

津波遡上解析の効率化に向けた楕円粒子を用いた粒子法の開発

九州大学 学生会員 横野 泰河
九州大学大学院 正会員 浅井 光輝

1. 緒言

2011年に発生した東北地方太平洋沖地震は、甚大な津波被害をもたらし、その後の津波防災の在り方を再検討するきっかけとなった。今後も、南海トラフ地震をはじめとした巨大な津波の発生が危惧されており、防波堤、海岸堤防などの整備によるハード対策だけではなく、避難訓練をはじめとしたソフト対策との併用が減災・防災には必要であると認識されている。そのような背景から、事前に、より詳細に津波被害を把握するためにも津波解析の高精度化が求められており、例えば街区の津波遡上現象を3次元粒子法により詳細に解く取り組みなどが行われている。しかし現在のスパコンを含む最先端の計算機環境においても、解析時間および、メモリ量の制約から、解析対象領域を都市全体に選んだ際の粒子解析モデルの空間解像度は2m程度が限度であり、それ以上高精度な解析は困難であった。そのため、例えば堤防を津波が越流する場合は、堤防より2m以上高く水位が生じていなければ越流と判定されない(図-1)など、実現象とは異なる結果を招く恐れがあった。粒子法による効率的な高解像度を困難とする大きな要因は、各粒子が同一な影響半径(空間解像度とほぼ同義)を有するためであり、特定の方向にのみ高詳細に解くことができなかった。

そこで本研究では、モデルの規模を抑えつつ詳細な津波解析を行う事を念頭におき、楕円粒子を用いることで鉛直方向のみ解像度を高めた解析手法の確立を目指す。

2. 解析手法

2.1 MPS基礎式

本研究では、解析手法としてMPS法を用いた。

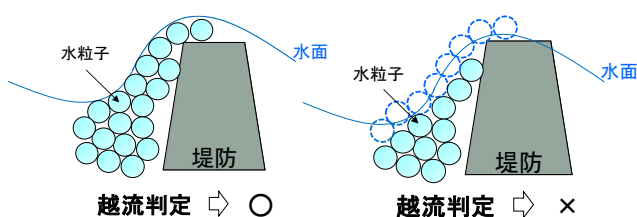


図-1 粒子径と越流判定

MPS法では、ナビエストークス方程式を式(1), (2)によって離散化する。

$$\langle \nabla \phi_i \rangle = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \phi_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right] \quad (1)$$

$$\langle \nabla^2 \phi \rangle = \frac{2d}{\lambda n_0} \sum_{j \neq i} (\phi_j - \phi_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2)$$

粒子法では、近傍粒子から受ける影響を考慮するため、粒子間距離に応じて重みづけを行う。今回は、MPS法での一般的な重み関数である式(3)を用いた。

$$w = \begin{cases} \frac{r_e}{r_{ij}} - 1 & (r_{ij} \leq r_e) \\ 0 & (r_{ij} > r_e) \end{cases} \quad (3)$$

2.2 楕円モデル

楕円モデルは大きく座標変換と拡張ラプラシアンモデルで構成される。座標変換は式(4)で表される。ここでは x_α が実空間(楕円)上での座標、 $\hat{x}_\beta$ が投影空間(球)での座標であり、アスペクト比 S_x をかけて座標変換を行う。

$$x_\alpha = S_x \hat{x}_\beta \quad (4)$$

これをナビエストークス方程式に代入することで楕円に対応した式(5)が導かれる。

$$\rho^0 \frac{Du_\alpha}{Dt} = -C_{\alpha\beta}^{-1} \frac{\partial P}{\partial \hat{x}_\beta} + \mu (C_{\beta\beta}^{-1})^2 \frac{\partial^2 u_\alpha}{\partial \hat{x}_\beta \partial \hat{x}_\beta} + \rho^0 g_\alpha \quad (5)$$

式(5)の離散化式として、以下の(6), (7)を用いる。式(6)はベクトルで表され、楕円粒子による近傍粒子への影響が考慮されているため、球状粒子の場合と大きな違いはない。一方、式(7)はスカラーで表され、楕円粒子

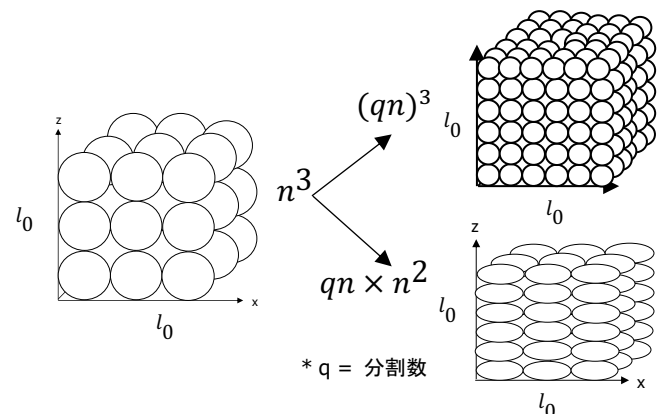


図-2 分割数と計算回数の関係

による近傍粒子への異方的な影響を考慮できない。よって、異方性を考慮するために λ_x^0 , λ_y^0 , λ_z^0 を用いて、ラプラシアンモデルを適用する。

