

琉球大学学術リポジトリ

円管内に縦渦を発生させた場合の流路内伝熱促進に関する研究

| | |
|-------|---|
| 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): Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Longitudinal Vortex, Pipe Flow, Pressure Distribution, Flow Visualization 作成者: 瀬名波, 出, 渡辺, 信二, 親川, 兼勇 メールアドレス: 所属: |
| URL | http://hdl.handle.net/20.500.12000/236 |

円管内に縦渦を発生させた場合の流路内伝熱促進に関する研究*

瀬名波 出*¹, 渡辺 信三*², 親川 兼勇*¹

Studies on Heat Transfer Enhancement by Longitudinal Vortices Being Produced with Vortex Generator Insertion a Pipe

Izuru SENAHA, Shinji WATANABE and Kenyu OYAKAWA

The longitudinal vortices were artificially generated by a single winglet vortex generator in a pipe. The longitudinal vortex enhances the heat transfer compared to other vortices produced by protrusions, because this longitudinal vortex does not decay until relatively further downstream. The purpose of this study is to know the informations about the flow motion of longitudinal vortex and the influence of vortices on heat transfer enhancement. The flow pattern was visualized by means of both fluorescein and rhodamine B, as a tracer of the water flow in a water table. The main vortex was spirally moved along the circumference and the behavior of other vortices was observed. Streamwise and circumferential heat transfer coefficients on the wall, wall static pressures, and velocity distribution in the overall cross section were also measured for air flow in the range of Reynolds number from 18 800 to 62 400. The distributions of streamwise heat transfer coefficients had a periodic pattern, and the peaks in the distribution moved circumferentially due to the spiral motion of the main vortex. Relation of the iso-velocity distribution and the wall static pressure to the heat transfer characteristics was shown. Moreover, the thermal performance was calculated under the condition of fixed pumping power, and it was found that the performance ratio is almost larger than unity.

Key Words: Forced Convection, Heat Transfer Enhancement, Longitudinal Vortex, Pipe Flow, Pressure Distribution, Flow Visualization

1. 緒 言

ボルテックスジェネレータ下流で発生した縦渦は翼面上の乱流はく離防止, 車体等の抵抗低減, 熱交換器の伝熱面性能向上など工学的に幅広く適用され数多くの研究がなされている。特に伝熱促進を目的にボルテックスジェネレータを管内へ設置した場合, 発生した縦渦は十分下流まで大きな圧力損失を伴うことなく管内の温度境界層を効果的にかく乱せしめ管内熱伝達促進の有効な手段となり得ることが期待される。このことは管内レイノルズ数の高い領域まで高い熱的性能比が得られる可能性を示唆するものである。このような理由により最近ボルテックスジェネレータとして流れに対し傾けた翼を伝熱面に設置し, 縦渦を生成させた場合の伝熱促進を行う研究が多くなされてきた¹⁾。

例えば鳥居らは層流平板境界層中に三角翼のボルテックスジェネレータを設置し, 主渦, コーナ渦, 誘起渦などの発生とそれらの熱伝達促進のようすを詳細に調べている²⁾。ダクト内流れにおいては Fiebigら

はボルテックスジェネレータの形状を種々変えた系統的な実験を行った³⁾。また Edwards らは複数個のボルテックスジェネレータの配列や組合せを変えた実験を行い伝熱促進にはカウンタタイプの渦列を有する流れ場が最も有効であると報告した⁴⁾。これら多くの研究は平板上あるいは平行平板流路内においての場合で, 円管内への縦渦の導入例はディフューザ内流れのはく離抑制の観点からの場合⁵⁾を除いて極めて少ない。円管内で縦渦を発生させた場合, 半径方向への速度成分をもつために旋回流を引き起こし, 縦渦が旋回流れに重ね合わさった流れ場となり, それらの干渉も含めて平板におけるのと異なったものとなろう。特に伝熱促進を目的としたものについてはほとんど見あたらなく, 縦渦の形成挙動, 持続性, 縦渦と旋回流との干渉などの伝熱促進効果については明らかにされていない。

