

〔特集〕 防災の水工学

土砂の移動現象とそのメカニズム

*九州大学 大学院工学研究院 橋本晴行†

Mechanics of Sediment Transport by Open-Channel Flow

Haruyuki HASHIMOTO, Department of Urban and Environmental Engineering, Kyushu University

1 はじめに

土石流は十分な水と高濃度の粒子を含有しながら高速度で山腹河道を流下する現象で、いわゆる高濃度・高速の固液混相流である。しかしながら、実際現象は、その発生条件、境界条件、河床状態、移動土砂の特性などにより種々異なった流砂現象を示している。

例えば、火山活動に伴い火山灰が常時山腹斜面に供給されている桜島では、勾配 4°、低水路幅 7.9m の野尻川や勾配 4°、水路幅 4m の持木川の流路工を土石流が巨れきや土砂を高濃度に含有しながら河口まで流下している。特に、1981 年の持木川では、フロント移動速度 5.9m/s の巨れきの集合体が流路工の側壁や底面との摩擦により煙を上げながら、流路工を滑るように流下する状況が目撃された¹⁾。

また雲仙普賢岳では、水無川などにおいて 1991 年以来土石流が観測された。水無川では勾配 2.9°、川幅 12m の流路工を流下する土石流が観測されたが、他の地域の土石流に比べて低濃度のれきや土砂を含有した土石流であった。また、小規模流量の土石流については、土石流というよりは掃流砂流や浮流砂流、あるいはそれらと土石流との中間的な現象とも考えられた²⁾。

一方、黄河中流域では、その支川が黄土高原を深く切り刻みながら通過するため、微細土砂を高濃度に含有した洪水が本川に流れ込み、ピーク時で体積濃度 $C=0.15\sim0.40$ にも達するとともに、時にはそれ以上の高濃度流れが発生している。このような高濃度洪水は、流域内の水利・電源開発などの障害や河床上昇による洪水疎通能力の低下などを引き起こしたりしている³⁾。

筆者は、土石流・泥流などを模擬した水路実験を行うとともに、現地観測・調査を実施し、それらに

類似した土砂移動現象についても研究を行ってきた。特に、高濃度の固液混相流に対する無次元パラメータの導入を基礎として、広範な土砂移動現象の統合モデルの構築へと推し進めてきた⁴⁻¹⁰⁾。本稿では、そのパラメータに基づいた土石流・泥流の内部構造のモデル化と、掃流砂流など他の様々な流砂現象へのそのモデルの適用性を水路実験の成果と比較しながら紹介し、土砂の移動現象の総合的な理解につなげたい。なお、本論文においては、流砂を伴う流れを総称する場合にはそれを固液混相流と呼び、個別領域の流砂現象の呼称である土石流、泥流、掃流砂流、浮流砂流などと区別することにする。

2 開水路において現れる土砂の移動現象

土砂の移動現象を水路実験により定量的に観測するためには、定常状態を実現することが必要である。その方法には概ね二つある。ひとつは長い水路に移動床を設け上流端から給水して定常な固液混相流を発生させる方法であり、もうひとつは水路下流端に攪拌機のついたタンクを設け、ポンプにより固液混相流を上流端に循環させることで定常流を実現する方法である。本章では、これらの実験方法によって観察される流砂現象を紹介する。

