

円柱背面の伝熱流動特性 (主流乱れのスケールと円柱径の影響)

鳥居 修一, 布施 肇*
(受理 平成5年5月31日)

Heat Transfer and Flow Characteristics behind Cylinders (Effects of Scale of Free-Stream Turbulence and Cylinder Size)

Shuichi TORII and Hajime FUSE

An experimental study was conducted on heat transfer from slightly heated circular cylinders in cross flow. Emphasis was placed on the combined influence of the scale of free-stream turbulence and the diameter of the cylinder on the rate of heat transfer at the rear stagnation point. By using a hot-wire anemometer, spectrum analysis of the anemometer signal with a Fourier analyzer is employed to investigate the separated shear layer formed behind the circular cylinder. The Nusselt number at the rear stagnation point varies with the scale ratio of turbulence and cylinder diameter, although the Reynolds number is the same. Corresponding streamwise profile of the separated shear layer is also influenced. The laminar-to-turbulent transition region moves in the streamwise direction because of a variation of the scale ratio. It was discovered that the heat transfer characteristics behind cylinders are affected by the scale ratio, and are closely related to the streamwise movement of the region of transition to turbulence in the separated shear layer.

1. 緒 言

一様流中におかれた鈍い物体のはく離流については、古くから多くの研究成果が報告されている。例えば円柱の場合、このような状況は低レイノルズ数領域では熱線風速計、高レイノルズ数では熱交換器で見られ、その伝熱特性は熱設計上の必要性から活発に検討されている⁽¹⁾。特に高レイノルズ数ではく離域の熱伝達は物体前面と同様に重要であるので、後流の非定常性や背面近傍の流体力学的挙動がかなり複雑ではあるものの、主流乱れ強さ、ブロックージ比の違いによって円柱背熱伝達が大きく左右されることが実験によってかなりの程度まで明かにされている^(2,3,4)。

レイノルズ数が1800以上では、渦形成領域の長さが円柱径の違いによって変化することを Bloor⁽⁵⁾が報告し、Gerrard⁽⁶⁾はこれを主流の乱れのスケールの効果と結びつけている。谷⁽⁷⁾によれば、Bloorの実験は主流乱れ特性を一定に保って行なわれたものであるの

で、渦形成領域の長さの変化は乱れのスケールと円柱径の大小関係、すなわち相対スケールによって左右される。しかしながら、その違いによる円柱背面の伝熱特性の変化については触れられていない。

Zijnen⁽⁸⁾は、層流はく離を起こすレイノルズ数領域で円柱まわりの平均熱伝達係数に及ぼす主流乱れの強さとスケールの両影響を検討し、双方を含めた整理相関式を導いているものの、はく離流にさらされる円柱背面熱伝達に及ぼすスケールの影響は明確でない。境界層が乱流に遷移してはく離が生じる場合(乱流はく離)、はく離前の境界層やはく離後に形成される後流の特性が主流の乱れ強さとそのスケールによって影響されることを Hinze⁽⁹⁾は指摘している。乱流はく離は対象としているレイノルズ数領域が層流はく離の場合と異なっており、またスケールの違いによる熱伝達の変化については検討されていないので判断はしかねるが、先の Zijnenの結果を含め、層流はく離による背面熱伝達に及ぼす要因として主流の乱れのスケールも

*鹿兒島大学名誉教授

挙げられると考えられる。一方、布施ら⁽¹⁰⁾は、主流乱れ強さをほぼ一定に保ち直径の異なる円柱を用いて円柱後方岐点の熱伝達係数を測定した結果、その値は円柱径の違いによって異なることを報告している。

以上の状況から、主流の乱れのスケールを変化させて円柱後方岐点の熱伝達係数を直径の異なる円柱について測定し、層流はく離を引起こすレイノルズ数領域の円柱背面熱伝達に及ぼす円柱径と乱れのスケールの影響について検討する。

