

一般セッション | 一般セッション (第三部門：材料・複雑現象の力学)

2026年5月16日(土) 9:10 ~ 10:25 | C会場(環境棟：4階講義室)

第3部門 (1)

座長:内藤 直人(豊橋技術科学大学)

9:10 ~ 9:25

[13001] 膨潤圧変動を考慮した亀裂内のベントナイト侵入挙動解析 (シンポジウム講演概要)

*金氏 裕也¹、河野 勝宣¹、日浦 弘敏¹ (1. 鳥取大学)

9:25 ~ 9:40

[13002] X線CT画像による鉄筋挿入工を模擬した補強材が円柱供試体に与える影響の評価 (シンポジウム講演概要)

*梶山 慎太郎¹、麓 隆行²、中島 晃司²、吉田 英昭²、大野 司郎² (1. 山梨大学、2. 近畿大学)

9:40 ~ 9:55

[13003] 個別要素法による流木群が衝突荷重に与える影響に関する解析的検討 (シンポジウム講演概要)

*竜川 太志¹、堀口 俊行¹ (1. 防衛大学校)

9:55 ~ 10:10

[13004] 複数の地質と不連続面を考慮したSPH法による斜面崩壊の解析 (シンポジウム講演概要)

*沼田 尚也¹、酒井 久和¹ (1. 法政大学)

10:10 ~ 10:25

[13005] 3次元MPM-VOFの浸透破壊解析への適用性 (シンポジウム講演概要)

*生頼 直樹^{1,2}、橋本 涼太² (1. 中電技術コンサルタント株式会社、2. 京都大学)

膨潤圧変動を考慮した亀裂内のベントナイト侵入挙動解析（シンポジウム講演概要）

Analytical Solution for Bentonite Intrusion Considering Variation of Swelling Pressure in Crack (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

金氏 裕也（鳥取大・工） 河野 勝宣（鳥取大・工） 日浦 弘敏（鳥取大・工）
 Yuya KANEUJI, Tottori University
 Masanori KOHNO, Tottori University
 Hiroharu HIURA, Tottori University
 E-mail: kaneuji@tottori-u.ac.jp

Understanding bentonite intrusion into cracks is essential for evaluating the performance of natural barrier systems in high-level radioactive waste disposal. In this study, an analytical solution was presented to predict bentonite intrusion while accounting for variations in swelling pressure within the crack. The analytical results indicate that solute transport velocity increases as the rate of swelling pressure rises. This transport behavior occurs because the swelling pressure reaches its maximum value earlier when the rate of pressure increase is higher.

1. はじめに

高レベル放射性廃棄物の地層処分のバリア材の長期安定性に影響を与える現象の一つとして、岩盤亀裂へのベントナイト緩衝材の侵入が考えられる。岩盤亀裂へ侵入したベントナイトの緻密度に対応して、岩盤の透水性は変動すると考えられるため、天然バリア性能を評価するためには、岩盤亀裂内のベントナイトの侵入挙動を予測することが必要となる。これまで、亀裂へのベントナイトの侵入現象に関して解析的研究が行われている。例えば、菅野・岩田¹⁾は、侵入現象を膨潤に伴うベントナイト粒子の移動であると仮定し、拡散方程式を適用した数値解析により、亀裂内のベントナイトの密度分布を示した。金氏・河野²⁾は、亀裂内の体積膨張に伴うベントナイトの侵入量を予測する数値解析モデルを構築した。解析モデルは、ベントナイトの侵入距離の時間変化を予測することが可能である。金氏³⁾は、溶液圧入に起因する多孔質体中の溶質移動量を予測する解析解を導出した。解析解は、移流拡散に伴う溶質移動を表し、多孔質体中の溶液濃度分布を予測することが可能である。本研究において、この解析モデル³⁾を応用し、膨潤圧の作用に起因する亀裂内のベントナイト粒子移動量を予測する解析モデルを構築することを考える。

本研究では、ベントナイトは材料構成粒子（溶質）を含む高濃度の溶液であると仮定し、亀裂内の溶質移動を対象とした解析モデルの構築を目的とする。また、亀裂内は液体で満たされている状態を想定し、液体の接触に起因してベントナイトの体積膨張が生じる。この体積膨張により生じる圧力（膨潤圧）が高濃度溶液に作用することにより、溶質移動が生じると考えられる。さらに、亀裂へ侵入したベントナイトと内在液体との界面においてベントナイトの溶出が生じると考えられる。本研究では、このベントナイトの溶出を高濃度溶液と内在液体の濃度差に起因する溶質の拡散現象であると仮定する。以上より、高濃度溶液中の溶質挙動は、膨潤圧の作用に起因する溶液移動に伴う溶質移動（移流）および濃度勾配に起因する溶質拡散（分子拡散）に支配されると考えられる（Fig. 1）。さらに、この移流拡散現象をベントナイトの侵入現象であると定義し、ベントナイト粒子の移動を表す解析解を導出する。

2. ベントナイトの侵入挙動に関する解析解の導出

先端が開いた亀裂（以下、流路）内のベントナイト（以下、高濃度溶液）の侵入現象に関する支配方程式を構築し、

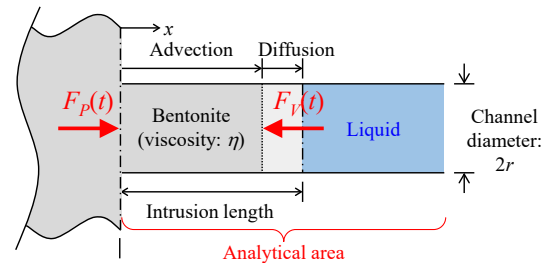


Fig. 1 Schematic of the bentonite intrusion in crack

支配方程式の解析解を導出する。本検討における解析モデルでは、流路内の1次元水平方向の溶質移動を対象とすることを考える。流路内を移動する高濃度溶液中の微小要素に対する溶質量の流入出を考え、物理量保存則より次式が成り立つ。

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial x} \quad (1)$$

ここに、 $C(x, t)$ は単位体積の高濃度溶液中の溶質量[kg/m³]、 $J(x, t)$ は水平方向の溶質の質量フラックス[kg/(m²・s)]、 x は溶液流入位置からの距離[m]、 t は時間[s]である。式(1)において、 $C(x, t)$ および $J(x, t)$ をそれぞれ C および J と表す。本検討では、 J を移流および溶質分子拡散による溶質フラックス(J_a [kg/(m²・s)]および J_d [kg/(m²・s)])の和で表すこと($J = J_a + J_d$)を考える。

溶質を輸送する高濃度溶液の移動速度を流路内流速 u [m/s]で表すと、 J_a は C と u の積で表すこと($J_a = C \cdot u$)ができる。ここで、先端が開いた1本の亀裂を1本の毛細管で表すことができると仮定する。また、溶質を輸送する高濃度溶液が膨潤圧の作用を受けて流路内を移動することを考える。したがって、 u は膨潤圧の作用に起因する高濃度溶液の移動速度を表す。膨潤・充填性同時試験⁴⁾より得られたベントナイトの膨潤圧と経過時間の関係より、膨潤圧は時間の経過とともに指数関数的に増大することを確認した。そこで本検討では、膨潤圧は時間の経過とともに指数関数的に増大して一定圧力に収束することを仮定し、変動膨潤圧 $P(t)$ [N/m²]を次式で定義する。

$$P(t) = P_s \cdot \{1 - (1 - \sigma) \cdot e^{-\mu t}\} \quad (2)$$

ここに、 $\sigma (= P_0/P_s)$ は膨潤圧比[-]、 P_s および P_0 はそれぞれ膨潤圧の上限値および下限値[N/m²]、 μ は膨潤圧上昇速度[1/s]である。式(2)より、膨潤圧に起因する駆動力 $F_P(t) (=$

$P(t) \cdot \pi r^2$, r は溶液の移動経路となる毛細管半径[m] [N]を定義する. また, 高濃度溶液は非圧縮性の粘性流体であると仮定し, 粘性抵抗 $F_V(t)$ [N]を Hagen-poiseuille 流における溶液に作用する粘性抵抗で表すと, $F_V(t)$ は次式となる.

$$F_V(t) = 8\pi\eta \cdot l(t) \cdot \frac{dl(t)}{dt} \quad (3)$$

ここに, $l(t)$ は高濃度溶液の流入位置から移動前面までの距離 (溶液移動距離) [m], η は高濃度溶液の粘度[N·s/m²]である. 流路内を移動する高濃度溶液に作用する力のつり合い ($F_P(t) = F_V(t)$) より, 膨潤圧の作用に起因する溶液移動距離 $l(t)$ に関する支配方程式は次式となる.

