流れと直角な円柱まわりの熱伝達に及ぼす 円柱取付け壁面速度境界層の影響*

田 辺 征 一^{*1}, 柏 田 幸 男^{*1}
林 農^{*1}, 岩 田 博^{*1}

The Effects of a Wall Boundary Layer on Local Heat Transfer from a Circular Cylinder in Cross Flow

Seiichi TANABE, Yukio KASHIWADA,
Tsutomu HAYASHI and Hiroshi IWATA

Heat transfer from a circular cylinder in cross flow, in particular, from its rear region is enhanced in neighborhood of a wind tunnel wall on which the turbulent boundary layer is developed. At two stations where the boundary layer thicknesses are 0.75 and 2.4 times as much as the cylinder, the local heat transfers are measured toward the spanwise and circumferential directions by means of a small size heat flux probe devised by the authors utilizing a thermister. The maximum enhancements of heat transfers averaged around the cylinder is 1.6~1.8 times as much as the uniform cross flow heat transfer. The heat transfer in the boundary layer is more enhanced at the rear stagnation point than that at the front stagnation point. The enhancement in the bigger thickness of the boundary layer is greater and appears nearer the wall than that in the smaller thickness, which is due to the strong vortex generated on the wall just behind the cylinder.

Key Words: Heat Transfer Enhancement, Measurement, Circular Cylinder, Forced Convection, Boundary Layer, Shear Flow, Vortex

1. 緒 言

一様流中に流れと直角に置かれた円柱まわりの熱伝達については今日まで数多くの研究がなされているが、円柱取り付け風洞壁面上の速度境界層による伝熱促進についての報告はほとんど見られない。Goldsteinら⁽¹⁾はナフタリン昇華法により円柱背後の物質移動促進を調べ、その影響は境界層排除厚さの40倍、円柱直径の3.5倍に及ぶことを報告している。しかし、この場合、物質移動と熱移動との類似性には問題があり⁽²⁾、彼の結果をそのまま熱移動に適用するのは問題があると思われる。また、境界層厚さと円柱直径に対する関係も明らかでない。本研究では、サーミスタの性質を利用した定温度形熱流束計を製作し、円柱取り付け壁面上の速度境界層厚さが円柱直径の0.75と2.4倍になる2つの下流位置において円柱スパン方向および周方向の熱伝達率分布を詳細に測定し、境界層による円柱まわりの伝熱促進について調査した。

2. 実験装置および方法

2・1 風洞 実験に用いた風洞は吹流し形で測定部の流路断面は0.4m×0.4m、長さ4mであり、縮流部の絞り比は0.25である。測定部入り口から円柱取り付け位置までの距離 $X=0.7$ mおよび3.26mにおける境界層厚さはそれぞれ15mmおよび48mm、排除厚さは2.2mmおよび7.3mm、形状係数は1.44および1.36であり、風洞中心における主流の乱れ強さは X の両位置においてそれぞれ0.28%および0.30%である。なお、これらの値は円柱を取り外した状態で測定した結果である。円柱を風洞に取り付けた概略を図1に示す。円柱は外径20mm、内径14mm、長さ1.2mの銅管で、測定部流路の側壁を貫いて流れと直角な水平方向に取り付けられており、その中を加熱したパラフィン油が16ℓ/minで流れ円柱を加熱する。管入口での油温度の変動が±0.1℃以内になるようにヒータの電流を制御した。円柱の一端からは熱流束プローブおよび熱電対のリード線が出ている。送風機の回転数を調節し、レイノルズ数($Re=U_{\infty}d/\nu$, U_{∞} : 流路内の主流速度、

* 平成2年11月22日 中国四国支部・九州支部合同企画鳥取地方講演会において講演、原稿受付 平成4年6月19日。

*1 正員、鳥取大学工学部 (〒680 鳥取市湖山町南4-101)。

図1 実験装置概略

d : 円柱直径, ν : 主流温度での動粘度) を17000一定にして実験を行った。円柱は周方向および軸方向の任意の位置に固定することが可能であり、任意の位置における局所熱流束を測定することができる。

