

斜面における土塊の抵抗則と移動速度

芦田 和男・江頭 進治
神 矢 弘・佐々木 浩

THE FRICTION LAW AND MOVING VELOCITY OF A SOIL BLOCK ON SLOPES

By *Kazuo ASHIDA, Shinji EGASHIRA,*
Hiroshi KAMIYA and Hiroshi SASAKI

Synopsis

The motion of a soil block released by a slope failure depends on rigid-and fluid-frictional forces which act on the interface between the moving soil block and the slope surface. The rigid friction of these forces, has already been discussed in the authors' former paper, and then the present study will discuss the problems relating to fluid friction stresses.

The fluid frictions can be described in terms of viscous and Reynolds stresses because these are caused by shearing the pore water within a soil block. A new friction law is presented, discussing the internal structure of fluid frictions. The momentum equation of a soil block moving on slopes is formulated using rigid-and fluid-frictional laws, and analyzed to obtain the theoretical moving velocity.

The theoretical results of both the fluid friction law and the moving velocity of a soil block are tested by flume data.

1. 緒 言

山腹斜面の崩壊による災害の顕在化に伴い、その防止軽減策の基礎となる災害の物理的メカニズムに関する研究の重要性が高まっている。この方面では、とくに、崩壊の発生、規模および流出範囲の予測に関する研究が重要となるが、ここでは、流出範囲を予測するための基礎となる土塊の流動機構について考察を進める。

山腹崩壊に伴う崩土（土塊）の流動機構については、従来からいくつかの分野で研究が進められている。これらを方法論の違いによってみると、つぎの三つのグループに分類される。第1の方法は、運動量方程式に基づいて土塊の運動を議論するものである。これには、奥田¹⁾、山口²⁾らのものがあるが、いずれも土塊の運動を支配する抵抗力の評価が不十分であり、移動速度や停止距離などの議論が十分に行えないのが実情である。第2の方法は、エネルギー的観点より土塊の位置エネルギーが摩擦によって消費されるものと考えて、崩壊の発生地点と停止地点の位置関係より等価摩擦係数に関する議論を行うものである。この方法は、基本的には第1の方法と同じものであるが、これには、Hsu³⁾、Scheidegger⁴⁾など数多くの研究がみられる。しかし、いずれも摩擦の機構に関する考察がなされておらず、土塊の体積が増加するに伴い等価摩擦係数が小さくなるという定性的な傾向が見出されている段階である。第3の方法は、上述の方法による研究の進展があまりなされない現状において、現地資料を統計的に処理し、到達距離を支配する要因を探ろうとするものである。我国では反町⁵⁾の研究が著名であるが、これは災害対策上有用な情報を提供するものの、その一般性についてみたとき、結果そのものが母集団の性質に大きく依存する欠点をもっている。山腹崩壊に伴

う崩土の挙動に関する研究はこのような状況にあって、崩壊の規模や発生機構もさることながら、斜面上における土塊の挙動に関する有用な知見は殆ど得られていないと言っても過言ではない。

著者らは、これまでの研究^{6),7)}において、斜面上を移動する土塊の流動化機構について考察を行うとともに、固体摩擦と流体摩擦の概念を導入して土塊の運動量保存則を導き、これに基づいて土塊の運動に関する議論を行ってきた。これらの研究において、剛体の運動から流体的（土石流）運動への遷移機構に関する知見を得るとともに、固体摩擦係数は斜面と土塊の材料の条件のみから定まるという重要な知見を得ている。しかしながら、流体摩擦の評価法については有意な結果を得るには至っていない。そこで、本研究においては、流体摩擦について考察を進めるとともに、それを基礎として、斜面上における土塊の移動速度に関する議論を進める。

2. 流動機構

著者らは、Fig. 1 のように斜面上を移動する土塊の挙動を考察するに当たり、土塊に働く駆動力として重力の斜面成分を考え、抵抗力として固体摩擦力および流体摩擦力を考えて、次式のような運動量保存則を提案している。

$$\frac{d}{dt}(\rho_f A_f U_f) = \rho_f A_f g \sin \theta - \mu_k (\rho_s - \rho) \cdot (1 - \lambda) A_f g \cos \theta - \rho_f f_b l_f U_f^2 \dots \dots (1)$$

ここに、 μ_k : 固体動摩擦係数、 f_b : 流体抵抗係数、 A_f : 土塊の断面積、 l_f : 土塊の長さ、 U_f : 土塊の移動速度、 g : 重力加速度、 θ : 斜面の傾斜角、 λ : 土塊の空隙率、 ρ_s :

