

泥流型土石流の流動機構

THE MECHANICS OF MUD FLOW

新井宗之*・高橋 保**

By Muneyuki ARAI and Tamotsu TAKAHASHI

This paper describes the mechanics of the flow laden with cohesionless small particles as mud flow. The velocity profile and the motions of the particles in the flow are observed so as to show that the generally accepted fluid models such as the Dilatant, the Bingham, etc., cannot exactly explain the flow. It is found that both the collision between the particles, and the turbulent mixing of the fluid mass containing particles play very important role in the mechanics of the flow. A new model to explain the flow is proposed and examined by the experiments.

Keywords: mud flow, mechanics, turbulent, collision

1. ま え が き

土石流には石礫型と泥流型がありそれぞれ異なった特性をもっているといわれている。従来、石礫型土石流については比較的多くの研究がなされてきて、その流動機構についても粒子の衝突効果に着目して実用に供し得るよう理論提示されてきている。一方、非常に微細な粒子からなる高濃度流れについては中国の黄河の洪水に関連した研究や化学工学の分野の研究がなされている。しかしながら、有珠山や桜島で観測されている泥流型の土石流では粒子はさほど微細ではなくその流動機構に関する研究は少ないのが現状である。

ひるがえって、粒子流れに対する基礎的な研究についてみれば Goodman¹⁾の巨視的立場からの解析、大島⁴⁾や Eringen⁵⁾のマイクロポーラ流体としての理論や金谷^{6),7)}の微視的運動を考慮した理論等が提唱されているが、これらはいずれも固体粒子とまわりの流体との相互作用を考慮していない。ところが土石流では粒子をとりまく流体は水でありその効果を無視することはできないであろうし、また水と粒子群が一体となった流れが自

由表面をもっているという難しい問題も含まれている。

そのようなわけで土石流の内部機構に立入った基礎的な研究は数少ないが、実験的立場や実用的立場からの考察はいくらかなされてきている。たとえば、Sharp および Nobles⁸⁾ や Curry⁹⁾ はニュートン流体として粘性係数を論じ、大同¹⁰⁾、Jhonson¹¹⁾ をはじめとする¹²⁾ビンガム流体としての取扱いも多い。また Bagnold¹³⁾ は回転円筒型の実験装置によって粒子間応力を測定し慣性領域ではダイラタント流体として取り扱えることを示した。その後、Savage¹⁴⁾ は Bagnold の考えを発展させた。椿・橋本¹⁴⁾ はさらに粒子間の接触摩擦にも着目した粒子間応力方式を導いている。

一方、高橋^{16),17)} は Bagnold の慣性領域での分散応力の概念を適用して土石流の多くの特性が説明できることを明らかにした。その後、椿・橋本らも彼ら自身の粒子間応力の概念を用いて同様の議論を行っている。これらの理論は流動深に対して比較的粒径の大きい場合にはよく適合するが流動深に対して構成粒子が小さくなると明らかに流速を過大評価するなどの矛盾点を生ずる。何か別の概念に基づく取扱いを必要としているのである。

そこで本論文においてはこのような泥流型土石流の流動機構を明らかにすることを目的として、非粘着性の比較的粒径の小さな粒子を高濃度に含む流れについてその

* 正会員 工修 名城大学助手 理工学部土木工学科
(〒468 名古屋市天白区塩釜口1-501)

** 正会員 工博 京都大学教授 防災研究所
(〒611 宇治市五ヶ庄)

流速分布型や粒子の運動軌跡を詳細な実験によって調べた。その結果、粒子相互の衝突効果のほかに粒子と流体とを一体とした流体塊の乱れの効果が重要でありこれを考慮に入れた流動モデルによって実験結果がうまく説明できることが明らかとなった。

2. 細粒子高濃度流れの特性

(1) 流速分布

流れはそれ自身もつ流動機構に特有の流速分布形を示す。したがってその流速分布を知れば流動機構に対する多くの情報が得られる。しかしながら、土砂を高濃度に含む流れの場合、流速分布を測定すること自体に種々の困難を伴う。従来、研究者ごとに独自の工夫をして流速測定がなされてきたが、ここでも新たに作成したシステムを使用した。

a) 流速分布測定装置

ここで対象とする流れの実験に際して必要な流速計の機能は i) 粒子径の大小、濃度の高低にかかわらず測定可能であること、ii) 実験中に定常状態を長く継続することができないので測定は短時間で終了すること、iii) 水路中のどのような場所でも測定可能なこと、iv) 検定が可能なこと、等である。従来、ピトー管、高速度カメラ、光学センサーなどを用いる方法が使用されてきているがいずれも上記の機能のすべてを満足することができないので、ここでは独自のセンサー部を用いた塩水法による測定システムを製作して使用した¹⁸⁾。これはセンサーの先端部より微量の塩水を瞬間的に供給しそれが後続の2対の受感部を通過する際の位相差から流速を求める方法である。Fig. 1は清水を用いて本システムとピトー管による流速測定結果を比較したものである。白丸は電導度の変化の開始点間の時差から求めた流速、黒丸はピークからピークまでの時差による流速であり、ピトー管との大きな差異はなく本システムによって流速測定が可能であることを示している。

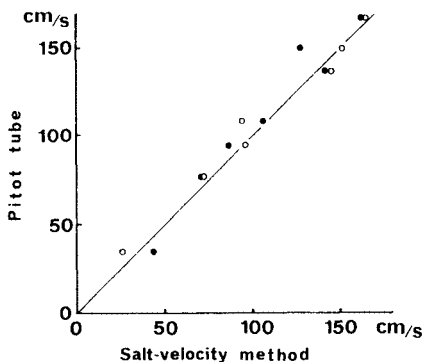


Fig. 1 Comparison in the velocities obtained by the salt-velocity method and by the Pitot tube method.

