

加熱円柱後流の測定 ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ の場合)

渡 部 英 昭

Measurement of the wake behind a heating cylinder. ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$)

Hideaki WATANABE

(平成22年11月15日受理)

Because of the fundamental importance of engineering, a considerable amount of research has been carried out into the wake downstream of a bluff body in the past.

Until recently, most of the work is concerned with non-heated bluff body. One of the main reasons of this situation is as follows ; the constant temperature hot-wire anemometry which is the most common method for measuring flow field cannot in principle be measured quite accurately in such flow with fluctuations in both velocity and temperature. However, most of the practical flows have these fluctuations. To improve the efficiency of practical engineering applications such as radiators, heating instruments and cooler units, it has great importance to clarify such flow. Nevertheless, there are few reported investigations for reason described above. In the present study, the previously reported heating cylinder was placed perpendicular to the uniform flow ($U_0=3\text{m/s}$) in the low speed low turbulent wind tunnel. Temperature difference between the cylinder surface and the flow was set to 90°C . The purpose of the present study is to resolve the transport mechanism of heat and momentum in the heated wake. Simultaneous and high accurate measurements of both the fluctuating temperature and velocity are carried out with the cold and hot wire thermo-anemometer which is developed and improved by Makita and the author.

1. 緒言

温度変動のない非加熱状態での鈍頭物体後流については従来から多くの研究成果が存在するが⁽¹⁾、通常の定温度型熱線流速計では測定できない、温度・速度変動の両方を有する加熱鈍頭物体後流のような流れ場の構造を明らかにした研究は、極めて少ない。このような流れ場は、電気ストーブなどの暖房機器やラジエータ周囲の流れなど、我々の日常生活の多くの場面で使用されているため、その内部での現象を解明することは、工学機器の暖房効率向上に直接関係するなど工学的価値が高い。

蒔田らは、二線式温度流速計を開発することにより定温度型熱線流速計が持つ温度変動場での計測精度の劣化という致命的欠点を克服し、流れ場での温度・速度変動の分離同時計測を可能にした^{(2)~(4)}。そして加熱自由乱流場での熱および運動エネルギーの輸送機構を明らかにして来た^{(5)~(6)}が、物体表面

スパン方向において温度分布の良好な一様性を実現できる加熱鈍頭物体が製作されていなかったため、その後流における温度変動と速度変動の同時計測を行った研究は為されていなかった。

筆者の研究室では、先に報告したように周囲の気流との温度差 $\Delta\theta$ を 100°C 以上に設定可能で、かつ加熱円柱後流を2次元流れとして扱うことのできるスパン方向での一様な円柱表面温度分布を実現できる加熱円柱を完成させた^{(7)~(8)}。よって本研究では、蒔田らが開発し筆者が改良を加えた二線式温度流速計^{(9)~(11)}を用いて、主流流速 $U_0=3\text{m/s}$ 、気流と円柱表面との温度差 $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ における加熱円柱後流内での乱流諸量の測定を行い、非加熱状態との比較による熱・運動量輸送機構を解明することを目的とした。

2. 主な使用記号

d : 加熱円柱外径 [mm]

加熱円柱後流の測定 ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ の場合)

- U_0 : 主流流速 [m/s]
- U_{mean} : 平均流速 [m/s]
- U_{rms} : 変動速度のrms値 [m/s]
- θ_r : 室温 [$^\circ\text{C}$]
- θ_s : 円柱表面温度 [$^\circ\text{C}$]
- θ_a : 気流温度 [$^\circ\text{C}$]
- $\Delta\theta$: θ_s と θ_a との温度差 [$^\circ\text{C}$]
- θ_{mean} : 平均温度 [$^\circ\text{C}$]
- θ_{rms} : 変動温度のrms値 [$^\circ\text{C}$]
- θ_f : 膜温度 = $(\theta_s + \theta_a)/2$ [$^\circ\text{C}$]

3. 実験装置および計測系

3.1 実験装置

本実験には本研究室既存の低速低乱風洞を使用した。本風洞は、全長約7000mmの吹き出し型風洞であり、ノズル縮流比は9:1、ノズル出口断面は400mm×400mmの正方形、防塵フィルタ未装着の場合の最大流速約28m/s、ノズル出口断面での速度

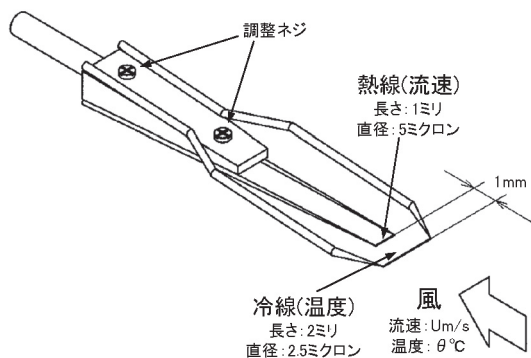


図1 I-I型プローブ

分布の一様性は±0.5%未満、流速10m/s時での速度乱れ強さは0.08%である。測定部は最上流側がノズル出口断面と同一の400mm×400mmの正方形であり、測定部壁面上に発達する境界層により流路断面が狭められて流速が増加するのを防ぐため、下流へ向かうにつれて流路の断面積を増やし全ての断面における主流流速が等しくなるようにしてある。加熱円柱は円柱軸が風洞ノズル出口面の下流50mmに位置する測定部断面の中心高さに、水平かつ流れに直角になるよう設置した。円柱の発熱により測定部壁面が加熱されて不必要な熱源となるのを防ぐため、測定部両壁面での円柱支持方法は前報⁽⁸⁾と同じとした。