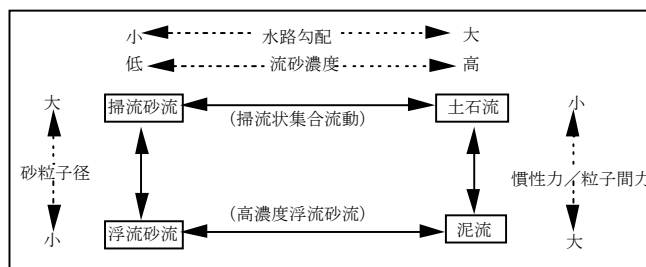


図 1 急勾配移動床水路における種々の流砂現象⁹⁾

*〒819-0395 福岡市西区元岡 744

† E-mail: hasimoto@civil.kyushu-u.ac.jp

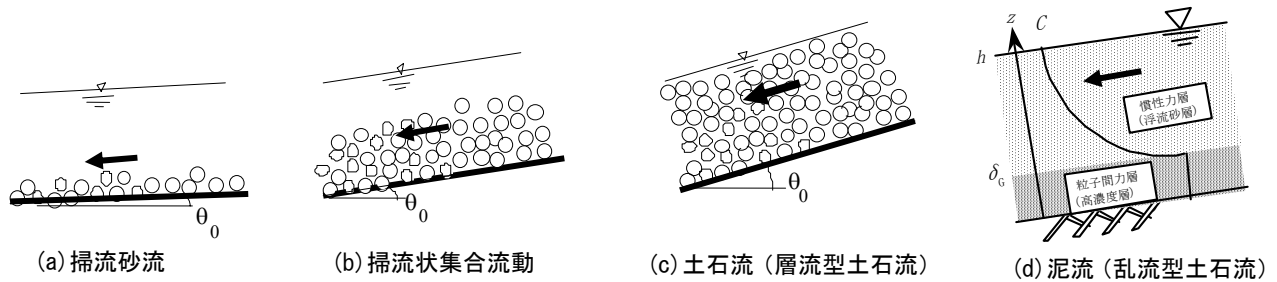


図2 急勾配移動床水路に現れる代表的な流砂現象

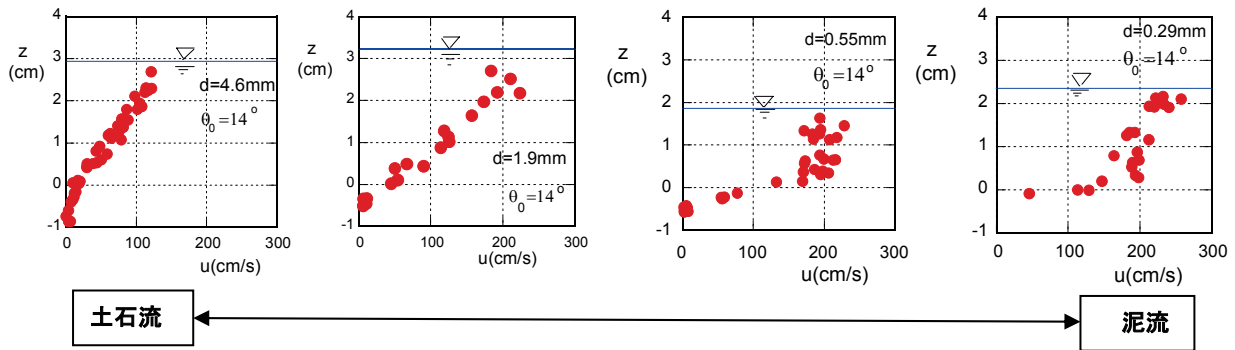


図3 水路勾配を14°に固定して河床材料を変化させた場合の土石流・泥流の速度分布の実験結果

2.1 移動床水路において現れる非粘着性土砂の移動現象^{4-7, 11, 12)}

急勾配移動床水路において現れる種々の流砂現象の全貌を概観すると図1のようになる。また代表的な流砂現象を模式的に示したのが図2である。

水路実験において、河床材料として粗粒な砂れきを河床に敷き上流より水流を供給すると、まず、 $\theta_0=4^\circ$ 程度の水路勾配では粒子は河床上を転動・滑動したり、跳躍したりして移動し、掃流砂の現象を示す(図2(a))。次に、水路を約14°以上の勾配に設定すると、粒子は水表面にまで高濃度に存在し、層状的な移動をする。これが、粒子間力の卓越した流れ、すなわち土石流(層流型土石流)である(図2(c))。一方、それらの中間的な勾配になると、流れの下層には粒子が密集して層状的な移動をする高濃度層を形成するのに対して、上層はほぼ水流のみとなり、あたかも2層流のような流況を示す現象が現れる。掃流砂流から土石流への遷移過程としての掃流状集合流動がこれである(図2(b))。

一方、河床材料として細砂を用いた場合には、緩勾配では低濃度の浮流砂流が底面近傍に掃流砂層を伴った形で生じる。急勾配では高濃度で、慣性力の卓越した流れすなわち泥流が発生する(図2(d))。これは泥流型あるいは乱流型土石流とも呼ばれる¹³⁾。さらに、その中間の勾配では掃流状集合流動に対応した流れとして高濃度の浮流砂流が発生する。泥流(乱流型土石流)と同様に底面近傍に粒子間力の卓越した高濃度層が現れ、その上に慣性力の卓越した

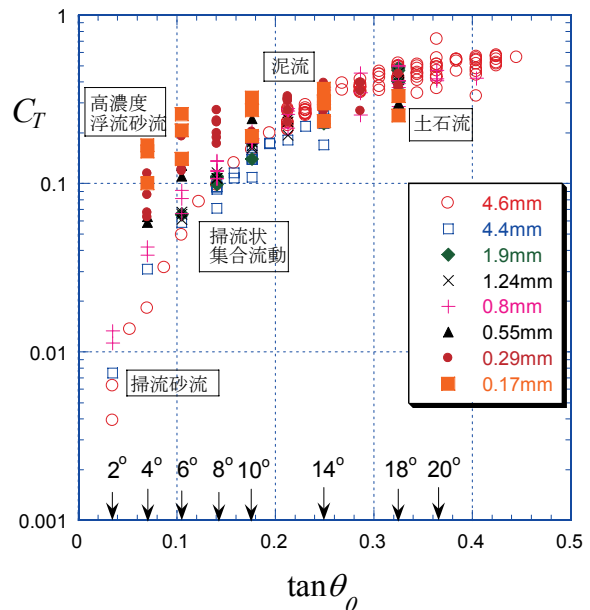


図4 固液混相流における土砂の輸送濃度と水路勾配との関係

浮流砂層が存在する。泥流との見かけ上の区別は明確ではない。

2.1.1 速度分布の実験

図3は、水路勾配 θ_0 を14°(土砂の輸送濃度 $C_T \approx 0.3$)に固定し、河床材料の粒径 d を変化させた場合の流れの速度分布を示している。材料が細粒になるに従い、上に凸のせん断流的な分布から次第に下に凸の様な分布に変化していく。これは、3章で考察するが、粒子の層状的な移動の土石流から混合的

な運動の泥流へと移行していることを示している。

2.1.2 土砂の輸送濃度の実験

図 4 に、移動床水路における土砂の輸送濃度 C_T についての実験結果を示す。粒径 $d=0.8\text{mm}\sim 4.6\text{mm}$ の粗粒な河床材料を用いる場合は、水路勾配が 4° 付近で体積濃度が約 0.03 となるが、その後水路勾配とともに土砂濃度は急増し、 14° 付近から約 0.3 を越え 18° 付近で約 0.5 となる。土砂の最密充填濃度は約 0.6 であるので、勾配がさらに急になり、 20° 以上になると、輸送濃度は 0.6 付近で頭打ちの傾向となる。これは、流砂現象が 4° 付近で掃流砂流、 8° 付近で掃流状集合流動、約 14° 以上で土石流となることに対応している。

一方、粒径 $d=0.17\text{mm}$ の細粒な河床材料を用いる場合は、水路勾配が 4° 付近ですでに輸送濃度が 0.1 を越え、その後は漸増し勾配が 14° を越えても輸送濃度は増加せず、約 0.3 のほぼ一定な傾向となる。これに対応して、流砂現象は高濃度浮流砂流から泥流へ移行する。

2.2 固定床循環水路において現れる微細土砂の移動現象¹⁴⁾

水路勾配 3° の固定床水路において、下流端に設置されたタンク中の土砂と水を攪拌機で常時攪拌しながら、それをポンプで水路上流端に送り、水路に流下させることで定常な固液混相流を循環させることができる。材料としてシルト、微細砂、細砂をそれぞれ用い、土砂輸送濃度は 0.05~0.40 の範囲で実験が行われた。

固液混相流は、細砂の場合は移動床の場合と同様な挙動を示したが、シルト、微細砂の場合には、ある高濃度において特異な挙動を示した。

2.2.1 速度分布の実験

図 5 は材料としてシルトを用いた場合の固液混相流の速度分布を清水流のそれとともに示している。いずれも流量 q_t はほぼ同じであるが、土砂輸送濃度が $C_T=0.312$ になると固液混相流の速度が大きくなっている。しかしながら、さらに濃度が大きくなり $C_T=0.369$ になると、速度は遅くなり水深は増大する。速度分布は表面付近で一様となり、ビンガム流体のような分布を示すようになる。

