空気輸送のシミュレーションのための実験研究*

(第1報, 線形乱流せん断流中の円柱に働く流体力)

山本富士夫*¹, 紋谷英樹*²

An Experimental Study for Simulation of Pneumatic Conveying (1st Report, Fluid Forces Applied on a Circular Cylinder in Linear Turbulent Shear Flow)

Fujio YAMAMOTO and Hideki MONYA

The present experimental study was undertaken to answer demands for some basic data in the numerical simulation of pneumatic conveying. In this first report, the fluid forces applied on a circular cylinder in a linear turbulent shear flow were investigated by the pendant method and the measurement of pressure distribution on circular cylinders. The experiment was carried out using a vertical duct. The effects of the velocity gradients of the mean flow and the Reynolds number on the drag and lift were discussed. The following conclusions were obtained: (1) Lift was applied in the direction from the higher velocity side of the approaching flow to the lower velocity side on a circular cylinder in a linear turbulent shear flow. The coefficient of lift increased as the velocity gradient became sharper. (2) Both coefficients of drag and lift increased as the Reynolds numbers became higher and the turbulence of the duct flow became greater. As a result, the basic data of coefficients of drag and lift are proposed for the Reynolds numbers $Re_c = 3\,300 \sim 13\,000$.

Key Words: Fluid Mechanics, Pneumatic Conveying, Linear Turbulent Shear Flow, Circular Cylinder, Lift Coefficient, Drag Coefficient.

1. 緒 言

最近の空気輸送の数値シミュレーションの研究では, 粉粒体に働く揚力や抗力, 壁面との衝突時の反発と摩擦については, 空気輸送とは独立した実験で得られた実験係数を導入し, 計算結果の一般化がはかられている^{(1)~(3)}. また, 粒子の運動に及ぼす気流の乱れの影響を $k-\varepsilon$ モデルを導入して調べる⁽⁴⁾⁽⁵⁾ など, 乱流特性の数値計算が始まっており, 空気輸送の数値シミュレーションはますます重要視されてきている^{(6)~(9)}. 同時に, 運動方程式の各項に係る実験係数や粒子の運動を支配する幾何学的条件などに関する定量的な基礎研究が強く望まれるようになってきた.

実際の空気輸送では, 管内気流は乱流せん断流をしているので, 一様な流れで得られた実験係数をそのままシミュレーションに用いるのは問題である. せん断流中に置かれた円柱や球に働く揚力や抗力に関する研究は, 層流の場合には多く見られる⁽¹⁰⁾ が, 乱流の場合には少ない⁽¹¹⁾. とくに, 揚力の作用方向が低レイノルズ数の層流の場合と乱流の場合とでは反対になること

はあまり知られていないようである. また, せん断流による揚力は無視される⁽¹²⁾ことが多いが, 鉛直管内では揚力は粒子の横方向の運動を支配するので, それを無視するのは妥当でない.

そこで著者らは, 平均速度こう配が一樣で乱れ度を有する. いわゆる, 線形乱流せん断流をするダクトを作り, その気流中に置かれた円柱や球に働く揚力と抗力を, 主として圧力分布の測定によって, また, 補助的にペンダント法を用いて調べた. まず, 基礎的で実験しやすい形状の円柱について報告し, 球については次報で述べる.

2. 記 号

本論文で使用する主な記号は次のとおりである.

- b : ダクトの幅の半分
- C_D : 抗力係数
- C_L : 揚力係数
- C_p : 圧力係数
- d : 円柱の直径
- F_b : 浮力
- F_D : 抗力
- F_L : 揚力
- g : 重力の加速度

* 平成元年4月4日 第66期通常総会講演会において講演.
原稿受付 昭和63年4月26日.

*¹ 正員, 福井大学工学部 (〒910 福井市文京3-9-1).

*² 正員, 渋谷工業(株) (〒920 金沢市大豆田本町).

G : ダクト内気流の無次元速度こう配
 $= 2b\lambda/U_d$
 K : 円柱の近寄り流れの無次元速度こう配
 $= d\lambda/U_{cen}$
 L : 円柱の長さ
 m : 質量
 p : 円柱表面の静圧(時間平均値)
 p_s : 気流の静圧(時間平均値)
 Re_c : 円柱に対するレイノルズ数 $= dU_{cen}/\nu$
 Re_d : ダクトに対するレイノルズ数 $= 2bU_d/\nu$
 T_u, T_v : 速度の X, Y 方向成分の乱れ度
 U : 気流の時間平均速度
 U_d : 気流のダクト断面平均速度
 U_{cen} : 円柱中心に向かう近寄り流れの速度
 u : 速度の X 方向変動成分
 v : 速度の Y 方向変動成分
 $-\overline{uv}/U^2$: 無次元レイノルズ応力
 X, Y, Z : 座標軸 [図1(b)]
 x, y, z : 座標
 θ : 角度 [図1(b)]
 θ_{st} : よどみ点の角度
 λ : 速度こう配 $= \partial U / \partial y$
 ρ_a : 空気密度
 ϕ : 釣下げ糸の傾き角度