3.2 計測系

図1に今回の計測で温度・速度検知部として使用したI-I型プローブを示す。同プローブは、温度検知部としての冷線に長さ2mm、直径2.5 μm 、速度検知部としての熱線には長さ1mm、直径5 μm のタングステンワイヤをそれぞれ使用し、上流側に冷線、その1mm下流側に熱線が配置されている。両線とも主流方向に関しては同じ高さとなり、互いに平行かつ主流方向に対して直角となるよう設置されている。ジュール発熱を無視し得るよう、冷線には1mAの電流を流しており、熱線の加熱比は1.5に設定した。なお、菱田ら⁽¹²⁾によれば、上流側に配置された円柱の後流の影響が無視できる距離は、下流側に向かって円柱の140倍程度であるとされていることから、本プローブにおいては下流側に配置された熱線は冷線により生じた後流の影響を受けていないと考えられる。

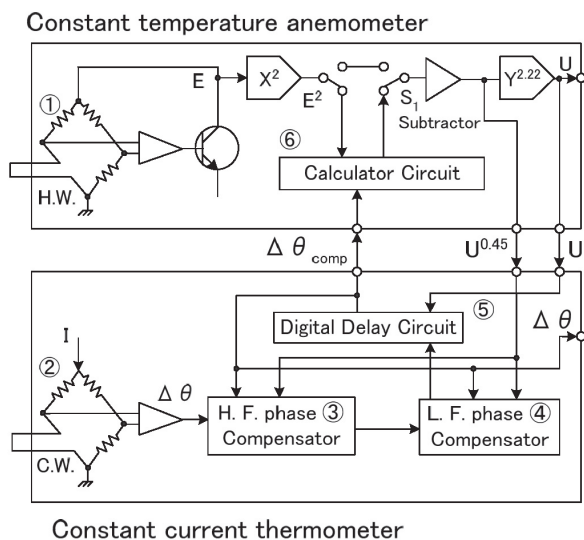


図2 二線式温度流速計ブロック図

図2に、今回の実験に用いた計測装置である二線式温度流速計^{(3)~(4), (11)}のブロックダイアグラムを示す。本装置は定温度型熱線流速計①と定電流型温度計②を組み合わせたものであり、冷線とプローブの熱容量により生じる熱的時定数の動的変化によって温度計出力に現れる周波数応答特性の変化を補償する高・低周波位相補償回路③④、冷線と熱線の空間的位置の違いにより生じる各信号間の時間遅れを補償するデジタル遅延回路⑤、気流温度の変化により生じる速度信号の減衰を補償する温度補償回路⑥、および気流温度が60 $^\circ\text{C}$ を超える場合に生じる、さらなる速度信号の減衰を補正する速度補正回路などを内蔵する。温度計からの温度信号 $\Delta\theta_{\text{comp}}$ と流速計からの速度信号 U および $U^{0.45}$ を上記③~⑥の各回路に入力して相互に補償演算を行うことにより、熱・運動量輸送などの高次の相関量を求める際に問

題となる補償不足や過補償などの原因および流れ場での温度変動により生じる定温度型熱線流速計の精度劣化などの欠陥を解消し、温度変動と速度変動を持つ流れ場内での高精度な温度・速度の同時計測を可能にしている。

座標系の原点は円柱軸に設定し、主流の向きをX軸の正、鉛直上向きをY軸の正とした。温度流速計からアナログ信号として出力される温度信号 θ および速度信号Uは、16bitのA/Dコンバータでデジタル信号に変換した後パソコンに取り込み、Labviewを用いて製作したプログラムを使用してそれぞれの平均値、rms値などの乱流諸量を算出した。

4. 実験条件

始めに、定温度型熱線流速計（以下、熱線流速計と称する）に接続したI型プローブを、較正用加熱風洞^{(13)~(14)}を使ってJIS型ピトー静圧管とベッツ型マンオメータ（最小目盛0.1mmAg）により得られた実流速に対する熱線流速計からの出力電圧が誤差 $\pm 1\%$ 以内となるよう較正した。次にI型プローブを風洞のトラバース装置に取り付け、速度検知部である熱線が $X=0$ 、 $Y=+170\text{mm}$ に位置するように設置した。そして熱線流速計の出力を読み取りながら非加熱状態での主流流速 $U_0=3\text{m/s}$ となるよう、インバータにより送風機回転数を設定した。次に実際に風洞内で $U_0=3\text{m/s}$ の風を流した状態で、前報⁽⁸⁾同様にサーマルビデオシステム（NEC Avio赤外線テクノロジー（株）製）の映像を観察しつつ加熱用スライダック（5段）を制御して円柱表面における温度分布の設定を行い、円柱表面温度 θ_s と気流温度 θ_a との温度差 $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ となる一様な温度分布を形成した。

