

円柱攪乱による平面壁面噴流の流れ場の変化

影山芳郎*・大坂英雄*・山田英巳*・照屋 功**

Streamwise variation in the flow field of a plane wall jet due to the perturbation by a cylinder

Yoshiro KAGEYAMA, Hideo OSAKA, Hidemi YAMADA and Isao TERUYA

Abstract

The changes in the mean velocity and turbulent flow fields of the plane wall jet disturbed by a circular cylinder which is placed at various distances from the plane wall and the fluid dynamical forces acting on the cylinder are investigated experimentally. The results show that the mean and fluctuating velocity profiles are considerably affected by the disturbance of the cylinder, and that the change in the profiles of the mean flow and turbulent field exhibits different behaviour according to the locations of the inserted cylinder. The drag coefficient of the cylinder has the maximum value at the location of $y_c/d=1.2$, whereas the lift coefficient has the minimum one.

1. まえがき

本研究は壁面から数種の距離の位置に二次元円柱をそう入した場合の平面壁面噴流を取り扱っている。攪乱の導入により、流れ場の平均流及び乱流構造がいかに変化し、非攪乱流の分布とどのような差異があるかについて調べることを目的としている。

乱流壁面噴流に関する研究は、タービン翼等の膜冷却や境界層制御、あるいは水門下流部のもぐり跳水といった実用的な点から数多くなされてきている¹⁾。しかし壁面噴流は他の剪断流と比較し、複合の流れ場であるため未だ不明な点が多く残っている²⁾。また流れ場に攪乱が与えられた場合、平均速度場のみならず変動速度場も同時にかき乱されており、これによる乱れ場の構造の変化は過剰の変動速度を生じさせ、剪断層の発達を制御することが知られている³⁾。このような乱流特性が流れ方向に急変化する流れ場への乱流モデルの適用⁴⁾には、緩和過程についての詳細な資料の蓄積が必要である。しかしながら、攪乱を受けた乱流壁面噴流が非攪乱流に漸近する過程について報告した例は知見しない。このような流れ場は主として境界層流について取り扱われてきた^{5)~8)}が、壁面噴流においても境界層の剥離防止⁹⁾、ベクトル制御¹⁰⁾、熱伝達の促進¹¹⁾といった工学的な面から重要であると思われる。

また剪断流中に置かれた円柱まわりの圧力分布^{12)~15)}およびそれに働く流体力を評価することは実用上意義がある。

本報告では、円柱そう入位置の内層（最大速度をとる位置までの境界層的性質を示す領域）厚さに匹敵する直径の円柱を攪乱源として、乱流壁面噴流中にそう入した場合をとりあげている。平均速度場、乱流場及び円柱表面圧力分布に及ぼす円柱そう入高さの影響について実験的に調べた結果を報告する。

主要記号

x, y, z : 円柱そう入位置の底面を原点とする直角座標系

U : 平均速度の x 方向成分

U_m : 最大速度

U_0 : ノズル出口速度

U_s : 円柱近寄り速度

Q_E : 無次元エントレイメント量

$$\left(= \int_0^{y_1} U dy / U_0 S - 1 \right)$$

P : 局所の圧力

C_p : 無次元圧力係数

$$\left(= (P - P_\infty) / (\rho U_{mr}^2 / 2) \right)$$

C_{ps} : 無次元圧力係数

$$\left(= (P - P_\infty) / P_s, P_s \text{ は 岐点圧力} \right)$$

C_L : 揚力係数

* 機械工学科

** 大学院機械工学専攻

$$\left(= (-1/2) \int_0^{2\pi} (P - P_\infty) \sin\theta d\theta / (\rho U_i^2 / 2) \right)$$

C_D : 抗力係数

$$\left(= (1/2) \int_0^{2\pi} (P - P_\infty) \cos\theta d\theta / (\rho U_i^2 / 2) \right)$$

b_2 : 半値幅 (U/U_m となる y の値)

y_c : 円柱そう入の高さ

y_1 : 乱れ運動エネルギーの最大値の 0.5% となる y の値

S : 吹き出しノズルの高さ

d : 攪乱生成のためにそう入された円柱の直径

θ : 円柱中心を通過して壁面に平行な直線を基準とし、上流から上向きに測った角度

α : 円柱前方岐点の角度 ($\theta=0^\circ$ より反時計方向まわりを正とする)

u, v, w : 変動速度の x, y, z 方向成分

\bar{q}^2 : 乱れ運動エネルギー ($=\bar{u}^2 + \bar{v}^2 + \bar{w}^2$)

\overline{uv} : レイノルズ応力

添字(*), r : (*) の非攪乱流の場合の値

(*)': (*) の rms 値

2. 実験装置および方法

測定に用いた風胴¹⁶⁾は 300mm 角の集合胴 (金網 4 枚) をもち、それより二次元的に二段に絞ってある (絞り比 30). ノズルは高さ $S=10\text{mm}$, 幅 300mm (アスペクト比 30) で、長さ 50mm の平行部を有している. 測定平面はノズルから連続した全長 1.67 m のアルミ板製で、ノズル出口から下流 20mm の位置に直径 1.2 mm のトリップワイヤが設置してある.

流れ場の座標系, 用いた主な記号を Fig.1 に示す. 攪乱生成源として導入した円柱は、直径 $d=5\text{mm}$ のステンレス管であり、円柱表面圧力測定のために直径 0.5mm の圧力孔を有している. この円柱は、ノズル出口から下流 350mm の位置に流れと直交し、測定壁面と平行にそう入した. Table.1 に主な円柱そう入高さ y_c/d における、円柱をそう入しない場合の壁面噴流 (非攪乱流) の流れ場の特性値を示す.

