

火砕流の発生と流動の機構

高 橋 保

MECHANISM OF OCCURRENCE AND FLOWAGE OF PYROCLASTIC FLOWS

By *Tamotsu* TAKAHASHI

Synopsis

A model is presented for the physical processes that occur in the formation of pyroclastic flows generated by the fluidization of the bed which is composed of essential, degassing, fragmental material. In the bed of fine material, fluidization takes place rather easily and the whole bed including the non-fluidized part which exists beneath the fluidized part will begin to move downward along the slope. In case the slope angle is steep, it is able to erode the ground and continue to run down even if degassing is ceased. In the bed of coarse material, the rate of degassing may not be plenty enough to form a fluidized bed, and only an upper part of the nonfluidized bed will begin to flow. In this case the flow will stop as soon as the degassing ceases.

A formula which describes the velocity of the pyroclastic flow is presented. This formula takes the momentum transfer into account, which is due to both inter-particle collisions and turbulent mixing. The laboratory flume experiments confirmed the validity of the presented formula.

1. 緒 論

火山噴火に伴って発生する災害には各種のものがあるが、火砕流はその主要な原因の一つである。火砕流とは、噴火に際して火口から噴出される高温の溶岩片や火山灰がガスと混合して流体のようになり、斜面を流下する現象で、その流下速度は10~150m/sec と速く、発生を察知した瞬間にはもう死に直面しているといつてよいほど恐いものである¹⁾。

Fig. 1(a), (b)は1984年6月インドネシアのメラピ火山(標高2965m)で発生した火砕流の流下状況を示している。(b)は(a)から少し時間が経過して先端部がより低い地点まで到達した時点での様子であるが、雲のよ



Fig. 1(a) (b) Pyroclastic flow generated in June, 1984, during the eruption of Merapi volcano, Indonesia. Photo. by Merapi Project Office.



Fig. 2 Deposits after the 1984 pyroclastic flow were eroded by severe rainstorm, December, 1984. Photo. by O. Itagaki.

火砕流の発生を止めることも、流動性を人手的に除去することもおそらく難しいであろうから、火砕流による災害の防止・軽減には、火砕流到達範囲内の土地利用・立入りの禁止、火砕流堆積物から発生する土石流の抑止・調節等が有効であろう。そのためには、まず火砕流の到達範囲の予測がなされなければならないが、その基本となる流動機構についても、いまだ十分な検討がなされておらず定性的な議論に留まっているのが現状である。

勾配の調整できる樋内で砂の流れを作ってみればすぐにわかるように、容易に実験ができるような規模の砂礫の流れは安息角(約 30° , 等価摩擦係数 ± 0.6)以下の勾配では生じない。ところが、前記メラビ火山の熱雲の例でも、等価摩擦係数は約0.4であり、さらに規模の大きい火砕流では 5° 程度(等価摩擦係数0.1以下)の緩勾配においても流下できるという顕著な特性がある。このような性質は 10^6m^3 以上の大規模な崩壊の場合にも見出され、規模が大きいほど流れやすくなるのが特徴である。すなわち、火砕流や巨大崩壊には小規模な砂の流れには存在しないような流動を容易にするメカニズムが作用しているのである。その本質が何であるかについての議論が行われ、いくつかのモデルが提案されて来ている。それらは大体次のようなものである。

1) 噴煙柱の上昇速度がある高さで重力成分に抗しきれなくなり、方向を転じて落下を始める。それが火山付近の地上に落ちるときには噴煙柱の到達高さの位置エネルギーが運動エネルギーに転化しており、斜面に沿った高速の乱流が形成される。流れの乱れ速度は高濃度の粒子群を浮遊させるのに十分な大きさを持っており長距離にわたって流動を形成することができる²⁾。

2) 噴火の際、マグマ中に溶け込んでいるガス成分が気泡となって分離し、マグマを破砕して岩片が生産されるが、それが火口から溢れ出した後もガス噴出が継続する結果、流動物中に上向きのガス流が形成され、固々の粒子がガス流によって支えられた状態(流動層)となって粒子同士の接触摩擦が大幅に小さくなって流動する³⁾。

3) 流動物が形成されたとき、その先端や周辺部から空気を取り込み、それが高温によって急激に膨張する結果流動物中に上向きの空気の流れが生じ流動層が形成される⁴⁾。

4) 砂礫の巨大な高密度の塊が地面に落下するとき、地面と土塊との間の空気が圧縮されて、空気のクッションが形成され、その部分のせん断抵抗が小さいため土塊は高速で移動する⁵⁾。

5) 高濃度の粒子流れにおいては、粒子同士の衝突効果によって粒子が分散し、流動が可能となる。粒子の分散に必要な抵抗係数は先に示した等価摩擦係数に他ならず、通常の場合0.6程度であるが、流れの内部に微細粒子が高濃度に含まれていて、それが浮遊するほど乱れ強度が強い場合には、浮遊しない巨大粒子の間隙を満たす流体の密度が大きくなり、粒子流の流動性が大幅に増大する^{6), 7)}。

うなものが斜面を這い下っているのがわかる。そして、先端ではまだ雲の高さは低いけれども、後続部では雲の高さはかなり高くなっており、しかも時間の経過とともに雲の高さが高くなっている。この火砕流による堆積物の量は約 $6.5 \times 10^6\text{m}^3$ と見積られているが、これは火砕流としては小型に属するものであり、 $5 \times 10^7\text{m}^3$ 以下程度の規模のものはしばしば「熱雲」と呼ばれている。

前記メラビ火山の熱雲は標高900m付近まで、水平距離約5.7kmを流下して停止したのであるが、その堆積物の粒係は細かく、降雨の発生に伴って容易に侵食されて泥流を発生し山麓部に深刻な災害を及ぼしている。

Fig. 2は1984年12月に撮影された堆積物の侵食状況であるが、半年の経過後もなお湯気が立昇るほどの熱を持っていることを示している。

著者は上記のような諸モデルの中で、一つだけが正しくて他は間違いであるとする立場はとらず、1), 2) および5)の機構が重要であると考えているが、本論文においては、ガス噴出による流動層の形成による流動の発生に焦点を絞って議論を進めることにする。Fig. 1のように必ずしも高い噴煙柱が生じていない場合にも熱雲が発生しており、また、熱雲の先端部では雲の高さが低いのに時間とともに雲の高さが高くなって行くこと、St. Helens 火山の噴火の際に生じた火砕流において、停止後約2ヶ月間もガスを噴出し続けた⁸⁾こと等がこのような機構を考える理由である。