非加熱状態での $U_0=3\text{m/s}$ 、 $d=30\text{mm}$ を用いた場合のレイノルズ数 $Re=U_0d/\nu$ は約6000、加熱状態での膜温度 $\theta_f=(\theta_s+\theta_a)/2\approx 60^\circ\text{C}$ における動粘性係数 ν_f を使った場合の膜レイノルズ数 $Re_f=U_0d/\nu_f$ は約4760であった。

5. 実験結果および考察

5.1 非加熱円柱後流

図3に $U_0=3\text{m/s}$ における非加熱円柱後流の流れ方向平均速度 U_{mean} の鉛直方向分布を示す。原点からの流れ方向距離 X および鉛直方向距離 $(Y-Y_0)$ は円柱直径 d により、また平均流速 U_{mean} は主流流速 U_0 により、それぞれ無次元化している。以後、

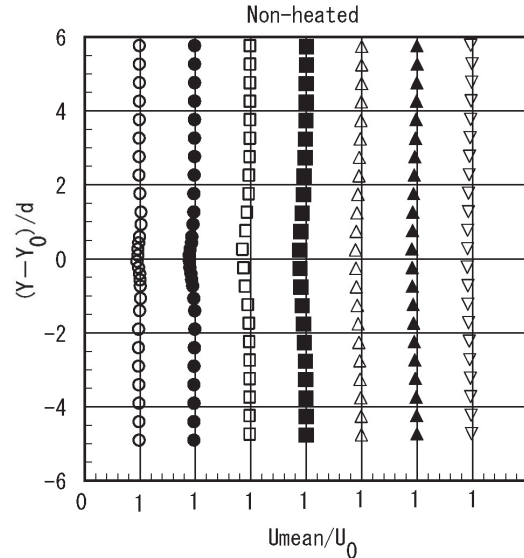


図3 非加熱円柱後流平均速度分布

- : $X/d=5$, ● : $X/d=10$, □ : $X/d=20$,
- : $X/d=40$, △ : $X/d=60$, ▲ : $X/d=80$,
- ▽ : $X/d=100$

本研究での分布図においては、縦軸は全て同じとする。また、本研究において平均値を取る際は、エルゴート仮説に基づき20sec間の時間平均をアンサンブル平均に置き換えている。同図において、全ての断面で後流中心線 $(Y-Y_0)/d=0$ を軸とした上下対称な分布となっていることがわかる。 $X/d=5$ では、 $(Y-Y_0)/d=0$ 上での U_{mean}/U_0 の最小値 $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}=0.97$ であり、後流幅 b の範囲は $-0.6 < (Y-Y_0)/d < +0.6$ となっている。 $X/d=10$ においては、 $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}=0.91$ 、 b の幅は $-0.9 < (Y-Y_0)/d < +0.9$ である。さらに $X/d=20$ の断面においては $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}=0.867$ 、 b は $-2.3 < (Y-Y_0)/d < +2.3$ の範囲である。以後、 $X/d=40$ では $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}=0.882$ 、 b は $-3.3 < (Y-Y_0)/d < +3.3$ 、 $X/d=60$ では $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}=0.893$ 、 b は $-4.3 < (Y-Y_0)/d < +4.3$ 、 $X/d=80$ および $X/d=100$ では $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}$ にほとんど差はなく、ほぼ0.905であり、 b は $(Y-Y_0)/d < -5$ および $+5 < (Y-Y_0)/d$ となった。ここで、本風洞の測定部高さが400mmであるため、 $(Y-Y_0)/d$ の絶対値が5を超える領域では壁面に発達した境界層の影響を受ける可能性があり、得られた結果に対して十分な信頼性を保証できなかった。以上のことから、本流れ場においても後流幅 b は下流へ行くほど大きくなっており、また $X/d=5$ および10を除けば速度欠損領域での $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}$ が上流側断面から下流側へ向かうにつれて徐々に1に向けて回復していることが分かる。なお、 $X/d=$

加熱円柱後流の測定 ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ の場合)

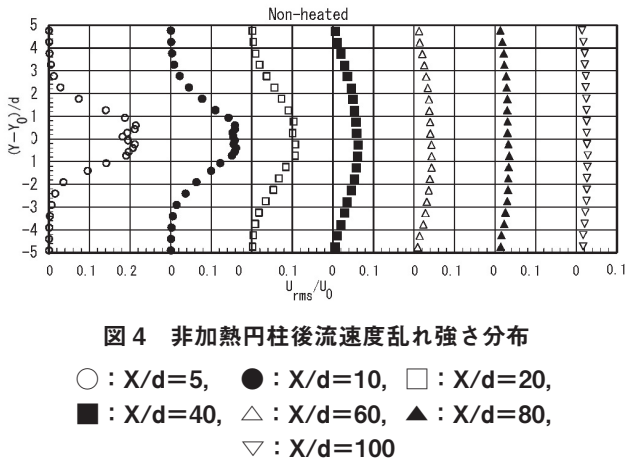


図4 非加熱円柱後流速度乱れ強さ分布

○ : $X/d=5$, ● : $X/d=10$, □ : $X/d=20$,
 ■ : $X/d=40$, △ : $X/d=60$, ▲ : $X/d=80$,
 ▼ : $X/d=100$

