



Title	火砕流の運動・堆積機構と災害防除に関する砂防学的研究
Author(s)	山田, 孝
Citation	北海道大学農学部 演習林研究報告, 52(1), 22-84
Issue Date	1995-03
Doc URL	http://hdl.handle.net/2115/21386
Type	bulletin (article)
File Information	52(1)_P22-84.pdf



[Instructions for use](#)

火砕流の運動・堆積機構と災害防除に 関する砂防学的研究

山 田 孝*

Mechanism of Pyroclastic Flow Movement and Deposition, and Its Prevention Measures

by

Takashi YAMADA*

要 旨

火砕流災害を防止・軽減するためには、火砕流の運動・堆積機構を力学的に明らかにし、それに基づいた対策手法を検討する必要がある。本論文では、まず初めに雲仙普賢岳の火砕流災害の実態と特性ならびに、浅間山の鎌原火砕流に起因した泥流の発生機構を明らかにした。次いで、火砕流の運動状況を撮影したVTRを解析し、勾配と速度との関係($V=al^b$)、流速係数の値(3~10程度)、本体部は地形や勾配に支配されるが、熱風部は流路の屈曲部等で本体部から遊離して直進する場合があること、観測された熱風部の密度は0.2%以下であること等を明らかにした。また、模型実験により本体部の運動を支配するパラメータとして勾配、空気上昇速度が重要であること、速度分布はダイラタント流体に近く、勾配と土砂濃度とは正の関係があること等を明らかにした。これらの知見を参考にして本体部、熱風部の運動モデルを作成し、それに基づいた数値シミュレーション手法を提案した。そして、このような数値シミュレーションを用いて作成したハザードマップの活用がソフトな防災対策として重要であること、遊砂地、導流堤、スリット、流路工等が火砕流対策工法として可能性のあることを明らかにした。

キーワード：火砕流，災害特性，運動・堆積特性，模型実験，数値シミュレーション，対策手法

1994年9月30日受理 Received September 30, 1994

・建設省土木研究所砂防部砂防研究室

〒305 茨城県つくば市大字旭1番地

Erosion Control Division, Erosion Control Department, Public Works Research Institute, Ministry of Construction

1, Asahi, Tsukuba city, Ibaraki-prefecture, 305

目 次

緒 言	24
第 1 章 研究方法	25
第 2 章 火砕流災害の実態と特性	26
2.1 火砕流の分類	26
2.2 雲仙普賢岳における火砕流災害の実態と特性	29
2.2.1 火砕流本体部・熱風部による被害の状況	29
2.2.1.1 火砕流本体部，熱風部の流下・堆積範囲と堆積土砂量	29
2.2.1.2 被害の状況	29
2.2.2 火砕流熱風部の温度分布	30
2.2.3 火砕流熱風部の風速	31
2.3 浅間山の鎌原火砕流に起因した泥流災害	34
2.3.1 浅間山北麓斜面に堆積している本質岩塊	34
2.3.1.1 北麓斜面に堆積している本質岩塊（浅間石）の古地磁気測定	34
2.3.1.2 北麓斜面における本質岩塊の堆積分布と大きさ	35
2.3.2 泥流堆積物の堆積構造と物性	36
2.3.3 火砕流から泥流への変換過程	37
第 3 章 火砕流の運動・堆積の特性	40
3.1 映像資料の解析による火砕流の運動特性	40
3.1.1 堆積実態から推定される火砕流本体部，熱風部の定性的な運動特性	40
3.1.2 1991年5月26日，6月8日（昼）に発生した火砕流の運動特性	41
3.2 火砕流の堆積構造と物性	46
3.2.1 火砕流堆積物の堆積構造	46
3.2.1.1 調査方法	46
3.2.1.2 火砕流堆積物の堆積構造	46
3.2.2 火砕流堆積物の物性	49
3.3 火砕流の流体力	49
3.3.1 雲仙普賢岳中尾川流域における火砕流の流下・堆積状況	49
3.3.2 堤体内部破壊条件に基づく火砕流荷重の推定	50
3.3.3 堤体基礎破壊条件に基づく火砕流荷重の推定	51
第 4 章 火砕流本体部の運動・堆積機構に関する実験	52
4.1 火砕流本体部の運動特性に関する実験	52
4.1.1 実験方法	52
4.1.2 速度と勾配，空気上昇速度，粒径との関係	53
4.2 火砕流本体部の速度分布・濃度分布に関する実験	55
4.2.1 実験方法	55
4.2.2 速度分布，濃度分布	56
4.3 火砕流本体部の堆積特性に関する実験	57
4.3.1 実験方法	57

4.3.2	堆積形状と堆積長	58
4.3.3	堆積幅と形状比	60
4.4	火砕流の運動・堆積特性と土石流，火山泥流との比較	61
第5章	火砕流の運動モデルと数値シミュレーション手法	63
5.1	火砕流本体部の運動モデルと数値シミュレーション手法	63
5.1.1	基礎方程式	63
5.1.2	数値シミュレーション手法	65
5.1.3	数値シミュレーション計算の条件と結果	66
5.2	火砕流熱風部の運動モデルと数値シミュレーション手法	69
5.2.1	基礎方程式	69
5.2.2	数値シミュレーション手法	71
5.2.3	数値シミュレーション計算の条件と結果	71
第6章	火砕流対策手法	72
6.1	火砕流災害の影響範囲とその程度の予測手法	72
6.1.1	火砕流本体部による災害	72
6.1.2	火砕流熱風部による災害	73
6.1.3	火砕流によりひきおこされる泥流災害	75
6.2	火砕流対策工法の基本的な考え方	75
6.2.1	火砕流本体部の対策工	75
6.2.2	火砕流熱風部の対策工	75
6.2.3	噴火中の火砕流対策工	76
結 言		78
参考文献		79

結 言

火山災害をもたらす主な現象として、火山泥流、土石流、溶岩流、火砕流、山体崩壊などがあるが、中でも火砕流はその発生が突発的であり、高温、高速で流下するため、もっとも危険な現象の一つである。これまでも火山地域に壊滅的な災害をもたらしてきており、例えば1902年の中南米マルチニク島のプレー火山の火砕流では28,000名、最近の事例では1991年に雲仙普賢岳で43名、1993年にフィリピンのマヨン火山で70余名の犠牲者が出ている。

火砕流災害を防止・軽減するためには、まず、その実態と特性を適確に把握し、火砕流の運動・堆積機構を明らかにする必要がある。そして、適切な火砕流の運動モデルに基づいて、流下・堆積範囲を高い精度で予測できる数値シミュレーション手法を開発してハザードマップを作成し、あわせて効果的かつ経済的な火砕流対策工法を開発することが社会的に求められている。

本論文は、火砕流災害の実態と特性の考察、火砕流の運動を撮影した映像資料の解析、火

砕流堆積物の構造と物性に関する調査，模型実験等による火砕流の運動・堆積特性の考察，火砕流の運動モデルの作成と数値シミュレーション手法の提案，ハード・ソフトの火砕流対策の基本的な考え方の提案により，これまでほとんど解明されていない火砕流の運動・堆積機構ならびに火砕流災害の防除手法を砂防学的に明らかにしようとするものである。

なお，本論文は「北海道大学審査学位論文」である。

第1章 研究方法

火砕流についてのこれまでの研究は，その運動・堆積機構に関する砂防学的アプローチは端緒的であり¹⁻¹³⁾，流下・堆積状態の定性的な記載や堆積層序，堆積物の組成から流れの状態を推定した火山地質学的なアプローチ¹⁴⁻¹⁶⁾が主体であった。また，実験的なアプローチとして，乾燥砂の流路内での運動を調べた研究¹⁷⁻¹⁹⁾や火砕流堆積物の流動化開始条件に関する研究²⁰⁾，水槽内での密度流の運動に関する研究²¹⁾が，若干成されてきた程度である。火砕流の力学的な運動モデルの理論的かつ実験的な考察は高橋^{22,23)}によってなされたが，実際の火砕流現象を提案された運動モデルを用いて説明するまでにはいたっていない。また，雲仙普賢岳の噴火を契機として，高橋以外にもこれまでにいくつかの火砕流の運動モデルが提案されているが²⁴⁻²⁷⁾，いずれも十分に実現象を表現しているものとはいえず，問題点は多い。さらに，火砕流対策手法に関する研究は世界的にみてもほとんど成されていない。

従って，現段階では，火砕流の実現象を表現できる運動・堆積モデルや火山地域での的確な火砕流対策手法については未知な点が山積しており，火山地域における砂防事業を推進する上での問題点は多い。

本論文ではまずはじめに，本論文で取り扱う火砕流を「山体を破壊しない程度の噴火によって発生し，勾配や地形などに影響されて主に谷沿いに流下する火砕流」と砂防学的に定義する。因みに，このように定義される火砕流は，火山学の分野では噴出物の量が 10^{-2}km^3 以下の「小型火砕流」²⁸⁾に相当するものと考えられる。

そして，1991年の雲仙普賢岳災害について，主として航空写真解析により，火砕流本体部・熱風部による災害の実態，大きな災害をもたらす要因となった熱風部の温度，速度等を考察する。また，我が国史上，最大規模の火山災害のひとつである浅間山の天明災害（1783年）について，詳細な現地調査により，火砕流の構成材料である本質岩塊の堆積状況，堆積物の堆積構造と物性を明らかにし，火砕流から泥流への変換機構を考察する。

次に，火砕流の運動・堆積特性を明らかにするために，雲仙普賢岳等での火砕流の運動状況を撮影したVTRを解析して，火砕流の流下に伴う速度の変化，勾配と火砕流本体部の速度との関係，本体部の流速係数，本体部と熱風部の運動特性の関係，熱風部の平均的な土砂濃度と密度ならびにこれらの流下に伴う変化などを考察する。また，雲仙普賢岳の火砕流堆積区域

においてテストピットを掘削し、詳細な観察と室内試験により火砕流堆積物の堆積構造、層序、物性、流れの構造などを明らかにする。さらに、雲仙普賢岳での治山ダムによる火砕流の捕捉状況から、航空写真・VTR解析、ダムの安定計算により、火砕流対策工の開発や家屋等への影響度の予測等を行う上で重要となる火砕流本体部の流体力を算出する。

次いで、火砕流の運動・堆積機構を明らかにするための基礎的情報を得るために、フルードの相似則に基づいた模型実験により、火砕流本体部の運動に大きな影響を与えている勾配、空気上昇速度と速度との関係、流速係数を調べ、VTR解析結果との比較を行う。次いで、火砕流本体部の流れの抵抗則を明らかにするうえで重要となる速度分布、濃度分布、全土砂濃度と勾配との関係などを考察する。また、火砕流本体部の堆積機構を明らかにする上で重要となる火砕流本体部の運動と堆積形状との関係等を検討し、雲仙普賢岳で実際に得られたこれらに関するデータとの比較を基に、堆積機構を考察する。そして、このようにして得られた知見をもとに火砕流の運動・堆積特性と土石流、火山泥流のそれとの比較を行う。

次に、火砕流の本体部と熱風部の運動モデルを相互に関連づけて考察し、それらを基に流下・堆積範囲等を予測できる数値シミュレーション手法を提案し、それを用いて雲仙普賢岳の火砕流の再現計算を行い、流下・堆積範囲、堆積土砂量などについての再現性ならびにその適用手法を検討する。

最後に、火砕流に対するソフト対策として、提案した数値シミュレーション計算により得られる流下・堆積範囲などに関する情報と過去の流下・堆積範囲などの情報を合わせてハザードマップを作成することが重要であることを示す。また、ハード対策として、本体部と熱風部の運動機構の違い、自然地形や構造物等が火砕流の流下・堆積に及ぼす影響等を基に、その流下を制御し、堆積を促進させる事を目的とした火砕流対策工ならびに噴火中の火砕流対策工の基本的な考え方を提案する。

第2章 火砕流災害の実態と特性

2.1 火砕流の分類

火砕流はこれまでに、火山学の分野では「噴火に際して高温の溶岩片や火山灰とガスの混合物がはげしい乱流状態で斜面を高速度で雪崩のように流下する現象である」と狭義に定義されている²⁸⁾。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 km³程度の極めて小型のものから 10^2 km³を越す大規模のものまでさまざまな種類がある²⁹⁾。

小型の火砕流は、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(図-2.1)に分類されている³⁰⁾。

いずれのタイプも火山の山体をほとんど破壊することなく、発生した火砕流は主に谷沿いに流下する場合が多い。小型の火砕流ほど発生頻度が大きく、 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。

一方、大規模な火砕流は山体の崩壊を生じさせるような噴火によって発生する 경우가多く、厚さ 100 m 以上に達する流動層を形成し、谷地形などにはほとんど影響されずに、火口から 100 km 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 $1,500\text{km}^2$ 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 100 km に及び、標高 700 m の山地をも越えて分布する³¹⁾。

このようなことから、本論文で取り扱う火砕流を、山体の崩壊を生じさせるような地学的なタイムスケールの噴火によって発生する火砕流ではなく、より高頻度で発生し、防災的にも緊要度が高い小型の火砕流に限定する。そのような火砕流を本論文では「山体を崩壊しない程度の噴火によって発生し、勾配や地形などに影響されて主に谷沿いに流下する火砕流」（以下、火砕流という）と砂防学的に定義する。

一方、これまでに撮影された火砕流の運動状況を示す写真や VTR から、火砕流の流れの表面は雲のようになっており、フロント部の流れの厚さは小さく、フロント部よりわずかに後

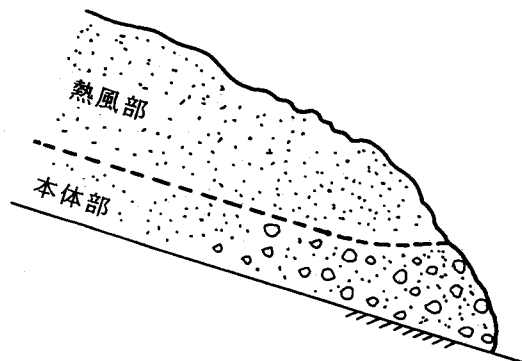


図-2.2 火砕流の流動模式図

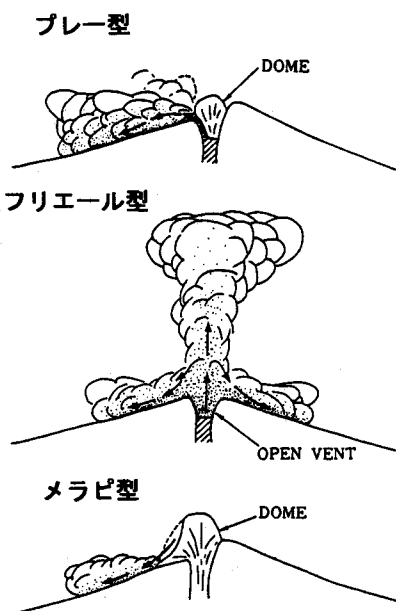
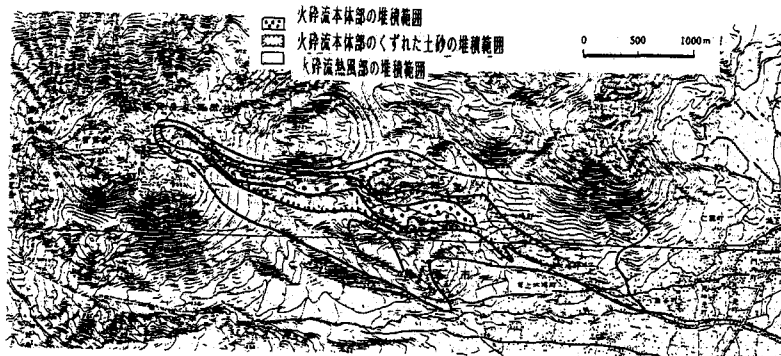


図-2.1 火砕流の発生形態

部において煙の上昇が著しいこと、上層の雲のような無数の渦ができていいる部分は刻々とその断面を増やしていくことなどの特徴が読みとれる。

このようなことから火砕流の流れの構造を考えると、図-2.2 のように模式的に表わされる。

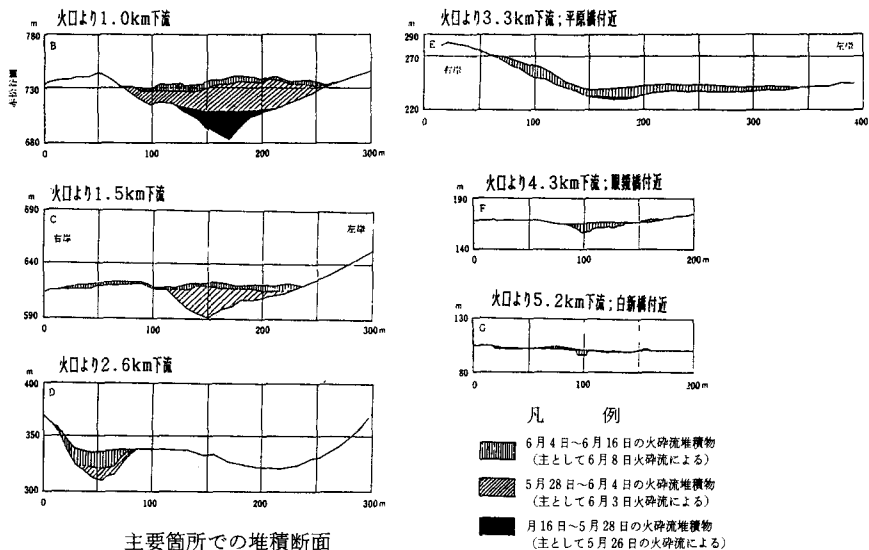
即ち、流れの低層付近には位置エネルギーを流動に必要な仕事のために消費



6月3日に発生した火砕流の堆積範囲



6月8日に発生した火砕流の堆積範囲



主要箇所での堆積断面

図-2.3 1991年6月3日, 6月8日に雲仙普賢岳水無川流域で発生した火砕流の堆積範囲, 主要箇所の堆積断面

する部分があり、比較的層流に近い流況を示す粗い成分からなる粒状体の重力流れ（以下、本体部³¹⁾と呼ぶ）である。一方、その上部には重力流動をしている本体部から得る運動エネルギーを自らの体積を増加させるために消費する固・気混相流（以下、熱風部³²⁾と呼ぶ）の部分があり、微細な粒子がまわりの気体を界面の摩擦によって連行しながら膨張していくものと考えられる。

注) 他の文献では、本体部、熱風部に相当する名称として、例えば高橋は「底層」、「上層」²²⁾、Hoblitt は、high-particle-concentration part, low-particle-concentration part³²⁾、Huppert は basal avalanche, ash cloud³³⁾ という言葉を用いている。

火砕流が固気混相流であるという点では一致しているが、流れの内部の流動層の構造やそれらの名称について統一的な定義はなされていない。本論文では火砕流の固気混相流としての流れをよく表現し、一般にもわかりやすい表現として「本体部」、「熱風部」という言葉を使用する。

2. 2 雲仙普賢岳における火砕流災害の実態と特性

2. 2. 1 火砕流本体部・熱風部による被害の状況

2. 2. 1. 1 火砕流本体部、熱風部の流下・堆積範囲と堆積土砂量

雲仙普賢岳では、1991年6月3日と同年6月8日に規模の大きな火砕流が発生し、それによって死者43名、129戸の家屋の破壊・焼失という大災害をもたらされた。

1991年5月26日、6月3日、6月8日の火砕流発生後の5月28日、6月4日、6月16日に撮影した空中写真を用いて、その流下・堆積範囲を把握するとともに水無川流域の火砕流堆積地区を川沿いに100m間隔で空中横断測量を行い、各縦横断線毎に横断図を作成して各撮影期間毎の堆積土砂量を求めた。

6月3日の火砕流の本体部及び熱風部はそれぞれ火口から約3.6km及び約4.5kmまで流下し、火砕流の流下・堆積範囲は約4.0km²に達した。6月8日の火砕流は、水無川沿いに流下して河道を土砂で埋め、火口より約5.5km下流の国道57号付近まで到達した。この時の火砕流の流下・堆積範囲は約6.0km²に達した。空中横断測量の結果、6月3日及び6月8日の火砕流の堆積土砂量は各々250万m³、350万m³と推定される³⁴⁾。火砕流の堆積範囲とその縦断図ならびに代表的な箇所での横断図を図-2.3に示す。火口より約1.5km下流のところでは、主として6月3日の火砕流によって最大深30mほど谷が埋没しているが、火口より約3.3km下流の堆積物先端付近では土砂堆積厚5mと比較的薄い。それに対して6月8日の火砕流では、火口より約1.5km下流のところでは約10mとそれほど厚くはないが、火口より約3.3km下流では約20m~30m程厚く堆積している。

2. 2. 1. 2 被害の状況

被災地での現地調査が困難であるため、空中写真、斜め写真、ビデオフィルム、陸上自衛隊および報道機関が撮影した地上写真を収集し、それらを解析した。

家屋、森林について火砕流本体部と熱風部による被害を分けて示すと、表-2.1のように

表-2.1 火砕流の本体部と熱風部による被害

火 砕 流	本体部・熱風部の区分	被災家屋		被災森林面積		流下・堆積範囲	
		戸	%	km ²	%	km ²	%
6月3日	本体部	9	16	0.86	25	1.0	25
	熱風部	49	84	2.62	75	3.0	75
6月8日の火砕流による増加分	本体部	0	0	0.33	54	0.9	45
	熱風部	71	100	0.28	46	1.1	55
6月3日 + 6月8日	本体部	9	7	1.19	29	1.9	32
	熱風部	120	93	2.90	71	4.1	68
合 計		129	100	4.09	100	6.0	100

注) 家屋数は一世帯を1戸として数えた。また、倉庫等独立して建てられた建物も便宜上1戸として数えた。

なる。火砕流本体部が、流下・堆積した区域は厚さ数m～数10mもの熱い堆積物により被覆され、9戸の家屋は全て全壊・焼失・埋没するとともに約1.2km²の森林は土砂で埋まった。また、熱風部が流下・堆積した区域では、120戸の家屋が焼失し、約2.9km²にわたる森林の樹木が倒れたり、焼け焦げた。火砕流の熱風部による家

屋および森林の被害は火砕流全体の被害のそれぞれ約9割および約7割に達している。

2.2.2 火砕流熱風部の温度分布

6月3日および8日の火砕流による災害発生直後の空中写真、斜め写真、ビデオ、陸上自衛隊による地上写真を用いて、車両の熱被害(タイヤ、バンパー等の焼失状況)、家屋の炎上状況を調べ、火砕流熱風部の温度を推定した(写真-2.1, 図-2.4)。

6月3日、8日の火砕流では車両や家屋が本体の堆積区域から数百mも離れていたにもかかわらず、熱風部により焼失したことがわかる。自動車メーカーによると、タイヤ、内装、バンパー、ハンドルに使用されている合成樹脂類(ゴム、ポリエチレン、ポリプロピレン等)およびランプ、レンズ等の合成樹脂類(メタクリル等)の融解温度は約150～170℃、引火温度は約



写真-2.1 火砕流の熱風部により焼けた自動車

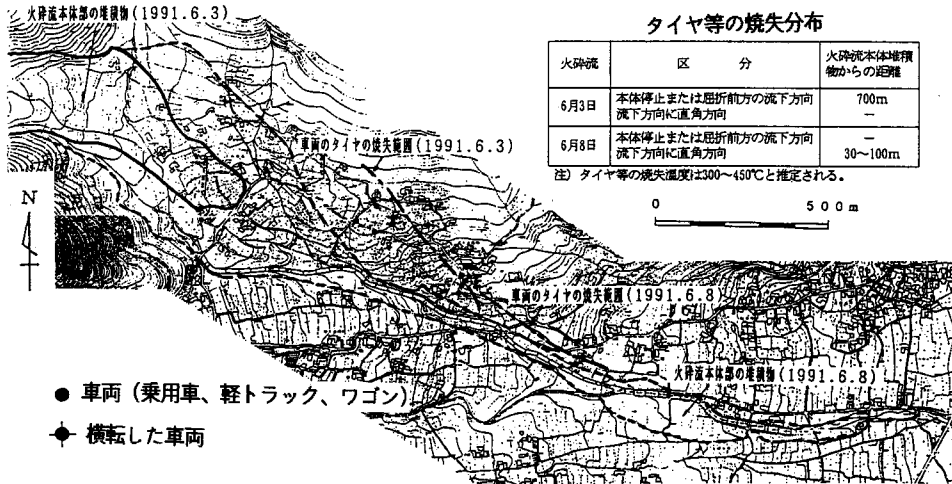


図-2.4 6月3日、8日の火砕流熱風部による車両タイヤ焼失分布

300~350℃, 発火温度は400~450℃である。6月3日の場合, 本体の堆積範囲よりも流下方向では700 m, 6月8日の場合, 流れの方向に対し直角な方向では30~100 mの範囲でタイヤが焼失しているので, この範囲では約300~400℃以上の温度があったと推定される。