Table 1 Experimental materials and the conditions.

N _O	d _{cm}	σ _{g/cm³}	C _*	h _{cm}	C	Θ _{DEG}
A	0.0099	2.75	0.557	0.7-1.1	0.1-0.35	10-20
B	0.017	2.71	0.552	0.7-1.2	0.1-0.35	10-20
C	0.029	2.58	0.573	0.7-1.2	0.1-0.35	10-20
D	0.049	2.73	0.562	0.7-1.1	0.2-0.42	20
E	0.099	2.76	0.563	0.6-1.7	0.2-0.42	20

b) 実験水路および実験方法

Table 1 に示したように実験材料は粒子径 $d_{50} = 0.0099 \sim 0.099$ cm, 密度 $\sigma = 2.58 \sim 2.76$ g/cm³, 粒子の充填密度 $c_* = 0.55 \sim 0.57$ であり, 水深 $h = 0.6 \sim 1.7$ cm, 粒子の体積濃度 $c = 0.1 \sim 0.42$, 水路勾配 $\theta = 10^\circ \sim 20^\circ$ で実験を行った。

実験水路は長さ 12 m, 幅は下流側 6 m が 12.5 cm, 上流側 6 m が 15 cm で両側壁透明アクリル製である。水路床は下流側がベンキ仕上げの滑面で上流側 6 m には粗度が貼付してある。実験方法は上流側 6 m に土砂を約 10~15 cm の堆積厚に敷き土砂を湿潤状態にした後一定量の水を上流端より給水し続ける。流速分布の測定は下流端から 2~3 m の所で水路中央部で行った。断面平均濃度の測定は下流端において 5 秒間隔で採水して測定した。所定の濃度を得るために、使用実験砂、水路勾配、給水量などと濃度との関係を求めるための予備実験を十分に行った。また低濃度の流れを生じさせる場合には下流側水路上流端で清水を供給した。

c) 実験結果および考察

実験結果の数例とダイラント流体および清水の滑面乱流の流速分布を Fig. 2 に示した。ダイラント流体モデルとしては次式¹⁹⁾を用い、縦軸は水深で無次元化した高さ y/h ,

$$\frac{u}{u_*} = \frac{2}{3} \left(\frac{h}{d} \right) \left\{ \frac{1}{a_i \sin \alpha} \left[c + (1-c) \frac{\rho}{\sigma} \right] \right\}^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{c_*}{c} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \cdot \left[1 - \left(1 - \frac{y}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \right] \dots \dots \dots (1)$$

横軸は水面流速 u_s で無次元化した流速 u/u_s で示した。また図中の実験結果は同一実験での流速測定結果を単純平均して 1 つの点としたものである。白丸は体積濃度 $c = 0.31$, 水深粒径比 $h/d = 13$ の場合の測定結果である。これは粒子の衝突効果が卓越するとするダイラント流体モデルとよい一致を示しており粒子どうしの衝突の効果が大きいことを示唆している。しかし黒丸の測定結果は $c = 0.33$ とさらに濃度がわずかではあるが高くなっているにもかかわらず流速分布型はダイラント流体モデルのそれから少しずれている。このことは土砂を高濃度に含む流れの場合、濃度が高くなれば粒子の衝突効果が卓越するようになるという単純な推定があてはまらないことを示している。

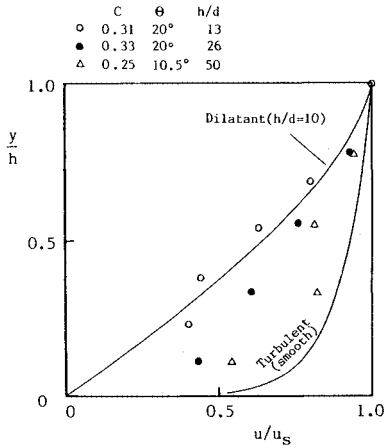


Fig.2 Typical velocity profiles and the Experimental results.

土砂を高濃度に含む流れについては従来ビンガム流体とする考えがある。そこでビンガム流体の流速分布型の特徴をみることにする。ビンガム流体モデル(層流)は一般的にせん断降伏値を τ_n とすると次のように表わせる。

$$\tau = \tau_n + \mu \frac{du}{dy} \dots \dots \dots (2)$$

ここに、 τ_n :せん断降伏値、 μ :粘性係数

いま勾配 θ の河床上を水深 h で定常的に流下しているとすると一様な流れについての流速式は次のようである。

$$\frac{u}{u_*} = \frac{R_*}{2} \left[\left(1 - \frac{u_*^2 \tau_n}{u_*^2}\right)^2 - \left[\left(1 - \frac{u_*^2 \tau_n}{u_*^2}\right) - \frac{y}{h}\right]^2 \right] \dots \dots \dots (3)$$

