

地すべり・斜面崩壊の運動予測

—改良そりモデルとシミュレーションモデル—

佐 々 恭 二

PREDICTION OF LANDSLIDE MOVEMENT —THE IMPROVED SLED MODEL AND SIMULATION—

By *Kyoji SASSA*

Synopsis

The sled model has been used for interpretation of landslide motion for long. However, what is the coefficient of friction during motion has not been known. The author has proposed the method to decide the coefficient of friction by the new high speed ring shear apparatus and the new formula to express the pore water pressure during motion. This new sled model will be effective for the prediction of travel distance and its application for the Ontake landslide could give a reasonable interpretation to its high mobility.

As the next step for hazard mapping, the author has deduced the new simulation method by the combination of soil mechanics and hydraulics, which has enabled the prediction of landslide motion as area.

1. ま え が き

昭和59年の御岳大崩壊、昭和60年の長野市地附山の地すべりは地すべり、斜面崩壊災害の防止・軽減のために、地すべり・崩壊の予知・予測による警戒、避難、土地利用規制など情報伝達、行政指導などによる災害防止対策の必要性を示したものである。このような直接的な工事によらない災害防止対策にとって重要なのは、地すべり・斜面崩壊の災害危険地図の作成であり、その基礎となるものは第一に地すべり・斜面崩壊の移動距離、第二に移動範囲である。佐々は地すべり、崩壊の運動中のマサツ係数を調べるために高速リングせん断試験機を開発¹⁾して試験を行ない、また、運動中の地すべりのせん断面は非排水載荷、非排水せん断状態にあるとして発生する間ゲキ水圧を表現する式を提案²⁾³⁾した。そして、これらの研究をもとに御岳大崩壊の流動が、ほぼ飽和した溪床堆積物の非排水載荷、非排水せん断によって説明し得ることを報告した⁴⁾。この論文では、これまでの研究を地すべり・斜面崩壊の運動予測のための「改良そりモデル」としてまとめ、その適用例として、御岳大崩壊について必要な土質定数を実験的に求め、その運動距離、運動速度とも無理なく説明できた。

改良そりモデルによる運動距離の推定に続く次のステップとして地すべり、斜面崩壊の平面的な拡散範囲を求めるために、これまでの土質力学的研究に水理学の手法を導入して、地すべり・斜面崩壊の運動の基礎方程式を誘導した。そして、その基礎方程式に基づいて計算機のプログラムを作成した。これを用いて、単純なモデル斜面での斜面崩壊のシミュレーションを行なった。その結果、このモデルが運動土塊内の水平土圧係数の差によって「何が流れるか」を表現でき、せん断面でのマサツ係数の差によって「どこを流れる

か」を的確に表現できることが認められた。また、その運動距離は改良そりモデルによる土塊の重心の運動距離と合致するものであった。

2. そりモデルと改良そりモデル

地すべり・斜面崩壊の運動を支配する法則の中心は、マサツ則であり、マサツ則を用いた土塊の運動モデルでもっともよく用いられているものは Heim (Körner⁵⁾ 他により紹介されている) のそりモデルである。このモデルは、その後 Sheidegger⁶⁾, Hsü⁷⁾ ほか多くの研究者によって用いられている。そりモデルにおける土塊の運動中のマサツ係数の原因は明確ではないので、Sheidegger は平均マサツ係数、Hsü は等価マサツ係数と呼んでいる。いま、土塊の運動中のマサツ係数を土質力学的に角度を用いて $\tan \phi_a$ と表わすと、Fig. 1 において位置エネルギー (mgh) をもつ土塊が、水平距離 (x) だけ進んだ時に消費するエネルギー (E_f) は(1)式で表わされる。(Fig. 1 ではエネルギーを mg で割って長さの単位で表わしている。)

$$E_f = \int_0^x mg \cdot \cos \theta \cdot \tan \phi_a \cdot \frac{dx}{\cos \theta} = mgx \cdot \tan \phi_a \dots \dots \dots (1)$$

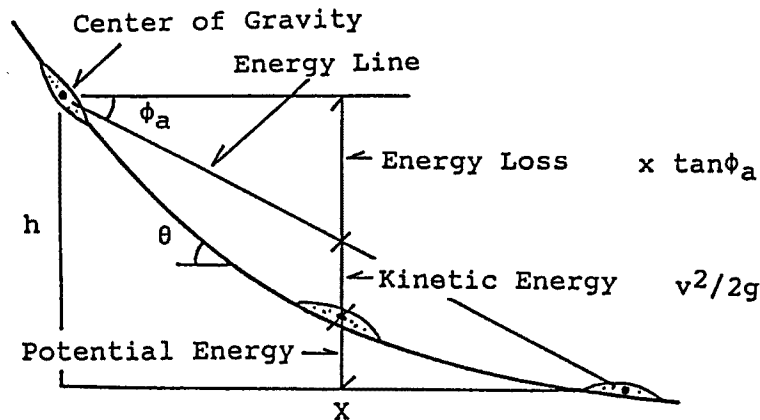


Fig. 1. Sled model for landslide motion.

Fig. 1 より、土塊の出発点の重心より角度 ϕ_a で引いた線 (エネルギー線と呼ぶ) がその地点において運動土塊が持っている総エネルギーを表わすこと、したがって、エネルギー線と運動中の土塊の重心との差が、その点での運動エネルギー ($V^2/2g$) になることがわかる。運動エネルギー 0 の点が土塊の停止点である。

このそりモデルの理論は単純明解であり、便利であるが、これまで、その運動時のマサツ係数の実態が不明であり、したがってその決定法もなかった。

そこで、佐々は土塊の運動時のマサツ角を調べるために高速リングせん断試験機を開発¹⁾ し、マサツ角が運動速度によって変化するか否かを調べた。Fig. 2 は、直径 1.0 mm のガラスビーズを用いた試験結果である。マサツ角は速度を 1 万倍変化させても一定である。Fig. 3 は直径 0.2 mm のガラスビーズでの試験結果である。ガラスビーズの丸み度 (Roundness) が直径により異なるため、マサツ角の値は異なるが、ともに速度の影響は見られない。相似則が成り立つとすると、直径 0.2 mm のビーズでの 1 m/sec は 1 mm のビーズでの 5 m/sec に相当に、高速の運動でもマサツ角の速度依存性はないものと推定できる。(間ゲキ流体の粘性抵抗については水の約 1500 倍の粘性係数を持つグリセリンで飽和して実験を行なったが、実験範囲の 0.05 kgf/cm² 以上の拘束圧の下では粘性項の影響は見られなかった⁴⁾。

上記のごとく、マサツ角が運動中も変化しないことから、御岳や地附山のような緩勾配の斜面の運動が生じるには、高い間ゲキ水圧が発生していなければならない。佐々は濡れた泥道で足を滑らせる現象や雨の高速道路での車のスリップ (ハイドロプレーニング現象) と同じく、飽和度の高い地盤または浜床堆積物の非

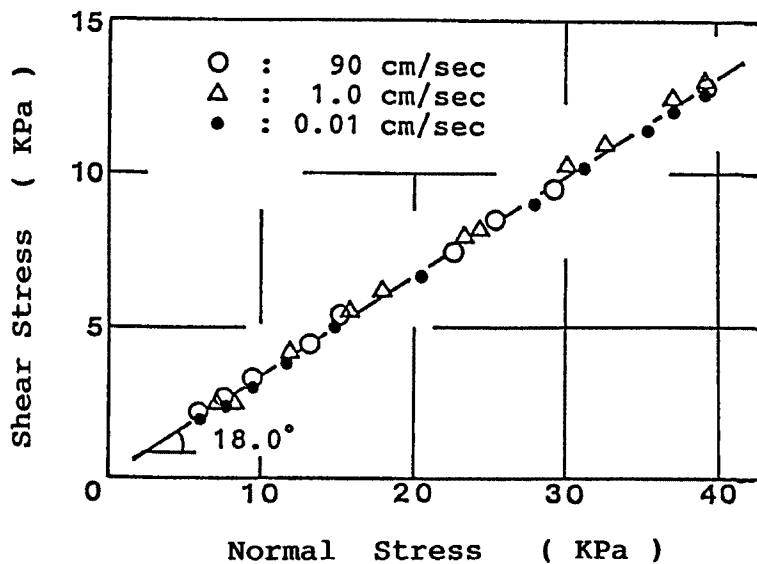


Fig. 2. High speed ring shear test
Glass beads (1.0mm) $e=0.63-0.64$.

