

岐阜大学工学部 正会員 河村 三郎  
岐阜大学工学部 正会員 O久保田 総

### 1) はじめに

流水によって運ばれる土砂輸送は、河床構成材料の流送と、流域内での土砂浸食等に基づく *wash load* の流送とに分類される。全流送土砂量を推定するには、従来 *wash load* と他の流送土砂とを別々に計算し、これらの合計としていたが、*wash load* の濃度が大きい時には、これらの計算精度は不正確になる恐れがある。

また一方、*wash load* は河川汚濁の主な原因となっており、濁度化現象を解明するためにも *wash load* の特性を調べる必要があると考えられる。

したがって我々は、*wash load* に関する定性的特性、および微細浮遊粒子と流体との相互作用について述べる予定である。

### 2) *wash load* の定義

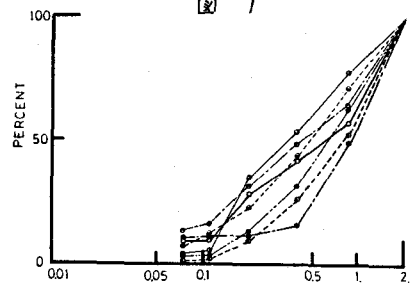
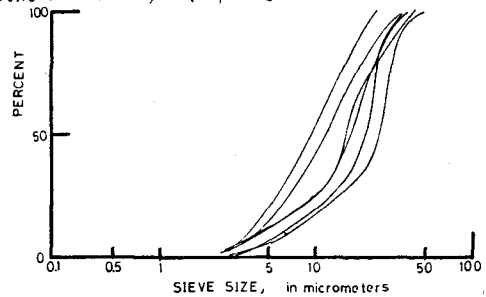
*wash load* は流域内での土砂供給能力と流水の土砂輸送能力との相互関係によって定義されるのが適切であるが、通常は上流域での土砂供給能力は未知であるため、Einstein は河床構成材料の 10 パーセント粒径を *wash load* の限界粒径としている。一方、工学的立場からは、砂とシルトの分岐粒径、 $62.5\mu m$  を *wash load* の限界粒径としている。

### 3) 洪水時の浮遊砂粒度分布と河道内の土砂の粒度分布

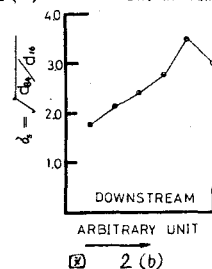
長良川における洪水時での水面近くの浮遊砂の粒度分布は図 1 のようであり、長良川の上流から忠節地点までの、川岸近くの粒度分布は図 2 のようである。これらの図より、浮遊砂の粒径は河道内の粒径に較べて、はなはだ小さく、また河道

内での粒径は上流から下流に下るにしたがって、微細粒子の割合が増加し、 $\sigma_s = \sqrt{ds_{84}/ds_{16}}$  で定義される標準偏差が大きくなっていることがわかる。

これらの事より、洪水時における微細浮遊粒子は上流の河道内から供給されたのではなく、大部分が上流流域での地面浸食等に基づく *wash load* であると考えられる。たとえ、*then*、Chow らも *wash load* は全流送土砂量の 90~95 パーセントに達していると報告している。なお、川岸近くの粒度分布では 2.0 mm 以上の土砂は取りのぞいた。



2(a) SIEVE SIZE, in millimeters



2(b)

#### 4) 降雨と浮遊砂濃度との関係

*wash load* は流水の流送能力に依存しているのではなく、流域内での降雨による浸食量に依存しているから、降雨量と浮遊砂濃度とは、ある種の関係が存在していると考えられる。

図3は長良川上流地点と忠節地点での標準偏差の時間変化、および降雨分布を示している。この図より、長良川上流域のA地点では、浮遊砂濃度分布が時間と共に一様になっていくようである。

また、従来から報告されているように、浮遊砂量 $Q_s$ と流量 $Q$ の間には指数関係、 $Q_s = \alpha Q^n$ 、が成立していた。この関係は、流域面積が小さい場合には、洪水毎にも下変であった。

また一方、図4はA、B、Cおよび忠節地点での降雨-浮遊砂濃度の相互相関係数であり、いずれの結果も、相互相関は急激な減少傾向を示し、また流域面積が大きくなるにしたがって最大相互相関を示す *lag time* は増加している。

このことより、降雨-浮遊砂流出は短期間に起こり、その時間のずれは流域面積の大きさに依存していることがわかる。

図5はA地点および忠節地点での降雨-浮遊砂濃度のコヒーレンシーであり、この図より、A地点では $\tau = 0.3 \sim 0.4$  cycle/hour のところで大きなコヒーレンス・ギャップが起きており、この流出過程がこの周波数前後で異なっているものと考えられる。また、一応雨地点とも線型系としての取り扱いが可能なるようである。

#### 5) 乱流微細構造と微細浮遊粒子との関係

浮遊粒子が微細な場合、Kolmogoroff のミクロスケーリング内に入っている粒子が粘性せん断力による擾乱同の力を受け、より大きな渦の中に入り、大きな渦に一体化して運動する。そして *dimratty* らはこの現象を拡散係数の急激な増加によって観察した。

