

粘性土石流の流動機構に関する研究(3)

——土石流サージの形成と伝播——

高橋 保・中川 一・里深好文・緒方正隆

要 旨

粘性土石流では、粒子群の間隙を満たしている粘性流体と粒子との相互作用が濃度分布、流速分布等の特性を支配していると考え、流れの構成則の理論を展開して、開水路流れに適用した。これにより、極めて高濃度の状態で緩勾配の区間を流下できるという粘性土石流の著しい特徴の説明に成功している。また、土石流サージの通過後に残される堆積の発生機構とその厚さが予測できる堆積モデルを考案し、実験と比較することによって検証している。さらに、サージフロントの伝播速度と平均流速との関係も明らかにした。間欠性の発生原因については、いくつかの可能性について検討し、間欠的な崩壊発生が各サージに対応している可能性が最も高いことを述べている。

キーワード：粘性土石流、流動機構、ニュートン流体、抵抗則、平衡濃度、堆積、間欠性

1. 結 言

中国の雲南省の蔣家溝でその典型的なものが見られる粘性土石流の機構に関して、著者らは、微細粒子を多量に含む広い粒径分布を持つ材料を用いて水路実験を行い、現地の土石流に酷似した土石流を発生させて検討を重ねている。前報までに判明した興味ある事実は以下のようである(高橋・小林, 1993; 高橋ら, 1997)。

1) カオリンと水を混合して作成したスラリーと均等な礫を混合した材料では、極めて高濃度で緩勾配区間を高速で流れ下るといった特性を持った蔣家溝の土石流を再現できないが、粘土粒子から礫までの連続的な広い粒度分布を持つ材料では、蔣家溝で見られる粘性土石流の顕著な流動特性が再現できる。

2) 従来、粘性土石流はビンガム流体としてモデル化されることが多い。しかし、実験及び現地観測では、一つのサージの通過後に残される堆積層の厚さに匹敵する、ビンガム流体に特徴的なプラグ部分の存在が認められず、むしろニュートン流体としてのモデル化が適切である。

3) 粘性土石流は何波ものサージとして流下することが多い。その際、先のサージの通過後に残された

堆積層は次のサージによって侵食され、新しいサージと一体となって流下する。このときのサージフロントの流下速度は、後続部の流速とは異なっている。

4) 間欠性の発生に関連して、転波列の発生と同じく流れの不安定性に原因を求める議論がいくつかなされてきている。しかし、実験で見ることができないような不安定性は存在していない。また、サージの通過後に残される堆積層へ加えられる擾乱が、ときに独立したサージに発達する場合があることが現地観測で認められているが、実験では擾乱を発達させることはできなかった。このようなことから、上記の機構は間欠性発生の主要な原因とは考え難い。

本論文はこのような成果の上に立って、ニュートン流体中での粒子の分散機構、粒子平衡濃度、流れの抵抗則、堆積機構などについての議論を展開するとともに、間欠性の発生原因に関連して、天然ダムの決壊や流路変化部の影響について、実験的に検討するものである。

2. 粒子分散機構および粒子濃度分布

高濃度の固液混相流の内部に生じている応力としては、

1) 粒子間の粘着力および粒子間に伝達される静的な圧力に基づくクーロン摩擦力, さらには粒子間隙を埋める流体が持っている降伏応力といった速度に依存しない静的応力,

2) 間隙を埋める粘性流体の変形と, 流体中に高濃度に粒子が含まれることによって, 混合体の粘性が見かけ上増大することを考慮した粘性応力,

3) 粒子同士の衝突時の相対速度, および粒子の層間移動によって生じる運動量伝達にともなう慣性応力, および,

4) 間隙流体の乱流混合, あるいは流体と粒子とを包含した混合流体の大規模乱流混合に伴う乱流応力, が作用し得る。しかし, このような応力はどのような状態の流れでも常に同等に作用しているのではなく, 流れの特性に応じて卓越する応力がある。粘性土石流では, その名前が示しているように, 衝突応力や乱流応力のような慣性応力よりも, 粘性応力が卓越しているものと思われる。粘性流動すなわち粒子層および間隙流体が共に層流状態で流れているときに, 粗粒子が分散した状態を保持し続ける理由については, 既にいくつかの考察がなされている。例えば, Takahashi (1993a, 1993b) は, せん断流れの中で, 上下層の粒子が相対的なすれ違いをする際に, 主流と直交する方向にスラリーの流れが生じ, それが分散圧力の原因となるとしている。また, Iverson (1997) は, 土石流材料が極めて高濃度であるために, 粗粒子が全体としては沈降過程にあるものの, 粒子と流体との交換に時間を要し, 沈降に要する時間が流れの継続時間に比べて長いために流動を継続するとしている。この考えは, ある程度の説得力を持っているが, 土石流がいつも沈降という不可逆過程の中で流動しているという説明では, 一旦停止した部分が, 次に来たサージとともに動き出すという現象の説明が困難である。

堆積層の上部に低速の層流を与えた時に, 粒子が浮上する現象が Gadala-Maria (1979) によって指摘されて以来, 主として化学工学の分野でその機構の研究が行われてきた。その多くは, 粒子拡散現象として, マクローナ拡散係数を実験的に議論するものであったが, Phillips ら (1992) は, 上述の高橋の考察に通じるような, 粒子相対運動に基づく分散圧力の発生に着目した研究を行っている。彼らは基礎的検討の後, Couette flow と円管内の Hagen-Poiseuille flow に理論を適用し, 中立粒子を用いた実験によって, その妥当性を確かめている。ここでは, 彼らの考察をもとに, 斜面上の film flow 中に重い粒子が分散している流れを取り扱う。

Fig. 1 に示すような, 高濃度に粒子を含む上下 2

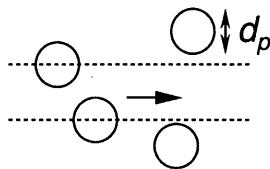


Fig. 1 Schematic diagram of irreversible two-body encounter

層がせん断される場を想定すると, ある着目粒子に単位時間に接近する粒子の個数は $\dot{\gamma}C$ のスケールを持っている。ここに, $\dot{\gamma}$ はせん断速度, d_p は粒子径, C は粒子濃度である。したがって, 距離 $O(d_p)$ 離れた上下 2 層での粒子遭遇頻度は $d_p \nabla(\dot{\gamma}C)$ である。主流と直角方向の粒子速度は重力の影響を考慮しないとき, この値に比例するものと仮定し, 一回の遭遇当たり $O(d_p)$ の粒子移動が生ずるものとする, 主流と直角方向の粒子フラックスは

$$N_c = -K_c d_p^2 (C^2 \nabla \dot{\gamma} + C \dot{\gamma} \nabla C) \quad (1)$$

