平面壁上の有限長円柱を過ぎる流れ^{*1}

Flow past Circular Cylinder of Finite Length Placed on Ground Plane

岡 本 史 紀^{*2}

Shiki OKAMOTO

Key Words: Turbulent Flows, Circular Cylinder, Surface Pressure, Drag, Vortices, Velocity Defect, Turbulence, Wake

Abstract

This paper describes an experimental study of the changes of vortices formation and turbulent wake from a circular cylinder with the slenderness of cylinder, placed on a ground plane. The experiment was carried out in an N. P. L. blow down type wind-tunnel having a working section of 500 mm × 500 mm × 2,000 mm in size at the Reynolds number 2.5×10^4 to 4.7×10^4 . The surface-pressure distributions on the circular cylinder were measured and the drag coefficient was determined from them. The vortices of two kinds generated in the flow-field around a circular cylinder have also been observed and the velocity defects and turbulent intensities in the turbulent wake behind a circular cylinder were measured. Consequently, it is found that the flow pattern changes rapidly from $H/D=4$, while the shedding vortices change from arch type to Karman type.

1. 結 言

近年、煙突、ガスタンク、冷却塔など円形断面をもつ構造物まわりの流れが構造設計または大気汚染問題から重要視されているため、平面壁上の有限長円柱まわりの研究が多くなされている。

従来の研究は、煙突などのように大縦横比の円柱について行ったものが多く^{1,2)}、円柱自由先端の影響を中心に調べられてきた^{3,4)}。しかし最近では、ガスタンクなどのような縦横比が小さい円柱についての実験も行われており⁵⁾、著者は $H/D=1$ の円柱でも周期的な流出渦が存在し、それはカルマン渦とは異なったアーチ渦という対称渦であることをすでに報告した⁶⁾。したがって円柱の縦横比が大きくなるにつれて円柱からの流出渦はアーチ渦からカルマン渦へ変化するもの

と考えられ、それにとまって表面圧力および乱流後流も異なる様相を呈するものと思われる。しかし、いままで円柱の縦横比による円柱まわりの表面圧力、抗力、乱流後流内の速度分布について調べたものはあるが、流出渦の変化過程については、わずかに谷口らの研究⁵⁾以外には見当たらない。本研究の目的は $H/D=5$ 前後の円柱を用いて、流出渦がアーチ渦からカルマン渦に移行する過程ならびにそれに伴う表面圧力および乱流後流における変化を詳細に調べることである。

記 号

 C_D : 抗力係数 C_p : 圧力係数 ($= (p - p_\infty) / (\rho U_\infty^2 / 2)$) D : 円柱の直径 F_n : エネルギスペクトル関数 H : 円柱の高さ n : 渦流出振動数 p : 静圧 p_∞ : 主流 U_∞ に対する静圧 Re : レイノルズ数 ($= DU_\infty / \nu$) St : ストラハル数 ($= Dn / U_\infty$) U : 時間平均速度 U_∞ : 主流速度 u', v', w' : X, Y, Z 方向における速度変動

X, Y, Z : 円柱の底面中心に原点をもつ直角座標、主流方向に X 軸、それに直角な水平方向に Y 軸、鉛直方向に Z 軸をとる (第 1 図)

 X_r : 再循環領域の長さ θ : 円柱前方よどみ点からの円周上の点の角度 ν : 空気の動粘性係数 ρ : 空気の密度^{*1} 昭和 62 年 9 月 24 日原稿受理^{*2} 芝浦工業大学工学部機械工学科

第1図 装置と座標

2. 実験装置および実験方法

実験に使用した風洞は500 mm×500 mmの正方形断面をもつN.P.L.ブローダウン式風洞で、測定部の長さは2,000 mmである。風洞壁面において発達した境界層を避けるため、地面板は風洞壁面から上方に25 mmだけ離して取り付け、円柱の取り付け位置は前縁から500 mm下流位置であるが、この位置における境界層の厚さは約4 mmであった(第1図)。円柱の種類は高さ(H)の直径(D)に対する比つまりアスペクト比(H/D)を $H/D=0.5, 1, 2, 4, 7$ の5通りとした。なお、表面圧力の測定では $H/D=0.5, 1$ では $D=70$ mm, $H/D=2, 4$ では $D=40$ mm, $H/D=7$ では $D=30$ mmの円柱を用い、後流測定では H/D のすべてのパラメータにおいて $D=20$ mmの円柱を用いた。三次元物体に対する風洞壁の閉塞影響については、Farell-Carrasquel-Güven-Patelの研究⁷⁾により、流れに対する物体の投影断面積が風洞測定部断面積の5%以下であれば無視できることが明らかにされており、本実験では $D=70$ mmの $H/D=1$ の円柱でも面積比は3.3%であるので、閉塞影響はほとんどないものと考えられる。