$$l(t) \cdot \frac{dl(t)}{dt} = \frac{r^2 P_s}{8\eta} \cdot \{1 - (1 - \sigma) \cdot e^{-\mu t}\} \quad (4)$$

また, 流路内の高濃度溶液の移動速度は極めて小さいため, 溶液に作用する力として慣性力は無視した. ここで, 溶液移動初期 ($t = 0$) において溶液移動距離が 0 ($l(0) = 0$) であると仮定し, 式(4)を変数 t に関して積分すると, 式(4)の解 $l(t)$ は次式となる.

$$l(t) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{r^2 P_s}{\eta} \cdot T(t)} \quad (5)$$

ここに, $T(t) (= t - (1 - \sigma) \cdot (1 - \exp(-\mu t))/\mu)$ は膨潤圧の時間変化に関する物理関数[s]である. また, u が $l(t)$ の t に関する 1 階微分と等しい ($u = dl(t)/dt$) と仮定すると, J_a は次式となる.

$$J_a = \frac{C}{4} \cdot \frac{dT(t)}{dt} \sqrt{\frac{r^2 P_s}{\eta T(t)}} \quad (6)$$

濃度勾配に起因する溶質分子拡散は, Fick の法則により表すことができると仮定すると, J_d は次式となる.

$$J_d = -D_d \cdot \frac{\partial C}{\partial x} \quad (7)$$

ここに, D_d は液体中における溶質の分子拡散係数[m²/s]である.

式(6)および式(7)を適用した $J (= J_a + J_d)$ を式(1)へ代入すると, 流路内の溶質移動に関する支配方程式 (非線形移流拡散方程式) は次式となる,

$$\left\{ \frac{\partial}{\partial t} + \frac{dT(t)}{dt} \sqrt{\frac{\alpha}{T(t)}} \cdot \frac{\partial}{\partial x} - D_d \cdot \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right\} \cdot C_r(x, t) = 0 \quad (8)$$

ここに, $C_r(x, t) (= (C - C_0)/(C_s - C_0))$ は流路内の相対溶液濃度[-], C_s は流入部溶液濃度[kg/m³], C_0 は初期溶液濃度[kg/m³], $\alpha (= r^2 P_s / (16\eta))$ は移流に関する物理定数[m²/s]である.

1 次元水平半無限流路を考慮する場合, 溶液流入初期 ($t = 0$) において流路全体の溶液濃度 C は C_0 と等しいと定義する. さらに, 溶液流入位置 ($x = 0$) における C は C_s と等しく, 無限遠 ($x \rightarrow \infty$) における C は C_0 と等しいと定義する. 以上より, 相対溶液濃度 C_r に関する初期条件および境界条件はそれぞれ次式となる.

$$C_r(x, 0) = 0, C_r(0, t) = 1 \text{ and } C_r(\infty, t) = 0 \quad (9)$$

式(9)に示す初期条件および境界条件を適用して式(8)を x および t に関して積分すると, 流路内の溶質移動に関する解析解 $C_r(x, t)$ は次式となる.

$$C_r(x, t) = C_{r,r}(t) \cdot \operatorname{erfc} \left\{ \frac{x - 2\sqrt{\alpha T(t)}}{2\sqrt{D_d t}} \right\} \quad (10)$$

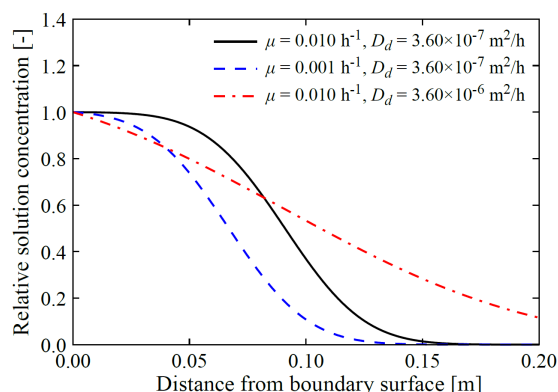


Fig. 2 Solution concentration distribution in channel for various physical constants (μ and D_d)

ここに, $C_{r,r}(t)$ は時間 t の任意関数[-]であり, 解の収束条件である $|dC_{r,r}(t)/dt| < \varepsilon$ (ε は微量) を満たす必要がある.

3. ベントナイトの侵入挙動に関する解析結果

流路内の溶質移動に関する解析解 (式(10)) を適用し, 溶液濃度分布の時間変化に関して解析的検討を行った. 解析パラメータは, $r = 3.00 \times 10^{-3}$ m, $C_s = 1800$ kg/m³, $C_0 = 0$ kg/m³, $P_s = 1.00 \times 10^5$ N/m², $P_0 = 0$ N/m², $\eta = 1.40 \times 10^4$ N·h/m² と設定した. また, ベントナイトの膨潤圧上昇速度 μ および分子拡散係数 D_d が侵入挙動に与える影響を確認した. Fig. 2 は $t = 1000$ h における μ および D_d の変化による溶液濃度分布の変化を示す. Fig. 2 より, μ が大きい条件 ($\mu = 0.010$ h⁻¹ および 0.001 h⁻¹, $D_d = 3.60 \times 10^{-7}$ m²/h) では, 溶質移動速度が増大することを確認した. これは, μ の増大に伴い膨潤圧は早期に上限値に達するため, 溶質移動速度が増大したと考えられる. また, Fig. 2 より, D_d が大きい条件 ($\mu = 0.010$ h⁻¹, $D_d = 3.60 \times 10^{-7}$ m²/h および 3.60×10^{-6} m²/h) では, 流路内部の広範囲に溶質が拡散する, すなわち分子拡散による溶質移動距離が増大することを確認した. D_d が極めて小さい場合, 分子拡散が溶質移動に与える影響を無視することができ, 溶質移動は移流現象に支配される階段関数的な進展挙動を示すと考えられる.

4. 結論

- 1) ベントナイトを材料構成粒子が溶質となる高濃度溶液と仮定し, 亀裂内を移動する溶質移動を対象とした解析モデルを構築した.
- 2) 解析結果より, 膨潤圧上昇速度が大きい条件では, 溶質移動速度が増大することを確認した. これは, 膨潤圧上昇速度の増大に伴い膨潤圧は早期に上限値に達するため, 溶質移動速度が増大したと考えられる.

謝辞: 本研究は, 日本学術振興会科学研究費 (課題番号: 25K01324, 23K13384) の成果の一部である.

参考文献

- 1) 菅野毅, 岩田裕美子: JNC TJ8400 2003-026, 2003.
- 2) 金氏裕也, 河野勝宣: 土木学会論文集, **79**(15), 22-15033, 2023.
- 3) 金氏裕也: 土木学会論文集, **81**(6), 24-00311, 2025.
- 4) M. Kohno and Y. Kaneuji: *Acta Geotechnica*, **19**(9), 5833-5853, 2024.

X 線 CT 画像による鉄筋挿入工を模擬した補強材が円柱供試体に与える影響の評価 (シンポジウム講演概要)

X-ray CT-based evaluation of the effects of model soil nails on cylindrical soil specimens (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

梶山 慎太郎 (山梨大・工) 麓 隆行 (近畿大・理工) 中島 晃司 (近畿大・理工) 吉田 英昭 (近畿大大
学院・総合理工学研究科) 大野 司郎 (近畿大・総合社会)
Shintaro KAJIYAMA, University of Yamanashi
Takayuki FUMOTO, Kindai University
Koji NAKASHIMA, Kindai University
Hideaki YOSHIDA, Kindai University Graduate School
Shiro OHNO, Kindai University
E-mail: skajiyama@yamanashi.ac.jp

This study evaluates the influence of the soil nailing method on ground deformation using X-ray CT imaging. Cylindrical soil specimens containing a stainless steel wire representing a model soil nail were displaced and scanned before and after deformation. Displacement was induced by tilting an aluminium rod at the specimen centre. CT images enabled evaluation of void redistribution and density variations around the model soil nail at each stage. Digital Volume Correlation (DVC) analysis showed reduced displacement on the passive side in the region between the model soil nail and the specimen periphery. Vertical displacement indicated upward particle movement along the model soil nail. These findings suggest that the model soil nail resists sand movement and contributes to displacement restraint within the shear zone.