ここに、 $R_* = \frac{u_* h}{\nu}$, $u_*^2 \tau_n = \frac{\tau_n}{\rho_m}$, $u_* = \sqrt{gh \sin \theta}$,

$\rho_m = \rho_0 + (\sigma - \rho_0)c$:見掛けの平均密度、 ρ_0 :水の密度

Fig.3に $\tau_n=0$ の場合と $(1 - u_*^2 \tau_n^2 / u_*^2) = 0.6$ すなわち相対水深 $y/h=0.6$ で作用せん断力がせん断降伏値に等しくなる場合のビンガム流体の流速分布型がダイラタント流体、滑面乱流の流速分布型とともに示されている。ビンガム流体モデルの特徴はせん断降伏値 τ_n が存在するため作用せん断力 τ が τ_n より小さいところでは栓流を生じることにある。しかしながら実験結果からはいずれも栓流は認められず流速分布型からもここで対象としている現象への適用は難しいと思われる。

Fig.2の $c=0.25$, $h/d=50$ ではダイラタント流体モデルの流速分布型には大きくはずれむしろ乱流の流速分布型に近づいている。 $c=0.25$ という濃度は粒子と粒子の平均的な間隔 b が粒子径 d の約3分の1 ($b \approx d/3$) 程度であり通常の浮遊砂の概念からすればきわめて高濃度であるといえる。それにもかかわらず乱流の流速分布形に近づくのはなぜであろうか。実際に乱流になってい

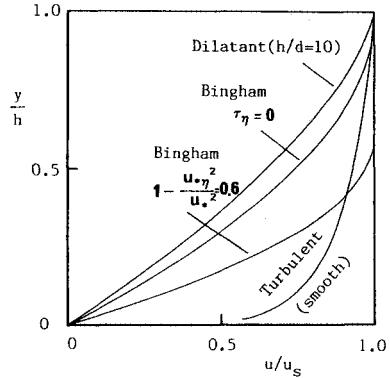


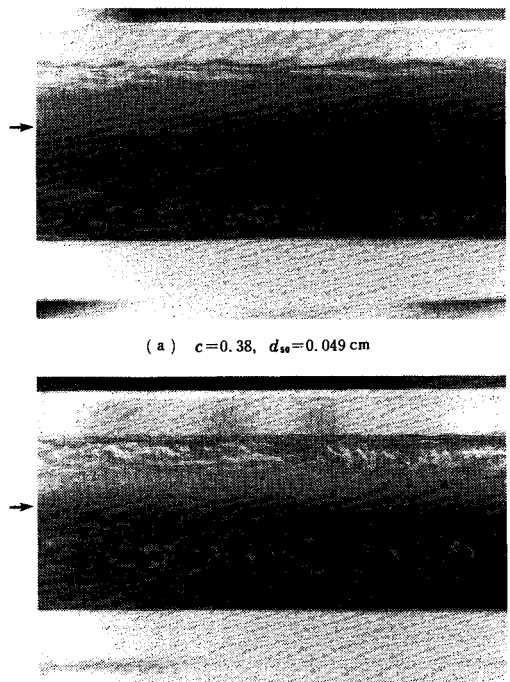
Fig.3 Typical velocity profiles.

るのかどうか流速分布型からでは明らかではなくさらに内部機構を明らかにする必要がある。

(2) 粒子の運動軌跡

a) 流れの内部構造

流れの内部構造を調べる方法として35mmモータードライブカメラを流れと平行に、流れの平均流速程度の速度で移動させながら撮影して粒子の軌跡を可視化することにした。シャッタースピードは1/30sである。Photo1(a),(b)は粒径 $d_{50}=0.049$ cm, 濃度 $c=0.38$ の流れの例である。写真下部の白い部分が水路床であり、側壁面に沿って水面の上昇がみられるので水深が大きく



(a) $c=0.38$, $d_{50}=0.049$ cm

(b) $c=0.38$, $d_{50}=0.049$ cm

Photo1 Trace of the motions of the particles.

写っているが横断面内の平均の水面は矢印付近にある。

Photo 1 (a) は水路床近傍, (b) は流れの中央部付近における粒子運動の様子であるが, 粒子が水深方向にも運動していて渦を巻いていることがうかがえる。

b) 一粒子の運動軌跡

流れの中の一粒子の運動軌跡を解析するために, 水路の下流端より約 2.5 m の位置の流れを 16 mm の高速度カメラで撮影した。フィルムのコマ送り速度は 1 000 コマ/s である。

実験結果の例を Fig. 4(a), (b) に示す。軌跡は流下方向への移動座標系で示した。すなわち Δt 時間内の平均速度を u , 座標の移動速度を u_0 とし流下方向の座標を $(u-u_0)\Delta t$ の長さの単位で表わした。また水深方向の座標は河床からの位置 y および相対水深 y/h で表わした。したがって図中の矢印は移動座標系で一粒子が Δt ($=0.004$ s) 間に移動した距離と方向を示している。また図中に示した円は実験砂の代表粒径 d_{50} の大きさを示すとともに, その濃度における粒子の平均的な相対位置関係を示している。

