

武蔵工業大学 正員 王 方一

要旨：(1)露出比・その他の状態に依存する単一粒子の離脱限界実験値資料の比較 (2) 実際礫面を構成する砂礫の移動限界を見積るための補正係数の検討およびそれを考慮した場合の移動量計算

[1] 単一粒子に関する離脱限界実験値と資料の比較

(1) 筆者の実験(第32回年講, 1977, 等) (a): A型離脱 $\rightarrow$  ; $\rightarrow$: 流向, $\Rightarrow$: 実験球 $\odot$ ($d=6.6\text{mm}$) の離脱方向; $\circ$: 水底底面固定球 ($d_0=6.6\text{mm}$) に関する離脱限界実験結果は図-1の $\odot$ の印のように, $\mu=K_1 \tau_{*1}$, $K_1=200$, $\tau=1.301 \dots (1-A_0)$ で表わされる. $Re_x = u_{*1} d / \nu$ は $(1.7 \sim 5.5) \times 10^2$ の範囲である.

(b): A型離脱 $\rightarrow$  ; $\rightarrow$: 流向, $\Rightarrow$: 離脱方向, 実験球 $\odot$ は $d=24.9 \sim 11.75\text{mm}$ の間にある6種類, 水底底面固定球 $\circ$ は $d_0=25\text{mm}$ の1種のみ] および B型離脱 $\rightarrow$  ; 実験球 $\odot$, 固定球 $\circ$ の種類, その他の印はA型と同じ] に関する離脱限界実験値は図-1の Δ 印と $\bullet$ 印で示し, 表現式はそれぞれ $\mu=K_1 \tau_{*1}$, $K_1=3.714 \times 10^4$, $\tau=2.344 \dots (1-A)$ および $\mu=K_1 \tau_{*1}$, $K_1=1.144 \times 10^4$, $\tau=2.271 \dots (1-B)$ である.

(2) Fenton-Alboozの実験(Proc. R. Soc. Lond. A. 355, 523-537, 1977): 実験 A ($d=d_0=2.5\text{mm}$, $Re_x=30 \sim 90$), 実験 B ($d=d_0=8.3, 8.8, 6.4\text{mm}$, $Re_x=215 \sim 830$) および実験 C ($d=d_0=380\text{mm}$, $\tau_0=0.82$, $Re_x=1700 \sim 3280$) の結果と露出比 τ_0 を $\mu = \frac{\sqrt{3}}{2} \tau_0 - 1$ よりマサツ係数 μ に換算して, 上記の式(1-A₀), (1-A), (1-B)と比較すると図-2のようになる. 実験AとBは式(1-A₀)の傾向と同じであるが, 実験Cの数は式(1-B)の線上にある.

(3) 露出比 $\tau_0=0.816 \sim 0.82$ 従って $\mu=0.355$ の状態にある粒子が最も離脱しにくいと考えられ, 式(1-A₀), (1-A), (1-B)に $\mu=0.355$ を入れて τ_{*1} を求めればそれぞれ 0.0077 , 0.0072 および 0.0104 を得る. 同じ μ に対して式(1-B)による τ_{*1} は式(1-A)による τ_{*1} の約1.5倍である. また式(1-A₀)と(1-A)とは低 μ 値ではほぼ同じであるのに対し, 高 μ 値ではかなり異なる. それらの理由の追究とFentonらの実験値を含めての Re_x の影響などは本文ではこれ以上述べず, B型の離脱が最もしにくいと考え, 従って式(1-B)を用いて移動限界を規定することにする.

[2] 実際の礫面を構成する砂礫の移動限界の推定: 単一実験球の周流状況と実際礫面の粒子のそれとはマサツ係数が同じであっても同じでない. 従ってそれらを始動させる境界の τ_{*1} と τ_* も異なる. 両者の関係は $\tau_* = \tau_{*1} / K_2 \dots (2.1)$ で表わす. K_2 は補正係数. 次に, 露出比 τ_0 が小 (μ が大) のとき実験球と実際の礫の周流状況は似ているが τ_0 が大のときとはかなり違うと考えて μ が $\infty \rightarrow 0$ なるに従い補正係数 K_2 が1より大 (< 1) に変化する式 $K_2 = a^{[b\mu]}$ $\dots (2.2)$ で K_2 を表わすことにする. (ただし, $0 < 1, 0 < b < 1$). $a=0.4$, $b=0.6$ のときの K_2 と $K_2=1$ に対する式(1-B)と(2.1)による $\mu \sim \tau_*$ 関係は図-3に示す. $\mu=10$ 付近で両者は接近し, また $a=0.4$, $b=0.6$ のときの K_2 と $\mu=0.355$ に対する τ_* は 0.022 となる. この値が最も動きにくい実際の砂礫の移動限界時 τ_* に相当すると考えられる.

[3] 移動量計算: 無次元表現式 $Q = \frac{\pi}{4} P A [(1-\gamma) \sqrt{\tau_{*a}}]^B \dots (3.1)$ を用いる. $\therefore P = (P_a - P_c) / (1 - P_c)$, $P_a = \int_{\mu_c}^{\mu_a} f(\mu) d\mu$, $P_c = \int_{\mu_c}^{\mu_a} f(\mu) d\mu$, $f(\mu) = \lambda (\lambda \mu)^{q-1} e^{-\lambda \mu} / \Gamma(q)$, $\gamma = (G_a - G_c) / \sqrt{\tau_{*a}} K_1^{1/25} (P_a - P_c)$, $G_a = \int_{\mu_c}^{\mu_a} f(\mu) d\mu$, $G_c = \int_{\mu_c}^{\mu_a} f(\mu) d\mu$, $f_1(\mu) = f(\mu) \mu^{1/25} / K_2^{1/25}$ である. $q=3$, $\lambda=0.92$, $K_2=0.4^{[0.6\mu]}$, 式(1-B)の τ_{*1} , $\mu_c=0.355$ などを用い, $0.032 < \tau_{*a} < 0.4$ は Einstein の式(ただし, $\tau_{*a} < 0.04$ は Paintal の実験式 $Q = 6.56 \times 10^{-8} \tau_{*a}^{16}$ で近似使用), $0.4 < \tau_{*a} < 10$ は芦田・道上の式を基準として至急 $P \sim (1-\gamma) \sqrt{\tau_{*a}}$ の関係も γ を1とするとほぼ直線となし(両

対数紙上), これより $A=42.58$, $B=2.842$ を得る. これを逆に式(3-1)に用いたときの重の計算結果と基準式との比較は図-4に示す. 1つの式で基準式にきわめて近い値を再現したことになる. ただし, 上記計算式は $Z_{\alpha}=0.022$ で $\Phi=0$ になる(くみになっているから, $Z_{\alpha}<0.032$ では Einstein の式よりやや低くなっている