5および10での $(U_{\text{mean}}/U_0)_{\text{min}}$ がこの傾向と異なるのは、この部分が渦形成領域となっていて逆流が発生しており、測定に使用したI型プローブでは速度の向きを検知できないため、逆流をも流れ方向速度として検知したことが原因であると考えられる。

図4に非加熱状態における流れ方向変動速度 U のrms値である U_{rms} の鉛直方向分布を示す。横軸は U_{rms} を U_0 で無次元化することにより、速度乱れ強さとして表している。図より、 $X/d=5$ における $(Y-Y_0)/d=0$ での乱れ強さは0.184であり、 $(Y-Y_0)/d=-0.3$ で $U_{\text{rms}}/U_0=0.214$ 、 $(Y-Y_0)/d=+0.6$ で $U_{\text{rms}}/U_0=0.216$ をそれぞれ示した後、後流外側へ向かうにつれて急激に減少し、 $(Y-Y_0)/d=\pm 3$ 付近ではほぼ $U_{\text{rms}}/U_0=0$ になっている。 $X/d=10$ では $(Y-Y_0)/d=0$ から $(Y-Y_0)/d=\pm 0.8$ 付近まではほぼ $U_{\text{rms}}/U_0=0.16$ でフラットな分布をしており、その後 $(Y-Y_0)/d$ が大きくなるにつれて前断面よりはやや小さい勾配で減衰し、 $(Y-Y_0)/d=\pm 3.8$ 付近ではほぼ $U_{\text{rms}}/U_0=0$ になっている。 $X/d=20$ では $(Y-Y_0)/d=0$ を挟む $-1.0 < (Y-Y_0)/d < +1.0$ の範囲ではほぼ $U_{\text{rms}}/U_0=0.11$ でフラットな分布を示した後、後流外縁部に向けて前断面に比べてさらに緩やかな勾配で減衰し、 $(Y-Y_0)/d=\pm 4.5$ 付近ではほぼ $U_{\text{rms}}/U_0=0$ になっている。 $X/d=40$ 以降ではフラットな部分がほとんど消滅し、 $(Y-Y_0)/d=0$ での値も $X/d=40$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.06$ から $X/d=60$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.041$ 、 $X/d=80$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.030$ 、 $X/d=100$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.025$ と、下流へ行くにつれて減少している。また、ピーク値からの減衰勾配も下流へ行くにつれてますます小さくなっていることがわかる。

5.2 加熱円柱後流

図5に加熱円柱後流各断面での平均温度 θ_{mean}

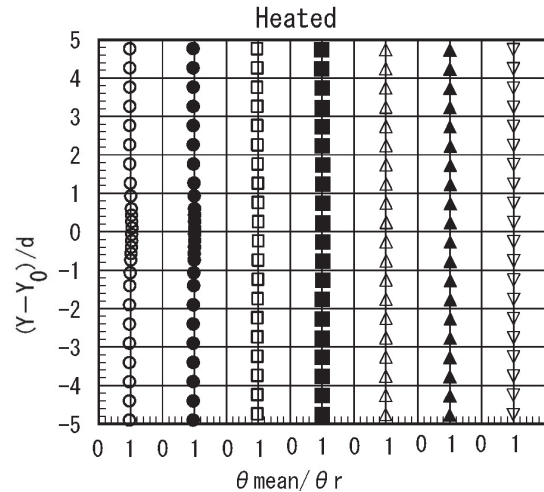


図5 加熱円柱後流平均温度分布

○ : $X/d=5$, ● : $X/d=10$, □ : $X/d=20$,
 ■ : $X/d=40$, △ : $X/d=60$, ▲ : $X/d=80$,
 ▼ : $X/d=100$

の鉛直方向分布を示す。横軸は瞬間温度を20secで時間平均した平均温度 θ_{mean} を室温 θ_r で無次元化した値である。気流温度 θ_a と円柱表面温度 θ_s との温度差 $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ に設定しているにもかかわらず、 $X/d=5$ での $(Y-Y_0)/d=0$ における $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.08、温度上昇が見られた領域は $(Y-Y_0)/d=\pm 1.2$ 、 $X/d=10$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.05、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 1.3$ 、 $X/d=20$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.03、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 1.8$ 、 $X/d=40$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.02、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 2.3$ 、 $X/d=60$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.02、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 3.2$ 、 $X/d=80$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.01、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 3.7$ 、 $X/d=100$ での $\theta_{\text{mean}}/\theta_r$ のピーク値は1.01、温度上昇範囲は $(Y-Y_0)/d=\pm 4.2$ となっている。以上より、円柱を加熱したことによる平均温度 θ_{mean} の上昇量は、少なくとも $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ では当初予想した値よりはるかに小さいことがわかった。

図6に各断面での温度乱れ強さの鉛直方向分布を示す。横軸は変動温度のrms値を室温 θ_r で無次元化した温度乱れ強さ $\theta_{\text{rms}}/\theta_r$ である。 $X/d=5$ では $(Y-Y_0)/d=0$ で $\theta_{\text{rms}}/\theta_r$ がピーク値0.064を示したのち $(Y-Y_0)/d=\pm 2.0$ までは減少を続け、それより $(Y-Y_0)/d$ の絶対値が大きくなる領域ではほぼ0になる。 $X/d=10$ では $(Y-Y_0)/d=0$ における $\theta_{\text{rms}}/\theta_r$ のピーク値は0.028であり、この位置を挟んで $(Y-Y_0)/d=-0.4\sim+0.6$ の範囲ではほぼフラットになっており、そこから外側へ向かうにつれて減

