

粗度近傍の流れと流体力に関する実験的研究

Experimental Study on the Flow in the Vicinity of the Rough
Boundary and on Aerodynamic Forces.

早稲田大学 大学院 学生員 城 衛
早稲田大学 学 生 学生員 植松 龍 二
早稲田大学 学 生 学生員 藤崎 伸二郎
早稲田大学理工学部 正 員 吉川 秀 夫

1. はじめに

河床を形成する砂粒に働く力は、従来から実用上底面せん断力として表現されてきた。また一方、掃流砂の解析においては、これを1つの砂粒に働く流体力と見る。本研究は、基本的には後者の考え方に基づくものである。要素に働く流体力の研究には、Chepil¹⁾, Coleman²⁾, Aksoy³⁾, 中川・辻本ら⁴⁾, 神田・鈴木⁵⁾などがあるが、これらの多くは次式

$$D = 1/2 C_D \rho A U_0^2 \quad \text{----- (1)}$$

(D: 抗力, C_D : 抗力係数, ρ : 流体密度, A: 投影面積, U_0 : 代表的流速)

によって、流体力の算定を試みたものである。しかし、特に理論的裏付けもなく代表的流速を粒子の中央の高さにおける流速や平均流速とし、またそれを用いたReynolds数に対する抗力係数 C_D を求めて、一樣流速場の球に働く抗力係数と比較している。本研究は、河床を形成する砂粒のモデルとして、以下に述べるようにChepilと同様に風洞装置の底面に球を密に敷きつめたものを用い、その中の1つの球の全表面上の圧力分布を実験によって求めた。それを以下に述べる無次元化を行ない、その圧力分布から粗度を形成する球に働く流体力を算定するという、従来の研究とは異なる方法により検討した。

また、粗面を形成する一個の球の近傍に着目した場合、従来から予想されているように、その前後左右における底面と垂直方向の平均流速分布にズレが存在する。それを実験によって確かめ、さらにその特徴と流体力算定における代表的流速との関連についても述べる。

2. 粗面上に固定された球体に働く流体力の特性

粗面上の球に働く流体力を測定するには、辻本らや神田らのように片持梁式装置を用いて流れ方向の合力を測定する方法と、Chepilのように球表面の圧力分布を測定して抗力と揚力の平均値を求めるという、主に2通りがある。本研究においては、抗力と揚力を同時に測定でき、またそれぞれの作用点や分布状態の変化などの特性が得られる後者の方法を採用した。

実験は、高さ40cm、幅30cm、長さ800cmの長方形断面風洞の底面に直径 $d = 3.8\text{cm}$ の球を六角形配置で密に敷きつめた粗面を用いた。先の報告⁶⁾⁷⁾と同様に、図1のように要素の球と同じ直径の球を、境界層が十分発達した地点の

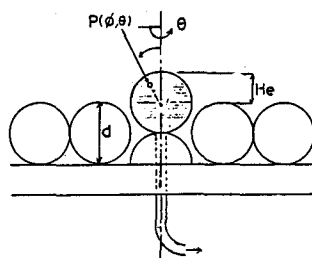


図1. 圧力分布測定装置

底面中央部に固定し、その球の1ヵ所に小さな穴 ($\phi = 0.2\text{mm}$) をあけ、その穴から取った圧力と風洞内の静圧との差圧の平均値を精密微差圧計で測定した。この穴の位置を図1の ϕ と θ を 10° きざみの点に置き、球の全表面の圧力分布を求めた。また、辻本らも行なったように、要素の頂上の高さに対する測定球の露出高さ He (図1参照) を、 $He/d = 0, 0.5, 0.86, 1.0$ と変化させ、流速の異なる場合において以上の測定を行なった。表1に実験結果を示し、抗力の各水平断面毎の成分 D_i の分布と、揚力の各垂直断面毎の成分 L_i の分布を、 $\bar{U} \cdot \delta / \nu = 1.52 \times 10^5$ の場合を例に、図2, 3に示す。ここで、 $\bar{U}$ は測定点の流速分布の最大流速までの高さ δ の平均流速である。また、 δ_D と δ_L は抗力と揚力の作用点と球の中心との距離である。