2.2.3 火砕流熱風部の風速

6月3日ならびに6月8日の火砕流により多くの樹木や電柱がなぎ倒されている(写真-2.2)。樹木は根つきで転倒しているものが多いが一部は地上部で折れており, 本体部から流下方向に950 m, 横方向に200 m程度の範囲に認められる(図-2.5)。また, 電柱の被災形態は根入れ部からの倒壊と電柱の途中での折損の2種類あり, 各々, 本体部から流下方向に950~800 m, 横方向に30~150 m程度の範囲に認められる(図-2.6)。

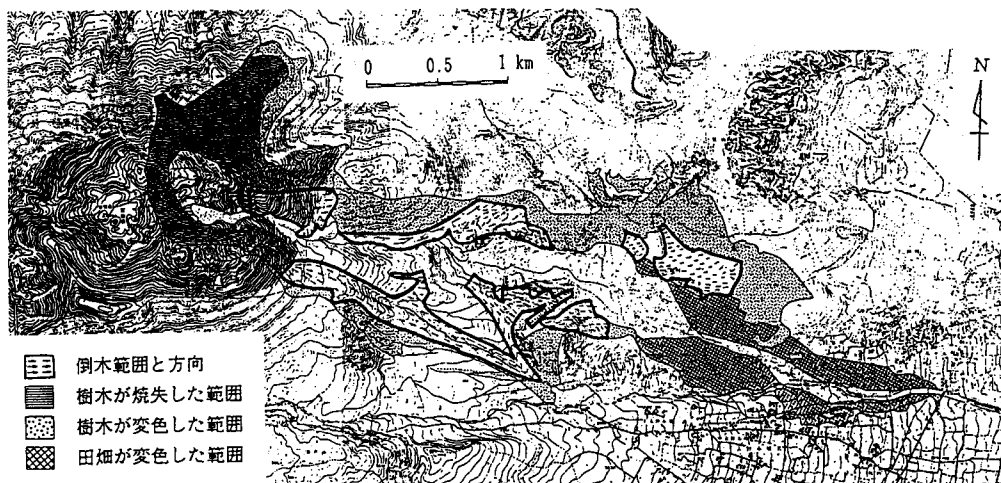


図-2.5 6月8日の火砕流熱風部による樹木等の被害分布

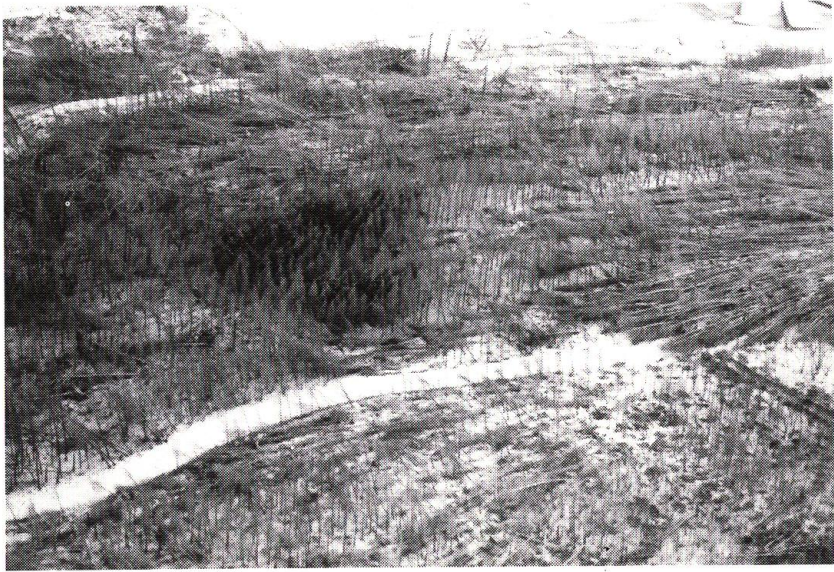


写真-2.2 6月3日に発生した火砕流の熱風部によりなぎ倒された樹木

樹木の倒壊強度については、杉の引き倒し実験結果³⁵⁾より、根元での最大曲げモーメント M (tfm) が次式で求められている。

$$M = 170\phi^3 \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 ϕ ：樹木の直径 (m) である。

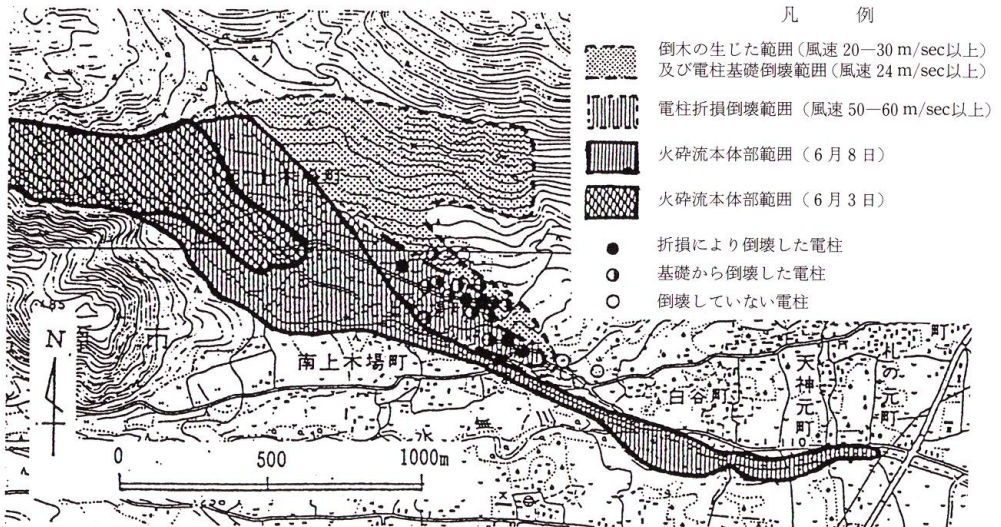


図-2.6 火砕流熱風部による電柱の倒壊及び倒木の範囲と推定速度

また、樹木の屈折強度については、断面を円と仮定すれば、次式のように最大曲げモーメント (tfm) を求めることができる。

$$M = 0.098 \phi^3 \sigma \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに、 ϕ : 樹木の直径 (m), σ : 曲げ強度 (tf/m²) である

木材の強度は自然状態で含水比が高い場合 $\sigma \approx 500 \sim 700 \text{ kgf/cm}^2$ とされており、 $\sigma = 600 \text{ kgf/cm}^2 = 6,000 \text{ tf/m}^2$ を式(2)に代入すると次式を得る。

$$M = 588 \phi^3 \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 ϕ : 樹木の直径 (m) である。

式(1), (3)を比較すると最大曲げモーメントに約3.4倍の差があり、一般的には、立木は屈折するよりも先に根から倒壊することが分かる。

一方、倒壊した電柱についてはその根入れ部からの倒壊強度を、砂質地盤における根入れの浅い頭部自由端の杭の基礎の限界水平強度 P(tf) を求める下記の式によって算出した。

$$P = \frac{K_p \gamma B \ell^2}{2(1 + \ell/B)} \quad \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 $K_p = \tan^2(45 + \phi_a/2)$, ϕ_a : 土の内部摩擦角, γ : 単位体積重量 (tf/m³), B : 電柱の直径, ℓ : 電柱の根入れ長 (m) である。土の定数は一般的な $\phi_a = 40^\circ$, $\gamma = 1.9 \text{ tf/m}^3$ の値を用いた。

折損した電柱については、九電工機の設計基準に従い、末口から 25 cm 下の位置に設計強度の2倍の集中荷重が作用したときに曲げ破壊するとして地上面での極限曲げモーメント M (tfm) を算出した。

$$M = (L - 0.25 - \ell) \times 2R \quad \dots\dots\dots (5)$$

ここに、L : 電柱長 (m), ℓ : 根入れ長 (m), R : 設計強度 (tf) である。

樹木、電柱が熱風部の風圧により倒壊したと仮定して、上記の方法で算出した樹木、電柱の強度から熱風部の風速を逆算した。

熱風部(流体)が樹木や電柱に衝突するときに、樹木や電柱に作用する力(流体力) (F(tf)) は一般に次式より求められる^{36,37)}。

$$F = \frac{1}{2} C_D \rho v^2 A \quad \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 C_D : 抗力係数 (円形では0.8), ρ : 熱風部の密度 (tf・sec²/m⁴), v : 速度 (m/sec), A : 流れへの投影断面積 (m²) である。

まず、熱風部の密度を、1気圧、温度 $t = 400^\circ\text{C}$ という条件のもとで、次式から求める。

$$\rho = \frac{1.293 \times 10^{-3}}{1 + 0.00367} \cdot \frac{H}{760} \quad \dots\dots\dots (7)$$

1気圧では、 $\rho = 0.542 \times 10^{-3} t/m^3$ となるので、

$$F = 0.201 \times 10^{-3} v^2 A \quad \dots\dots\dots (8)$$

となる。

さらに、流体力の作用点を下端から55%の位置とすると、樹木や電柱に作用するモーメント M (tfm) は

$$M=0.1155 \times 10^{-3} \rho^2 LA \quad \dots\dots\dots (9)$$

で表される。樹木は前述したように強度的には根から倒壊すると考えられるため、式(3)と(9)を等しいとおくと

$$\rho=1.21 \times 10^{-3} L^{-0.5} A^{-0.5} \phi^{1.5} \quad \dots\dots\dots (10)$$

ここで、投影面積 A を樹幹だけとすると、

$$A=\frac{1}{2} (\phi+0) \times L \quad \dots\dots\dots (11)$$

であることから、式(10)は以下のようになる。

$$\rho=1.711 L^{-1} \phi \quad \dots\dots\dots (12)$$

ここに、 L ：樹高 (m)、 ϕ ：胸高直径 (m) である。

倒木の被害区域はヒノキの人工林が多いので、樹齢毎のヒノキの ϕ 、 L から風速を算出した結果、倒木時の流速は樹木の直径および樹高によって変化せずに 24 m/sec という値が得られた。さらに、(8)式ならびに計算された電柱基礎の極限水平強度、電柱の屈折極限曲げモーメントから電柱が根入れ部から倒壊した時の風速及び屈折時の風速を計算した結果、電柱の根入れ倒壊時の最低風速は 21.4~33.8 m/sec、電柱の折損時の最低風速は 48.8~69.2 m/sec という値が得られた。

2.3 浅間山の鎌原火砕流に起因した泥流災害

1783年(天明3年)の浅間山噴火に伴って発生した鎌原火砕流に起因した泥流は、鎌原村を埋没させるとともに吾妻川に流入して大規模な泥流となり、吾妻川、利根川沿川に死者1,400名以上にものぼる壊滅的な災害をもたらした³⁸⁾。しかしながら、泥流の発生・流下・堆積区域や、火砕流から泥流への変化のプロセスについては、一部の古文書から若干の定性的な想像はできるものの、荒牧らの研究^{14,28,39)}以外に詳細な現地調査がほとんど行われておらず、未知な点がいまだに山積している。

2.3.1 浅間山北麓斜面に堆積している本質岩塊

2.3.1.1 北麓斜面に堆積している本質岩塊(浅間石)の古地磁気測定

現在、浅間山の北麓斜面には多数の巨大な本質岩塊が堆積している(写真-2.3)。これらの本質岩塊から、比較的大きくかつその後の移動の可能性の少ないものを22試料選び、それらの噴出年代や流下・堆積時の温度等を把握するため、古地磁気の測定を行った。ハンマーやグラインダーを用いて平坦面を作り、この面の最大傾斜の方位と傾斜角を改良磁気コンパスで測定し、試料上面に方位を示すマークと試料番号を記入した。そして、ダイヤモンドカッターを用いて試料を切断し、交流消磁装置とリング・コア型スピナー磁力計を用いて熱残留磁化を

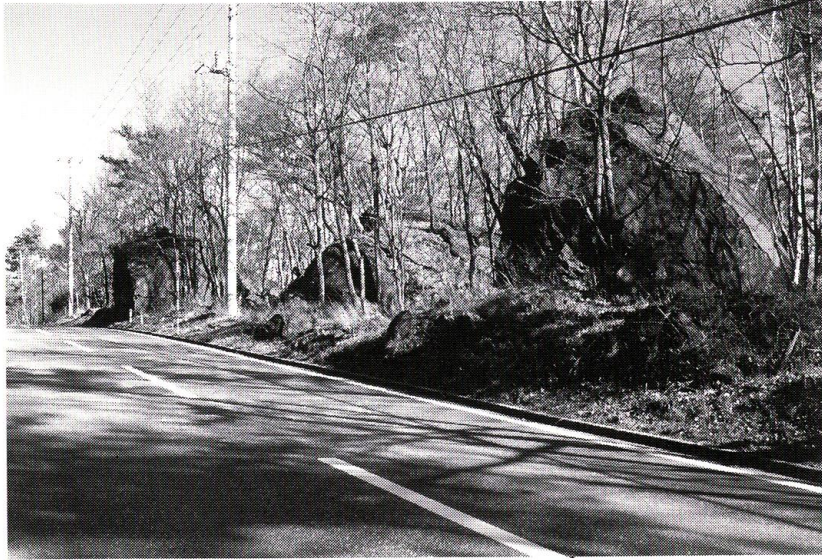


写真-2.3 浅間山北麓斜面における本質岩塊の堆積状況

測定して、真北を基準とする座標に対する数値に変換・補正した。このようにして測定した平均偏角・伏角値を磁気永年変化図（シュミット・ネット図）にプロットした結果、これらのデータの多くはおおむね1783年当時の地磁気の方角に近いことが分かった。従って、測定した本質岩塊は、1783年の噴火によって生産されたものであること、堆積後においてもキュリー温度以上の高温であったため、火口から噴出した本質物質であることの可能性が高い。

2. 3. 1. 2 北麓斜面における本質岩塊の堆積分布と大きさ

空中写真ならびに現地調査によれば、本質岩塊は小宿川の方角にのびる台地上に舌状に分布しており、谷底に分布しているものはわずかである。さらに、これらの本質岩塊は特定の方向をもって堆積しているため噴火によって飛散したのではなく、流れによって運搬され堆積したものである（図-2.7）。計測した中で最も大きな本質岩塊は地形図から読みとった長径82mのもの、実測では大蔵屋の別荘地内で見いだされた長径49m、中径36m、短径10mに達するものである。

鬼押し出し溶岩堆積先端付近から1kmごとの本質岩塊の密度、個数、最大粒径、平均粒径の変化を調べると、いずれも流下に伴い減少していく傾向が認められる。特に4.6~7kmの区間から7~8kmの区間において分布密度、最大粒径は各々、 $54 \text{万 m}^3/\text{km}^2 \rightarrow 3 \text{万} 5 \text{千 m}^3/\text{km}^2$ 、 $40\text{m} \rightarrow 25\text{m}$ と急激に減少しており、本質岩塊が勾配変化点にあたるこの付近に集中して堆積したことが分かる。また11~13kmの区間にかけても分布密度が $5 \text{千 m}^3/\text{km}^2 \rightarrow 3 \text{百 m}^3/\text{km}^2$ と急激に減少しているが、これは、この区間において本質岩塊を含む土砂の流れが小宿川に流入し、多くの本質岩塊が下流の吾妻川、利根川へ運搬されたことによるものと考えられる。

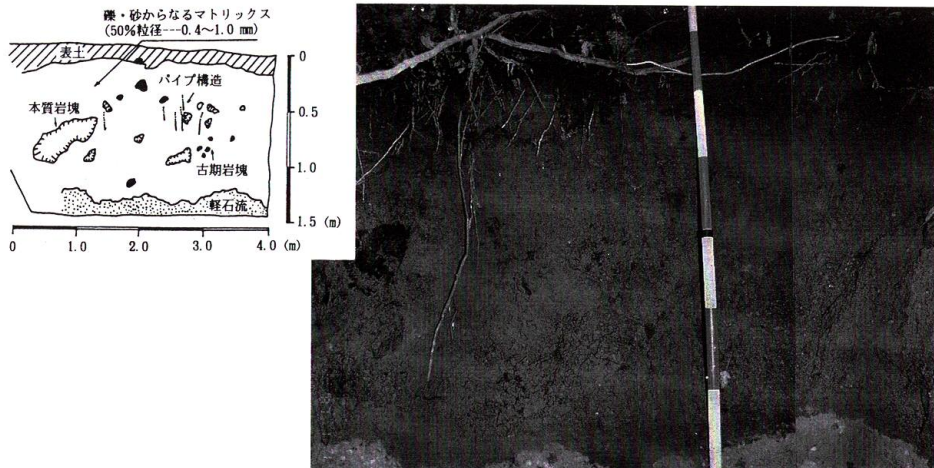


写真-2.4 テストピット掘削断面の一例（プリンスランドゴルフ場西の台地流れに対して直角方向の断面）

2. 3. 2 泥流堆積物の堆積構造と物性

泥流堆積物の堆積構造と物性を明らかにするためにその流れ方向にそってテストピットを掘削した。テストピットは断面が土砂移動現象の流下方向と直交方向となるように、パワーショベルを用いて長さ2~4 m、幅2~3 m程度、掘削深約1~4 m程（原則として天明の土砂移動堆積物の下まで）掘削した。写真-2.4にテストピット断面の一例を示す。ここでは、1万1千年前の第一軽石流堆積物と思われる軽石層の上に天明噴火に伴って発生した泥流堆積物が、層厚約1.2 mで堆積している。堆積物中には天明噴火時に火口から生産されたと考えられる $\phi 30\sim 60$ cmの本質岩塊が数個含まれている。但し、堆積断面内に占める本質岩塊の面積比率は小さく、ほとんどは砂や小礫を主体としたマトリックスによって占められる。平面的にも本質岩塊の含まれる割合は、最も本質岩塊が集中して堆積している4.6~7 kmの区間でも18.09%にすぎず、他の地区ではほとんど古期岩類の軽石や岩塊等の類質からなる。

また、堆積層の状況は吾妻火砕流や追分火砕流の堆積物とは明らかに異なっており、これらの堆積物でみられる典型的な火砕流堆積物の特性である粒径の全体的な均一性、高温のために溶結している状況、発泡の程度が大きいことを示す軽石の存在等を認めることはできない。さらに水蒸気が上方に抜けたことを示す明瞭なパイプ構造が本質岩塊の周辺に存在する。なお、鳥海山や磐梯山、岩瀬川等の岩屑流堆積物で見られるような基盤の内部構造を保存した多数の岩塊層(block facies)⁴⁰⁾は、ほとんど認められない。以上のような堆積物の特徴は他のテストピット掘削箇所でも認められた。

泥流堆積物のマトリックスの50%粒径は約0.3~2.0 mm程度であり、その粒径分布曲線は、サンプリングの位置にかかわらず全体的に比較的によく似ている。ただし、小宿川の方に流下した土砂移動現象の粒径分布については、流下に伴って若干、粒径が細くなる傾向があ

る。さらに、堆積物の組成を調べると下流の試料ほどシルト分や粘土分の割合が増加する傾向がある。

小宿川方向に流下した泥流の平均層厚は、テストピット掘削の結果によれば1.5～3.0 m程度（最大厚4.2 m以上）である。これらのデータと荒牧らのデータ（1986）をもとに、各区間の面積を乗じることにより、浅間山北麓斜面での土砂堆積総量を求めると約4,700万m³となる。この値は鈴木らの研究⁴¹⁾で得られた値（2,800万m³）と比べると、オーダ的には比較合うものの約1.7倍大きい。

2. 3. 3 火砕流から泥流への変換過程

泥流の堆積実態や地形条件から、小宿川方面には巨大な高温の本質岩塊を多く含む泥流の主流が流下し、現在のプリンスランド付近（火口から約10 kmの地点）で分派して、鎌原村の方向にも流下したと考えられる（図-2.7参照）。流れの主流は小宿川方向であったため、鎌原村方向に分派した泥流にはそれほど多くの巨大な本質岩塊が含まれていなかったものと思われる。堆積層にかなりの量の類質を含むのは、荒牧らが指摘しているように泥流が流下するに従って、天明当時の地盤（火口から4～8 kmの区間にかけて存在する侵食谷付近）をかなり侵食したことによるものであると考えられるが、侵食深、侵食土砂量については現在不明な点が多い。

それでは次に、このような泥流はどこから発生したのだろうか。既存の研究⁴²⁾によれば、吾妻川、利根川での天明噴火によって発生した泥流の水収支を計算すると約2,500万m³の水が不足し、浅間山北側斜面のどこかにその所在を求める必要があるとされている。現在の地形で判断すると、このような大規模な水量を貯留できる容量を持った空間として、浅間園から鬼押し出し園にかけて存在する直径700～800 m、落差100 m程度の半円径の凹地（標高1,350～1,360 m）（写真-2.5）が考えられる。従来、この凹地は天明3年の噴火の際に山頂から発生、流下した鎌原火砕流の巨大な本質岩塊によって侵食された地形の一部であるとされてきたが、いくつかの古文書によると天明噴火の前から元々、この凹地が存在しており、“柳井沼”と称

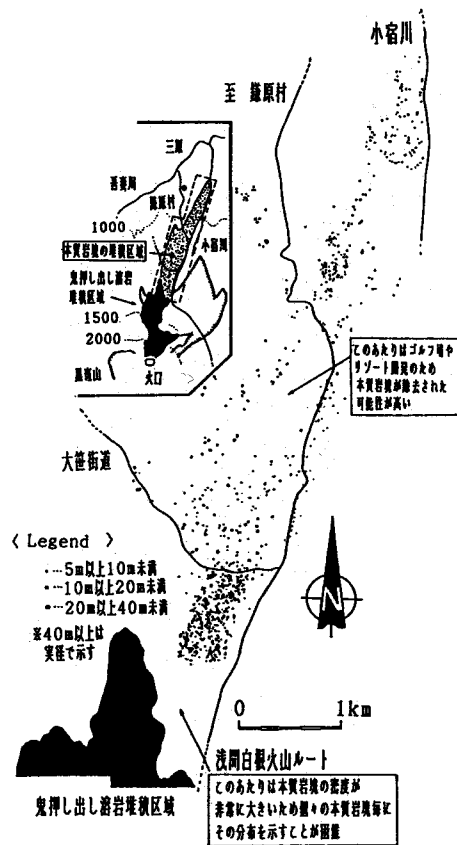


図-2.7 空中写真ならびに現地調査により把握した天明噴火時の本質岩塊の堆積分布

される沼地であったことがうかがえる。この凹地よりも1 km 下流には嬌恋村の上水道水源があり、鬼押し出し溶岩の下からいまでも28,000 m³/日程度の湧水が認められて湿地状となっている。但し、現在この凹地付近は、泥流発生日の翌日に生じた鬼押し出し溶岩によって全面的に被覆されているため、天明噴火直前の地盤を全く確認できない状態となっている。

そこで、天明噴火直前のこの凹地での旧地盤高を明らかにするために、凹地のほぼ中央部において地表面から深さ72.6 mの地点まで全延長コア採取ボーリングを実施した。その結果、5.1~29.6 m間は多孔質で赤褐色に変質した空隙の多い溶岩(地下水水位30 m付近)、29.6~64.7 m間は天明噴火によって流出したと思われる非常に緻密な溶岩、64.7 mより下位は2万2千年前に浅間山外輪山にあたる黒斑火山が山体崩壊したときの塚原泥流と思われる堆積物と推定された。なお、鬼押し出し溶岩下流域に堆積しているような本質岩塊は認められなかった。

このようなボーリング結果から、天明噴火直前のこのあたりの旧地盤は、現在よりも約65 mも下にあったことが分かる。そこで、この沼地の形状を直径800 m、水位50 mの円柱にモデル化するとその体積は約2500万m³となり、前述した吾妻川、利根川沿川における泥流の水収支の不足分2500万m³と一致する。したがって、その全容量が何らかの営力によって流

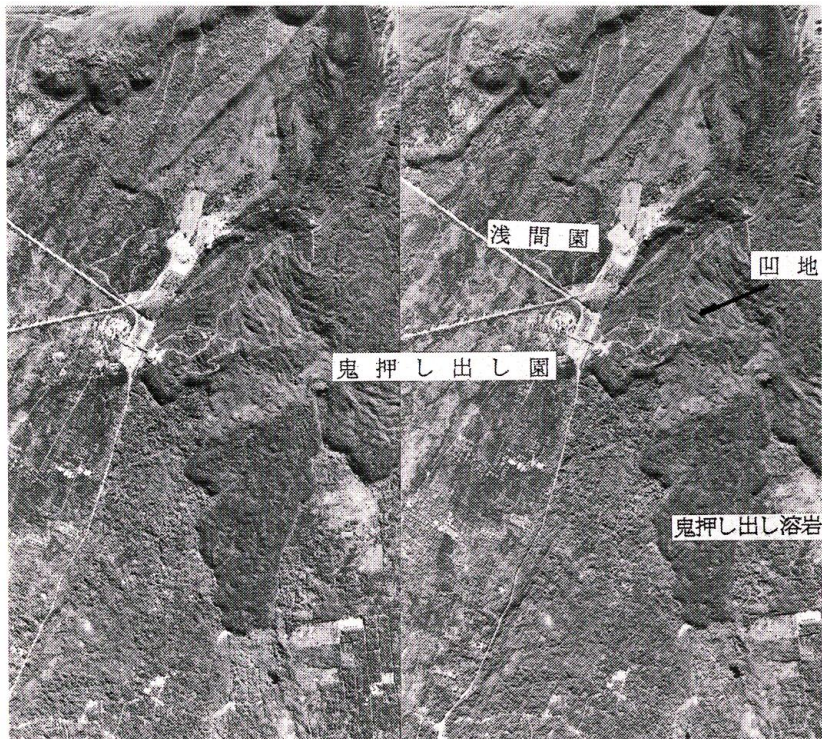


写真-2.5 鬼押し出し溶岩堆積区域内に認められる凹地
(建設省国土地理院撮影の空中写真から転写)

