

土 木 研 究 所 資 料

火砕流の流動機構と数値シミュレーションならびに
対策工に関する研究

平成3年5月

建設省土木研究所
砂防部砂防研究室

Copyright © (1991) by P.W.R.I.

All rights reserved. No part of this book may be reproduced by any means, nor transmitted, nor translated into a machine language without the written permission of the Director General of P.W.R.I.

この報告書は、土木研究所長の承認を得て刊行したものである。したがって、本報告書の全部又は一部の転載、複製は、土木研究所長の文書による承認を得ずしてこれを行ってはならない。

火砕流の流動機構と数値シミュレーション ならびに対策工に関する研究

砂防研究室	室長	石川芳治
	研究員	山田孝
		矢島重美
	前室長	水山高久

【要 旨】

火砕流はその流下に堆積する広い範囲にわたって壊滅的な災害をもたらす。火砕流による災害を軽減・防止するためにはその流動機構を早急に明らかにする必要がある。しかしながら、火砕流の流動機構については、ほとんど研究されておらず、未知な点が多い。

本研究では、これまでの火砕流に関する研究の成果をレビューするとともに、その運動を力学的に説明するための流動モデルを提案した。この流動モデルは、火砕流の底層部を構成している粒子が粒子同志の衝突によって生成される圧力、粒子間の固体摩擦等によって生成されるせん断力によって浮遊させられているとしたものである。本モデルでは、火砕流の底層部の堆積区域は、粒子の濃度に影響され、粒子の濃度は、斜面勾配に支配されることになる。その結果、斜面勾配が粒子間摩擦係数の約 $1/2$ より小さくなる地点で堆積が急速に生じる。

この流動モデルを用いて、浅間山の天明噴火時に発生した吾妻火砕流、鎌原火砕流の数値シミュレーションを実施したところ、比較的、現実の堆積範囲に近い計算結果が得られた。さらに、この流動モデルをもとに火砕流対策工の可能性を検討した。火砕流の底層部は、重力流動の特性を呈していることからダム工、導流堤、流路工が有効であると思われる。一方、火砕流の上層部を構成しているダストストームの対策については、浮遊している微細な粒子を沈降、堆積させることができるスリットやグリッドが有効であると思われる。

キーワード：火砕流、流動モデル、数値シミュレーション、火砕流対策工

**Mechanism of pyroclastic flow,
its numerical simulation method, and measures**

Sabo Division, Sabo Department

Head of Division : Yoshiharu Ishikawa

Researcher : Takashi Yamada

Shigemi Yajima

Former Head of Division : Takahisa Mizuyama

Synopsis

Pyroclastic Flows are liable to cause extensive and catastrophic destruction. In order to prevent and mitigate the such disasters, there is an urgent need to clarify the flow mechanism. However, few studies of Pyroclastic flows have been conducted from the viewpoint of dynamics, and little is known about the mechanism of them at present. A kinematic model of Pyroclastic flows was proposed in this study.

According to this model, grains in the pyroclastic flow can be suspended by pressure and shearing force associated with inter-particle friction and collision, deposit area of debris avalanche as a part of Pyroclastic Flows is mainly governed by grain concentration, which is effected by gradient actively. Debris avalanches begin to deposit at the point that its gradient is smaller than half of the coefficient of inter-particle friction.

This model was applied to simulate the Agatsuma and Kanbara Pyroclastic Flow occurred at Mount Asama in 1783. As a result, a good simulated results are obtained. Countermeasure possibility against Pyroclastic Flow was also studied on the base of this model. As a measure for debris avalanches, dams, training dykes, channels would be available considering its gravitational flow characteristics. As a measure for dust storms from debris avalanches slits or gridirons which can fall and deposit small suspended particles would be available.

Key Word : Pyroclastic flow, kinematic model of pyroclastic flow, numerical simulation, countermeasure possibility against pyroclastic flow

目 次

はじめに	
1. 火砕流の定義と災害事例	1
1.1 火砕流とは	1
1.2 火砕流による災害	2
2. 火砕流の実態	7
2.1 火砕流の流下現象に関する観察と解析事例	7
2.2 火砕流の堆積範囲	12
3. 火砕流の流動モデルとシミュレーション手法に関する検討	20
3.1 火砕流の流動機構に関する従来の研究	20
3.2 火砕流の流動と堆積現象の力学的考察	28
3.3 火砕流の堆積勾配	29
3.4 火砕流の流動モデル	37
3.5 火砕流（下層）の基礎方程式	37
3.6 2次元漸変流モデルとしての基礎方程式	40
3.7 火砕流のシミュレーション手法	43
4. 浅間山の天明噴火（1783年）時に発生した吾妻火砕流と鎌原火砕流の数値シミュレーション	47
4.1 吾妻火砕流の流動特性	47
4.2 鎌原火砕流の流動特性	49
4.3 吾妻火砕流と鎌原火砕流との比較	59
4.4 吾妻火砕流、鎌原火砕流のシミュレーション	62
5. 火砕流災害の範囲と程度の予測手法ならびに、火砕流対策工に関する検討	65
5.1 火砕流災害の範囲と程度予測	65
5.2 火砕流対策に関する考察	66
6. まとめ	69
おわりに	71
参考文献	72

はじめに

火砕流 (Pyroclastic Flow) は高温の火山ガスと火山灰、火山岩塊などが一体となって山腹を高速で流下する現象である。火山災害をもたらす各種の現象の中でも極めて破壊力が大きく、例えば1783年に浅間山で発生した鎌原火砕流では約500人、1902年のプレー火山の噴火では28,000人もの犠牲者を出している。一方、近年、火山周辺での土地利用の高度化により災害ポテンシャルは急激に高まってきている。そのため、早急に火砕流の流動機構を解明し、その影響の範囲と程度を明らかにして防災対策や土地利用の計画等に反映させていくことが求められている。しかしながらこれまで火砕流堆積物の組成から流れの状態を推定したり^{1) 2)}、実験から流れの特性を解析した研究³⁾はいくつかなされているが、火砕流の流動について力学的に説明した研究は非常に少ない^{4) 5)}。

本研究は従来の研究をレビューするとともに火砕流の流動機構について力学的に検討し流動モデルを作成した。そして、それをもとに流動のシミュレーションプログラムを作成して、1783年の浅間山の天明噴火に伴って発生した鎌原火砕流と吾妻火砕流の再現計算と実態の比較、ならびに現在考えられる対策工法の検討を行ったものである。

なお、火砕流の流動モデルとシミュレーション手法の部分は国土庁災害対策調査調整費（昭和63年度、平成元年度）によって助砂防・地すべり技術センター（宮本邦明氏）に依頼して実施された。記して謝意を表する。

1. 火砕流の分類と災害事例

1.1 火砕流とは

狭義には火口から噴出した摂氏数100度～1000度に達する高温の溶岩片、火山灰、ガスの混合物が高速で斜面を流下する現象をいう。本質岩塊から発生するガスや流れに巻き込まれた空気による内部上昇流が存在し、固体粒子は流動化された状態にある。このため見かけ粘性は低下し、重力加速度により、緩い斜面でも高速でも流走する。熱雲、軽石流、岩滓流（スコリア流）、火山灰流等が含まれ、噴出物の総量が 10^{-5}km^3 程度の極めて小型のものから 10^2km^3 を越す大規模のものまでさまざまな種類がある⁶⁾。

小型の火砕流である熱雲は1902年のマルティニク島プレー火山の爆発を契機に、Lacroix (1904) が与えた *nuée ardente* (仏語で灼熱の雲という意味) という名前でよく知られるようになった。また、世界的な火山国インドネシアでは *awan panas* (高温の泡状の雲) と呼ばれている。小型のものの発生頻度が大きく、 10^{-3}km^3 程度のものは歴史時代の噴火でしばしば目撃されている。

小規模な火砕流は火山学の分野で、その発生形態からプレー型 (成長しつつある溶岩円頂丘の一部が破壊されて側方に射出されるもの)、スフリエール型 (火口から火山灰などが上方に放出され、その一部が落下して斜面を流下するもの)、メラピ型 (溶岩円頂丘や厚い溶岩の先端部などが崩壊して発生するもの) の3タイプに分類されている (図-1) ⁷⁾。

一方、大規模な火砕流は厚さ100m以上に達する流動層を形成し、火口から100km以上も流走して広い地域を埋める。たとえば、南九州一帯約 1500km^2 もの区域に分布するシラスは、約2万2000年前、始良カルデラ (現在の桜島火山以北の鹿児島湾全体に相当する) を中心に噴出された大規模火砕流 (入戸火砕流と呼ばれる) の堆積物であり、総量は 150km^3 にのぼる。到達距離は約100kmに及び、標高700mの山地をも越えて分布する⁸⁾ (図-2)。(写真-1) 同様の大規模火砕流は、有史前に九州、北海道のほか、十和田などでも発生した証拠があり、中心には巨大なカルデラが形成さ

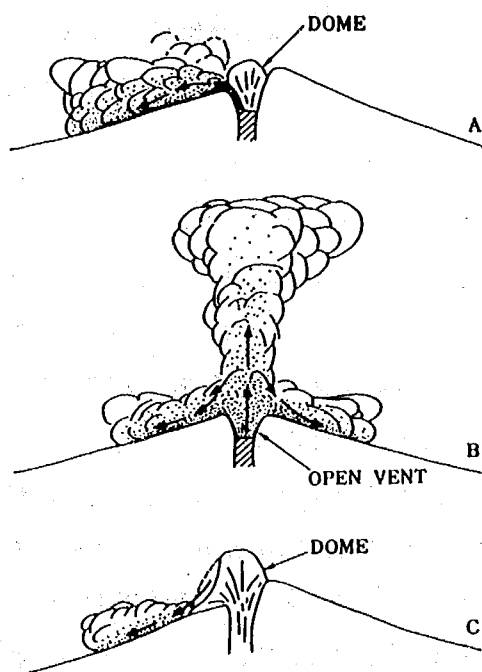


Diagram illustrating the principal types of glowing Soufrière type, Pelée avalanches: A-Pelée type, B-Soufrière type, C-Merapi type. (From Macdonald, 1972).

図-1 火砕流の発生形態⁷⁾

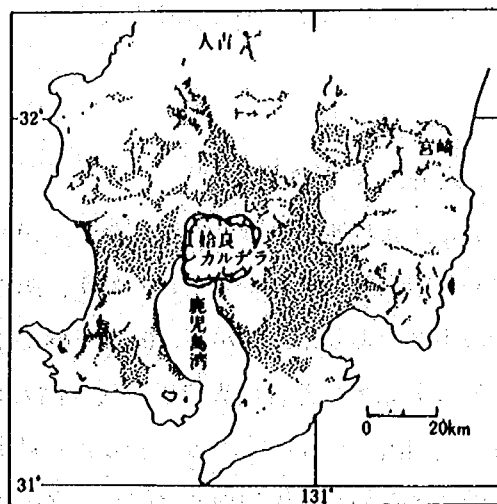


図-2 シラス(入戸火砕流堆積物)の分布⁸⁾

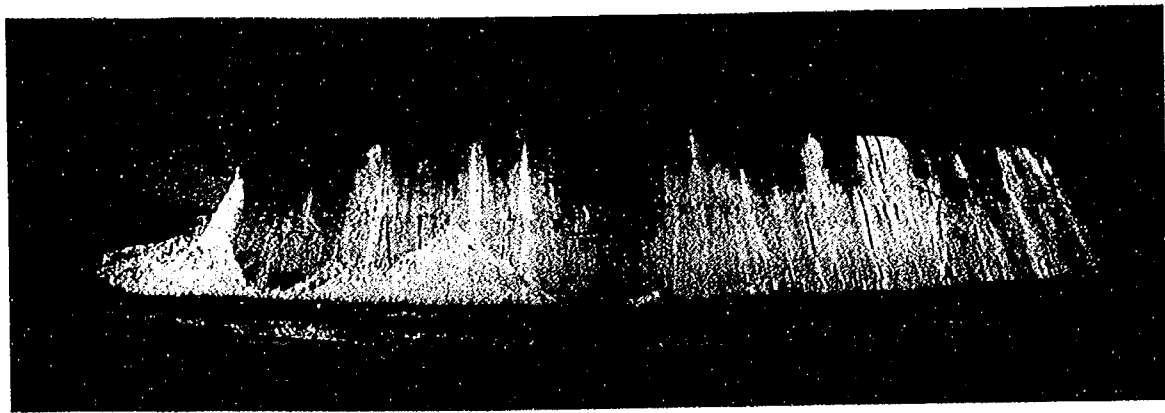


写真-1 入戸火砕流の堆積地形（堆積層の深さ、約30m）（鹿児島県東串良郡）（山田 撮影）

れている。なお、本論で考察の対象とする火砕流はこのような地学的タイムスケールで発生する大規模なものではなく、より高頻度で発生する小規模なものについてである。

一方、火砕流と類似した現象としてベースサージ (base surge) があげられる。これはマグマと水が接触して起きるマグマ水蒸気噴火の際、上空へ噴き上がる噴煙柱の基部に環状に広がる高速で横なぐりの噴煙をいう。通常の火砕流と比べて温度や流動、堆積機構、堆積物の特徴が異なるがマグマの破片を含む噴煙が地表に沿って最大数10m/sec以上という高速で移動し、広い意味での火砕流に含まれる⁸⁾。我が国でも伊豆新島の886年噴火など、日本各地でベースサージの堆積物が発見されている（表-1）。ベースサージは岩質にかかわりなく、海水、湖水、地下水などの水が十分存在する場所において発生しており、とくに周囲を海にかこまれた火山島での発生の可能性が高い⁸⁾。

表-1 日本各地のベースサージ堆積物⁸⁾

火山名	地域名	岩質	マグマと接触した水
利尻	北海道	玄武岩	海水
有珠	"	デイサイト	火口湖水
一の目	秋田	玄武岩	地下水
沼沢	福島	デイサイト	カルデラ湖水
大島	伊豆	玄武岩	海水
新島	"	"	"
新島	山	流紋岩	"
津島	"	"	"
三宅	"	玄武岩	"
三宅	島根	デイサイト	?
草千里	熊本	安山岩	火口湖水
御池	宮崎	デイサイト	地下水
山	鹿児島	"	海水
池	"	"	カルデラ湖水

1.2 火砕流による災害⁶⁾

表-2 は西暦1700年以降に発生した死者1000人以上の火山災害を表したものである⁹⁾。火砕流は、東南アジアや中南米諸国で多く発生しており、泥流、津波による死者数をかなり上回っている。タンボラ、プレーでの事例のように死者が10,000人を越える大規模なものもある。一方、我が国では、浅間山の天明大噴火に伴って発生した鎌原火砕流を代表例としてあげることができる¹⁰⁾（図-3）。1783年5月9日に始まった浅間山の一連の噴火は初めの2カ月余りは断続的な活動を繰り返していたが、7月下旬になると次第に激しさを増し、周辺地域に軽石や火山灰を大量に降り注ぐようになった。8月4日には吾妻火砕流と呼ばれる規模の大きい火砕流が発生したが、流下距離が短く、火口から約8kmの地点で停止し災害には

いたらなかった。噴火最終日の翌8月5日、午前10時頃、大爆発とともに大小の大量の岩塊が火口から放出された。岩塊は北側の山腹斜面に降下し、それらが一団となって火砕流となり、北麓斜面を高速度で流下した。(写真-2)当時の古文書「浅間記」には、「……浅間山煙り中に廿丈ばかりの柱を立てるまっくろなるもの吹き出すと見るまもなく直に鎌原の方へぶつかり鎌原より横へ三里余り押しひろがり……」と、その流下状況が記されている。

下流に行くに従い、火砕流のエネルギーは衰えたが高温の固結物質は地表水と混合して熱泥流を生じ、主として数条の谷に沿って流下した。当時の鎌原村は火口から約13km離れていたが、この熱泥流の流路にあったため全村93戸が埋没

し、570人の住民のうち477名が犠牲となった。生存者は村の西縁の崖の上にある観音堂に避難した人々であった。ところで、現在、観音堂の下に15段の石段が残っている。1979年から始められた鎌原村発掘調査の結果、石段は全部で50段あり、5mほど埋没していたことがわかった。さらに、石段の最下部に密着して折り重なるようになった2体の女性遺体が発掘され、従来いわれていたように噴火当時の被災者が崖の上の観音堂に逃げようとする行動をとっていたことが立証された。

鎌原火砕流は、火砕流による一次的災害をひき起こしただけではない。流れの一部は、火口から15km離れた吾妻川に流れ込み、泥流になった。その結果、吾妻川から利根川沿岸一帯は大規模な泥流に見舞われ、流出家屋1000戸以上、死者行方不明者2000人にもものぼる災害となった。人、牛馬、家の建具、家財が濁流にまき込まれて利根川を流れ下り、現在の江戸川、小岩あたりの中州まで多くの遺体が流れついたという。

表-2 死者1,000人以上の火山災害(西暦1700年以降)⁹⁾

火山名	国名	西暦年	主な死因			
			火砕流	泥流	津波	飢餓
アウ	インドネシア	1701		3,000		
浅間山	日本	1741			1,475*	
コトバクシ	エクアドル	1741		1,000		
マキアン	インドネシア	1760		2,000		
ババンダヤン	インドネシア	1772		2,957*		
ラキ	アイスランド	1783				9,336
浅間山	日本	1783	1,151*			
雲仙	日本	1792			15,188*	
マヨン	フィリピン	1814	1,200			
タンボラ	インドネシア	1815	12,000			80,000
ガルングン	インドネシア	1822		4,000		
マヨン	フィリピン	1825		1,500		
アウ	インドネシア	1856		3,000		
コトバクシ	エクアドル	1877		1,000		
クラカトア	インドネシア	1883			36,417	
アウ	インドネシア	1892		1,532		
スーフリエール	セントヴィンセント島(英)	1902	1,565			
モンブレ	マルチニク島(仏)	1902	29,000			
サンタマリア	ガチマラ	1902	6,000			
タール	フィリピン	1911	1,332			
ケルット	インドネシア	1919		5,110		
メラビ	インドネシア	1930	1,300			
ラミントン	ボツワナ	1951	2,942*			
ヒボックヒボック	フィリピン	1951	500			
アグン	インドネシア	1963	1,900			
エル・チチョン	メキシコ	1982	1,700			
ネバド・デル・ルイス	コロンビア	1985		30,000		
			60,590人	55,099人	53,080人	89,336人
			死者総数 258,105人			

*: 1980年のセントヘレンズ火山のような大規模岩屑なだれを含む。
(火山エネルギー管理UNDRO/ユネスコ 1985年より修正引用)

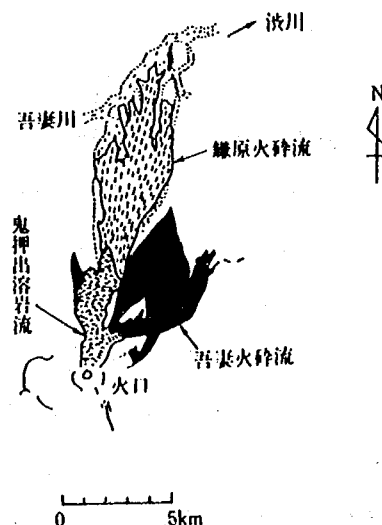


図-3 吾妻火砕流・鎌原火砕流・鬼押出溶岩流¹⁰⁾

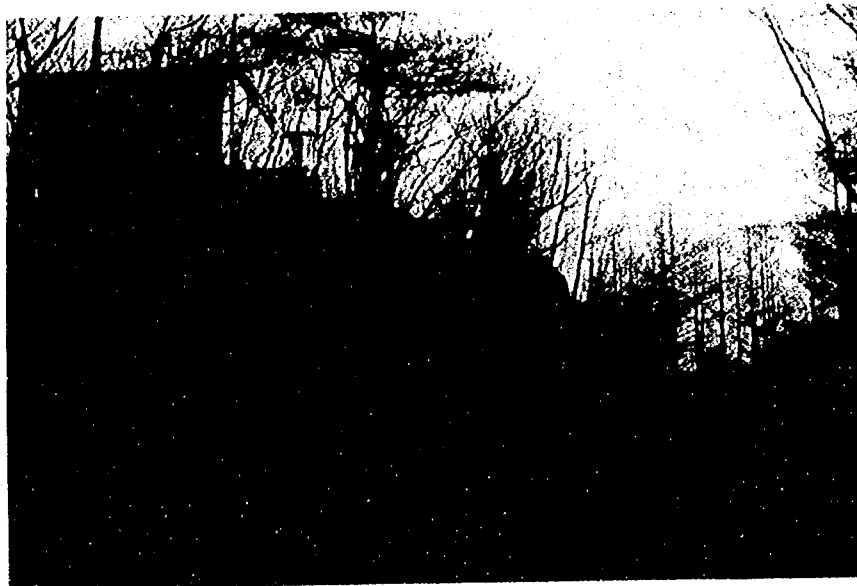


写真-2 鎌原火砕流によって運ばれた巨石
(火口からの距離 6 km、推定幅；30m×長さ；20m×高さ；10m 山田 撮影)

次に外国での災害事例についてみてみよう。
1902年5月8日、西インド諸島マルチニク島でのプレー火山の噴火は死者29,000人という史上最大の火砕流災害を引き起こした。小規模な噴火の後、成長しつつあった極めて粘性の高い石英安山岩質の溶岩円頂丘の一部が爆発的に破壊され、溶岩片、火山灰、ガスが山腹に射出されて火砕流となった(図-4)。火口から水平距離にして8~9 km、高度にして1100m下った山麓にあった St. Pierre 市は火砕流の流下区域の端に位置していたにもかかわらず、火砕流発生後、わずか1~2分後にほぼ完全に破壊された。すべての家の尾根ははぎとられ、石造りの壁や塀も部分的に破壊され、生存者は地下牢に収容されていた囚人2名のみであった。St. Pierre 市に到達した火砕流は固形物として直径2~3 cm以下の火山礫と細かい火山灰しか含んでいなかったにもかかわらず、このような強大な破壊力を示したのである。その後の現地調査で、石や金属性の重い構造物(灯台や銅像など)の倒壊状況から風速130~150m/secの暴風の破壊力に匹敵すると報告されている⁹⁾。(写真-3)

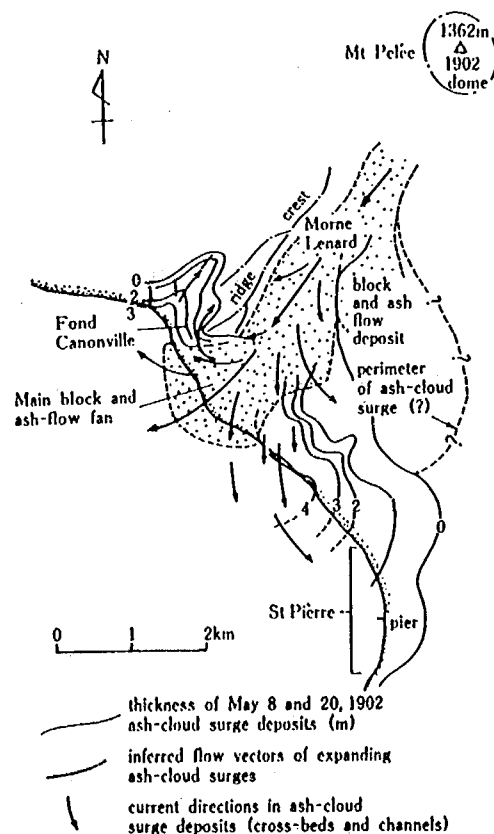


図-4 プレー火山の噴火に伴う火砕流の流下範囲⁹⁾



写真－3 St.Pierre市の災害状況

(アーサー・ホームズ著、上田誠也、他訳 一般地質学 I 中央大学出版会 P.220図12.38を転写)

なお、この歴史的な災害を契機に、火砕流という現象が存在することが A.Lacroix や T. Anderson らの研究者によって報告され、その後の火砕流研究の発端となった。

一方、最近の発生事例としては、1988年12月25日に十勝岳の噴火に伴って生じた火砕流が記憶に新しい。写真－4 はその流動状況を示したものであるが、白煙をあげ、火花を散らしながら、谷筋に沿って流下しているのがわかる。幸い、規模が小さかったため、山頂から800m付近でその運動が停止し、災害に至らなかったが、積雪が溶け、一部、泥流化したことが報告されている¹¹⁾。十勝岳では1926年の大噴火に伴って山頂付近の積雪が溶け、泥流となって下流の上富良野、美瑛町で氾濫し、死者144名という大災害を起こしている。また、インドネシアのメラピ火山では、1984年6月15日、火砕流が発生し、上流域に600万 m³という膨大な土砂が堆積したが、その後に降雨により、急激に侵食され、翌1985年には下流域において大規模な泥流災害が頻発した。

このように、火砕流そのものによる一次的な災害が生じない場合でも、泥流の発生源となる等、二次的な災害をもたらす危険があることを認識しなければならない。



写真－4 1988年12月25日に十勝岳で発生した火砕流（写真撮影：旭川地方気象台）

2. 火砕流の実態

火砕流の流下、堆積現象の実態については、国内では、浅間山、北海道駒ヶ岳、桜島等の観察記録を始め、いくつかの火山で堆積状況に関する調査例^{1) 2)}がある。一方、国外ではメラピ、スメル火山、セントヘレンズ火山等でいくつかの観察、調査例^{12) 13)}がある。ここでは、これらの実態に関する記録、調査例について、流下現象の観察、堆積状況に関する調査にわけてまとめる。

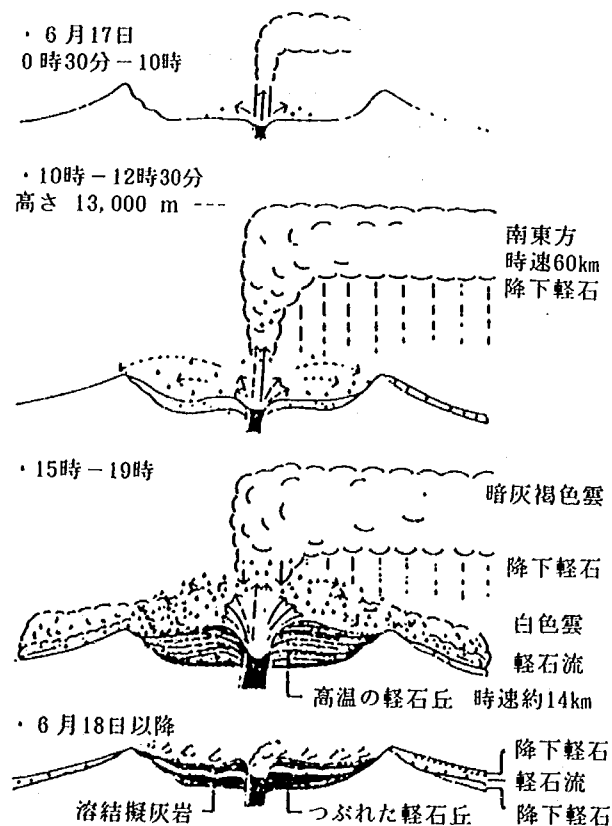
2.1 火砕流の流下現象に関する観察と解析事例

火砕流の発生は、突発的でその頻度が低いため、火砕流を観察、記録したという例は世界的にみても非常に少ない。日本では十勝岳、北海道駒ヶ岳、浅間山、桜島、国外ではインドネシアのメラピ火山、スメル火山、アメリカのセント・ヘレンズ火山を代表的な事例としてとりあげることができる。

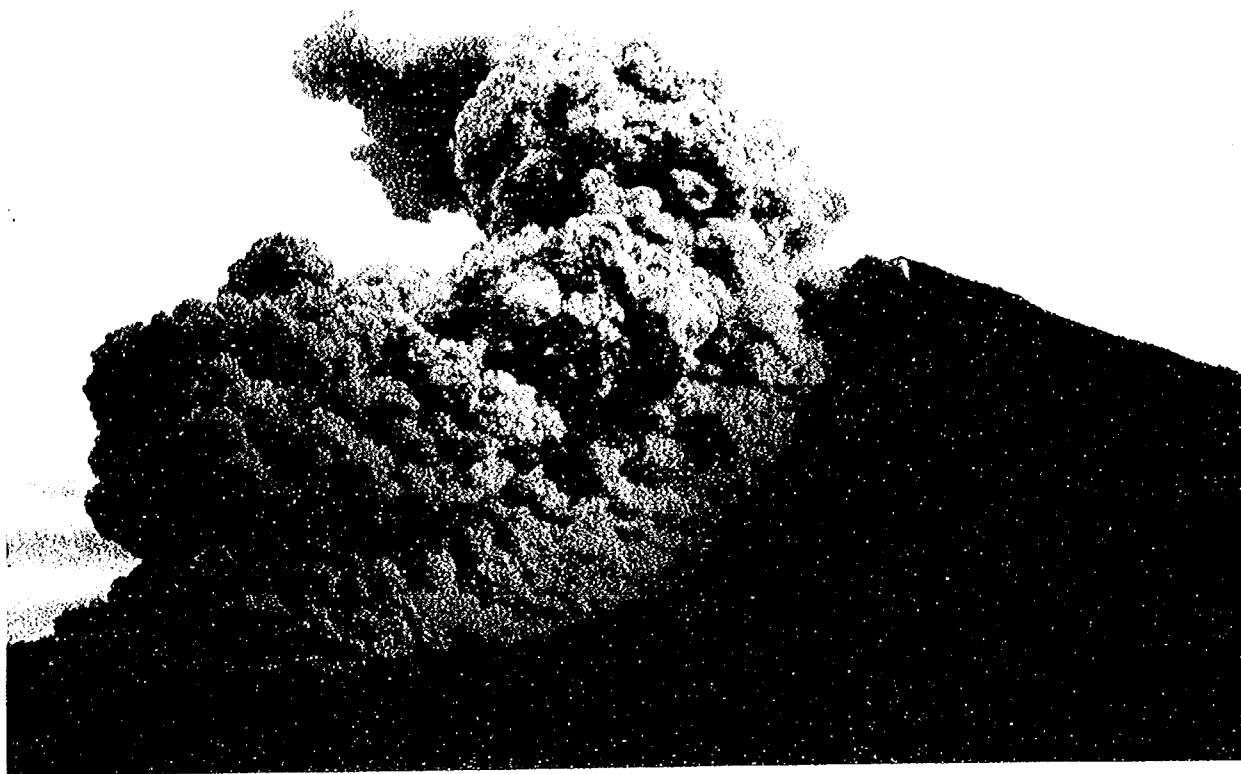
とりわけ、インドネシアのジャワ島東部に位置するスメル火山（標高3676m）では1989年5月、6月に火砕流が発生し、その動態が極めて鮮明にインドネシア公共事業省スメル火山プロジェクトのスタッフによって、VTR撮影された。（写真－5）また、同じインドネシアの中部ジャワのメラピ火山（標高2911m）でも、1984年6月15日に小規模な火砕流が発生し、インドネシア公共事業省火山砂防技術センターのスタッフによって、その動態が連続撮影された。写真－6は、このときの火砕流の流下状況を示すものであるが、噴煙柱が存在せず、火砕流そのものは、南西斜面に沿って流下している。流れの表面が雲のようになっており、フロント部よりわずかに後部において煙の上昇が著しいことが大きな特徴である。

