

要旨: (1): 以前に行った同径, 異露出比の球に関する離脱限界実験結果(下流粒子とはA型隣接)および
(2): 新たに行った異径, 異露出比のガラス球(下流粒子とはA型隣接とB型隣接の2種)に関する離脱限界実験結果
について, マサツ係数~無次元剪断応力の関係を検討し, として, マサツ係数と変数とするある分布を有する
稀薄移動層粒子の離脱確率の算出に際し, 第1球に関する離脱限界実験結果を如何に補正するかを検討する。

[1]. 離脱限界実験(1): 同径, 異露出比の場合 (第1回関東支部年次発表会報告集, '74-5月)

幅20cmの水路底に密に固定された6.6mmのガラス球の中, 5個を自由にし, 種々の露出比を同径の支持銅柱の高さで調節して(下流粒子とはA型隣接, すなわち $\rightarrow \text{球} \rightarrow$, $\rightarrow$ は流向, $\Rightarrow$ は離脱方向, 以後A型離脱と称する), 離脱瞬間の水理量を記録して限界値とした。前論文と異なり今度はマサツ係数と無次元限界剪断応力の関係を直接プロットした(図-1)。描点のほぼ中間を通る直線は $\mu = K_1 \tau_{cr}^\delta$, $K_1 = 200$, $\delta = 1.301 \dots (1.1)$ と表わされる。 $\text{Re} = \frac{u d}{\nu}$ の範囲は $1.5 \sim 7 \times 10^3$ 程度である。図-1中 $\mu = 0.355$ に対するものは実験した球を振動させて直接上にのせた3点接触の球に対する実験値である。式(1)により $\mu = 0.355$ に対応する τ_{cr} を求めれば0.0075を得る。Shieldによる限界値0.05の約7分の1である。

[2]. 離脱限界実験(2): 異径, 異露出比の場合

幅30cmの水路底に直径 $d = 25\text{mm}$ のガラス球を2層に密に積み, 上層にあるくぼみに直径 $d = 24.9, 17.45, 16.65, 14.7, 12.6$ および 11.75mm (比電はそれぞれ2.476, 2.509, 2.387, 2.467, 2.397, 2.581) のガラス球をのせ, A型離脱 ($\rightarrow \text{球} \rightarrow$, $\rightarrow$ 流向, $\Rightarrow$ 離脱方向) およびB型離脱 ($\rightarrow \text{球}$) について限界水理量を測定した。 μ と τ_{cr} の関係は図-2と図-3のようになる。直線は図-1との比較のために入れた。図-2を見ると, 図-1の場合とは, 同じ離脱方向であるが小マサツ係数(小露出比)では両者はほぼ同じとはいえず, 大マサツ係数(小露出比)の範囲では同径の場合に比し, 異径の場合の方が離脱しやすい傾向を示している。この原因として, (1): 同径の場合が一層で底板とはボンド固着, 浸透流の影響が小さく, 異径の場合が2層で固着せず従って浸透流の影響が大きいこと (2): 離脱球体積と空隙との比の相違 (3): 下部および上流の支持状態の相違などと考えられる。また同じ露出比に従ってマサツ係数に対し, B型離脱はA型離脱に比してより大きい無次元剪断応力を要し, 図-2と図-3より概略的に, $\tau_{crB} = 1.4 \sim 1.6 \tau_{crA} \approx 1.5 \tau_{crA}$ の関係を得る。移動限界を考えるときにはB型離脱限界を基準とすべきであると思われる。

[3] 遮へい係数の検討と流砂量表示

移動層粒子の離脱確率 $P = \int_{\mu_a}^{\mu_b} f(\mu) d\mu$ の上下限 μ_a と μ_b に対応する τ_{crA} , τ_{crB} は単独粒子について得た実験値 τ_{crA} , τ_{crB} とは普通いわれる遮へい係数 K_E と関連させる。すなわち $\tau_{cr} = K_E \tau_c \dots (3.1)$ 従って式(1.1)は $\mu = K \tau_c^\delta \dots (3.2)$ となる。こゝに $K = K_1 K_E^\delta \dots (3.3)$

(a): $K_E = \text{const}$, $\delta = \text{const}$ 従って $K = \text{const}$ のとき: 無次元流砂量は $\Phi = \frac{\pi}{4} P A [(1-\gamma) \sqrt{\tau_{crA}}]^B \dots (3.4)$ と表示できる。こゝに $P = (P_a - P_c) / (1 - P_c)$, $P_a = \int_0^{\mu_a} f(\mu) d\mu$, $P_c = \int_0^{\mu_c} f(\mu) d\mu$, $f(\mu) = \lambda(\mu) \mu^{k-1} e^{-\lambda(\mu) \mu^k} / (k)$, $\gamma = (F_a - F_c) / (1 - P_c) P \sqrt{\tau_{crA}} K^{1/\delta}$, $F_a = \int_0^{\mu_a} f(\mu) \mu^{1/\delta} d\mu$, $F_c = \int_0^{\mu_c} f(\mu) \mu^{1/\delta} d\mu$, A, B は実験係数 $K_1 = 200$, $K_E = 0.4$ とすれば $\delta = 1.3$ のとき $K = K_1 K_E^\delta = 60$, $\delta = 1.0$ のとき $K = 80$ となる。これより, $\delta = 1$ とした(3.4)を用い, $K = 40, 60$ とし更にに関する資料に基づいて係数 A, B を決定した。

(6): K_E を μ の関数とするとき:

一個の球の周囲状態と実際の粒子層粒子の周囲状態とは同じタツ係数 i あっても同一 i はない。 μ が小 (露出比が大) のときは遮へい状態はかなり違うが、 μ が大きく (露出比が小) になるに従って両者の周囲状態が似てくると考えられる。 すなわち、 μ が ∞ に接近するに従い、遮へい係数 K_E は α (例えば 0.4) より 1 に変化する。 この関係は $K_E = [\alpha^i]^\mu$ (3.5) と表わされる。 ことに $\alpha < 1, 0 < i < 1, i$ がある。 式 (3.5) を用いれば無次元法線密度式 (3.4) における η は $\eta = (G_a - G_c) / (1 - P) P \sqrt{2 + \alpha}$ (3.6) となる。 ことに $G_a = \int_0^{\mu_0} f_1(\mu) f_2(\mu) d\mu$, $G_c = \int_0^{\mu_0} f_1(\mu) f_2(\mu) d\mu$, $f_2(\mu) = [\mu / (\alpha^i)^\mu K_E]^{1/2} = [\mu / K]^{1/2}$.