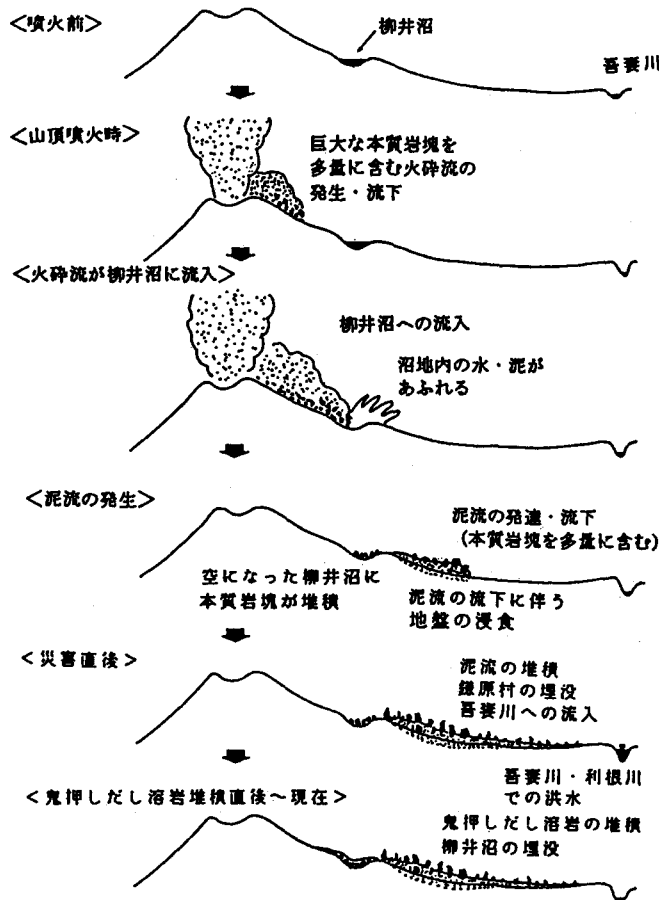


図-2.8 山頂噴火を想定した場合の泥流の発生・流下のプロセス

出したとすれば、吾妻川、利根川での泥流の水収支を説明できる。

この凹地からどのようにして泥流が発生したかについては、現在、十分な物理的証拠はないが、つぎのように考えることができる。即ち山頂噴火に伴って巨大な高温の本質岩塊を含む火砕流が発生・流下し、凹地に流入して沼地内の水や泥が押し出され、泥流へ発達したものと思われる（図-2.8）（高温の火砕流が柳井沼に流入した段階で、大規模な水蒸気爆発が発生し、周辺地形が破壊、侵食されて土砂が生産されたことや、水蒸気爆発のエネルギーが沼地内の水や土砂を容易にはきださせる役割をしたこと、泥流の初速を高める役割をはたしたことが十分考えられる）。

第3章 火砕流の運動・堆積の特性

3.1 映像資料の解析による火砕流の運動特性

3.1.1 堆積実態から推定される火砕流本体部、熱風部の定性的な運動特性

図-3.1は雲仙普賢岳で1991年6月3日と1991年9月15日に発生した火砕流についてそれらの本体部ならびに熱風部の流下・堆積範囲、倒木の方向等から推定される熱風部の流下方向等を示したものである。6月3日の火砕流本体部は、比較的谷地形に規制されて水無川本川沿いに流下し、勾配変化点に相当する北上木場町直上流の谷の出口付近から横方向に分散しながら約1km程流下している。この区間での本体部の堆積地形は明瞭な舌状であり、横断的には流心付近がもりあがったかまぼこ型を呈している。堆積物の主要なマトリックスは火山灰や細粒の溶岩片であるが、堆積地の表面ならびにその周縁部には直径が数m程度の巨大な溶岩塊が多数散在している。このような本体部の堆積実態は、本体部が土石流等と同じように粒子流とみなせる流れであり、その運動が重力（斜面勾配）に支配されることを裏付けるものである。一方、熱風部は谷の出口下流において本体部がその流下方向を変えるところでは直前の流下方向を維持したまま、約1km程直進している（矢印A）。また、第1の滝付近でも本体部

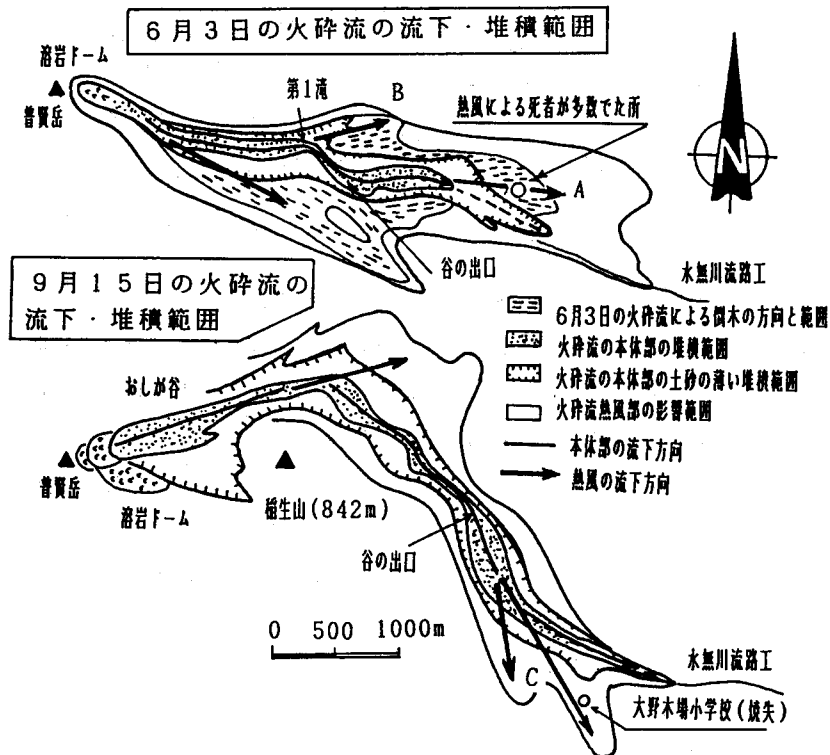


図-3.1 火砕流の本体部と熱風部の流下・堆積状況の事例

は滝から落下して谷沿いに曲流しているにもかかわらず、熱風部は本体部から離れて滝上部を通過・直進し、約600 m程流下している（矢印B）。

9月15日の火砕流についても本体部はオシガ谷の屈曲部に沿って流下し、谷の出口付近から横方向に分散しながら堆積する等、その運動特性は6月3日の火砕流と共通している。熱風部は本体部が北上木場町において流向を変えたところから本体部を離れて直進し、約700 m程流下し、大野木場小学校などを焼失させている（矢印C）。

このような流下・堆積の実態から、本体部がある程度の速度を有して運動している場合、地形的な障害によりその流向を変化させるとこ

ろでは、熱風部は強い慣性のために本体部が流向を変える直前の流速を初速度としてかなりの程度直進する特性を有することがわかる。その場合、熱風部が本体部と分離する時の熱風部の速度（本体部の速度と同じであるとみなせる）が熱風部の流下距離を支配する大きな要因の一つであると思われる。

次に、本体部ならびにその堆積先端部を通過した熱風部の各々の流下距離と火砕流規模（堆積土砂量）との関係を図-3.2に示す。いずれの事例も熱風部は本体部よりも遠くへ流下しているが、6月8日（夜）のように火砕流規模が大きくても本体部停止後、熱風部がほとんど流下しない場合もある。本体部と熱風部の流下距離の差と火砕流規模との関係については相関があるとはいえないが、これまでの発生事例をみると5月26日、8月26日、9月6日のように熱風部は本体部の流下距離の1.3~1.5倍程度は流下する場合があることがわかる。

3. 1. 2 1991年5月26日、6月8日（昼）に発生した火砕流の運動特性

1991年5月26日ならびに6月8日（昼）に雲仙普賢岳で発生した火砕流のVTRを用いて流下に伴う勾配変化と本体部の平均流速、熱風部の平均流速（流れのフロント部における斜面方向、鉛直方向の上昇速度）、フロント部における熱風部の高さの変化等を解析した（図-3.3）。5月26日の火砕流は火口から約1.3 kmの地点までは本体部が熱風部を引きずって一体となって運動していたが、それ以降は本体部が停止し、約300 m程熱風部が単独で流下した。第2滝直上流部 No. 1の地点~No. 3の地点にかけては本体部の平均流速が24.7 m/secから14 m/secへとかなりの程度減少しているが、これは勾配が0.54 (28.4°)から0.3 (16.7°)に急減することの影響が大きいものと推察される。

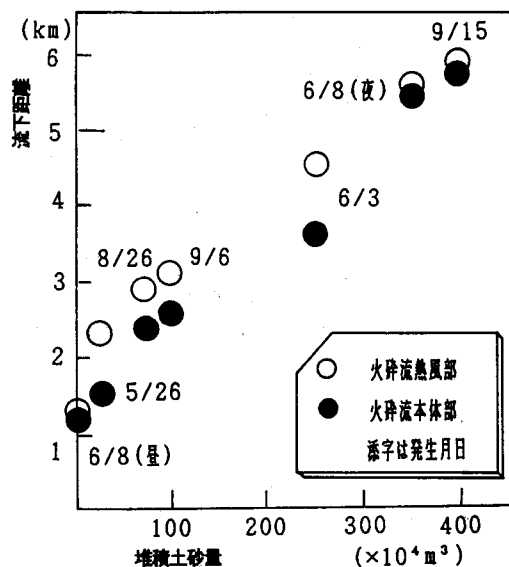


図-3.2 火砕流の規模（堆積土砂量）と本体部・熱風部の流下距離

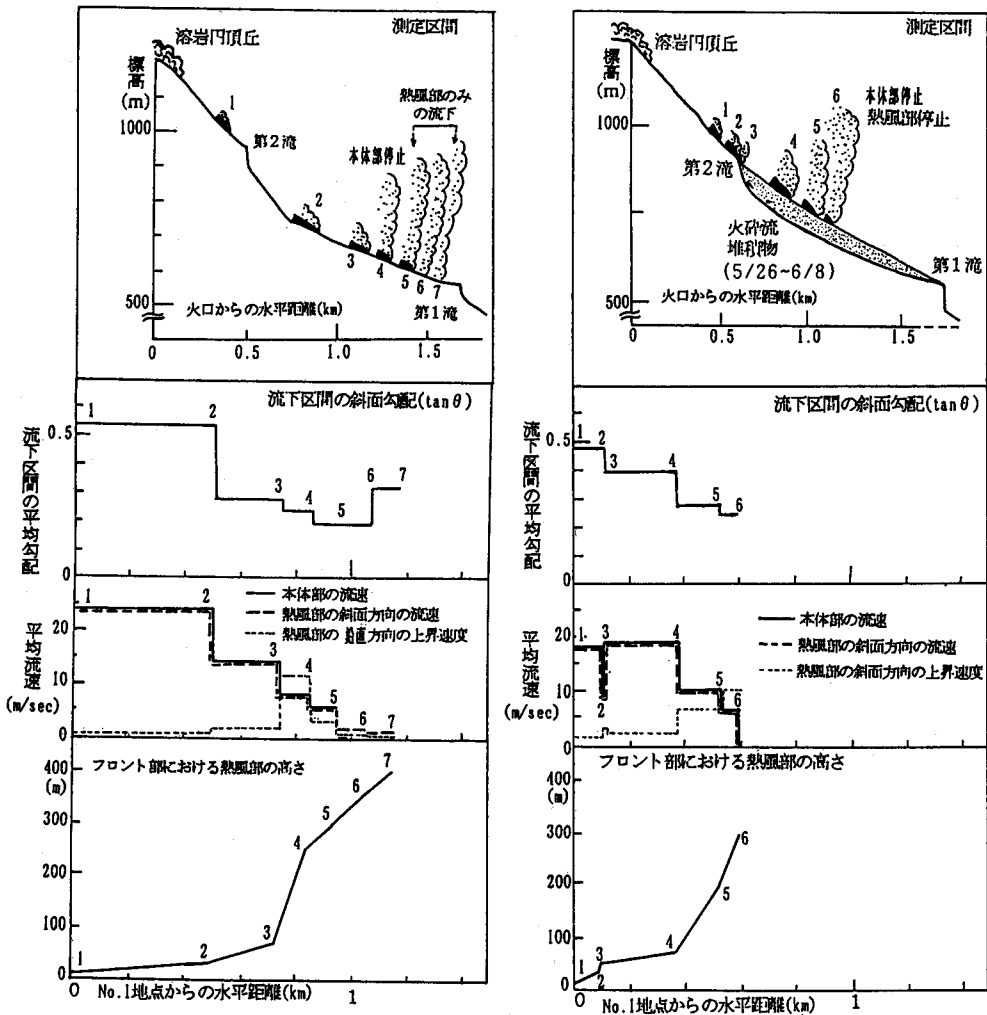


図-3.3 火砕流本体部・熱風部の平均流速などの流下に伴う変化 (左:1991年5月26日の火砕流 右:1991年6月8日の火砕流)

6月8日(昼)の火砕流は火口から1.2 kmの地点で本体部が停止していたが、停止直後、熱風部もその運動を中止して上方に拡散した。この火砕流の発生直前には5月下旬から頻発した火砕流の堆積物により、5月26日と比べて第2滝の段差がかなり小さくなっている。VTRによれば、第2滝直上流部No.1の地点からNo.4の地点にかけて一気に流下したように観察できる。これらの区間における平均流速を算出してみてもその値はほぼ一定であり、流れとしてほぼ定常に近い状態であったことが推察される。その後、No.4の地点からNo.5の地点にかけては平均流速が18.9 m/secから10 m/secとかなり減少しているが、これは勾配が0.4 (21.8°) から0.26 (14.1°) と急減していることの影響が大きいと思われる。

5月26日の火砕流はそれ以前に発生した火砕流の堆積物による地形変化の程度が小さい谷地形内での運動の事例であるが、6月8日の火砕流は火砕流堆積物によって埋め尽くされた比較的起伏の少ない幅広な地形上での運動の事例である。火砕流が流れる場としての地形断面形状が運動特性に与える影響については不明な点が多いが、5月26日、6月8日のいずれの場合も斜面勾配の減少に伴い、本体部の平均流速がそれに対応して減少していることから、谷の断面形状によらず本体部は勾配の影響を強くうけるものと思われる。

図-3.4 に流下に伴う本体部の平均流速 (v) と勾配との関係を示す。著者らのこれまでの VTR 解析結果^{4,43)} によれば、インドネシアのメラビ火山、スメル火山で発生した火砕流については勾配が小さくなるにつれて流下速度も減少するという関係が認められ、

各々

$$v \approx 320 I^{2.0} \dots\dots\dots (13)$$

$$v \approx 100 I^{1.5} \dots\dots\dots (14)$$

という経験式が得られている (メラビ火山の火砕流の流下状況はモータドライブ式カメラや、VTR で撮影されたものでないため、撮影時間の間隔の精度がそれほど高くなく、流速の値そのものが全体的に少し高めと思われる)。ここで v (m/sec) : 火砕流本体部のフロント部の平均流速、I : 勾配 (tanθ) である。雲仙岳ではデータ数が少ないが、あえて経験式で表わすと

$$v \approx 70 I^{1.8} \dots\dots\dots (15)$$

となる。この関係は平均流速が勾配の2乗程度に比例するという点で、雲仙岳と同じように溶岩円頂丘の崩壊によって火砕流が発生するメラビ火山での両者の関係に近似している。

次いで、流体の流れ易さの程度を表わす流速係数 ($=v/\sqrt{ghI}$ ここに v : 流速、g : 重力加速度、h : 流動深、I : 勾配) を求めると雲仙岳の火砕流の場合、3~7程度の値をとる。対象とする土砂移動現象は異なるが、焼岳上々堀沢で発生した石礫型土石流の流速係数は1.5~3.3、桜島の野尻川で発生した火山泥流のそれは7.4~11.9と報告されている⁴⁴⁾。これら

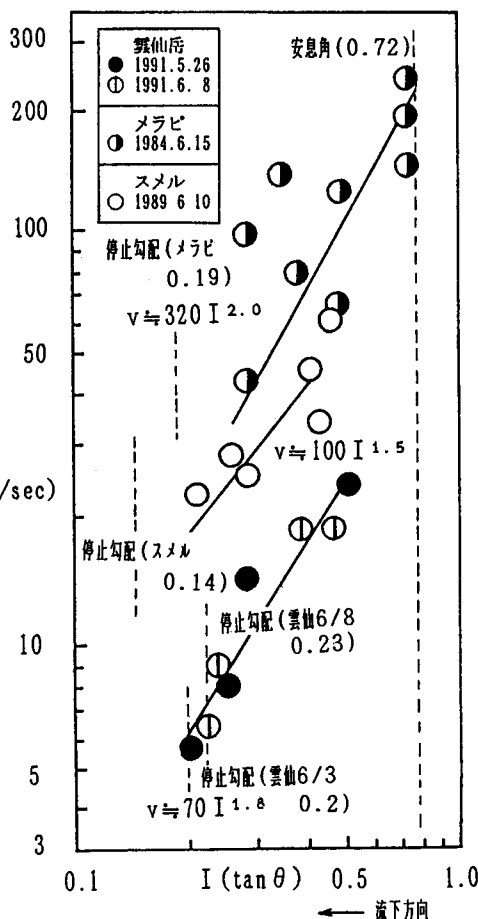


図-3.4 勾配と本体部の平均流速との関係

の値と比べてみると、今回の雲仙岳の小規模な火砕流の流速係数は石礫型土石流と火山泥流の中間程度の値をとる。

一方、VTRによれば熱風部が本体部と一体となって流下している場合、熱風部は本体部よりも速く流下することではなく、そのフロントの斜面方向の流速は本体部のフロントの流速と同じと見なせる(図-3.3)。そのため、流下するにしたがって本体部と同じように次第に流速が減少している。熱風部の構成材料である火山灰や細粒の礫の浮遊に貢献していると思われる本体部と本体部が接触している回りの空気とのせん断で生じた乱れエネルギーや本体部からのガス上昇速度が、本体部の流速の減少とともに減少し、それに合わせて熱風部の斜面方向の流速も減少すると考えられる。

熱風部のフロントの鉛直方向の上昇速度は、本体部の流速が減少するところ(例えば5月26日の火砕流ではNo.2~No.4の区間、6月8日(昼)の火砕流ではNo.4~No.5の区間)で大きくなる傾向があり、撮影されたVTRを見ても熱風部がこれらの区間において急激に膨張してその高さを増加させるのが観測できる。このことの原因として、本体部が数波の段波から構成されており第一波の本体部の流速が減少すると、第二波の本体部が追いつき、その保有している運動エネルギーが熱風部の急激な堆積膨張のために消費されることが想像される。今回解析に用いた映像からはその状況を十分確認できなかったが、別の時期に撮影されたVTRによれば何波もの本体部が継続して流下し、後続の段波が先発の段波に追いついた次の瞬間、急激に熱風部が爆発したように膨張する状況が観察できる。特に、夜間に赤外線カメラにより撮影された映像によれば、本体部のフロントを構成している灼熱の溶岩塊が次から次へと集団で流下し、それらが停止した直後に新たな溶岩塊の集団が衝突している。

図-3.5は5月26日の火砕流について熱風部内に含まれる土粒子の平均的な濃度(C)、密度(ρ)、ならびに流速の時間的変化を示したものである。運動中の熱風部に含まれる土粒子の体積はその沈降によって最終的に形成された熱風部の堆積物の体積に等しいと仮定して、以下の(16)、(17)、(18)式を用いてその平均的な濃度(C)を求めた。

$$C = d(1 - \lambda) / h \quad \dots\dots\dots (16)$$

ここにC:熱風部の平均的な濃度、d(m):熱風部の堆積深(現地調査の結果からd=0.03mとした。)、 λ :空隙率(水無川の火砕流堆積地から採集した土砂の間隙比(0.7)から算出した。)、h(m):熱風部のフロントの高さの最大値である。

一方、熱風部の密度(ρ)については以下の式により求めた。

$$\rho_a = \frac{1.293}{1 + 0.00367 T} \cdot \frac{p}{760} \quad \dots\dots\dots (17)$$

ここで ρ_a (g/cm³):熱風部内の空気の密度、T(°C):熱風部の温度、p:圧力(1気圧と仮定した)である。

火砕流の熱風部の温度は車のタイヤの燃焼状況から300~400°C以上と推定されるため、

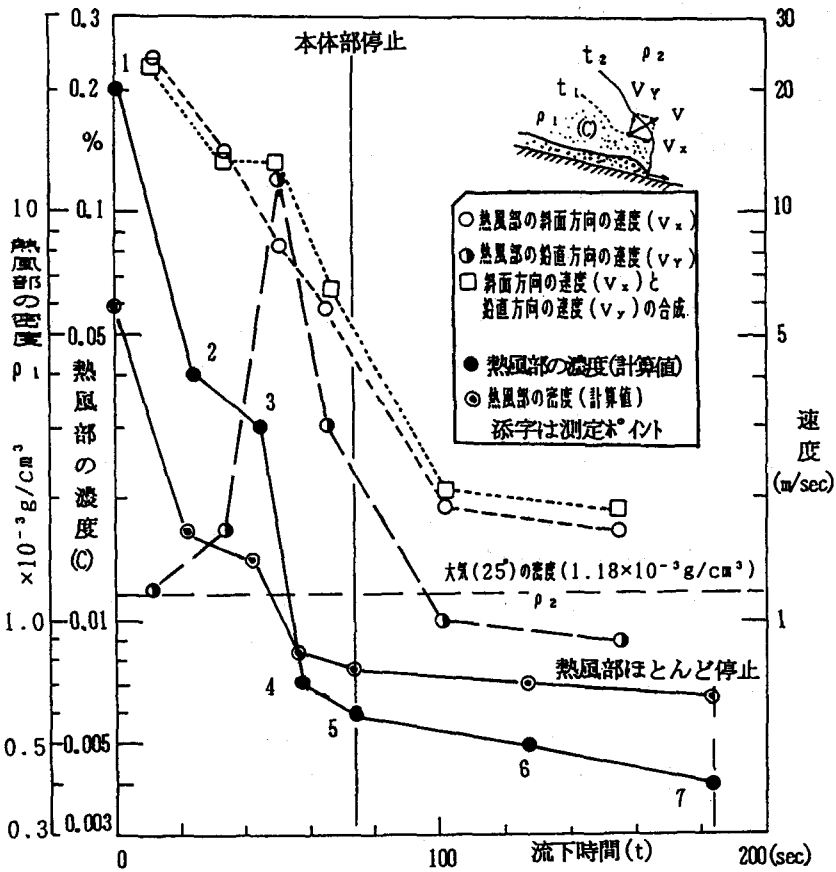


図-3.5 熱風部の平均的な濃度・密度の流下に伴う変化
(1991年5月26日の火砕流)

仮にその温度を 300°C と仮定すると熱風部内の空気密度 (ρ_a) は(17)式より $0.615 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$ となり、熱風部の密度 (ρ) は(18)式により求められる。

$$\rho = C \rho_s + (1 - C) \rho_a \dots\dots\dots (18)$$

ここで ρ_s : 熱風部に含まれる土粒子の密度 (2.6g/cm^3) である。

5月26日の火砕流の熱風部の濃度は約0.2%から0.004%、密度は $6 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$ から $0.7 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$ 程度の値をとり、熱風部の斜面方向の速度の変化と非常によく対応し、流下するに従い減少している。特に No. 3 から No. 4 にかけて密度が急減し、No. 4 では周辺の大気の密度 (25°C と仮定した場合、(7)式より $1.18 \times 10^{-3} \text{g/cm}^3$) より小さくなり上方への拡散が著しくなっている。このような傾向は6月8日(昼)の火砕流についても認めることができる。