となる。ここに, K_c は係数である。

Takahashi (1993b) は濃度勾配がない場合に, 粒子に作用する主流と直角方向の力が $d_p^2 f(C) \nabla \dot{\gamma}$ に比例する可能性のあることを簡単な考察から得ている。ただし, $f(C)$ は C の関数を意味している。この考察を濃度勾配のある場へ拡張し, この力が主流と直角方向の流体の流速 w の誘起によって生じるものと考えると,

$$d_p^2 f(C) \nabla(\dot{\gamma}C) \propto (1/2) \rho C_D (\pi/4) d_p^2 w^2$$

となる。ここに, ρ は間隙流体の密度, C_D は抗力係数である。層流の領域では, $C_D = 24/\text{Re} = 24\mu/\rho w d_p$ であるから,

$$w \propto \frac{1}{3\pi\mu} d_p f(C) \nabla(\dot{\gamma}C)$$

が得られる。ここに, μ は間隙流体の粘性係数である。いま, $f(C) \sim C$ とし, 粒子の移動速度が速やかに流体に同化すると考えると, 結局, 式 (1) となる。

ところで, 粒子濃度が一様でない場合には, 流れの見かけ粘性係数もまた一様ではない。見かけ粘性係数が濃度の関数であるからである。粘性係数の高い方への粒子移動は, 低い方への移動よりも困難であるから, 全体として, 上下 2 層の粒子は接近の度に粘性の小さい方へ輸送される。いま, この作用によって主流と直角方向に生ずる速度が, 距離 $O(d_p)$ 当たりの相対的な粘性の変化 $(d_p/\mu_a) \nabla \mu_a$ に比例するものと仮定し, 各粒子接近の度に $O(d_p)$ の変位を生ずるものとする, 接近頻度は $\dot{\gamma}C$ であるから, 主流と直角方向に生じる粒子偏倚速度は $(\dot{\gamma}C)(d_p^2/\mu_a) \nabla \mu_a$ に

比例する。したがって、この作用によるフラックスは、

$$N_{\mu_a} = -K_{\mu_a} \dot{\gamma} C \frac{d^2}{dC} \nabla \mu_a = -K_{\mu_a} \dot{\gamma} C^2 \frac{d^2}{dC} \frac{d\mu_a}{dC} \nabla C \quad (2)$$

となる。ここに、 μ_a は粒子混合体の見かけ粘性係数、 K_{μ_a} は係数である。

重力による粒子の沈降フラックスは、

$$N_s = -\frac{2}{9} C \frac{d^2}{dC} (\sigma - \rho) g \cos \theta \frac{d}{dC} g(C) \quad (3)$$

のような Stokes の式で示される。ただし、 σ は粗粒子の密度、 g は重力加速度、 θ は流れの勾配、 $g(C)$ は沈降速度に対する高濃度の影響を考慮するための遮蔽関数である。 $g(C)$ に関しては、単純に、静水中の沈降に対して適用される

$$g(C) = \frac{1-C}{\eta} \quad (4)$$

を用いる。ただし、 η は粒子混合体の比粘度で、Krieger (1972) によれば、

$$\eta = \frac{\mu_a}{\mu} = \left(1 - \frac{C}{C_*}\right)^{-1.82} \quad (5)$$

である。ここに、 C_* は粒子混合体を構成している粒子の充填濃度である。

粒子の保存方程式は

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\nabla \cdot (N_c + N_{\mu_a} + N_s) \quad (6)$$

であるから、定常状態を対象とすると、

$$K_c d_p^2 \left(C^2 \frac{d\dot{\gamma}}{dz} + C \dot{\gamma} \frac{dC}{dz} \right) + K_{\mu_a} \dot{\gamma} C^2 \frac{d^2}{dC} \frac{d\mu_a}{dC} \frac{dC}{dz} + \frac{2}{9} C \frac{d^2}{dC} (\sigma - \rho) g \cos \theta \frac{d}{dC} g(C) = 0 \quad (7)$$

を得る。ただし、 t は時間、 z は底面からの高さである。式(7)は式(4)を用いると

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} (\dot{\gamma} C) + \frac{K_{\mu_a}}{K_c} \frac{\dot{\gamma} C}{\mu_a} \frac{d\mu_a}{dz} \\ &= -\frac{2}{9} \frac{(\sigma - \rho) g \cos \theta}{K_c} (1 - C) \frac{1}{\mu_a} \end{aligned} \quad (8)$$

となる。粒子保存則は粒径に無関係であることが分かる。

高さ z におけるせん断力 τ は

$$\begin{aligned} \tau &= \int_z^h \{ C\sigma + (1-C)\rho \} g \sin \theta dz \\ &= \rho g h \sin \theta \left\{ \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \frac{\varepsilon}{h} \int_z^h C dz \right\} \end{aligned} \quad (9)$$

ただし、

$$\varepsilon = \frac{\sigma - \rho}{\rho} \quad (10)$$

であり、 h は流動深である。

$\tau_b = \rho g h \sin \theta$ と書くと、 $\tau = \mu_a \dot{\gamma}$ であるから、式(9)より

$$\dot{\gamma} = \left(\frac{\tau_b}{\mu_a} \right) \left\{ \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \frac{\varepsilon}{h} \int_z^h C dz \right\} \quad (11)$$

となる。したがって、式(8)、式(5) および式(11)から、以下の濃度分布式を得る。

$$\frac{dC}{dz^*} = \frac{-\frac{2}{9} \frac{\varepsilon(1-C)}{K_c \tan \theta} + C(1 + \varepsilon C)}{\left\{ 1 + 1.82 \left(\frac{K_{\mu_a}}{K_c} - 1 \right) \frac{C}{C_*} \left(1 - \frac{C}{C_*} \right)^{-1} \right\} \Gamma} \quad (12)$$

$$\Gamma = (1 - z^*) + \varepsilon \int_{z^*}^1 C dz^*$$

ただし、 $z^* = z/h$ である。第一近似解として、 $\varepsilon \int_{z^*}^1 C dz^*$ および εC^2 の項を省略すると、式(12)から

$$\frac{dz^*}{1 - z^*} = \frac{1 + 1.82 \left(\frac{K_{\mu_a}}{K_c} - 1 \right) \frac{C}{C_*} \left(1 - \frac{C}{C_*} \right)^{-1}}{\left(1 + \frac{2}{9} \frac{K_c \varepsilon}{K_c \tan \theta} \right) C - \frac{2}{9} \frac{\varepsilon}{K_c \tan \theta}} dC \quad (13)$$