c) 考 察

Fig. 4 は一粒子の運動軌跡であるが, Photo 1 でも明

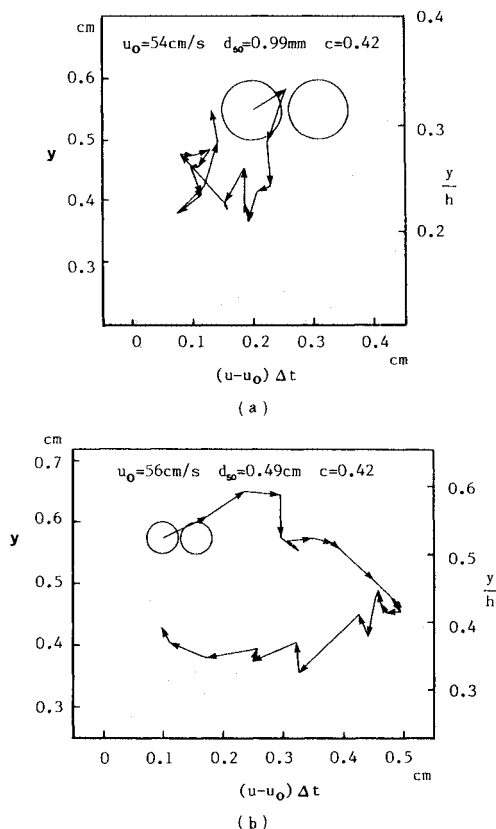


Fig. 4 Motions of the particles.

らかなように, マクロ的には粒子を含んだある大きさの流体塊が渦運動に近い動きをしていることが認められる。このように体積濃度が 0.4 程度の高濃度の流れであっても, ここで対象としているような非粘性粒子の場合, 流れは必ずしも層流状になっているのではなく, ある大きさの流体塊が水深方向にも運動しており, レイノルズ応力に相当する応力が作用していることが明らかとなった。

3. 流動モデル

高濃度に土砂を含む流れの内部において生じるせん断応力には, 水それ自身も粘性による応力, 粒子相互の電気化学的な吸引力による応力, 粒子の接触による摩擦力, 粒子間の隙間水の乱れによる応力, 粒子と水が一体となったある大きさの流体塊の乱流混合による応力, 粒子相互の衝突によって生じる応力などが考えられ次式のように表わすことができよう。

$$\tau = \tau_{\mu 0} + \tau_{cs} + \tau_{\mu s} + \tau_{\tau 0} + \tau_t + \tau_a \dots \dots \dots (4)$$

ここに, $\tau_{\mu 0}$: 水の粘性応力, τ_{cs} : 粒子間の粘性応力, $\tau_{\mu s}$: 粒子の接触摩擦応力, $\tau_{\tau 0}$: 隙間水の乱れによる応力, τ_t : 粒子を含む流体塊の乱れ応力, τ_a : 粒子の衝突による応力

ところで, 比較的細かな粒子を高濃度に含む泥流型土石流において, 粘土に相当する粒子の含有量は少なく代表粒径の大きさは数 mm のオーダーかせいぜいそれより 1 オーダー低い程度のものが多い。このような粒子径では流れの中における粒子間の電気化学的吸引力はほとんど無視できる程度であろう。したがって, フロック状の凝集作用もないものと予想されるので, 水および粒子を含んだ見掛け上の流体の粘性は小さく本研究が対象としているような流れでは渦動粘性に比べて無視することができよう。ところで Bagnold の実験¹³⁾によれば慣性項が大きな領域においては粒子の衝突効果が大きい。しかし線濃度 λ が 14.5 より大きくなると反発モデルでは十分説明できないことも示しており線濃度が 12 未満で反発モデルによる式が適応できるとしている。これは線濃度が 12 を越えると粒子相互の接触による応力が無視できないものとなることを表わしているように思われる。ここでは慣性項が卓越する領域であるとともに, 濃度は線濃度で 12 未満についての流れを対象にすれば粒子の接触摩擦の項は無視することができよう。隙間水の乱れによる応力は粒子を伴った流体塊の乱れや粒子の分散応力に比べるとかなり小さいとして考慮しないものとする。したがって対象としている流れについては

$$\tau = \tau_t + \tau_a \dots \dots \dots (5)$$

のように考える。ここで, 流れの流下方向を x , その流速を u とし, これと直角な水深方向を y とする。乱れ

による応力はレイノルズ応力に対応するものと考えて次のように表わす。

$$\tau_i = \rho_m l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 l : 混合距離

一方、粒子の分散応力について Bagnold が明らかにしているところによれば、主流方向のせん断応力は、

$$\tau_a = a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 $\lambda = (c_*/c)^{1/3} - 1$: 線濃度、 d : 粒子径、 c_*

: 粒子の充填濃度、 α : 粒子の衝突角、 a_i : 定数としている。これは粒子が平均的には一様に分布しており、均等に並んでいることを仮定している。そして先に述べたように慣性領域において線濃度が 12 未満の場合によく適応することが実験的に明らかにされている。したがって式 (5) の関係を

$$\tau = \rho_m l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 + a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \dots\dots\dots (8)$$

と表わす。

ところで、河床から y の高さにおけるせん断力は

$$\tau = g \sin \theta \int_y^h (\rho_0 + (\sigma - \rho_0) c) dy \dots\dots\dots (9)$$

粒子の体積濃度 c が水深方向に一様であるとすれば

$$\tau = g \sin \theta (\rho_0 + (\sigma - \rho_0) c) (h - y) = \rho_m g \sin \theta (h - y) \dots\dots\dots (10)$$

