

流体遷移を考慮した粒状体流れの構成則を用いた MPM 土砂流動解析

Simulations of Earthquake-induced Landslides
by MPM and Constitutive law of granular flow considering fluid transition

木村凌一¹⁾飛彈野壯真²⁾潘紹元³⁾菅井理一⁴⁾森口周二⁵⁾寺田賢二郎⁶⁾
Ryoichi Kimura, Souma Hidano, Pan Shaoyuan, Riichi Sugai, Shuji Moriguchi and Kenjiro Terada

¹⁾東北大学 工学研究科 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: kimura.ryoichi.r6@dc.tohoku.ac.jp)

²⁾修(工) 東北大学 工学研究科 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: souma.hidano.t4@dc.tohoku.ac.jp)

³⁾修(工) 東北大学 工学研究科 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: pan.shaoyuan.t6@dc.tohoku.ac.jp)

⁴⁾修(工) 東北大学 工学研究科 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: riichi.sugai.r8@dc.tohoku.ac.jp)

⁵⁾博(工) 東北大学災害科学国際研究所 准教授 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: s.mori@irides.tohoku.ac.jp)

⁶⁾博(工) 東北大学災害科学国際研究所 教授 (〒 980-8572 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1, E-mail: tei@irides.tohoku.ac.jp)

In the last two or three decades, there has been consecutive interest in numerical simulation of damage caused by slope disaster such as landslides and mudslides triggered by earthquakes. It is, however, difficult to represent the collapse and subsequent sediment flow that are transitioned from the elasto-plastic and/or damage behavior of soil. To predict such a transitional behavior between solid and fluid states of soil, a single constitutive model for either solid or fluid is inappropriate and multiple models representing individual states should be properly combined. To tackle this issue, we explore the novel constitutive model capable of representing the transition between solid and fluid states and discuss its applicability to the analysis of sediment flow induced by earthquakes using an elaborate terrain model. The model is formulated by the combined use of the Jaumann velocity-based hypoelastic-plastic constitutive law of Dunatunga et al. which is equipped with the $\mu - I$ rheological model for granular flow proposed by Jop et al, and the standard Newtonian viscous model, and is implemented into the material point method (MPM). The resulting analysis tool has a capability to simulate collapse of soil structures and a sediment flow stemming from and ceasing at sedimented states. After the basic performance of the proposed constitutive model is validated, several numerical examples are presented to demonstrate the capability in reproducing the transitional behavior from/to the sedimented state to/from the sediment flow. Also, to clarify the mechanism of sediment flow under the influence of seismic force and predict the subsequent sedimented state, we conduct a simulation of the landslide in the grounds of the Ebisu Circuit, which was caused by the Fukushima earthquake on February 13, 2021 using an actual terrain model with the detailed 0.5 meter topography data.

Key Words : MPM, Elasto-plasticity, Sediment flow, Landslide, Transition between solid and fluid, Actual terrain model

1. はじめに

災害の数値シミュレーションは、災害リスクを評価する強力な手段として、今後の防災・減災に重要な役割を果たすと期待されている。しかし、土砂災害などの斜面災害では、固体と流体、あるいはそれに準ずる固体の流動挙動や、固相と液相の遷移挙動を表現する必要があり、シミュレーションが非常に困難であると考えられている。ゆえに、本研究対象である図1のような地盤が堆積している状態（固体状態）から地震力等の外力によって崩壊し、流動化して再度堆積するまでの過程を一貫して表現可能な材料モデルは発展途上である。土を構成する要素は土粒子・水・空気であるが、これらが一体となった土の変形あるいは流動挙動を精緻に表現するのは非常に困難で、解析手法やモデル化には多くの困難な問題を抱えている。特に拘束圧やせん断速度に応じて土の状態が固体的から流体的に

遷移するため、数値シミュレーションでは各状態に応じて材料モデルを変化させる必要がある。これらの問題を解決できる高度な解析手法の開発することで、防災・減災の観点から重要な情報をどの程度予測できるかを定量的に把握し、適切なリスク評価が可能になる。このような背景から、本研究の目的は、固体的な挙動から流動的な挙動を一貫して表現できる遷移モデルを提案し、土砂流動のような大変形を伴う解析に対応可能な MPM に組み込むことで土砂流動を数値シミュレーションによって再現することである。本研究では、土砂の固体的な挙動と流体的な挙動の遷移を表現可能な構成モデルを MPM に組み込んだ解析手法について、既往の解析手法による斜面流動解析の結果との比較を通して検証する。そして、2021年2月に福島県沖で発生した地震による福島県二本松市の斜面崩壊の事例の再現解析を行い、実際の崩壊形状との比較検討を行う。