土粒子密度、 ρ : 間隙水の密度、 ρ_f : 土塊の平均密度である。上式は右辺第2項の表示から理解されるように、土塊内部の空隙が水で飽和している状態を対象としている。したがって、 ρ_f は次式のように表示される。

$$\rho_f = \lambda \rho + (1 - \lambda) \rho_s \dots \dots \dots (2)$$

式(1)より、土塊の運動は主として μ_k および f_b に支配されることが理解される。前報において、これらのパラメータのうちの μ_k については、すでに考察が深められている。それによれば、 μ_k は静摩擦係数 μ_s のみに依存し、しかも次のような関係になることが判明している。

$$\mu_k = (0.7 \sim 0.85) \mu_s, (\mu_s = \tan \phi_s) \dots \dots \dots (3)$$

流体抵抗係数に関する議論を行うため、Fig. 2 に示すように、2次元等流状態で移動する厚さ h の土層を対象とし、移動土層のうち厚さ δ の部分が流動化している場合の流れの構造を考えよう。このモデルはビンガム流動モデルに相当する。これによれば、流動層においては固体摩擦力以外に、変形に伴う流体応力が発生する。したがって、高さ z における力のつり合いは次式のように与えられる。

$$0 \leq z \leq \delta; \\ \rho_f (h - z) g \sin \theta = \mu_k (\rho_s - \rho) (1 - \lambda) \cdot (h - z) g \cos \theta + \rho \epsilon_s (du/dz) \dots \dots (4)$$

Fig. 2 Uniform motion of a soil layer with a partially fluidized portion

ここに、 ϵ_s : 見かけの渦動粘性係数である。上式の流体応力項は、間隙水のせん断変形によるものと考えてお

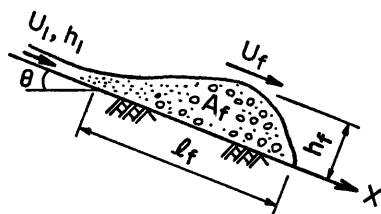
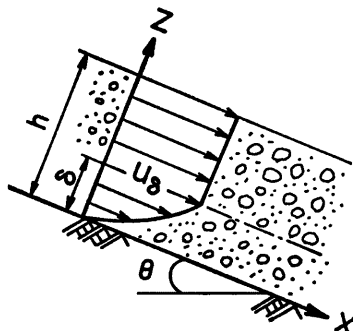


Fig. 1 Schematic of a soil block moving on a slope



り、乱れによるレイノルズ応力と粘性応力との和として次式のように表示されよう。

$$\rho \epsilon_a \frac{du}{dz} = -\rho \overline{uw'} + \eta \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (5)$$

混合距離 l を用いれば、上式はさらに次式のように書ける。

$$\rho \epsilon_a \frac{du}{dz} = \rho l^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \frac{du}{dz} + \eta \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (6)$$

混合距離 l は、土砂流に関する高橋の研究⁹⁾にみられるように、土粒子の間隙の空間スケールに支配されるものと思われる。そこで、土粒子の代表粒径を d 、空間の代表長さを L 、単位体積中の土粒子個数と間隙の個数を N 、土粒子および間隙一個の体積をそれぞれ V_p 、 V_v とすれば、簡単な幾何学的関係より、 L に関する次式を得る。

$$L = \left(\frac{k_p}{k_v} \right)^{1/3} \left(\frac{\lambda}{1-\lambda} \right)^{1/3} d = \left(\frac{k_p}{k_v} \right)^{1/3} \left(\frac{1-c}{c} \right)^{1/3} d \quad \dots\dots\dots (7)$$

ここに、 k_p 、 k_v ：形状係数であり、それぞれ $k_p = V_p/d^3$ 、 $k_v = V_v/L^3$ 、 c ：土粒子体積濃度であり、 $c = 1 - \lambda$ のようである。ここで、 l と L との比例定数を形状係数比 $(k_p/k_v)^{1/3}$ に含めて考えるものとすれば、混合距離 l を次式のように想定することが可能である。

$$l = L \quad \dots\dots\dots (8)$$

以上の議論より混合距離に関する見通しが得られるが、式(6)における二つの項の大小関係により、流れの構造が規定される。すなわち、流動層は、どちらの項が卓越するかによって、粘性応力の卓越する流れになるか、乱れ応力の卓越した流れになるか、あるいは、これらの中間的な流れになる。そこで、このような流れの構造を分類する指標を得るため、式(4)を次のように変形する。

$$\tau_f \equiv \rho \epsilon_a \frac{du}{dz} = \rho_f (h-z) g \sin \theta - \mu_s (\rho_s - \rho) (1-\lambda) (h-z) g \cos \theta \quad \dots\dots\dots (9)$$

さらに、摩擦速度 u_{*f} を次式のように定義する。

$$u_{*f} = \sqrt{\tau_f / \rho} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、式(6)に着目すれば、 $|du/dz|$ は u_{*f} と l を用いると u_{*f}/l のように置ける。したがって、式(6)は、 l に式(7)および(8)を適用して次式のように変形される。

$$\rho \epsilon_a \frac{du}{dz} = \rho (lu_{*f} + \frac{\eta}{\rho}) \frac{du}{dz} = \eta (R_{**} + 1) \frac{du}{dz} \quad \dots\dots\dots (11)$$

