

MPS 法による津波の堤越流・氾濫過程の数値シミュレーション

後藤 仁志*・酒井 哲郎**・林 稔***・織田 晃治****

1. 緒 言

津波の陸上遡上過程は被害予測に不可欠であることから、従来から重要な研究課題であった (例えば, 相田, 1977; 岩崎・真野, 1979; 松富, 1982)。津波の遡上高の予測には, 遡上域における底面摩擦の適切な評価が重要となるが, 抵抗則としては等流に対する Manning 則が準用されるのが一般的である。急変不等流である遡上流に対して等流の抵抗則を用いることの妥当性を含め, 一様勾配斜面においてさえ, 既往の数値解析の枠組みで遡上水脈の運動をどの程度の精度で予測できるのかという点は必ずしも明確ではない。

さらに, 沿岸域では都市域・小集落の区別なく, 既往最大を超えるような激甚な津波の来襲に対しても適正な被害予測を行える枠組みが, 防災対策上も重要であるが, 津波の来襲が予想される地域には通常は海岸堤防が整備されており, 一旦氾濫が生じると一様勾配斜面と比較して遡上のプロセスは複雑である (例えば, 村上ら, 1988)。都市化の進んだ地域はもちろん, 湾奥の狭小な平地に形成された村落でも, 築堤可能面積に制限があるから, 一般に直立堤を選択せざるを得ない場合が少なくない。このような場合, 計画高潮位を越える津波に対しては, 堤を越流する水脈の落下, 落下後の背後地への進行 (氾濫) という段階的過程が想定される。落下水脈による地盤侵食は堤防の倒壊という破局的事態を誘発する危険があるが, 落下水脈の地盤侵食能を適正に予測するには, 堤防付近の局所流の水理特性の把握が不可欠である。さらに, 背後地への氾濫を適切に推定するには, 落下水脈から分岐する遡上水塊の挙動についての知見が重要となる。

最近, Navier-Stokes 式に基づく碎波の Euler 型の数値計算が急速に進展し, VOF 法に代表される自由表面流の解析法の波浪場への適用実績が蓄積されたのを受けて, 津波を対象に遡上や海岸堤防への衝突・越波を鉛直二次元場での自由表面流として数値解析する試みが活発化しつつあり (例えば, Hamzah ら, 2000), 注目に値す

る。この種の方法では, 単に水位変動だけでなく, 流れ場の内部流速についても同時計算されるので, 遡上過程の内部機構をより忠実に取り扱える点で有利であるが, 海岸堤防の越波とその後の遡上は水塊の分裂・合体を伴う非定常急変流であり, 自由水面の解像度を如何に確保するかが解析精度全体の鍵となる。従来から頻用されてきた計算格子で基礎式を離散化する Euler 型の数値解析は, 数値拡散に起因する水面形状の不鮮明化の問題を容易に回避できない。さらに, 数値拡散の影響の低減に有効な CIP 法を導入した碎波の解析 (例えば, 渡部ら, 1996) も試みられているが, 差分形の複雑化は不可避である。

本研究では, 自由表面流の解析手法として注目を集めつつある粒子法 (MPS 法; Koshizuka ら, 1995) を用いて, 津波の堤越流・氾濫過程の数値シミュレーションを試みる。MPS 法の海岸工学上の問題への適用は, 一様斜面上の碎波・遡上過程のシミュレーション (Koshizuka ら, 1998; 後藤ら, 1998) を端緒として始まり, 直立堤前面の碎波・越波過程のシミュレーション (後藤ら, 1999), 構造物連成モデルによる防波堤作用波力の解析 (近澤ら, 2000) が試みられている。また, 固液二相流モデルへの拡張が図られ, 直投土砂の拡散過程 (後藤, Fredsøe, 1999), 地滑り誘発型津波の発生過程 (後藤ら, 2000) を対象とした解析が行われている。

これまでの防波堤周辺を対象とした MPS 法による解析は, 防波堤への作用波力, 飛沫としての越波量推定など, 解析の主対象は防波堤より沖側の波浪現象であったが, 本研究では堤高を大幅に越える高潮位による堤内地への氾濫を取り扱う。

