

浮体群を伴う津波氾濫流の 3D シミュレーション

後藤仁志¹・五十里洋行²・酒井哲郎³・奥 謙介⁴

スマトラ沖地震では、瓦礫や乗用車等の大型浮体を巻き込みながら市街地を遡上する津波の映像が報道された。津波による構造物の被害を適正に予測するには、いわゆる流体力としての津波波力¹は勿論、漂流物の衝突による影響も考慮した構造物の設計が必須となる。この種の現象の解析には、自由表面および浮体群の追跡、さらに流体-浮体間および浮体群間の干渉の記述が可能なモデルが求められる。そこで本研究では、このような要請に応えられるモデルとして粒子法を用いて、浮体群を伴う津波氾濫流と構造物の衝突過程に関する数値シミュレーションを実施し、この種の現象に対する有効性を検討した。

1. はじめに

スマトラ沖地震津波報道において、インドネシア・Banda Aceh の街路を多くの瓦礫や乗用車等の大型浮遊物を巻き込みつつ遡上する津波フロントの映像は、津波の破壊力を印象付けるものであった。津波避難に際しては非水没建築物の上層階は避難場所と成り得るので、第一義的には浸水深が重要であるのは言うまでもないが、非水没であっても津波波力に対して倒壊を免れなければ適正な避難場所とは言えない。この場合の津波波力は、構造物の終局破壊の議論のためのものであるから、単に流体力だけでなく、浮遊物の衝突衝撃に関しても適正な評価が不可欠である。

飯塚・松富(2000)は、実験と現地調査から得たデータを基に導出した浸水深と津波の陸上流速の関係式に、浸水深に対する流木衝突力の評価式を付加したマクロなモデルによる平面二次元計算を実施して、津波による被害域の予測を行っている。しかし、三次元計算によって漂流物を含む流れと構造物との衝突過程を詳細に検討した例はない。この種の大量の浮遊物を伴う流れの解析には、自由表面の追跡を高い解像度で実施し、かつ浮遊物・流体および浮遊物間の干渉を記述できるモデルが求められる。粒子法は、水塊分裂や飛沫の発生する急変流に対しても自由水面の追跡が容易であり、また、複数の浮体を扱った三次元計算も可能である(五十里ら, 2006)。

そこで本研究では、passively moving solid model (Koshizuka ら, 1998) をサブシステムとして組み込んだ 3D-MPS 法を用いて、建築物モデルとしての角柱群と衝突して流れる浮遊物混入流れのシミュレーションを実施し、この種の現象に対する数値モデルとしての適用性を検討する。

2. 数値解析の概要

(1) MPS 法

支配方程式は、Navier-Stokes 式

$$\rho \frac{D\mathbf{u}}{Dt} = -\nabla p + \rho \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \rho \mathbf{g} \quad (1)$$

である。ここに、 $\mathbf{u}$: 流速ベクトル、 p : 圧力、 ρ : 流体の密度、 $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル、 ν : 動粘性係数である。MPS 法 (Koshizuka ら, 1995) では、計算領域に多数の粒子 (計算点) を配置し、個々の粒子の周囲に設定した影響域内での粒子間相互作用として基礎式の各項がモデル化される (越塚, 2005)。非圧縮条件は、粒子数密度を一定値 n_0 に保つことにより満足される。

粒子 i の圧力項 (gradient) および粘性項 (Laplacian) は、

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (\mathbf{r}_{ij}) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \right\} \quad (2)$$

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (3)$$

$$\lambda = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2 / \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad (5)$$

と離散化される (D_0 : 次元数、 $\mathbf{r}_i$: 粒子 i の位置ベクトル、 λ : モデル定数)。粒子間相互作用の及ぶ範囲 (影響球) は、重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (6)$$

により規定される (r_e : 影響球半径)。また、粒子数密度は重み関数を用いて、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (7)$$