実験は、出口レイノルズ数 $Re = U_0 S / \nu = 2.0 \times 10^4$

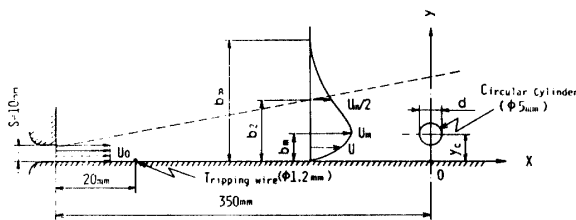


Fig.1 Configuration of the flow field, nomenclature and coordinate system

Table.1 Characteristics of the undisturbed wall jet at the streamwise location the cylinder being fixed

y_c mm	2.5	4.0	16.5	26.5	33.0
y_c/d	0.5	0.8	3.3	5.3	6.6
y_c/b_2	0.075	0.120	0.494	0.793	0.988
U/U_m	0.967	0.993	0.848	0.646	0.505

一定のもとに行ない、平均速度、乱流成分については、熱線風速計を用いて測定した. なお、測定は x の数箇所二次元性を確認した後、中心断面において $x/d=150$ までを対象として行なった. また、円柱表面圧力分布の測定では、円柱設置高さは、 $y_c/d=0.5 \sim 9.0$ の 10箇所とした.

3. 結果および考察

3.1 平均速度分布の変化

Fig.2 に各 y_c/d における平均速度分布を示す. 非攪乱流の分布は、円柱そう入断面より下流断面において相似である¹⁶⁾. $x/d=6$ 及び 10 の断面では、各 y_c/d とほぼ円柱そう入高さに対応した位置で速度欠損が生じており、欠損した領域の層外側にのみ増速を示す領域がみられる. $x/d=40$ 断面では、非攪乱流の分布との差異は小さくなるが、影響を受けた領域は広がっている. さらに $x/d=150$ 断面においては、各 y_c/d と速度の欠損はほぼ消失しており、非攪乱の分布に近い相似形分布となっている. 総じて、相似形分布への回復は円柱を外層にそう入した場合よりも内層にそう入した場合の方が遅いようである.

円柱そう入による平均流場の変化をみるために、 $x/d=6$ 断面において各 y_c/d の平均速度分布と非攪乱流の分布との差 $(U - U_r)/U_{mr}$ を Fig.3 に示した. 図中の矢印は、円柱そう入高さを示す. 速度の欠損領域が、ほぼ各 y_c/d に対応した位置でみられる. この速度欠損の程度は、円柱が壁面に近くそう入された場合ほど大きい. また、速度欠損の領域の層外側、すなわち各 y_c/d において円柱の上面側で速度超過がみられ、これは円柱が壁面に近いほど大きい. 超過速度は、非攪乱の近寄り速度の分布 (速度分布)、円柱前面の流れの変位効果¹²⁾、及び壁面の影響の 3 つの要因が密接に重なり合った結果と思われる. y_c/d が小さい場合、すなわち挿入された円柱が壁面に付着しているか、もしくは接近している場合、円柱の近傍の流れはせき止められるか、あるいは変位効果が生じても下向き流れはそれほど強くは起らず¹²⁾、結局流れは円柱上面側に