2・2 局所熱伝達率測定 定温度形熱伝達率測定法は定熱流束形のそれと比較して空間分解能が優れている⁽³⁾ので、本研究では前者の方法による熱流束測定プローブを製作した。プローブを円柱に取り付けた状態を図2に示す。プローブの両側の管表面近くに埋め込んだ熱電対⑨にて求めた2点の平均温度と等しくなるようにサーミスタ①の温度を制御し、そのときの供給電力から熱流束を測定した。サーミスタは市販のものを加工し、寸法は円柱周方向の幅1.6mm(円柱中心角9.2°)、円柱軸方向の長さ7.8mm、厚さ1.1mmであり、リード線との接続はサーミスタ表面にほどこした白金蒸着膜②と銀ペースト③を介して行った。サーミスタはベークライト⑤に接着されており、円柱中心からの熱流入を防ぐためサーミスタの下側は厚さ2mmの空気層④とした。プローブの表面はヤスリ研削の後、円柱と同一半径の金型と酸化マグネシウム研磨剤で仕上げ、円柱表面との段差を $\pm 5\mu\text{m}$ 以内とした。

サーミスタの抵抗と温度の関係を図3に示す。円柱全体を恒温槽内に入れ、温度上昇過程(図中 up)には4時間を、下降過程(down)には6時間をかけ検定を行った。図中の温度は円柱に埋め込んだ熱電対による測定値であり、サーミスタの抵抗と温度の関係は時間的にも温度変化の方向に対しても安定していることがわかる。

局所熱流束の測定はサーミスタ加熱制御系を製作し、次のように行った。円柱表面温度におけるサーミスタの抵抗値を図3から読み取り、ブリッジの平衡を取る。次にサーミスタに電気を流し、ブリッジが常に平衡す

図2 熱流束測定プローブ

図3 サーミスタの抵抗と温度の関係

るよう負帰還をかけブリッジ印加電圧を制御する。印加電圧波形の一例を図4に示す。図は風洞中心($Y=0\text{m}$)で、図(a)は前方岐点($\theta=0^{\circ}$ 、以後 f s p と記す)を、図(b)は後方岐点($\theta=180^{\circ}$ 、r s p)を示す。r s p では印加電圧は時間とともに大きく変化し、熱伝達率の変化が f s p より激しいことを示している。これらの波形を r m s 計に入力し熱流束変動値とした。f s p の上流5mmにおいた遮へい板を素早く除去し、出力の立ち上がりの遅れ時間から求めた応答性は約20Hzであった。この周波数はストローハル数0.2から求めた本実験条件での渦放出周波数133Hzと比較してかなり低く、熱伝達変動の全周波数スペクトルを求めるには不十分と思われる。

熱伝達率が小さくその変動が大きい領域では円柱温度と主流温度との差が小さいと、ブリッジ印加電圧がゼロに短絡し、測定が不可能になる領域が広がるため、本実験では温度差を約 25°C とした。

円柱表面温度 T_w の円柱軸 (Y) 方向分布を図5に示す。 $Y = 0$ m は風洞中心を $Y = \pm 0.2$ m は円柱取付け風洞壁面を示す。油は円柱内を $Y = -0.2$ m から $+0.2$ m の方向へ流れ、風洞内に入ると油温は急激に低下するが、風洞中心から下流での温度勾配は $5.5^\circ\text{C}/\text{m}$ 一定であり、これによる円柱軸方向の熱移動量は図6の $Nu/\sqrt{Re} = 1$ のときの対流熱輸送の 0.7×10^{-3} 倍と小さいため無視した。一方、円柱まわりの温度変化は $\pm 0.1^\circ\text{C}$ 以内であった。本実験では、 $0 \leq Y \leq 0.2$ m において熱伝達率の測定を行った。なお、放射熱流束は極めて小さく無視した。各種の温度変動、設定抵抗の誤差および読み取り誤差から計算した測定誤差は約6%である。

2・3 圧力分布測定 熱伝達測定用円柱とは別に、円柱軸方向の直線上10mm間隔に $\phi 0.3$ mmの圧力孔を40個開けた直径20mmの真鍮円管を用い、円柱まわりの圧力分布を測定した。

