非圧縮型格子ボルツマン法による 自由表面流れ解析の計算安定化

佐藤 兼太¹・越村 俊一²

¹学生会員 東北大学大学院 工学研究科 (〒 980-0845 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1)

E-mail: k_sato@geoinfo.civil.tohoku.ac.jp

²正会員 東北大学教授 災害科学国際研究所 (〒 980-0845 宮城県仙台市青葉区荒巻字青葉 468-1)

E-mail: koshimura@irides.tohoku.ac.jp

3次元流体解析による市街地スケールの大規模津波浸水シミュレーションは、計算負荷・コストの点で依然課題があり、京コンピュータなどの HPCI を活用した事例など、限られた環境でしか実現できていない。陽的な解法であることと並列化効率が高いことは、大規模領域における解析には重要な要件であり、その点で格子ボルツマン法 (以下, LBM) が注目されているが、自由表面流れ解析において計算が不安定となりやすいことが報告されている。本研究では LBM で現れる擬似的な圧縮性に注目し、簡便な非圧縮流体モデルを適用することで計算の安定を図った。本研究で提案した手法により時間刻み幅が大きく、従来の LBM では計算が不安定となる条件においても安定した解析が可能となった。必要な計算量を従来の LBM と比べ、削減することが可能なモデルを開発した。

Key Words: Lattice Boltzmann Method, Tsunami, Free Surface Flow, Computational Fluid Dynamics

1. はじめに

海岸工学分野において、格子ボルツマン法 (以下, LBM) の研究は他の有限差分法や粒子法などの解析手法と比べ歴史が浅い。しかし Zhou¹⁾により非線形長波理論に等価な LBM が提唱されて以来、Thömmes et al²⁾が LBM による平面 2 次元潮流解析を行った他、越村ら³⁾は実地形における津波数値解析に必要な多領域接続計算法及び無反射透過境界条件を LBM に適用し、有限差分法との比較を通じて LBM による津波数値解析の実地形への適用性について検討を行った。その結果、深海域から市街地氾濫までの統一的な解析が可能な LBM による津波数値解析スキームを提案している。また、碎波現象や、長波近似の成立しない市街地氾濫流などの、複雑な流れ場の解析は 3 次元問題への拡張が必要となる。LBM による自由表面流れ解析手法は (1)Thürey⁴⁾による、VOF 法に基づく自由表面探索アルゴリズムを適用する手法、(2)Inamuro et al⁵⁾による、気液 2 相系として自由表面を扱う手法が挙げられる。Banari et al⁶⁾は後者の手法を発展させ碎波の再現に成功しているが、この手法は自由表面の決定のために圧力の Poisson 方程式を解かなければならず、Thürey⁴⁾の手法と比べ LBM を適用するメリットとしては低い。ただし、Thürey⁴⁾の手法は計算が不安定になりやすいことが福井ら⁷⁾により報告されている。そこで、本研究では高効率・低コストな 3 次元自由表面流れ解析手法の構築を目的とし

て、非圧縮流体に対する LBM を適用し、計算の安定化を行う。

そのために、本研究では福井ら⁷⁾によるサブグリッド・スケール (SGS) の渦粘性モデルを含む LBM3 次元自由表面流れのモデルを He et al⁸⁾による非圧縮流体モデルに拡張し、LBM の計算不安定要素の緩和を行う。そして、ゲート急開流れの再現に適用することで本モデルの実用性を検証する。

2. 格子ボルツマン法

(1) 格子ボルツマン法の概要

LBM は気体分子運動論をアナロジーとする新しい数値流体解析手法である。LBM は、流体を規則的な格子点上を移動する仮想的な粒子の集合体として近似し、粒子の並進・衝突の時間発展を格子ボルツマン方程式により計算することで、巨視的な流れ場の諸量を求めるメゾスケールの解析手法として位置づけられている。LBM では粒子の分布頻度を表す粒子分布関数のみを解き、得られた粒子分布関数から巨視的な流れ場の諸量である密度と流速が陽的に表される。また、LBM は圧力勾配が密度勾配によりモデル化されているため、Navier-Stokes 方程式の直接解法において問題となる圧力の Poisson 方程式の収束計算が不要となり、従来の流体解析手法と比べ高効率な計算が可能である。