図-1 エビスサーキットの土砂崩れ

2. MPM(Material Point Method)

(1) MPM の特徴

MPM(Material Point Method) は, Sulsky ら [1] によって提案された固体連続体解析のための粒子法である。1950 年代に流体力学の分野で開発された PIC (particle-in-cell) 法 [2] が起源となっている。PIC は過剰なエネルギー散逸が問題であったが, 1986 年に Brackbill ら [3] はこの問題を克服し, FLIP (Fluid Implicit Particle Method) を開発した。この考えを固体力学の問題に適用できるように改良・発展させた手法が MPM である。

MPM の計算領域の模式図を図 2 に示す。解析対象を Lagrange 粒子で離散化して表現し, 背面に Euler 格子を配置する。また, すべての物理量 (質量や体積, 変形勾配等) の情報は Lagrange 粒子が有している。MPM はこれらの Lagrange 粒子と Euler 格子を用いて以下の流れで計算を行う。

1. Lagrange 粒子が持つ物理量の情報を各計算ステップの初めに背面に設定する Euler 格子上の点 (ノード) にマッピングすることで, ノード上でラグランジュ的に変形を計算する。
2. ノードで計算された情報を再度粒子に補間することで更新し, これを基に移流の計算をする。
3. 背面の格子を元の格子の形状にリセットして次ステップの計算 (1 番) へと進む。

以上の計算フローの模式図を図 3 に示す。

計算ステップごとに格子がリセットされるため, 大変形を伴う解析でも計算格子が破綻するこがないという利点がある。加えて, SPH[4,5] や MPS[6] 等の他の粒子法と比較すると, 粒子間の近傍探索を必要としないため, 以下の点が MPM の利点として挙げられる。

- (a) 粒子間の近傍探索を必要としないため, 計算コストを抑えることができる点
- (b) 粒子を積分点, 格子を要素とみなせば, FEM(Finite Element Method) の計算と非常に類似しており, 既往の FEM を用いた研究成果との置き換えが容易である点
- (c) 直交格子の領域分割による並列化が比較的容易であり, 計算効率が良くなる点

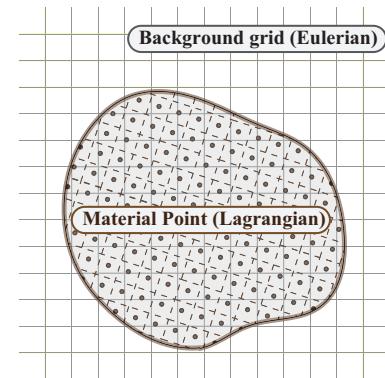


図-2 MPM の概念図

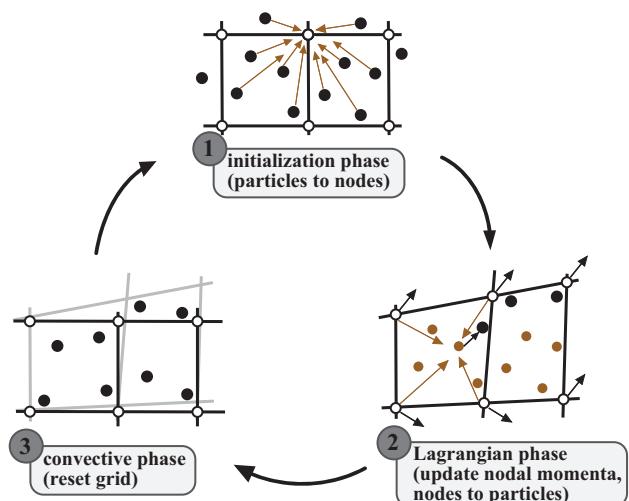


図-3 MPM の計算フロー

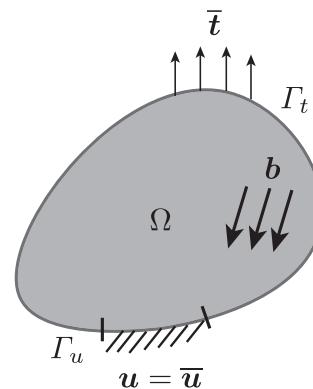


図-4 連続体モデル

(2) 支配方程式

図 4 に示すような純粹に負荷を受けている連続体の支配方程式は以下の通りである。

$$\frac{D\rho}{Dt} = \rho \nabla \cdot \mathbf{v} \quad (1)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{v}}{Dt} = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma} + \rho \mathbf{b} \quad (2)$$