図4 熱流束計出力波形

図5 円柱表面温度のY方向分布

3. 実験結果及び考察

3・1 円柱まわりの熱伝達率分布 測定ダクト入り口からの距離 $X = 0.7$ mおよび 3.26 mの風洞中心 ($Y = 0$ m) における局所熱伝達率とその変動強さの円柱周 (θ) 方向の分布を図6に示す。局所熱伝達率は $Nu/\sqrt{Re}$ で示している。ここで Nu はヌッセルト数 ($= \alpha d / \lambda$, α : 熱伝達率, d : 円柱直径, λ : 主流と円柱表面との平均温度における空気熱伝導率), Re はレイノルズ数 ($= U_\infty d / \nu$) である。 $fsp(\theta = 0^\circ)$ では、よく知られている一様流中の fsp における熱伝達率の関係 $Nu/\sqrt{Re} = 1.0$ とほぼ一致している。両 X の位置において $Nu/\sqrt{Re}$ は円柱前部の層流領域で同じ分布を示すが、円柱後部のはく離領域では $X = 0.7$ mの方が熱伝達率は大きい。近寄り流れの乱れが大きくなると、はく離領域での熱伝達率が増加する⁽⁴⁾⁽⁵⁾ことから考えると、 $X = 0.7$ mでは主流の乱れが $X = 3.26$ mの場合より大きいことになるが、これは円柱を取り付けない状態では下流ほど乱れ速度が増加する事実と矛盾している。これは、円柱取り付け壁面の境界層厚さが風洞通路幅に比べて大きい場合、円柱を取付けることにより境界層の影響が風洞の中心にまで及ぶためと思われるが、その原因についてはさらに円柱まわりの速度測定を行い明らかにする必要がある。 $\theta = 120^\circ$ 付近でステップ状に熱伝達は増加するのに対し $X = 3.26$ mではこのステップ状の変化は見られない。 $X = 0.7$ mで見られるステップ状の変化は、本実験と同じ定温度法で行われた他の実験結果⁽³⁾⁽⁴⁾にも見られる。 $\theta = 90^\circ$ 付近のデータの欠損は熱流束計の出力がゼロに短絡したことによる。

2.2節で述べたように、本実験で用いた熱流束計は高い周波数の熱流束変動に対し十分応答するとは言えないが、参考のため図6に局所熱伝達率の変動強さ $\Delta Nu / \bar{Nu}$ の変化を示す。 Nu がブリッジ印加電圧の2乗に比例するため、 ΔNu は次式から求めた。

図6 局所熱伝達率とその変動強さの円柱周方向分布 ($Y = 0$ m)

図7 測定方法が後方岐点の Nu と Re の関係に及ぼす影響 ($Y = 0$ m)

$$\frac{\Delta Nu}{\bar{Nu}} = \frac{Nu(\bar{E} + \Delta E) - Nu(\bar{E} - \Delta E)}{2\bar{Nu}}$$

ここで、 $\bar{Nu}$ は円柱まわりの平均ヌッセルト数、 $\bar{E}$ および ΔE はそれぞれ印加電圧の平均値および rms 値であり、 $Nu(\bar{E} + \Delta E)$ および $Nu(\bar{E} - \Delta E)$ はそれぞれ電圧 ($\bar{E} + \Delta E$) および ($\bar{E} - \Delta E$) から計算した Nu である。円柱前部の層流領域では ΔNu は小さく、円柱後部では Nu に比例して増加している。円柱後部の ΔNu も Nu と同様に $X = 3.26$ m では $X = 0.7$ m の場合より一様に小さくあらわれている。

図7は rsp における過去のデータをプロットしたもので、測定方法を定温度法と定熱流束法に分けて示している。各データの添数字は参考文献番号を示している。Richardson⁽⁶⁾ が提唱しているように rsp では $Nu \propto Re^{2/3}$ の関係があることがわかる。しかし、本実験の結果も含めて定温度法のほうが Nu は小さい。 $X = 3.26$ m では図6で述べたように Nu は特に小さく現れている。