また、LBM は完全に陽的な計算スキームであるため

図-1 3次元 19 方向型格子形状

並列計算に向いており、マルチコア CPU や GPU を用いた計算の高速化が期待されている計算手法である⁹⁾。さらに、仮想粒子の並進と衝突のみで流体運動を記述しているので、複雑な境界条件も簡便なアルゴリズムで表現できる。その上、LBM の支配方程式である格子ボルツマン方程式から得られる解は、Navier-Stokes 方程式と 2 次精度で一致することが数学的にも保証されており、津波解析にも応用可能な計算手法だといえる。

(2) 格子形状

本研究では LBM の 3 次元計算において、図-1 に示す 3 次元 19 方向型格子モデルを用いる。仮想粒子の運動は図-1 の 1 から 19 のリンク方向に制限される。

(3) 格子ボルツマン方程式

LBM では、格子ボルツマン方程式により粒子分布関数 f_i の時間発展を解く。粒子分布関数 f_i は、3 次元 19 方向型格子の i 方向に、時間 t において位置 $\mathbf{x}$ の格子点上に存在し、仮想粒子の速度ベクトル $\mathbf{e}_i$ を持つ粒子の個数を表す関数である。LBM の定義から、巨視変数である密度 ρ 、流速 $\mathbf{u}$ は式 (1a), (1b) のように計算される。

$$\rho = \sum_{i=1}^{19} f_i \quad (1a)$$

$$\mathbf{u} = \frac{1}{\rho} \sum_{i=1}^{19} \mathbf{e}_i f_i \quad (1b)$$

支配方程式である格子ボルツマン方程式はボルツマン方程式を離散化し、衝突項のモデルに格子 BGK モデルを採用した、式 (2) の方程式である。

$$f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t + \Delta t) = f_i(\mathbf{x}, t) - \frac{1}{\tau} [f_i(\mathbf{x}, t) - f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u})] \quad (2)$$

式 (2) の右辺第 1 項は仮想粒子の並進を、第 2 項は非平衡量が 1 回の衝突ごとに $1/\tau$ だけ減少することを意味している。 τ は単一緩和時間係数と呼ばれ、LBM における流体の粘性を表すパラメータであり、流体の動

粘性係数 ν と式 (3) の関係がある。ただし、実際の計算では空間格子間隔 Δx 、時間刻み幅 Δt によって無次元化されたパラメータ ν_l を用いる。

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

式 (2) における f_i^{eq} は局所平衡分布関数と呼ばれる関数であり、LBM において流体の流れのモデルを決定する関数である。従来の擬似的な圧縮性を含む局所平衡分布関数は、Maxwell 分布を Taylor 展開し離散化することで得られる。格子ボルツマン方程式を Chapman-Enskog 展開した時に Navier-Stokes 方程式に一致するように局所平衡分布関数の近似係数を決定すると、 f_i^{eq} は式 (4) のように展開される。

$$f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = w_i \rho \left[1 - \frac{3}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + 3 \mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u} + \frac{9}{2} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 \right] \quad (4)$$

ここで、 w_i は各粒子の方向ベクトルの重みを表すパラメータである。式 (4) を式 (2) に代入し、Chapman-Enskog 展開を行うと式 (5a), (5b) に示す連続の式と Navier-Stokes 方程式が得られる。また、以降では α, β は x, y, z で縮約をとるものとする。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mathbf{u}_\alpha)}{\partial x_\alpha} = 0 \quad (5a)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\rho \mathbf{u}_\alpha \mathbf{u}_\beta)}{\partial x_\beta} = - \frac{\partial P}{\partial x_\alpha} + \mu \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \mathbf{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right) + \lambda \frac{\partial^2 \mathbf{u}_\beta}{\partial x_\alpha \partial x_\beta} \quad (5b)$$

ここで、 P は圧力、 μ は粘性係数、 λ は第 2 粘性係数を表す。以上より、LBM で再現される流体は擬似的な圧縮性を持つことに注意が必要である。

また、外力項は f_i^{eq} の計算の際に流速 $\mathbf{u}$ の代わりに外力による加速分を加えた流速 $\mathbf{u}^*$ を用いることで考慮する。本研究では外力として重力を考慮するため、 $\mathbf{u}^*$ は $\mathbf{u}^* = \mathbf{u} + \tau \mathbf{g}_l$ となる。ここで $\mathbf{g}_l$ は $\Delta x, \Delta t$ によって無次元化された重力加速度である。

