

## ( II - 10 ) 河床粗度要素に働く流体力の算定について

早稲田大学理工学部 学生員 渡戸正義  
 早稲田大学理工学部 学生員 浜地克也  
 早稲田大学 大学院 学生員 植松龍二  
 早稲田大学理工学部 正会員 吉川秀夫

### 1.はじめに

河床における土砂の離脱などの機構を解明するためには、個々の砂れきの運動を把握することが必要である。そのためには、砂れきに作用する流体力である抗力と揚力を算定することが不可欠である。本研究では、矩形断面風胴を用い、砂粒を半球を用いてモデル化し、これを密に敷き詰めた底面上でこの半球に作用する圧力を測定することによって、流体力を算定することにした。

### 2. 実験概要および実験結果

(1) 実験概要 実験装置は、全長 1000cm、高さ 40cm、幅 30cm の矩形断面風胴の底面に、粗度要素として直径  $d=3.8(\text{cm})$  の半球を六角形配置で密に敷き詰めたものを使用した。測定は、上流から約 800cm の底面中央部で行い、その方法としては、Chepil<sup>1)</sup> が行ったものと同様であり、半球表面の圧力分布を測定することによって、抗力と揚力との平均値を同時に測定でき、かつ、それぞれの分布状態の特性を明らかにすることができます。すなわち、図- 1 のように、粗度要素と同一の半球に直径 0.2mm の孔を開けたものを測定位置に固定し、その孔からとった圧力と、境界層外のポテンシャル領域での静圧との差である過剰圧力を、精密微差圧計を用いて測定した。ただし、孔の位置は、 $\phi$  と  $\theta$  を 10° 刻みに変化させた点に設けている。また、X型の HOT-FILM を用いて、流れに直交する断面内の主流速分布の測定を行った。なお、これらの測定は、流量の異なる 4 つの RUN について行っている。

(2) 圧力測定結果 圧力分布を測定して得られた流体力を表- 1 に示す。ここで、 $\delta D$ 、 $\delta L$  は、それぞれ抗力と揚力の作用点と半球下端との距離である。また、 $u^*$  は、次式で与えている。

$$u^* = \sqrt{\tau_0 / \rho} = \sqrt{(D/A')} / \rho \quad (1)$$

ここに、 $\tau_0$  : 底面せん断力、 $\rho$  : 流体の密度、 $D$  : 抗力、 $A'$  : 一つの半球の受持面積  $\sqrt{3}d^2 / 2$

帯状の表面に働く抗力  $D(\phi)$  を高さ  $l(\phi)$  で割った値を  $D_l$  とし、これを  $D_{\max}$  ( $D_l$  の最大値) を用いて無次元化した値  $D_l/D_{\max}$  の分布を二次元的に表現したのが、図- 2 である。図- 3 は、同様にして得られた揚力の分布を示したものである。さらに、図- 4 は、過剰圧力の水平断面内の最大値  $\Delta P_{\max}$  を用い、図- 5 は半球頂点の過剰圧力  $\Delta P_0$  を用いて、それぞれ無次元化した粗度要素表面の圧力分布である。図- 2, 5 より、 $D_{\max}$  の位置及び過剰圧力  $\Delta P$  が最大となる位置は、ほぼ  $\phi=50^\circ$  の位置であることがわかる。また、 $\phi \geq 50^\circ$  の表面では、 $D_l$ 、 $\Delta P$  の値は 0 に近くなることから、 $\phi=50^\circ$  付近で乱れの生成が最大となり、それより下方では、粗度要素より上方の Reynolds 効力にはあまり影響しないことがわかる。

表- 1 流体力測定結果

RUN	抗力 $D(\text{gf})$	揚力 $L(\text{gf})$	$L/D$	$\delta_D/(d/2)$	$\delta_L/(d/2)$	$u^*/(\text{cm/sec})$
1	0.0252	0.0196	0.777	0.638	0.822	40.0
2	0.0424	0.0247	0.584	0.649	1.112	51.9
3	0.0837	0.0567	0.677	0.645	0.953	72.9
4	0.1120	0.0651	0.583	0.629	1.079	84.3

表- 2 流速測定結果

RUN	$\delta$ (cm)	$U$ (cm/sec)	$R_e = U \delta / \nu$	$u_w$ (cm/sec)	$z_w/d$	$k_s/d$	$U_w$ (cm/sec)
1	10.4	$4.44 \times 10^2$	$3.17 \times 10^4$	42.6	0.18	0.61	$5.25 \times 10^2$
2	10.6	$6.52 \times 10^2$	$4.74 \times 10^4$	60.5	0.18	0.54	$7.65 \times 10^2$
3	11.4	$8.49 \times 10^2$	$6.63 \times 10^4$	73.9	0.18	0.45	$9.85 \times 10^2$
4	11.2	$10.50 \times 10^2$	$8.05 \times 10^4$	88.7	0.18	0.39	$12.2 \times 10^2$