と定義される。

1 正会員 工博 京都大学助教授 工学研究科都市環境工学専攻
2 学生会員 工修 京都大学大学院工学研究科都市環境工学専攻
3 フェロー 工博 京都大学教授 工学研究科都市環境工学専攻
4 学生会員 京都大学大学院修士課程都市環境工学専攻

(2) 剛体連結モデル

MPS法はLagrange解析であるため、浮体の移動の追跡が容易である。本研究では、浮体群はすべて剛体と仮定し、passively moving solid model (Koshizukaら, 1998)を用いて計算を行う。浮体構成粒子間の連結を一時的に解き、水粒子と共に運動の計算を行った後、浮体の重心位置と角運動量を保存した上で、浮体構成粒子間の相対位置が変化することのないように座標の修正を行う。剛体の回転運動による座標修正計算には、Shibataら(2004)と同様にクォータニオンを用いた。

まず、浮体 k の時刻 t における重心 $\mathbf{r}_{kg}(t)$

$$\mathbf{r}_{kg}(t) = \frac{1}{N_k} \sum_{i=1}^{N_k} \mathbf{r}_{ki}(t) \quad \cdots (8)$$

から、角運動量ベクトル $\mathbf{L}_k$

$$\mathbf{L}_k = \rho \sum_{i=1}^{N_k} d_{ki}^3 \mathbf{u}_{ki}(t + \Delta t) \times (\mathbf{r}_{ki}(t) - \mathbf{r}_{kg}(t)) \quad \cdots (9)$$

を求め、回転の運動方程式

$$\mathbf{I}_k \boldsymbol{\omega}_k = \mathbf{L}_k \quad \cdots (10)$$

$$\mathbf{I}_k = \rho \sum_{i=1}^{N_k} d_{ki}^3 \begin{pmatrix} |\mathbf{r}_{kigy}|^2 + |\mathbf{r}_{kigz}|^2 & -\mathbf{r}_{kigx}\mathbf{r}_{kigy} & -\mathbf{r}_{kigx}\mathbf{r}_{kigz} \\ -\mathbf{r}_{kigy}\mathbf{r}_{kigx} & |\mathbf{r}_{kigx}|^2 + |\mathbf{r}_{kigz}|^2 & -\mathbf{r}_{kigy}\mathbf{r}_{kigz} \\ -\mathbf{r}_{kigz}\mathbf{r}_{kigx} & -\mathbf{r}_{kigz}\mathbf{r}_{kigy} & |\mathbf{r}_{kigx}|^2 + |\mathbf{r}_{kigy}|^2 \end{pmatrix} \quad \cdots (11)$$

$$\mathbf{r}_{ig\xi} = \mathbf{r}_{i\xi} - \mathbf{r}_{g\xi} \quad \cdots (12)$$

によって角速度ベクトルを算定する。ここに、 ξ は x, y, z のいずれかである。

次に、得られた角速度ベクトルから、回転軸ベクトル $\boldsymbol{\nu}_k$ と回転角度 θ_k

$$\boldsymbol{\nu}_k = \frac{1}{|\boldsymbol{\omega}_k|} (\omega_{kx}, \omega_{ky}, \omega_{kz}) \quad \cdots (13)$$

$$\theta_k = \Delta t |\boldsymbol{\omega}_k| \quad \cdots (14)$$

を計算し、クォータニオン

$$\mathbf{q} = (q_x, q_y, q_z, s) \\ = \left(\nu_x \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), \nu_y \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), \nu_z \sin\left(\frac{\theta_k}{2}\right), \cos\left(\frac{\theta_k}{2}\right) \right) \quad \cdots (15)$$

を得る。そして、浮体構成粒子の座標をクォータニオンによる回転行列 $\mathbf{R}$ を用いて

$$\mathbf{r}_{ki}(t + \Delta t) = \mathbf{r}_{kg}(t + \Delta t) + (\mathbf{r}_{ki}(t) - \mathbf{r}_{kg}(t)) \cdot \mathbf{R} \quad (16)$$

$$\mathbf{R} = \begin{bmatrix} 1 - 2q_y^2 - 2q_z^2 & 2q_xq_y - 2sq_z & 2q_xq_z - 2sq_y \\ 2q_xq_y - 2sq_z & 1 - 2q_x^2 - 2q_z^2 & 2q_yq_z - 2sq_x \\ 2q_xq_z - 2sq_y & 2q_yq_z - 2sq_x & 1 - 2q_x^2 - 2q_y^2 \end{bmatrix} \quad \cdots (17)$$