写真－7は、1929年6月17日に北海道駒ヶ岳で発生した火砕流の写真であるが、爆発に伴い、高く上がる噴煙柱と、それとつながるかたちで山頂からほぼ火山体全周に流下する火砕流が特徴的である。このときの爆発と火砕流の流下の状況については比較的資料が残っているようで、たとえば、6月17日の噴火・爆発の様子は図－2.1に示すようであったといわれている。

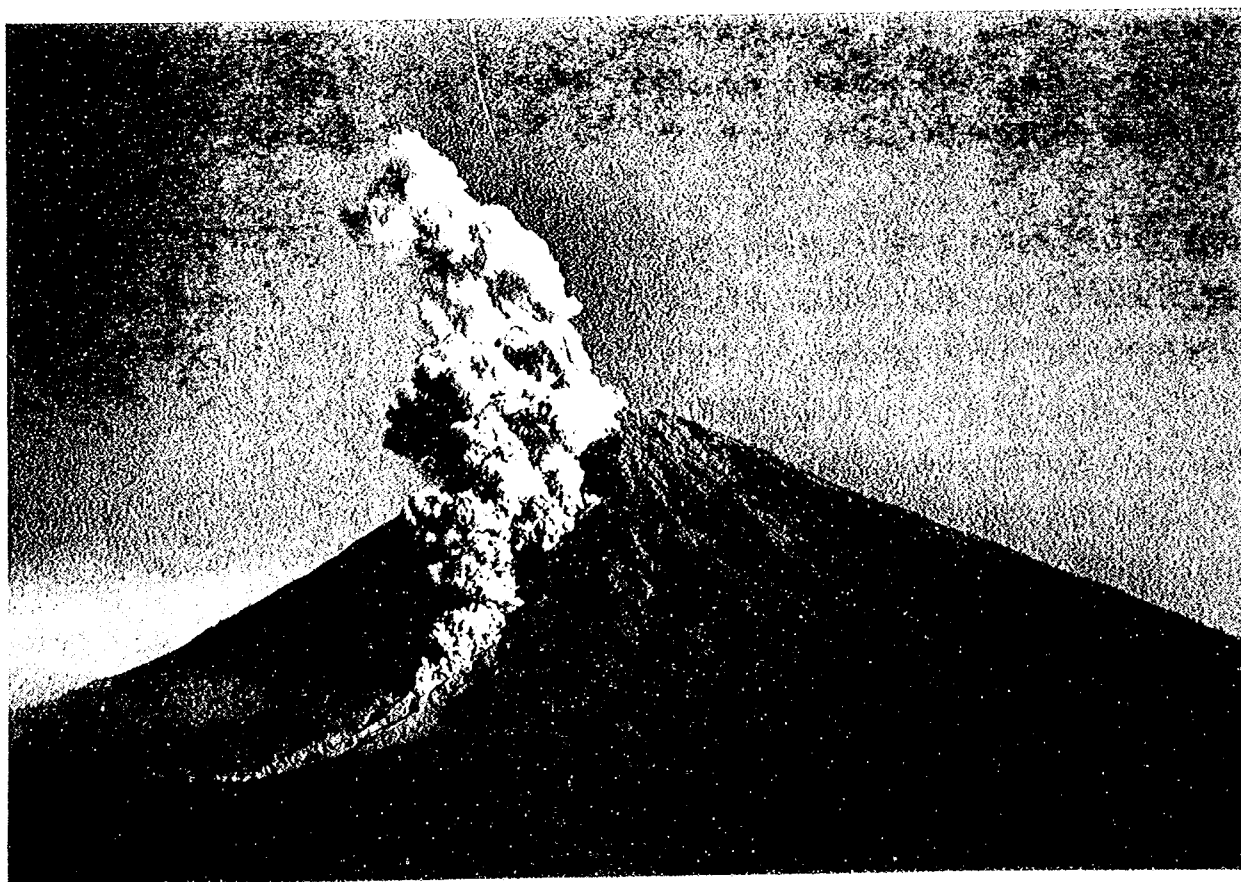
こうした火砕流の流動状況を撮影したVTRや写真は、その運動メカニズムを解明するうえで大変貴重な資料である。以下に、これらの資料から流下速度等を判読した結果の一部を示す^{12) 13)}。



図－2.1 駒ヶ岳 1929年6月の噴火の推移¹⁴⁾



写真一 5(a) スメル火山での火砕流Aの流下状況 (5 : 38発生 下田 撮影)



写真一 5(b) スメル火山での火砕流Dの流下状況 (6 : 40発生 下田 撮影)



写真-6(a)

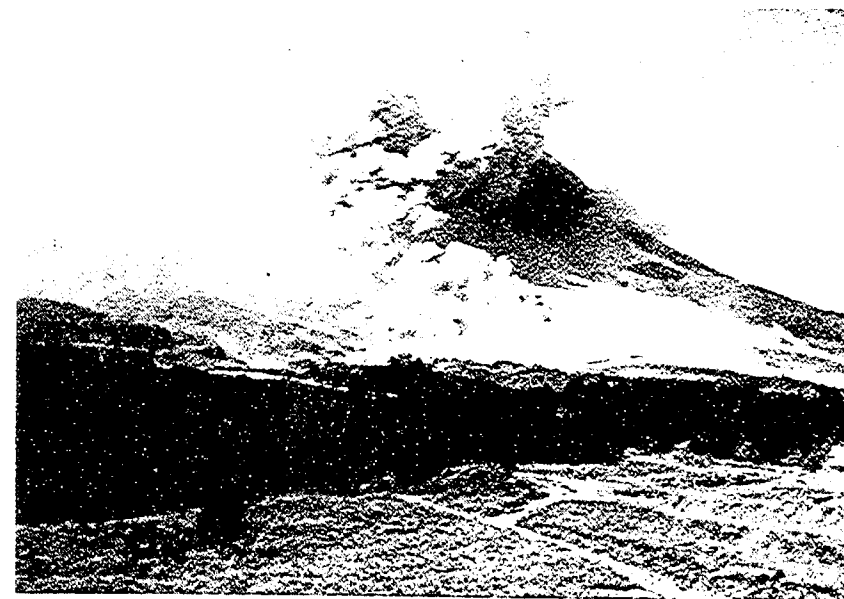


写真-6(c) ((b)より5.4秒後)



写真-6(b) ((a)より3.6秒後)

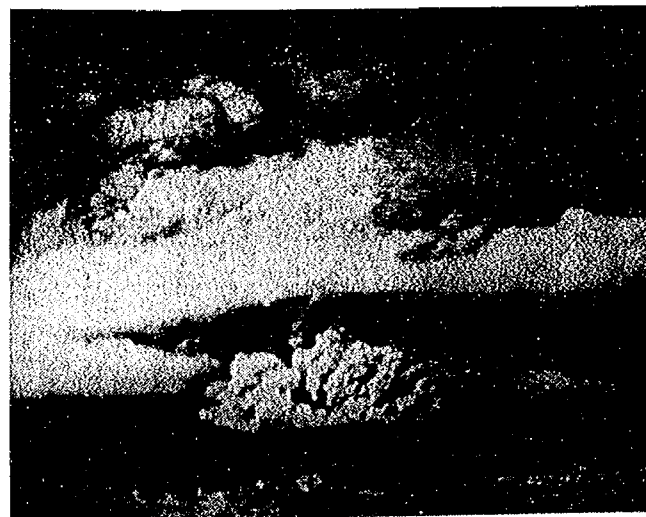


写真-6(d) ((c)より3.6秒後)

写真-6 メラピ火山で発生した火砕流 (写真提供VSTC)



(a) 噴煙柱と尾白内方向に流下中の軽石流



(b) 南西麓の赤井川方向へ流下する軽石流の先端

写真-7 駒ヶ岳の1929年6月17日の火砕流流下状況
(参考文献2 第11図、第12図より転写)

表-3 にスメル火山、メラピ火山の火砕流の流下速度 (判読値)、他の火山で計測された流下速度を示す。参考までに火砕流の流下規模、平均傾斜、流下速度の算定方法等についても示した。

メラピ火山では、最高速度は230m/sec (828km/hour) であり他の火砕流と比較してかなり大きな値となっている。スメル火山の火砕流の流下速度は、メラピ火山ならびにプレー火山 (1902年5月8日発生) を除く他の火山で発生した火砕流と比較して、大きな違いは認められず、駒ヶ岳、阿蘇、セントヘレンズで得られた値に近い。

図-5 に勾配 I ($\tan \theta$) と流下速度 v との関係を示す。スメル火山の火砕流で今回判読した4ケース (A、B、C、D) はいずれも $0.5 > I$ の区間で流下するにつれて速度が増加している。 $0.5 < I$ の区間ではばらつきは多いがあえて経験式で示すと次のようになる。

表-3 今までに観測された火砕流の諸元

火山名	国名	火砕流の発生年	流下速度 (m/sec)	流下規模	平均傾斜 (tan θ)	速度の算定方法	引用文献の著者
スメル (Sumeru)	インドネシア	1988.5.10	7.0 (平均値)	小	0.2~1.2	写真から判読	下田 (1989)
		① 1989.6.10	7.8~59.5	小 0.04km ³ (推定)	0.2~1.2	VTRから判読	水山, 山田, 矢島, ⑬ 下田 (1989)
		④ 1989.5.15	8.7~20.0	小	0.2~1.2		
		⑦ 1989.6.10	5.6~18.0	小	0.4~1.0		
		⑩ 1989.6.10	4.7~30.0	小	0.4~1.2		
メラビ (Merapi)		1984.6.15	41~230	小 堆積量 0.06km ³ 以上	0.3~0.75	動態写真から判読	水山, 山田 (1989) ⑫
クラカタウ (Krakatau)		1927	14	不明	不明	不明	Moore (1967) ⑮
ラミントン (Lamington)	バブア ニューギニア	1951	27~33	不明	不明	不明	Taylor (1958) ⑯
マヨン (Mayon)	フィリピン	1968.5.2	31 平均値	不明	0.36	16mm映画から算出	Moore-Melson (1969) ⑯
桜島	日本	1979.11.20	20~30	不明	0.58	写真から判読	加茂, 石原 (1986) ⑰
浅間		1783.8.6	約 100	0.001~0.01km ³	0.05~0.15	火砕流の流下距離を古文書から求めた所用時間から算出	荒牧 (1986) ⑱
		1958	25~30	不明	不明	不明	村井, 細谷 (1964) ⑯
		1973	35	不明	0.47	16mm映画から算出	荒牧 (1973) ⑱
		1929	3.9~55	0.11~0.15km ³	不明	目視	鈴木, 勝井, 鎌田 (1986) ⑳
阿蘇		1979.9.6	8.3~16.7	小	不明	写真判読	渡辺 (1986) ⑲
プレー (Pele)	西インド諸島 マルチニク島	1902.5.8	130~150	小	0.20~0.36	破壊力その他から算出	Lacroix (1904) ⑮
		1902~1903	10~40	不明	0.18~0.32	不明	Lacroix (1904) ⑮
		1920~1932	10~33	不明	0.20~0.36	不明	Parret (1937) ⑮
スーフリエール (Soufriere)	西インド諸島 セントビンセント島	1902.5.9	11~13	不明	不明	不明	Anderson & Flett (1903) ⑮
セントヘレンズ	アメリカ	1980	3~33	不明	0.15	写真から判読	米 USGS (1989) ⑳
セント・オーガスティン	アラスカ	不明	20~50	不明	不明	航空機内から推定	不明

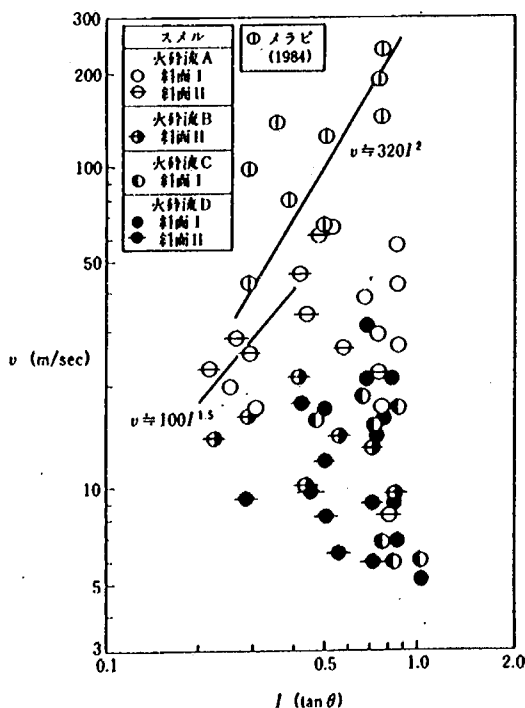


図-5 勾配と流下速度の関係¹³⁾

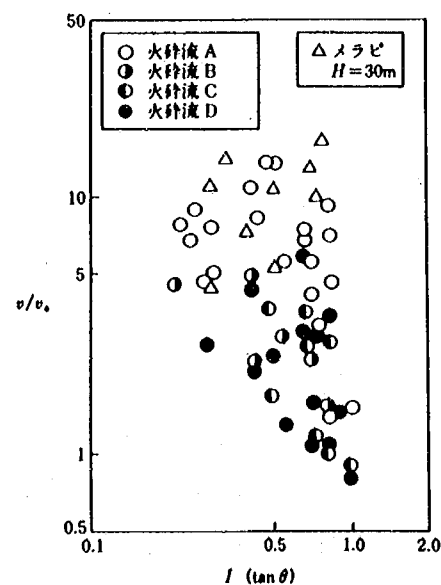


図-6 勾配 (I) と流速係数 (v/v_*) との関係¹³⁾

最も規模が大きい火砕流Aについては

$$v \approx 100 I^{1.5} \dots\dots\dots (1)$$

となる。ここで v (m/sec) : フロント部の流速、 I : 地盤勾配 ($\tan \theta$) である。

一方、メラピ火山では勾配が大きいほど流下速度も大きいという傾向は認められ、その関係は

$$v \approx 320 I^{2.0} \dots\dots\dots (2)$$

と表わされる。

図-6 は勾配 (I) と流速係数 (v/v_*) との関係を示したものである。ここで、 v : フロント部の流下速度、 v_* ($= \sqrt{gHT}$) : 摩擦速度である。スメル火山の場合、規模が大きい火砕流Aでは5~10の値となっているのに対し、規模が小さいB、C、Dではより小さい値をとる。メラピ火山の場合は、5~20の値となっており、スメル火山より、若干大きめである。通常の粗面水路や河川の値は8~25程度であるから、いずれの火砕流もそれらより、やや小さめな値となっている。

2.2 火砕流の堆積範囲

火砕流の堆積範囲に関する調査は主に火山地質の調査の一部として行われてきており、一般的には規模の大きい火砕流の堆積についてが主である。一方、最近の記録に残されている活動に伴う火砕流については比較的詳細な調査がなされている。ここでは、小規模で比較的最近の火砕流について、調査例を示すこととし、たとえば大カルデラを形成するような大規模な火砕流については取り扱わない。

例としてあげる火山は、北海道駒ヶ岳、メラピ火山のほか、浅間山、新潟焼山における火砕流である。

(1) 北海道駒ヶ岳

北海道駒ヶ岳は、1640年(7月31日から約70日間にわたって活動したが、活動開始後2~3日後が最も活動が活発であったといわれている)、1856年9月25日、1929年6月17日の3回大規模な爆発を起こし、それぞれ $0.1 \times 10^9 \text{ m}^3 \sim 1.0 \times 10^9 \text{ m}^3$ のオーダーの体積の火砕流を発生させている。また、1765年にも詳細な記録はないが火砕流が発生しているようである。

1929年噴火に伴う火砕流、降下軽石の堆積範囲について調査がなされており、概略は図-6¹⁾、に示すようで²⁾、明瞭なフローユニットが認められる(写真-8)。山麓における堆積物の露頭とボーリングの柱状図(図-7)¹⁴⁾によれば、1640年、1856年、1929年の火砕流堆積物のほかに1640年と1856年の間に火砕流の堆積層をはさんでおり、1765年の火砕流に対応しているのではないかとみられている。

(2) 浅間山

記録に残っている浅間山の火砕流を出すほどの噴火活動は1281年、1783年の2回を数える。1281年の活動期には、ほぼ、四方に火砕流が流下している。この火砕流が一度に出たのか、数回に分けて出たのかは不明である。1281年の火砕流を総称して追分火砕流と呼んでいる。1783年の噴火の時には、表-4に示すように吾妻火砕流、鎌原火砕流と2回に分けて噴出している。図-8¹⁴⁾に追分火砕流、吾妻火砕流、鎌原火砕流の堆積範囲について示す。

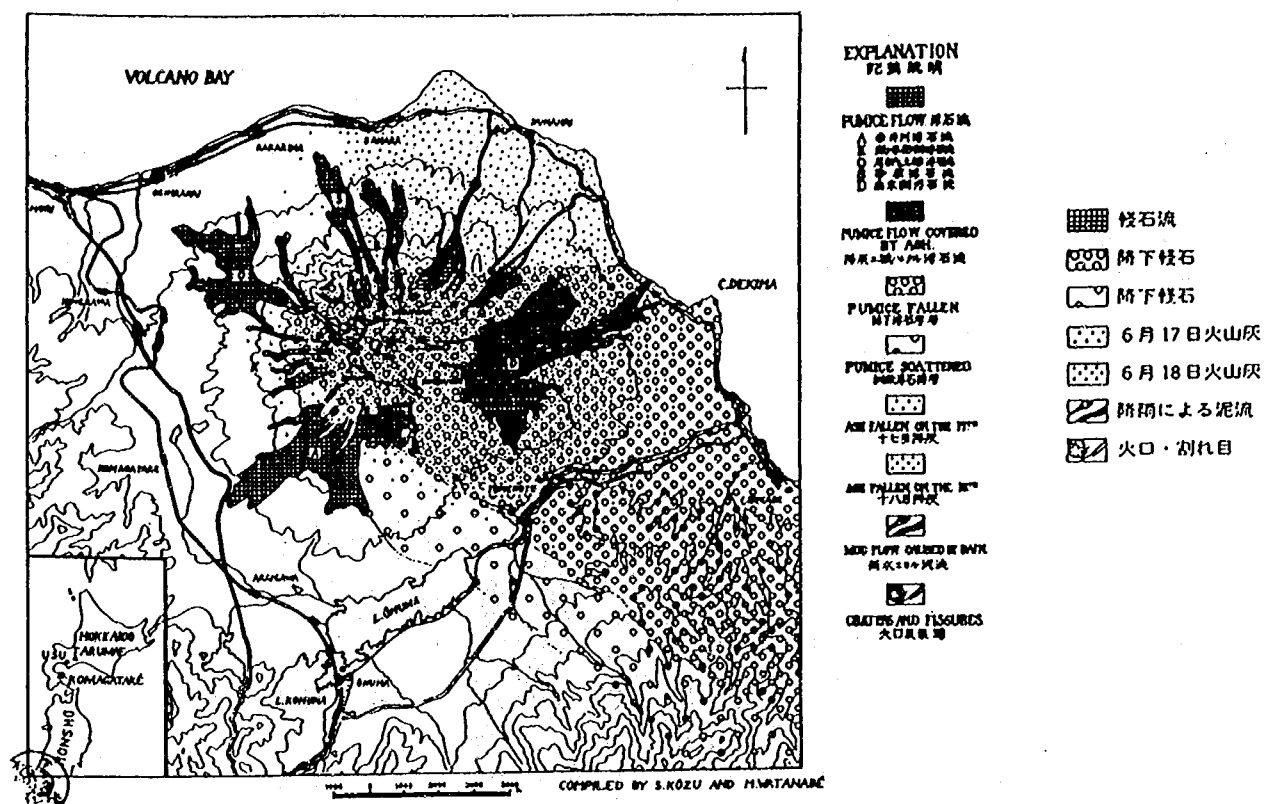


図-6 駒ヶ岳1929年6月17日の降下軽石・軽石流堆積物の分布図(神津ほか、1932)

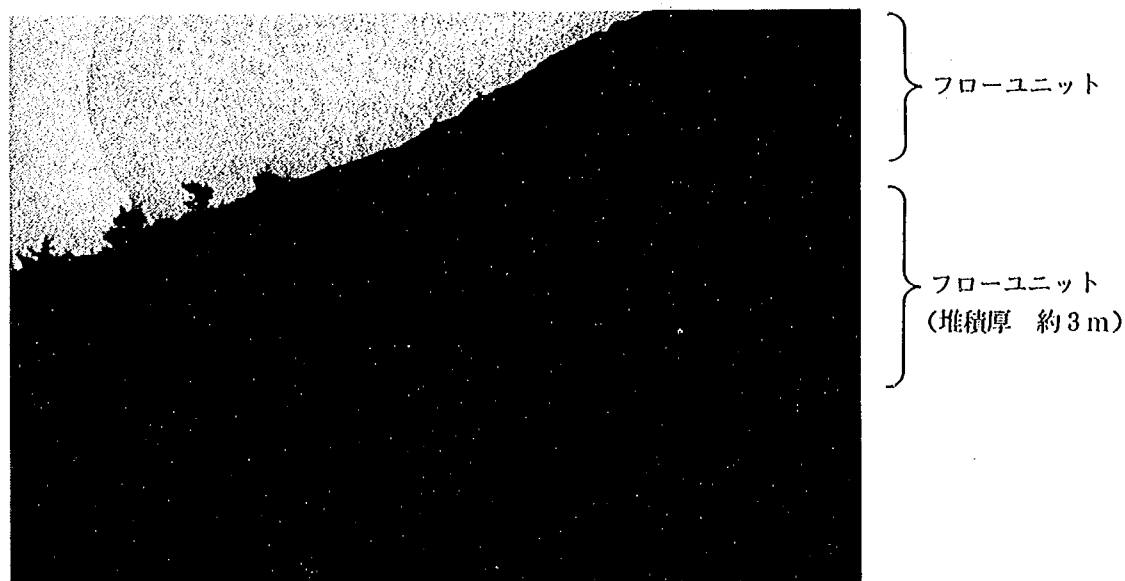


写真-8 1929年の軽石流堆積物のフローユニット (山田 撮影)

フローユニットの上部層には比較的粗い礫が集中しており、inverse grading（逆級化）の堆積構造を呈している。

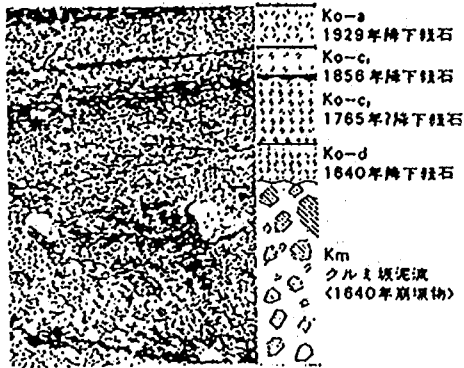


図-7 駒ヶ岳東麓の鹿部駅付近の露頭と柱状図

月日	噴火の状況	降下軽石・火山灰
5月9日	最初の噴火 〈45日間静穏〉	
6月25日	噴火、噴動、降灰 〈19日間静穏〉	
7月17日	噴動、北風に軽石降下 〈7日間静穏〉	
7月26日	噴火	
7月27日—8月2日	噴動、噴火をくりかえす 短時間の休止期をはさむ 噴火のほげしきは次第に増大する 降灰、軽石降下つづく	0.17km ²
8月3日	14時頃より、はげしい噴火はじまる 軽石降下つづく	
8月4日	午後〈?〉吾妻火砕流発生	0.1km ²
8月5日	10時大爆発、同時に兼原火砕流発生 ひきつづいて鬼押出溶岩流流出 午後噴火おさまる	0.01—0.001km ² 0.17km ²

表-4 前掛山1983年の噴火の経過¹⁴⁾

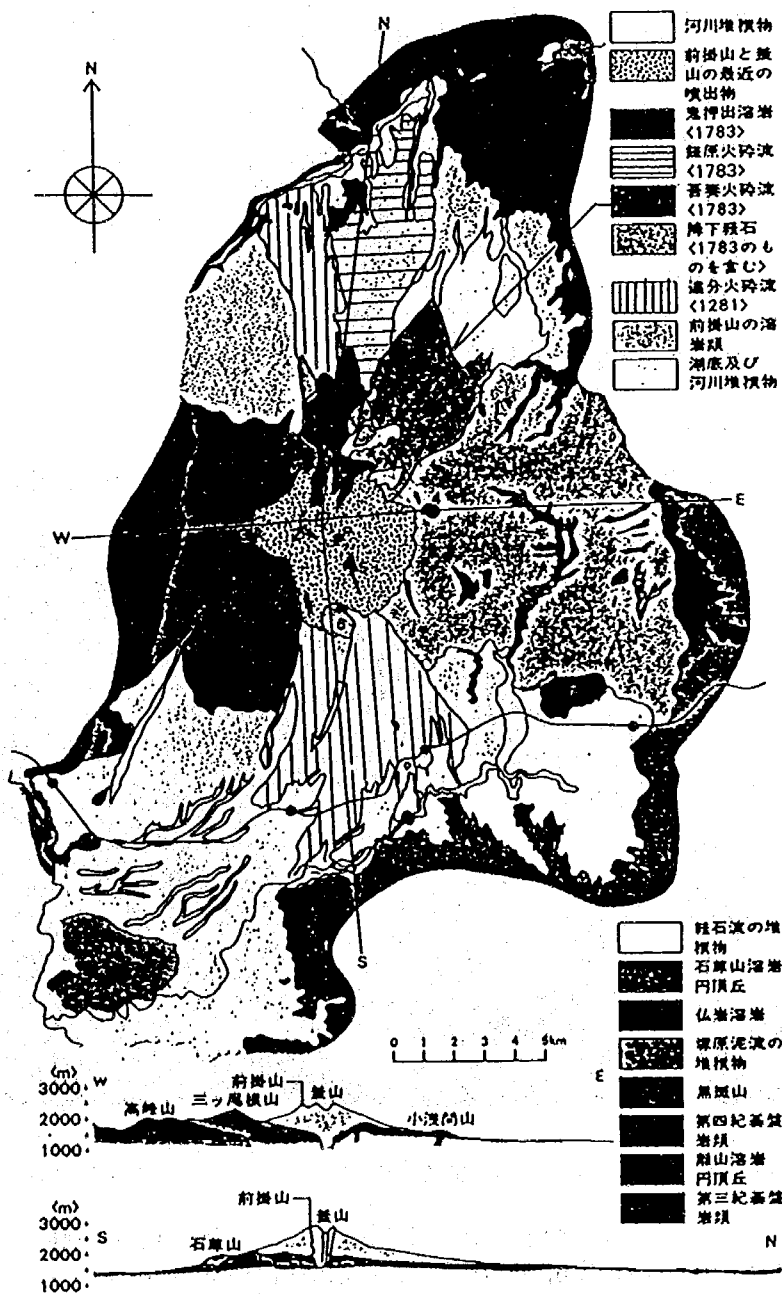


図-8 追分、吾妻、兼原火砕流の堆積域¹⁴⁾

(3) 新潟焼山

新潟焼山は、3000年ほど前から活動を開始したといわれており、火山としては新しい。火砕流はB、C、1000年頃、887年頃（この頃2回?）、1361年頃、1773年頃の4回が認められている²²⁾。これらの火砕流の堆積物の面的な分布を図-9²¹⁾に示す。また、これらの火砕流の層構造について調査を行った結果を図-10²²⁾に示す。図-9では、高さ方向の基準面を早川の河床に合わせて設定している。

(4) メラピ火山

インドネシアのメラピ火山では、小規模な火砕流を頻繁に発生させている。メラピ火山において発生する火砕流のほとんどは、図-11²³⁾に示すように、火口から約10kmほどの距離の地点まで流走している。山腹に堆積した火砕流の堆積物（インドネシア語でRaduと呼ばれる）は、雨期にはラハール（泥流）となって流下する。

なお、写真-6に示した1984年6月10日に発生した小規模の火砕流は火口から、6.5km程度の地点まで流走した。堆積物の厚さは、フロント部で20~30m、堆積幅160~180mにも及び、3kmの区間にわたって溪床を埋めつくした。（写真-9、10）

1: 河川堆積物, 2: 浸地堆積物, 3: 礫石堆積物, 4: その他の砂丘堆積物, 5: 地すべり堆積物, 6: 浸地堆積物, 7: 新期火砕堆積物, 8: 大谷火砕堆積物, 9: 火打川底礫石, 10: 阿波山麓堆積物, 11: 一の谷河床, 12: 坊ヶ池河床堆積物, 13: 前山麓堆積物, 14: 第一河床, 15: 早川火砕堆積物, 16: 早川河床堆積物, 17: 早川火砕堆積物, 18: 早川土砂堆積物, 19: 北山麓堆積物, 20: 新第三系, 21: 尾所山