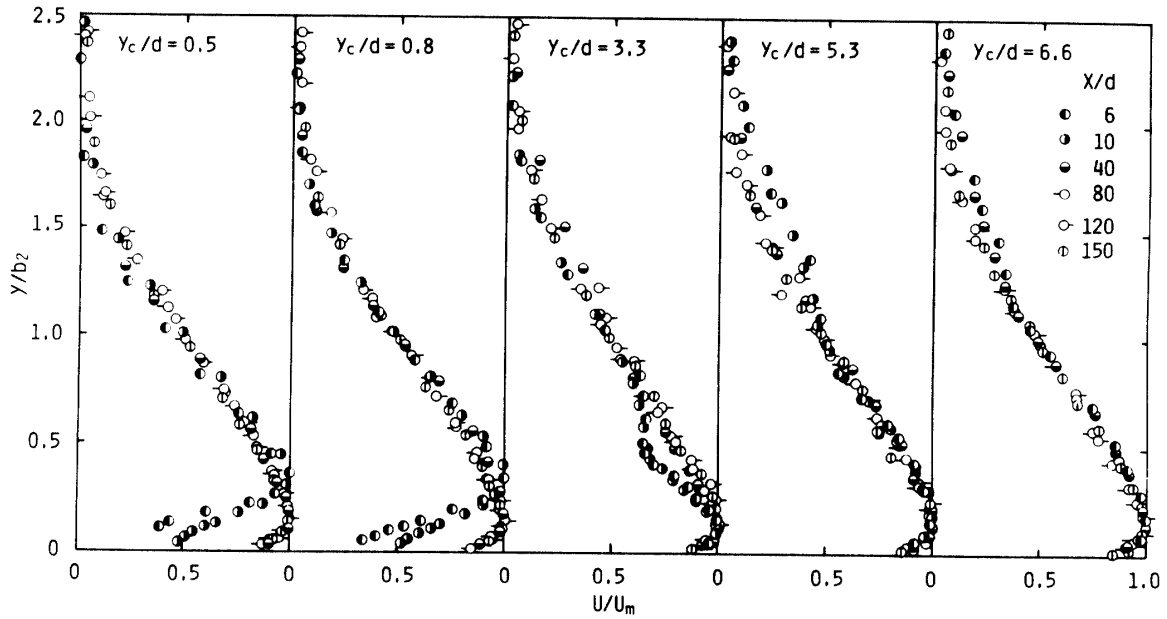


Fig.2 Change of the mean velocity profiles

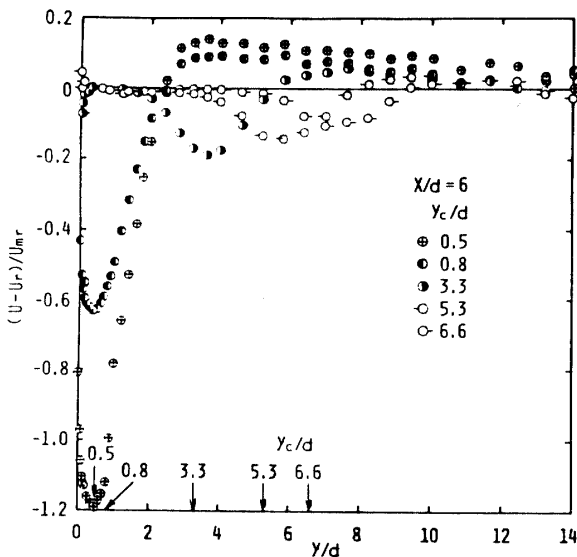


Fig.3 Profiles of mean velocity difference between the disturbed and the undisturbed wall jet

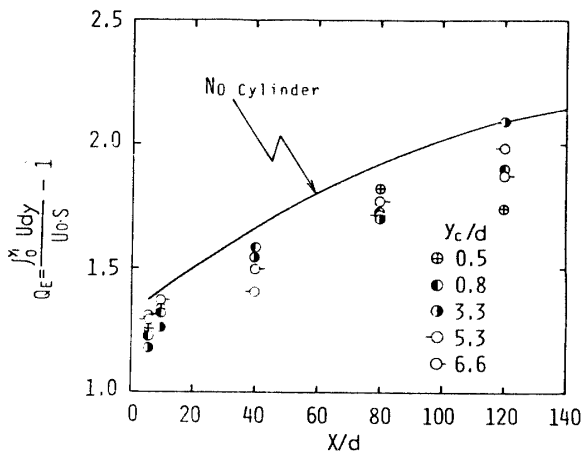


Fig.4 Streamwise variation of the entrainment rate

曲げられ、上面側に速度超過の現象がみられることになる。これに対して y_c/d が大きい場合、円柱は速度勾配が負 ($dU/dy < 0$) である流れの中に置かれていることになる。このため円柱前面でせき止められた流れは、速度勾配により円柱上面側ほど小さくなる圧力勾配を生じる。従って、円柱前面では下面側の流線が上面側に押し上げられることになる。この変位効果が効いて円柱の下面側より上面側の方が流れ易くなり¹²⁾、円柱まわりの流速は上面側の方が大きく、前述の速度超過が生じるものと考えられる。

Fig.4 に各 y_c/d におけるエントレイメント量 $Q_E = (\int_0^{y_1} U dy) / U_0 S - 1$ を示す。これは、壁面噴流が下流へ発達するにつれ周囲流体を巻き込む量であり、流量の増加率を示す。実線は非攪乱流の場合を示しており、ノズル出口流量の 1.25~1.9 倍程度の流体を巻き込んでいるのがわかる。 Q_E は各 y_c/d の場合とも非攪乱流の場合より小さいが、円柱が比較的壁面付近にそう入される場合、円柱そう入直後大きく、下流側 $x/d = 80$ 付近から比較的小さくなっている。一方、円柱そう入高さが壁面から離れている場合には、壁面に近い場合の結果と逆の傾向を示し、さらに下流側、 $x/d = 120$ 断面以降では y_c/d が大きい方がかえってエントレイメント量、つまり流量が大きくなるようである。

3.2 円柱に働く流体力

壁面噴流の層内にそう入した円柱のまわりの圧力分布、及びそれに働く流体力を調べた結果について述べる。代表 6 箇所の y_c/d における円柱表面圧力を無次元圧力係数 $C_p = (P - P_\infty) / (\rho U_{mr}^2 / 2)$ として Fig.5 に

