

電力中央研究所報告

多流体近似シミュレーションを用いた
火砕流における粒子運動の推定
— 高濃度・希薄粒子流への適用 —
研究報告：O18006

2019年3月

 電力中央研究所



CRIEPI

**Central Research Institute of
Electric Power Industry**

多流体近似シミュレーションを用いた火砕流における粒子運動の推定 －高濃度・希薄粒子流への適用－

須藤 仁^{*1} 太田 一行^{*2} 中尾 圭佑^{*1}
服部 康男^{*3}

キーワード：火砕流
多流体近似
サブグリッドモデル
高濃度粒子流
希薄粒子流

Key Words : pyroclastic flow
multi-fluid approximation
sub-grid model
dense granular flow
dilute granular flow

Estimation of particle motion in a pyroclastic flow using numerical simulation based on multi-fluid approximation - Application to dense and dilute granular flows -

Hitoshi Suto, Kazuyuki Ota, Keisuke Nakao and Yasuo Hattori

Abstract

The numerical simulation of particle motion in a pyroclastic flow was performed using the multi-fluid approximation and sub-grid model which assume both dense and dilute granular flows. The numerical results showed that this method could express the variations of granular flows with the particle concentration and with the degree of the initial fluidization of particles. Moreover, in comparison between our simulation and the results of the existing physical and numerical experiments (Roche et al., JGR, 2008; Ishimine, JVGR, 2005), the quantitative reliability of this method was ensured under specific conditions of the grid resolution and wall condition. Since the stopping process of granular flows was predicted with lower accuracy, however, the improvements in modelling friction effects in dense granular regions are a problem to be solved in the future.

^{*1}原子力リスク研究センター 自然外部事象研究チーム 主任研究員

^{*2}地球工学研究所 流体科学領域 主任研究員

^{*3}原子力リスク研究センター 自然外部事象研究チーム 上席研究員

背 景

火山噴火に伴い発生する火砕流の影響評価は、電力設備の立地・運用対策の検討において重要である。火砕流の流動構造は粒子濃度等により多様に変化するため、これまでに、想定する粒子濃度や計算負荷等に応じた様々な数値解析手法が開発されてきた。しかし、粒子濃度による火砕流の流動構造の変化を精度良く再現する手法については、十分に確立されていない。一方、火山噴煙柱を対象に当所で開発を進めてきた多流体近似^{注1)}とサブグリッドモデル^{注2)}に基づく解析手法^[1]は、高濃度・希薄粒子流の双方を想定したモデルの知見を新たに取り入れることで、多様な火砕流の高精度予測も可能にするものと期待されるが、そのような試みはこれまでに行われていない。

目 的

高濃度・希薄粒子流の双方を想定した多流体近似とサブグリッドモデルに基づく手法を用いて、火砕流の数値解析を行う。高濃度および希薄な粒子条件での既往の実験結果との対比から、火砕流における粒子運動の予測に対するその適用性を評価する。

主な成果

1. 高濃度・希薄粒子流の双方を想定した計算手法による火砕流の数値解析

当所で開発を進めてきた火山噴煙柱解析手法に高濃度・希薄粒子流の双方を想定したモデルの最新知見を反映し、これを用いて高濃度および希薄な粒子条件での火砕流の数値解析を行った。その結果、火砕流における粒子濃度に応じた渦の形成等の流動の変化を表現できることを明らかにした（図 1）。

2. 火砕流現象に対する本計算結果の適用性評価

既存の実験・数値実験と本計算結果との対比から、一定の格子解像度（火砕流初期高さの 1/20 以下の格子解像度）等の条件下では火砕流の粒子運動予測に対する定量的信頼性を確保できることを示した（図 2）。ただし、粒子流の停止過程における予測精度は低いことも明らかとなった。高濃度粒子領域における摩擦効果が適切に機能していない可能性があり、これに関わるモデルの改善が有効であるものと推察された。

今後の展開

本報において渦の形成等の確認に留まっている粒子混合過程の更なる再現性評価や、粒子流の停止過程における予測精度向上に向けた検討を行う。

注1) 気体成分と様々な粒径の粒子を複数の相に分類し、それぞれの相に対する流動や熱輸送を予測するもの。粒子相も流体（連続体）として扱われる。様々な粒径の粒子の運動の再現性に優れている。

注2) 非定常流動解析手法の一種で、計算格子のスケールより小さい流体・粒子運動のみをモデル化するもの。複雑な流動場の再現性に優れている。

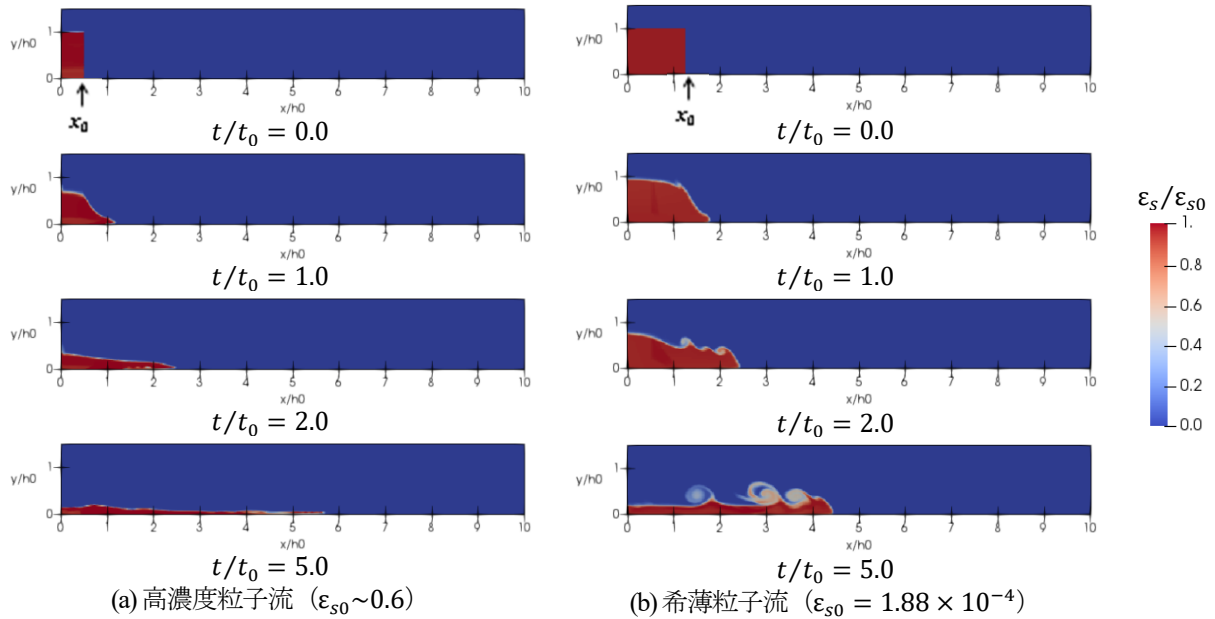


図1 粒子流の空間分布 (初期体積分率 ε_{s0} で規格化した粒子体積分率 ε_s)

時刻 t は時間スケール t_0 ($= (h_0/[g(\rho_0 - \rho_a)/\rho_0])^{0.5}$, h_0 : 粒子・気体混合物の初期高さ, ρ_0 : 混合物の初期密度, ρ_a : 周囲気体の密度, g : 重力加速度) を用いて規格化している。時間と共に、崩壊した混合物が水平方向に広がっていく粒子流の運動が両ケースに見られる。また、希薄流では混合物と周囲気体との界面に渦状の分布が形成され、混合物と周囲気体とが更に混合されていく過程が表現されている。

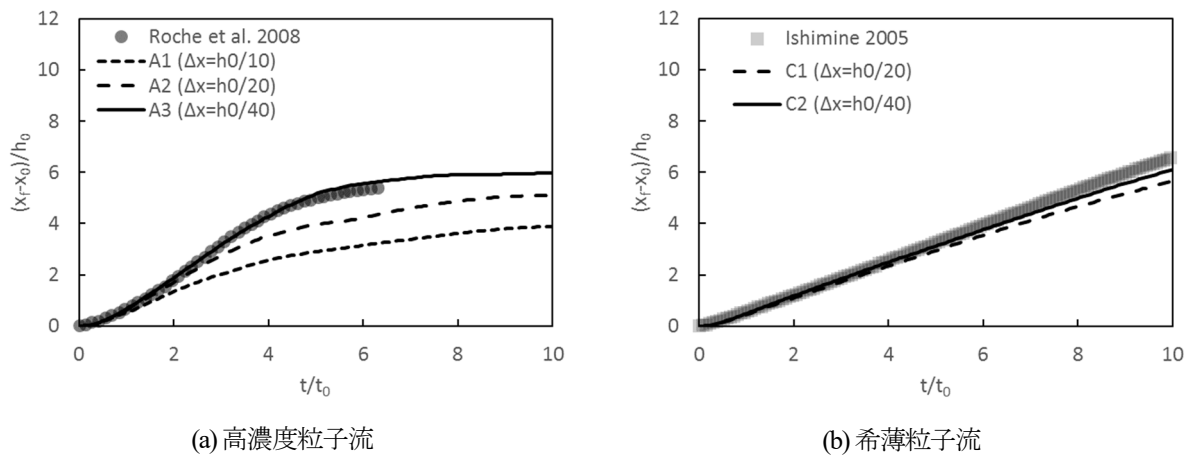


図2 粒子流の先端位置の時間変化

時刻 t は時間スケール t_0 (図1の定義と共通) を用いて規格化している。先端位置 x は混合物の初期高さ h_0 ・幅 x_0 を用いて規格化している。高濃度粒子流において、既存の実験 (Roche et al., JGR, Vol.113, B12203, 2008) における時刻 $t/t_0 \sim 4$ での先端位置の減速傾向を本計算は表現できており、格子解像度の高いケース A2, A3 ($\Delta x \leq h_0/20$) においては $\pm 20\%$ 程度の範囲で同実験と一致する。ただし、 Δx を減少させても格子解像度に対する計算結果間の差異が明確に減少していないため、格子解像度の影響が十分小さくなる格子間隔は $\Delta x < h_0/40$ となること、実験において粒子流が停止する時刻以降 ($t/t_0 > 6.5$) でも、本計算における先端位置は緩やかに移動していることに留意が必要である。希薄流では同様の先端位置の減速が生じない点で既存の数値実験 (Ishimine, JVGR, Vol.139, pp.33-57, 2005) と本計算は概ね一致しており、また、格子解像度の影響は小さい。

