

京都大学工学部 学生員 ○山本 浩輔  
 京都大学工学研究科 正会員 Khayyer Abbas  
 京都大学工学研究科 学生員 鶴田 修己  
 京都大学工学研究科 正会員 後藤 仁志

## 1. はじめに

粒子法のひとつである MPS(Moving Particle Semi-implicit)法<sup>1)</sup>は自由水面追跡に優れる特性からこれまで海岸工学分野において様々な問題に適応されてきた。しかしながら、MPS 法では、圧力擾乱の問題から計算スケール以下の影響を考慮する乱流モデルの適用例は未だ少ない。そこで本研究では、圧力擾乱抑制に有効な高精度粒子法に乱流モデルを導入して非定常乱流場を対象に数値シミュレーションを実施し、水理実験との比較からモデルの再現性を検討する。

## 2. 数値解析手法

### 2-1 高精度粒子法

本研究では既往の高精度粒子法 (CMPS-HS-HL 法)に加え、Khayyer・Gotoh<sup>2)</sup>(2010)により新たに提案された高精度粒子法を用いて数値解析を実施する。

#### (1) MPS-ECS 法

Khayyer・Gotoh の ECS モデルは粒子数密度の変動を抑制するために、粒子数密度の瞬間的な状態値に応じて変化する誤差補正項を圧力のポアソン方程式に加える。

$$\frac{\Delta t}{\rho} (\nabla^2 p_{k+1})_i = \frac{1}{n_0} \left( \frac{Dn}{Dt} \right)_i^* + \left| \frac{n^k - n_0}{n_0} \right| \left[ \frac{1}{n_0} \left( \frac{Dn}{Dt} \right)_i^k \right] + \left| \frac{\Delta t}{n_0} \left( \frac{Dn}{Dt} \right)_i^k \right| \left[ \frac{1}{\Delta t} \frac{n^k - n_0}{n_0} \right] \quad (1)$$

ここに、 $t$ : 時間、 $\rho$ : 密度、 $p_k$ :  $k$  ステップにおける圧力値、 $n_0$ : 初期粒子数密度  $n^k$ :  $k$  ステップにおける粒子数密度である。

#### (2) MPS-GC 法

従来の MPS 法は斥力型の勾配モデルを用いるため、負圧に代表される引張りの相互作用力が評価できない。Khayyer・Gotoh の GC (Gradient Correction) モデルでは以下式

$$\langle \nabla p \rangle_i = \frac{d}{n_0} \sum_{j \neq i} \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) C_{ij} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad (2)$$

$$C_{ij} = \begin{pmatrix} \sum V_{ij} \frac{w_{ij} x_{ij}^2}{r_{ij}^2} & \sum V_{ij} \frac{w_{ij} x_{ij} y_{ij}}{r_{ij}^2} \\ \sum V_{ij} \frac{w_{ij} x_{ij} y_{ij}}{r_{ij}^2} & \sum V_{ij} \frac{w_{ij} y_{ij}^2}{r_{ij}^2} \end{pmatrix}^{-1}; V_{ij} = \frac{1}{\sum_{j \neq i} w_{ij}} \quad (3)$$

によって圧力勾配を評価し直す。ここに、 $d$ : 次元数、 $w$ : 重み関数である。これにより、負圧を含む包括的な流れ場への MPS 法の適用が可能となる。

### 2-2 SPS 乱流モデル

LES と同様のフィルタリング操作を施すことで、流体の運動方程式は以下式のようにになる。

$$\frac{D\bar{u}_l}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_l} + \nu \frac{\partial^2 \bar{u}_l}{\partial x_m^2} + g_l + f_l^{SPS} \quad (4)$$

ここに、 $\nu$ : 動粘性係数、 $u_l$ : 瞬間流速ベクトル成分、 $g_l$ : 重力加速度ベクトル成分、 $f_l^{SPS}$ : Reynolds 応力ベクトル成分であり、 $\bar{\cdot}$  はフィルタリング操作を表す。新たに運動方程式に付加される Reynolds 応力は以下式のように表される。

$$f_l^{SPS} = \frac{\partial}{\partial x_l} \left( 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} - \frac{2}{3} k \right) + \frac{\partial}{\partial x_m} \left\{ \nu_t \left( \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_m} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_l} \right) \right\} \quad (5)$$