そこで本研究では直角三角形形状の半翼形ボルテックスジェネレータ(以下 V.G. と略記)を単一で円管内へ設置した場合の縦渦の発生過程, 円管内における縦渦の挙動とそれらに伴う流れ場, 温度場の変化を明らかにするため流れの可視化, 壁面静圧, 壁面局所熱伝達率および管内速度分布の測定を行い, 縦渦導入による管内熱伝達特性について議論した。

* 原稿受付 1998年5月20日。

¹⁾ 正員, 琉球大学工学部(〒903-0129 沖縄県中頭郡西原町字千原1)。²⁾ 学生員, 琉球大学大学院。

記号

- C_p : 圧力係数 $= (P_r - P_w) / (\rho U^2 / 2)$
- D : 管内径
- f : 抵抗係数 $= \Delta P \cdot (D/L) / (\rho U^2 / 2)$
- h_s : 発達した滑面の乱流熱伝達率
- h_x : 局所熱伝達率
- \bar{h}_x : 平均熱伝達率
- L : 管の参照距離 $= 10D$
- Nu : 平均ヌッセルト数 $= \bar{h}_x \cdot D / \lambda$
- Nu_s : 等ポンプ動力における滑面でのヌッセルト数
- ΔP : 圧力損失
- Q : 流量比 $= Re_f / Re_s$
- Re : レイノルズ数 $= U \cdot D / \nu$
- Re_s : 等ポンプ動力における滑面でのレイノルズ数
- r : 半径方向距離
- U : 管内平均速度
- X : 流れ方向距離
- η : 熱的性能比 $= Nu / Nu_s$
- θ : 周方向角度
- λ : 流体の熱伝導率
- ν : 流体の動粘性係数
- ρ : 流体の密度

2. 実験装置および実験方法

測定部の概略を図1に示す。作動流体の空気はノズルを介して測定部へ流入させる。測定部である伝熱管はベークライト製角柱を削りにし、それぞれ深さ15mmの半円形の溝を掘ったものをはり合わせるにより内径30mmの円管とした。円管内壁には厚さ30μmのステンレスはくを接着し、それを直流電源により熱流束一定の条件で加熱した。伝熱面温度はステンレスはく裏面にはんだ付けされた計76本のφ70μmの銅-コンスタンタン熱電対により測定された。局所熱伝達率は壁面温度と主流の入口温度に測定位置までの加熱量と等価な温度上昇を加えたバルク温度を用いて算出された。なおV.G.は十分発達した管内乱流熱伝達となっている加熱開始点より430mm下流に設置されている。またV.G.を周方向に10°おきにずら

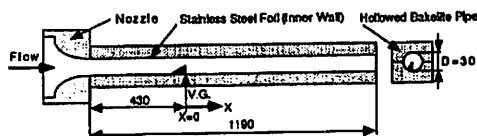


Fig. 1 Schematic diagram of the experimental apparatus

して設置し熱電対に対して相対位置を変化させることでV.G.に対する周方向角 $\theta=0\sim 360^\circ$ の分布を測定した。

流れ方向速度や壁面静圧などの流動特性の測定には別途黄銅製の管内径50mm、長さ50,100,150mmの円管ユニットを複数個製作し、それらを組合せることにより全長1400mmとしたものを用いた。これらの円管ユニットには壁面圧力測定用としてφ0.5mmの孔を全体で計66個設けてある。流れ方向速度の測定には外径0.6mmのピトー全圧管を使用した。また縦渦の生成過程を染料を流して観察できるように、透明アクリルの測定部を水槽にサブマージさせたwater tableを用いて可視化実験を行った。