関連報告書:

[1]N12003 「降下火山灰影響評価のための噴煙柱の数値流体解析 (その1) ー噴煙形状に及ぼす乱流モデルの影響評価ー」 (2012.08)

目 次

1. はじめに	1
2. 計算手法	2
2.1 基礎方程式	2
2.2 クロージャモデル	2
2.3 離散化法	4
2.4 計算条件	4
3. 結果	6
3.1 粒子流の瞬時分布	6
3.2 既往の実験・数値実験との比較	7
4. 考察	9
4.1 粒子流運動に及ぼす気体・壁面・粒子間相互作用の影響	9
4.2 高濃度・希薄粒子流への本計算手法の適用性	11
5. まとめ	12
謝辞	13
主な記号	13
参考文献	13

1. はじめに

電力施設の安全性を評価・確保する対象となる自然災害の一つとして、火山現象（降灰、火山泥流、火山ガス噴出等）が挙げられる[1]-[4]。中でも、火砕物密度流（以下、火砕流）は火山噴火により生じた火山ガス、火砕物の混合物が高速で地表を流下する現象であり、大規模なものであれば、直撃を受けた場合に電気設備を守ることは難しいものと考えられる[5],[6]。なお、「火砕流」をより高濃度な火砕物密度流に、「火砕サージ」をより低濃度なそれと区別して用いることもあるが（例えば[7],[8]）、以下では火砕物密度流の略称として「火砕流」を用いる。原子力発電所に対する火山影響評価については、2009年に日本電気協会が「原子力発電所火山影響評価技術指針」（JEAG4625）を制定（2014、2015年に改定[9]）、2012年にIAEAがSafety Standards “Volcanic Hazards in Site Evaluation for Nuclear Installations” (No. SSG-21)[10]を策定している。2013年には原子力規制委員会が「原子力発電所の火山影響評価ガイド」[11]を制定（2017年に改正）しており、火砕流に対して、直接的影響を排除するための立地の評価の他、広範囲な送電網の損傷等の間接的影響を考慮した運用面の対策を求めている。

火砕流現象は、その構造において多様性を有している。その一方、火砕流の一般化された構造・特性は、流れや堆積物の観測、実験、数値解析に基づく知見により明らかにされつつある[12],[13]。例えば、火砕流内部には層状の構造が存在し、基底部分にある堆積領域、その上部にある高濃度な火砕物粒子の存在する領域、更にその上部にある希薄な粒子の存在する領域等に分けることができる。また、流動特性は粒子の濃度により大きく変化し、濃度の増大とともに、気体の乱流運動、気体-粒子間の抗力、粒子間の衝突、粒子間の摩擦のそれぞれが流動に対して支配的な影響を及ぼす。噴火により生じる気体と粒子の持つ高い温度は、周囲

空気との熱の授受を通じて流動を変化させ、浮力プルームのような二次的な構造をも形成し得る[14]。

このような火砕流現象の予測・評価の手段として、現象の物理法則に立脚した数値解析は有効であり、考慮する流動・素過程（上述の粒子濃度に応じた流動等）や計算負荷等に異なる特徴を有する様々な数値解析手法の開発が進められてきている。例えば、希薄流を想定したもの[14],[15]、高濃度粒子流を想定したもの[16],[17]、二つの流れの共存を想定したもの[18],[19]等があり、前二者には鉛直方向に均一な物理量を仮定することで計算負荷を低減させた手法（二次元モデル）[15],[16]等も存在する（既存の種々の解析手法については、[12],[13]に詳しい）。

上述のとおり、火砕流の流動特性は、気体-粒子間の作用に加えて、粒子-粒子間の作用にも強く影響を受けることから、希薄・高濃度粒子流を含む多様な火砕流を予測する場合や、現象のより厳密な再現を意図する場合には、気体分子運動論とのアナロジーより得られる粒子流の運動論（以下、粒子流運動論）（例えば[20]）に基づく解析モデルを選択または構築することが望ましい。また、噴火により生じる粒子のサイズは一定の幅を有しており、粒径に応じて粒子運動は変化することから、異なる粒径粒子や気体の運動を個別に表現可能な多流体近似に上述の粒子流運動論を連携させた解析手法は有望な選択肢の一つとなる（例えば[21],[22]）。さらに、希薄流においては気体の乱流運動が流動全体に及ぼす影響が相対的に大きくなるため、乱流運動の持つ非定常性をより直接的に表現でき、単相流では標準的な解析モデルの一つとなっているサブグリッドモデル等の採用も有望と考えられる[27]。固気混相流においては、近年、粒子濃度に応じて変化する流動構造の再現性に対して格子解像度が影響することが指摘されており、そのような視点からも、粒子流運動論を基本としたサブグリッドモデルの開発が進められ

ている（例えば[23]-[26]）。ただし、以上の多流体近似、粒子流運動論、サブグリッドモデルを連携させた解析手法を火砕流現象に適用した例は見当たらず、多様な火砕流を精度良く予測する解析手法の確立には更なる検討の余地があるものと考えられる。

本研究では、数値解析を利用して、高濃度・希薄粒子流を含む多様な火砕流を予測するとともに、現象解明・二次元モデルの精度向上に役立つ精緻な流動情報を得ることを目的とする。前述した多流体近似に粒子流運動論とサブグリッドモデルを連携させた数値解析について、火砕流現象に対するその適用性を評価する。なお、本数値解析手法は、多流体近似とサブグリッドモデルを基本としている点において、当所にてこれまでに開発を行ってきた噴煙柱の解析手法[27]と共通している。一方、既往の噴煙柱解析では簡易に扱われていた粒子間衝突に係る現象に対して、新たに粒子流運動論に基づく最新のモデルを採用することで、粒子間衝突が流動を支配し得る火砕流の解析に、噴煙柱の解析手法を発展させるものとなる。

2. 計算手法

2.1 基礎方程式

多流体近似では、気体と様々な粒径の粒子を複数の相に分類して、それぞれの相に対する流動・熱輸送を評価する。空間フィルター操作を施した気体相、 s ($= 1, 2, \dots, N$) 番目の粒子相（粒径別）に対する質量、運動量、エネルギー保存式は次のように表される[23]-[25]。

$$\frac{D}{Dt}(\varepsilon_g \rho_g) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{D}{Dt}(\varepsilon_s \rho_s) = 0, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{D(\varepsilon_g \rho_g \mathbf{v}_g)}{Dt} &= -\varepsilon_g \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_g + \varepsilon_g \rho_g \mathbf{g} \\ &\quad - \sum_{s=1}^N \beta_{filt}(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \frac{D(\varepsilon_s \rho_s \mathbf{v}_s)}{Dt} &= -\varepsilon_s \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_g - \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}_s + \varepsilon_s \rho_s \mathbf{g} \\ &\quad + \beta_{filt}(\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s), \end{aligned} \quad (4)$$

$$\frac{D(\varepsilon_g \rho_g c_{pg} T_g)}{Dt} = \nabla \cdot (\varepsilon_g \mathbf{q}_g) - \sum_{s=1}^N \gamma_{filt}(T_g - T_s), \quad (5)$$

$$\frac{D(\varepsilon_s \rho_s c_{ps} T_s)}{Dt} = \nabla \cdot (\varepsilon_s \mathbf{q}_s) + \gamma_{filt}(T_g - T_s). \quad (6)$$

ここで、 D/Dt は実質微分を表す。後述のとおり（2.4節）、本報では1つの粒子流における粒子の粒径は単一のものを対象とするため、式(4)、(6)において異なる粒径粒子間の運動量・熱輸送に係る項は省略している。また、体積分率の定義、理想気体の法則に基づき、次式が成立するものとする。

$$\varepsilon_g + \sum_{s=1}^N \varepsilon_s = 1, \quad (7)$$

$$\rho_g = \frac{p_g}{RT_g}. \quad (8)$$

2.2 クロージャモデル

2.2.1 応力・熱流束

各相における応力テンソル、熱流束ベクトルを、次のとおりモデル化する。

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\sigma}_k &= p_{ke} \mathbf{I} \\ &\quad - \left(2\mu_{ke} \mathbf{S}_k + \left(\lambda_k - \frac{2}{3} \mu_{ke} \right) (\nabla \cdot \mathbf{v}_k) \mathbf{I} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\mathbf{q}_k = k_{ke} \nabla T_k, \quad k = g, s. \quad (10)$$