円柱の表面には0.5 mmφの静圧孔があけてあり、表面全体の圧力が測定できるように円柱は360°回転可能で底面より圧力を取り出すこととする。流れのはく離と渦の形成については、回流水槽を用い可視化し、観察を行った。また、円柱背後の乱流後流の平均速度、乱れ強さ、エネルギースペクトル、流出渦の振動数の測定ではピトー管、定温度型熱線流速計、バンドパスフィルターを用いた。座標系は円柱底面中心を原点とし、流れ方向に X 軸、それに垂直な方向を Y 軸、円柱軸方向を Z 軸とする。主流速度は $U_\infty=10.2 \sim 19$ m/s、このときのレイノルズ数は臨界レイノルズ数以下の $Re=U_\infty D/\nu=2.5 \times 10^4 \sim 4.7 \times 10^4$ で実験を行った。

3. 実験結果とその考察

3.1 表面圧力分布, 抗力係数 $H/D=1$ の有限長

第2図 表面圧力分布 ($H/D=1$) 第3図 等圧力線図 ($H/D=1$)

円柱側面の表面圧力分布を第2図に示す。図中の破線はポテンシャル流れの理論による $C_p=1-4\sin^2\theta$ の値を表したものである。この図を見ると、自由先端付近の $Z/D=0.94$ を除いて、 $0 \leq \theta \leq 60^\circ$ の範囲ではほぼ一致した分布形であるが、 θ が増加すると $H/D \leq 5$ の有限長円柱では円柱自由先端の影響が根元まで及んでいることから³⁾、 $60^\circ \leq \theta \leq 180^\circ$ の範囲における圧力係数の値は、 Z/D の値により差が生じる。測定したこれらの曲線より、円柱側面の等圧力線図を描いたものが第3図、第4図である。第3図の $H/D=1$ の場合の等圧力線図を見ると、円柱自由先端の影響は背面における圧力変化に顕著に現れており、等圧力線が背面においても根元付近までのびていることから、先端の影響は円柱の付根にまで及んでいる。また円柱の自由先端より $0.5D$ 、 $\theta=70^\circ$ 付近に圧力が低くなる部分、すなわち圧力の谷が現れていることが明らかである。他方、第4図の $H/D=7$ の場合の等圧力線図を見ると、円柱先端の影響は自由先端部に限られ、 $Z/D \leq 3$ では Z 方向に変化しない二次元的な部分が現れる。それ

第4図 等圧力線図 ($H/D=7$)

第5図 抗力係数

と同時に円柱の自由先端より $0.5D$, $\theta=70^\circ$ 付近の圧力の谷に加えて、背面の $\theta=140^\circ$ 付近に圧力の谷がさらにもう一つ現れる。 $H/D=7$ の円柱ではカルマン渦が生成され、この $\theta=140^\circ$ 付近のもう一つの圧力の谷は、円柱側面から剝離したカルマン渦列の渦糸の一端であることはすでに報告されている³⁾。したがって、 $H/D=1$ の円柱のように $\theta=140^\circ$ 付近に圧力の谷が現れない場合は、円柱側面から交互に流出するカルマン渦は存在しないことを意味している。この等圧力線図から $H/D=1$ の円柱から流出する渦と $H/D=7$ の円柱から流出する渦は異なったものであることがわかる。

測定した側面の表面圧力分布より抗力係数を求める。第5図に抗力係数 (C_D) を示す。図中には Etzold & Fiedler ($Re=3 \times 10^4$)¹⁾, Dj Farivar ($Re=7 \times 10^4$)²⁾, 岡本・八木田 ($Re=1.33 \times 10^4$)³⁾ の結果を同時に示した。この図より $D/H=0.25$ 付近 (すなわち $H/D=4$) より曲線が急激に変化することが見られる。これは $H/D=7$ のように等圧力線図において圧力の谷が二つ存在する場合、局所抗力係数は円柱先端付近で急激に増加する。したがって、 $H/D=1$ のように圧力の谷が一つしか存在しないものとは異なる。また $H/D \leq 4$ の円柱では C_D の値は比較的变化が少なく、小さい値であるが、これは円柱自由先端部からの吹きおろしが強く、背面において圧力がかなり回復したことによるものと思われる。また、二次元円柱では吹きおろしがなく、背面の静圧の回復がおそいため、平均抗力