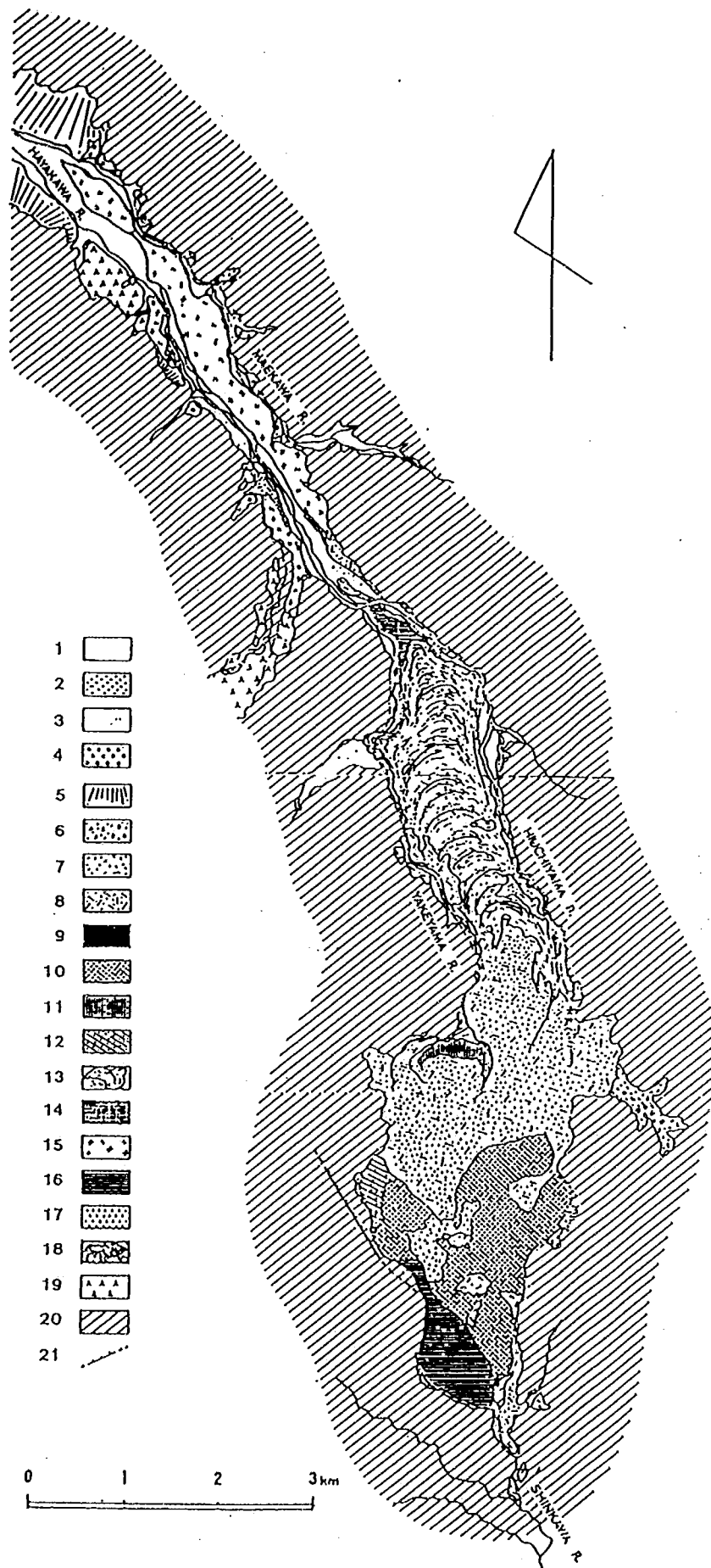


図-9 焼山周辺の地質²¹⁾

(1) 模式柱状図作成上の注意

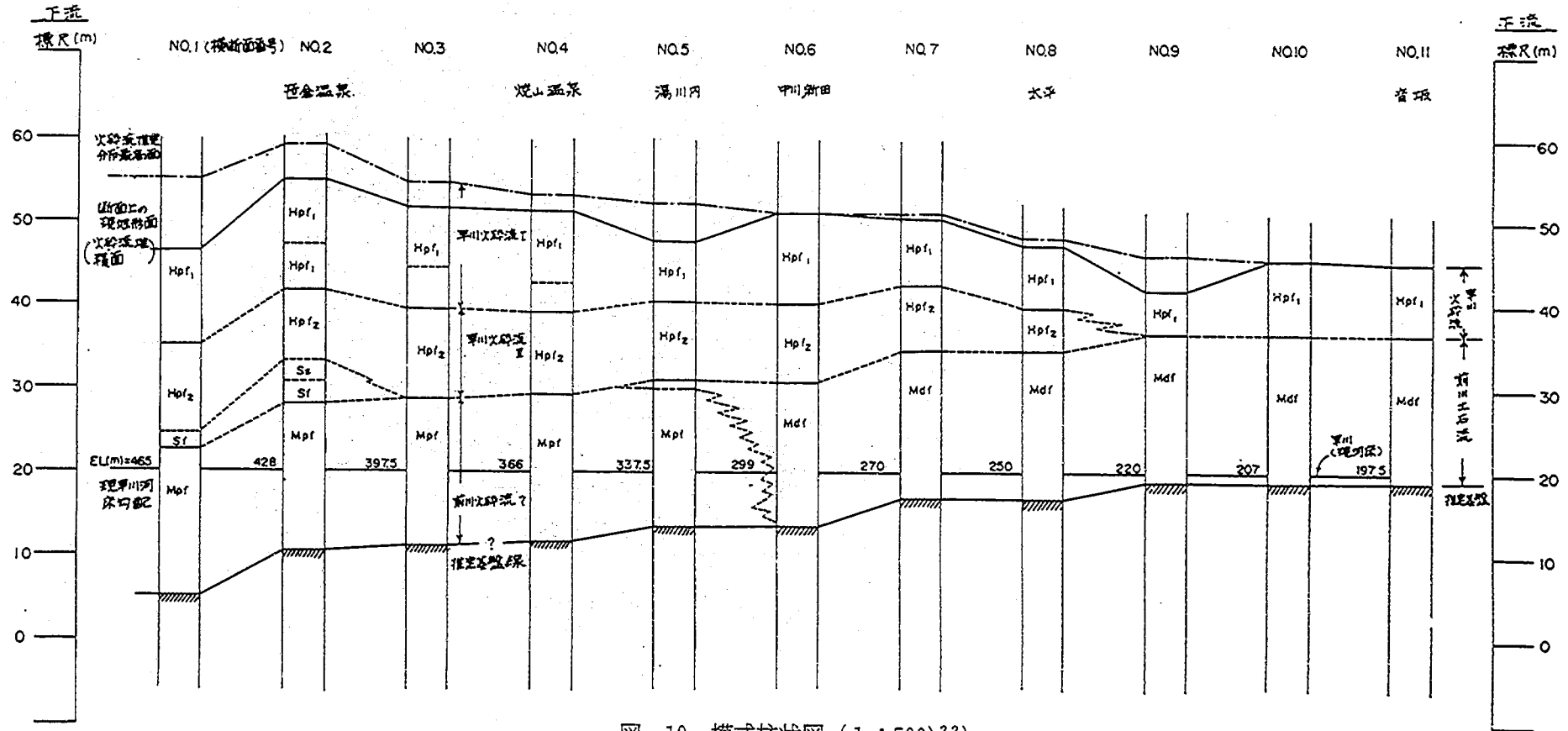
- 模式柱状図は各地の横断面図から作成。
- 地形面は各横断面上の火砕流が分布する最高標高面
- 地質境界は、横断面上で上位の層が最も厚くなる箇所を原則（一部推定）とした。すなわち、上位層堆積前の低地形面（河床近く）を推定することとなる。但し、現河床から推定できる範囲であり、極端な谷地形等は考慮しない。
- 各地層の記号等は凡例を参照。
- 各模式柱状は現早川河床を同一面としてある。

(2) 模式柱状図のまとめ

- 現地形（高標高部）は、現早川河床勾配よりやや急傾斜である。
- 早川火砕流と前川土石流（火砕流）の境界は、現早川河床勾配よりやや緩傾斜である。
- 早川火砕流は上流部ほど層厚が厚く、下流部ほど層厚が減じる。
- 前川土石流は下流の音板付近でも層厚約15m以上確認されている。
- 既存資料から音板周辺では現河床付近から立木が発見されている。

(3) 基盤面の推定

- 音板付近では、早川河床-2mに基盤を想定して、前川土石流の層厚を約17mとした。
- 前川土・火砕流に関しては、扇状地的な堆積状況を考えれば上流ほど薄くなる可能性もあるが、火砕流的な特徴を上流側で持つことから極端に地層が薄くならないと考えられない。
- 踏査域は、前川土石流および火砕流の堆積域であったと考え前川土・火砕流の層厚を上流側でもほぼ同じとし、基盤深度を推定した。（前川火砕流にも適用）

図-10 模式柱状図 (1:500)²²⁾

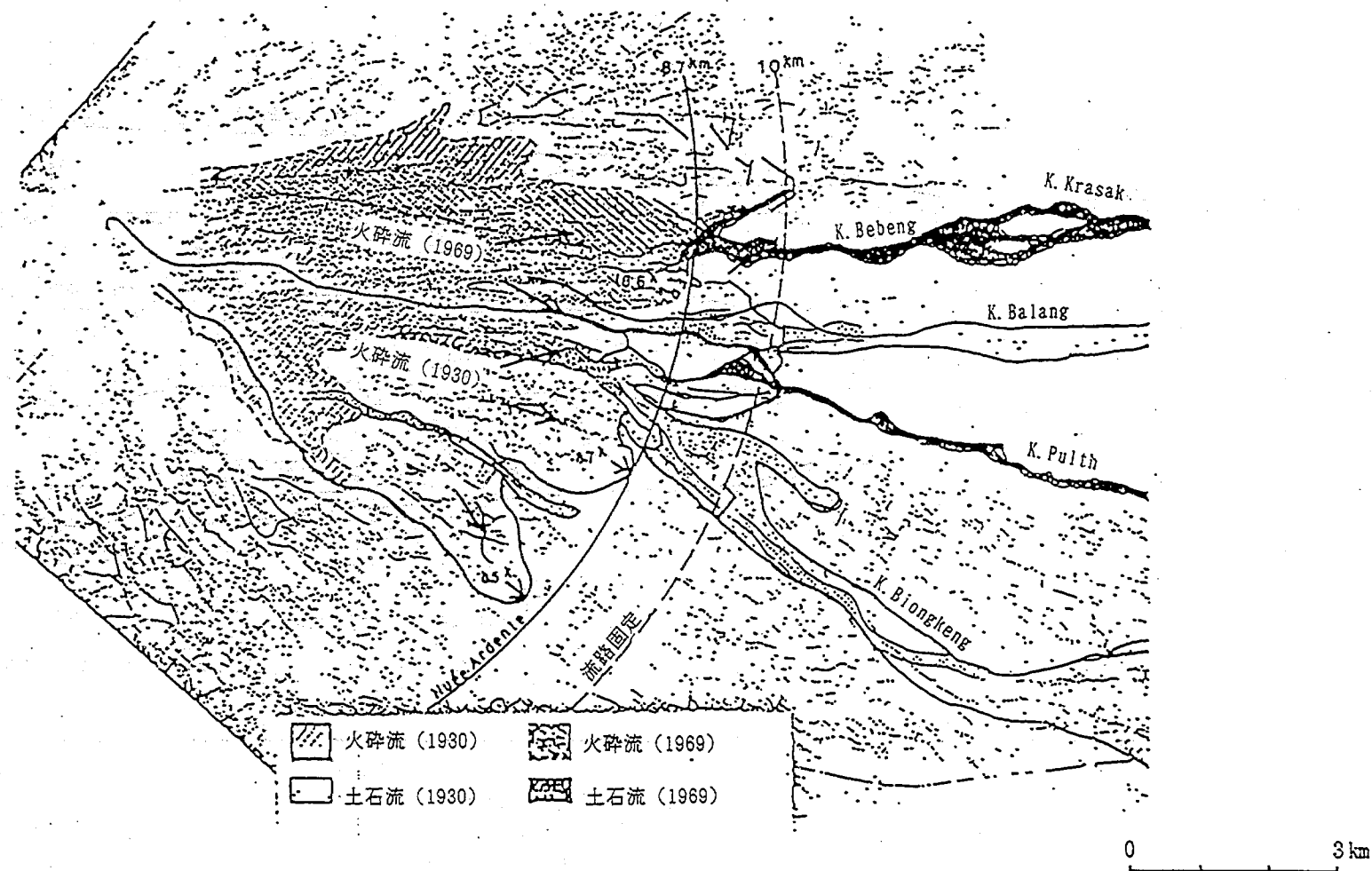


図-11 メラピ火山における火砕流の到達範囲²³⁾



写真-9 メラピ火山、プティ川上流域での火砕流堆積物の先端（写真提供：VSTC）



写真-10 火砕流堆積物の表面に散在する大礫（山田 撮影）
（大きな石礫は相対的に堆積物の表面近傍に堆積している。）

3. 火砕流の流動モデルとシミュレーション手法に関する検討

3.1 火砕流の流動機構に関する従来の研究

火砕流の流動機構に関する研究はほとんどなされていない。火砕流の流動機構を説明するためには、火砕流の流れの応力が流れのどのような関数として表されるかを示す必要がある。火砕流そのものの流動の内部構造に着目し、力学的には定量的に説明しようとしたのは、高橋^{41) 51)}が初めてであろう。その後は、ほとんどその方面での研究はなされていない。ここでは、高橋の火砕流の流動機構に関する研究についてレビューする。

高橋は、Bagnold²⁴⁾の高濃度固・液混相流に関する実験的、理論的研究成果と浮遊砂を含む流れに関する研究成果をもとに火砕流の流動機構について理論的、実験的に検討を行っている。高橋は、火砕流の流動性が良好である原因について、従来より提案されている考え方を整理して、次のように分類した。

- (1)火砕物が噴煙柱から降下してくるときに重力加速度により運動エネルギーを得、地上に落下して火砕流となると流れの乱れエネルギーに変わる。この乱れが火砕流中の火砕物を浮遊させ流れの抵抗が小さくなる。
- (2)噴火の際、マグマに溶け込んでいる気体が気泡となって分離し、マグマを破碎して火砕物が生産されるが、それが火口から溢れ出したあともガスの火砕物からの噴出が続くため、火砕流中に上向きのガスの流れが生じ、中立応力が発生し、粒子間の固体摩擦が小さくなり流動する。
- (3)火砕流が形成された時、その先端や周辺から空気を取り込み、それが高温の火砕流の熱によって急激に膨張することによって(2)と同様の上向きのガス流が形成され流動が持続する。
- (4)砂礫の巨大な高密度の塊が地上に落下する時、地表と塊との間の空気が閉じ込められてエアークッションとなり、その部分の剪断抵抗力が小さくなるため流動する。
- (5)高濃度粒子流では、粒子間の衝突力により粒子が分散し、流動が可能となる。さらに粒子が活発に衝突するようになると、粒子の間隙は粒子間の激しい相対運動により大きく乱され、その乱れにより間隙に存在する微細な粒子が浮遊し、活発に衝突を続ける粒子にたいして浮力として働き、さらに流動しやすくなる。

この中で、とくに(1)、(2)、(5)が重要であるとしている。そして、上向きのガス流による効果から火砕流の形成とその区分をおこない、粒子間の衝突と間隙の微細粒子の浮遊から流れの抵抗を求め、実験と比較している。以下、簡単にその内容について記す。

1) 火砕流モデル

火砕流の内部は図-12に示すようにモデル化されている。すなわち、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る。地表から高さ h まで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ことが出来ないが、それより上では揚圧力により粒子は浮遊している。ある高さ H_0 より上では粒子はガスとともに上へ持ち去られてしまう。このようなモデルに基づいて地表から h までを底層とよび h から H_0 までを上層と呼んでいる。

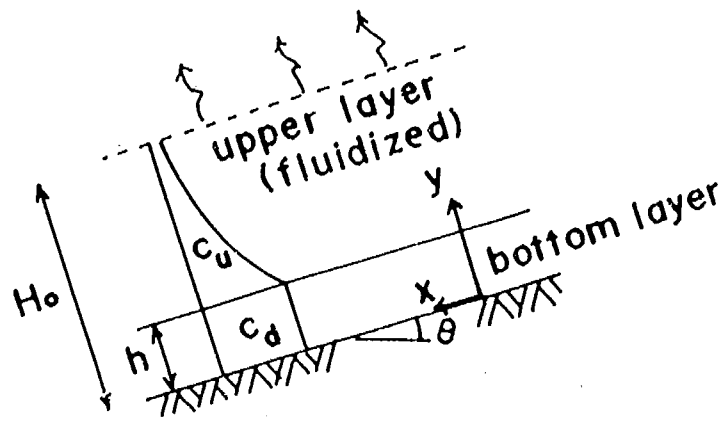


図-12 高橋による火砕流の内部構造のモデル

高橋は、高さ方向にガスの密度が状態方程式 (3) にしたがって変化する場合について検討し、そのような変化を与えても取扱の複雑さに比べ結果にほとんど影響しないことを示すと同時に密度を一定として取り扱っても充分であることとした。

$$\rho = \frac{m}{RT} p \quad \dots\dots\dots (3)$$

ρ : 気体の密度、 m : 分子の重量、 R : ガス定数、 T : 絶対温度、 p : 圧力

2) 底層の厚さ

底層内の圧力の釣り合い方式は

$$\frac{d p_s}{d y} = - C d \sigma g \cos \theta - \frac{d p}{d y} \quad \dots\dots\dots (4)$$

である。ここで、 p_s は粒子間に伝達される接触応力 (有効応力)、 p は気体の圧力である。底層の上面では $p_s = 0$ 、 $d p_s / d y = 0$ が成り立つ。

よって、 $y = h$ で、

$$\frac{d p}{d y} = - C d \sigma g \cos \theta \quad \dots\dots\dots (5)$$

が、成り立つ。

ガスの連続式は

$$\frac{d}{d y} (\rho v) = b C d \sigma \quad \dots\dots\dots (6)$$

で表されるから、 Cd = 一定、 ρ = 一定、 $y = 0$ で $v = 0$ の条件のもとで積分して、 $y = h$ でのガスの流速 v_h が

$$v_h = \frac{b\sigma}{\rho} Cd \cdot h \quad \dots\dots\dots (7)$$

であたえられる。ただし、 b は単位重量の粒子から単位時間に放出されるガスの割合をあらわし、一定値をとるものとする。

底層のガスの揚圧力の勾配は、層流であれば Lava の式を、乱流であれば Ergen の式を用いて求める。Lava の式、Ergen の式はそれぞれ、次のようである。

Leva's E_q

$$\frac{dp}{dy} = - \frac{200 v \mu C u^2}{D p^2 \phi_s^2 (1 - C u)^3} \quad \dots\dots\dots (8)$$

Ergun's E_s

$$\frac{dp}{dy} = - f \left(\frac{\rho v^2}{D p} \right) \frac{C d}{(1 - C d)^3}, \quad f = 1.75 \quad \dots\dots\dots (9)$$

以上から、底層の厚さ h は、ガス流の層に対して、

$$h = \frac{g \cos \theta}{200 b v} \frac{D p^2 \phi^2 (1 - C d)^3}{C d^2} \quad \dots\dots\dots (10)$$

乱流に対して

$$h = \left(\frac{g \cos \theta \rho D p}{f b^2 \sigma} \right)^{1/2} \frac{(1 - C d)^{3/2}}{C d} \quad \dots\dots\dots (11)$$

と求まる。ただし、 Dp は粒径、 ϕs は粒子の形状係数、 μ はガスの粘性係数、 f は係数である。

式 (10)、式 (11) からの底層の厚さ h は斜面勾配、粒子から放出されるガス流の強さ、粒径、底層の粒子濃度に依存している。勾配を20度としたときの h の計算結果を図-12に示す。計算は粒径、ガスの生成速度をパラメトリックにかえて行われている。ただし、その他のパラメーターはそれぞれ、 $\nu = 1$ cp、 $\phi s = 0.8$ 、 $\sigma = 0.2$ 、 $\rho = 0.4 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ 。

3) 上層の濃度分布と厚さ

上層内の圧力の釣合い式は、上層内の粒子濃度が変わるので、

$$\frac{dp}{dy} = - C u \sigma g \cos \theta \quad \dots\dots\dots (12)$$

と、式(4)の Cd を Cu と書き換えて表される。同様にして式(6)は、

$$\frac{d}{dy}(\rho v) = b Cu \sigma \quad \dots\dots\dots (13)$$

と、書き直される。

式(12)、式(13)およびガス流の抵抗式、式(8)、式(9)より上層の粒子濃度分布が求められる。層流に対して、

$$\frac{y}{h} = 1 + \frac{C^2 d}{(1-Cd)^3} \left[2Cd \left(1 - \frac{Cu}{Cd} \right) + 3 \ln \frac{Cu}{Cd} + 2 \frac{1}{C^2 d} \left\{ \frac{1}{(Cu/Cd)^2} - 1 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (14)$$

乱流に対して

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

を求めている。

式(14)、式(15)を $Cd=0.3-0.65$ の範囲で計算した結果が得られているので図-13に示す。層流の方が乱流より高さ方向の濃度分布の変化が小さい。

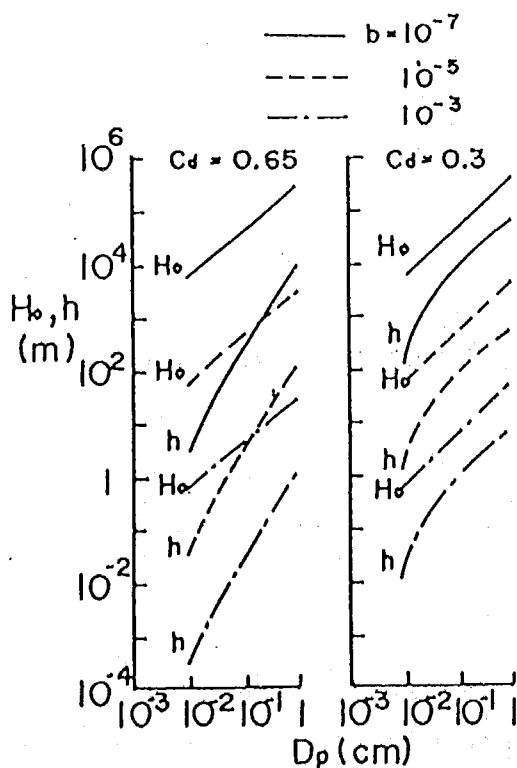


図-12 火砕流の流動深の計算結果⁴⁾

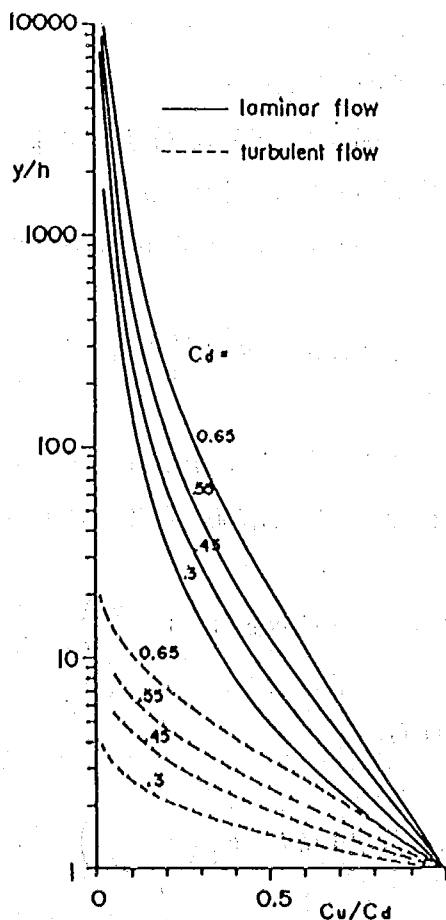


図-13 上層の粒子濃度分布⁴⁾

上層の高さ H_0 はガスの上昇速度が粒子の沈降速度と等しくなる高さで与えられる。高さ H_0 におけるガスの流速 V_{H_0} は式 (7)、式 (13) より、

$$V_{H_0} = \frac{b\sigma}{\rho} Cd h \left[1 + \int_1^{H_0/h} \left(\frac{Cu}{Cd} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (16)$$

と求まるから、上層の高さ H_0 が、粒子の沈降速度を w_p として、

$$\int_1^{H_0/h} \left(\frac{Cu}{Cd} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) = \frac{\rho}{b\sigma} \cdot \frac{w_p}{Cd h} - 1 \quad \dots\dots\dots (17)$$

の解として求まる。計算結果を図-12に底層の厚さとともに示す。計算条件は底層の厚さを求めた時と同じである。

図-12によると、 h 、 H_0 とも b の値にかなり依存するため b の値としてどのような値をとるかが重要な問題としてでてくる。高橋は、粒子がそれ自体の数パーセントの重量のガスを含んでいると思われること、ガスの噴出の継続時間が数時間から数日程度であると思われること等から、 b のオーダーとして $10^{-7} \sim 10^{-5}$ 程度と推測している。

4) 火砕流の発生条件

火砕流の発生条件を火砕物が斜面に供給されときの厚さにより、底層より薄い場合と厚い場合に分けて検討している。

① 底層より厚い場合

底層より上部に対しては火砕物はガス流によって支えられているので、この部分については流動が可能となる。底層内のどの部分が流動化するかが問題の焦点となる。

地表から底層内 y の高さに作用する剪断力 τ は

$$\tau = Cd \sigma gh \sin \theta \left[\left(\frac{H}{h} - 1 \right) \frac{C_{Mu}}{Cd} + \left(1 - \frac{y}{h} \right) \right] \quad \dots\dots\dots (18)$$

である。ここで、 C_{Mol} は上層における平均粒子濃度、 H は火砕物の供給厚さである。同じ高さ y の位置での剪断抵抗力 τ_L は、有効応力 P_s が、若干の計算の後

$$P_s = Cd \sigma gh \cos \theta \left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (19)$$

と求まるから、

$$\tau_L = Cd \sigma gh \cos \theta \left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \tan \phi \quad \dots\dots\dots (20)$$

と得られる。ここに、 ϕ は粒子の内部摩擦角である。

$\tau \geq \tau_L$ を満足するところでは流動化している。すなわち、

$$\frac{\left[\int_1^{H/h} \left(\frac{Cu}{Cd} \right) d \left(\frac{y}{h} \right) + \left(1 - \frac{y}{h} \right) \right]}{\left[\left(1 - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ 1 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right]} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \quad \dots\dots\dots (21)$$

を満足する y の領域では、火砕流となっている。

式 (21) の値を、 Y 、左辺の分子の第 1 項を A として Y と y/h の関係をみると図-14 のようになる。

図-14 から上層が形成されるほどの厚さをもつような火砕物が斜面に供給されると、

$$\tan \theta \geq \frac{1}{2} \tan \phi \quad \dots\dots\dots (22)$$

のような斜面では、供給される火砕物全層が火砕流となる。もし、 $\tan \phi = 0.8$ とすると、 $\theta = 21.8$ 度以上の斜面では供給される火砕物はすべて火砕流となる。また、上層の厚さが厚くなればなるほど (A の値が小さくなる) 底層を含めた全層の流動がしやすく、発生勾配も小さくなる (Y の値が小さくなる)。たとえば、 $Cd = 0.65$ 、 $H = 2h$ 、 $\tan \phi = 0.8$ とすると全層流動を可能とする勾配は $\theta = 11.3$ 度となる。

② 底層より薄い場合

噴出物の供給厚さが薄く上層が形成されない場合は底層しか存在しないから地表から y の位置における剪断力 τ は、

$$\tau = \sigma g c_d (H - y) \sin \theta \quad \dots\dots\dots (23)$$

また、剪断抵抗力 τ_L は、ガス流が層流に対して

$$\tau_L = Cd \sigma g h \cos \theta \cdot \tan \phi \left[\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^2 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (24)$$

乱流に対して

$$\tau_L = Cd \sigma g h \cos \theta \cdot \tan \phi \left[\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^3 - \left(\frac{y}{h} \right)^3 \right\} \right] \quad \dots\dots\dots (25)$$

と求まる。

よって、集合流動としての発生条件は、層流に対して

$$\frac{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right)}{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h} \right) - \frac{1}{2} \left\{ \left(\frac{H}{h} \right)^2 - \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right\}} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \quad \dots\dots\dots (26)$$

乱流に対して、

$$\frac{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h}\right)}{\left(\frac{H}{h} - \frac{y}{h}\right) - \frac{1}{3} \left\{ \left(\frac{H}{h}\right)^3 - \left(\frac{y}{h}\right)^3 \right\}} \geq \frac{\tan \phi}{\tan \theta} \quad \dots\dots\dots (27)$$

のようになる。

式 (26)、式 (27) の値を Y' として y/h による変化をみると、図-15 のようである。

図-15からは上層を発生させるのに必要な厚さ h に比べ供給厚さ H が小さくなればなるほど流動化する厚さは小さくなる。また、空隙が大きくガス流が乱流となればさらにその傾向は強くなる。