ただし、

$$\mathbf{S}_k = \frac{1}{2}(\nabla \mathbf{v}_k + (\nabla \mathbf{v}_k)^T) - \frac{1}{3}(\nabla \cdot \mathbf{v}_k) \mathbf{I},$$

$$p_{ke} = p_k + p_{k_filt},$$

$$\mu_{ke} = \mu_k + \mu_{k_filt},$$

$$k_{ke} = k_k + k_{k_filt}.$$

k は気体相（g）または粒子相（s）を表す。 λ_g は気体相に対してゼロである。粒子相に対しては、粒子流運動論に基づき、粒子の運動・衝突と摩擦による効果をそれぞれ添字 kc 、 f で表現し、次のとおりモデル化する[21],[25],[28]-[30]。

$$\lambda_s = \lambda_{s_kc} + \lambda_{s_f},$$

$$\lambda_{s_kc} = \frac{4}{3} \varepsilon_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}} - \frac{2}{3} \frac{\mu_{s_kc}}{\sqrt{\theta_s}},$$

$$\lambda_{s_f} = 0. \quad (11)$$

$$p_s = \begin{cases} p_{s_{kc}} & \text{for } \varepsilon_s \leq \varepsilon_s^* \\ p_{s_f} & \text{for } \varepsilon_s > \varepsilon_s^* \end{cases},$$

$$p_{s_{kc}} = \varepsilon_s \rho_s \theta_s [1 + 2g_0 \varepsilon_s (1 + e_{ss})],$$

$$p_{s_f} = a_f (\varepsilon_s - \varepsilon_s^*)^{b_f}. \quad (12)$$

$$\mu_s = \begin{cases} \mu_{s_{kc}} & \text{for } \varepsilon_s \leq \varepsilon_s^* \\ \mu_{s_f} & \text{for } \varepsilon_s > \varepsilon_s^* \end{cases},$$

$$\mu_{s_{kc}} = \frac{4}{5} \varepsilon_s \rho_s d_s g_0 (1 + e_{ss}) \sqrt{\frac{\theta_s}{\pi}}$$

$$+ \frac{\rho_s d_s \sqrt{\pi \theta_s}}{6(3 - e_{ss}) \varepsilon_s g_0} [1 + 0.4 g_0 \varepsilon_s (1 + e_{ss}) (3 - e_{ss})],$$

$$\mu_{s_f} = \frac{p_{s_f} \sin(\varphi_f)}{2\sqrt{I_{2D}}}. \quad (13)$$

$$k_s = \frac{k_g [\phi_k R_k + (1 - \phi_k) \lambda_r]}{\sqrt{\varepsilon_s}},$$

$$\lambda_r = -\frac{2}{1 - b/R_k} \left[\frac{(R_k - 1)b/R_k \ln(b/R_k)}{(1 - b/R_k)^2} + \frac{b - 1}{1 - b/R_k} + \frac{b + 1}{2} \right],$$

$$R_k = \frac{k_p}{k_g}. \quad (14)$$

ここで,

$$a_f = 10^{25}, b_f = 10, \varepsilon_s^* = 0.6,$$

$$I_{2D} = \frac{1}{2} S_s: S_s, \varphi_f = 25 [^\circ], \phi_k = 7.26 \times 10^{-3}.$$

I_{2D} は S_s の第二不変量, k_p は粒子の熱伝導率である. フィルター操作に起因する圧力 $p_{k_{filt}}$, 粘性係数 $\mu_{k_{filt}}$, 熱伝導率 $k_{k_{filt}}$ については, 次節に述べる.

上式内の変数 θ_s は粒子の変動速度の尺度となる擬似粒子温度 ($= \mathbf{v}_s'^2/3$), g_0 は粒子間衝突の確率の尺度となる動径分布関数, e_{ss} は非弾性衝突によるエネルギーの損失の尺度となる反発係数であり, それぞれ次のとおりモデル化, 設定する[21],[31].

$$\theta_s = \left\{ \frac{1}{2K_4 \varepsilon_s} \left(-(K_1 \varepsilon_s + \rho_s) \text{tr}(\mathbf{S}_s) + [(K_1 \varepsilon_s + \rho_s)^2 \text{tr}^2(\mathbf{S}_s) + 4K_4 \varepsilon_s (2K_3 \text{tr}(\mathbf{S}_s^2) + \right.$$

$$K_2 \text{tr}^2(\mathbf{S}_s))^{1/2} \Big\}^2, \quad (15)$$

$$g_0 = \left[1 - \left(\frac{\varepsilon_s}{\varepsilon_{s,max}} \right)^{\frac{1}{3}} \right]^{-1}, \quad (16)$$

$$e_{ss} = 0.9. \quad (17)$$

ここで,

$$K_1 = 2(1 + e_{ss}) \rho_s g_0,$$

$$K_2 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} d_s \rho_s (1 + e_{ss}) \varepsilon_s g_0 - \frac{2}{3} K_3,$$

$$K_3 = \frac{d_s \rho_s}{2} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{3(3 - e_{ss})} \left[1 + \frac{2}{5} (1 + e_{ss}) (3e_{ss} - 1) \varepsilon_s g_0 + \frac{8}{5\sqrt{\pi}} (1 + e_{ss}) \varepsilon_s g_0 \right] \right),$$

$$K_4 = \frac{12(1 - e_{ss}^2) \rho_s g_0}{d_s \sqrt{\pi}}.$$

2.2.2 抗力・熱伝達

各相の間に生じる抗力, 熱伝達は, 次のとおりモデル化される[21],[25].

$$\beta_{fult} = \frac{3}{4} (1 - H_D) C_D \frac{\rho_g \varepsilon_g \varepsilon_s |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|}{d_s} \varepsilon_g^{-2.65} \quad (18)$$

$$\gamma_{fult} = (1 - H_Q) Nu_s \frac{6k_g \varepsilon_s}{d_s^2} \quad (19)$$

ここで,

$$C_D = \begin{cases} \frac{24}{Re_s} (1 + 0.15 Re_s^{0.687}) & \text{for } Re_s < 1000 \\ 0.44 & \text{for } Re_s \geq 1000 \end{cases}$$

$$Re_s = \frac{\rho_g d_s |\mathbf{v}_g - \mathbf{v}_s|}{\mu_g}$$

$$Nu_s = (7 - 10\varepsilon_s + 5\varepsilon_s^2) (1 + 0.7 Re_s^{0.2} Pr^{1/3}) + (1.13 - 2.4\varepsilon_s + 1.2\varepsilon_s^2) Re_s^{0.7} Pr^{1/3}$$

$$Pr = \frac{c_p g \mu_g}{k_g}$$

である. フィルター操作に関わる変数 H_D , H_Q については, 次節に述べる.

2.2.3 サブグリッドモデル

これまでに複数のサブグリッドモデルが提案されているが (例えば[23]-[26]), ここでは, 単相乱流に対する渦粘性型モデルを拡張した形式を持

ち、高濃度粒子流と希薄粒子乱流の双方に高い適用性を有することが期待される Milioli et al. (2013) [24]のモデルを採用する。同モデルにおいて、フィルター操作に起因する圧力 p_{k_filt} 、粘性係数 μ_{k_filt} 、抗力に係る係数 H_D はそれぞれ、次のとおりモデル化される[23], [25].

$$\begin{aligned} p_{k_filt} &= C_{pres_k_filt} \Delta^{*2/7} \Delta^2 \rho_k |S_k|^2, \\ C_{pres_g_filt} &= 0.17 \varepsilon_s, \\ C_{pres_s_filt} &= 0.275 - 0.44 \varepsilon_s. \end{aligned} \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \mu_{k_filt} &= C_{\mu_k_filt} \Delta^2 \rho_k |S_k|, \\ C_{\mu_g_filt} &= 0.17 - 0.275 \varepsilon_s, \\ C_{\mu_s_filt} &= 0.105 \varepsilon_s. \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} H_D &= \min[h_{env}, h_{lin}], \\ h_{env} &= 0.8428 + 0.6393 \varepsilon_s - 0.6743 \varepsilon_s^2 \\ &\quad \text{for } 0 \leq \varepsilon_s < 0.65, \end{aligned}$$

$$h_{lin} = \begin{cases} f_{inf} \cdot h_1 & \text{for } 0 < h_1 \\ 0 & \text{for } h_1 < 0 \end{cases}$$

$$f_{inf} = 0.882 \left(2.145 - \frac{7.8 v_{slip}^{*1.8}}{7.746 v_{slip}^{*1.8} + 0.5586} \right),$$

$$h_1 = \frac{1.6 v_{slip}^{*4}}{7.9 v_{slip}^{*4} + 0.08} \varepsilon_s + 0.9394 - \frac{0.22}{0.6 v_{slip}^{*4} + 0.01}$$

$$\text{for large } \Delta^* (> 20). \quad (22)$$

ここで、

$$|S_k| = \sqrt{2 \mathcal{S}_k \mathcal{S}_k},$$

$$\Delta^* = \Delta \frac{|g|}{v_t^2}, v_{slip}^* = \frac{v_g - v_s}{v_t}, v_t = \left(\frac{4 d_s (\rho_s - \rho_g) g}{3 C_D \rho_g} \right)^{0.5}.$$

熱伝導率 k_{k_filt} 、熱伝達に係る係数 H_Q については、Milioli et al. (2013) [24]において提案されていない。スカラーに対するサブグリッドモデルとして Agrawal et al. (2013)[25]によるものもあるが、2.4 節に述べる本計算条件下では熱輸送が流動に支配的な影響を及ぼさないことを踏まえ[14]、簡単のためこれらの値をゼロとする ($k_{k_filt} = 0$, $H_Q = 0$)。

なお、上述のとおり、式(21)は単相流に対する Smagorinsky モデル等と同様の形を有しており、粒子濃度が低い場合には ($\varepsilon_s \sim 0$)、同乱流モデル

と類似の作用を有するものであることが分かる。

2.3 離散化法

基礎方程式の時間離散化には、高濃度粒子条件下での計算安定性を確保するため、陰的後退オイラー法（一次精度）を用いる。対流項、拡散項の離散化にはそれぞれ、TVD 法（Superbee、二次精度）、中心差分法（二次精度）を用いる。圧力-速度のカップリングには体積分率を用いた修正 SIMPLE 法を採用する。採用した離散化法、アルゴリズムの詳細は、Syamlal (1998) [32]を参照されたい。

2.4 計算条件

計算領域、計算条件をそれぞれ、図 1、表 1 に示す。

ケース A1~A4, B1~B3 は、Roche et al. (2008) [33]による粒子が高濃度状態にある火砕流を模擬したダムブレイク実験に対応する条件である。同実験では、ゲート解放前にガス・粒子混合物のコラム（初期にガス・粒子混合物の存在する領域）の下面より最小気泡流動化速度（混合物が流動化し、更に混合物内に気泡が発生し始める速度） U_{mb} および最小流動化速度（混合物が流動化し始める速度） U_{mf} で空気を流入させ、粒子を流動化させた状態を生成している。その後、ゲートを解放し、ガス・粒子混合物の流動特性を計測している。本計算では、ケース A1~A4 においてガス流入速度 U_{mb} にて初期のガス・粒子混合物を流動化させた条件（Fluidized）、ケース B1~B3 において

