

# 球状粗度上の流速分布とそれに働く流体力に関する実験的研究

## AN EXPERIMENTAL STUDY ON VELOCITY PROFILES OVER THE BED ROUGHENED WITH SPHERES OR HEMISPHERES AND FLUID FORCES EXERTED ON THEM

吉川秀夫\*・植松龍二\*\*・城衛\*\*\*・関根正人\*\*\*\*

By Hideo KIKKAWA, Ryuji UEMATSU, Mamoru JYO and Masato SEKINE

**It is important to investigate the characteristic of fluid forces acting on roughness elements of river beds and revetments. In this study, we investigate the velocity profiles over roughness elements, which are spheres or hemispheres stucked densely on the surface of the wind-tunnel bed, and the forces exerted on them, which can be calculated by measuring the surface-pressure distributions.**

On the other hand, the existing critical shear stresses or tractive forces depend on not only the time-mean but also the instantaneous values of the boundary shear stress. But there are little reports on the probability density distribution of hydrodynamic forces on roughness wall. The temporal distribution of the drag forces exerted on densely placed spherical roughness elements is investigated experimentally.

**Keywords:** mean values of fluid forces, velocity profiles, the probability density distribution of the drag forces

### 1. 序論

河床砂礫および護岸等に働く流体力の特性の解明は防災上重要である。しかし、それらが境界層内、特に粗面近傍にあるために、不明な点が多く、従来の研究では十分とはいえない。粗面を構成する要素に働く流体力の研究には、境界層内の流速分布を対数則に従うと考えて、摩擦速度を求ることにより、粗度要素に働く流体力を求める方法があるが、この場合において、粗度要素が境界層厚に比較して大きいときには、対数則の原点をどの位置に取るかという問題が起きてくる。また、河川の護岸において、流水の外力に対して安全性を保つために、適度な粗度を確保する必要があるが、どのような粗度要素およびその配置が最も適当であるかを調べることは重要であると思われる。

本研究では、河床上の砂礫や護岸等にモデルとして、球体あるいは半球を六角形配置に密に敷き詰めた粗面を考え、測定の比較的容易な風洞を用いて検討した。実験

によって求めた粗度上の流速分布と1つの要素の表面の圧力分布によって、対数則の原点、粗度効果について考察を行った。次に、この圧力分布から要素に働く抗力と揚力の平均値、合力の作用点の位置を異なる流速場について求めた。また、粗面の各要素に働く流体の時間的変動特性は上記の目的には重要であるが、ほとんど測定例はなく、Simons ら<sup>1)</sup>による滑面上に働く底面せん断応力の変動に関する報告などを参考にする以外にはない。そこで、本研究では、さらに、粗度に働く流体力のうち抗力のみについて、その変動特性を実験によって求めた。

### 2. 粗度上の流速分布とそれに働く流体力

#### (1) 実験方法

実験は、高さ 40 cm、幅 30 cm、長さ 1 000 cm の長方形断面の底面に、径  $d = 3.8$  cm のピンポン球と、 $d = 5.00$  cm の発泡スチロール球、およびピンポン球の半球を六角形配置で密に敷き詰めた3種類の粗面について行った。底面による境界層がある程度発達した地点（上流から 800 cm）の底面中央部において、1 個の要素に着目して図-1 のような互いに位置関係が異なる位置 1 ~ 4 について、底面と垂直方向の鉛直断面内の流速分布を、X型 HOT-FILM を使用し、各測点 40 秒間 2 000 個のデータを AD 変換して求めた。また、粗面上の球

\* 正会員 工博 早稲田大学教授 理工学部土木工学科  
(〒160 新宿区大久保 3-4-1)

\*\* 学生会員 早稲田大学大学院理工学研究科

\*\*\* 正会員 工修 三菱重工業(株)

(〒652 神戸市兵庫区和田崎町 1-1-1)

\*\*\*\* 正会員 工博 早稲田大学助手 理工学部土木工学科

に働く流体力を測定するには、辻本ら<sup>2)</sup>や神田ら<sup>3)</sup>のように片持ちはりを用いて流れ方向の合力を測定する方法と、Chepil<sup>4)</sup>のように半球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通りがあるが、本研究では、抗力と揚力を同時に測定でき、またそれぞれの圧力分布状態の変化などの特性が得られる後者の方法

