

火山噴火に伴う土砂移動現象解析の現状と課題

(株)建設技術研究所 ○山下 伸太郎
 筑波大学生命環境系 宮本 邦明
 (一財)砂防・地すべり技術センター 安養寺 信夫

1. はじめに

火山噴火にともなって火砕流、溶岩流、火山泥流および降下火砕物の堆積やその後の降雨による土石流といった火山噴出物に起因した大規模な土砂移動による災害がしばしば発生している。このような土砂移動の影響範囲や危険度を予測するため、各現象の物理モデルにもとづいた数値シミュレーション解析が有効な方法の一つとして用いられている。

土砂移動現象の予測は、対象とする現象のレオロジー特性を明らかにして、現象の流動モデルを構築し、数値解析によって流動深や流下範囲などを追跡することにより行われる。また、解析では土砂量の供給時系列や供給地点といった境界条件が必要であるとともに、土砂移動現象のレオロジー特性を支配するパラメータの設定が、解析結果の再現性向上に重要である。

本論では、溶岩流と火砕流と取り上げ、著者らによる既往研究レビューにより各現象の解析モデルの概要を説明するとともに、解析モデル及びレオロジー特性を支配するパラメータ設定上の課題について述べる。

2. 基礎方程式の構成

火山噴火に伴って地表面を移動する土砂移動現象は、連続体の流れ現象と扱われ、平面的な広がりに関連した諸量を予測することが重要となることから、次に示す式(1)と式(2)の運動方程式と式(3)の連続式からなる二次元浅水流方程式が用いられている。

$$\frac{\partial M}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(u_m M) + \frac{\partial}{\partial y}(u_m N) = -gh \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\tau_{by}}{\rho_m} \dots\dots\dots(1)$$

$$\frac{\partial N}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(v_m M) + \frac{\partial}{\partial y}(v_m N) = -gh \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\tau_{bx}}{\rho_m} \dots\dots\dots(2)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t} + \frac{\partial M}{\partial x} + \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \dots\dots\dots(3)$$

ここに、 $M=u_m h$ 、 $N=v_m h$ 、 u_m, v_m : x および y 方向の平均流速、 h : 流れの深さ、 $H=h+z$ 、 z : 流動底面の地盤標高、 τ_{bx} 、 τ_{by} : 流れの底面に作用するせん断応力である。

溶岩流、火砕流及び火山泥流など流れの種類が異なっても、式(1)～式(3)の式形は変わることはなく、運動方程式の右辺の底面せん断応力 τ_{bx} 、 τ_{by} に流体のレオロジー特性を表す構成方程式を代入するで、各種の土砂移動解析が可能である。

3. 溶岩流

溶岩流(ここでは、固体としての岩石ではなく、岩石が熔融した液体をさす)は、ビンガム流体としての挙動を示すことが知られている。ビンガム流体の流れの

せん断応力 τ は、路床に鉛直方向を y 軸として、次の式(4)で表される。

$$\tau = \tau_y + \eta \left(\frac{du}{dy} \right) \dots\dots\dots(4)$$

ここに、 u : 流れ方向の流速、 τ_y : 降伏せん断応力、 η : 粘性係数である。したがって、溶岩流のレオロジー特性を支配しているパラメータは、 τ_y と η ということになる。さらに、 τ_y と η は式(5)と式(6)に示す温度の指数関数で表され、温度変化により物性値も変化する¹⁾。

$$\eta = a_1 e^{b_1/T} \dots\dots\dots(5)$$

$$\tau_y = a_2 e^{b_2/T} \dots\dots\dots(6)$$

ここに、 T : 絶対温度、 a_1, b_1, a_2, b_2 : 溶岩の鉱物組成によって決定される定数である。

そのため、溶岩流の鉛直方向の温度分布は一定と仮定し、式(7)と式(8)に示す熱量保存則を導入して、溶岩流の解析には溶岩温度の計算を行う必要がある。

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u_m \frac{\partial T}{\partial x} + v_m \frac{\partial T}{\partial y} = -\frac{Q_s}{c\rho h} \dots\dots\dots(7)$$

$$Q_s = \varepsilon S(T_s^4 - T_a^4) \dots\dots\dots(8)$$

ここに、 c : 比熱、 Q_s : 単位面積・単位時間当たりの熱放射量、 ε : 溶岩の放射率、 S : Stefan-Boltzmann 定数、 T_s : 溶岩流の表面温度(K)、 T_a : 気温である。