渦動粘性係数  $\nu_t$  及び乱れエネルギー  $k$  は

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 P_r^{1/2}; \quad k = \frac{C_v}{C_\epsilon} \Delta^2 P_r \quad (6)$$

$$P_r = 2 \left( \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_l} \right)^2 + 2 \left( \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_m} \right)^2 + \left( \frac{\partial \bar{u}_l}{\partial x_m} + \frac{\partial \bar{u}_m}{\partial x_l} \right)^2 \quad (7)$$

と表すことができる。ここに、 $\Delta$ : 粗視化スケール ( $=d_0$ : 粒子径)、 $C_s$ : スマゴリンスキー定数、 $C_v$ 、 $C_\epsilon$ : モデル定数、であり、本研究では、 $C_s=0.15$ 、 $C_v=0.08$ 、 $C_\epsilon=1.0$  とした。

## 3. 数値シミュレーション結果

### 3-1 自由噴流

#### (1) 数値シミュレーション概要

Masuda ら<sup>3)</sup>によって実施された二次元噴流実験を比較・検討対象とする。本数値シミュレーションでは負圧の影響を考慮し MPS-HS-HL-ECS-GC-SPS 法を用いた。また、CMPS-HS-HL-SPS 法を用いた Hori ら<sup>4)</sup>による既往の数値シミュレーションの結果との比較も実施した。計算粒子の直径は 0.010m であり水槽サイズは初期状態において縦・横ともに 2m に設定した。左壁中央には幅  $b_0=0.080$ m のノズルが設置され、ノズル出

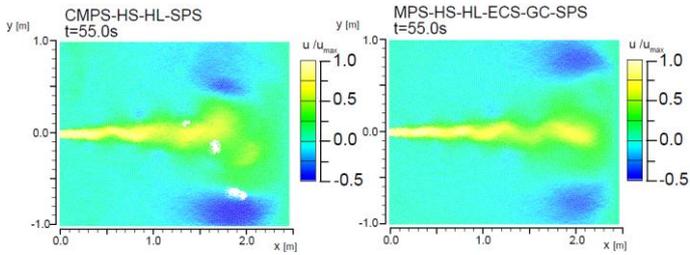


図-1 瞬間水平流速分布図

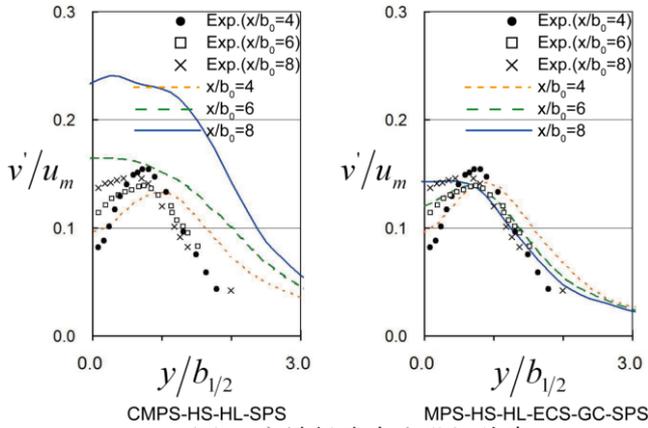


図-2 主流鉛直方向乱れ強度

口から  $U_0=0.20\text{m/s}$  の速さで水が流入される。水の流入に合わせて水槽内の全水粒子の体積保存が満たされるように右壁粒子が右方向に移動する。

## (2) 数値シミュレーション結果

図-1 に CMPS-HS-HL-SPS 法, MPS-HS-HL-ECS-GC-SPS 法の  $t=55.0\text{s}$  における瞬間水平流速分布図を示す。CMPS-HS-HL-SPS 法では粒子の配されていない空隙が散見されるが MPS-HS-HL-ECS-GC-SPS 法ではこれが改善されており、負圧に対応する GC スキームの効果が窺える。

図-2 に主流鉛直方向流速の乱れ強度の時間平均を示す。CMPS-HS-HL-SPS 法では特に  $x/b_0=8$  を始めノズル出口 ( $x=0$ ) から離れるに従い乱れ強度の値が実験結果から大きく乖離しているのに対し MPS-HS-HL-ECS-GC-SPS 法では全プロットにおいて大幅な改善が確認できる。