1. はじめに

斜面崩壊の対策である補強土工法のうち、安価で施工が容易なものとして鉄筋挿入工法¹⁾が挙げられる。鉄筋挿入工法は、斜面に削孔した孔の中に鉄筋などの芯材を挿入し、その後定着材を注入した構造物（以下、補強材と示す）を複数設置することで斜面の安定化を図る工法である。補強原理は明らかになっているものの、個々の補強材および複数の補強材による相互的な影響範囲は明らかになっておらず、経験的根拠に基づいて配置間隔や鉄筋挿入角度が定められている。元々は切土に対して発展してきた技術ではあるが、盛土に対しても補強実績が増えつつある。一方で、盛土は新設時から健全性が低下していることが指摘²⁾されている。このことから、既存盛土に対して鉄筋挿入型の補強を行う際の盛土内部の密度や含水比などは様々な状態が考えられ、補強効果、相互作用さらにそれらの影響範囲はより複雑なものになることが考えられる。補強材による補強効果がどの程度まで効果を発揮するかを数値的に示すことは、詳細な設計に非常に有意義であり、盛土の要求性能に準じたより効率的な盛土補強が可能となる。

そこで、本研究では、鉄筋挿入工が地盤の変形にどのように影響を与えているのかを明らかにするために、補強材を模擬したステンレス線を挿入した円柱供試体の土を強制的に変位させてその前後に X 線 CT 装置を用いて撮影を行い、補強材が地盤に与える影響を評価した。

2. 実験概要

実験は、斜面の崩壊によって移動する土塊に対して補強材がどのように影響を与えているのかを評価するために、補強材そのものを動かすのではなく模型地盤側を動かすことと、その動きを X 線 CT 装置で撮影するために X 線 CT 装置の撮影台に載る程度に小型化する必要があった。そこで、Fig.1 に示すように、塩ビ管内に補強材を挿入した地盤にアルミ棒を挿し、アルミ棒を傾斜させることで土に強制変位を与えその際の土の移動を評価することとした。

供試体には豊浦砂を用い、含水比を 10% に調整後、内径 130mm の塩ビ管内にて、相対密度が 70% となるように、タンパーを用いて 3 層で締め固めた。締め固め後、直径 3mm のドリルで表面から深さ 75mm まで削孔し、補強材を模擬したステンレス線（直径 0.5mm）を設置した。周囲の砂との噛み合わせ効果を得るため、ステンレス線表面にはあらかじめ接着剤で豊浦砂を付着させている。このステンレス線を 22~28mm 間隔で正方形の四隅に配置し、その中心付近に地すべり挙動を誘発するためのアルミ棒（直径 10mm、設置深さ 75mm）を挿入した。

地盤内の可視化には、近畿大学所有の X 線 CT 装置³⁾を使用し、管電圧 210kV、管電流 300 μ A、解像度 0.0615mm の条件で撮影を行った。まず初期状態（1 回目）を撮影した後、アルミ棒下端が水平方向に約 2mm（2 回目）、および約 12mm（3 回目）移動するように上端を傾斜させ、各段階で CT 画像を取得した。得られた画像に対し、3 次元画像相関法（DVC）を用いることで砂粒子の移動量を定量化した。解析には TomoWarp²⁴⁾を用い、一辺約 1.97mm の Correlation window を設定し、その図心位置を 0.98mm ごとに 3 次元変位を算出した。



(a) Drilling



(b) X ray computed tomography

Fig. 1 Photograph of Experiment

3. 実験結果と考察

Fig.2 および Fig.3 に、X 線 CT 画像から得られた断面位置および各撮影段階の断面画像を示す。初期状態（1 回目）において、ステンレス線周囲には一部低輝度な領域（空隙）

が確認されたほか、層間に締固め密度の差に起因すると見られる打継ぎ面が観察された。

アルミ棒を傾斜させた 2 回目の撮影では、断面 a においてアルミ棒の移動方向（左側）に空隙が生じ、断面 A ではアルミ棒が特定の位置を中心に回転運動をしている様子が確認された。また、断面 b では一部のステンレス線周辺の空隙が埋まる挙動が見られたが、この段階ではステンレス線周辺の粒子移動は顕著ではない。

アルミ棒をさらに傾斜させた 3 回目の撮影では、断面 a や断面 A においてアルミ棒の移動により球面状のすべり面が生じたと考えられる。また、断面 b では一部のステンレス線の左側ですべり面とは異なるひび割れが生じた。

Fig. 4 は断面 b および B における DVC による変位計測結果である。黄色い点は、設置したステンレス線の位置を示している。最初の 2 行は、X 軸方向の変位を示しており、赤が濃いほど右側に、青が濃いほど左側に移動している。最後の 2 行は、Z 軸方向の変位を示しており、赤が濃いほど下側に、青が濃いほど上側に移動している。X 方向変位において、ステンレス線の左側では変位量が大きいに対し、右側では減少しており、ステンレス線が粒子の移動を遮る機能を有していることがわかる。また Z 方向変位（垂直方向）では、ステンレス線の右側でステンレス線に沿って粒子が上方へ巻き上げられるような挙動が確認された。以上の結果から、ステンレス線の存在が豊浦砂の移動に対する抵抗となり、すべり面内における変位抑制に寄与していることが示唆された。なお、3 回目の撮影では粒子配列の乱れが大きく、DVC による高精度な追跡は困難であった。

4. 結論

本研究では、X 線 CT 画像から補強材が地盤に与える影響を評価した。得られた知見を以下にまとめる。

結果、各変位段階においてステンレス線周辺の空隙および地盤の密度差を確認できた。この画像を基に DVC による変位計算を行うと、アルミ棒によって供試体中心から発生させた土の変位について、受働側の土の変位に着目すると、ステンレス線より円周側では変位量が減少した。また垂直方向の変位では、ステンレス線に沿って粒子が上方へ巻き上げられるような挙動が確認された。以上の結果から、ステンレス線の存在が砂の移動に対する抵抗となり、すべり面内における変位抑制に寄与していることが示唆された。

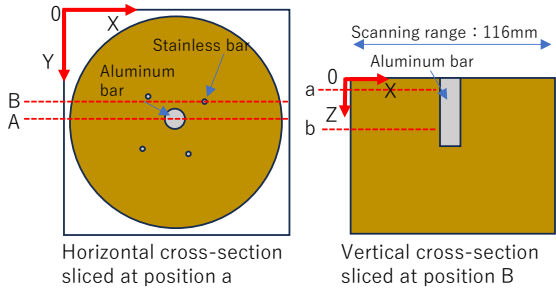


Fig. 2 Soil specimen and cutting positions of X ray CT images

参考文献

1) 公益社団法人地盤工学会: 地山補強土工法設計・施工マニュアル. 丸善出版, 2011.
2) 山本剛, 中井卓巳, 丸木義文, 小高猛司, 岸田潔, 大西有三: 長期劣化の概念を導入した道路法面の健全性評価手法の提案, 地盤工学ジャーナル, vol. 4, no. 1, pp. 21-33, 2009.

3) 麓隆行: 新しい機構の X 線 CT の開発とポリマーコンクリートの圧縮試験への適用, 土木学会論文集 E2, Vol. 69, No. 2, pp. 182-191, 2013.
4) Tudisco, E., Ando, E., Cailletaud, R. and Hall, A. S.: TomoWarp2: A local digital volume correlation code, Software X, Vol.6, pp. 267-270, 2017.