$$\rho \frac{D\mathbf{e}}{Dt} = \mathbf{d} : \boldsymbol{\sigma} \quad (3)$$

$$\mathbf{d} = \frac{1}{2}(\mathbf{l} + \mathbf{l}^t) \quad (4)$$

$$\overset{\nabla}{\sigma} = f_t(\mathbf{d}, \sigma) \quad (5)$$

$$\mathbf{v}(\mathbf{x}, t=0) = \mathbf{v}_0, \sigma(\mathbf{x}, t=0) = \sigma_0 \quad (6)$$

$$\mathbf{u} = \bar{\mathbf{u}} \quad \text{on} \quad \Gamma_u \quad (7)$$

$$\mathbf{t} = \bar{\mathbf{t}} \quad \text{on} \quad \Gamma_t \quad (8)$$

式(1)から式(8)は順に、質量保存則、運動量保存則、エネルギー保存則、変形速度と速度勾配の関係、構成式、初期条件、基本境界条件、自然境界条件である。また、 $\rho, \mathbf{v}, \sigma, \mathbf{b}, \mathbf{e}, \mathbf{d}, \mathbf{l}, \overset{\nabla}{\sigma}, \bar{\mathbf{u}}, \bar{\mathbf{t}}$ はそれぞれ、密度、速度、コーシ応力テンソル、体積力、比内部エネルギー、変形速度テンソル、速度勾配テンソル、Causchy応力のJaumann速度テンソル、変位ベクトル、既知の表面力ベクトルである。

(3) 離散化

MPMの空間離散化はFEMのように、弱形式を基礎式とする。運動方程式(2)の弱形式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} & \int_{\Omega} \rho \delta u_i a_i d\Omega + \int_{\Omega} \rho \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} \sigma_{ij}^s d\Omega \\ &= \int_{\Omega} \rho \delta u_i b_i d\Omega + \int_{\Gamma_t} \rho \delta u_i t_i^s d\Gamma \end{aligned} \quad (9)$$

ここで Γ は領域境界、 $\sigma_{ij}^s = \sigma_{ij}/\rho$ は比応力、 $t_i^s = \bar{t}_i/\rho$ は比表面力ベクトルである。

式(9)における物理量を粒子について内挿関数を用いて補間することで離散化を行う。 Ω 内の点における粒子の質量 M_P を用いて、連続体の内部における点Pの密度 ρ は以下のように表すことができる。

$$\rho(\mathbf{x}, t) = \sum_{P=1}^{n_p} M_P \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_P) \quad (10)$$

ここで、 n_p は全粒子数、 δ は体積の逆数の次元をもつDiracのデルタ関数、 \mathbf{x}_P は粒子の空間座標である。

式(9)と式(10)より、次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{P=1}^{n_p} M_P \delta u_i(\mathbf{x}_P) a_i(\mathbf{x}_P) + \sum_{P=1}^{n_p} M_P \frac{\partial \delta u_i}{\partial x_j} \bigg|_{(\mathbf{x}_P)} \sigma_{ij}^s(\mathbf{x}_P) \\ &= \sum_{P=1}^{n_p} M_P \delta u_i(\mathbf{x}_P) b_i(\mathbf{x}_P) + \int_{\Gamma_t} \rho \delta u_i t_i^s d\Gamma \end{aligned} \quad (11)$$

また、格子点 I と粒子を補間する内挿関数を $N_I(\mathbf{x})$ とし、加速度と仮想変位をそれぞれ以下のように表す。

$$\begin{cases} a_i(\mathbf{x}_P) = \sum_{I=1}^{n_n} N_I(\mathbf{x}_P) a_{Ii} \\ \delta u_i(\mathbf{x}_P) = \sum_{I=1}^{n_n} N_I(\mathbf{x}_P) \delta u_{Ii} \end{cases} \quad (12)$$

ただし、 $a_{Ii}, \delta u_{Ii}$ は、それぞれ格子点 I における加速度ベクトルと仮想変位ベクトルの*i*成分を示す。

式(11)に式(12)を代入し、仮想変位の任意性を考慮することで次式を得る。

$$\begin{aligned} & \sum_{P=1}^{n_p} M_P N_I(\mathbf{x}_P) \sum_{I=1}^{n_n} N_I(\mathbf{x}_P) a_{Ii} \\ &+ \sum_{P=1}^{n_p} M_P \frac{\partial N_I}{\partial x_j} \bigg|_{(\mathbf{x}_P)} \sigma_{ij}^s(\mathbf{x}_P) \\ &= \sum_{P=1}^{n_p} M_P N_I(\mathbf{x}_P) b_i(\mathbf{x}_P) + \int_{\Gamma_t} \rho \delta u_i t_i^s d\Gamma \end{aligned} \quad (13)$$