一方、材料として微細砂、細砂をそれぞれ用いた場合の速度分布は、微細砂の場合、清水流の速度分布とほとんど同様な分布を示すが、高濃度になり C_T

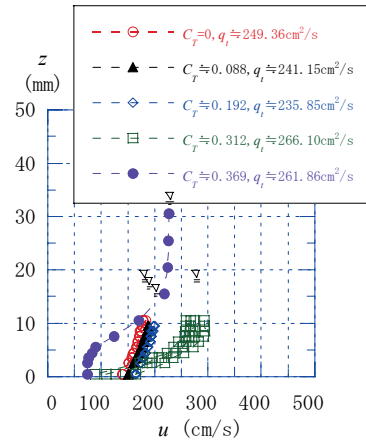


図 5 シルト・水混相流の速度分布¹⁴⁾

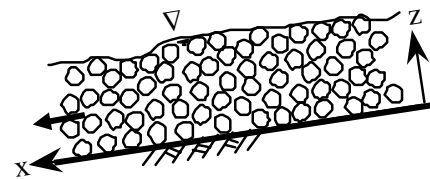


図 6 固液混相流の模式図と座標の定義

≈ 0.401 になると、清水流の場合より速度が大きくなっている。しかしながら、細砂の場合は、いずれの濃度においても清水流の場合より速度が小さくなっている。

3 流動機構

シルト、微細砂から成る固液混相流は、粒子濃度がある高濃度の値になると、速度を増加させる。一方、シルトから成る固液混相流は、さらに高濃度になると、速度を減少させビンガム流体の挙動を示す。これらの挙動の変化は今なお説明が困難であるが、本章およびその後の章では、細砂~礫の非粘着性土砂を対象として、それらの移動現象について述べる。

3.1 高速・高濃度の固液混相流の流況を規定する無次元パラメータ^{4,7)}

まず議論の準備として、高速・高濃度の固液混相流の運動を規定するパラメータについて考察する。

図 6 に示すような 2 次元流を考え、平均流方向の運動方程式を求めると次式となる。

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_t} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{\rho_t} \left(\frac{\partial \tau_{zx}}{\partial z} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} \right) \quad (1)$$

ここに u, v はそれぞれ流速の x, z 成分, $\rho_t = \sigma C + \rho(1-C)$ は流れの密度で, σ を粒子密度, C を粒子の体積濃度, ρ を間隙流体の密度としている. また p は, 流れの重力成分, 間隙流体の圧力および粒子間の接触応力¹¹⁾などから構成される応力, τ_{zx}, τ_{xx} は粒子間の衝突応力¹¹⁾である. 間隙流体の乱れによる Reynolds 応力は, 粒子間応力に比較して微小だとし て無視されている.

粒子間の衝突応力については, 多くの式が提案されているが, ここでは Bagnold¹⁵⁾や椿ら¹¹⁾の式を基 に, 次のようにおく.

$$\tau_{zx} = K_{zx} \sigma d^2 F(C) \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (2a)$$

$$\tau_{xx} = K_{xx} \sigma d^2 F(C) \left(\frac{du}{dz} \right)^2 \quad (2b)$$

ここに, K_{zx}, K_{xx} は粒子間応力に関する係数, d は 粒径である. また $F(C)$ は粒子の体積濃度 C の関数で, 例えば椿らは, C^* を最密充填濃度として

$$F(C) = (C/C^*)^2 / (1 - C/C^*) \quad (3)$$

のように導いている. ここに通常 $C^* = 0.6$ 程度である. また $F(C)$ は濃度 C の増加関数であり, $K_{zx} = 0.2989$ である¹¹⁾.

さて, 式(1)における各項のオーダー比較を行って みよう. U を流れの代表流速, L を代表長さとする と, 慣性項は U^2/L , 衝突応力項は $(\sigma/\rho_t) d^2 F(C) U^2/L^3$ と見積もられるので, それらの比をとることにより, 次の無次元パラメータを得る.

$$N_L \equiv \frac{L}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \quad (4)$$

N_L が小さい領域, すなわち L/d が小さく C が大きい 領域では運動方程式における粒子間応力項が卓越す る. 逆に, N_L が大きい領域, すなわち L/d が大きく C が小さい領域では運動方程式における慣性項が卓 越することとなる (図7). この無次元パラメータは 粘性流体の Reynolds 数に相当するものである.

3.2 流体力と抵抗則

3.2.1 流体力^{8, 16)}

固液混相流において円柱や球のまわりの流況を考

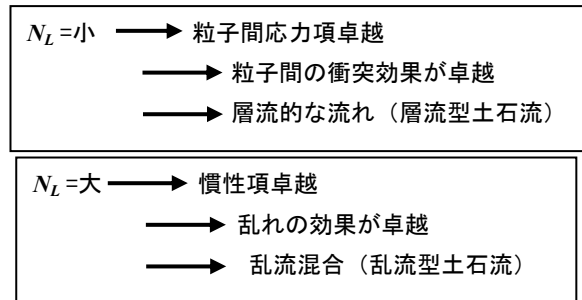


図7 無次元パラメータ N_L と土石流の挙動

える場合には, 代表長さスケール L としてそれらの 直径 d_L が考えられる. したがって, 2 個の無次元量 の無次元径 d_L/d および粒子濃度 C が, あるいは 1 個の無次元量 $N_p \equiv (d_L/d) \sqrt{\rho_t / (\sigma F(C))}$ が抗力評価の パラメータとなるものと考えられる.

図8 は固液混相流における円柱の抗力係数 C_D と 無次元量 N_p との関係を表したものである. ここに C_{DW} は清水流の抗力係数である. 実験値は, 種々の 粒子濃度 C や無次元径 d_L/d を持つにもかかわらず, 単一の無次元量 N_p によってうまく整理されることが分かる. すなわち

$$C_D \equiv f_D \left(\frac{d_L}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \right) \quad (5)$$

となる. N_p が大きくなると抗力係数比は減少して 1 に近づき, 小さくなると抗力係数比は大きくなる. このことは, N_p の大きい領域では土石流があたかも 清水流のように挙動していることを示している. 清 水流の抗力係数 C_{DW} は乱流抵抗の領域内で測定され ており, 従って, N_p の大きい領域の流れでは, 抗力 係数 C_D は土石流の乱流抵抗によるものと考えられ る. また, N_p の小さい領域では粒子の円柱への衝 突・接触作用が支配的となり, C_D の大きな値につ ながっている.