3. 実験装置および実験方法

3.1 ダクトと不等間隔格子 図1(a), (b)に実験装置の概略図と座標を示す。座標の原点を不等間隔格子の中心にとり、気流の方向を X 方向とする。気流は、 Y 方向に直線的な速度こう配を持ち、 Z 方向には一様な二次元せん断流をする。ダクトは、150 mm × 150 mm の正方形断面の鉛直吸込形で、写真撮影の都合上、厚さ 5 mm の透明アクリル板で作られている。その全長は 2700 mm である。ダクトの入口にベルマウスを付け、一つの手カムと5枚のスクリーンを100 mm 間隔に置いて、一様な気流が得られるようにした。テストセクションでは、せん断格子のない場合、一様な気流の最大平均風速は 20 m/s、乱れ度は 1.4% である。また、風速の調節にはブロウの出口に取付けられた弁を用いた。線形せん断流を作るために、 Y 軸方向に不等間隔で配置した直径 3 mm の丸棒からなる格子をテストセクションの上流 250 mm のところに取り付けた。各丸棒間の間隔は、Owen-Zienkiewicz⁽¹³⁾ による非粘性流体の単純せん断流の作製理論を基にしたが、そのままでは十分に一様な速度こう配が得られないため、試行錯誤的に格子の間隔の調整と速度分布

の測定とを繰返し、無次元速度こう配が $G=0.2, 0.4, 0.6$ の一定の3種類の線形せん断流を得た(図2)。いずれの G についても良好な二次元性が得られている。な

図1 実験装置

(a) Y 方向

(b) Z 方向

図2 速度分布

お、テストセクションでは、主流方向における速度こう配の変化は見られなかった。また、断面平均流速を $U_d = 12 \sim 19 \text{ m/s}$ の間で変化させても速度こう配に変化はなかった。

流速 U の測定には標準ピトー管を用いた。また、 X 方向と Y 方向の速度成分の乱れ度やレイノルズ応力の測定には、熱線流速計の I 形プローブを回転させる方法を用いた。これらのデータ処理のために、熱線流速計、A-D コンバータ、および、パーソナルコンピュータからなる自動計測システムを構成した。実験ダクトの乱れ度とレイノルズ応力の分布を図 3 に示す。

3.2 ペンダント法による揚力の測定 ペンダント法で使用した円柱は 4 種類で、それぞれの直径は $d = 4, 6, 8, 10 \text{ mm}$ で、長さはいずれも $L = 100 \text{ mm}$ である。円柱は $x = 6b$ のダクト断面の中央(テストセクションの中心)に位置している。揚力 F_L (流れ方向と円柱

の軸方向の両方に直角な方向の力)の大きさは抗力 F_D の大きさと比較してかなり小さいため、 F_D と円柱に働く重力 mg がほぼ釣り合うように円柱を中空にしたり、比重の小さい材料の円柱を用いるなどして、 F_L が円柱に作用することによるつり糸の傾き角度 ϕ が大きく出やすいようにした。円柱をつり下げた糸はナイロン糸をできるだけ細かく解いたもので、その直径は $20 \mu\text{m}$ である。

円柱に働く力の釣り合いより、揚力は次式によって求められる。

$$F_L = (mg - F_D - F_b) \tan \phi \quad (1)$$

ただし、つり下げ糸に働く力は無視されている。

実験の手順としては、まず、ダクト内の気流の速度が 0 m/s のとき(無風時)の 2 本のつり下げ糸の写真を数枚撮った。次に、ブロウを始動し、それが定常運転状態となった後で、パワーワインダ付きのカメラでペンダントの動きをフィルム 25 枚分連続撮影した。撮影されたネガフィルムを引伸ばし機で拡大投影し、糸の傾きを読取った。読取りにはデジタイザとパーソナルコンピュータを使い、データ処理を行った。