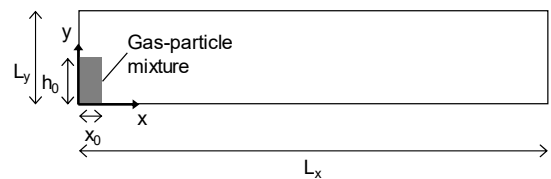


図 1 計算領域

表 1 計算条件

Case	Gas-particle mixture						Compu. Domain sizes $L_x/h_0, L_y/h_0$ [-]	Ground condition	Grid resolution dx/h_0 ($=dy/h_0$) [-]
	Particle diameter [μm]	Particle density [kg/m^3]	Particle volume fraction [-]	Fluidized /Dry	minimum bubbling fluidization velocity U_{mb} [m/s]	domain h_0, x_0 [m]			
A1	80	2500	(0.6)	Fluidized	0.013	(0.2), 0.1	30, 3	No-slip	1/20
A2	80	2500	(0.6)	Fluidized	0.013	(0.2), 0.1	30, 3	No-slip	1/10
A3	80	2500	(0.6)	Fluidized	0.013	(0.2), 0.1	30, 3	No-slip	1/40
A4	80	2500	(0.6)	Fluidized	0.013	(0.2), 0.1	30, 3	Free-slip	1/20
B1	80	2500	0.6	Dry	0.0	0.2, 0.1	30, 3	No-slip	1/20
B2	80	2500	0.6	Dry	0.0	0.2, 0.1	30, 3	No-slip	1/10
B3	80	2500	0.6	Dry	0.0	0.2, 0.1	30, 3	No-slip	1/40
C1	1	2395	1.88e-4	-	-	400, 500	18.75, 2.5	No-slip	1/20
C2	1	2395	1.88e-4	-	-	400, 500	18.75, 2.5	No-slip	1/40
C3	1	2395	1.88e-4	-	-	400, 500	18.75, 2.5	Free -slip	1/20

ガス流入速度をゼロとして初期のガス・粒子混合物を流動化させない条件 (Dry) に対応させる。そのため、初期条件生成の計算を別途行い、ゲート解放前の統計的に定常な流動化・非流動化状態を生成する。なお、流動化した状態において、コラムの初期高さ、粒子体積分率はそれぞれ、わずかに増大、減少するが、表 1 では流動化前の値を括弧書きで表示している。

また、ケース C1~C3 は、Ishimine (2005)[14]による粒子が希薄な状態にある火砕サージを模擬した数値実験に対応する条件 (地表温度と混合物コラムの温度を同一とするもの) である。同数値実験では、粒子と空気との速度差のない理想条件を仮定し、混合物コラム解放後の流動を数値拡散の小さな CIP 法を適用した数値スキームを用いて評価している。

これらの実験・数値実験は二次元的または二次元を仮定したものであるため、本計算も二次元にて行う。さらに、同実験・数値実験に対応させ、ケース A1~A4, B1~B3 では等温条件を仮定しエネルギー保存式の計算は行わない一方、ケース C1~C3 では大気の成層状態を仮定し、エネルギー保存式の計算を行う (ケース A1~A4, B1~B3 は実験室規模、ケース C1~C3 は実規模のスケールでの事象を想定する)。なお、ケース C1 に対してエネルギー保存式を除いた予備計算、すなわ

ち平衡状態にある温度場を固定した条件での計算も行い、ここで想定する成層温度が火砕流性状に及ぼす影響は微小であることを確認している。上方境界 ($y = L_y$) では、気相・粒子相の双方に free-slip 条件、 $x = 0, L_y$ の側方境界ではそれぞれ、no-slip 条件、解放条件を与える。地表境界 ($y = 0$) の条件は、次に示すとおり、計算パラメータとして変化させる。

計算パラメータとして、格子解像度 ($dx/h_0 = 1/10, 1/20, 1/40$) および地表条件 (気相・粒子相の双方に no-slip または、双方に free-slip) を変化させ、計算結果に対するこれらの影響を把握する。ここで、一般には気相と粒子相の地表条件として別々のものを設定することも可能である。ただし、高濃度条件のケース A1~A4, B1~B3 では粒子相が、希薄条件のケース C1~C3 では気相が地表付近の流動にも支配的な影響を及ぼすものと考えられる。本報の目的は、定量的な精度を追及するものではなく、本計算手法の火砕流への適用性を把握するものであることを踏まえ、ここでは簡単のために個別の条件設定は行わない。時間ステップ幅は、時間ステップごとにモニタリングされる収束状態に応じて定めるが (反復計算の回数に応じて増減させる) [32]、その上限値、下限値をそれぞれ 1×10^{-10} , 1×10^{-2} [s] とする。

本計算には、気体-粒子流の数値解析に多くの

検証実績を有するオープンソースコード MFIX[21]を基本に、これに本条件設定に必要な修正を加えたものを用いた。

3. 結果

3.1 粒子流の瞬時分布

はじめに、得られた計算結果における粒子流の概略を把握するため、格子解像度、地表条件が同一であるケース A3, B3, C2 を代表として、複数の時刻での粒子体積分率 ε_s の空間分布を図 2 に示す。時刻は時間スケール $t_0 = (h_0/g')^{0.5}$ ($g' = g(\rho_0 - \rho_a)/\rho_0$, $\rho_a \sim 1.2\text{kg/m}^3$, $\rho_0: \rho_a, \rho_s, \varepsilon_s$ の値 (表 1) に基づく) を用いて無次元化している。ここで、低減重力 g' の定義は Ishimine (2005)[14] におけるもの ($g' = g(\rho_0 - \rho_a)/\rho_a$) と異なるが、低減重力が重力より小さい ($g' < g$) とする物理的な解釈を反映し、近似的に ρ_0/ρ_a のより広い幅に対応する本定義[34]を採用する。このとき、ケース A1~A4, B1~B3 では $g' \sim g$ となり、Roche et al. (2008)[33]におけるスケーリングとも対応する。また、 ε_s はコンターの色調をそろえるためにその初期値 ε_{s0} にて無次元化している。同図において、ケース A3 とケース B3 は同様の経時変化を示し、コラムの崩壊とともに流れが解放された+x方向に広がっている。ただし、ケース A3 の先端の位置は、同一時刻でのケース B3 のものよりも+x方向に移動している。一方、ケース C2 では、上述の特徴を有する水平流れが生成されるが、混合物と周囲気体との界面に渦状の分布も形成され、混合物と周囲気体が更に混合されていく様子が見える。

さらに、高濃度条件のケース A3, 希薄条件のケース C2 を対象に、水平、鉛直方向の粒子速度分布をそれぞれ、図 3, 図 4 に示す。図 2 の経時変化と対応し、両ケースに共通して、重力による鉛直下向きの流れが水平方向の流れへと変化して

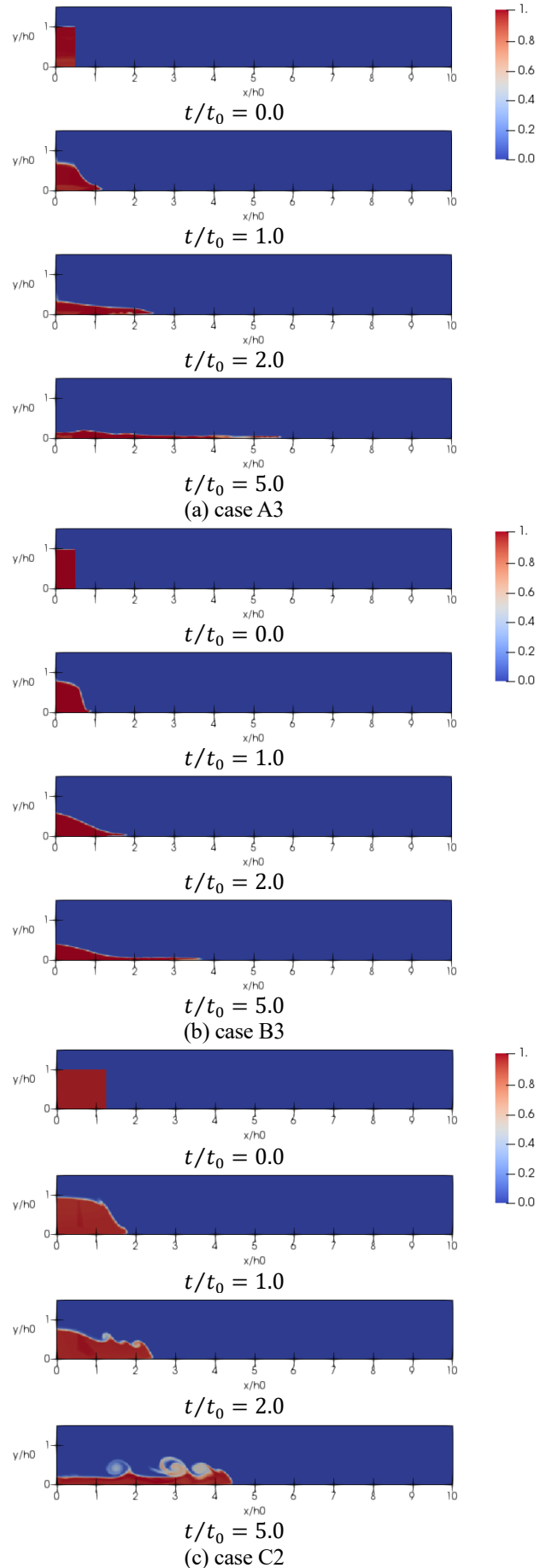


図 2 粒子体積分率 ($\varepsilon_s/\varepsilon_{s0}$, $dx/h_0 = 1/40$)

