

格子ボルツマン法による物体を含む自由界面流れの 大規模シミュレーション

渡辺, 勢也
東京工業大学工学院

青木, 尊之
東京工業大学学術国際情報センター

長谷川, 雄太
東京工業大学工学院

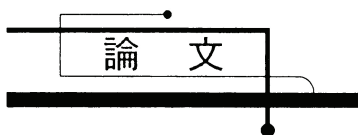
河原, 淳
東京工業大学工学院

他

<https://hdl.handle.net/2324/7183270>

出版情報 : JAPANESE JOURNAL OF MULTIPHASE FLOW. 33 (1), pp.55-62, 2019-03-15. 日本混相流学会
バージョン :
権利関係 : © 2019 by The Japanese Society for Multiphase Flow





格子ボルツマン法による物体を含む自由界面流れの大規模シミュレーション*

Large-Scale Simulations for Free-Surface Flows with Objects by Lattice Boltzmann Method

渡辺 勢也**
WATANABE Seiya

青木 尊之***
AOKI Takayuki

長谷川 雄太**
HASEGAWA Yuta

河原 淳**
KAWAHARA Jun

橋本 博公†
HASHIMOTO Hirota

Abstract Numerical simulations are powerful tools to study tsunami impacts on building structures. We have developed a CFD code for free-surface flows interacting with floating debris by using Lattice Boltzmann Method (LBM) and Discrete Element Method (DEM). Both methods are suitable for GPU computing and large-scale simulations because they are explicit time-integration schemes. In order to improve the accuracy and the stability of flow computation, the cumulant LBM model has been employed and coupled with the conservative Allen-Cahn equation for the purpose of free-surface capturing. A moving boundary approach based on the interpolated bounce-back scheme is utilized at liquid-solid interfaces. Rigid body dynamics of floating debris is computed by using DEM. A model constructed by multiple small spheres represents complex shapes of debris. We measure the weak scalability on multiple GPUs of the TSUBAME3.0 supercomputer, and the code achieved 83.4% parallel efficiency when scaled 16 to 256 GPUs. As a test case, we demonstrate a tsunami flow with driftwoods using $200 \times 600 \times 3000$ lattice nodes and 24 GPUs Tesla P100, and the simulation has completed within 24 hours. The impact force of the driftwoods acting on the wall is about 15 times larger than only water. It shows that effects of driftwoods are important to evaluate the tsunami damage on building structures.

Keywords: Tsunami, Large-scale simulation, GPU, Free-surface flow, Fluid structure interaction, Lattice Boltzmann method

1. 緒言

津波遡上の実スケールの実験は困難であり、被害予測のための津波シミュレーションは非常に有効な手段である。2次元浅水波方程式を解く方法[1]では、沿岸部に到達する津波の高さや時刻などが予測できる。SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) 法[2]やMPS (Moving Particle Semi-implicit) 法[3]などの粒子法を用いた3次元津波解析により、沿岸地域のどこまで津波が遡上するかといった予測が可能となっている[4]。

津波から避難する際、浸水しない地域への避難

が間に合わない場合、ビルなどの建築構造物に一時的に避難することが考えられる。そのため、沿岸に建設する構造物の設計には、津波が構造物に与える影響を十分に理解する必要がある。しかし、構造物に作用する津波の影響はまだ十分に理解されておらず、内閣府のガイドライン[5]の設計式では、静水圧で近似した津波波力が用いられている。VOF (Volume of Fluid) 法を用いた橋梁に作用する津波波力の数値解析では、津波が構造物に衝突した直後に大きな波力が発生している[6]。

東日本大震災の津波では、非常に多くの瓦礫が

* 2018.11.11 受付

** 東京工業大学工学院 〒152-8550 東京都目黒区大岡山 2-12-1-i7-3

TEL: 03-5734-3575 FAX: 03-5732-3276 E-mail: watanabe@sim.gsfc.titech.ac.jp

*** 東京工業大学学術国際情報センター

† 神戸大学大学院海事科学研究科

津波とともに流されたことは良く知られている。津波波力だけでなく、津波で流された船や瓦礫などの浮遊物体が建物などの構造物に衝突した際の影響については、十分に理解されていない。大量の瓦礫を含む津波をシミュレーションするには、津波が遡上する広い領域を計算する必要があるが、それと同時に流体と固体物体の相互作用を計算するための高い空間解像度が必要であり、計算は必然的に大規模流体計算となる。流体構造連成解析の行いやすさから、粒子法による物体を含む津波シミュレーションが行われている[7]が、大規模計算では粒子法の高い計算コストが問題となり、十分な解像度で計算できていない。また、流体に対してポアソン方程式を半陰解法で解く方法では、問題サイズの増加に伴い行列の反復計算の収束性が悪化し、大規模計算では効率的な高速化が見込めないことが報告されている[8]。

格子ボルツマン法はメモリアクセスが局所的で完全な陽解法であり、大規模流体解析によく用いられる[9]。また、アルゴリズムが単純であり、GPU (Graphics Processing Unit) などの演算アクセラレータでの計算や並列計算に適している[10]。