2. 数値解析の概要

MPS 法の基本的な構成は, 越塚 (1997) に詳しく述べられているので, ここでは要点のみを簡潔に示す。MPS 法では, 計算領域に多数の粒子を配置して, 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離散化される。したがって, 既存の Euler 的な方法と異なり, 計算格子が不要である。

質量保存 (連続式) は, 質量が変化しない均一粒子を

* 正 会 員 工 博 京都大学助教授 工学研究科土木工学専攻
** フェロー 工 博 京都大学教授 工学研究科土木工学専攻
*** 正 会 員 工 博 和歌山県 西牟婁振興局建設部
**** 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

用い、粒子数を一定に保つことで厳密に満足される。さらに、粒子数密度（単位体積あたりの粒子数）を一定値 n_0 に保つことにより、非圧縮条件が満足される。

一方、運動方程式 (Navier-Stokes 式)

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} \dots \dots \dots (1)$$

については、移流項、圧力項、粘性項、重力項の各々について、粒子周囲の影響域内の他の粒子との相互作用を通じて離散化が行われる ($\mathbf{u}$: 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 : 渦動粘性係数)。MPS 法では、移流項は粒子移動の追跡を通じて計算されるため、複雑な手続きなしに移流項の差分化に起因する数値拡散の問題を回避できる利点がある。

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

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

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

$$\lambda = \sum_{j \neq i} \mathbf{w}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2 / \sum_{j \neq i} \mathbf{w}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \dots \dots \dots (4)$$

のように近傍に存在する粒子との相互作用としてモデル化される (D_0 : 次元数)。相互作用を伴う影響範囲は重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \dots \dots \dots (5)$$

(Koshizuka and Oka, 1996) により、当該粒子を中心とする半径 r_e の円周内部に限定される。また、粒子数密度は重み関数を用いて、

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \dots \dots \dots (6)$$

と定義される。

時間積分過程には 2 段階法が用いられ、第 1 段階は、粘性項と重力項を与えて粒子の速度 (流速) を計算し、粒子の仮位置および仮の数密度 n_k^* を算定する陽的なプロセスである。第 1 段階で更新された場では、質量保存 (粒子数密度が一定値 n_0 に一致すること) が満足されていないから、第 2 段階では、第 1 段階で考慮しなかった圧力項を考慮し、数密度で記述された質量保存則とともに用いることで誘導される圧力に関する Poisson 方程式

$$\nabla^2 p_{k+1} = -\frac{\rho}{(\Delta t)^2} \frac{n_k^* - n_0}{n_0} \dots \dots \dots (7)$$

を陰的に解いて圧力場を更新し (Δt : 計算時間間隔, 添

字 k : 計算ステップ), 流速の修正量を求めて流速場および粒子の位置を修正する。

壁面境界は、規則配列された数列の固定粒子により構成される。壁面構成粒子の中で流体と直接接する粒子に関しては、流速ゼロ (non-slip 条件) を与え、圧力の更新計算のみを行う。壁粒子群の厚みは数密度計算に必要で、重み関数の閾値 r_e より大きく設定すればよい。

自由水面の判定は粒子数密度の条件、

$$n_i^* < \beta \cdot n_0 \dots \dots \dots (8)$$

により行い、上式が成立する計算点 (粒子) において $p = 0$ を与える。

3. 堤越流・氾濫過程

(1) 計算領域・計算条件

計算は、図-1, 2 に示す 2 種の計算領域で行った。シミュレーションは、直立堤で守られた湾奥の狭小な平地への津波氾濫を想定し、直立堤直下の水塊の運動と背後地への遡上に焦点をあてた。背後地への流入流量は、直立堤沖側近傍の水位と水面勾配に規定されるが、津波は波長が十分に長いので近似的には水面勾配を無視できる。ここでは、直立堤をモデル化した鉛直壁の沖側に設けた貯水槽 (幅 0.2 m) の底面壁を上昇 (移動速度 0.05 m/s) させて直立堤を越流する流量を与え、背後地は、1/20 勾配の一般斜面とした (図-1)。これとは別に、湾奥の狭小な平地に密集する家屋群のモデルとして、水平床に棧状の粗度要素を配置した条件でも計算を行った (図-2)。この場合の越流流量については、先の場合と同様に、直立堤をモデル化した鉛直壁の沖側に設けた貯水槽の底面壁を上昇させて与えた。したがって、越流水脈が堤内地側の水深の影響を受けないかぎり、2 種の計算領域での堤越流条件は同一である。