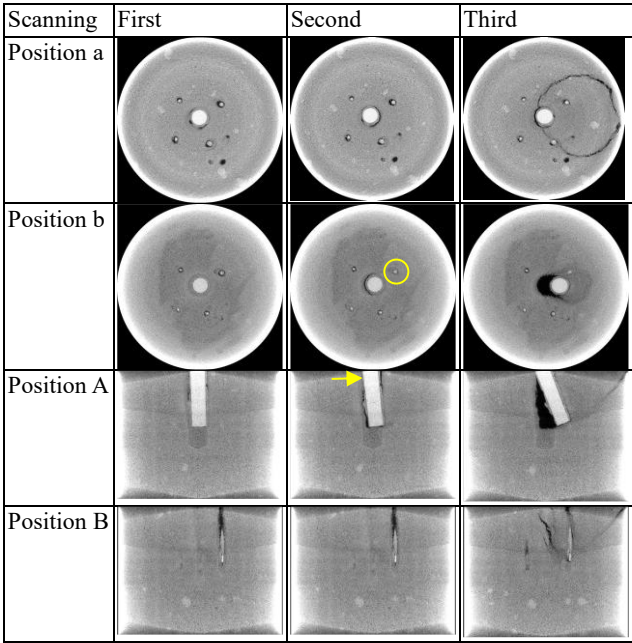


Fig. 3 Cross-section images of each position

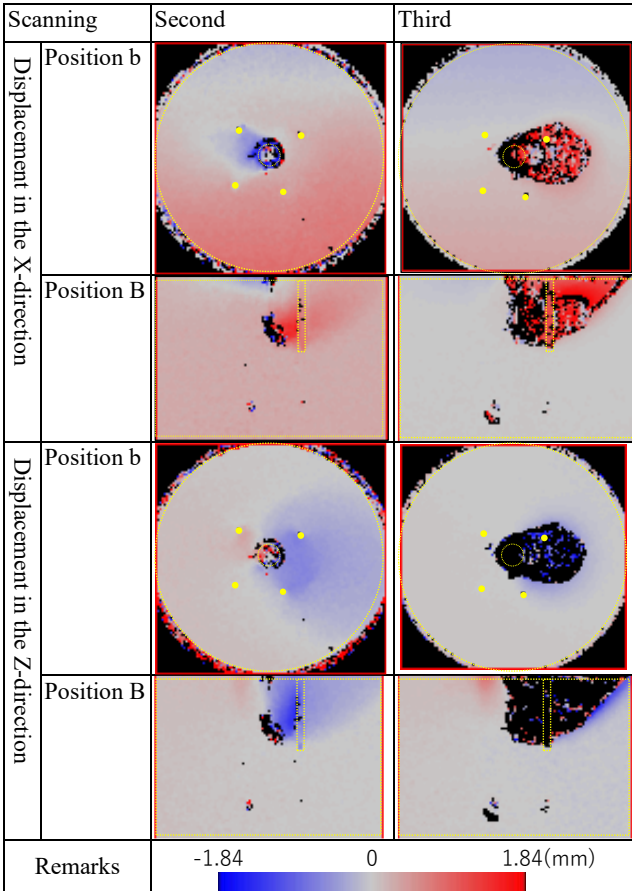


Fig. 4 Cross-section images of each position

個別要素法による流木群が衝突荷重に与える影響に関する解析的検討 (シンポジウム講演概要)

Analytical study of the effect of large wood on impact loads using DEM (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

竜川 太志 (防衛大・理工) 堀口 俊行 (防衛大・理工)
Taishi TATSUKAWA, National Defense Academy
Toshiyuki HORIGUCHI, National Defense Academy
E-mail: em63025@nda.ac.jp

This study reproduces a large wood model with cylindrical elements using DEM and investigated the mechanism of impact loads of large wood accumulation acting on woody debris retention structures. As a result, the large wood accumulation density at the time of collision is the main factor in impact loads.

1. 緒言

近年、日本各地で記録的豪雨が増加し、流木災害が深刻化している¹⁾。流木は浮力により浮遊状態で流下するため、住宅地やインフラに直接衝突するだけでなく、構造物への閉塞や堆積を通じて二次災害を誘発する場合がある。Fig.1に示す輪島市町野地区寺地川の被災状況からも、流木の大量堆積が、構造物損傷に大きく寄与していることが窺える。特に、流木が塊(流木群)となって構造物に衝突する場合、単体流木の衝突と比較して作用荷重が著しく増大することが指摘されている。しかしながら、その荷重増大が単なる衝突質量の増加に起因するものなのか、あるいは同時衝突や流木間の拘束による力学的相互作用(群作用)によるものなのかについては、十分に解明されていない。すなわち、流木群の形成状態と荷重ピークとの対応関係は未だ明確ではない。

著者ら^{2),3)}は、これまで流木群が透過型砂防堰堤に作用する荷重特性について実験的検討を行い、流木群が瞬時的に大きな動的荷重を発生させることを明らかにした。しかし、その発生機構、すなわち流木群の形成過程、同時衝突本数、および接触ネットワークの構造が荷重ピークに与える影響については未解明である。

そこで本研究は、円柱形要素を用いた個別要素法により、流木群衝突時の荷重発生メカニズムを力学的観点から解析する。特に、流木の同時接触本数および有効衝突質量に着目し、流木群形成が荷重ピークを増幅させる機構を明らかにする。

2. 実験の概要

Fig.2に、実験装置の概要を示す。可変勾配型直線水路(長さ $L=3.4\text{ m}$ 、幅 $B=0.3\text{ m}$ 、深さ $H=0.5\text{ m}$ 、勾配 $\theta=0.0\sim 20.0^\circ$)を用いた。流量は、水路上流側に設置した制御レバーにより調整した。水路下流部には荷重計測装置を設置した。Fig.3に荷重計測装置の概要を示す。荷重計測には分力計(Y102-FX-100N)2基を用い、これに捕捉工モデル(高さ $h_c=150.0\text{ mm}$ 、幅 $b_c=290.0\text{ mm}$ 、捕捉工間隔 $w_c=40.0\text{ mm}$ 、鋼管径 $D=10.0\text{ mm}$)を懸架して取り付けた。固定は、直径 6.0 mm の鋼材を、捕捉工モデルに溶接した内径 6.0 mm の中空円柱に通し、上下からナットで締結する方法とした。部材には、十分に剛性を有する鉄筋を用いた。流木群を生成のため、荷重計測装置から上流 3.4 m の位置にゲートを設置した。ゲート内に流木モデルを無作為に投入し、一定流量を供給した状態で一気にゲートを開放することで流木群を流下させた。荷重はサンプリング周波数 200 Hz で

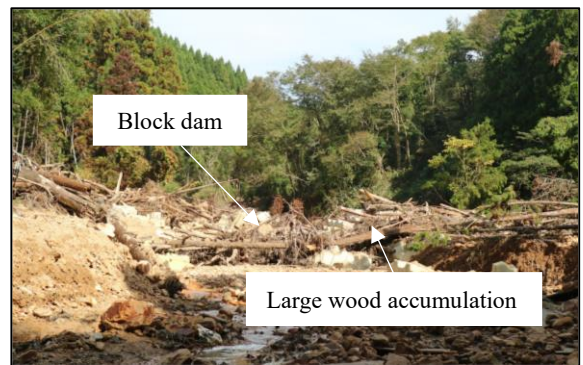


Fig.1 Destruction of emergency countermeasures
(R6.10.18 Photograph)

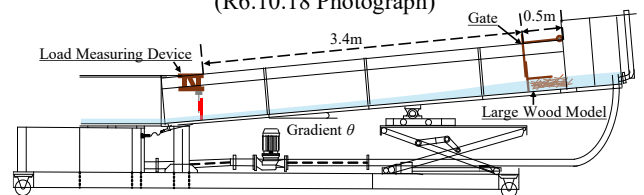


Fig.2 Experiment device

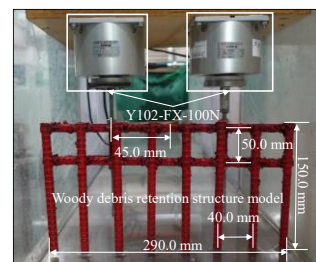


Fig.3 Measuring experiment

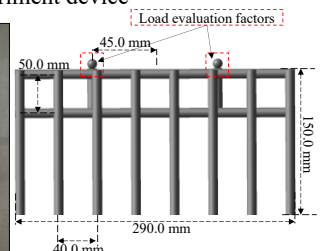


Fig.4 Measuring experiment
Analysis model

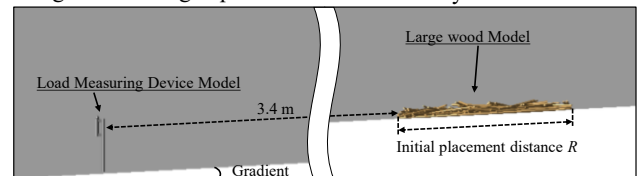
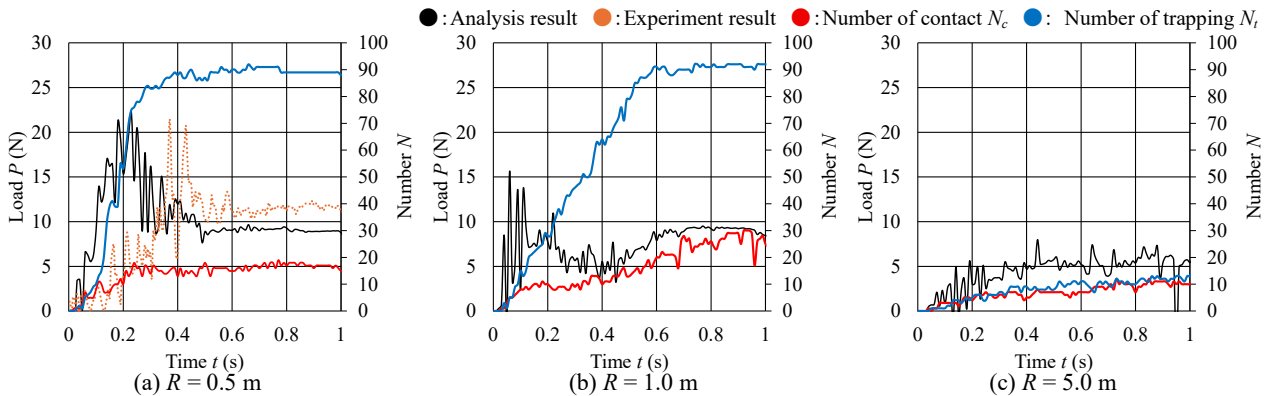