3.2.2 抵抗則⁵⁻⁷⁾

底面せん断力を速度の次元で表した底面摩擦速度 u_* と断面平均速度 \bar{u} , 水深 h など水理量との間の関 係を抵抗則という. この抵抗則も, 流体力と同様に, 無次元パラメータ N_L に関係することが推測される. この時, 代表長さスケール L として水深 h が最適で あると考えられる. 図9 は流速係数 \bar{u}/u_* と無次元パ ラメータ $N_L \equiv (h/d) \sqrt{\rho_t / (\sigma F(C))}$ との関係を示して いる. 種々の粒径や粒子密度の異なる材料を用いた

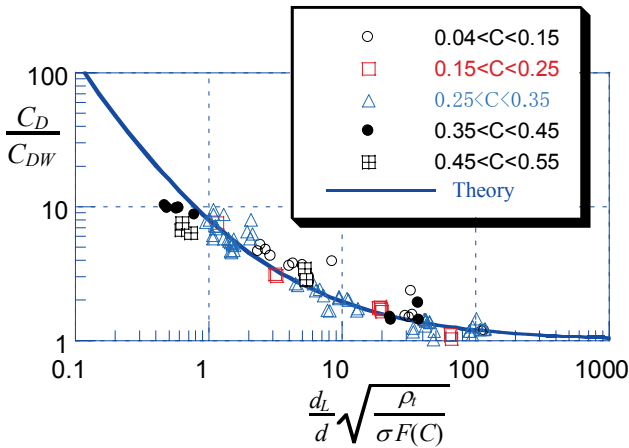


図8 固液混相流における円柱の抗力係数と無次元パラメータ N_p との関係⁸⁾

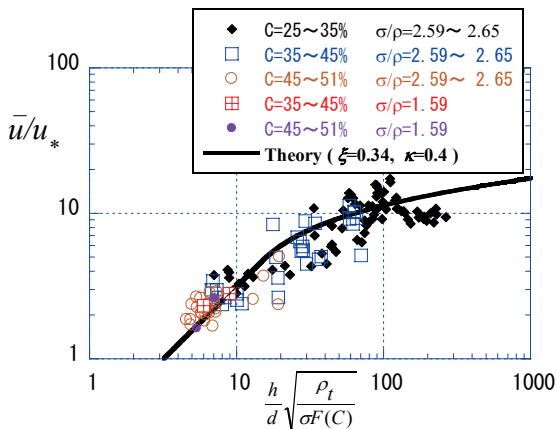


図9 土石流・泥流の流速係数と無次元パラメータ N_h との関係

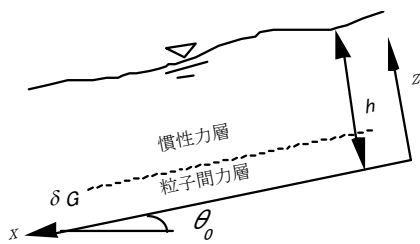


図10 流れの2層構造モデル

実験であるにもかかわらず、流速係数の実験結果は N_h によって統一的に整理されることが分かる。

$$\frac{\bar{u}}{u_*} = f_h \left(\frac{h}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \right) \quad (6)$$

N_h の小さい領域ではせん断流的速度分布の土石流に、大きい領域では一様な速度分布の泥流に対応している (図3)。図9中の実線および式(6)の理

論的な根拠は、3.3.1において説明される。

3.3 流れの内部構造と濃度・速度分布

濃度・速度分布を考える時、無次元パラメータ N_L における長さスケール L として底面からの高さ z を選ぶことにより、無次元高さ $z/d\sqrt{\rho_t/\{\sigma F(C)\}}$ を導入することができる。その結果、図10のような2層構造を区別することができ^{5,7)}、底面近傍には粒子間応力が卓越する粒子間力層が、その上にはレイノルズ応力の卓越する慣性力層がそれぞれ存在することが考えられる。本節では、まずこの2層構造モデルを基に速度分布を求め、次いで粒子間力層厚の評価式について述べる。最後に各層の土砂濃度について考察する。

3.3.1 速度分布の普遍表示^{5, 7, 9)}

速度分布の考察においては、濃度分布は考慮せずに一様な分布として取り扱われる。平均流方向の運動方程式を、粒子間力層、慣性力層それぞれにおいて等流条件のもとで近似的に解くと、粒子間力層では線形則の速度分布

$$\frac{u}{u_*} = \frac{\xi}{\sqrt{K_{zx}}} \frac{z}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \quad (7)$$

を、慣性力層では対数則の速度分布

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{z}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \right) + B \quad (8a)$$

$$B = \frac{u_\delta}{u_*} - \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{\delta_G}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \right) \quad (8b)$$

をそれぞれ得る。ここに $\xi=0.34$ は濃度分布を一様としたことによる補正係数、 $\kappa=0.4$ はカルマン定数である。粒子間力層厚 δ_G は後述の式(11)により与えられる。

速度分布の理論式(7)、(8)を実験結果と比較したものが図11(a)、(b)である。図11(a)の実験は、河床勾配(14°)、単位幅供給水量(約200cm²/s)、粒子比重(2.61~2.65)、土砂輸送濃度(約0.3)のいずれもがほぼ一定な条件のもとで河床材料の粒径のみを変えて行われたものである。従って流砂現象は土石流・泥流領域であった(図3)。一方、図11(b)の実験は、細砂($d=0.17$ mm)を用いて水路勾配1.88°~8°の範囲に設定して行われた。従って流砂現象は高濃度浮流砂流領域であった。いずれも $\xi=0.34$ 程度であ