を得る。 $z^* = 0$ で $C = C_b$ とすれば、

$$1 - z^* = \frac{\left| \frac{C_* - C}{C_* - C_b} \right|^B}{\left| \frac{aC - b}{aC_b - b} \right|^A} \quad (14)$$

ただし、

$$\left. \begin{aligned} a &= \left(1 + \frac{2}{9} \frac{\varepsilon}{K_c \tan \theta} \right), & b &= \frac{2}{9} \frac{\varepsilon}{K_c \tan \theta} \\ A &= \left(\frac{C_* a - b + bK}{C_* a - b} \right) \frac{1}{a}, & B &= \frac{C_* K}{C_* a - b} \\ K &= 1.82 \left(\frac{K_{\mu_a}}{K_c} - 1 \right) \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

である。

Phillips ら (1992) の中立粒子を用いた実験を参考として、 $K_c = 0.5$ 、 $K_{\mu_a} = 0.75$ とし、著者らが昨年行った実験 (高橋ら, 1997) の値として、 $C_* = 0.6$ 、 $C_b = 0.57$ 、 $\rho = 1.38 \text{ g/cm}^3$ ($\varepsilon \approx 0.9$) を採用して、いくつかの勾配について濃度分布を計算した結果が Fig. 2 に示されている。急勾配では、流動の表面近くまで極めて高濃度が維持されており、勾配が緩くなるにつれて、流動の底部では高濃度が維持されたままであるが、上方に至って急激に濃度が薄くなる傾向が生じている。

濃度分布の形状は ε が小さくなるほど、高濃度で、一様な分布に近づく。微細粒子から粗粒までの広い粒度を持った材料の場合、どのような粒径の粒子までを間隙流体を構成するスラリーの材料と見なすかは難しい問題であるが、蔣家溝の土石流では ε が相当小さくなっていると考えると、緩勾配の区間を極めて高濃度で流れるという特性が理解できる。

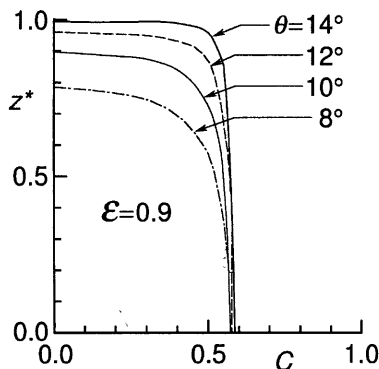


Fig. 2 Distributions of coarse particle concentration on various channel slopes

3. 流速分布および抵抗則

流速分布は、式(11)から

$$\frac{du^*}{dz^*} = \frac{\rho\sqrt{gh}\sin\theta}{\mu_a} \left\{ (1-z^*) + \varepsilon \int_{z^*}^1 C dz^* \right\} \quad (16)$$

で与えられる。ただし、 $u^* = u/\sqrt{gh}$ である。

流動の表面近くまでほぼ一様な濃度分布を持っていることから、これを一定と見なして式(16)に用いると、

$$\frac{du^*}{dz^*} = \frac{\rho\sqrt{gh}\sin\theta}{\mu} \left(1 - \frac{\bar{C}}{C_*} \right)^{1.82} (1 + \varepsilon \bar{C})(1 - z^*) \quad (17)$$

$z^* = 0$ で $u^* = 0$ として、

$$u^* = \frac{\rho\sqrt{gh}\sin\theta}{\mu} \left(1 - \frac{\bar{C}}{C_*} \right)^{1.82} (1 + \varepsilon \bar{C}) \left\{ z^* - \frac{1}{2}(z^*)^2 \right\} \quad (18)$$

したがって、抵抗則は

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{3} \frac{\rho u_*}{\mu} \left(1 - \frac{\bar{C}}{C_*} \right)^{1.82} (1 + \varepsilon \bar{C}) h \quad (19)$$

で与えられる。ここに、 U : 断面平均流速、 u_* : 摩擦速度 ($=\sqrt{gh\sin\theta}$)、 $\bar{C}$: 断面平均濃度である。

スラリーの粘性係数 μ には、微細粒子の電気的な力が強く影響し、Krieger式をそのまま適用することができないが、 η には、粗粒子と微細粒子の合計の固体全体が占める空間以外の空隙の変形が重要となると考えられるので、式(18)の C_* および $\bar{C}$ には、全固体分の容積濃度を採用する。昨年度の実験においては、 $\bar{C}$ はほぼ 0.56 で行われたが C_* の値についてはよく分かっていない。第1波目のサージ通過後に残される極めて軟弱な堆積物の固体濃度は流動中のそれとあまり変わらないので、 $C_* = 0.59$ を仮定し、 μ には実験で得られた 0.036Pa・s を用いて式(18)を計

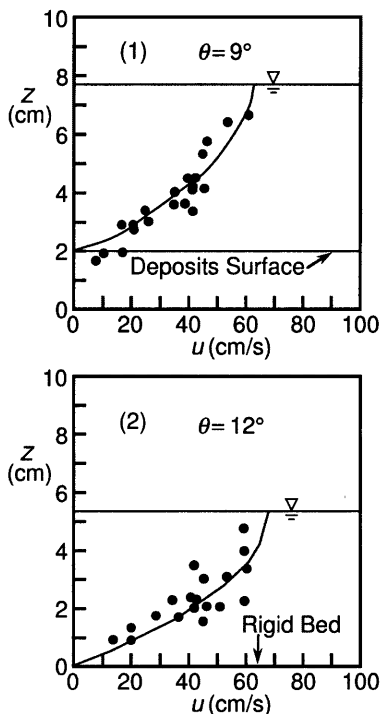


Fig. 3 Calculated velocity distributions (parabolic curves) and the experimental results (circles). (1) On deposit layer, (2) On rigid bed.