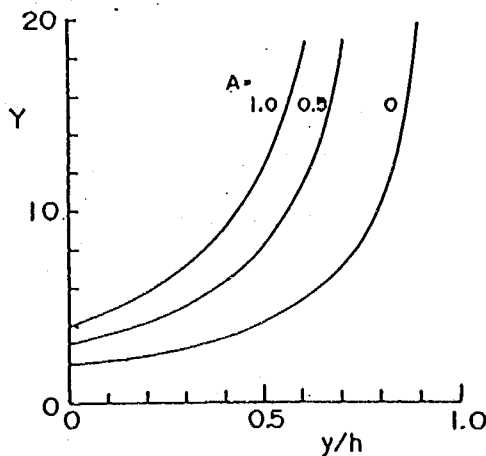


図-14 Y と y/h の関係

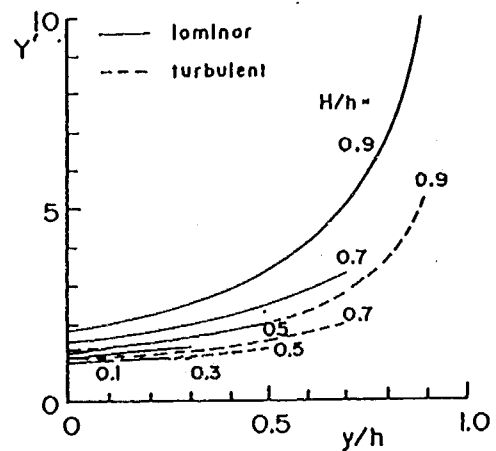


図-15 Y' と y/h の関係

5) 火砕流の流動

高橋は、上層が形成される場合と形成されない場合において流動のメカニズムについて検討しているが、流動機構の説明としてはとくに目新しいものではない。その骨子は以下のようである。

- ① 上層が形成される場合は、火砕流が発達した後、上層と底層が混合して一様になるかどうかの問題であるが、上層が形成されるほどの大きさにであれば、摩擦速度は粒子の沈降速度より大きくなるのが一般的なようであり、上層と底層が混合し一様になる。
- ② 抵抗則として非粘着性微細粒子を高濃度に含む流れの抵抗則を適用して流れの抵抗を評価している。
- ③ 停止・堆積の条件としては Bagnold の Auto-suspension の条件を満たせば次第に沈降・堆積して停止するとしている。

高橋は、以上のように火砕流のモデルをたて、理論的に一応の流動のメカニズムを説明している。また、これらのモデルの妥当性を検討するため、図-16のような、水路床から空気を均等にガラス球 (MS) に供

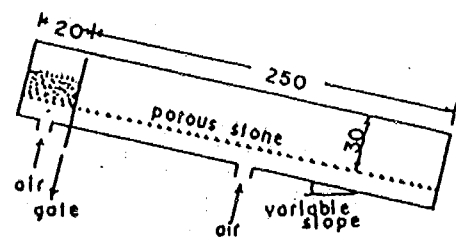


図-16 高橋が用いた実験水路⁵⁾

給するためポーラスストーン製の水路床を持つ水路を作成し実験を行っているが、まだこの種の実験が手がつけられたばかりで、ここでの考察の対象を充分評価できる実験的手法がないため十分な結果は得られていない。

その他のこれまでの実験事例としては例えば鎌田らは、幅15cm、長さ120cmの流路上流端にガラス球（MS）と入戸火砕流の堆積物を入れ、空気を底面より与えて流動状況を観察し、流下速度を測定した²⁵⁾。その結果、MSや火砕流堆積物は空気の供給がなければ静止摩擦角内の勾配で停止するが、空気の供給があると斜面勾配にかかわらず流下することがわかった。

一方、流れの推進力と抵抗力とが均衡する定常状態の流れの定性的な特性については建設省土木研究所で実施した研究²⁶⁾があげられる。土木研究所では図-17に示したような幅30cm、長さ3m、高さ30cmの直線流路（流路の底面には多孔性のポーラスストーンを敷きつめてコンプレッサーから送られてきた空気がポーラスストーンを通過することによって上方に均一に放出されるようになっている。）を用いて実験を行い、下記のような事項を明らかにしている。

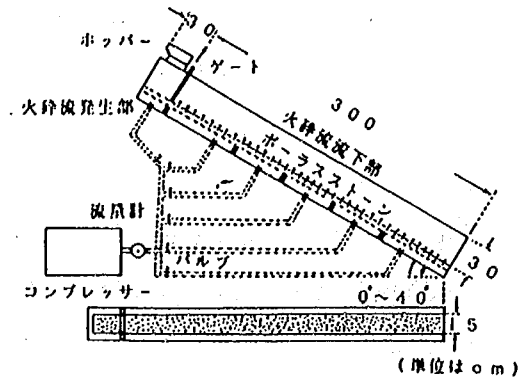


図-17 火砕流発生実験流路

- ① 勾配が大きいくほど流速も大きくなる。動摩擦角近傍ならびにそれ以上の勾配では、それぞれの勾配において流下規模にかかわらずほぼ同じ流速となる。動摩擦角よりも小さい勾配では流下規模が大きいくほど流速が大きく、かつ、勾配の減少に伴う流速の低減の程度が小さい。
- ② 動摩擦角以下の勾配の定常状態では、流速係数の値が4～7程度の値を取り、実際の火砕流から求めた値に近い。15°以下では相対流動深が大きいくほど流速係数も大きい。一方、20°では相対流動深によらず流速係数はほぼ一定となった。
- ③ 流路の勾配が、動摩擦角近傍またはそれ以上の場合、上向きの空気上昇速度は、流下速度にほとんど影響しなかった。動摩擦角以下では、上向きの空気上昇速度が大きいくほど流速も大きくなる傾向が認められた。

但し、流れの定常状態での流速分布、濃度分布、内部摩擦角の変化等の定量的な把握については今後の研究課題である。

一方、火砕流と類似の現象に関する従来の理論的、実験的研究としては、火砕流を粒子流や流体を含む粒子流あるいは固・気混相流としてとらえるかにより、流動機構解明のためのアプローチが分かれる。

火砕流を液体を含まない単純な粒子流としてとらえると、連続体力学としての粒子流のもっとも単純な形として、とくに構成方程式がどのような形式をしているかについての研究がある。この手の研究はより複雑な粒状体の流動現象の研究の基礎となるものであり、理論的な研究やそれぞれの工学的分野でのおびただしい数の実験的研究がある。

そのような研究の一つといえる分野として、液体を含む粒子流の研究があり、粒状体の管路輸送や、土石流、泥流等の自由表面をもつ開水路重力流動として多くの研究がある。

固・気混相流については、管路による粉体輸送のほかにはあまり多くの研究はない。固・気混相流としての研究は、気体と固体との流れに及ぼす影響のちがいににより取扱が異なる。固体の存在の影響が強いと、むしろ粒子流としての性質をもつようになるが、それほど強くないときは、基本的には気体の流れとして取扱い、そのような流れに固体の存在がどのような影響をおよぼすかといったことが大きな問題となる。固・気混相流としての取扱のうち、考察の対象としての領域が大気中である場合、すなわち、大気圧を対象として状態方程式を無視できる場合は、固・液混相流として取扱うことができる。

以上、火砕流と類似の現象の流動機構に関する従来の研究の概要を示した。概略的には流れを連続体として扱った場合の構成則の誘導や、乱流状態での粒子、流体間の相互作用の定式化が重要な問題となる。

3.2 火砕流の流動と堆積現象の力学的考察

一般に火砕流と呼ばれている現象は、小規模熱雲から大規模な軽石流や火山灰流などが含まれるが、これらの現象すべてを同一の力学モデルで説明することは、難しい。これらの現象は、基本的には、流れの内部機構と流れを維持させるのに要するエネルギーの直接の供給のされ方により分類することができる。

前者については、団体粒子のみからなる流れ（固相流、いわゆる粒子流）、気体と固体粒子からなる流れ（固・気混相流）に分けられ、さらにそれらは層流と乱流に分けられる。ただし、一般には、固相流であれば、流れは層流として取り扱われることが多く、固・気混相流では乱流として取り扱われることが多い。特に後者については、固・気混相流で層流という流れの場合は、固体と気体に密度差があり、重力場という条件のもとでは、固体粒子の自由沈降としてしか力学的意味を持たないことが容易に理解される。

後者については、いずれの場合も結局は重力の存在が流れを維持しているものの、直接の要因としては、重力そのものの場合（位置エネルギーの勾配）と圧力勾配の場合の2通りに分けることができる。

もち論、個々の火砕流が、常にここで分類したいずれかの類型にあてはまるということはなく、いくつかの現象の組合せとして理解されるべきであろう。また、火砕物からの気体の放出（気体相の内部わきだし）、あるいは侵食に伴う水の蒸発、気体の膨張（気体相の内部わき出し）による深さ方向の圧力勾配の生成も流動機構を説明するうえで無視し得ない要因の一つといえる。但し、ここでは、火砕流の規模としては、比較的小さいものを考え、流れを維持している主な要因が重力である場合を考える。気体相の内部わきだしについては、そのわき出し速度の定量的評価が難しいため、ここでは無視することにする。

2.1で示したようなスメル火山、メラピ火山等での火砕流の流下をとらえた写真からは、流れの表面が雲のようになっており内部の流動の状況がよくわからないが、先端は流れの厚さが小さく流速も速い。上層の雲のような部分は刻々とその断面を増していくようで、それにつれて流下速度は小さくなっているようにみえる。このような情報から、流れの構造としては流動の底面付近に流速の速い部分があり、上部はそれに引きずられているようにみられる。流速の速い部分は流れの抵抗に打ち勝つだけの外力をもらっているはずで、火砕流のような重力流動の場合、それは、重力ということになる。

このような考察が正しいとすれば、流れの底部には得た位置エネルギーを流動に必要な仕事に消費する部分があり、その上部には、重力流動をしている下部から得る運動エネルギーを自らの体積を増加させるのに費やす部分が存在すると考えることができる。

このような流れを模式的に表現すると、図-18のようになる。すなわち、流れのメカニズムは、この図に示すように、流れの底部での、粗い粒子からなる重力流動の部分（下層）と、その上部の重力流動の層の表面と上部の気体との間のせん断により生じた気体の乱れにより浮遊させられた微細粒子と気体からなる固・気混相流の部分（上層）によって特徴づけられる。上層は、下層が停止した後も密度流として流下してゆく場合もある。

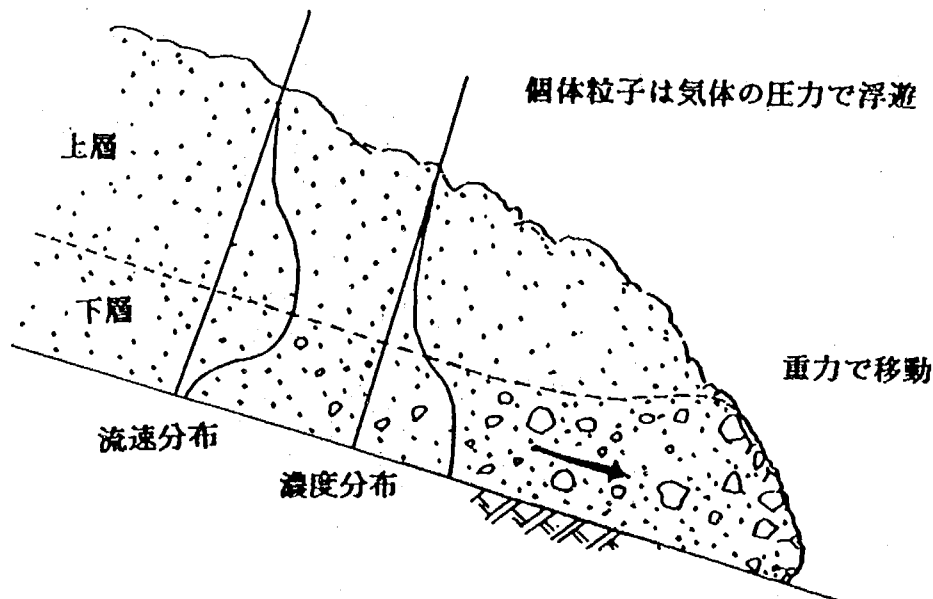


図-18 火砕流の模式図

また、流速分布は流れの底で零で、重力流動の表面付近で最大、それから上部に向かって減少してゆくような形をとる。濃度分布は流れの底では、堆積濃度にほぼ等しく、上方に向かって減少し、流速が零となるところで零となる。

下層は火砕流の本体ともいえるのであって、上層への乱れエネルギーの供給もこの部分からなされる。従って、下層の挙動を知ることは、火砕流の流動のメカニズムを知るうえでも最も基本的な事項となる。

以下の項では、このような観点から火砕流の堆積勾配について検討し、火砕流と類似の流動現象に関する研究について簡単なレビューを行う。

3.3 火砕流の堆積勾配

火砕流の堆積勾配について、北海道駒ヶ岳、浅間山、メラピ火山で調べてみると次のようになる。

北海道駒ヶ岳については1856年と1929年の火砕流を、浅間山については追分火砕流、吾妻火砕流、鎌原火砕流を、メラピ火山については Krasak 川の河道に沿って縦断図を作成し、堆積勾配を読み取った。

図-19、図-20、図-21に、それぞれの火砕流の範囲と縦断測線、縦断図を示し、読み取った勾配を表-5にまとめる。堆積勾配は、明瞭に0.35（約20度）から0.21（約12度）間、0.15（約8度）から0.11（約6度）間、そして0.08（約5度）から0.05（約3度）間のグループに分けることができる。20度より

勾配が急なところでは火砕流の堆積はないと考えてよいと思われるが、その可能性を否定するだけの根拠は薄い。その理由として、個々の堆積範囲のなかに無い場合、あるいは上部に溶岩流をかぶっていてその下に火砕流の堆積物がないと断言できない場合があるからである。

表-5 火砕流の堆積勾配のまとめ

火山名	火砕流名	測線名	堆 積 勾 配
北海道駒ヶ岳	1856	A B C D E	0.154, 0.064 0.172, 0.074 0.062 0.051, 0.045 0.100, 0.059
	1929	A B C D E F G H I J K L	0.318, 0.089, 0.063 0.113, 0.064 0.151, 0.133, 0.061 0.162, 0.140, 0.073 0.211, 0.125 0.315, 0.138 0.154, 0.078 0.114, 0.076 0.140, 0.114, 0.057 0.255, 0.122 0.111, 0.086 0.286, 0.078
浅間山	追 分	オー1 オー2 オー3	0.154, 0.095 0.175, 0.139 0.090
	吾 妻	ア	0.310, 0.112, 0.068
	鎌 原	カ	0.263
メラビ火山	——	——	0.364, 0.176, 0.100

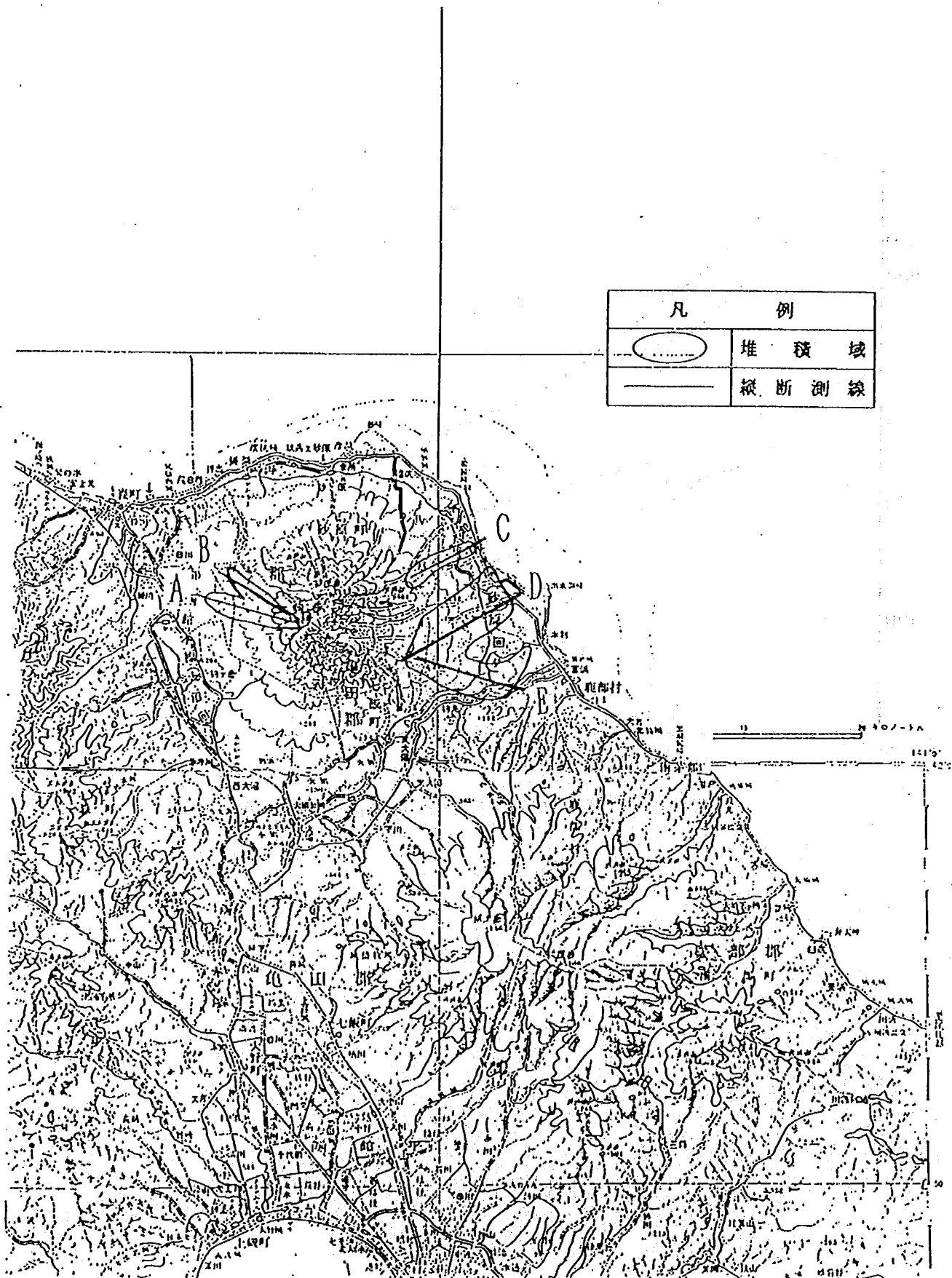


図-19(a) 駒ヶ岳における1856年の火砕流の堆積勾配

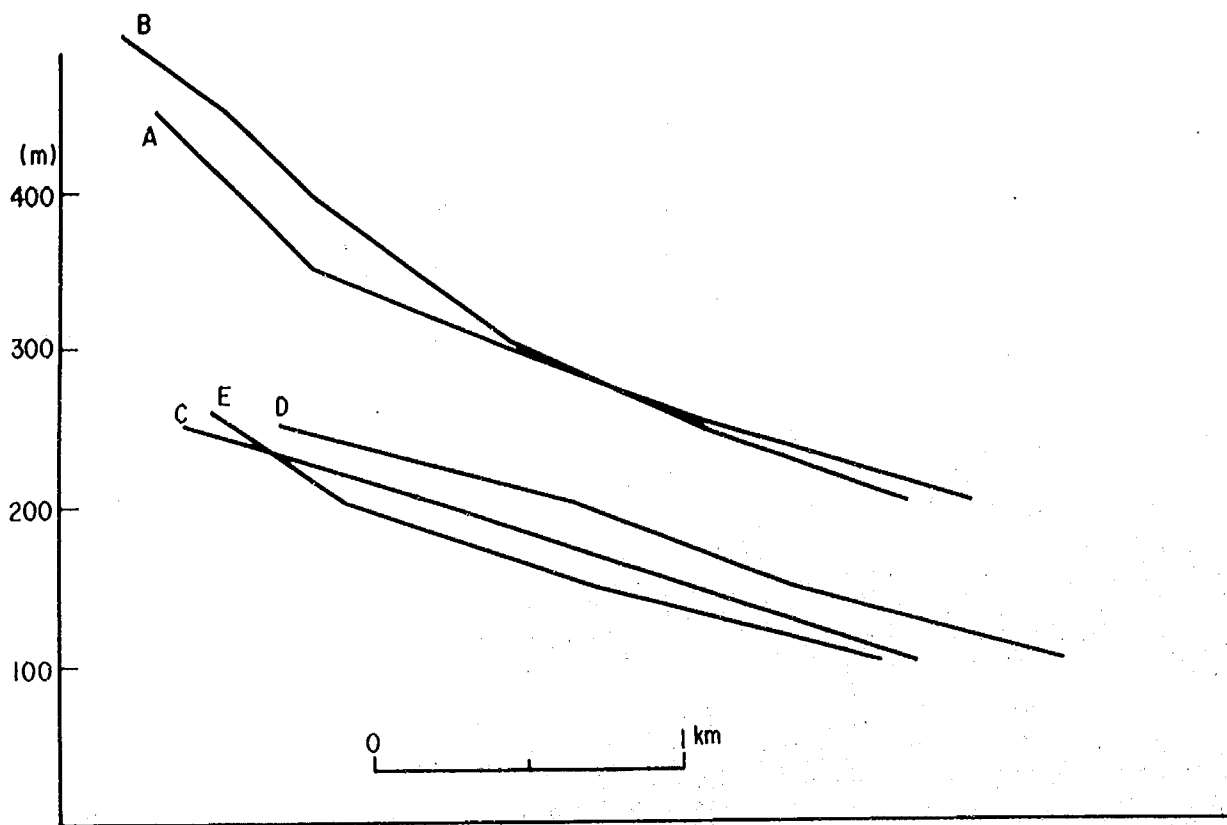


図-19(b) 駒ヶ岳における1856年の火砕流の堆積勾配

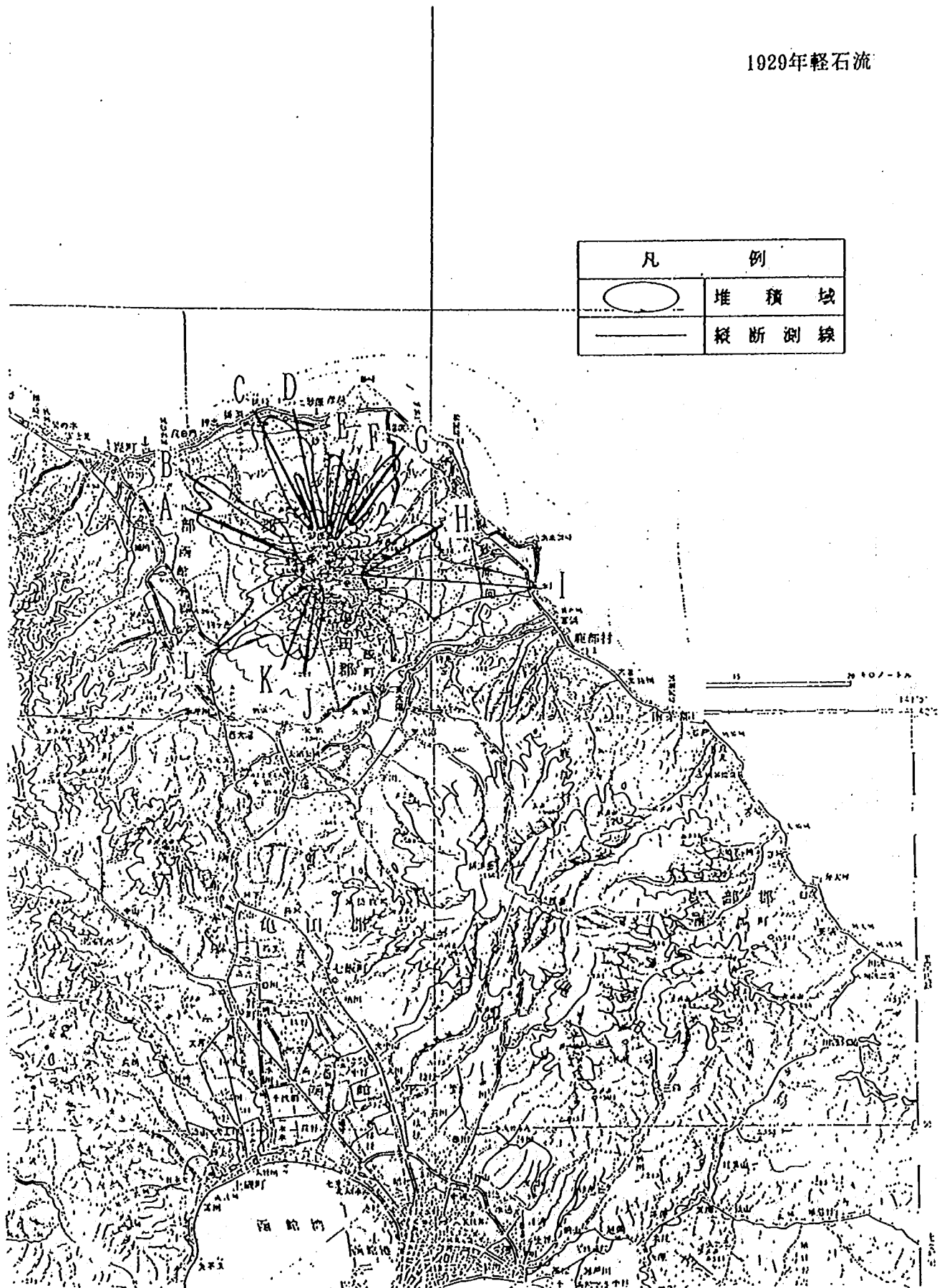


図-19(c) 駒ヶ岳における1929年の火砕流の堆積勾配

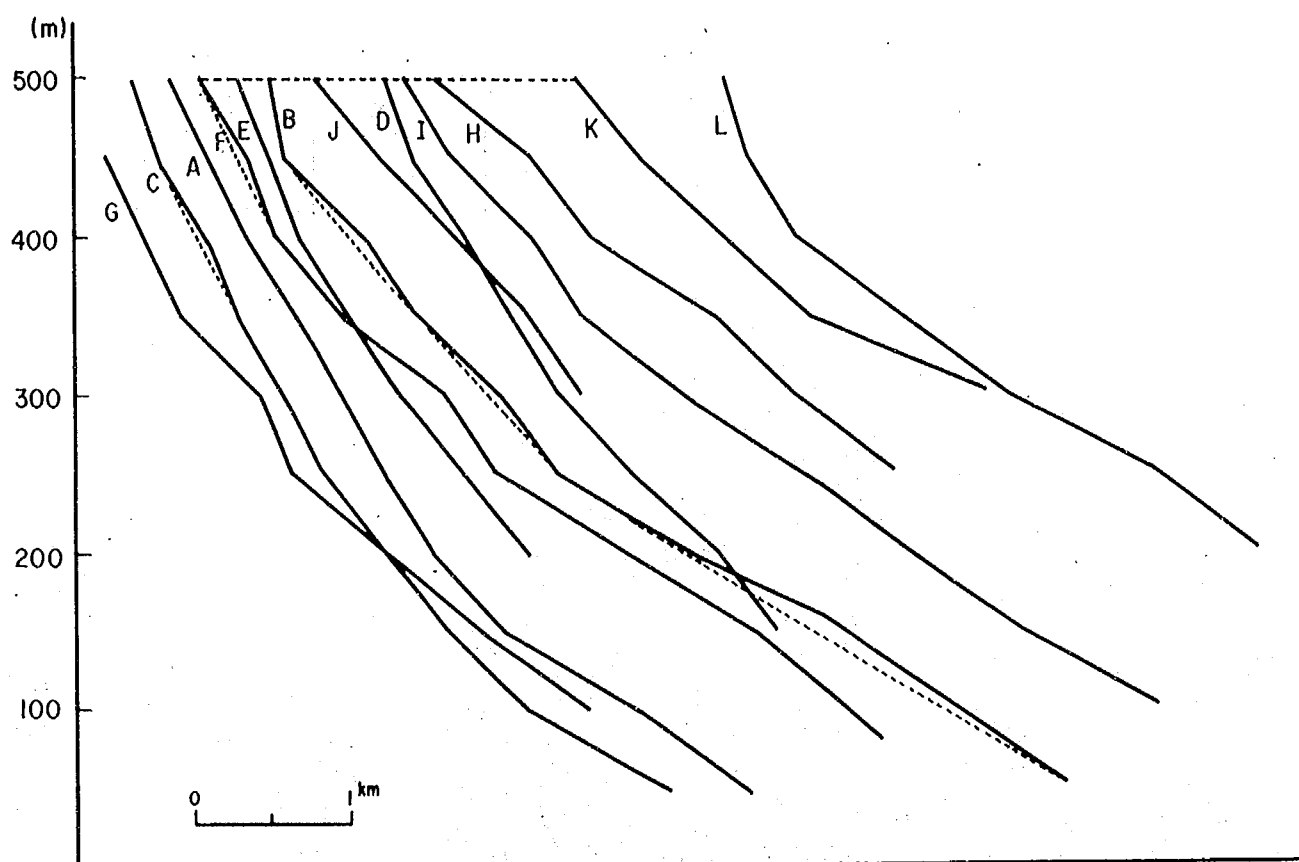
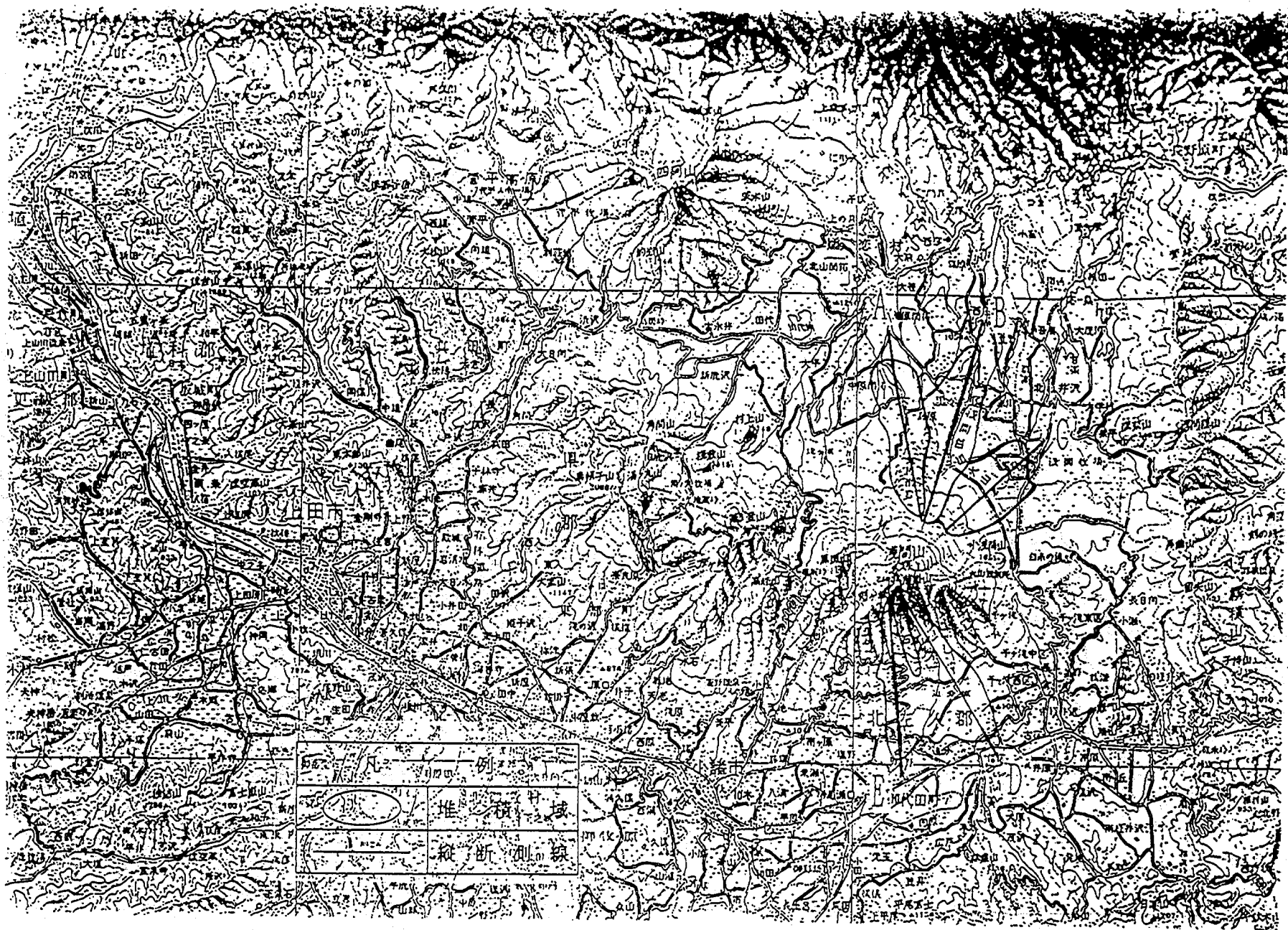