2. 記号

C_p	圧力係数	$= (P - P_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2)$
D	円柱直径	
f	周波数	
h	円柱まわりの局所熱伝達係数	
L	長方形流路壁間の距離	
Nu	ヌセルト数	$= hD / \lambda$
P	角度 θ の位置の円柱表面圧力	
P_∞	円柱の影響を受けない主流の圧力	
Re	レイノルズ数	$= U_\infty D / \nu$
R_u	自己相関関数	$= \overline{u'(t)u'(t+\tau)} / \overline{u'(t)^2}$
$S(f)$	パワースペクトル	
t	時間	
T_o	円柱前方岐点の表面温度	
T_∞	主流温度	
T_θ	角度 θ の表面温度	
Tr	温度比	$= (T_\theta - T_\infty) / (T_o - T_\infty)$
Tu	X 方向の乱れ強さ	$= (\overline{u'^2})^{1/2} / U_\infty$
U_∞	主流の速度	
U	X 方向の時間平均速度	
u'	X 方向の変動速度成分	
X	主流方向の座標あるいは円柱中心から流れ方向への距離	
Y	主流と垂直方向の座標あるいは円柱中心から流れと垂直方向への距離	

ギリシャ文字

ρ	流体の密度	
ν	流体の動粘性係数	
λ	流体の熱伝導率	
θ	円柱前方岐点から測った円柱まわりの角度	
Δ	主流の乱れのスケール	$= U_\infty \int R_u(\tau) d\tau$
τ	時間遅れ	

3. 実験装置と実験方法

使用した実験装置の概略を図1に示す。遠心送風機より送り出された空気は、ハニカムと金網で構成された風洞内を通りその組合せを変えることによって乱れが調整され、風洞吹出し口に取り付けた長方形流路(断面:400mm(=L)×180mm)に導かれて、流路入口から300mm下流に水平に固定された加熱円柱のまわりを流れ外部へ放出される。

加熱円柱の構造については文献^(11,12)に詳述しているので、ここでは要点のみを記す。伝熱実験用の円柱はベークライト棒で作られている。円柱表面のみぞに通電加熱用の抵抗細線(直径0.01mm)を螺旋状にまき、その表面をエポキシ系接着剤で覆った。さらに、外形が完全な円になるように旋盤仕上げした後、表面を紙やすりで磨いて作製した試験円柱は高精度の工具顕微鏡によって真円度が確かめられた。円柱の表面温度は0.03mm径のクロメル・アルメル熱電対で求めた。熱流束一定を円柱表面で仮定しているものの、円柱を試験流路に固定する両端付近は熱伝導損失のために軸方向に温度勾配が現れる。軸方向の壁温は加熱円柱全長180mmのうち円柱中央部約140mmで一定であったので、この部分を試験伝熱面とした。円周方向の壁温は、円柱の端に固定した全周分度盤(1/10°の角度変化まで読取り可能)を回転させて求めた。円柱表面温度の測定値は体積発熱項を含む熱伝導方程式⁽¹³⁾(軸方向熱伝導は無視)から算定したものと最大5%以内で一致した。一方、円柱まわりの圧力測定は、0.5mmの小穴を一個設けた加熱円柱と同じ直径の銅円柱を回転させて行なった。

主流とはく離せん断層内の時間平均速度と速度変動成分はI型プローブと定温度型熱線風速計を用いて測定し、得られた出力信号を市販のFFT解析器で変換してそのパワースペクトルを求めた。乱れの長さのスケールとしては、主流方向の速度変動成分 u' の自己相関関数 R_u から求められた積分特性距離 Δ ⁽⁹⁾を用い

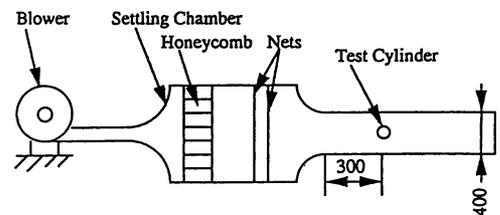


図1 実験装置

た。以下では、この距離をスケールと呼ぶことにする。スケールを求めるための一連の操作はシグナルプロセッサ（7T07S, SAN-EI INSTRUMENT CO., LTD.）で行なった。主流条件として一様流を円柱前方で仮定しているが、円柱に対してせき止めの影響のない長方形流路入口の断面内で平均速度と乱れ強さを測定した結果、立流速度は流路幅のほぼ90%、乱れ強さはほぼ86%にわたり一様であった。