(3) 流速測定結果 図-6は、ほぼ $\phi=50^\circ$ の位置を仮想底面とし、原点を $Z_0=0.7\text{cm}$ だけ補正して得られた、流速分布の対数表示である。図中の直線は式(2)を表しており、これより求めた $U^*$ 及び $C_d$ を、他の実験諸量とともに表-2に示す。

$$U/U^* = 5.75 \log\{(Z+Z_0)/C_d\} + 8.5 \quad (2)$$

一方、Einstein<sup>2</sup>も、直径 $d=6.75\text{cm}$ の半球を用いて、本実験と同様の実験を行い、 $Z_0/d$ の値を0.2にすることにより、流速分布が式(2)に良く一致すると報告している。よって、粗度要素として直径 $d$ の半球を六角形配置で密に敷き詰めた場合には、Reynolds数や粗度の径によらず $Z_0/d$ の値は0.2前後となり、この値を用いれば、流速分布は粗度近傍においても式(2)の対数則に従うことが確かめられた。

### 3. 流体力の算定について

圧力分布より求めた摩擦速度 $U^*$ と、流速分布より求めた $U^*$ とを比較すると、全てのRUNにおいて流速分布より求めた $U^*$ の方が若干大きな値となっているものの、ほぼ一致すると見なして差支えないことがわかる。よって、流速分布より $U^*$ を求め、式(1)により粗度要素である半球に働く抗力 $D$ を算出することができる。また、表-1より、 $L/D$ の値が一定値0.6に近いことより、抗力 $D$ から揚力 $L$ を算出することもできる。

次に、抗力係数 $C_d$ 、代表流速 $U_0$ を用いて流体力を算定する従来からの方法についての検討をする。

$$D = C_d A \rho U_0^2 / 2 \quad (3)$$

$U_0$ として $U_\infty$ を、面積 $A$ として式(1)の $A'$ をそれぞれ用いて求めた $C_d$ の値を図-7に示す。これより、代表流速に $U_\infty$ を用いることにより、抗力係数 $C_d$ がReynolds数によらず一定値0.01程度となることがわかる。よって、 $U_\infty$ の測定さえ行えば、図-7のようなReynolds数と抗力係数との関係図から、抗力を算定することができる。

### 4. おわりに

本実験では、粗度要素の径を一種類しか用いておらず、また、全てのRUNにおいて境界層厚が10cm前後であるなど実験条件が限られているため、より広範囲にわたって同様の実験を行うことが今後の課題である。

[参考文献] 1) Chepil, W.S. Trans. A.G.U., Vol. 39, No.3, 1958. 2) Einstein, H.A., Reviews of modern physics, Vol. 21, 1949. 3) 城・植松・藤崎・吉川, 第31回水理講演会論文集, 1987.

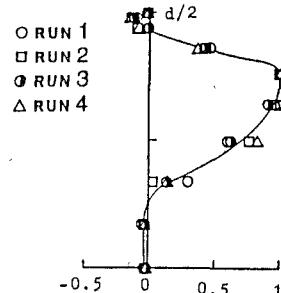


図-2 抗力成分の分布図

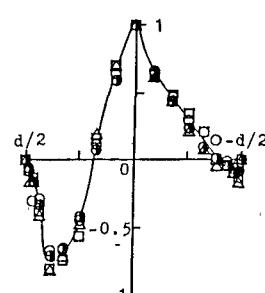


図-3 揚力成分の分布図

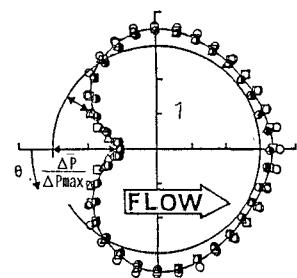


図-4 水平面の圧力分布図  $\phi=50^\circ$

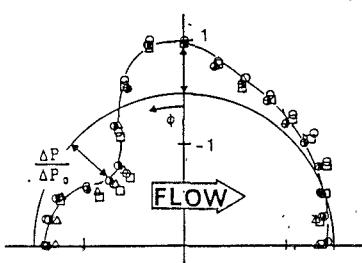


図-5 垂直断面上の圧力分布図

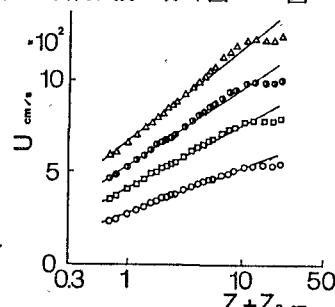


図-6 流速分布の対数表示

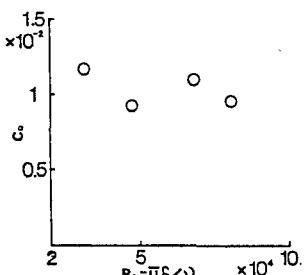


図-7 Reynolds数と $C_d$ の関係図