3.2 火砕流の堆積構造と物性

3.2.1 火砕流堆積物の堆積構造

3.2.1.1 調査方法

雲仙普賢岳で1991年6月8日19時48分過ぎから20時16分頃までに連続して発生した火砕流は火口から水無川本川沿いに約5.5 km離れた国道57号まで達し、水無川の河道ならびにその周辺を大きな本質岩塊を含む熱い火砕物で埋没させた。航空写真測量の結果、この火砕流の堆積土砂量は約350万 m^3 、堆積厚は5 m~30 m程度と解析されている³⁴⁾。

国道57号周辺の堆積物の露頭観察や空中写真解析による堆積範囲図等を基に、図-3.6に示す4箇所(T-1, T-2, T-3, T-4)において調査トレンチを掘削した。T-1は旧水無川の河道をL字型に縦横断方向に、T-2は同じく旧水無川の河道中央部を横断する方向で調査トレンチを掘削した。T-3は旧水無川の河道のほぼ中央を上下流方向(東西方向)に、T-4は旧河道の左岸擁壁沿いの斜面を切り土・整形したものである。

3.2.1.2 火砕流堆積物の堆積構造

火砕流の堆積構造が良好な状態で保存されている調査トレンチT-2では、下位より、旧河床堆積物、降下火山灰層、サージ堆積物、1991年6月8日の火砕流の本体部、1991年6月30日の土石流堆積物から構成される(図-3.7)。

降下火山灰層の上位にあたるサージ堆積物は火砕流堆積物の最下位に位置し、波状に堆積している。その堆積物中には細砂~シルトで構成される暗灰色の細粒層が1~3 cmの厚さで分

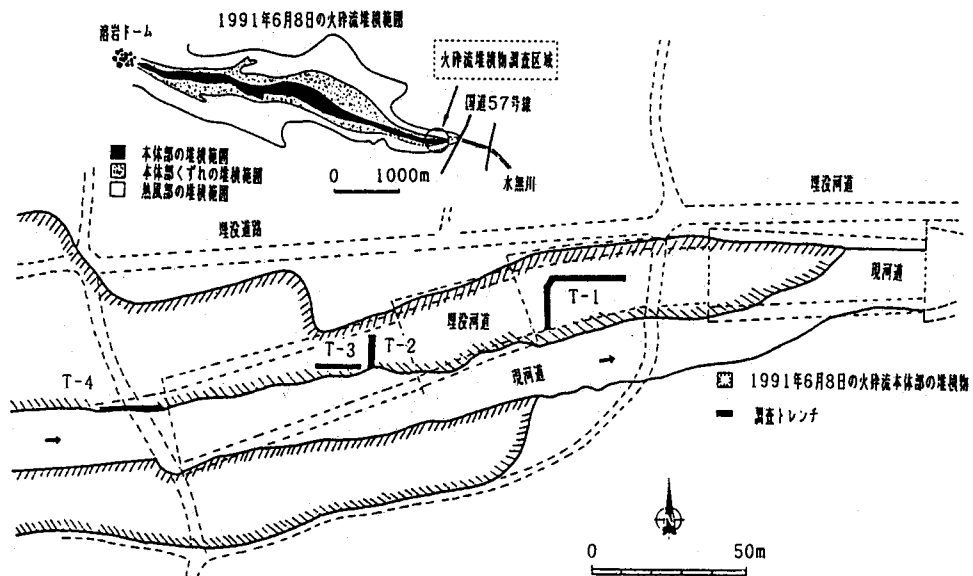


図-3.6 火砕流本体部堆積区域での調査トレンチ掘削箇所

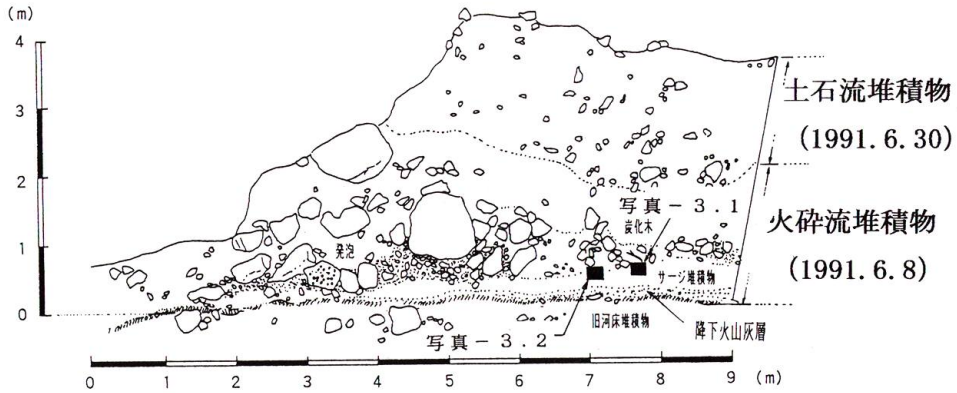


図-3.7 調査トレンチ (T-2) における火砕流本体部堆積断面のスケッチ (流れに対して直角方向)

布しており (写真-3.1), 周囲に比べて含水比が高く, また塑性も大きい。このようなサージ堆積物は従来, Sparks と Walker により ground-surge deposits⁴⁵⁾ と呼ばれ, 他の火山で発生した火砕流の本体部堆積層の下位においてもしばしばその存在が認められている。このように, 火砕流堆積区域の先端付近において, 本体部の下位にサージ堆積物が存在することから, Sparks 等が報告しているように火砕流フロント部には本体部から排出される高速のジェット状の流れが存在することあるいは中田らが報告しているように^{46,47)}, 本体部と熱風部の境界層近傍では本体部表面を高速で移動する細粒の火砕物が, サージ状の速度の速い流れを形成していることが考えられる。今回の調査では, サージ堆積物は調査トレンチ T-2 の直上流の T-



写真-3.1 火砕流本体部堆積層の下位に認められるサージ堆積物

3では認められず、局所的な存在に留まっていることから、Sparks等のモデル⁴⁵⁾では説明が困難であると思われる。即ち、本体部から常にジェット状の流れが排出されるとした場合、本体部の流速が遅く剪断による侵食作用がある程度小さいと見なせる区間では、流れ方向に連続して、その堆積物が本体部の下位に定着しているような堆積層序が認められなければならないが、調査トレンチ T-1, T-3 ではそのようなことは確認されていない。サージ堆積物の流れ方向の分布は連続的ではなく、部分的である。むしろ、本体部と熱風部の境界層付近には、本体部表面と周辺の空気との剪断に起因した乱れならびに本体部から発泡されるガスの上昇によって、浮遊させられた細粒の火砕物が、熱風部への移行層としてのサージ状の高速流れを形成しており、緩勾配区間で本体部が減速しても、サージはそれ程減速せず本体部に先行して流下・堆積し、その後、本体部が流下するにしたがってその堆積物を埋没したとする方が、モデルとしてより現実的であると思われる。

火砕流本体部の堆積物はトレンチの全区間にわたって分布し、その層厚は南側で2~2.5 m程度と比較的厚く、北側の切端では50 cm程度と薄くなり、無層理である。火砕流本体部の粒度組成は多様であり、切端部では逆級化 (inverse grading) 構造が認められる (写真-3.2)。堆積物の下部では3 cm以下の本質岩塊の細粒の礫が多く含まれ、マトリックス部は細砂~中砂が主体である。上位部では20 cm以上の本質岩塊が多く含まれている。この間の礫は、本質の垂角礫~角礫を主体とし、異質礫はほとんど見られない。また、弱く発泡した岩塊がわずかに分布している。下流側 (0~7 m) の側壁では、下位部のサージ堆積物などの細粒層は認められず、1 m大の本質岩塊が多い礫層様を示す。この間では全体的に細粒分が少なく、空隙が多い。この空隙に富む部分はシルトや細砂に乏しく全体的に粗い砂や細礫で構成されており、大

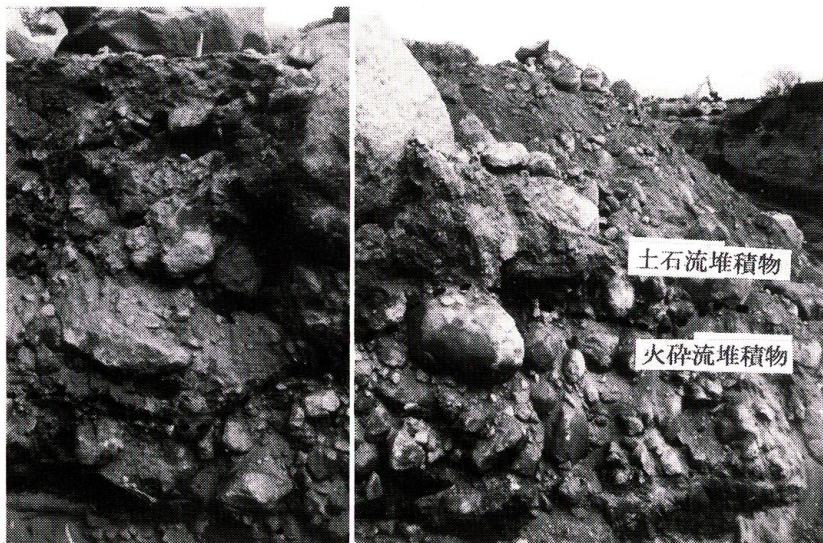


写真-3.2 調査トレンチにおける火砕流堆積物の整形断面

きな礫ならびに炭化木片（長さ10～20 cm程度のもが主体であるが、中には長さ1 m以上のものもある）周辺で顕著に認められることから一種のガス抜けパイプと見なせる。このような部分では、礫表面は燃焼の影響で光沢がある場合が多く、また、この間にはよく発泡した亜角～亜円礫が多く認められる。上流壁の13～22 m間は、下流壁(0～7 m)とほぼ同様の堆積物であり、堆積構造も似ている。調査トレンチ T-1, T-3 で観察された火砕流堆積物についても、層厚などの違いはあるが、分級の状況や本質岩塊の径、マトリックスの構成材料などはほぼ、調査トレンチ T-2 のそれと同様である。

さらに、今回観察の対象とした火砕流堆積物には、逆級化構造が認められることから、土石流において巨礫が流れの表面に集積する現象と同じように、溶岩ドーム崩落型の比較的粗い本質岩塊を構成材料とする火砕流本体部内においても、本質岩塊同士の非弾性衝突による分散応力の効果や動的ふるいの効果によって大きな粒子ほど浮上しやすくなる条件が存在するものと思われる。雲仙普賢岳で発生している火砕流の流れの状況を夜間に撮影した VTR 画像からも、灼熱の本質岩塊がお互いに激しく衝突し、破碎されながらも、さらにまた衝突を繰り返している様子がよく分かる。

3. 2. 2 火砕流堆積物の物性

火砕流堆積物の物性を把握するために、4箇所（T-1～4）の調査トレンチにおいて砂置換法による現場密度試験（JIS A 1214）、粒度試験（JIS A 1204）、比重試験（JIS A 1202）を行った。

火砕流堆積物の湿潤密度、現場密度（乾燥密度）、含水比は各々、 $1.361\sim 1.994\text{ g/cm}^3$ 、 $1.236\sim 1.883\text{ g/cm}^3$ 、 $4.8\sim 6.6\%$ と比較的ばらつきは大きいですが、平均するとそれぞれ、 1.667 g/cm^3 、 1.548 g/cm^3 、 5.7% となる。土粒子の密度は平均 2.616 g/cm^3 であるので、空隙率は 40.7% となり、一般的な砂のそれとほぼ同じ程度の締まり具合を示している。中央粒径 d_{50} は $0.8\sim 2\text{ mm}$ 程度であり、サンプリング箇所による違いは余り認められない。

図-3.8 は今回の土質試験で得られた雲仙普賢岳の火砕流堆積物の粒径分布と他の火山で発生した火砕流のそれ（ピナツボ火山以外はいずれも堆積先端部でサンプリングしたもの）との比較を表したものである。溶岩ドームの崩壊によって発生する雲仙普賢岳の火砕流本体部の堆積物の中央粒径は、同様の火砕流発生形態を呈するメラピ火山のそれ⁴⁸⁾に比較的近いが、噴煙柱の崩壊によって発生したピナツボ火山の大規模な火砕流堆積物のそれ（中央粒径 d_{50} ： $0.4\sim 0.5\text{ mm}$ ）よりも全体的にかなり粗い。雲仙普賢岳の火砕流堆積物の均等係数は $19.5\sim 49.0$ 程度の値を取り、粒度の分布は幅が広く良いと言える。構成材料は 2 mm 以上の礫の含有率は $30\sim 50\%$ と多く、シルト及び粘土（ 0.075 mm 以下）のそれは $8.3\sim 12.7\%$ と少ないのが特徴である。

3. 3 火砕流の流体力

3. 3. 1 雲仙普賢岳中尾川流域における火砕流の流下・堆積状況

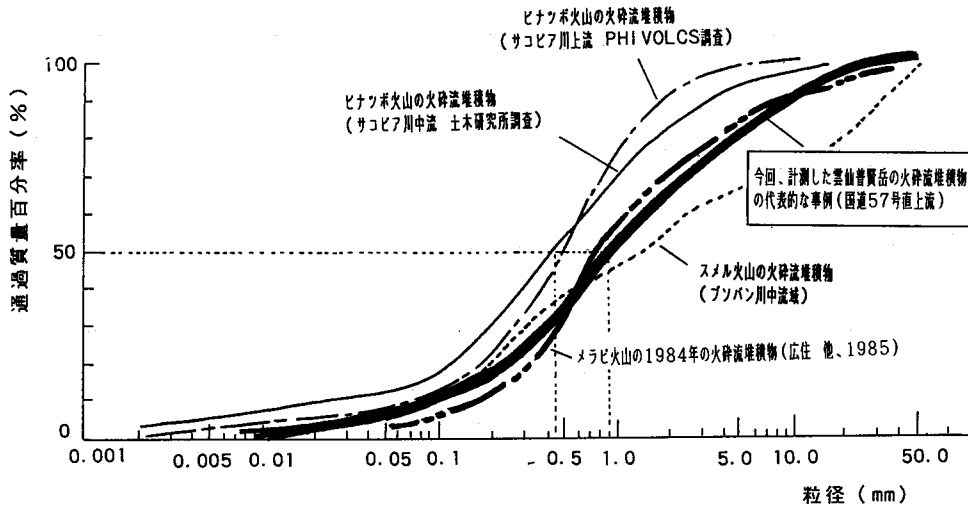


図-3.8 雲仙普賢岳の火砕流本体部の堆積物の粒度分布と他の火山のそれとの比較

平成5年6月24日に雲仙普賢岳第11ドームの崩壊に伴って発生した火砕流は、中尾川に流入し、流下の過程で南千一溪治山ダムを埋没・越流して火口からの流下距離は3.5 kmに達した。航空写真や斜め写真によれば、ダムの一部は火砕流堆積物に埋没して不明であるが、破壊されていない。南千一溪治山ダムを埋没させた本体部の波数は、現地での堆積物の掘削によるフローユニットの観察が困難であるなどの理由のため、未知な点が多いが、ここではこの治山ダムが、1つのフローユニットにより埋没したものと仮定した。

3.3.2 堤体内部破壊条件に基づく火砕流荷重の推定

火砕流による荷重を流動深 h 方向に一様分布 tonf/m^2 と仮定する。ダム堤体に発生する応力は、せん断応力 τ 、曲げ応力 σ であるが、コンクリートの場合、圧縮強度は、引張強度の10~15倍と大きいので、曲げ引張応力 σt について検討する。

$$f = \frac{\tau \cdot B}{h} \dots\dots\dots (19)$$

$$f = \frac{|V \cdot B - B^2 \cdot \sigma t| + 6 \cdot V \cdot B}{3 \cdot h^2} \dots\dots (20)$$

ここに、V：治山ダム自重 B：治山ダムの堆砂面における基礎幅 σ ：曲げ引張応力 τ ：せん断応力である。

火砕流による荷重 f を算出するにあたり、堆砂位およびコンクリートの強度を下記のように仮定した。ダムの堆砂位については、平成5年5月29日のビデオ映像から判断すると、6月23日以前の土石流によって堆砂が進んだため、中央部および右岸側でほぼ満砂状態であり、左岸側でのダム袖天端までの残高は4~8 m程度とみなせる。また、コンクリート強度について

表-3.1 火砕流荷重の試算 (1)

	堤体に作用する流動深 h の推定値		
	4 m	6 m	8 m
ダムの堆砂面における基礎幅 : B (m)	3.0	4.0	5.0
ダムの自重 : V (ton) (堆砂面より上部)	27.6	48.3	64.4
火砕流荷重 : f (ton/m ²)			
● 剪断応力による推定値	158	140	131
● 引張応力による推定値	35	30	27

では、ダムの一般的な強度を $\sigma_c = 210 \text{ kg/cm}^2$ 、せん断強度を $\tau = 1/10\sigma_c$ 、引張強度を $\sigma_t = 1/15\sigma_c$ と仮定すると、 σ_c は 14 kg/cm^2 、 τ は 21 kg/cm^2 となる。

これらの仮定に基づいて算出した火砕流荷重 f を表-3.1 に示す。火砕流荷重は、ダムが破壊されていないため、実際の f はこれらの値以下であったと推定される。さらに、せん断力および引張応力では引張応力による推定値の方が小さく、f は 27 ton/m^2 よりも小さかったものと推定される。

3. 3. 3 堤体基礎破壊条件に基づく火砕流荷重の推定

ダムの堤体は、砂質地盤に建設されており、この基礎面での滑動、転倒の条件から火砕流荷重を逆算する。滑動に対する安定は、(21)式より計算する。

$$F_s = \frac{V \tan \phi}{fh} = 1.0 \quad \dots\dots\dots (21)$$

F_s : すべりの安全率 ϕ : 基礎面の内部摩擦角

転倒に対する安定条件は、下記の式で表される。自重の合力は、ダムの形状がほぼ上下流対称に近いと仮定し、基礎幅の中央に作用すると仮定した。

$$F_o = \frac{fh \left(he + \frac{h}{2} \right)}{V \cdot \frac{B}{2}} = 1.0 \quad \dots\dots\dots (22)$$

he : 堆砂高

(21)式で $\phi = 30^\circ$ と仮定して f を求めた結果を、表-3.2 に示す。ダムは基礎の破壊が生じていないとすると、f は 7.7 ton/m^2 よりも小さかったものと推定される。

従って、これらの計算結果から、南千一溪治山ダムに作用した本体部の流体力は 7.7 ton/m^2 未満であったことが推定される。

表-3.2 火砕流荷重の試算(2)

	堤体に作用する流動深 h の推定値		
	4 m	6 m	8 m
ダムの堆砂面における基礎幅: B (m)	8.0	8.0	8.0
ダムの自重: V (ton) (堆砂面より上部)	154.1	154.1	154.1
火砕流荷重: f (ton/m ²)			
●滑動条件による推定値	22.2	14.8	11.1
●引張応力による推定値	19.3	11.4	7.7

第4章 火砕流本体部の運動・堆積機構に関する実験

4.1 火砕流本体部の運動特性に関する実験

4.1.1 実験方法

実験流路は幅 30 cm, 長さ 3 m, 高さ 30 cm の直線流路(図-4.1)であり, 勾配を 0° から 40° まで変えることができる。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あり, コンプレッサーから送られた空気は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。その結果, 実験砂の内部摩擦角が減少し, 安息角以下でも実験砂を流動化させることができる。コンプレッサーの空気供給能力は最大 10.8 m³/sec, 圧力 7 kgf/cm² であり, バルブによって空気流量を調節できる。流路の最上流端に土砂を入れ, コンプレッサーから空気を供給し, 一気にゲートを引き上げると, 土砂が流動化し, 高速度で流下する。その様子を流路の側面から 2 台の VTR で撮影し, 流速, 流動深を判読した。まず, 空気流量を一定(Q=10.8 m³/sec×5 sec) とし, 土砂量 (2 l, 5 l, 7 l, 10 l) ならびに勾配 (5°, 10°, 15°, 20°, 25°, 30°, 35°, 40°) を変化させて速度の時間的変化を求め, 速

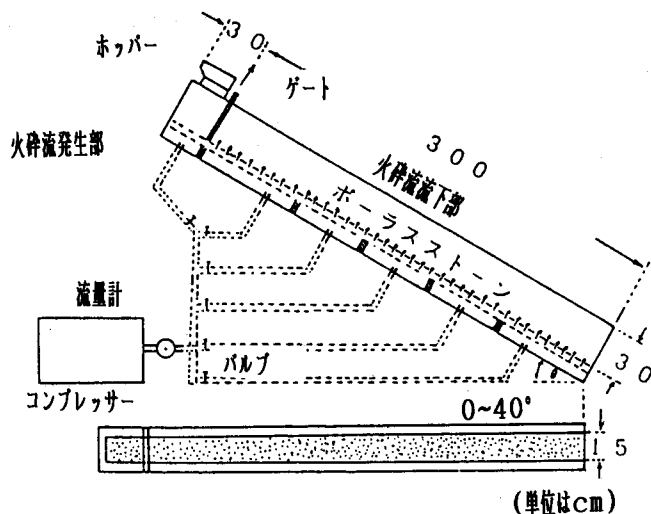


図-4.1 火砕流本体部の運動特性を明らかにするための実験流路

度が一定値になる定常領域を把握するとともに、この領域において、流速・流速係数が勾配とどのような関係にあるかを調べた。ついで、空気の上昇速度と流速との関係を調べた。なお、実験に用いた砂は、0.019 cmの均一粒径で、動摩擦角は27°、静止摩擦角は35°、密度は1.543 g/cm³である。

一方、粒径が運動特性に与える影響の実験では、土砂の総重量8 kgとし、0.1~0.3 mmの粗粒分とフライアッシュの重量比の割合を、10:0, 8:2, 6:4, 4:6, 2:8, 0:10のように変化させた。また、流下部の勾配は35°, 25°, 15°の3ケースとした。空気の上昇速度(コンプレッサーから供給される空気量を流路底面積で除して求めた値)は2.4 cm/secの1ケースとしたが、これは今回の実験条件で最も流動化しにくい勾配15°かつ全て0.1~0.3 mmの粗粒分からなる場合においてこの土砂を流動化させるために必要な最小の速度を意味する。実験では、定常状態での流速と流動深を側面より撮影したVTRから判読し、火砕流に含まれる細粒分の比率と平均流速との関係、火砕流に含まれる細粒分の比率と流速係数との関係について考察した。

4.1.2 速度と勾配, 空気上昇速度, 粒径との関係

図-4.2は土砂量を変化させた場合の勾配と流路末端での流速との関係を表したものである。勾配が急なほど、流速が大きくなる。また、動摩擦角より小さい勾配で定常状態とみなせる領域では流下規模(土砂量)が大きいほど勾配の低下に伴う流速の減少の程度が小さくなる。動摩擦角の近傍ならびにそれよりも大きい勾配では、流下規模にかかわらずほぼ同じ値を示す。

図-4.3は、流れが定常状態を示す領域での相対流動深(H/d)と流速係数(V/V*)との関係を示したものである。ここに、V:流路末端でのフロント部での流速、V*(= \sqrt{gHI}):摩擦速度である。流速係数は4~7程度の値をとり、雲仙普賢岳等での火砕流から得られた値に近い。

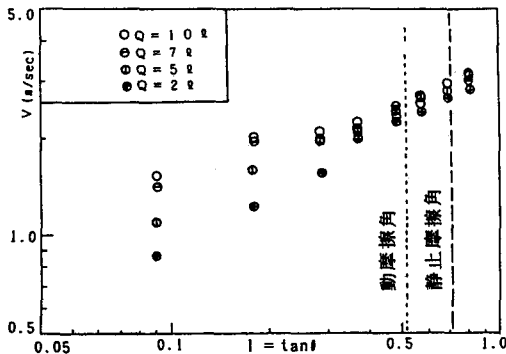


図-4.2 勾配 (tanθ) と流速の関係

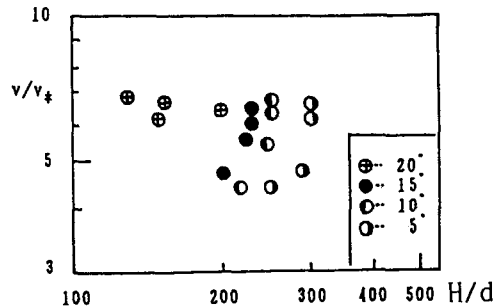


図-4.3 相対流動深 (H/d) と流速係数 (V/V*)