と修正し、移動速度も、

$$\mathbf{u}_{ki} = \frac{1}{\Delta t} (\mathbf{r}_{ki}(t + \Delta t) - \mathbf{r}_{ki}(t)) \quad \cdots (18)$$

と修正する。

周囲の水粒子との相互作用を伴った運動の計算が行われるので、流体-浮体間の相互作用力も考慮した解が得られる。各浮体の構成粒子をグルーピングして共通のフラグを与えることで、複数の浮体を扱った。剛体連結モデルを用いた計算は、例えば、後藤ら(2001)や五十里ら(2006)によって実施されており、それぞれ剛体の挙動に関する妥当性が検討されている。

3. 角柱に働く流体力の評価

(1) 流体力計測

本研究では、後藤ら(2006)と同様の方法で角柱に働く流体力を計測する。角柱表面の流体応力として圧力のみを考えた場合、角柱に作用する力は、

$$\mathbf{F} = - \int_S p \mathbf{n} dA \quad \cdots (19)$$

と書ける。ここに、 S :角柱の水没表面、 $\mathbf{n}$:角柱表面の法線方向の単位ベクトル(角柱の外向きが正)、 dA は角柱表面の面積要素である。主流方向(x 方向)の単位ベクトルを ξ_x として、角柱に作用する力の主流方向成分 F_x を記述すると、

$$F_x = \mathbf{F} \cdot \xi_x = - \int_S p \mathbf{n} \cdot \xi_x dA = - \int_S p n_x dA \quad \cdots (20)$$

となる。ここに、 n_x :角柱表面における法線ベクトル $\mathbf{n}$ の x 方向成分である。面積要素として一辺 d_0 (粒子径)の正方形領域を想定し、式(19)を離散化すると、