2. 流動機構

2.1 流動初期条件の形成

Fig. 3のように勾配 θ の斜面上にガスを噴出して、いる粒子の層が形成されたものとする。地面上の高さ h までの間は噴出ガスによる揚圧力はそこに存在する粒子を浮遊させるほど大きくはなく、粒子を介して地面にまで伝えられる接触圧力が存在する。この層をここでは底層と呼び、粒子の容積濃度は一定値 c_b をとるものとする。高さ h より上部では、上向きのガス流による揚圧力によって粒子が支えられて、いわゆる流動層が形成される。この部分を上層と呼ぶことにする。上層での粒子の容積濃度を c_u 、上層の表面までの高さを H_0 とする。高さ H_0 より上ではガス流の速度が粒子の沈降速度よりも大きくなり、ガスと共に粒子は上方へ持ち去られてしまう。

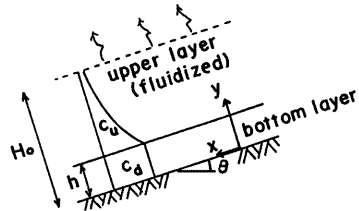


Fig. 3 Fluidized bed on the mountain slope

(1) 高さ方向のガス密度変化を考慮する取扱い

全システムの温度は高さにかかわらず一定であるとし、また、ガスの密度は粒子密度に比して無視できるものと仮定する。上層においては、粒子はガス流による圧力勾配によって支えられているので

$$\frac{dp}{dy} = -c_u \sigma g \cos \theta \quad \dots\dots\dots (1)$$

が成立する。ただし、 p : 高さ y における圧力、 σ : 粒子の密度、 g : 重力加速度である。

ガスの状態方程式は

$$\rho = \frac{m}{RT} p \quad \dots\dots\dots (2)$$

である。ここに、 ρ : ガス密度、 R : ガス定数、 T : 絶対温度、 m : 分子の重量である。いまの場合、 (m/RT) は一定値である。

ガスの連続式は

$$\frac{d}{dy}(\rho v) = b c_u \sigma \quad \dots\dots\dots (3)$$

である。ここに、 v : ガスの上向き流速、 b : 単位重量の粒子から単位時間に噴出されるガスの割合でここでは一定値とする。

(1)および(3)式から

$$\rho v = \frac{b}{g \cos \theta} (p_h - p) + \rho_h v_h \quad \dots\dots\dots (4)$$

を得る。ここに、添字 h は上層と底層の境界面での値を意味している。

流動層における圧力勾配は、ガス流が層流であるとすれば、Levaの式⁹⁾、

$$\frac{dp}{dy} = - \frac{200 \nu \mu c_u^2}{D_p^2 \rho_s^2 (1 - c_u)^3} \quad \dots\dots\dots (5)$$

で与えられる。ここに、 D_p : 粒子径、 ϕ_s : 粒子の形状による係数、 μ : ガスの粘性係数である。

(5)式を(4)式に用いて、 $y=h$ での c_u を c_d に等しいものとすれば、

$$\frac{p_h}{p} = \frac{\frac{b}{g \cos \theta} + \frac{m}{RT} \frac{D_p^2 \phi_s^2 \sigma g \cos \theta}{200\mu} \frac{(1-c_u)^3}{c_u}}{\frac{b}{g \cos \theta} + \frac{m}{RT} \frac{D_p^2 \phi_s^2 \sigma g \cos \theta}{200\mu} \frac{(1-c_d)^3}{c_d}} \dots\dots\dots (6)$$

を得る。 p_h/p の値は、いまの場合 p_h/ρ に等しい。(6)式は c_u と p の関係を示しているから、(1)式を用いると結局上層内での高さ方向の濃度分布を与えていることになる。ところで、噴出ガスは大部分水蒸気であるとし、 $m=18.016$, $R=8.317 \times 10^7$ (cgs), $T=1123^\circ\text{K}$, $\sigma=2.4\text{g/cm}^3$, $\mu=4.0 \times 10^{-4}$ poise, $\phi_s=0.8$, $\theta=20^\circ$, $c_d=0.6$, $b=10^{-7}$ 1/sec, $D_p=0.01\text{cm}$ とすれば、(6)式は $c_u=0.6 \sim 0.1$ に対して $p_h/p=1 \sim 2.15$ を与える。他の値は同じにして D_p を 0.1cm とすれば $p_h/p=1 \sim 43$ となって p の変化がかなり大きいことになるが、 $b=10^{-5}$ とすれば、この場合でも $p_h/p=1 \sim 2.15$ で p の変化すなわち ρ の高さによる変化は大きくない。実際の流動層の形成条件は粒子群の中の平均よりも小さい粒径で決まること、実際の火砕流では粒径の大きいときここで考えているような上層が完全にできるほど層厚の大きいものは存在し難いこと、ここで取扱っているのは初期の流動層の形成条件に他ならず、実際に流動が始まれば違った濃度分布形が形成されるであろうから流動層の厳密な濃度分布を求めても実際上の意味は少ないこと、等を勘案すれば、 ρ を一定とみなした簡便な取扱いが許されるものと判断される。

(2) ガス密度を一定とした取扱い

(a) 底層の厚さ

底層内の圧力の釣合式は

$$\frac{dp_s}{dy} = -c_d \sigma g \cos \theta - \frac{dp}{dy} \dots\dots\dots (7)$$

である。ただし、 p_s は粒子間に伝達される接触圧力である。底層の上面では $p_s=0$ であるが、そこでは粒子はほとんど間隙ガスの圧力勾配で支えられているので、 $dp_s/dy=0$ になっているものと考えられる。すなわち、 $y=h$ では、

$$\frac{dp}{dy} = -c_d \sigma g \cos \theta \dots\dots\dots (8)$$

が成立する。

ガスの連続式

$$\frac{d}{dy}(\rho v) = b c_d \sigma \dots\dots\dots (9)$$

を c_d = 一定、 ρ = 一定、 $y=0$ で $v=0$ の条件で積分すれば、 $y=h$ でのガス流速 v_h は

$$v_h = \frac{b \sigma}{\rho} c_d h \dots\dots\dots (10)$$

で与えられる。

粒子層内のガス流の揚圧力の勾配に対して、層流であれば前述の Leva の式、乱流であれば Ergun の式⁹⁾

$$\frac{dp}{dy} = -f \left(\frac{\rho v^2}{D_p} \right) \frac{c_d}{(1-c_d)^3} \dots\dots\dots (11)$$

を用いることにする。ただし、 $f=1.75$ である。

(8), (10)および(5)式の c_u を c_d に置き換えた式から

$$h = \frac{g \cos \theta}{200 b v} \frac{D_p^2 \phi_s^2 (1-c_d)^3}{c_d^2} \dots\dots\dots (12)$$