本研究では、大規模解析に適した格子ボルツマン法を用いた、瓦礫や流木を含む津波解析のため自由界面流れの計算手法を提案する。MPI ライブラリを用いた複数 GPU 実装を行い、東京工業大学の GPU スパコン TSUBAME3.0 を用いて実行性能を検証する。津波の水槽実験を模擬したシミュレーションを行い、提案手法が浮遊物体を含む津波の解析に適用可能であり、大規模な解析が短時間で実行できることを示す。

2. 計算手法

2.1 格子ボルツマン法

格子ボルツマン法はナビエ・ストークス方程式を直接解く手法ではなく、速度空間で離散化されたボルツマン方程式を用いて仮想粒子の速度分布関数の時間発展を解く流体計算手法である。本研究では、複雑形状の壁面を含む高レイノルズ数の流れを高精度に計算できる D3Q27 モデルを用いる[11]。速度分布関数 f_{ijk} の時間発展方程式は

$$f_{ijk}(\mathbf{x} + \xi_{ijk}\Delta t, t + \Delta t) = \frac{1}{\tau} f_{ijk}^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) + \left(1 - \frac{1}{\tau}\right) f_{ijk}(\mathbf{x}, t) \quad (1)$$

である。ここで、 ijk は速度分布関数の速度方向であり $(i, j, k) \in \{-1, 0, 1\}^3$ 、添字 eq は局所平衡状態の分布関数を示す。 ξ は速度分布関数の速度であり、格子幅 Δx と時間刻み Δt から定義される $\mathbf{c} = \Delta \mathbf{x} / \Delta t$ を用いて $\xi_{ijk} = (ic, jc, kc)^T$ とする。 τ は衝突モデルの緩和時間係数であり、流体の動粘度を ν として

$$\tau = \frac{1}{2} + \frac{3\nu}{c^2 \Delta t} \quad (2)$$

と与える。局所平衡状態における速度分布関数 f^{eq} は格子点での流体の速度 $\mathbf{u}$ と密度 ρ を用い

$$f_{ijk}^{\text{eq}} = \rho w_{ijk} \left\{ 1 + \frac{\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u})^2 - c_s^2 |\mathbf{u}|^2}{2c_s^4} \right\} \quad (3)$$

と計算する。ここで、 c_s は音速、 w_{ijk} は分布関数の方向ごとの重み係数である。流体の密度と速度は、速度分布関数の総和を取ることで求める。

時間発展に一つの緩和係数 τ を用いる SRT (Single Relaxation Time) モデルが一般的に用いられるが、高レイノルズ数では計算が不安定になる。スケールの大きさと水の動粘度の低さから、津波は高レイノルズ数の流れであり、SRT モデルの適用は困難である。MRT (Multiple Relaxation Time) に LES 渦粘性モデルを加えてもまだ不安定になる場合がある。そこで、速度分布関数 f を統計量であるキュムラント C に変換して衝突過程の計算を行うキュムラントモデル[12]を導入する。キュムラントの次数を $\alpha + \beta + \gamma$ とし、キュムラント $C_{\alpha\beta\gamma}$ を

$$C_{\alpha\beta\gamma} = c^{-\alpha-\beta-\gamma} \frac{\partial^\alpha \partial^\beta \partial^\gamma}{\partial \Xi^\alpha \partial Y^\beta \partial Z^\gamma} \ln(F(\Xi, Y, Z)) \Big|_{\Xi=Y=Z=0},$$

$$F(\Xi) = \mathcal{L}\{f(\xi)\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi) e^{-\Xi \cdot \xi} d\xi \quad (4)$$

と定義する。ここで、 $\Xi = (\Xi, Y, Z)$ は波数である。キュムラントモデルの衝突項は

$$C_{\alpha\beta\gamma}^* = C_{\alpha\beta\gamma}^{\text{eq}} \omega_{\alpha\beta\gamma} + (1 - \omega_{\alpha\beta\gamma}) C_{\alpha\beta\gamma} \quad (5)$$

であり、ここで、添字*は衝突後のキュムラントを示し、 $\omega_{\alpha\beta\gamma}$ は緩和係数である。非対角の2次キュムラントに対しては緩和係数を $1/\tau$ と設定し、それ以外は緩和係数を 1 とする。

2.2 フェーズフィールド法による界面捕獲手法

フェーズフィールド法はメソスケールのモデルであるが、界面を捕獲するためにマクロスケール

ルの問題に適用する。界面を陰的に表現する秩序変数 ϕ を定義し、液相を $\phi=1$ 、気相または固相を $\phi=0$ とする。自由界面で ϕ が急激に変化し、界面を厚さ数メッシュで解像する。界面の時間発展方程式には、激しい流れ場においても界面の厚さを均一に保つことのできる Allen-Cahn 方程式[13]を用いる。