ここに、 R_{**} は次式で定義されるレイノルズ数である。

$$R_{**} = \left(\frac{k_p}{k_v} \right)^{1/3} \left(\frac{1-c}{c} \right)^{1/3} \frac{\rho u_{*f} d}{\eta} \quad \dots\dots\dots (12)$$

式(11)から理解されるように、 R_{**} は流れの構造を規定する重要なパラメータになっている。すなわち、間隙水の流れは、次のように分類される。

- $R_{**} \ll 1 \rightarrow$ 粘性の卓越した流れ
- $R_{**} \sim 1 \rightarrow$ 遷移的な流れ
- $R_{**} \gg 1 \rightarrow$ レイノルズ応力の卓越した流れ

以下、 $R_{**} \gg 1$ の条件を満たす流れの流速分布について考察を進めよう。式(6)の混合距離に対して式(7)、(8)を適用し、さらに、粘性項を省略したものを式(4)に代入してこれを積分すれば、つぎのような流速分布式を得る。

$$\left. \begin{aligned} 0 \leq z < \delta; \frac{u(z)}{\sqrt{gh}} &= \frac{2}{3} \left(\frac{k_v}{k_p} \right)^{1/3} \left[\cos \theta \left\{ \tan \theta - \frac{(\sigma-1)(1-\lambda)\mu_s}{(\sigma-1)(1-\lambda)+1} \right\} \{(\sigma-1)(1-\lambda)+1\}^{1/2} \right. \\ &\quad \cdot \left. \left\{ \frac{1-\lambda}{\lambda} \right\}^{1/3} \frac{h}{d} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{3/2} \right\} \right] \\ \delta \leq z; \frac{u(z)}{\sqrt{gh}} &= \frac{u(\delta)}{\sqrt{gh}} = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (13A)$$

平均流速 U は、上式よりつぎのように導かれる。

$$\frac{U}{\sqrt{gh}} = \frac{2}{5} \left(\frac{k_v}{k_p} \right)^{1/2} \left[\cos \theta \left\{ \tan \theta - \frac{(\sigma-1)(1-\lambda)}{(\sigma-1)(1-\lambda)+1} \mu_k \right\} \{(\sigma-1)(1-\lambda)+1\} \right]^{1/2} \cdot \left\{ \frac{1-\lambda}{\lambda} \right\}^{1/2} \frac{h}{d} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\delta}{h} \right)^{5/2} \right\} \quad \cdots (14A)$$

これらの式は、空隙率 λ のかわりに体積濃度 c を用いれば、次式のように表わされる。

$$0 \leq z \leq \delta; \frac{u(z)}{\sqrt{gh}} = \frac{2}{3} \left(\frac{k_v}{k_p} \right)^{1/3} \left[\cos \theta \left\{ \tan \theta - \frac{(\sigma-1)c}{(\sigma-1)c+1} \mu_k \right\} \{(\sigma-1)c+1\} \right]^{1/2} \left\{ \frac{c}{1-c} \right\}^{1/3} \cdot \frac{h}{d} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{z}{h} \right)^{3/2} \right\} \quad \cdots (13B)$$

平均流速 U は、

$$\frac{U}{\sqrt{gh}} = \frac{2}{5} \left(\frac{k_v}{k_p} \right)^{1/3} \left[\cos \theta \left\{ \tan \theta - \frac{(\sigma-1)c}{(\sigma-1)c+1} \mu_k \right\} \cdot \{(\sigma-1)c+1\} \right]^{1/2} \left\{ \frac{c}{1-c} \right\}^{1/3} \frac{h}{d} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\delta}{h} \right)^{5/2} \right\} \quad \cdots (14B)$$

式(13)は、高橋⁹⁾によって求められたダイラント流動モデルによる土石流の流速分布に類似しているが、これらの違いは $\{1 - (1 - z/h)^{3/2}\}$ の因数項にある。

上式において、流速分布を定めるためには形状係数比 $(k_v/k_p)^{1/3}$ および土粒子空隙率の推定が必要となる。濃度に関しては別途与えるものとし、ここでは、椿・橋本・末次¹⁰⁾によって得られた土石流の流速分布