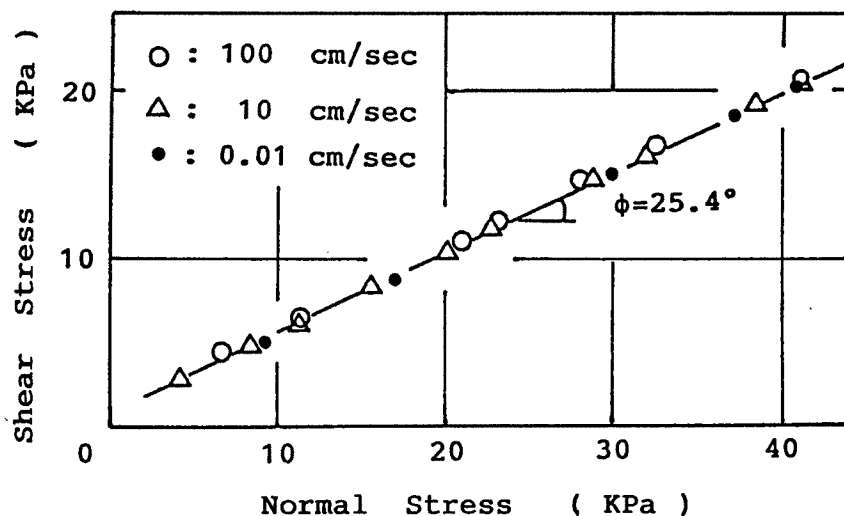


Fig. 3. High speed ring shear test
Glass beads (0.2mm) $e=0.70-0.72$.

排水载荷による間ゲキ水圧発生がその原因と考えた。地盤に地すべり土塊が乗った場合 (Fig. 4) のすべり面の状態を、直接せん断状態に近いと考え、その時に発生する間ゲキ水圧を(2)式で表わした²⁾³⁾。(2)式はスケンプトンの非排水三軸圧縮試験に対する間ゲキ水圧の式(3)と同じ形であり、その係数間には、 $B_D \doteq B$, $A_D \doteq 2A$ の関係がある⁴⁾。

$$\Delta u = B_D(\Delta \sigma + A_D \cdot \Delta \tau) \dots\dots\dots(2)$$

$$\Delta u = B\{\Delta \sigma_3 + A(\Delta \sigma_1 - \Delta \sigma_3)\} \dots\dots\dots(3)$$

A_D, B_D, A, B : 間ゲキ水圧係数, $\Delta u, \Delta \sigma, \Delta \tau, \Delta \sigma_1, \Delta \sigma_3$: おのおの, 間ゲキ水圧, 垂直応力, せん断応

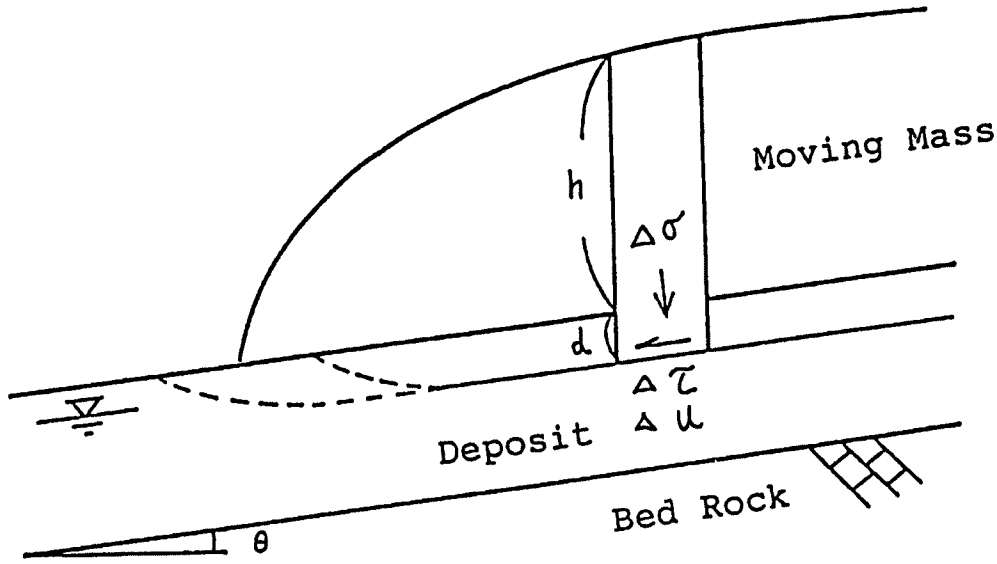


Fig. 4. Uudrained loading by landslide.

力, 最大主応力, 最小主応力の増分. (2)式を用いれば, 間ゲキ水圧の影響を含めた見かけのマサツ角 (全応力表示でのマサツ角) $\tan \phi_a$ は, 次のように求められる. せん断面でのせん断応力増分は, (4)式で表わされ, 地盤の密度と上に乗った土塊の密度を同じとして近似すると, (5)式の関係がある.

$$\Delta \tau = \tau_f - \tau_0 = (\sigma_0 + \Delta \sigma - \Delta u) \cdot \tan \phi - \tau_0 \dots\dots\dots(4)$$

$$\frac{\sigma_0}{\Delta \sigma} = n, \quad \frac{\tau_0}{\Delta \sigma} = n \cdot \tan \theta \dots\dots\dots(5)$$

τ_0, σ_0 : 初期のせん断応力, 垂直応力. τ_f : せん断強度. h : 運動土塊の厚さ. d : 地盤のせん断深さ (えぐれた深さ). θ : 斜面勾配. n : せん断深さと土塊の厚さの比 (d/h).

運動時のマサツ角を ϕ_m と表わすと,

$$\tan \phi_a = \frac{\sigma - u}{\sigma} \cdot \tan \phi_m \dots\dots\dots(6)$$

(2), (4), (5), (6)式から, (7)式が得られ, 地盤のせん断深さが無視できる場合 ($n = 0$) には, (8)式になる.

$$\tan \phi_a = \frac{1 - \frac{1}{n+1} \cdot B_D + \frac{n}{n+1} \cdot A_D \cdot B_D \cdot \tan \theta}{1 + B_D \cdot A_D \cdot \tan \phi} \cdot \tan \phi \dots\dots\dots(7)$$

$$\tan \phi_a = \frac{(1 - B_D) \cdot \tan \phi}{1 + B_D \cdot A_D \cdot \tan \phi} \dots\dots\dots(8)$$

(7), (8)式より求めた $\tan \phi_a$ を図1のそりモデルに適用すれば, これまでのように逆算ではなく, 運動が生じる場所 (地盤) とその状態に対応するマサツ係数が決定できる. 運動時のマサツ角, 間ゲキ水圧より決定したマサツ係数を用いるそりモデルを改良そりモデルと呼ぶことにする.