図-19(d) 駒ヶ岳における1929年の火砕流の堆積勾配



図一20(a) 浅間山における火砕流の堆積勾配

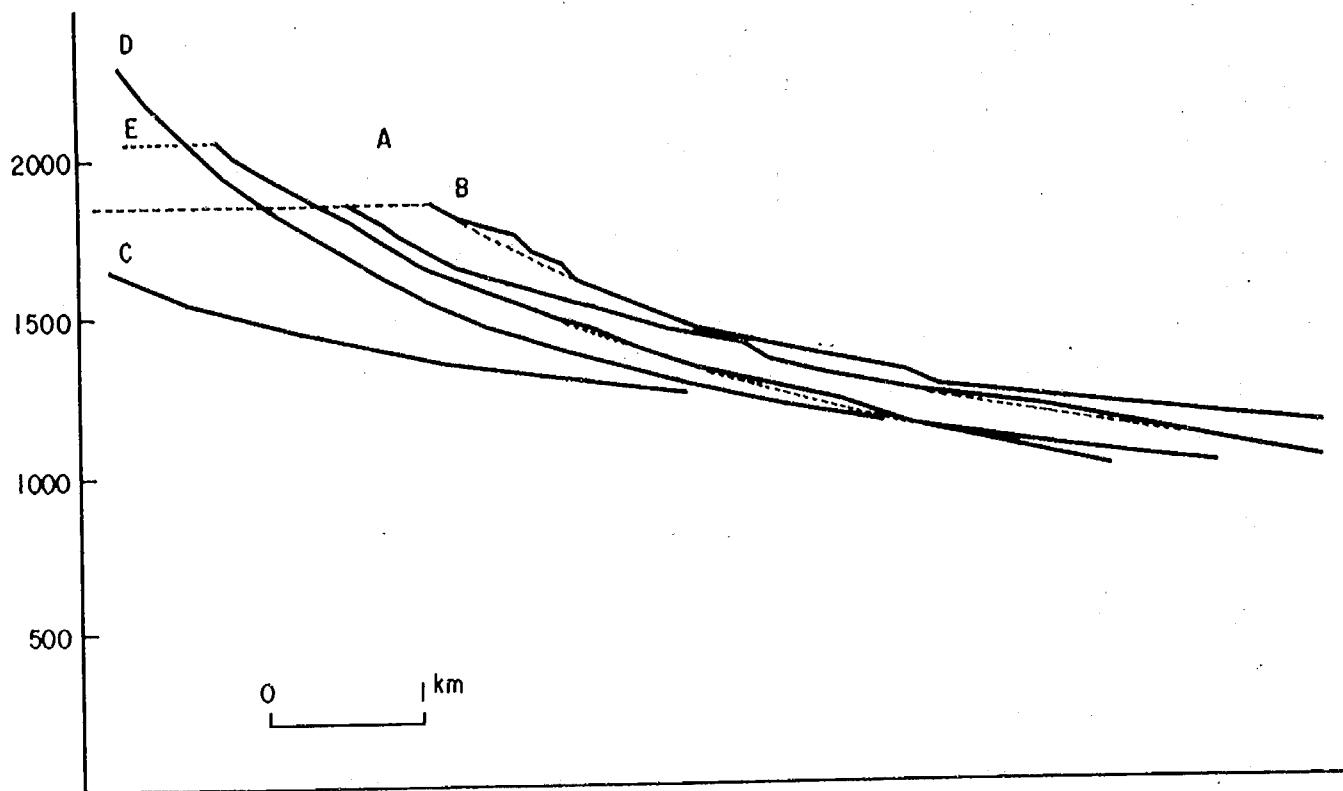


図-20(b) 浅間山における火砕流の堆積勾配

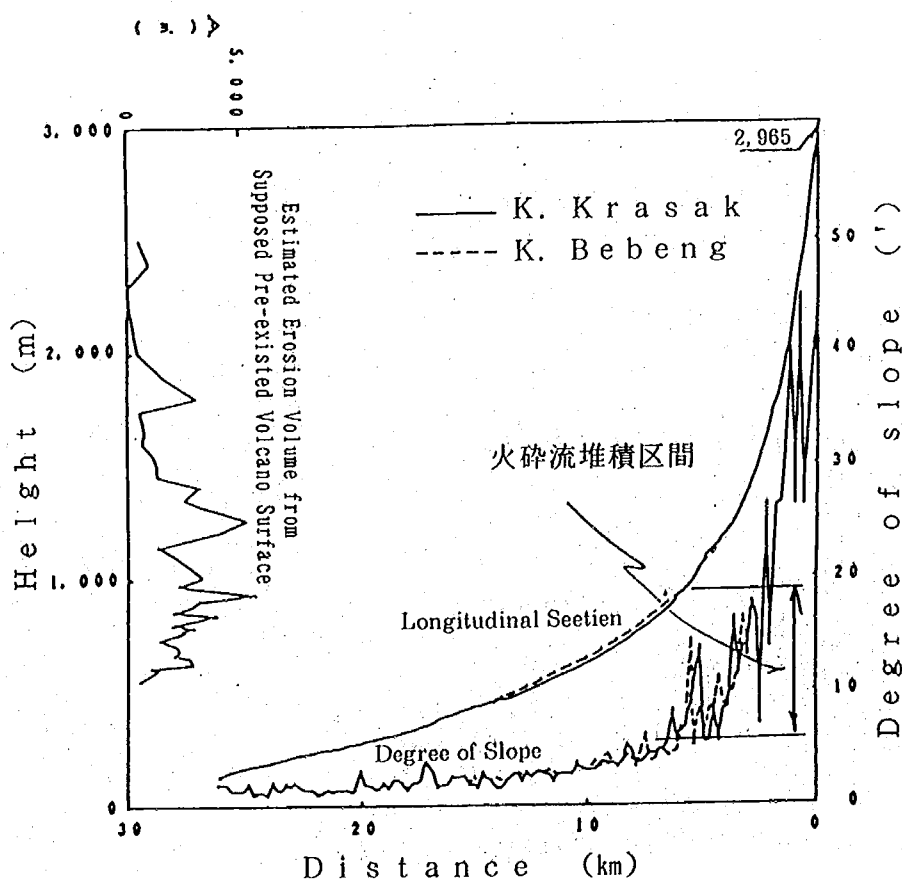


図-21 メラピ火山における火砕流の堆積勾配

3.4 火砕流の流動モデル

3.1～3.3までの検討から、火砕流の流動モデルとして、基本的には3.1で考察した運動のメカニズムをもっていると考えられる。すなわち、流動現象としては、固・気混相流としての性質を持っており、一般的には、流れの底層では粒子流としての取り扱いが可能な層が存在し、そこから上方にいくにつれて、粒子流としての性質を失い、むしろ気体の乱流中に固体が浮いているという構造に変化してゆく。

粒子流の構成則を支配しているのは粒子間の固体摩擦と粒子の弾性的、あるいは非弾性的性質である。粒子流では、粒子間の衝突により反発力が生じ、流れの非散逸応力、等方圧力となる。仮に、粒子が完全弾性か剛体であれば、粒子の衝突時の衝突面に直角な方向の相対速度は衝突の前後で保存されるため、その衝突の間は圧力は保存されることになる。また、圧力は粒子の衝突時の統計的に平均された衝突力与えられるから、流れは本質的に圧縮性である。さらに粒子が完全弾性であるか剛体であれば、エネルギー消費は剪断散逸として生じ、流れが得たエネルギーは剪断力によって消費される。一方、粒子が非弾性体であればエネルギー消費は体積散逸としても生じる。このことは、粒子が完全弾性体か剛体であれば粒状体の状態方程式は比較的簡単に表されるが、もし、非弾性体であれば状態方程式が簡単には表されないことを示している。もち論、流れが定常で非圧縮性が約束されていれば、擬似的に状態量が一定となるので、非弾性体であっても、構成則を求めることができる。

火砕流のように、流れの自由表面がなく、流れが速い場合には、流れの状態の変化により堆積が生じるのであるから、粒子の非弾性的性質は無視して、流れの状態方程式を重視するように取り扱う方が有利である。上層の大気を取り込んで、その乱れにより粒子を浮遊させているような領域では、むしろ、気体と固体が一体となった密度流として取り扱うことになる。なぜなら、そのような領域では、気体の乱れが粒子を浮遊させ、浮遊した粒子と気体が一体となって、軽い、回りの気体の下方へもぐりこもうとし、またそのとき、さらに、回りの気体を取り込んでさらに大きくなると考えられるからである。粒子を浮遊させている乱れエネルギーは、そのなかを沈降する固体粒子によりダンピングされる。

3.5 火砕流（下層）の基礎方程式

ここでは、火砕流の本体ともいえるべき、下層の粒子の部分に焦点をあてて、その流動機構の検討を行なう。

下層を構成する粒子は、流れの中で、互いに衝突しながら流下してゆく。粒子の衝突により、圧力を生じるとともに、粒子間の固体摩擦、粒子の非弾性的抵抗によりせん断力を生じる。圧力とせん断力は、衝突の大きさに依存し、衝突の大きさは流れの強さに依存するので、結局、圧力、せん断力は、直接流れの強さの関数として表現される（図-22参照）。流れの強さにより圧力が変化するため、粒子濃度も流れの状態により変化し、流れ全体としては、圧縮性を示す。従って、現象を記述するための基礎方程式は、質量保存則、運動量保存則のほか、状態方程式、エネルギー保存則が必要となる。

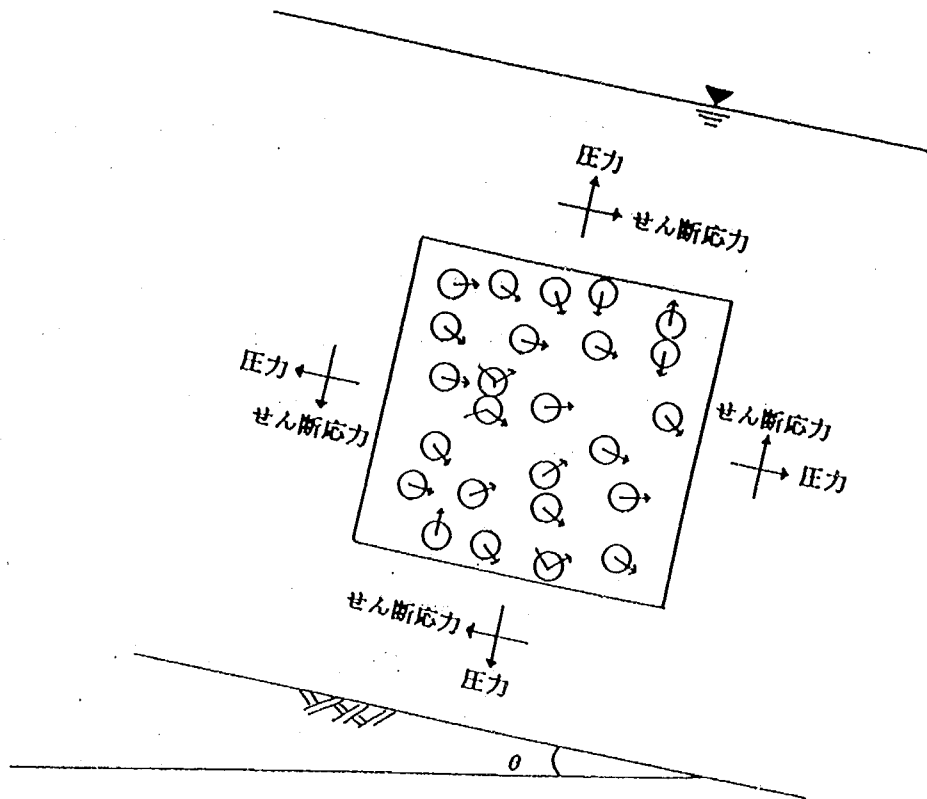


図-22

また、構成方程式として、エネルギー損失の要因として粒子間の固体摩擦力を考慮した金谷の構成方程式を用いる²⁷⁾。

金谷の構成方程式は、

$$p = \frac{2}{15} \frac{C}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_c \sigma d^2 \hat{w}^2 \quad \dots\dots\dots (28)$$

$$\tilde{\sigma}_{(ij)} = \frac{6}{50\sqrt{5}} \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_c \mu \sigma d^2 \hat{w} \tilde{u}_{(ij)} \quad \dots\dots\dots (29)$$

で与えられる。

ここに、 p は等方圧力で、

$$p = \frac{1}{3} \sigma_{kk} \quad \dots\dots\dots (30)$$

で表されて、 $\tilde{\sigma}_{(ij)}$ は偏差応力で、

$$\tilde{\sigma}_{(ij)} = \sigma_{(ij)} - \delta_{ij} p \quad \dots\dots\dots (31)$$

で表される。() は添字に対する対称化を、[] は反対称化を表す。 C は粒子濃度、 C_* は堆積時の

粒子濃度、 σ は粒子の密度、 d は粒子の半径、 T_e は定数、 μ は粒子間固体摩擦係数、 ∂_{ij} は偏微分を表す。
 $\tilde{u}_{(ij)}$ は、

$$\tilde{u}_{(ij)} = u_{(ij)} - \frac{1}{3} \delta_{ij} u_{kk} \quad \dots\dots\dots (32)$$

となる。 $\hat{\omega}$ は、

$$\hat{\omega} = \left[\frac{3}{10} \tilde{u}_{(i,j)} \cdot \tilde{u}_{(i,j)} + \frac{1}{2} R_{ij} R_{ij} + \frac{d^2}{10} (\omega_{jk,k} \omega_{jl,l} + \omega_{ij,k} \omega_{ij,k} + \omega_{ij,k} \omega_{ij,k}) \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (33)$$

ただし、

$$R_{ij} = \omega_{ij} - u_{(i,j)} \quad \dots\dots\dots (34)$$

ω_{ij} は、粒子の回転角速度である。

もし、粒子の回転が流れの場の rotation に従属していれば、

$$\omega_{ij} = u_{(i,j)} \quad \dots\dots\dots (35)$$

より

$$R_{ij} = 0 \quad \dots\dots\dots (36)$$

であり、粒径が流れの厚さに較べ十分小さければ、 $\hat{\omega}$ の中の第3項は無視できて、式(33)は、

$$\hat{\omega} = \left[\frac{3}{10} \tilde{u}_{(i,j)} \cdot \tilde{u}_{(i,j)} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (37)$$

となる。さらに、せん断速度に比べ体積変化速度が十分小さければ、

$$\tilde{u}_{(i,j)} \cong u_{(i,j)} \quad \dots\dots\dots (38)$$

とおくことができる。

2次せん断力に適用すると、

$$p = \frac{1}{50} \frac{C}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_e \sigma d^2 \left[\frac{dy}{dz} \right]^2 \quad \dots\dots\dots (39)$$

$$\tau = \frac{3}{50} \frac{C^{1/3}}{\sqrt{10}} \frac{1}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_e \mu \sigma d^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \left[\frac{du}{dz} \right] \dots\dots\dots (40)$$

を得ることができる。

定数 T_e は、流れと流れの内部にたくわえられるエネルギー（内部エネルギー）との関係を表すもので、内部エネルギー密度を ε として、

$$\varepsilon = \frac{1}{5} T_e d^2 \hat{\omega}^2 \dots\dots\dots (41)$$

で表される。正確には、式 (41) は平衡状態で定義される式であり、その限りにおいて式 (41) の値をとる T_e を用いて、式 (28)、(29) あるいは、式 (39)、(40) がなりたつ。以後、ここでは、流れは常に平衡状態にあると仮定する。

3.6 2次元漸変流モデルとしての基礎方程式

式 (28)、(29) の金谷の構成方程式を用いて基礎方程式を導く。現象の記述に必要な方程式は、質量保存則、運動量保存則、状態方程式、エネルギー保存則であるが、ここでは鉛直方向に積分した2次元漸変流モデルで表現する。座標系は重力軸に沿って z 軸、 z 平面を $x-y$ で表し（図-23）、記号を次のように書き改める。

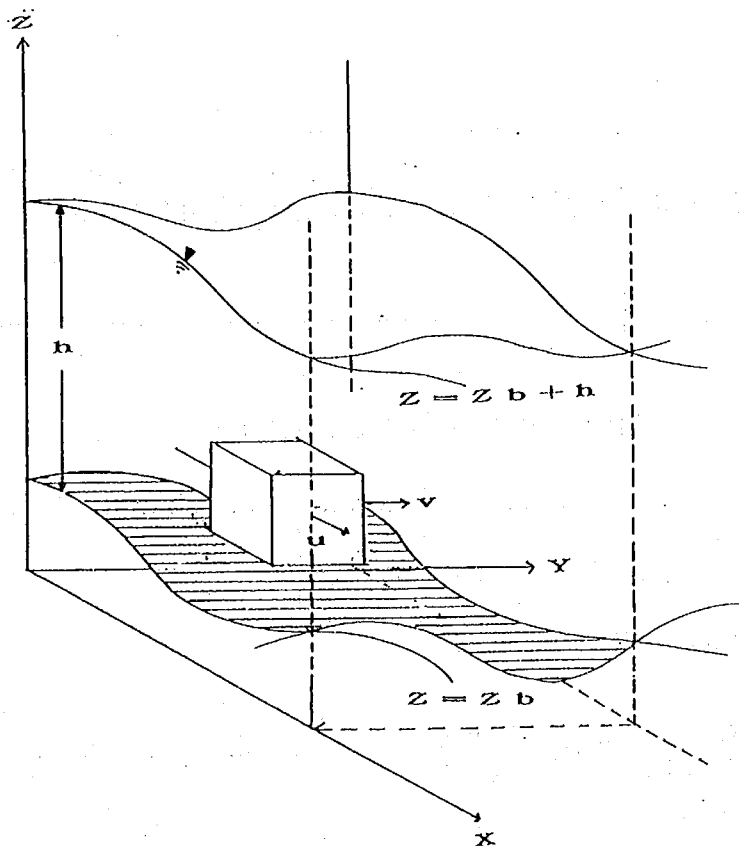


図-23

$$u_i = (u, v, 0), \quad \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = -p$$

$$\sigma_{xz} = \sigma_{zx} = \tau \quad b_i = (0, 0, g), \quad \rho = C \rho \quad \dots\dots\dots (42)$$

さらに流動層の流動深、路床位をそれぞれ h 、 Z_b とする。

(1) 質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t}(Ch) + \frac{\partial}{\partial x}(CU_x h) + \frac{\partial}{\partial y}(CU_y h) + C_* \frac{\partial Z_b}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (43)$$

ここで、 C は粒子濃度、 h は流動深、 U_x 、 U_y はそれぞれ平均流速の x 、 y 方向成分、 C_x は粒子の堆積時の濃度、 Z_b は地盤高である。

(2) 運動量保存則

x 方向

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h U_x) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho h U_x U_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho h U_x U_y) = -gh \frac{\partial}{\partial x}(\rho H) + \tau_{0x} \quad \dots\dots\dots (44)$$

y 方向

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho h U_y) + \frac{\partial}{\partial x}(\rho h U_x U_y) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho h U_y U_y) = -gh \frac{\partial}{\partial y}(\rho H) + \tau_{0y} \quad \dots\dots\dots (45)$$

ここに、 ρ は見掛けの密度で、粒子の密度を σ として $\rho = C \cdot \sigma$ で与えられる。 H は流動表面の標高、 τ_{0x} 、 τ_{0y} はそれぞれ地表面に作用するせん断力の x 、 y 方向成分である。

地表面に働くせん断力 τ_{0x} 、 τ_{0y} は金谷の構成方程式を用いると、

x 方向

$$\tau_{0x} = \frac{3}{20 \sqrt{10}} \cdot \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_e \mu \sigma d^2 \frac{U_x \sqrt{U_x^2 + U_y^2}}{h^2} \quad \dots\dots\dots (46)$$

y 方向

$$\tau_{0y} = \frac{3}{20 \sqrt{10}} \cdot \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_e \mu \sigma d^2 \frac{U_y \sqrt{U_x^2 + U_y^2}}{h^2} \quad \dots\dots\dots (47)$$

(3) 状態方程式

流水が局所平衡であると仮定すると、流れの圧力が金谷の構成方程式から、

$$p (= C \sigma g h) = \frac{1}{20} \cdot \frac{C}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_e \mu \sigma d^2 \frac{U_x^2 + U_y^2}{h^2} \quad \dots\dots\dots (48)$$

と求めることができる。

ここに $T e$: 定数、 d : 粒子の半径である。

式 (46)、(47)、(48) より局所平衡状態での濃度 C が、

$$C = \left[\frac{\sqrt{10}}{3} \cdot \frac{i_e}{\mu} \right]^3 \quad \dots\dots\dots (49)$$

と求まる。ただし、

$$i_e = \frac{\tau_0}{\rho_0} \quad \text{で、} \quad \tau_0 = \sqrt{\tau_{0x}^2 + \tau_{0y}^2} \quad \text{である。}$$

(4) エネルギー保存則

粒子の衝突により生じる圧力 P のもつエネルギーの保存則が次式により与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon h) &= \frac{\partial}{\partial x} (\rho \epsilon U_x h) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \epsilon U_y h) \\ &+ \beta' P_0 \frac{\partial (U_x h)}{\partial x} + \frac{\partial (U_y h)}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (50) \end{aligned}$$

ここで ϵ は圧力 p に対応するエネルギーで、圧力 p との間に、

$$p = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{1 - (C/C_*)^{1/3}} \rho \epsilon \quad \dots\dots\dots (51)$$

なる関係がある。また β' は定数である。

以上の積分を行うにあたって、

i) 流れの厚さは十分に小さく、底面のせん断力に比べ側方せん断力を無視しうること

ii) 鉛直方向の濃度分布は一定であること。

を仮定している。(仮定 ii) は、流れが平衡状態にあること、式 (49) で与えられる粒子濃度が流れの底面の応力状態によって決定されることを示している。

粒子濃度とエネルギー勾配 (流れの応力比という面から見ると内部摩擦角) との関係式 (49) を塑性状態での粒状体の粒子濃度と内部摩擦角との関係 (ここでは最上²⁸⁾ の式、式 (52) ~ 式 (54) を用いる) との比較を図-24に示す。

最上の式

i) 三軸応力状態に対して

$$\sin \phi = \frac{2.7 C}{2 + 0.9 C} \quad \dots\dots\dots (52)$$

ii) 平面ひずみ状態に対して

$$\sin \phi = 0.98 C \quad \dots\dots\dots (53)$$

iii) $\sigma_3 = 0$ の応力状態に対して

$$\sin \phi = C \quad \dots\dots\dots (54)$$

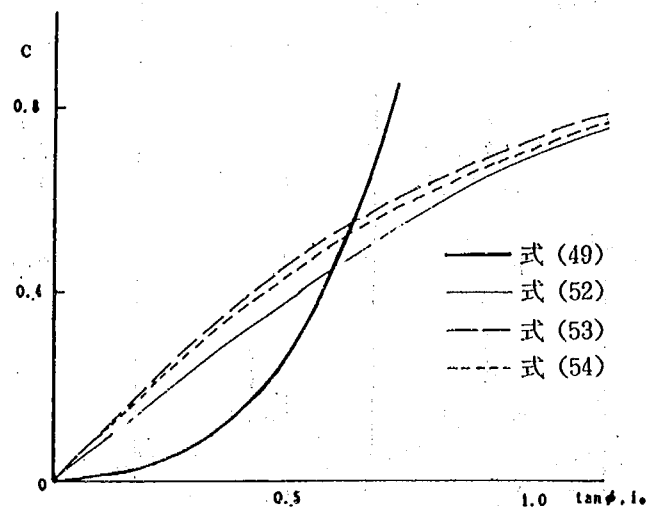


図-24

3.7 火砕流のシミュレーション手法

第2章で検討した火砕流の基礎方程式（下層部について）の数値計算手法について検討する。用いる基礎方程式は3.6で求めた2次元漸変流方程式である。

数値計算には、差分法を用いることにする。従来、流水の2次元漸変流解析に対しては、一般にスタッガード・スキーマが用いられかなりの実績をあげてきており、安定性の良い差分法であることが知られている。この差分法では、場の諸量であるベクトル量とスカラー量とは、空間的に図-25に示すように定義されている。スタッガード・スキーマが想定している方程式系は以下のような連続式と運動方程式である。

(1) 連続式

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (55)$$

(2) 運動量保存則

x 方向

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (u_x M) + \frac{\partial}{\partial y} (u_y M) = -gh \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\tau_{0x}}{\rho} \quad \dots\dots\dots (56)$$

y 方向

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_x M) + \frac{\partial}{\partial y}(u_y N) = -gh \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\tau_{0y}}{\rho} \quad \dots\dots\dots (57)$$

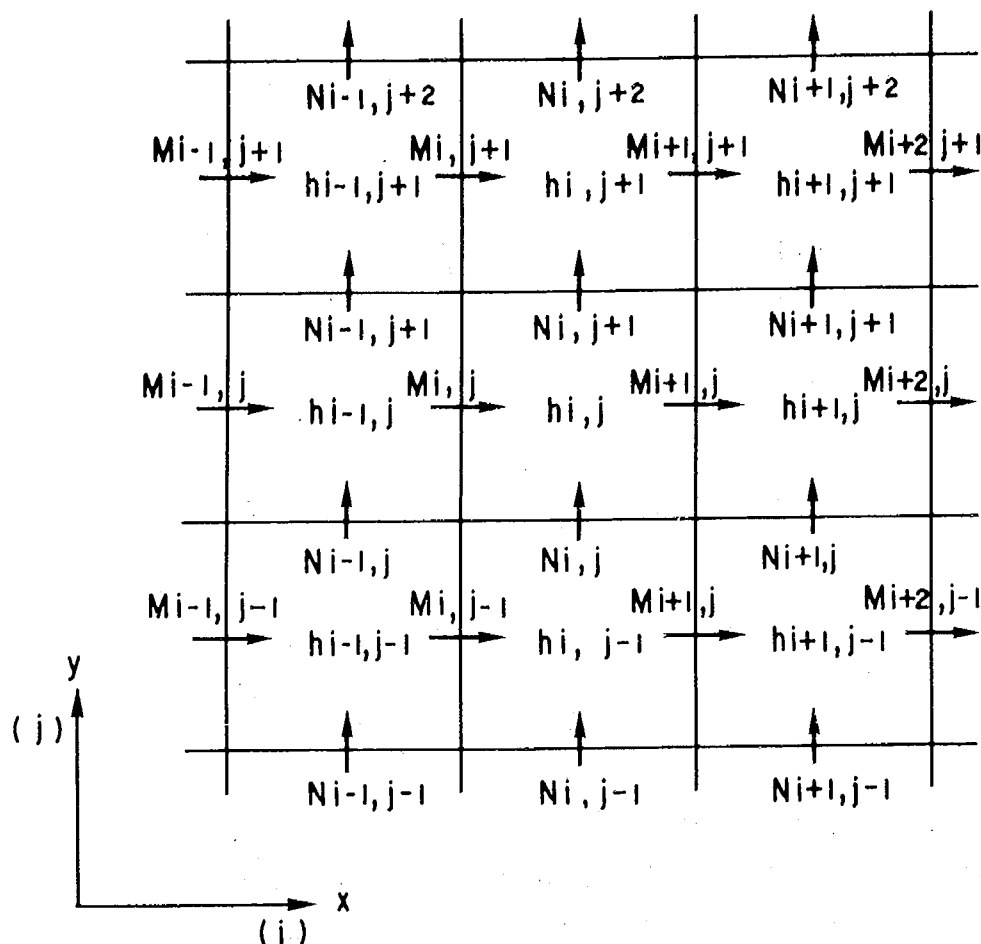


図-25 スタッガード・スキームの模式図

スタッガード・スキームは、交互に空間上に定義されている質量フラックスと流動深を時間的に交互に、質量フラックスは運動量保存則から、流動深は連続式から求めてゆく方法である。すなわち、流れが非圧縮性で流れの質量保存則が体積の保存則で表現できる場合に用いられる方法で、火砕流のように本質的に圧縮性を示す流れに対してはそのまま適用することはできない。実際、火砕流の支配方程式の数は状態方程式、エネルギー保存則を含むため非圧縮性流体の支配方程式の数より多く単純なスタッガード・スキームへの適用ができない。