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{u}\phi) = \nabla \cdot \left\{ M \left(\nabla \phi - \frac{1-4(\phi-\phi^{\text{ave}})^2}{W} \mathbf{n} \right) \right\} \quad (6)$$

ここで、 M はモビリティ、 W は界面厚さ、 $\mathbf{n}$ は界面の単位法線ベクトル、 ϕ^{ave} は液相と気相の ϕ の平均値である。本研究では、 $M=0.05$ 、 $W=3\Delta x$ 、 $\phi^{\text{ave}}=0.5$ と設定する。

本研究では、格子ボルツマン法を用いて Allen-Cahn 方程式を解く[14]。界面を表現する分布関数 h を定義し、分布関数 h とフェーズフィールド変数 ϕ の関係は

$$\phi = \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 \sum_{k=-1}^1 h_{ijk} \quad (7)$$

である。分布関数 h の時間発展は

$$h_{ijk}(\mathbf{x} + \xi_{ijk}\Delta t, t + \Delta t) = \frac{1}{\tau_\phi} h_{ijk}^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t) + \left(1 - \frac{1}{\tau_\phi} \right) h_{ijk}(\mathbf{x}, t) \quad (8)$$

である。 τ_ϕ は緩和係数であり

$$\tau_\phi = \frac{1}{2} + \frac{3M}{c_s^2 \Delta t} \quad (9)$$

と与える。局所平衡状態の分布関数 h^{eq} は

$$h^{\text{eq}} = \phi \Gamma_{ijk} + \theta w_{ijk} \xi_{ijk} \cdot \mathbf{n},$$

$$\Gamma_{ijk} = w_{ijk} \left\{ 1 + \frac{\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u}}{c_s^2} + \frac{(\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u})^2 - c_s^2 |\mathbf{u}|^2}{2c_s^4} \right\},$$

$$\theta = \frac{M}{c_s^2} \left\{ \frac{1-4(\phi-\phi^{\text{ave}})^2}{W} \right\} \quad (10)$$

である。

Allen-Cahn 方程式を解くためには気相領域の速度場が必要であるが、本研究では、液相領域の速度場のみを計算している。そこで、Fig. 1 のよ

うに、Velocity extension 法[15]を用いて液相領域の速度場を気相領域に外挿する。次式を反復計算することで、気相領域に速度場を外挿する。

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial \tau} = -S(\psi) \frac{\nabla \psi}{|\nabla \psi|} \cdot \nabla \mathbf{u}, \quad S(\psi) = \begin{cases} 0, & \psi < 0 \\ 1, & \psi \geq 0 \end{cases} \quad (11)$$

ここで、 ϕ は界面の符号付き距離関数である。仮想的な時間刻み幅を $\tau=1/2\Delta x$ と設定し、1 ステップ計算すると気相側の領域に $1/2\Delta x$ 分だけ速度場が補外される。本研究では、反復回数を 10 回に設定し、界面から気相側に 5 メッシュ分の領域に速度を外挿する。

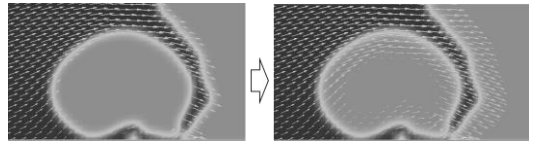


Fig. 1 Extrapolation of the velocity field using the velocity extension method (left: before, right: after). The liquid is represented by black and the gas by gray. The arrows show the velocity.

2.3 個別要素法による剛体計算

複雑形状の物体同士の衝突判定と接触力の計算に、粒子ベースの剛体計算手法[16]を用いる。Fig. 2 のように、物体表面に配置した複数の球形粒子を剛体連結して、一つの物体形状を表現する。物体表面に配置された球形粒子は、他の物体との衝突検出と接触力の計算に利用される。

物体を構成する球形粒子に作用する接触力の計算には、粉体計算で用いられる個別要素法[17]のモデルを用いる。接触力はバネとダッシュポットでモデル化され、バネは粒子の食い込み深さに比例した反発力を、ダッシュポットは相対速度に比例した減衰力を与える。また、クーロンの法則に基づいて摩擦力を考慮する。

物体を構成する球形粒子 i に働く接触力 $\mathbf{F}_i$ の総和を計算し、物体に作用する合力と重心周りのトルクを求め、剛体の運動方程式に代入する。剛体 l の並進と回転の運動方程式は

$$m_l \frac{d\mathbf{v}_l}{dt} = m_l \mathbf{g} + \sum_{i=1}^{N_l^p} \mathbf{F}_i + \mathbf{F}_l^{\text{fluid}} \quad (12)$$

$$\frac{d\mathbf{L}_l}{dt} = \sum_{i=1}^{N_l^p} (\mathbf{x}_l - \mathbf{x}_i) \times \mathbf{F}_i + \mathbf{T}_l^{\text{fluid}} \quad (13)$$

であり、ここで、 N_l^p は物体 l を構成する球形粒子の数、添字 fluid は流体力を表す。運動方程式をオイラー法で時間積分する。

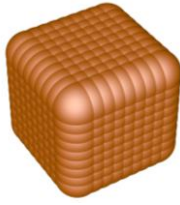


Fig. 2 Multiple sphere model.