3. 御岳大崩壊の改良そりモデルによる解釈

Fig. 5 は御岳大崩壊が流下した伝上川の溪床堆積物を掘削し, 基岩より上, 溪床表面より 3 m 下から採取したサンプル (採取点のスケッチは, 引用文献4の Fig. 13) の高速リングせん断試験機の結果であり,

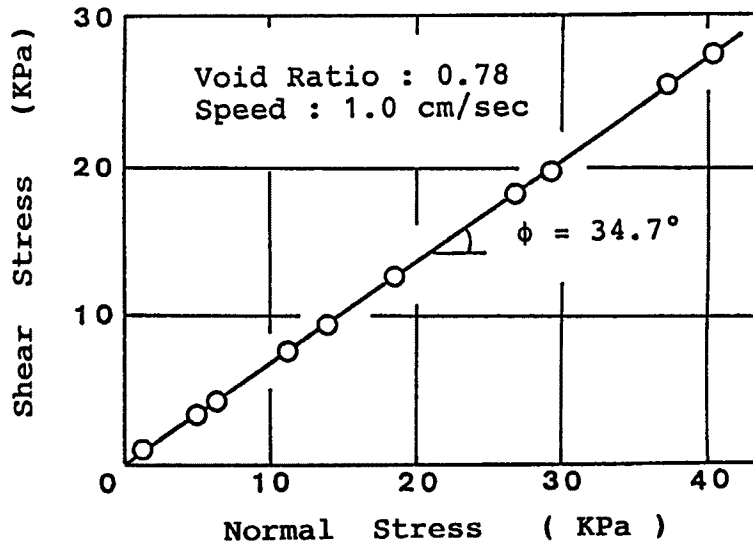


Fig. 5. High speed ring shear test of the Ontake sample (Grain size 0-9.8mm).

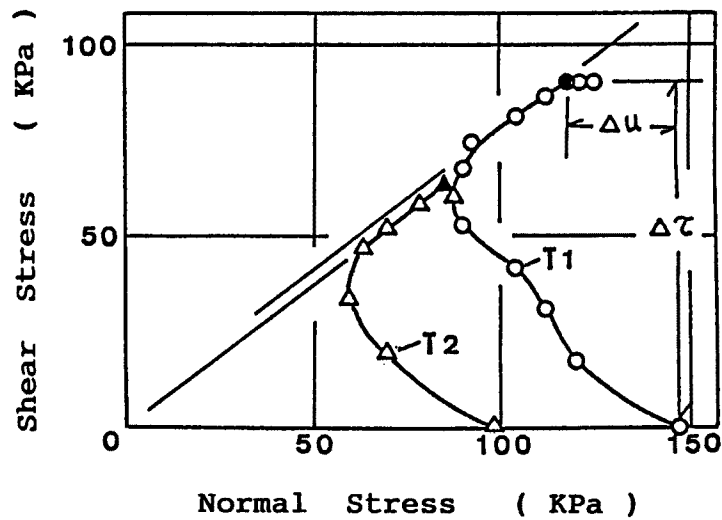


Fig. 6. Constant volume direct shear test of the Ontake sample (Grain size 0-9.8 mm)
 T1: $e=0.76, A_D=0.33$ T2: $e=0.82, A_D=0.20$.

運動時のマサツ角は34.7度である。Fig. 6 は同じサンプルの定体積（体積変化0なので、 $B_D=1.0$ に相当する）一面せん断試験の結果である。間ゲキ水圧係数 A_D ($\Delta u/\Delta \tau$) は、歪によって変化するが、破壊時（最大せん断応力時）の値をとると、0.20-0.33になる。Fig. 7 は同じサンプルのB値 (B_D と同じ) と飽和度の関係である。水を湛水状態にすると、水を通ず時間に比例して飽和度が上昇し、飽和度で95-100%、B値で0.5-0.9になる。御岳の流動の解析にあたっては、崩壊斜面および常時は表面流が見えない伝上川源頭部では0.6、伝上川の溪床では0.8、濁川との合流点以下では十分に飽和していると考えて0.9とした。御岳大崩壊の運動土塊の厚さは平均約80 mと溪床堆積物のせん断深さより十分大きいと推定されることから、(8) 式を適用して求めたエネルギー線が Fig. 8 のA-B-C-Dである。このエネルギー線より、土塊の停止

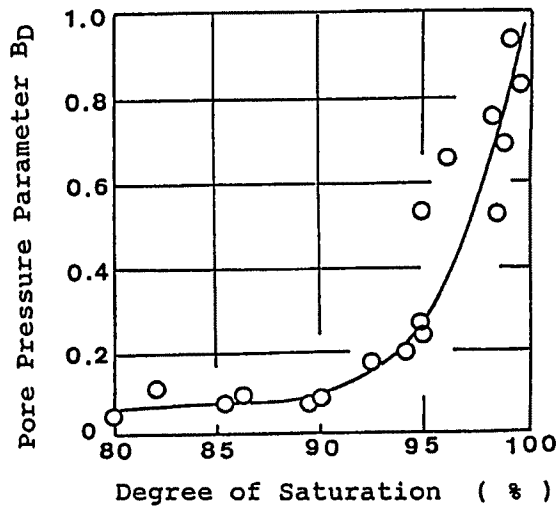


Fig. 7. B_D -Value of the Ontake sample (Grain size 0.76mm).

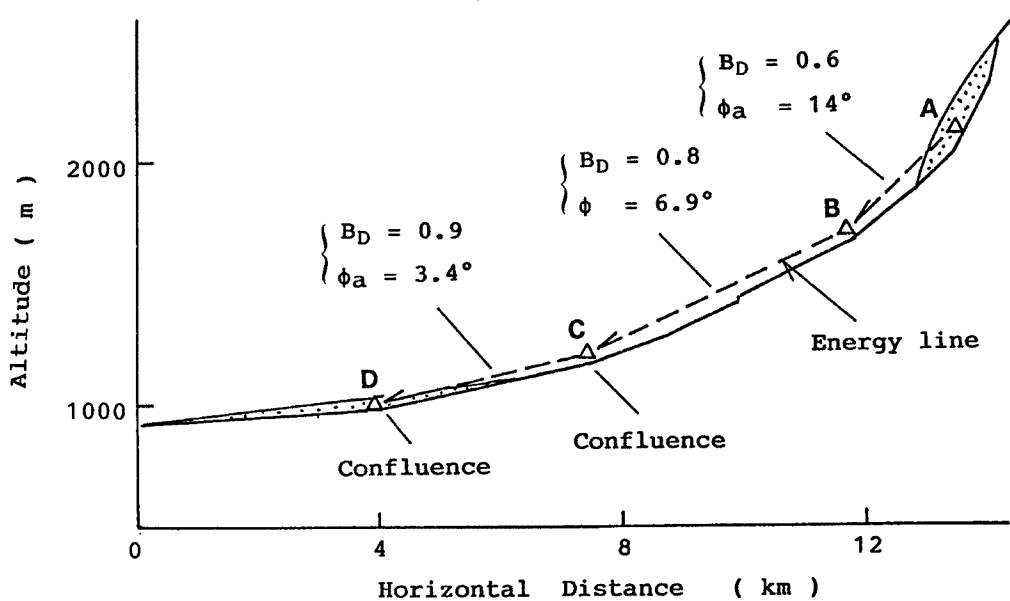


Fig. 8. Motion of the Ontake landslide and its calculation by the improved sled model.