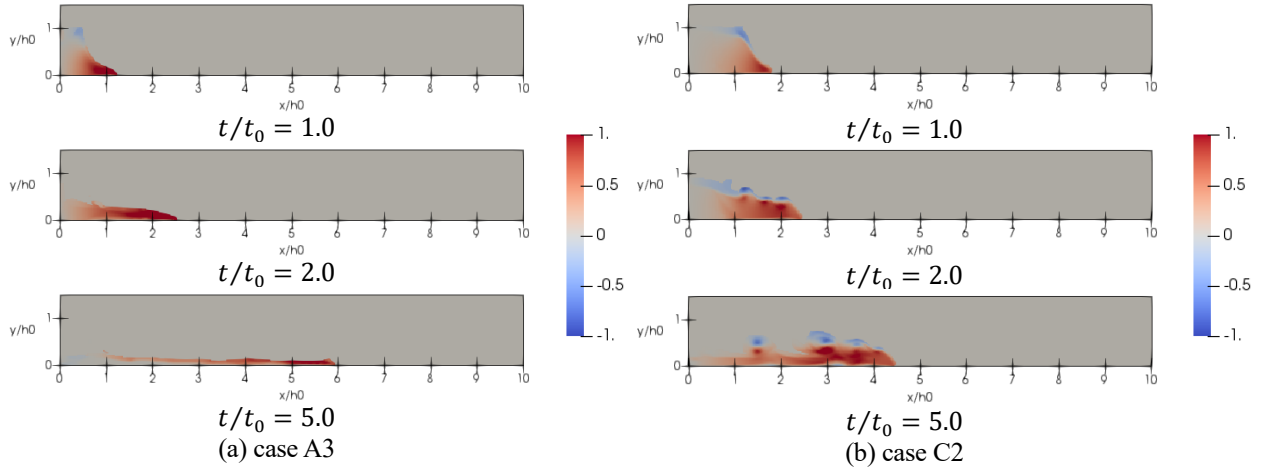


図3 水平方向粒子速度 (u_s/u_0)

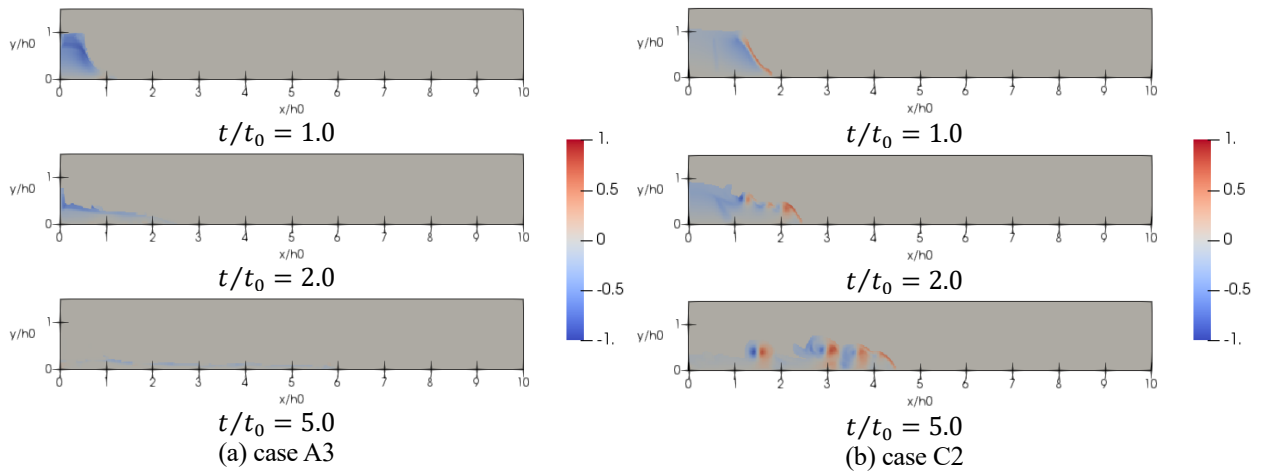


図4 鉛直方向粒子速度 (v_s/u_0)

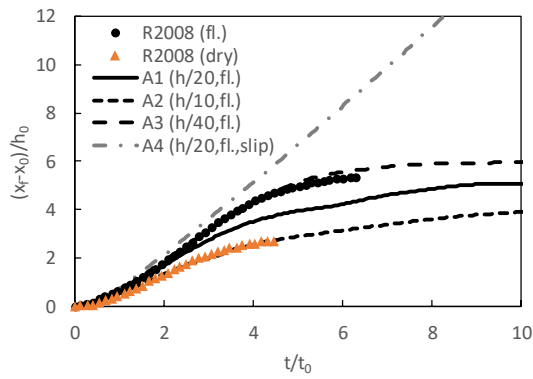
いくこと、水平方向の流れでは先端に比較的近い位置で速度が大きいことを視認できる。ケースC2のみに見られる特徴として、図2の渦状分布と対応する位置では、主流(+ x)方向の運動だけでなく、上下($\pm y$)方向・主流逆向き($-x$ 方向)の運動も生じる様子が見られる。

3.2 既往の実験・数値実験との比較

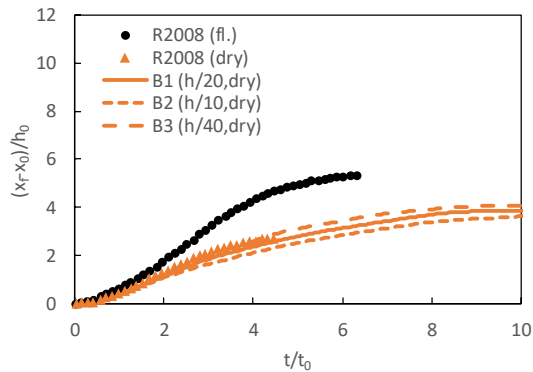
つぎに、計算結果と既存の実験・数値実験結果(Roche et al. (2008)[33], Ishimine (2005)[14])を比較する。図5, 図6にそれぞれ、先端位置とコラム高さの時間変化に対する全てのケースの計算値と既存の実験・数値実験値との比較結果を示す。凡例において、Roche et al. (2008)[33]における‘fluidized’条件の結果をR2008 (fl.), ‘dry’条件の結

果をR2008 (dry), Ishimine (2005)[14]の等温条件の結果をI2005と表示している。計算結果からこれらの値を導出する際には、混合物領域 $\varepsilon_p/\varepsilon_{p0} \geq 0.5$ を定義し、先端位置を同領域境界の x 座標の最大値、コラム高さを範囲 $0 \leq x < x_0$ における同領域境界の y 座標の平均値と定義した。コラム高さの定義はRoche et al. (2008)[33]のものと対応する。

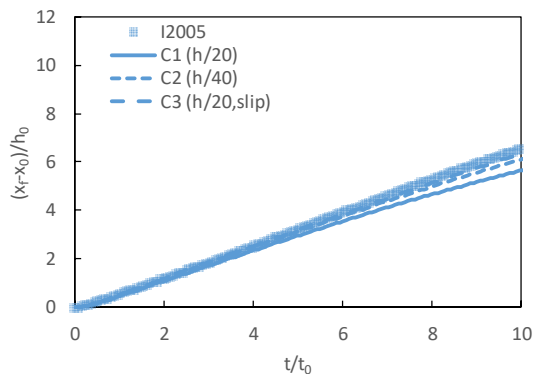
実験R2008 (fl.)の体系を対象とした図5(a)において、実験結果は $t/t_0 \sim 4$ で勾配が変化するが、free-slip条件を課したケースA4はそのような定性的変化を表現できていない。一方、no-slip条件を課したケースA1~A3では、そのような先端位置の減速傾向を表現できており、格子解像度の高いケースA1, A3においては $\pm 20\%$ 程度の範囲で実験と一致する。実験R2008 (dry)の体系を対象とした図5(b)においても、実験における先端位置



(a) cases A1-A4

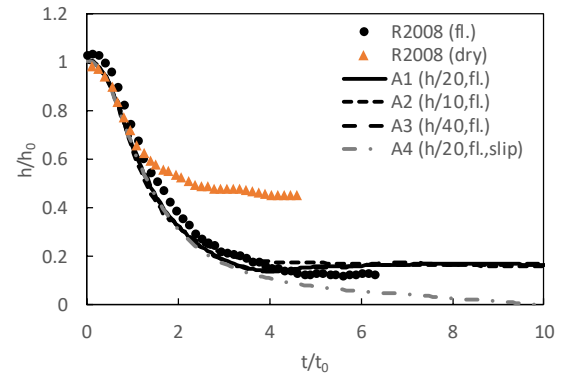


(b) cases B1-B3

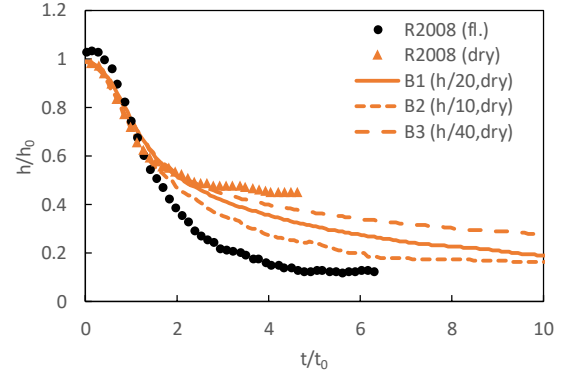


(c) cases C1-C3

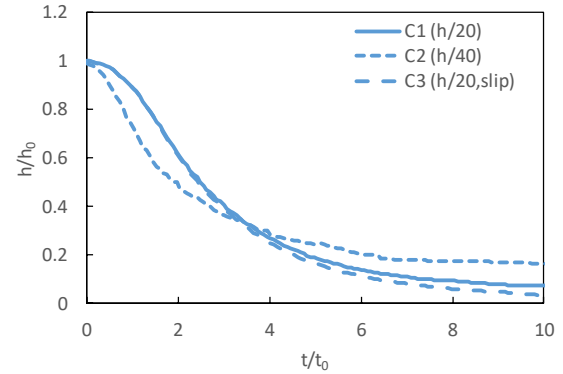
図5 先端位置 $((x_f - x_0)/h_0)$



(a) cases A1-A4



(b) cases B1-B3



(c) cases C1-C3

図6 コラム高さ (h/h_0)