本実験に使用した渦発生体は、翼高さ $h=15\text{ mm}$ ($h=D/2$)、長さ30mm(=D)の半翼形V.G.で流れに対して迎え角 20° に設置した。その概略を図2に示す。円管内に角度を有して設置するためV.G.底辺は円管内壁面の円弧に合せてカットしている。本実験においてはV.G.翼後端を流れ方向距離 $X=0\text{ mm}$ とし、V.G.に対する周方向角 θ の向きは下流方向からV.G.を見て反時計回りとした。なお流動特性の測定の場合に使用したV.G.は熱伝達測定用の管内径比に合せて5/3倍としてある。

3. 実験結果および考察

3.1 流れの可視化 まずV.G.により生成した縦渦が円管内をどのように振る舞いながら流れていく

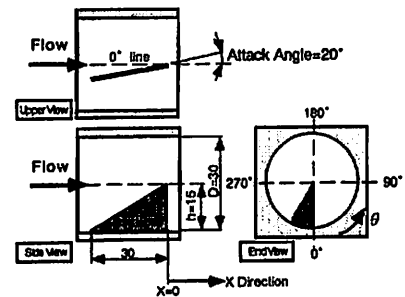


Fig. 2 Dimensions of vortex generator

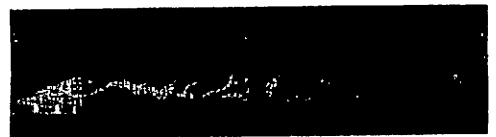


Fig. 3 Flow visualization of longitudinal vortex being produced by the winglet then flowed downstream

かを明らかにする必要がある。 $Re=1870$ の場合の流れの可視化写真を図3に示す。作動流体として水を用い、上流より染料としてフルオレセインをV.G.先端部、ローダミンBをV.G.斜辺中央部に流入させたものである。先端部に流入した染料がV.G.先端を乗り越えて、つる巻状にねじり込みながらV.G.背面(図3正面)に沿って流れ、渦心となり、その周囲を取り囲むようにV.G.斜辺部を乗り越えた流れを巻き込みながら主縦渦を形成する。その後渦中心部の流れはV.G.後端部の $X/D=0.2$ 近傍において局所的な逆圧力こう配を生じ、染料が流れ方向に静止、わずかに逆流する膨らんだ領域が見られた。流れは再びその領域から旋回成分をもった状態で外側に流出し主縦渦を形成しながら下流へと移行する。 $X/D=3$ 近傍において主渦外縁部は管壁に衝突気味に接し、その後縦渦は外縁部を管壁に接しながら円管内を旋回し下流へ流れる。この旋回挙動は高いレイノルズ数域 $Re=10^4$ の場合にも煙トレーサ流入による可視化⁽⁹⁾で確認されている。

3・2 C_p 分布 V.G.を挿入した場合の管内壁面静圧が最も大きく変化する $Re=62400$ の圧力係数 C_p 分布の流れ方向の変化を図4に示す。なお管周方向における代表的な分布として $\theta=0, 90, 180, 270^\circ$ の場合を示す。 C_p 分布はいずれの場合もV.G.設置部 $X/D=-1\sim 0$ の位置でV.G.の形状抵抗による圧力損失のため減少後、わずかに回復しその後壁面摩擦の影響を受けてほぼ直線的に下降していく。各 C_p 分布にはわずかではあるが極小値が現れる。その部分を円

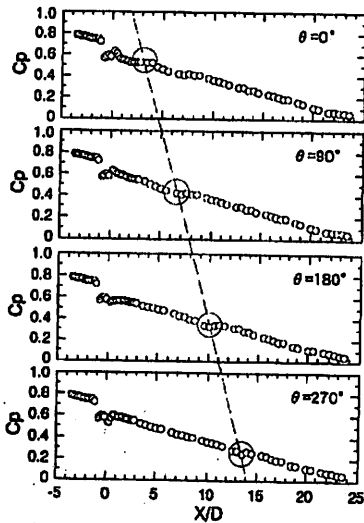


Fig. 4 Change of streamwise C_p distributions with θ ($Re=62400$)