(a) $H/D=1$ (b) $H/D=2$ (c) $H/D=4$ (d) $H/D=7$

第6図 馬てい渦

第7図 再循環領域の大きさ

係数は最大値を示すことから裏付けられる。

3.2 渦の形成 円柱まわりの流れの場においては、次のような2種類の渦が存在する。

(1) 円柱と平面壁との接続領域に発生する渦

(2) 円柱表面のはく離線の後方に発生する渦

平面壁上の円柱近くのはく離線の内側に馬てい形渦が生じ、この渦は円柱前方から両側をまわり、流れ方向に軸をもち下流へ流れる。回流水槽を用い、インキ流しの方法によって可視化観察を行うと第6図に示すように馬てい形渦の存在が確認された。この馬てい形渦の外側では吹きあげ、内側には吹きおろしがあり、これが円柱後方の downwash を強める原因であると考えられる。第6図を見ると H/D の値が大きくなるにつれ、円柱高さに対する馬てい形渦の相対的大きさは減少し、円柱自由先端からの downwash を強める作

用は弱まるものと思われる。

また、小縦横比の円柱の上端から離れた流線は下流で平面壁上に再付着し、この流線で囲まれた内側に再循環領域が形成される。この再循環領域の大きさを調べるために、再循環領域の大きさの目安として、ピトー管を用いて $Y/D=0$ の断面における動圧が0となる位置、すなわち速度が0となる位置を求め、その点を結んだものが第7図である。この図から H/D の値が増えるにつれ、再循環領域の全体の大きさが増すことが明らかである。なお、図中には二次元円柱の結果を同時に破線で示した。この二次元円柱の再循環領域の長さ ($X_r/D=2.25$) は Etzold & Fiedler¹⁾ と一致した。また $H/D \leq 4$ では地面付近の再循環領域の流れ方向の大きさは、 H/D の値が増すにつれ、下流方向にのびるが、 $H/D=7$ では $H/D=4$ の場合に比べて手前に、すなわち上流側にもどる。これは $H/D=7$ の場合、円柱自由端の影響が先端部に限られることから、自由端からの downwash が根元付近まで達せず、このような結果になったものと思われる。平面壁上の再循環領域の長さは、円柱自由端からの剥離した流れの平面壁上への再付着点に対応するものと思われるが、 $H/D=1$ の円柱について調べると、平面壁上への再付着点、すなわち、平面壁上の等圧力線図の円柱下

第8図 再循環領域の長さ

第9図 アーチ渦、カルマン渦

流の最大圧力点、 $X/D=2.92$ という位置は、第7図より速度が0となる線を結び外挿して到達した平面壁上の位置とほぼ一致した。したがって速度が0となる線の平面壁上における位置と平面壁上における再循環領域の最大長さとはほぼ一致するため、第7図より求めた平面壁上における再循環領域の流れ方向における最大長さの変化を第8図に示す。図中には煙が上流にもどる位置から求めた Etzold & Fiedler¹⁾ の結果を同時に示した。再循環領域の最大長さも $D/H=0.25$ (すなわち $H/D=4$) 付近に最大値をもち、それを境として変化の様子が異なることが明らかである。

この再循環領域では前述の(2)の渦の生成が考えられるが、第9図には $H/D=1 \sim 7$ の有限長円柱側面から流出する渦の様子を上部より観察した写真を示す。 $H/D=1$ と2の円柱では、円柱の両側面から同時に剥離し、周期的に下流へ流出する対称形の渦、すなわちアーチ渦の存在が確認された。さらに H/D の値を増