(4) 壁面境界条件

壁面と隣接する格子において、壁面側から流体側に向かう方向の粒子分布関数は格子ボルツマン方程式によって与えられないため、境界条件を与えこれを補完する必要がある。LBM では No-Slip 条件に対応した Bounce-Back 条件、Slip 条件に対応した Mirror 条件を適用する。Bounce-Back 条件では、壁面の隣の格子では運動量がゼロになるように粒子分布関数が補完される。また、Mirror 条件では粒子の壁面に垂直な速度成分の合計はゼロになるが、壁面に平行な成分はその運動量が保存されるように粒子分布関数が補完される。図-2 にそれぞれの境界条件の模式図を示す。

図-2 壁面境界条件の模式図

3. 計算安定化手法

LBM は計算の安定条件として「単一緩和時間係数 τ がある程度大きいこと」と「外力項がある程度小さいこと」を同時に満たす必要がある。特に高 Reynolds 数の流れ場においては LBM の計算安定条件を満たすため Δt を注意深く設定する必要がある。これら条件を同時に満たすパラメータの設定は困難であり、条件が満たされなくなると計算が不安定になることが報告されている。そこで本研究では福井ら⁷⁾による SGS 渦粘性モデルを含む LBM3 次元自由表面流れのモデルを非圧縮流体に対するモデルに拡張する。単一緩和時間係数 τ と密度勾配の増大に関わる計算安定条件を緩和することで、ある程度 Δt を大きく設定した際も安定した計算が可能なモデルを提案する。

(1) SGS 渦粘性モデル

本研究では福井ら⁷⁾を参考に単一緩和時間係数 τ の安定条件の緩和に関して、LBM における Smagorinsky モデルを適用する。SGS 渦粘性項を考慮するため、非平衡量に応じた非平衡テンソルを式 (6) の様に計算する。

$$\Pi_{\alpha,\beta} = \frac{1}{e^2} \sum_{i=1}^{19} e_{i\alpha} \cdot e_{i\beta} [f_i - f_i^{eq}] \quad (6)$$

式 (6) から局所応力テンソルの大きさ $|S|$ が以下の様に計算される。

$$|S| = \frac{\sqrt{\nu_l^2 - 18(C_s \Delta)^2 \sqrt{\Pi_{\alpha,\beta} \Pi_{\alpha,\beta}} - \nu_l}}{6(C_s \Delta)^2} \quad (7)$$

よって、SGS 渦粘性係数 ν_e を考慮した単一緩和時間係数 τ_s は $\tau_s = (C_s \Delta)^2 |S|$ より

$$\tau_s = 3(\nu_l + (C_s \Delta)^2 |S|) + \frac{1}{2} \quad (8)$$

となる。本研究ではフィルター幅 $\Delta = 1$ とした。一方、Smagorinsky 定数 C_s は Gotoh et al¹⁰⁾により、高分解能で Navier-Stokes 方程式を数値的に解くことにより、

$C_s = (1.62 \pm 0.03) \times 10^{-1}$ という値を得ている。本解析では Gotoh et al¹⁰⁾を参考に、 $C_s = 1.62 \times 10^{-1}$ と設定した。

(2) 非圧縮流体モデル

従来の LBM は先述の通り擬似的な圧縮性を有しており、重力をかけると密度勾配が現れ、その値が大きいと計算が不安定になる。これは圧力勾配が密度勾配で模擬される LBM のモデルに起因する問題である。この問題に対し、本研究では He et al⁸⁾による簡便な非圧縮流体モデルを自由表面流れ解析に拡張する。

