

火砕流の流動・堆積シミュレーション手法とその適用に関する研究

高橋 保・辻本浩史*

* (財) 日本気象協会

要旨

本研究では、メラピ型火砕流のハザードマップ作成に資するために、本体部の流動と熱雲部の拡がりをリンクさせたシミュレーションモデルを開発した。このモデルにおいて、本体部流れの形態は、溶岩ドームの決壊による粒子の破壊過程での粒状体流動の段階から、粒子自身から発生するガスの揚圧力によって粒子重量の大部分が支えられる流動化流れへと変化する。また、破壊が進み粒径が十分に小さくなった段階で、上昇ガスによって粒子が上方に運ばれて熱雲部が形成される。熱雲部では、周辺空気の取り込み、さらにプルームとしての熱雲部から上方への離脱が考慮されている。このモデルを用いて、雲仙普賢岳で1991年に発生した雲仙普賢岳火砕流の再現計算を行った。その結果、モデルは実際の現象を良好に再現した。

キーワード：火砕流，粒状体，流動化，熱雲，シミュレーション

1. はじめに

火砕流とは、火山噴火や溶岩ドームの崩落により供給される溶岩片、火山灰等が火山ガスと混合して高温かつ高速で山腹斜面を流下する現象である。その高い流動性によって周辺域に甚大な被害をもたらすことが多く、火山活動に伴う土砂移動現象の中でも最も恐ろしいものとして注目されてきた。火砕流による災害を防止・軽減するためには警戒・避難区域の設定、さらに構造物による制御策等が重要であるが、このためには、火砕流の流動を良好に再現できるモデルを用いた数値シミュレーション手法が有効となる。高橋ら(1995)は、火砕流を構成する固相、つまり溶岩片から発生する高温の火山ガスに着目し、高濃度で流下する火砕流本体部の流動モデルを提案している。このモデルは火砕流内部で流動化現象が生じていることに着目したモデルであり、実験値との比較によりその妥当性も検証されている。さらに、高橋ら(1997)は、溶岩ブロックの細粒化過程や堆積過程に関するモデル化についても検討している。本研究は、これらの研究をさらに

発展させる形で行われたものであり、火砕流による被災範囲を大きく広げる原因となる火砕流熱雲部に関するモデル化を行い、数値計算によって火砕流の発生から堆積までの一連の流動シミュレーション手法を開発することを目的としている。

2. 火砕流本体部の流動・堆積機構

2.1 火砕流本体部の流下形態

雲仙普賢岳で発生した火砕流に関する資料から、メラピ型火砕流本体部の発生から流下までの様子をFig. 1のように描くことができる。流下開始直後の火砕流は非常に大きな溶岩ブロックから形成される粒状体的な流れで、自爆あるいは粒子同士や底面との衝突によってガスを噴出しながら比較的短時間で粒子の細粒化が行われる。粒径が十分に細くなり、流動層内の上昇ガスによる揚圧力で粒子が支えられるようになると、いわゆる流動化現象(fluidization)が起り、火砕流本体部は粒子自身の安息角よりも緩い勾配区間でも流下可能となる。もちろん、細粒化の過程で粒径は幅広い分布をもつた

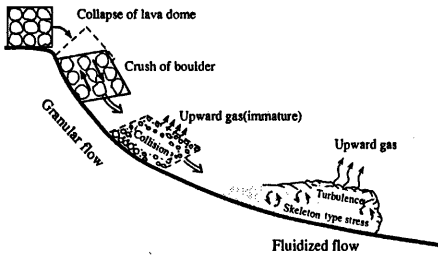


Fig. 1 The process of fluidization of a Merapi type pyroclastic flow

めに粒状体流れと流動化流れは混在し、このため流れの内部構造はより複雑になっていると考えられるが、とりあえず、粒状体流れと流動化流れとを代表粒径によって区別している。

2.2 粒状体流れの流動機構

溶岩ドームの崩壊からしばらくの間は、溶岩ブロックの粒径も十分に大きいために、上昇ガスが粒子を支える効果を見逃できるものと考えられる。このような流れを支配するものは重力と粒子の衝突によるエネルギー散逸機構となり、粒状体流れの構成則が適用可能となる。この場合せん断応力の表記方法は様々であるが、例えば、高橋・辻本 (1997) によれば次のようである。

$$\tau_g = \tau_c + \tau_k + \rho_s \tan \phi_s \quad (1)$$

$$\tau_c = \frac{4}{5} c_m^2 g_0 \rho_p d_p (1+e) \sqrt{\frac{T}{\pi}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2)$$

$$\tau_k = \frac{\rho_p d_p}{3g_0} \sqrt{\frac{T}{\pi}} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (3)$$

$$\rho_s = \alpha \bar{c}_m \rho_p g (H_f - z) \cos \theta \quad (4)$$

ここに、 ϕ_s : 粒子の内部摩擦角、 ρ_p : 粒子密度、 d_p : 粒径、 e : 反発係数、 T : 疑似粒子温度、 c_m : 濃度、 H_f : 流動深、 θ : 流路勾配、 g : 重力加速度、 $\bar{c}_m$: 深さ方向に平均したマクロな濃度であり、 g_0 は最密充填密度を c_s とした場合に次式で定義される Radial distribution function である。

$$g_0 = \frac{1}{1 - (c_m/c_s)^{1/3}} \quad (5)$$

また、骨格応力の受け持つ割合を示す α は、濃度の関数と考え、

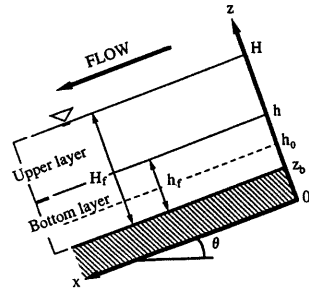


Fig. 2 The structure of the degassing powdery material

$$\alpha = \left(\frac{\bar{c}_m - c_{s \min}}{c_s - c_{s \min}} \right)^m \quad (6)$$