算した結果が Fig. 3 に示されている。丸印の実験結果とよく対応していることが分かる。

以上のように、微細粒子を多量に含んで、間隙流体が高粘性になっているような場合には、せん断によって粗粒子を高濃度に浮遊させることができ、粘性応力は外力と釣り合うとした考え方によって流動機構を説明できる。蔣家濤の土石流にこの理論を当てはめてみよう。従来の観測結果から、スラリー中の微細砂の容積濃度を30%、粗粒子の容積濃度を55%であるとする、スラリーの密度、および土石流材料全体の見かけ密度は、それぞれ、 $\rho = 1.5\text{g/cm}^3$ 、および $\rho_T = 2.13\text{g/cm}^3$ と見なせる。土石流材料中の全固体分の容積濃度は、 $\bar{C} = 0.685$ となる。 C_* の見積もりの如何は敏感に結果を支配するが、従来の試験結果 (呉 積善ら, 1990) を参考に、 $C_* = 0.72$ とすると、式(5)から、 $\eta = 246$ を得る。固体容積濃度約30%のスラリーのビンガム流体としての試験結果によれば、 $\mu_B = 0.02\text{Pa}\cdot\text{s}$ 、および降伏応力 $\tau_B = 4\text{Pa}$ 程

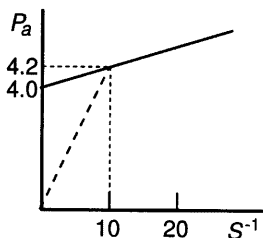


Fig. 4 Stress-strain curve of a slurry in the viscous debris flow

度の値が得られている。これを応力～歪み関係曲線で示すとFig. 4のようである。実際の土石流の歪みは $10s^{-1}$ のオーダーであるので、図中の破線の勾配からニュートン流体と見なしたときの粘性係数を求めると、 $\mu = 0.42Pa \cdot s$ である。したがって、土石流材料の粘性係数は $103Pa \cdot s$ となる。 $h = 100 \sim 200cm$, $\theta = 3^\circ$, $\varepsilon = 0.77$ として式(19)から U/u_* を求めると、 $U/u_* = 5 \sim 14$ となる。このような値は、現地での観測結果と対応している。

1995年8月、蔦家溝の一支溪において、現地土石流材料を用いた模擬実験がなされた (Takahashi and Arai, 1997)。実験区間の平均勾配は 13.4° 、実験中に採取された土石流材料の固体分容積濃度は $0.71 \sim 0.66$ であった。上述の実際の土石流の場合と同様に、 $C_* = 0.72$, $\mu = 0.42Pa \cdot s$ とすれば、 $\bar{C} = 0.71$ に対して、 $\eta = 2400$ となるから、 $h = 14cm$ に対して、 $U/u_* = 0.057$, $\bar{C} = 0.66$ では $\eta = 92$ で、 $U/u_* = 1.41$ を得る。これらの数値は、やはり、Fig. 11に示された現地実験の結果と対応している。

4. 堆積および再侵食

上述の議論で明らかになったように、粘性土石流は極めて高濃度に土砂を浮遊させた状態で流れることができるが、上流の急勾配の領域で平衡状態に達するまで、十分に土砂を浮遊させた土石流が、下流の緩勾配の領域へ流下してきたときには、土砂濃度が過剰となり、堆積を生じるであろう。いま、このような状況で堆積過程にある土石流中で、単位時間内に堆積に転ずる部分をFig. 5中の斜線で示すことにする。斜線を施した部分の運動方程式は

$$m \frac{dU_0}{dt} = F + \frac{dm}{dt} u \quad (20)$$

である。ここに、 m : 斜線部分の質量、 U_0 : 斜線部分の速度、 F : 斜線部分への作用外力、 u : 斜線部分から取り残される部分の本体から見た相対速度である。

対象としている区間の勾配に対応する粗粒子成分

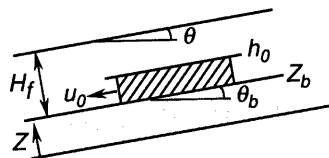


Fig. 5 Deposition process model for a viscous debris flow

の平衡濃度を C_e 。とし、その濃度が全水深に亘って一様に分布しているものと見なすと、斜線部分の底面には、粗粒子を介して、圧力 $(\sigma - \rho_T)(C - C_e)g \cos \theta H_f$ が作用しており、さらに、流体抵抗 $(1/2)\rho_T f U_0^2$ が作用している。ここに、 f は抵抗係数である。また、同じ面に作用する重力によるせん断応力は、 $H_f \rho_T g \sin \theta$ であるから、土石流中の粗粒子群の摩擦係数を $\tan \phi$ とすると、

$$F = -(\sigma - \rho_T)(C - C_e)g \cos \theta \tan \phi H_f \Delta x - (1/2)\rho_T f U_0^2 \Delta x + H_f \rho_T g \sin \theta \Delta x \quad (21)$$

となる。

斜線部分の質量変化は、堆積面の変動速度に土石流の密度を乗じて、

$$\frac{dm}{dt} = -\rho_T \frac{dz_b}{dt} \Delta x \quad (22)$$

のように表される。相対速度 u は、斜線部分から取り残された粒子は瞬時に停止するものとすれば、

$$u = -U_0 \quad (23)$$

である。

土石流の平均流速 U と U_0 との関係には、流速分布形が関係していて複雑であるが、ここでは、

$$U_0 = \alpha U \quad (\alpha < 1) \quad (24)$$

のような関係を仮定する。

以上の関係を式(20)に用いると

$$\frac{dU_0}{dt} = \frac{1}{h_0 - z_b} \left\{ -\frac{(\sigma - \rho_T)(C - C_e)g \cos \theta \tan \phi}{\rho_T} H_f + H_f g \sin \theta - \frac{3}{Re} U^2 + \frac{dz_b}{dt} U_0 \right\} \quad (25)$$

が得られる。ただし、 Re はレイノルズ数 ($= \rho_T U H_f / \mu_a$) であり、流れが層流であることから、 $f = 6/Re$ を用いている。

斜線部分の速度は z_b が h_0 に一致した時点で0となるとし、それまでの変化は直線的であると仮定すると、堆積速度 $i (= dz_b/dt)$ は、減速運動の所要時間を T と書けば、 $i = (h_0 - z_b)/T$ であり、 $T = -iU_0/(h_0 - z_b)$ であるから、結局、

$$\frac{dU_0}{dt} = -\frac{U_0}{h_0 - z_b} i \quad (26)$$

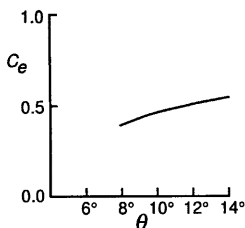


Fig. 6 Equilibrium coarse particle concentrations versus channel slope

である。したがって、

$$i = \frac{gH_f \sin \theta}{2\alpha U} \left\{ \frac{(\sigma - \rho_T)(C - C_e) \tan \phi}{\rho_T \tan \theta} - 1 + \frac{3\mu_a U}{\rho_T g H_f^2 \sin \theta} \right\} \quad (27)$$