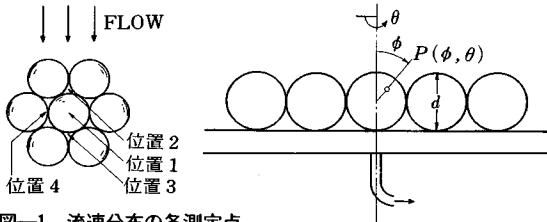


図-1 流速分布の各測定点

図-2 圧力分布測定装置

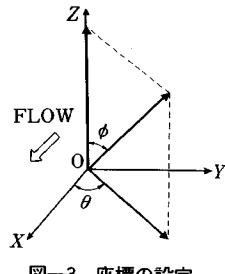


図-3 座標の設定

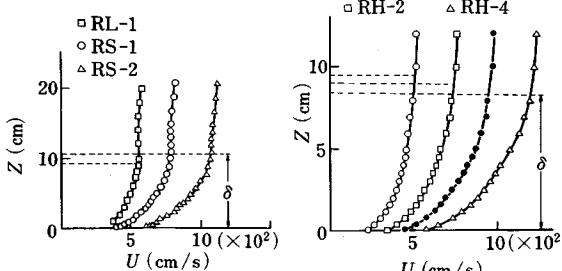


図-4(a) 流速分布図(球) 図-4(b) 流速分布図(半球)

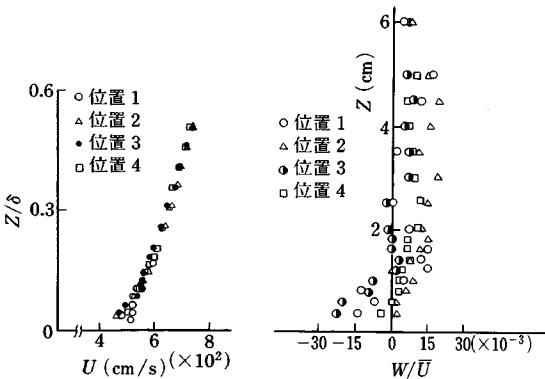


図-5(a) 粗度近傍の主流速分布図(RL-2) 図-5(b) 粗度近傍の鉛直流速分布図(RL-2)

を採用した。したがって、図-2、図-3のように、粗度要素と同じ球に直径0.2mmの孔をあけ、その孔の位置を $\phi$ と $\theta$ を $10^\circ$ きざみの点に置き、孔から取った圧力と境界層外のポテンシャル領域の静圧( $P_\infty$ )との差圧( $\Delta P$ )、すなわち過剰圧力を精密差圧計により測定した。

## (2) 実験結果

### a) 粗面上の流速分布結果

表-1は上記の実験諸量をまとめたものである。

ここで、 $\delta$ :境界層厚(cm),  $u^*$ :摩擦速度(cm/s),  $Z_0$ :原点の補正量(cm),  $K_s$ :相当粗度高さ(cm),  $d$ :粗度要素の直径(cm),  $\bar{U}$ :境界層内( $Z=0 \sim \delta$ cm)の平均流速(cm/s)

また、本研究において、座標の設定は、図-3で示したように、粗度要素の頂点を原点に、流下方向をX軸、その鉛直上向きにZ軸、横方向にY軸をとり、X軸、Z軸それぞれの軸方向の速度成分を $U$ ,  $W$ とする。図-4は、測定された流速分布であり、また、各位置による主流速分布の違いは、一例として、図-5(a)に示したように、 $Z/\delta=0.15$ ( $\delta=9.5$ cm)以上では、ほとんどみられず、本実験の測定の最下点 $Z/\delta=0.02$ で最大約15%の違いが生じ、位置1のみ多少の特異性がみられた。粗度近傍においては、凸部(本実験では位置1)が凹部(位置2, 3)より、大きな流速をもっている。こ

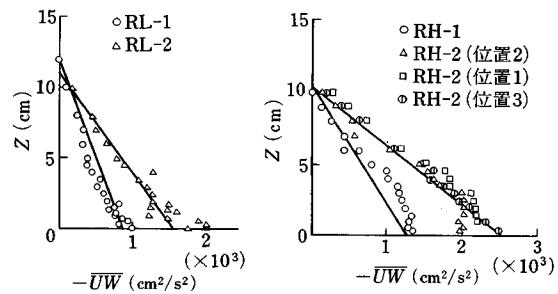


図-6(a) Reynolds応力の分布図(球)

図-6(b) Reynolds応力の分布図(半球)

表-1 流速分布測定結果

	RUN	$K_s$ (cm)	$Z_0$ (cm)	$K_s/d$	$Z_0/d$	$\bar{U}\delta/\nu$
$d=3.8\text{ cm}$ の球	RS 1	1.5	0.7	0.40	0.18	$4.29 \times 10^4$
	RS 2	1.8	0.7	0.47	0.18	$5.57 \times 10^4$
	RS 3	2.0	0.8	0.53	0.21	$10.70 \times 10^4$
	RS 4	2.0	1.0	0.53	0.29	$12.50 \times 10^4$
$d=5.0\text{ cm}$ の球	RL 1	3.0	0.8	0.60	0.16	$2.75 \times 10^4$
	RL 2	3.0	0.8	0.60	0.16	$4.33 \times 10^4$
	RL 3	3.5	1.0	0.70	0.20	$6.89 \times 10^4$
$d=3.8\text{ cm}$ の半球	RH 1	1.6	0.55	0.42	0.15	$3.13 \times 10^4$
	RH 2	1.2	0.55	0.32	0.15	$4.29 \times 10^4$
	RH 3	1.5	0.55	0.40	0.15	$4.72 \times 10^4$
	RH 4	1.4	0.55	0.37	0.15	$5.65 \times 10^4$