と与える。ここに、 m : 係数、 $c_{s \min}$: 粒子が継続的に接触しながら移動する最低濃度である。

高橋ら (1994) の実験によれば、流動深方向の濃度については一定とした近似が適用可能であり、この場合流れの断面平均流速が次式で示される。

$$\frac{U_g}{u_*} = \frac{2}{5} \frac{H_f}{d_p} \sqrt{K_1} \quad (7)$$

$$\text{ここに } K_1 = \frac{\bar{c}_m}{f_2 + f_{22}} \left(1 - \frac{\alpha \tan \phi_s}{\tan \theta} \right) \sqrt{\frac{f_3}{f_2}}, \quad f_1 = 4\eta \bar{c}_m^2 g_0,$$

$$f_2 = \frac{8\eta \bar{c}_m^2 g_0}{5\sqrt{\pi}}, \quad f_{22} = \frac{1}{3g_0 \sqrt{\pi}}, \quad f_3 = \frac{48\eta(1-\eta) \bar{c}_m^2 g_0}{\sqrt{\pi}},$$

$$\eta = \frac{1+e}{2} \text{ である。これらの式に含まれるマクロな濃度と流路勾配の関係について、辻本 (1998) は次の式を提案している。}$$

$$\bar{c}_m = c_{st} \quad (\theta \leq \phi_s)$$

$$\theta = \tan^{-1} \left(\sqrt{\frac{12(1-e)}{5\pi} + \frac{1-e}{\bar{c}_m^2 g_0 (1+e)\pi}} \right) + \phi_s - \phi_{sp} \quad (\theta \geq \phi_s) \quad (8)$$

ここに、 c_{st} : 0.51~0.56 の範囲内での一定値、 ϕ_{sp} : 完全な球形粒子の安息角である。

2.3 流動化流れの流動機構

流動化した火砕流本体部は、粒子自身からのガス発生により粒子層内部に上向きガス流が生じる。このために、Fig. 2 に示すように、粒子の一部が粒子骨格応力で支えられる底層と、粒子が完全にガスに支えられて流動化している上層に分けられる。なお、図中の $z = z_b$ の面は、流動中の火砕流から離脱した粒子からなる堆積面であり、 $z = 0$ は、火砕流が通過する以前における地面（ここでは元地面と呼

ぶ)である。 $0 \leq z \leq z_b$ の層は流動は停止しているが、層内からはガスを発生しており、また、後続の火砕流によって侵食を受ける場合もある。内部構造を議論する場合に、元地面を座標の原点に選んだ理由は、 $0 \leq z \leq z_b$ の層から発生するガスが流動に影響を与えたと考えたためである。

ガス流による揚圧力については、化学工学・機械工学の分野で実用に供されている Ergun (1952) の式に基づいた次式で与えられる。

$$-\frac{dD}{dz} = \frac{150\mu w}{\phi_p^2 d_p^2} \left(\frac{c_m}{1-c_m} \right)^2 \quad (9)$$

ここに、 μ : ガスの粘性係数、 w : 上昇ガス流速、 ϕ_p : 粒子の形状係数である。この式と、粒子重量とガスによる揚圧力の釣り合いおよびガス相の質量保存則から、底層と上層の境界面高さは、

$$h = \frac{g d_p^2 \cos \theta}{1650 b v c_m} \quad (10)$$

と導かれる。ここに、 b : 粒子からのガス発生率(重量比)、 v : ガスの動粘性係数である。式(10)は、粒径が細かいほど、またガス発生率が大いほど骨格応力が生じる厚さが薄くなる、つまり流動化層が厚くなることを示している。また、式に含まれる濃度 c_m の値について、実験によって、40~45%の一定値とみて良いことを確認している。

流動化した火砕流本体部の応力モデルとして、上層では粒子と間隙ガスが一体となったマクロな乱れ応力が支配的であり、一方、底層では、これに静的な粒子骨格応力が付加されるとする。粒子の衝突によって生じる応力は、流動化流れでは H_f/d_p が十分に小さいために無視できると考えている。この場合、上層のせん断応力は次式で示される。

$$\tau_f = \rho_p c_m \ell^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 \quad (h \leq z \leq H) \quad (11)$$