粒子径は何れの場合も $d = 0.0025$ m, 粒子総数も 2 種

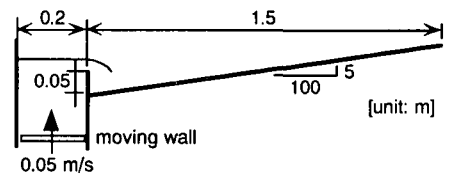


図-1 計算領域 (斜面遡上)

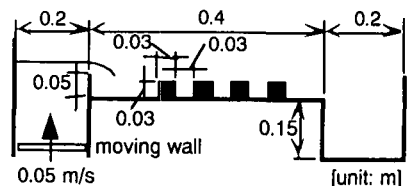


図-2 計算領域 (路床粗度)

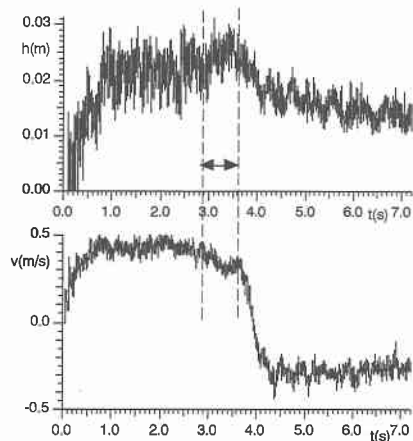


図-3 堤頂での水深・流速

の計算領域でほぼ同様で約10,000個（流体粒子：約6,000）である。モデル定数（相互作用を規定する影響域の半径と水面判定のための定数）については、Koshizuka and Oka (1996) による標準的推奨値： $r_e=2.1d$ for gradient, $r_e=3.1d$ for Laplacian, $\beta=0.97$ を用いた。

（2）越流水脈の斜面遡上過程

図-3に越流時の堤頂における水深と断面平均流速の時系列を示す。村上ら(1988)は、図-1と類似のスケール水槽を用いて、水槽内に重りを水没させて越流量を制御する形式で水理実験を実施している。ここでは、水槽底面壁を押し上げて越流させているので、流量制御の方法は異なるが、村上らの水理実験でも指摘されたように、水位上昇中に流速が減少する状態（図中の $\Leftrightarrow$ の区間）が再現されており、堤内地の水位上昇に起因する堰