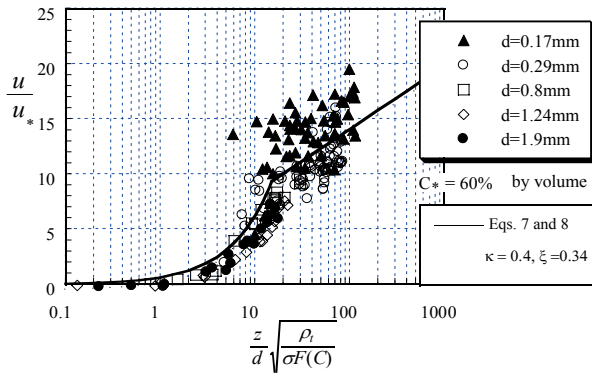


図 11(a) 土石流・泥流の速度分布⁹⁾

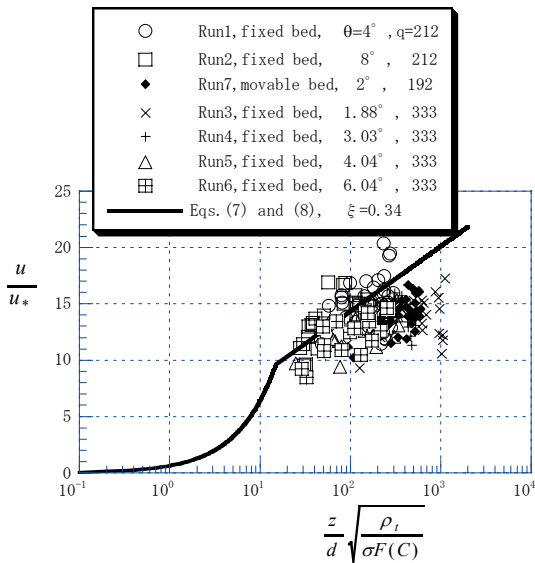


図 11(b) 高濃度浮流砂流の速度分布

ると、理論式と実験との適合性は良好であり、図 10 の 2 層構造を区別することができる。さらに速度分布は無次元高さ $N_z \equiv (z/d) \sqrt{\rho_t / \{\sigma F(C)\}}$ により普遍表示されることも理解される。すなわち

$$\frac{u}{u_*} = f_z \left(\frac{z}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \right) \quad (9)$$

さらに式 (7), (8) を積分することにより流速係数 \bar{u}/u_* は無次元パラメータ $N_h \equiv (h/d) \sqrt{\rho_t / \{\sigma F(C)\}}$ の関数となることが誘導され、式 (6) の関係が理論的に説明される。図 9 にはその理論曲線が実線により示されている。

さて、式 (7) から、粒子間力層における断面平均速度を求めると次式となる。

$$\frac{\bar{u}_\delta}{u_*} = \frac{1}{2} \frac{\xi}{\sqrt{K_{zx}}} \frac{\delta_G}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} \quad (10)$$

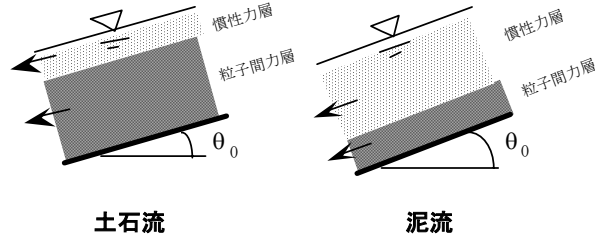


図 12 土石流と泥流の差異

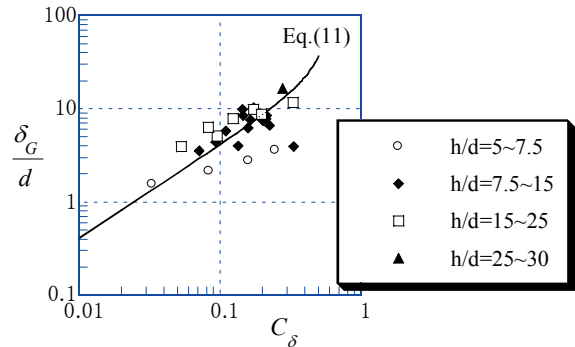


図 13 掃流状集合流動および掃流砂流における流砂（粒子間力）層厚の無次元量⁹⁾

3.3.2 粒子間力層厚

土石流・泥流領域の速度分布の実験結果 (図 11(a)) から、線形則と対数則の適合領域の境界高さとして、粒子間力層厚 δ_G の無次元表示を次のように得る。

$$N_\delta \equiv \frac{\delta_G}{d} \sqrt{\frac{\rho_t}{\sigma F(C)}} = 15 \quad (11)$$

この式によれば、粒径 d や粒子濃度 C が大きくなるほど粒子間力層厚は大きくなる。従って、全流動層に渡って粒子間力層が支配的な流れ ($N_h < N_\delta$) が層流型土石流のタイプであり、慣性力層の支配的な流れ ($N_h \gg N_\delta$) が乱流 (泥流) 型土石流のタイプであることが理解される (図 12)。

さらに、式(11)において $C=C_\delta$, $\sigma/\rho=2.65$, $C^*=0.6$ とおいて δ_G/d を計算し、掃流状集合流動および掃流砂流領域における流砂層厚の実験値¹²⁾と比較したものが図 13 である。実験値との適合性は概ね良好であり、式 (11) は、土石流・泥流だけでなく、掃流状集合流動および掃流砂流のいずれの領域においても粒子間力層厚の普遍表示式として妥当であることが分かる。

3.3.3 高濃度浮流砂流における土砂の濃度分布^{17,18)}

濃度分布の実験が、細砂～中砂 ($d=0.17, 0.29$,

0.55mm) を用いて、水路勾配 0.613°~6.04°の範囲に設定して行われた。従って流砂現象は図 11(b) と同様に高濃度浮流砂流であった。

土砂粒子は、粒子間力層内では一様分布 C_δ を示し、慣性力層内では濃度 C の Rouse 分布に従って浮流しているものとする。従って、基準点濃度として粒子間力層の濃度を選ぶ (図 14)。

a) 粒子間力層 粒子間力層における力の釣り合い式から粒子間力層の濃度を次式として得る。

$$C_\delta = \frac{\tan \theta_0}{(\sigma/\rho - 1)(\alpha - \tan \theta_0)} \frac{\delta_G}{h} \left\{ \frac{\bar{\rho}_i}{\rho} \left(1 - \frac{\delta_G}{h} \right) + \frac{\delta_G}{h} - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*} \right\} \quad (12)$$

ここに、 θ_0 は河床勾配、 $\bar{\rho}_i$ は、 \bar{C} を上層における断面平均濃度として $\bar{\rho}_i = \sigma \bar{C} + \rho(1 - \bar{C})$ である。 τ_* は無次元掃流力で $\tau_* = u_*^2 / (sgd)$ 、 τ_{*c} は無次元の限界掃流力 $\tau_{*c} = 0.05$ である。また α は衝突応力に関する係数で $\tau_{zx} / \tau_{zz} = -\alpha \approx -0.875$ の関係がある¹¹⁾。