のことより、位置 2 より位置 1 へ上昇流が、位置 1 より位置 3 へ下向流が生じていることがわかる。また、このことは図-5(b) からも、鉛直流速  $W$  は境界層内の平均主流速に比較して、2% 程度の小さい大きさではあるが、説明できる。しかし、本研究では、流速分布の位置による違いを厳密に議論する前に、ある程度の精度で、流速分布を算定することに主眼をおいているので、以後、流速分布の値は、位置 2 の値を代表して用いることにする。また、図-6 は、鉛直方向の Reynolds 応力分布であり、図中の直線は、測定点の上流、下流でのポテンシャル領域での静圧 ( $P_\infty$ ) を測定して得られた、 $-1/\rho dp/dx$  の傾きをもった線である。

また、RH-2 の場合には各位置の値を、それ以外の RUN では位置 2 のみの値を示している。図より、Reynolds 応力は全体的に、この直線によくのっているが、粗度近傍においては多少ずれている。このことは、上述したように、粗度近傍では、上昇流、下向流が生じており、流速分布が流下方向に一様になっていないことを示している。しかし、流速分布と同じように、本研究の主旨が、まず第一歩として、ある程度の精度で議論するということであるので、Reynolds 応力も以後位置 2 の値を代表して用いることにする。

次に、図-4 の流速分布を後に述べる圧力分布から求めた摩擦速度を用いて、次式の対数則に実験値がよくるように  $Z_0$ 、 $K_s$  を表-1 のように決定した。

$$\frac{U}{U_*} = 5.75 \log \frac{Z + Z_0}{K_s} + 8.5 \quad (1)$$

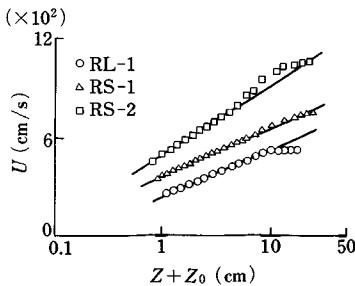


図-7(a) 流速分布の対数表示(球)

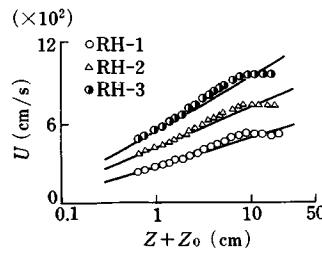


図-7(b) 流速分布の対数表示(半球)

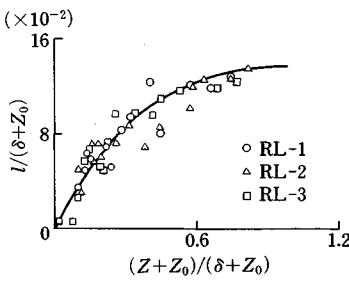


図-8(a) 混合距離の分布図(球)

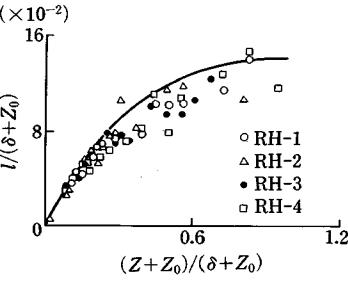


図-8(b) 混合距離の分布図(半球)

ここで、 $Z_0$  の位置をこれより仮想底面とよぶ。図-7 からわかるように仮想底面を考えることにより流速分布は、境界層内全域で、ほぼ対数則に従う。

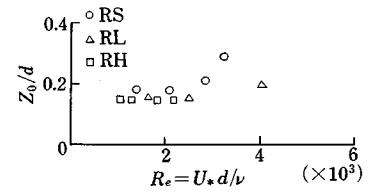
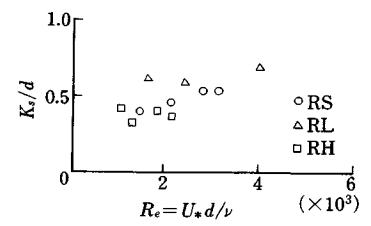
次に、上記の流速分布を別の観点からみるために、Prandtl の混合距離  $l$  を調べることにより、検討した(今回の実験では、径が 5.0 cm の球と径が 3.8 cm の半球だけについて、Reynolds 応力を測定している)。

$$\tau = -\rho \bar{u'w'} = \rho l^2 \left( \frac{dU}{dZ} \right)^2 \quad (2)$$

ここで、 $\rho \bar{u'w'}$  は主流方向の Reynolds 応力、 $\tau$  は全せん断応力である。Reynolds 応力は図-6 の実験値を用い、 $dU/dZ$  は図-4 の流速分布を用い、式 (2) より求められた  $l$  は  $Z=0$  の球の頂点において 0 ではなく、有限値をもっている。ここで、 $l$  の値を 0 にするため、原点補正をする必要がある。図-8 は、補正值  $Z_0$  を今までの  $Z$  の値に加えた値であり、縦軸、横軸とも  $\delta + Z_0$  で無次元化してある。図中の線は、Nikuradse<sup>5)</sup>によって得られた実験式、式 (3) である。

$$\frac{l}{R} = 0.14 - 0.08 \left( 1 - \frac{Z}{12} \right)^2 - 0.06 \left( 1 - \frac{Z}{12} \right)^4 \quad (3)$$