図8(a) および (b) はそれぞれ $X = 0.7$ m および 3.26 m における円柱取付け壁面近くの円柱まわりの $Nu/\sqrt{Re}$ の分布を風洞中心 ($Y = 0$ m) での分布と比較して示したもので、壁面に近づくほど θ の全域にわたって Nu が相似な分布形状をしながら増加しており、風洞中心よりも熱伝達が促進されていることを示している。両図の大きな相違点の1つは、 $X = 0.7$ m の $\theta = 120^\circ$ 付近で見られるステップ状の熱伝達率の増加である。これははく離点の背後に現れる速度せん断により生じた小さな二次うずによる影響と言われているが⁽³⁾、 $X = 3.26$ m では現れていない。壁面に近い $Y = 0.17$ m および 0.19 m では $X = 3.26$ m の場合、熱伝達率は rsp まではほぼ直線的に増加しており、 rsp での値は $X = 0.7$ m の場合より大きい。

図8 円柱まわりの $Nu/\sqrt{Re}$ の変化

図9 $Nu/\sqrt{Re}$ の Y 方向の変化

3・2 熱伝達率の円柱軸方向分布 図9は Nu の円柱まわりの平均値 $\bar{Nu}$ の Y 方向の分布を示したもので、 $Y = 0$ m での値 $(Nu)_{Y=0}$ を1としている。 $X = 0.7$ および 3.26 m と壁面に近づくほど Nu は増加するが、壁面付近でその増加量は $X = 3.26$ m の方が大きく、最大増加割合は $X = 0.7$ および 3.26 m で風洞中心の1.6および1.8倍になる。

図10 ははく離領域における $Nu/\sqrt{Re}$ の Y 方向の変化を fsp における変化と比較して示したもので、

図(a)は $X=0.7\text{m}$ 、図(b)は $X=3.26\text{m}$ の場合である。両図とも図8および9で示したように壁面に近づくほど $Nu/\sqrt{Re}$ は増加することを示している。f s pでは円柱基底部である壁面近くの円柱前縁に誘起される渦のために熱伝達が促進され、 $X=0.7\text{m}$ では壁面上の速度境界層厚さが小さいため渦度が大きく熱伝達率も大きい。また、その最大値も壁面近くで現れている。このことは図11のf s pでの圧力分布から理解できる。図中 C_p は圧力係数 $(= (P_s - P_\infty)/0.5\rho U_\infty^2)$ 、 P_s : 円柱表面上の圧力、 U_∞ および P_∞ : 主流流速およびその静圧、 ρ : 空気密度)である。すなわち、f s pの壁面近くの圧力勾配は $X=0.7\text{m}$ で大きく、円柱軸方向の速い流れを引き起こす。しかし、図10に示すように円柱後部ではf s pとは逆に $X=3.26\text{m}$

の方が $Nu/\sqrt{Re}$ の最大値は大きく、その位置はより壁面に近くなる。これは次のように考えられる。図11のr s pでの圧力分布が示すように、 $X=3.26\text{m}$ では壁面に近づくにつれてゆるい負の圧力勾配のあとに強い正の圧力勾配が現れる。このことから、r s pの壁面近くではスケールの大きい弱い逆回転の強い渦が発生しており、流れが大きく乱されることが予想される。これら両渦の隣り合う $Y=0.19\text{m}$ 付近で熱伝達率は最大となることが図10(b)からわかる。一方、 $X=0.7\text{m}$ でもr s pの円柱基底部の壁面のごく近くにこの強い逆回転渦は存在すると考えられるが、スケールが小さいため $X=3.26\text{m}$ で見られたような圧力分布は現れていない。

円柱熱伝達が促進される壁面からの距離と境界層厚さの関係を表1に示す。ここで、 δ は速度境界層厚さ、 δ^* は排除厚さ、 d は円柱直径、 δ_{Hf} および δ_{Hr} はf s pおよびr s pで熱伝達が促進される領域の壁面からの距離である。 δ 、 d および Re などの測定条件が本実験の $X=0.7\text{m}$ の場合とそれほど大きく異ならないGoldsteinのナフタリン昇華法を用いた結果⁽¹⁾では $\delta_{Hr}/\delta^*=40$ および $\delta_{Hr}/d=3.5$ であり、本実験の36.4および4.0と似た値を示している。 δ が大きい $X=3.26\text{m}$ では $\delta_{Hr}/\delta^*=19.9$ および $\delta_{Hr}/d=7.25$ であり前者と大きく異なる。しかし、これは図10(b)に示したように、r s pで熱伝達の促進される領域が、は