を得、(8), (10)および(11)式から

$$h = \left(\frac{g \cos \theta \rho D_p}{f b^2 \sigma} \right)^{1/2} \frac{(1-c_d)^{3/2}}{c_d} \dots\dots\dots (13)$$

を得る。 ν は動粘性係数である。

(b) 上層の濃度分布および厚さ

(1), (3)および(5)式から, p および ν を消去することによって, 濃度分布に関する次式を得る。

$$\frac{2c_d^3 - 3c_u^2 + 1}{c_d^2} \frac{dc_u}{dy} = -\frac{200b\nu}{g \cos \theta} \frac{1}{D_p^2 \phi_s^2} \quad \dots\dots\dots(14)$$

(14)式の $y=h$ で $c_u=c_d$ を満足する解は, (12)式を考慮することにより,

$$\frac{y}{h} = 1 + \frac{c_d^2}{(1-c_d)^3} \left[2c_d \left(1 - \frac{c_u}{c_d} \right) + 3 \ln \frac{c_u}{c_d} + \frac{1}{2c_d^2} \left\{ \left(\frac{1}{c_u/c_d} \right)^2 - 1 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots(15)$$

のように与えられる。また, 同様に, (1), (3)および(11)式の c_d を c_u に置き換えた式と(13)式を考慮すれば, 乱流の場合に対して,

$$\frac{y}{h} = 1 + \frac{3c_d}{(1-c_d)^{3/2}} \left[\left\{ (1-c_d)^{1/2} - (1-c_u)^{1/2} \right\} + \frac{1}{2} \ln \frac{\{(1-c_u)^{1/2} + 1\} \{(1-c_d)^{1/2} - 1\}}{\{(1-c_u)^{1/2} - 1\} \{(1-c_d)^{1/2} + 1\}} \right] \quad \dots\dots\dots(16)$$

が得られる。

(15)式および(16)式を c_d の値を0.65から0.3の範囲で変化させて計算して図示すると, **Fig. 4** のようになる。層流の場合 (粒径が小さい場合) の方が乱流の場合 (粒径が大きい場合) にくらべて濃度変化が緩慢である。

上層の上面の高さ H_0 は, その高さにおいてガス上昇速度 v が径 D_p の粒子の自由沈降速度に等しくなることによって決まる。高さ H_0 におけるガス流速 V_{H0} は(10)式および(3)式から,

$$V_{H0} = \frac{b\sigma}{\rho} c_d h \left[1 + \int_1^{H_0/h} \left(\frac{c_u}{c_d} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) \right] \quad \dots\dots\dots(17)$$

のように与えられる。粒子の自由沈降速度を w_p と書くと, (17)式から

$$\int_1^{H_0/h} \left(\frac{c_u}{c_d} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) = \frac{\rho}{b\sigma} \frac{w_p}{c_d h} - 1 \quad \dots\dots\dots(18)$$

の解として H_0 が求まることになる。

粒子の沈降速度は Rubey¹⁰⁾ によれば

$$\left. \begin{aligned} w_p &= \sqrt{(\sigma/\rho - 1)gD_p} F(D_p) \\ F(D_p) &= \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36\nu^2}{(\sigma/\rho - 1)gD_p^2}} - \sqrt{\frac{36\nu^2}{(\sigma/\rho - 1)gD_p^2}} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots(19)$$

で与えられる。

(18)式の左辺の値を J と書いて, その値を **Fig. 4** の濃度分布から計算すると, **Fig. 5** のようになる。これを用いて, $\nu=1\text{cm}^2/\text{sec}$, $\phi_s=0.8$, $\theta=20^\circ$, $\sigma=2.0\text{g}/\text{cm}^3$, $\rho=0.404 \times 10^{-3}\text{g}/\text{cm}^3$ として, $c_d=0.65$ と $c_d=0.3$ の場合について, 粒径ごとの各層厚を計算してみた結果を **Fig. 6** に示す。ただし, 検討の結果, $D_p=0.01\text{cm}$ と 0.1cm では層流の式, $D_p=1\text{cm}$ では乱流の式を用いている。図でも明らか