火砕流の支配方程式を解く方法としては、

- (1) 支配方程式をスタッガード・スキームに合うように近似、修正する方法
- (2) 支配方程式をスタッガード・スキームで計算できるように組立なおす方法
- (3) スタッガード・スキームにこだわらずに差分スキームを作成する方法

の3つの方法が考えられる。

支配方程式をスタッガード・スキームに合うように近似、修正する場合は、流れの体積に関する保存則と粒子に関する保存則とを分けて考える必要がある。火砕流の支配方程式は、非圧縮性流体としての流れの体積（空間）の保存則、その空間に占める粒子の濃度に関する方程式、および空間と粒子からなる流れに関する運動方程式に書き換えられることになる。この場合の基礎方程式は、流れに関する方程式と粒子の輸送濃度に関する方程式とからなる。すなわち、

流れの空間に関する連続式

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0$$

運動方程式

x 方向

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_x M) + \frac{\partial}{\partial y}(u_y M) = -gh \frac{\partial H}{\partial x} + \frac{\tau_{0x}}{\rho}$$

y 方向

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_x N) + \frac{\partial}{\partial y}(u_y N) = -gh \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\tau_{0y}}{\rho}$$

輸送濃度

$$C = \left[\frac{\sqrt{10}}{3} \cdot \frac{i_c}{\mu} \right]^3$$

が、基礎方程式となる。これらの方程式を連立して解く方法は、2次元不定流の河床変動計算と流れの抵抗則と輸送濃度の式が異なる程度であるのでそのままスタッガード・スキームを用いることができる。

火砕流の支配方程式を直接に解くことを検討してみる。この場合、流れが圧縮性を示すためスタッガード・スキームをそのまま用いることができないことは先に述べた通りであるが、スタッガード・スキームにこだわらずに数値解法について考察しよう。支配方程式は、3.5から、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、状態方程式からなる。ある時刻のこれらの支配方程式が要求する場の諸量が与えられているとする。まず、次の時刻（新しい時刻）の輸送量を運動量保存則から求める。次いで、エネルギー保存則から、新しい時刻の流れの自由エネルギーを求め、状態方程式から新しい時刻の流動深と輸送濃度が求まる。これらの結果を質量保存則に代入して新しい時刻の流動床の位置が求まる。すなわち、スタッガード・スキームがベクトル量とスカラー量を空間的に交互に配し、時間的にもベクトル量（フラックス）とスカラー量（流動深）を交互に求めていたのに対し、空間上の全ての点にベクトル量とスカラー量が定義され、ある時刻のこれらの量が同時に得られるような差分スキームである必要がある。但し、このプロ

グラムの安定性についてはまだチェックされておらず条件により発散するためさらに検討を必要とする。

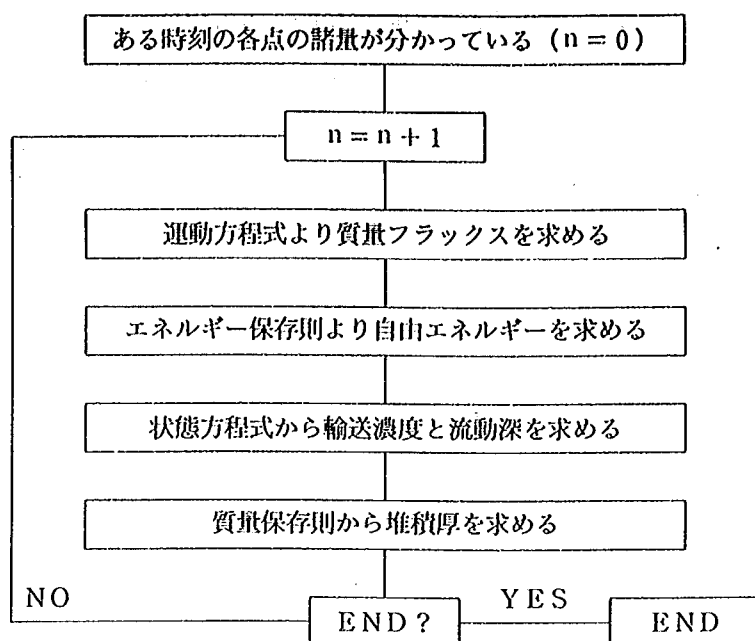


図-25 計算フロー図

4. 浅間山の天明噴火（1783年）時に発生した吾妻火砕流と 鎌原火砕流の数値シミュレーション

4.1 吾妻火砕流の流動特性

吾妻火砕流の概略の分布は現地調査の結果、図-26のようにまとめられている（荒牧重雄：1981）。

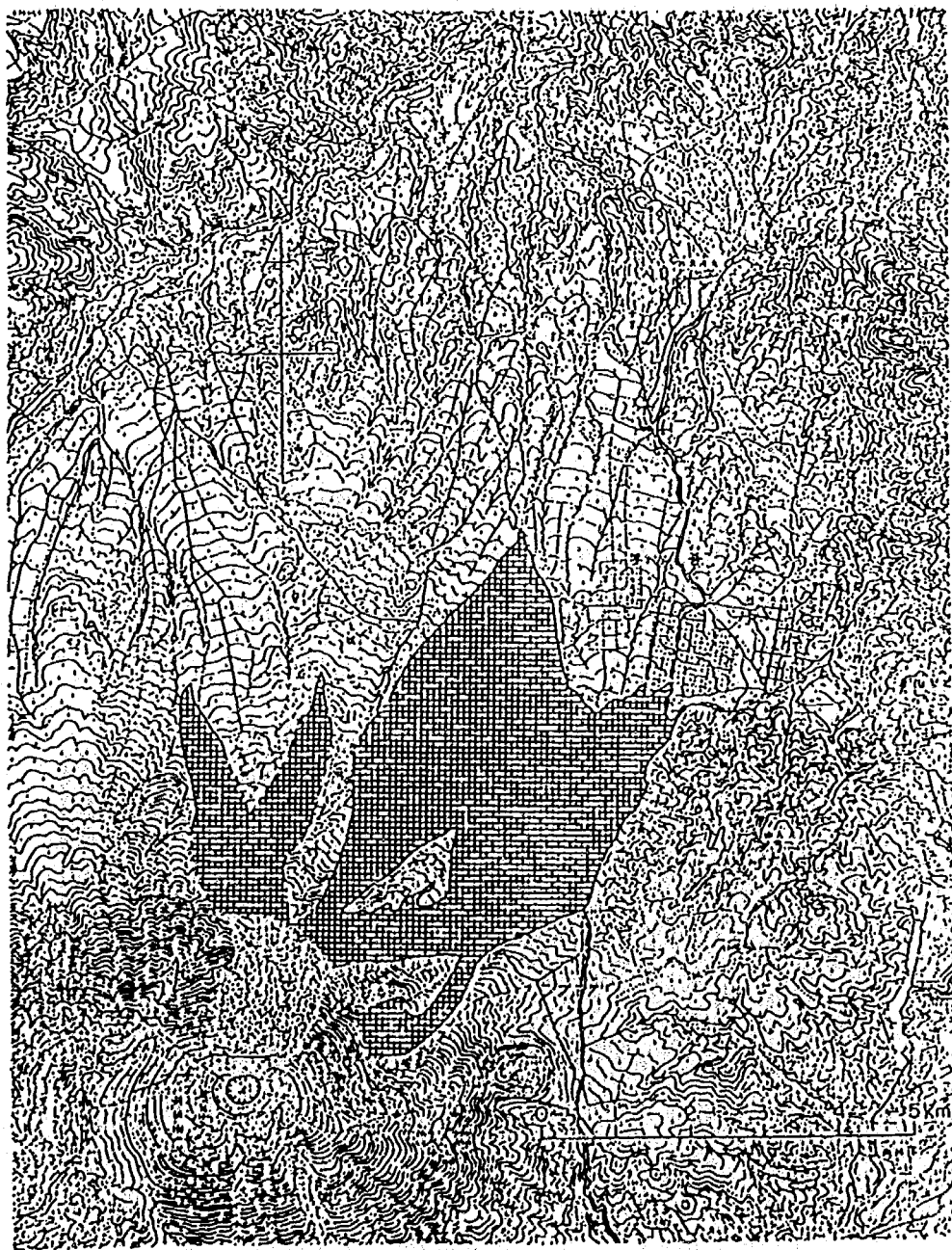


図-26 吾妻火砕流の分布（荒牧重雄：1981、P.62）²⁹⁾

吾妻火砕流の流下範囲および流動状況を示す古文書がいくつかあり、その古文書からの確認されることがらをまとめると次のようになる（荒牧重雄：1981、P.61-62）。

- ① 「浅間山噴出大変記」には、「再度」あるいは「三度も押し出す」という記述がある。

同図より、次の特徴が読み取れる。

- ① 微地形に対応して流れの方向を変えている。
- ② 図中の矢印は、比高数m以内の小さな尾根の位置を示す。これらの尾根は下流に向かって頻繁に分岐し、特に強力な主脈からは葉脈状に多くの小尾根が分岐している。
- ③ 粘性を保ちながら流動している。
- ④ きわめて低速なスコリア流として、北麓に面積18km²で堆積した。
- ⑤ プリニアン噴火柱を形成せず、火口から流出したのであろう。

また、この吾妻火砕流の堆積物の性状について荒牧重雄（1981）¹¹は次のようにまとめている。

- ① SiO₂=60%位の苦鉄質マグマから生成したため温度が高い（液相温度1010±10°Cと推定されている：Ooshima, 1976）。
- ② 堆積物は、スコリア質の本質岩塊と同様の火山灰基地からなり、中央部は中程度に溶結している。
- ③ 本質岩塊の多くは、急冷周縁部をもち、中心部は比較的多孔質である。
- ④ 堆積物の表面に露出している岩塊は直径2.0mに達するものがあり、特徴的な割れ目の示し、明瞭な急冷周縁部を持つ。

また、吾妻火砕流の堆積範囲には溶岩流に見られる溶岩樹型と同じ現象の樹型が認められ、高温の火砕流が大きな木の幹のまわりを取り囲んで流れ、堆積物は静止後溶結し、（写真-11）樹幹の輪郭を残したものであると推定される。すなわち、低速な粘性の高い流れであったことを示唆している。

堆積物の量は荒牧重雄（1981）により平均厚さ5.0mとして、堆積面積18.5km²より、0.1km³と見積られている。



堆積深 3 m

写真-11 吾妻火砕流の堆積物（火口から4.5kmの地点）（山田 撮影）

4.2 鎌原火砕流の流動特性

鎌原火砕流の分布範囲は図-27のとおりである。



図-27 鎌原火砕流の分布範囲（荒牧重雄：1981，P.65）

古文書にかかれていることから荒牧重雄（1981、P.64-71）は、野外調査の結果をふまえて、次のような解釈が可能であるとしている。

火砕流発生から吾妻川への流入の状況と岩塊の大きさ

- ① 「二十丈ばかりの柱を立てたような真黒なるものが吹き出すと見るまもなく直に鎌原の方へぶつかへり……」（浅間山津波実記）より、大爆発が起こり、多量の岩塊を火口から垂直方向に噴き上げた。……当時の視程は比較的良好であったらしい。岩塊はあまり高く昇らず、主に北斜面に雪崩のように落下した。と同時に火砕流となって山麓へ流下し、高速度で北へ展開した。
- ② 「直に熱湯一度に水勢百丈余り山より湧出し、原一面に押出し（中略）其跡は真黒に成……」（無量院住職手記）より、噴出物が液体状の輪郭を呈していたことを示唆している。
- ③ 「大前村へ一口、鎌原村へ一口押出し、二口一同に成……」（浅間山雑変記）より、鎌原部落の西方の尾根が大きな分水嶺の役割を果たし、三原から大前の間に途切れた部分があったことを示すものではないかと思われる。鎌原村から小宿川にかけては、流れが吾妻川の溪谷に到達した際には、谷筋だけでなく台地の上からもほぼ一様に流れ下って来たと考えられる。三原・鎌原より上流では、流れが2分されていた可能性が大きい。
- ④ 「大笹辺にては百二・三間も有し火石押出し、その外三四十間も有りし石は限り無し」（浅間津波実記）より、径160m以上の岩塊などの記述がある。

以上の中で、古文書の記述の中では径160m以上もの岩塊の記述があるが、現在の地表調査では、そんなに大きな本質岩塊は発見されていない。また、鎌原火砕流堆積物の上流域でみられる岩塊でも最大級40m位であり、高さは10mより低く、いずれも偏平な形をしている。しかも、特徴ある割れ目を有するものが多く、巨大なパン皮火山弾の形態をしている。（写真-12）内部構造にも特徴があって、溶岩塊の流理面に沿って引きはがし面があり、偏平な空隙が生じている。すなわち、溶岩塊が均質な発砲をしているわけではないが、引きはがし面の発達により、結果的には孔隙率が增大している。この膨張は明らかに岩塊が移動している間か、停止した後で起こったものである。すなわち、岩塊は高温（1000℃以上）で内部が膨張するに十分な位 Plastic であったと考えられる。

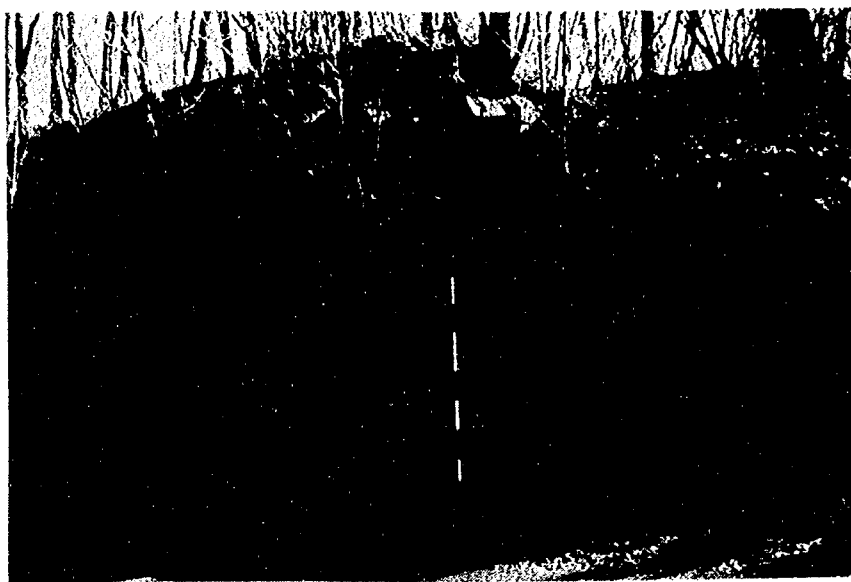


写真-12 鎌原火砕流の本質岩塊（火口から6kmの地点）（山田 撮影）

また、熱残留磁気の方が一方向に収散することも、高温を有していたことを示唆する。岩塊の表面は急冷され、厚さ1 cm位のガラス質の固い表皮が生じており、見かけ比重は1.0よりもはるかに大きい。

鎌原火砕流に関しては、1979年以来、鎌原埋没村の発掘共同研究が実施されており、鎌原村を襲った火砕流堆積物の性質が明らかにされつつある。以下この発掘調査結果からいくつかの知見をまとめると次のようになる。

1979～1981年にかけて、鎌原村中央部で発掘調査を実施している。その掘削位置は図-28に示すとおりである。この中で、一例として、鎌原村観音堂の石段を試掘したピットの南麓壁面のスケッチを図-29に示す。また、鎌原村での鎌原火砕流の堆積断面模式図を図-30に示す。

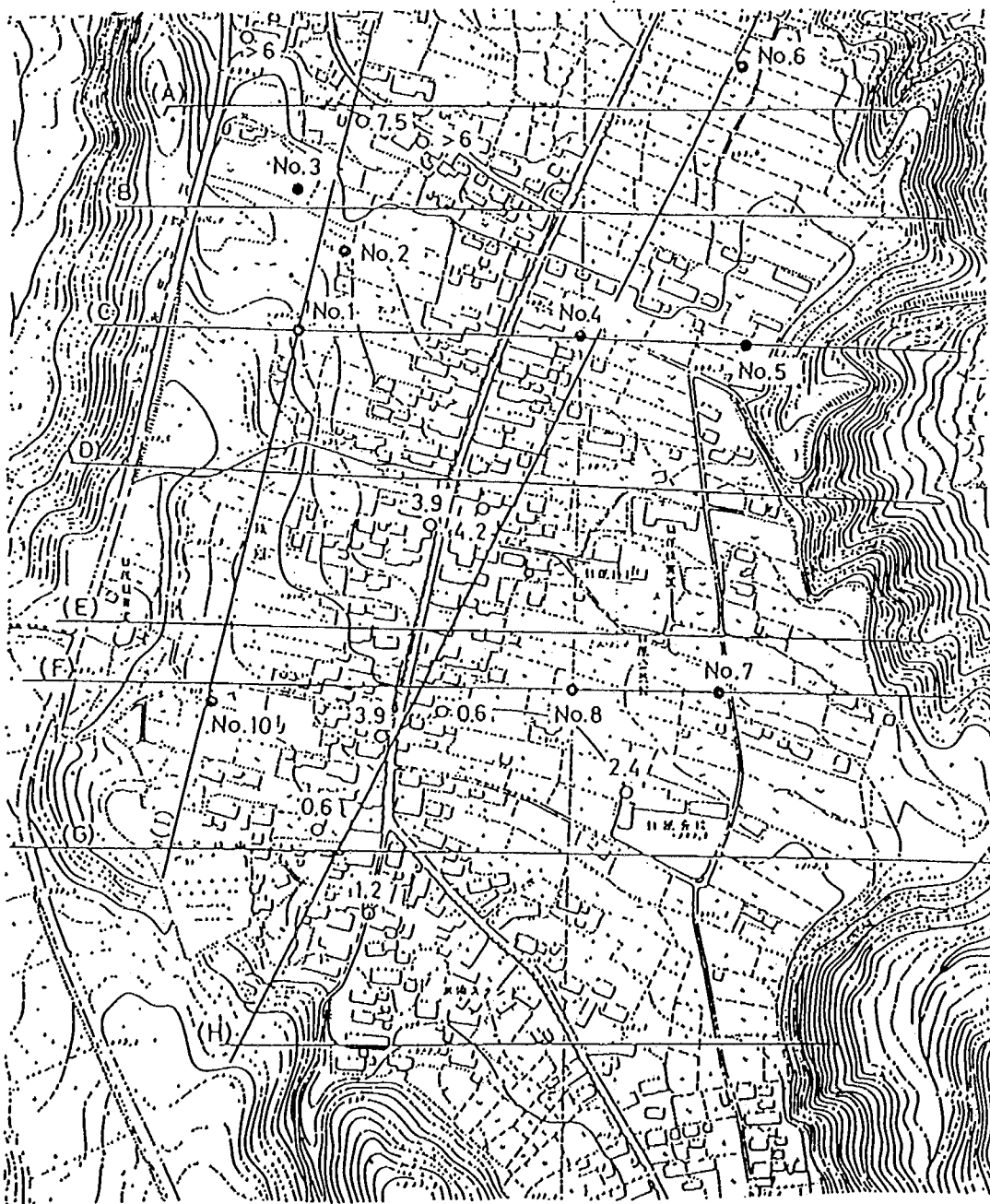


図-28 1979～1981年鎌原埋没部落発掘調査における試掘ピット位置図³⁰⁾

(No. 1～10までが試掘番号、ただし、No. 9は欠番。白丸は井戸の資料で、傍らの数字は火砕流堆積物の深さ(m)を表す。)

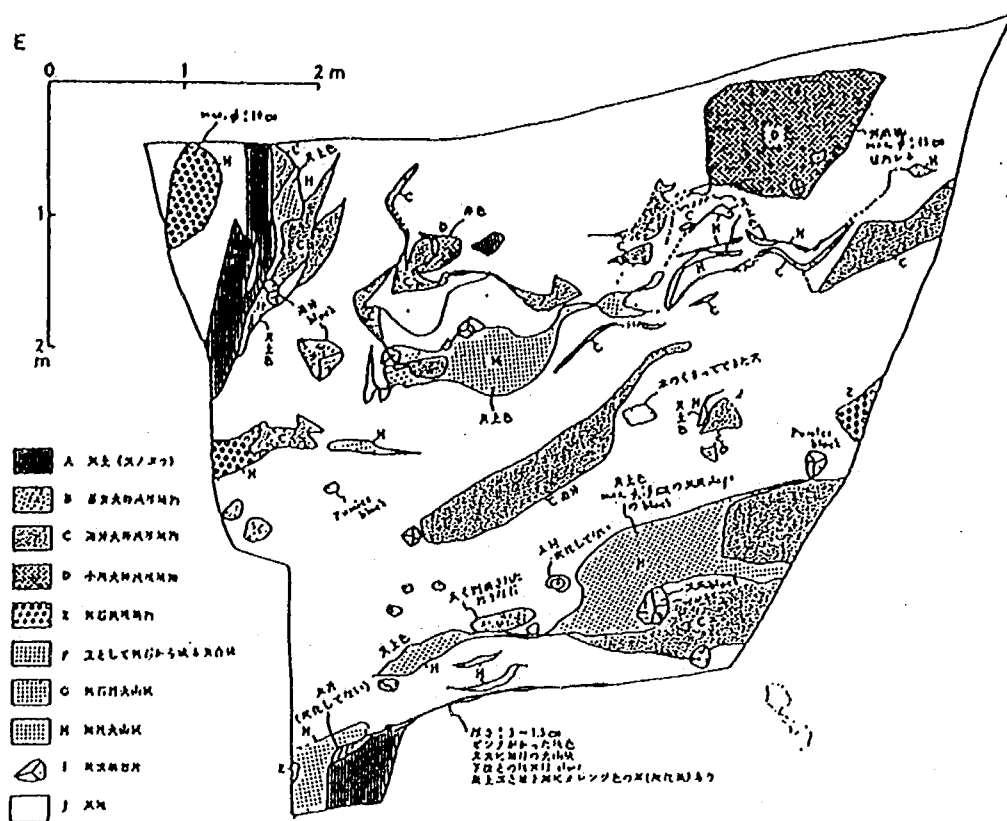


図-29 鎌原観音堂石段発掘現場の南壁スケッチ

同図等を通して、鎌原火砕流堆積物の堆積状況とその性質は、荒牧重雄（1982）は次のようにまとめている。

- ① 多くの岩塊、土塊と、それを埋める比較的均質なマトリックスからなる。
- ② マトリックスの粒度組成は、 $Md \phi = 0 \sim 1$ ($d_{50} = 0.5 \sim 1.0 \text{ mm}$)、 $\sigma = 3 \sim 4$ であり、通常の火砕流とこの限りでは区別がつかない。
- ③ 礫径 4 mm より粗粒の粒子について調べると、本質物質と判断される、黒色ち密の安山岩溶岩の破片は全体の 3 % からそれ以下しかない。
- ④ 大塊を構成する物質も、吾妻・追分・小滝各火砕流堆積物、軽石流堆積物やその他の軽石質堆積物やち密溶岩塊（類質または異質）が圧倒的におおく、本質岩塊は 3 % 以下と推定される。
- ⑤ 黒色腐植土の板状のブロックも少なくない。
- ⑥ 十日窪からは、押しつぶされた萱葺の木造家屋が 2 軒発掘された。萱材や木材の一部は炭化していたが、大部分は炭化していなかった。
- ⑦ 木材が組合わさって生じた空隙はそのまま残っており、泥や砂のような、水による堆積物によって埋められてはいなかった。

以上のことから、荒牧重雄（1982）は、

- ① 本鎌原火砕流は、泥流ではなく、本質的に乾いた粉体流（dry avalanche）によるものである。
- ② 比較的湿度は低かった。

- ③ 本質岩塊が数%以下しか含まれていなかったことから、上流部で鎌原火砕流の巨大本質岩塊の運動エネルギーは、地表を掘り起こし、侵食することによってその大部分を消費され、その代わり、掘り起こされた旧物質に運動エネルギーは移され一団の粉体流となって、一見連続的な流れとなって更に下流に向かって流走した。

と考えている。

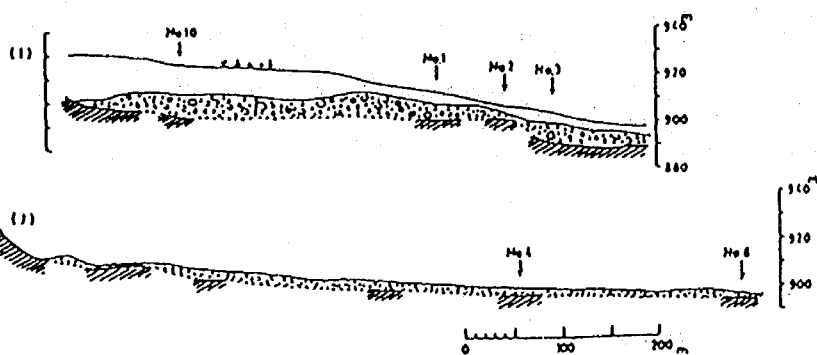
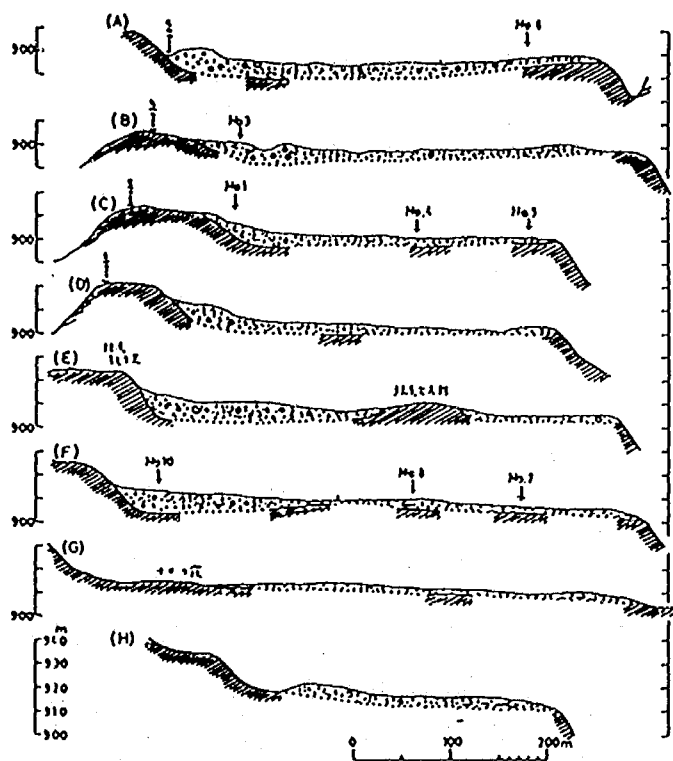
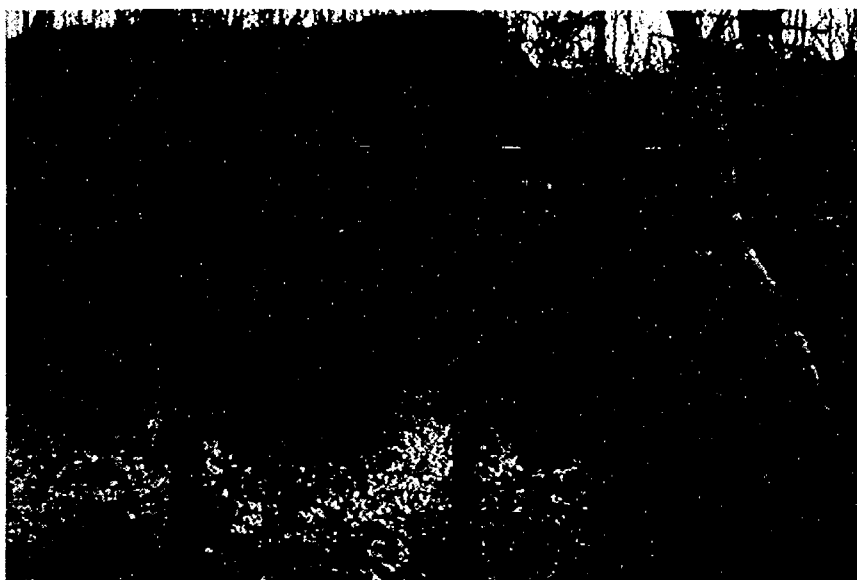


図-30 鎌原村における鎌原火砕流の堆積断面模式図（荒牧等：1982）¹⁾



堆積層深（約1.0m）



堆積層深（約1.5m）

写真-13 火口からの流下距離と堆積層の違い

（上：火口から約7kmの地点）
（下：火口から約11kmの地点）

火口から約7kmの地点では、直径10cm～20cmの黒いち密な安山岩質の本質岩塊が多量に含まれている。火口から約11kmの地点ではこのような本質岩塊はほとんど含まれておらず、大部分が山腹斜面を構成している類質からなる。

（山田 撮影）

さらに、鎌原理没部落発掘調査では1984年に鎌原村よりも上流部、すなわち、火口により近い部分で鎌原火砕流堆積物を10箇所試掘している（荒牧重雄等：1986）。試掘は、パワーシャベルを用い、長さ3～5 m、幅2～3 m程度のピットを掘削している。その試掘位置を図-31に示す。なお、この試掘では、試掘深を鎌原火砕流堆積物の底面までとしているが、No. 1、3においては火砕流堆積物の底面まで達していない。