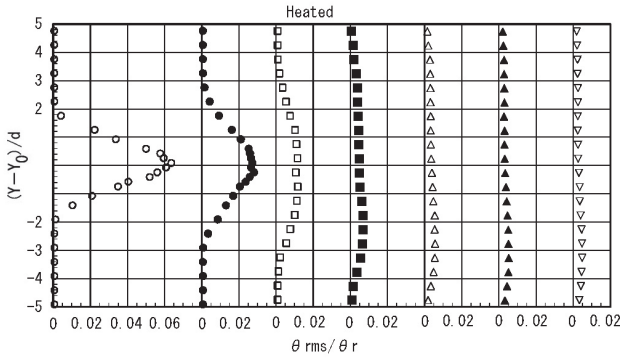


図6 加熱円柱後流温度乱れ強さ分布

- : X/d=5, ● : X/d=10, □ : X/d=20,
- : X/d=40, △ : X/d=60, ▲ : X/d=80,
- ▽ : X/d=100

少し、 $(Y-Y_0)/d = \pm 3$ より外側ではほぼ0となる。 $X/d=20$ での θ_{rms}/θ_r のピーク値は $(Y-Y_0)/d=0$ 近傍における0.012であり、フラットな領域は $(Y-Y_0)/d = \pm 1.2$ となっている。そして $(Y-Y_0)/d$ の絶対値が大きくなるほど乱れ強さは減少し $(Y-Y_0)/d = \pm 3.8$ でほぼ0となる。 $X/d=40$ での θ_{rms}/θ_r のピーク値は0.0069であるが、これまでと異なり、ピーク値が現れる位置が $(Y-Y_0)/d=0$ でなく $(Y-Y_0)/d = -2.3$ となっている。 $(Y-Y_0)/d = -1.0$ から $+3.0$ の範囲でほぼフラットな分布を示しており、その値は $\theta_{rms}/\theta_r = 0.0058$ である。そして $(Y-Y_0)/d > +3.0$ および $(Y-Y_0)/d < -3.2$ の領域で減少傾向を示し、 $(Y-Y_0)/d = \pm 4.8$ を過ぎるとほぼ0となる。 $X/d=60$ での θ_{rms}/θ_r のピークは $(Y-Y_0)/d = -3.0$ で現れており、その値は $\theta_{rms}/\theta_r = 0.0058$ である。 $(Y-Y_0)/d < -3.0$ では乱れ強さが減少傾向にあり $(Y-Y_0)/d > -3.0$ でも減少を始め、 $(Y-Y_0)/d = -1.0 \sim +4.0$ まで一旦フラットな分布を示し、その時の値は $\theta_{rms}/\theta_r = 0.004$ である。そして $(Y-Y_0)/d > +4.0$ で再度減少を始め、 $(Y-Y_0)/d > +5.0$ でほぼ0になると思われるが、前述の通り $(Y-Y_0)/d$ の絶対値が5.0を超える領域は今回の信頼できる測定範囲を超えているので、明確なことは言えない。 $X/d=80$ でのピーク値は $(Y-Y_0)/d = -2.0 \sim -4.0$ で $\theta_{rms}/\theta_r = 0.0052$ の一定値を示し、その後 $(Y-Y_0)/d > -4.0$ では一様に減少し $(Y-Y_0)/d < -5.0$ でほぼ0になると思われる。一方、 $(Y-Y_0)/d > -2.0$ では θ_{rms}/θ_r の値が一旦減少するが、 $(Y-Y_0)/d = -1.3 \sim +3.7$ の範囲では再び一定値0.003を示す。そして $(Y-Y_0)/d > +4.0$ で再び減少を始め、 $(Y-Y_0)/d > +5.0$ でほぼ0になると予想される。 $X/d=100$ での θ_{rms}/θ_r のピーク値は、前の断面とほぼ同じ傾向を示し、 $(Y-Y_0)/d = -2.0 \sim -4.0$ で0.0049の一定値を示し、

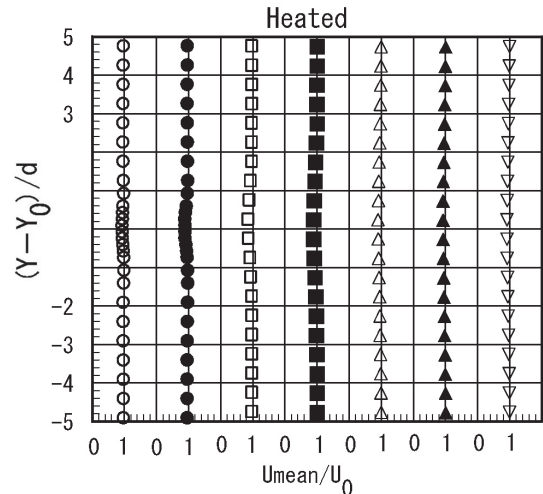


図7 加熱円柱後流平均速度分布

- : X/d=5, ● : X/d=10, □ : X/d=20,
- : X/d=40, △ : X/d=60, ▲ : X/d=80,
- ▽ : X/d=100