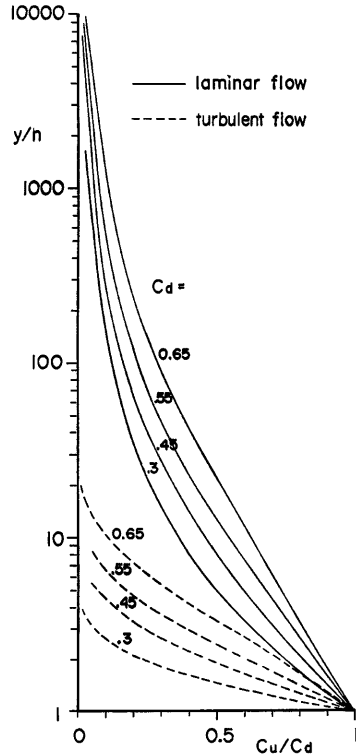


Fig. 4 Distributions of solid concentration in upper fluidized bed

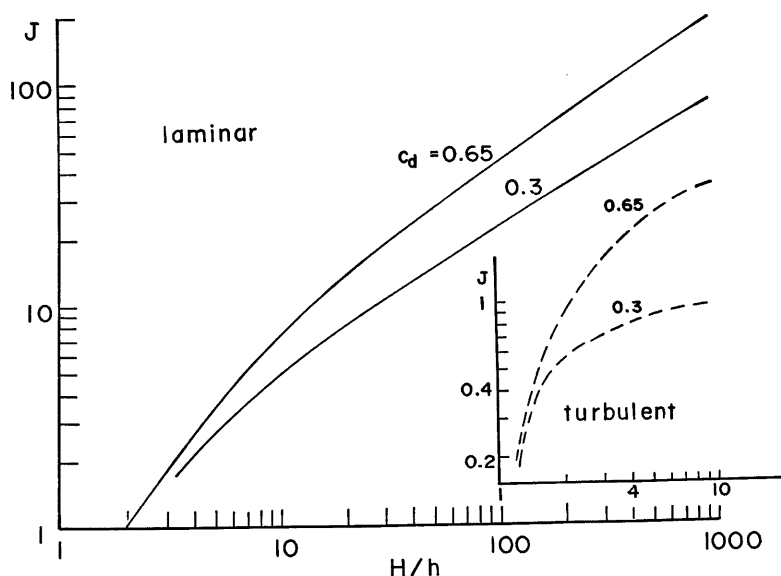


Fig. 5 Variation of J values

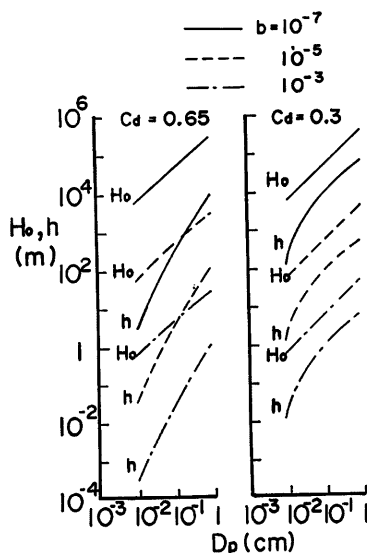


Fig. 6 The maximum possible thicknesses in fluidized bed

なように、 D_p および b は流動層の厚さ H_0 に顕著な影響を与える。とくに、 b についてはどのような値が適当であるかがはっきりしないという問題点がある。しかし、従来の研究や、例えば粒子がそれ自身の重さの数%のガスを含んでいるとして、ガス噴出の継続時間が数時間から数日間程度であろうという推測をもとにすれば、 b は 10^{-7} から 10^{-5} 程度の大きさであろうと考えられる。

噴出物の堆積厚さあるいは火砕流の流動厚は、特別に大規模なものを除けば、100m 以下程度であろうから、Fig. 6 の傾向から判断して、粒径が数mm 以下の場合にはガス流による流動層が生じ得るが、数cm 程度の大粒径では流動層は形成されない可能性が大であると思われる。そして、実際に発生する火砕流の流動深は H_0 よりも小さい場合が大部分であろう。このとき、火砕流から激しく巻き上る煙は火砕流本体を構成している粒子のうちの微細成分のみが抜け出してきたものであろう。

2.2 火砕流の発生

斜面上に急激に岩片が降り積ったものとする。その

堆積厚によっては、噴出ガス流によって流動層が形成される場合と、形成されない場合が生ずるであろう。

(1) 噴出ガスによって流動層が形成される場合 ($H \geq h$)

形成される流動層の表面の地面からの高さを H とする。この H は通常先に求めた H_0 よりも小さい。このとき粒子層内部に形成される圧力分布は大略 Fig. 7 のようになるであろう。

地面から底層内 y の高さに作用するせん断力 τ は

$$\tau = c_d \sigma g h \sin \theta \left[\left(\frac{H}{h} - 1 \right) \frac{c_{Mu}}{c_d} + \left(1 - \frac{y}{h} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (20)$$

である。ただし、 c_{Mu} は上層における平均粒子濃度であって、

$$c_{Mu} = \frac{c_d}{(H/h - 1)} \int_1^{H/h} \left(\frac{c_u}{c_d} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) \quad \dots\dots\dots (21)$$

であるから、Fig. 5 を用いて計算することができる。

同じ高さ y における粒子間に作用する有効圧力 p_s は(7)式および Fig. 7 を参照して、

$$p_s = c_d \sigma g \cos \theta (h - y) - p + p_h \quad \dots\dots\dots (22)$$

である。いま対象としているケースでは粒子が細かく、上向きのガス流は層流であるとみなされるので、 p は(5)および(10)式と $y = h$ で $p = p_h$ という境界条件から

$$p = \frac{1}{2h} c_d \sigma g \cos \theta (h^2 - y^2) + p_h \quad \dots\dots\dots (23)$$

のように求められる。これを(20)式に入れると、

$$p_s = c_d \sigma g h \cos \theta \left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (24)$$

となる。

底層内のせん断抵抗力 τ_L は

$$\tau_L = p_s \tan \phi \quad \dots\dots\dots (25)$$

であるから、(24)式を用いると、

$$\tau_L = c_d \sigma g h \cos \theta \left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \tan \phi \quad \dots\dots\dots (26)$$

のようになる。ここに、 ϕ は粒子の内部摩擦角である。

$\tau \geq \tau_L$ が満足されるような部分では、堆積層は安定を保持することができなくなり、集合流動が発生するすなわち、(20)および(26)式から

$$\frac{\left[\int_1^{H/h} \left(\frac{c_u}{c_d} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) + \left(1 - \frac{y}{h} \right) \right]}{\left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right]} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \quad \dots\dots\dots (27)$$

を満足するような y の領域で集合流動すなわち火砕流が発生する。(27)式の左辺を Y 、その分子の第1項を A として、 Y と y/h の関係を示すと Fig. 8 のようになる。したがって、噴出物の堆積厚が大きくて流動層が形成されるような場合には、

$$\tan \theta \geq \frac{1}{2} \tan \phi \quad \dots\dots\dots (28)$$

が満足されるとき、常に、地面上の堆積物のすべてが流動を始めることがわかる。 $\tan \phi = 0.8$ とすれば、(28)式は $\theta \geq 21.8^\circ$ を意味している。また、上層の部分が厚くなれば急激に底層をも含めた全層の流動が発生

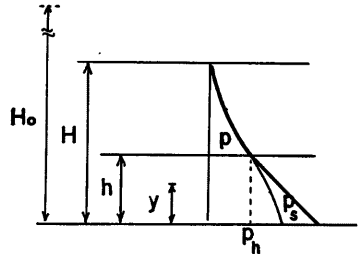


Fig. 7 Characteristic pressure distribution in the pyroclastic bed

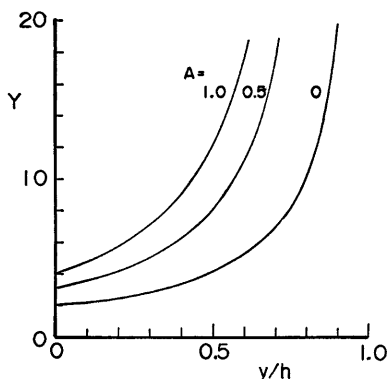


Fig. 8 Massive flow can be generated beyond the height where Y exceeds $\tan \phi / \tan \theta$. Fluidized layer exists over the height h .