2.4 自由界面流れと移動物体の連成手法

自由界面流れと固体物体の連成計算を行うために、格子ボルツマン法の境界条件として Interpolated bounce-back 法[18]を適用し、固体壁面での運動量交換に基づいて計算を行う。格子点から壁までの距離と格子点間の距離の比を q とし、壁で跳ね返る速度分布関数を

$$f_{ijk}(\mathbf{x}, t + \Delta t) = \begin{cases} 2qf_{ijk}(\mathbf{x}, t) + (1-2q)f_{ijk}(\mathbf{x} + \xi_{ijk}\Delta t, t) \\ + \frac{2W_{ijk}\rho(\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u}_{\text{wall}})}{c_s^2}, & 0 < q \leq \frac{1}{2} \\ \frac{1}{2q} \left(f_{ijk}(\mathbf{x}, t) + \frac{2W_{ijk}\rho(\xi_{ijk} \cdot \mathbf{u}_{\text{wall}})}{c_s^2} \right) \\ + \frac{2q-1}{2q} f_{ijk}(\mathbf{x}, t), & \frac{1}{2} < q \leq 1 \end{cases} \quad (14)$$

と計算する。ここで、添字 $\overline{ijk}$ は壁に向かう速度分布関数の方向、 $\mathbf{u}_{\text{wall}}$ は壁の移動速度を表す。

壁で跳ね返った各速度分布関数が物体に与える流体力は、物体の移動速度を考慮し

$$\mathbf{F}_{ijk}(\mathbf{x}, t) = \left(\xi_{ijk} - \mathbf{u}_{\text{wall}} \right) f_{ijk}(\mathbf{x}, t) - \left(\xi_{\overline{ijk}} - \mathbf{u}_{\text{wall}} \right) f_{\overline{ijk}}(\mathbf{x}, t + \Delta t) \quad (15)$$

と計算する[19]。流体から物体 l に作用する力 $\mathbf{F}_l^{\text{fluid}}$ とトルク $\mathbf{T}_l^{\text{fluid}}$ は、物体 l の壁面近傍 Ω_l の格子点における $\mathbf{F}_{ijk}$ を総和することで求め、剛体の並進と回転の運動方程式に代入する。

$$\mathbf{F}_l^{\text{fluid}} = \sum_{\mathbf{x} \in \Omega_l} \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 \sum_{k=-1}^1 \mathbf{F}_{ijk}(\mathbf{x}, t) \quad (16)$$

$$\mathbf{T}_l^{\text{fluid}} = \sum_{\mathbf{x} \in \Omega_l} \left\{ (\mathbf{x} - \mathbf{x}_l) \times \sum_{i=-1}^1 \sum_{j=-1}^1 \sum_{k=-1}^1 \mathbf{F}_{ijk}(\mathbf{x}, t) \right\} \quad (17)$$

3. 検証計算

3.1 障害物を含むダム崩壊問題

自由界面流れの検証として、Kleefsman らにより行われた障害物を含むダム崩壊問題の実験[20]と同じ条件で数値解析を行い、水面の高さと障害物表面の圧力を比較した。計算領域を $3.22\text{m} \times 1.0\text{m} \times 1.0\text{m}$ とし、右端から 1.22m の領域に高さ 0.5m の水柱を配置する。左端から 0.744m の位置に大きさ $0.16\text{m} \times 0.4\text{m} \times 0.16\text{m}$ の直方体の障害物を設置する。計算格子幅を 10mm とし、 $322 \times 100 \times 100$ 格子を用いて計算する。流体は水を仮定し、密度は 1000kg/m^3 、動粘度は $1.0 \times 10^{-6} \text{m}^2/\text{s}$ である。壁面には滑りなし境界条件を課す。初期時刻と 0.6 秒後における計算結果のスナップショットを Fig. 3 に示す。波が障害物に当たり、水面が跳ね上がる様子が確認できる。

初期に水柱が配置されている位置（右端から 0.61m ）での水面高さの時間変化を Fig. 4 に示す。灰色が Kleefsman らによる実験結果、黒が本研究の計算結果である。0 秒から 2.5 秒までの初期高さから水面が下がっていく部分では、実験と計算がよく一致している。壁に衝突し反射してくる波が実験よりも少し遅れているが、これは、境界条件を滑りなし境界としたためだと考えられる。

物体の右側面における圧力の時刻歴を Fig. 5 に示す。物体表面の圧力に関しても実験と計算でよく一致しており、ダム崩壊問題のような高レイノルズ数の自由界面流れを十分な精度で計算できることが確認できる。

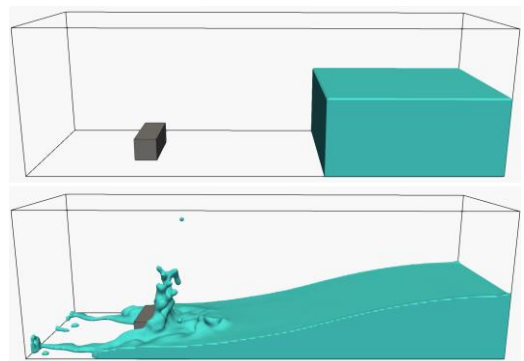


Fig. 3 Simulation results of the breaking dam simulation (upper: $t = 0.0\text{s}$, lower: $t = 0.6\text{s}$).