この式は以下のようにまとめることができる。

$$\sum_{J=1}^{n_n} m_{IJ} a_{Ji} = f_{Ii}^{\text{exp}} + f_{Ii}^{\text{int}} \quad (14)$$

ここで、各項は以下の通りである。

$$\begin{aligned} \sum_{J=1}^{n_n} m_{IJ} a_{Ji} &= \sum_{P=1}^{n_p} M_P N_I(\mathbf{x}_P) \left(\sum_{J=1}^{n_n} N_J(\mathbf{x}_P) a_{Ji} \right) \\ &= \sum_{P=1}^{n_p} \sum_{J=1}^{n_n} M_P N_J(\mathbf{x}_P) N_I(\mathbf{x}_P) a_{Ji} \\ f_{Ii}^{\text{exp}} &= \sum_{P=1}^{n_p} M_P N_I(\mathbf{x}_P) b_i(\mathbf{x}_P) + \int_{\Gamma_t} \rho \delta u_i t_i^s d\Gamma \quad (15) \\ f_{Ii}^{\text{int}} &= - \sum_{P=1}^{n_p} \frac{M_P}{\rho} \sigma_{ij}(\mathbf{x}_P) \frac{\partial N_I}{\partial x_j} \bigg|_{(\mathbf{x}_P)} \\ &= - \sum_{P=1}^{n_p} V_P \sigma_{ij}(\mathbf{x}_P) \frac{\partial N_I}{\partial x_j} \bigg|_{(\mathbf{x}_P)} \end{aligned}$$

さらに、この式の第1式は質量集中行列($\sum_{I=1}^{n_n} N_I = 1$)を用いて以下のように書き換えることができる。

$$\begin{aligned} \sum_{J=1}^{n_n} m_{IJ} a_{Ji} &= \sum_{P=1}^{n_p} \sum_{J=1}^{n_n} M_P N_I(\mathbf{x}_P) N_J(\mathbf{x}_P) a_{Ji} \\ &\approx \sum_{P=1}^{n_p} M_P N_I(\mathbf{x}_P) a_{Ii} = m_{Ii} a_{Ii} \end{aligned} \quad (16)$$

以上より、格子点 I において次式が成り立ち、ノードごとに方程式を解くことができる。

$$m_{Ii} a_{Ii} = f_{Ii}^{\text{ext}} + f_{Ii}^{\text{int}} \equiv f_{Ii}^t \quad (17)$$

本研究では時間積分に対して動的陽解法を採用する。式(17)より、時刻 t における加速度ベクトル a_{Ii}^t を時刻 t における外力と内力の合力 f_{Ii}^t を用いて次式で算定する。

$$a_{Ii}^t = \frac{f_{Ii}^t}{m_{Ii}^t} \quad (\text{no sum.}) \quad (18)$$

また、時間ステップの幅を Δt として前進差分を適用することで、次ステップの速度ベクトル $v_{Ii}^{t+\Delta t}$ は次式で得られる。

$$v_{Ii}^{t+\Delta t} = v_{Ii}^t + \Delta t a_{Ii}^t \quad (19)$$

上式で得られた速度ベクトル $v_{li}^{t+\Delta t}$ を粒子にマッピングして粒子速度 $V_p^{t+\Delta t}$ を次式で求める。

$$\begin{aligned} V_p^{t+\Delta t} &= V_p^t + \Delta t \sum_{li} N_{li}(\mathbf{x}_p) a_{li}^t \\ &= V_p^t + \sum_{li} N_{li}(\mathbf{x}_p) (v_{li}^{t+\Delta t} - v_{li}^t) \end{aligned} \quad (20)$$

上式で得られた粒子の速度を用いて各物理量を更新する。しかしながら、式(18)において、格子点の質量 m_{li}^t が小さい場合、過剰な加速度が発生し、速度勾配が大きくなるため、粒子の応力が損なわれる恐れがある (small mass issue)。そこで本研究では次項に示す MUSL を用いて物理量の計算を行う。

(4) MUSL

前項で述べた small mass issue を解決するため、MUSL[1] を用いる。MUSL は、格子点と粒子の運動量を用いて加速度 (速度) を計算し、更新された速度を用いて各ステップの物理量を求めるアルゴリズムである。式(20)に続いて以下のように速度更新を行う。

