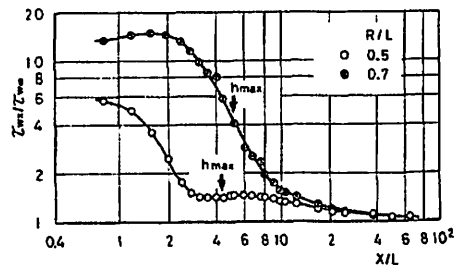


図 13 壁面せん断応力分布の変化

⁴³ 流れ方向に正の圧力こう配の影響を受けている点が純壁噴の場合と異なる。

⁴⁴ u_{max} の定義、その測定位置は前節と同じ。

⁴² カルマンうず放出に伴う周期的強い速度変動。

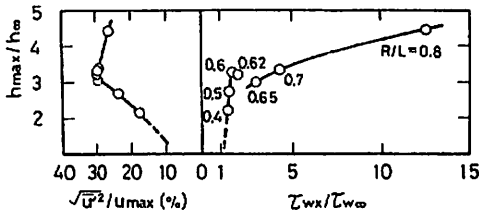


図 14 h_{max} 位置における流れ場の特徴量と h_{max} との関係

変化せず、しかも τ_{wx}/τ_{w0} は 1 に近い値を示す。しかし T_w は発達流の値 $T_w=8\%$ からほぼ直線的に増加する。これより R/L による h_{max} の増加は壁面近傍の T_w の増加と強い相関がある。一方 $R/L \geq 0.65$ では T_w は高い値を示すものの、 R/L による変化は小さい。しかし τ_{wx}/τ_{w0} は R/L とともに著しく増加する。これより $R/L \geq 0.65$ では R/L による h_{max} の変化は τ_{wx} の増加に支配されるものといえよう。

5. 結 論

(1) フローパターンの観察から、流出するカルマンうずと連動した側うずの発生を見出した。この両うずは Pair うずとなり合体し崩壊する。またカルマンうず列は側壁のため安定条件と著しく異なった配列を示し、 R/L の限界比に近づくとカルマンうずは観察されない。

(2) R/L の限界比において x_m, x_{vor}, h_{max} ならびに h_0 分布の整理および τ_{wx} の分布において不連続的変化あるいは異なる傾向を示すことを明らかにした。これより限界比は $R/L=0.6 \sim 0.65$ と判断された。

(3) $R/L=0.5 \sim 0.6$ において発達した管路内熱伝達率のほぼ 3 倍程度の高い局所値が円柱直径の 3 ~ 4 倍下流でえられる。流動損失の増大から考え限界比以上の円柱のそり入は好ましくない。

(4) h_{max} の整理式、および h_{max} 近傍域を含む発達した管路内乱流熱伝達に移行する全域(円柱直下の狭い領域を除く)の h_0 の整理式を求めた。適用範囲は $0.4 \leq R/L \leq 0.8, 5 \times 10^4 \leq Re \leq 2.2 \times 10^5$ である。

(5) h_{max} の発生機構: $R/L \leq 0.6$ では Pair うずの合体・崩壊による時間・空間的平均としての大きなスケールの乱流うずによる乱れの増加のため、 $R/L \geq 0.65$ では壁面近傍の乱れ強さの増加効果と壁噴流形流れの内層外縁速度の減衰効果のバランスから決まる。

以上の結果から円柱ピッチ間隔は 3 ~ 4 より大きくすべきであり、円柱列の相互干渉を避け 1 本の流動特性の持続を計るためには円柱をオフセットした千鳥配列が望ましい、この場合壁面熱伝達への影響は R/L の小さな値で実現されるであろうから流動損失の点からも有利と考えられる。高性能プレート形熱交換器の実験に関するこれらの基礎的研究については今後にまわりたい。

最後に本研究に対し有益なご教示とごべんたつを賜わった名古屋大学 泉亮太郎教授に深い感謝の意を表す。

文 献

- (1) Buonopane, R.A., ほか 2 名, *Chem. Eng. Prog.*, 59-7 (1963), 57.
- (2) 今野・ほか 3 名, *化学工学*, 39-9 (昭 42), 872.
- (3) 岡田・小野, 第 9 回日本伝熱シンポジウム講演論文集, (昭 47), 403.
- (4) 佐藤・岡本, 文献 (3) の 477 ページ.
- (5) Patel, V.C., *J. Fluid Mech.*, 23-1 (1965), 185.
- (6) Laufer, J., *NACA TR*, 1174 (1954), 6.
- (7) 鈴木・平野, *機論*, 44-385 (昭 53), 3044.
- (8) Richter, A. and Naudascher, E., *J. Fluid Mech.*, 78-3 (1976), 561.
- (9) Žukauskas, A., *Adv. Heat Transfer*, 8 (1972), 104, Academic Press.
- (10) 岡本・竹内, *機論*, 41-341 (昭 50), 181.
- (11) Taneda, S., *J. Physical Society of Japan*, 20-9 (1965), 1714.