直径が10mmと18mmの2種類を試験円柱として用い、円柱直径を代表長さとしたレイノルズ数は7000から13000までの範囲であった。円柱まわりの流れと後流の流路壁による影響はブロックージ比によって評価されるが、この値は $D=18\text{mm}$ で0.043であり臨界値とされている0.04⁽¹⁴⁾ 近傍にあることから、使用した長方形流路壁の影響はほとんどないと判断した。本報では、円柱背面熱伝達に及ぼすスケールの効果があるかどうかに関点を限定しているため、円柱径と乱れのスケールの比が1以上とそれ以下の場合について検討した。表1は用いた円柱に対するスケールの範囲を纏めたものである。伝熱実験では、円柱前方岐点のヌセルト数が理論値⁽¹⁵⁾ と約5%以内で一致したのみを実験結果として採用した。

D (mm)	10	18
Δ (mm)	8-9	15-16
	16-17	29-32

4. 実験結果と考察

4.1 円柱後方岐点のヌセルト数と円柱まわりの壁温分布

主流の乱れのスケールを変化させた場合の円柱後方岐点のヌセルト数 Nu をレイノルズ数 Re との関係で図2に示す。ヌセルト数はレイノルズ数が大きくなるにつれて増加し、 Δ/D の小さい場合の方が何れのレイノルズ数においても Δ/D の大きい場合に較べて高めである。以後、 Δ/D が1以下の結果を Type A、それ以上のものを Type B とする。これに対応する円柱まわりの壁温分布を $Re=10000$ の場合について図3に示す。図中の縦軸は角度 θ での円柱表面と主流の温度差を円柱前方岐点と主流の温度差で除したものである。円柱前面では、何れの結果も壁温は急激に上昇する分布を示し、Type A では約90° 付近にその最大値が現れ、Type B では約100° 付近で見られる。また、

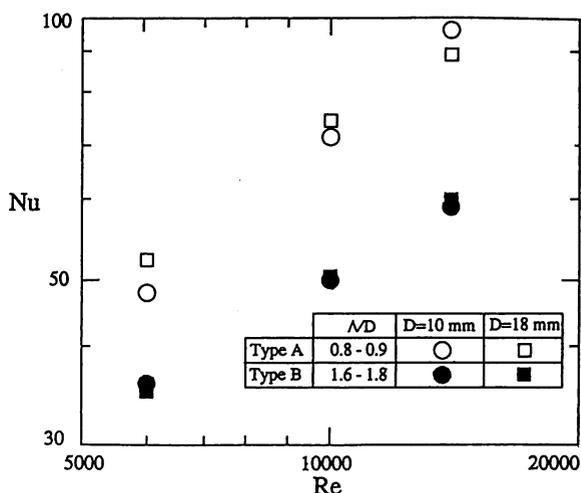


図2 円柱後方岐点のヌセルト数

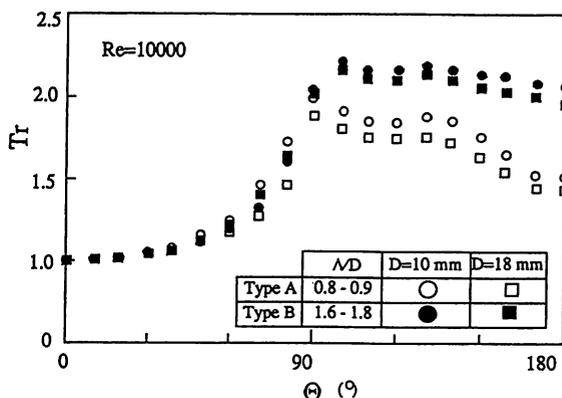


図3 円柱まわりの壁温分布

Type B の壁温の最大値は Type A に比べてかなり高めである。両 Type とも $\theta=110^\circ\sim 120^\circ$ 付近に凹部が現われた後、Type A は円柱後方起点に向けて急激に減少しているのに対して、Type B のものはかなり緩やかである。

これらにより、主流の乱れのスケールの違いによって円柱背面の熱伝達に変化が現れることが認められる。このような変化が現れる背景には、円柱まわりの流れ、特に後流の様相が影響していることが考えられるので、円柱まわりの圧力分布、円柱後方に形成されるせん断層の特性を検討する。