となる。層流では、式(27)の右辺の中括弧内の第2項と第3項とが等しくなるから、結局、

$$i = \frac{3\mu_a(\sigma - \rho_T)(C - C_e) \tan \phi}{2\alpha H_f \rho_T \tan \theta} \quad (28)$$

で表される。

Fig. 2 に示した計算例の場合の濃度分布から平均濃度を求めることにより、勾配と C_e の関係を示すと、Fig. 6 のようである。前報(高橋ら, 1997)で詳述した水路実験では、実験材料中の粗粒子濃度は、 $C = 0.425$ であり、Fig. 6 の関係が正しいとすると、式(26)から、 9° 以上の勾配では堆積は生じないという結論が導かれる。しかし、実際にはもっと急勾配においても堆積が生じている。これは、実際には、流動の底面に近づくに従って、粒子濃度が大きくなるような分布をしている影響であると推定され、実験の堆積傾向を説明するには C_e を少し小さく見積もる必要があるようである。

実験によれば、先の土流流サージの通過後に残された堆積層上に次の土流流サージが流下してくる場合、堆積層全体が上流から流下してきた部分と一緒に動いて動く。このようなことは、堆積層が流動中の材料とほとんど同じような性質を保持していることによっていえる。堆積層は粗粒子間が僅かな力によって緊縛された状態になっているが、新たなサージの到達の刺激によって連結がはずされて流動を始めるのである。粘性土流の材料は、もともと固体濃度が極めて高いので、流動中と堆積当初との体積変化も僅かである。蔦家溝においても、新たなサージの到達によって、堆積層のどの深さまでが流動を再開しているかは不明であるが、やはり同様の挙動をしていることが確かめられている。時には、新たなサージは到達していないのに、僅かな擾乱の発生により、堆積層が膨れだして、先端で砕波した段波に発達する場合もある。堆積層は数日間極めて軟弱な

状態を保持しており、人はその上を歩くことが困難である。流水の影響を受けない堆積層は、さしたる体積変化のないままに、次第に蒸発あるいは浸透によって水分を失い、かちかちの状態に固化する。このような事実から、短い時間間隔で繰り返してくるサージの到達に際しては、堆積層は直ちに流動を再開するものと仮定する。

5. 間欠的サージの流動および堆積の一次元解析

一様な水路を繰り返し流下する土流流サージの一次元解析は次の連続式および運動量式を連立に解くことによってなされる。

$$\frac{\partial H_f}{\partial t} + \frac{\partial(UH_f)}{\partial x} = -i \quad (29)$$

$$\frac{\partial(UH_f)}{\partial t} + 1.2 \frac{\partial(UH_f)}{\partial x} = gH_f \sin \theta_b - gH_f \cos \theta_b \frac{\partial H_f}{\partial x} - \frac{9\mu_a^2 U^2}{\rho_T^2 H_f^2 g \{\sin \theta_b - \cos \theta_b (\partial H_f / \partial x)\}} \quad (30)$$

ここで、 θ_b は元河床勾配であり、 i は式(28)で与えられる。ただし、サージの到達と同時に先のサージでできた堆積物が元河床高さまで動き出すとする。

実験条件に合わせて一次元解析を行った結果を実験との比較の形で、Fig. 7 および Fig. 8 に示す。ただし、上流端境界条件としては、実験条件に合わせて、Fig. 9 のような流量ハイドログラフを与えている。実験水路の幅は9cm、長さは7.5m である。なお、 C_e は、勾配 11° に対して 0.41、勾配 9° に対して 0.38 とした。また、 $\alpha = 0.9$ 、 $\tan \phi = 0.7$ 、 $\rho_T = 1.92\text{g/cm}^3$ 、 $\sigma = 2.65\text{g/cm}^3$ 、 $\rho = 1.38\text{g/cm}^3$ 、 $\mu_a = 6.2\text{Pa}\cdot\text{s}$ としている。

実験と計算の比較は上流観測点(土流供給地点から3mの位置に設置)および下流観測点(上流観測点の3m下流)での流れの表面および堆積層表面の時間的な変化で示されている。Fig. 7(a) は、水路勾配が 11° で、水路床が固定床の場合に流下した第1波のサージの結果である。先端部の流下速度は実験および計算共に 73.7cm/s で、上下3mの区間を流下するのに約4秒を要している。上流観測点での計算水位が実験よりも高く出ているが、全体として上下流での水位の時間的な変化の傾向が、計算でよく再現されていることが分かる。時間が経過すると、実験での水位変化がほとんど認められなくなっている。これは、もはや流れが停止していることを意味しており、計算での最大堆積厚さともよく対応している。実験では堆積層の表面高さの時間変動が観測されていないが、計算で用いた堆積速度の式(28)が流れの到達と同時に堆積が始まるという性質を持っているので、そのような計算結果が出ている。実験での水位変化の傾向と計算での堆積高さの変化の傾向を比較すれば、計算で堆積高さが最高に達する時刻

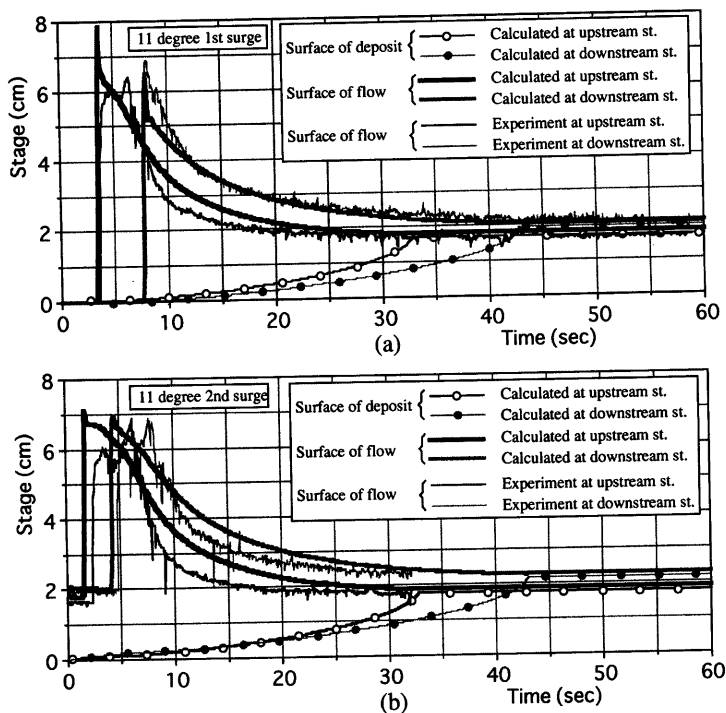


Fig. 7 Comparison between the calculated and experimented flow stages and deposit surface stages. For the case of 11° channel slope. (a): the first surge on the rigid bed, (b): the second surge that traveled on the deposit made by the first surge.