この式は、流下方向に流速分布が一様になった管路において適用される(本実験においては管路の半径  $R$  を  $\delta + Z_0$  に  $Z$  を  $Z + Z_0$  に置き換えられている)。このように、原点補正をすることにより、粗度要素が球の場合は境界層内全体で、また半球については  $Z$  の比較的小さいところではよく実験式にのっている。粗度が半球のときは、混合距離の分布図、流速分布図から、境界層の外

図-9 粒子 Reynolds 数と  $Z_0/d$  の関係図図-10 粒子 Reynolds 数と  $K_s/d$  の関係図

層では、対数則から少しづれていることは、境界層外のボテンシャル流れの影響のためであると思われる。一方、Einstein ら<sup>6)</sup>も径  $d=6.75$  (cm) の半球を本実験と同様に密に敷き詰めた場合の実験を行っており、 $Z_0/d=0.2$  にすると、流速分布が式(1)によく一致すると報告している。また、図-9から、球あるいは、半球を密に敷き詰めた本実験の場合には、 $Z_0/d$  の値が 0.15 から 0.20 になることがわかる。このように、原点補正をすることにより、今回のように境界層厚が粗度要素の径に比較して小さい場合にも、粗度近傍において流速分布は、対数則に乗ることが明らかになった。

#### b) 粗度要素に働く流体力測定結果

表-2に、測定された圧力より求めた流体力の実験結果を示す。

ここで、 $\delta_D$  と  $\delta_L$  は、図-11のように、それぞれ抗力、揚力の作用点と球の中心との距離である。表-2における  $U_*$  は粗度要素の 1 つ 1 つが底面せん断応力を均等に受け持つと考えて次式で与えた。

$$U_* = \sqrt{\frac{\tau_0}{\rho}} = \sqrt{\frac{D/A'}{\rho}} \quad \dots \dots \dots (4)$$

ここに、 $\tau_0$ : 底面せん断応力、 $D$ : 抗力、 $\rho$ : 密度、

$A'$ : 1 つの粗度要素の受持ち面積

この抗力より算出した摩擦速度を用いることにより図

表-2 流体力測定結果

RUN	抗力 $D$ (gf)	揚力 $L$ (gf)	$\delta_D/(d/2)$	$\delta_L/(d/2)$	$L/D$	$U_*$ (cm/s)
RS 1	0.0465	0.0603	0.599	0.463	1.30	55.2
RS 2	0.0990	0.1702	0.669	0.389	1.72	80.6
RS 3	0.1550	0.4063	0.661	0.252	2.62	100.3
RS 4	0.1966	0.6542	0.630	0.189	3.33	120.5
RL 1	0.0761	0.1770	0.554	0.238	2.33	54.3
RL 2	0.1720	0.3510	0.511	0.250	2.04	81.7
RL 3	0.4530	1.1100	0.539	0.219	2.46	132.6
RH 1	0.0252	0.0342	0.638	0.471	1.35	39.8
RH 2	0.0424	0.0733	0.650	0.375	1.73	51.6
RH 3	0.0837	0.1560	0.645	0.346	1.86	72.5
RH 4	0.1120	0.2090	0.629	0.337	1.87	83.8

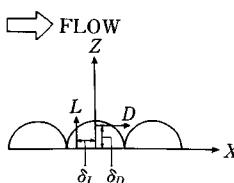


図-11 抗力、揚力の作用点

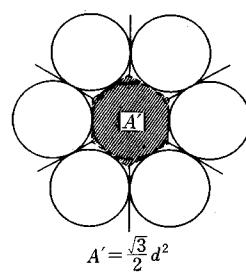


図-12 1つの要素の受持ち面積

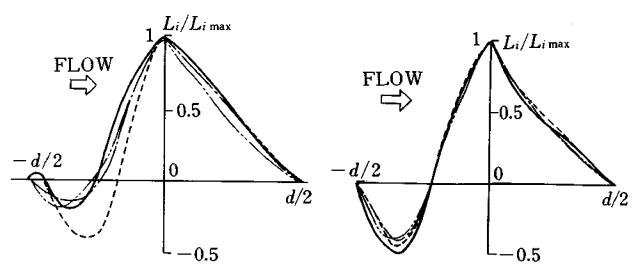


図-15(a) 圧力の垂直方向成分の分布図(球)

