

巨岩を含んだ土石流シミュレーション

Simulation of debris flow containing huge rocks

下畠和希¹⁾ 青木尊之²⁾ Yos Sitompul³⁾ 渡辺勢也⁴⁾ Shen Dawei⁵⁾

Kazuki Shimohata and Takayuki Aoki and Yos Sitompul and Seiya Watanabe and Shen Dawei

1) Department of Mechanical Engineering, Tokyo Institute of Technology

(2-12-1 i7-3 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan, E-mail: shimohata.k.aa@m.titech.ac.jp)

2) Dr. Sci., Professor, Global Scientific Information and Computing Center, Tokyo Institute of Technology

(2-12-1 i7-3 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan, E-mail: taoki@gsic.titech.ac.jp)

3) JAEA (E-mail: sitompul.yos@jaea.go.jp)

4) Kyushu University (E-mail: swatanabe@riam.kyushu-u.ac.jp)

5) PhD student, Department of Mechanical Engineering, Tokyo Institute of Technology

(2-12-1 i7-3 O-okayama, Meguro-ku, Tokyo 152-8550, Japan, E-mail: shen@sim.gsic.titech.ac.jp)

The debris flow is very harmful to the safety of human lives and properties when it accompanies floating objects such as rocks, damage is multiplied. In this study, computational fluid dynamics (CFD) based simulations for the motion and mechanical properties of rock are carried out. The cumulant lattice Boltzmann method (LBM) and discrete element method (DEM) are utilized to simulate fluid phase and solid phase respectively. Non-Newtonian fluid is applied to the fluid phase. For the interface capturing method, a conservative Allen-Cahn equation is employed to maintain the mass conservation. In order to increase the computational efficiency, CUDA programming and adaptive mesh refinement (AMR) method are applied.

Key Words : CFD, Cumulant LBM, DEM, GPU, AMR, Non-Newtonian

1. 緒論

近年、集中豪雨などの異常気象により土砂災害の発生件数は増加傾向である。中でも、土石が河川の水と混合して斜面を流れる土石流は、構造物に甚大な損傷を与える可能性があり、岩石などの浮遊物を伴うと被害は増加する[1]。土石流の被害を抑える手段として、通常時には土砂を下流に流し続け、土石流発生時に障害物をせき止める役割を持つ透過型砂防堰堤が注目されている。

格子ボルツマン法(LBM)は、自由表面流れをシミュレーションするのに適しており、数値流体力学における重要な代替手法となっている。LBMはアルゴリズムが単純であるため、大規模な並列計算に適していること、複雑な形状の実装が容易であることなどが利点として挙げられる[2]。また、高レイノルズ数の自由表面流れを処理するためにキュムラント LBM [3]が利用される。

直行格子で計算する場合、計算領域全体を必要な解像度の格子で分割するが、実際の流体現象において領域全体に高解像が要求されることはない。より大規模な計算を実現するためには、計算コストとメモリ使用量を削減する必要がある。したがって、高い計算精度が必要な領域に高解像度の格子を割り当てる、他の領域には低解像度の格子を割り当てる AMR 法[4, 5] を LBM に適用する。

本研究では、非ニュートン性流体の特性を持つ泥流と透過型砂防堰堤のシミュレーションを行い、透過型砂防堰堤の透過有効性を検証した。

2. 計算手法

(1) キュムラント格子ボルツマン法

LBM は、流体を格子点上で並進・衝突する仮想粒子の集合と仮定して、仮想粒子の速度分布関数の時間発

展方程式を解くことによって流れ場を求める計算手法である。方程式は以下の様になる。

$$f_{ijk}(\mathbf{x} + \mathbf{c}_{ijk}\Delta t, t + \Delta t) = f_{ijk}(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} [f_{ijk}(\mathbf{x}, t) - f_{ijk}^{eq}(\mathbf{x}, t)] + F_{ijk} \quad (1)$$

ここで、 f は速度分布関数、 $\mathbf{x} = (x, y, z)$ は位置、 t は時間を表す。 ijk は速度分布関数の方向であり、本稿ではD3Q27速度モデルを使用するため、 $(i, j, k) \in [-1, 0, 1]^3$ となります。 $c = \Delta x / \Delta t$ 、 τ は緩和時間、 f^{eq} は局所状態における速度分布関数、 F は外力を示す。