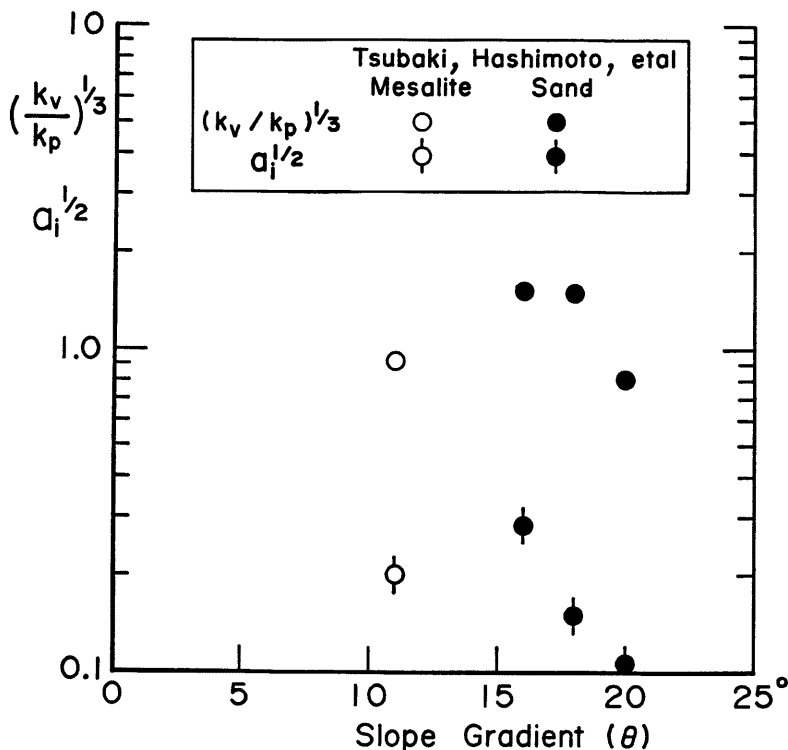


Fig. 3 Shape parameter decided after eq.(13) and experimental data by Tsubaki et al

に関するデータを式(3)に適用し、これに基づいて、形状係数比を調べてみよう。**Fig. 3** は、 $(k_v/k_p)^{1/3}$ と路床の傾斜角との関係のみたものである。図には、土石流に関する高橋の a_i も示されている。これによれば、形状係数比は、 a_i よりもばらつきは少く、さらに、式(8)の誘導過程から類推されるように、ほぼ1程度の値になっている。

$$(k_v/k_p)^{1/3} \sim 1 \dots\dots\dots (15)$$

なお、式(3)の適用においては、前述したように $1 \ll R_{*s}$ の条件が満たされている必要がある。そこで、椿らのデータについては、半流動深の位置における u_{*f} を求め、さらに、 $\nu/\rho = 0.01 \text{ cm}^2/\text{s}$ として R_{*s} を調べると、Mesalite のデータは $R_{*s} \approx 1200$ であり、Sand のものは $R_{*s} = 520 \sim 940$ のようになっている。したがって、 $1 \ll R_{*s}$ の条件は満たされていることが分かる。

上述のことより、形状比数 $(k_v/k_p)^{1/3}$ はほぼ1程度の値をとることが判明した。そこで、上述の議論の妥当性をみるため、式(3)による流速分布と水路実験による結果とを比較してみよう。**Fig. 4** は $\delta = 1$ すなわち全層流動における実験値と式(3)とを比較したものである。図の比較が示すように、同式は実験値をかなりよく説明している。なお、水路実験法については次章に述べられている。

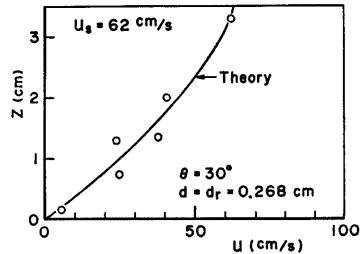


Fig. 4 Comparison of velocity profiles inner layer of a soil block between eq.(13) and flume data

3. 流体抵抗係数

定常等流状態で移動する土層に関する力のつり合い条件は、流体抵抗係数を用いると次式のように書ける。

$$\rho_f g h \sin \theta = \mu_s (\rho_s - \rho) (1 - \lambda) h g \cos \theta + \rho_f f_b U^2 \dots\dots\dots (16)$$

ρ_f に関する式(2), および U に関する式(14)を上式に適用すれば、流体抵抗係数に関する次式を得る。

$$f_b = \frac{25}{4} \left(\frac{k_p}{k_v} \right)^{2/3} \left\{ \frac{\lambda}{1 - \lambda} \right\}^{2/3} \left(\frac{h}{d} \right)^{-2} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\delta}{h} \right)^{5/2} \right\}^{-2}, (\delta \neq 0) \dots\dots\dots (17A)$$

また、空隙率のかかわりに体積濃度を用いると、上式は次のように表わされる。

$$f_b = \frac{25}{4} \left(\frac{k_p}{k_v} \right)^{2/3} \left\{ \frac{1 - c}{c} \right\}^{2/3} \left(\frac{h}{d} \right)^{-2} \left\{ 1 - \left(1 - \frac{\delta}{h} \right)^{5/2} \right\}^{-2}, (\delta \neq 0) \dots\dots\dots (17B)$$