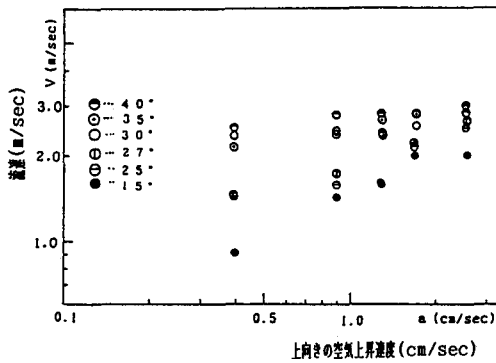


図-4.4 上向きの空気上昇速度と流速

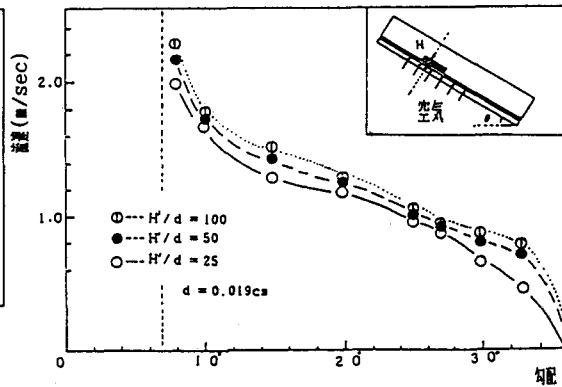


図-4.5 勾配と堆積層が移動を始めるための最小の空気上昇速度

図-4.4 は流路の勾配を変えた場合の、流路底から放出される上向きの空気上昇速度と流路末端での流速との関係を示したものである。全体的に空気の上昇速度が大きいと速度も大きくなる傾向が認められる。動摩擦角より大きい勾配では上向きの空気上昇速度は流路内の火碎流の速度にあまり影響しない。このような勾配では重力の斜面方向成分が卓越し、空気の上昇速度が必ずしも流動の支配要因にならないものと思われる。

一方、動摩擦角近傍ならびにそれ以下では、上向きの空気上昇速度の増加に伴って流速が急激に増加する。この理由として空気上昇速度の増加による内部摩擦角の急激な減少が考えられる。砂の堆積層が移動を始めるための最小の空気上昇速度と流路勾配との関係を図-4.5 に示す。堆積層の厚さ H は、実験に用いた砂の径 (0.019 cm) の 25 倍、50 倍、100 倍の三種類とし、流路の一区間に長さ、75 cm、幅 15 cm にわたって砂を均一に敷きつめた。勾配は、ポーラスストーン上での実験砂の静止摩擦角以下とし、敷きつめた堆積層がポーラスストーン上を滑り出すための最小の空気流量を計測して、上向きの空気上昇速度に換算した。この図によれば、静止摩擦角近傍では、ほんのわずかな空気でも堆積層が移動し始めるが、勾配が緩やかになるにしたがい、より大きな空気上昇速度が必要になることがわかる。勾配が $10^{\circ} \sim 12^{\circ}$ ($\tan \theta = 0.18 \sim 0.21$) ぐらいを境に堆積層が急激に動きにくくなり、勾配が 7° ($\tan \theta =$

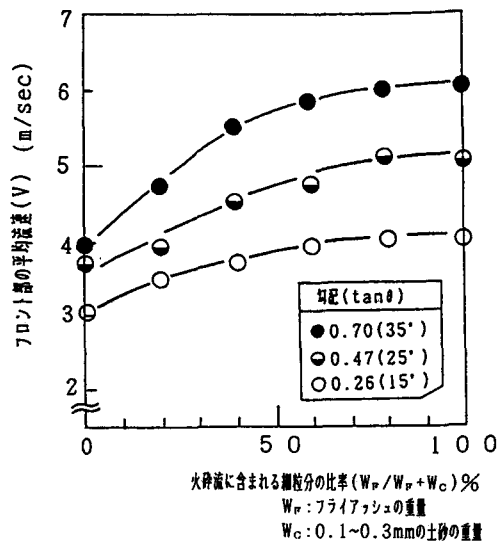


図-4.6 火碎流に含まれる細粒土砂の比率 (W_p/W_p+W_c) とフロント部の平均流速

0.12) 以下では、堆積層が全く流動せず、堆積層に多数の空気の抜け口 (パイプ) が形成された。堆積層を厚くした場合は、その流動条件として、若干、大きめの空気上昇速度が必要となるが、勾配との関係についてみてみると、堆積層の厚さによらず、ほぼ同じような傾向を示す。

図-4.6 に、火砕流に含まれる細粒土砂の比率とフロント部の平均流速との関係を示す。この図によればフライアッシュの重量比が大きいほど流速が大きくなる傾向が流下部の勾配によらず認められる。特に、流下部の勾配が 35° の場合、フライアッシュのみの流れの平均流速は $0.1\sim 0.3$ mm の粗粒分のみ流れの平均流速の約 1.5 倍近い値となっている。フライアッシュの重量比が増えるにしたがって、粗粒分 ($0.1\sim 0.3$ mm) の粒子間の間隙密度が大きくなり、粗粒分の密度との差が相対的に小さくなるため流体として流れ易くなること、粒子間同志の固体摩擦が低減すること等が理由として考えられる。一方、フライアッシュの重量比が 40% を越えるあたりからフライアッシュの重量比の増加に伴う平均流速の増加の程度が小さくなり、80%、100% の場合はほぼ同じような流速値となる。さらに、火砕流に含まれる細粒土砂の比率と流速係数との関係をみてみると、フライアッシュの重量比が増えるほど流速係数が大きくなっており、流れ易さの程度が高くなる傾向が認められた。

4.2 火砕流本体部の速度分布・濃度分布に関する実験

4.2.1 実験方法

実験流路は長さ 5.3 m、幅 30 cm、高さ 30 cm の直線流路であり、流路床から空気を一定量、上方に供給することができる (図-4.7)。流路上端にホッパーを設置し、粒径 $0.1\sim 0.3$ mm の乾燥砂 (比重 2.6) 105 l とトレーサー用の粒径 $1.8\sim 2.2$ mm の乾燥砂 (比重 2.6) 45 l の混合砂 (計 150 l) をその中に 1 回の実験毎にいれた。実験に用いた混合砂の空隙率、静止摩擦角は各々、35%、 35° である。流路勾配は 20° 、 22° 、 24° 、 26° 、 28° の 5 種類、流路床から供給

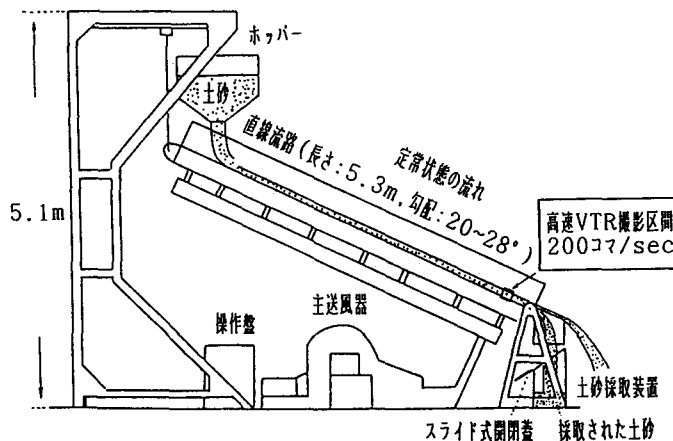


図-4.7 火砕流本体部の運動機構を明らかにするための実験流路

する空気の上昇速度は0.4 m/secであり、流路床には特に粗度を付けていない。実験では、まず、流れの深さ方向の速度分布を把握するために、流路末端部付近の横に高速VTRカメラ(200コマ/sec)を設置し、定常状態における深さ方向並びに平面方向の流れを撮影してトレーサの運動の軌跡を判読した。次いで、流路末端部に土砂採取装置(採取口高:5 cm)を設置し、定常状態において砂を採取して単位時間当りの採取量の実体積と流量との比から全土砂濃度を算出した。さらに、流路末端に採取口高を変えた各種の土砂採取装置(採取口高:2 mm, 5 mm, 8 mm, 11 mm)を設置して、各採取口高ごとの単位時間当り採取量の実体積と採取口に流入する流量との比から、各々の土砂濃度を算出し、流れの深さ方向の土砂濃度分布を求めた。

4.2.2 速度分布, 濃度分布

図-4.8に深さ方向の速度分布を示す。ここで、縦軸の h/H は流路床からの鉛直 h と流動深 H との比、横軸の V_h/V_H は流路床から h の高さにおける V_h と最大流速 V_H との比を表している(流動深 H は0.8~1.1 cm, 壁面沿いの最大流速は1.8~2.4 m/sec, 流心の最大流速は3.2~4.8 m/secである)。 h/H と V_h/V_H との間には、ほぼ比例的な関係とみなせ、勾配の違いによらずほぼ同じような速度分布型を示す。速度分布型から判断すると、このような流れはダイラタント流体⁴⁹⁾に近いものと思われる。

図-4.9は流路勾配と全土砂濃度との関係を示したものである。流路勾配が14~18°にかけては勾配の増加にほぼ比例して土砂濃度が増加する。砂の動摩擦角付近にあたる勾配が24~28°の間では土砂濃度が約50%とほぼ一定の値を示している。

一方、粒子間の接触による静的な応力が粒子が衝突するときの動的な応力よりも卓越している土石流の場合、濃度式は水路底の静的な力のつりあいから求めることができ⁴⁹⁾、以下のよ

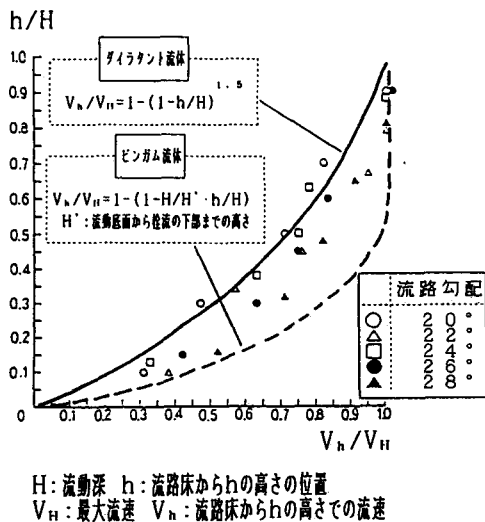


図-4.8 深さ方向の流速分布

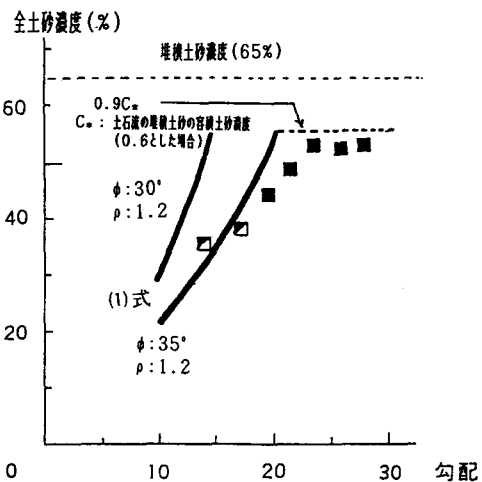


図-4.9 勾配と全土砂濃度

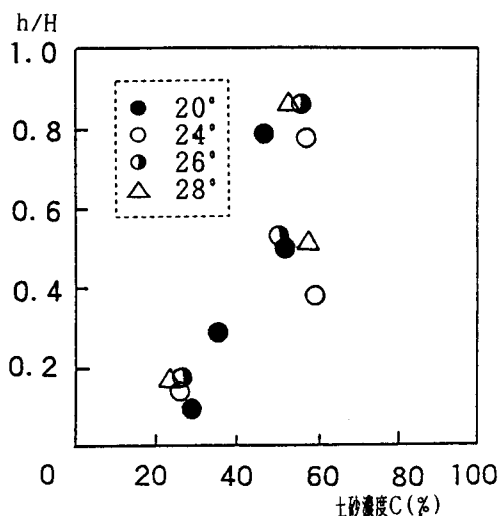


図-4.10 深さ方向の土砂濃度分布

うに表される。

$$C = \frac{\rho \tan \theta}{(\sigma - \rho) (\tan \phi - \tan \theta)} \dots\dots\dots (23)$$

ここに、 ρ は流体密度、 $\tan \phi$ は粒子の内部摩擦係数、 $\tan \theta$ は路床勾配である。

ρ を1.2、 ϕ を 30° 、 35° (今回の実験に用いた砂の静止摩擦角に相当)とした場合の勾配と土石流の土砂濃度との関係を同図に示す。勾配が $10^\circ \sim 20^\circ$ においてこれらの関係と今回の火砕流本体部のそれとを比較すると、火砕流本体部の方が勾配の増加に伴う濃度の増加の程度が小さく、土石流ほど敏感に濃度が勾配の影響を受けていないことが分かる。火砕流本体部の運動特性に関する実験から得られたように、勾配が動摩擦近傍ならびにそれ以下では上向きの空気上昇速度が火砕流の運動に大きな影響を与えるようになることが関与しているものと思われる。

図-4.10に深さ方向の土砂濃度分布を示す。今回の実験結果では、流路床近傍で30%、流動深の中間付近で50%、流れの表面より全体の流動深の2割程度の所で50%弱であり、中間付近の土砂濃度がもっとも高い結果となっている。流路の勾配の違いによる濃度分布型の違いはさほど認められないが、勾配が急になると若干、濃度分布の値が全般的に高くなっている。

4.3 火砕流本体部の堆積特性に関する実験

4.3.1 実験方法

実験装置は火砕流発生部、流下部、堆積部からなる(図-4.11)。流下部は幅15 cm、長さ3 m、深さ30 cmの直線水路であり、勾配を 0° から 40° まで変えることができる。流路の底面には多孔性のポーラスストーンを敷きつめ、コンプレッサーから供給され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。コンプレッサーの空気供給能力は最大 $10.8 \text{ m}^3/\text{sec}$ 、圧力 $7 \text{ kgf}/\text{cm}^2$ であり、バルブによって空気流量を調節で

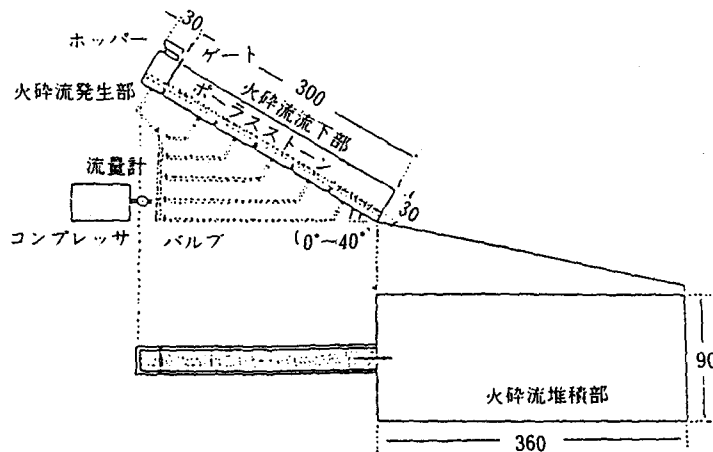


図-4.11 火砕流本体部の堆積特性を明らかにするための実験流路

きる。堆積部は幅0.9 m、長さ3.6 mの矩形の木製の板であり、表面には粗度をつけていない。堆積部の勾配は流下部の勾配との関係上、 0° ～ 10° まで変化させることができる。実験を行うにあたり、流路最上端の火砕流発生部（長さ30 cm、幅15 cm、高さ30 cm）に土砂を入れ、コン

プレッサーから空気を供給する。一気にゲートを引き上げると土砂が流動化し、高速度で流下して堆積部に明瞭な堆積地形を形成する。その様子を流下部の側面から1台、堆積部の側面から1台、堆積部の前方から1台、計3台のVTRカメラで撮影した後に堆積地形の形状のスケッチ、写真撮影、縦横断測量を実施した。そして縦横断測量の結果をもとに、各横断面内の最も高い点を縦断的に連ねた線を流動時の流心とみなし、それに沿って各実験ケースごとにくつつかのポイントで堆積土砂をサンプリングして、粒径分布を測定した。

実験ケースは、空気上昇速度（コンプレッサーから供給される空気量を流路底面積で除したものを）2ケース（2.7 cm/sec、0.5 cm/sec）、流下部の勾配を6ケース（ 10° 、 15° 、 20° 、 25° 、 30° 、 37° ）、堆積部の勾配を1ケース（ 10° ）とし、これらを組み合わせて計12ケース実施した。なお、空気上昇速度：0.5 cm/secは、今回の実験条件で最も土砂が流動化しにくい流路勾配 10° の場合において土砂を流動化させるのに必要な最小の速度、空気上昇速度2.7 cm/secは今回の実験で用いたコンプレッサーの最大能力から設定したものである。また、実験に用いた土砂については、これまでの火砕流堆積物の粒径分布に関する研究^{45,50)}をもとに1 mm～1/2 mm、1/2 mm～1/4 mm、1/4 mm～1/8 mm、1/8 mm～1/160 mm、1/160 mm以下の五つの粒径区分に分け、おのおの同じ重量（1.7 kgf）とし、これら全てを十分攪拌させたものを実験1回あたりの試料とした（1/160 mm以下の土砂については、フライアッシュを用いた。）。なお、この混合砂の動摩擦角は 26° 、静摩擦角は 35° 、密度は 1.75 gf/cm^3 である。

4.3.2 堆積形状と堆積長

図-4.12に今回の実験によって形成された火砕流堆積地形の平面図ならびに横断面図の一例を示す。上の図は、流下部の勾配を 25° 、堆積部の勾配を 10° に設定して、空気上昇速度のみを変化させた場合に形成させた堆積地を表している。空気上昇速度が2.7 cm/secの場合の方が0.5 cm/secの場合よりも土砂の流動化の程度も大きく、その結果、堆積長、堆積幅とも

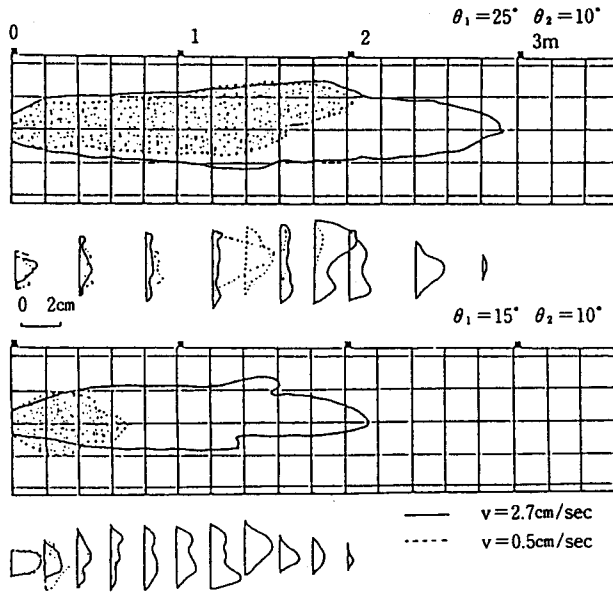


図-4.12 火砕流堆積地形の一例

大きくなっており、薄く堆積しているのが特徴である。下の図は、流下部の勾配を 15° 、堆積部の勾配を 10° に設定した空気上昇速度のみを同じように変化させた場合の堆積地形である。堆積長については、空気上昇速度が 2.7 cm/sec の場合の方が 0.5 cm/sec の場合と比べて3倍程度大きくなっている。空気上昇速度 0.5 cm/sec の場合は勾配変化点で凸状に厚く堆積しており、かなりの土砂が流路内にも堆積した。

その他の実験ケースで形成された火砕流堆積地の形状についても、空気上昇速度が大きい 2.7 cm/sec の方が 0.5 cm/sec の場合よりも堆積長が長く、横方向に広く、薄く堆積する傾向が認められた。但し、流下部の勾配が 37° 、 30° といったように、実験に用いた土砂の動摩擦角近傍よりも急な場合には、堆積長でみる限り、空気上昇速度の大小に限らずそれほど著しい違いは認められない。

次に、火砕流の堆積長と流下部の勾配との関係を図-4.13に示す。空気上昇速度が 2.7 cm/sec 、ならびに 0.5 cm/sec のいずれの場合も、流下部の勾配が大きくなるに従って、堆積部での堆積長が比例的に増加し

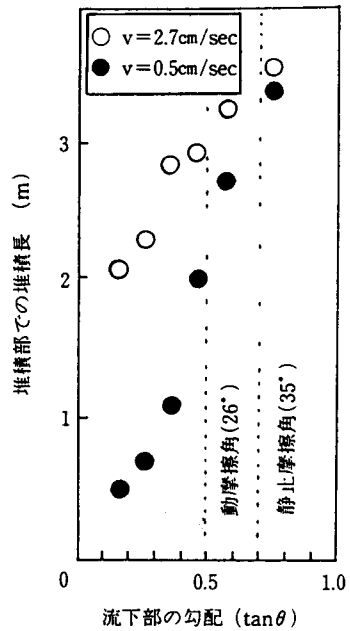


図-4.13 流下部の勾配と堆積部での堆積長との関係

ている。流下部の勾配が動摩擦角近傍よりも小さい場合は、空気上昇速度の大小による堆積長の違いは明らかであるが、流下部の勾配が動摩擦角近傍よりも大きくなると各々の堆積長の違いがそれほど認められなくなり、互いに近似してくる傾向がある。このような急勾配区間での一旦流動化した後の火砕流の運動について、空気の上昇速度はそれほど堆積長に大きな影響を与える要因にはならないようである。この理由として急勾配の流下部での運動特性として重力の斜面方向成分が卓越し、堆積部に流入する時点での火砕流の流速が近似してくるためと思われる。堆積部に流入する時点での火砕流のフロント部の速度と堆積部での堆積長との関係を調べてみると、勾配変化点での火砕流の速度が大きくなるにつれて堆積長も長くなっており、両者の間には比例的な関係があるようである。従って、このようなことから、堆積部に流入する時点での火砕流の速度は堆積長を支配する大きな要因であることが推定できる。

4.3.3 堆積幅と形状比

図-4.14 は空気上昇速度に応じて流路の勾配と堆積の広がりとの関係がどのように変化するかを示したものである。ここで、堆積の広がりを表す指標として火砕流の最大堆積幅 (B_{max}) と流路幅 (B) との比 (B_{max}/B) を考え、以下、分散比と呼ぶこととする。この図から、空気上昇速度が大きい 2.7 cm/sec の方が 0.5 cm/sec の場合よりも全体的に分散比が大きく、火砕流の分散堆積傾向が強いことがわかる。また、今回の実験では堆積部の勾配を 10° に固定しているが、このような条件では流路勾配が $20^\circ \sim 25^\circ$ 付近を超えると流路勾配の増加に伴って急激に分散比が大きくなる傾向がうかがえる。特に空気の上昇速度が 2.7 cm/sec の場合で、流路勾配が静止摩擦角に近い時は分散比が5程度となり、これまで土石流の堆積調査等⁵¹⁾で得られている最大堆積幅と流下部の平均河幅の比の最頻値に近くなる。また、勾配が 20° 程度以下になると分散比はだいたい $2 \sim 2.5$ 程度に近似してくる傾向があり、このことか

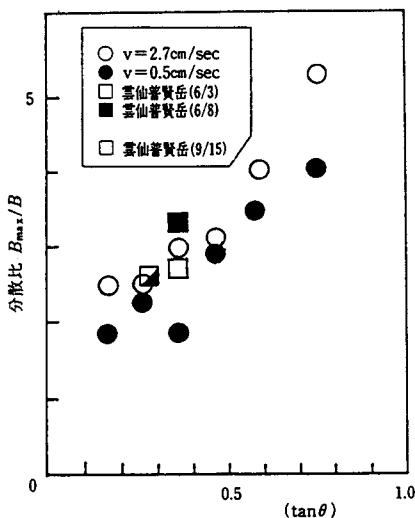


図-4.14 流下部の勾配と分散比の関係

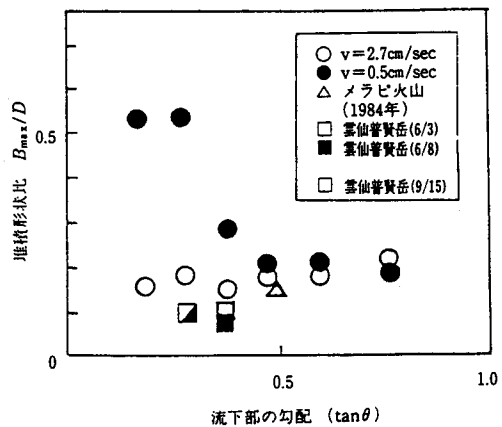


図-4.15 流下部の勾配と堆積形状比の関係

ら、今回の実験条件では少なくとも流路幅の2倍程度は広がって堆積することがいえる。ちなみに雲仙普賢岳で発生した火砕流の分散比を求めてみると、6月3日及び6月8日並びに9月15日の火砕流でそれぞれ2.7, 3.3, 2.5となり、今回の実験において空気上昇速度が大きい2.7 cm/secのそれに近くなる。