ここに、 ℓ : 混合距離 ($= \kappa(z - z_b)$)、 κ : 乱れのスケールを表現する係数、 H : 元地面を基準とした場合の流動深 $H = H_f + z_b$ である。また、骨格応力 p_s 、 τ_s の関係は、

$$\tau_s = p_s \tan \phi_s \quad (12)$$

の形で表し、このうち p_s については、粒子自身から発生する上昇ガスによる揚圧力を考慮した z 方向の釣り合い式を、 $z = h$ で $p_s = 0$ の条件で解いて得られる次式で与えている。

$$p_s = c_m \rho_p g \cos \theta (h - z) - \frac{150 b v \rho_p}{\phi_p^2 d_p^2} \left(\frac{c_m}{1 - c_m} \right)^3 \frac{h^2 - z^2}{2} \quad (13)$$

このようにして導かれた静的な圧力を用いて、底層におけるせん断応力は次のように示される。

$$\tau_f = \rho_p c_m \ell^2 \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + p_s \tan \phi_s \quad (z_b \leq z \leq h) \quad (14)$$

式(11)、式(14)を用いて平均流速を次式で与えている。

$$\frac{U_f}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \left\{ \left(1 + \frac{\pi^2}{8} - \frac{\pi}{2} \right) \frac{h_f}{H_f} - \ln \frac{h_f}{H_f} + \frac{\pi}{2} \right\} \quad (15)$$

2.4 溶岩ブロックの細粒化

さて、式(7)と式(15)で火砕流の流動を表現するためには粒径変化のモデルが必要となる。溶岩ドームの崩壊・細粒化機構については不明な点が多いが、溶岩ブロックが崩落を開始すると同時に下方から破砕していく様子や、着地する前の段階でも破砕が進んでいる様子が映像として記録されている。このことから、崩落する溶岩ブロックの内部に作用するせん断力によって、比較的短い時間で細粒化のプロセスが完了することが推測される。そこで、溶岩ドームを巨大な粒子の集合体と考え、崩落過程で生じる層流せん断的な力の作用によって粒子同士が衝突することで細粒化が行われると考える。層流せん断状態における単位時間、単位体積あたりの衝突回数は、数密度を n として

$$N = \frac{4}{3} d_p^3 \frac{\partial u}{\partial z} n^2 \quad (16)$$

で与えられる。粒子数の増加率は、これに比例すると考えて次のように与える。

$$I_n = \beta \frac{48 c_s^2}{\pi^2 d_p^3} \frac{\partial u}{\partial z} \quad (17)$$

2.5 堆積機構

筆者らは、火砕流の堆積過程は静的な釣り合い関係から決定されるものと考えている。Fig. 3 において点線で示された h_0 は、重力によるせん断力と降伏応力が釣り合うとして求められる静的な釣り合い面で、この面以下の部分は流動底面に堆積することになる。実験結果からは堆積が瞬時に進むものではなく、一定のタイムラグがあることが分かっているが、これは、堆積過程にあるボリュームの慣性によるものであろう。そこで、Fig. 3 の斜線で示される、停止過程に移ったボリュームに着目し、質量が変化する物体の運動方程式をたてると次のようになる。

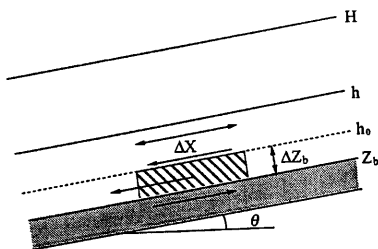


Fig. 3 Deposition model of a pyroclastic flow

$$m \frac{dv}{dt} = F + \frac{dm}{dt} u \quad (18)$$

ここに、 m, v はそれぞれ着目するボリュームの質量、速度、 F : 作用する外力、 u : ボリュームから取り残される、つまり、底面に堆積する粒子の本体からみた相対速度である。このボリュームに作用する外力 F は、Fig. 3 に示すように、 $h_0 \leq z \leq H$ に存在する粒子層から受けるせん断力、ボリューム自身に働く重力および底面摩擦力からなり、

$$F = -\frac{1}{2} \rho_p \bar{c}_m g \tan \phi_s \cos \theta \left(1 - \frac{z_b}{h}\right)^2 \Delta x + (H - z_b) \rho_p \bar{c}_m g \sin \theta \Delta x \quad (19)$$

と求まる。ボリュームの質量変化は、堆積面上昇速度に火砕流の密度 $\rho_p \bar{c}_m$ を乗じて、

$$\frac{dm}{dt} = -\rho_p \bar{c}_m \frac{dz_b}{dt} \Delta x \quad (20)$$

で与えられる。また、着目しているボリュームの速度を火砕流の速度 U_0 で近似し、ボリュームから取り残された粒子が瞬時に底面に堆積すると仮定すると、相対速度は、 $u = -U_0$ となる。ボリュームの速度が直線的に変化するものと仮定して、堆積面 z_b が h_0 に一致して停止すると仮定すると、式(19)～式(21)より、堆積面上昇速度 $i_f = dz_b/dt$ は、

$$i_f = \frac{1}{2U_0} \left[\frac{1}{2} g \tan \phi \cos \theta \left(1 - \frac{z_b}{h}\right)^2 - (H - z_b) g \sin \theta \right] \quad (21)$$