第10図 アーチ渦、カルマン渦

第11図 平面壁上の等圧力線図

していき、 $H/D=4$ から $H/D=7$ になると非対称形の渦、すなわちカルマン渦になることが確認できた。

アーチ渦、カルマン渦を側面から観察したものが第10図である。 $H/D=1$ と 2 の場合では流出したアーチ渦が吹きおろしの影響を受け、下流にいくにつれて斜めに傾き、Savory & Toy⁹⁾が平面壁上の半球より流出するアーチ渦のフローパターンで示したように、下流に流出する様子がうかがわれる。一方、 $H/D=7$ の円柱では、カルマン渦は円柱の軸と平行に下流に流出する。これらの渦の動きは第11図に示されている平面壁上の等圧力線図からも見られる。この図では $H/D=0.5\sim 2$ までの円柱では、円柱斜め後方に最小圧力領域が一对存在するが、これは周期的に下流へ流れ出たときのアーチ渦の根元の位置に対応するものと考えられる。これを確認するために、第12図に歯みがき粉の溶液を用い表面塗布法によって可視化した平面壁上の円柱まわりのフローパターンを示す。(a)の $H/D=1$ の場合、有限長円柱の斜め後方では平面壁上に双子渦の存在が見られ、第11図の等圧力線図から見られる円柱後方の一对の最小圧力領域はこの双子渦の位置と一致した。したがって先に述べた円柱背面の等圧力線図で $\theta=140^\circ$ 付近に圧力の谷が現れない場合、円柱からはアーチ渦が流出し、その渦糸の両端はこの平面壁上の最小圧力領域に位置し、平面壁上の球、半球柱体の場合⁹⁾と同質の渦系である。アーチ渦は、これらの根元の位置を軸として、先端からの強い downwash によって斜めに傾き倒され、下流に流出するものと考えられる。

さらに H/D の値を増し、 $H/D=4, 7$ になると第11図に示されているように円柱後方の一对の最小圧力領域はしだいにその間隔が接近し、 $H/D=7$ の円柱では $Y/D=0$ 付近に一つの最小圧力領域を形成する。また第12図(b)に示されている $H/D=7$ の有限長円柱まわりのフローパターンでは $H/D=1$ の場合の双子渦のような形とは異なり、渦が1カ所に集中したようにな

り、その位置は等圧力線図の一つの最小圧力領域の位置とほぼ一致した。3.1の表面圧力分布で $H/D=7$ の円柱の場合、円柱背面の先端から $0.5D$ 、 $\theta=140^\circ$ 付近の圧力の谷は側面からはく離れたカルマン渦列の渦糸の一端がその位置に固定されている場所であると述べたが、この平面壁上の一つの最小圧力領域にはカルマン渦列の渦糸の他端が位置している。このようにカルマン渦列の渦糸は、その上端は円柱先端近くの背面、もう一方の下端が円柱直後の平面壁上にあることは、岡本・八木田⁹⁾の $H/D=15$ の有限長円柱の水槽実験の結果⁹⁾やその他の結果⁹⁾においても明らかである。したがってカルマン渦の両端を結ぶ渦糸は円柱に対して斜めに傾いているようであるが⁹⁾、これは円柱自由端からの吹きおろしの影響によるものである。また、カルマン渦の渦糸の上端は、先端より $0.5D$ 、 $\theta=\pm 140^\circ$ 付近の左右の位置にあることから、自由端付近の渦の形は、清水⁹⁾が可視化しているように双子渦になっている。第11図には平面壁上のはく離線を破線で示す。はく離線は $H/D=1$ から $H/D=4$ までは H/D の値を増すと外側に位置するようであるが、それ以上増すと岡本・八木田⁹⁾の水槽実験における結果のように内側に位置し、はく離領域が縮小するものと思われる。なお、このはく離線の変化は第8図に示されている再循環領域の長さの変化に対応しているものである。

次に円柱から流出する渦について調べるために熱線流速計を用いてエネルギー Spektral 分布を求める。一例として第13図に $X/D=2$ 、 $Y/D=0.5$ の位置における $H/D=7$ の円柱での Z/H によるエネルギー Spektral 分布の変化を示す。 $Z/H=0.04\sim 0.43$ までは Spektral 分布に卓越周波数でのピークが現れているが、 $Z/H\geq 0.57$ では、そのピークがくずれ、さらに上方では存在しない。これはピークが存在する範囲では規則的な流出渦が存在するものと考えられる。したがって $H/D=7$ の円柱でもカルマン渦は $Z/H\leq 0.4$ では流出しているが、それより上方では周期的に流出するカル

(a) $H/D=1$

(b) $H/D=7$

第12図 平面壁上の円柱まわりのフローパターン

第13図 エネルギスペクトル分布

第14図 ストラハル数

マン渦は自由先端からの吹きおろしの影響を受けて双子渦のような形に変化するものと思われる。スペクトル分布でピーク値をもつ卓越周波数より流出渦の St 数を求め、その結果を第14図に示す。この図を見ると St 数はアーチ渦が流出している $H/D < 4$ では、 H/D の値が増すにつれ減少し、 $H/D = 3$ 付近で最小値となり、さらにカルマン渦が周期的に流出していると思われる $H/D \geq 4$ では H/D の値を増すと再び増加することが明らかである。