したがって平衡状態を考えると、式 (8)、(10) より次の関係が成り立つ。

$$\rho_m g \sin \theta (h - y) = \rho_m l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 + a_i \sin \alpha \sigma (\lambda d)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \dots\dots\dots (11)$$

ここで、混合距離が $l = \lambda y$ と書けるものとし、 $y \ll h$ について考え、 $y = y_0$ で $u = u_0$ として解くと、流速分布は次式のようなになる。

$$\frac{(u - u_0)}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \ln \left[\frac{\frac{y}{h} + \sqrt{\left(\frac{y}{h}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}}{\frac{y_0}{h} + \sqrt{\left(\frac{y_0}{h}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}} \right] \dots\dots\dots (12)$$

上式はまた逆双曲線関数を用いて

$$\frac{(u - u_0)}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \left\{ \operatorname{arcsinh} \left(\frac{Y}{\phi} \right) - \operatorname{arcsinh} \left(\frac{Y_0}{\phi} \right) \right\} \dots\dots\dots (12 \cdot a)$$

ただし、 $Y = \frac{y}{h}$ 、 $Y_0 = \frac{y_0}{h}$ 、 $\phi^2 = \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2$ のように書くこともできる。

ところで式 (12) は $\lambda \rightarrow 0$ すなわち $c = 0$ のときに清水の流速に一致すると考える。滑面における清水の流速

を

$$\frac{u}{u_*} = 5.5 + \frac{1}{x_0} \ln \frac{u_* y}{\nu_0} \dots\dots\dots (13)$$

ここに、 x_0 : 清水のカルマン定数 (0.4)、 ν_0 : 水の動粘性係数

とし、 $y = y_0$ で $u = 0$ とすると

$$y_0 = \frac{a \nu_0}{u_*}, \text{ ただし } a = \frac{1}{9.025} \dots\dots\dots (14)$$

となる。したがって滑面における泥流型土石流の流速分布は式 (12) より

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\frac{y}{h} + \sqrt{\left(\frac{y}{h}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}}{\frac{a}{R_*} + \sqrt{\left(\frac{a}{R_*}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}} \dots\dots\dots (15)$$

ただし、 $R_* = u_* h / \nu_0$

または、

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \left\{ \operatorname{arcsinh} \left(\frac{Y}{\phi} \right) - \operatorname{arcsinh} \left(\frac{a}{\phi R_*} \right) \right\} \dots\dots\dots (15 \cdot a)$$

同様に、粗面の場合の清水の流速を

$$\frac{u}{u_*} = 8.5 + \frac{1}{x_0} \ln \frac{y}{k_s} \dots\dots\dots (16)$$

ここに、 k_s : 粗度高さ

とすると式 (12) の y_0 は

$$y_0 = b k_s, \text{ ただし } b = 1/30 \dots\dots\dots (17)$$

である。したがって粗面における流速分布は

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \ln \frac{\frac{y}{h} + \sqrt{\left(\frac{y}{h}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}}{\left(\frac{b k_s}{h}\right) + \sqrt{\left(\frac{b k_s}{h}\right)^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2}\right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m}\right) \left(\frac{d}{h}\right)^2}} \dots\dots\dots (18)$$

または

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\lambda} \left\{ \operatorname{arcsinh} \left(\frac{Y}{\phi} \right) - \operatorname{arcsinh} \left(\frac{b k_s}{\phi h} \right) \right\} \dots\dots\dots (18 \cdot a)$$

と表わすことができる。

導かれた流速式 (15) の分布形は Fig. 5 のようである。図中には体積濃度が $c = 0.3$ および 0.2 、水深・粒径比が $h/d = 10, 50$ の場合について示してある。 $c = 0.3$ の場合、他の条件が同じであれば h/d が大きくなると乱れの項が相対的に大きくなり流速分布型も清水乱流の流速分布型に近づくことがわかる。また $h/d = 50$ の場合、体積濃度が $c = 0.3$ から 0.2 に低くなると、相対的に粒子の衝突効果が小さくなり清水乱流の流速分布型に近づく。

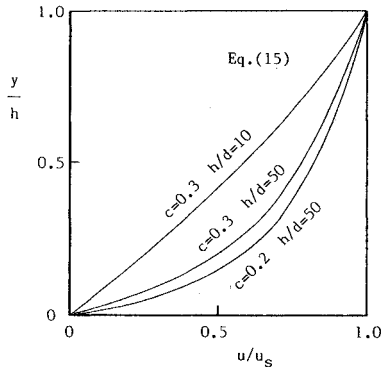


Fig. 5 The velocity profiles of Eq. (15).