と求まる。なお、侵食速度についても同様の議論が成り立ち、式(22)によって堆積 ($i_f \geq 0$)、侵食 ($i_f \leq 0$) が表現できる。式(21)は、誘導過程から明らかなように、厳密には流動化した流れに対して求められた式である。しかしながら、粒状体流れにおいても、堆積過程が静的な釣り合い条件から決定

されると仮定すると、流動化流れと同様の式で堆積・侵食速度を評価することができよう。ただし、式(6)で示されているように、粒子重量の何割かは粒子衝突で支えられていることを考慮すると、式(21)をそのまま用いると堆積速度を過大に評価することになる。そこで、粒状体流れの堆積速度については式(21)に α を乗じている。

3. 火砕流熱雲部の基本的考え方

火砕流熱雲部は、本体部から供給される高温ガスと細かな粒子および周囲からの空気の連行によって形成される流れである。雲仙普賢岳で撮影された映像からは、高く舞い上がる熱雲部の様子が確認され、流れの3次元性が伺える。これは、火砕流本体部の温度が非常に高温であるために火砕流内部の気体の密度が小さくなり、顕著な上昇流が発生することが大きな要因と考えられる。このような流れの特性を考慮すると、火砕流熱雲部による被害範囲を推定するためには、熱雲部流れの質量保存、運動量保存および熱エネルギーの保存を記述した運動方程式を三次元空間で数値的に解く手法が有効と思われる。しかしながら、計算機の処理能力の進歩が著しい今日においても、複雑地形上で斜面を流下する高速密度流の数値計算を、しかも本体部からのガス、粒子の供給を反映させながら実行するのは容易ではない。そこで、熱雲部流れの三次元性を可能な限り取り込みながら、基本的には平面二次元として熱雲部をモデル化した。

作成するモデルの基本的な考え方は次のようである。

- ① 熱雲部の及ぼす影響範囲が設定できるように、また、本体部との連結が可能なように平面二次元のモデルとする。抵抗については、本体部との境界面における抵抗と、周辺大気との界面抵抗を考える。
- ② 連続式には、本体部からのガス、周辺空気の連行を考慮する。
- ③ 火砕流熱雲部は本体部の停止後も単独で流下するが、石川・山田 (1996) の報告にあるように、一定距離を進んだ後は水平方向への運動が急激に弱まり、垂直方向へ上昇・拡散することが多い。これは、本体部からの粒子の供給がなくなり、熱雲部が重力流としての性格を失うためと考えられる。そこで、粒子濃度が小さくなり、流れの(バルクな)密度が周辺大気の密度より軽くなった熱雲部は上空へ上昇し、もはや熱雲部から離脱すると考える。
- ④ 粒子の保存則は、本体部からの供給、沈降および拡散項を含んだものとする。供給については、

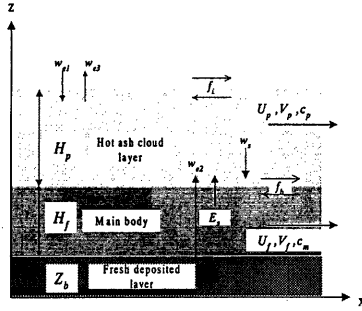


Fig. 4 The structure of hot ash cloud

- w_{e1} : Air entrainment speed from circumference
- w_{e2} : Velocity of upward gas from main body
- w_{e3} : Velocity of plume from hot ash cloud
- E_s : Particle entrainment from main body
- w_s : Settling velocity
- f_i : Surface shear stress
- f_b : Interface shear stress
- U_p, V_p : Velocity
- H_p : Flow depth
- c_p : Volume fraction

本体部での細粒化が進み粒径が一定値以下となった段階で、上昇ガスによって熱雲部へ輸送されるものとする。

また、モデルを作成する上で、本体部と同様に、熱雲部をひとつの連続体として考え、濃度は鉛直方向に一定とした仮定を設けている。

4. 平面二次元流動・堆積シミュレーション

4.1 本体部

火砕砕本体部の流れを、一つの連続体かつ非圧縮性と仮定した上で流動深方向に積分した場合、質量保存則と運動量保存則は以下のように示される。

$$\frac{\partial H_f}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = i_f \quad (22)$$

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial (U_f M)}{\partial x} + \frac{\partial (V_f M)}{\partial y} = g H_f \sin \theta_{bx0} - g H_f \cos \theta_{bx0} \frac{\partial (H_f + z_b)}{\partial x} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \quad (23)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial (U_f N)}{\partial x} + \frac{\partial (V_f N)}{\partial y} = g H_f \sin \theta_{by0} - g H_f \cos \theta_{by0} \frac{\partial (H_f + z_b)}{\partial y} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \quad (24)$$

ここに、 U_f, V_f : x, y 方向断面平均流速、 $M = U_f H_f$ 、 $N = V_f H_f$ 、 z_b : 堆積面の厚さ、 $\theta_{bx0}, \theta_{by0}$: x, y 軸の傾斜角、 ρ_m : 流れのみかけの密度である。また、 τ_{bx}, τ_{by} は x, y 方向の底面せん断力であり、次のように表現される。

粒状体流れ ($d_p \geq d_{fc}$)

$$\tau_{bx} = \alpha \rho_m g H_f \cos \theta_x \tan \phi_s + \rho_m f U_f \sqrt{U_f^2 + V_f^2} \quad (25)$$

$$\tau_{by} = \alpha \rho_m g H_f \cos \theta_y \tan \phi_s + \rho_m f V_f \sqrt{U_f^2 + V_f^2} \quad (26)$$