前述してきたように、*wash load* の粒径は、数十 $\mu m$ であり、Kolmogoroff のミクロスケーリング、 $\eta$ 、と同じ程度の大きさであるから、微細粒子と流体との相互作用を *Tchen* が導いた式を使用して調べる。

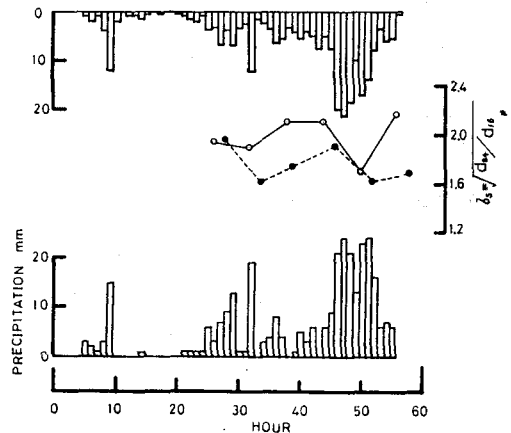


図 3

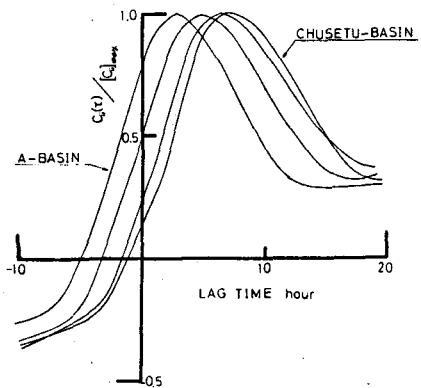


図 4

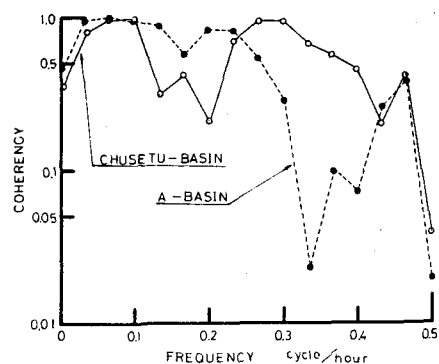


図 5

$$\frac{\pi}{6} d_p^3 \rho \frac{dU_p}{dt} = 3\pi\kappa d_p (U_s - U_p) + \frac{\pi}{6} d_p^3 \rho_s \frac{dU_s}{dt} + \frac{\pi}{12} d_p^3 \rho_s \left( \frac{dU_s}{dt} - \frac{dU_p}{dt} \right) + \frac{3}{2} d_p^4 \sqrt{\pi \rho_s \kappa} \int_0^t \frac{\frac{dU_s}{dt'} - \frac{dU_p}{dt'}}{\sqrt{t-t'}} dt' \quad (1)$$

式(1)に使用されている多数の仮定のうち、最も重要であると考えられるものは、“運動中の浮遊粒子の周りの流体は、常に同じ流体である。”、換言するならば、“浮遊粒子径を  $d_p$  とすると、 $d_p/\lambda < 1$  であり、また粒子の相対変化は  $\lambda$  より小さい。したがって、Kolmogoroff の時間スケール、 $(\nu/\varepsilon)^{1/2}$ 、より小さい時間でのみ運動を考へる。”、ということであり、この仮定を無視しているために、時間が十分経過した後の *Turbulent Schmidt number* が 1 になるという結果の 1 要因になっているものと考えられる<sup>3)</sup>

式(1)に  $U_r = U_s - U_p$  を使用して

$$\frac{dU_r}{dt} + a U_r + c \int_0^t \frac{dU_r}{dt'} \frac{dt'}{\sqrt{t-t'}} = (1-b) \frac{dU_s}{dt} \quad (2)$$

と書き直す。但し、

$$a = 36\kappa / (2\rho_s + \rho) d_p^2$$

$$b = 3\rho_s / (2\rho_s + \rho)$$

$$c = 18\sqrt{\kappa\rho_s/\pi} / (2\rho_s + \rho) d_p$$

である。

式(2)より、devins - glastonbury<sup>4)</sup>にしたがって、

$$U_r^2 = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty \frac{(1-b)^2 \omega^2}{a^2 + \omega^2} E_\pm(\omega) d\omega \quad (3)$$

となる。但し、

$$\omega_1 = \omega + c\sqrt{\pi\omega/2}$$

$$a_1 = a + c\sqrt{\pi\omega/2}$$

また

$$E_\pm(\omega) = 4u_\pm^2 \int_0^\infty R_\pm(t) \cos \omega t dt \quad (4)$$

である。

我々は現在、 $u_\pm$  ( $\nu/\varepsilon$ )<sup>1/2</sup> で浮遊粒子  $d_p$  が流体とどのような相互作用をするかを調べているから、振数時間の短かい場合の *Lagrangian* 相関係数

$$R_\pm(t) = 1 - \frac{t^2}{\tau_L^2} \quad (5)$$

を使用する。ここで  $\tau_L$  は *Lagrangian dissipation time-scale* であり、これのより小さなスケールの構造 ( $\nu, \varepsilon$ ) によって決定されており、次元解析により、

$$\frac{1}{\tau_L^2} = A \frac{\varepsilon}{u_\pm^2} \sqrt{\frac{\varepsilon}{\nu}} = A \frac{1}{u_\pm^2} \frac{\nu^4}{\eta^4} \quad (6)$$