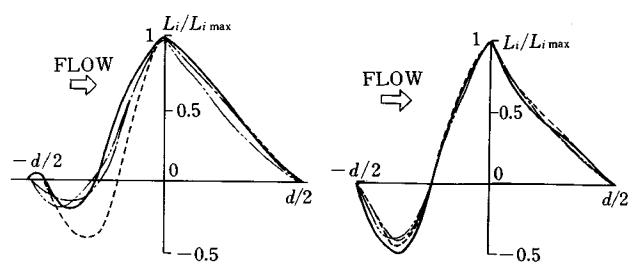


図-15(b) 圧力の垂直方向成分の分布図(半球)

—7より明らかのように流速分布は対数則に従うことが明らかになった。以上のことより、逆に流速分布から摩擦速度を算出し、図-12のような受持ち面積を考えることにより、粗度要素に働く抗力を算定できる。

図-14は圧力の水平方向成分の分布を二次元表示したものであり、図-13の帶状の要素に働く抗力の一成分  $D(\phi)$  を  $L(\phi)$  で割った値を  $D_i$  として、その  $D_i$  を  $D_i/D_{i \max}$  ( $D_{i \max}$ :  $D_i$  の最大値) で無次元表示したものである。ここで  $\phi$  は、 $0^\circ \leq \phi \leq 80^\circ$  (RH),  $0^\circ \leq \phi \leq 170^\circ$  (RL, RS) で  $10^\circ$  刻みでとり、 $L(\phi)$  は次式で定義する。

$$\phi \geq 10^\circ \quad L(\phi) = \frac{d}{2} (\cos(\phi - 5^\circ) - \cos(\phi + 5^\circ))$$

$$\phi = 10^\circ \quad L(\phi) = \frac{d}{2} (1 - \cos 5^\circ)$$

したがって、曲線と縦軸で囲まれる面積に  $D_{i \max}$  の値をかけたものが、それぞれのRUNの場合の抗力になっている。また圧力の鉛直方向成分に関する図-15も同様である。図-16は粗度要素頂点、すなわち  $\phi=0^\circ$  のときの過剰圧力  $\Delta P_o$  を用いての、要素表面の無次元表

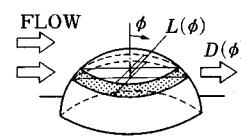


図-13 圧力の水平方向の二次元表示図

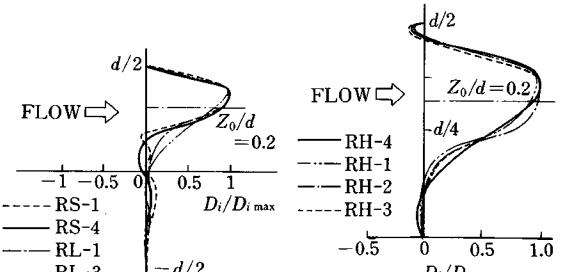


図-14(a) 圧力の水平方向成分の分布図(球) 図-14(b) 圧力の水平方向成分の分布図(半球)

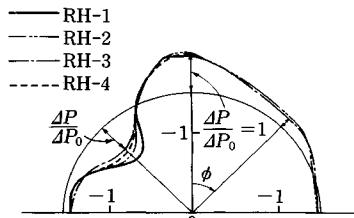
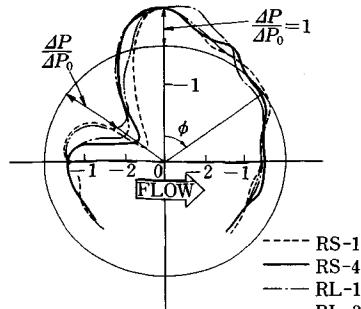
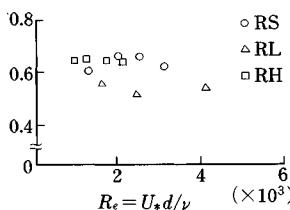
図-16(a) 垂直中央断面圧力分布図  
(半球)図-16(b) 垂直中央断面圧力分布図  
(球)

図-17 粒子 Reynolds 数と抗力の作用点との関係図

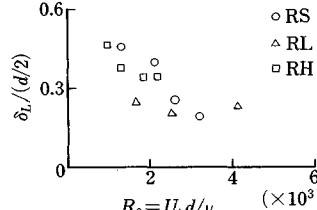
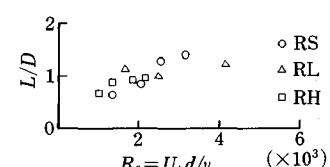