流動化流れ ($d_p \leq d_{fc}$)

$$\tau_{bx} = \rho_m f U_f \sqrt{U_f^2 + V_f^2} \quad (27)$$

$$\tau_{by} = \rho_m f V_f \sqrt{U_f^2 + V_f^2} \quad (28)$$

ここに、 d_{fc} : 流動化が達成される条件を満たす粒径、 θ_x, θ_y : 堆積面の傾斜角である。また f は式(7)と式(15)から求まる抵抗係数である。

また、数密度 n_o の保存則は次のように示される。

$$\frac{\partial (n_o H_f)}{\partial t} + \frac{\partial (n_o M)}{\partial x} + \frac{\partial (n_o N)}{\partial y} = -i_f n_b + I_n H_f \quad (29)$$

ここに、 n_b は侵食の場合は堆積層における粒子の数密度、堆積の場合は流動層の数密度を表す。

最後に、侵食・堆積による地盤高の変化は、次式で与えられる。

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} - i_f = 0 \quad (30)$$

4.2 熱雲部

3. で示した考えに従うと、熱雲部の流れを、一つの連続体かつ非圧縮性と仮定した上で流動深方向に積分した場合、質量保存則と運動量保存則および粒子の保存則は以下のように示される。

$$\frac{\partial H_p}{\partial t} + \frac{\partial H_p U_p}{\partial x} + \frac{\partial H_p V_p}{\partial y} = w_{e1} + w_{e2} - w_{e3} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial (U_p H_p)}{\partial t} + \frac{\partial (U_p U_p H_p)}{\partial x} + \frac{\partial (U_p V_p H_p)}{\partial y} = -\frac{g H_p^2}{2 \rho_{mp}} \frac{\partial \rho_{mp}}{\partial x} \\ & + g H_p \sin \theta_{bx0} - g H_p \cos \theta_{bx0} \frac{\partial (z_b + H_p)}{\partial x} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\epsilon \frac{\partial U_p H_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\epsilon \frac{\partial U_p H_p}{\partial y} \right) + f_i U_p^2 \\ & - f_b (U_p - U_f) |U_p - U_f| \end{aligned} \quad (32)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(V_p H_p)}{\partial x} + \frac{\partial(U_p V_p H_p)}{\partial x} + \frac{\partial(V_p V_p H_p)}{\partial y} = -\frac{g H_p^2}{2 \rho_{mp}} \frac{\partial \rho_{mp}}{\partial y} \\ & + g H_p \sin \theta_{py0} - g H_p \cos \theta_{py0} \frac{\partial(z_b + H_p)}{\partial y} \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left(\varepsilon \frac{\partial V_p H_p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\varepsilon \frac{\partial V_p H_p}{\partial y} \right) + f_i V_p^2 \\ & - f_b (V_p - V_f) |V_p - V_f| \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial c_p H_p}{\partial x} + \frac{\partial U_p c_p H_p}{\partial x} + \frac{\partial V_p c_p H_p}{\partial y} = \\ & \max(w_{e2} - w_s, 0) \bar{c}_m f_{cu} - \max(w_s - w_{e2}, 0) c_p \\ & - \max(w_{e3} - w_s) c_p \\ & + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ K_x \frac{\partial c_p H_p}{\partial x} \right\} + \frac{\partial}{\partial y} \left\{ K_y \frac{\partial c_p H_p}{\partial y} \right\} \end{aligned} \quad (34)$$

これらの式に含まれる諸定数のうち、 $w_{e1}, w_{e2}, w_{e3}, \varepsilon, E_s, w_s$ については、既往調査結果を参考にして以下のようにモデル化し、その他の抵抗係数や拡散係数については計算の過程で適宜決定する。

(1) 周辺空気の連行速度

w_{e1} については、福嶋 (1986) が粉雪雪崩や火砕流などの計算に用いた次式で与える。

$$w_{e1} = \alpha \left(\frac{\theta}{90^\circ} \right) \sqrt{U_p^2 + V_p^2} \quad (35)$$

ここに、 θ ：熱雲部表面の勾配 (deg)、 α ：係数である。

(2) 本体部からのガス供給速度

w_{e2} については、本体部における単位重量当たりのガス発生率、粒子濃度などによって決定される。本体部の単位柱あたりの粒子重量は $\bar{c}_m \rho_p H_f$ であるから、ここから生成される単位時間あたりのガス発生量は $\bar{c}_m \rho_p H_f b$ である。これを用いてガス供給速度は次式で与えられる。

$$w_{e2} = \frac{\bar{c}_m \rho_p H_f b}{\rho_a} \quad (36)$$

ここに、空気密度は温度、気圧の関数として次式で与えられる。

ここに、 T_p ：熱雲部の温度 (K)、 H_{pa} ：気圧 (torr) である。

(3) 熱雲部からの離脱速度

石川らが VTR 解析を行ない、火砕流本体部・熱雲部の流下状況を調べた結果では、本体部が停止する付近では熱雲部が上空へ拡散する傾向が強いこ

とがわかる。本研究でのモデルは平面二次元モデルであるため、鉛直方向の運動を正確に記述することはできない。しかしながら、鉛直方向への上昇拡散を考慮しなければ熱雲部の水平流動量を過度に見積もる可能性がある。そこで、周辺大気より軽くなった熱雲部が上空へ移動し、結果的に水平方向への流動量が減少する様子を、連続式の中に熱雲部からの離脱速度を組み込むことで評価する。この場合の離脱速度は