$$F_x = \sum_{i=1}^{N_{post}} p_i n_{xi} d_i^2 \quad \cdots (21)$$

となる。ここに、 N_{post} :角柱表面の構成粒子の個数である。

(2) 定常自由表面流中の角柱に働く流体力

本章では浮体群を伴う流れが角柱に与える流体力を測定するが、ここでは浮体群のない流れによる流体力を福

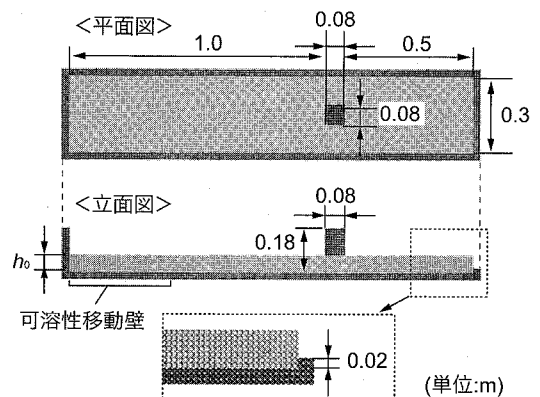


図-1 計算領域

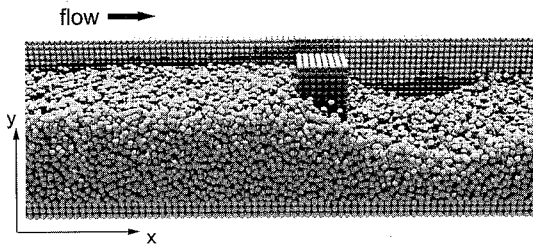


図-2 瞬間像

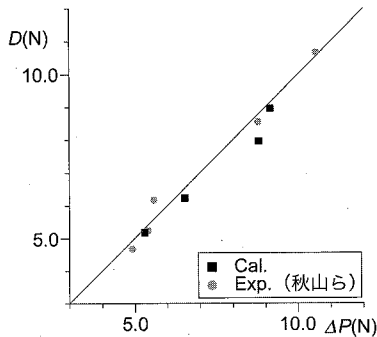


図-3 流体力の比較

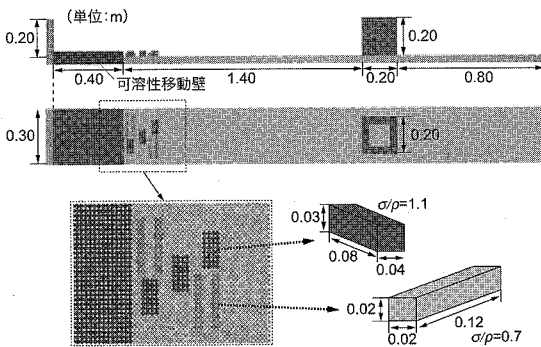


図-4 境界条件

岡ら(1998)の流体力推定方法と比較することで本評価方法の妥当性を確認する。図-1に計算領域を示す。上流端に可溶性移動壁(Gotoh ら, 2001)による流入境界を設け、水路に一定の流量を供給する。下流端には段落ちを設けた。粒径は0.01 mとした。流入流量を変えて角柱前面のフルード数を $Fr=0.57\sim0.67$ に設定した。図-2に瞬間像を示す。角柱の後流域で水深の低下が見られる。

福岡ら(1998)によれば、仰角 0° の場合は角柱前後の圧力に静水圧分布を仮定した式

$$D = \frac{\rho g (h_f^2 - h_b^2) d_{post}}{2} \quad (22)$$

(ここに、 D : 流体力、 h_f : 角柱前面の水深、 h_b : 角柱後面の水深、 d_{post} : 角柱幅) によって流体力が推定できる。秋山ら(2002)による水理実験においても、2分力

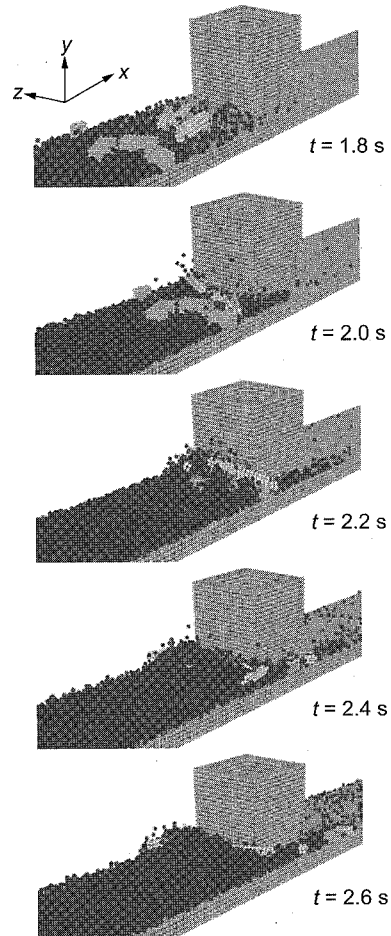


図-5 浮体群と角柱との衝突過程

計による測定値と式(22)による推定値が良好に対応することが示されている。図-3に計算結果を秋山らの実験結果と合わせて示す。本計算結果においても式(22)との対応は良好である。

4. 浮体群を伴う氾濫流と角柱との衝突過程

図-4に境界条件を示す。全長2.8 m、幅0.3 mの水平水路の流入境界下流1.4 mに建築物を模した角柱を配置した。流入境界直下流の路床には7個の剛体を配置し、水路幅方向には周期境界条件を適用した。角柱幅($D=0.2$ m)は水路幅の2/3に設定したので、開口率33.3%で規則的に並んだ角柱群に襲撃する津波を想定した計算といえる。浮遊物としては流木($\sigma/\rho=0.7$)および乗用車($\sigma/\rho=1.1$)をモデル化した(σ : 浮遊物の密度)。流入流量は、スマトラ沖地震の際に松富ら(2005)によって報告された津波の遡上速度5.2 m/sに対してFroude相似により定めた。粒径は0.01 mである。6.0秒間の再現計算に要した計算時間は約80時間