次に上で導かれた式の適応条件について考えてみる。式(5)において粒子は間隙水の乱れによって浮遊していると考えている。そこで Bagnold による分散応力

$$p = a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \cos \alpha \dots\dots\dots (19)$$

と、せん断力

$$\tau = p \tan \alpha \dots\dots\dots (20)$$

の概念に間隙水の乱れによって受け持たれるせん断力 τ_f を付加して開水路に適用すれば、それぞれ

$$a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \cos \alpha = \int_y^h (\sigma - \rho_0) c g \cos \theta dy \dots\dots\dots (21)$$

$$\tau_f + a_i \sigma \lambda^2 d^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \sin \alpha = \int_y^h [(\sigma - \rho_0) c + \rho_0] \cdot g \sin \theta dy \dots\dots\dots (22)$$

と書くことができよう。水深方向に一様濃度であるとすると、式(21)、(22)より底面における間隙水の受け持つせん断力 τ_{0f} は

$$\tau_{0f} = \rho_m g h \sin \theta \left[\left(\frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) c + 1 \right] \dots\dots\dots (23)$$

したがって間隙流体の摩擦速度 u_{*f} は

$$u_{*f} = \sqrt{\frac{\tau_{0f}}{\rho_0}} \dots\dots\dots (24)$$

であり、粒子の沈降速度を w_s とすれば、清水中の浮遊砂の浮遊限界に対する類推から

$$u_{*f} \geq w_s \dots\dots\dots (25)$$

という関係を満たす必要があるものと推察される。式(23)、(24)より

$$u_{*f} = \sqrt{gh \sin \theta} \left[\left(\frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) c + 1 \right]^{\frac{1}{2}} \dots\dots\dots (26)$$

また粒子の沈降速度として Rubey の式を用いると

$$w_s = \sqrt{\left(\frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) g d \cdot F} \dots\dots\dots (27)$$

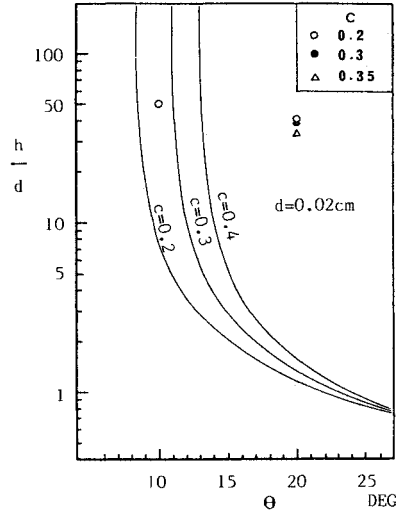


Fig. 6 Domain in which the mixing-collision model is satisfied.

ここで F は粒子径 d や流体の動粘性係数 ν_0 などの関数である。したがって式(25)は

$$\frac{h}{d} \geq \frac{\left(\frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) F^2}{\sin \theta \left[\left(\frac{\sigma}{\rho_0} - 1 \right) \left(1 - \frac{\tan \alpha}{\tan \theta} \right) c + 1 \right]} \dots\dots\dots (28)$$

上式は式(25)の関係を満足させるためには水深・粒径比が右辺の値より大きいことが必要であることを示している。

ここで、 $\alpha = 30^\circ$ 、 $\sigma/\rho_0 = 2.65$ 、 $d = 0.02 \text{ cm}$ 、 $\nu_0 = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ として、体積濃度 $c = 0.2, 0.3, 0.4$ における例を Fig. 6 に示した。また行った実験ケースも図上に示している。図の実線の右側でのみ式(15)等の混合と衝突の効果を考えるモデルが適用できるものと思われる。

式(28)は d が非常に小さくなれば簡単に成立するようになるが、粘土粒子のように細くなれば粒子間の電気化学的吸引力が無視できなくなり、ここでの議論は成立しなくなる。また、Bagnold の慣性領域の流れを対象にしており、濃度が極端に大きい場合には対象外であることも注意する必要がある。

4. モデルの適用

a) 流速分布

前章で導いた流速式と実験値との関係をみている。著者らは多くの実験を行い流速分布を得ているが^{20)~22)}、Fig. 2 で用いた実験結果について述べることにする。

Fig. 7 は理論と実験の比較である。実験値は粒径、濃度、水深・粒径比などが異なったものであり、ダイヤラ

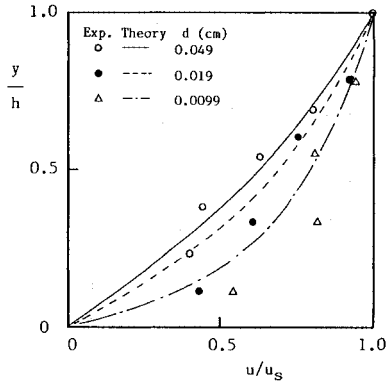


Fig. 7 Applicability of the theory in velocity profiles from experimental data.

ント流体モデルや乱流モデルでは流速分布型が濃度などの変化によってほとんど変わらないが、ここで述べた混合・衝突モデルによる式 (15) は実験結果とよく対応している。ピンガム流体モデルはせん断降伏値の値によって流速分布型が大きく変わるが、実験結果からは粒流はみとめられず流速分布型もピンガム流体モデルの適応が難しいことを示している。Fig. 8 は 2. で述べた粒子の運動軌跡を調べた実験結果からの流速分布と式 (15) による値とを示している。c=0.42 という高濃度流れにおいても流速分布形のみならず流速値もよく説明されている。ただし、 $a_i \sin \alpha = 0.022$ とし、 x は後述のような値を用いている。

b) 抵抗則

式 (15), (18) を積分して断面平均流速 U を求めると、

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{x} \left[\ln \frac{1 + \sqrt{1 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2}}{Y_0 + \sqrt{Y_0^2 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2}} - \sqrt{1 + \lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2} + \sqrt{\lambda^2 \left(\frac{a_i \sin \alpha}{x^2} \right) \left(\frac{\sigma}{\rho_m} \right) \left(\frac{d}{h} \right)^2} \right] \dots (29)$$

または

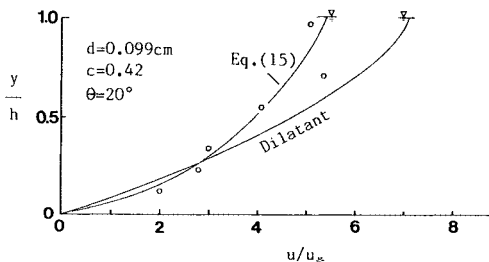


Fig. 8 The velocity profiles and a experimental result.