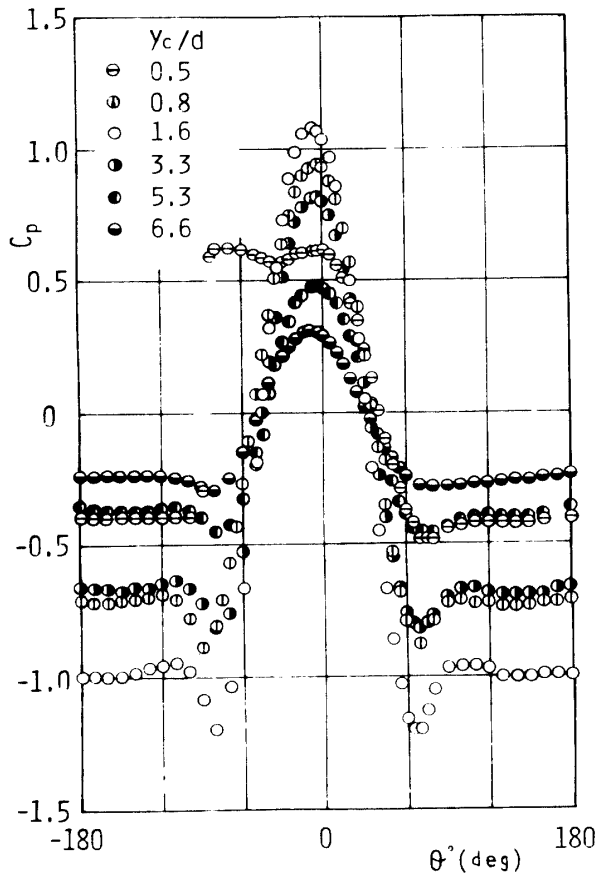


Fig.5 Pressure distributions around the circular cylinder

示す。圧力係数の変化幅はおおむね層内の速度分布の傾向に対応しており、円柱が壁面よりも少し離れた位置にある $y_c/d=1.6$ の場合最も大きく、これより壁面、あるいは層外に向かうほど小さくなっている。ここで $y_c/d=0.5$ の場合、壁面に円柱が附着しているので前方に剝離泡が形成され、従って $\theta \approx -90^\circ \sim 0^\circ$ において圧力はほぼ一定で最大値をとっている。また、各 y_c/d とも前方岐点の負方向への移動がみられる。前方岐点は円柱が一様剪断流的である外層領域内にある場合は、変位効果により高速側にあたる θ の負方向に移動する。一方、 y_c/d が小さい場合にも θ の負方向へ移動しており、この現象は Bearman ら¹⁵⁾ による境界層厚さと円柱径の比が $\delta/d=0.8$ である流れ場においても見られる。これは円柱が壁面に近づくとき円柱下面と壁面との隙間の減少に伴うせき止め効果が次第に増加し、流れが円柱の上面方向に流れ易くなるためと考えられる。

前方岐点からの圧力分布の対称性を調べるため、前方岐点の圧力で無次元化した円柱表面圧力 $C_{ps} = (P - P_\infty)/P_\infty$ を Fig.6 に示す。ここで $y_c/d=0.5$ の場合は、前述の理由で除いた。同じ外層領域にそう入された場合でも $y_c/d=1.6, 3.3$ の場合、 $(\theta - \alpha)$ の正側と負側でほぼ同一の分布であるのに対し、 $y_c/d=5.3, 6.6$ で

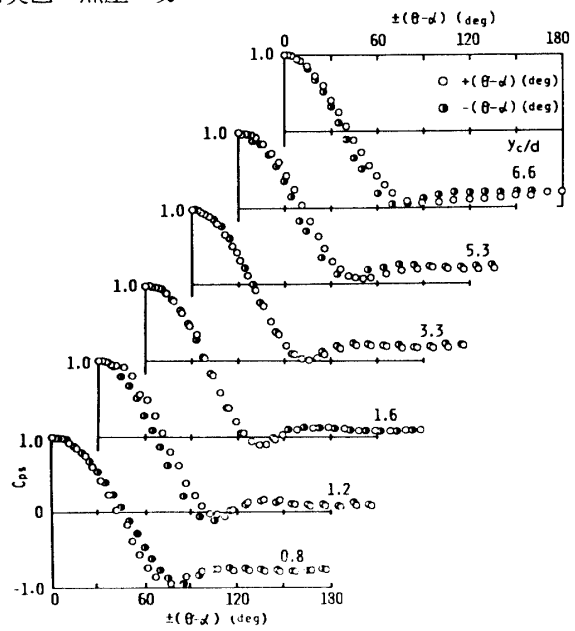


Fig.6 Pressure distributions around the circular cylinder

は、前方岐点から C_{ps} の極小値に至るまでは $(\theta - \alpha)$ の正側が高く、それ以降では負側が高くなっている。また $y_c/d=1.2$ の場合も岐点から C_{ps} 極小値に至るまでの範囲で $(\theta - \alpha)$ の正側が高い。一方 $y_c/d=0.8$ では、岐点から C_{ps} の極小値の間において $(\theta - \alpha)$ の負側が高くなっている。

Fig.7 に測定した圧力分布から算出し、近寄り速度で無次元化した抗力係数 C_D 、及び揚力係数 C_L を示す。ここで、

$$C_D = \frac{\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (P - P_\infty) \cos \theta d\theta}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$$

$$C_L = \frac{-\frac{1}{2} \int_0^{2\pi} (P - P_\infty) \sin \theta d\theta}{\frac{1}{2} \rho U_\infty^2}$$

として求めている。図中破線は、一様流中の円柱の場合における抗力係数 $C_D^{18)}$ を示す。 C_D は近寄り速度が最大となる付近の $y_c/d=1.2$ の位置で最大であり、これより壁面に近づく場合急減し、壁面から遠ざかる場合にも緩やかな減少がみられる。本実験における C_D は一様流中の円柱の場合より約20%ほど大きい。これは近寄り速度に基づくレイノルズ数の減少、及び乱れ強度 u'/U_∞ の増加に伴う現象であると思われる。一方 C_L は、 $y_c/d=1.2$ でほぼ零の極小値をとり、これより壁面に近づくにつれ急増する。この結果は境界層の場合¹⁵⁾ と異なり、壁面噴流層内で円柱に働く揚力が零である、いわば中立となる位置があることを示す。この理由は、 $y_c/d=1.2$ の位置では前方岐点から測っ

た圧力分布をみると負の C_L を発生するような非対称の分布形であるが、前方岐点は正の C_L を発生するように θ の負方向にずれており、両者が相殺し合った結果とみることができる。さらに、本実験における C_L の値は安達ら¹²⁾の結果に比べて1オーダー程度大きい値を示し、前方岐点の変位効果により発生する揚力が圧力分布の非対称のみに基づく揚力よりも大きいことを示している。