He et al⁸⁾のモデルは、LBM で計算される流体の密度 ρ を流体の定密度 ρ_0 と定密度からの微小変分 $\delta\rho$ の和で近似し、 $\rho = \rho_0 + \delta\rho$ と表す。これを式 (4) に代入し、マッハ数が十分に小さいという仮定のもと、マッハ数が 3 次以上で現れる項を無視することで式 (9) に示す局所平衡分布関数を得る。

$$f_i^{eq}(\rho, \mathbf{u}) = w_i \left\{ \rho + \rho_0 \left[3\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u} - \frac{3}{2} \mathbf{u} \cdot \mathbf{u} + \frac{9}{2} (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{u})^2 \right] \right\} \quad (9)$$

式 (9) を格子ボルツマン方程式に代入し、従来の LBM と同様に Chapman-Enskog 展開を行い、連続の式、Navier-Stokes 方程式を導くと、それぞれ式 (10a)、(10b) と導出される。

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial x_\alpha} = 0 + O(Ma^2) \quad (10a)$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial t} + \mathbf{u}_\alpha \frac{\partial \mathbf{u}_\beta}{\partial x_\beta} = -\frac{\partial P}{\partial x_\alpha} + \mu \frac{\partial}{\partial x_\beta} \left(\frac{\partial \mathbf{u}_\alpha}{\partial x_\beta} + \frac{\partial \mathbf{u}_\beta}{\partial x_\alpha} \right) + O(Ma^3) \quad (10b)$$

ここで、 Ma はマッハ数である。式 (10a)、(10b) より He et al⁸⁾のモデルはマッハ数が十分に小さい流れ場において、マッハ数の 2 次のオーダーで成り立つ方程式系であり、厳密な非圧縮流体の方程式系ではないことに注意が必要である。しかし、本研究で取り扱う流れ場はマッハ数 $Ma \approx 0$ と近似できる流れ場である。

4. 自由表面探索アルゴリズム

(1) 自由表面の表現法

本研究では LBM の自由表面の探索アルゴリズムとして、Thürey⁴⁾による VOF 法に基づく手法を用いる。これは各セルの巨視変数として密度 ρ 、流速 $\mathbf{u}$ に加え、質量 m と流体の充填率 ϵ を導入し、流体の充填率 ϵ を、 $\epsilon = m/\rho$ と計算することにより各セルの状態を図-3 のように流体の充填率 ϵ に応じてセルを空 (G) セル、界面 (IF) セル、流体 (F) セルに分類する。流体セルは通常の LBM のアルゴリズムで解き、空セルは考慮しない。つまり、空気と水の 2 相流計算は行わない。界面

図-3 自由表面の表現

図-4 セル変換アルゴリズム

セルは後述する特別な処理により、セルの変換および自由表面境界条件の適用を逐次行う。

(2) 質量の交換

質量の交換は粒子分布関数の変化量から行う。粒子分布関数は各セルにおける粒子の個数と捉えることもできるため、粒子の質量が一樣で密度が $\rho_0 = 1$ とすると、流体セルにおける質量の変化量は式 (11) の様に隣り合うセル同士の粒子分布関数の流入と流出の収支から求まる。

$$\Delta m_i(\mathbf{x}, t) = f_{i*}(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) - f_i(\mathbf{x}, t) = S_e \quad (11)$$

ここで、 i^* は $\mathbf{e}_{i^*} = -\mathbf{e}_i$ を満たす粒子の速度成分である。式 (11) は流体セル同士で質量交換が行われる場合のみ適用可能であり、界面セルと質量交換を行う場合は各セルの充填率を考慮して式 (12) の様に質量を交換する。

$$\Delta m_i(\mathbf{x}, t) = S_e \left[\frac{\epsilon(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i \Delta t, t) - \epsilon(\mathbf{x}, t)}{2} \right] \quad (12)$$

一方、空セルとは質量の交換を行わない。以上の計算から質量の変化量を求め、質量の時間発展を式 (13) の様に求める。

$$m(\mathbf{x}, t + \Delta t) = m(\mathbf{x}, t) + \sum_{i=1}^{19} \Delta m_i(\mathbf{x}, t) \quad (13)$$

以上により求まる質量の時間発展から界面セルでの充填率の時間発展を求めることで、セルが流体で満たされた、もしくは空になったかを判定する。その後、界面セルにおいて生じる余分または、不足した質量を周囲のセルに分配し、図-4 のようにセルの状態を変換し、自由表面を更新する。