実際の溶岩流では、流速分布が一定のプラグ層内に温度勾配が生じ、表面温度はプラグ層下部の溶岩流の温度よりも低くなり、溶岩流表面からの熱放射量が減少して、流れ全体の冷却が抑制されると考えられる。

現状の解析モデルでは、溶岩流の冷却が早く進みすぎるため、計算上、表面温度を一定温度減じたり、冷却効率パラメータを導入したりして、表面からの熱放射量を抑制することで実現象の再現を図っている。そのため、トライアル計算で溶岩流の流下実績との比較を行い、冷却に関する係数を決定する必要があり、物理モデルとして課題が残っている。

図-1 は伊豆大島の溶岩流における温度特性をもとに、プラグ層内の温度分布を一定、側方と路床からの熱輸送はゼロとして、全層厚 h_t の上層に厚さ h_y のプラグ層を持つ溶岩流の鉛直方向の温度分布を一次元熱伝導方程式により計算した結果で、 h_y を 0.3m、0.5m、0.7m と変化させた場合の時間経過による下層の温度変化を示している²⁾。

プラグ層の厚さの違いによる下層の温度変化は比較的小さく、24 時間後で見ると $h_y=0.3m$ と 0.7m の差は 120℃程度である。一方 $h_y=0m$ では、5 時間程度で温

度低下が急速に進み、24 時間後には約 230°C となり、プラグ層が存在する場合と比較して明らかに早く冷却が進んでいることがわかる。

したがって、溶岩流のプラグ層の温度勾配の形成を考慮した冷却モデルの構築とそれを組み込んだ溶岩流の数値シミュレーションモデルが必要と考えている。

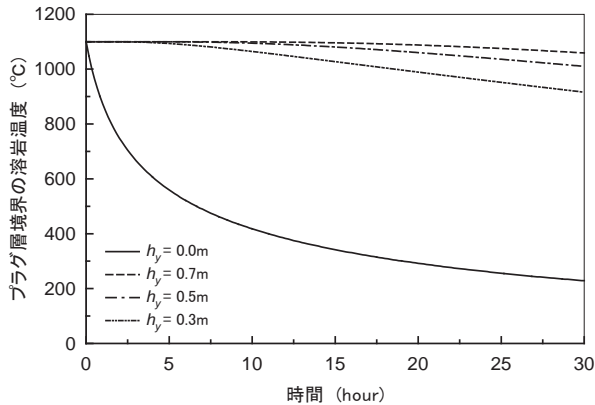


図-1 溶岩流のプラグ下層部の温度変化

4. 火砕流

火砕流の内部構造としては、メラピ火山や雲仙普賢岳で発生した溶岩ドーム崩落型火砕流の観察から、流れの底部での粗い粒子からなる重力による流動層の部分(本体部)と、その上部の微細粒子と気体とによって構成される固・気混相流の部分からなる二層モデルが検討されている。

下層の本体部については、流れを乾燥粒子流として、式(9)と式(10)に示す金谷の研究にもとづく構成方程式を適用した解析モデルが提案されている³⁾。

$$\tau = \frac{3}{200\sqrt{10}} \frac{c^{4/3}}{1 - (c/c_s)^{1/3}} T_e \mu \alpha d^2 \left| \frac{\partial u}{\partial z} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right) \right| \dots \dots \dots (9)$$

$$c = \left(\frac{\sqrt{10} i_e}{3 \mu} \right)^3, \quad i_e = \frac{\tau}{p} \dots \dots \dots (10)$$