が得られる。

$A$  の値は等方乱流場を仮定して、

$$A = \frac{0.22}{\lambda} + 0.077\lambda$$

であり、ここに  $\lambda$  は *Keulegan 数* ( $= 0.4$ ) である<sup>5)</sup>

したがって、式(3)、(4)、(5)そして式(6)を用いて数値解析を行なった。

Saffman<sup>6)</sup>によると、前述した粒性せん断力による横方向の力は

$$F = C_1 d_r d_p^2 (\rho_s \kappa \omega_1)^{1/2} \quad (7)$$

である。  $F = \mu d_p u_\perp$  と置いて、横方向への速度は、

$$u_\perp = C_2 u_r \frac{d_p}{\eta}$$

となる。

図6、7に $u_r/u_f$ と $d_p/\eta$ との数値解析の結果が示してある。但し定数 $C_2=1$ とした。

#### 6) 結論

以上のことより、洪水時での浮遊砂は大部分が wash load に分類されるものと考えられる。

また、上流域からの浮遊砂は洪水の経過時間と共に一様粒径に近づく傾向があり、そして浮遊砂流出の様式が $\lambda=0.05 \sim 0.45 \text{ cycle/hour}$ 前後で異なるようである。一方下流域は多数の流域から成立っているために、以上のような顕著な傾向は見られなかった。

微細浮遊粒子 (wash load) の流体への影響は $u_r/u_f$ や $u_t/u_f$ のグラフからわかるように、無視できる程度であるとは考えられず、浮遊粒子濃度が増加した場合には、拡散係数の急激な増加という現象によって、その影響がより一層顕著に現われるものと考えられる。

#### 7) 参考文献

- 1) Hinge, J. O., Turbulent fluid and particle interaction, Progress in Heat and Mass Transfer, Vol. 6, PP433-452, 1971
- 2) Kada, H. and T. J. Hanratty, Effects of solids on turbulence in a fluid, A. I. Ch. E. Journal, Vol. 6, PP 624-630, 1960
- 3) Levich, V. G. and S. I. Kuchanov, Motion of particles suspended in turbulent flow, Soviet physics - Uskiody., Vol. 12, No. 6, PP546-551, 1967
- 4) Levins, D. M. and J. R. Glastenbury., Particle - liquid hydrodynamics and mass transfer in a stirred vessel, Part I, Trans. Inst. Chem. Engrs, Vol. 50, PP32-41, 1972
- 5) Hinge, J. O., Turbulence, 2nd Edition, Mc Graw - Hill, 1975

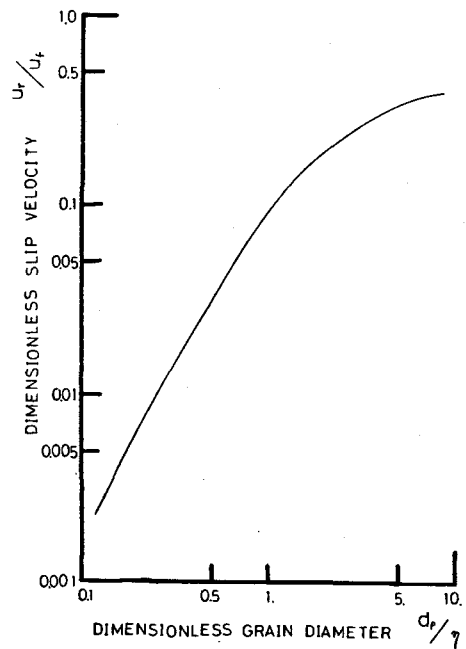


図 6

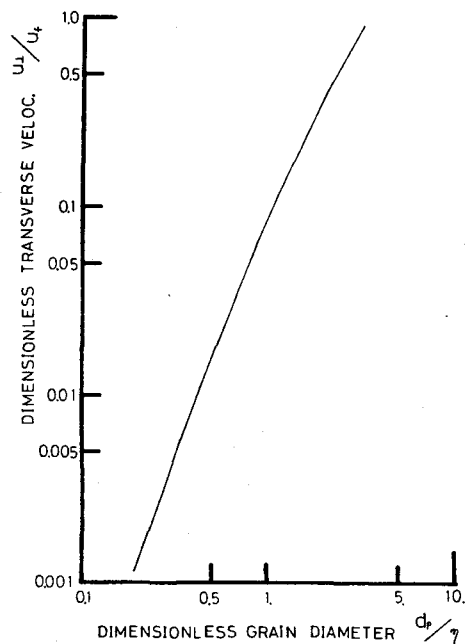


図 7