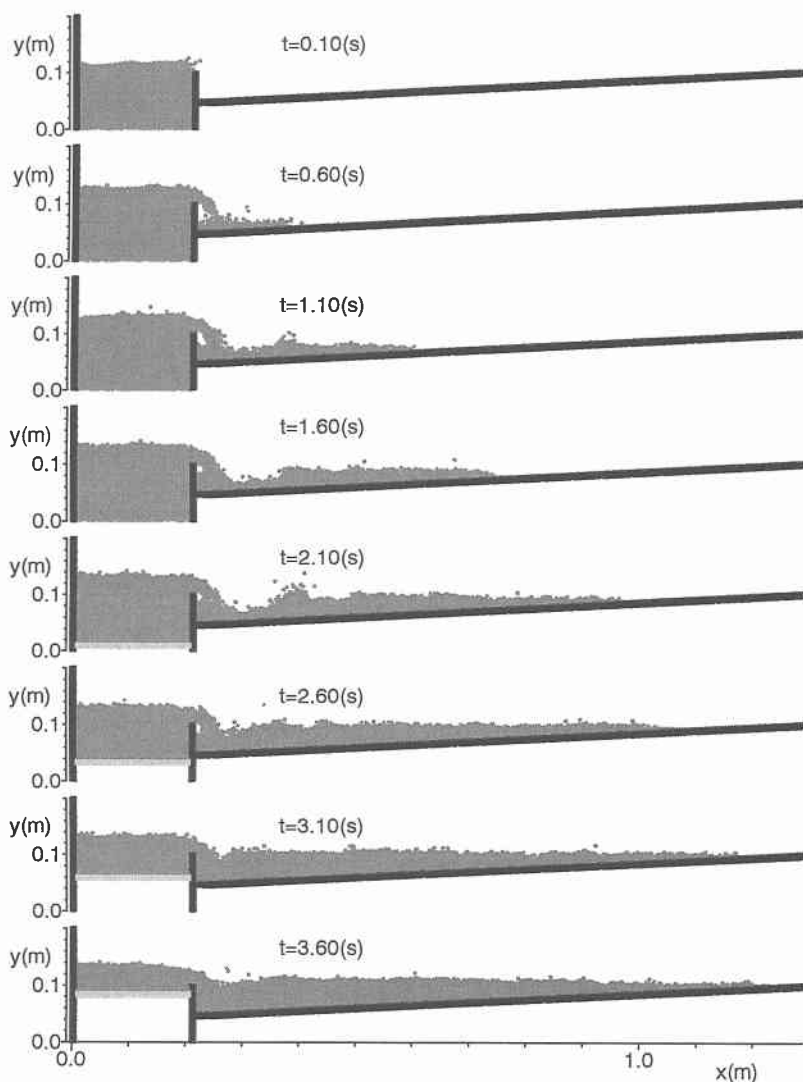


図-4 越流・堆面遡上過程

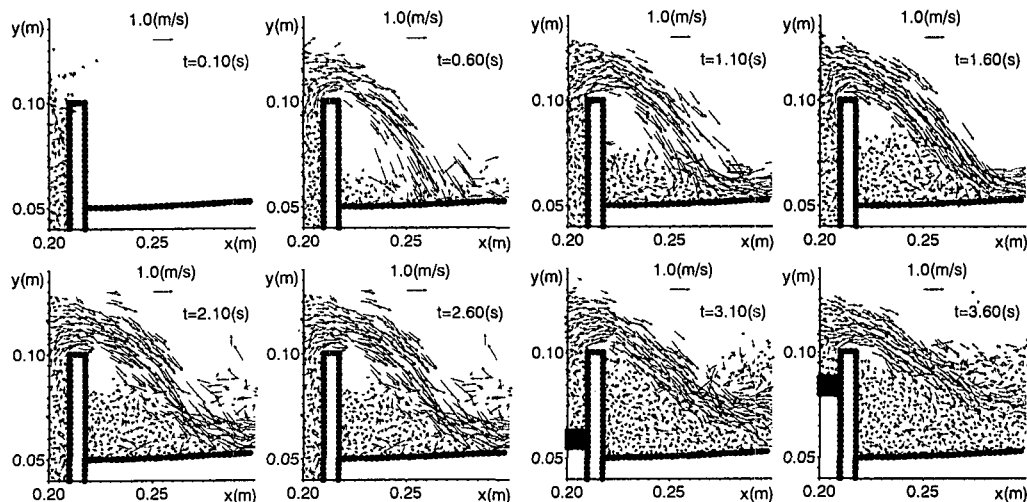


図-5 堤直下の流速場

き上げ効果によって越流流速が低減されたものと理解できる。

図-4 に越流・斜面遡上過程の計算結果を、図-5 には落下水脈の挙動を詳細に検討するため、同一の条件での堤直下の流速ベクトル場を示す。落下水脈の着地点より堤寄りの領域に形成されるプールの水位は時間の経過とともに上昇し、これに伴って落下水脈の裏面に形成される空気塊の容量が縮小し、時刻 $t=3.10$ s にはほぼ消滅する。なお、この種の空気塊の変化は、厳密には気液二相流モデルを用いて解析されるべきであり、空気塊の縮小や気泡の分裂、流れによる連行といった一連の過程は本シミュレーションでは再現できない。この意味で、ここで示される空気塊の容量変化は空気塊から水脈への反力を無視したものであって、空気塊の縮小が過大に評価されている可能性がある点は注意を要する。