点は濁川と王滝川の合流点近辺のD点となる。エネルギー線と溪床表面の距離が平均約 65 m, 土塊の重心の高さが平均約 40 m なので, 運動エネルギーは $(V^2/2g=65-40=25\text{ m})$ 長さの単位で約 25 m であり, 速度にすると, 約 22 m/sec と算定される。したがって, 停止位置, 推定流動速度 (20-26 m/sec) とも現実の運動とほぼ同じになる。長野市地附山の地すべりについても, この改良モデルを用いて実験と解析を行ない, まだ十分ではないが, その運動が説明し得ることが認められた⁸⁾。

4. 地すべり・斜面崩壊の運動範囲予測のためのシミュレーションモデル

改良そりモデルは, 地すべり・斜面崩壊を質点の運動と考えた時の土塊の重心の移動距離と移動速度の推

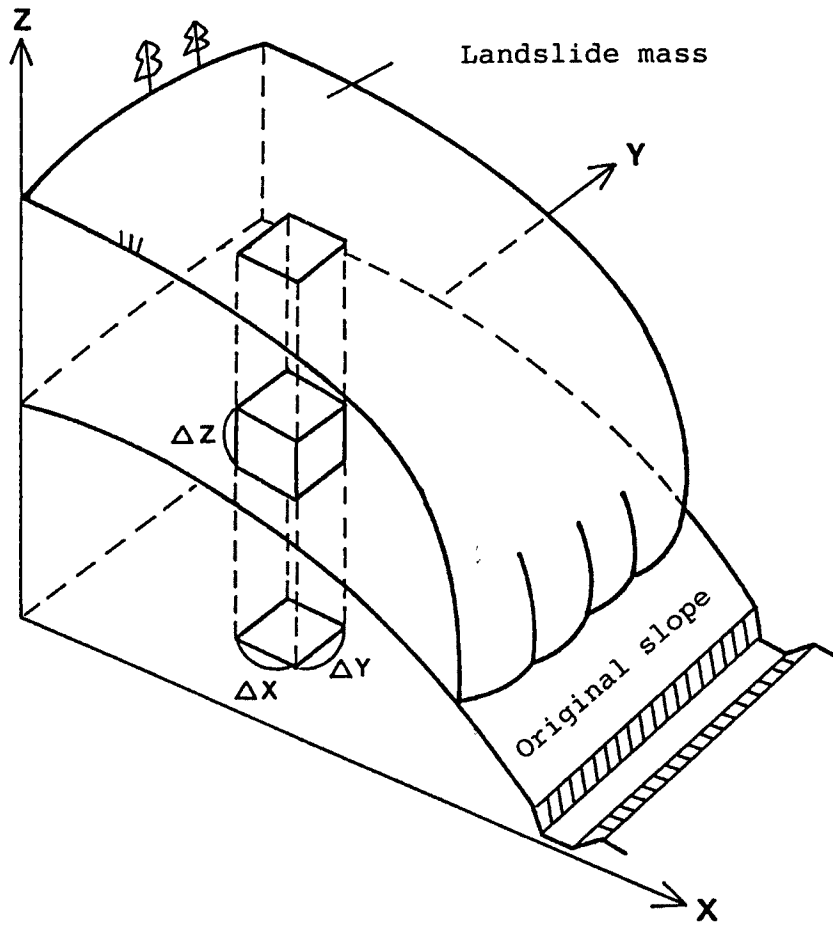


Fig. 9. Moving landslide and an element in it.

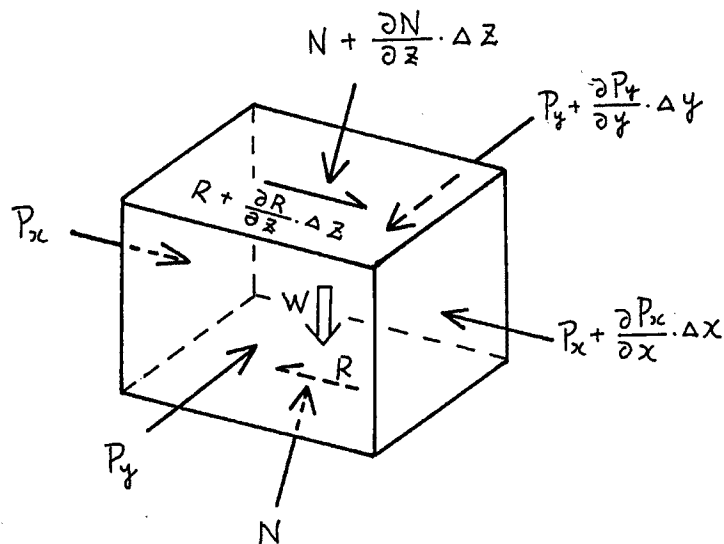


Fig. 10. Forces acting on an element.

定を可能にするものであるが、土塊の面的な堆積範囲、運動範囲の推定が困難である。

洪水の氾濫について岩佐等⁹⁾が、今里等¹⁰⁾の琵琶湖の水の流動の解析法と同様な手法を用いて解析しており、高橋等¹¹⁾も同じ考え方で洪水の氾濫の解析を行なっている。これらの研究は、いずれもほぼ水平として近似できる場所での水の運動の解析であるが、この方法を基礎として、斜面での土の運動の解析法の誘導を行なった。

4.1 運動の基礎方程式の誘導

Fig. 9 は運動中の地すべり・崩壊の模式図であり、Fig. 10 はその中の微小要素を取り出したものである。Fig. 9 の微小要素は上下面は基岩表面に平行、側面は鉛直に取っている。△z は要素の側面の長さ、△x、△y は要素の x-y 平面への投影における単位長さである。要素にかかる力は次の4つである。1) 自重 W_v 2) 上下面での地盤反力 N 3) 上下面のせん断抵抗力 R 4) 側面にかかる水平土圧 P_x, P_y

ここで鉛直面にかかるせん断応力は無視するものとする。自重を斜面方向成分 W_v、斜面に平行な成分 W_n に分け、要素の質量を m、加速度を、a と置くと、

$$a \cdot m = W_v + \frac{\partial P_x}{\partial x} \cdot \Delta x + \frac{\partial P_y}{\partial y} \cdot \Delta y + \frac{\partial R}{\partial z} \cdot \Delta z \dots\dots\dots(9)$$

$$\left(\because W_n + \frac{\partial N}{\partial z} \cdot \Delta z = 0 \right)$$

これを、x, y, z 成分にわけて表現する。そりモデルでは質点が時間と共にどのように動くかを調べるが、多くの要素を含む土塊の運動を調べるには Fig. 9 の空間的に固定した枠(微小要素)内を土塊がどのように動くか調べる方が便利であり、水理学ではこの解析法が用いられている。その場合、加速度は $\frac{Du}{Dt}$ で表わし¹²⁾、 $\frac{\partial u}{\partial t}$ に、枠内へ x, y, z 方向から出入りする加速度成分を加えたものになる。

$$\frac{Du}{Dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = g_{vx} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_x}{\partial x} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial r_x}{\partial z} \dots\dots\dots(10-1)$$

$$\frac{Dv}{Dt} = \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = g_{vy} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p_y}{\partial y} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial r_y}{\partial z} \dots\dots\dots(10-2)$$

$$\frac{Dw}{Dt} = \frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = g_{vz} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial r_z}{\partial z} \dots\dots\dots(10-3)$$

ρ: 密度. u, v, w: x, y, z 方向の流速. g_{vx}, g_{vy}, g_{vz}: 重力加速度 (g) の斜面方向成分 (g_v) の x, y, z 方向成分. r_x, r_y, r_z: (x-y 平面への投影面積における) 単位面積あたりのせん断抵抗力 (r) の x, y, z 方向成分. p_x, p_y: y-z 平面での単位面積あたりの圧力 (p) の x, y 方向成分.

このうち、w は u, v が決まれば、斜面形状より決定されるので (10-3) 式は計算不要である。

次に、土塊の運動中の密度変化による体積変化は総土量に比べて小さいと考え、Fig. 10 の要素内に流入する土量と流出する土量が等しいと仮定すると、次の式(連続の式と呼ばれる¹²⁾)が得られる。

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \dots\dots\dots(11)$$

(10-1), (10-2), (11) の3式が土塊内の微小要素に関する運動の基礎方程式であるが、このまま解くのは複雑過ぎるので、

- 1) x-y 平面上での土塊の分散にとって重要度が少ない z 方向(深さ方向)の速度変化は無視し、深さ方向に一定の平均流速 u₀, v₀ を用いることにする。
- 2) z 軸方向の土塊の運動による加速度は、重力加速度 (g) に比べて無視し得るものとし、自重、水平土圧の計算を行なう。