上式によれば、流体抵抗係数は、 λ , h/d および δ/h に依存し、これらのパラメータに対して次のような変化を示すことが分る。

parameter	λ	c	h/d	δ/h
f_b	$\nearrow$	$\searrow$	$\searrow$	$\searrow$

なお、上式は、流動層厚が 0 のとき、無限大の流体抵抗係数を与えることになるが、流動層厚の最小単位は代表粒径のオーダーであり、このような矛盾は生じない。

定常等流状態かつ、 $R_{*s} \gg 1$ の流れを対象として流体抵抗係数の推定式が得られたが、この式を **Fig. 1** のような有限の体積をもつ土塊の運動量式に適用するためには、つぎのような議論が必要となる。式(1)の右辺第3項は、土塊全体の流体抵抗力を表わしたものであって、これは次式の平均操作によって得られている。

$$\rho_f \int_V U^2 f_b \left(\lambda, \frac{h}{d}, \frac{\delta}{h} \right) dx \dots\dots\dots (18)$$

したがって、式(18)を上式に代入して演算を行い、土層厚の代表量とも言うべき代表土層厚を定める必要があ

る。そのためには、移動土塊の形状に関する詳細な考察や、土塊の先端 ($x=l_f$) と後端 ($x=0$) における土層厚に関する検討が必要となるが、問題の性質上、議論を複雑にするのは好ましくない。そこで次のようなモデル化を図る。まず、形状については、これまでの経験に従うと、殆どの場合最大高 h_f の三角形で近似できるものと考えられる。さらに、 $x=0$ および $x=l$ における特異点の問題を避けるため、ここでは、長さ l_f の等流近似を行って土塊の運動を表示することにすれば、 $l_f h = 1/2 l_f h_f$ となる。したがって、代表土層厚は

$$h = h_f/2 \dots\dots\dots (19)$$

のように表わされる。この関係を式(17)に代入したものが、移動土塊の流体抵抗係数を与える。

上述の議論によって、流体抵抗係数に関する推定式が導かれた。同式の妥当性を検討するため、水路実験を行っている。水路は、幅10.5 cm、深さ 10 cm、長さ6 m の鋼製路床、側壁は片面アクリル、一方はガラス製側壁になっている。勾配はチェンブロックにより任意に設定される。実験用の土塊材料は、砂と粘土の

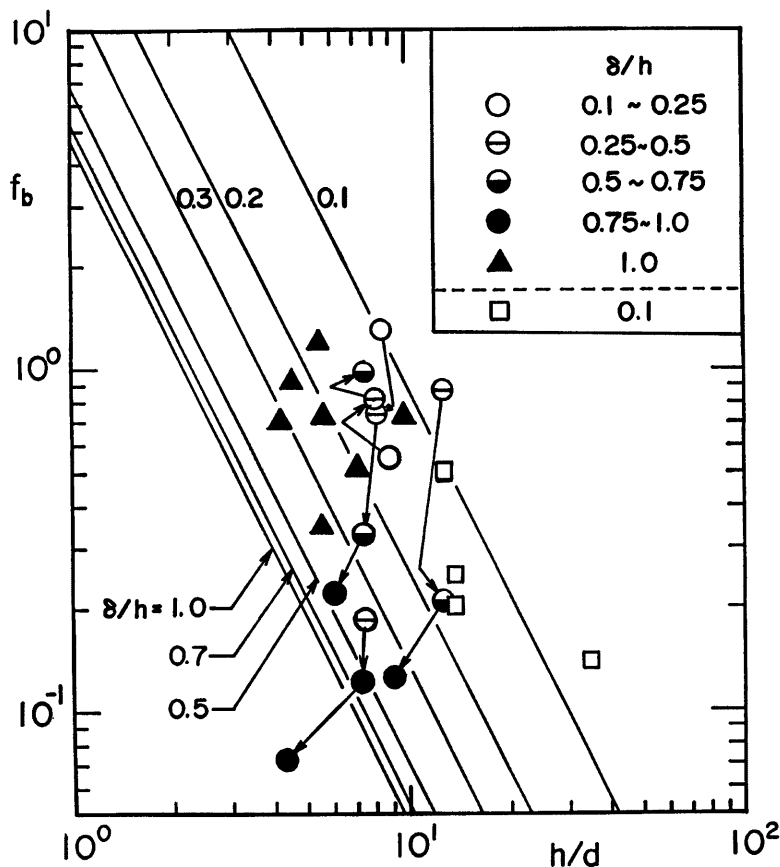


Fig. 5 Comparison between eq.(17) and experiments for fluid friction coefficients

配合比や砂の粒径を種々変えて作成され、とくに、流体抵抗係数に対する δ/h および h/d の影響が検討できるよう考慮されている。水路底面には、土塊材料として用いられた砂が粗度としてはりつけられている。実験装置や実験方法についての詳細は前報に示されているが、今回の実験では、とくに土塊の挙動を追跡するため高速ビデオ装置を用いている。前述の Fig. 4 の流速分布のデータは、高速ビデオ装置による砂粒子の追跡によって得られたものである。