図10 $Nu/\sqrt{Re}$ の Y 方向の変化 図11 f s pおよびr s pにおける C_p の Y 方向分布

表1 円柱熱伝達促進領域

X m	δ mm	δ^* mm	δ_{Hf} mm	δ_{Hf}/δ	δ_{Hf}/δ^*	δ_{Hf}/d	δ_{Hr} mm	δ_{Hr}/δ	δ_{Hr}/δ^*	δ_{Hr}/d
0.7	15	2.2	54	3.6	24.5	2.7	80	5.3	36.4	4.0
3.26	48	7.3	113	2.35	15.5	5.65	145	3.0	19.9	7.25

表2 円柱熱伝達促進領域と円柱表面圧力変化領域

X mm	δ_{Pf} mm	$\delta_{Hf} / \delta_{Pf}$	δ_{Pr} mm	$\delta_{Hr} / \delta_{Pr}$
0.7	22	2.45	35	2.29
3.26	56	2.02	72	2.03

ば風洞の中心近くまで達しており、向かいあう壁面 ($Y = -0.2$ m) 境界層の影響も同様と考えると、両者が風洞中心付近でお互いに干渉しあっている可能性がある。単純に $X = 0.7$ m の結果と比較することはできない。

fsp および rsp における円柱表面圧力が風洞中心より異なる領域の壁面からの距離 δ_{Pf} および δ_{Pr} と熱伝達が促進される領域 δ_{Hf} および δ_{Hr} との関係を表2に示す。 $\delta_{Hf} / \delta_{Pf}$ と $\delta_{Hr} / \delta_{Pr}$ はほぼ等しく、その値は $X = 3.26$ m において少し小さいが、2倍強であることがわかる。

4. 結 言

風洞中に流れと直角におかれた円柱まわりの局所熱伝達率に及ぼす風洞壁面速度境界層の影響を、境界層厚さを円柱直径の0.75倍および2.4倍に変えて調査した。得られた結果を以下に示す。

(1) 本実験のために製作したサーミスタの性質を利用した定温度形熱流束計は円柱まわりの局所熱伝達率を比較的精度良く測定できる。

(2) 円柱まわりの平均熱伝達率は一様流中のそれよりも壁面近傍において増加し、最大は1.6~1.8倍に達するが、本実験条件では、熱伝達促進は円柱後方はく離領域の方が円柱前方より大きい。

(3) 熱伝達が促進される領域の壁面からの距離は円柱表面上の圧力が変化する領域の約2倍である。

(4) 本実験条件では、後方岐点における熱伝達率の最大は境界層厚さの大きいほうが大きく、その最大値の現れる位置は境界層厚さの小さい場合より壁面に近くなる。これは境界層厚さの大きい場合、後方岐点の円柱基底部付近に生じる強い渦によるものであることが円柱表面の圧力分布から推定される。

(5) 後方岐点の熱伝達率は定温度法で求めた値のほうが定熱流束法で求めた値より少し小さくなる。

おわりに、実験を終始熱心に遂行された当時大学院生、森岡幹雄君と松延義和君に謝意を表する。

文 献

- (1) Goldstein, R. J. and Karni, J., Trans. ASME, J. Heat Transf., 106 5, (1984), 260.
- (2) 福井・森下, 機誌, 65 525, (1962), 120.
- (3) Boulos, M. I. and Pei, D. C. T., Int. J. Heat Mass Transf., 17 7, (1974), 767.
- (4) 安達・岡本, 機論, 45 390, B (1979), 241.
- (5) 布施・小山・金森, 機論, 50 453, B (1984), 1302.
- (6) Richardson, P. D., Chem. Eng. Sci., 18 3, (1963) 149.