その後 $(Y-Y_0)/d < -4.0$ では一様に減少し $(Y-Y_0)/d < -5.0$ でほぼ0になると思われるが、その位置は前断面よりさらに下方になると思われる。一方、 $(Y-Y_0)/d > -2.0$ では θ_{rms}/θ_r の値は一旦減少するが、 $(Y-Y_0)/d = -1.0 \sim +4.0$ の範囲では再び一定値0.0026を示し、 $(Y-Y_0)/d > +4.0$ で再び減少を始め、 $(Y-Y_0)/d > +5.0$ のいずれかの位置でほぼ0になると予想される。 $X/d=40$ 以降の断面においてピーク値が $(Y-Y_0)/d = -2.0$ より下の位置で現れる原因が、流れ場で発生している物理現象によるものなのか、あるいは本風洞が持つ固有の性質によるものなのかは今のところはっきりしない。よって次報で $U_0 = 2\text{m/s}$ での測定結果を報告する際、同じ現象の有無についても確認し、考察する予定である。

図7に加熱円柱後流内全断面における流れ方向平均速度の鉛直方向分布を示す。 $X/d=5$ では $(Y-Y_0)/d=0$ 上での $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.96$ 、後流幅 b は $-0.4 < (Y-Y_0)/d < +0.6$ 、 $X/d=10$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.93$ 、 b は $-0.8 < (Y-Y_0)/d < +0.9$ 、 $X/d=20$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.875$ 、 b は $-1.8 < (Y-Y_0)/d < +2.2$ 、 $X/d=40$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.896$ 、 b は $-3.3 < (Y-Y_0)/d < +3.3$ 、 $X/d=60$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.906$ 、 b は $-3.8 < (Y-Y_0)/d < +3.8$ 、 $X/d=80$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.921$ 、 b は $-4.3 < (Y-Y_0)/d < +4.3$ 、 $X/d=100$ では $(U_{mean}/U_0)_{min} = 0.922$ 、 b は $-4.8 < (Y-Y_0)/d < (+5以上)$ となった。以上のことから、円柱を加熱した本流れ場においても後流幅 b は下流へ行くほど大きくなっており、また $X/d=20$ 以降の速度欠損領域における

加熱円柱後流の測定 ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ の場合)

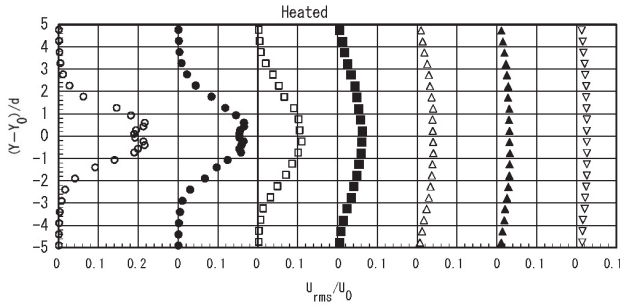


図8 加熱円柱後流速度乱れ強さ分布

- : $X/d=5$, ● : $X/d=10$, □ : $X/d=20$,
- : $X/d=40$, △ : $X/d=60$, ▲ : $X/d=80$,
- ▽ : $X/d=100$

(U_{mean}/U_0)_{min}は上流側断面から下流側へ行くにつれて1に向けて回復傾向にあることが分かる。

図8では、 $X/d=5$ において $(Y-Y_0)/d=0$ において $U_{\text{rms}}/U_0=0.192$ であり、 $(Y-Y_0)/d=-0.43$ および $(Y-Y_0)/d=+0.6$ でそれぞれ U_{rms}/U_0 のピーク値0.22を示した後、後流外縁へ向かうにつれて大きな勾配をもって減少して行き、 $(Y-Y_0)/d=\pm 3$ 付近ではほぼ0になる。 $X/d=10$ では、 $(Y-Y_0)/d=0$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.156$ であり、 $(Y-Y_0)/d=-0.43$ で U_{rms}/U_0 の一方のピーク値0.166を、 $(Y-Y_0)/d=+0.4$ で他方のピーク値0.167をそれぞれ示した後、後流の外側へ向かうにつれて減少し、 $(Y-Y_0)/d=\pm 4$ 付近ではほぼ0になる。この時の勾配は前断面より小さい。 $X/d=20$ においては、 $(Y-Y_0)/d=0$ での U_{rms}/U_0 は0.11であり、この点を含む $-1.3 < (Y-Y_0)/d < +1.2$ の範囲ではほぼフラットな分布を示している。そして、後流の外側へ向かうにつれて減少して行き、 $(Y-Y_0)/d=\pm 4.5$ ではほぼ0になる。この部分での勾配は前断面よりさらに小さくなっている。 $X/d=40$ では、 $(Y-Y_0)/d=0$ での U_{rms}/U_0 は0.062であり、 $-0.8 < (Y-Y_0)/d < +0.7$ の範囲ではほぼフラットな分布を示した後、後流の外側へ向かうにつれて乱れが小さくなり、 $(Y-Y_0)/d=\pm 5.0$ 付近ではほぼ0になる。 $X/d=60$ においては、 $(Y-Y_0)/d=0$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.040$ であり、 $-1.8 < (Y-Y_0)/d < +1.7$ の範囲ではほぼフラットな分布を示している。そして、後流の外側へ向かうにつれて減少して行き、 $(Y-Y_0)/d < -5.0$ および $(Y-Y_0)/d > 5.0$ ではほぼ0になると予想される。 $X/d=80$ においては、 $(Y-Y_0)/d=0$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.032$ であり、 $-2.8 < (Y-Y_0)/d < +2.7$ の範囲ではほぼフラットな分布を示している。そして、後流の外側へ向かうにつれて前断面よりさらに小さい勾配で減少して行き、 $(Y-Y_0)/d < -5.0$ および $(Y-Y_0)/d > 5.0$ ではほぼ0になると予