3.3 乱流後流の速度、乱れ強さ分布 有限長円柱の乱流後流は円柱先端からの吹きおろしが煙の挙動に影響を与えるので、大気汚染の問題に関連して重要性をもっている。ここでは円柱自由先端からの吹きおろしを中心に調べることにする。円柱下流の再循環領域は $H/D = 4$ の場合でも $X/D = 4.85$ で終わり、その下流には平面壁に沿ってせん断層が形成される。この遠隔後流の下流方向への変化を調べるために、第15、16図に $Z/H = 0.5$ の水平面における速度欠損および乱れ強さの X 方向、 Y 方向、 Z 方向成分の変化を示す。なお、図中には二次元円柱の場合の結果を破線で同時に示した。速度欠損分布をみると二次元円柱は $Y/D = 0$ で最大値をもつ一つ山の分布形で下流に行くにしたがって最大速度欠損の値は減少し、後流が横に

第15図 速度欠損分布 ($Z/H = 0.5$)

ひろがっていくことが明らかである。 $H/D = 1$ の円柱の場合、 $X/D = 5 \sim 14$ において二つ山の分布形であるが、 $H/D = 2$ の円柱の場合、 $X/D = 5$ では一つ山、 $X/D \geq 7$ では二つ山の分布形である。また $H/D = 4$ の場合は、 $X/D = 5 \sim 14$ で $Y/D = 0$ で最大値をもつ一つ山の分布形であるが、 $H/D = 7$ の場合は、 $X/D \leq 7$ では一つ山、 $X/D \geq 10$ では二つ山の分布形となる。二つ山の分布形は有限長円柱の後流の特色で、円柱の自由先端部からの主流が吹きおろすところでは速度欠損の Y 方向分布に二つ山が現れる。二つ山の中心部分は主流の吹きおろしによる増速部分である。したがって $H/D = 1$ の円柱では、 $X/D = 5$ でも円柱自由先端からの吹きおろしが及んでいることが明らかである。さらに H/D の値を増すと、 $H/D = 2$ の円柱では、 $X/D = 5$ で円柱先端からの吹きおろしの影響は現れず、円柱両側面からの吹きこみによって一つ山の分布形であるが、 $X/D \geq 7$ では先端からの吹きおろしが現れ、二つ山の分布形となる。また $H/D = 4, 7$ の円柱では、 $H/D = 7$ の円柱が $X/D \geq 10$ では先端からの吹きおろしが現れ、二つ山の分布形となるのに対し、 $H/D = 4$ の円柱では、 $X/D = 14$ においてさえ、自由先端からの吹きおろしが及ばず一つ山の分布形である。これは再循環領域の長さが $H/D = 4$ に比べて、 $H/D = 7$ の場合が

(a) X 成分

(c) Z 成分

第 16 図 乱れ強さ分布 ($Z/H=0.5$)

(b) Y 成分

短く、したがってこの結果になったものと思われる。全体的に分布形を見ると、 $H/D=1, 2$ と $H/D=4, 7$ という二つの形に大別できる。これは第 8 図の再循環領域の変化と密接な関係があると考えられ、 $H/D=4$ を境にして、 $H/D < 4$ の場合では円柱先端からの吹きおろしの影響が支配的な流れの領域と $H/D \geq 4$ では、吹きおろしがほとんど及んでいない流れが支配的な領域というように二分される。

第 16 図に乱れ強さの各成分の下流に沿う変化を示すが、全体的に分布形は速度欠損と同じような変化を示す。乱れ強さの X 成分と Y 成分の大きさを比較すると、先端からの吹きおろしの影響が現れる二つ山の分布形となる $H/D=1, 2$ の場合、 $Y/D=0$ 付近では乱れ強さの Y 成分は X 成分より大きい。しかし、 $H/D=4$ の場合では両成分の値はほぼ等しく、さらに $H/D=7$ では、後流全体にわたって Y 成分は X 成分より大きい値である。これは $H/D=1, 2$ の円柱では $Y/D=0$ 付近で後流が横にひろがろうとする性質は比較的強いが、それ以外の領域では弱く、 $H/D=7$ の円柱になると二次元円柱の場合と同じく、後流領域全体にわたって横方向にひろがるという性質が強くなるものと思われる。また円柱後方の $X/D=5, 7$ という近傍領域では、 $H/D=1, 2$ の円柱の場合、 $Y/D=0$ 付近の乱れ強さの X 成分と Z 成分の大きさがほぼ近い値であるのに対し、 $H/D=4, 7$ の円柱では Z 成分の値は X 成分の値よりかなり小さい。したがって、乱れ強さの Y, Z 成分の大きさの変化を考えあわせると $H/D=1$,