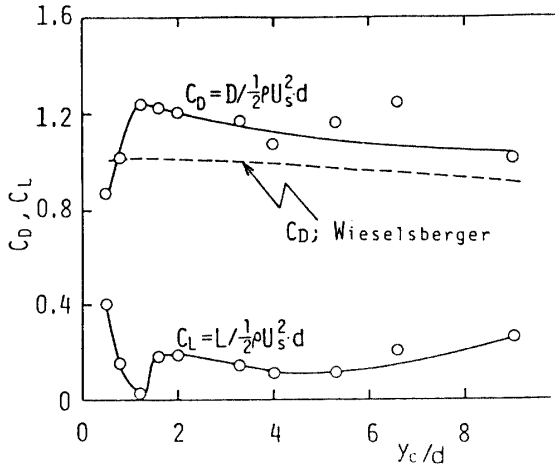


Fig. 7 Non-dimensional profiles of fluid dynamical force acting on the circular cylinder

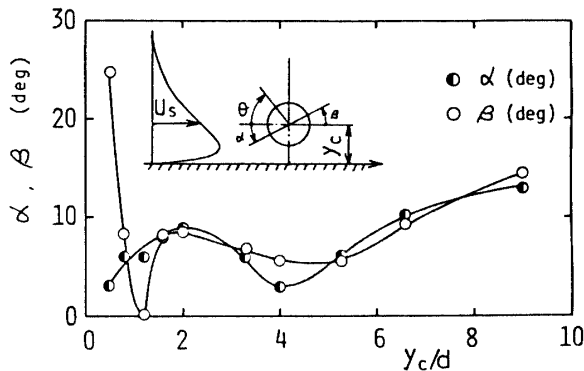


Fig. 8 Displacement angle of the front stagnation point and directional angle of the fluid dynamical force

Fig. 8 に前方岐点の変位角 α 、及び抗力と揚力の合成ベクトル角 $\beta = \tan^{-1}(C_L/C_D)$ を示す。前方岐点の変位角 α は層内において正であり、層内すべての y_c/d について壁面側に位置することを示している。また $y_c/d = 2$ のとき極大値をもち、一方 $y_c/d = 4$ で極小値をとる。これより壁面から離れると α は増加し、すなわち円柱下面側へ寄る傾向をみせている。他方合成ベクトル角 β をみてみると、その傾向は C_L の傾向と似ており、 $y_c/d = 1.2$ において $C_L = 0$ のため、 $\beta = 0$ となっている。また $y_c/d = 0.8$ と 1.2 では、 α の分布とか

なり異なった値を示す一方、 $y_c/d \geq 1.6$ ではほぼ一致している。

3.3 乱れ強さおよびレイノルズ応力分布の変化

Fig. 9~13 に各 y_c/d における乱れ強さの3成分の分布の変化を示す。まず $x/d = 6$ 断面における分布をみると、各 y_c/d の場合とも $u'/U_m, v'/U_m$ 、及び w'/U_m 分布曲線の変化は円柱そう入高さにともに対応している。細かくみると、円柱を比較的壁面近傍にそう入した $y_c/d \leq 0.8$ の場合、円柱の上面側剪断層に対応した位置に明白なピークがみられる。また、非攪乱流の場合¹⁷⁾では境界層と同様に $u'/U_m > w'/U_m > v'/U_m$ であるのに対し、層内を通して v'/U_m と w'/U_m がほぼ同程度である。特に $y_c/d = 0.8$ では、 u'/U_m と v'/U_m とが同程度の大きさとなる領域さえみられる。一方、比較的壁面から離れた位置に円柱をそう入した $y_c/d \geq 5.3$ では、各 y_c/d とも円柱の下面側の剪断層に対応した位置でピークをとっているが、大きさの傾向は非攪乱流の場合と変らない。 $y_c/d = 3.3$ の場合では、円柱そう入高さにピークが生じており、さらに v'/U_m が u'/U_m より層内の一部で大きくなっている。順次下流断面をみていくと、 $x/d = 10$ 断面の場合ほぼ $x/d = 6$ 断面と同じ傾向であるが、 $y_c/d = 3.3$ では v'/U_m は u'/U_m より小さくなっており、かなり早く平衡状態の分布傾向に戻っていることを示している。 $x/d = 40$ 断面では、 $y_c/d \leq 0.8$ において明白なピークは消失し各乱れ成分とも滑らかな分布であるのに対し、 $y_c/d \geq 3.3$ では u'/U_m の2箇所に極大値が認められる。下流の $x/d \geq 80$ 断面では、 $y_c/d = 3.3$ の場合 $x/d = 80$ において2箇所に極大値を認める一方、各 y_c/d の場合とも滑らかな分布となっている。しかし、非攪乱流の分布とは若干異なるようである。

以上より円柱攪乱の影響は、円柱直後の下流位置では v'/U_m に最も大きく現われていることがわかる。これは、剪断層の形成により速度勾配が大きくなり、 y 方向への乱流塊の移動距離、すなわち混合距離が大きくなったためと思われる。この現象は丸茂ら⁶⁾の境界層中の円柱攪乱の実験でも生じている。また、 y_c/d が小さい方が円柱直後の断面における分布のピークは、大きい。さらに円柱そう入の影響は、 u'/U_m に最も長く残るようである。

次に各 y_c/d におけるレイノルズ応力 \overline{uv} の分布を Fig. 14 に示す。分布は $x/d = 6, 10$ の断面では、 $y_c/d \leq 0.8$ の場合逆S字形の分布をしており、円柱上面側の剪断層に対応した位置で明白な極小値 ($\overline{uv}/U_m^2 < 0$) をとっている。これは非攪乱流の場合にも存在してい