これらの条件のもとで、上記3式を Fig. 9 における基岩より土塊表面までの柱状のコラムについての式に

書き換えると、(12-1), (12-2), (13) 式が得られる。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_0 M) + \frac{\partial}{\partial y}(v_0 M) = gh \cdot \frac{\tan \alpha}{q+1} - kgh \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{g}{\sqrt{\frac{q}{q+1}} \cdot \frac{u_0}{\sqrt{u_0^2 + v_0^2 + w_0^2}}} \cdot \{h_c(q+1) + h \cdot \tan \phi\} \dots (12-1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_0 N) + \frac{\partial}{\partial y}(v_0 N) = gh \cdot \frac{\tan \beta}{q+1} - kgh \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{g}{\sqrt{\frac{q}{q+1}} \cdot \frac{v_0}{\sqrt{u_0^2 + v_0^2 + w_0^2}}} \cdot \{h_c(q+1) + h \cdot \tan \phi\} \dots (12-2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots (13)$$

ただし、 w_0 は土塊が斜面上を動くという条件より、 $w_0 = -(u_0 \cdot \tan \alpha + v_0 \cdot \tan \beta)$ 、 $q = \tan^2 \alpha + \tan^2 \beta$
 $M = u_0 \cdot h$ 、 $N = v_0 \cdot h$ ：おのおの x , y 方向の流量、 $\tan \alpha, \tan \beta$ ：おのおの斜面と $x-z$ 平面、 $y-z$ 平面の交線の傾き。

(12)式において、左辺の加速度は、岩佐、高橋等と同じ。

右辺第一項において、重力加速度の斜面方向成分 (g_v) は斜面の最大傾斜方向に働くので、その x , y 方向成分 g_{vx} , g_{vy} は(14)式で与えられる (Fig. 11)。

$$g_{vx} = g_v \cdot \cos \theta \cdot \cos \eta = g \cdot \frac{\tan \alpha}{q+1} \dots (14-1)$$

$$g_{vy} = g_v \cdot \cos \theta \cdot \sin \eta = g \cdot \frac{\tan \beta}{q+1} \dots (14-2)$$

(ただし $g_v = g \cdot \sin \theta$)

右辺第二項の圧力は要素の両側面にかかる全水平土圧の差である。水平土圧は自重に水平土圧係数 k をかけたものなので、Fig. 12 に示すように三角形分布になり両側面の水平土圧の差は(15)式で表わされ、他の項と同じく $\Delta x \cdot \Delta y$ で割ると第二項が得られる。

$$\frac{1}{2} h \cdot k \rho g h \cdot \Delta y - \frac{1}{2} \left(h + \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \Delta x \right) \cdot k \rho g \cdot \left(h + \frac{\partial h}{\partial x} \cdot \Delta x \right) \cdot \Delta y = -kgh \frac{\partial h}{\partial x}$$

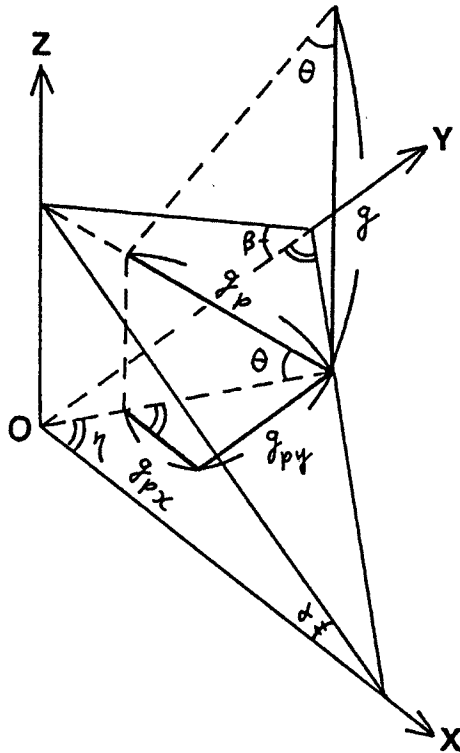


Fig. 11. Components of the acceleration of gravity.

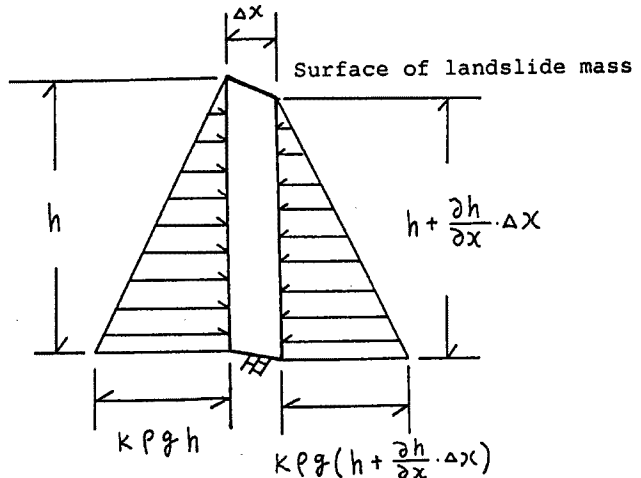


Fig. 12. Lateral pressure acting on a soil column.

$$\cdot(\rho \cdot \Delta x \cdot \Delta y) \dots\dots\dots(15)$$

したがって、流動深さ x, y 方向に変化しなければ、この圧力項は0になる。

右辺第三項のせん断抵抗力は、要素底面に作用するせん断抵抗力であり、水平面と要素面の傾きを θ とすると、

($x-y$ 平面への投影面積における) 単位面積あたり、マサツ成分は $gh \cdot \cos \theta \cdot \tan \phi$ になり、一方粘着力成分は式の形を整えるために、粘着力を ρgh_c として、長さの単位を持つ h_c を用いて表わすと、 $\rho gh_c / \cos \theta$ になる。その x, y 方向成分は、速度があるときは土塊の運動方向の反対方向に作用するので、**Fig. 13** のごとく、斜面上のせん断抵抗力に $u_0 / (u_0^2 + v_0^2 + w_0^2)^{1/2}$, $v_0 / (u_0^2 + v_0^2 + w_0^2)^{1/2}$ をかけたものになる。ただし、 w_0 は土塊が斜面上を動くと言う条件より $w_0 = -(u_0 \cdot \tan \alpha + v_0 \cdot \tan \beta)$ になる。(また、速度=0の時は、せん断抵抗力は斜面の最大傾斜方向の反対方向になるので、 x, y 成分は右辺第一項と同じ形になる)