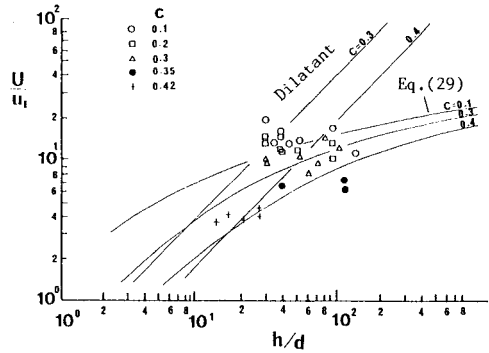


Fig. 9 Mean velocity versus h/d .

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{x} \left[\operatorname{arcsinh} \left(\frac{1}{\phi} \right) - \operatorname{arcsinh} \left(\frac{Y_0}{\phi} \right) - \sqrt{1 + \phi^2} + \phi \right] \dots (29 \cdot a)$$

と表わすことができる。 Y_0 は式 (14), (17) で表わすように河床の粗滑によって求まる。

Fig. 9 に平均流速 U/u_* と h/d の関係を代表的な条件での式 (29) とダイラタント流体モデルの平均流速式

$$\frac{U}{u_*} = \frac{2}{5} \left[\frac{1}{a_i \sin \alpha} \left[c + (1-c) \frac{\rho_0}{\sigma} \right] \right]^{\frac{1}{2}} \left[\left(\frac{c_*}{c} \right)^{\frac{1}{2}} - 1 \right] \left(\frac{h}{d} \right) \dots (30)$$

および実験結果とが示してある。ダイラタント流体モデルは h/d が大きくなるとそれに比例して U/u_* も大きくなるが、本流体モデルは h/d が大きくなるとある値に漸近するような傾向を示す。実験結果はあまり大きな h/d のものはないが式 (29) と比較的良好に対応している。

5. カルマン定数

ここで述べている混合・衝突モデルにおいては混合距離を $l = xy$ と仮定しているが、実験結果をよく説明するカルマン定数の値と従来の浮遊砂を対象としたそれとの関係について述べる。

日野²³⁾は流れのエネルギー平衡方程式と乱れの加速度方程式から粒子を含む流れの乱流構造を明らかにし、カルマン定数について次式の関係を導いた。

$$\frac{x_0}{x} = \frac{(1 + a'c)}{2} [1 + [1 + 4 Bx_0(1 + a'c)s_1]^{\frac{1}{2}}] \dots (31)$$

$$s_1 = \frac{g(r-1)w_0}{u_*^3 \ln h/\delta} c(h-\delta) \dots (32)$$

ここに、 $a' = 2$, $B = 13$ (定数), x_0 : 清水のカルマン定数, δ : 粘性底層, $r = \sigma/\rho_0$: 粒子の比重

式 (32) は体積濃度が数パーセント以下の浮遊砂を対象としているため流体の見掛けの平均密度を 1 として近似された式である。濃度が高い流れの場合には見掛けの平均密度を 1 とすることはできず日野の式の誘導の過程

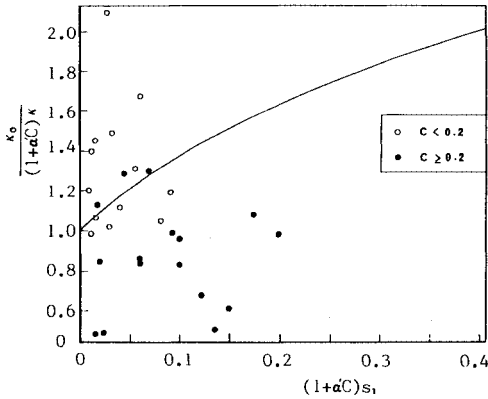


Fig. 10 Relationship between $\frac{x_0}{(1+\alpha'c)x}$ and $(1+\alpha'c)s_1$.

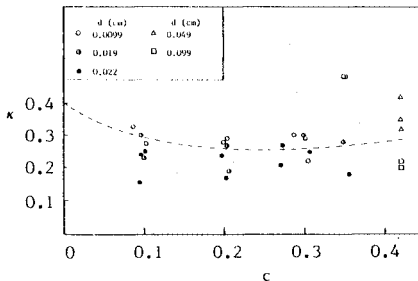


Fig. 11 Variation in Karman constant with volume concentration.

