

高濃度粒子流のダム崩壊実験との比較による火砕流数値モデルの高度化に向けて

砂防・地すべり技術センター 志水 宏行

1. はじめに

火砕流とは、溶岩ドーム崩壊や噴煙柱崩壊によって供給された大小様々な火山碎屑物粒子、火山ガス、取り込まれた周囲大気が一体となり地表面上を流れ下る固気混相流である。火砕流は高温・高速で流動し住居等を破壊する危険な現象であり、融雪型火山泥流の供給源にもなり得るため、火砕流の到達範囲や堆積物厚さ分布の予測は防災上重要である。

火砕流は、内部に粒子濃度の成層構造をもち、大局的には、粒子体積分率が0.4~0.5程度下部高濃度粒子流(本体部と呼ばれることもある)、および、粒子体積分率が約0.01以下の上部低濃度乱流サスペンション流(熱風部と呼ばれることもある)から構成されると考えられている。両者は、異なる多様な物理プロセスの影響を受けて流動し、異なる停止メカニズムを持つ。特に、高濃

度粒子流の流動・停止は、粒子間・底面での摩擦や底面での堆積に支配されるが、それぞれがどのようなプロセスであり、どのように相互作用するのかについて十分に理解されていない。これらのため、火砕流の流動・堆積・停止の予測手法は未だ確立されていない。

これまで、浅水流方程式に基づき火砕流の流動・堆積・停止を記述する数値シミュレーションモデルがいくつか提案されている。宮本ほか[1]や高橋ほか[2]のモデル(図1a,b)は主に溶岩ドーム崩壊による雲仙1991年火砕流に適用され、志水ほか[3]のモデル(図1c)は噴煙柱崩壊によるピナツボ1991年火砕流に適用され[4]、これらは堆積物分布範囲の再現において一定の成果を上げている。これらの既存モデルでは、同じ火砕流という現象を対象としているにも拘わらず、各物理プロセスの定式化において定性的違いが見られる。

本研究では、既存モデルの共通点・相違点を整理し適用範囲を明確化した上で、それらを統合し実証的に高度化することを目指す。本発表では、下部高濃度粒子流を考察対象とし、有限体積分法に基づく近似リーマン解法(HLL法)[5]により実装した既存モデルを、水平面上の高濃度粒子流のダム崩壊実験[6]との比較により検証した。

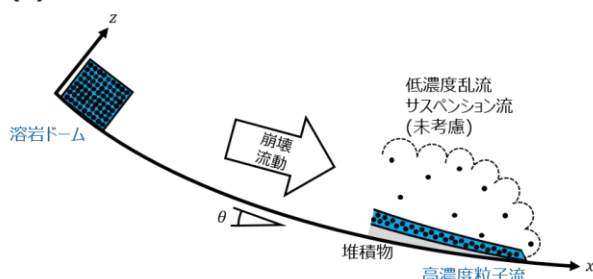
2. 既存火砕流モデルと高濃度粒子流実験の比較

2.1. 宮本ほかの一層火砕流モデル[1](図1a)

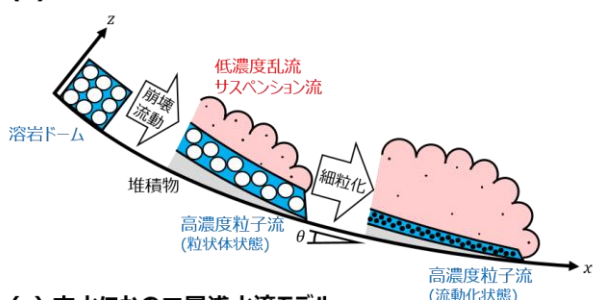
本モデルは、一層の浅水流方程式を用い、下部高濃度粒子流の堆積物形成の評価に焦点を絞っている。流れ内部の粒子には一様粒径が与えられる。摩擦による運動量損失は、完全弾性体から成る粒子間の摩擦[7]によって記述される。堆積・侵食速度については、原典では流れの粒子濃度が各地点の地形勾配に応じた平衡濃度に瞬時に変化するように与えられるが、本発表では、平衡濃度が0となる水平面上への適用のため、流れの粒子濃度が時々刻々と平衡濃度に近づく堆積・侵食速度式[8]に変更した。

実験[6]と同じ初期・境界条件を与え、粒子間摩擦係数 $\mu = 0.0175$ (摩擦角 1°)に調整すると、数値結果は最終堆積物厚さ分布の実験結果とよく一致する(図2a)。流れ先端位置の時間発展については、数値結果は流動時の実験結果とは一致する(図2b)。一方、流れの体積(厚さ)が堆積によって失われず、粒子濃度減少による駆動

(a) 宮本ほかの一層浅水流モデル



(b) 高橋ほかの二層浅水流モデル



(c) 志水ほかの二層浅水流モデル

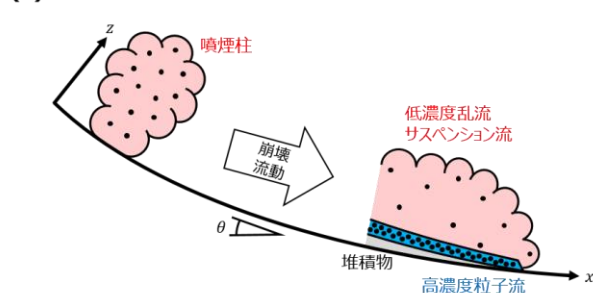


図1 火砕流の代表的な既存浅水流モデルの概念図

力減少が評価されないため、流れが堆積しきって消滅(停止)するという実験的事実が再現されず、粒子濃度が限りなく0に近づいても流れは流動し続ける(図2b)。

2.2. 高橋ほかの二層火砕流モデル[2](図1b)

