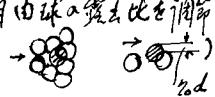


掃流砂球の始動に関する二、三の実験

武藏工業大学 王 方一

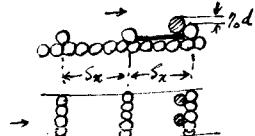
要旨： 単一ガラス球に関する前回の離脱限界実験にて再検討し、また配列の異物実験結果を述べた。

§1. 実験(1)： 幅20cm、長さ約11mの水路底に5.66mm筋残留、6.73mm通過(平均6.2mm)の球をはりつけ、ほぼ中央に長さ25cmの区間より、径6.6mmのガラス球(比重2.3)を千鳥型に密に配置し、その中、横幅間隔 $s_x = 3d$ の5個までを自由にして、下に同様金属球を充て、自由球の露出比を調節し、水位を徐々に増しながら離脱時の限界水深を観察した。 $(i = 1/100, A$ 型配置 \rightarrow 

下流に向かって左より No.1～5 とし、Einstein 法によって水深 h を R_b と求め、

$Z_{cr} = R_b I / (s_x - d)$ と露出比 $\eta_0 = h/d$ との関係をプロットすると 図-1 になる。上、下限の間には相当の差が、水量バルブの調節段階の大きさ、粒子配置作業の精度などが原因と考えられる。それらのほか平滑を通り過ぎるとより、図-2 の×××を示す。

§2. 実験(2)： 実験(1)のはりつけた球列の上に、流れ方向に $s_x = 3d, 4d, 6d, 8d, 16d$ の間隔に、横方向に千鳥型ガラス球を密に固定して堤を作り、堤の中央の横堤の上流に角田球を置き、金属板で高さを調節し、実験(1)と同様の方法で離脱限界水深を記録した($i = 1/100, A$ 型接觸，在上堤のものが自由球)



Z_{cr} の上下限の相違は 図-1 で 図-3程度で 図-3で $1\sim2$ の平均値を 7% とすれば 図-2 にな。これより $\eta_0 = 0.35 \sim 0.65$ 、 $s_x/d = 3 \sim 8$ では Z_{cr} はあまり変わらないが $\eta_0 = 0$ では s_x/d の影響ようが顕著に出てる。またどの s_x/d についても 球列堤の左の×××より早く離脱している。これは横堤の存在で両者の球の受力状況が異なるためと考えられる。

§3. 単一球(横堤なし)の平衡条件： 下流粒子との接觸共に固有の回転条件は、 x, z を河床と平行と垂直にとり、抗力、揚力、浮力、粒子重の α を考慮すると

$$F_x l_x + F_z l_z + F_B + W \sin \theta \cdot l_{Gx} = W \cos \theta \cdot l_{Gz} \quad \dots \dots \dots (1)$$

式に 抗力 $F_x = C_x \frac{1}{2} \rho u_b^2 \zeta_x d_x d^2$ 、揚力 $F_z = C_z \frac{1}{2} \rho u_b^2 \zeta_z d_z d^2$ 、粒子重 $W = g \rho_s d_z d^3$ 浮力 $F_B = g \rho d_z d^3 \cos \theta$ 、諸力の作用点 $l_x = \frac{1}{2} d \mu_x$, $l_z = \frac{1}{2} d \mu_z$, $l_{Gx} = \frac{1}{2} d \mu_{Gx}$, $l_{Gz} = \frac{1}{2} d \mu_{Gz}$, $\mu_x = l_x / l_{Gx}$, $\mu_z = l_z / l_{Gz}$, $u_b = a_b u_x (1 + n \tilde{u}_b / u_b)$, $\tilde{u}_b / u_b = k_u$ などを代入すると

$$\begin{aligned} Z_{cr} &= U_{cr}^2 / g(s-1)d = (C_x \cos \theta \tan \phi - \frac{s}{s-1} \sin \theta) \mu_{Gx} / \frac{1}{2} d (\mu_x \zeta_x C_x + \mu_z \zeta_z M_z C_z) a_b^2 T_f \dots \dots \dots (2) \\ &\therefore l = T_f = (1+n k_u)^2; \quad \text{且し } \zeta_x = A_x / A, \zeta_z = A_z / A \text{ は抗、揚力の作用する投影面積の割合} \end{aligned}$$