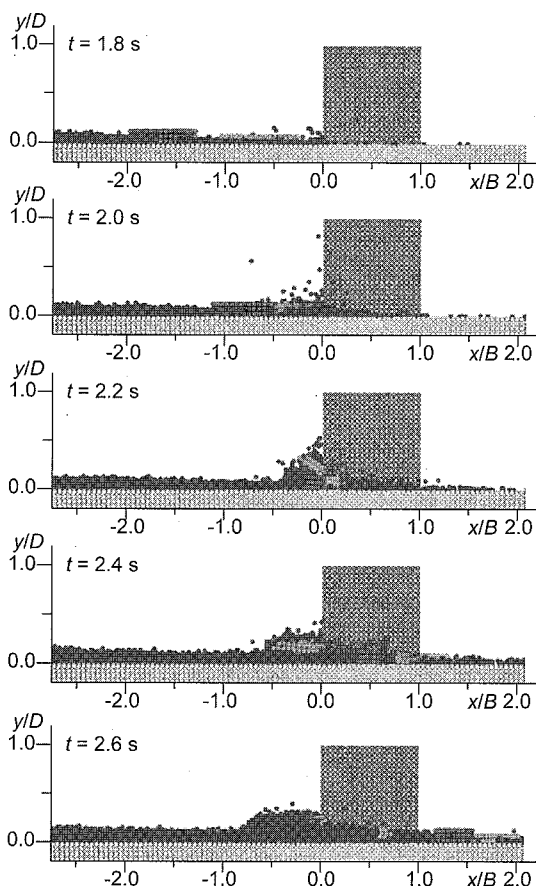


図-6 浮体群と角柱との衝突過程 (立面図)

である。図-5 および図-6 に瞬間像を示す。流れは角柱に衝突して方向を変え、一部は角柱間を通り抜けて流下する。角柱上流側では水位が上昇し、水位上昇域は上流側へと拡大していく。浮遊物群は、氾濫流のフロント部に集中して流れ、角柱に衝突するが、衝突後は浮遊物の密度によって挙動が異なる。密度の小さい浮遊物は、角柱前面における上昇流によって一旦水位上昇域の水面に浮上した後、角柱間を通り抜ける。一方、密度の大きい浮遊物は底面と接触しつつ移動するので角柱上流側の遡上表面流に影響されることなく、衝突後に角柱前面に沿って進み、角柱の角に到達した後は角柱間を通り抜けて下流に向う。図-7 に浮遊物の運動軌跡の一例を示す。平面的に移動する密度の大きい浮遊物に対して、密度の小さい浮遊物は3次元的に移動する。角柱に働く流体力を算定した結果を図-8 に示す。図中には浮遊物がないケースで計算した場合の結果も併示した。両ケースともに平均操作を行っていないので、圧力擾乱による圧力値の変動が見られる。浮遊物がないケースでは、角柱前後の水深が上昇するにしがたがって、流体力の推定値も徐々に上昇し、単調増加のトレンドを示しているが、浮遊物

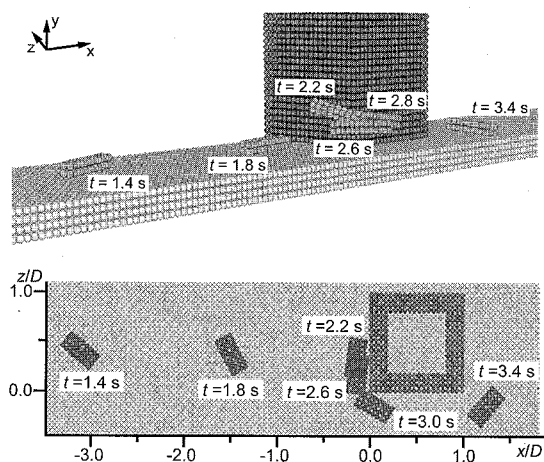


図-7 浮体の運動軌跡 (上: 密度小, 下: 密度大)