式 (12) の無次元限界掃流力 τ_{*c} は、力の釣り合い式において、間隙水の乱れによるレイノルズ応力を限界掃流力に近似した結果として導かれたものである。 δ_G は、式(11)において C として C_δ を用いることで与えられ、 \bar{C} は後述の式(13)より求められる。

従って C_δ は相対水深 h/d 、沈降速度・摩擦速度比 w_0/u_* 、水路傾斜角 θ_0 の関数であることが分かる。上層 (慣性力層) の粒子濃度が希薄になり $\bar{C}=0$ となると、 $\bar{\rho}_i = \rho$ となり、式(12)は、掃流状集合流動における下層 (粒子間力層) の粒子濃度を規定する式となる¹²⁾。

図 15 は粒子間力層における粒子濃度の実験値と理論式 (12) との比較を示している。両者の適合性は概ね良好であることが分かる。

b) 慣性力層 濃度分布を表す式として、簡単のため、Rouse 分布の近似式である Lane-Kalinske の式

$$\frac{C}{C_\delta} = \exp \left\{ -6 \frac{w_0}{\beta \kappa u_*} (\eta - \eta_\delta) \right\} \quad (13)$$

を用いる。ここに w_0 は粒子の沈降速度、 κ は Karman 定数、 u_* は摩擦速度である。 $\eta = z/h$ 、 $\eta_\delta = \delta_G/h$ 、 $\beta=1.2$ 、 $\kappa=0.4$ とした。沈降速度 w_0 は Rubey の式を用いる。

図 16 は慣性力層における濃度分布の実験値と理論との比較を示している。理論曲線は、浮流砂濃度分布として有名な Rouse 分布曲線と Lane-Kalinske

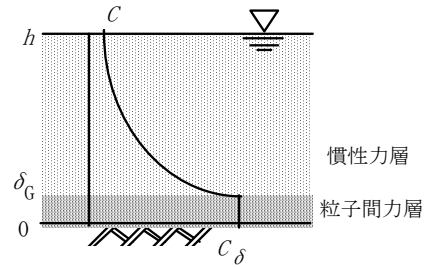


図 14 2層構造モデルに基づく高濃度浮流砂流の粒子濃度分布

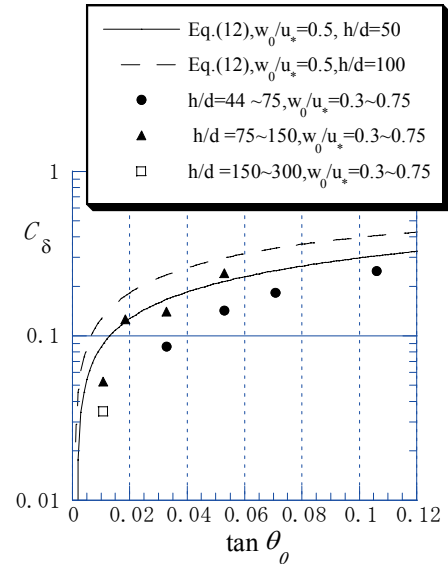


図 15 高濃度浮流砂流における粒子間力層の粒子濃度¹⁸⁾

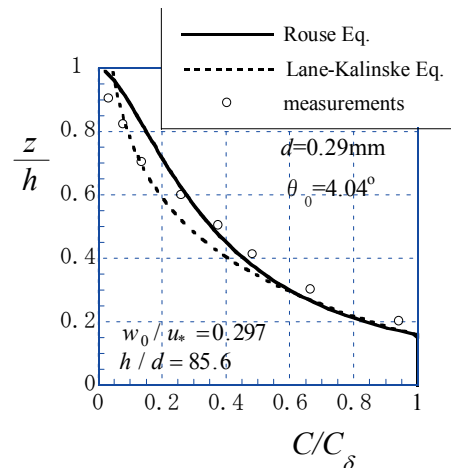


図 16 高濃度浮流砂流における慣性力層の粒子濃度分布¹⁸⁾

式の計算結果を示している。実験値と理論曲線は良く合っていることが分かる。

4 流砂量

4.1 種々の流砂現象を統合する流砂量則^{9, 18)}

2層構造モデル (図 14) を用いると流砂量式は

$$q_s = C_\delta \overline{u_\delta} \delta_G + \int_{\delta_G}^h C u dz \quad (14)$$

と表される. ここに $\overline{u_\delta}$ は粒子間力層における層内平均速度, u は速度分布を示す.

式(14)に濃度・速度分布式を代入して整理すると, 等流状態における流砂量式として次式を得る.

$$\frac{q_s}{\sqrt{sgd^3}} = \frac{\overline{u_\delta}}{u_*} \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right) \frac{1}{(\alpha - \tan \theta_0) \cos \theta_0} \\ \times G(\tan \theta_0, \frac{h}{d}, \frac{w_0}{u_*}) \quad (15a)$$

ここに $G(\tan \theta_0, h/d, w_0/u_*)$ は $\tan \theta_0, h/d, w_0/u_*$ の関数であり, $Z = w_0/(\beta \kappa u_*)$ とし, 次式となる.

$$G = \frac{\left\{1 + \frac{1}{u_\delta/u_*} \frac{1}{\eta_\delta} \int_{\eta_\delta}^1 \frac{C}{C_\delta} \frac{u}{u_*} d\eta\right\}}{\left[1 - \frac{\tau_{*s}}{6Z} \{1 - \exp\{-6Z(1-\eta_\delta)\}\}\right]} \frac{1}{(\alpha - \tan \theta_0) \cos \theta_0} \frac{d}{\delta_G} \quad (16a)$$

この簡便式として以下の近似式が提案されている.

$$G \approx 1 + 0.1 \left\{ \ln \left(\frac{h}{d} \right) \right\}^2 (\tan \theta_0)^{-0.8} \exp \left\{ -2.5 \left(\frac{w_0}{u_*} \right)^{0.5} \right\} \quad (16b)$$

さて, $\overline{u_\delta}$ は式(10)により与えられ, それに式(11)を代入すると

$$\frac{\overline{u_\delta}}{u_*} = \frac{15}{2} \frac{\xi}{\sqrt{K_{zx}}} = 4.7 \quad (17)$$

となる. ここに $\xi=0.34$, $K_{zx}=0.2989$ である.