図-18 粒子 Reynolds 数と揚力の作用点との関係図

図-19 粒子 Reynolds 数と  $L/D$  との関係図

示した圧力分布である。ここで各  $\phi$  の点の過剰圧力の大きさは図中で  $\Delta P / \Delta P_0$  で示したように、圧力分布と円周との距離で表現されており、正負は円周の内側が負、外側が正の値を示している（ここで、図-15, 16 とともに図中の線の種類は、図-14 と同様である）。また、流速分布結果で述べたように仮想底面の位置、 $Z_0/d \approx 0.2$  は、約  $\phi=50^\circ$  のところであり、図-14 より  $D_{\max}$  の位置または過剰圧力  $\Delta P$  の最大の位置と同じになる。一方、一般に滑面上の流れでは、せん断応力の最大の位置は底面であり、そしてその付近で乱れエネルギー生成が最大になる。これらのことと比較して、本実験の粗面上の流れにおいても、上述のことは、仮想底面の位置で乱れの生成が最大となり、その面以下では粗度要素より上方の鉛直方向での運動量の交換による主流の乱れ（Reynolds 応力）にはあまり寄与していないことを示していると考えられる。

また、図-14 より、球の場合は抗力の分布図は Reynolds 数が大きいほど、また粗度要素の径が大きいほど、 $\phi$  が  $40^\circ$  から  $90^\circ$  まで ( $0 \leq Z \leq 0.38 d$ ) のところに膨らみをもっている。このことは、径の大きさ、流量の増加に従って、流れが存在している領域が下方に広がっていることを示している。これは、図-9 で明らかのように粒子 Reynolds 数の増加に従って  $Z_0/d$  の値は多少大きくなることからも明らかである。一方、半球については図-14 のようにすべての風速において、かなりよい相似性を示しており、このため、図-9 のように

$Z_0/d$  の値は一定値になる。しかしながら、球、半球とも本実験の粒子 Reynolds 数の範囲では実用的には、 $Z_0/d$  値がほぼ一定値を示していることは、図-17 で  $\delta_p/(d/2)$  の値が球、半球ともあまり変わらないことより説明できる。

したがって、仮想底面を上述した位置に決定することの妥当性については、圧力分布からも確認することができた。

一方、揚力については、図-15、図-18 から明らかなように粒子 Reynolds 数の増加に従って、作用点の位置が粗度要素の中心に向かうようになり、抗力と違って、相似性はみられなかった。特にこの傾向は粗度要素が球の場合において、顕著にみられたことから、粗度下方に流れる上昇流の影響であると思われる。

また、図-19 は、粒子 Reynolds 数と  $L/D$  の関係を示している。この図から明らかなように、球、半球ともほぼ同じ値を取り粒子 Reynolds 数の増加に従って  $L/D$  の値も増えている。このことは、図-15 (a) より明らかのように粒子 Reynolds 数の増加とともに揚力のマイナス部分が減少していることと関連している。本実験において、粒子 Reynolds 数が約  $1 \times 10^3$  から  $4 \times 10^3$  の範囲では  $L/D$  は 1.0 から 2.5 の値を取る。

### (3) 露出度の影響

図-20 のように、粗度要素が球の場合のみについて、露出度  $H_e/d$  を 0.5, 0.86, 1.0 と変化させ、(2) の実験と同様に流体力を求めた結果を表-3 に示した。露出

表-3 露出度を変化させた流体力測定結果

$H_e/D$	RUN	抗力 $D$ (gf)	揚力 $L$ (gf)	$\delta_b/(d/2)$	$\delta_L/(d/2)$	$L/D$
0.5	RS 2	0.931	0.348	0.235	0.628	0.374
	RS 3	1.480	0.651	0.229	0.521	0.439
	RS 4	1.680	1.070	0.213	0.335	0.637
0.86	RS 2	2.110	0.694	0.125	0.381	0.329
	RS 3	3.460	1.450	0.134	0.320	0.419
1.0	RS 2	2.390	0.308	0.030	0.234	0.129
	RS 3	3.680	0.938	0.015	0.059	0.255

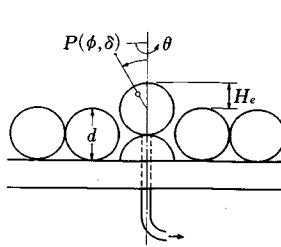
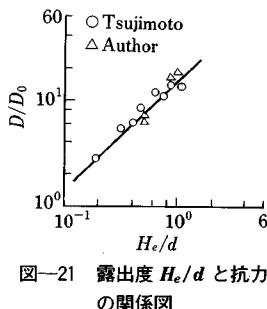


図-20 露出度を変化させる流体力測定装置

図-21 露出度  $H_e/d$  と抗力の関係図

度  $H_e/d$  と抗力の関係を図-21 に示す（ここで  $D_0$  は、露出度を 0 としているそれぞれの RUN の表-2 の値を示している）。この図において、本実験の結果と辻本らによる実験結果とは、ほぼ一致している。また  $L/D$  の値の露出度の影響は表-3 から明らかなように、露出度が大きいほど値は小さくなるが、露出度が 0 の場合と同じように風速の違いによって揚力分布が一定しないため、 $L/D$  の値も変化する。

### 3. 粗面上の球体の抗力の変動特性

実験は 2. と同じ条件で、図-22 のような微小荷重変換器を用いた片持ちはりの抗力測定器を固定して、測定を行った。球体の露出度、 $H_e/d$  を 0, 0.5, 1.0 と変化させ、球体に働く流体力のうち、抗力のみについてその変動値を測定した。微小荷重変換器からの出力 ( $V$ ) をサンプリング周波数 100 (Hz) として 1 024 個のデータを AD 変換した。