Fig.5 Analysis situation

計測し、 100 Hz のローパスフィルタを適用した。流木モデル(長さ $l=180.0\text{ mm}$ 、直径 $d=6.0\text{ mm}$)には、加工性と強度のバランスに優れるラミン材を用いた。

3. 解析の概要

本解析では、実験条件(勾配 $\theta=3^\circ$ 、流量 $Q=4.7\text{ L/s}$ 、流

Fig.6 Analysis result ($n = 100$)

木本数 $n = 100$) を対象とした。Fig.4 に荷重計測装置の解析モデルを示す。流木捕捉工モデルは円柱形要素により構築し、分力計は 2 個の球形要素で表現した。円柱形要素端部と球形要素はばね要素で連結し、ばねの変化量から作用荷重を算出した。Fig.5 に解析状況を示す。実験と同様に下流部に荷重計測装置を設置し、その上流 3.4 m の位置に流木モデルを無作為に配置した。このとき、初期配置距離 R と定義する。流木モデルは円柱形要素で表現し、配置には落下法を用いた。水路は平面要素を用いて再現した。流水の影響は流速分布モデル³⁾を用いて考慮し、流木モデルに直接速度を付与することで表現した。流速分布モデルに必要な水深および流速の条件は、実験結果に基づいて決定した。さらに、要素間のばね係数は、実験で使用したラミ材の物性値に基づき設定した。

4. 解析結果

ここでは、初期配置距離 $R = 0.5$ m, 1.0 m, 5.0 m の条件で行った。解析結果を Fig.6 に示す。まず、Fig.6(a) の荷重-時間関係に着目すると、最大衝突荷重は実験で $P = 21.5$ N, 解析で $P = 22.2$ N となり、本解析手法により最大衝突荷重の大きさを概ね再現できることが確認された。一方、荷重発生から最大衝突荷重に至るまでの時間 Δt は、実験で $\Delta t = 0.37$ [s], 解析で $\Delta t = 0.20$ [s] と、解析の方が短い傾向を示した。これは、解析において流木群内部の姿勢変化や相互干渉のばらつきが実験より小さく評価され、群としての緩衝効果が十分に再現されていないためと考えられる。ただし、全体的な荷重遷移の傾向は概ね実験を模擬できている。次に、初期配置距離 R の影響を比較すると、 R が大きくなるほど流木群密度が低下し、Fig.6(c) に示すように明確な最大衝突荷重が発生しにくくなることが確認された。

ここで、捕捉工に対する流木の接触・捕捉状況に着目する。捕捉工に直接接触した本数を接触本数 N_c 、捕捉工から上流側 0.5 m の範囲に存在し、かつ流木の流下速度が $v_f \leq 0.3$ m/s の流木本数を捕捉本数 N_t と定義する。時系列変化を見ると、 N_c の遷移傾向自体は各条件で類似しているが、 $t = 1.0$ [s] において Fig.6(a) で $N_c = 14$ 、Fig.6(b) で $N_c = 25$ 、Fig.6(c) で $N_c = 10$ と差異が生じた。これは、捕捉状況は衝突形状や群密度の違いが接触状態に影響を及ぼしていることを示す。最大衝突荷重時における接触本数 N_c と捕捉本数 N_t の関係を見ると、Fig.6(a) では $N_c = 15$ 、 $N_t = 75$ と多数の流木が短時間で群として捕捉工に衝突しているのに対し、Fig.6(b) では $N_c = 5$ 、 $N_t = 5$ と個々の流木がほぼ同時に衝突する状態となっている。この結果は、初期配置距離 R に起因する流木群密度の違いが衝突メカニズムを大きく変化さ

せることがわかる。密度が大きい場合には、複数の流木が群として衝突するため、急激な荷重増加と大きな最大衝突荷重が発生する。一方、密度が低い場合には流木が個別に衝突するため群効果が弱まり、明確な最大衝突荷重は生じにくい。

以上の結果より、衝突時の流木群密度が最大衝突荷重の発生およびその大きさを支配する主要因である可能性が示唆された。すなわち、流木が群として衝突する場合と個別に衝突する場合とでは荷重発生メカニズムが本質的に異なり、これが最大衝突荷重の有無およびその規模に直接影響を及ぼすと考えられる。したがって、流木群密度を適切に評価することが、捕捉工の動的荷重評価において重要であると考えられる。

5. 結 言

本研究は、円柱形要素を用いた個別要素法により、流木群による衝突荷重の発生メカニズムを力学的観点から検討した。特に、流木の同時接触本数および有効衝突質量に着目し、流木群の形成状態が荷重ピークを増幅させる機構について解析的に整理した。得られた主な成果を以下に示す。

- 1) 解析により、流木群の最大衝突荷重の大きさを概ね再現できることを確認し、本解析手法が流木群荷重評価に有効であることを示した。
- 2) 初期配置距離 R の増加に伴い、衝突時の流木群密度が低下し、最大衝突荷重が減少すること、さらに明確な荷重ピークが発生しない条件が存在することを明らかにした。
- 3) 最大衝突荷重は、衝突時の流木群密度および同時接触本数に強く依存することを示し、流木が群として衝突する場合と個別に衝突する場合とで荷重発生メカニズムが本質的に異なることを示した。

以上より、流木群の密度特性および同時接触状態を適切に評価することが、捕捉工に作用する動的衝突荷重の合理的評価において重要であることが示唆された。

参考文献

- 1) 秋田寛己, 今泉文寿, 中谷洋明, 堤大三: 過去 40 年程度の主要流木災害における発生流木量の傾向について, 令和 5 年度砂防学会研究発表会概要集, pp.613-614, 2023.
- 2) 竜川太志, 堀口俊行: 流木捕捉工による流木群の作用荷重に関する実験的検討, 構造工学論文集, Vol.71A, pp.817-827, 2025.
- 3) 香月智, 渋谷一, 大隅久, 國領ひろし, 石川信隆: 個別要素法による透過型佐生堰堤の流木混じり土石流捕捉解析, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol.69, No.1, pp.16-29, 2013.

複数の地質と不連続面を考慮した SPH 法による斜面崩壊の解析 (シンポジウム講演概要)

SPH-Based Simulation of Slope Failure

Incorporating Heterogeneous Geology and Discontinuity Surfaces

(Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

沼田 尚也 (法政大・デザイン工) 酒井 久和 (法政大・デザイン工)
 Naoya NUMATA, Hosei University
 Hisakazu SAKAI, Hosei University
 E-mail: naoya.numata.6v@stu.hosei.ac.jp

This paper proposes an SPH-based framework for seismic natural-slope failure simulation. We propose two methods: one is an internal force divergence formula handling layer boundaries with different densities and stiffnesses, and another is a technique to generate discontinuity surfaces caused by tension cracks. Results of dead-weight analysis suggest that the proposed divergence formula mitigates analytical errors. Furthermore, in the seismic slope failure simulation, the proposed discontinuity SPH model can reproduce failure behavior with tension cracks and displacement of the surface layer. These results partially support the proposed methods that work as tools to analyze slope failure with tension cracks.