従って, 高濃度浮流砂流領域における流砂量は $\tan \theta_0, h/d, w_0/u_*$ に依存することが分かる. $w_0/u_* \rightarrow \infty$ の時, 慣性力層における浮流砂濃度は $C/C_\delta \rightarrow 0$ となり, さらに $G(\tan \theta_0, h/d, w_0/u_*) \rightarrow 1$ となる. その時, 式(15a)は, 例えば橋本・平野によ

り誘導された掃流状集合流動の流砂量式¹²⁾

$$\frac{q_s}{\sqrt{sgd^3}} = \frac{\overline{u_\delta}}{u_*} \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right) \frac{1}{(\alpha - \tan \theta_0) \cos \theta_0} \quad (15b)$$

と一致することになる. さらに, 緩勾配になると, $\alpha \gg \tan \theta_0, \cos \theta_0 \approx 1$ となるので式(15b)から掃流砂量式

$$\frac{q_s}{\sqrt{sgd^3}} = \frac{1}{\alpha} \frac{\overline{u_\delta}}{u_*} \tau_*^{3/2} \left(1 - \frac{\tau_{*c}}{\tau_*}\right) \quad (15c)$$

を得る. この式は仕事の概念に基づき導かれた Bagnold の掃流砂量式とほぼ一致する¹⁹⁾.

水路勾配が土石流発生限界勾配以上の急勾配となり, 上層の水流層が消失する土石流領域においては, $\overline{u_\delta} \rightarrow \overline{u}$, $\tau_{*c}/\tau_* \rightarrow 0$ となるので, 上式は

$$\frac{q_s}{\sqrt{sgd^3}} = \frac{\overline{u}}{u_*} \tau_*^{3/2} \frac{1}{(\alpha - \tan \theta_0) \cos \theta_0} \quad (15d)$$

となる. これは, 土石流の土砂輸送濃度の式として知られている高橋の式²⁰⁾を用いることでも得られる.

以上の結果, 式(15a)は, 移動床水路において現れる掃流砂流, 掃流状集合流動, 高濃度浮流砂流, 泥流, 土石流のいずれの流砂現象をも包含した普遍的な流砂量式であることが分かる.

4.2 水路実験および現地観測結果との比較^{10, 21)}

h/d と w_0/u_* をパラメータとして, 式(15a)の計算値と水路実験および現地観測との比較を図 17 に示す. ここに現地観測値は中国黄河支流の窟野河の観測値である. 図中の曲線は式(15a), (16a)の計算結果である. 窟野河の水理量は相対水深 $h/d=10^4$, 粒子沈降速度・摩擦速度比 $w_0/u_*=10^2$ のオーダーの範囲であるのに対して, 実験のそれは相対水深 $h/d=10 \sim 100$, 粒子沈降速度・摩擦速度比 $w_0/u_*=10^1$ のオーダーの範囲である. 水理条件が大きく異なる領域の流砂量であるが, これらは, 同一の流砂量式によって評価されることがわかる.

また, 簡便式(16b)を用いて式(15a)の計算を行った結果も図 18 に示す. この簡便式で十分に厳

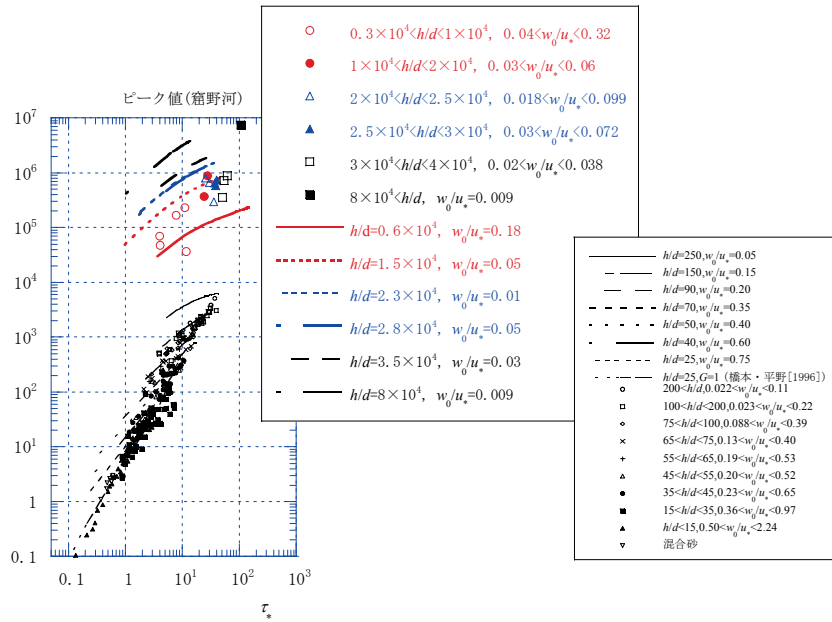


図 17 黄河支流窟野河における流砂量の現地観測結果および広範な流砂現象に対する水路実験結果と流砂量式 (15a) の厳密解との比較

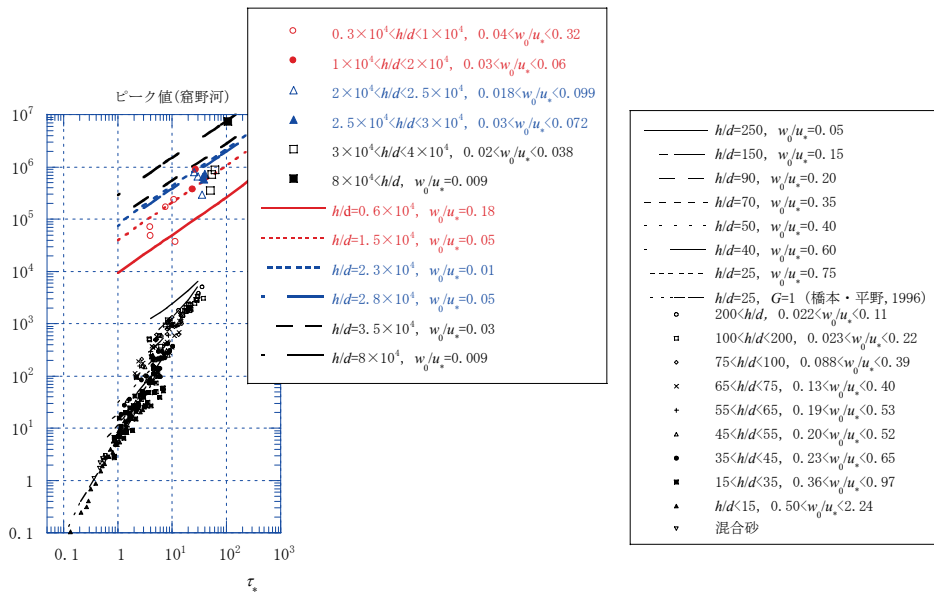


図 18 黄河支流窟野河における流砂量の現地観測結果および広範な流砂現象に対する水路実験結果と流砂量式 (15a) の簡便式との比較

密解を表現していることが分かる。

急勾配移動床水路における個別領域の流砂現象（掃流砂流や掃流状集合流動）に限定した流砂量式はいくつか提案されている^{22,23,24}。図は省略するが、それらの式に比べ、式 (15a) は広範な流砂現象について実験結果および現地観測結果をともに良く説明することができる。