内挿関数を用いて格子点および粒子の運動量は次式で関連付けられる。

$$(mv)_{li}^{t+\Delta t} = \sum_{p=1}^{n_n} N_l(\mathbf{x}_p) (MV)_p^{t+\Delta t} \quad (21)$$

ここで、 mv 、 MV はそれぞれノードの運動量、粒子の運動量である。

式(21)より、 $v_{li}^{t+\Delta t}$ は以下のように表せる。

$$v_{li}^{t+\Delta t} = \frac{\sum_{p=1}^{n_n} N_l(\mathbf{x}_p) (MV)_p^{t+\Delta t}}{m_{li}^t} \quad (22)$$

上式で得られた $v_{li}^{t+\Delta t}$ を用いて式(20)を更新し粒子の速度を得る。さらに各ステップごとの物理量を更新する。

3. 構成則

(1) 固体的な挙動を表現するモデル

固体の挙動は Dunatunga ら [7] が提案したモデルを採用する。亜弾性構成則は Jauman 速度 $\dot{\sigma}$ に基づき次式で表す。

$$\dot{\sigma} = \dot{\sigma}_s + \sigma_s \mathbf{W} - \mathbf{W} \sigma_s = \mathbf{D} : (\mathbf{d} - \mathbf{d}^p) \quad (23)$$

ここで、 \mathbf{D} 、 \mathbf{W} 、 \mathbf{d} 、 \mathbf{d}^p 、 σ_s はそれぞれ、弾性係数テンソル、スピンテンソル、変形速度テンソル、塑性変形速度テンソル、固体の挙動を表現する応力テンソルである。また、粒状体流れに関するレオロジー関係式 [8] から、塑性乗数 $\dot{\gamma}^p$ は次式のようく表される。

$$\dot{\gamma}^p = \frac{I_0}{d} \sqrt{\frac{-P + c}{\rho_s} \frac{\mu - \mu_s}{\mu_2 - \mu}} \quad (24)$$

ここで、 I_0 、 μ_2 は定数、 μ は有効摩擦、 d は粒径、 P は静水圧、 c は体積補正数、 ρ_s は土粒子の密度である。また μ_s は内部摩擦角の軟化を考慮して $\mu_s = \phi_r + (\phi_p - \phi_r) e^{-\eta_s \bar{\varepsilon}^p}$ と定める。なお $\phi_p, \eta_s, \bar{\varepsilon}^p$ はそれぞれ軟化前の内部

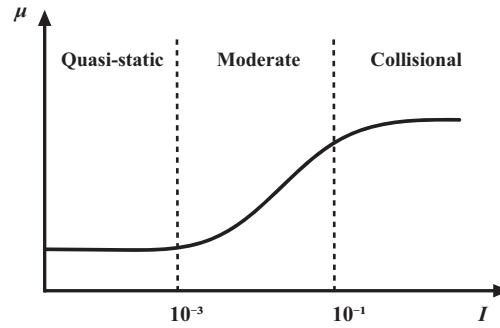


図-5 Inertial number と μ の関係

摩擦角、軟化後の内部摩擦角、軟化の速度を制御する定数および累積塑性ひずみである。この塑性乗数を用いて流れ則は次式で表される。

$$\mathbf{d}^p = \dot{\gamma}^p \frac{\mathbf{s}}{\sqrt{J_2(\mathbf{s})}} \quad (25)$$

ここで、 $J_2(\mathbf{s})$ は偏差応力 \mathbf{s} の第 2 不变量であり、偏差応力 \mathbf{s} は、恒等テンソル \mathbf{I} を用いて $\mathbf{s} = \boldsymbol{\sigma}_s - \text{tr} \boldsymbol{\sigma}_s / 3 \mathbf{I}$ である。

式(25)を式(23)に代入し、時間離散化を経て、塑性域では $\sqrt{J_2(\mathbf{s})}$ に関する二次方程式を解くことで現ステップの固体応力 $\boldsymbol{\sigma}_s$ を更新する。