は減速傾向を示しており、no-slip 条件を課したケース B1~B3 でもそのような傾向を表現できている。格子解像度の影響は R2008 (fl.)条件の場合に比べて小さく、ケース B1~B3 の全ての結果は実験値と良く一致している。数値実験 I2005 の体系を対象とした図 5(c)においては、同実験における先端位置の減速傾向はほとんど確認できず、no-slip/free-slip 条件を課したケース C1~C3 ではないずれもその傾向を概ね表現できている。格子解像度の影響は R2008 (fl.)条件の場合に比べて小さく、

ケース C1~C3 の全ての結果は実験値と良く一致している。

コラム高さを示す図 6 においても、先端位置に対する上記の結果と概ね対応する結果を確認できる。図 6(a)において、実験 R2008 (fl.)のコラム高さの減少は $t/t_0 \sim 3$ において低下するが、no-slip 条件を課したケース A1~A3 ではそのような傾向を表現できている。free-slip 条件を課したケース A4 では $t/t_0 > 4$ において高さの減少を過大に評価する傾向を示す。格子解像度の影響は小さく、

ケース A1~A3 の結果は実験値と良く一致している．図 6(b)において，実験 R2008 (dry)のコラム高さの定性的変化をケース B1~B3 は表現できているものの， $t/t_0 > 3$ において高さの減少を過大に評価する傾向を示す．格子解像度の影響は比較的大きく，格子解像度の高いケース B1，B3 においては $\pm 20\%$ 程度の範囲で実験と一致する．図 6(c)においては，数値実験 I2005 の結果はなく比較できない．格子解像度の影響はコラム崩壊直後から現れ，初期高さに対して最大で 20%程度の差異が生じている．

4. 考察

本章では，高い予測精度を確保する上で重要と考えられる粒子流運動に及ぼす気体（抗力，すきま圧力）・壁面・粒子間相互作用の影響について，本計算結果に基づき考察する．その後，高濃度・希薄粒子流への本計算手法の適用性について述べる．

4.1 粒子流運動に及ぼす気体・壁面・粒子間相互作用の影響

はじめに，粒子流運動に及ぼす気体の影響を把握するため，図 7，図 8 にそれぞれ，水平方向，鉛直方向の気体速度分布を示す．ここでは，高濃

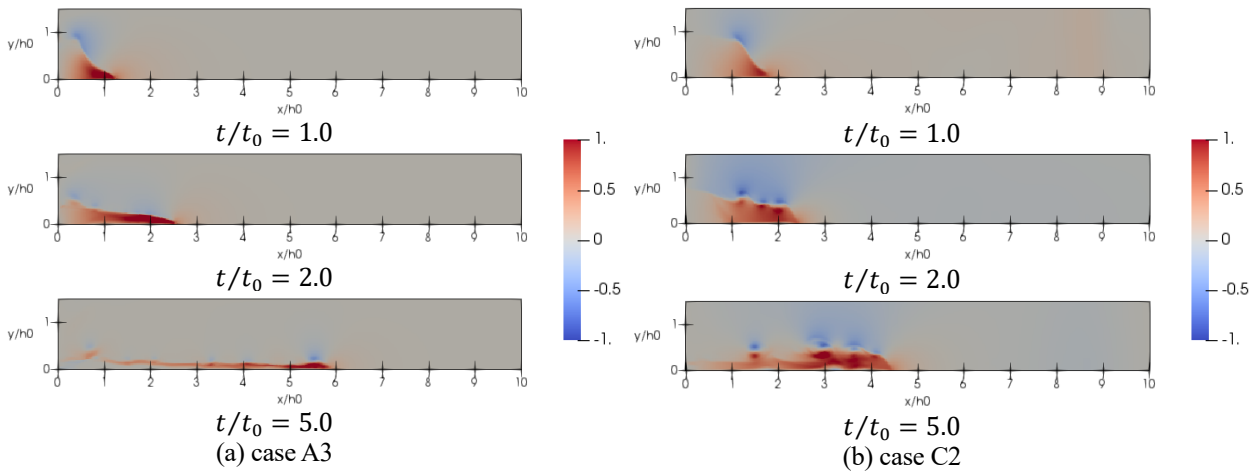


図 7 水平方向気体速度 (u_g/u_0)

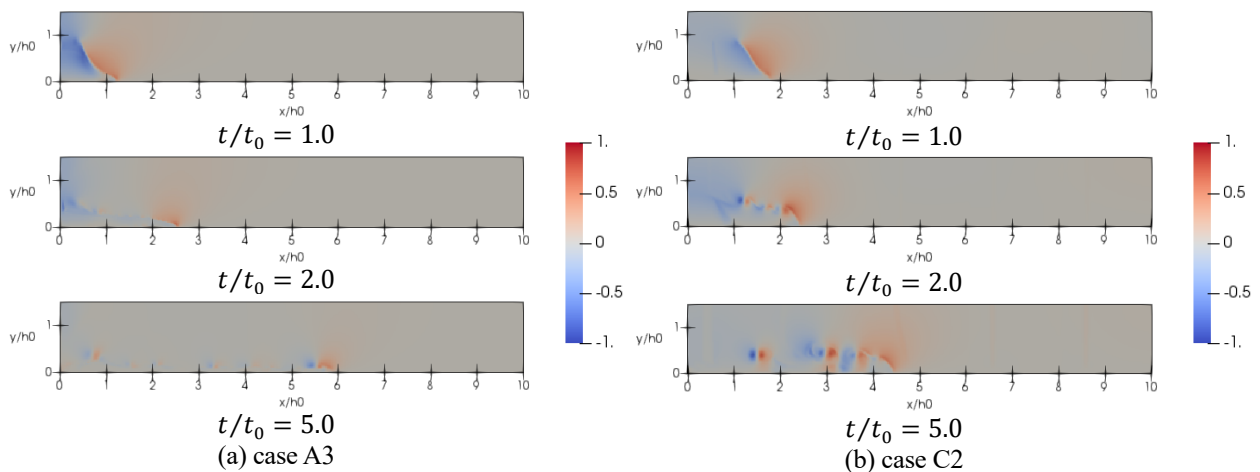


図 8 鉛直方向気体速度 (v_g/u_0)

度・希薄流の代表ケースとしてそれぞれ、実験・数値実験との良好な一致が見られたケース A3, C2 を対象としている．粒子の存在する領域（図 2 参照）においては、これらの図の気体速度と図 3, 図 4 に示した粒子速度とは極めて近い値・分布を有していることから、高濃度・希薄流のいずれにおいても、粒子-気体間の相互作用として寄与する抗力が、支配的な役割を担っていることが分かる．ケース C2（希薄流）では、気体圧力の変化に起因する渦運動（これに対応する速度変化）が粒子相にも見られることから、気体相から粒子相への運動量輸送が相対的に大きくなっていることも示唆される．

また、気体の影響に関わるものとして、図 5, 図 6 に見られた初期流動化/非流動化による高濃度粒子流の変化（ケース A1, A3 とケース B1~B3 の結果間の違い）にも注目したい．Roche et al. (2008)[33]において、この高濃度粒子流の変化は、粒子間のすきま圧力（気体圧力 p_{ge} ）の作用によるものとして説明されている．本計算においても、特に初期コラムの近くに位置する $(x - x_0)/h_0 < 1$ の範囲の高濃度粒子流内の圧力に明確な違いを確認しており（図省略）、高濃度な初期コラムにおける粒子-気体間の相互作用の程度がコラム崩壊後の粒子流の運動に大きく作用することを支持している．

つぎに、粒子流運動に及ぼす壁面の影響を考察する．粒子流の先端位置を示した図 5 に再度着目されたい．実験 R2008 (fl.)の体系を対象とした図 5(a)において、no-slip 条件を課したケース A1~A3 における $t/t_0 \sim 4$ での勾配（速度）変化は、free-slip 条件を課したケース A4 においては表れていない．このことは、高濃度粒子流の停止に向かうこのような変化には、壁面が強く作用することを示している．一方で、数値実験 I2005 の体系を対象とした図 5(c)において、no-slip/free-slip 条件を課したケース C1~C3 の結果の勾配変化はほとんどなく、結果間の差異も小さい．従って、壁面の作用は粒子濃度によって異なり、高濃度条件下において特に重要となることが示唆される．

最後に、粒子運動に伴う粒子間相互作用について考察するため、ここでは、粒子間相互作用の程度を示す指標として、粒子圧力（式(12)の p_s ）に着目する．図 9 に、ケース A3, C2 を対象に、その粒子圧力の瞬時分布を示す．いずれのケースにおいても、粒子流上方の周囲気体との境界付近と先端の壁面付近に大きな値を持っており、特にこれらの位置で粒子運動に伴う粒子間相互作用が粒子流に影響を及ぼしていることが分かる．なお、ケース A3 の高濃度粒子流内部で粒子圧力の値が小さいことは、粒子運動のレベルが低く塑性流動状態にあるものと解釈できる．ただし、 p_s の一部