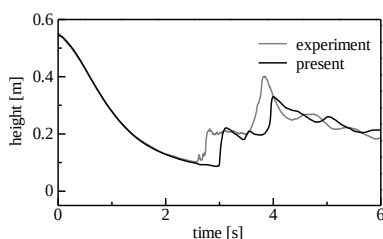


Fig. 4 The time history of the water height.

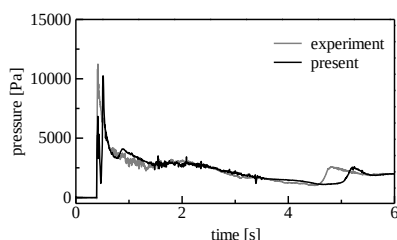


Fig. 5 The time history of the pressure on the object.

3.2 水面に落下する円柱

自由界面流れと固体の連成計算の検証として、自由表面に円柱を落下させるシミュレーションを行い、先行研究[21]の実験結果と円柱の位置を比較した。実験では深さ 0.3m の水に、直径 0.11m で密度 500kg/m^3 の円柱を、円柱の中心が水面から 0.5m の位置から自由落下させる。本計算では、円柱を水面から 0.1m の位置に配置し、着水時の円柱の速度が高さ 0.5m から自由落下した場合と等しくなるように、初速を 2.8m/s と設定し落下させる。シミュレーションの初期時刻を 0.286s と設定する。格子ボルツマン法の格子解像度は 1.95mm であり、計算格子点数は 256×256 である。

円柱の位置の時間変化のグラフを Fig. 6 に示す。実線の計算結果とプロットの実験結果がよく一致している。自由界面流れと固体の連成を十分な精度で計算できることが確認できた。

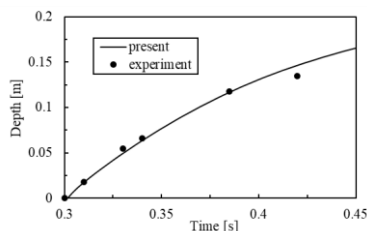


Fig. 6 The time history of the position of the cylinder.

4. 複数 GPU による並列計算

4.1 複数 GPU 実装

格子ボルツマン法と個別要素法の MPI 並列化の概念図を Fig. 7 に示す。格子ボルツマン法の MPI 並列化では、格子点のデータがある程度連続して並んでいる y 軸と z 軸に対して、2 次元領域分割を行い、各小領域を 1 台の GPU に割り当てて計算する。1 つの MPI プロセスが 1 台の GPU を担当する Flat-MPI で並列化を行う。各 GPU のメモリ領域は完全に独立していて、小領域表面の格子点データは隣接領域での計算から参照されるため、隣接している小領域間で通信が必要になる。計算ノードをまたぐ通信を行うため、GPU メモリのデータを一旦 CPU にコピーし、CPU 間で MPI 通信を行う。

この計算では、瓦礫などの物体の数は流体計算の格子点数よりも非常に少なく、個別要素法の計算負荷は小さい。個別要素法を MPI 並列化しなくても全体の計算時間への影響は小さい。そこで、Fig. 7 のように、物体 (Fig. 7 では灰色の球) の計算に関しては MPI 並列化を行わず、各 GPU がすべての物体に関して冗長に計算する。固体粒子に作用する流体力を求めるには、MPI_Allreduce 関数を用いて全ノード間で総和計算を行う。

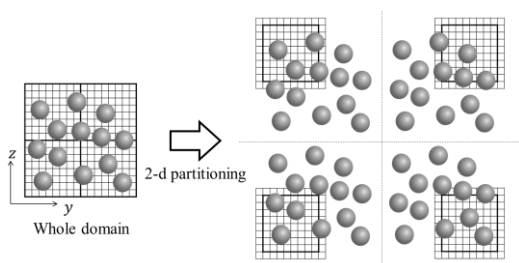


Fig. 7 Multiple GPU implementation using 2-d domain partitioning.