(2) 流体的な挙動を表現するモデル

流動状態の挙動は、Newton 粘性流体モデルを用い、流体の応力 $\boldsymbol{\sigma}_f$ を次式で表す。

$$\boldsymbol{\sigma}_f = \eta_f \mathbf{d}_{\text{dev}} \quad (26)$$

ここで、 η_f は粘性係数、下付きの”dev”は偏差成分であることを表している。

(3) 遷移モデル

遷移モデルでは、土を粒状体の一種であると仮定して考える。粒状体は 3 種類の状態を無次元量である Inertial number I という指標によって区別するのが一般的である [9,10]。Quasi-static 領域は固体的な挙動、Collisional 領域は流体的な挙動、Moderate 領域はそれらが遷移する挙動をそれぞれ対応する。図 5 ではそれらの状態における Inertial number I と有効摩擦 μ の関係を表したものである。

Moderate 領域において、Jop ら [8] は Inertial number I と有効摩擦 μ の関係式を提案した。この式は塑性流体モデルに応用され、Moderate 領域における粒状体解析において広く利用されている。Dunatunga ら [7] は Jop らの関係式を塑性領域に適用した弾塑性モデルを提案し、Quasi-static 領域から Moderate 領域における粒状体解析を MPM により行った。これら 2 つの領域までの流動を弾塑性体として表現できるようにした先駆的な例である。この関係を用いて土の連続体としての Cauchy 応力 $\boldsymbol{\sigma}$ を固体の応力 $\boldsymbol{\sigma}_s$ と流体の応力 $\boldsymbol{\sigma}_f$ の線形和として表した。

$$\boldsymbol{\sigma} = (1 - \alpha(I)) \boldsymbol{\sigma}_s + \alpha(I) \boldsymbol{\sigma}_f \quad (27)$$

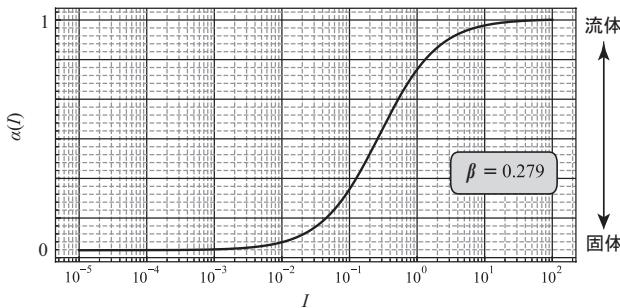
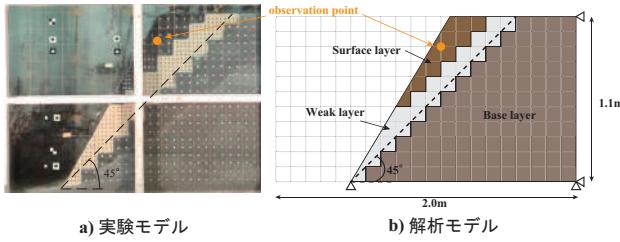
図-6 $\alpha(I)$ をプロットした図

図-7 斜面崩壊実験 [11] の実験モデルと解析モデル

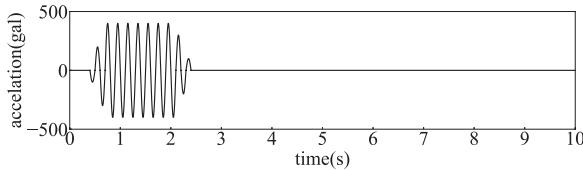


図-8 入力した sin 波

ここで、 α は Inertial number[7] I の関数であり、 $\mu - I$ 関係を 0-1 関係に変換し、以下のように定義する。

$$\alpha(I) = \frac{I}{\beta + I} \quad (28)$$

ただし、 β は定数パラメータである。図 6 は $\alpha(I)$ の式をプロットしたものである。

4. 数値解析例

(1) 振動台による斜面崩壊実験との比較

篠田ら [11] が実施した 3 層盛土の振動台実験との比較をし、表現性能を検討する。実験のモデルと本解析で使用したモデル及び境界条件を図 7 に示す。奥行方向の格子数を 1 とし、平面ひずみ状態を仮定した準 3 次元解析を実施する。本解析では各層の材料パラメータに表-1 に示す値を使用する。粒子は、奥行方向の辺を 0.6m、その他の辺を 0.0125m とした直方体格子中に 4 粒子を配置する。また、図 8 に示す最大振幅 400gal、振動数 5Hz の加速度を体積力の水平方向成分として入力し、2 秒間与える。解析結果を図 9 に示す。弱層にすべり線が形成されて弱層の頂点が引っ張られ、すべり線に沿って斜面が崩壊する様子が確認できる。解析と実験結果の崩壊後の形状は概ね一致しており、本手法の良好な表現性能が確認できる。