から次のように修正することができる。

$$s_1 = \frac{g(r-1)w_0}{u_*^3 \ln h/\delta} \frac{c(h-\delta)}{[1+(r-1)c]} \dots\dots\dots (33)$$

Fig. 10 は $x_0/(1+\alpha'c)x$ と修正された s_1 を用いた $(1+\alpha'c)s_1$ との関係を示した図であり、図中の実線は式 (31) を示している。また実験値のカルマン定数 x は実験によって得られた流速分布と滑面の場合には式 (15)、粗面の場合には式 (18) が最もよく適合するように定めた値である。濃度が低い場合には従来の浮遊砂の実験結果²³⁾にみられるのと同程度のばらつきにおさまっており日野の理論が適合するようであるが、濃度が高い場合には大きくはなれており理論の修正が必要であろう。これに関しては別の論文で取り扱っている²⁴⁾。

Fig. 11 はカルマン定数 x と体積濃度 c との関係を示している。 x は式 (31) によると濃度が高くなると一様に小さくなる。しかし実験結果によると x の値は $c \approx 0.2$ 程度以上になると一定の値をとるか、もしくはむしろ増加する傾向にある。

6. 結 語

粒子を高濃度に含む流れには従来ダイラタント流体モデルおよびビンガム流体モデルの考え方がそれぞれ

の考えではうまく説明し得ない領域の泥流型土石流を対象として議論を行った。すなわち、非粘着性の粒子を線濃度で 12 以下程度に含んでいる慣性領域の流れにおいては粒子どうしの衝突効果の他に粒子と流体が一体となったある大きさの乱れがあることを示し、乱れと粒子の衝突の効果を考慮した流速式 (12), (15), (18) を導いた。そしてそれらが実験結果をよく説明していることを示した。

しかしながらこのような流れの存在領域についてはまだ十分に明らかにされておらず、今後さらに研究する必要がある。

参 考 文 献

- 1) Goodman, M. A. and Cowin, S. C. : Two problems in the gravity flow of granular materials, J. Fluid Mech., Vol. 45, part 2, pp. 321~339, 1971.
- 2) Goodman, M. A. and Cowin, S. C. : A Continuum Theory for Granular Materials, Arch. Rational Mech. Anal., Vol. 44, pp. 249~266, 1972.
- 3) Cowin, S. C. : A Theory for the Flow of Granular Materials, Powder Technology, 9, pp. 61~69, 1974.
- 4) 大島信徳：動的相互作用をもつ混合流体理論, 日本機械学会論文集 (第 2 部), 44 巻, 378 号, pp. 580~587, 1978.
- 5) Eringen, A. C. : Theory of Micropolar Fluids, J. Mathematics and Mechanics, Vol. 16, No. 1, pp. 1~18, 1966.
- 6) 金谷健一：粒状態の流動の基礎理論 (第 1 報, 非圧縮性の流れ), 日本機械学会論文集 (B 編), 45 巻, 392 号, pp. 507~514, 1979.
- 7) 金谷健一：粒状態の流動の基礎理論 (第 2 報, 発達した流れ), 日本機械学会論文集 (B 編), 45 巻, 392 号, pp. 515~522, 1979.
- 8) Sharp and Nobles : Mudflow of 1941 at Wrightwood southern California, Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 64, pp. 547~560, 1953.
- 9) Curry, R. R. : Observation of alpine mudflows in the Tenmile Renge Central Colorado, Geol. Soc. Am. Bull., Vol. 77, pp. 771~776, 1966.
- 10) 大同淳之：土石流に関する基礎的研究, 京都大学学位論文, 1970.
- 11) Jhonson, A. M. : A Model for debris flow, Ph. D. dissertation Pennsylvania State Univ., 1965.
- 12) Hampton, M. : Subaqueous debris flow and generation of turbidity, Ph. D. dissertation Stanford Univ., 1970.
- 13) Bagnold, R. A. : Experiments on a gravity-free dispersion of large solid spheres in a Newtonian fluid under shear, Proc. Roy. Soc. of London, A, Vol. 225, pp. 49~63, 1954.
- 14) Savage, S. B. : Gravity flow of cohesionless granular materials in Chutes and Channels, J. Fluid Mech., Vol. 92, pp. 53~96, 1979.
- 15) 椿東一郎・橋本晴行・末次忠司：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, pp. 79

- ～91, 1982.
- 16) 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，No. 20-B, pp. 405～435, 1977.
 - 17) Takahashi, T. : Debris Flow on Prismatic Open Channel, J. Hydraulic Division, ASCE, Vol. 106, No. HY3, pp. 381～396, 1980.
 - 18) Arai, M. and Takahashi, T. : A Method for Measuring Velocity Profiles in Mud Flows, Proc. 20th IAHR Congress, Moscow, Vol. 3, pp. 279～286, 1983.
 - 19) 高橋 保：土石流の力学的機構，水工学シリーズ 80-A-1, 土木学会，1980.
 - 20) 新井宗之・芦田和男・高橋 保：細粒径土石流の流動機構について，第 19 回自然災害科学シンポジウム講演要旨集，pp. 277～278, 1982.
 - 21) 新井宗之・芦田和男・高橋 保：細粒径粒子を高濃度を含む流れの流動機構，第 38 回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 513～514, 1983.
 - 22) 新井宗之・高橋 保：泥流の流動機構について，第 39 回土木学会年次学術講演会講演概要集，pp. 355～356, 1984.
 - 23) 日野幹雄：固体粒子を浮遊した流れの乱流構造の変化，土木学会論文集，第 92 号，pp. 11～20, 1963.
 - 24) Arai, M. and Takahashi, T. : The Karman Constant of the flow Laden with high sediment, Proc. 3rd International Symposium on River Sedimentation, Mississippi, pp. 824～833, 1986.

(1985. 10. 28・受付)