1. はじめに

地震時の斜面の挙動と崩壊土砂の流動距離を推定する数値解析手法として、弾塑性構成則を導入した SPH 法¹⁾や地盤を弾塑性体から流体に相変化させる SPH 法²⁾の適用性が検討されている。これらの研究は、SPH 法の流動を伴う地盤材料の大変形解析手法としての有用性を示している。

一方、一般的な SPH 法の内力及び内力の発散の計算式は、密度や剛性の異なる複数の地質で構成される自然斜面の層境界を十分に考慮できていないと考えられる。また、斜面崩壊は引張亀裂を伴う場合があるため、リスク評価において、引張亀裂による不連続面の考慮が必要だと考えられる。

本研究では、弾塑性 SPH 法を地震による自然斜面の崩壊挙動の解析に適用することを目的に、密度や剛性が異なる複数の地質を対象とする内力の発散の計算式と不連続面の発生を考慮したモデルを提案する。提案手法を導入した SPH 法を引張亀裂が生じる斜面崩壊の再現解析に適用することで、手法の有用性を検証した。

2. 解析手法の概要

2.1 SPH 法による固体解析

減衰を含む固体の運動方程式は、式(1)で表される。ここで、 $\mathbf{c}$ は減衰力により低減される加速度、 $\mathbf{b}$ は物体力及び慣性力による加速度を表す。本研究では、式(1)の $\mathbf{c}$ に Rayleigh 減衰を適用するため、小野³⁾が提案する手法を用いた。

SPH 法の固体解析では、内力の発散を式(2)の右辺第一項の近似式 (和モデル³⁾) で評価することが多い。ここで、 σ は応力テンソル、 m は質量、 ρ は密度、 W は kernel 関数を表す。また、 $\mathbf{C}$ は数値安定性のために導入される人工的な斥力項であり、本研究では人工粘性と人工応力の和を表す。

$$\frac{d\mathbf{v}^i}{dt} = -\frac{\nabla \cdot \sigma^i}{\rho^i} - \mathbf{c}^i + \mathbf{b}^i \quad (1)$$

$$\left\langle \frac{\nabla \cdot \sigma^i}{\rho^i} \right\rangle = \sum_j m^j \left\{ \frac{\sigma^j}{(\rho^j)^2} + \frac{\sigma^j}{(\rho^j)^2} \right\} \cdot \nabla W^{ij} + \mathbf{C}^{ij} \quad (2)$$

2.2 提案手法の内力の発散の計算

式(2)による内力の発散の計算式は、粒子間に生じる力が作用反作用を満たし、正圧領域での計算が安定する一方で、負圧領域での計算で数値不安定性を誘起することが指摘されている³⁾。加えて、密度が異なる材料を用いた解析に適用した場合に、計算結果が振動することがある (Fig.2 参照)。

自然斜面は密度や剛性の異なる複数の材料で構成されており、引張亀裂を考慮する場合は引張応力下の計算を安定させる必要があると考えられる。そこで、本研究では、佐伯ら³⁾が提案する差モデル型の式を内力の発散の計算に適用することを試みた。加えて、楢岡ら⁴⁾の提案する弾性体の緩和計算式を用いて、密度や剛性が異なる層境界での計算の安定化を図った。式(3)、(4)は、それぞれ緩和計算式を適用した差モデル、和モデルによる内力の発散の評価式である。ここで、 $\mathbf{L}$ は kernel 関数の勾配の修正行列である³⁾。

しかし、式(3)を適用した固体解析では、粒子密度が希薄な自由表面近傍で数値異常が発生し、安定した解析を実行できなかった。このため、本研究では、通常の粒子に対しては式(3) (差モデル)、自由表面粒子に対しては式(4) (和モデル) を内力の発散の計算に使用する方針とした。

また、ひずみ速度 $d\epsilon/dt$ 及び応力速度 $d\sigma/dt$ の計算には、楢岡ら⁴⁾が提案する弾性体の緩和計算式に修正行列 $\mathbf{L}$ を適用した式(5)、(6)を使用する。ここで、添字 α, β は座標方向を表し、 G はせん断弾性係数、 K は体積弾性係数、 δ はクロネッカーのデルタ関数、 $d\epsilon_{\gamma\gamma} = d\epsilon_{xx} + d\epsilon_{yy} + d\epsilon_{zz}$ である。

$$\left\langle \frac{\nabla \cdot \sigma^i}{\rho^i} \right\rangle = \mathbf{L}^{-1} \sum_j \frac{2m^j}{\rho^j} \frac{\sigma^j - \sigma^i}{\rho^j + \rho^i} \cdot \nabla W^{ij} + \mathbf{C}^{ij} \quad (3)$$

$$\left\langle \frac{\nabla \cdot \sigma^i}{\rho^i} \right\rangle = \mathbf{L}^{-1} \sum_j \frac{2m^j}{\rho^i \rho^j} \left(\frac{\rho^j \sigma^i + \rho^i \sigma^j}{\rho^i + \rho^j} \right) \cdot \nabla W^{ij} + \mathbf{C}^{ij} \quad (4)$$

$$\frac{d\epsilon_{\alpha\beta}^{ij}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{m^j}{\rho^j} \left\{ (v_\alpha^j - v_\alpha^i) \mathbf{L}^{-1} \frac{\partial W^{ij}}{\partial x_\beta} + (v_\beta^j - v_\beta^i) \mathbf{L}^{-1} \frac{\partial W^{ij}}{\partial x_\alpha} \right\} \quad (5)$$

$$\frac{d\sigma_{\alpha\beta}^i}{dt} = 2 \sum_j \frac{K^i K^j}{K^i + K^j} \frac{d\epsilon_{\gamma\gamma}^{ij}}{dt} + \frac{2G^i G^j}{G^i + G^j} \left(\frac{d\epsilon_{\alpha\beta}^{ij}}{dt} - \frac{1}{3} \frac{d\epsilon_{\gamma\gamma}^{ij}}{dt} \delta_{\alpha\beta} \right) \quad (6)$$

3. 不連続面の発生を考慮したモデル

3.1 自由表面及び不連続面粒子の探査

固体の自由表面及び不連続面の探査には、粒子法による流体解析で用いられる自由表面探査の手法を援用する。本研究では、Marrone ら⁵⁾の方法を参考に、修正行列 $\mathbf{L}$ の最小固有値が閾値以下であり、自由表面探査領域 (Fig.1 参照) に他の粒子が存在しない粒子を自由表面粒子とした。ここで、自由表面粒子とその不連続領域 (Fig.1 参照) に存在する粒子同士を不連続粒子のペアとして設定し、以降は SPH 法による連続体の近似計算ではなく、接触の計算を行う。

3.2 不連続面における接触の計算

粒子同士の接触の計算は、球形 DEM と同様の線形ばね-ダッシュポット-スライダによるモデルを適用した。ただし、粒子の回転運動は考慮していない。本研究では、ばね係数を Hertz-Mindlin モデルを基に設定し、ダッシュポットに Rayleigh 減衰を適用した。摩擦定数は、接触する粒子同士の内部摩擦角の平均値（上限 35.0 deg.）を設定した。

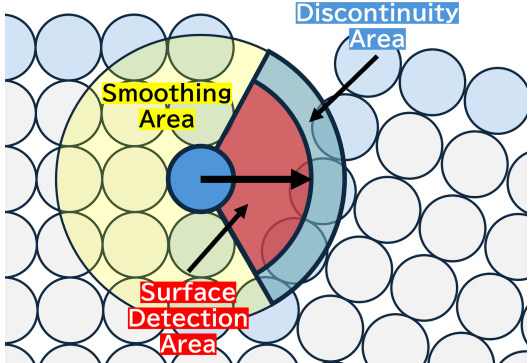


Fig.1 Sketch of Free surface and Discontinuity Detection

4. 提案手法を用いた地震による斜面崩壊解析

提案手法を用いて、篠田ら⁶⁾の地震による斜面崩壊実験の再現解析を実施した。解析に用いた SPH モデルの物性値を Table.1 に示す。境界条件は、底面を固定、側方を鉛直ローラーとし、崩壊発生時の地震動（Fig.4 参照）を慣性力として入力した。ここでは、弱層の傾斜角を 45° とした滑落型崩壊の実験を対象とする再現解析の結果を示す。

Fig.2 に、一般的な SPH 法と提案手法による自重解析終了後の鉛直応力分布の比較を示す。提案手法を用いることで、一般的な SPH 法で発生した材料境界での応力の振動が抑制され、安定した初期応力状態を得られたことが分かる。

Fig.3 に斜面崩壊解析のスナップショット、Fig.4 に着目点（Fig.3 参照）における変位と水平方向加速度の時刻歴を示す。Fig.3、Fig.4 より、引張亀裂が生じ法肩の弱層が自立する挙動と、表層が急速に滑落する崩壊挙動を定性的に再現できたことが分かる。また、解析終了時の変位（約 0.58 m）と実験の変位（約 0.55 m）は概ね一致している。一方、実験で確認された滑落開始後に水平方向の加速度が 0 に近づく挙動の再現性は低い。これは、不連続面の粒子の接触の計算において、地盤の塑性変形に伴う履歴減衰を十分に表現できていないことが要因だと考えられる。

5. まとめ

本研究では、複数の地盤材料を考慮した内力の発散の計算式と不連続面の発生を考慮した SPH 法のモデルを提案し、地震による斜面崩壊の解析に適用した。その結果、提案手法の亀裂を伴う斜面崩壊に対する適用可能性が確認できた。今後は、不連続面の粒子の計算について、剛体回転と適切な履歴減衰の表現手法を導入し、進行性の斜面崩壊の表現性についても検証を行う予定である。

参考文献

1) 小野祐輔: SPH 法による斜面の地震応答と崩壊挙動の解析, 土木学会論文集 A1 (構造・地震工学), Vol.69, No.4 (地震工学論文集第 32 巻), pp.650-660, 2013.
2) D. S. Morikawa, M. Asai: A phase-change approach to landslide simulations: Coupling finite strain elastoplastic TLSPH with non-Newtonian IISPH, *Computers and Geotechnics*, Vol.148, pp.104815, 2022.