で囲み示す。この極小値はV.G.より発生した縦渦が壁面に接する位置において現れる。この C_p 極小値の現れる位置が周方向角 θ を変えたとどのように変化するかを調べると、図4中点線で示しているようにほぼ一定割合で下流に移行していく。これは主縦渦が管内をらせん状に渦心をもたしながら旋回し流れていくことを示している。

3・3 流動抵抗 V.G.設置による管内流動損失をV.G.上流と $X/D=10$ までの静圧差より抵抗係数 f の形で求め Re に対して整理した結果を図5に示す。本実験の場合、管内断面において静圧分布は一様ではないが、その平均値は周方向の壁面静圧の平均にほぼ等しくなる。そこで流動損失には壁面静圧の値を使用した。比較のため滑面流路における $f_s=0.3164 Re^{-0.14}$ を図5中に加えておく。 f の値は Re によらずほぼ0.034と一定値を示す。滑面に比べて約1.3~1.8倍程度の大きさであり、例えば損失の少ないひねりテープを用いて管内にスワールを発生させた場合⁽⁹⁾が2倍以上に増大することを考慮すればV.G.による流動損失は極めて小さいといえる。

3・4 流れ方向局所熱伝達率 縦渦の生成および旋回流による熱伝達の増大を、種々の Re に対して設

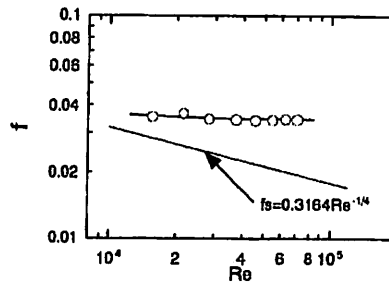


Fig. 5 Relation between friction factor and Reynolds number

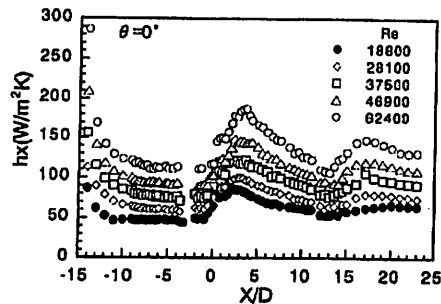


Fig. 6 Change of local heat transfer coefficients distributions with Reynolds number

置基準位置である $\theta=0^\circ$ の流れ方向局所熱伝達率 h_x の分布を例にとり図6に示す。 h_x はどの Re についてもV.G.先端位置の $X/D=-1$ から急激に増加し、 $X/D=3$ 近傍で極大値をとった後減少に転じ、極小、再び極大を繰返す周期的な分布となる。最初の極大値をとる位置は可視化において $\theta=0^\circ$ ライン上で主渦が壁面と衝突する位置にほぼ合致している。本実験での Re 範囲において最大値は滑面での発達した乱流熱伝達に対して約1.6~1.9倍の増加となる。また Re が増大すると主流の流れ方向成分が強まるためにV.G.直後の極大値が下流側にずれてくる傾向があるものの、これらの h_x 分布は Re によらずほぼ相似な分布形状となっている。これは Re に対し管内に発生した縦渦の構造および流れ挙動、壁面に与える影響等もほぼ相似的に増加する結果と考えられる。

前述の C_p 分布の場合と同様に代表的な h_x 分布を図7に示す。いずれも $\theta=0^\circ$ の場合と同様に極大・極小を繰返す周期的な分布をとる。 h_x の極小・極大値も C_p と同様に流れ方向に一定の割合で移行していく。これらの両極値が現れる壁面近傍の流れ場は渦からの影響を最も強く受ける場所であり、縦渦が管内をらせん状に流れていくことに対応している。また極大値は下流においてはなだらかなピークとなる。これは渦強さそのものの減少に加えて旋回流との合成により明確な吹下ろし位置が現れづらくなることによる。このような両極値の移動は平板あるいは矩形ダクト内流れにおいてはスパン方向への渦の移行に対応するもの