本モデルは、二層の浅水方程式を用い、下部高濃度粒子流、および、その上面から巻き上がる粒子によって二次的に生じる上部低濃度乱流サスペンション流の双方を評価する。下部高濃度粒子流においては、一定の粒子濃度が与えられる。また、粒子同士の衝突による粒子の細粒化が考慮され、粗粒粒子構成時の粒状体状態から細粒粒子構成時の流動化状態への遷移を評価するが、本発表では、実験設定[6]に基づき、流動化状態のみを考察対象とする。

本モデルの高濃度粒子流は、粒子自身から発生するガスの上昇流によって流動化状態を維持し、粒子の一部が粒子骨格によって支えられる底層と粒子が完全にガスによって支えられる流動層から成る。堆積プロセスは底層底面での摩擦による運動量損失に伴う質量損失として記述される。摩擦による運動量損失は、底面における乱流抵抗によって記述される。

実験[6]と同じ初期・境界条件を与え、ガス発生率 $b = 10^{-5} \sim 10^{-4}$ [1/s]と底面摩擦に含まれるカルマン定数 $\kappa = 0.4$ に調整すると、数値結果は、最終堆積物厚さ分布の実験結果とよく一致する(図2a)。流れ先端位置の時間発展については、最終先端位置(最大到達距離)の実験

結果とは一致するが、流動速度については過小評価する(図2b)。この過小評価は、数値結果を堆積物厚さ分布の実験結果と一致させた状態を保ちつつ解消できない。すなわち、パラメータ調整によって数値結果を流れ先端の流動速度の実験結果に一致させる場合、堆積速度が流れの速度に反比例するため、数値結果は堆積物厚さを過小評価し、最大到達距離を過大評価する。

2.3. 志水ほかの二層火砕流モデル[3](図1c)

本モデルは、二層の浅水方程式を用い、上部低濃度乱流サスペンション流、および、その下面から沈降する粒子によって二次的に生じる下部高濃度粒子流の双方を評価する。流れ内部の平均粒径、および、下部高濃度粒子流の粒子濃度には一定値が与えられる。高濃度粒子流は常に流動化状態であると想定され、摩擦による運動量損失は底面における乱流抵抗によって記述される。堆積プロセスは、粒子が単純に沈降する干渉沈降によって記述される。

干渉沈降堆積における経験的パラメータ m をチューニングパラメータとし、実験[6]と同じ初期・境界条件での計算を行った。 m は実験により2~12の不確定性をもつことが知られているが、その範囲内の $m = 8.5$ を与えると、数値結果は、最終堆積物厚さ分布、および、流れ先端位置の時間発展の双方の実験結果とよく一致する(図2)。

3. まとめと今後の展望

上述の比較から、各既存モデルの摩擦・堆積プロセスそれぞれにおける違いが流れ先端位置の時間発展や堆積物分布に強く影響することを確認した。堆積物厚さ分布の実験結果に対して既存モデルの数値結果をパラメータ調整によって一致させる場合、流れ先端位置の時間発展の再現についてはモデルに応じて異なる結果が得られた。今後は、各プロセスの違いが流れの振る舞いや堆積物分布に及ぼす影響を精査し、火砕流モデルの高度化を目指したい。

参考文献

- [1] 宮本・鈴木・山下 (1992) 水工学論文集, 36, 211-216.
- [2] Takahashi, Tsujimoto (2000) J. Volcanol. Geotherm. Res., 98, 91-115.
- [3] Shimizu, Koyaguchi, Suzuki (2019) J. Volcanol. Geotherm. Res., 381, 168-184.
- [4] 志水・小屋口 (2022) 日本地球惑星科学連合大会, SVC32-11.
- [5] Toro (2001) John Wiley & Sons.
- [6] Girolami, Druitt, Roche, Khrabrykh (2008) J. Geophys. Res., 113, B02202.
- [7] 金谷 (1979) 日本機械学会論文集(B), 45-392, 515-522.
- [8] Egashira, Honda, Itoh (2001) Phys. Chem. Earth, 26, 645-650.

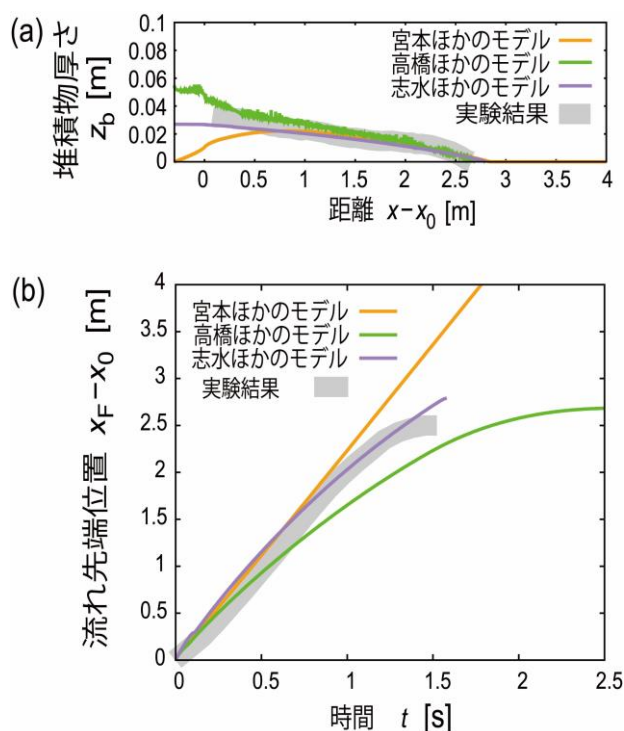


図2 数値計算結果と高濃度粒子流実験結果の比較