表1. 流体力測定結果

He/d	$\frac{\bar{U} \cdot \delta}{\nu}$	u_* (cm/s)	抗 力 $D(g')$	揚 力 $L(g')$	L/D	$\frac{\delta_D}{(d/2)}$	$\frac{\delta_L}{(d/2)}$	Moment ($g' \cdot \text{cm}$)
0	2.00×10^5	120.5	0.2205	0.6085	2.76	0.635	-0.139	0.104
	1.81×10^5	100.3	0.1523	0.3919	2.57	0.660	-0.162	0.070
	1.52×10^5	80.60	0.0986	0.1667	1.69	0.650	-0.280	0.033
	1.44×10^5	55.22	0.0463	0.0567	1.22	0.600	-0.373	0.012
0.50	2.00×10^5	120.5	1.6469	1.0483	0.64	0.213	-0.251	0.166
	1.81×10^5	100.3	1.4484	0.6372	0.44	0.229	-0.432	0.106
	1.52×10^5	80.60	0.9117	0.3407	0.37	0.235	-0.534	0.060
	1.44×10^5	55.22	0.4241	0.0218	0.05	0.255	-4.683	0.010
0.86	1.81×10^5	100.3	3.3877	1.4220	0.42	-0.134	0.374	1.445
	1.52×10^5	80.60	2.0659	0.6795	0.33	-0.125	0.432	0.646
	1.31×10^5	50.23	0.7339	0.2190	0.30	-0.130	0.487	0.208
1.00	1.81×10^5	100.3	3.6051	0.9184	0.25	-0.015	0.118	1.004
	1.52×10^5	80.60	2.3450	0.3016	0.13	-0.030	0.281	0.262
	1.31×10^5	50.23	0.8323	-0.1663	-0.20	-0.730	-0.270	-0.280

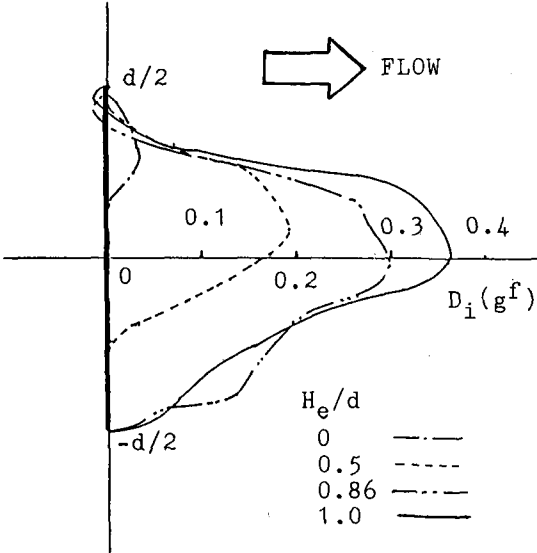


図2. 抗力成分の分布図

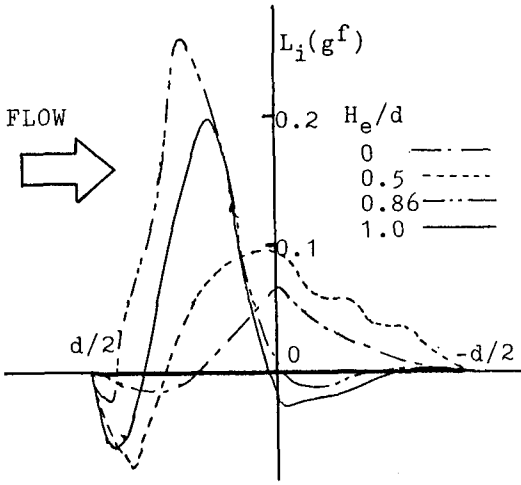
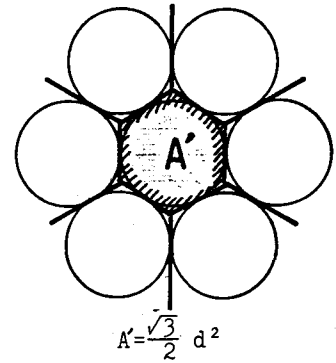


図3. 揚力成分の分布図

表1における摩擦速度 u_* は、 $He/d=0$ のケースにおいて、要素の1つ1つが底面せん断力を均等に受け持つと考え、1つの要素が受け持つ面積を図4のようにした。これは、神田らが言う配置密度Cに、 $\pi d^2/4$ をかけたものと同じで、 u_* を次式で与える。

$$u_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{(D/A')}{\rho}} \quad \text{----- (2)}$$

(τ_0 :底面せん断力 D :抗力, A' :受け持ち面積, ρ :密度)