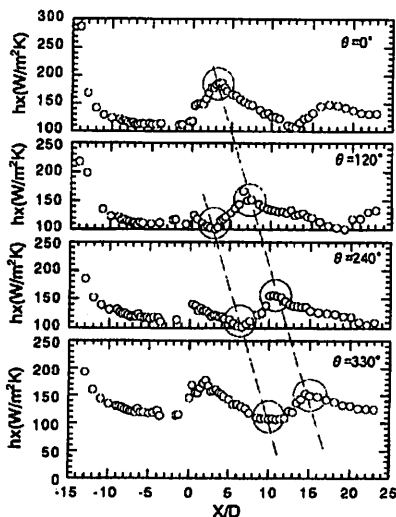


Fig. 7 Typical heat transfer distributions varying circumferential angles ($Re=62400$)

と思われる。しかしながらその移行量は例えばV.G.裏高さの2倍以下程度の極めて小さいもので⁽²⁴⁾⁽¹⁰⁾、本実験での円周を一回転以上するような壁面に沿った渦の大きな移動現象は円管内特有のものとする。

3.5 流れ方向等速度線図、 C_p と h_x 分布図との対応 管内における縦渦構造が壁面に与える影響をより明確にするため渦発生直後 $X/D=0.33$ 、円管内上流位置 $X/D=1.0$ 、中流位置 $X/D=9.3$ そして十分下流の位置 $X/D=21.3$ における管内断面の流れ方向等速度線図と壁面静圧分布、局所熱伝達率増加比分布を図8に示し、その特徴的な位置の関係について比べてみよう。

まず $X/D=0.33$ での分布について比較する。等速度線図では流れ方向の速度を管内平均速度で除した値で示してあるが、V.G.背面である $\theta=340^\circ$ 、 $r/D=0.25$ の近傍にだ円形にひずんだ低速度域をもつ。これは主渦の速度分布を表しており、渦中心部ほど速度は小さくなっていき逆流領域も見られた。このことは可視化における主渦の逆流領域を伴う渦中心部に対応する。また $\theta=10^\circ$ 、管壁近傍の小さな渦を示す分布はタフトによる予備実験よりV.G.上流面の根本部より発生するコーナ渦であることを確認している。ここで周方向における境界層厚さの発達の様子を見ると、主渦外輪部が壁面に対して最も接する $\theta=330^\circ$ 付近で速度こう配が最も急になっている。また $\theta=20^\circ\sim 210^\circ$ に境界層の厚い領域を有し、 $\theta=210^\circ\sim 340^\circ$ にかけては主渦の吹下ろし流れ部に対応し薄くなっていくようすがわかる。主渦吹上げ部である $\theta=340^\circ\sim 360^\circ$ では壁面近傍の流体が管中央部に吹き上げられるため境界層は厚くなる。またコーナ渦が壁面に接する $\theta=10^\circ$ 近傍では薄くなるものの、コーナ渦径は小さくその効果は極めて狭い範囲に限られる。

次にこの分布についての圧力係数 C_p 、周方向 h_x 分布の対応を考える。 C_p 分布は速度分布における壁面近傍の速度こう配にほぼ対応し、こう配の急な場所では小さく、緩やかな場所では大きな分布となる。主渦が壁面に最も接する $\theta=330^\circ$ 付近で極小値を取り、これは等速度分布で境界層の最も薄い領域、すなわち主渦が壁面に接する位置に合致する。なおコーナ渦が存在する $\theta=20^\circ$ では逆に高い分布となるが、V.G.後端より発生した旋回流に加えて小さい径のコーナ渦では渦心と外側との圧力差が大きいことによると思われる。続いて熱伝達率増加比 h_x/h_a 分布だが特に主渦吹下ろしの影響を強く受け、 $\theta=210^\circ\sim 330^\circ$ で1.4倍程度増大する。吹上げ部 $\theta=330^\circ\sim 360^\circ$ でわずかに増大率は小さくなるものの、コーナ渦の存在する $\theta=0^\circ\sim$