し易くなり、 $c_d=0.65$ の場合、上層厚が下層厚と同じになると、 $\tan \phi=0.8$ に対して、 $\theta \geq 11.3^\circ$ となる。このようなことから、粒子が細かくてガス流によって流動層が発生するようときには、ほとんどの場合、元の地面から上の全層が流動すると考えてもよいようである。

(2) 流動層が形成されない場合 ($H < h$)

噴出物の供給厚さが薄くて、ガス噴出による流動層が形成されない場合を考える。この場合には上述の底層のみしか存在しない。

地面からの高さ y における作用せん断力 τ は

$$\tau = \sigma g c_d (H - y) \sin \theta \dots\dots\dots (29)$$

である。一方、粒子間に有効に働く圧力 p_s は

$$p_s = c_d \sigma g \cos \theta (H - y) - p \dots\dots\dots (30)$$

である。 p は境界条件、 $y=H$ で $p=0$ を考慮して、ガス流が層流のとき

$$p = \frac{1}{2h} c_d \sigma g \cos \theta (H^2 - y^2) \dots\dots\dots (31)$$

で与えられ、ガス流が乱流であれば、

$$p = \frac{1}{3h^2} c_d \sigma g \cos \theta (H^3 - y^3) \dots\dots\dots (32)$$

で与えられる。これらを(30)式に入れたと、

$$\text{層流: } p_s = c_d \sigma g h \cos \theta \left[\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^2 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \dots\dots\dots (33)$$

$$\text{乱流: } p_s = c_d \sigma g h \cos \theta \left[\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^3 - \left(\frac{y}{h} \right)^3 \right\} \right] \dots\dots\dots (34)$$

のようになる。これらの結果から、 $\tau \geq \tau_L$ すなわち、集合流動の発生条件式を求めると、(33)および(34)式に対応して、それぞれ、

$$\frac{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right)}{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^2 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\}} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \dots\dots\dots (35)$$

$$\frac{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right)}{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^3 - \left(\frac{y}{h} \right)^3 \right\}} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \dots\dots\dots (36)$$

のようになる。

(35)および(36)式の左辺を Y' と書いて、 Y' の y/h による変化傾向を図示すると、**Fig. 9** のようである。流動層が発生する場合に生ずる底層の厚さ h に比して供給厚さ H が小さくなるほど流動の可能な厚さが小さくなる。また、ガス流が乱流になれば、すなわち、噴出物の粒径が大きい場合には、層流の場合に比して火砕流になり難いこともわかる。しかしながら、例えば $H/h=0.7$ でガス流が層流のとき、 $\tan \phi=0.8$ として、 $\theta > 28^\circ$ で全層の流動が可能であり、さらに緩い勾配でも、噴出物層の上方部分は流動の発生が可能である。

2.3 流 動

(1) 流動層が形成される場合

多くの場合、地面から上の全層の流動が生起することは上述のとおりであるが、このときの地面上の摩擦速度 $U_* (= \sqrt{gH \sin \theta})$ が火砕流を形成している粒子の沈降速度 w_p よりも十分に大きい場合には、粒子は乱れによって浮遊するので底層と上層は一体となって混合し、ほぼ一様な濃度分布を持った流れが形成されるものと予想される。このような流れの流動式に関しては、すでに土石流に対する研究がある程度進んでおり、著者らによる取扱い¹¹⁾は以下のである。

地面上の高さ y におけるせん断力の釣合式は

$$\begin{aligned} \sigma g \sin \theta (H-y) c_M = \sigma c_M l^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \\ + a \sin \alpha (\lambda D_p)^2 \left(\frac{du}{dy} \right)^2 \dots\dots\dots (37) \end{aligned}$$

のように書くことができる。ここに、 c_M : 平均粒子

濃度、 l : 乱流混合距離、 u : 斜面方向の平均流速、 λ : 線濃度 $(= \{(c_*/c_M)^{1/2} - 1\}^{-1})$ 、 $a \sin \alpha$: 粒子の衝突条件によって決まる定数である。 $l = \kappa y$ と書いて (37) 式を積分することにより、流速分布式

$$\frac{u}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left| \frac{\xi + \sqrt{\xi^2 + \phi^2}}{\xi_0 + \sqrt{\xi_0^2 + \phi^2}} \right| \dots\dots\dots (38)$$

が得られる。ここに、 $\xi = y/H$ 、 $\phi^2 = \lambda^2 (a \sin \alpha / \kappa^2) (D_p/H)^2 (1/c_M)$ 、 $\xi_0 = k/(30H)$ で、 k は粗度高さ、 c_* は火砕流が堆積した場合の粒子の容積濃度である。さらに、断面平均流速 U は (38) 式から

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \ln \frac{1 + \sqrt{1 + \phi^2}}{\xi_0 + \sqrt{\xi_0^2 + \phi^2}} - \sqrt{1 + \phi^2} + \phi \right\} \dots\dots\dots (39)$$

で与えられる。

流動層が形成されて移動を始めるような火砕流では、 $D_p \ll H$ 、 $k \gg 30\lambda (a \sin \alpha)^{1/2} D_p / \kappa$ であるとみなされるので、(38) 式は近似的に

$$\frac{U}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left(\ln \frac{30H}{k} - 1 \right) \dots\dots\dots (40)$$

のように表わされる。これは通常の流体に対して成立する対数則に他ならない。

数値計算例として、 $D_p = 0.03 \text{ cm}$ 、 $\phi_s = 0.8$ 、 $\nu = 1 \text{ cm}^2/\text{sec}$ 、 $\theta = 20^\circ$ 、 $c_d = 0.65$ 、 $b = 10^{-6}/\text{sec}$ とすると、底層厚 h は (2) 式から $h = 269 \text{ cm}$ となる。粒子の自由沈降速度は $w_p = 170 \text{ cm/sec}$ である。ただし、 $\sigma = 2.0 \text{ g/cm}^3$ 、 $\rho = 0.404 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ としている。いま、火砕流の流動深が $H = 10 \text{ m}$ 、地面の粗度高さ $k = 1 \text{ m}$ であったとすれば、(40) 式から、 $\kappa = 0.3$ として、 $U = 90.8 \text{ m/sec}$ を得る。 $u_* = 579 \text{ cm/sec}$ は w_p にくらべて十分に大きいので、粒子は浮遊することができる。また、 $U \sin \theta = 31.06 \text{ m/sec} \gg 10 w_p$ であるので、Bagnold¹²⁾ の auto-suspension の条件および Johnson の turbidity current において沈降の影響が無視できる条件¹³⁾ を満足しており、このような流れがいったん形成されると、ガスの噴出が終息しても流動の継続が可能であると考えられる。なお、粒子の沈降速度は高濃度になれば自由沈降速度よりも小さくなるので一層流れは継続し易くなるものと理解される。

上記の数値計算の場合に形成される火砕流の平均密度 γ は、

$$c_M = \frac{1}{H} \int_0^H c \, dy = \frac{hc_d}{H} \left\{ 1 + \int_1^{H/h} \left(\frac{c_u}{c_d} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) \right\}$$

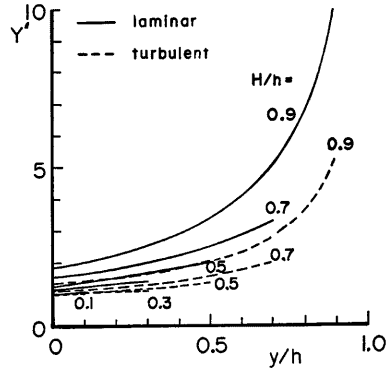


Fig. 9 Massive flow can be generated beyond the height where Y' exceeds $\tan \phi / \tan \theta$. No fluidized layer exists.