4.2 円柱まわりの圧力分布

図4は Type A と Type B の円柱まわりの圧力分布

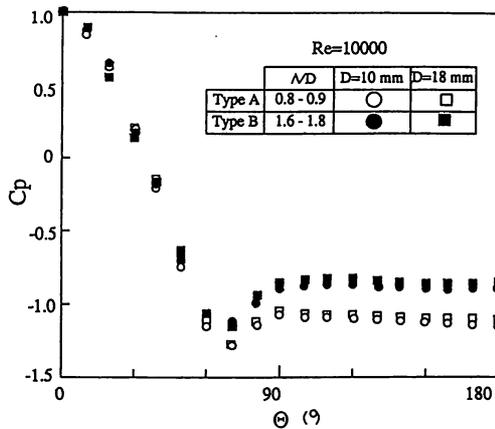


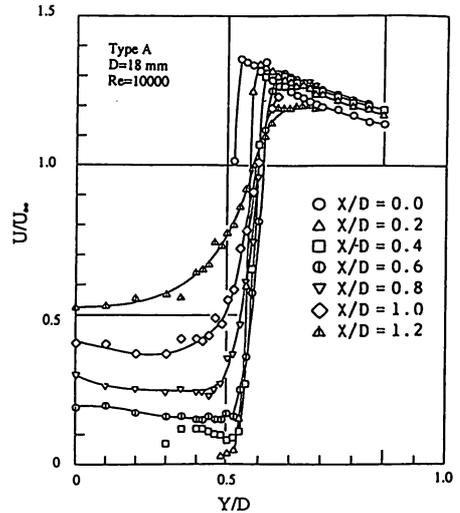
図4 円柱まわりの圧力分布

を $Re=10000$ の場合について纏めたものである。両 Type の圧力は前方岐点から約 $\theta=70^\circ$ 付近まで減少し最少値に達した後、約 $\theta=90^\circ$ 付近まで回復し、その際、Type A の場合よりも Type B の方が高めに現れ、後方岐点に向けて緩やかに減少している。先の壁温分布の結果と同様、円柱背面の圧力分布も Type A と Type B では違いが認められる。

はく離点は円柱表面上の摩擦応力分布を測定することによって求めることができるが、本実験ではこれを行っていない。しかし、図より、はく離が圧力の最小値からそれが上昇している領域（約 $\theta=90^\circ$ 付近まで）に存在することは確かであるので、円柱後方に形成される境界層が層流はく離していることは明らかである。従って、ここで取扱っているはく離は層流はく離であることが確認できる。

4.3 はく離せん断層の形状とその内部特性

図5 ははく離せん断層の形状を求めるために用いる円柱後方の主流速度分布であり、 $D=18\text{mm}$ の Type A で $Re=10000$ のものを示している。安達ら⁽¹⁶⁾によれば、各 X/D に対応する速度分布で、主流速度が極大と極小となる Y/D の位置がそれぞれせん断層の外側、内側境界であり、極大・極小値の領域がせん断層である。実験ではこの方法をそのまま用いた。その際、問題となるのは速度の極大値と極小値が明確に現れていない場合であるが、ここでは、速度が任意の X/D で Y 方向に沿って大きく変化する位置をせん断層の境界とした。求めた両 Type のはく離せん断層の形状を3つのレイノルズ数について図6に纏める。Type とレイノルズ数が同じであれば、直径の異なっ

図5 円柱後方の速度分布 ($D=18\text{mm}$, $Re=10000$)

た円柱に形成されるはく離せん断層の形状はほぼ同じである。両 Type のせん断層もレイノルズ数が増加するにつれて厚くなり、その程度は Type A の方が Type B に比べて大きい。先に述べたように、得られた円柱まわりの境界層は層流はく離しているのはく離した直後のせん断層は層流となっている。流れが層流から乱流へ遷移する際、これは一点で起こるのではなく、ある幅を持った領域内で起こる。以下では、せん断層内のパワースペクトルの測定結果から、せん断層の乱流遷移を中心にその内部特性を探る。

図7(a),(b)は、円柱の中心から $0.4D$ だけ下流で測定したせん断層内中心付近の速度変動波形とそのパワースペクトルであり、Type B ($D=18\text{mm}$) で $Re=7000$ について示したものである。ここで、図7(b)の縦軸の目盛は任意である。図7(a)の正弦曲線は層流はく離して形成されるせん断層が乱流への遷移に先駆けて発生する渦の放出波形であり、その周波数は図7(b)のパワースペクトルの最大値の周波数に対応している。各 X/D で測定したはく離せん断層内パワースペクトルの最大値の流れ方向の変化を3つのレイノルズ数について図8に纏める。Bloor⁽⁵⁾は、図7(a)で見られるような速度変動の比較的規則正しい波形に高周波の波形が現われ始めた位置を乱流遷移の開始点、それが全体に現われた位置を乱流遷移の終了点と定義し、この領域で流れは層流から乱流へ遷移する、と述べている。遷移領域を矢印で図中に示す。この場合、