これらの各ピットの断面スケッチ図および各断面で観察される堆積物中の直径3.0mm以上の礫の礫種区分とその状況等は荒牧重雄等(1986)に詳細に記述されており、ここでは省略することとし、各ピットの堆積物の特徴と鎌原火砕流の堆積深をまとめたものを表-5に示す。また、平面的な鎌原火砕流の堆積深の分布状況を図-32に示す。なお、同表同図には、1980年に実施した鎌原村を中心とした試掘結果（荒牧重雄：1981）も示してある。

同表同図より、鎌原火砕流堆積物の層厚の特徴は次のようにまとめられる。

表-5 各ピット厚さとその特徴（荒牧等：1986, P. 276）¹⁾

ピット	堆積物の厚さ	鎌原火砕流/岩屑流堆積物の特徴
1	> 3.2 m	巨大本質岩塊3個、深所にもあり掘削不能
2	> 2.5 m	同上1個、軽石流堆積物中に貫入
3	> 2.0 m	大本質岩塊1個、湧水あり
6	0.8 m	縁辺部、小類質岩塊のみ
7	2.4 m	軽石流堆積物と垂直面で接触
8	2.4 m	大本質岩塊2個、類質岩塊も多し
10	2.7 m	偏平化した類質岩塊が平行に配列
12	1.2 m	薄い堆積物が軽石流堆積物の上にのる。
15	4.2 m	巨大類質岩塊多数、赤松樹幹あり
16	3.6 m	柔らかい類質大岩塊あり、

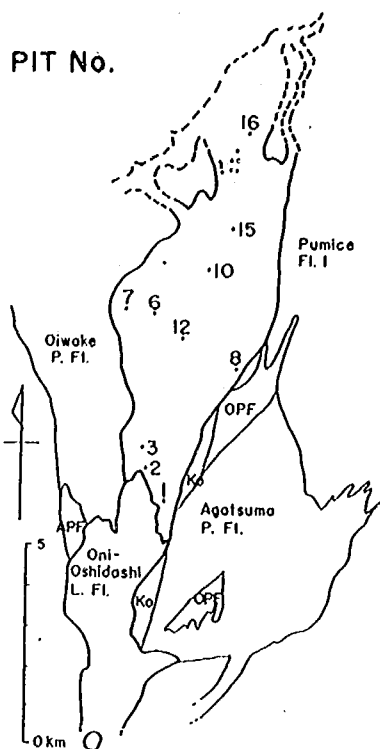


図-31 浅間山北麓のピット位置図（荒牧等：1986）
（数字は掘削ピットNo.を示している）

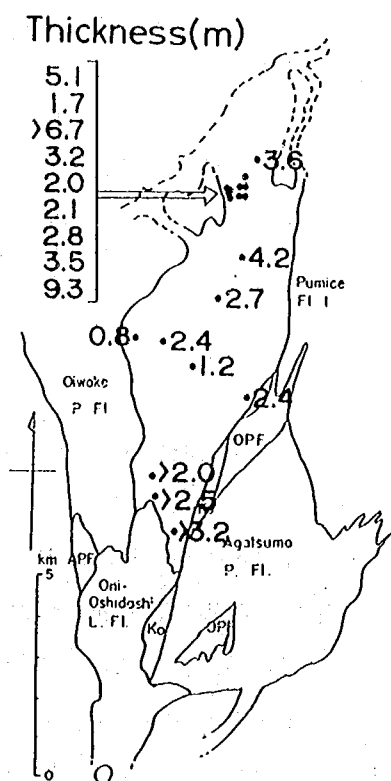


図-32 各ピットで測定された堆積物の厚さ (mm)
（荒牧重雄等：1986, P. 276）¹⁾

- ① 火口からの距離に関わらず比較的均一な厚さを示す。ただし、部分的には9.3m（鎌原観音堂の石段の下）と大きな堆積深を示すが、これは地形的に窪んだ地点に堆積したためであろうと考えられる。
- ② 平均的な厚さは3.0m程度である。
- ③ 薄い堆積物が切れ目なく地表を覆っている。

堆積礫径は、No.1の上流側に大径礫（数m以上）が多数地表面に堆積している。各ピットで計測された径64mm以上の岩塊の全体に対する比率は、荒牧重雄等（1986、P.277-278）により算出されており、その結果は図-33のとおりである。

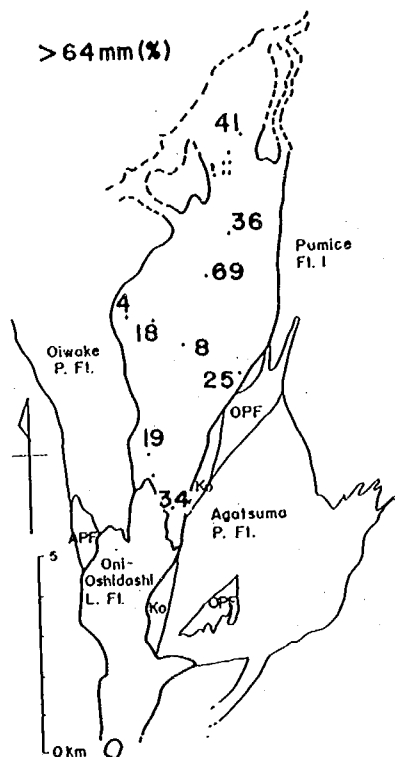
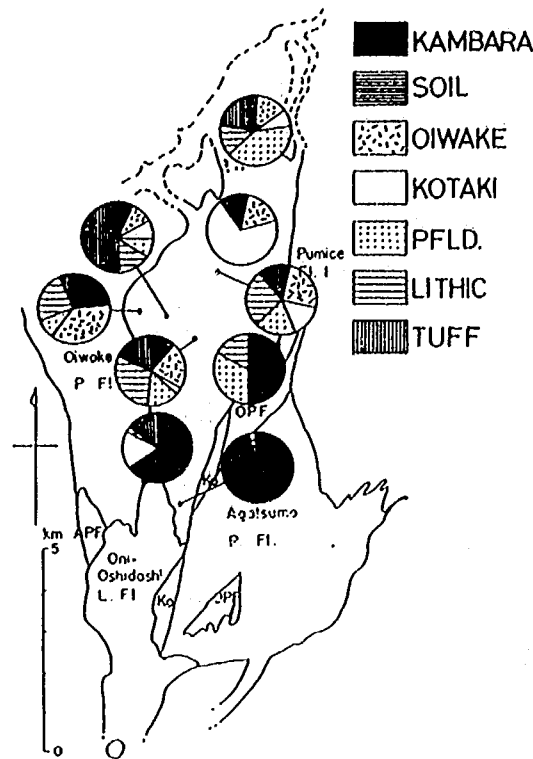


図-33 直径64mmより大きな岩塊の堆積物全体に対する割合（荒牧等：1986）¹¹

同図より、荒牧重雄等（1986、P.278）は粗粒岩塊の分布の特徴を次のように解釈している。

- ① 堆積物の西側では粗粒岩塊が少なく、東側で多い。
- ② このことから、流れの強力な部分は、東半分には偏っていたことが推論される。

また、荒牧重雄等（1968、P.278-279）は各ピット断面において、径約30mm以上に岩塊について岩種分類を実施しており、その結果は図-34のようにまとめられている。



岩塊の種類構成比率。KAMBARA—本質岩塊、SOIL—当時の地表面を構成した黒色土壌、OIWAKE—追分火砕流の岩塊及び堆積物のブロック、KOTAKI—小滝火砕流の岩塊および堆積物のブロック、PFLD—軽石および軽石流堆積物のブロック、LITHIC—ち密な古期岩石の塊、TUFF—分類不明の未固結ないし弱固結の軽石質凝灰岩のブロック

図-34 岩塊の種類構成比 (荒牧重雄等：1986, P. 278)

同図より、各ピットにおける岩塊の岩種構成の特徴は、火口から遠ざかるにしたがって、本質物質から類質物質へと変化している傾向を示していることである。また、荒牧重雄等（1986）は各ピットで粒度分析試験を実施している。調査方法は、まず、各ピットの露頭断面のスケッチを基にして、径32mm以上の粒子の粒度分析を行なった。これは、スケッチ図を基にして画像処理を行なったものである。さらに、径32mm以下の粒径については現地でマトリックスをサンプリングし、ふるい分け試験を実施している。そして、両者の試験結果を結合して、堆積物全体の粒分布を推定しているものである。その結果図-35に示すとおりである。ただし、同図は荒牧等のφ尺度をmmに換算して示してある。同図より、No 1、3、8、15、16の粒径は比較的粗粒（d₅₀で7mm程度）であり、No 6、7、12は前者に比較して細粒（d₅₀で1mm程度）である。なお、No10地点の粒径については、他の地点と曲線形態および粒径が際だって異なっており、この理由は不明である。

また、大礫径の影響を除去するため、径25.6mm以下についてその分布をみると図-36のとおりである。同図より、いずれのピットにおいても径25.6mm以下の礫に関しては同一の分布をしている。すなわち、火口からの距離にかかわらず細粒分の礫径は均質であると考えられる。

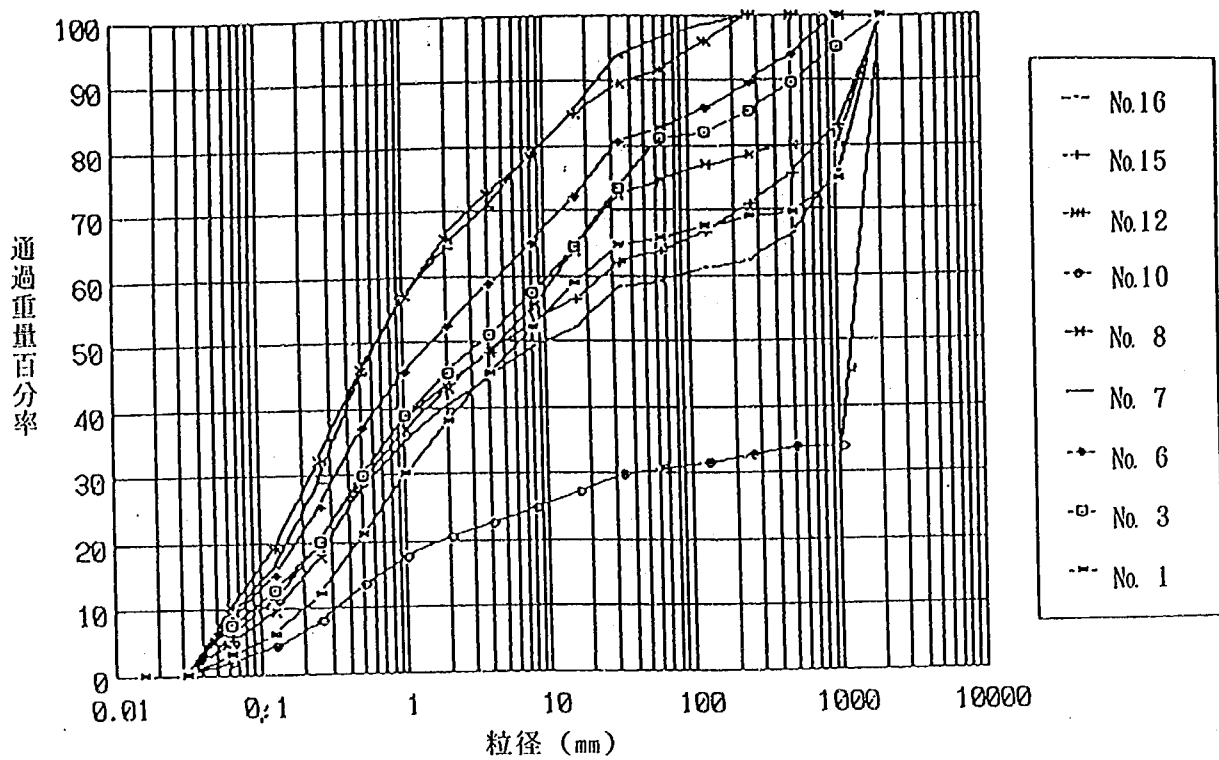


図-35 各ピット毎の粒径加積曲線 (荒牧重雄等：1986よりdmmに修正)¹⁾

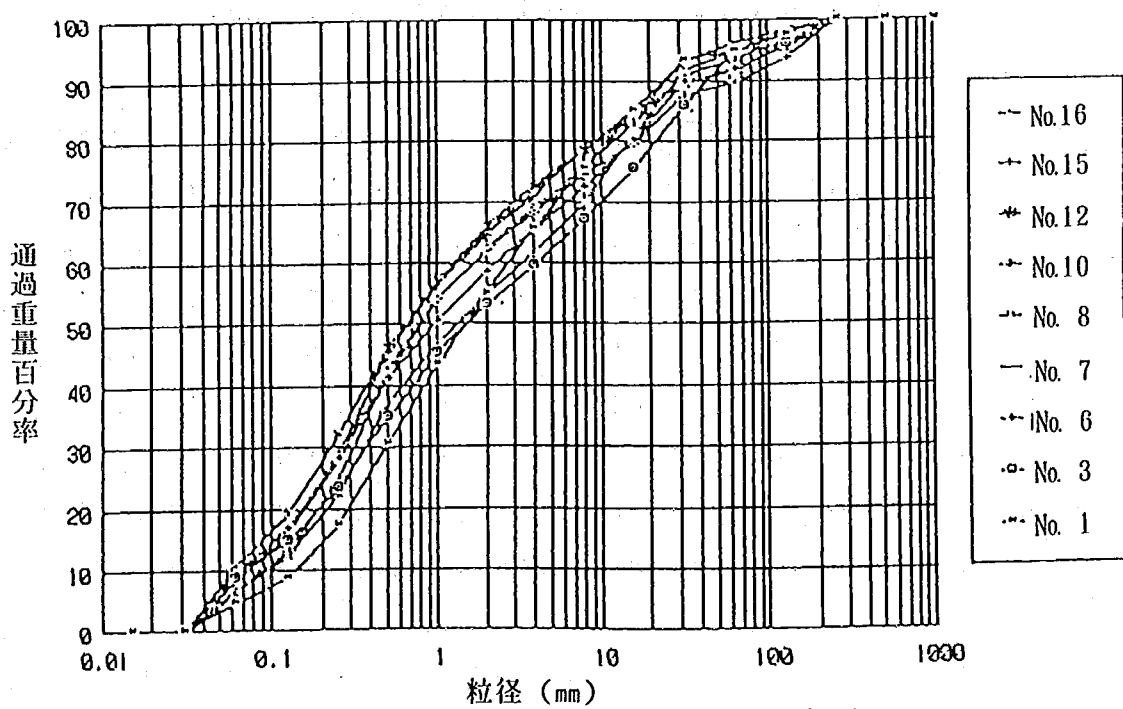


図-36 各ピットの径25.6mm以下の粒径加積曲線 (荒牧重雄等：1986よりdmmに修正)¹⁾

また、現在見られる鎌原火砕流堆積物の分布形態および分布近傍の地形的特徴から S. Aramaki (1956, P. 209) は次のように述べている。

- ① 火口から直線的な流れ方をしている。
- ② 鬼押出溶岩が終わる地点より少し南側、浅間博物館付近から北では鎌原火砕流の主体が通過した最大40mの深さの低地となっており、垂直な崖が続く。
- ③ 崖の高さは、北（下流）へ行くにしたがい減少し、火口から8 km離れた地点ではほとんど0 mとなる。
- ④ 鎌原火砕流により侵食された区間と考えられる。

以上のことから荒牧（1986）は、1783年（天明3年）の鎌原火砕流の現象を図-37のように表わしている。すなわち、8月5日午前10時頃大噴火が起こり、火口頂部付近の火道壁を構成していたほとんど固結状態の岩塊が破壊され、投出される。その大部分が北側斜面に落下し、一種の岩なだれを生じる。火口から数km、現在の鬼押出溶岩流の先端付近に到達した時点で、巨大な岩塊による地表面の侵食が最大となり、40mに達する深さまで削り込まれる。掘り起こされ、大小のブロックに破碎されたこれらの岩塊へ運動エネルギーが伝えられ、これらが相当の速さで下流に流出すると共に、本質岩塊の多くは地表に取り残され停止した。こうして物質の交換が行なわれ、火口から13km離れた鎌原村に達した時点では、流れの大部分は類質物質から成っていた。火砕流物質による地表の侵食は、火口から約8 kmの地点でほぼ消失し、それより下流では、もっぱら堆積が始まった。

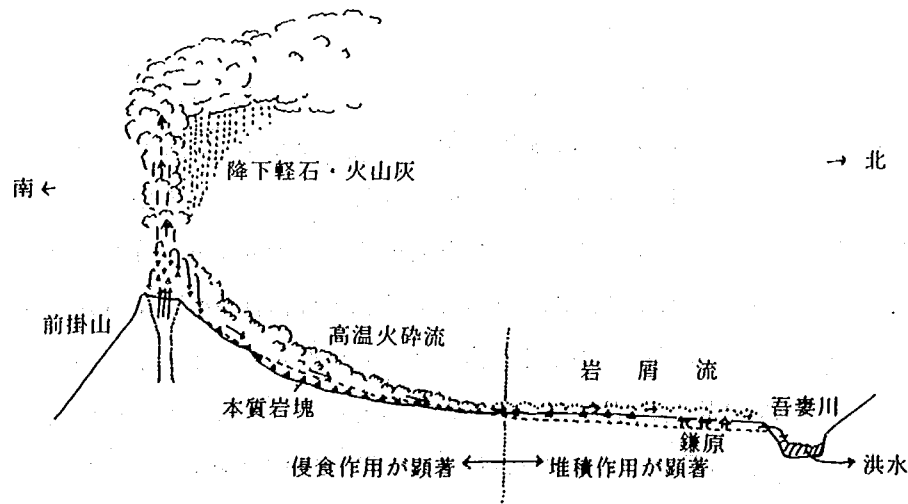


図-37 鎌原火砕流／岩屑流の模式断面図（荒牧重雄等：1986, P. 287）¹⁾

4.3 吾妻火砕流と鎌原火砕流との比較

吾妻火砕流と鎌原火砕流はかなり異なった特徴を示している。既述の調査報告によれば吾妻火砕流が比較的頂部に近い山腹斜面で停止しているのに対して鎌原火砕流は吾妻まで到達して大規模な泥流を発生させている（図-27参照）。さらに、鎌原火砕流は流下とともに斜面の土砂を多量に侵食しており、現在の立野、鎌原辺りの鎌原火砕流の堆積地には鎌原火砕流の本源物質はほとんど見られない（図-34参照）。

吾妻火砕流と鎌原火砕流の流下特性の相違を3章での考察を元に検討する。

火砕流の下層の基礎方程式からは、火砕流の到達範囲、すなわち流下・堆積範囲は主に粒子濃度に規定されていると考えることができるから、式(49)より、粒子間の摩擦係数にほぼ規定されているといえることができる。すなわち、材料特性にかなりの違いがあっても到達範囲はさほど大きく変わらず、また、図-24より勾配の変化に粒子濃度が敏感に反応するため勾配がある値——粒子間摩擦係数の約 $1/2$ ——より小さくなる地点で堆積が急速に生じること。ただし、基礎方程式は粒子の重量を粒子の衝突・反発により生じる圧力で支えているので、それ以外の要因による粒子重量の支持力が発生すると式(49)中の摩擦係数がみかけ上小さくなる。

代表的な火砕流の堆積勾配は表-5から、明瞭に $0.35 \sim 0.21$ (約20度～約12度)、および 0.15 (約8度)以下のグループの二つのグループに分けることができる。 0.15 以下のグループはさらに、 $0.15 \sim 0.09$ (約5度)間、および $0.10 \sim 0.05$ (約5.7度～約3度)のグループに分けることができる。火砕流の堆積勾配が $0.35 \sim 0.21$ のグループは、その値がほぼ粒子間摩擦係数の $1/2$ に近いことから、粒子重量が粒子間の衝突・反発により生じる圧力によって支えられているような流動特性を持っている流れの停止したものと考えられる。その一方、 0.15 以下のグループは、粒子の衝突・反発以外の粒子の重量を支える要因の存在が予想される。たとえば、火砕物からのガスの放出により生じる間隙気体の圧力勾配、あるいは侵食層中の冷たい大気や土中水の高温の火砕物による急速な膨張や蒸発による間隙気体の圧力勾配の生成、および剪断による流れの乱れエネルギーによる間隙気体の圧力勾配の生成、さらには粒子同士が常にどこかで接触を生じていることによる静的な接触応力の生成(あるいは土質力学的な意味での有効応力の生成)などである。

吾妻火砕流と鎌原火砕流の堆積勾配を図-38に示す。

吾妻火砕流についてみると、その主な堆積範囲は斜面勾配が約 0.06 の値をとる地点であり、このことは吾妻火砕流の本体が粒子流のみの性質をもっていたのではないことを示している。吾妻火砕流の堆積層は吾妻火砕流の本源物質から構成されていることから吾妻火砕流を構成する火砕物の材料特性がそのような性質を示す要因をもっていたことになる。現地で吾妻火砕流の堆積物を観察すると、堆積層は溶結しており、しかもその構成粒子は粒径が数cmと小さく発泡しているのが見られる。地盤の侵食は見られないので、それに伴う間隙気体の膨張や間隙水の蒸発は生じなかったものと思われるが、火砕物の発泡に伴う気体の発生、粒子が小さいことによる乱れの生成が見掛け上粒子間の摩擦係数を小さくしたものと想像される。流れが乱流になるかどうかは乱れエネルギーの生成の消散に対する比、レイノルズ数(流れの慣性力と粘性力の比)で評価されるが、レイノルズ数中の粘性係数の定義は剪断応力を歪み速度で除することにより与えられるから、粒子流の場合、式(2-13)より、

$$\mu = \frac{\tau}{(du/dz)} = \frac{3}{50 \sqrt{10}} \frac{C^{4/3}}{1 - (C/C_*)^{1/3}} T_c \mu \sigma d^2 \left| \frac{du}{dz} \right| \dots\dots\dots (2-28)$$

となる。

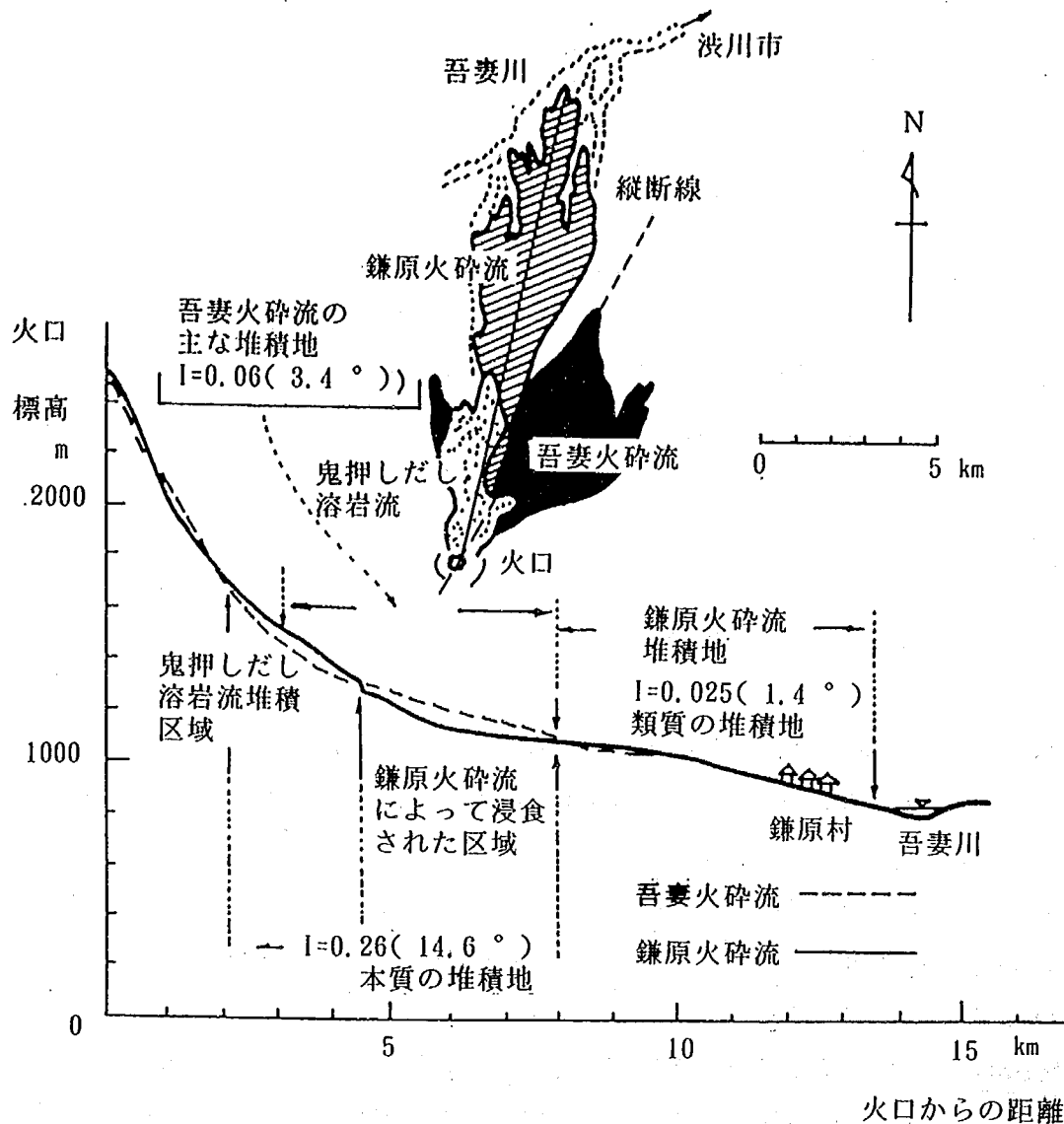


図-38 吾妻火砕流、鎌原火砕流の流下、堆積区域

式(2-28)より粘性係数が歪み速度の関数となるため、水深方向に変化する。従って、断面の乱れの生じやすさを議論するためには断面の代表的な歪み速度(たとえば流れの底面近傍の歪み速度、)を用いることになろう。粘性係数の粒径に対する依存性は、式(2-28)からも分かるように粒径の二乗に比例して大きくなるため、粒径が小さい粒子からなる粒子流では乱れが発生し易くなる。吾妻火砕流の場合、はたしてどのような状態にあったかどうかはよくわからないが、必ずしも粒子流としてのみの性質ですべてが説明される流れではなかった可能性がある。

一方、鎌原火砕流の場合、鎌原火砕流の本質岩塊が多く堆積している地点の勾配は吾妻火砕流のそれと比べかなり急で、むしろ、粒子流としての堆積勾配に近い。そして、この地点から斜面を下るにつれて堆積物中に含まれる本源物質の割合が減少してゆくのは先に述べた通りであるが、このことは流下とともに斜面で侵食と堆積を同時に生じたこと、すなわち、火砕流の材料を鎌原火砕流の本源物質と斜面の土砂との間で交換したことを意味する。鎌原火砕流が流下した斜面は移動床としての状態にあったことになる。

また、その粒度分布をみると¹⁾、図-35、-36に示すように、場所的にほとんど差異が認められない。このことは、斜面を火砕流が流下してゆく時、この区間で土砂の移動が移動床水理学でいうところの河床材料としてほぼ平衡状態が達成されていることを意味する。堆積地の斜面勾配が0.025程度の斜面までそのような状態であるので、流れは粒子流のそれとは異なり密度流としての流れの特性を持っていたのであったであろうことが予想される。実際、粒径も比較的小さく、高橋も指摘しているように流れの規模が大きければ十分その可能性はありうる。密度流的な流れになるためのエネルギーは、鎌原火砕流の本源物質が停止・堆積するまでに与えられている必要がある。鎌原火砕流の本源物質は吾妻火砕流のそれと比べ粒径が大きく粒子流としての性質を持って流下したものと想像されるが、その際、本源物質のうちの細流分をまきあげるとともに、大きなせん断力で斜面を侵食し、侵食した層の間隙の気体や水を膨張・蒸発させ、それにより生じた圧力勾配により微細粒子を浮遊させ、それらが密度流を形成したものと想像される。

このような吾妻火砕流と鎌原火砕流の特性やその相違に関する説明については、いまの段階では定性的な推察の域をでないが、今後、火砕流のより詳細な流動機構に関する研究の進展、火砕流の材料特性と堆積状況に関する力学的な調査により次第に定量的に明らかにされるものと思われる。

4.4 吾妻火砕流、鎌原火砕流のシミュレーション

図-39に吾妻火砕流の底層部 (debris avalanche) の流下、堆積範囲について、前述の基礎式をもとにシミュレーション計算を行なった結果を示す。シミュレーション計算の条件は粒子間の固体摩擦係数を0.36、総量0.15km³、土砂濃度40%、継続時間は2時間で矩形で時間的に一定流量20833m³/sec が流出したものである。計算に用いた地形条件は火砕流発生前の地形¹⁾を推定したもので火砕流の流下範囲を200m×200mのメッシュでデータ化した。

実際の堆積範囲と比較すると計算結果の方がやや西側に流向が傾いているが、堆積幅が3～4km程度であること、到達距離が火口から8km程度であることに關しては、実際の現象を比較的良く再現しているといえる。

次に、鎌原火砕流の底層部 (debris avalanche) の流下、堆積範囲についてシミュレーション計算を行なった結果を図-40に示す。計算条件は、粒子間の固体摩擦係数を0.5、総量0.15km³、土砂濃度40%、継続時間は2時間で矩形で時間的に一定量20,833m³/sec が流出したものである。計算に用いた地形条件ならびに火砕流の流下範囲のメッシュのスケールについては吾妻火砕流の計算の場合と同じである。

計算の結果、鎌原火砕流の本質物質の大部分が現在の鬼押し出溶岩堆積地に堆積した。実際の堆積範囲と比較すると計算結果の方がやや横方向に広がる傾向をみせているものの、鬼押し出し溶岩堆積区域より下流域では火砕流の堆積物に本質物質がほとんど含まれていないという調査結果¹⁾と調和的である。