無次元化： $d_x = d_z = \frac{\pi}{4}$, $d_b = \frac{\pi}{6}$, 従つて $Z_{cr} = K_N M_{Gx} / \frac{3}{8} E a_b^2 T_f \quad \dots \dots \dots (3)$

$$\therefore l = K_N = \cos \theta \tan \phi - \frac{s}{s-1} \sin \theta, \quad E = (\zeta_x \mu_x C_x + \zeta_z \mu_z C_z) \quad \dots \dots \dots (4)$$

M_{Gx}, μ_{Gz} 、従つて T_f 中、 $K_N M_{Gx}$ は η_0 がまれば定まり、 a_b, E, l は露出比、空隙率、粗度などの相違に依存し実験を定めるべき流速分布、乱れ関係の諸係数を含んでる。

前回は(1)式で左辺の $W \sin \theta \cdot l_{Gx}$ の代りに $W \sin \theta \cdot l_{Gx}$ を使用したが、後者を使えば $K_w = \cos \theta \tan \phi - \sin \theta$ となる (第4回外 1973, 水理講)

§ 4. 実験(1)の検討 (1) (1971新砂防), (2) (1973, 水理講) の結果よりは Shields 曲線が $U_* d / R_b > 300$ の範囲でも Z_{rc} は一定値とみなす自配と相対粗度が大きいと傾向の傾向を示してい。單純粒子の場合もある程度はこのことは、自配と R_b の影響よりもはるかに大きい。実験(1)の結果を用いてまず $Z_{rc} \sim d / R_b$, $Z_{rc} / K_w \mu_{Gx} \sim d / R_b$ の関係を $\gamma = 1$ のときと図-3の $Q_p = 0$ とみる。それらの Q_p 上の \downarrow の数値は相当する $(\tan \phi)$ を示す。さらに $a_0 = \bar{u}_0 / U_* = 8.5$, $b_0 = 244$ と $n=1, 2, 3$ とそれに対して(3)式より E を逆算し、 $E \sim d / R_b$ の関係は図-4に示す。本実験は $i = 1/100$ の時にに対するもので、各 γ に対する d / R_b の影響は不明である。

実際の礫面における Z_{rc} を單一粒子の Z_{rc1} への換算は問題があるが、傾向を知るために、便宜上、遍在率 $\varepsilon = 0.4$ を乗じることにする。Neill (1967, LAHR), 第4回(1973)の実験値 Z_{rc} から $Z_{rc} \times 0.4$, $Z_{rc} \times 0.4 / K_w \mu_{Gx}$ を計算し d / R_b との関係を通過曲線を図-3に移すと曲線(1), (2)となる。さうして $a_0 = 8.5$, $b_0 = 244$, $n=3$ とすれば E 値は図-5のようになり、平均線と図-4に移すと曲線(3)となる。 $\tan \phi = 1$ ($\gamma_0 = 0.662$) あたりで実験(1)の $n=1.5$ のときとはほぼ一致している。斜面率の相違、 $\varepsilon = 0.4$ を乗じることの可能性も問題意識されているが、流 γ_0 ($\tan \phi$) に対する Z_{rc} (曲線(1), (2), (3)) と類似の傾向があると想像するが、 Z_{rc1} が一定値からはずれ始めると曲線傾度などは条件をえて実験で定める必要がある。 i 以外の变量による検討も考えられる。

結論: E およびそれに含まれる各要素の γ_0 , i , ε などによる変化の実験的確定、自然のままでの礫面に混在する砂礫の受力状況の研究など多くの問題が残されている。