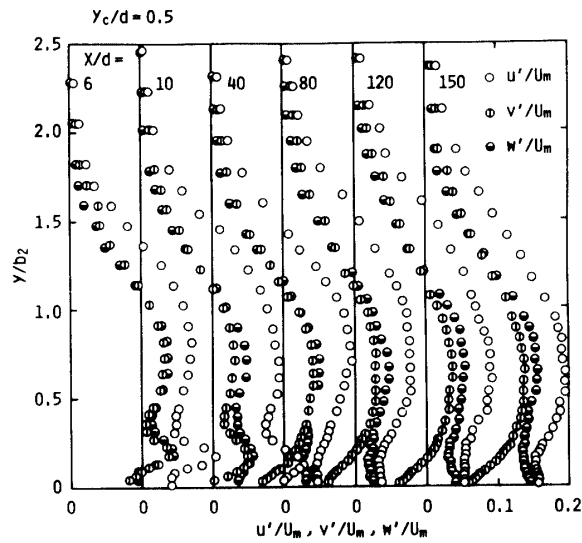


Fig.9 Profiles of the fluctuating velocity components

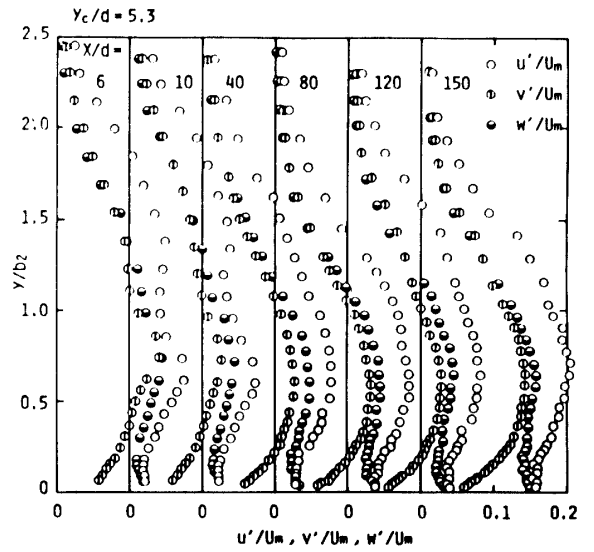


Fig.12 Profiles of the fluctuating velocity components

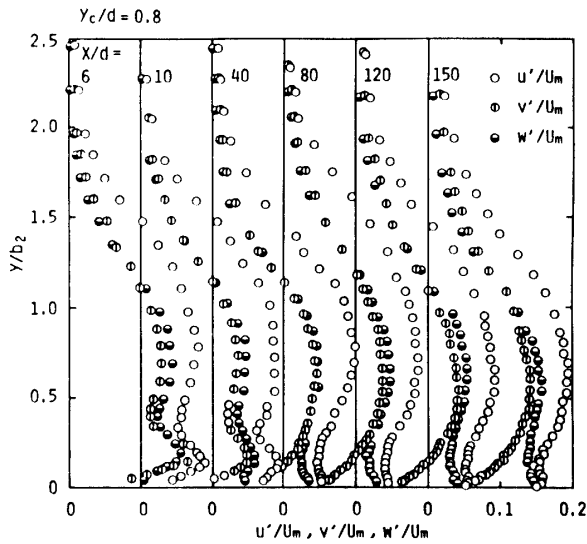


Fig.10 Profiles of the fluctuating velocity components

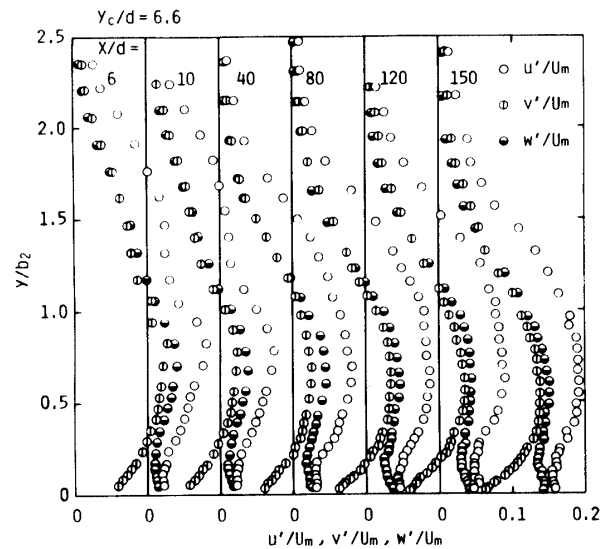


Fig.13 Profiles of the fluctuating velocity components

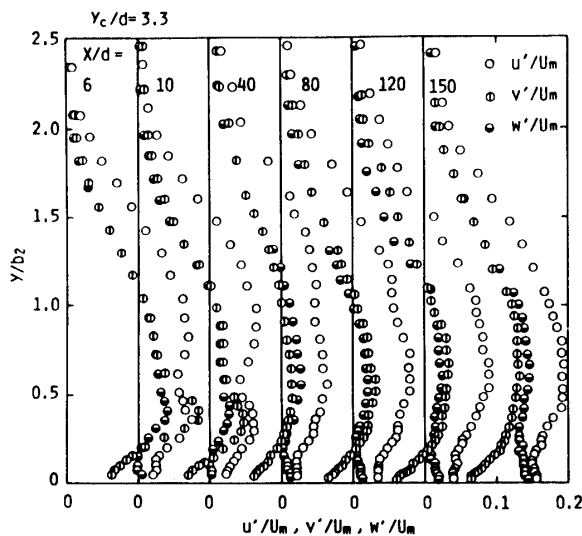


Fig.11 Profiles of the fluctuating velocity components

た壁近傍の負の \overline{uv}/U_m^2 が増大されたための結果であると思われる。一方、 $y_c/d \geq 3.3$ の場合、各 y_c/d に対応した位置で極小値 ($\overline{uv}/U_m^2 > 0$) をとり、その上下領域で極大値をとっている。 $x/d=40$ 断面においては、分布に依然として円柱攪乱の影響が認められる。すなわち、 $y_c/d \leq 0.8$ で円柱の上側剪断層に対応した位置に若干分布の欠損がみられ、また $y_c/d \geq 3.3$ においても円柱そ入高さに欠損がみられ、かつその上下側にわずかな分布の超過がみられる。