土塊を水路上流端近傍に設置し、上流端より水を供給すると、土塊は移動を開始する。移動に伴って次第に加速するとともに流動層厚も変化する。このような挙動を高速ビデオ装置に収録し、任意の流下区間における移動速度の変化、移動土層の流動層厚 δ 、最大厚 h_f 、長さ l_f 等を読みとり、これらを式(1)に適用して流体抵抗係数を求めた。このとき、 $\rho_s = 2.65 \text{ g/cm}^3$, $\rho = 1 \text{ g/cm}^3$, $\mu_s = 0.8 \tan \phi_s = 0.72$, $\lambda = 0.4 (c = 0.6)$ としている。

Fig. 5 は、上述の方法によって求められた土塊の流体抵抗係数と式(7)とを比較したものである。図の直線群は式(7)において、 $\lambda = 0.4 (c = 0.6)$ として求められている。一方、実験データのうち、三角印のデータは材料として砂だけを用いたもので、この場合には土塊の運動は移動初期から全層流動の形態になる。丸印のデータは砂と粘土の混合物を用いたもので、移動距離の増加に伴って流動化が進行するような条件を具備している。四角印のデータは、路床面近傍を除いて殆ど変形が進まないように強度を強くした土塊のものである。なお、矢印で結ばれたデータは、土塊の移動に伴う δ/h の変化に応じた流体抵抗係数の値を示したものである。これらのことを念頭に置いて図をみると、データにはばらつきは見られるものの、全体として、実験値の傾向と式(7)の傾向とはかなりよく一致しているのがわかる。しかし、材料として砂のみを用いたデータは、式(7)よりも大きな値を示している。この原因として、砂の体積濃度が、式(7)に採用されている $c = 0.6 (\lambda = 0.4)$ よりも小さくなっていたことが考えられる。事実、このケースにおいて別途行われた濃度測定によれば、濃度は0.45～0.55程度の範囲になっており、このことを考慮すれば、理論と実験値はかなりよく一致していると言える。以上のことを総合すると、式(7)は流体抵抗係数をかなり適切に評価しているものと思われる。これはまたこれまでの議論の妥当性を示唆するものである。

4. 移動速度

空隙率あるいは土砂濃度の決定機構に関する考察は今後の課題として、これを未知量のまま残すか、適当な値を仮定するものとすれば、これまでに得られた結果によって、式(1)に基づく土塊の挙動に関する議論が可能となる。いま、侵食、堆積による質量変化の影響が無視できる状態を考えて式(1)を変形すれば次式を得る。

$$\frac{dU_f}{dt} = g \sin \theta - \mu_s \frac{(1-\lambda)(\rho_s - \rho)}{\rho_f} g \cos \theta - \frac{\rho_f l_f}{\rho_f A_f} f_b U_f^2 \quad (20)$$

土塊の形状を三角形で近似し、 $A_f = l_f h_f / 2$ とおき、無次元量 $t' = t / \sqrt{h_f / g}$ および $U'_f = U_f / \sqrt{g h_f}$ を導入すると、上式はつぎのように書ける。

$$dU'_f / dt' = a U_f'^2 + b \quad (21)$$

ここに、 U'_f は無次元移動速度である。 a および b はつぎの諸量である。

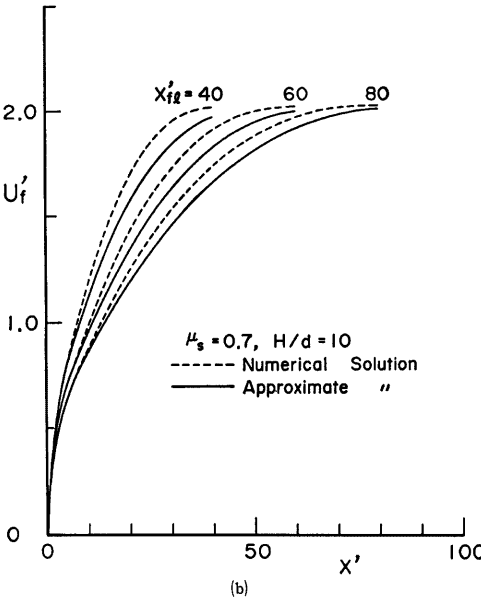
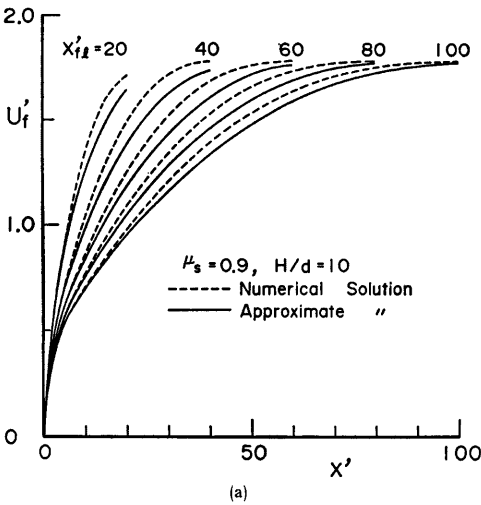
$$a = -2(\rho / \rho_f) f_b = -2 / \{(\sigma - 1)c + 1\} \cdot f_b \quad (22)$$

$$b = \cos \theta \{ \tan \theta - \mu_s (\rho_s - \rho) (1 - \lambda) / \rho_f \} \\ = \cos \theta [\tan \theta - \mu_s (\sigma - 1)c / \{(\sigma - 1)c + 1\}] \quad (23)$$