## 3-2 碎波過程

### (1) 数値シミュレーション概要

碎波過程を対象に MPS-SBV-SPS 法(以下 Sim.1), CMPS-SBV-HS-HL-SPS 法(以下 Sim.2), 本研究で構成した CMPS-SBV-HS-HL-ECS-SPS 法(以下 Sim.3), 以上3つのモデルを用いて数値シミュレーションを実施した。対象とする崩れ波では、複雑な自由水表面の追跡が重要であるため、自由水表面の安定的取り扱いに特に有効な CMPS スキームを用いた。計算条件は堀ら<sup>5)</sup>と同一の条件に設定した。1/20 勾配で長さ 2.0m の一様斜面に平坦床を接合し、その接合部から 0.10m 沖側に造波板を設置する。波周期は  $T=1.0\text{s}$  であり、計算に用いた計算粒子径は  $d_0=0.003\text{m}$  とし用いた計算粒子総数は 9088 個である。

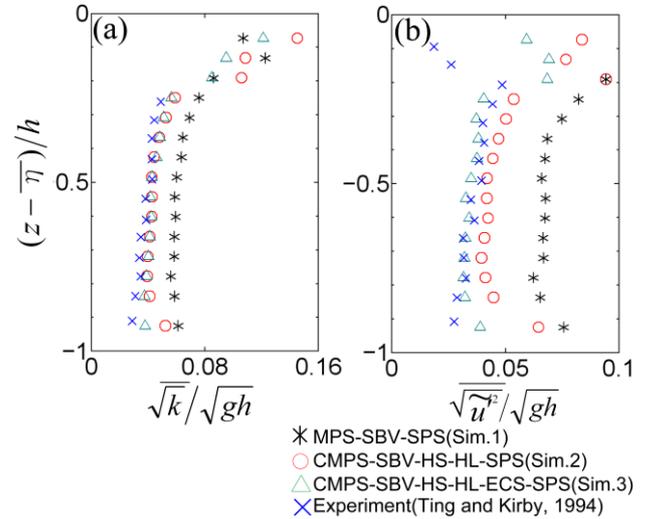


図-3 (a)乱れエネルギーの時間平均値と(b)位相平均水平方向乱れ強度の鉛直方向分布図

## (2) 数値シミュレーション結果

図-3 に(a)乱れエネルギーの時間平均値(b)位相平均水平方向乱れ強度の鉛直方向分布図を示す。図中には Ting・Kirby ら<sup>6)</sup>による実験データを併せて示す。両結果とも ECS スキームを導入した Sim.3 が特に底面付近において、実験結果に対して高い再現性を有していることが確認できる。

## 4. おわりに

本稿では、最新の高精度粒子法に乱流モデルを導入し、自由噴流、碎波過程を対象に数値シミュレーションを実施し、既往の水理実験との比較から既往のモデルに対して再現性に大きな改善がみられた。今後は三次元への拡張を実施し、モデルの再現性についてより厳密な検証を重ねていきたい。

## 参考文献

- 1) S. Koshizuka: a particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *J.Comp.Fluid Dyn.J.*, Vol.4, pp.29-46, 1995.
- 2) Khayyer, A., H. Gotoh: Enhancement of stability and accuracy of the moving particle semi-implicit method, *J. Comp. Phys.*, Vol.230, No.8, pp.421-434, 2010.
- 3) Masuda, W., S. Andoh: Hot-Wire Measurements in the Initial Mixing Region of Plane Jet, *The Japan Society of mechanical Engineers*, 54(497), pp.45-50, 1988
- 4) Hori, C., Gotoh, H., Khayyer, A., Ikari, H.: Simulation of Flip-Through Wave Impact by CMPS Method with SPS-turbulence Model, *Proc. Coastal Structures 2011*, Yokohama, on CD-ROM, 2011
- 5) 堀智恵実, 後藤仁志, 五十里洋行, Abbas Khayyer: 高精度粒子法への SPS 乱流モデルの導入による碎波帯内乱流場の解析, *海岸工学論文集*, 第 67 巻, pp.26-30, 2011
- 6) Ting, F. C., J. T. Kirby: Observation of undertow and turbulence in a laboratory surf zone, *Coastal Eng.*, Vol.24, pp.51-80, 1994.