4.2 TSUBAME3.0 を用いた実行性能測定

東京工業大学・学術国際情報センターのスパコン TSUBAME3.0 は 540 ノードから構成され、1 ノードは 2 ソケットの CPU (14-cores Intel Xeon E5-2680 V4 2.4 GHz) と 4 台の GPU (NVIDIA Tesla P100 with NVLink) から構成される。各ノードは Intel Omni-Path 100Gbps $\times$ 4 で接続されている。

TSUBAME3.0 を用いて水面に複数の角柱を自由落下させる計算を行い、本シミュレーションコ

ードの実行性能を測定した。実行性能は1秒間に更新できる格子点数（MLUPS：Mega Lattice Update Per Second）で評価した。格子ボルツマン法の計算には単精度浮動小数点数、個別要素法の計算には倍精度浮動小数点数を用いた。1プロセスあたりの計算規模を固定して並列数を増加させる弱スケーリングの評価を行った結果を Fig. 8 に示す。1 台の GPU あたりの格子点数を $128 \times 512 \times 256$ 、物体数を 16 と設定し、16 台の GPU から 256 台の GPU までの実行性能を測定した。256 台の GPU の条件で、総格子点数は約 43 億（ $128 \times 8192 \times 4096$ ）、物体数は 4096 である。プロット点が測定結果であり、点線は理想的な実行性能である。16 台の GPU で 1,506 MLUPS、256 台の GPU で 20,110 MLUPS の実行性能が得られ、16 台の GPU に対して 256 台の GPU で 13.3 倍の性能向上が得られている。並列化効率は 83.4% であり、良好な弱スケーリングが得られた。MPI 並列化をしていない個別要素法の計算時間は、16 台の GPU では計算全体の 2.2%、256 台の GPU では 8.4% であり、物体の計算を MPI 並列化していないことによるオーバーヘッドは小さいことが確認できた。

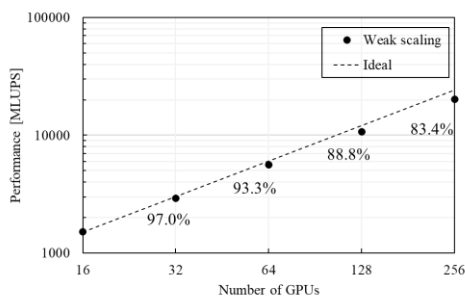


Fig. 8 Weak scaling results. Data labels indicate the parallel efficiency.

5. 流木を含む津波流シミュレーション

浮遊物体を含む自由界面流れとして、流木を含む津波流のシミュレーションを行った。津波の水槽実験を模擬し、計算領域を長さ 30m、幅 6m、高さ 2m と設定する。計算領域の端に長さ 10m、幅 6m、高さ 1m の台を配置し、その上に深さ 0.4m の水を配置する。長さ 6m のスロープを水が下ることによって津波流を発生させる。床に流木を模擬した直方体の物体（密度 800 kg/m^3 ）を 18 個配

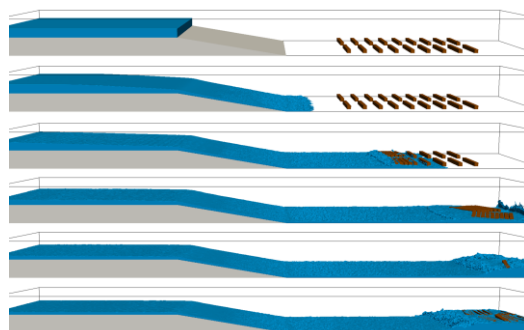


Fig. 9 Simulation results of the tsunami with 18 driftwoods at 6 physical time instants $t = 0, 2.4, 4.8, 7.2, 9.6$ and 12.0 s (from the upper panel to the lower panel).

置する。直方体の寸法は長さ 2m、幅 0.21m である。格子幅を 1cm、格子点数を $200 \times 600 \times 3000$ と設定した。境界条件には滑りなし条件を設定した。24 台の GPU を用い、物理時間で 20 秒までの計算を行う。タイムステップ数は約 33 万である。

計算結果を Fig. 9 に示す。津波流により流木が流され、計算領域右端の壁面に衝突している。流木が津波流に与える影響を評価するために、右端の壁面に作用する津波波力と流木の衝突力を測定し、流木を含まない場合と比較する。津波波力は壁面近傍の圧力から見積もることができ、右側の壁面に作用する津波波力の時刻歴を Fig. 10 に示す。黒が流木を含む場合、灰色が流木を含まない場合の結果である。流木を含む場合の津波波力は、流木を含まない場合よりも小さく、流木により流れが妨げられたためだと考えられる。流木を含む場合は、8 秒付近で波力のスパイクが観測された。個別要素法のバネとダッシュポットの接触力モデルから壁面に作用する流木の衝突力を見積もり、その時刻歴を Fig. 11 に示す。Fig. 11 から 8 秒付近で流木が右の壁面に衝突していることが分かる。流木と壁に挟まれた流体の圧力が大きくなったため波力のスパイクが現れたと考えられる。また、流木の衝突力の最大値は約 300kN であり、津波波力の 15 倍以上の力が働いていることが分かった。このことから、構造物への津波の影響を評価する際には、瓦礫や流木などを考慮することの必要性が明らかになった。

実際の津波実験を模擬した 3.6 億格子点の津波解析を、24 台の GPU を用いて 33 万タイムステ

ップの計算を約 24 時間で完了した。数億格子点の自由界面流れと物体の連成解析が、GPU を用いた並列計算を行うことにより容易に実行可能であることが示された。

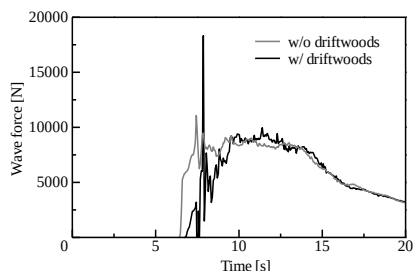


Fig. 10 Tsunami wave forces acting on the right wall.