数値安定性を向上した格子ボルツマン法の衝突項の計算モデルとして、キュムラントモデルが提案されている。キュムラントモデルは速度分布関数 f を統計的な量であるキュムラント C に変換して衝突項を計算する。方程式は以下の様になる。

$$C_{\alpha\beta\gamma} = C^{-\alpha-\beta-\gamma} \left. \frac{\partial^\alpha \partial^\beta \partial^\gamma}{\partial \Xi^\alpha \partial Y^\beta \partial Z^\gamma} \ln(F(\Xi)) \right|_{\Xi=0} \quad (2)$$

$$F(\Xi) = \mathcal{L}[f(\xi - u)] = e^{-u\Xi} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-\Xi\xi} d\xi \quad (3)$$

ここで α, β, γ はキュムラントの次数、 Ξ は波数、 \mathcal{L} はラプラス変換を示している。

キュムラントモデルの衝突項は以下の様になる

$$C_{\alpha\beta\gamma}^* = w_{\alpha\beta\gamma} C_{\alpha\beta\gamma}^{eq} + (1 - w_{\alpha\beta\gamma}) C_{\alpha\beta\gamma} \quad (4)$$

ここで、*は衝突後の状態であり、 $w_{\alpha\beta\gamma}$ は各キュムラントに対する緩和係数、 $C_{\alpha\beta\gamma}^{eq}$ は局所平衡状態でのキュムラントを表す。

(2) フェーズフィールド法

フェーズフィールド法は、格子上で界面を陰的に表す関数を定義し、その時間発展を解くことで界面挙動を捉える手法である [6]。

本研究では、保存型Allen-Cahn 方程式を解く [7]。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\vec{u}\phi) = \nabla \cdot \left(M \left(\nabla \phi - \frac{4\phi(1-\phi)}{W} \vec{n} \right) \right) \quad (5)$$

ここで、 ϕ は秩序変数、 \mathbf{u} は速度ベクトル、 M はモビリティ、 W は界面幅、 \vec{n} は界面での単位法線ベクトルである。

界面が x_0 に位置し、平衡状態であるとすると、秩序変数は以下の式で計算する。

$$\phi_x = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \left(\frac{\psi(x)}{W/2} \right) \right] \quad (6)$$

ここで、 $\psi(x) = \mathbf{x} - \mathbf{x}_0$ であり、気液界面での符号付距離関数である。

(3) 個別要素法

個別要素法は個々の粒子の運動を解くことにより粒子群全体としての挙動を表現する手法である。

粒子間の接触は、バネとダッシュポット、摩擦スライダーでモデル化する。バネは、粒子間での食い込む深さに比例した反発力を与え、ダッシュポットは接触する粒子の相対速度に比例した減衰力を与える。粒子の回転や移動により接戦方向に相対速度が生じる場合は、粒子間に摩擦力が発生するため、バネとダッシュポットに加えて摩擦スライダーが挿入されたモデルで接戦方向の力を計算する。

本研究で導入する物体は岩石をモデルとしたものであり、非球形モデルを導入する必要がある。非球形の形状を表現する方法として今回の計算では、球形粒子を剛体連結する方法を用いる [8]。

非球形粒子に作用する接触力は以下のように求められる。

$$F_G = \sum_{i=1}^n F_i \quad (7)$$

ここで、 n は非球形粒子を構成する球形粒子の数である。

$$m_G \frac{dv_G}{dt} = F_G + m_G g \quad (8)$$

m_G は、非球形粒子の質量、 v_G は並進運動速度、 g は重力加速度を表す。(8)式を時間積分することで、並進運動を計算できる。

各球形粒子に接触力が加わることで、非球形粒子には重心周りの回転運動が起る。非球形粒子に加わるモーメント M_G 、球形粒子の位置ベクトルを \mathbf{x}_i 、重心位置を \mathbf{x}_G とした場合、以下の式が成り立つ。

$$M_G = \sum_{i=1}^n ((\mathbf{x}_i - \mathbf{x}_G) F_i) \quad (9)$$

$$\frac{dL_G}{dt} = M_G \quad (10)$$

$$w_G = I_G(t)^{-1} L_G \quad (11)$$

ここで、 L_G は非球形粒子の角運動量、 w_G は角速度、 $I_G(t)^{-1}$ は時刻 t における非球形粒子の慣性モーメントテンソルの逆行列である。 $I_G(t)^{-1}$ は、以下の方程式で求める。

$$I_G(t)^{-1} = R(t)I_G(0)^{-1}R(t)^T \quad (12)$$

ここで、 $R(t)$ は、時間 t における回転行列である。方程式(11)と(12)を用いることで、 w_G が導出でき、回転角の更新を行う。

(4) Adaptive Mesh Refinement Method (AMR) 法

AMR法は、高い計算精度が必要な領域に高解像度の格子を割り当て、その他の領域には低解像度の格子を割り当てる。これにより、均一格子と比較した際に計算コストを大幅に削減できる。