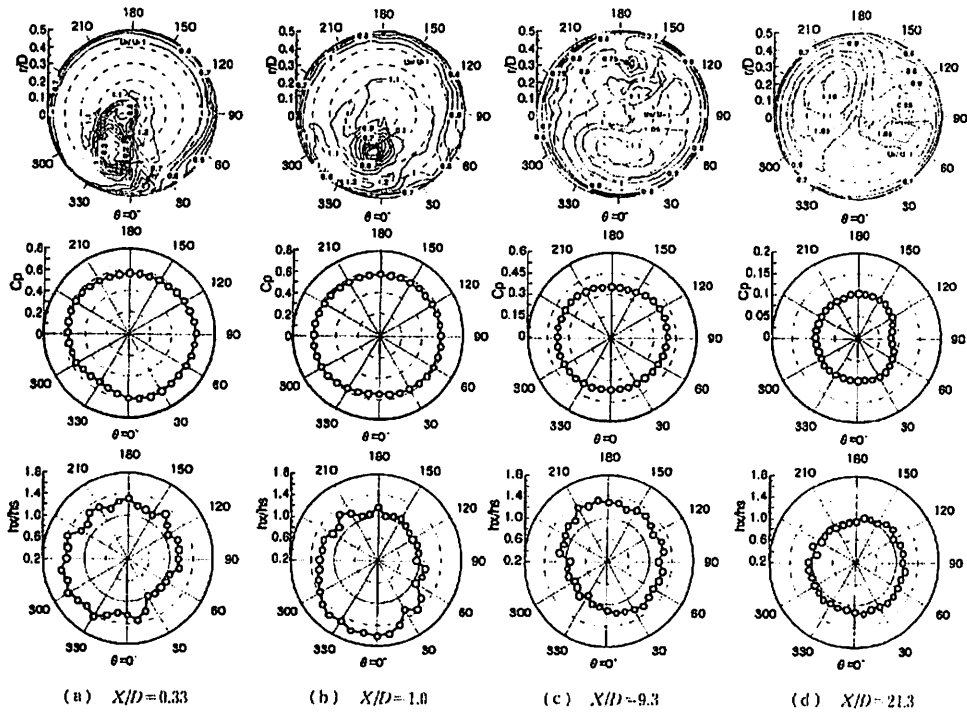


Fig. 8 Relationship among streamwise iso-velocity contours, circumferential C_p , and h_x/h_s distribution ($Re=62400$)

30°位置において高い増大率をもつ分布となっている。やや下流に移した $X/D=1$ では主渦の速度分布はほぼ円形となり、コーナ渦による影響は $\theta=30^\circ$ に移行する。 C_p 分布図は壁面に接する $\theta=350^\circ$ あたりでわずかに変化している。 h_x/h_s 分布は主渦、コーナ渦の存在する $\theta=240\sim 60^\circ$ の半断面において大きく増加している。縦渦の影響を受けない対向面側で h_x/h_s がほとんど増加しない傾向は上流域において顕著に見られた。

流れ場の中間部 $X/D=9.3$ では主渦は管内を旋回し $\theta=170^\circ$ あたりに渦心をもつ。渦の吹上がり部に当たる $\theta=210\sim 270^\circ$ 近傍では管中央まで渦の吹上がりにおける影響が現れている。また主渦による二次流れ渦的な分布が $\theta=0^\circ$, $r/D=0.23$ を中心に確認される。主渦および二次流れの相乗的な効果により $\theta=90^\circ$ 側では壁面境界層は比較的薄く、対向面の $\theta=270^\circ$ 側では厚くなっているものとする。吹下ろし効果により C_p 分布は $\theta=90^\circ$ 側で高くなり、また上流域と同様に渦の接する $\theta=180^\circ$ 側で低い分布となる。 h_x/h_s 分布だが上流域に比べその増大域は広がり $\theta=270\sim 360^\circ$ 付近を除き全体的に 1.1~1.3 倍ほど増加している。