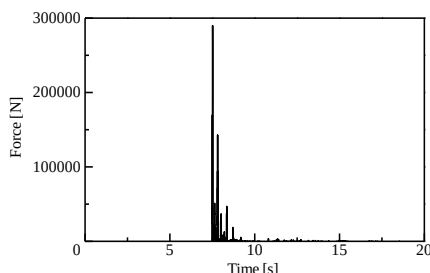


Fig. 11 Impact force of driftwoods acting on the right wall.

6. 結 言

瓦礫や流木を含む津波の解析を行うために、格子ボルツマン法と個別要素法による大規模自由界面流れの計算手法を開発し、複数 GPU 計算のコードとして実装した。

高レイノルズ数の単相乱流の解析に用いられるキウムラント型の格子ボルツマン法を自由界面流れに適用することで、ダム崩壊問題のような激しい流れを安定して計算でき、水深や物体表面の圧力が既往研究の実験とよく一致することを示した。円柱を水面に落下させる検証計算では、円柱の位置が実験とよく一致した結果が得られ、Interpolated Bounce-back 法により自由界面流れと物体の連成計算を妥当に行えることを示した。

東京工業大学の TSUBAME3.0 を用いて 16 台の GPU から 256 台の GPU までの弱スケーリングを測定した結果、256 台の GPU での並列化効率は 83.4% であり、数十億格子点の計算において高い実行性能を得られた。4096 個の物体を含むが、

物体の計算時間は全体の 8.4% であり、個別要素法の計算に対しては MPI 並列化をしなくてもオーバーヘッドが小さいことが確認できた。

水槽実験を模擬した 18 個の流木を含む津波流の計算では、壁面に加わる津波波力と流木の衝突力を評価し、流木の衝突力は津波波力の約 15 倍と非常に大きいことがわかった。また、この計算は 3.6 億格子点を用いた大規模流体計算であるが、24 台の GPU を用いて 24 時間で計算が完了した。完全陽解法である格子ボルツマン法と GPU を用いた並列計算を行うことで、数億格子点の津波解析が実行可能であることを示した。また、本計算手法は津波解析だけでなく、豪雨災害や河川の流れ、化学プラントにおける湿式ボールミルなど多くの自由界面流れのアプリケーションに適用でき、その有用性は高い。

今後、流木を含む津波流の水槽実験を実施し、実験結果と計算結果を詳細に比較することで本計算手法の精度検証をさらに行う予定である。

謝 辞

本研究は、科学研究費補助金・基盤研究(S) 課題番号 26220002「ものづくり HPC アプリケーションのエクサスケールへの進化」、学際大規模情報基盤共同利用・共同研究拠点(JHPCN) 課題番号 jh180034、jh180035、特別研究員奨励費・課題番号 17J09945 から支援を頂いた。計算には、東京工業大学学術国際情報センターのスパコン TSUBAME3.0 を利用させて頂いた。記して謝意を表す。

Nomenclature

f	: distribution function	[kg/m ³]
c_s	: sound speed	[m/s]
w	: weight coefficient	[-]
$\mathbf{u}$	: fluid velocity	[m/s]
p	: pressure	[Pa]
C	: cumulant	[-]
M	: mobility	[-]
W	: interface width	[m]
$\mathbf{n}$	: normal vector of interface	[-]
h	: distribution function of phase-field	[-]
$\mathbf{F}$	: force	[N]
$\mathbf{T}$	: torque	[N · m]
$\mathbf{L}$	: angular momentum of object	[N · m · s]
$\mathbf{I}$	: inertia tensor of object	[kg · m ²]

MLUPS : mega lattice update per second [1/s]

Greek letters

ξ	: microscopic velocity	[m/s]
τ	: relaxation time	[-]
ν	: kinematic viscosity	[m ² /s]
ρ	: density	[kg/m ³]
Ξ	: wave number	[-]
ω	: relaxation frequency	[-]
ϕ	: phase-field variable	[-]
τ_ϕ	: relaxation time of phase-field	[-]
ψ	: level-set function	[m]

Subscripts

<i>ijk</i>	: direction of distribution function
<i>eq</i>	: equilibrium
α, β, γ	: order of cumulant
<i>ave</i>	: averaged value
<i>fluid</i>	: fluid
<i>l</i>	: <i>l</i> -th object
<i>i</i>	: <i>i</i> -th particle