3) 佐伯勇輔, 辻勲平, 浅井光輝: 負圧を含む非圧縮性流体を対象とした SPH 法の圧力勾配モデルの原点回帰, 土木学会論文集, Vol.79, No.15, 22-15023, 2023.
4) 楯岡将規, 小原治樹, 小山彰規, 釣谷航世, 笹木亮: SPH 法による異種金属接合板の衝撃問題の解析, 日本機械学会論文集 (A 編), Vol.77, No.777, pp.834-842, 2011.
5) S. Marrone, A. Colagrossi, D. Le Touze, G. Graziani: Fast free-surface detection and level-set function definition in SPH solvers, *Journal of Computational Physics*, Vol.229, No.10, pp.3652-3663, 2010.
6) M. Shinoda, K. Watanabe, T. Sanagawa, K. Abe, H. Nakamura, T. Kawai, S. Nakamura: Dynamic behavior of slope models with various slope inclinations, *Soils and Foundations*, Vol.55, No.1, pp.127-142, 2015.

Table.1 Material Parameters (SPH model)

Layer	Density (kg/m ³)	Elastic modulus (kN/m ²)	Poisson's ratio	Cohesion (kN/m ²)	Friction angle (deg.)	Tensile Strength (kN/m ²)
Surface (mat. 1)	3000	8.200 × 10 ⁴	0.330	107.4 (34.4)	0.0 (28.4)	26.85 (14.43)
Weak (mat. 2)	1767	5.637 × 10 ⁴	0.214	2.9 (1.7)	39.5 (36.3)	2.460 (0.407)
Bedrock (mat. 3)	1890	1.000 × 10 ⁵	0.267	280.5 (5.4)	57.3 (53.4)	—

※Peak state (Residual state)

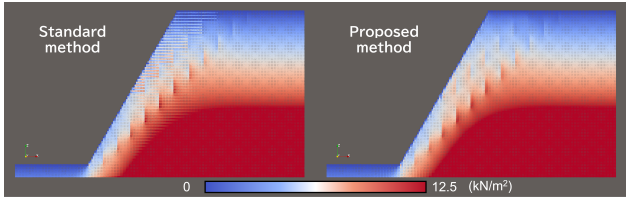


Fig.2 Comparison of Dead Weight Analysis Results between Standard and Proposed Methods

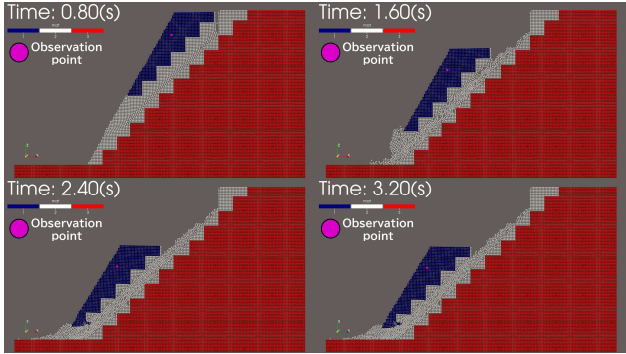


Fig.3 Snapshot of Slope Failure Analysis Result

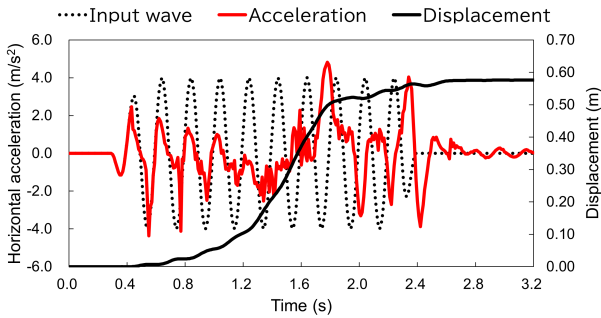


Fig.4 Time History of Displacement and Horizontal Acceleration Response at the Observation Point

3次元 MPM-VOF の浸透破壊解析への適用性（シンポジウム講演概要）

Applicability of three-dimensional MPM-VOF method for seepage failure analysis (Proceedings of Symposium on Applied Mechanics)

生頼 直樹（中電技術コンサルタント株式会社，京都大学・工）

橋本 涼太（京都大学・工）

Naoki ORAI, Chuden Engineering Consultants and Kyoto University

Ryota HASHIMOTO, Kyoto University

E-mail: orai@cecnet.co.jp

As a result of case study analysis of the 2011 Great East Japan Earthquake, it was shown that tsunami resistance of breakwater is effective in mitigating tsunami-induced damage at coastal area. Therefore, it is preferable to assess continuous deformation process from earthquake to tsunami for examination of tsunami countermeasure. Although computational methods which are capable to simulate three-dimensional flow field is essential for tsunami resistance evaluation, practical method was not available. As a potential solution, MPM-VOF has been proposed. However, previous studies have been limited to two-dimensional analyses, which poses a significant limitation for evaluating tsunami countermeasures where three-dimensional behaviors are predominant. In this study, two-dimensional MPM-VOF were expanded to three-dimensional MPM-VOF to address the issue. In following section, implementation of MPM-VOF method and example of calculation are presented.

1. はじめに

2011年東日本大震災では、地震（特に液状化）および津波に対する防波堤の変形挙動の差異により、沿岸域の津波被害に差異が生じることが示された¹⁾。津波防災対策の検討においては地震～津波に至る変形挙動を一連で評価することが望ましいが、実用的な解析手法は確立されていない。

液状化や津波による洗掘に起因した地盤の大変形を表現しうる解析手法として、粒子と格子を併用した連続体の数値解析手法の一種である Material Point Method²⁾ (MPM) がある。MPM は当初、固体の大変形解析手法として提案されたが、その後、地盤を含む多孔質体の浸透～変形連成場でのボイリング解析^{例えば 3)}や河川堤防の越流侵食解析へと拡張されている。さらに近年では、河川堤防の決壊や土石流等への MPM の適用を目的として、界面追跡数値流体解析法のひとつである Volume of Fluid (VOF) 法と MPM とを弱連成させた 2 次元 MPM-VOF が著者の一人により提案された。MPM-VOF では、土骨格の運動を MPM、気液相の流体場を VOF 法により解析し、両者の計算結果を交互に弱連成することで、土骨格の変位場と気液相の流体場を解くことに成功している。したがって、MPM-VOF は、地震発生から津波に至る防波堤の一連の変形挙動を統合的に評価可能な解析手法としての可能性を有している。

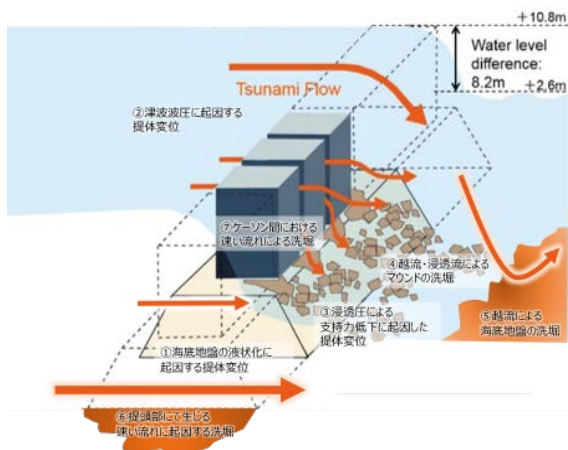


Fig. 1 Effect of flow field due to tsunami for ground (modified on 4)

ただし、被災要因の分析結果を参照すると、3次元流体場（例えば越流、目地部ジェット流、堤頭部の回折流れ）に起因する洗掘が被災の主要な要因であった⁵⁾ことから、防波堤の耐津波性能の評価においては3次元流体場の解析が不可欠である。Fig.1に防波堤周辺における3次元流体場の例を示す。しかしながら、既往のMPM-VOFでの解析は2次元に限定されており、解析次元の観点からは、防波堤の耐津波性能を評価する手法として十分とはいえない。

そこで本研究では、3次元流体場とそれに伴う地盤の安定性を評価することを目的として、既往の2次元MPM-VOFを3次元MPM-VOFへと拡張した。なお本稿では、津波越流の前段階である、港内外水位差に伴う浸透破壊解析への3次元MPM-VOFの適用性について評価した。