連続の式(11)を柱状コラムについて書き換えると、 x, y 方向から柱状コラム内に流入する土量だけコラムの高さが増大することになり、(13)式の形になる。

4.2 基礎方程式の差分と計算手順

(12), (13)式の偏微分方程式のままでは解けないので、差分式の形に変えると、(16)式が得られる。

$$\begin{aligned} & \frac{M_{i,j}^{k+1} - M_{i,j}^k}{\Delta t} + \left\{ \frac{1}{\Delta x} \left(\frac{1}{h_{i,j}^k} \left(\frac{M_{i+1,j}^k + M_{i,j}^k}{2} \right)^2 - \frac{1}{h_{i-1,j}^k} \left(\frac{M_{i,j}^k + M_{i-1,j}^k}{2} \right)^2 \right) \right. \\ & + \frac{1}{\Delta y} \left\{ \frac{(M_{i,j}^k + M_{i,j+1}^k)(N_{i,j+1}^k + N_{i-1,j+1}^k)}{h_{i-1,j}^k + h_{i,j}^k + h_{i,j+1}^k + h_{i-1,j+1}^k} - \frac{(M_{i,j}^k + M_{i,j-1}^k)(N_{i,j}^k + N_{i-1,j}^k)}{h_{i-1,j-1}^k + h_{i,j-1}^k + h_{i,j}^k + h_{i-1,j}^k} \right\} \\ & = g \frac{h_{i,j}^k + h_{i-1,j}^k}{2} \cdot \frac{TA_{i,j}}{QX_{i,j} + 1} - kg \cdot \frac{h_{i,j}^k + h_{i-1,j}^k}{2} \cdot \frac{h_{i,j}^k - h_{i-1,j}^k}{\Delta x} \\ & - \frac{g}{\sqrt{QX_{i,j} + 1}} \cdot \frac{U_{i,j}^k}{\sqrt{(U_{i,j}^k)^2 + (VX_{i,j}^k)^2 + (U_{i,j}^k \cdot TA_{i,j} + VX_{i,j}^k \cdot TBX_{i,j})^2}} \\ & \cdot \left\{ h_c(QX_{i,j} + 1) + \frac{h_{i,j}^k + h_{i-1,j}^k}{2} \cdot \tan \phi \right\} \dots\dots\dots(16-1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{N_{i,j}^{k+1} - N_{i,j}^k}{\Delta t} + \frac{1}{\Delta y} \left\{ \frac{1}{h_{i,j}^k} \left(\frac{N_{i,j+1}^k + N_{i,j}^k}{2} \right)^2 - \frac{1}{h_{i,j-1}^k} \left(\frac{N_{i,j}^k + N_{i,j-1}^k}{2} \right)^2 \right\} \\ & + \frac{1}{\Delta x} \left\{ \frac{(M_{i+1,j}^k + M_{i+1,j-1}^k)(N_{i,j}^k + N_{i+1,j}^k)}{h_{i,j}^k + h_{i,j-1}^k + h_{i+1,j-1}^k + h_{i+1,j}^k} - \frac{(M_{i,j}^k + M_{i,j-1}^k)(N_{i-1,j}^k + N_{i,j}^k)}{h_{i-1,j}^k + h_{i-1,j-1}^k + h_{i,j-1}^k + h_{i,j}^k} \right\} \\ & = g \frac{h_{i,j}^k + h_{i,j-1}^k}{2} \cdot \frac{TB_{i,j}}{QY_{i,i} + 1} - kg \cdot \frac{h_{i,j}^k + h_{i,j-1}^k}{2} \cdot \frac{h_{i,j}^k - h_{i,j-1}^k}{\Delta y} \end{aligned}$$

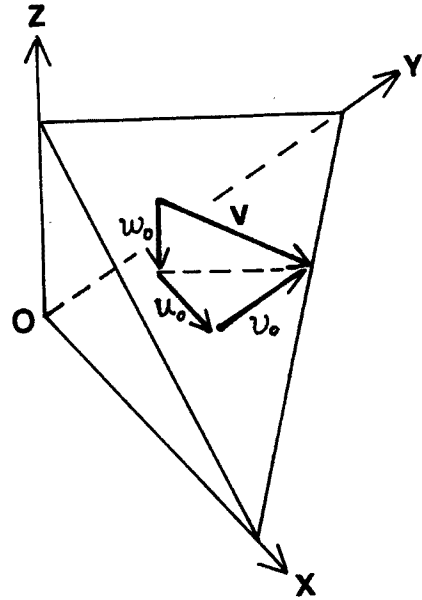


Fig. 13. Components of shear resistance (the inverse direction of the velocity).

$$\frac{g}{\sqrt{QY_{i,j}+1}} \cdot \frac{V_{i,j}^k}{\sqrt{(UY_{i,j}^k)^2+(V_{i,j}^k)^2+(UY_{i,j}^k \cdot TAY_{i,j}+V_{i,j}^k \cdot TB_{i,j})^2}}$$

$$\cdot \left\{ h_c(QY_{i,j}+1) + \frac{h_{i,j}^k+h_{i,j-1}^k}{2} \cdot \tan \phi \right\} \dots\dots\dots(16-2)$$

$$\frac{h_{i,j}^{k+1}-h_{i,j}^k}{\Delta t} = \frac{M_{i+1,j}^{k+1}-M_{i,j}^{k+1}}{\Delta x} + \frac{N_{i,j+1}^{k+1}-N_{i,j}^{k+1}}{\Delta y} = 0 \dots\dots\dots(16-3)$$

ただし $TA_{i,j} = \frac{z_{i-1,j}-z_{i,j}}{\Delta x}$, $TB_{i,j} = \frac{z_{i,j-1}-z_{i,j}}{\Delta y}$

$$TAY_{i,j} = \frac{(z_{i-1,j-1}-z_{i+1,j-1})+(z_{i-1,j}-z_{i+1,j})}{4\Delta x}$$

$$TBX_{i,j} = \frac{(z_{i-1,j-1}-z_{i-1,j+1})+(z_{i,j-1}-z_{i,j+1})}{4\Delta y}$$

$$QX_{i,j}=(TA_{i,j})^2+(TBX_{i,j})^2, \quad QY_{i,j}=(TAY_{i,j})^2+(TB_{i,j})^2$$

$$U_{i,j}^k = \frac{2M_{i,j}^k}{h_{i-1,j}^k+h_{i,j}^k}, \quad V_{i,j}^k = \frac{2N_{i,j}^k}{h_{i,j}^k+h_{i,j-1}^k}$$

$$UY_{i,j}^k = \frac{M_{i,j}^k+M_{i,j-1}^k+M_{i+1,j}^k+M_{i+1,j-1}^k}{2(h_{i,j}^k+h_{i,j-1}^k)}$$

$$VX_{i,j}^k = \frac{N_{i,j}^k+N_{i-1,j}^k+N_{i,j+1}^k+N_{i-1,j+1}^k}{2(h_{i,j}^k+h_{i-1,j}^k)}$$

ここで、サフィックスの i, j は $x-y$ 平面をメッシュに切った時の x 軸, y 軸方向の何番目の境界線にあたるかを示す。また、 k は時間に関する計算ステップを示す。Fig. 14 に示すごとく、流動深 h はメッシュの中央にとり、流量はメッシュの境界線の中央にとる。(16-1) 式は $M_{i,j}^{k+1}$ を求める式なので、 $M_{i,j}$ の位置を中心に差分をとっており、(16-2) 式は $N_{i,j}$ の位置を中心に差分をとっている。また、 $Z_{i,j}$ は各メッシュ中央 ($h_{i,j}$ と同じ位置) の基岩の高さである。計算手順は、運動開始時 ($k=0$) には流量がゼロで流動深 h のみを与え、これより、 $k=1, 2, 3 \dots$ と順次計算を行なう。各ステップにおいては、まず、(16-1)、(16-2) を用いて k ステップの流量 $M(k), N(k)$ を計算する。メッシュに入る流量が変化すれば、同時に流動深も変化するので、この k ステップの流量を用いて (16-3) 式により、 k ステップの流動深 $h(k)$ を計算する。次に、この3つの値を用いて、 $k+1$ ステップの流量を計算する。以下これの繰り返しである。

4.3 モデル斜面による運動のシミュレーションとその検討

ここで誘導したシミュレーション法が、地すべり、崩壊土塊の運動をどれだけ正確に表現できるか、すなわち、1)何が流れるか? 2)どこを流れるか? の2点を的確に表現できるかどうか、検討してみる。

1) 何が流れるか? については移動土塊内の定数、水平土圧係数とそのファクターである。土の静止時の水平土圧係数 K_0 は(17)式で表わせることが、Jaky (1944) により見出されている (Lambe, Whitman¹³⁾ 他)。