$$w_{e3} = \sqrt{\frac{2gH_p(0.5T_p - T_a)}{T_a}} \quad (37)$$

となる。ここに、 T_a ：周辺大気温度 (K) である。

(4) 渦動粘性係数

水平方向の渦動粘性係数に関しては種々の評価法があるが、ここでは鉛直方向の平均渦動粘性係数で表すと以下のようである。

$$\varepsilon = \frac{1}{6} \kappa u_p H_p \quad (38)$$

ここに、 κ ：定数、 u_p ：摩擦速度である。また、渦拡散係数についても式(38)で評価する。

(5) 本体部からの粒子取り込み

本体部からの上昇ガスによって細かな粒子が熱雲部へ輸送されると考えると、 E_s は

$$E_s = w_{e2} \times \bar{c}_m \times f_{cu} \quad (39)$$

と表すことができる。ここに、 f_{cu} は本体部の粒子濃度のうち、上昇ガスによって熱雲部に輸送される粒子の比率である。雲仙普賢岳での調査結果を参考にすると数%~10%程度の値と考えられる。

(6) 沈降速度

粒子の沈降速度は、粒子レイノルズ数 ($= w_s d_{pf} / \nu$ 、 ν ：ガスの動粘性係数) に関係するが、とりあえず、低レイノルズ数領域における沈降速度を与える Stokes の式で与える。

$$w_s = \frac{g d_{pf}^2}{18 \nu} \left(\frac{\rho_p}{\rho_a} - 1 \right) \quad (40)$$

ここに、 d_{pf} ：熱雲部の平均粒径である。

5. 再現計算

雲仙普賢岳で 1991 年 6 月 3 日に発生し、死者・行方不明者 43 名、負傷者 9 名という大惨事となった火砕流の再現計算結果を示す。この火砕流は、水

無川にそって流下し、本体部は谷出口の標高 300m 付近で停止している。しかしながら、本体部が停止した後も熱雲部が直進し、左岸側の斜面を標高 400m 付近まで覆い尽くした。この熱雲部に巻き込まれて 43 名の人名が失われている。なお、崩壊した溶岩ドームの規模は 50 万 m^3 と推定されている。

(1) 計算条件

計算に用いた地形データは、普賢岳噴火以前に測量されたデータに基づいて作成された国土地理院の 50m メッシュ標高データを用いた。ただし、6 月 3 日以前の火砕流堆積物によって地形の凸凹がある程度均されてきたと考えられており、地形データに平滑化処理を施した。

火砕流本体部・熱雲部のシミュレーションには多くの定数が含まれている。これらの中には、本体部や熱雲部の粒径のように現地調査から推定できる量や、ガス噴出率などのように流路実験から推定可能な定数もあるが、細粒化に関係する式(17)に含まれる係数 β などのように、現時点では試行計算を繰り返すことで最適な値を決めざるを得ない定数もある。最終的に計算に用いた値は、熱雲部の平均粒径 d_{pf} : 0.1mm, 流動化が生じる粒径 d_{fc} : 1.0mm, 温度 T_p : 400°C, ガスの動粘性係数 ν : 0.0002 m^2/s , ガス発生率 b : 0.0001(1/sec), κ : 0.7, β : 0.02, f_i : 0.1, f_b : 0.1, f_{cu} : 0.005 内部摩擦角 ϕ_s : 38.5°, 最密充填時の濃度 c_c : 0.65, m : 0.5, α : 0.3, 静的な骨格応力が生じる限界濃度 $c_{s, \text{min}}$: 0.51, 溶岩ドーム崩落時の平均粒径: 5m である。

溶岩ドームの崩落機構については不明な点が残されているが、とりあえず溶岩ドーム付近の 1 メッシュから三角形のハイドログラフ (流入継続時間 100sec) で火砕物を供給した。供給量については、対象とする火砕流について崩壊前のドームの体積が 50 万 m^3 と推定されており、この値を流動化流れの粒子濃度 0.43 で除した 116 万 m^3 を与えている。

(2) シミュレーション結果と考察

Fig. 5 は、計算で得られた火砕流本体部 (●) と熱雲部 (○) の広がりを描いたものである。60 秒後では熱雲部の範囲は狭く、進行方向前面部のみ出現する程度である。これは、細粒化が行われる途中過程で粒径も大きく、本体部への微細な粒子の供給が不十分なためと考えられる。90 秒後になると本体部を取り囲むように熱雲部が発達し、先端の位置は本体部先端よりも 200m~300m 先を進行している。本体部は 150 秒後には標高 450m 付近の屈曲部にある第 1 滝にさしかかり速度が低下するが、熱雲部はさらに発達し、図中の矢印で示したように一部は右岸の尾根を乗り越えて赤松谷へ、また一部は