より, Fig. 5 を利用して, $c_M=0.57$ を得るので, $\gamma=\sigma c_M=1.14\text{g/cm}^3$ となり, 水流と同様の密度を持った流体が形成されることを意味している。地面を構成する岩石粒子の平均径を 10cm とすると, この粒子に作用する無次元掃流力は, 岩石の密度を $\sigma_0=2.65\text{g/cm}^3$ として, $\tau_* = u_*^2 / \{(\sigma_0/\gamma - 1)gd\} = 25.8$ であり, これは限界掃流力 0.05 を大幅に上まわっている。すなわち, このような火砕流によって地面は激しく侵食され, 侵食された粒子と火砕流の流体が混合して, 丁度土石流と同様の流れが形成されるものと推察される。浅間山の天明の噴火によって蒲原村が埋没したが, その火砕流の構成物質の大部分は山体が侵食を受けて移動したものであるとされている¹⁴⁾。ここで示した数値計算例はそのような流れの発生機構の一つの可能性を説明するものであろう。

別の数値計算例として, $D_p=0.03\text{cm}$, $\phi_p=0.8$, $\nu=1\text{cm}^2/\text{sec}$, $\theta=5^\circ$, $c_d=0.65$, $b=10^{-6}/\text{sec}$, $H=100\text{m}$ としてみよう。(2)式から $h=285\text{cm}$ となり, $H/h=35.1$ であるから, Fig. 5 を用いて $y=0$ での τ/τ_L を計算すると 4.59 となるので, やはり地面上の全層が流動可能である。 $k=1\text{m}$, $\kappa=0.3$ として(4)式から $U=216\text{m/sec}$ を得る。 $\sigma=1.5\text{g/cm}^3$, $\rho=0.404 \times 10^{-3}\text{g/cm}^3$ とすれば, $w_p=136\text{cm/sec}$ であり, $u_* = 920\text{cm/sec}$ に比して十分に小さい。 $U \sin \theta = 18.8\text{m/sec}$ であり, Bagnold および Jonnson の条件をも満足しているので, 流れはたとえガスの噴出が終息しても継続するものと推察される。この数値計算例の場合に形成される火砕流の平均密度 γ は 0.58 となり 1 よりもかなり小さい。火砕流が海を渡る場合のあることを説明するものであろう。なお, 地面の粒径を 10cm , $\sigma_0=2.65\text{g/cm}^3$ とすると, $\tau_* = 24.2$ であって, やはり地面を激しく侵食することができ, 土石流の発生限界勾配の式¹⁵⁾

$$\tan \theta \geq \frac{c_*(\sigma_0 - \gamma) \tan \phi}{c_*(\sigma_0 - \gamma) + 1.4 \gamma} \dots\dots\dots(4)$$

を満足することはできず, 侵食された礫は掃流状集合流動¹⁵⁾ となって火砕流の底面付近を流動する。

(2)流動層が形成されない場合

$y \geq y_c$ において $\tau \geq \tau_c$ となるものとすれば, 流動深はおおよそ $(H - y_c)$ である。流動深にくらべて構成粒子の粒径が十分に小さいときには, 流動式として(3)式および(8)式が成立するであろう。ただし, H の替りに $(H - y_c)$ を代入する。このような流れが auto-suspension の条件を満足しない場合には, 火砕流の先端は y_c の堆積を生じさせながら進む必要があるので, 定常流速を U とすれば先端の進行速度 V はおおよそ

$$V = \frac{H - y_c}{H} U \dots\dots\dots(42)$$

の速度で進むであろう。ただし, 火口から噴出物が定期的に供給され続ける必要がある。

数値計算例として, $D_p=0.1\text{cm}$, $\phi_p=0.8$, $\nu=1\text{cm}^2/\text{sec}$, $\theta=20^\circ$, $c_d=0.65$, $b=10^{-5}/\text{sec}$ とすると底層厚は $h=299\text{cm}$ と計算される。いま $H=200\text{cm}$ で供給されたものとすれば, $y/h > 0.42$ の範囲で流動が可能である。したがって, 流動深はおおよそ 74cm となる。 $c_*=0.7$, $a \sin \alpha = 0.02$, $\kappa=0.3$, $k=1\text{m}$ とすれば $D_p \ll 74\text{cm}$, $k > 30\lambda(a \sin \alpha)^{1/2} D_p/\kappa$ であるので(4)式によって定常流速を計算することができる。 $U=11\text{m/sec}$, $u_* = 1.57\text{m/sec}$ となり, 粒子の自由沈降速度 $w_p=5.12\text{m/sec}$ に比して $U \sin \theta$ の値は小さくなるので, ガス噴出が終了すれば流れも停止することになる。なお, 先端の進行速度は(4)式から, 約 4m/sec 程度となるものと予想される。

3. 実 験

流動化した粒状体の流動式が, 流動深が粒径に比して十分に大きいとき, 通常の流体の乱流と同様に(4)式で示されることを述べたが, ここではその妥当性を実験によって検討しよう。

3.1 実験の概要

Fig. 10 に示したような, 全長 270cm , 幅 5cm , 深さ 35cm のアクリル製の勾配可変の樋の底部にポーラスストーンを敷き詰め, 下部からブローワーによって所定流量の空気を供給できるようにした実験装置を作成

した。上流端の長さ 20cm の部分は下方へ引き抜くことのできる隔壁によって下流部分と仕切られており、上下流部にはそれぞれ独立に空気を供給できるようになっている。実験に先立ち、使用材料を上流槽内へ所定の量だけ入れ、あらかじめ定められた流量の空気を供給しておく。樋を所定の勾配に設定した後、樋部分にも所定の流量の空気流を与える。一気に隔壁を引き下げると、上流槽内の材料は、そのときの条件に応じて、ある距離を流下後に停止したり、流動を続けて下流端から流れ去ったりする。その全体の様子は通常の