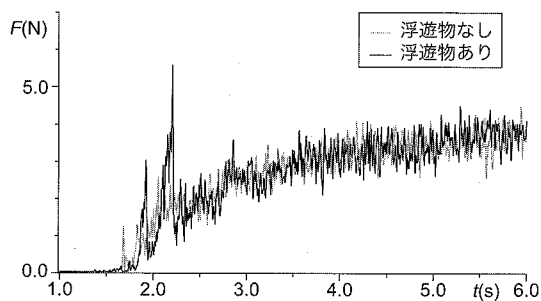


図-8 流体力変動時系列

の混入した流れの流体力では、 $t=2.00$ s 前後に2つの明瞭なピークが出現している。これらのピークが出現した時間は、それぞれ浮遊物群が衝突した時間に相当する。合計で7個の浮体を扱ったが、密度の等しい浮遊物はほぼ同時に角柱に衝突したため、明瞭なピークは2つであった。図-9 に各浮遊物ごとの角柱に及ぼした力の累積値の分布図を示す。まず、 $t=2.00$ s には密度の大きい浮遊物はまだ衝突していない。したがって、最初のピーク値はすべて密度の小さい浮遊物の衝突によるものである。また、この時間では密度の小さい浮遊物は浮上しておらず、衝突が記録された分布域も水路底に沿って存在する。 $t=2.20$ s では、密度の大きい浮遊物による衝突が見られる。密度の小さい浮遊物による衝突域は上方にも広がり、 $z/D=0.5\sim0.7$ においては、最大で $y/D=0.3$ にまで達している。また、 $z/D=0.0$ において大きな力が測定されている。これは、角柱前面から角柱間に移動して流下する際に、角柱の角に衝突したことを示している。 $t=2.20\sim2.45$ s に至ると、密度の大きい浮遊物でさらなる衝突が見られるが、密度の小さい浮遊物は既にすべて流下しており、新たな衝突は生じていない。最終的な分布図 ($t=2.45$ s) を見ると、密度の小

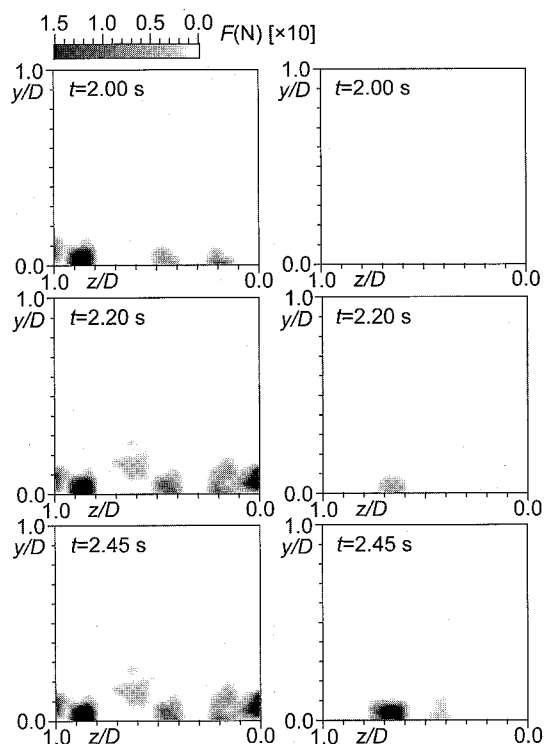


図-9 浮体群が角柱に及ぼす力の分布
(左列：密度小，右列：密度大)

さい浮遊物による衝突が多く記録されている。本計算では、図-5の $t=1.8$ sにおける瞬間像からわかるように、角柱との衝突直前では、氾濫流の先端に密度の小さい浮遊物が存在し、密度の大きい浮遊物はその背後に存在する。密度の小さい浮遊物は最初の衝突後に、背後から押し寄せる密度の大きい浮遊物に押されて、再び角柱に衝突する。したがって本計算では、密度の大きい浮遊物については、間接的に角柱に及ぼした影響の方が大きいと考えられる。また、図-8では、流体力の平衡値よりも大きい衝撃力（ピーク）が角柱に作用しており、建築物に対する津波波力の推定における浮遊物の影響の重要性を示唆している。