付近から水位変化がほとんどなくなっている。したがって、実験での堆積の傾向が計算のそれのようであったことが推測される。実験中の堆積厚さの変化が実測された例では、初期の流動深の大きいときには、堆積速度は小さく、流動深が小さくなると堆積速度が大きくなることが確かめられており、計算の傾向と一致している。

Fig. 7(b) は、第1波で形成された堆積層の上に、第1波と同じハイドログラフを持つ土石流を与えた第2波のサージの伝播の様子を示している。計算と実験ではサージの到達時刻に差があるが、これは時刻の基準の設定に問題があるようで、上下観測点間の所要時間には顕著な差はなく、約2.7秒になっている。水位のピーク付近の形状が実験と計算でかなり違っており、実験ではピークが2個生じている。実験では第1波と極力同じハイドログラフを与えるように、ホッパーから一定量の土石流材料が供給されているのであるが、流量制御装置が取り付けられてい

ないので、サージ毎にハイドログラフが微妙に違っているためであろう。そのような実験と計算の差はあるものの、総じて、計算は実験をうまく再現していると判定できる。第1波と第2波とで、同じ3mの区間を伝播するのに所要時間に大きな差が生じ、第2波以降の波先の進行速度が第1波に比して大幅に大きくなることは、前報の重要な結論であったが、そのことが計算でも確かめられた。固定床上を流下する第1波の進行速度は、ほぼピーク水深での平均流速に等しいから、第2波以降では、堆積層の存在が、波先の進行速度を平均流速よりも大きくするのに寄与していることが分かる。

Fig.8 は水路勾配が9°の場合であるが、実験と計算との関係については勾配11°の場合と同様のことが言える。ただし、この勾配ではサージ通過後に残される堆積の厚さが大きく、しかも、第1波での堆積層よりも第2波の堆積層の方が厚くなっている。実験ではさらに第3波でも厚さを増しているが、計算

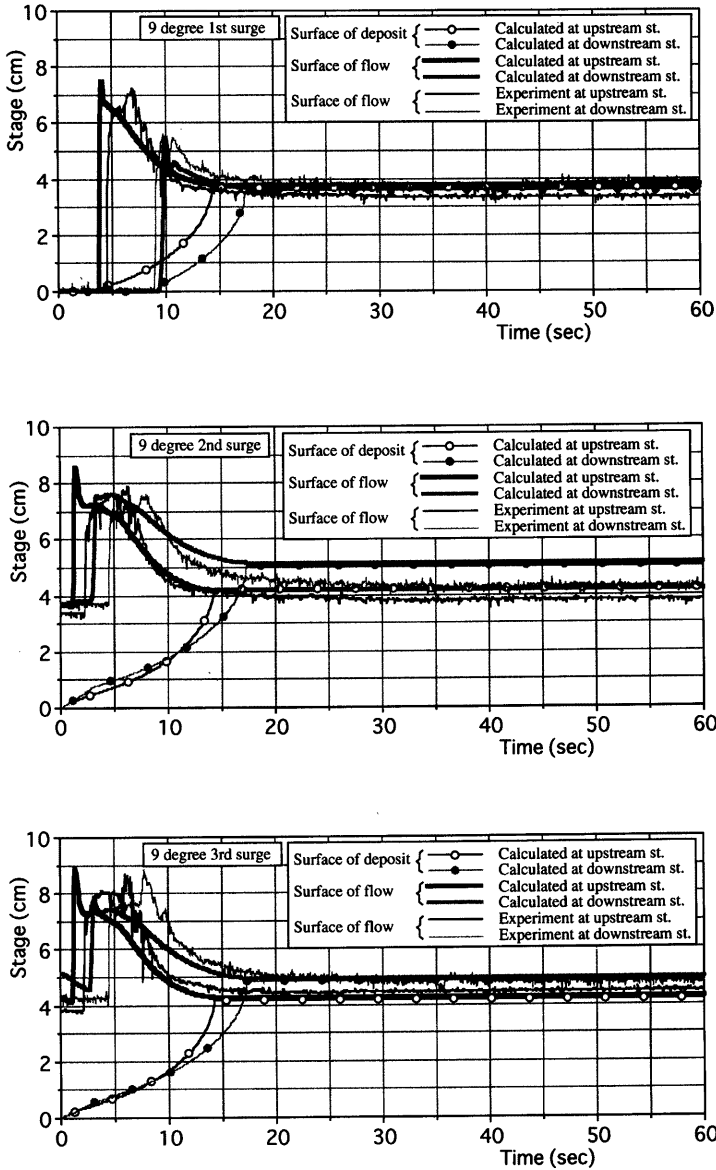


Fig. 8 Comparison between the calculated and experimented flow stages and deposit surface stages. For the case of 9° channel slope. (a): the first surge on the rigid bed, (b): the second surge that traveled on the deposit made by the first surge, (c): the third surge on the deposit made by the second surge.

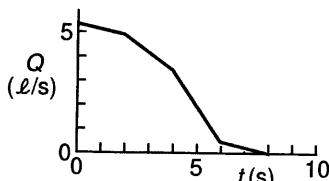


Fig. 9 Discharge hydrograph given upstream of the flume

ではほぼ一定値を保持している。第4波の実験がなされていないのでどんどん堆積厚さが増大して行くかどうか不明であるが、蔣家溝の土石流でも勾配3°付近で、多数のサージの通過によって堆積厚がほとんど変化しないことから、計算が堆積厚の変化傾向を表していると理解できる。

6. サージフロントの伝播速度

第1波のサージフロントの伝播速度よりも堆積層上を伝播する第2波以降の伝播速度が大幅に大きくなることを述べたが、このような特性はサージの到達と同時に堆積層が再移動することによって生ずるもので、堆積層が流下してくるサージ構成物と同様の物性を持っていることに原因がある。したがって、このようなサージフロントの伝播に関しては、貯水池へ流入する段波の伝播に関する解析（例えば、Chow, 1959）が適用できるであろう。すなわち、Fig. 10を参照すれば、段波の前後の断面での運動量保存式から、

$$\frac{v_f}{u_*} = \left\{ \frac{(z_1 + z_2)}{2z_1 I} \right\}^{1/2} \quad (31)$$