次に、空気上昇速度に応じた流路の勾配と堆積地の形状との関係を図-4.15に示す。ここで堆積地の形状を表す指標として最大堆積幅(Bmax)を堆積長(D)で除した値(Bmax/D)を用い、以下、堆積形状比と呼ぶことにする。今回の実験条件では、火砕流の流動化の程度が著しい空気上昇速度が2.7 cm/secの場合は、流路勾配に限らず堆積形状比がほぼ0.2程度の一定値を示しており、堆積長は最大堆積幅の5倍程度になる。一方、空気上昇速度が0.5 cm/secの場合、流路の勾配が37° 30°といった動摩擦角近傍以上の領域では、2.7 cm/secの時とほぼ同じ堆積形状比を示しているが、流路の勾配が25°から15°にかけては急激に堆積形状比が約0.5まで増加している。このことは、流路勾配が小さくなると流下方向の運動よりも横方向への広がりが卓越してくることを意味しており、撮影されたVTRによって堆積過程を観察してもその様子がよくわかる。ちなみに1984年6月10日にインドネシアのメラピ火山で発生した火砕流の堆積地について、その堆積形状比を求めてみると、ほぼ同じ0.2程度の値をとる。但し、雲仙普賢岳で発生した火砕流の堆積形状比を求めてみると、6月3日及び6月8日、9月15日の火砕流のいずれも0.1程度の値となり、実験値ならびにメラピ火山のそれと比較して若干低めの傾向がある。これは、メラピ火山の火砕流流下区域は過去の火砕流堆積物で構成される比較的幅広の凸状の地形であるのに対し、雲仙普賢岳の火砕流流下区域は谷地形を呈しているため、火砕流の底層部がそれに規制されて流下・堆積しやすいことによるものと思われる。

4.4 火砕流の運動・堆積特性と土石流、火山泥流との比較

表-4.1に、本論文の第2章、第3章、第4章で明らかにされた火砕流の運動・堆積特性と土石流、火山泥流のそれらとの比較を示す。

運動特性を表す項目として、流速と勾配との関係、流速、流速係数、等価摩擦係数、到達距離、流体の温度、流体の密度、流体力、堆積特性を表す項目として、流下・堆積面積、堆積土砂量、堆積勾配、堆積分散比、堆積構造、粒径、堆積物の構成材料についてそれぞれ整理した。火砕流、土石流、火山泥流とも発生場、流下場、堆積場の地形条件、観測条件、現象規模などがそれぞれ異なり、同一の基準でこれらの値を比較することはできないが、大まかな傾向として下記のことを指摘できる。

- (1) 流速の最大値としては、火砕流が最も大きく、火山泥流、土石流の順に小さくなる。
- (2) 流速と勾配との関係については、火砕流、土石流、火山泥流とも勾配に大きく影響される。火砕流の速度は土石流と同程度⁵²⁾に勾配の影響を受ける場合がある。
- (3) 流速係数については、火砕流は、土石流と火山泥流の中間程度の値をとる。

表-4.1 火砕流、土石流、火山泥流の運動・堆積特性

土砂移動現象	運動特性										堆積特性					
	基本的な運動特性 流速と勾配の関係	流速 (m/sec)	流速 係数	等価 摩擦 係数	到達 距離 (km)	温度 (℃)	密度 (ρ) (t/m^3)	流体力 (τ) (ton/m^2)	流下・ 堆積面積 (km^2)	堆積 土砂量 ($\times 10^6 m^3$)	堆積 勾配 ($^\circ$)	堆積 構造	分散比	粒度		堆積物 の構成 材料
														(ρ) d_{50} (mm)	最大粒径	
土石流	溪床勾配や、谷地形に影響されて、流下し、扇状地や、拡幅部などで分散・堆積する $V = aI^{0.5-1.7}$ 〔奥田(1997)の文献をもとに解析〕	5~15	2~3 (石礫型)	0.5<	数100 ~数km 程度	水温程度	1.5~1.8	10程度 衝撃力は 98~980 ton/m^2	0.2~0.5	数10	3~6	無層理 逆級化	最大 5~6 程度	1~5mm 程度	数m~ 10数m	0.1mm 程度の 粒径は 10~20 %以下
火山泥流 〔火山活動に伴い発生する一次的な泥流〕		10~20 最大で 40程度	8~12	0.02~ 0.1	10~90	70~90>	2.0弱	土石流 より大	5~20 最大で 数100	13300 (十勝) 76000 (セント ヘレンズ) 43300 (ネバドデ ルルイス) $10^6 \sim 10^9$ オーダー	1~2	無層理 礫分が 多い場 合は 逆級化	0.1~ 1mm 程度	数m~ 10数m	1mm以下 の浮遊 のウオッ シュ成分 が60~ 80%を 占めている 礫の含有 率 (20cm <) 2~10%	
火砕流 〔本論文により明らかにされた事項〕	本体部の運動については、土石流、火山泥流に近く、重力流であると思われる。熱風部は、火山灰とガスからなる固気混相流であり、乱流である。流路の屈曲部では本体部から遊離し単独で流下する。	5~50 (VTR) 20~30≤ 50~60≤ (航空 写真)	3~7 (VTR)	0.2~ 0.3 (航空 写真) (雲仙)	6> (航空 写真) (雲仙)	(熱風部) $6 \times 10^{-3} \sim$ 0.7×10^{-3} (VTR) (雲仙)	7.7> (雲仙)	4~6 (航空 写真) (雲仙)	2500~4500 (航空 写真) (雲仙)	3~15 (航空 写真) (雲仙)	2.5~ 3.0 (航空 写真) (雲仙)	映像資料の解析により得られたデータ				
	本体部の流速と勾配との関係 $V = aI^p$ $\beta = 1.5 \sim 2.0$			0.3~ 0.5 (スメル)	15> (スメル)	(熱風部) 300~400≤ (雲仙)						炭化木ガス 抜けパイ プ無層 理逆級化 サージ堆 積物の存在 (雲仙)	0.8~ 2mm (雲仙)	数m~ 10数m (雲仙)	2mm以上 の礫の 含有率 (30~ 50%) シルト及 び粘土 (8.3~ 12.7%) (雲仙)	
																現地調査により得られたデータ
																模型実験により得られたデータ
																4~7 0.18~0.4 2~5

- (4) 等価摩擦係数, 流下・堆積面積, 堆積土砂量については, 火山泥流が最も大きく, 火砕流, 土石流の順に小さくなる。
- (5) 堆積勾配は, 火砕流が最も大きい場合があり, 土石流, 火山泥流の順に小さくなる。
- (6) 堆積分散比は, 火砕流の方が, 土石流よりも小さく, 堆積域での広がり程度の程が小さい。
- (7) 堆積構造については, 火砕流, 土石流, 火山泥流とも無層理構造であり, 逆級化構造がみられる場合がある。火砕流は, 高温であり, 発泡性の溶岩塊を含むために炭化木やガス抜けパイプの存在が特徴的である。
- (8) マトリックスの粒径は, 火山泥流が最も細かく, 火砕流, 土石流の順に大きくなる。最大粒径は, それ程大きな違いはない。

第5章 火砕流の運動モデルと数値シミュレーション手法

5.1 火砕流本体部の運動モデルと数値シミュレーション手法

5.1.1 基礎方程式

火砕流の本体部を構成する固体粒子は流れの中で互いに衝突しながら流下し, 粒子の衝突により圧力を, 粒子間の固体摩擦, 粒子の非弾性的性質によりせん断力を生じる(図-5.1)。圧力とせん断力は流れの強さの関数として表現され, 圧力が流れの強さにより変化するため, 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。したがって現象を記述するための基礎方程式として, ①質量保存則, ②運動量保存則, ③状態方程式, ④エネルギー保存則が必要となる。

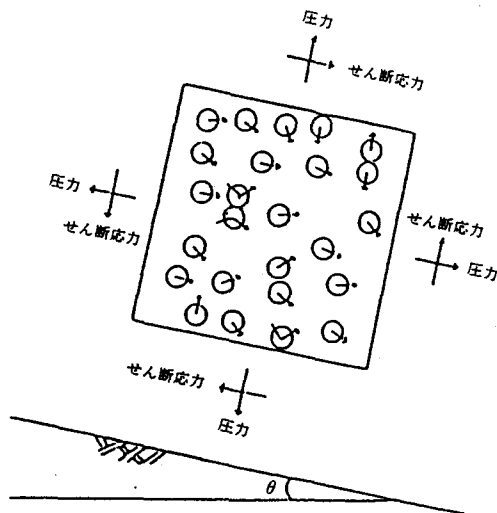


図-5.1 火砕流内部での粒子の衝突と粒子間の摩擦による圧力と剪断応力

①質量保存則

$$\frac{\partial}{\partial t} (Ch) + \frac{\partial}{\partial x} (C \cdot U_m h) + \frac{\partial}{\partial y} (C \cdot V_m h) + C \frac{\partial Z_b}{\partial t} = 0 \quad \dots\dots\dots (24)$$

ここに, U_m , V_m : 平均流速の X および Y 方向成分, h : 流動深, Z_b : 路床位, C : 流動層の土砂濃度, C_* : 堆積時の土砂濃度である。

②運動方程式

X-Y 平面における圧縮性流体の 2 次元漸変流の運動方程式は次のように表される。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U_m h) + \beta \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_m^2 h) + \rho \frac{\partial}{\partial y} (\rho U_m V_m h) = -gh \frac{\partial(\rho H)}{\partial x} - \tau_{ox} \quad \dots\dots\dots (25)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho V_m h) + \beta \frac{\partial}{\partial x} (\rho U_m V_m h) + \rho \frac{\partial}{\partial y} (\rho V_m^2 h) = -gh \frac{\partial(\rho H)}{\partial y} - \tau_{oy} \quad \dots\dots\dots (26)$$

ここに H : 流動層の上部標高 ($=h+Z_b$), β : 運動量補正係数, ρ : 見かけの密度 ($=C\sigma$, σ : 粒子密度), τ_{ox} , τ_{oy} : 地表面に働くせん断力である。

τ_{ox} , τ_{oy} は金谷の構成方程式⁵³⁾ を用いると次のように表わされる。

$$\tau_{ox} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \frac{C^{4/3}}{1-(C/C_*)^{1/3}} T_e \cdot \mu \cdot \sigma \cdot a^2 \cdot \frac{U_m \sqrt{U_m^2 + V_m^2}}{h^2} \quad \dots\dots\dots (27)$$

$$\tau_{oy} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \frac{C^{4/3}}{1-(C/C_*)^{1/3}} T_e \cdot \mu \cdot \sigma \cdot a^2 \cdot \frac{V_m \sqrt{U_m^2 + V_m^2}}{h^2} \quad \dots\dots\dots (28)$$

ここに, T_e : 流れの状態を表す定数, a : 粒子半径, μ : 粒子間の摩擦係数である。

③状態方程式

流れが局所平衡であると仮定すると, 流れの圧力 P は金谷の構成方程式から以下のよう
に求まる。

$$P = (C\sigma gh) = \frac{1}{20} \cdot \frac{C}{1-(C/C_*)^{1/3}} \tau_e \cdot \mu \cdot \sigma \cdot a^2 \cdot \frac{U_m^2 + V_m^2}{h^2} \quad \dots\dots\dots (29)$$

従って, (27), (28), (29) 式より局所平衡状態での濃度 C が求まる。

$$C = \left[\frac{\sqrt{10}}{3} \frac{i_e}{\mu} \right]^3 \quad \dots\dots\dots (30)$$

ここに i_e : エネルギー勾配である。

④エネルギー保存則

粒子の衝突により生じる圧力 P についてそのエネルギー保存則は次式により与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \epsilon h) + \frac{\partial}{\partial x} (\rho \epsilon U_m h) + \frac{\partial}{\partial y} (\rho \epsilon V_m h) + \beta \rho \left[\frac{\partial(U_m h)}{\partial x} + \frac{\partial(V_m h)}{\partial y} \right] = 0 \quad \dots\dots\dots (31)$$

ここに ϵ : 圧力 P に対するエネルギー (自由エネルギー), β : 定数である。

$$\epsilon = \left[\frac{2P \cdot (1-C/C_*)^{1/3}}{C\rho} \right] \quad \dots\dots\dots (32)$$

これら火砕流本体部の基礎方程式から火砕流の流下, 堆積範囲は粒子濃度に規定されてると考えることができる。粒子濃度は(30)式より粒子間の摩擦係数に規定されることになる。ま

た、勾配が粒子間の摩擦係数の約1/2より小さくなる地点で堆積が急速に生じることになる。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、火砕物からのガス放出、侵食層中の冷たい大気や土中水分の高温の火砕物による急激な膨張や蒸発、せん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、粒子間の接触による静的な接触応力の生成などの要因によって粒子重量の支持力が発生すると(30)式中の摩擦係数がみかけ上、小さくなる。

5.1.2 数値シミュレーション手法

5.1.1で検討した基礎方程式は解析的に解くことができないため、差分法による数値計算を行う。従来、二次元漸変流の解析には一般にスタッガード・スキームが用いられており、安定性のよい差分法であることが知られている。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について、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時間的に交互に求めていく方法である。しかし、この方式は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あるため、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ができない。ここでは近似として、火砕流の支配方程式を以下に示すように非圧縮性流体としての運動方程式、連続式、土砂の連続式、土砂濃度式に書き換えた。

① X, Y 方向の運動方程式

$$\frac{\partial M_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta \cdot u_b \cdot M_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \cdot v_b \cdot M_b) = -g \cdot h_b \cdot \frac{\partial H_b}{\partial x} - \frac{\tau b_{xb}}{\rho_{ab}} \quad \dots\dots\dots (33)$$

$$\frac{\partial N_b}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta \cdot u_b \cdot N_b) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \cdot v_b \cdot N_b) = -g \cdot h_b \cdot \frac{\partial H_b}{\partial y} - \frac{\tau b_{yb}}{\rho_{ab}} \quad \dots\dots\dots (34)$$

ここに、 M_b 、 N_b ：本体部の x,y 方向の流量フラックス、 β ：運動量補正係数、 u_b 、 v_b ：x, y 方向の流速、 H_b 、 h_b ：各々本体部の流動表面の標高、流動深 ($H_b = z + h_b$, z ：地盤高)、 τb_{xb} 、 τb_{yb} ：各々 x,y 方向の底面剪断力、 ρ_{ab} ：本体部の密度である。

τb_{xb} 、 τb_{yb} 項は、流体としての抵抗力であり、次式で表させる。

$$\tau b_{xb} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \cdot \frac{C_b^{4/3}}{1 - (C_b/C_*)^{1/3}} \cdot Te \cdot \mu \cdot \sigma \cdot d^2 \cdot \frac{u_b \sqrt{(u_b^2 + v_b^2)}}{h_b^2} \quad \dots\dots\dots (35)$$

$$\tau b_{yb} = \frac{3}{20\sqrt{10}} \cdot \frac{C_b^{4/3}}{1 - (C_b/C_*)^{1/3}} \cdot Te \cdot \mu \cdot \sigma \cdot d^2 \cdot \frac{v_b \sqrt{(u_b^2 + v_b^2)}}{h_b^2} \quad \dots\dots\dots (36)$$

ここに、 C_* ：堆積時の本体部の土砂濃度、 C_b ：本体部の流動時の土砂濃度、 σ ：砂礫の密度、 Te ：流れの状態を表す定数、 d ：代表粒径である。

②本体部の連続式

$$\frac{\partial h_b}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{\partial M_b}{\partial x} + \frac{\partial N_b}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (37)$$

③本体部の土砂の連続式

$$\frac{\partial(h_B \cdot C_b)}{\partial t} + \frac{\partial z}{\partial t} + \frac{1}{1-\lambda} \cdot \frac{\partial q_{bx}}{\partial x} + \frac{\partial q_{by}}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots (38)$$

④本体部の土砂濃度式

$$C_b = [(\sqrt{10}/3) \cdot i_e / \mu]^3 \dots\dots\dots (39)$$

ここに、 i_e ：エネルギー勾配（斜面勾配で近似）、 μ ：粒子の固体摩擦係数

5. 1. 3 数値シミュレーション計算の条件と結果

シミュレーション計算に用いた範囲は、雲仙普賢岳水無川の火口から本川沿いに地獄跡河口までの区間(3.5 km×8.3 km)であり、この区間を国土地理院が被災後に作成した地形図をもとに、50×50 mにメッシュ分割してデータ化した。シミュレーション計算のパラメータは、火砕流の流下・堆積範囲に影響すると思われる流下土砂量、流量、流砂量、粒子の固体摩擦係数、代表粒径、流量波形とした。

計算ケースは表-5.1に示したように1991年6月3日ならびに同年6月8日に発生した火砕流を対象として、代表粒径を変化させた場合、固体摩擦係数を変化させた場合、全体の土砂量を変えずに流量、流砂量を倍にして継続時間を半分にした場合の3種類を考え、各々、4ケース、6ケース、2ケースの計12ケースの計算を行った。

パラメータの一つである土砂量については、航空写真解析から得られた値を用いている。但し、CASE-5からCASE-12までについては、航空写真を用いて解析した6月3日までの火砕流堆積土砂量の総量ならびに6月4日から6月16日までの間の火砕流堆積土砂量の総量とし、各々350万m³、420万m³の値を用いている。これは、上記の期間内に発生した全ての火砕流を対象として、その堆積土砂量の分布と数値シミュレーションとを比較しやすくするためである。

流量は火砕流発生時の土砂濃度を40%と仮定すると6月3日の火砕流ならびに6月8日

表-5.1 数値シミュレーションの計算ケース

計算ケースの分類	ケース名	対象火砕流	土砂量 (千m ³)	流 量 (m ³ /sec)	流砂量 (m ³ /sec)	個体摩擦 係数(μ)	代表粒径 (cm)
代表粒径を変化させた場合	CASE-1	6月3日	2500	6250	2500	0.36	10.0
	CASE-2						5.0
	CASE-3	6月8日	3500	8750	3500		10.0
	CASE-4						5.0
固体摩擦係数を変化させた場合	CASE-5	6月3日	3500	6250	2500	0.36	10.0
	CASE-6					0.30	
	CASE-7					0.20	
	CASE-8	6月3日	4200	8750	3500	0.36	10.0
	CASE-9					0.30	
	CASE-10					0.20	
全体の土砂量を変えずに流量、流砂量を倍にして継続時間を半分にした場合	CASE-11	6月3日	3500	12500	5000	0.30	10.0
	CASE-12	6月8日	4200	17500	7000		

● 流砂量は火砕流発生時の土砂濃度を40%として算出 ● 流砂量は堆積土砂濃度を0.6として算出

の火砕流は各々、6,250 m³、8,750 m³となる。代表粒径あるいは固体摩擦係数を変化させたCASE-1からCASE-10まではこれらの値、CASE-11からCASE-12はこれらを各々倍した値を用いた。

また、地震計のデータを基に火砕流の流下継続時間を10分、堆積土砂濃度を60%と仮定し、6月3日、6月8日の火砕流では各々約250万m³、約350万m³の土砂量が流下したものとすれば、6月3日、6月8日の流砂量は各々、2,500 m³/sec、3,500 m³/secとなる。固体摩擦係数 μ は浅間山の火砕流流下・堆積シミュレーションで用いられた値¹³⁾($\mu=0.2\sim 0.5$ 程度)を参考として、0.36、0.30、0.20の3種類とした。運動方程式の抵抗項に含まれる代表粒径は、6月8日の火砕流の北上木場町付近における堆積物の露頭観察結果を基に5 cm、10 cmの2種類とした。流量波形については土砂量を固定し、継続時間を変化させることにより、ハイドログラフを与えた。

各パラメータごとにそれらが火砕流の流下・堆積範囲ならびに、土砂量分布に与える影響について以下に示す。

① 代表粒径

CASE-3とCASE-4のいずれの場合も今回用いた計算条件では6月8日の火砕流の主要な堆積範囲については比較的良く再現されている。代表粒径を5 cmから10 cmに変えても両者の堆積範囲や土砂量分布はほとんど同じと見なせる。従って今回の計算条件で用いた粒径のスケールの範囲では、粒径が火砕流の堆積範囲に及ぼす影響は小さいものと思われる。

② 固体摩擦係数

最もよく6月3日の火砕流堆積範囲を再現したケースは、固体摩擦係数 $\mu=0.20$ を用いたCASE-7であり、主要な土砂堆積範囲は実績に近くなる(図-5.2)。但し、このケースでは上流部での堆積量は実績よりもかなり少なく、下流部では実績の8倍近く土砂が堆積する結果となった。 μ が0.36ならびに0.30の場合は、 $\mu=0.20$ の場合よりも上流側に堆積するが、実績と比較すると堆積土砂量分布のピークが約500 m程上流に位置しており、全体的には上流側に堆積している。堆積土砂量の分布は比較の実績とあうが、 μ を0.30とすると下流により多く流出する傾向がある。

6月8日の火砕流については、 $\mu=0.36$ を用いると実績よりも流下距離が短めとなり、 μ が0.30、0.20の場合において主要な堆積域は実績とほぼ一致する。堆積土砂量の分布については、 $\mu=0.36$ の場合、上流域にかなり堆積し、 $\mu=0.30$ では、中流域での堆積傾向が強く、 $\mu=0.20$ とすると下流域にほとんどの土砂が堆積する結果となる。

以上のことから、火砕流本体部の堆積範囲については μ を0.2~0.3程度とすれば、雲仙岳の火砕流の場合、比較の実績に近くなることがわかる。但し、堆積土砂量の分布を実績に近似させるための μ の値は、堆積範囲を最もよく近似できる場合の固体摩擦係数 μ の値と

は同一にならない。

③ 流量 (流砂量)

CASE-6とCASE-11のいずれの場合も今回用いた計算条件では6月3日の火砕流堆積範囲を比較的よく再現している。堆積土砂量の分布については実際のそれと比較して約500m程上流に堆積土砂量のピークが出現し、上流側に堆積している。土砂量を変えずに流量(流砂量)を2倍にしても堆積範囲ならびに堆積土砂量分布はほとんど大差がなく、今回の計算条件においては流出土砂量の総量が同じであれば堆積範囲や土砂量分布に流量, 流砂量が及ぼす影響はそれほど重要でないことがわかる。

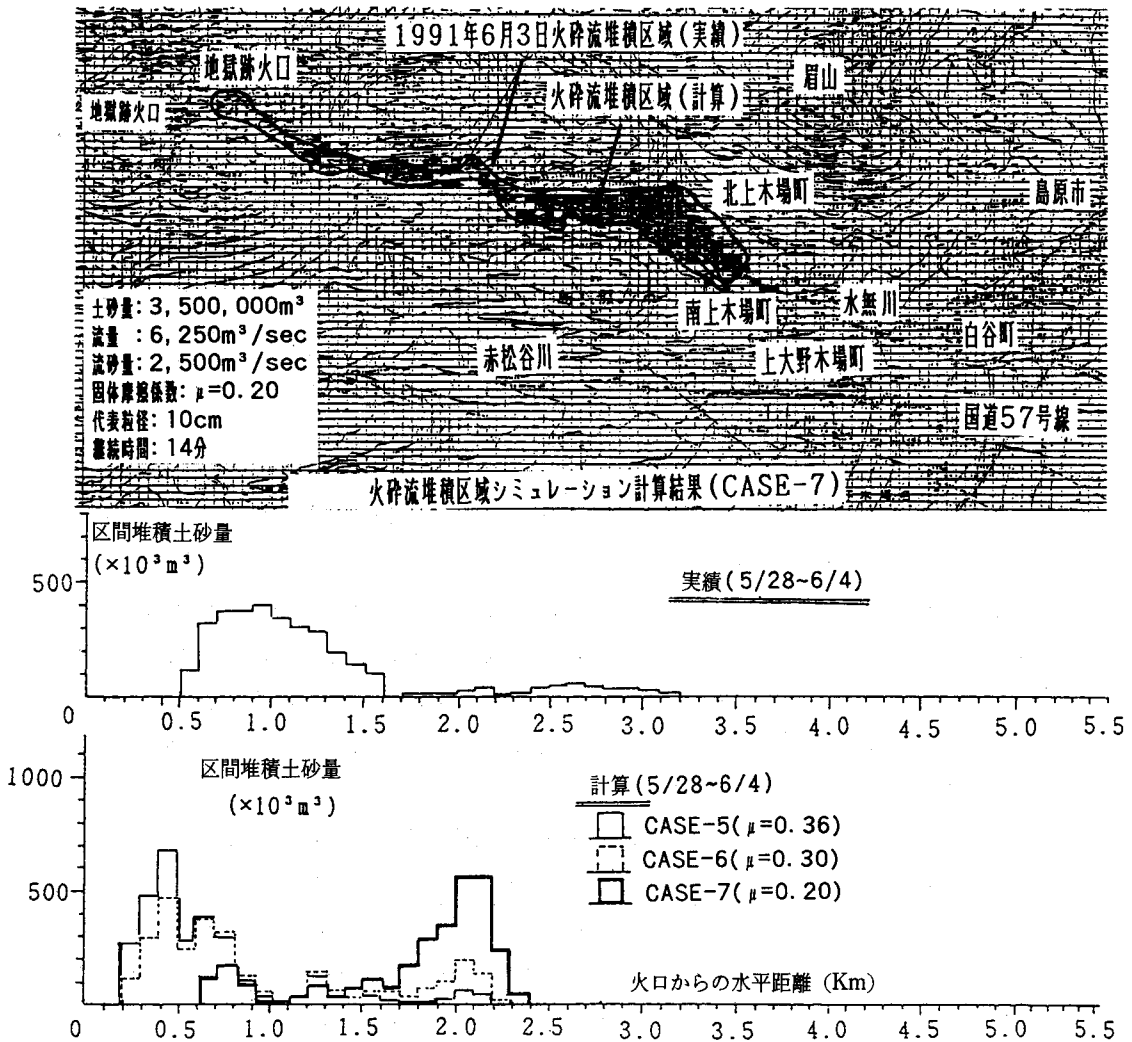


図-5.2 流下・堆積範囲を最も良く再現できた計算ケースと固体摩擦係数による堆積土砂量分布 (1991年6月3日の火砕流)