3.3 円柱表面の圧力分布の測定 線形せん断流中に静止している円柱表面の圧力分布を測定した。円柱は、 $x = 6b$ のダクト断面に位置していて、ダクトを貫通しており、外部から円柱の軸(Z 軸)のまわりに回転できるようになっている。円柱の直径は $d = 4, 6, 8, 10 \text{ mm}$ の 4 種類である。円柱はいずれも中空になっている。円柱のスパン方向中心に正確に開けられた 0.5 mm の穴を円柱表面に作用する圧力の測定孔とした。円柱を 10° ずつ回転させ、円柱表面の静圧 p と円柱を含む同じ断面におけるダクトの壁面静圧 p_s との差をマンメータで測定した。なお、円柱の両端近くには先端をとがらせた厚さ 2 mm の端板を取付け、ダクト壁面に沿う境界層の影響を取り除くようにした。

なお、圧力係数は次式で定義される。

$$C_p = (p - p_s) / (1/2 \rho_a U_{cen}^2) \quad (2)$$

これを、次式によりシンプソン法を用いて数値積分して、抗力係数(圧力抗力係数)と揚力係数(圧力揚力係数)を計算した。ただし、乱流せん断流中では、 F_L は Y の負の方向に働くので、式(4)の右辺に負符号を付けて、 C_L を正数とした。

$$C_D = \int C_p \cos \theta d\theta \quad (3)$$

$$C_L = - \int C_p \sin \theta d\theta \quad (4)$$

(a) X 成分の乱れ度

(b) レイノルズ応力の分布

図 3 乱れ度とレイノルズ応力の分布

4. 実験結果とその考察

4.1 ペンダント法による円柱に働く揚力の測定

糸でつり下げられた円柱が、せん断流による揚力によって気流速度の低速側に傾いている様子を図4(a)の写真に示す。比較のために、無風時のペンダントの様子を図4(b)に示す。

ペンダント法で円柱に働く揚力 F_L を求めるには、抗力 F_D の値を既知として扱う必要がある。当初は、一様流れ中の円柱の Re_c - C_D 曲線⁽¹⁴⁾から読取った無限長の円柱の抗力係数 C_D を使って、抗力を計算しようとした。しかし、アスペクト比 L/d が小さい有限長の円柱の場合、実験では抗力(上向き)が重力(下向き)より大きくなり、円柱が浮き上がってしまい、ペンダント法が意味をなさない。これは、有限長の円柱の端面では巻込みうずの影響を無視できないためである。そこで、実験ダクト内で供試の円柱の表面の圧力分布を測定して得られた $C_D=0.95$ を使って C_L を求めた。その結果、 $C_L=0.008\sim 0.015$ ($G=0.2$, $Re_c=5\,000\sim$

(a) $U_d=19\text{m/s}$ (b) 無風時

図4 ペンダントの写真

(a) 一様流れ (b) 線形せん断流

図5 円柱表面の圧力分布

13 000)を得た。なお、これらのデータは有限長の円柱について得られたものであるから、完全な二次元流れの中で得られたものではない。

4.2 円柱表面の圧力分布 線形乱流せん断流中の円柱表面の圧力を $G=0, 0.2, 0.4, 0.6$, $U_d=U_{cen}=12, 15, 17, 19\text{ m/s}$ について測定した。円柱の直径は $d=4, 6, 8, 10\text{ mm}$ である。 $U_d=19\text{ m/s}$, $d=8\text{ mm}$ で、 $G=0$ と $G=0.6$ の場合の圧力分布をそれぞれ図5(a), (b)に示す。角度 $\theta=0$ は円柱の真下にとった。したがって、 θ の負の側では気流の速度が大きく、正の側では小さい。 $G=0$, すなわち、一様流れ中の円柱表面の圧力分布図は $\theta=0_{\text{rad}}$ を軸として左右対称になっており、円柱は揚力を受けていない。一方、 $G=0.6$ のせん断流中の円柱では、 C_D の極小値までは θ の正の側よりも θ の負の側のほうが圧力が高く、極小値からはく離点までは θ の正の側の圧力が高くなっているものの、全体としては負の側の圧力が高く、 θ の負の側から正の側に、すなわち、気流の速度の大きいほうから小さいほうに揚力の作用していることがわかる。

円柱表面の圧力分布を式(3), (4)によって一周積分して、抗力(圧力抗力)と揚力(圧力揚力)を計算した。抗力係数 C_D を図6に示す。

$G=0$ では C_D が他の G の場合に比べて小さいが、 $G=0.2$ 以上では G によらず C_D の値はほぼ一定である。 $G=0$ の場合とそれ以外の $G=0.2, 0.4, 0.6$ の場合との大きな違いは、 $G=0$ では、不等間隔格子を入れていないため、 $G=0.2, 0.4, 0.6$ のせん断流より乱れ度が半分近くも小さくなっていることである(図3)。一方、レイノルズ数が大きくなると、 C_D の値も大きくなっていることがわかる。横軸にレイノルズ数 Re_c をとって整理し直したものを図7に示す。一様な流れ中の円柱の Re_c - C_D 曲線⁽¹⁴⁾でも $Re_c=2\,000\sim 14\,000$ の範囲では、 C_D が Re_c とともに大きくなっている。し