本研究では、ブロック構造格子を用いたツリー型のAMR法[9]を格子ボルツマン法に適用する。

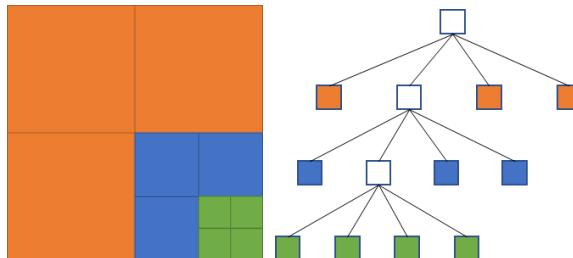


Fig. 1 AMR のツリー型構造

Fig. 1 は、木データを用いたAMR法での再帰的な格子生成の図である。木構造に基づく格子生成では、最初に計算領域全体に対応する根ノードを作成する。2次元計算の場合は各ノードが4つの子ノードを持つQuadtreeデータ構造により計算領域が4つに分割され、3次元計算の場合は、各ノードが8つの子ノードを持つOctreeデータ構造により計算領域が8つに分割される。これらの領域はそれぞれ根ノードから子ノードに割り当てられ、子ノードに割り当てられた領域を再帰的に分割していく。ノードを細かく分割するかの決定は、分割領域の物理的特性に基づく。計算の安定性を維持するために、隣接する領域が2倍以上にならないようにする。

(5) ビンガム流体

粘性係数については、泥流の流動特性の表現としてビンガム流体モデルを用いる。このモデルは、せん断強度 τ がせん断応力 τ_0 を超えるまでは流動が起こらず、 τ_0 を超えると応力の超過分に比例するせん断ひずみ速度 $\dot{\gamma}$ が生じる。これにより、粘性係数は次式により表される。

$$\eta' = \begin{cases} \eta_0 + \frac{(c + p \tan\theta)}{\dot{\gamma}} & (\eta' \leq \eta_{\max}) \\ \eta_{\max} & (\eta' > \eta_{\max}) \end{cases} \quad (13)$$

ここで、 η_0 は降伏後の粘性係数、 c は粘着力、 p は圧力、 θ は内部摩擦角、 η_{\max} は最大粘性係数である。

3. 計算結果

(1) 泥流のシミュレーション

本研究で提案した手法の妥当性を検証するために、重力流れのシミュレーションを行った。その様子をFig. 2に示す。計算領域内に、重力による流動破壊を受ける流体を設置した。AMR レベルを4とした際の最小格子幅は、0.117cm、LBMの時間幅は 1.25×10^{-4} sである。計算時に名古屋大学のスーパーコンピュータ不老に搭載されたTesla V100 GPUを1台使用した。この時の泥流の主なパラメータは、密度 2000 kg/m^3 、降伏後の粘性係数 $\eta_0 = 1.0 \text{ pa} \cdot \text{s}$ 、粘着力 $c = 0 \text{ pa} \cdot \text{s}$ 、内部摩擦角 θ は 45° である。

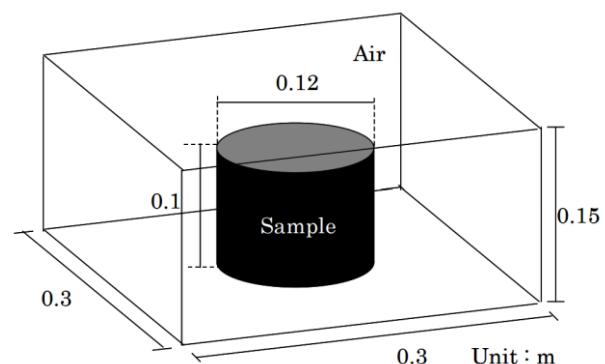
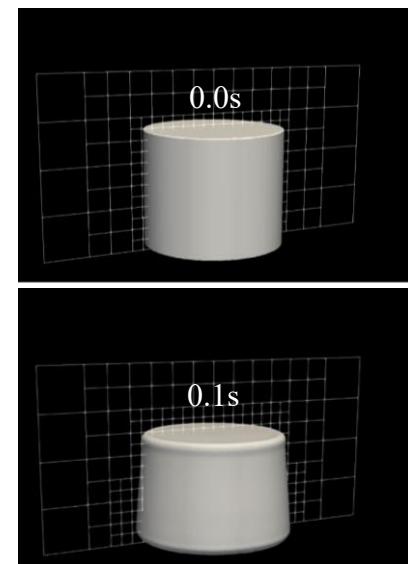