以降にてMPM-VOFの手法、解析例を示す。

2. 手法

2.1 飽和多孔質体の運動方程式

本研究で流体解析に用いるVOF法では気液相両方を扱うが、地盤は飽和状態を仮定する。地盤を土粒子（固相）と間隙水（液相）からなる飽和多孔質体とみなしたとき、その運動方程式は式(1)のように表せる。

$$(1-n)\rho_S \ddot{\mathbf{u}}_S + n\rho_F \ddot{\mathbf{u}}_F = \nabla \cdot \boldsymbol{\sigma}' - \nabla \cdot p_F \mathbf{I} + (1-n)\rho_S \bar{\mathbf{b}} + n\rho_F \bar{\mathbf{b}} \quad (1)$$

ここで変数上のドットは時間微分、バーは既知量を表し、下付き添え字のSは固相、Fは気液相に関する変数であることを意味する。nは間隙率、 $\mathbf{u}$ は変位ベクトル、 ρ は密度、 $\boldsymbol{\sigma}'$ は固相の有効応力テンソル（引張が正）、 p_L は液相の圧力、 $\mathbf{I}$ は2階の単位テンソル、 $\bar{\mathbf{b}}$ は物体力ベクトルである。

2.2 気液相の運動方程式

本研究では格子法に基づくVOF法により気液相の運動を解析する。液相の分布を計算格子の各セルに与えるVOF値Fで表し、流体の密度を $\rho_F = F\rho_L + (1-F)\rho_G$ 、粘性係数を $\mu_F = F\mu_L + (1-F)\mu_G$ で表し（ここで、下付き添え字Gは気相の変数を表す）、単一の（Darcy）流速場 $\mathbf{v}_F$ および圧力場 p_F で記述されたDarcy-Brinkman型の運動方程式（式(2)）と、連続式を支配方程式とする。

$$\frac{\partial \mathbf{v}_F'}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}_F'}{n} \cdot \nabla \mathbf{v}_F' = -\frac{n}{\rho_F} \nabla p_F + \frac{\mu}{\rho_F} \nabla^2 \mathbf{v}_F' + n \mathbf{b} - \frac{1}{\rho_F} \mathbf{R} \quad (2)$$

ここに、 $\mathbf{R}$ は固相から受ける抗力ベクトルであり、本研究では Darcy 則を浸透破壊問題で想定される高レイノルズ数に拡張した式(3)に基づく相互作用力ベクトルを用いた。

$$\mathbf{R} = n \left\{ \frac{\mu}{\rho_F \kappa} + \frac{\tilde{F}}{\sqrt{\kappa}} |\mathbf{v}_F' - n \mathbf{v}_s| \right\} (\mathbf{v}_F' - n \mathbf{v}_s) \quad (3)$$

ここで、 κ は Kozeny-Carman 式を用いて間隙率より定まる固有透水係数、 $\tilde{F}$ は代表粒径を主な変数として定まる係数である。

式(2)は自由流体領域 ($n = 1$, $\kappa \rightarrow \infty$) では Navier-Stokes 方程式、多孔質体領域 ($0 < n < 1$) で κ と流速が十分に小さい場合は Darcy 則に漸近する形式となっており、非圧縮粘性流体の多孔質体領域と流体領域を連続的に記述できる。

2.3 界面の移流方程式

界面を表現する VOF 値 ($0 \leq F \leq 1$) は、流体 (気液相) の流速場の時間発展を計算した後、 F 値の移流量を計算することで、界面の時間発展を追跡する。界面の移流方程式は式(4)のように表せる。

$$\frac{\partial F}{\partial t} + \frac{\mathbf{v}_F'}{n} \cdot \nabla F = 0 \quad (4)$$

2.4 計算方法

本研究では、土骨格の運動方程式は MPM により、気液相の運動方程式および連続式は VOF 法によりそれぞれ解く分離型解法を採用した。両手法の計算を交互に実行し、計算結果を相互に相互に入力として与えることで、土骨格の変位場、流体の速度場・圧力場の時間発展を解析する。

MPM は、ラグランジュ的な粒子とオイラー的な背景計算格子を組み合わせたハイブリッド手法である。本手法では、連続体を有限個の物質点 (粒子) で離散化し、各粒子が局所的な質量、速度、応力などの物理量を保持する。さらに、全粒子を覆う背景計算格子を設け、各粒子を格子のセル間をまたいで移動可能な積分点として、式(1)の弱形式を格子上で解く。なお、今回粒子は固相の変数のみを輸送し、式(1)の液相に関する変数には VOF 法で計算されたセル値を使用する。

VOF 法については、空間離散化に有限差分法を使用し、流速と圧力の計算はフラクショナル・ステップ法で半陰的に行う。式(3)の移流項には有理関数 CIP 法、粘性項と圧力勾配項には中心差分を使用し、VOF 値の移流は、界面の再構築法に WLIC 法⁹⁾を採用したドナー・アクセプター法で代数的に計算する。

2.5 計算手順

時間増分ごとの各ステップではまず、MPM の粒子の配置に基づき、間隙率の空間分布を計算する。この分布を VOF 法への入力とし、速度場および圧力場を分離して解くフラクショナル・ステップ法にて移流項、粘性項、重力項、抗力項の順に計算した後、連続式を満足するよう圧力のポアソン方程式を解き、圧力勾配項を計算する。最後に、得られた流速場から VOF 値の移流計算を行う。そして、得られた流速や圧力、VOF 値の分布を使いながら、MPM で土骨格の変形を解く、というのが 1 ステップの流れである。

以上の手順を所定のステップ数に亘り繰り返す。

3. 解析例

浸透破壊解析に対する本解析手法の適用性を評価するため、検証解析として U 型水槽におけるボイリング問題の解析を実施した。Fig.2 にモデル図を示す。セルは 0.01m の等方格子とし、通水幅は 10 セル、奥行は 1 セルとし、中央部に幅 4 セルの不透水領域を設けた。左側水槽に MPM 粒子を配置し、間隙率 0.4、乾燥密度 1.62 g/cm³、ヤング率 1.0×10^4 kPa、内部摩擦角 30°、粘着力 0 kPa、Kozeny-Carman 式に与える代表粒径 2 mm とした。固相の境界条件について、下端部節点は完全固定、側壁部節点は鉛直ローラーとした。気液相は水槽の初期水位より上方の左側側壁は流出境界としたうえで、右側水槽へ徐々に注水して水頭差を拡大させ、ボイリングを誘発した。

Fig.3 にボイリング発生直後の様子を示す。限界水頭差の理論値 2.02m に対し、本計算での限界水頭差は 2.0m と概ね一致したことから、本計算は妥当であることを確認した。

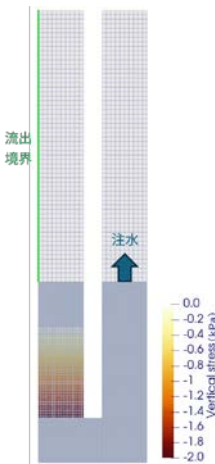


Fig. 2 Model setup

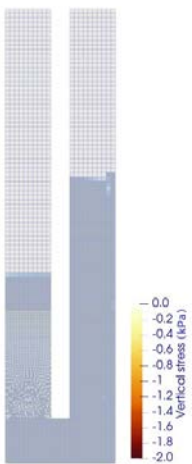


Fig. 3 Result

4. おわりに

本研究では、防波堤の地震から津波に至る耐津波性能を一連で評価する手法の構築を目的とし、2 次元 MPM-VOF を 3 次元 MPM-VOF へと拡張した。今後本手法の適用可能範囲を津波越流、洗堀問題へと拡張し、津波防災対策の高度化への貢献を目指す。

参考文献

- 1) 国土交通省 港湾局：防波堤の耐津波設計ガイドライン，2013。
- 2) Sulsky, D.ほか：A particle method for history-dependent materials, Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering, Vol. 118, No. 1-2, pp. 179-196, 1994.
- 3) 上園浩志・橋本涼太：飽和地盤の浸透破壊問題のための MPM-FDM 連成解析, 地盤工学ジャーナル, Vol.19, No.1, pp. 57-68, 2024.
- 4) Kazama, M.ほか：The geotechnical issues of the damage caused by the great east Japan disaster and reconstruction for the Tohoku region, The 15th Asian Regional Conference on Soil Mechanics and Geotechnical Engineering, Vol. 2, Issue 32, 2015.
- 5) 有川太郎ほか：釜石湾港防波堤の津波による被災メカニズムの検討-水特性を中心とした第一報-, 港湾空港技術研究所資料, No.1251, 2012.
- 6) Yokoi, K.: Efficient implementation of TINC scheme: A simple and practical smoothed VOF algorithm, Journal of Computational Physics, Vol. 226, Issue 2, 2007.