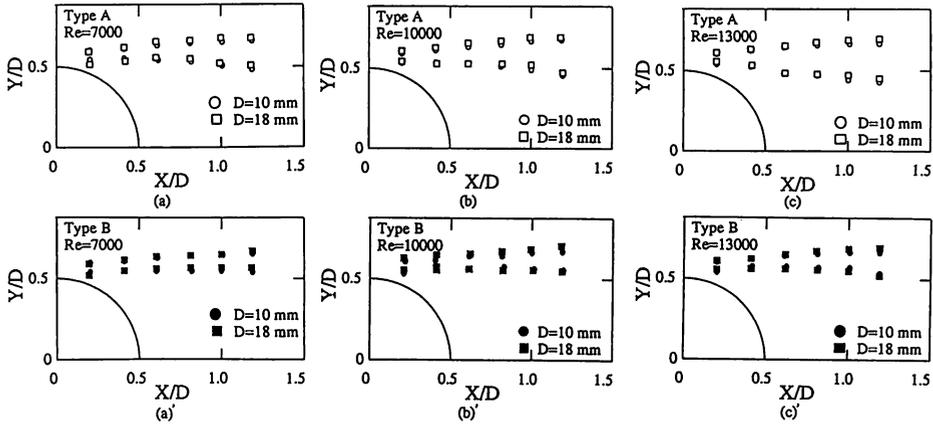
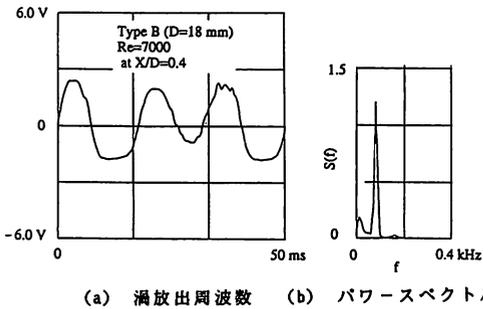


図6 はく離せん断層の形状



(a) 渦放出周波数 (b) パワースペクトル

図7 はく離せん断層内の速度変動

上述の乱流遷移の開始と終了の定義には任意性があるので、遷移領域の幅に多少差異があっても問題はないであろう。両 Type とも遷移領域はレイノルズ数が増加するにつれて上流側に移動し、同じレイノルズ数では Type B に比べて Type A の方が円柱に接近して乱流遷移を引起している。図 9 は、Type A (D=10mm) で Re=13000 のせん断層内パワースペクトル分布 (図 8 (c) に対応する) で、X/D=1.0 のものである。パワースペクトルは低周波数から高周波数にかけて右下がりの分布を示し、図 7 (b) で見られるようなピークも現れていないことから、流れはこの位置で確かに乱流に遷移していることが分る。はく離せん断層が乱流