より下流の $x/d=120$ 断面では、各 y_c/d とも欠損が消失し、ほぼ非攪乱流に近い分布をとっているが、 $y_c/d=3.3$ 、及び 5.3 の場合は比較的非攪乱流の分布との差異が大きい。従って非攪乱流の分布の乱れ強さが最大となる付近に円柱攪乱をそ入すると、まず乱

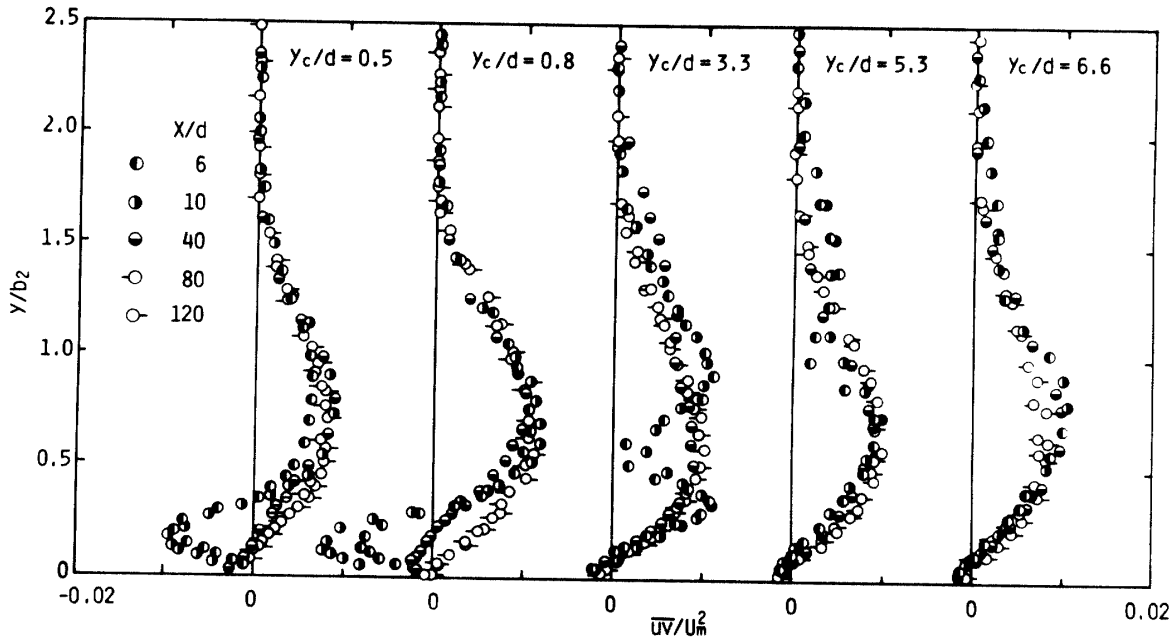


Fig.14 Profiles of the turbulent shear stress

れ強さが影響され、次に下流にそれによる変化が残存するものと思われる。さらに、前述の乱れ運動エネルギーの分布も含めて考えると、各乱流量の分布が非攪乱流のものに相似となるまでの距離は平均速度場と比較して長いと判断できる。

乱流場における円柱そう入の影響をみるために、 $x/d=6$ 断面の各 y_c/d において乱れ運動エネルギーの分布と非攪乱流におけるそれとの差 $(1/2)(\bar{q}^2 - \bar{q}_r^2)/U_m^2$ をとり、Fig.15に示す。内層側に円柱をそう入した $y_c/d \leq 0.8$ の場合、円柱上面側の剪断層に対応した位置で大きな極大値を示す。これは速度勾配が大きくなる

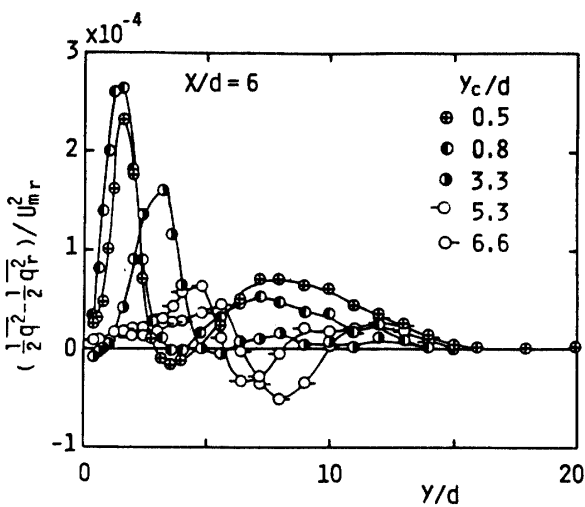


Fig.15 Profiles of turbulent energy difference between the disturbed and the undisturbed wall jet

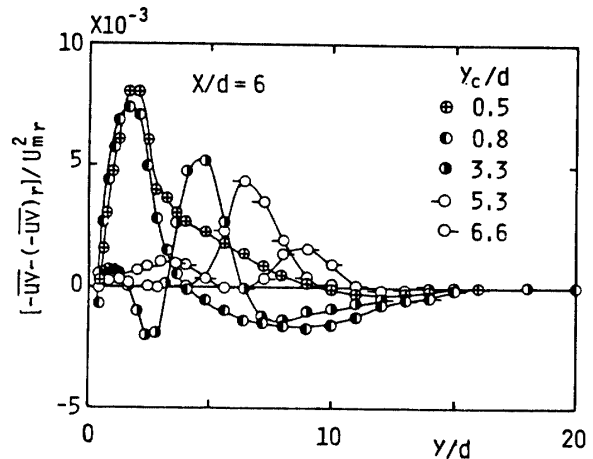


Fig.16 Profiles of turbulent shear stress difference between the disturbed and the undisturbed wall jet

