

II-137 異なる露出状態における球の離脱限界

武蔵工業大学 正員 王 方一

1. 序文

河床粒子の離脱限界は種々の露出状態における粒子に作用する流体力と水中重量の成分によるモーメントの釣合式で規定される。前報では異なる露出状態の粒子に作用する流体力の性質を実験的に求めた⁽¹⁾。本報ではさらに関係する追加、補足実験を行ない両方の結果を釣合式に代入して粗面領域における離脱限界値を計算する方法を示す。また、この方法による計算値と実験値の比較検討を行った。

2. 離脱限界の計算式

任意の露出比 $\eta = s/d$ に位置している受力球に作用する流れの方向とそれに直角方向の抗力と揚力を F_D, F_L 、水中重量を W' とする(図1)。受力球の離脱限界はそれらの力によるモーメントの釣合の式、すなわち、 $F_D \cdot e_1 + F_L \cdot e_1 + W'_x \cdot e_1 - W'_z \cdot e_2 = 0 \cdots (1)$ で求められる。 $F_D = k_d \cdot F_{D1}$, $F_L = k_L \cdot F_{D1}$, $W' = g(\rho_s - \rho)C_3 \cdot d^3$, $C_3 = \pi/6$, $F_{D1} = C_{D1}(1/2)u_1^2(\pi/4)d^2$, $W'_x = W' \sin \alpha$, $W'_z = W' \cos \alpha$, $\mu = e_2/e_1 = \tan \phi'$ とすれば、離脱限界時の無次元剪断力 $\tau_{*c} = h_0 e_i / (s' d)$ は次式で表される。 $\tau_{*c} = L / \{ (3/4)(u_1/u_x)^2 \cdot G_1 \cdot C_{D1} \} \cdots (2)$ 。ここに $G_1 = k_d + \mu \cdot k_L \cdots (3)$, $u_1/u_x = 8.5 + 5.75 \log(z_1/d)$, $z_1/d = 0.5 + a \cdots (4)$, $L = \cos \alpha (\mu - \tan \alpha)$, $\mu = \tan \phi' = \sin \phi' / (1 - \sin^2 \phi')^{1/2}$, $\sin \phi' = 2\eta/3^{1/2} \cdots (5)$ で表され、また、 $u_x = (gh_0 i)^{1/2}$, $s' = s_0 - 1$, $s_0 = \rho_s / \rho$, ρ_s, ρ : それぞれ球と水の密度、 α : 水路勾配、 $i = \tan \alpha$, u_1 は $\eta = 1$ に位置する受力球の中心における流速、 $a \cdot d$ と h_0 : 球列頂面から水深の原点と水面までの距離である。 $\eta = 0$ のときには $\mu = \infty$ 、式(2) は不定形になり計算ができず、その場合には τ_{*c} は $F_L = W'_z$ より得た $\tau_{*c} = \cos \alpha / \{ (3/4)(u_1/u_x)^2 \cdot k_L \cdot C_{D1} \} \cdots (2')$ で求められる。

3. k_d , k_L , C_{D1} および a の実験結果3.1 k_d および k_L に関する実験式

前報にA型穿孔球とB型穿孔球を用いて種々の η の位置における抗力 F_D と揚力 F_L を測定した($i = 1/60$, $h_0 = 6.13, 8.63, 11.13$ cm)⁽¹⁾。2種類の球による F_D と F_L の実験値はいくぶん異なっているが、これは実験球の孔の数の多少、位置、分担面積の重み等が影響しているためと考えられる。2種類の球の実験による η に対する $k_d (= F_D/F_{D1})$ と $k_L (= F_L/F_{D1})$ の関係は図2a, 図2b に示す。それによれば、 $k_d \sim \eta$ の関係は $0 < \eta < 1$ の範囲では両者はほとんど同じで、水深の影響もないが、 $k_L \sim \eta$ ではB型球による方が全域にわたって水深の変化の影響がほとんどなく、また k_L の値は $\eta \approx 3$ で0 になっている。B型球はA型球に比べて穿孔の数が多く、また、どの孔の測定値も F_D と F_L の算出に際して有効に使用されていることから納得出来るので、B型球に関する図2bについて検討することにする。離脱限界の問題については $0.859 < \eta$ の範囲のみを検討すればよく、0.859 は隣接する2球の上に1球を載せたときの η 値である。図2b の $0 < \eta < 1.0$ の範囲を概観して、図3 の $k_d \sim \eta$ (直線) と $k_L \sim \eta$ (折線) のような線を引けば、次のような実験式を得る。すなわち、 $k_d = 0.07 + 0.93\eta$ [$0 \leq \eta \leq 0.859$] $\cdots (6)$; $k_L = 0.07$ [$0 \leq \eta < 0.10$], $k_L = 0.07 + 2.3(\eta - 0.10)$ [$0.10 \leq \eta < 0.20$], $k_L = 0.30$ [$0.20 \leq \eta \leq 0.859$] $\cdots (7)$ 。