さらに、 $x' = x / h_f$ を導入し、 $dt' = dx' / U'_f$ なる変換を行えば、式(20)は次式ようになる。

$$U'_f dU'_f / dx' = a U_f'^2 + b \quad (24)$$

上式において、濃度を定数として扱う範囲において、係数 b は定数値をとる。しかし、係数 a は流体抵抗係数 f_b を含んでいるため、一般に定数にはならない。そのため、 U'_f に関する解析解は得られない。



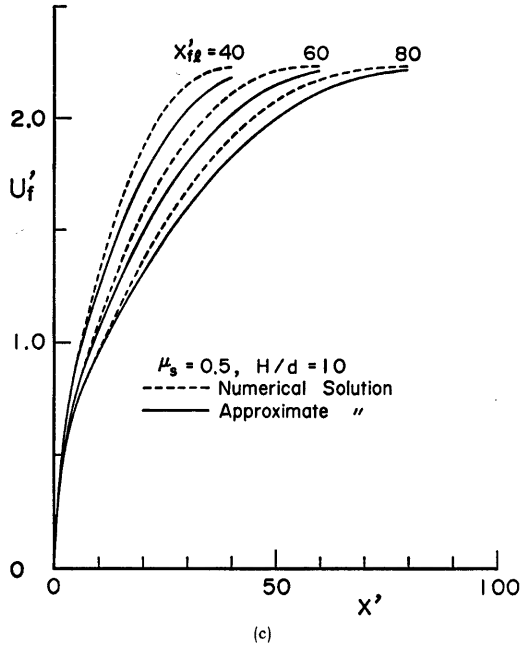


Fig. 6 Theoretical, approximate solutions and numerical computations for the moving velocity of soil blocks

ところが, $a = \text{const.}$ として解を求めた後, 求められた解の中で $a = \text{const.}$ の条件を開放したものが, 厳密解を十分に近似しているならば, 近似解としてこれを採用するのも有効である。このような観点より, $x' = 0$, $U'_f = U'_{f0}$ のもとで式(24)を解くと, 無次元移動速度に関する次式を得る。

$$U'_f(x') = \left\{ U'_{f0} e^{2ax'} - \frac{b}{a} (1 - e^{2ax'}) \right\}^{1/2} \quad \text{.....(25)}$$

上式は, $x' \rightarrow \infty$ で次のような定常速度を与える。

$$U'_{f\infty} = (-b/a)^{1/2} \quad \text{.....(26)}$$

ここで, 式(26)の近似の程度を調べるため, 同式の解と 4 次の Lunge-Kutter 法による式(24)の数値解とを比較してみる。これらの計算においては, 土塊の流動化が移動距離に比例して進むことを考慮し, 流動層厚比の変化を次のように仮定している。

$$\delta/h = \begin{cases} 0.1 + 0.9x'/x'_{fl}, & (x' \leq x'_{fl}) \\ 1, & (x' > x'_{fl}) \end{cases} \quad \text{.....(27)}$$

ここに, x'_{fl} : 全層流動⁹⁾が起るための無次元移動距離 $x'_{fl} = x_{fl}/h_f$ である。なお, $x' = 0$ で $\delta/h = 0.1$ としているのは, 移動開始時点において境界面近傍にはすでに流動層が形成されていることを考慮しているからである。Fig. 6 (a), (b), (c) は, x'_{fl} および μ_s (静止摩擦係数; $\mu_s = \mu_b/0.8$) をパラメータとして, 式(24)と式(24)の数値解とを比較したものである。これらの図の結果によれば, 式(26)による無次元移動速度は, いずれのケースにおいても定常解に達するまでは数値解よりも少し小さな値を示している。しかしながら, これらの差は有意なものではなく, 式(26)は, 無次元移動速度を十分に近似し得るものであることがわかる。