参考文献

- [1] Synolakis, C. E., The Runup of Solitary Waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 185, 523-545 (1987).
- [2] Monaghan, J. J., An Introduction to SPH, *Comput. Phys. Commun.*, Vol. 48(1), 89-96 (1988).
- [3] Koshizuka, S. and Oka, Y., Moving-particle Semi-implicit Method for Fragmentation of Incompressible Fluid, *J. Nucl. Sci. Eng.*, Vol. 123(3), 421-434 (1996).
- [4] Fujimoto, K., Asai, M., Isshiki, M., Tatesawa, H. and Mikami, T., Tsunami Run-up Simulation by ISPH Method with High Resolution Geometrical Modeling, *Journal of Japan Society of Civil Engineers A1*, Vol. 69(4), 622- 629 (2013).
- [5] Cabinet Office Japan, Guidelines for Tsunami Evacuation Buildings (in Japanese) (2005) (<http://www.bousai.go.jp/kohou/oshirase/h17/pdf/050323shiryou2.pdf>, November 5, 2018)
- [6] Yoneyama, N. and Naota, A., A Study on the Applicability of Numerical Analysis Based on VOF Method to the Estimation of Tsunami Wave Force Acting on a Bridge, *Journal of Japan Society of Civil Engineers B2*, Vol. 68(2), 246-250 (2012).
- [7] Tsuzuki, S. and Aoki, T., A Large-Scale Suspension-Flow Simulation Directly Solving Fluid-Structure Interactions with Dynamic Load Balance on a GPU Supercomputer, *High Performance Computing Symposium 2015*, 111-119 (2015).
- [8] Onodera, N. and Aoki, T., Large-Scale Simulation of Gas-Liquid-Solid Multiphase Flow on GPU Cluster, *Japanese Journal of Multiphase Flow*, Vol. 27(5), 607- 613 (2014).
- [9] Onodera, N., Aoki, T., Shimokawabe, T. and Kobayashi, H., A Large-Scale LES Wind Simulation Using Lattice Boltzmann Method for a 10km × 10km Area in Tokyo, *High Performance Computing Symposium 2013*, 123-131(2013).
- [10] Wang, X. and Aoki, T., Multi-GPU Performance of Incompressible Flow Computation by Lattice Boltzmann Method on GPU Cluster, *Parallel Computing*, Vol.37(9), 521-535 (2011).
- [11] Kuwata, Y. and Suga, K., Anomaly of the Lattice Boltzmann Methods in Three-Dimensional Cylindrical Flows, *J. Comput. Phys.*, Vol.280, 563-569 (2015).
- [12] Geier, M., Schönherr, M., Pasquali, A. and Krafczyk, M., The Cumulant Lattice Boltzmann Equation in Three Dimensions: Theory and Validation, *Comput. Math. Appl.*, Vol.70(4), 507-547 (2015).
- [13] Kim, J., A Continuous Surface Tension Force Formulation for Diffuse-Interface Models, *J. Comput. Phys.*, Vol.204(2), 784-804 (2005).
- [14] Fakhari, A., Geier, M. and Lee, T., A Mass-Conserving Lattice Boltzmann Method with Dynamic Grid Refinement for Immiscible Two-Phase Flows, *J. Comput. Phys.*, Vol.315, 434-457 (2016).
- [15] Peng, D., Merriman, B., Osher, S., Zhao, H. and Kang, M., A PDE-Based Fast Local Level Set Method, *J. Comput. Phys.*, Vol.155(2), 410-438 (1999).
- [16] Tanaka, M., Sakai, M. and Koshizuka, S., Particle-Based Rigid Body Simulation and Coupling with Fluid Simulation, *Transactions of JSCES*, Paper No.20070007 (2007).
- [17] Cundall, P. A. and Strack, O. D., A Discrete Numerical Model for Granular Assemblies, *Geotechnique*, Vol.29(1), 47-65 (1979).
- [18] Bouzidi, M. H., Firdaouss, M. and Lallemand, P., Momentum Transfer of a Boltzmann-Lattice Fluid with Boundaries, *Phys. Fluids*, Vol.13(11), 3452-3459 (2001).
- [19] Wen, B., Zhang, C., Tu, Y., Wang, C. and Fang, H., Galilean Invariant Fluid-Solid Interfacial Dynamics in Lattice Boltzmann Simulations, *J. Comput. Phys.*, Vol.266, 161-170 (2014).
- [20] Kleefsman, K. M. T., Fekken, G., Veldman, A. E. P., Iwanowski, B. and Buchner, B., A Volume-of-Fluid Based Simulation Method for Wave Impact Problems, *J. Comput. Phys.*, Vol.206, 363-393 (2005).
- [21] Greenhow, M. and Lin, W. M., Nonlinear-Free Surface Effects: Experiments and Theory, Report No. 83-19, Department of Ocean Engineering, Massachusetts Institute of Technology (1983).