以上の結果から、火砕流の堆積範囲、堆積土砂量の分布等に最も大きな影響を与えるパラメータは、粒子間の固体摩擦係数 μ ということになる。

火砕流の堆積範囲の近似度では $\mu=0.20$ の場合が最も良好であったが、堆積土砂量の分布という面では下流部への土砂流出量が実績値より大きく、 $\mu=0.36$ の場合の方が近い値を示した。ちなみに6月3日の火砕流では $\mu=0.5$ 、6月8日の火砕流では $\mu=0.25$ とすると、堆積土砂量の分布が実績に最も近くなる。

堆積範囲を再現できても堆積土砂量の分布を再現できない理由のひとつとして固体摩擦係数 μ を一定にしていることが考えられる。固体摩擦係数は、土砂量、構成材料、温度、流量、土砂濃度等の条件によって変化すると考えられるため、それらの関数として表わす必要があろう。現段階では、このような関数が未知であるため、堆積範囲の再現については、過去のいくつかの堆積事例から μ のとりうる領域を決めて数値シミュレーション計算を行うことになる。堆積事例が多い場合は、統計的手法により μ の値の領域をよりよく決めることができるものと思われる。

5.2 火砕流熱風部の運動モデルと数値シミュレーション手法

5.2.1 基礎方程式

火砕流本体部からの上昇気流により火山灰などの細粒土砂に浮力が働き、熱風部の形成・発達がなされるとして、その基本的な運動モデルを次のように考えた。

- ①熱風部への熱風の供給は、本体部から鉛直方向に成される。
- ②熱風部の構成材料である火山灰や細粒礫などの火砕物は熱風の中に均一に分布しているものとし、その濃度変化は一定とする。
- ③熱風部は密度が一定であり、非圧縮性流体とする。
- ④熱風部の抵抗則は、流速の二乗に比例する抵抗を受けるものと仮定する。熱風部と周辺空気との粘性抵抗もこの抵抗則を用いる。

運動中の熱風部に含まれる微細粒子は、最終的には熱風部の停止区域に均一に沈降・堆積すると仮定して、熱風部の平面流れを表現する運動方程式と連続式により計算を行う。

①運動方程式

$$\frac{\partial M_u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta \cdot U_u \cdot M_u) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \cdot V_u \cdot M_u) = -g \cdot h \cdot \frac{\partial H_u}{\partial x} - \frac{r b x_u}{\rho_{ou}} \quad \dots\dots\dots (40)$$

$$\frac{\partial N_u}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\beta \cdot U_u \cdot N_u) + \frac{\partial}{\partial y}(\beta \cdot V_u \cdot M_u) = -g \cdot h \cdot \frac{\partial H_u}{\partial x} - \frac{r b y_u}{\rho_{ou}} \quad \dots\dots\dots (41)$$

$$r b x_u = \rho_{ou} \cdot f \cdot u \cdot \sqrt{U_u^2 + V_u^2} \quad \dots\dots\dots (42)$$

$$r b y_u = \rho_{ou} \cdot f \cdot v \cdot \sqrt{U_u^2 + V_u^2} \quad \dots\dots\dots (43)$$

ここに、 M_u 、 N_u : x,y 方向の流量フラックス、 β : 運動量補正係数、 U_u 、 V_u : x,y 方向の流速、 H_u 、 h_u : 各々熱風部の流動表面の標高、流動深($H_u = z + h_B + h_u$ 、 z : 地盤高、 h_B : 本体

部の流動深)(図-5.3 参照), g : 重力加速度, $\tau bx_u, \tau by_u$: 各々 x, y 方向の底面剪断力, ρ_{ou} : 熱風部の密度, f : 抵抗係数である。

熱風部の密度は次式で表される。

$$\rho_{ou} = \frac{1.293 \cdot 10^{-3}}{1 + 0.00367 \cdot T} \cdot \frac{Hg}{760} \text{ (t/m}^{-3}\text{)} \dots\dots\dots(44)$$

ここに, T : 熱風部の温度, Hg : 圧力 (大気圧)

②連続式

$$\frac{\partial H_u}{\partial t} + \frac{\partial M_u}{\partial x} + \frac{\partial N_u}{\partial y} = W_{up(i,j)} \dots\dots\dots(45)$$

ここに, $W_{up(i,j)}$ は, 計算メッシュ (i,j) における熱風部の供給源となる上昇気流の速度である (図-5.4)。熱風部の供給源は本体部であり, 本体部の土砂濃度, 流速は熱風部の形成に重要な影響を与えるパラメーターであるため, $W_{up(i,j)}$ は次式のように算出する。

$$W_{up(i,j)} = \beta' \cdot C_b \cdot \sqrt{u_b^2 + v_b^2} \dots\dots\dots(46)$$

ここに, u_b, v_b : 計算メッシュ (i,j) での本体部の速度, β' : 上昇係数 C_b : 本体部の流動中の土砂濃度である。

上記の熱風部の運動方程式, 連続式によれば, 本体部が停止すると(46)式により上昇気流の速度 W_{up} は0となり, その時点で本体部から熱風部への上昇気流の供給がなされなくなる。その後の熱風部の運動については, (40)式, (41)式の右辺第一項に含まれる勾配にしたがって, 重力により流下することになる。なお, 火砕流本体部の基礎方程式は, 5.2.2 で提案したものをを用いる。

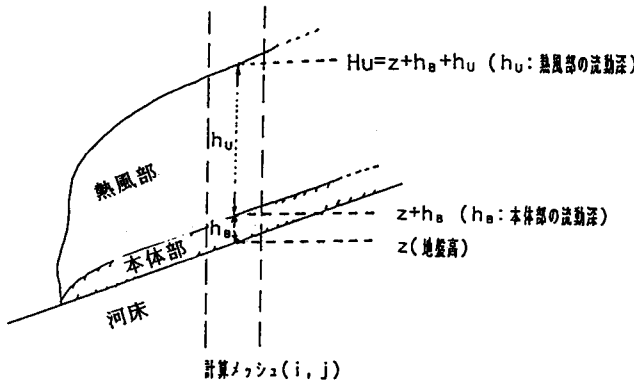


図-5.3 熱風部の流動表面の標高(H_u), 流動深 (h_u) の定義

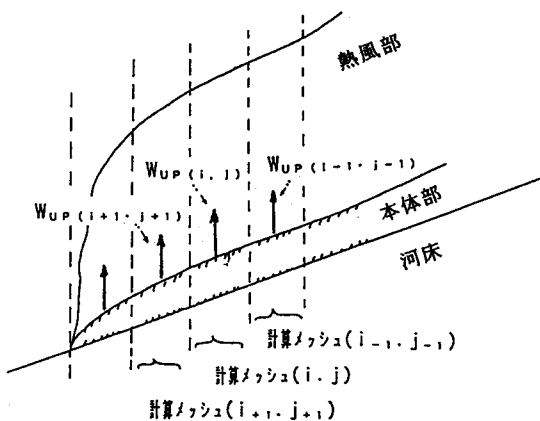


図-5.4 計算メッシュ (i,j) における上昇気流 $W_{up(i,j)}$

表-5.2 数値シミュレーション計算ケース

CASE	対象火砕流	土砂量 ($\times 10^3 \text{m}^3$)	流量 (m^3/sec)	流砂量 (m^3/sec)	計算継続時間 (min)	抵抗係数 f	上昇係数 β
1	1991年6月3日	2,500	12,500	5,000	5	5	0.05
2	1991年6月3日	2,500	12,500	5,000	5	20	0.5
3	1991年6月3日	2,500	6,250	2,500	10	50	0.5
4	1991年6月8日	3,500	8,750	3,500	10	200	2.0

●流量は火砕流本体部流動時の土砂濃度(C_b)を40%として算出
●流砂量は堆積時の本体部の土砂濃度(C_w)を0.6として算出

5.2.2 数値シミュレーション手法

計算は上述の基礎式を連立し、陽形式の差分式(リーブ, フロッグ法)によって解くことにより、時々刻々の本体部ならびに熱風部の運動を追跡した。計算の手順として、本体部の流量フラックス, 流動深, 堆積深を前述の(33)~(39)式によって求め、次に(45), (46)式により熱風部の流動深を計算し、(40)~(44)式により熱風部の流れを計算した。

5.2.3 数値シミュレーション計算の条件と結果

シミュレーション計算に用いた範囲は雲仙岳東麓を流れる水無川の河口から本川沿いに溶岩ドームまでの区間(3.5 km \times 8.3 km)であり、5万分の1の地形図を用いて50 cm \times 50 cmにメッシュを分割して地形データを作成した。計算にあたっては、抵抗係数 f , 上昇係数 β' を変化させた。本体部の土砂濃度は40%とし、1991年6月3日の火砕流並びに同年6月8日の火砕流本体部の全土砂量は航空写真解析結果を基に250万 m^3 , 350万 m^3 とした(表-5.2)。また、本体部の土砂供給継続時間は観測結果を基に5分及び10分とした。

これらの土砂量を供給し終えた時点での計算結果の一部を図-5.5に示す。いずれのケー

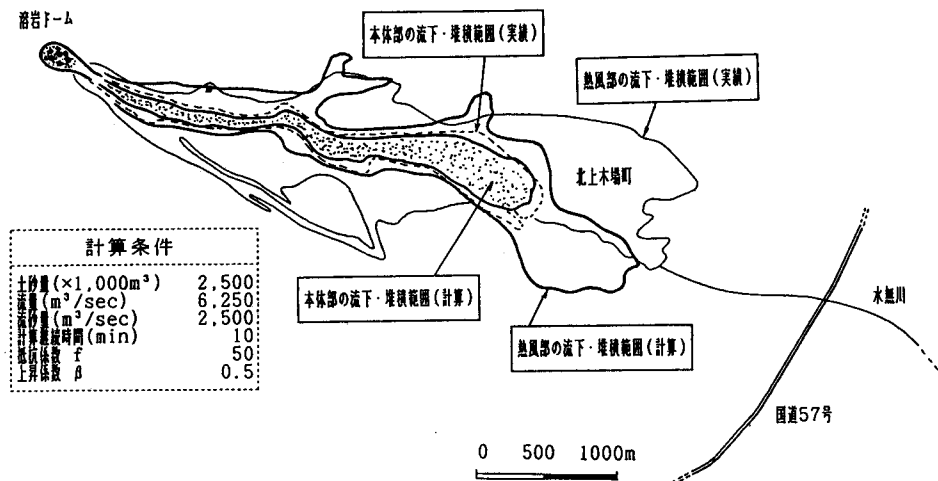


図-5.5 熱風部ならびに本体部の流下・堆積区域についての再現計算結果
(CASE-3 1991年6月3日の火砕流)

スもほぼ同じような氾濫区域を示しているが、熱風部の流動深 h_u は、抵抗係数 f 並びに上昇係数 β' が大きいほど、大きくなっている。

また、図中の A, B 地点のように地形的に火砕流の進行方向に対して逆勾配、尾根部となっているところでの再現性は必ずしも良くないが、本体部の流れに沿ったところでの熱風部の流れの状況はある程度再現されている。

火砕流の進行方向に対して逆勾配、尾根部となっているところでの熱風部の再現性が十分でないのは、今回のモデルは、熱風部がある差分メッシュから隣接したメッシュに移動したとき、水の流れと同様に底部から徐々に上昇していくような二次元的なものとなっていること、実際の熱風部の流れは三次元的であり、ある地点で下部には到達していないが上部には到達していることが有り得るのに対し、本モデルにはこのような三次元的要素が取り込まれていないことなどによるものと考えられる。

第6章 火砕流対策手法

6.1 火砕流災害の影響範囲とその程度の子測手法^{13,54,55)}

火砕流による災害は、第2章で明らかにしたように、①火砕流本体部による災害②火砕流熱風部による災害③火砕流により引き起こされる火山泥流などの二次災害に大別できる。

6.1.1 火砕流本体部による災害

火砕流本体部は火砕流の流れの主体を成すもので雲仙普賢岳の災害から明らかなように大きな運動エネルギー、熱エネルギーをもつため、その流下・堆積域は壊滅的な災害となる。

火砕流本体部の流下・堆積範囲は流れを粒子流として取り扱う数値シミュレーション手法(第5章)を用いることによって比較的良い精度で子測できる。特に、従来の地形解析による大まかな流下・堆積区域の子測手法では把握することが困難な扇状地上を分散して流れる場合や、凹凸の激しい複雑な地形上を流れる場合の氾濫範囲や堆積厚、流下に要する時間や流動深などの情報を得るうえで数値シミュレーションは有効な手法である。

このような情報に適当な流れの密度・抗力係数を与えれば、数値シミュレーション計算で求められる速度を用いて任意の地点での家屋などに作用する流体力を算定することができ、どの程度の被災程度になるかを知るための参考値が得られる。また、火砕流本体部の流下・堆積区域での堆積厚のデータが得られるため、流体力の分布図と合わせて、被災の程度を詳細に知るうえでの参考値が得られる。

数値シミュレーションを行うにあたり、計算条件として、計画対象土砂量、計算開始点、流量ハイドログラフ等を設定する必要がある。これらの値を設定するためには、まず初めに、対象とする火山で過去に発生した火砕流の規模、流下・堆積範囲等を調べる必要がある。その際、どの程度過去に逆上って火砕流の発生履歴を調べるかについては、火砕流の発生頻度を考

慮して便宜上、過去 200 年程度とする。そしてこの間に発生した火砕流の堆積物を文献や現地調査などにより詳細に調べ、その最大値を計画対象量とする。

なお、過去 200 年間に火砕流は発生していないが、火山活動状況等から火砕流の発生が予測される場合、例えば、雲仙普賢岳の初期の活動期においてみられたような山頂火口での溶岩ドームの出現・発達認められる場合は溶岩ドームの発達速度や溶岩の噴出速度などを航空写真を用いた地形変化量解析から算出し、計画対象量を設定する。

火砕流のうち、プレー型、スフリエール型の火砕流は、噴火に伴う噴出物量の推定が現段階では困難であるため、計画対象土砂量の設定は、過去の噴火事例あるいは類似の火砕流発生特性を呈する他の火山からの推定によらざるを得ない。一方、メラピ火山や雲仙普賢岳のように、溶岩ドームが崩壊して火砕流が発生するメラピ型の火砕流については、溶岩ドーム崩壊量を航空写真解析や現地での堆積物調査、溶岩ドームの安定計算^{56,57)}等によって算出し、その中から最大規模の崩壊量を計画対象土砂量として設定する。

計算開始点については、過去の火砕流の発生実績に基づいて設定する。また、火砕流のハイドログラフについては、流下に伴って観測された振動継続時間や VTR 解析結果等のデータを解析して、設定する。さらに、数値シミュレーション計算を行うに当たり、計算条件として必要となる代表粒径、粒子密度、粒子間摩擦係数、内部摩擦角等については、過去の本体部堆積物の現地調査等から推定する。これらの物性値を推定するにあたり、十分な資料がない場合は類似の火山における過去の火砕流に関する資料などから推定する。

このようにして設定された値を用いて、第 5 章で提案された数値シミュレーション手法に基づき、計算を実行する。そして、火砕流本体部の流下・堆積範囲の時間的変化と最終の堆積区域、火砕流本体部の流動深の分布、堆積深の分布、流動中の最大流体力の分布などを算出して、ハザードマップを作成するための基礎資料として取りまとめる。

6. 1. 2 火砕流熱風部による災害

火砕流熱風部は、第 2 章で明らかにしたように、その高温、高速の流れのため、本体部よりも広範囲にわたって家屋を倒壊、燃焼させるなどの広域的かつ壊滅的な災害をもたらす。

火砕流熱風部の流下・堆積範囲は第 5 章で提案した火砕流本体部ならびに熱風部の数値シミュレーション手法を用いることによって火砕流本体部の流れに沿う区域での熱風部の高さ、流動深、流下速度、流下方向、流下・堆積範囲に関する概略の情報を得ることができる。

また、熱風部の密度を第 3 章で示したような方法から求め、適切な抗力係数を与えれば、火砕流熱風部の速度を用いて、その流下・堆積区域内での任意の地点における流体力を概略知ることができ、家屋の倒壊程度を把握するための参考値が得られる。

但し、熱風部の温度分布については、現在の数値シミュレーション計算では予測ができない。これについては、火砕流本体部と火砕流熱風部の流下・堆積範囲の関係を基に、第 2 章で明らかにしたような、火砕流本体部の堆積範囲よりも流下方向で 700 m、本体部の流れ方向に

対して直角方向に30~100 mの範囲は最低300~400℃以上であったことなどの過去の災害事例から設定せざるを得ない。

また、流路の屈曲部で熱風部は本体部から遊離して独自で流下すること、本体部停止後もある程度熱風部は前進する場合があること等が明らかにされており、これらの場合についても、現在の数値シミュレーション手法では予測が困難である。但し、熱風部は本体部の堆積範囲よりも数100 m~1 kmほど幅広く流下していること、熱風部は本体部よりも1.3~1.5倍ほど流れの縦断方向に遠くへ流下していることなどが経験的に明らかにされている。このような過去の災害事例に関する知見を基に、曲流部等での熱風部の流下・堆積範囲を大まかに設定し(図-6.1)、計算で得られた本体部沿いの数値シミュレーション計算結果とをあわせて、ハザードマップを作成するための基礎資料として取りまとめる。

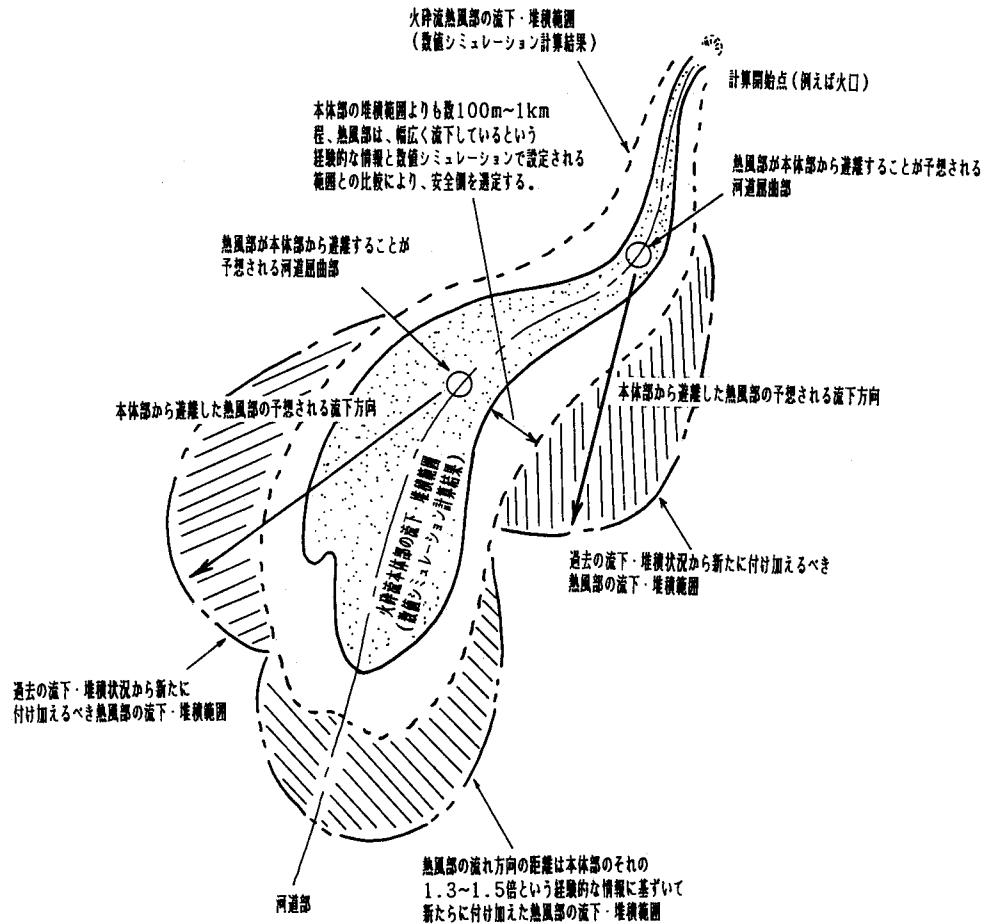


図-6.1 数値シミュレーションで求めた熱風部の流下・堆積範囲の修正方法の考え方

6. 1. 3 火砕流によりひきおこされる泥流災害

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とが考えられる。

運動量が誘因となる場合として、たとえば、浅間山の鎌原火砕流の柳井沼への流入のような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として、ネバドデルルイス火山⁵⁸⁾や十勝岳での発生事例⁵⁹⁾のような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。

運動量が誘因となる場合の2次災害の程度と範囲は、たとえば、ダムへの火砕流の流入を問題とすると、火砕流が貯水域にある水に運動量を与えることにより発生する段波の波高と流体力によって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を行うことができる。

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については、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（火砕流堆積物の熱エネルギーから融雪量を求めこれから供給水量を算出して泥流の流下・氾濫シミュレーションを行う手法⁵⁹⁾）を用いて行うことができる。

6. 2 火砕流対策工法の基本的な考え方

6. 2. 1 火砕流本体部の対策工

火砕流本体部は、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。また、層流としての流動特性を示し、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、本体部に対しては、溪床勾配を緩くする砂防ダム群、あるいは流路工などの流出抑制機能をもった施設が有効に働くものと思われる。また、扇状地の出口に広い堆砂空間をもった遊砂地を設定し、本体部を分散・堆積させることや、比較的大規模なダム工などにより、本体部の流出を抑制することが可能であると思われる。

6. 2. 2 火砕流熱風部の対策工

火砕流熱風部は、溶岩塊からのガスの発泡や気体の乱れが粒子を浮遊させながら流下し、流路の屈曲部では、本体部から遊離してその強い慣性のために単独で流下する場合がある。したがって、本体部の対策工のみでは、熱風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。熱風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、粒子を沈降させ、気体の乱れをおさえて、乱れエネルギーを散逸させることが重要となる。対象とする現象は異なるが砂防林や砂防林や防雪林は、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、火砕流熱風部についてもこれらと同じように規模の大きなネットやスリットを流下区間に設置して、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熱風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火砕流の発生頻度が高くない場

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。また、火砕流の流下にとまらぬ熱風部の発生を極力抑制するためには、発生域に近い上流域での対策が肝要であると思われ、そのためには、本体部と熱風部を効果的に分離させるための人工的な屈曲部あるいは高潮対策などで用いられている消波堤工法の応用（熱風部を鉛直方向に吹き上げて沈降を画る）などが考えられる。

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の交換が生じ、堆積層中に水分がある場合には、それ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て、本体部の流動を助け熱風部をより大きく発達させる原因となる。このような場合、本体部の運動をなるべく早く停止させることが肝要となり、熱風部対策としても、本体部の流出抑制を画るための上流域での砂防ダム群等をあわせて施工することが有効であるものと思われる。