Fig. 2 重力流れの初期形状

計算結果をFig. 3に示す。流体の挙動に沿って、計算格子が細分化されていることが確認できる。流体は0.1s~0.3sの間に広範囲に広がるが、その後は表面形状が平坦にはならず、一定の形状を保ったまま静止する。これは、内部摩擦角 θ の増加に伴い形状の安息角が増加する特性によるものである。この結果を基に、透過型砂防堰堤のシミュレーションに用いる泥流のパラメータを設定した。



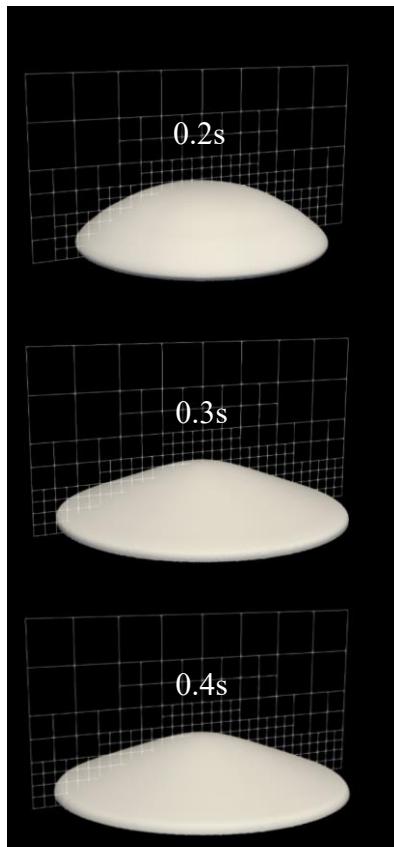


Fig. 3 重力流れの計算結果

(2) 透過型砂防堰堤のシミュレーション

本研究に用いた鋼型透過型砂防堰堤のモデルをFig. 4に示す。地表からの高さは、越流部は7.0m、非越流部は5.0m、開口幅は10.0mである。部材純間隔は1.0mであり、これは粒径95cm以下の岩石をせき止めるための基準になっている。

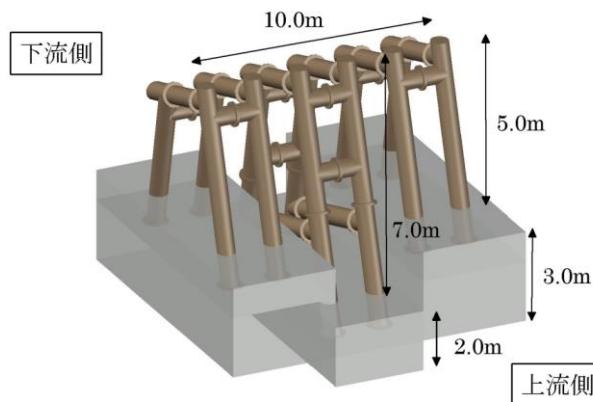


Fig. 4 透過型砂防堰堤のモデル

この透過型砂防堰堤モデルを基に、岩石と流体が流れる流路を Fig. 5 に示す。高さは 12.3m、流路長さは 49.8m、奥行きは 20m である。流路斜面の傾きは、上流部である土石流成長領域を 15°、土石流の堆積領域を 8°~10°に設定した。

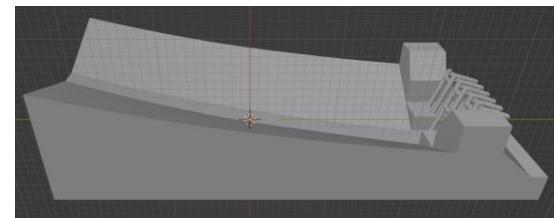


Fig. 5 透過型砂防堰堤と流路

本研究では、剛体密度が 2740kg/m^3 の最大粒径 57.3cm の岩石を 507 個、最大粒径 91.7cm の岩石を 507 個の合計 1014 個の岩石を用いた。反発係数は 0.25、摩擦係数は 0.3 に設定した。

使用する流体の密度は、 1000kg/m^3 、動粘度は $1.004 \times 10^{-6}\text{m}^2/\text{s}$ である。AMR レベルを 4 とした際の最小格子幅は、3.125cm、LBM の時間幅は $1.5625 \times 10^{-4}\text{s}$ 、DEM の時間幅は $1.5625 \times 10^{-5}\text{s}$ である。流入条件には流入速度 5.0m/s のノイマン境界条件を適用し、流出条件にはノイマン境界条件を適用した。計算時に名古屋大学のスーパーコンピュータ不老に搭載された Tesla V100 GPU を 20 台使用した。