また、この値は流速分布からも算定し、その妥当性を確かめた。

図4. 1つの要素の受け持ち面積

(i) 露出度 He/d と抗力 D との関係

$He/d=0$ のケースにおける抗力を D_0 とし、他のケースの抗力との比を図5に示す。また、図5中に、Reynolds数の範囲は異なるが、同じものを辻本らのデータから求めて、これもプロットした。

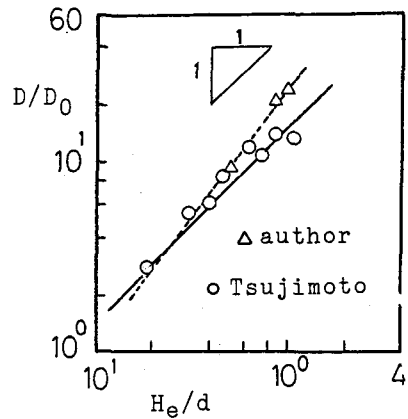


図5から、抗力は He/d が大きくなれば大きくなるが、本実験と辻本らの実験において差がみられる。この原因の1つに、測定球の下に球体の存在が考えられる。辻本の測定装置では、本実験とは異なり、測定球の下に球体は置かれておらず、このため流体は下方にも行けることが出来るので、抗力の値は本実験値より小さくなると思われる。実際河床上の砂粒のモデルとしては、本実験値の方が実現象に近いと思われる。また、2つの実験において、Reynolds数が2オーダー程異なるために、このような差が生

図5. 露出度 He/d と抗力関係

じたとも考えられる。今後 He/d の値を増やして同様の実験を行ない検討する予定である。

(ii) その他の特性

抗力と揚力の比について、Chepilによると、値はばらつくが、 L/D は粒子Reynolds数 $u_* d/\nu$ に対して、平均値0.85を与えている。しかし、Reynolds数の範囲は小さいが、本実験では L/D の値は各ケースともに、Reynolds数が小さくなると小さくなる傾向があることがわかる。また、従来から知られている通り、 He/d が小さいほど L/D の値は大きくなることもわかる。しかし、それを広いReynolds数の範囲にわたって統一的な傾向を見出すには至っていない。

抗力と揚力の作用点の変化については、従来の研究では直接測定した例は少ない。表1からわかるように抗力の作用点の位置は、 He/d が小さいほど中心から上端側へ、 He/d が大きいほど下端側へ変化し、各ケースごとに見ると、その値はReynolds数によらずほぼ一定値である。また、揚力の作用点の位置は、 $He/d \leq 0.5$ の場合では下流側に、 $He/d > 0.5$ の場合では上流側にあり、その位置は抗力の場合とは異なって、Reynolds数の変化によって変化する。これは図2と3から得られたものである。

球体に働く抗力と揚力の作用点の偏心が原因で生ずるモーメントは、Reynolds数が大きい程、ケースによらず、大きくなる。また、 $He/d=0.86$ 、つまり測定球が3つの粗度球と正四面体をつくる位置にある時が、他のケースに比べて平均的にモーメントの値は一番大きくなることがわかる。

3. 1つの要素に働く流体力の算定方法

先に述べたように、河床上の砂粒に働く流体力算定の研究は従来から行なわれてきたが、ここで検討する方法は、それらとは基本的に異なる。要素に働く流体力を求めるために、2.において述べた $Re/d=0$ のケースについて再度検討する。表1の4種類の流速場における球の頂点($\phi=0^\circ$)の圧力測定値を Δp とすると、Euler数Eは、次式のようにになる。

$$E = \frac{U_0}{\sqrt{2\Delta p/\rho}} \quad \text{----- (3)}$$

(ρ : 流体の密度 U_0 : 代表的流速)

物体に働く流体力を考えるとき、Reynolds数が大きい場合は、粘性力は無視でき、圧力と慣性力の比であるEuler数Eの相似則が成り立つ。本実験における4種類の流速場で、(3式の $E=3.45$ (一定値)とすると、その時の U_0 は、図6のようになる。そして、4種類のReynolds数に対し、 $1/E^2$ で圧力を無次元化し、それを図7と8に示す。