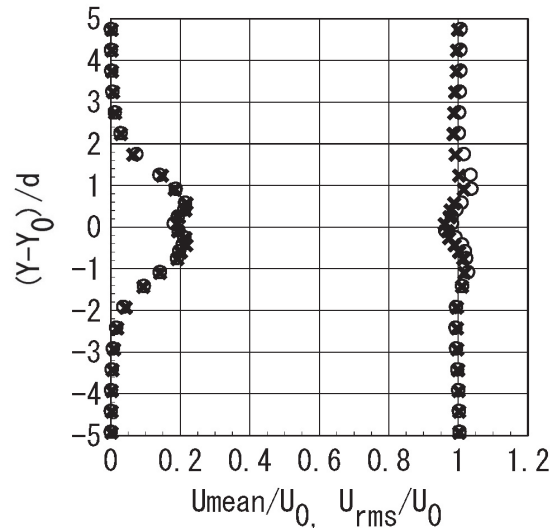


図9 加熱・非加熱状態での比較 ($X/d=5$)

- : 非加熱状態, × : 加熱状態

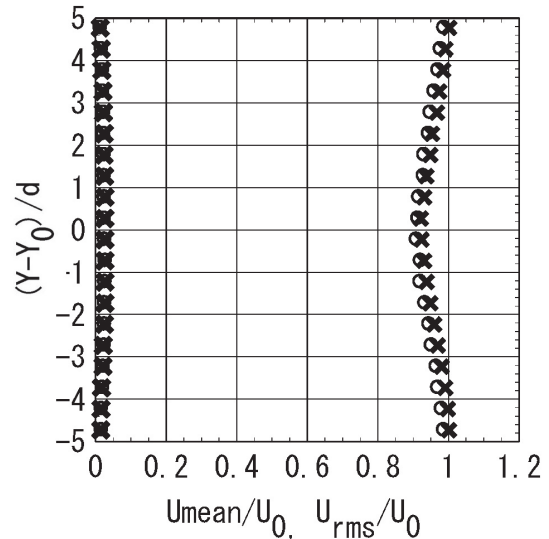


図10 加熱・非加熱状態での比較 ($X/d=100$)

- : 非加熱状態, × : 加熱状態

想される。 $X/d=100$ においては、 $(Y-Y_0)/d=0$ での $U_{\text{rms}}/U_0=0.026$ であり、 $-3.3 < (Y-Y_0)/d < +3.3$ の範囲ではほぼフラットな分布を示している。そして、後流の外側へ向かうにつれて本研究における各断面において最もゆるやかな勾配で減少して行き、やはり $(Y-Y_0)/d < -5.0$ および $(Y-Y_0)/d > 5.0$ ではほぼ0になると予想される。

次に、図9および10に加熱・非加熱の両流れ場における平均速度 U_{mean}/U_0 および速度乱れ強さ U_{rms}/U_0 の鉛直方向分布を比較するため、本流れ場の最上流断面である $X/d=5$ および最下流断面である $X/d=100$ での結果を1例として示す。当初、