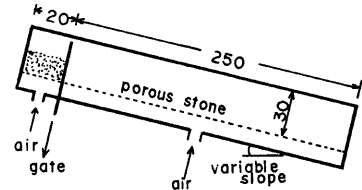


Fig. 10 Schematic diagram of experimental apparatus

ビデオ装置で撮影し、樋の中間部における流動状況の詳細は高速度ビデオ装置によって撮影して解析に供した。使用材料は MS 触媒と呼ばれている球状物質であり、その特性は、 $D_p=0.123\text{mm}$, $\sigma=2.9\text{g/cm}^3$, $\phi_s=1.0$, $c_*=0.28$, 最小流動化速度 $u_{mf}=1.67\text{cm/sec}$ (常温空気), 飛び出し速度 $w_p=84\text{cm/sec}$ である。

実験の種類およびその結果は **Table 1** に示すとおりである。

Table 1 Kinds of experiments and the results

Run	channel slope	volume of material	air velocity bin	air velocity channel	distance flowed	U	h	c_M
1	30(°)	1000(cm ³)	0(cm/s)	0(cm/s)	∞*(cm)	130(cm/s)	0.9(cm)	0.10
2	〃	2000	〃	〃	〃	114	1.2	0.11
3	〃	3000	〃	〃	〃	200	2.0	0.05
4	19	1000	0	0	45			
5	〃	2000	〃	〃	84			
6	〃	3000	〃	〃	110			
7	19	1000	5	0	94			
8	〃	〃	8.3	〃	95			
9	〃	〃	14.2	〃	103			
10	19	1000	6.7	2	∞	194	1.4	0.17
11	〃	〃	〃	4	〃	23	2.0	0.17
12	〃	〃	〃	8	〃	275	2.1	0.15
13	19	2000	6.7	2	∞	250	1.6	0.15
14	〃	〃	〃	4	〃	300	2.2	0.16
15	〃	〃	〃	8	〃	325	2.5	0.14
16	10	1000	6.7	2	∞	133	1.0	0.09
17	〃	〃	〃	4	〃	167	1.4	0.15
18	〃	〃	〃	8	〃	217	2.0	0.12

* The symbol ∞ means that the front passed through the downstream end of the channel.

3.2 実験結果とその考察

実験は **Table 1** からわかるように、樋の勾配を材料の安息角以上にして空気流なしで流動させる場合、安息角以下の勾配で、上流槽内であらかじめ流動層を形成しておいたものと、そうでないものによって樋内の流れがどのように変化するかを調べる場合、および、流動層が形成されて流下する場合の三つのケース

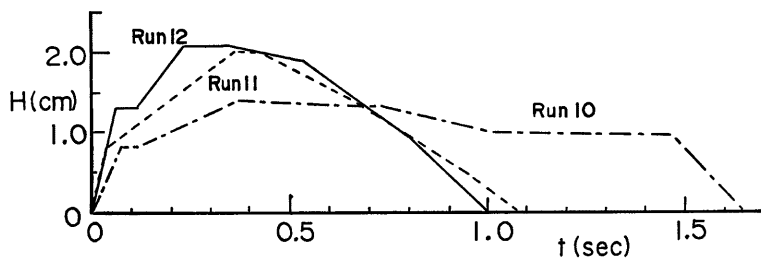


Fig. 11 Flow depth~time diagrams

に大別される。

Run 4, 5, 6において、上流槽内の材料が多いほど流下距離が長くなっているのは、量の多いものほど槽内の堆積高さが高く、したがって崩落の高さが高いので当然の結果であるが、Run 4とRun 7, 8, 9を見くらべるとき、あらかじめ流動層を形成しておいた場合には、そうでない場合に比して、およそ2倍程度到達距離が長くなっている。これは上流槽のゲートを開いた直後においては流体的な流動を始めるが、そのまま流動を継続できるほどの流速が得られないため、やがて粒子はすべて沈降して堆積してしまうことによっている。本実験においては、下流の樋に空気を送らなくても流動が継続できるような場合を作ることができなかったが、今後、この流動継続条件に焦点を絞った実験が望まれる。

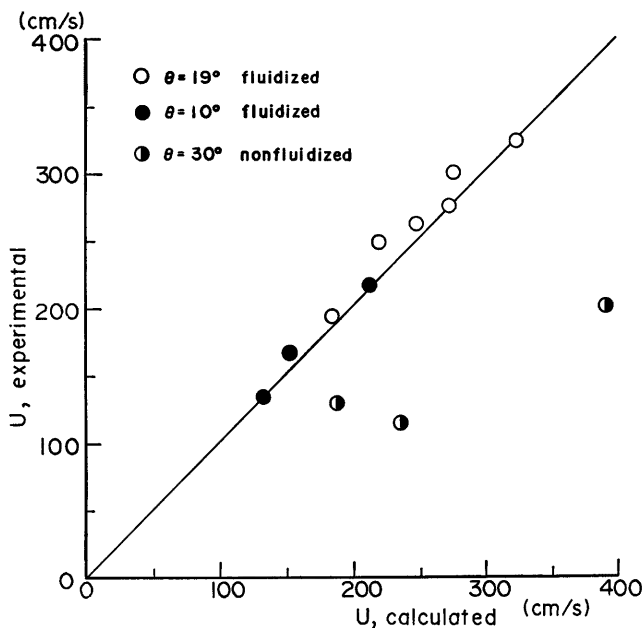


Fig. 12 Comparison between the velocities calculated by equation 89 and experimentally obtained

Fig. 11 は完全に流動する場合について、樋の中間点で測定した流動深の時間的変化の例である。樋内の上向き空気流速が大きいものほど流動の最大深が大きくなり、継続時間が短くなる傾向がある。流動中の粒子濃度は直接測定することができなかったのですが、ここでは、このような流動深の時間的変化を持った形状のものが、測定された先端流下速度に等しい速度で流下するものと仮定し、流動中の濃度変化はないものとして、与えた粒子の総量から逆算して求めた。**Table 1** 中の c_M はそのようなして求めた粒子の容積濃度である。また、 h は最大流動深を示している。継続時間の短いケースでは非定常な波動的特性が存在しているものと考えられるが、ここでは流下速度は最大流動深に対して、 Φ 式を適用して求められるものと考え、実験によって得られた流下速度と計算によって得られる流下速度を比較し、 Φ 式の妥当性を検証することにする。その際、 Φ 式中に含まれる $a \sin \alpha$ 、粗度高さ k 、およびカルマン定数 κ の値が問題となるが、土石流の実験から得られた知見を参考として、 $a \sin \alpha = 0.02$ 、 $\kappa = 0.3$ を用いることにし、 k はポーラストーンの表面状態から 0.05 cm とした。なお、 k の値の見積りの精度は、これが影響する ϕ_0 の値が本実験ケースの場合には ϕ の項にくらべて無視できる程度になるので、重要な問題ではない。