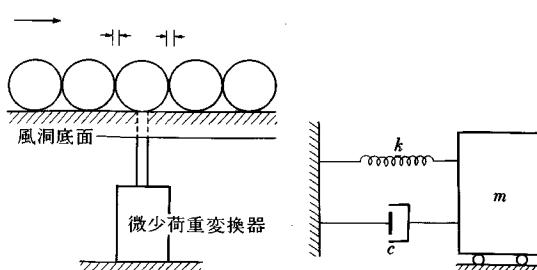


図-22 抗力変動測定装置

図-23 実験装置のモデル化

### (1) データ処理方法

微小な抗力の変動値に反応可能な装置は固有振動数が小さく、本実験の場合、装置の固有振動数の影響は無視できない。したがって、得られたデータから固有周波数成分を除外することによって抗力の時系列のみを得るようなデータ処理が必要となる。

本実験においては、図-22 の実験装置を、参考文献 7) に従って図-23 のようにモデル化して、データ処理をした。また、ここで必要となる、ばね定数  $K$ 、減衰係数  $C$ 、質量  $M$ 、固有振動数  $F_n$  という定数は、無風状態で装置を自由振動させることにより定めた。

### (2) 実験結果

以上の処理を行い、得られた  $D(t)$  の頻度分布を  $H_e/d = 0, 1.0$  について、RS-2 の場合を図-24, 25 に例示する。図-24, 25 は横軸に  $(D - \bar{D})/\sigma$  (抗力の平均値、 $\sigma$  : 抗力の標準偏差) をとり、縦軸にはその確率  $P$  をとる、測定された頻度分布である。図中の実線は正規分布を示している。

一方、Simons<sup>1)</sup> らは滑面上の底面せん断応力を測定しており、その確率分布は次のような対数正規分布になると報告している。

対数正規分布は一般に次のように表わされる。

$$f(x) = \begin{cases} 0 & x \leq 0 \\ \frac{1}{\lambda x \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(\log x - \mu)^2}{2\lambda^2}} & x > 0 \end{cases} \quad (5)$$

ここで、平均を 3.0、分散を 1.0 になるように、変数  $\mu, \lambda$  をそれぞれ、1.05, 0.325 と決定し、この分布曲線

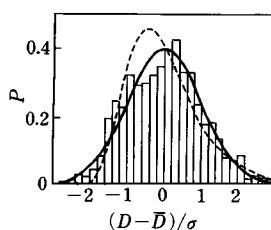
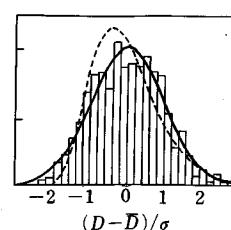
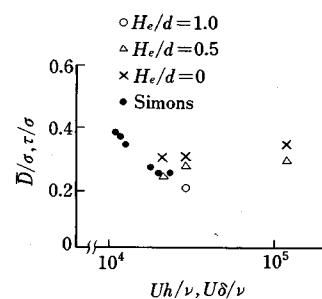
図-24 抗力変動の頻度分布図 ( $H_e/d = 0$ )図-25 抗力変動の頻度分布図 ( $H_e/d = 1.0$ )

図-26 Reynolds 数と変動強度の関係図

を  $x$  軸に  $-3$  平行移動した曲線が Simons らによって実験データによくあてはまるときの曲線である。図一 24, 25 の図中の破線は上の平行移動された対数正規分布を示している。本実験結果では、例として 2 つの図を載せているだけであるが、その他の RUN についても、正規分布により近いようである。

また、図一 26 は Reynolds 数と変動強度  $\bar{D}/\sigma$  の関係を示している。ここで、Reynolds 数として、本実験では  $\bar{U}\delta/\nu$  を用いるが、Simons<sup>1)</sup> らのデータには  $\bar{U}h/\nu$  を、変動強度には  $(\tau - \bar{\tau})/\sigma$  ( $\tau$ : 底面の平均せん断応力) を用いている。図より、この Reynolds 数の範囲では、滑面、粗面とも変動強度は、0.3 前後の値となっている。

今回の実験での Reynolds 数の範囲に対しては粗度に働く抗力と滑面上のせん断応力の変動特性を比較すると、変動強度はほぼ等しいが、変動の確率密度分布については、滑面上の底面せん断応力は対数正規分布に近いと Simons らによって報告されているが、粗面上に働く抗力の変動の確率分布は本実験では正規分布に近いものになった。

#### 4. 結論

本研究は、球、半球を密に敷き詰めた粗面上の流速分布とその粗度要素に働く流体力について実験的に検討を行った。本研究により、得られた結論は次のとおりである。

(1) 境界層厚に比べて、粗度要素の径が大きい場合には、仮想底面を考慮する必要があり、粗度要素頂点より下方に原点を移動させることにより、流速分布が対数則によく従うことが確かめられた。