討 論

[質問] 鈴木健二郎 (京都大学工学部)

(1) 式 (1) からいちおうの推定はできるものの、伝熱実験に使用した流体が明示されていないようである。実験のレイノルズ数範囲と共にご教示願いたい。これに関連して、 h_{max}/h_0 と $x_m/2R$ の Re 数に対する依存性がどの程度であったかもご教示願いたい。

(2) 309 ページ左欄下 3 行の記述はいかなる意味か。本研究はあくまで発達しつつある温度境界層の領域に注目していると考え。これに関連して、各整理式には加熱開始点からの円柱位置までの距離が含まれてしかるべきでないか。また円柱列を念頭にした応用場へのつなぎの論議は早計ではないか。

(3) 314 ページ右欄下 13 ~ 11 行の記述と 315 ペ

ージ左欄 6~7 行の記述とはどのように関連して考えればよいか。また、 τ_{ws} が大きくなる原因については、どのようにお考えか。

(4) 熱線風速計による乱れの測定は、そのレベルが高い場合には、測定精度は不良である。伝熱実験の結果との関連を議論しておられる領域では、 $\sqrt{u'^2}/U < 0.3$ の領域は少ないように見受けられる。質問 (3) とも関連して、乱れと伝熱の関係の議論に対しては、これを補強する検討が今後にも必要ではないかと考えるがいかがか。

[回答] (1) 記述の不備に対するご指摘を感謝する。使用流体は空気で、 R_0 数の範囲は $5 \times 10^4 \sim 2.2 \times 10^5$ である。この範囲で h_{max}/h_{in} の R_0 数依存性は比較的少ないようである。ただ $x_m/2R$ については、その判定には困難さが伴い、おおよそ式 (4)、(5) で表されるものと理解願いたい。

(2) 加熱開始点は円柱中心位置より 60 mm 上流であり、加熱開始点から円柱直下までの伝熱特性には非加熱部分の影響がでていることを述べている。円柱直下で h_0 は極大値をとるため、結果として分布の谷が生ずるという意味である。本研究で注目している円柱下流の伝熱特性にはこの加熱開始点の影響は実験の R/L の範囲ではほとんどないとみなせる。管内流が円柱そり入により新たな流動場が形成されるので、発達しつつある温度境界層として考えることはしなかった。それゆえ各整理式に加熱開始位置より円柱までの距離を含めていない。つぎに円柱列を念頭にした応用場へのつなぎの論議については、基本的には同感である。すなわち円柱列の場合近寄り流れが単独円柱の場合と異なることが予想されるからである。一つの期待的イメージを述べたものとご理解願いたい。千鳥配置

の円柱列に対する伝熱・流動損失、ならびにその熱的性能評価については引き続き実験しており、次回に発表の予定である。

(3) 前者は h_{max} の発生位置を述べたものであり、後者は h_{max} 位置における τ_{ws} が支配的であり、 R/L とともに τ_{ws} は高い値を示すことを述べたものである。しかしご指摘の個所は記述が不完全であり、314 ページ右欄下 13 行めの「 h_{max} の発生は…」を「 h_{max} の発生位置は…」に、また 315 ページ左欄下 8 行め「 τ_{ws} の増加に支配される…」を「 τ_{ws} が支配的で、 R/L とともに τ_{ws} が高い値を示す…」に訂正させていただきたい。なお τ_{ws} が大きくなる原因は何かとのことであるが、 R_0 一定のもとでは τ_{ws} は一定である。本文中で述べているように $R/L > 0.65$ では壁噴流形流れとなり、 R/L が大きくなるとすきまの流速 \bar{U}_0 (近似的に噴流速度) は増加する。したがって h_{max} 位置における τ_{ws} は τ_{w0} に対して相対的に R/L とともに増加するわけで、特別な事象が生じているのではない。

(4) ご指摘のとおりと考える。逆流を伴った流れの高乱れの測定には例えばパルス方式による熱線風速計を用いた報告もあるが、測定技術的困難もあって利用するに至っていない。また乱れ構造の点からも、周期性をもつむしろ大きなスケールのうずが支配的と推測される流動場の非定常性についても考慮の必要があろう。したがって本報告における乱れの測定結果は $R/L \leq 0.6$ 、 $R/L \geq 0.65$ の両領域での伝熱増進、とくに h_{max}/h_{in} の R/L による変化が $\sqrt{u'^2}/u_{max}$ 、 τ_{ws}/τ_{w0} のいずれに主として依存するかを判断する一手段を示したにすぎず、今後の検討課題として残されていると思う。