図6 抗力係数と無次元速度こう配の関係

図7 抗力係数とレイノルズ数の関係

図9 揚力係数と無次元速度こう配 K の関係 図8 揚力係数と無次元速度こう配 G の関係

図10 よどみ点のずれ角と無次元速度こう配の関係

かし、本実験で得られた C_D の値は、そのような Re_c - C_D 曲線のものに比べて全体的に 10% 程度大きい。これは、気流の乱れ度が大きく影響したためと思われる。

揚力については図8のような結果を得た。図8より、 G が大きくなるに従い C_L の値も大きくなることと、その増加の割合は Re_c に伴って大きくなることから、 K に対する C_L の変化を、 d と U_{cen} をパラメータとして、図9に示す。図9より C_L は K とともに大きくなることは明らかであるが、実験点のばらつきはかなり大きい。さて、 d が同じ場合でも、 U_{cen} が大きくなると、 C_L は Re_c とともに大きくなるから、図では同じ K に対する C_L の値は U_{cen} とともに大きくなる結果を示し、点のばらつきとなって表れている。

また、圧力係数 C_p の分布よりよどみ点の角度 θ_{st} (円柱前縁からの角度、 θ と同じく気流の低速側を正の側とした) を求め、 G との関係調べた。 θ_{st} は次の手順で数値微分して求められた。すなわち、円柱を 10° ずつ回転させて得られた 36 個の実験値の中で、 C_p が

最大となる点とその隣の 2 点の合計 3 点を通る二次曲線で近似し、 $dC_p/d\theta=0$ となる角度を θ_{st} とした。無次元速度こう配 G で整理した θ_{st} を図10に示す。図10より、せん断流によって、 G が大きくなるほど、円柱の前縁におけるよどみ点は高速側へずれることがわかる。以上より、よどみ点のずれ角 θ_{st} と揚力係数 C_L に相関関係があるといえる。

5. 結 言

線形乱流せん断流を持つ鉛直円柱の中に置かれた円柱に働く抗力と揚力をペンダント法と圧力分布の測定によって調べた。その結果を要約すると次のとおりである。

(1) 線形乱流せん断流中に糸でつり下げられた円柱(ペンダント)は、近寄り流れの高速側から低速側に向かう揚力を受ける。揚力係数は、 $C_L=0.008\sim0.015$ であった。ただし、本実験の無次元速度こう配は $G=0.2$ 、円柱に対するレイノルズ数の範囲は $Re_c=5000\sim13000$ である。

(2) 線形乱流せん断流中に置かれた円柱の表面の圧力分布を測定した結果、抗力は速度こう配に依存しないことと、速度こう配による揚力は、近寄り流れの高速側から低速側に向かい、その大きさは速度こう配、および、レイノルズ数とともに大きくなることを図9に示した。ただし、本実験の円柱に対するレイノルズ数の範囲は $Re_c=3\,300\sim13\,000$ 、近寄り流れの無次元速度こう配は $K=0\sim0.063$ である。

(3) 円柱の前縁におけるよどみ点の位置は、速度こう配の増加とともに、近寄り流れの高速側にずれる。

文 献

(1) 辻, 空気輸送の基礎, (1984), 6, 養賢堂.

- (2) 山本, 機論, 51-471, B (1985), 3712.
- (3) 森川・辻, 機論, 43-375 (1977), 1850.
- (4) Chen, C. P. and Wood, P. E., *Can. J. Chem. Eng.* **63** (1985), 349.
- (5) Elghobashi, S., *Int. J. Multiphase Flow*, **10** (1984), 697.
- (6) Laitone, J. A., *Trans. ASME, J. Appl. Mech.*, **48-3** (1981), 465.
- (7) Marconi, F., *AIAA J.*, **19-10** (1981), 1294.
- (8) 武川・ほか3名, 機論, 43-375 (1977), 1850.
- (9) Choi, Y. D. and Chung, M. K., *Trans. ASME, J. Fluid Eng.* **105** (1983), 329.
- (10) 有江・ほか2名, 機誌, **71-609** (1969), 1400.
- (11) 安達・加藤, 日本航空宇宙学会誌, **23-256** (1975), 45.
- (12) 辻・ほか4名, 機論, 53-488, B (1987), 1240.
- (13) Owen, P. R. and Zienkiewicz, H. K., *J. Fluid Mech.*, **2-6** (1957), 521.
- (14) 例えば, Schlichting, H., *Boundary-Layer Theory*, (1968), 17, McGraw-Hill.