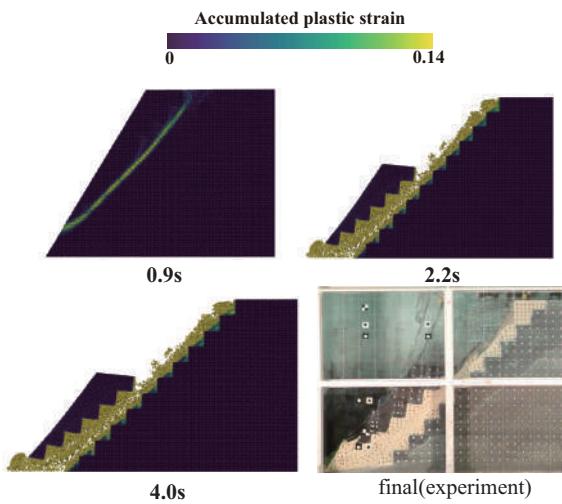


図-9 斜面崩壊実験 [11] の解析結果と実験結果の比較

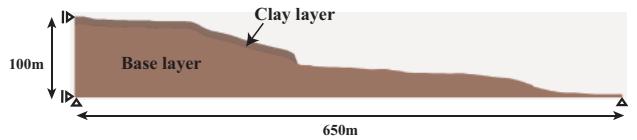


図-10 再現解析に用いたエビスサーキットのモデル

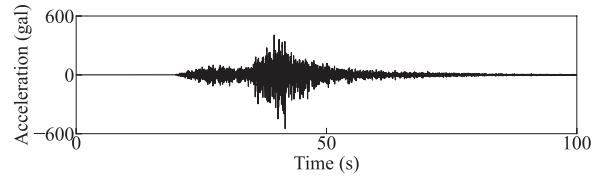


図-11 再現解析に入力した福島県沖地震加速度波形 (合成)

(2) エビスサーキットの土砂崩れの再現解析

2021 年 2 月 13 日 23 時 08 分頃に発生した福島県沖の地震による、福島県二本松市のエビスサーキットの斜面崩壊の再現解析を実施した。解析モデルの形状を図 10 に示す。左端の辺をスリップ境界、底辺をノンスリップ境界とする。また、奥行方向の格子数を 1 とし、平面ひずみ状態を仮定した準 3 次元解析を行う。本解析では表-1 に示す材料パラメータを使用する。粒子は一辺 0.5m 格子中に 4 粒子を配置する。時間刻み幅 Δt は 1.0×10^{-4} とする。初期状態を生成するための重力は 10000 ステップで徐々に入力し、その後一定値とする。また、加速度は図 11 に示す福島県の二本松で観測された NS 成分と EW 成分の加速度を合成して作成したものを使用し、体積力の水平力成分として入力する。

解析結果を図 12 に示す。切土の部分からすべり線が形成され、先に先頭部分が崩壊し、その後、斜面全体のすべり線が形成され、全体が斜面崩壊する様子を確認できる。また、全体の斜面崩壊に伴い斜面の上部には数本のすべり線が形成されている様子が確認できる。以上より、本手法が斜面崩壊後の土砂の流動化を表現可能であり、土砂災害の一連の流れをシームレスに解析できることを確認できたといえる。

表-1 材料パラメータ

	E (MPa)	ν	ρ_s (kg/m ³)	ϕ_p (°)	ϕ_r (°)	c (kPa)	I_0	μ_2	η_f (Pa · s)	η_s
model1(Base layer)	1.00	0.30	1890	57.3	53.4	280.5	0.01	0.75	20	100
model1(Weak layer)	5.69	0.30	1767	39.5	36.3	1.45	0.10	0.96	20	100
model1(Surface layer)	8.35	0.30	3000	0.0	28.4	107.3	0.01	0.75	20	100
model2(Base layer)	100	0.30	3000	53.4	53.4	300	0.10	0.75	100	100
model2(Clay layer)	4.00	0.40	2738	3.0	25.0	50.0	0.279	0.75	100	100