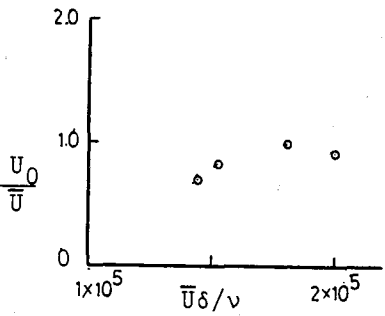


図6. 代表的流速とReynolds数の関係

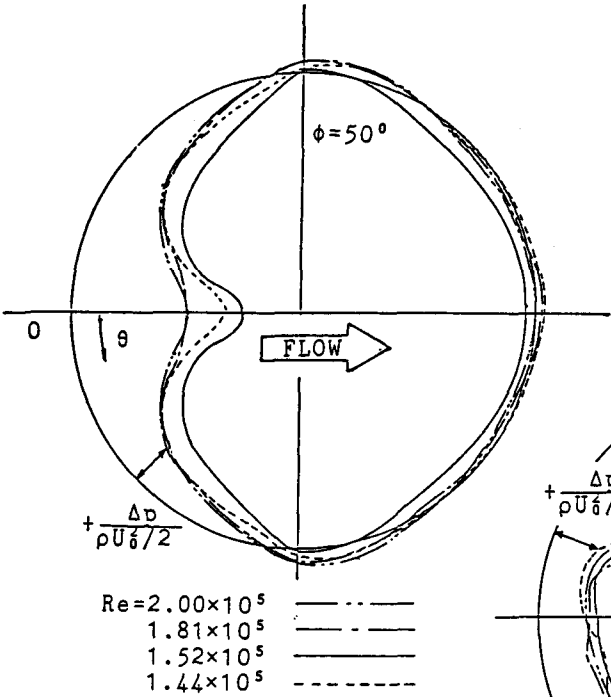


図7. 水平断面上圧力分布

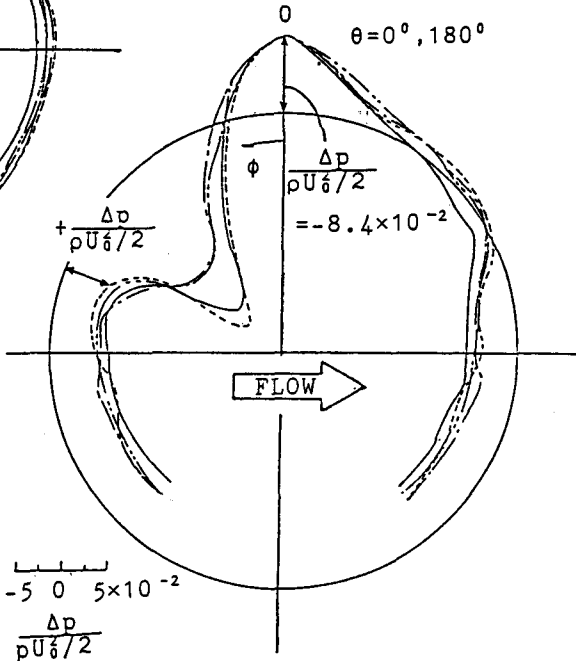


図8. 垂直断面上圧力分布

5. あとがき

今後の課題は、測定装置の改良を計り、測定範囲を、Reynolds数の小さい方へ拡げること、また流体力の平均値だけではなく、変動値も測定することである。その時に流れの可視化を伴い、粗度近傍の乱れの特性（渦の大きさや発生周期）と流体力の変動との関連性を見出すことが目的である。

参考文献

- 1) Chepil W.S.:The Use of Evenly Spaced Hemispheres to Evaluate Aerodynamic Forces on a Soil Surface, Trans.A.G.U.,Vol.39,No.3,pp.397-404, 1958
- 2) Coleman N.L.:The Drag Coefficient of a Stationary Sphere on a Boundary of Similar Spheres, La Houille Blanche, No.1.pp.17-21, 1972
- 3) Aksoy S.:Fluid Force Acting on a Sphere near a Solid Boundary, Proc. the XVth Congress, IAHR, Istanbul,Turkey, Vol. 1.pp.217-224,1973
- 4) 中川・辻本・細川: 床面に沿って転動する粒子の運動と流体力について, 第23回水理講演会論文集, 1979
- 5) 神田・鈴木: 球状粗度の床面における浅い流れの抵抗特性, 土木学会論文集, 第 357号,1985
- 6) 大貫・城・吉川: 滑面上に固定された球体表面に働く流体圧力, 第40回年次講演会概要集第2部, 1985
- 7) 城・大貫・吉川: 粗面上の球体に働く流体力, 第41回年次講演会概要集第2部, 1986