$$\left\langle \frac{\partial \phi}{\partial \hat{x}_\beta} \right\rangle_i^k = \frac{d}{\hat{n}_0} \sum_{j \neq i} \left[\frac{\phi_j - \tilde{\phi}}{|\hat{\mathbf{r}}_j - \hat{\mathbf{r}}_i|^2} (\hat{x}_{\beta j}^k - \hat{x}_{\beta i}^k) w(|\hat{\mathbf{r}}_j^k - \hat{\mathbf{r}}_i^k|) \right] \quad (6)$$

$$(c_{\beta\beta}^{-1})^2 \frac{\partial^2 \phi}{\partial \hat{x}_\beta \partial \hat{x}_\beta} = \frac{2d}{\hat{n}_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{1}{\lambda_x^0} \frac{(x_j^k - x_i^k)^2}{|\mathbf{r}_j^k - \mathbf{r}_i^k|^2} + \frac{1}{\lambda_y^0} \frac{(y_j^k - y_i^k)^2}{|\mathbf{r}_j^k - \mathbf{r}_i^k|^2} + \frac{1}{\lambda_z^0} \frac{(z_j^k - z_i^k)^2}{|\mathbf{r}_j^k - \mathbf{r}_i^k|^2} \right\} (\phi_j^k - \phi_i^k) w(|\hat{\mathbf{r}}_j^k - \hat{\mathbf{r}}_i^k|) \quad (7)$$

2.3 対象モデル

今回は図-3 に示すような形状、寸法のモデルに対して2次元解析を行った。水柱の高さがアスペクト比をかける事によって増減する。また、 λ_x^0 , λ_y^0 は計算の結果より、表-1 の値とした(2次元解析のため λ_z^0 は不必要)。水深方向へ解像度を上げる事が本研究の目的であるため、y 方向のアスペクト比を変更した。

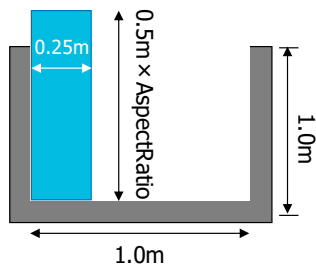


図-3 解析モデルの形状と寸法

表-1 λ_x^0 , λ_y^0 , λ_z^0 の値 ($r_e = 3.1l_e$, $l_e = 0.0125m$)

アスペクト比 (x:y)	λ_x^0	λ_y^0
1:0.25	-0.002451	0.000011
1:1	0.000383	0.000383
1:3	0.000194	0.114070

3. ダムブレイク問題による妥当性確認

3.1 流速の比較

まず、表-1 に示した3種類のアスペクト比について比較を行い、流速に関する検証を行った。その結果を図-4 にまとめて示す。アスペクト比が小さくなるにつれ、実空間では水柱が低く設定させること意味しており、それに伴って流速が小さくなっていることが確認できた。

3.2 圧力の比較

圧力の比較検討を行う。妥当性確認のために、圧力の分布、最大値の変化を確認した(図-5, 6)。アスペク

ト比の大きさに比例し、圧力値が大きくなった。(図-6 参照) すなわち、水柱の高さに比例して圧力が大きくなっており妥当な結果が得られた。また、図-5 には各ケースの圧力分布をそれぞれの圧力の最大値までの範囲で示している。圧力分布自体はそれぞれ類似した傾向を示したが、1:0.25 の場合には少し分布の乱れが生じていることを確認した。

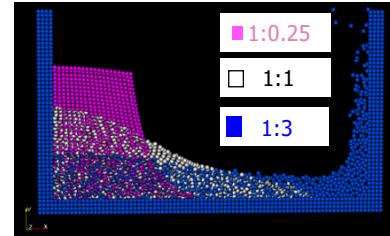


図-4 速度の比較 (写像空間で表示)

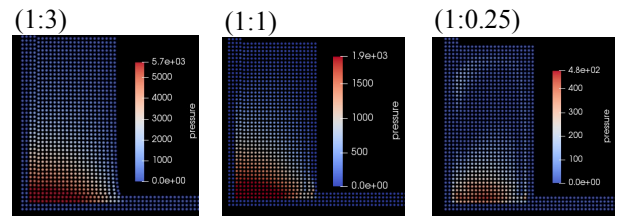


図-5 各アスペクト比に対する圧力分布 (写像空間)

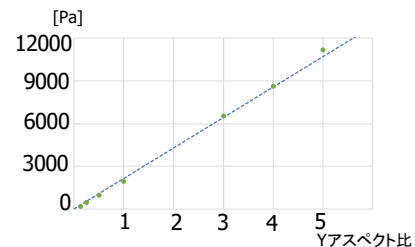


図-6 各アスペクト比における圧力の最大値

4. 結論

既存の楕円粒子モデルによる MPS 法を用いてダムブレイク問題を解くことで、解析手法の妥当性の確認を行った。圧力と速度の両者の検証から、妥当な結果が得られていることを確認した。今後は、本手法を本研究室で開発している高並列化 SPH 法ツールに適用することで、現実的な遡上解析へと発展させる予定である。

参考文献

- 1) 柴田和也: *Cost reduction of particle simulations by an ellipsoidal particle model*, Elsevier, 2016.
- 2) 小笠原圭太, 浅井光輝ら: 大規模津波解析に向けた ISPH 法の陽的時間積分スキーム