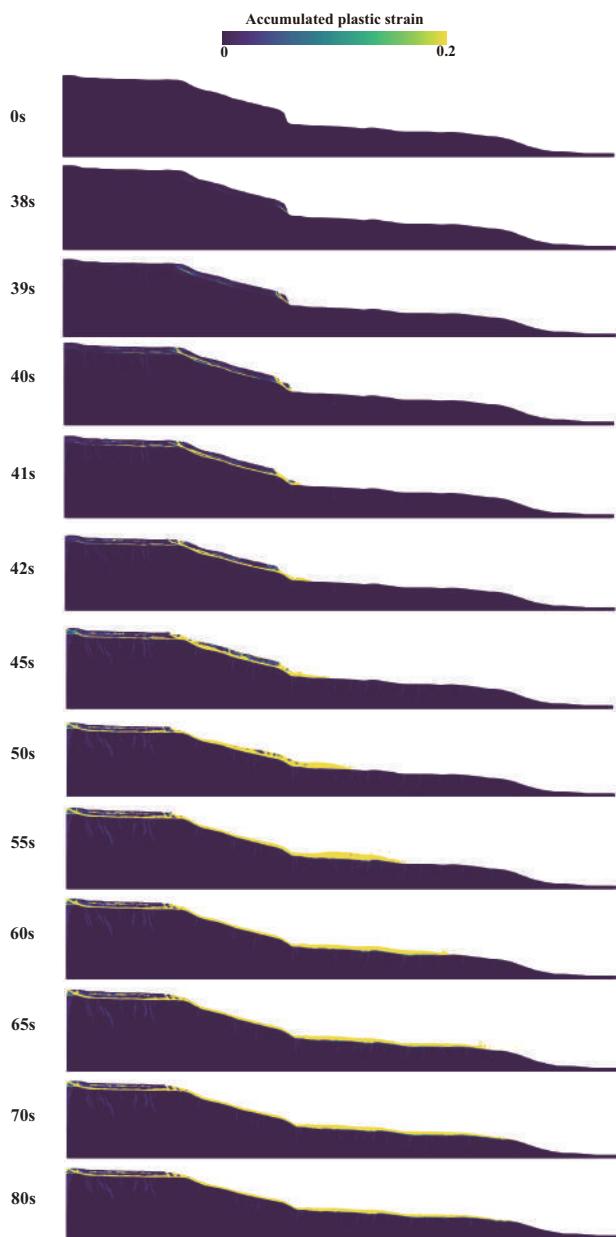


図-12 再現解析の解析結果

5. まとめ

土砂の固体的な挙動と流体的な挙動の遷移を表現可能な構成モデルをMPMに組み込んだ解析手法について、加速度波形を用いた外力振動によって斜面崩壊と斜面流動を一貫して表現可能であることを例証した。本研究では準3次元解析を実施したが、今後、完全3次元条件での解析を実施し、より詳細な検証を行う予定

である。また、土砂の構造物への力の影響にも着目し、評価する事も今後の課題である。

参考文献

- [1] Sulsky, D., C. Z. and H., S.: A particle method for history-dependent materials, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 118, No. 1, pp. 179-196, 1994.
- [2] Harlow, F. H. and Welch, J. E.: Numerical calculation of time-dependent viscous incompressible flow of fluid with free surface, The physics of fluids, Vol. 8, No. 12, pp. 2182-2189, 1965.
- [3] Brackbill, J. and Ruppel, H.: Flip: A method for adaptively zoned, particle-in-cell calculations of fluid flows in two dimensions, Journal of Computational Physics, Vol. 65, No. 2, pp. 314-343, 1986.
- [4] Lucy, L. B.: A numerical approach to the testing of the fission hypothesis, The astronomical journal, Vol. 82, pp. 1013-1024, 1977.
- [5] Monaghan, J. J.: Smoothed particle hydrodynamics, Annual review of astronomy and astrophysics, Vol. 30, No. 1, pp. 543-574, 1992.
- [6] Koshizuka, S. and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, Nuclear science and engineering, Vol. 123, No. 3, pp. 421-434, 1996.
- [7] Dunatunga, S. and Kamrin, K.: Continuum modelling and simulation of granular flows through their many phases, Journal of Fluid Mechanics, Vol. 779, pp. 483-513, 2015.
- [8] Jop, P., F. Y. and O, P.: A constitutive law for dense granular flows, Nature, Vol. 441, No. 1, pp. 727-730, 2006.
- [9] Kamrin, K.: Nonlinear elasto-plastic model for dense granular flow, International Journal of Plasticity, Vol. 26, No. 2, pp. 167-188, 2010.
- [10] Wu, K., Francia, V. and Coppens, M.-O.: Dynamic viscoplastic granular flows: A persistent challenge in gas-solid fluidization, Powder Technology, Vol. 365, pp. 172-185, 2020.
- [11] Shinoda, M., Watanabe, K., Sanagawa, T., Abe, K., Nakamura, H., Kawai, T. and Nakamura, S.: Dynamic behavior of slope models with various slope inclinations, Soils and Foundations, Vol. 55, No. 1, pp. 127-142, 2015.