左岸の尾根を乗り越えておしが谷へと拡大する様子をみせている。本体部が水無し川の谷出口付近で停止した後も熱雲部はさらに直進を続け、240 秒後になると扇形状に広がった熱雲部は左岸の高台にある北上木場の集落を含む 350m 付近まで覆い尽くしている。図には示していないが、熱雲部の範囲はその後は範囲が狭くなっていく。これは本体部からの粒子供給がないためと粒子沈降によって熱雲部の濃度が小さくなり、その結果マクロな密度が周辺の空気よりも軽くなり熱雲部が上方へ離脱・拡散していくためと考えられる。次に、Fig. 6 は火砕流本体部について先端部分の平均流速、最大粒径および位置 (標高) の時間変化を示したものである。この図より、流れの先端部では、崩壊開始後 30 秒程度で流動化が生じるための粒径になり、細粒化のプロセスが終了していることが分かる。宇井ら (1993) が行った現地観測からは、比較的早い時点で細粒化が行われる事も指摘されており、その観測結果とも一致している。また、先端部の流速は、約 130 秒後に標高 500m 付近の第 1 の滝付近に到達するまで流速 20m/s~30m/s 程度で流下し、その後、谷出口からは約 10m/s 程度に速度を減じている。この値は VTR 解析から得られた実績の速度と同程度の値となっている。Fig. 7 は、火砕流熱雲部について先端部分の平均流速、最大の流動層厚および位置 (標高) の時間変化を示したものである。崩壊開始後、細粒化のプロセスが終了する 30 秒程度から発生した熱雲部は徐々に加速しながら、標高 250m~300m 付近の谷出口では 70~80m/sec の高速流となっている。その後は急激に速度を減速しながら流下している。この時の火砕流について石川ら (1993) は、被災区域での立ち木やコンクリート製電柱の倒壊状況から熱雲部の速度を力学的に試算している。それによると、速度は 20~60m/sec 以上と推定されており、今回の計算結果も妥当な値となっている。また計算された熱雲部の厚さは初期の段階を除けば 50m 程度である。対象とした火砕流の熱雲部の高さは不明であるが、熱雲部が流下方向への勢いを失いながら上方に拡散を始めるようになるまでの高さは、最大で 70~80m とみて良さそうである。このことから、モデルで算出された値は妥当なものであることが分かる。

Fig. 8 は、火砕流がほぼ停止した段階での本体部と熱雲部の通過範囲と、実績の熱雲部による影響範囲を示したものである。熱雲部の先端形状が多少違っているが、横方向への広がりの程度や谷出口から左岸斜面を 350m 程度まで覆った傾向を良好に再現できていることがわかる。

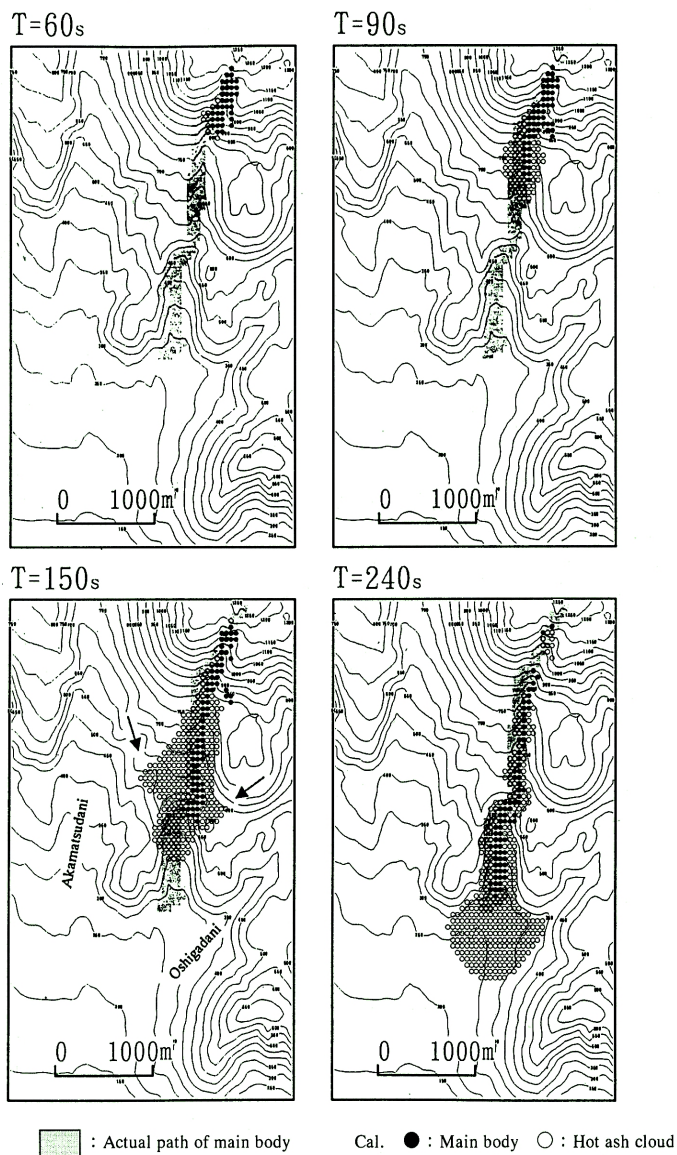


Fig. 5 Results of the numerical simulation of the Fugen-dake pyroclastic flow

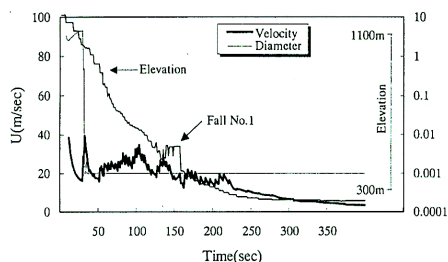


Fig. 6 Variation of the speed and diameter of the front by the simulation model(main body)