2の円柱では、 $Y/D=0$ 付近では乱れ強さの Z 成分の値が X 成分の値に対し、比較的大きいため後流が平面壁にむかって下方にさがるという性質が強く、また、横にひろがろうとする性質は $H/D=4, 7$ の場合と比べて相対的に弱まるものと思われる。しかし、その傾向も再循環領域よりはるか下流の $X/D \geq 10$ の範囲では弱まり、 $H/D=1, 2$ の円柱でも Z 成分の値は X 成分の値より相対的に小さい値となる。

4. 結 論

本研究によって得られた結果を要約すれば次のとおりである。

1) 抗力係数は H/D の値が大きくなるにしたがって増加するが、円柱自由先端部付近の先端より $0.5D$ 、 $\theta=70^\circ$ 付近の圧力の谷に加えて、背面の $\theta=140^\circ$ 付近にも圧力の谷がもう一つ現れ始める $H/D=4$ 付近から急激に増加する。

2) 円柱まわりの馬てい渦の円柱高さに対する相対的大きさは、 H/D の値が大きくなるにつれ減少し、したがって円柱自由先端からの吹きおろしを強める作用は H/D の値が大きくなるにつれ弱まる。

3) 円柱後方の再循環領域の全体の大きさは H/D の値が増加するにしたがって増す。しかし平面壁付近の下流方向の最大長さは H/D の値が増加するにした増え、 $H/D=4$ 付近で最大値に達するが、さらに H/D の値を増すと減少する。

4) 円柱側面から流出する渦は、 $H/D=1, 2$ ではアーチ渦、 $H/D=4$ から $H/D=7$ にかけてカルマン渦へと移行する。この流出渦の St 数は、アーチ渦が流出している領域では H/D の値が増すと減少し、 $H/D=3 \sim 4$ 付近では最小値となり、さらに H/D の値を増し、カルマン渦が流出している領域では再び増加する。

5) 円柱後方の後流は速度欠損分布、乱れ強さ分布から見て、 $H/D=1, 2$ の場合、自由先端部からの吹き

おろしの影響が支配的であり、円柱下流の近傍領域の $Y/D=0$ 付近では乱れ強さの Z 成分の値は大きい値を示し、その後流は平面壁にむかって下方にさがり、横にひろがる。しかし $H/D=4, 7$ の円柱の場合になると吹きおろしの影響は少なく、乱れ強さの Y 成分の値は後流領域全体に大きい値を示しており、平面壁にむかって下方にさがる性質より横にひろがる性質が強い。

最後に本実験に協力いただいた当時本学4年生の菅野泰成君、高野和則君に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Etzold, F. and Fiedler, S.: The Near-Wake Structure of a Cantilevered Cylinder in a Cross Flow, *Z. Flugwiss.*, 24 (1976), pp. 77-82.
- 2) Farivar, Dj.: Turbulent Uniform Flow around Cylinders of Finite Length, *AIAA J.*, 19 (1981), pp. 275-281.
- 3) 岡本哲史、八木田幹：一樣流に平行な平面に垂直に置かれた有限長円柱の流れに関する実験的研究，機論，38，313 (1972)，pp.2259-2267.
- 4) Slaouti, A. and Gerrard, J. H.: An Experimental Investigation of the End Effects on the Wake of a Circular Cylinder Towed through Water at Low Reynolds Numbers, *J. Fluid Mech.*, 112 (1981), pp. 297-314.
- 5) 谷口清一、坂本弘志、有江幹男：乱流境界層の中に存在する直立円柱周辺の流れ（円柱の直径と高さが異なる場合），機論，46，405 B (1980)，pp.802-811.
- 6) Okamoto, S.: Turbulent Shear Flow Behind Hemisphere-Cylinder Placed on Ground Plane, *Turbulent Shear Flows 3*, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982, pp. 171-185.
- 7) Farrell, C., Carrasquel, S., Güven, O. and Patel, V. C.: Effect of Wind Tunnel Walls on the Flow Past Circular Cylinders and Cooling Towers Models, *Trans. ASME, Ser. I*, 99 (1977), pp. 470-479.
- 8) Savory, E. and Toy, N.: The Flow Regime in the Turbulent Near Wake of a Hemisphere, *Experiments in Fluids*, 4 (1986), pp. 181-188.
- 9) 日本機械学会編：写真集「流れ」，丸善，東京，1984，pp. 46-48.