今回のシミュレーション計算結果のように鎌原火砕流が堆積したとすれば現在の鬼押し出し溶岩の堆積層の下にその本質物質が堆積しているはずである。ボーリング等の地質調査を実施して本質物質の存在の有無ならびにその堆積状況を調べ、計算結果の妥当性を検討する必要がある。

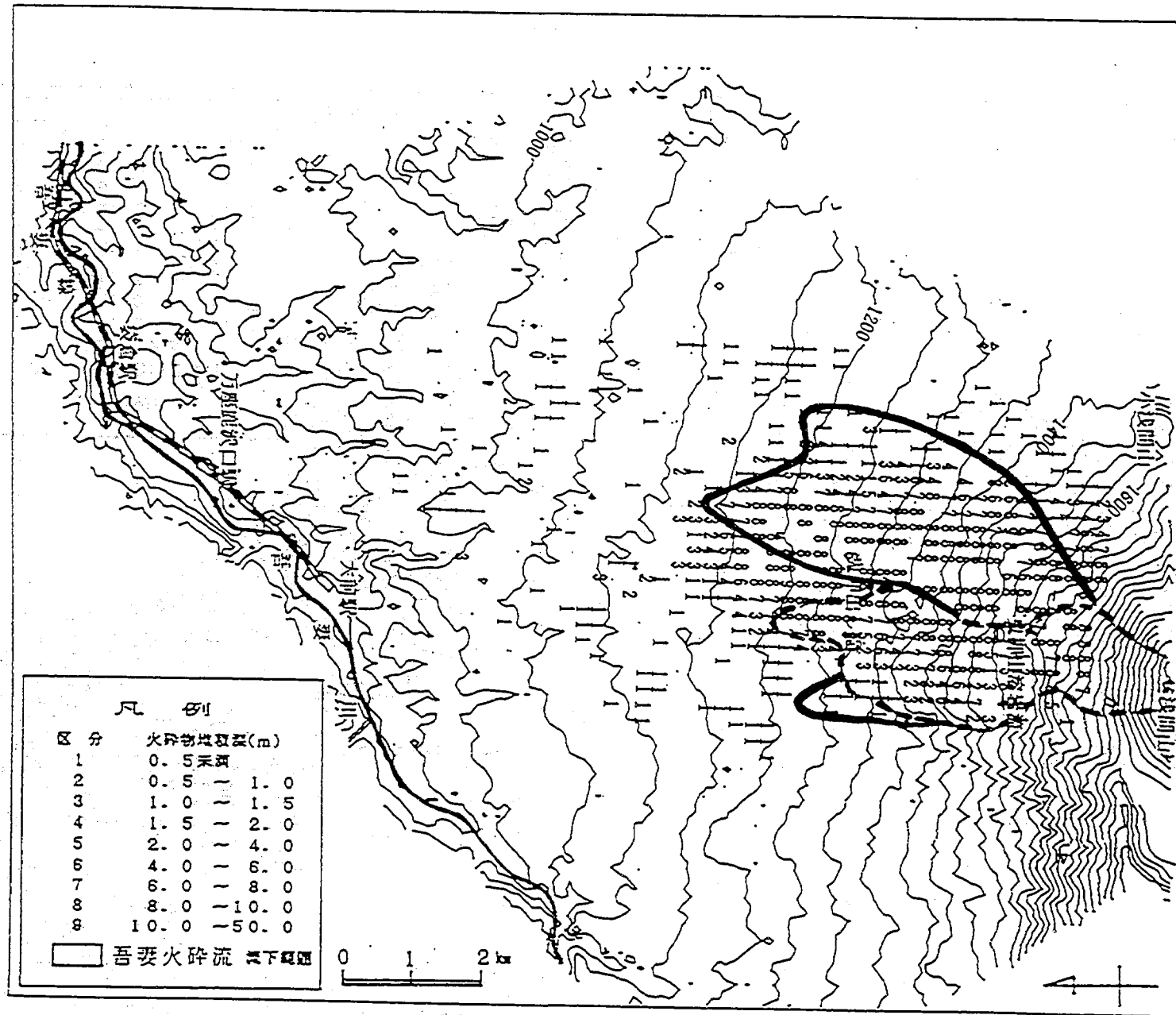


図-39 吾妻火砕流の流下範囲とシュミレーション計算結果

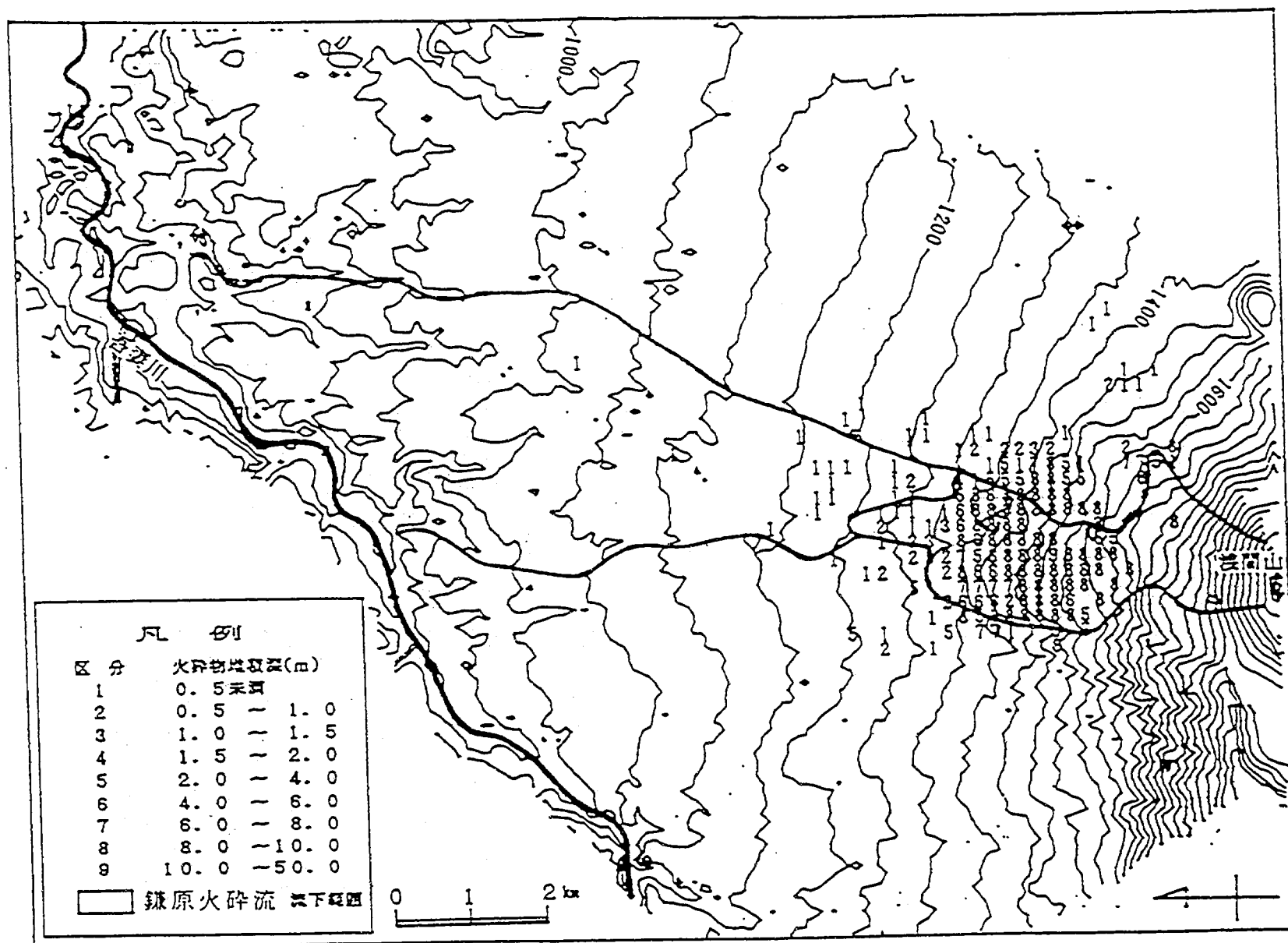


図-40 鎌原火砕流の流下範囲とシュミレーション計算結果

5. 火砕流災害の範囲と程度の予測手法、ならびに火砕流対策工に関する検討

5.1 火砕流災害の範囲と程度の予測

火砕流による災害は、大きく

- (1) 火砕流下層部の流下に伴う災害
- (2) 火砕流上層部の流下に伴う災害
- (3) 火山泥流等、火砕流によりひきおこされる他の2次災害

の3つに大別される。

(1) 火砕流下層部の流下に伴う災害

火砕流下層部は、火砕流本体とでもいうべきもので大きな運動エネルギー、熱エネルギーを持ち、また、急速に堆積するので、通過・堆積域は壊滅的な災害を知る。火砕流下層部の流下・堆積範囲は第4章でのシミュレーションによりその概略の範囲を検討できる。ただし、現在の段階では、まだ流動機構が十分解明されたわけではないので、流下・堆積を支配しているいくつかのパラメーターを十分な精度で定めることができず、想定される条件を考慮して、いくとおりか検討しておくことが必要である。

概略的には、到達範囲は粒子の固体摩擦角の $1/2 \sim 1/3$ の勾配の地点までにそのほとんどを堆積させることから、対象とする火山における火砕流の流動特性に関する調査・検討からみかけの固体摩擦係数を見積り、地形的な判断でその到達範囲を検討することができる。

(2) 火砕流上層部の流下に伴う災害

火砕流上層部は、微細な粒子が気体の乱れや高温の火砕物によるまわりの気体の膨張や水の蒸発等による圧力勾配の形成により浮遊させられている層であるが、地表面での火砕流の圧力や高い温度、火砕流上層部のフロント部での圧力の差などにより植生や家屋を破壊するなどの大きな災害に結びつく。

場合によっては、火砕流の規模が小さく、火砕流が流下とともに山腹斜面の堆積物と材料の交換をすることにより熱を発散させ、家屋等にそれほど被害が出ない場合がある。

噴火の規模が大きくなると、高空に放出された大量の火砕物の大気中での沈降にともない、上層部とよく似た流動が生じる。

火砕流上層部の流下に伴う災害の程度とその範囲については、火砕流上層部の流動機構とそのシミュレーションについて、十分な検討がされていないため、比較的流動のメカニズムが類似している非圧縮性の密度流のシミュレーション・プログラムを用いて近似的に解析することは可能であろうが¹⁰⁾、温度変化や圧力の分布に関する情報が得られない。下層部の流動機構が明らかとなり、そのプログラムが開発されると、下層部のシミュレーションと一体化させて災害の程度とその範囲を求めることができる。

現在の段階では、密度流シミュレーションを実施して近似的に到達範囲を知るか、地形的に火砕流の到達範囲を定め、熱的な検討を別途行うことにより災害の程度と範囲を知る方法をとらざるをえない。

(3) 火山泥流等、火砕流によりひきおこされる他の2次災害

火砕流は、2次災害の誘因として見た場合、運動量が誘因である場合と、熱量が誘因である場合、さらに火砕流の堆積現象が誘因となる場合の3通りに大別される。

運動量が誘因となる場合は、たとえば、ダム等への火砕流の突入によるダムの決壊や洪水段波の形成、あるいは天然ダムの破壊等がある。熱量が誘因となる場合は、氷河や積雪斜面への高温の火砕流の供給による火山泥流の発生等がある。火砕流の堆積現象そのものが2次災害の誘因となる場合は、たとえば、第3章で考察した、吾妻川で発生した鎌原火砕流による泥流のように、河川への火砕流の堆積による泥流の発生等が考えられる。

ルーズな火砕流堆積物の降雨による侵食による土石流等の土砂災害も2次災害といえないこともないが、これについては火砕流が土砂生産・流出環境を変化させた結果として土石流が発生したのであるから、災害の直接の誘因として働いたわけではないのでここでは対象からはずす。

運動量が誘因となるばあいの2次災害の程度と範囲は、たとえば、ダムへの火砕流の突入を問題とすると、火砕流が貯水域にある水に運動量を与えられることにより発生する段波の波高と流体力によるダムへ与える影響や越流流量、ダム下流の河道での段波の挙動を検討することで行うことができる。

熱量が誘因となる場合の2次災害の程度と範囲の予測は、たとえば、積雪期の融雪による火山泥流の程度とその範囲であると、ネバド・デル・ルイス火山や十勝岳で発生した火山泥流の解析と同様の手法を用いて行うことができる。

火砕流の堆積現象が誘因となるばあいの災害の程度と範囲については、火砕流の沈降・堆積の時系列——土砂の供給の時系列、すなわち給砂のハイドログラフ——を火山の噴火活動の特徴から設定し、キネマティック・ウェーブとしての解析や1次元、2次元の不定流解析を行うことによりその概略について把握することができる。

5.2 火砕流対策に関する考察

火砕流に対し効果的な対策施設についての基本的な考え方を以下にまとめる。対策の対象とする現象は、前節の火砕流にともなう災害に関する項目のうち、下層部と上層部についてである。

(1) 火砕流下層部の対策施設の基本的な考え方

下層部の流動は、高温の粒状体の重力流動としての力学的特性をもっている。この層の流動は層流としての流動を示し、濃度も高く、勾配が小さくなると粒子間の準静的な塑性状態での応力が働き停止するようになる。

したがって、下層部に対しては、ダム工（オープン・ダムを含む）や導流堤、あるいは流路工のようなもの（コンターに垂直ではなく流路勾配を緩和するように設けることを考えても良いであろう）などの施設が有効に働くものと思われる。但し下層部の上を流れている上層部はそれらを比較的容易にのりこえ、下層と違った方向に流下してしまうことが予想される。

外力は、粒子群が持っている運動量が衝突・停止する微小時間内に衝突力の力積に変化するため、かな

りの大きさになる。勾配が大きいところと小さいところとでは、小さい方が準静的な塑性応力が流れの応力の一部を担うこともあり、勾配が大きい場合と比べかなり小さな値をとるであろう。

また、流下斜面にルーズな堆積物が存在すると堆積層の石礫と火砕流中の火砕物と交換を生じ、その際、堆積層中の水分を急速に蒸発膨張させ、あるいは堆積層中の冷たい気体を急速に膨張させ、下層部の流動を助け上層部をより大きく発達させる原因となる。このような場合、下層部の運動をなるべくはやく停止させることが肝要であるが、そのためには大きな外力を受ける施設をそのような堆積層上に構築する必要がある。

(2) 火砕流上層部の対策施設の基本的な考え方

火砕流上層部は、第2章で検討したように、気体の乱れが粒子を浮遊させながら流下してゆくものと考えられる。したがって、下層部対策のような工法では、上層部がそれらの施設を容易に越流してしまうため有効ではない。たとえば、小さな入江程度であれば、火砕流の上層部は海を渡ることもある。火砕流上層部の停止は浮遊している粒子が沈降することによって達成されるので、いかにして粒子を沈降させるか、いかにして気体の乱れをおさえ乱れエネルギーを散逸させるかが問題となる。

気体の乱れをおさえるには、乱れのスケールを小さくするような施設を設けるのが最も効果的である。対象とする現象は異なるが砂防林や防雪林は、気体の乱れにより浮遊している細砂や雪から民家、道路や鉄道等を同等の効果で堆積させることにより守ろうとするものである。従って、火砕流の上層部についてもこれらと同じようにグリッドやスリットを設けて、乱れのスケールを小さくすることにより乱れエネルギーを減少させ、浮遊させている粒子を沈降させることにより火砕流上層部を停止させるような施設が有効である。それ自身被害を受けるが頻度が高くない場合ある程度の広さを持った砂防樹林帯の利用も考えられる。

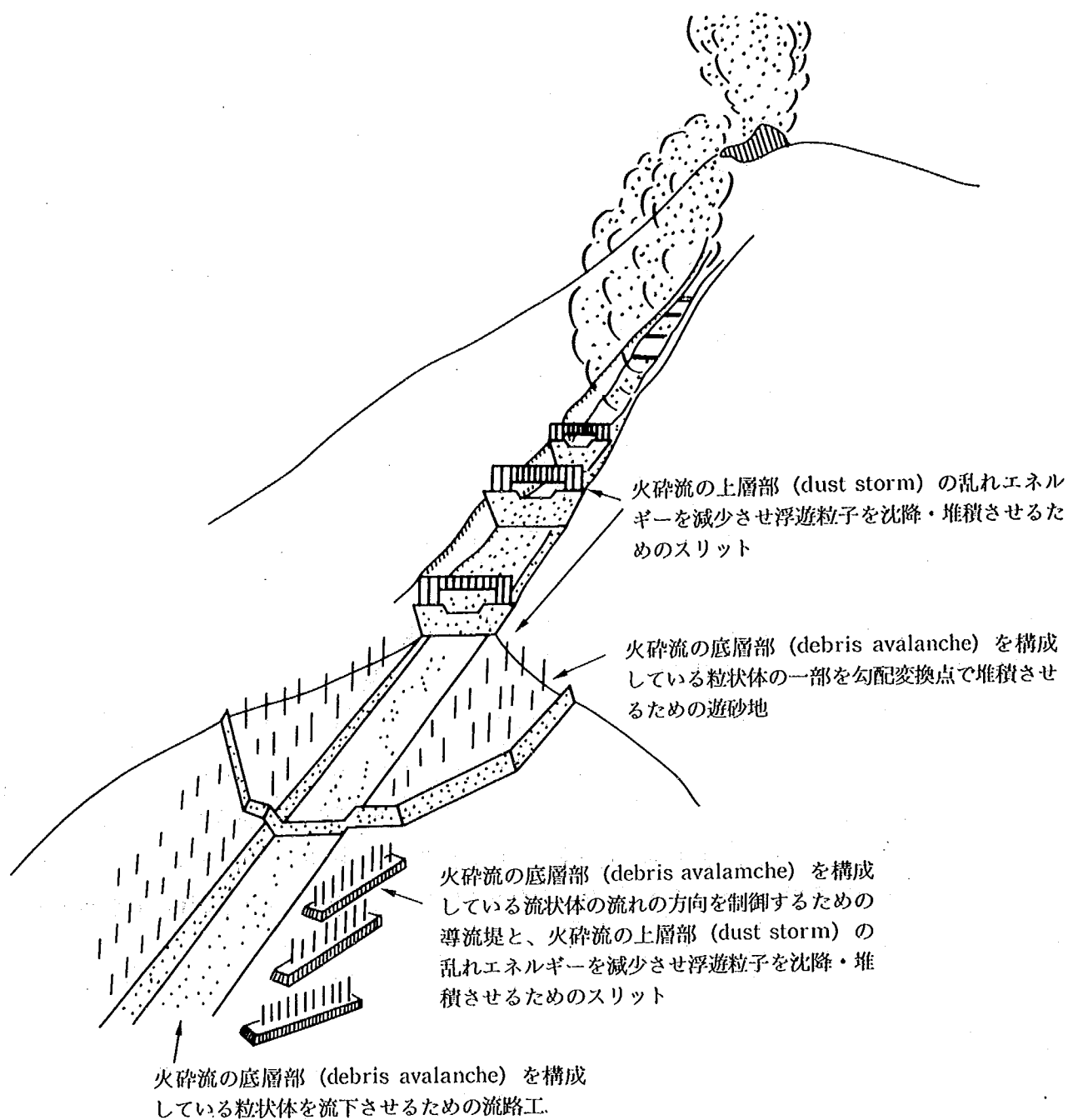


図-41 火砕流対策工の概念図

6. ま と め

本研究により得られた知見は次のとおりである。

- (1) 比較的規模の小さい火砕流は狭義に「火口から噴出した摂氏数100度～1000度に達する高温の溶岩片、火山灰、ガスの混合物が高速で斜面を流下する現象である」と定義され、その発生形態から一般的にプレー型、スフリエール型、メラピ型に分類されている。

火砕流は主に東南アジア、中南米諸国において壊滅的な災害を火山山麓にもたらしてきており、タンボラ火山やプレー火山のように死者が10,000人を越える大規模な事例もある。

我国では、1783年（天明3年）に浅間山で発生した鎌原火砕流による災害が有名である。

また、1926年（大正15年）の十勝岳噴火に伴う火山泥流災害のように火砕流による直接的な災害が生じない場合でも、積雪を融解して大規模な火山泥流を生じさせる等、二次災害をもたらす危険が十分ある。

- (2) 火砕流の発生は突発的でその発生頻度が泥流や土石流等比べて低いため、これまで火砕流を観測、記録した事例が極めて少ない。しかしながら、十勝岳、浅間山、メラピ火山、スメル火山、セントヘレンズ火山等のいくつかの火山においては、その流動状況をとらえることができた貴重な映像が存在する。とくに、インドネシアのスメル火山では1989年、5月、6月に比較的大規模な火砕流が発生し、鮮明なVTRが撮影された。このVTRを解析した結果、火砕流の流下速度（ v ）は斜面勾配（ I ）の1.5乗に比例しているという経験式が得られるとともに、流速係数が5～10程度の値をとることがわかった。

さらに、北海道駒ヶ岳、浅間山、新瀉焼山、メラピ火山における小規模で比較的最近発生した火砕流の堆積範囲について、個々の火山ごとに堆積幅、堆積長、堆積物の厚さ等について簡単に整理した。

- (3) 火砕流の底層部（debris avalanche）の流下、堆積範囲は、粒子の重量が粒子の衝突、反発により生じる圧力で支えられるとした場合、粒子濃度に規定される。粒子濃度は勾配の変化に影響され、勾配が粒子摩擦係数の約 $1/2$ より小さくなる地点で堆積が急速に生じる。
- (4) 1783年（天明3年）の浅間山噴火に伴って吾妻火砕流ならびに鎌原火砕流という二つの流動特性が異なる火砕流が発生した。吾妻火砕流は、低速で粘性の高い流れであったことが現在の堆積地形や堆積物の性状から指摘されている。

吾妻火砕流の主な堆積範囲は斜面勾配が0.06付近であるため、3章での考察から吾妻火砕流の本体が粒子流のみの性質をもっていたのではないことが推測される。

一方、鎌原村を埋める等の大規模な災害をもたらした鎌原火砕流は、高温、高速の流れであり、流下とともに斜面の土砂を多量に侵食したことが大きな特徴である。鎌原火砕流の本質岩塊が堆積している地点の勾配は約0.26であり、吾妻火砕流のそれに比べかなり急である。従って、粒子流としての堆積勾配に近い場合、その流れは粒子流の特性を呈していたものと推測される。

- (5) 火砕流の支配方程式を流れの体積に関する保存則と粒子に対する保存則とに分けて考え、非圧縮性流体としたときの体積の保存則、その空間に占める粒子の濃度に関する方程式、空間と粒子からなる流れに関する方程式をもとにスターガードスキームを用いた数値シミュレーション手法を提案した。このシ

ミュレーション手法を用いて1783年に浅間山で発生した吾妻火砕流、鎌原火砕流に適用したところ、比較的再現性のよい結果が得られた。

- (6) 比較的規模が小さい火砕流の底層部 (debris avalanche) は高温の粒状体の重力流動としての力学的特性をもっているため、その対策としてはダム工や導流堤、流路工等が考えられる。

一方、火砕流の上層部 (dust storm) は底層部 (debris avalanche) の表面と上部気体との間のせん断によって生じる気体の乱れにより浮遊させられた微細粒子と気体とから構成されているため、対策としては乱れのスケールを小さくする必要がある。そのため、微細粒子を沈降、堆積させることが可能なグリッドやスリットが有効であると思われる。

おわりに

一度発生すれば壊滅的な災害をもたらす危険の高い火砕流について、災害を軽減し防止するためにはその影響の範囲と程度を予測することがまず必要となる。そのためには、今後とも現場での詳細な堆積物調査や流動観測等から出来るだけ情報を得るとともに、それらをもとに実験を行って流動に影響する諸要因を力学的に解明することが重要となる。シミュレーション手法については、火砕流を圧縮性流体とした場合の手法ならびに火砕流上層部 (dust storm) のシミュレーション手法を開発することが課題となる。さらに、火砕流に対する具体的な対策工法の確立も重要な課題である。

参考文献

- 1) 荒牧重雄、早川由紀夫、鎌田桂子、松島栄治：(1986)、浅間火山鎌原火砕流／岩屑流堆積物の発掘調査、火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害、自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.247-288
- 2) 鈴木建夫、勝井義雄、鎌田耕太郎：(1986)、北海道駒ヶ岳1929年火砕流の堆積地形と堆積物の粒度分布、火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害、自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.61-90
- 3) 鎌田桂子、荒牧重雄、柴垣由城、吉田邦夫：(1986)、入戸火砕流を用いた流動化実験、火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害、自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1；pp. 43-53
- 4) 高橋保：(1986)、火砕流、土石なだれのメカニズム、火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.43-53
- 5) 高橋保：(1986)、火砕流の流動式および Auto-Suspension の意義に関する実験的検討、火山噴火に伴う乾燥粉体流（火砕流等）の特質と災害、自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.55-60
- 6) 水山高久：(1988)、火山のハザードマップと対応、第20回の砂防学会シンポジウム講演概要集、火山砂防を考える、pp.61-72
- 7) 横山泉監修：(1976)、地震と火山、地学団体研究会編、新地学教育講座2、東海大学出版局
- 8) 地域防災データ総覧 地震災害・火山災害編：(1985)、財団法人、消防科学総合センター、pp.246-247
- 9) Disaster Prevention and Mitigation：(1977) A compendium of current knowledge, Volume 1, VOLCANOLOGICAL ASPECTS, UNITED NATION.
- 10) 荒牧重雄：(1973)、火砕流による災害、関東大地震50周年論文集、pp.391-400
- 11) 志田武司：(1990)、十勝岳噴火、62年ぶりに泥流発生、砂防と治水、Vol.21
- 12) 水山高久、山田孝：(1990)、インドネシア、メラピ火山で発生した火砕流の運動特性、砂防学会誌「新砂防」 Vol.43、No. 1、pp.30-37
- 13) 水山高久、山田孝、矢島重美、下田義文：(1990)、1989年インドネシア、スメル火山で発生した火砕流の運動特性、砂防学会誌「新砂防」 Vol.43、No.3、pp.13-19
- 14) アーバンクボタ (1978) No.15
- 15) 高危険度の火山（情報伝達、研修、野外研究の総合的計画による開発途上国における火山災害の軽減）提案書：(1985)、火山災害の軽減に関する臨時作業委員会、pp.246-247
- 16) 鎌田桂子：(1988)、火砕流の特性とその災害、火山学セミナー、マンツルの熱的・物質的構造とマグマ起源、地質学的手法による火山災害予測、日本火山学会、pp. II-12
- 17) 加茂幸介、石原和弘：(1986)、最近桜島火山で発生した小型火砕流 火山噴火に伴う乾燥粉体流(火

- 砕流等)の特質と災害 自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.129-135
- 18) 荒牧重雄：(1973)、浅間山1973年2～3月の噴火の際に発生した小型火砕流、火山第2集第18巻第2号、pp.79-94
 - 19) 渡辺一徳：(1988)、阿蘇火山中岳で発生した小規模な火砕流 火山学セミナーマンツルの熱的、物質的構造とマグマ起源、地質学的手法による火山災害予測、日本火山学会、pp.II、15-16
 - 20) HOBLITT, R. P : (1986) Observations of the Eruptions of July 22 and August 7, 1980, at Mount St. Helens, Washington U.S GEOLOGICAL SURVEY PROFESSIONSL PAPER 135 pp.29
 - 21) 早津賢二：妙高火山群——その地質と活動史——(1985) 第一法規出版株式会社
 - 22) 新潟県土木部砂防科焼山総合火山泥流対策基本計画報告書(1983. 3)
 - 23) 国際協力事業団(1980) メラピ火山砂防基本計画報告書
 - 24) Bagnold, R. A : (1957) The Flow of Cohesionless Grains in Fluid, Trans. Roy. Soc of London, Sesies A, Vol.249 , pp.235-297
 - 25) 鎌田桂子、荒牧重雄、柴垣由城、吉田邦夫：(1986)、入戸火砕流を用いた流動化実験、火山噴火に伴う乾燥粉体流(火砕流等)の特質と災害、自然災害特別計画研究研究成果、No. A-61-1、pp.61-90
 - 26) 山田孝、水山高久、矢島重美：(1990)、火砕流の流動実験 平成2年度砂防学会研究発表会概要集
 - 27) 金谷健一：(1979. 4)、粒状体の流動の基礎理論(第2報、発達した流れ)、日本機会学会論文集(B編)、第45巻392号、pp.515-522
 - 28) 最上武男：(1969)、土質力学、pp.998-1031、技報堂
 - 29) 下鶴大輔他：(1981)、噴火災害の特質と Hazard Map の作製およびそれによる噴火災害の予測の研究：科研、自然災害科学特別研究成果
 - 30) 児玉幸多他：(1982)、天明3年浅間山大噴火による埋没村落(鎌原村)の発掘調査、昭和56年度科研A

火砕流の流動機構と数値シミュレーション
ならびに対策工に関する研究

砂防研究室

ISSN 0386-5878
土研資料 第3005号
平成3年4月(1991)
室長 石川 芳治
研究員 山田 孝
矢島 重美
前室長 水山 高久

要 旨 本研究では、これまでの火砕流に関する研究の成果をレビューするとともに、その運動を力学的に説明するための流動モデルを提案し、このモデルをもとに吾妻火砕流と鎌原火砕流の数値シミュレーションを実施した。さらに、この流動モデルをもとに火砕流対策工の可能性を考察した。

キーワード：火砕流、流動モデル、数値シミュレーション、火砕流対策工

○

郵便はがき

3 0 5 - □ □

四十一円切
手をはって
下さい。

建設省土木研究所

砂防研究室 行

茨城県つくば市旭一番地

No. _____

No. _____

土研資料 第3005号

配布先住所

配布先氏名

○

○

土木研究所資料 第3005号 部

上記のとおり受領しました。

所 属 (住所)

氏 名 印

○