Fig. 12 は計算値と実験値とを比較した結果である。安息角より急な斜面上の流動化させない材料を用いた実験ケースを除けば一致の程度はかなり良く Φ 式の適合性は良いものと結論される。安息角よりも急な斜面上の流動については、流動層が形成された比較的緩い勾配上の流れとは全然違った流速分布形を持ち、違った流動機構に従うことについてはすでに実験的にも明らかにされているところである¹⁷⁾。

火砕流の先端部では空気の取り込みが激しく生じ、それが熱によって急膨張する結果流動性が保持されるという考え方が提示されている⁴⁾。先端部での周辺の流体の取り込みは両者の密度差が小さい密度流では重要な役割を演ずることがわかっているが、本実験のように密度差の大きい場合、ほとんど生じていないことが確認された。

4. 結 論

火砕流の発生と流動の機構について、構成粒子からのガス噴出が重要な役割を演ずるという考え方に立った議論を進め、流動化した粒子流の流動則を与え実験によって検証した。得られた結果を要約すれば以下のようである。

- 1) ガスを噴出する粒子が火口付近に厚く堆積すれば、堆積層内に生ずる上向きガス流により流動層が形成される。その際、流動層となる上層と流動層とならない下層の厚さは近似的には圧力一定の条件下で計算され、濃度分布も計算可能である。
- 2) 流動層が形成されるとその部分は流体のような特質を持つので斜面上では斜面に沿った集合流動が発生する。多くの場合、上層の影響を受けて底層部分も集合流動の発生が可能であり、地面上に新たに堆積したすべての噴出物が流動を開始する。斜面勾配が急であれば、発生した火砕流は地面を激しく侵食し、斜面を構成していた粗粒分と火砕流本体の粗粒分とが混合した土石流のような流れが形成される可能性がある。発泡度の高い大規模な火砕流では緩勾配でも流動が可能であり、見掛密度も 1 以下となって海面上を流動することも可能である。
- 3) 比較的粒径の粗い岩片が数 m 程度と薄く堆積する場合には上向きのガス流によって流動層を形成することはできない。しかしながら、このような場合でもその上部は集合流動化することが可能である。このような流れはガス噴出が終息すれば停止する。
- 4) 細粒からなる火砕流では、いったん斜面上に沿う高速の流れが形成されると、ガス噴出が終息しても、auto-suspension の条件が満足される結果、流動を継続する可能性がある。このことは、ガスを噴出ししない粒子であっても、噴煙柱の崩壊による初速の提供があれば火砕流として流動を継続できる可能性を示唆している。
- 5) 火砕流の流動機構に対しては、粒子同士の衝突による運動量の輸送と、空気と粒子とを含めた比較的大規模な渦による乱流混合による運動量の輸送の両方が重要な役割を演ずるものと考えられ、その流動式を

提示した。

6) 実験によってここで示した流動式の妥当性を検討したところ、樋の底から空気流を与えて流動層を形成させて流下させる場合にはよく適合するが、空気流を与えない場合には適合しないことが判明した。

7) 実験によれば、流動先端部は持ち上っておらず、したがって空気を取り込みはほとんどないことが判明した。

最後に、本論文中の **Fig. 1** および **2** は建設省防災課の板垣治氏に御提供願ったものであり、登載することを心よくお許しいただいたことに感謝するものである。また、本研究は文部省科学研究費、自然災害特別研究「火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害」（課題番号58020012）の一環であり、研究代表者の荒牧重雄氏には種々の文献や蒲原火砕流の現地調査でもお世話になった。さらに、同研究分担者の一員である吉田邦夫氏には実験材料に関してお世話になった。衷心より御礼申し上げる次第である。

参 考 文 献

- 1) 荒牧重雄, 火砕流による災害, 関東大地震50周年論文集, 1973, pp. 391-400.
- 2) Sparks, R. S. J., L. Wilson and G. Hulme: Theoretical Modeling of the Generation, Movement, and Emplacement of Pyroclastic Flow by Column Collapse, Jour. Geophysical Res., Vol. 83, No. B4, 1978, pp. 1727-1739.
- 3) O'Keefe, J. A. and E. W. Adams: Tektite Structure and Lunar Ash Flows, Jour. Geophysical Res., Vol. 70, No. 16, 1965, pp. 3819-3829.
- 4) Wilson, C. J. N.: The Role of Fluidization in the Emplacement of Pyroclastic Flows: An Experimental Approach, Jour. of Volcanology and Geothermal Res., Vol. 8, 1980, pp. 231-249.
- 5) Shreve, R. L.: Leakage and Fluidization in Air-Layer Lubricated Avalanches, Geol. Soc. Am. Bulletin, Vol. 79, 1968, pp. 653-658.
- 6) Hsü, K. J.: Catastrophic Debris Streams (Sturzstroms) Generated by Rockfalls, Geol. Soc. Am. Bulletin, Vol. 86, 1975, pp. 129-140.
- 7) 高橋 保: セント・ヘレンズ火山の噴火に伴う災害現象と対応, 京都大学防災研究所年報, 第24号 A, 1981, pp. 15-34.
- 8) Rowley, P. D., M. A. Kuntz and N. S. Macleod: Pyroclastic-Flow Deposits, US Geological Survey, Prof. Paper 1250, 1982, pp. 489-512.
- 9) 白井 隆: 流動層, 科学技術社, 1973, pp. 1-236.
- 10) Rubey, W. W.: The size distribution of heavy minerals within a water laid sandstone, Jour. Sediment. Petrol., Vol. 3, 1933, pp. 3-29.
- 11) 高橋 保: 土石流の流れ学, なかれ3, 1984, pp. 307-317.
- 12) Bagnold, R. A.: Auto-suspension of Transported Sediment; Turbidity Currents, Proc. Roy. Soc. of London, A, No. 1322, 1962, pp. 315-319.
- 13) Johnson, M. A.: Physical Oceanography, Turbidity Currents, Science Progress, 198, 1962, pp. 257-273.
- 14) 荒牧重雄: Pyroclastic Flow の分類, 火山, 2集, Vol. 1, 1957, pp. 47-57.
- 15) 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, 20B-2, 1977, pp. 405-435.
- 16) 高橋 保: 土石流の停止, 堆積機構に関する研究(3)—土石流扇状地の二次侵食—, 京都大学防災研究所年報, 25 B-2, 1982, pp. 327-348.
- 17) Ishida, M. and H. Hatano: The Flow of Solid Particles in an Aerated Inclined channel, Advances in the Mechanics and the Flow of Granular Materials, Vol. 2, Trans Tech Publications, 1983, pp. 565-575.