最も下流域である $X/D=21.3$ では主渦は管内を一

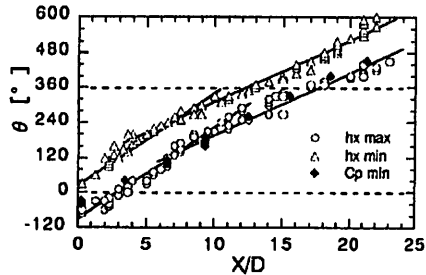


Fig. 9 Positions of maximum and minimum heat transfer coefficients

周し $\theta=90^\circ$ 近傍に存在し、その吹下ろしから壁面に接する位置において速度こう配は大きくなっている。また吹上りの影響は $X/D=9.3$ における場合と同様に比較的顕著に見られる。 C_p 分布は主渦の壁面に接する $\theta=90^\circ$ 近傍がわずかに小さくなっているほかはあまり変化がない。 h_x/h_s 分布はこの場合も $X/D=9.3$ と同様 $\theta=300\sim 150^\circ$ の広い領域にかけてわずかに増加する。このように下流域では上流域に比べて高い熱伝達促進領域は現れづらくなり、広い領域にわたって低い熱伝達促進効果を示す。

3.6 流れ方向の $h_{x,max}$, $h_{x,min}$, $C_{p,min}$ 位置の変化

流れ方向局所熱伝達率の最大値 $h_{x,max}$ および最小値 $h_{x,min}$ の位置の変化を図9に示す。比較のため図9中には代表的な各断面での周方向壁面静圧分布より得た圧力係数 C_p の最小値の位置も示す。 h_x の最大値, 最小値の現れる位置は上流側でその位相差が約 120° また下流側で 100° を保ちながらほぼ平行に下流へと推移している。ここで $C_{p,min}$ と $h_{x,max}$ の分布を比較すると特に $X/D=6$ 以降においてよく一致するようである。これは渦が壁に最も接する点すなわち壁近傍の速度こう配が最大となる場所に対応するものであろう。 $h_{x,min}$ は $h_{x,max}$ の対向部に現れるのではなく約 $100\sim 120^\circ$ の位相差で現れる。これは渦の吹上がり位置に対応するもので、吹上がりによる境界層の増大による。またこれら $h_{x,max}$, $h_{x,min}$ のラインはほぼ平行を保ちながら下流へ推移しており、本実験での測定領域内において渦径はさほど拡大していないことを意味する。したがって前述した下流部における熱伝達促進領域の拡大の要因は渦径の拡大によるものではなく、境界層内の乱れ度の増大および渦により誘起される二次流れの発生等が起因していると考えられる。

3.7 平均ヌセルト数および熱的性能 V.G.

による管内熱伝達の増大を知るため V.G. すぐ下流より $X/D=10$ までの局所熱伝達を周方向および流れ方向に積分平均した管内平均熱伝達率 \bar{h}_x と代表長さに管内径 D をとった平均ヌセルト数 Nu を図10に示す。比較のために滑面流路の十分発達した乱流でのヌセルト数 $Nu_s=0.019Re^{0.8}$ を図示する。

Nu のレイノルズ数に対する依存性は多少のばらつきはあるものの通常の滑面流路における場合とほぼ同じ 0.8 乗となる。このことは高レイノルズ数域においても熱伝達の増大が得られることを示すものである。 Nu は滑面の場合に比べ本実験におけるレイノルズ数全域にわたって約 1.2 倍の増大を示す。これは矩形流路における Edwards ら⁽⁹⁾ の約 $1.3\sim 1.4$ 倍増大に比べて小さいが、前述したように本実験では主縦渦の対向部においてはその影響をほとんど受けないがその部分までも積分範囲にとっているためでもある。今後円管内温度の不均一による熱応力除去の観点からも複数個の V.G. を設置することが望ましく、その場合管内面全体に伝熱促進効果を上げることが可能と考える。

V.G. の伝熱促進体としての性能評価の方法としてポンプ動力一定の条件における平均ヌセルト数 Nu の滑面における増加比 $\eta(=Nu/Nu_s)$ および流量比 $Q(=Re/Re_s)$ を求めた。 η は従来の伝熱促進体同様 $f^{1/3}Re$ の増大に対して減少していく傾向を示す。し