が得られる。ここに、 $u_* = \sqrt{gz_1 I}$ であり、 I はエネルギー勾配である。流れは層流であるから、断面2における断面平均流速 v_2 は

$$\frac{v_2}{u_*} = \frac{\rho_T z_2}{3\mu_a} \sqrt{gz_1 I} \quad (32)$$

である。したがって、式(31)は

$$\frac{v_f}{v_2} = \frac{3\mu_a}{\sqrt{gI\rho_T}} \left\{ \frac{(z_1 + z_2)}{2z_1 z_2^3} \right\}^{1/2} \quad (33)$$

のように変形される。

勾配11°の実験ケースについて、 $\rho_T = 1.92 \text{ g/cm}^3$, $I = 0.19$, $\mu_a = 6.2 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, $z_1 = 2 \text{ cm}$, $z_2 = 6 \text{ cm}$ を入れると、 $v_f = 108 \text{ cm/s}$, $v_2 = 70 \text{ cm/s}$, $v_f/v_2 = 1.54$ を得る。このような値は実験結果とよく対応しており、このような考えの妥当性を示している。

この議論で明かなように、サージの伝播速度とその背後の流れの平均流速とは異なっていることに注意が必要である。Fig. 11は実際の土石流と現地実験でのフロントの伝播速度を示している。上々堀

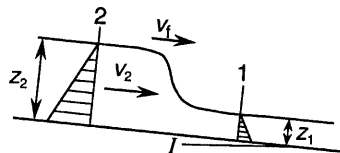


Fig. 10 Schematic diagram of a debris flow surge front

沢と蔣家溝での現地実験の土石流は固定床上のそれであると見なせ、フロントの伝播速度とその背後の平均流速はほぼ等しいが、蔣家溝の実際の土石流の観測データは先のサージによって形成された堆積層上を伝播するものを対象としているので、背後の平均流速とは違っている。したがって、このデータを直接流れの抵抗則の議論に用いるのは誤りである。ただし、式(33)によれば、 μ_a , I , および ρ_T があまり大幅に変化しないとしても、 z_1 と z_2 の組み合わせによっては、実験で得られた、 v_f が常に v_2 よりも大きいという結果にはならないことになる。この点に関しては前報の結論を修正する必要がある。また、式(31)によれば、蔣家溝の観測結果に対応して、勾配3°で、 $z_1 = 50 \sim 100 \text{ cm}$ に対して、 $z_2 = 70 \sim 250 \text{ cm}$ を与えると、 v_f/u_* は4.3～7.3程度の範囲に分布することになり、Fig. 11の蔣家溝の観測結果の傾向と一致している。

蔣家溝の土石流のフロントの挙動を詳細に観察すると、横断面内の一部が非常な勢いで飛び出すのが認められる。この部分は堆積層の上に投げ出されたような形であり、その下の堆積層の再移動は伴っていないように見える。また、フロントが湾曲部の壁にぶつくと、泥および石礫が、流れの持っている平均的な運動量からは説明がつかないような高所にまで投げ出されることがある。フロントのこのような挙動には、流れに取り込まれている空気が重要な役割を演じていることが推察されるが、その解析は今後の問題である。

7. 間欠性の発生原因の検討

蔣家溝の土石流の顕著な特徴である何十、何百という独立のサージが繰り返して流下して来るという著しい間欠性の発生原因として、前報までに、流れの不安定性や堆積層に加えられる擾乱の発達は主要な原因にはなり得ないことが分かった。そこで、ここではその他の可能性として、1) 急勾配の支溪から流出した土石流が本川を堰き止め、天然ダムを形成する。そのダムが本川の流水、あるいは土石流の作用を受

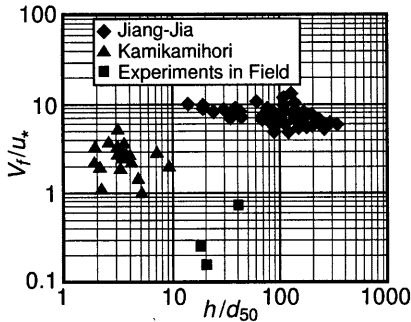


Fig. 11 Nondimensional front velocities versus relative depths in the actual debris flows and in the experiments

けて一挙に決壊して、本川に一つの土石流サージを形成する。その結果、合流点の堆積深が小さくなるので、天然ダムの上流に貯留されていた支溪側の土石流材料が流出して再び天然ダムを形成する。これが決壊して新たなサージを形成するという過程が多く、支溪とその合流点で繰り返される。2) 本川の途中に狭窄部があり、その上流で土石流が堰き上げられる。これが何らかの原因で一挙に流出してサージを形成する、という二つの可能性について検討してみることにした。

第一の可能性に関して、幅10cm、長さ5mの本川水路に直交する形で、幅10cm、長さ2mの支溪が合流するようにした実験水路を用いて検討した。本川と支溪との勾配の組み合わせは、12°と20°および8°と20°であった。支溪から土石流が流出すると天然ダムは形成されるが、流動性の高い材料の場合には、本川でも高い流動性を持つ結果、ダム高は低いものとなる。このダムは透水性が低く、本川の水はダム表面を流れてダムを次第に侵食するものの、土石流サージを形成することはない。本川の上流から土石流を供給した場合には、天然ダムも一挙に侵食される結果となるが、ダム高が低いので支溪に貯留されている材料が少なく、再び天然ダムを形成するまでには至らない。ダム高を高くするために流動性の小さい材料による土石流を支溪から与えた場合には、堤体の耐侵食性が大きく、容易に決壊しなくなる。また、この場合、天然ダムが消滅しても支溪からの土砂補充が十分になされず、やはり再び天然ダムが形成されることがない。すなわち、実験で確かめた限り、第一の可能性は少ないと結論される。

第二の可能性に関して、本川水路の途中に20cmの区間にわたって、その最下流部で幅が6cmになるよ

うに直線的に幅が狭まって行く狭窄部と、5cmの区間で幅2cmに急縮した場合について実験的に検討した。土石流は狭窄区間あるいはその上流で、一旦大きく堰き上げられるが、やがて滑らかに流出し、顕著な滞留や分離は生じなかった。したがって、狭窄部が間欠性発生の原因とはなり難いと判断される。

以上の実験的な検討と前報までの結果を総合すれば、間欠性は土石流下途中の流路条件や水理条件によって発生するのではなく、そもそも発生そのものが間欠的であるためであると推論される。粘性土石流の発生は、石礫型土石流とは違って、溪床堆積物が流水の作用を受けて流動するのではなく、発生源の斜面での浸透水が不安定性を引き起こして崩壊し、それが流動化して発生すると考えられる。崩壊規模が大きい場合には、流量規模の大きい連続流を発生させるが、多くの場合には、支流域の中で、比較的小規模の崩壊が間欠的に多発し、それぞれが一つの土石流サージを形成しているものと解釈される。