(2) 仮想底面高  $Z_0$  と粗度要素の径  $d$  の比  $Z_0/d$  の値は図一 9 から明らかなように粗度要素が球のときは、粒子 Reynolds 数の増加に従い、増えるが、粗度要素が球、半球にどちらに対しても、 $Z_0/d$  は 0.15 から 0.20 の範囲の値をとることが明らかになった。また、球のときに、 $Z_0/d$  の値が粒子 Reynolds 数の増加とともに増えるのは、図一 14, 16 などの抗力分布、圧力分布より流れの存在する領域が粗度下方に増加するためであることも明らかになった。

(3) 相当粗度高さ  $K_s$  と粗度要素の径  $d$  の比  $K_s/d$  の値は図一 10 から明らかなように、多少のばらつきはあるものの球は約 0.5、半球は約 0.4 の値をとり、粗度効果は球、半球ともあまり変わらないことが明らかになった。

(4) 抗力  $D$  と揚力  $L$  の比  $L/D$  の値は粒子 Reynolds 数によって変化することが明らかになった。このことは、揚力については、粒子 Reynolds 数に対して相似性がみられないためである。しかし、本研究の粒子

Reynolds 数  $1 \times 10^3$  から  $4 \times 10^3$  の範囲では  $L/D$  の値は 1.5 から 2.5 の値をとる。また、球の場合において、露出度  $H_e/d$  を変化させたときの  $L/D$  の値は  $H_e/d = 0.86$  のときでも 0.3 前後であることより、限界掃流力を考えるときには揚力の効果を考慮しなければならないことが明らかになった。

(5) Simons らによると、滑面上のせん断応力の変動特性は対数正規になると報告されていたが、一方、本研究によると粗面の場合、粗面に働く抗力の変動特性は、ほぼ正規分布とみなされること、また変動強度は滑面、粗面ともほぼ同じであることが明らかになった。

#### 5. おわりに

本研究は、粗度要素として球、あるいは半球を密に敷き詰めた場合において、仮想底面のとり方、粗度効果を表わす相対粗度高さについて実験的に検討を行ったものであり、また、粗度の前あるいは後の谷というような位置による流速分布の違いは、まず大まかな流速分布を検討することにしているために、無視している。一方、粗面上の流れの研究として、中川ら<sup>11)</sup>は壁面出入の効果をも考慮した二乗対数則を導いているが、本研究では、仮想底面を用いることにより、吹き込みの効果を入れることなく流速分布を説明することができた。しかし、今後粗度の配置を疎にすれば、当然位置による流速分布、Reynolds 効力の違いも大きくなり、吹き込みの効果も考える必要があるものと思われる。

また、粗度要素に働く抗力については、変動特性についても検討を加えた。河床の砂に対する流体力の見積りについては本研究によりある程度可能とすることができたが、護岸の粗度についてはさらに Reynolds 数の範囲を変え、また、粗度要素を密のみでなく、粗度として有効になるような配列等について検討する必要があり、この点については現在実験を行いつつあり、機会を得て発表したいと考えている。なお、本研究は文部省科学試験研究(1)(代表者: 吉川秀夫)の援助を受け、また河上記念財团工学助成金の援助を得ていることを記す。そして、実験ならびに解析にあたって、協力された藤崎信二郎君(神奈川県立), 浜地克也君(早稲田大学大学院), 渡戸正義君(早稲田大学大学院)に謝意を表します。

#### 参考文献

- 1) Blinco, P. H. and Simons, D. B.: Characteristic of Turbulent Boundary Shear Stress, J. Mech. Div., 1974.
- 2) 中川・辻本・細川: 底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.
- 3) 神田・鈴木: 球体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.
- 4) Chepil, W. S. : The Use of Evenly Spaced Hemispheres to evaluate Aerodynamic Forces on Soil Surface, Trans. A. G. U. Vol. 39, No. 3, 1958.
  - 5) Schlichtig, H. : Boundary-Layer Theory, Seventh-Edition, McGraw-Hill.
  - 6) Einstein, H. A. : Hydrodynamic Forces on a Rough Wall, Reviews of modern Physics, Vol. 121, 1949.
  - 7) Bendat, J. S. and Pierson, A. G. : ランダムデータの統計的処理, 培風館, 1980.
  - 8) 城・植松・藤崎・吉川：粗面近傍の流れと流体力に関する実験的研究, 第 31 回水理講演会論文集, 1986.
  - 9) 植松・浜地・渡戸・関根・吉川：河床砂れきに働く流体力について, 第 32 回水理講演会論文集, 1987.
  - 10) 山田・川端：浸透層上の流れの抵抗則に関する実験的研究, 土木学会論文集, 第 325 号, 1982.
  - 11) 中川・祢津：壁面流出入を伴う開水路浸透床上の乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, 第 285 号, 1979.

(1988.2.27・受付)