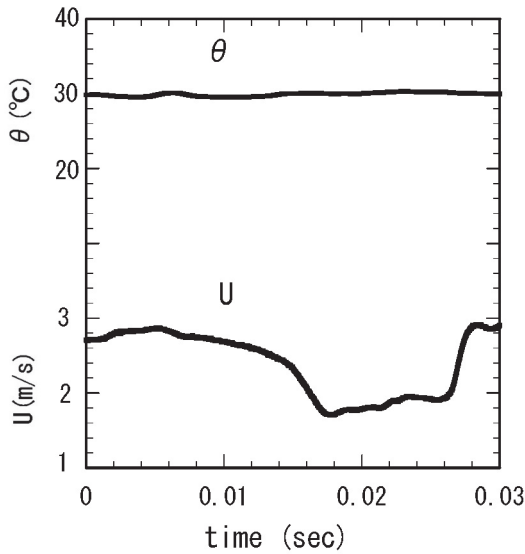


図11 温度速度信号の瞬間波形
 $X/d=20, (Y-Y_0)/d=-0.27$

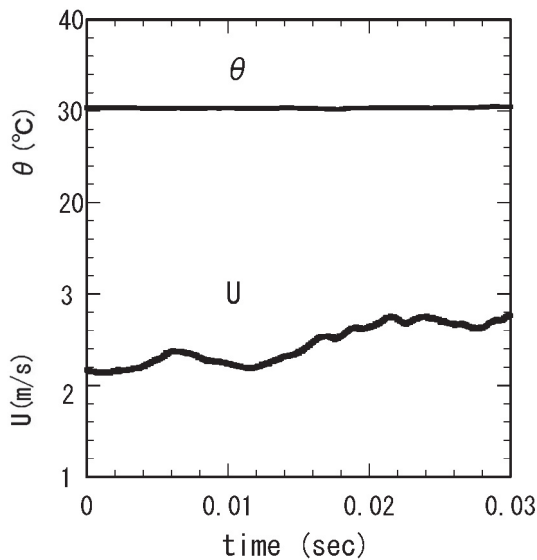


図12 温度速度信号の瞬間波形
 $X/d=40, (Y-Y_0)/d=-0.27$

円柱表面での強制熱伝達により気流温度が上昇し、周囲の空気との密度差により浮力が生じて流れ場での平均速度や速度乱れ強さの鉛直方向分布において変形や分布自体の鉛直上方へのシフトなどが発生するものと予想した。しかし実際の流れ場では、少なくとも今回の実験で得られた20sec間の平均量に関しては、両者間に若干の違いが存在しているものの、物理的に必ずしも有意なものとは思えない。

しかし、非加熱状態と同様の運動エネルギー輸送だけでなく、円柱を加熱することにより熱エネルギーの輸送も行われていることは物理的に十分妥当

な推測であり、加熱・非加熱間で流れ場内に何の変化も生じていないとは考えられない。よって上記時間平均量には表示されない、瞬間的に発生している現象を把握するため、両信号の同時瞬間波形を調べた。その一例として、 $X/d=20$ および 40 での $(Y-Y_0)/d=-0.20$ における結果を図11および図12に示す。いずれも0.03sec間での波形を示している。

両図より、微小なりとも θ は両断面において変化していることがわかる。そして非加熱状態では温度変化が生じないため θ の信号波形は必ず直流で表示されることから、円柱を加熱することにより流れ場内で若干ながらも熱エネルギーの輸送が行われていることが確認できた。

6. 結論

$U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ での加熱円柱後流を測定し、以下に示す結論を得た。

- ①加熱・非加熱円柱間における平均温度 θ_{mean} , 温度乱れ強さ θ_{rms} , 平均速度 U_{mean} , 速度乱れ強さ U_{rms} の各鉛直方向分布に、有意な違いは見られなかった。
- ②円柱を加熱することによる後流内での浮力の影響は見られなかった。
- ③二線式温度流速計から得られた温度・速度変動場における θ と速度 U の同時波形より、平均量の鉛直方向分布には現れなかった円柱の加熱による流れ場内での運動エネルギーの輸送を示すことができた。

7. 参考文献

- (1) 有江他4名, '円柱の流体力学的特性におよぼす主流乱れの影響', 日本機械学会論文集B編, 46-408, pp1427-1436, 1980.
- (2) 蒔田, '熱線流速計使用上の問題点', 「流れの計測」, Vol.12, No.16, pp3-17, 1995.
- (3) 蒔田, 森, 澤田 '温度流速計の高精度化 第1報', 日本機械学会論文集B編, 58-545, pp90-97, 1992.
- (4) 蒔田, 森, 澤田 '温度流速計の高精度化 第2報', 日本機械学会論文集B編, 58-554, pp3100-3107, 1992.
- (5) H.Makita, S.Mori, A.Yahagi 'Spontaneous generation of internal gravity waves in a wind tunnel', "Stability Stratified Flows", Oxford University Press, pp81-91, 1994.
- (6) 大庭, 蒔田, 関下, 渡部 '内部重力波の空間

加熱円柱後流の測定 ($U_0=3\text{m/s}$, $\Delta\theta=90^\circ\text{C}$ の場合)

- 構造と逆勾配熱拡散の発生', 日本機械学会論文集B編, 72-716, pp877-884, 2006.
- (7) 渡部 '加熱円柱の製作', 秋田高専研究紀要, Vol.44, pp64-69, 2008.
- (8) 渡部 '加熱円柱の改良と性能評価', 秋田高専研究紀要, Vol.45, pp36-41, 2009.
- (9) 渡部 '温度流速計による低周波特性検定装置の製作', 秋田高専研究紀要, Vol.39, pp30-35, 2004.
- (10) 渡部 '温度補償部を持つ定温度型熱線流速計の製作と性能評価', 秋田高専研究紀要, Vol.40, pp1-8, 2005.
- (11) 渡部 '温度流速計の製作', 秋田高専研究紀要, Vol.41, pp1-7, 2006.
- (12) Hishida, M., Nagano, Y., 'Simultaneous Measurements of Velocity and Temperature in Nonisothermal Flows', Transactions of the ASME, Vol.100, May 1978, pp340-345.
- (13) 渡部, 石塚, 川辺 '小型風洞の試作と性能評価', 秋田高専研究紀要, Vol.35, pp11-16, 2000.
- (14) 渡部 '温度勾配を任意に設定できる加熱風洞の製作と性能評価', 秋田高専研究紀要, Vol.38, pp13-18, 2003.