5 おわりに

図 10 に示す 2 層構造モデルは本来土石流・泥流

を対象としたものであった^{5,7}。これは、現在、水理学をバックグラウンドにもつ土石流研究者の間ではほぼ共通の認識となっている。しかしながら、このモデルの弱点は下層の粒子間力層の厚さをどのように評価するかが課題であった。筆者は無次元パラメータを導入し、式 (11) により粒子間力層厚を評価した。この無次元パラメータは粘性流体の Reynolds 数に相当する概念であり、その後、広範な流砂現象解明において重要なパラメータとなることが示された。この 2 層構造モデルは、粒子間力層厚の評価式 (11) とともに、土石流・泥流はもとより掃流砂流、

掃流状集合流動，高濃度浮流砂流にも適用可能であることが判明し，統合的な流砂量式 (15a) を得るに至った．この流砂量式は広範な流砂現象に対してその適合性が実証された．従って，2層構造モデルは，粒子間力層厚の評価式 (11) とともに，広範な流砂現象に対する包括的なモデルと言える．

最後に，本論文は，第20回混相流シンポジウムにおいて講演した内容²⁵⁾を基に，その後の研究成果を加え，修正・加筆したものであることを付記する．

引用文献

- 1) 建設省九州地方建設局大隅工事事務所: 桜島の土石流 (2) (1995).
- 2) 平野宗夫, 橋本晴行, Kichan PARK, 河野通斎, 恩田邦彦: 雲山水無川・中尾川における土石流の現地観測と河床変動計算, 土木学会論文集 No.635/II-49 (1999).
- 3) Zhaohui Wan and Zhaoyin Wang: Hyperconcentrated Flow, IAHR/AIRH MONOGRAPH, 1994.
- 4) Hashimoto, H and Hirano, M.: Rapid flows of sand-water mixtures at high concentration in a steep channel, *Advances in Micromechanics of Granular Materials*, Elsevier Science Publishers B.V., (1992).
- 5) 橋本晴行, 平野宗夫: 泥流の抵抗則に関する研究, 水工学論文集, 第39巻 (1995).
- 6) Hashimoto, H and Hirano, M.: A comparison between gravity flows of dry sands and sand-water mixtures, *Recent Developments on Debris Flows*, Armanini・Michiue(Eds.), *Lecture Notes in Earth Sciences*, Springer (1997).
- 7) Hashimoto, H. and Hirano, M.: A flow model of hyperconcentrated sand-water mixtures, *Debris Flow Hazards Mitigation: Mechanics, Prediction, and Assessment*, ASCE (1997).
- 8) 橋本晴行, 村上浩史, 平野宗夫, 烏野清: 土石流・乾燥粒子流の流体力に関する研究, 土木学会論文集, No.565/II-39(1997).
- 9) 橋本晴行, 朴埼璨, 池松伸也, 田崎信忠: 急勾配移動床水路における種々の流砂形態に対する統合的な流砂量式, 水工学論文集, 第47巻 (2003).
- 10) 橋本晴行, 高岡広樹, 池松伸也: 黄河中流支川における土砂輸送と抵抗則に関する研究, 水工学論文集, 第51巻(2007).
- 11) 椿東一郎, 橋本晴行, 末司忠司: 土石流における粒子間応力と流動特性, 土木学会論文報告集, No.317 (1982).
- 12) 橋本晴行, 平野宗夫: 掃流状集合流動の抵抗則と流砂量, 土木学会論文集 No.545/II-36 (1996).
- 13) 新井宗之, 高橋 保: 泥流型土石流の流動機構, 土木学会論文集, 第375号/II-6 (1986).
- 14) 橋本晴行, 高岡広樹, 池松伸也, 全炳徳, 上野賢仁: 黄河中流域における河道堆積土砂調査と高濃度流れの水路実験, 水工学論文集, 第48巻(2004).
- 15) Bagnold, R.A.: Experiments on a Gravity-Free Dispersion of Large Solid Spheres in a Newtonian Fluid under Shear, *Proc. Roy. Soc. A. Vol. 225*(1954).
- 16) Hashimoto, H. and Hirano, H.: Drag forces on a sphere in hyperconcentrated mixture flows of sand and water, *Advances in Multiphase Flow*, Editors: A. Serizawa, T. Fukano and J. Bataille, Elsevier (1995).
- 17) 平野宗夫, 橋本晴行, 寺中孝司: 急勾配水路における浮流砂濃度分布に関する研究, 水工学論文集, 第41巻 (1997).
- 18) 平野宗夫, 橋本晴行, 多川博章: 急勾配水路における浮流砂を伴う流砂量, 水工学論文集, 第42巻 (1998).
- 19) Bagnold, R.A.: The flow of cohesionless grains in fluids, *Phil. Trans. Roy. Soc. A., London, Ser. A. Vol. 249* (1956).
- 20) 高橋 保: 土石流の発生と流動に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第20号 B-2 (1977).
- 21) 高岡広樹: 高濃度流れによる河道侵食と土砂流出に関する研究, 九州大学学位論文, 2006.
- 22) Tamotsu Takahashi : *Debris Flow*, A. A. Balkema, The Nether land (1991).
- 23) 江頭進治, 芦田和男, 高浜淳一郎, 田野中新: 連続体モデルに基づく流砂量式の誘導, 水工学論文集, 第35巻 (1991).
- 24) 芦田和男, 高橋保, 水山高久: 山地河川の掃流砂量に関する研究, 新砂防 107号 (1978).
- 25) 橋本晴行: 土石流の流動機構について, 第20回混相流シンポジウム講演論文集, 招待講演 (2001).