図-4 によると、落下水脈の主流部は斜面を射流で駆け上がり、 $x=0.4$ m 近傍で跳水して急激に水位上昇し、常流に遷移している。跳水区間より岸側では細かな水位変動はあるものの、平均的な水面勾配は僅かで、大略的には楔形の水塊の先端部が徐々に岸側に押し出されるように挙動している様子が示されている。図-4 では一定時間間隔でスナップショットを示しているので、遡上端を包絡すると移動速度の概略が推定できる。包絡線は上に凸の形状を示しており、初期に高速で移動した遡上端が次第に減速して停止に至ることが読み取れる。遡上端移動の鈍化と落下水脈前面での跳水の不鮮明化（潜水跳水への遷移）は同期している（時刻 $t=2.60$ – 3.10 s 参照）。

図-5 には、落下水脈近傍の流速場が拡大して示されている。落下水脈が直接に底面に到達する間（時刻 $t=$

2.60 s まで）には、水脈と堤に挟まれた領域のプールの水深が増大し、水脈の直下のプール内では時計回りの循環流の存在が確認できる。時間が経過して、斜面上の水位が上昇して潜水跳水への遷移が進むと、落下水脈は底面にまで到達せず、高速の表面流を誘起するようになる。

次に、家屋群のモデルとしての棧型粗度に対する落下水脈の衝突・越流過程を図-6 に示す。落下初期には近隣の棧粗度に堰き止められて棧粗度と堤の間の領域で急激に水位が上昇する（時刻 $t=0.80$ s）。このとき落下水脈の先端が棧粗度に跳ね返されて反転し、落下水脈に再衝突している。主流は、棧粗度の表面を撫でるようにして粗度を乗り越え第2粗度と第1粗度の空隙のわずかなスペースに落下し、強い時計回りの循環流を生じさせる（時刻 $t=1.20$ s）。水脈は同様なプロセスを繰り返しつつ、前進する。粗度のギャップには初期には強い循環流が誘起させるが、下流側の水深がある程度以上になると落下水脈は粗度高さより上部の領域で高速表面流を形成する。この段階でも高速流と粗度間のキャビティーには運動量交換が存在するので、キャビティー内に循環流は維持されているが、その強度は初期のものよりかなり小さい。

4. 結 語

本研究では、MPS法を用いて Navier-Stokes 式を Lagrange 的に離散化し、津波の堤越流・氾濫過程の数値シミュレーションを実施した。越流後の斜面遡上のケースでは、落下水脈と堤の間に形成されるプール内の循環流の存在、落下水脈の岸側に形成される跳水のモード遷移などを反映した落下水脈付近の水流の時間的变化の詳細が示された。また、家屋群のモデルとしての棧型粗度に対する落下水脈の衝突・越流過程では、落下水脈による