$$K_0 = 1 - \sin \phi \dots\dots\dots(17)$$

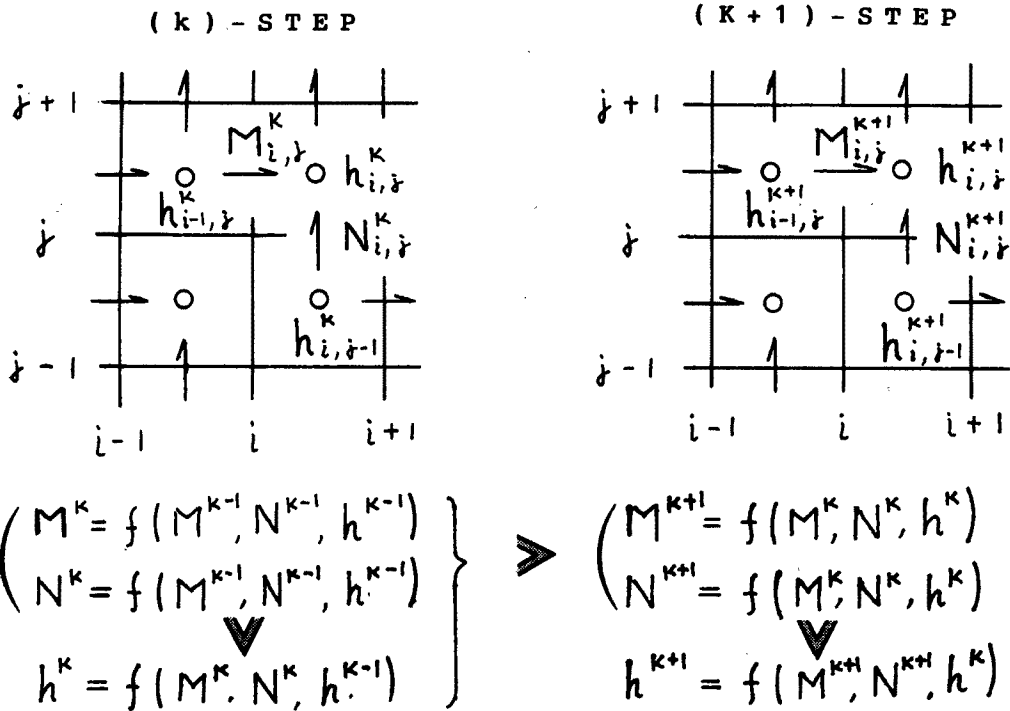


Fig. 14. Mesh in the simulation model and calculation procedure.

運動中の土塊内の水平土圧係数についての研究はないが、 ϕ に土塊内部の運動時のマサツ角 (ϕ_{im}) と運動時の土塊内の間ゲキ水圧 (u) より得られるみかけのマサツ角 (ϕ_{ia}) を用いて、この式を拡張し、(18)式が成り立つものとする。

$$k = 1 - \sin \phi_{ia} \dots\dots\dots(18)$$

(6)式を間ゲキ水圧係数を用いて書き換えると、

$$\tan \phi_{ia} = \frac{\sigma - u}{\sigma} \cdot \tan \phi_{im} = (1 - r_u) \cdot \tan \phi_m \dots\dots\dots(19)$$

r_u : 間ゲキ水圧係数 u/σ

運動する土塊内の間ゲキ水圧は、静水圧に近い状態から液状化した状態 ($r_u=1.0$) まで変化し得るが、定式化しにくい。 k は土塊内の間ゲキ水圧が高ければ大きくなり、完全に液状化しているものでは $\phi_{ia}=0$ であり、水の場合と同じく1.0になる。一方、土塊内の間ゲキ水圧がゼロでマサツ角が大きい場合、 k は小さくなる。(一般には間ゲキ水圧係数は深さによって変化するので、水平土圧係数も深さ方向に変化するが、この解析法では速度の場合と同じく深さ方向の平均値をとり、土塊内で一定とする)

2) どこを流れるか? については、改良そりモデルで研究した運動時の見かけのマサツ角の問題であり、すべり面が形成される土層の運動時の内部マサツ角と運動時の間ゲキ水圧によって、(7)、(8)式によって決定される。

次に、運動時の見かけのマサツ角 ($\tan \phi_a$) と運動土塊内の水平土圧係数 (k) を変化させて、仮定の単純なモデル斜面での崩壊の運動を計算してみる。45度の斜面で幅 3 m、長さ 4 m、最大深度 1 m の崩壊 (その土層厚分布を Fig. 15 の上図の左下に示す、単位は 0.1 m) が生じる場合を考える。斜面は x 方向 (左右) にのみ傾き、 y 方向には同じ高度を持つとする。地表から土層厚さを差し引いた位置を基岩表面とする。ここ

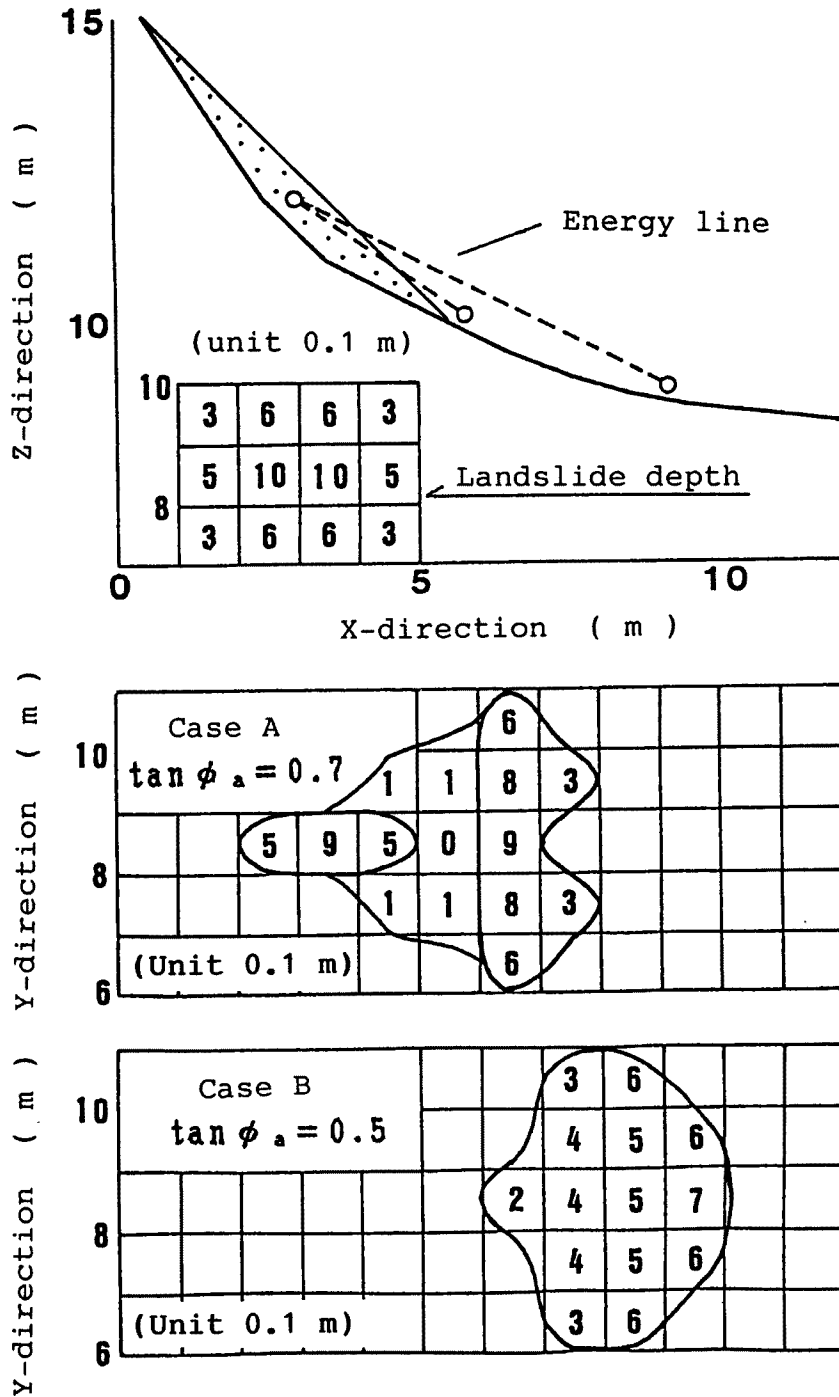


Fig. 15. Calculation result by the simulation model
(Case of the low lateral pressure ratio, $k=0.4$).