図-6.2に、以上述べたような火砕流対策工の概念図を示した。

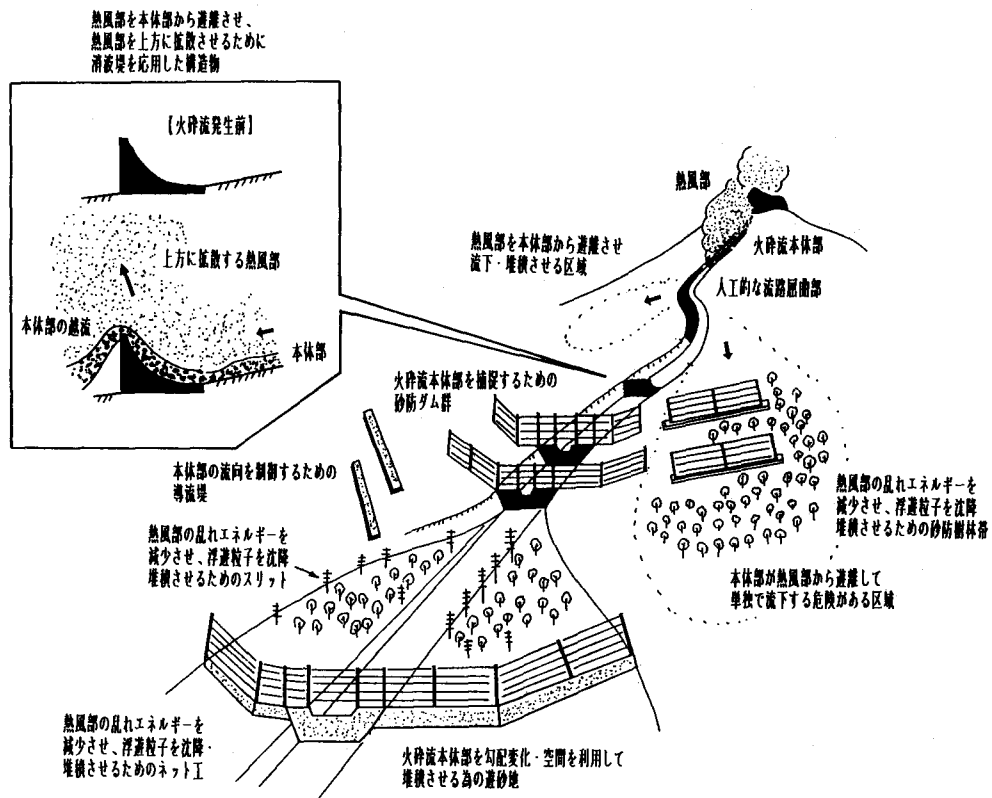


図-6.2 火砕流対策工の概念図

6.2.3 噴火中の火砕流対策工

6.2.1ならびに6.2.2で述べてきたような火砕流本体部、熱風部の対策工を、火山噴火

中に火砕流の流下・堆積区域内の必要箇所に施工することは非常に危険が伴うため、火山活動が開始する前や沈静化した後、あるいは砂防施設の無人化施工⁶⁰⁾などの新たな技術が確立され、その実用性が認められた後でなければ、このような対策工の実施は困難である。但し、火砕流による災害を防止・軽減するための暫定的なハード対策として、火砕流発生時の場合の対策工施工に係わる作業員の緊急避難体制を確立し、それに基づき下流域（例えば保全対象直上流部）での対策工を行うことは可能であろう。図-6.3は、そのような対策工の概念図を示したものであり、火砕流本体部を捕捉するための緊急導流堤、熱風部の乱れのスケールを低減させ、浮遊している微細粒子の沈降を促進させるためのフェンス工からなる。緊急導流堤は、コンクリート製のシェルターのユニットを作業工程に合わせて連結し、対策工として必要な長さを施工する。シェルターの上流側には盛り土をして、火砕流本体部の衝撃力をできるだけ吸収し、シェルター本体に作用する応力を低減させる。火砕流発生時には、作業員が迅速にかつ適格にシェルターのなかに避難できるように要所要所に、断熱性かつ密封性（熱風部の熱い微細粒子がシェルター内に入らないようにする）に優れた扉を設ける必要がある。また、シェルター内から、より安全な場所に避難するための避難路（シェルター構造）の設置も必要である。

フェンス工は、飛行場などで用いられているプラストフェンスのような設置が簡易な構造として、できるだけ多くのフェンスを必要箇所（できるだけ上流部）に迅速に設置することが肝要と思われる。

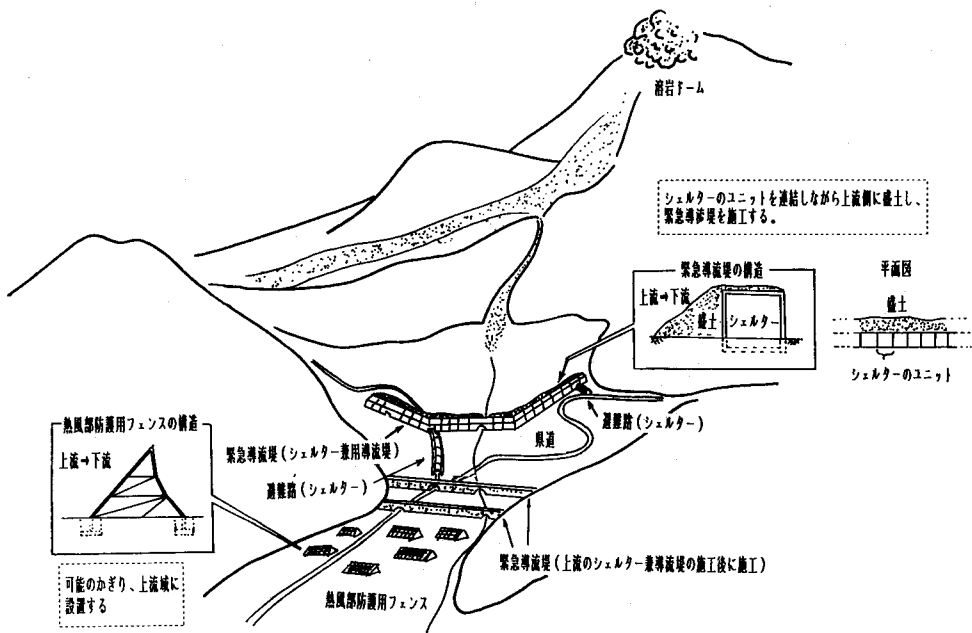


図-6.3 噴火中の火砕流対策工(例えば、雲仙普賢岳中尾川流域の場合)

結 言

本論文は、火山噴火に伴って発生する火砕流について、それによる災害の実態と特性、ならびに運動・堆積特性とそれらの機構を明らかにし、火砕流本体部・熱風部の運動モデルとそれらを用いた流下・堆積範囲などの数値シミュレーション手法、ソフトとハードの火砕流対策手法の基本的な考え方を提案することを目的として行われたものである。

第1章では、本研究の方法を示した。

第2章では、火砕流の分類により、本論文で対象とする火砕流を「山体を崩壊しない程度の噴火によって発生し、勾配や地形などに影響されて主に谷沿いに流下する火砕流」と砂防学的に定義した。次いで、雲仙普賢岳の火砕流災害の実態を調べ、火砕流本体部による災害はその流下・堆積区域が熱い火砕物で厚く覆われたため跡形もなく壊滅的であること、火砕流熱風部による災害は本体部よりも広範囲に及び、火砕流災害全体の7~9割を占めていることを明らかにした。さらに、浅間山の天明災害の発生機構を調べ、火口から発生した火砕流が柳井沼に流入して泥流に変換したこと等を明らかにした。

第3章では、火砕流の運動状況を撮影したVTRを解析し、勾配と速度との関係($V = aI^\beta$: β は2程度)、流速係数は3~10程度であること、本体部は地形や勾配に支配されるが、熱風部は流路の屈曲部等で本体部から遊離して直進する場合があること、観測された熱風部の土砂濃度は0.2%以下であること等を明らかにした。

第4章では、実験により火砕流本体部の運動を支配するパラメータとして勾配、空気上昇速度が重要であること、速度分布はダイラタント流体に近いこと、勾配と全土砂濃度とは正の関係があること等を明らかにした。また、火砕流の運動・堆積特性と土石流、火山泥流のそれとの違いを整理した。

第5章では、火砕流の本体部、熱風部の運動モデルを作成し、それに基づいた数値シミュレーション手法を提案した。雲仙普賢岳の火砕流の再現計算を行い、適切な固体摩擦係数等の値を与えれば、本体部ならびに本体部に沿った熱風部の流下、堆積範囲を比較的良く再現できることを明らかにした。

第6章では、第5章で提案した数値シミュレーションを用いて作成したハザードマップ等の活用がソフト対策として重要であること、遊砂地、導流堤、スリット、流路工等が火砕流対策工法として可能性のあることを提示した。

本研究のとりまとめに当たり、北海道大学農学部新谷融教授、藤原滉一郎教授、梅田安治教授、中村太土助教授、清水収助手、菊池俊一助手より終始、懇切なご指導を賜った。また、本論文に関わる研究の計画・実施等に当たっては建設省土木研究所砂防部石川芳治砂防研究室長より多くのご指導とご援助をいただいた。京都大学農学部水山高久助教授には、著者が火砕

流の研究を始めた当初から現在に至るまで、様々な面で、ご指導をいただいた。

さらに、本研究における火砕流の災害実態調査、映像資料を用いた火砕流の運動・堆積特性の解析、火砕流の模型実験については、建設省土木研究所砂防部砂防研究室矢島重美研究員ならびに米国内務省地質調査所カスケード火山観測所の Richard. P. Hoblitt 博士の多大な協力を得た。また、火砕流災害の実態調査については㈱八千代エンジニアリング下田義文水工部長、㈱日本工営防災部井上公夫部長補佐、火砕流の運動モデルの提案、ならびに数値シミュレーション計算の実行にあたっては、鳥取大学地域共同研究センター宮本邦明助教授、㈱八千代エンジニアリング名古屋支店技術部井戸清雄主任の多大なご協力を得た。ここに深甚の謝意を表する次第である。

参考文献

- 1) 水山高久, 山田孝, 矢島重美 (1990): 火砕流による災害と流動特性, 土木技術資料 32-9, 53-59
- 2) 石川芳治, 山田孝, 矢島重美, 下田義文 (1993): 雲仙普賢岳で発生した火砕流熱風部による災害, 新砂防, 189, 3-9
- 3) 山田孝, 石川芳治, 矢島重美, 井上公夫, 山川克己 (1993): 天明の浅間山噴火に伴う北麓斜面での土砂移動現象の発生・流下・堆積実態に関する研究, 新砂防 185, 3-12
- 4) 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, 新砂防. 43, 13-19
- 5) 石川芳治, 山田孝, 矢島重美 (1993): 雲仙普賢岳で発生した火砕流の本体部と熱風部の運動特性, 土木技術資料 35-6, 20-26
- 6) 石川芳治, 山田孝他 (1993): 雲仙普賢岳で1991年6月8日に発生した火砕流の堆積構造とその物性, 新砂防, 189, 16-22
- 7) 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
- 8) 山田孝, 石川芳治, 矢島重美, Hoblitt, R. P. (1992): 火砕流の堆積特性に関する実験, 土木技術資料 34-6, 46-51
- 9) 山田孝, 石川芳治, 中村淳治, 松原智生 (1994): 火砕流の運動機構に関する実験, 平成6年度砂防学会研究発表会概要集
- 10) 山田孝, 宮本邦明, 水山高久 (1991): 火砕流の流動メカニズムとシミュレーション, 新砂防, 176, 20-27
- 11) 石川芳治, 山田孝, 矢島重美 (1993): 雲仙普賢岳で発生した火砕流の堆積実態とシミュレーション計算との比較, 土木技術資料 35-6, 27-33
- 12) ISHIKAWA Yoshiharu, YAMADA Takashi, IDO Kiyoo (1994): Mechanism of the Hot Ash Clouds of Pyroclastic Flows and its Numerical Simulation Methods. 新砂防, 192
- 13) 石川芳治, 山田孝, 矢島重美, 水山高久 (1991): 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, 土木研究所資料, 第3005号
- 14) 荒牧重雄, 早川由起夫, 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, 自然災害科学特別計画研究研究成果, A-61-1, 247-288
- 15) 鈴木健夫, 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, A-61-1, 61-90

- 16) FISHER, R. V. (1990): Transport and deposition of a pyroclastic surge across an area of high relief: The 18 May 1980 eruption of Mount St. Helens, Washington. Geological Society of America Bulletin, 102. 1038-1054
- 17) 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, A-61-1, 61-90
- 18) 木藤賢一, 平野宗夫, 橋本晴行 (1993): 急勾配水路における乾燥粉体流の特性, 水工学論文集, 37, 617-622
- 19) 谷口義信 (1992): 火砕流実験について, 平成4年度砂防学会研究発表会概要集
- 20) 早川由紀夫, 荒牧重雄, 峯尾英章 (1986): 火砕流堆積物の流動化実験, 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, A-61-1, 9-23
- 21) HUPPERT, H. et al. (1986): A laboratory simulation of pyroclastic flows down slopes. Journal of Volcanology and Geothermal Research, 30. 179-199
- 22) 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, A-61-1, 25-41
- 23) 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, A-61-1, 55-60
- 24) 宝田晋治, 山元孝広, 中野司他 (1993): 雲仙岳 1991-92 年噴火の火砕流のコンピューターシミュレーション, 地質調査所月報, 44-1, 25-54
- 25) Sheridan, M. F. and Malin, M. C. (1983) Application of computer-assisted mapping to volcanic hazard evaluation of surge eruptions: Volcano, Lipari, and Vesuvius. Jour. Volcanol. Geotherm. Res., 17, 187-202.
- 26) McEWEN, MALIN (1989): DYNAMICS OF MOUNT ST. HELENS' 1980 PYROCLASTIC FLOWS, ROCKSLIDE-AVALANCHE, LAHARS, AND BLAST, Journal of Volcanology and Geothermal Research, 37, 205-231
- 27) 福嶋祐介・鍵山恒臣 (1992): 火砕流の流体力学的モデルによる解析: 雲仙・普賢岳への適用, 火山, 37-4, 159-166
- 28) 荒牧重雄 (1973): 火砕流による災害, 関東大地震 50 周年論文集, 391-400
- 29) 水山高久 (1988): 火山のハザードマップと対応, 第 20 回砂防学会シンポジウム講演概要集, 火山砂防を考える, 61-72
- 30) 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
- 31) 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, 246-247
- 32) Hoblitt, R. P. (1986): Observation of the Eruption of July 22 and August 7, 1980, at Mount St. Helens, Washington, U. S. GEOLOGICAL SURVEY PROFESSIONAL PAPER 1335
- 33) HUPPERT, H. et al. (1986): A laboratory simulation of pyroclastic flows down slopes. Journal of Volcanology and Geothermal Research, pp. 179-199
- 34) 池谷浩, 石川芳治 (1991): 平成3年雲仙岳で発生した火砕流, 土石流災害, 新砂防, Vol. 44, No. 2, 46-56
- 35) 建設省土木研究所砂防研究室 (1988): 立木の衝撃緩衝効果に関する試験報告書, 土木研究所資料 第2560号
- 36) 高橋保 (1981): 土石なだれと泥流洪水, セントヘレンズ火山噴火活動とそれに伴う災害の研究, 文部省科学研究費, (No. 502401) 自然災害特別研究突発災害研究成果, 自然災害科学総合研究班
- 37) 土質工学会編 (1982): 土質工学ハンドブック, 土質工学会
- 38) 山田孝, 石川芳治, 矢島重美, 井上公夫, 山川克己 (1993): 天明の浅間山噴火に伴う吾妻川, 利根川沿川での泥流の流下・堆積実態に関する研究, 新砂防, 186
- 39) 荒牧重雄 (1968): 浅間山火山の地質, 地団研専報, 地学団体研究会, 30

- 40) 宝田晋治 (1991): 岩屑流の流動・堆積機構 — 田代岳火山起源の岩瀬川岩屑流の研究—火山, 36-1, 11-23
- 41) 鈴木健夫, 津久井雅夫, 荒牧重雄 (1986): 鎌原火砕流本質岩塊の総量と粒度組成, 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, A-61-1, 239-245
- 42) 建設省利根川水系砂防工事事務所 (1990): 平成2年度浅間山火山調査報告書
- 43) 水山高久, 山田孝 (1990): インドネシア, メラビ火山で発生した火砕流の運動特性, 新砂防, Vol. 43, No. 1, 30-37
- 44) 池谷浩 (1980): 土石流対策のための土石流災害調査法, 砂防・地すべり技術センター, 山海堂, 2-33
- 45) Cas, R. A. F. & Wright, J. V. (1988): Volcanic Successions Modern and Ancient, 186
- 46) 中田節也 (1993): 火砕流の本質 — 雲仙普賢岳噴火の例一, 土と基礎, 41-3 (422), 37-42
- 47) 中田節也, 荒牧重雄, 他 (1992): 雲仙火山 1991 年噴火の火砕流堆積物調査 (速報), 地球惑星科学関連学会 1992 年合同大会共通セッション・シンポジウム予稿集, P. 148
- 48) 広住富夫, 近藤浩一, 瀬戸俊彦 (1985): メラビ火山の噴火による土砂流出とその後について, 新砂防, 139, 22-27
- 49) 芦田和男, 高橋保, 道上正規 (1983): 河川の土砂災害と対策, 防災シリーズ5, 森北出版株式会社
- 50) 鈴木健夫, 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, A-61-1, 61-90
- 51) 池谷浩, 米沢谷誠悦 (1977): 土石流危険区域設定に関する考察, 土木技術資料 19-12, 360-366
- 52) 奥田節夫・諏訪浩・奥西一夫・仲野公章・横山康二 (1977): 土石流の総合的観測その3, 京都大防災研年報, 20 B-1, 237~263
- 53) 金谷健一 (1979): 粒状体の流動の基礎理論 (第2報, 発達した流れ), 日本機械学論文集 (B編), 45-392, 515-522
- 54) 建設省河川局砂防部 (1992): 火山砂防計画策定指針 (案)
- 55) 建設省河川局砂防部 (1992): 火山災害予想区域図作成指針 (案)
- 56) 建設省土木研究所地すべり研究室 (1985): Hovland 法による地すべり三次元安定解析手法, 土木研究所資料第 2265 号, 44
- 57) 石川芳治, 山田孝, 下田義文, 末吉慶三 (1994): 雲仙普賢岳における溶岩ドームの安定性検討, 平成6年度砂防学会研究発表会概要集
- 58) 池谷浩 (1987): Nevado del Ruiz 火山噴火に伴う泥流の特性, 新砂防, Vol. 40, No. 2
- 59) 水山高久, 石川芳治, 福本晃久 (1988): 火山噴火に伴う泥流災害の予測と対策に関する研究, 土木研究所資料第 2601 号
- 60) 松井宗広 (1994): 雲仙における無人化施工について, 砂防と治水, 27-1, 23-31

ABSTRACT

This paper outlines the context and nature of disasters associated with pyroclastic flow and the mechanism of the flow. A kinetic model for the movement of the main body and hot ash cloud of pyroclastic flow was proposed, and numerical simulations for estimating areal extent of flows were developed based on this model. The two types of "software measures" and "hardware measures" to prevent or mitigate disasters caused by pyroclastic flows were also presented.

Chapter 1 describes how this study was conducted.

Chapter 2, first, classifies the various types of pyroclastic flows. Pyroclastic flows "initiated by eruptions which does not destroy the main body of the volcano, and normally cascade down along valleys, changing course and velocity as they encounter different slopes, topography, etc." were defined for this study.

Next, aerial photographs were analyzed to examine the damage caused by the main body and hot ash cloud of the 1991 Unzen pyroclastic flow. These showed the following :

- 1) the main body of a pyroclastic flow totally destroyed and incinerated houses etc., and left the areas in its path buried under a thick layer of pyroclastic flow deposit ranging from several meters to approximately fifty meters in depth.
- 2) the hot ash cloud traveled down over a wider area than the main body and in many cases destroyed or burned houses.
- 3) the temperature of the hot ash cloud was at least 300–400°C, and estimating from the situation that trees and electric poles were blown and knocked down, the velocity of the hot ash cloud was estimated to be 20–60 m/sec.

Investigations of the remaining deposit strata of the main materials of the 1783, mud flow associated with the Temmei Eruption of Asama volcano and studies of the structure and properties of the deposits, showed the following :

- 1) the essential block deposited on the slopes of the northern flank of Asama volcano were originated from the pyroclastic flow, but the matrix sediment was volcanic mud flow.
- 2) the deposits on the slopes of the northern flank of the volcano and the water balance of the volcanic mud flows in the Agatsuma and Tone rivers suggest that the Kambara pyroclastic flow cascaded down into the Yanainuma marsh after ejection from the crater, and as the flow mixed with the water of the marsh, it turned into a mud flow traveling down the slopes.

Chapter 3 analyzed video recordings of the movement of the 1991 pyroclastic flow at Unzen Fugendake volcano in Japan in order to clarify the movement and deposit mechanisms of pyroclastic flows. The analysis revealed the following :

- 1) there was a relationship between the gradient (I) and the velocity of the main body (v), which can be expressed by the equation $v = aI^\beta$. Constant β varies between 1.5 and 2.0.
- 2) the velocity coefficient of the main body was usually between 3 and 7, which was midway between a debris flow and a mud flow.
- 3) the path of the main body movement was affected by the geography and gradient.
- 4) the hot ash cloud may separate from the main body at curved sections in the flow path and may flow down by itself.
- 5) the density of the hot ash cloud measured at Unzen Fugendake was $0.7-6 \times 10^{-3}$ g/cm³.

In addition, detailed observations and laboratory tests using a test trench excavated

in a pyroclastic flow deposit at Unzen revealed the following :

- 1) the deposit structure was poorly sorted and the median diameter of the matrix was about 1 mm.
- 2) pyroclastic flow structures may include a surge near the boundary between the main body and the hot ash cloud.

The depositional condition of pyroclastic flow at an erosion control dam in the Nakao river basin downstream of Unzen Volcano was analyzed. The hydrodynamic force of the main body of Pyroclastic flow was less than 7.7 ton/m^2 , calculated from aerial photographs, video recordings and dam stability analysis.

Chapter 4 outlines basic information on the movement and deposition mechanisms of main body of pyroclastic flows based on the data in Chapter 2, 3. First, parameters significantly affecting the movement of the main body of pyroclastic flow were examined in the laboratory. A steady flow of dry sand was created using a special flow channel which can fluidize sand even at a gradient smaller than the angle of repose by supplying air from the bottom. Tests using this showed the following :

- 1) the gradient and velocity of air ascent were important factors.
- 2) the coefficient of velocity was between 3 and 7, which coincide with real phenomena.
- 3) the velocity distribution of the main body was similar to that of a Dilatant Fluid.
- 4) the sediment concentration increased with the gradient.
- 5) the concentration of materials was lower at the bottom and was highest around the midpoint of the depth of flow.
- 6) the gradient and velocity of air ascent were important parameters which affect the depositional pattern of the main body of pyroclastic flow.
- 7) pyroclastic flow deposits along the flow course up to approximately twice the width of the flow.

A comparison of the movement and depositional characteristics of pyroclastic flows outlined in Chapters 2, 3 and 4 with the characteristics of debris and volcanic mud flows revealed the following :

- 1) the flow ability of pyroclastic flow was midway between a debris flow and a volcanic mud flow.
- 2) the area of the partial (scattered) deposition of the pyroclastic flow was not as wide as that of a debris flow.
- 3) although the pyroclastic flow was similar to other flows poorly sorted, it is a different type of flow because of certain peculiarities such as the presence of gas segregation pipes and carbonated woods.

Chapter 5 proposed the kinetic model to simulate the movement of a pyroclastic flow which can numerically predict how extent the pyroclastic flow travels and the deposition areas precisely. The proposed model of the main body of the pyroclastic flow assumed that the flow is supported by the pressure generated through collisions of

particles comprising the main body and the shearing force generated through inter-particle friction. The model of the hot ash cloud used a two-dimensional flow which is assumed to be generated when the ascending air flow from the main body provides buoyancy to the volcanic ash.

The numerical simulation method is composed of the conservation of momentum equation and continuity equation for the main body and hot ash cloud, the equation of continuity for the sediment of the main body, and the sediment concentration equation for the main body. These give a set of simultaneous differential equations, predicting the movement at each instant when solved by the positive format (leapfrog) method. Calculations were made using this method to predict the downward travel of the pyroclastic flow at Unzen Volcano and its depositional areas. The results gave an appropriate value for the particle solid friction coefficient (0.2–0.3). The model therefore accurately predicts the downward movement of the main body and its depositional areas. Furthermore, the movement of the hot ash cloud can be simulated accurately, providing that the movement is restricted to the flow of the main body.

Chapter 6 presented the principles for preventing pyroclastic flow disasters. Software measures include deriving a general picture of the downward travel of pyroclastic flows and their depositional areas, as well as the travel time and flow depth by using the numerical simulation proposed in Chapter 5. Hazard maps were then created based on these data.

Potential hardware measures which could be used to prevent and mitigate pyroclastic flow damage include the following:

- 1) using sediment trap basin to capture the main body in open spaces like alluvial fan.
- 2) creating dikes to control the flow direction of the main body.
- 3) constructing artificial curves or breakwaters to suppress the development of the hot ash cloud by separating the hot ash cloud from the main body of pyroclastic flow in the upstream basin.
- 4) nets or slit dams that help sedimentation of suspended particles by reducing the degree of turbulence in the hot ash cloud, and using forests to disperse hot ash cloud.

These methods were proposed based on the differences in the movement mechanism between the main body and the hot ash cloud, and the effect of the natural geography and man-made structures on the downward movement and deposition of pyroclastic flows. Studies showed that connecting unit-type training dikes equipped with shelters and fence structures as the emergency measure could prevent pyroclastic flows during an eruption.