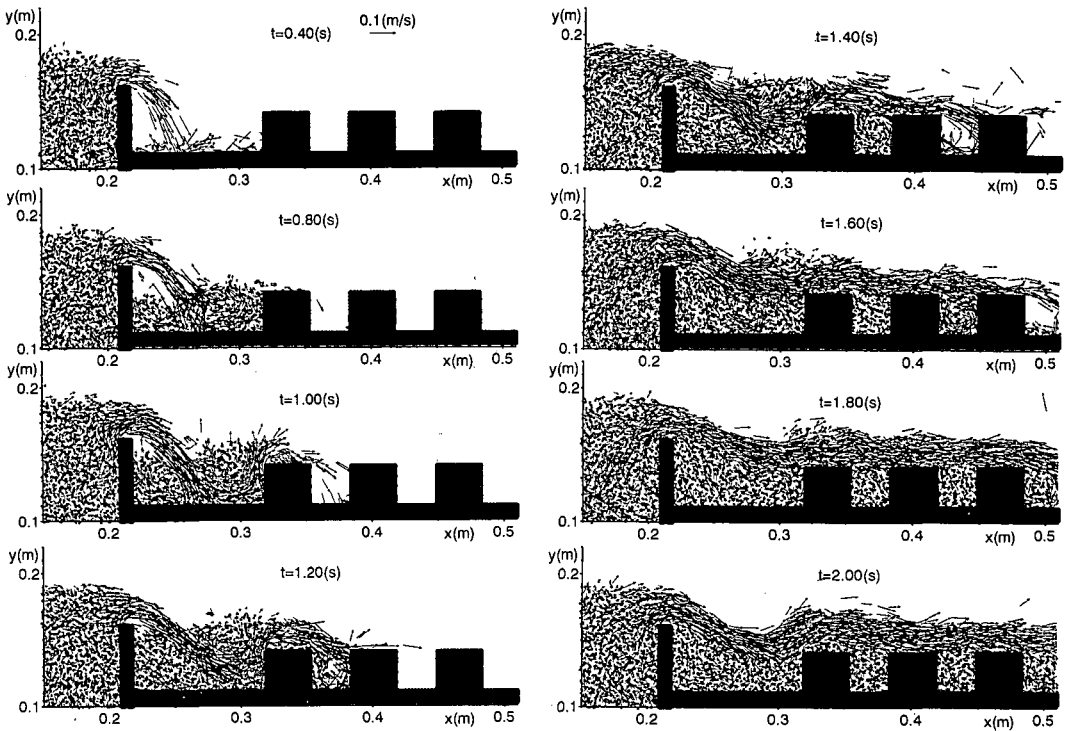


図-6 堤直下の流速場 (枝粗度型家屋群モデル)

高速流の顕著な非定常性が確認された。ここで示されたフレームワークに基づく系統的な計算により、堤内地の家屋群配置の相違による流況相違やそれに起因する家屋群等に作用する流体力の相違が検討できる。現実には3次元性が強い場の解析が求められるので、ここで示した2次元モデルが直ちに実務上の問題に貢献できるものでないことは事実だが、種々の水理条件や堤内地の施設レイアウトの影響についてある程度理想化した状態で検討するツールとしては一定の有効性を有していると考えている。

参考文献

- 相田 勇 (1977): 陸上に溢れる津波の数値実験, 地震研究所集報, Vol. 52, pp. 441-460.
- 岩崎敏夫, 真野 明 (1979): オイラー座標による二次元津波遡上の数値計算, 第26回海岸工学講演会論文集, pp. 70-74.
- 越塚誠一 (1997): 数値流体力学, インテリジェントエンジニアリングシリーズ, 培風館, p. 223.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 沖 和哉, 芝原知樹 (1998): 粒子法による巻き波型砕波を伴う斜面遡上過程の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 181-185.
- 後藤仁志, 酒井哲郎, 目見田 哲, 沖 和哉, 林 稔 (1999): 粒子法による直立護岸前面の砕波・越波過程の数値解析, 海岸工学論文集, 第46巻, pp. 46-50.
- 後藤仁志, Jørgen Fredsøe (1999): Lagrange型固液二相流モデルによる海洋投棄微細土砂の拡散過程の数値解析, 海岸工学

論文集, 第46巻, pp. 986-990.

- 後藤仁志, 酒井哲郎, 林 稔 (2000): 大規模斜面崩壊による水面波の発生過程のグリッドレス解析, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 56-60.
- 近澤佳隆, 越塚誠一, 岡 芳明 (2000): 粒子法による構造物の解析手法の開発とその沿岸構造物への適用, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 41-45.
- 松富英夫 (1982): 津波の二次元遡上計算, 第29回海岸工学講演会論文集, pp. 85-89.
- 村上仁士, 細井由彦, 島田富美男, 三野英樹 (1988): 堤越波時および越波後の津波の水位, 流速の特性に関する基礎実験, 第35回海岸工学講演会論文集, pp. 592-596.
- 渡部増憲, 佐伯 浩 (1996): 砕波帯内の流速場のダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第43巻, pp. 71-75.
- Hamzah, M. A., 間瀬 肇, 高山知司, 藤本繁男 (2000): 海岸堤防に作用する津波力の実験と数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第47巻, pp. 371-375.
- Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y. (1995): A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Computational Fluid Dynamics J.*, Vol. 4, No. 1, pp. 29-46.
- Koshizuka, S. and Oka, Y. (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434.
- Koshizuka, S., Nobe, A. and Oka, Y. (1998): Numerical analysis of breaking waves using the moving particle semi-implicit method, *Int. J. Numer. Mech. Fluids*, Vol. 26, pp. 751-769.