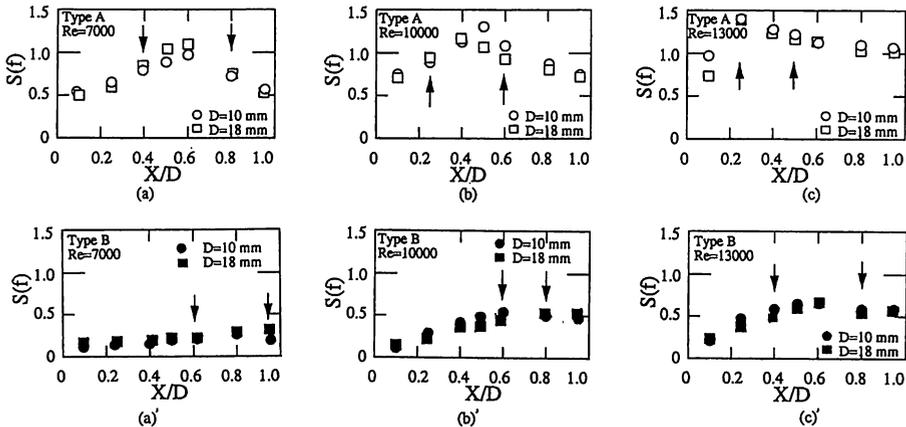


図8 せん断層内パワースペクトルの最大値の変化

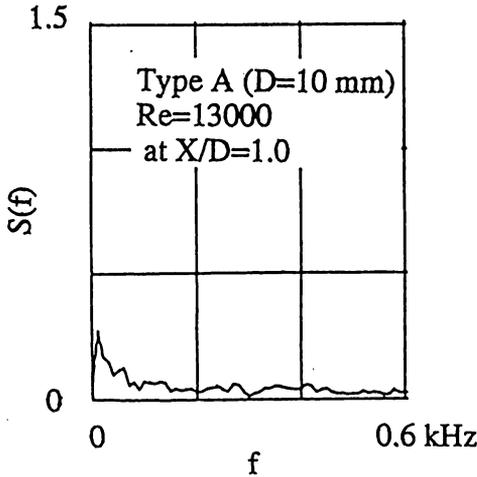


図9 X/D=1.0での Type A のパワースペクトル

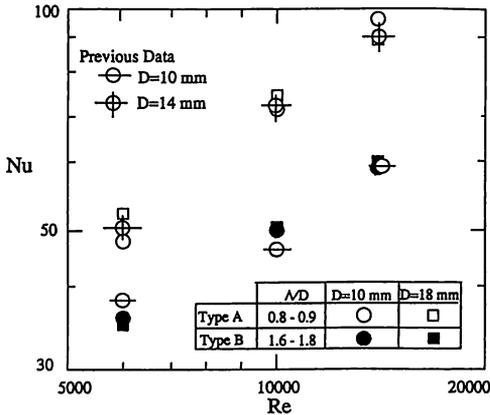


図10 既存の実験結果との比較

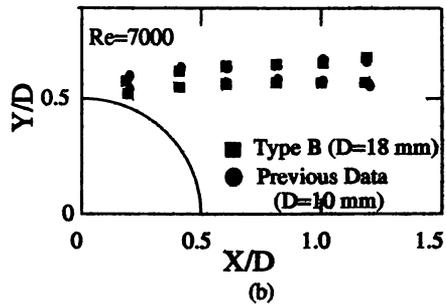
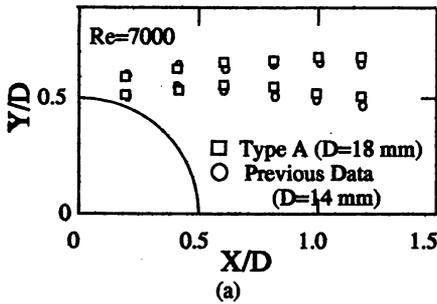


図11 はく離せん断層の形状

へ早期に遷移すれば、主流とせん断層間、せん断層と死水領域間の運動量輸送が活発に行なわれ、せん断層の渦度もより早く拡散する。せん断層がレイノルズ数の増加によって厚くなった図6の結果はこれに対応していると思われる。運動量がせん断層の両側で活発に交換されれば、それにとまって円柱後方の熱の拡散も助長されるであろう。従って、レイノルズ数が同じであっても、Type A と Type B で円柱背面ヌセルト数に違いが現われたのは、円柱背面に形成されるせん断層が層流から乱流へ遷移する段階の違いによるものと考えられる。

以上の状況から判断して、主流乱れのスケールと円柱径の大小関係によってはく離せん断層の乱流遷移は異なり、これが円柱背面の伝熱特性に大きく左右することが分った。そこで、主流乱れの強さをほぼ一定に保って円柱径の違いによる背面熱伝達を取扱った既報の⁽¹⁰⁾の結果を再検討してみる。

図10は既報のヌセルト数の結果を図2のものと共に纏めたものである。既報の D=14mm と D=10mm の結果はそれぞれ Type A と Type B のものとはほぼ一致している。これに対応して、はく離せん断層の形状とパワースペクトルのピーク値の流れ方向の変化をレイノルズ数が7000の場合についてそれぞれ図11と12に示す。両図中では、Type A と B の結果として D=18mm のものを再録している。D=14mm と D=10mm の双方のせん断層の形状とパワースペクトル分布は、それぞれ Type A と Type B のものとはほぼ同じである。先の実験では主流乱れのスケールを測定していないので断定はしかねるが、乱れスケールは使用した円柱に比べて D=14mm のものでは小さく、10mm のものでは大きかったものと考えられる。