8. 結論

粘性土石流の流動機構に関して、理論的および実験的研究を行い以下のような成果が得られた。

1) 高濃度の粗粒子群の空隙を粘土スラリーが埋めているような粘性土石流材料が、せん断を受けて全体として層流流れを生じている場では、上下相隣り合う層に含まれる粒子が互いに接近する時に分散圧力が生ずる。また、それによる粒子の移動は、より高濃度の方への運動が見かけ粘性の増大の効果を受けて、低濃度の方への運動に比べて困難である。このような粒子分散効果と重力による沈降効果を考慮した釣り合い方程式が導かれた。

2) 導かれた釣り合い方程式を開水路流れに適用して、濃度分布式、速度分布式、および抵抗則が導かれた。濃度分布は、勾配が急なとき、極めて高濃度の状態で水面近くまで分布し、ほぼ一様であるとして導かれることができる。また、濃度が一様であるとして導かれた流速分布は、層流の放物線分布であり、実験結果によく適合する。また、蔦家溝の土石流および蔦家溝の一支溪で行われた小規模人工土石流の流速もよく説明することが出来る。

3) 一つの土石流サージが通過後に残される堆積の発生機構ならびに堆積速度を求める式が導かれた。

4) 本研究で得られた抵抗則と堆積速度式を用いて、実験ケースを対象として土石流サージの伝播に関する一次元解析を行ったところ、フロントの流下速度、流動深およびその時間的変化、フロント通過後の堆積面の変化速度および最終堆積厚さが全て精度良く再現され、ここで提示した理論の正しさが証明

された。

5) 実験の場合、フロントの伝播速度は固定床上を流れる第1波のものよりも、第1波の後に残された堆積層上を流れる第2波以降のものが大きかった。このことは、速度の絶対値を含めて一次元解析で証明されたが、別途、サージフロントの伝播に関する運動量的解析によって、サージフロントと後続の流れとの流速の比を検討したところ、常にそのような関係にあるとは限らないことがわかった。

6) 間欠性の発生原因について種々の検討を行った結果、発生そのものが間欠的である可能性が最も高いと結論づけられた。

本研究によって、粘性土石流の基本的な機構が明らかにになり、流動特性を定量的に再現することが可能になった。粘性土石流は、従来、ビンガム流体としての取り扱いが主流となっていたが、ここで導入したニュートン流体モデルは、実際の土石流で堆積厚さに見合うようなプラグ部分が存在していないのに、堆積が生じているというビンガム流体モデルでは説明困難な現象も矛盾無く説明できる利点を持っている。しかし、ビンガム流体モデル同様、粘性係数についてはまだ研究課題が残されている。また、粗粒子部分での広い粒度分布の影響も今後の課題である。さらに、本文中に述べたように、含まれている空気の影響は粒子の飛散や流体力の見積もりに対して重要であると思われる今後の研究を必要としている。

謝 辞

本研究は、防災研究所の特別事業「中国およびインドネシアにおける自然災害の予測とその防御に関する研究」の課題C3「粘性土石流の発生機構およびその対策に関する共同研究」の一環としてなされたもので、本特別事業に係わる研究費ならびに平成7年度～平成9年度文部省科学研究費補助金・国際学術研究（共同研究）「粘性土石流の予測と対策に関する研究」（課題番号：07044144、代表：高橋 保）の補助を受けている。ここに記して謝意を表するもので

ある。また、間欠性の発生に関する検討での実験では成沢光弘君の寄与があった。

参考文献

- 高橋 保・小林幸一郎 (1993) : 粘性土石流の流動機構に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第36号 B-2, pp.433-449.
- 高橋 保・中川 一・里深好文・富田貴敏 (1997) : 粘性土石流の流動機構に関する研究(2) - 広い粒度分布を持った材料による水路実験 -, 京都大学防災研究所年報, 第40号 IDNDR特別号, pp.173-181.
- 呉 積善, 康 志成, 田 達権, 章 書成 (1990) : 雲南蔣家溝泥石流観測研究, 科学出版社, 251p.
- Chow, V. T. (1959) : Open channel hydraulics, McGraw-Hill, 680p.
- Gadala-Maria, F. (1979) : The rheology of concentrated suspensions, Stanford University.
- Iverson, R. M. (1997) : The physics of debris flows, Reviews of Geophysics, Vol.35, No.3, pp.245-296.
- Krieger, J. M. (1972) : Rheology of monodisperse latices, Adv. Coll. Int. Sci., Vol.3, pp.111-136.
- Phillips, R. J., Armstrong, R. C., Brown, R. A., Graham, A. L. and Abbot, J. R. (1992) : A constitutive equation for concentrated suspensions that accounts for shear-induced particle migration, Physics of Fluids, A, Vol. 4, No.1, pp.30-40.
- Takahashi, T. (1993a) : Dynamics of inertial and viscous debris flows, Proc. Internal workshop on debris flow, Kagoshima, pp.43-54.
- Takahashi, T. (1993b) : Fluid mechanical modelling of the viscous debris flow, Proc. "Pierre Beghin" international workshop on rapid gravitational mass movements, pp.313-321.
- Takahashi, T. and Arai, M. (1997) : Mechanism of viscous debris flow, Proc. International Symp. on Natural Disaster Prediction and Mitigation, pp.231-238.

Mechanics of the Viscous Type Debris Flow (3)

—Formation and Propagation of the Debris Flow Surge—

Tamotsu TAKAHASHI, Hajime NAKAGAWA, Yoshifumi SATOFUKA and Masataka OGATA

Synopsis

This paper considers that the characteristics of the viscous debris flow such as the distributions of solids concentration and the velocity are ruled by the mechanism of particle dispersion in the laminar flow of grains immersed in the highly viscous fluid. The theoretically obtained constitutive relations are applied to the open channel flow. The remarkable peculiarity of the viscous debris flow that it can pass through a gentle slope reach freighting highly concentrated solids is satisfactorily explained. A depositing process model that predicts the thickness of deposit left after passage of a surge is proposed and its validity is proved by comparing with the experimental results. The relationship between the propagating velocity of the surge front and the cross-sectional mean velocity of the flow is given. Concerning the reasons for intermittent surges, some mechanical possibilities are explored and we conclude the intermittent occurrence of landslides is most likely.

Keywords : *viscous debris flow, mechanics of flow, Newtonian fluid, resistance law, equilibrium concentration, deposition, intermittent surge*