図-5 実験装置の模式図

(3) 自由表面境界条件

界面セルは空セルと隣接しているため、空セルから流入する粒子分布関数を境界条件に基づき補完する必要がある。空セルから流入する粒子分布関数は気体の密度 ρ_A と界面セルの流速 $\mathbf{u}_s$ を用いて式 (14) の様に補完する。

$$f_{i*}(\mathbf{x}, t + \Delta t) = f_i^{eq}(\rho_A, \mathbf{u}_s) + f_{i*}^{eq}(\rho_A, \mathbf{u}_s) - f_{i*}(\mathbf{x}, t) \quad (14)$$

これは、界面において流体セルと空セルの流速は等しいという境界条件を表す。さらに、界面では大気圧と圧力が釣り合う境界条件を満たすため、界面の傾き $\mathbf{n}$ を考慮し $\mathbf{n}^T \cdot \mathbf{e}_{i*} > 0$ となる条件についても式 (14) により粒子分布関数を補完する。界面の傾き $\mathbf{n}$ は流体の充填率から、 $\mathbf{n} = \nabla_x \epsilon$ と計算される。

5. ゲート急開流れの再現計算

Marsooli et al⁽¹¹⁾ によるゲート急開流れの自由表面流れ場の再現計算を行った。図-5 に実験装置の模式図を示す。ゲート急開による段波を構造物に衝突させ、構造物周辺の氾濫流を再現する。本研究では空間格子間隔を $\Delta x = 2.0 \times 10^{-2}$ と固定し、時間刻み幅 Δt を変化させることで本提案手法の計算安定性について検討を行った。なお、比較のため従来の擬似圧縮性を含むLBMでも計算を行っている。計算パラメータの諸元を表-1 に示す。

壁面境界条件はSlip境界条件に対応するMirror条件を採用した。図-6 に Case1, Case2, Case4 の水面形の時間発展の比較を示す。Case3 の条件は計算が不安定となったため掲載していない。図-6 より、Case2, Case4 の水面形はほぼ同様に推移しており両者に違いはみられないが、Case1 は流体が構造物に衝突した際にできる

表-1 計算パラメータ諸元

計算ケース	モデル	Δx	Δt	τ	g_l
Case1	提案手法	2.0×10^{-2}	8.0×10^{-4}	$0.5 + 6.0 \times 10^{-5}$	3.1×10^{-4}
Case2	提案手法	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-4}	$0.5 + 2.0 \times 10^{-5}$	2.0×10^{-5}
Case3	従来手法	2.0×10^{-2}	8.0×10^{-4}	$0.5 + 6.0 \times 10^{-5}$	3.1×10^{-4}
Case4	従来手法	2.0×10^{-2}	2.0×10^{-4}	$0.5 + 2.0 \times 10^{-5}$	2.0×10^{-5}

図-6 水面形のスナップショット (上) Case1 (中) Case2 (下) Case4

図-7 H2 地点における時系列水位変化

図-8 H4 地点における時系列水位変化

水柱が他のケースと比べ大きくなっており、また、他のケースでみられる水滴の飛散が少ない。これは、Case1が時間刻み幅 Δt を他の2ケースより大きく設定しているため単一緩和時間係数 τ 、つまり LBM で再現される数値粘性が他のケースより大きくなったためである。

また、いずれのケースにおいても細かな水しぶきまでは再現されていない。これは空間分解能が低いことに加え、流体の運動における計算不安定要素をフィルタリングにより除いているため、計算の安定性は向上するが、計算される流体の運動は慣性域程度の運動し

か記述することができなくなるからである。これを解決する方法として、流体の挙動に合わせてメッシュアダプテーションを行う、または計算領域全体の空間分解能を上げることが考えられる。

実験結果と本解析において計算された H2, H4 地点の水位を図-7,8 にそれぞれ示す。図-7,8 より、Case2 と Case3 の水位変化はいずれの計算地点においてもよく一致している。また、Case1 の結果も、Case2, Case3 と若干の差異がみられるものの、概ね実験結果および従来の LBM とよく一致しており、本研究の目的であっ

た自由表面流れの計算安定化及び、時間刻み幅を大きく取ることによる計算量の削減を実証できたといえる。しかし、本研究で提案した手法により密度勾配から圧力勾配が正しくモデル化されているか検討を行っていないため、これについての量的な検討が今後の課題となる。