ことによるレイノルズ応力の増加に起因すると思われる。また、 $y/d \geq 5$ にみられる分布の超過は、壁近傍の流れ場が円柱によりせき止められ壁から離れる方向へ移行した結果、 \bar{v}^2 の増加および流れ場全体が層外方向へ移動したためと思われる。一方、外層側に円柱をそう入した $y_c/d \geq 3.3$ では、円柱の下面側の剪断層に対応した位置で極大値を、かつ上面側の剪断層に対応した位置で、負の極小値をとっている。特に $y_c/d \geq 5.3$ の場合の極小値は、非攪乱流の場合よりかなり乱れ運動エネルギーが小さくなっていることを示している。このことは、Fig.12, 13において u'/U_m と w'/U_m が非攪乱流の分布より小さいことに対応している。

Fig.16は、Fig.15と同様にレイノルズ応力の $x/d=$

6断面の各 y_c/d における分布と非攪乱流の場合との差 $-(\overline{uv} - (\overline{uv})_r)/U_m^2$ を示したものである。 $y_c/d \leq 0.8$ の場合には、円柱の上面側剪断層に対応した位置で明白な極大値をとっている。加えて、 $y_c/d = 0.5$ では極大値をとった後、層外に向かうにつれゆるやかな減少を示すのに対し、 $y_c/d = 0.8$ では $y/d = 8$ 付近に負の極小値がみられる。一方、 $y_c/d \geq 3.3$ の場合には、円柱の上面側剪断層に対応した位置で極大値をとり、その上下領域で極小値をとっている。また $y_c/d = 3.3$ の場合の2箇所の極小値は、明白な負の値となっている。

4. 結 論

内層厚さに匹敵する直径の円柱による攪乱を乱流壁面噴流中にそう入し、円柱そう入高さが平均速度および乱流場に及ぼす影響について実験的に調べた。得られた主要な結果を要約すれば、以下のとおりである。

1. 平均速度分布は円柱そう入位置が低い方が攪乱の影響を大きく受け、かつ各円柱位置に対応する領域に欠損がみられる。また上流域には、円柱上面側に速度分布の超過がみられるが、これは変位効果として説明できる。
2. 本実験条件のもとでは、円柱まわりの圧力分布の変化は、 $y_c/d = 1.6$ のとき最大で、すべての y_c/d に対し前方岐点は円柱の下面側に移動している。円柱に働く流体力は、 $y_c/d = 1.2$ を境に変化し、このとき抗力係数は最大値を、揚力係数は最小値をとる。
3. 乱れ強さ及びレイノルズ応力は、攪乱の影響を大きく受ける。円柱の近傍下流では、乱れ強さ分布は $y_c/d \leq 0.8$ の場合、円柱の上面側剪断層に、 $y_c/d = 3.3$ の場合、円柱そう入高さに、 $y_c/d \geq 5.3$ の場合、円柱の下面側剪断層に極大値が生じる。またその極

大値は v 成分に最も大きく現われ、 $v'/U_m > u'/U_m > w'/U_m$ となる領域がみられる。レイノルズ応力分布は $y_c/d \leq 0.8$ の場合、円柱の上面側剪断層に $\overline{uv}/U_m^2 < 0$ の極小値を、一方 $y_c/d \geq 3.3$ の場合、円柱そう入高さ位置で $\overline{uv}/U_m^2 > 0$ の極小値とその上下領域で極大値を生じる。

参 考 文 献

- 1) Rajaratnam, N., Turbulent Jets, (1976), Elsevier.
- 2) Bradshaw, P., Aeron. J., 76, 403 (1927)
- 3) 谷一郎, 第3回乱流シンポジウム (東大宇宙研), 9(1971)
- 4) 鈴木他3名, 機論, 46-B, 1447 (1980)
- 5) Marumo, E., 他2名, J. Fluid Mech., 87, 121 (1978)
- 6) 丸茂他3名, 機論, 46-B, 1211 (1980)
- 7) 丸茂他3名, 機論, 46-B, 1220 (1980)
- 8) 藤田他2名, 機論, 42, 2828 (1976)
- 9) Kacker, S.C. and Whitelaw, J.H., ASME J. Appl. Mech., 38, 239 (1971)
- 10) Backer, A.J. and Manhardt, P.D., AIAA J., 16, 807 (1978)
- 11) Nicall, W.B., and Whitelaw, J.H., Int. J. Heat Mass Transfer, 10, 623 (1967)
- 12) 安達, 加藤, 日本航空宇宙学会誌, 23, 45 (1975)
- 13) 加藤, 安達, 日本航空宇宙学会誌, 24, 25 (1976)
- 14) 木谷他2名, 機論, 46-B, 2086 (1980)
- 15) Bearman, P.W. and Zdravkovich, M.M., J. Fluid Mech., 89, 33 (1978)
- 16) Osaka, H. and Yamada, H., Tech. Rep. Yamaguchi Univ., 2, 115 (1978)
- 17) 山田他3名, 山口大学工学部研究報告, 30, 381 (1980)
- 18) 例えば, Schlichting, H., Boundary Layer Theory, 6th ed., Mc Graw-Hill (1968)

(昭和56年10月15日 受理)