3.2 C_{D1} の実験値

前報では勾配 $i = 1/60$ 、水深 $h_0 = 6.13, 8.63, 11.13$ cmにおける C_{D1} を実験で求めた⁽¹⁾。今回は $h_0 = 6.13, 7.83, 8.63, 9.88, 11.13$ cm の5種類について3回ずつB型球を用いて $\eta = 1.0$ における C_{D1} を実験的に求めた。3回の平均値はそれぞれ0.58, 0.62, 0.73, 0.61, および0.68であり、更にそれらを平均すると0.64を得た。なお、 $R_{e1} = u_1 d / \nu$ は $2 \times 10^4 \sim 4 \times 10^4$ の範囲にあり、これに対応する一様無限流の C_{D10} は0.42 ~ 0.50 である。

3.3 a の実験値

$i = 1/60$, $h_0 = 2.50, 5.00, 6.13, 7.38, 8.63$, および11.13 cm の6種類についてピトー管で流速分布を

測定しそれより球面頂面における流速を求め、 $u_0/u_* = 8.50 + 5.75 \log(a) \cdots (8)$ によつて計算した u_0 がこれに一致するような a はそれぞれ 0.33, 0.28, 0.40, 0.37, 0.31, 0.50 となり、平均値は0.37である。

4. 離脱限界の計算結果

k_d, k_z は式 (6), (7)を用い、 $a = 0.35$ とし、 C_{D1} は 0.60, 0.80, 1.00 および 1.20 と変化させて式(2)と(2')に代入して計算した $\tau_{*c} \sim \eta$ の関係は図4の曲線群で示す。

5. τ_{*c} の実験値との比較検討

実験には直径 2.5cmのガラス球(比重 $s_0 = 2.48$)、アクリル球(比重 $s_0 = 1.20$)、および真ちゅう球(比重 $s_0 = 8.35$)の3種類について行つた。全長12m,幅 29.5m,勾配 $i=1/60$ の水路において、水路底に密に配置したガラス球列($d=2.5\text{cm}$)の中から1個を抜取り、その空間に種々の高さの銅版(直径 2.3cm,厚さ1.2mm)を積み重ねて置き、その上に試験球を載せ、種々の露出比のもとで流量を徐々に増加し、実験球の離脱する瞬間の水深を記録した。実験結果は図4に $\circ, \triangle, \phi$ 印で示す。計算した曲線と比べると η の範囲と球の種類にもよるが、全体的に見て $C_{D1} = 0.8 \sim 1.2$ の間で両者がほぼ一致している。 a を幾分大きくとればより小さい C_{D1} の値で実験値に接近するものと予想される。 C_{D1}, a, k_d および k_z の変化の傾向、実験の精度などについてはさらに研究、改善する必要があると考える。

本研究に際し、実験および計算において助力して頂いた当時4年次学生の高野裕一、鳴沢繁、浦上景也、竹前弘文、池田基隆の諸君に感謝の意を表します。

文献(1); 王、山田: "球列水路底付近における球に作用する流体力について", 土木学会第43回年次学術講演会概要集第2部, pp.334-335 ('88.10)。