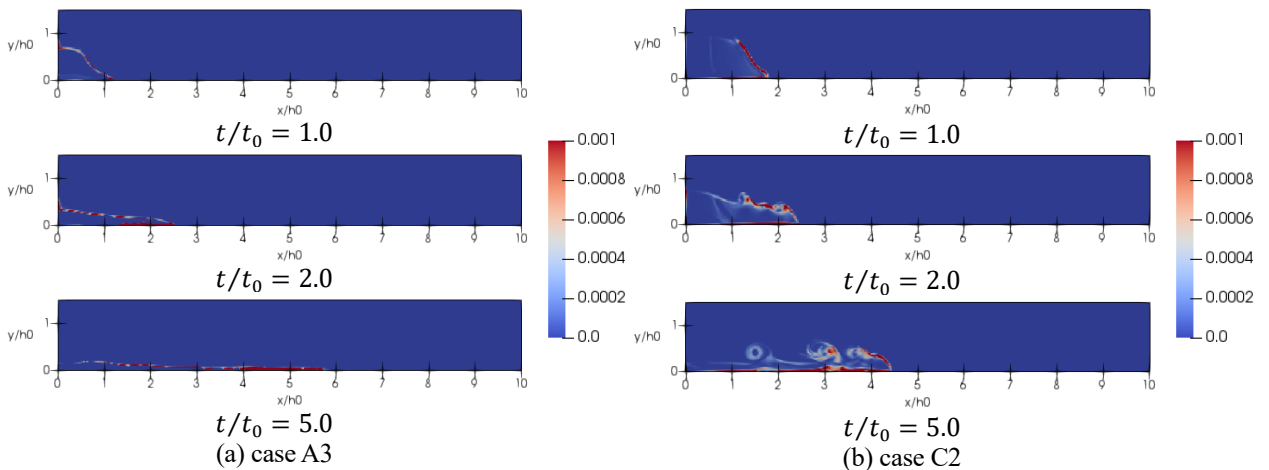


図 9 粒子圧力 ($p_s/(\rho_0 u_0^2)$)

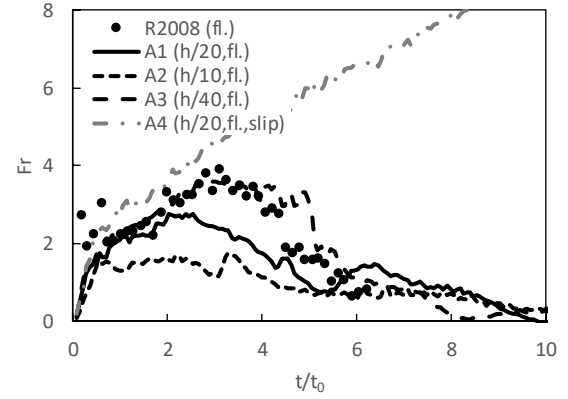
である $p_{s,f}$ の値については、その式の定義（式(12)）により $\varepsilon_s^* \sim \varepsilon_s$ における変化が極めて大きい
ため、モデル式の形に強く依存している可能性がある。
ある。

4.2 高濃度・希薄粒子流への本計算手法の適用性

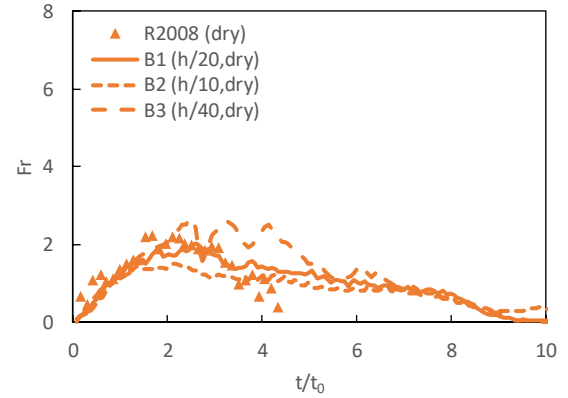
3.1 節に述べたとおり、粒子流の先端位置とコラム高さに対する実験結果と本計算結果との比較（図 5, 図 6）において、両者の一致が確認された。その結果は、本計算手法により高濃度・希薄粒子流における流動特性の相違や高濃度粒子流における初期流動化の影響を再現できること、一定の格子解像度条件の下では定量的信頼性も確保されることを明示するものである。ただし、ケース A1~A3 の先端位置（図 5(a)）、ケース B1~B3 のコラム高さ（図 6(b)）においては、格子解像度に対する計算結果間の差異が明確に減少していない。従って、格子解像度の影響が十分小さくなる格子間隔は $\Delta x < h/40$ となるものと推察される。また、ケース A1~A4 とケース B1~B3 の結果間に格子依存性に対する違いが見られることから、解析結果の格子解像度への依存には、すきま圧力の再現性が関与していると考えられる。

なお、希薄粒子流を対象としたケース C1~C3 は実規模のスケールを対象としている一方、高濃度粒子流を対象としたケース A1~A4, B1~B3 は実験室規模のスケールを対象としているため、後者の定量的信頼性を確保できる格子解像度については、その実規模火砕流への外挿性の観点から、更なる検証も重要になるものと考えられる。これに関して、Roche (2012)[35]は、当該実験の実規模スケールでの現象との相似性について、すきま圧力に関わる無次元数である Pore pressure 数や粒子間摩擦に関わる無次元数である Savage 数等の違いを明示している。

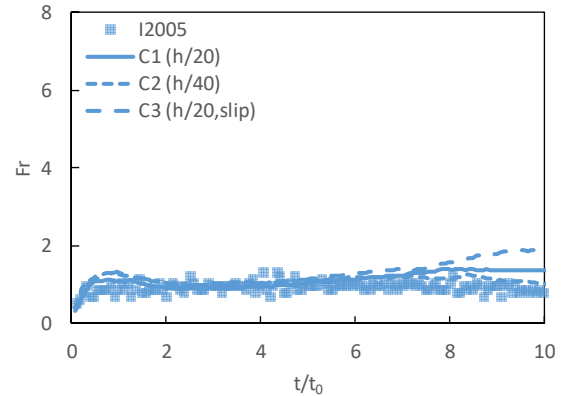
図 10 には、粒子流の先端速度（図 5 の分布の



(a) cases A1-A4



(b) cases B1-B3



(c) cases C1-C3

図 10 先端速度

勾配に対応) を無次元量であるフルード数 ($Fr = u_f / (g'h_f)^{0.5}$) として表示する。ただし、Roche et al. (2008)[33]の実験データ (R2008(fl,dry) のプロット) は、同論文の先端位置と粒子流高さのデータから算出したもの（同論文[33]の図 12 とは厳密に対応しない）、Ishimine (2005)[14] の実験データ (I2005 のプロット) は $h_f = h_0/2$ を仮

定したもの（同論文[14]の表示に倣ったもの）である．フルード数での表示により，流動の相似性に基づき，理論解や類似の流れとの比較も容易となる．

Ishimine (2005)[14]は，希薄流の数値実験結果と重力流を対象とした理論解との対応に言及しており（ g' の定義の相違により，本報の Fr は同論文[14]のものより 1 割程度大きな値となる），数値実験結果[14]（I2005）と概ね一致する本計算結果（ $Fr \sim 1$ ，ケース C1~C3）も，重力流との相似性を確保しているものと判断できる．一方，高濃度粒子流を対象とした実験結果（R2008(fl,dry)）[33]の Fr 値はより大きな値をとっており，これらの高濃度流と希薄流とは相似性の観点から異なる特性を有するものであることが示唆される．Roche et al. (2008)[33]は，コラム崩壊特性に着目し，初期コラム高さ h_0 を基準としたフルード数との対応から，オリフィス流れとの類似性を指摘している．実験結果[33]（R2008(fl,dry)）と概ね一致する本計算結果（流動条件下(fl.)において最大で $Fr \sim 4$ （ケース A1,A3），非流動条件下(dry)において最大で $Fr \sim 2$ （ケース B1~B3））も，実験と対応する相似性を確保しているものと判断できる．

ここで，前述の Roche et al. (2008)[33]において言及されたコラム崩壊特性についても，本計算において再現されていることを強調したい．図 2(a)-(c)の $t/t_0 = 1.0$ の結果に再度着目すると，ケース C2 では， $x/h_0 = x_0/h_0 (= 1.25)$ の位置から $+x$ ， $-x$ の両方向に崩壊し始めている．これは，重力流に見られる崩壊過程と同様である．一方，ケース A3, B3 では $x/h_0 = x_0/h_0 (= 0.5)$ 付近から $+x$ 方向への崩壊が見られ，更に，コラムの高さが（その初期の値 $y/h_0 = 1$ から）有意に低下していることを視認できる．このような崩壊過程は，Roche et al. (2008)[33]の実験における計測結果と明確に対応するものである．

つぎに，希薄流において，流動や気体と粒子との混合に重要な役割を果たす乱流運動について述

べる．乱流運動は様々なスケールの渦運動の集まりとして解釈でき，図 2(c)，図 3(b)，図 4(b)においても，渦運動に対応する分布が見られることは前述のとおりである．ただし，乱流の特性として一般に知られている大スケールの渦から小スケールの渦への平均的なエネルギー輸送は，三次元空間において渦の伸長や大スケール渦の崩壊により起こるものである．本計算は二次元にて行われており，このような乱流エネルギーの輸送に関わる渦運動の再現性については，今後，更なる評価が必要である．

最後に，粒子流の停止の観点からも，本計算手法の適用性に対して言及したい．先端位置を示す図 5 において，Roche et al. (2008)[33]の実験では，R2008(fl, dry)のプロットが途切れる位置（ $t/t_0 \sim 6.5$ ）で粒子流はほぼ停止したと考えられる一方，本計算では $t/t_0 > 6.5$ においても小さい勾配（速度）を保ちながら先端位置は移動し続けている．本計算手法において，停止のプロセスに強く作用すると考えられる摩擦の効果は，式 (11)-(13)にて考慮されている一方，利用したサブグリッドモデルの構築[24]においてその効果は考慮されていない．従って，摩擦の効果に対して整合性のある式の構成となっておらず，このことが粒子流の停止過程の再現性を低下させる一因となっているものと考えられる．

5. まとめ

多流体近似に粒子流運動論とサブグリッドモデルを連携させた計算手法について，計算結果と既存の実験・数値実験との対比から，火砕流現象に対するその適用性を評価した．

その結果，本計算手法により高濃度粒子流と希薄粒子流における流動特性の相違や高濃度粒子流における初期流動化の影響を再現できること，一定の壁面条件（no-slip），格子解像度条件（ $dx/h_0 < 1/20$ ）の下では定量的信頼性も確保

されることが示された．ただし，粒子流の停止過程においては，良好な予測結果を得ることができず，改善に向けた課題の一つとして，摩擦の効果に対して整合性のあるモデル式の構築が挙げられる．また，希薄流における乱流混合の再現性については，3次元計算を通じた更なる評価が必要である．