ここに、 c : 粒子濃度、 μ : 粒子間摩擦係数、 σ : 粒子密度、 d : 粒子径、 T_e : 定数、 i_e : エネルギー勾配である。

c は i_e と μ の比の 3 乗に比例するため、 μ に非常に敏感である。急速な c の減少は τ の減少を意味しており、ある勾配になると流れは急速に停止していくことになる。つまり、 μ は粒子濃度を規定しているパラメータであり、火砕流の到達距離にも大きく影響する。

図-2 は、1991 年に雲仙普賢岳で発生した火砕流の再現計算結果である。計算では、火砕流の到達距離を一致させるように μ を設定している。

火砕物堆積量の分布に着目した場合、実績では流下範囲の下流側での堆積土砂量は比較的少ないのに対し、計算ではむしろ下流側に多くの土砂が堆積する結果となっている。また、図示はしていないが、火砕流規模によって到達距離が異なり、 μ の値を変化させないと実績と一致しないという課題もある。

本来、粒子間摩擦係数 μ は、粒子の材料が変わらなければ一定の値をとるはずであり、火砕流の規模による μ の設定値の違いや堆積量の分布の不一致は、高温の火砕物の流下により路床で水蒸気が発生した等の原因で圧力勾配が生じ、この圧力勾配が異なったことにより、見かけ上 μ が変化したものと考えている。

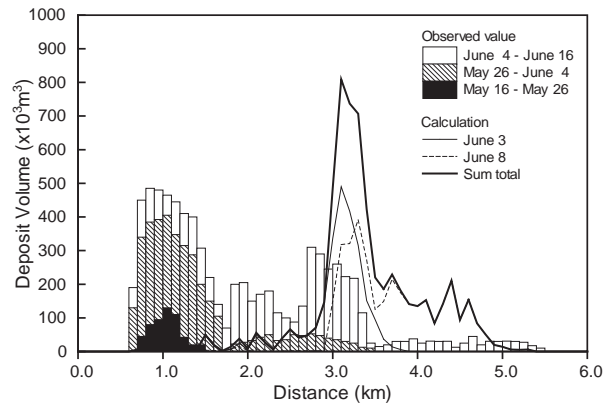


図-2 1991 年 6 月 8 日雲仙普賢岳で発生した火砕物の区間堆積量の計算結果と実績との比較

火砕流本体部の垂直方向の圧力勾配を考慮して、コントロールボリュームにおける力のつりあいを考えれば、見かけの粒子間摩擦係数 μ_a と μ との関係は、河床勾配を θ として次の式(11)により表される。

$$\frac{\mu_a}{\mu} = \frac{c\sigma}{c\sigma - \frac{1}{\cos\theta} \frac{\partial p}{\partial z}} \dots \dots \dots (11)$$

ここで、 $\partial p/\partial z \geq 0$ であるから、気体上昇速度が大きく圧力勾配が大きいほど μ_a は小さくなり、圧力勾配が等しければ勾配が大きいほど μ_a は小さくなる。したがって、圧力勾配を支配する路床からの気体の上昇速度を与えることにより μ の低下を定量的に評価できると考えられる。

5. まとめ

溶岩流の解析モデルでは、溶岩流表面からの熱放射をより正確に評価するため、流れの鉛直方向の温度分布を考慮した溶岩の表面温度の計算モデルの必要性について述べた。また、火砕流では、粒子間摩擦係数を材料特性のみから設定するため、高温の火砕物と路床の間隙水との接触による水蒸気が発生や、火砕物そのものから放出される気体等による流動深方向の圧力勾配の生成を考慮したモデルが必要であること述べた。

今後これらの解析モデルについて、さらに検討を進めていきたいと考えている。

参考文献

- 1) 山下ら：溶岩流の数値シミュレーション, 水工学論文集, 第 34 巻, pp.391-396, 1990
- 2) 山下ら：溶岩流の冷却モデルに関する基礎的研究, 平成 21 年度砂防学会研究発表会概要集, p.190-191, 2009
- 3) 宮本ら：火砕流の流動モデルと流下・堆積範囲の予測に関する研究, 水工学論文集, 第 36 巻, p.211-216, 1992