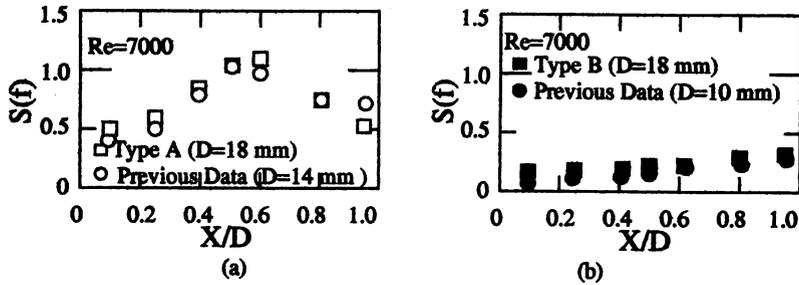


図12 セン断層内パワースペクトルの最大値の変化

次の問題は、主流の乱れのスケール Λ と円柱径 D を変化させた場合、なぜ円柱背面の伝熱性能は Λ/D の小さい方が良いのか、という点である。スケールが円柱径に比べて小さい場合の主流乱れは、円柱前面に形成される境界層に深く浸透し、せん断層の乱流遷移を促進すると思われる。一方、スケールの大きな乱れは、せん断層の全体的な変位を与える程度で、その遷移に大きく影響することはない、先に述べたように背面熱伝達にはく離せん断層の遷移と密接な関係があるので、Type A と Type B でヌセルト数に違いが現われた図2の結果は上記の効果によって生じたものと考えられる。

5. まとめ

主流の乱れのスケールと円柱径の双方を変化させた場合の円柱まわりの伝熱流動実験を行ない、円柱背面熱伝達と後流について幾つかの知見が得られたので以下に纏める。

- (1) 円柱後方起点の熱伝達係数は主流の乱れのスケールの違いによって異なり、乱れのスケールと円柱径の比で纏められることが認められる。すなわち、円柱背面熱伝達は乱れのスケールと円柱径の大小関係によって左右される。
- (2) はく離せん断層内の乱流遷移はレイノルズ数の増加にともなって上流側へ移動し、その程度は Type B よりも Type A の方が顕著である。この変化に対応して円柱後方岐点の熱伝達係数も異なることから、円柱背面熱伝達ははく離せん断層内の乱流遷移によって影響される。

文 献

- 1) Zukauskas, A. and Ziugzda, J., Heat Transfer of a Cylinder in Crossflow, (1985), 97, Springer-Verlag.
- 2) Comings, E. W., ほか2名, Int. Eng. Chem., 40-6 (1948), 1076.
- 3) Petrie, A. M. and Simpson, H. C., Int. J. Heat Mass Transfer, 15-8 (1972), 1497.
- 4) Boulos, M. I. and Pei, D. C. T., Int. J. Heat Mass Transfer, 17-7 (1974), 767.
- 5) Bloor, S., J. Fluid Mech., 19-2 (1964), 290.
- 6) Gerrard, J. H., J. Fluid Mech., 25-2(1966),401.
- 7) 谷一郎, 流体力学の進歩 境界層, (1984), 156, 丸善株式会社。
- 8) Van Der Hegge Zijnen, B. G., Appl. Sci. Res., A7 (1957), 205.
- 9) Hinze, J. O., Turbulence, 2nd Ed. (1959), 760, McGraw-Hill.
- 10) 布施・ほか2名, 機論, 57-536, B(1991), 1416.
- 11) 布施・ほか2名, 機論, 50-453, B(1984), 1302.
- 12) 布施・ほか3名, 機論, 51-470, B(1985), 3392.
- 13) 西川・藤田, 伝熱学, (1982), 6, 理工学社
- 14) 岡本・竹内, 機論, 41-341, B(1975), 181.
- 15) Goldstein, S., Modern Developments in Fluid Dynamics, (1964), 632, Dover.
- 16) 安達・加藤, 日本航空宇宙学会誌, 23-256, (1975), 45.