シミュレーションの様子を Fig. 6、Fig. 7 に示す。斜面角度が 15° 付近の地点で土石流が発生し、主流部に沿って流れ始める。土石流が主流部での砂防堰堤に衝突した際に、岩石はせき止められ越流部にも堆積し始める。その結果、大半の岩石は砂防堰堤によってせき止められ、流体は砂防堰堤を通過して下流側に流れる。このことから、岩石と流体を分離する役割を持つ透過型砂防堰堤のシミュレーションを行う際に、本計算手法が高い適用可能性を持つことが示唆された。

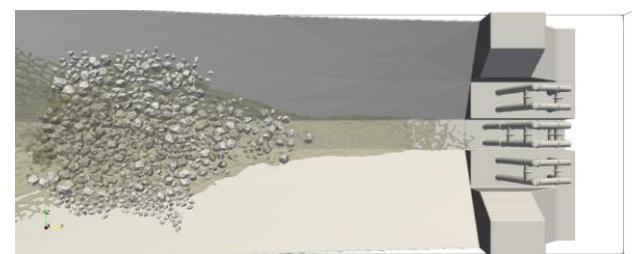


Fig. 6 土石流発生時

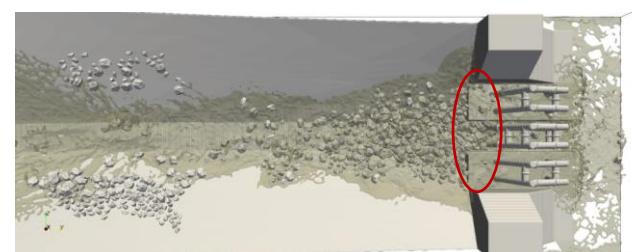


Fig. 7 砂防堰堤シミュレーションの計算結果

4. 結論

岩石を伴う流体計算に対して、AMR 法、個別要素法、フェーズフィールド法を組み合わせたキュムラ

ント格子ボルツマン法を開発した。特に、AMR法により計算コストが大幅に削減された。また、シミュレーション結果から、透過型砂防堰堤の部材純間隔よりも小さい岩石の大半をせき止めることができ、土砂災害発生時における透過型砂防堰堤の有効性を確認することができた。このシミュレーション結果は、土石流災害の防災に貢献すると考えている。

謝辞

本研究は革新的ハイパフォーマンス・コンピューティング・インフラ(HPCI)の一般課題 hp240034「土石流・流木災害に対する砂防堰堤の有効性検証」として進めた研究である。また、科学研究費補助金・基盤研究(S)課題番号19H05613からも支援を頂いた。本研究の計算には、名古屋大学・情報基盤センター「不老」Type-IIサブシステムを利用させて頂いた。記して謝意を記す。

参考文献

- [1] Matsutomi H. Method for estimating collision force of driftwood accompanying tsunami inundation flow[J]. Journal of Disaster Research, 2009, 4(6): 435-440.
- [2] Sterling J D , Chen S. Stability analysis of lattice Boltzmann methods[J]. Journal of Computational Physics, 1996, 123(1): 196-206.
- [3] Geier M, Schönherr M, Pasquali A, et al. The cumulant lattice Boltzmann equation in three dimensions: Theory and validation[J]. Computers & Mathematics with Applications, 2015, 70(4): 507-547.
- [4] Berger M J, Oliger J. Adaptive mesh refinement for hyperbolic partial differential equations[J]. Journal of computational Physics, 1984, 53(3): 484-512.
- [5] Seiya Watanabe and Takayuki Aoki. Large-scale flow simulations using lattice Boltzmann method with AMR following free-surface on multiple GPUs[J]. Computer Physics Communications, Vol. 264, p. 107871, 2021.
- [6] Avila-Davila E O, Lopez-Hirata V M, Saucedo-Muñoz M L. Application of Phase-Field Method to the Analysis of Phase Decomposition of Alloys[J]. Modeling and Simulation in Engineering Sciences, 2016: 221.
- [7] Chiu P H, Lin Y T. A conservative phase field method for solving incompressible two-phase flows[J]. Journal of Computational Physics, 2011, 230(1): 185-204.
- [8] Markauskas D, Kačianauskas R. Investigation of rice grain flow by multi-sphere particle model with rolling resistance[J]. Granular Matter, 2011, 13(2): 143-148.
- [9] Tiankai T, David R O, Omar G. Scalable parallel octree meshing for terascale applications[C]. Proceedings of the 2005 ACM/IEEE Conference on Supercomputing, SC. 2005, 5: 4.