6. 結論

本研究では、LBM の非圧縮流れモデルに注目し、LBM による自由表面流れの計算安定化を行った。得られた結論を下記に列挙する。

SGS 渦粘性モデルを含む LBM 自由表面流れのモデルを非圧縮流れモデルに拡張し、密度勾配の増大を緩和することで大きな時間刻み幅を設定しても安定した解析を行うことが可能なモデルを構築した。

本研究で提案したモデルと従来のモデルにより、ゲート急開流れの再現計算を行い、本提案モデルが大きな時間刻み幅をとっても安定した解析が行えることを確認し、従来モデルと比較しても精度よく自由表面を追跡できることを実証した。

LBM は、その密度から流体の圧力を求めることが可能であり、LBM による構造物に作用する津波の流体力の推定手法の確立が課題となる。

謝辞： 本研究の一部は、科学研究費補助金（研究課題番号：25242035）および原子力施設等防災対策等委託費の補助を受けた。ここに記して謝意を表する。

参考文献

- 1) Zhou, J. G.: Lattice Boltzmann Methods for Shallow Water Flows, Springer, 124p., 2004.

- 2) Thömmes, G., Seaïd, M., and Banda, M. K.: Lattice Boltzmann Methods for Shallow Water Flow Applications, *Int. J. Numer. Meth. Fluids.*, Vol.55, pp.673-692, 2007.
- 3) 越村俊一, 村上和幸: 格子ボルツマン法による津波解析コード構築に向けた実地形適用に関する研究, 海岸工学論文集, 第 56 巻, pp.256-260, 2009.
- 4) Thürey, N.: Physically Based Animation of Free Surface Flows with the Lattice Boltzmann Method, University of Erlangen-Nürnberg, Ph.D. thesis, 135p., 2007.
- 5) Inamuro, T., Ogata, T., Tajima, S., and Konishi, N.: A lattice Boltzmann Method for Incompressible Two-Phase Flows With Large Density Differences, *J. Comput. Phys.*, Vol.198, pp.628-644, 2004.
- 6) Banari, A., Janßen, C. F., and Grilli, S. T.: An Efficient Lattice Boltzmann Multiphase Model for 3D Flows with Large Density Ratios at High Reynolds Numbers, *Comput. Math. Appl.*, Vol.68, pp.1819-1843, 2014.
- 7) 福井貴也, 越村俊一, 松山昌史: 格子ボルツマン法による津波氾濫流の 2D-3D ハイブリッド・シミュレーション, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol.66, No.1, pp.61-65, 2010.
- 8) He, X., and Luo, L. S.: Lattice Boltzmann Model for Incompressible Navier-Stokes Equation, *J. Stat. Phys.*, Vol.88, pp.927-944, 1997.
- 9) Janßen, C. F., and Krafczyk, M.: Free Surface Flow Simulation on GPGPUs Using the LBM, *Comput. Math. Appl.*, Vol.61, pp.3549-3563, 2011.
- 10) Gotoh, T., Fukayama, D., and Nakano, T.: Velocity Field Statistics in Homogeneous Steady Turbulence Obtained Using a High-Resolution Direct Numerical Simulation, *Phys. Fluids.*, Vol.14, No.3, pp.1065-1081, 2002.
- 11) Marsooli, R., and Wu, W.: 3-D Finite-Volume Model of Dam-Break Flow Over Uneven Beds Based on VOF Method, *Adv. Water. Resour.*, Vol.70, pp.104-117, 2014.

(2015. 7. 10 受付)

Sabilization of Free Surface Flows by Incompressible Lattice Boltzmann Method

Kenta SATO and Shunichi KOSHIMURA

Lattice Boltzmann Method (LBM) has been developed as a new, robust and efficient model to solve the fluid dynamics. In this study, we stabilize LBM on free surface flows applying incompressible model which is simple low cost. The model was verified in the dam-break flow experiment over a 3-D isolated block. The model results are in good agreement with the experimental data, including the movement of free surface of water body, and splash against the block. Through the model verification, we found that our model can be applied to simulate three dimensional behavior of tsunami inland penetration.