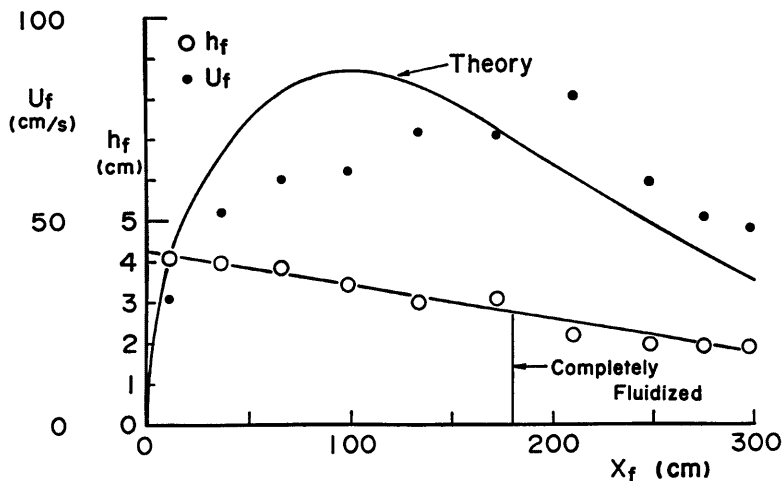


Fig. 7 Comparison between eq.(25) and flume data for the moving velocity of a soil block

なお、これらの計算において用いられたパラメータのうち、図示以外のものは、 $(k_v/k_p)^{1/3}=1$ 、 $\rho_s=2.65\text{g/cm}^3$ 、 $\rho=1.0\text{g/cm}^3$ 、 $\lambda=0.4$ のようである。

上述の議論より、式(25)は理論的には土塊の移動速度に関する十分な近似式になっていることが判明した。そこで、実験値と式(25)とを比較してみよう。Fig. 7 はその一例を示したものである。これによれば、移動速度の立ち上がりの部分において両者には若干の差異がみられるが、実験の精度等の問題を考慮すれば、式(25)は実験値をかなりよく説明しているものと思われる。

5. 結 語

本報においては、山腹斜面の崩壊に伴う土塊の挙動を明らかにすることを目的として、移動土塊の抵抗則や移動速度について実験結果の解析を交えながら考察を行った。本研究によって得られた主要な結果を示すと以下のようである。

(1)運動量方程式において主要な役割を担っている流体抵抗係数の推定法を明らかにするため、まず、ビンガム流動モデルに用いて、変形に伴うせん断応力を評価し、流動層における流速分布を提案した。

(2)求められた流速分布に基づいて流体抵抗係数の推定式を提案するとともにいくつかの実験によってその妥当性を検討した。

(3)すでに得られている固体動摩擦係数に関する成果、および今回得られた流体摩擦係数の成果を運動量方程式に適用し、土塊の移動速度に関する推定式を提案した。この推定式は、数学的にはあくまでも近似解であるが、数値解法に基づく厳密解との比較よりその有用性が示されている。

(4)土塊の流出範囲の予測法については、流体抵抗係数を未知量のまま残した形ですでにこれを提案しているが、流体抵抗係数に関する本報の知見はこれをさらに発展させるものである。

以上のような興味ある知見が得られたが、今後に究明しなければならない多くの課題も残されている。例えば、土塊の挙動に対する侵食・堆積の影響、変形の影響などに関して考察を進める必要がある。さらに、これらの問題に関連して、質点としての扱いの限界なども明らかにしていかなければならない。

本研究を行うに当たり、実験や図面作成等において京都大学防災研究所技官吉田義則氏に御協力いただいた。また、九州大学工学部の橋本晴行先生には実験データに関する貴重な資料を快く提供していただいた。ここに記して感謝する次第である。

参 考 文 献

- 1) 奥田節夫：土石流の現地調査について，京大防災研究年報，16号 A，1973，pp. 53-69.
- 2) 山口柏樹：土砂災害に対する土質工学的実態調査，特定研究，「昭和46年台風25号による千葉県下災害の実態調査，1972，3，pp. 75-82.
- 3) Hsü, K. J.: Catastrophic Debris Streams Generated by Rockfalls, Geological Soc. American Bull., Vol. 86, 1975, pp. 129-140.
- 4) Scheidegger, A. E.: On the Prediction of the Reach and Velocity of Catastrophic Landslides, Rock Mechanics, Vol. 5, 1973, pp. 231-236.
- 5) 反町雄二：崩壊土砂の流下距離，土木技術資料19-10，1977，pp. 521-526.
- 6) 芦田和男・江頭進治・大槻英樹：山腹崩壊土の流動機構に関する研究，京大防災研究所年報，25号，B-2，1983，pp. 315-327.
- 7) 芦田和男・江頭進治・神矢 弘：斜面における土塊の滑動・停止機構に関する研究，京大防災研究所年報，27号B 2，1984，pp. 331-340.
- 8) 高橋 保：土石流の停止・堆積機構に関する研究(3)，京大防災研究所年報，25号B-2，1982，pp. 327-348.
- 9) Takahashi, T.: Debris Flow on Prismatic Open Channel, Proc. ASCE, Vol. 106, No. Hy3, 1980, pp. 381-396.
- 10) 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，317号，1982，pp. 79-91.