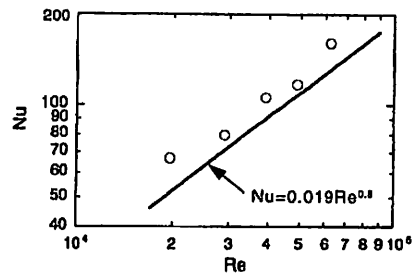


Fig. 10 Enhancement of mean Nusselt number for Reynolds number

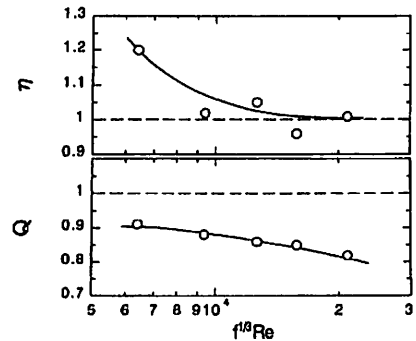


Fig. 11 Thermal performance and reduction of fluid flow under the equivalent pumping power

かしながら $f^{1/3}Re$ の大きな領域においてもほぼ $\eta \geq 1$ となっている。これは V.G. の形状抵抗は小さく、誘起された渦流れは十分下流まで持続し伝熱促進効果を上げていることに起因しよう。また Q においても $10\sim 18\%$ 流量を減じることができる。これらの場合についても複数個の V.G. を効果的に配置することにより、さらなる向上が期待できよう。

4. 結 論

円管内流路に V.G. を設置した場合の生成された縦渦の挙動、それに伴う伝熱特性、流動損失を明らかにした。得られた結果は以下のとおりである。

(1) 円管内流路に V.G. を設置した場合、生成された主縦渦が管内をらせん状に旋回しながら下流へと移行する現象が、流れの可視化および静圧分布、熱伝達分布より明らかにされた。

(2) 渦の吹下ろし部で熱伝達促進効果は大きく、逆に吹上がり部においてその効果は最も小さくなる。

(3) 伝熱促進効果は滑面に対し最大で 1.9 倍、 $X/D=10$ 倍までの平均では 1.2 倍程度となる。また V.G. 設置による流動損失は $1.3\sim 1.8$ 倍程度であり極めて小さい。

(4) 伝熱促進体としての評価方法としてポンプ動力一定の熱的性能比 η を求めた結果、 $\eta=1\sim 1.2$ となった。今後複数個の V.G. を取付けることを考慮すればさらに効率がよくなることも期待でき伝熱促進体として極めて有望である。

文 献

- (1) Torii, K. and Yanagihara, J. I., *J. HTSJ*, 36-142(1997), 73-86.
- (2) 柳原・ジュランディール・一蔵・島居薫, 機論, 56-530, B(1990), 3045-3049.
- (3) 島居薫・西野耕一・中山誠, 機論, 60-571, B(1994), 997-1004.
- (4) Fiebig, M., Kallweit, P. and Mitra, N. K., *Proc. 8th Proc. Int. Heat Mass Transf. Conf.*, 6 (1986), 2909-2913.
- (5) Zhu, J. X., Mitra, N. K. and Fiebig, M., *Int. J. Heat Mass Transf.*, 36-9(1993), 2339-2347.
- (6) Edwards, F. J. and Alker, C. J. R., *Proc. 5th Proc. Int. Heat Mass Transf. Conf.*, 6 (1974), 244-248.
- (7) 西道弘・ほか3名, 機論, 63-605, B(1997), 82-87.
- (8) 石川周司・ほか3名, 可視化情報, 17-Suppl. 2(1997), 145-148.
- (9) Lopina, R. F. and Bergles, A. E., *Trans. ASME, J. Heat Transf.*, 94(1969), 434-442.
- (10) Pnuley, W. R. and Eaton, J. K., *AIAA*, 26-7(1988), 816-823.