で計算に用いたものは、水平土圧係数については、運動中の土塊内の内部マサツ角が約37度の場合について、土塊内に発生する間ゲキ水圧がゼロ ($k=0.4$, Fig. 15) の場合と、間ゲキ水圧が発生して土塊がかなり柔らかな半液状化 ($k=0.8$, 間ゲキ水圧係数0.73, Fig. 16) になっている場合の2種である。

Fig. 15 のAは見かけのマサツ係数が、 $\tan \phi_a=0.7$ の場合である。土塊の一部は崩壊斜面に残積し、大半が斜面脚部に滑落したものであり、集中豪雨の際の斜面崩壊で数多く見られるタイプである。Bは見かけのマサツ角が、 $\tan \phi_a=0.5$ ($\phi_a=26.6$ 度) の場合でシルトなどマサツ角の低い斜面での崩壊や、比較的長雨で活動斜面の飽和度が上昇している場合に対応し、すべての土塊が斜面脚部より少し離れたところまで流動している。しかし、どちらの場合も崩壊土塊の面積的な拡散は少ない。

Fig. 16 のCは $\tan \phi_a$ は、A, B の中間の値 (0.6) を持ち、水平土圧係数が高い半液状化の場合である。土塊の堆積範囲は Fig. 15 の場合よりも広く拡散している。Dの場合は斜面の上部 ($x < 7$ m) では $\tan \phi_a=0.6$ のままで、平面部 ($x > 7$ m) では長雨、または雪などの原因によって水が滞留し表層土の飽和度がかかなり高く、 $\tan \phi_a=0.25$ ($\phi_a=14$ 度) になっている場合を計算した。昭和51年に5日間で637 mm の雨のあとで発生した兵庫県一の宮町地すべりなどがこれに相当すると思われる。土塊の大部分は広く、遠くまで拡散して堆積し、一部の土塊は斜面脚部に取り残されている。

運動距離の定量的な検討として、両図にエネルギー線を点線で書き入れた。エネルギー線と土塊の重心位置が交わる場所が停止点の重心である。各ケースともおおむね一致しているが、ケースA, Dではシミュレーションの方がやや遠くまで運動しているように見える。これは土塊全体を一つの質点の運動としては近似できないことにその原因があり、上部斜面の土塊が下部斜面の土塊を押して、下部斜面の土塊は遠くまで移動し、上部斜面は運動エネルギーを失って移動距離が小さくなったためと思われる。しかし、図から分かる如く移動土塊全体の重心の移動距離に関しては大きな差はなく、かつ、そりモデルは原理、手順とも単純であり大きな誤差が出る心配がないため、シミュレーションをする場合もそのチェックとして有効であると思われる。

5. ディスカッション

1) 土塊の推力について

岩佐、高橋らの洪水氾濫のシミュレーションでは、水の推力は圧力差のみであり、その大きさは水位差に比例し、

$$-gh \frac{\partial H}{\partial x} = -gh \frac{\partial (h+z)}{\partial x} \dots\dots\dots(20)$$

H : 水位 z : 基岩の高さ

一方、ここで提案した地すべり・崩壊のシミュレーションでは土塊の推力は重力の斜面方向成分と圧力差であり、圧力差は流動深(水深)に比例している。すなわち、土塊の推力は両者の和であり、

$$gh \frac{\tan \alpha}{q+1} - kgh \frac{\partial h}{\partial x} \dots\dots\dots(21)$$

岩佐、高橋らの洪水氾濫シミュレーションは妥当な結果が出ることが報告されており、ここで提案したシミュレーションも、そりモデルとの比較において妥当な結果が出ている。したがって、圧力差の形は異なるが推力全体としては同じ数値を与えることが推定される。いま、(21)式を洪水氾濫の場合に書き換えると、 $k=1.0$ であり、また、平地での2次元平面上の流れなので、2次の微小量である q はゼロとして近似できるので

$$gh \cdot \tan \alpha - gh \frac{\partial h}{\partial x} = -gh \frac{\partial z}{\partial x} - gh \frac{\partial h}{\partial x} = -gh \frac{\partial H}{\partial x} \dots\dots\dots(22)$$

となり、同じ推力を与えることになる。

したがって、洪水氾濫のモデルにおける推力は、地すべり・崩壊のモデルにおいて水平土圧係数が1.0の物質の水平に近い場所での値に対応することが分かる。

2) せん断抵抗力について

土塊のせん断抵抗力として、改良そりモデル、シミュレーションともマサツのみを考えた。理論上は土塊内の間ゲキ水の粘性抵抗もあるが、水の約1500倍の粘性係数を持つグリセリンで飽和したガラスビーズの高速リングせん断試験より 50 gf/cm^2 以上の垂直応力の範囲での試験において粘性抵抗はマサツ抵抗に比べて無視し得るものであったので、現実の崩壊・地すべりの規模を対象とした解析では不必要と思われる。また、土塊の運動経路に凸凹や急カーブがある場合には、速度の2乗に比例した運動エネルギーの損失を加える必要があると思われるが、1) エネルギー損失量が明確でないこと 2) 間ゲキ水圧係数や運動時のマサツ角に比べて影響が少ないと思われること 3) 災害危険地図の作成にとって損失を無視することは安全側であることから式を単純化するために入れなかった。

おわりに

地すべり・崩壊の災害危険地図作成のための基礎研究として進めて来た「地すべりの運動距離の研究」に一応の目処がついたことから、次のステップとして堆積範囲の面的な推定について研究したが、慣れない流体力学の知識と計算機の知識を必要とし苦労した。また、荒削りな研究段階であり、間違っているところや改良すべき所も多いと思われる。ご教示、ご示唆いただければ幸いです。

研究の遂行に当たり、色々ご協力、ご示唆いただいた京都大学防災研究所の島通保教授に感謝の意を表します。また、計算機プログラムの作成にあたりご協力をいただいた京都府立大学の日浦啓全助手と B_D 値測定実験他に協力いただいた京都大学防災研究所院生福岡浩氏に感謝致します。

参考文献

- 1) 佐々恭二・他：リングせん断型土石流発生、流動、停止現象再現試験機の試作研究、昭和58年度科学研究費補助金研究成果報告書、1984。
- 2) Sassa, K.: Rapid Landslides and Debris Flows, Theme Lecture for Discussion Session 3A "Motion of Landslides and Debris Flows", XI ICSMFE, San Francisco, 1985, 33pages.
- 3) Sassa, K., Kaibori, M., Kitera, N.: Liquefaction and Undrained Shear of Torrent Deposits as the Cause of Debris Flows, Proc. Inter. Symp. on Erosion, Debris Flows and Disaster Prevention Tukuba, 1985, pp. 231-236.
- 4) 佐々恭二：御岳土石流など不飽和土石流の流動機構について、京都大学防災研究所年報、第29号 B-1 1986, 315-329.
- 5) Körner, H.: Modelle zur Berechnung der Bergsturz- und Lawinenbewegung, Proc. Inter. Symp. INTERPRAEVENT 1980, Austria, Vol. 2, 1980, pp. 15-55. (日本語訳、国際自然災害防止シンポジウム論文集、砂防学会、1982, pp. 169-206)
- 6) Sheidegger, A: On the Prediction of the Reach and Velocity of Catastrophic Landslides, Rock Mechanics 5, 1973, pp. 231-236.
- 7) Hsü, K.: Catastrophic Debris Streams (Sturzstroms) generated by Rockfalls, Bull. of Geological Society of America, Vol. 86, 1975, pp. 129-140.
- 8) 福岡浩, 佐々恭二, 島 通保：長野市地附山地すべりの土質特性と運動、京都大学防災研究所年報、第30号 B-1, 1987, pp. 357-365.
- 9) 岩佐義郎, 井上和也, 水島雅文：氾濫水の水利の数値解析法、京都大学防災研究所年報、第23号 B-2, 1980, pp. 305-317.

- 10) 今里哲久, 金成誠一, 国司秀明: びわ湖の水の流動に関する数値実験的研究, 京都大学防災研究所年報, 第14号B, 1971, pp. 451-464.
- 11) 高橋 保, 中川 一, 西崎丈能: 堤防決壊による洪水危険度の評価に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第29号B-2, 1986, pp. 431-450.
- 12) 椿東一郎: 水理学 I, 森北出版, 1973.
- 13) Lambe, W., Whitman, R.: Soil Mechanics, John Wiley & Sons, 1979.