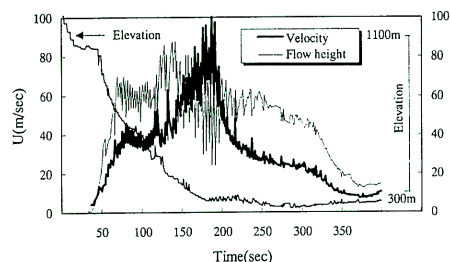


Fig. 7 Variation of the speed and flow height of the front by the simulation model(hot ash cloud)

5. おわりに

粒子から発生するガスの役割に着目したメラビ型火砕流の流動・堆積モデルを紹介した。モデルは、実績の本体部通過・堆積範囲、流速および熱雲部の影響範囲や流速等を良好に再現できることが判ったが、なお、試行計算によって決定されるパラメータが含まれている。今後は、計算対象事例を増やしながら値の絞り込みを行うとともに、計算手法についても改良を図っていく必要がある。

参考文献

- 石川芳治, 山田孝 (1996) : 構造物に作用する火砕流流体力, 雲仙火山砂防研究報告第2号, (社) 砂防学会, 雲仙火山砂防特別委員会, pp.65-70.
 石川芳治, 山田孝, 井戸清雄 (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, 46巻, 第4号, pp.3-9.
 宇井忠英, 隅田まり, 大学合同観測班地質班 (1993) : メラビ型火砕流の発生過程 (雲仙普賢岳第6ドーム

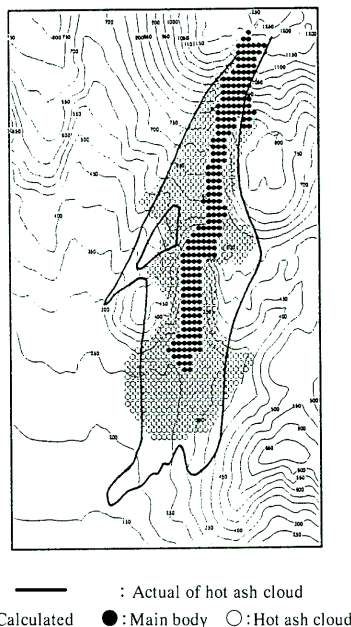


Fig.8 Comparison between the calculated deposition area and actual one

- での観測結果), 火山, 第38巻, 第2号, pp.45-52.
 高橋 保・里深好文・金銅将史・竹内竜太 (1994) : 火砕流の流動機構に関する研究, 京都大学防災研究所年報, 第37号 B-2, pp.389-404.
 高橋 保・里深好文・金銅将史・竹内竜太 (1995) : 火砕流の流動機構に関する研究(2), 京都大学防災研究所年報, 第38号 B-2, pp.423-446.
 高橋 保・辻本浩史・里深好文・竹内竜太 (1997) : 火砕流の流動・機構シミュレーション, 砂防学会誌, Vol.50, No.2, pp.20-25.
 高橋 保・辻本浩史 (1997) : 斜面上の粒状体流れの流動機構, 土木学会論文集, No.565/II-39, pp.57-71.
 辻本浩史 (1998) : 地上における高速固気混相流(雪崩および火砕流)の流動モデルとその適用に関する研究, 京都大学学位論文.
 福嶋祐介 (1986) : 粉雪雪崩の流動機構の解析, 雪氷, 48巻, 4号, pp.189-197.
 Ergun, S. (1952) : Chem. Eng. Progress, Vol.48, p.89.

NUMERICAL SIMULATION OF PYROCLASTIC FLOW AND ITS APPLICATION

Tsutomu TAKAHASHI Hirofumi TSUJIMOTO*

*Japan Weather Association

Synopsis

In present study, to contribute for delineation of the hazardous area by the Merapi type pyroclastic flow, the simulation model of the flow linked with the spread of the hot ash cloud is developed. In this model, the flow mechanism of main body transits from the granular flow in process of collapse and crush of lava dome to the fluidized one in which the particles are mainly sustained by the up-lifting force of the upward gas flow emitted from the material itself. When the crushed particles become fine enough to be lifted by the upward gas, the hot ash cloud is formed by fine particles and the gas supplied from the main body. The model of the hot ash cloud takes the air entrainment from circumference and the detrainment from the top of the cloud as a plume into account. Using this model, the pyroclastic flow at Mt.Unzen-Fugen-dake in 1991 is reproduced by the numerical simulation. The results of calculation agree well with the actual phenomena.

Key words : pyroclastic flow, granular flow, fluidization, hot ash cloud, simulation