謝辞

数値解析の実施において，電力計算センターの須賀康雄氏にはご助力を賜った．ここに記して謝意を表す．

主な記号

C_D	粒子の抵抗係数
c_{pk}	k相の定圧比熱 ($k = g, s$)
d_s	粒子の直径
e_{ss}	粒子間の反発係数
Fr	フルード数 ($= u_f / (g' h_f)^{0.5}$)
g	重力加速度
g_0	動径分布関数
g'	低減重力 (reduced gravity, $= g(\rho_0 - \rho_a) / \rho_0$)
h_0	初期コラム（気体・粒子混合物領域）の高さ
h_f	粒子流高さ ($x_0 \leq x < x_f$ の中央 1/3 の範囲の平均高さ)
I_{2D}	S_s の第二不変量
k_k	k相の熱伝導率
Nu_s	粒子ヌセルト数
P_k	k相の圧力
Pr	気体のプラントル数
q_k	k相の熱流束
R	気体定数
Re_s	粒子レイノルズ数
S_k	k相の変形速度

T_k	k相の温度
t_0	時間スケール ($= (h_0 / g')^{0.5}$)
u_f	粒子流先端の速度
u_0	速度スケール ($= (h_0 g')^{0.5}$)
v_k	k相の速度（ベクトル）
v_{slip}^*	
v_t	終端速度
x_f	粒子流先端の位置（x座標）

ギリシャ文字

β	抗力係数
γ	熱伝達係数
Δ	格子幅
ε_k	k相の体積分率
ε_s^*	粒子の臨界充填分率
θ_s	擬似粒子温度 ($= v_s'^2 / 3$)
μ_k	k相の粘性係数
ρ_0	初期コラムの密度
ρ_a	周囲気体の密度
ρ_k	k相の密度
σ_k	k相の応力
φ_f	内部摩擦角

添字

e	有効値
f	摩擦
$filt$	フィルターを施した値
g	気体相
kc	運動・衝突
s	粒子相

参考文献

- [1] 三浦大助, 土志田潔, 2009, 長期間の火山活動に基づく噴火ハザード評価 -北海道恵山火山を事例として-, 電力中央研究所報告, N08053.
- [2] 竹内晋吾, 2010, 火山噴出物解析によるマグマの粘性評価 -大規模火砕噴火の発生可能性

- 評価に向けて-, 電力中央研究所報告, N09017.
- [3] 竹内晋吾, 2012, 大規模火砕噴火の発生可能性の重要指標 -粘性に基づくマグマの噴火能力の評価-, 電力中央研究所報告, N11020.
- [4] 土志田潔, 2010, 降下火山灰の体系的リスク評価に向けて -留意点と課題-, 電力中央研究所報告, N09031.
- [5] 河内清高, 2013, 火山噴火等から電気設備を守るには, 電気設備学会誌, 33(3), 171-174.
- [6] Wilson, G., Wilson, T.M., Deligne, N.I., Cole, J.W., 2014, Volcanic hazard impacts to critical infrastructure: A review, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 286, 148-182, <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.08.030>.
- [7] 下鶴大輔, 荒牧重雄, 井田喜明, 中田節也(編), 2008, 火山の事典 第二版, 朝倉書店.
- [8] 早川由紀夫, 1991, 火山で発生する流れとその堆積物—火砕流・サージ・ラハール・岩なだれ, 火山, 36, 357-370.
- [9] 日本電気協会, 2015, 原子力発電所火山影響評価技術指針 JEAG4625-2015.
- [10] IAEA, 2012, Volcanic Hazards in Site Evaluation for Nuclear Installation, IAEA Specific Safety Guide No. SSG-21.
- [11] 原子力規制委員会, 2015, 原子力発電所の火山影響評価ガイド
- [12] Sulpizio R., Dellino P., Doronzo D.M., Sarocchi D., 2014, Pyroclastic density currents: state of the art and perspectives, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 283, 36-65, <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2014.06.014>.
- [13] Dufek, J., 2016, The Fluid Mechanics of Pyroclastic Density Currents, *Annual Review of Fluid Mechanics*, 48, 459-485, <https://doi.org/10.1146/annurev-fluid-122414-034252>.
- [14] Ishimine, Y., 2005, Numerical study of pyroclastic surges, *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 139, 33– 57.
- [15] Córdoba, G., 2005, A numerical model for the dynamics of pyroclastic flows at Galeras Volcano, Colombia, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 139, 59-71, <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2004.06.015>.
- [16] Pitman, E.B., Patra, A., Bauer, A., Sheridan, M., Bursik, M., 2003., Computing debris flows and landslides, *Phys. Fluids* 15 (12), 3638–3646, <https://doi.org/10.1063/1.1614253>.
- [17] Gueugneau, V., Kelfoun, K., Roche, O., Chupin, L., 2017, Effects of pore pressure in pyroclastic flows: Numerical simulation and experimental validation, *Geophys. Res. Lett.*, 44, 1-9, <https://doi.org/10.1002/2017GL072591>.
- [18] Neri A., Ongaro T.E., Macedonio G. and Gidaspow D., 2003, Multiparticle simulation of collapsing volcanic columns and pyroclastic flow, *J Geophys Res*, 108: ECV4-1 - ECV4-24
- [19] Dufek, J., Bergantz, G.W., 2007, Suspended load and bed-load transport of particle-laden gravity currents: the role of particle–bed interaction, *Theor. Comput. Fluid Dyn.*, 21(2), 119–145, <https://doi.org/10.1007/s00162-007-0041-6>
- [20] Gidaspow, D., 1994, *Multiphase Flow and Fluidization: Continuum and Kinetic Theory Descriptions*, Academic Press, New York.
- [21] Syamlal, M., Rogers, W., and O'Brien, T. J., 1993, MFIX documentation: Theory guide, U.S. Dep. of Energy, Morgantown, W. Va.
- [22] 太田一行, 須藤仁, 佐藤隆宏, 2018, 多相 Euler 法に基づく 3 次元混合砂輸送解析: 土石流の流動・分級・堆積過程への適用, 水工学論文集, 62, I, 1081-1086.
- [23] Igci, Y., Pannala, S., Benyahia, S., Sundaresan, S., 2012, Validation studies on filtered model equations for gas-particle flows in risers, *Ind. Eng. Chem. Res.*, 51, 2094-2103,

<https://doi.org/10.1021/ie2007278>.

- [24] Milioli, C.C., Milioli, F.E., Holloway, W., Agrawal, K., Sundaresan, S., 2013, Filtered two - fluid models of fluidized gas - particle flows: New constitutive relations, *AIChE J.*, 59, 3265-3275, <https://doi.org/10.1002/aic.14130>.
- [25] Agrawal, K., Holloway, W., Milioli, C.C., Milioli, F.E., Sundaresan, S., 2013, Filtered models for scalar transport in gas-particle flows, *Chemical Engineering Science*, 95, 291-300, <https://doi.org/10.1016/j.ces.2013.03.017>.
- [26] Sarkar, A., Milioli, F.E., Ozarkar, S., Li, T., Sun, X., Sundaresan, S., 2016, Filtered sub-grid constitutive models for fluidized gas-particle flows constructed from 3-D simulations, *Chemical Engineering Science*, 152, 443-456, <https://doi.org/10.1016/j.ces.2016.06.023>.
- [27] 須藤仁, 服部康男, 土志田潔, 2016, 多流体近似に基づく火山噴煙柱のラージエディシミュレーション (噴煙柱内部における火山灰の輸送過程), *混相流*, 29 (5), 485-492, <https://doi.org/10.3811/jjmf.29.485>.
- [28] Lun, C.K.K., Savage, S.B., Jeffrey, D.J., Chepur, N., 1984, Kinetic theories of granular flows: inelastic particles in Couette flow and slightly inelastic particles in a general flow field, *J. Fluid Mech.*, 140, 223-256, <https://doi.org/10.1017/S0022112084000586>.
- [29] Schaeffer, D.G., 1987, Instability in the evolution equations describing incompressible granular flow, *J. Diff. Eq.*, 66, 19-50, [https://doi.org/10.1016/0022-0396\(87\)90038-6](https://doi.org/10.1016/0022-0396(87)90038-6).
- [30] Johnson, P., Jackson, R., 1987, Frictional-collisional constitutive relations for granular materials, with application to plane shearing, *J. Fluid Mech.*, 176, 67-93, <https://doi.org/10.1017/S0022112087000570>.
- [31] Johansson, K., van Wachem, B.G. M., Almstedt, A.E., 2006, Experimental validation of CFD models for fluidized beds: Influence of particle stress models, gas phase compressibility and air inflow models, *Chemical Engineering Science*, 61(5), 1705-1717, <https://doi.org/10.1016/j.ces.2005.09.014>.
- [32] Syamlal, M., 1998, MFIX documentation: Numerical technique, U.S. Dep. of Energy, Morgantown, W. Va.
- [33] Roche, O., Monserrat, S., Niño, Y., Tamburrino, A., 2008, Experimental observations of water - like behavior of initially fluidized, dam break granular flows and their relevance for the propagation of ash - rich pyroclastic flows, *Journal of Geophysical Research*, 133, B12203, <https://doi.org/10.1029/2008JB005664>.
- [34] Ungarish, M., 2009, *An Introduction to Gravity Currents and Intrusions*, CRC Press - Taylor & Francis Group, New York.
- [35] Roche, O., 2012, Depositional process and gas pore pressure in pyroclastic flows: an experimental perspective, *Bull. Volcanol.*, 74, 1807-1820, <https://doi.org/10.1007/s00445-012-0639-4>.



CRIEPI

**Central Research Institute of
Electric Power Industry**

電力中央研究所報告

〔不許複製〕

編集・発行人 一般財団法人 電力中央研究所
原子力リスク研究センター
自然外部事象研究チームリーダー
千葉県我孫子市我孫子1646
e-mail cerl-rr-ml@criepi.denken.or.jp

発行・著作・公開 一般財団法人 電力中央研究所
東京都千代田区大手町1-6-1

ISBN978-4-7983-1730-4