5. おわりに

本研究では、剛体連結モデル付 3D-MPS 法を用いて、浮体群を含む津波氾濫流の角柱群との衝突過程に関する基礎的な数値シミュレーションを実施した。以下に今後の検討課題を挙げる。

本研究では浮体群が角柱に及ぼす衝撃力について水理実験との比較による定量的検証を行っていない。また、本研究では簡単のために浮体群を剛体として扱ったが、

現実に即して考えれば、弾性体としての取り扱いが妥当である。本シミュレーションによる衝撃力が、水理実験結果を十分に説明できない場合には弾性体モデルの導入も検討する必要がある。また、本計算では密度の異なる浮体群を扱ったが、同密度の浮体群のみを扱った場合の衝撃力との比較検討が必要である。

本研究では、一列に並んだ建築物群を流下するという単純な境界条件の下で計算を実施したが、現実の市街地における街路や建物の配置条件をより忠実に再現した解析も実施したい。また、広領域の氾濫解析との接続など、シミュレーションツールとしての使い易さも重要な課題の一つである。

参考文献

- 秋山壽一郎・重枝未玲・小林俊彦・太田和正 (2002)：定常自由表面流中の正角柱に働く流体力，水工学論文集，第 46 巻，pp. 827-832.
- 飯塚秀則・松富英夫 (2000)：津波氾濫流の被害想定，海岸工学論文集，第 47 巻，pp. 381-385.
- 五十里洋行・後藤仁志・角 哲也 (2006)：自然調節型洪水吐きの流木による閉塞機構に関する計算力学的研究，水工学論文集，第 50 巻，pp. 793-798.
- 越塚誠一 (2005)：粒子法，丸善，144p.
- 後藤仁志・酒井哲郎・林 稔・安藤 怜 (2001)：構造物下面への接岸浮遊物の潜込過程の Lagrange 型シミュレーション，海岸工学論文集，第 48 巻，pp. 816-820.
- 後藤仁志・五十里洋行・酒井哲郎・谷岡弘邦 (2006)：浸水時地下街階段登段者の脚部に作用する流体力評価に関する計算力学的アプローチ，水工学論文集，第 50 巻，pp. 865-870.
- 福岡捷二・川島幹雄・横山 洋・水口雅教 (1998)：密集市街地の氾濫シミュレーションモデルの開発と洪水被害軽減対策の研究，土木学会論文集，No. 600/II-44，pp. 23-32.
- 松富英夫・榊山勉・Sindhu Nugroho・都司嘉宜・谷岡勇市郎・西村裕一・鎌滝孝信・村上嘉謙・松山昌史・栗塚一範 (2005)：Banda Aceh と周辺における 2004 年インド洋津波と被害想定から見た課題，海岸工学論文集，第 52 巻，pp. 1366-1370.
- Gotoh, H., T. Shibahara and T. Sakai (2001)：Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method -Lagrangian flow model for hydraulic engineering-, Comp. Fluid Dyn. J., 9-4, pp. 339-347.
- Koshizuka, S., H. Tamako and Y. Oka (1995)：A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, Comp. Fluid Dyn. J., Vol.4, pp. 29-46.
- Koshizuka, S., A. Nobe and Y. Oka (1998)：Numerical Analysis of Breaking Waves Using the Moving Particle Semi-implicit Method, Int. J. Numer. Mech. Fluids, 26, pp. 751-769.
- Shibata, K., S. Koshizuka, Y. Oka and K. Tanizawa (2004)：A Three-dimensional Numerical Analysis Code for Shipping Water on Deck Using a Particle Method, Proc. 2004 ASME Heat Transfer/Fluid Engineering Summer Conf., Charlotte, July 11-15, HT-FED04-56477.