

# 粒子法による直立護岸前面の碎波・越波過程の数値解析

後藤 仁志\* ・ 酒井 哲郎\*\* ・ 目見田 哲\*\*\*  
沖 和哉\*\*\*\* ・ 林 稔\*\*\*\*\*

## 1. 緒 言

海岸構造物の設計に際しては、越波を伴うような極値の高波浪の下での外力を適切に推定することが不可欠であり、そのための基礎的知見としての碎波のメカニズム解明の重要性は広く認識される所である。特に近年、数値解析手法と画像解析手法の急速な発達を受けて、碎波プロセスが詳細に把握されつつある。さらに、VOF 法をはじめとする自由表面の記述法に関する検討が進展し、碎波過程への数値流体力学的アプローチが盛んになってきている(例えば、二瓶ら, 1998; 陸田ら, 1998; 由比ら, 1998; 渡部ら, 1998; Hamzah ら, 1998)。

碎波は、水面の急激な変化を伴う現象であることから、計算格子を使って基礎式を離散化する Euler 型の数値解析では、数値拡散に起因する水面形状の不鮮明化がしばしば問題とされてきた。MAC 法に代表されるマーカ依存型の水面判定法は、計算グリッド内のマーカー数に水面形の判定精度が依存し、数値拡散を生じやすい。さらに、MAC 法の改良型と位置付けられる VOF 法をベースにした数値解析では、流体のグリッド内体積占有率を導入して水面判定が合理化されているものの、水面形の計算精度はグリッド密度に大きく依存し、シャープな水面形を追跡するには高密度にグリッドを配置する必要がある。CIP 法など数値拡散の影響の低減に有効な手法の導入も図られているが(渡部ら, 1996)、数値拡散の回避には移流項の差分の高精度化が不可避で、計算コードの複雑化は必然的である。

流体の数値解法と言えば、計算領域の格子による分割が離散化の大前提とも言うべきものであったが、近年、これとは全く異なる発想の計算格子を用いない計算法が次第に注目を集めつつある。この種の手法は粒子法と呼ばれ、計算領域に配置した多数の粒子の周囲に一定の影響域を設定し、この影響域内の粒子間の相互作用として流体の基礎式の諸項を離散化する方法が採られる。計算

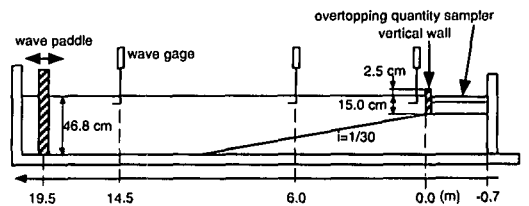
格子に基づく方法が Euler 的であるのに対して、粒子法は Lagrange 的な解析法である。この種の手法は、流体解析に限らず、計算力学一般に広く導入されつつあり、個々の問題に応じた境界適合格子の個別的生成といった計算の準備的段階が不要で、多くの問題に容易に転用が可能であるといった汎用性の面からも注目されている。

粒子法による Navier-Stokes 式の離散化としては、Koshizuka ら (1995) により提唱された MPS 法 (moving particle semi-implicit method) が代表的手法である。MPS 法とその応用例に関しては、越塚 (1997) に詳細に述べられているが、水工学上の問題への適用は端緒に着いたばかりで、Koshizuka ら (1998) および後藤ら (1998) による一様斜面上の碎波・遡上過程のシミュレーションや後藤ら (1999a) による階段式魚道内流れ (周期境界条件下の一方向流) への適用があるに過ぎない。

そこで本研究では、MPS 法を用いて、直立堤前面の碎波・越波過程の数値解析を実施し、造波水槽での実験結果と比較して手法の有効性を確認し、防波堤の形状の相違や防波堤前面の透水性構造物の効果など防波堤の幾何学的レイアウトの相違が碎波・越波に及ぼす影響に関して計算力学的に検討するためのフレームワークを提示する。

## 2. 水理実験の概要

実験は、反射波吸収式造波装置を有する 2 次元造波水槽 (全長 50.0 m, 幅 1.0 m, 高さ 1.2 m; 図一参照) を用いて行った。一様勾配 1/30 の斜面上で、造波板から 19.5 m の地点に直立壁 (初期水面からの天端高さ 2.5 cm) を設置し、直立壁の背後には越波量計測用の集水枋を置いた。波高計は合計 12 本設置し、最も沖側の波高計



図一 2次元造波水槽

\* 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 工修 関西電力(株) 総合技術研究所  
\*\*\*\* 正会員 工修 京都大学助手 工学研究科土木工学専攻  
\*\*\*\*\* 学生会員 京都大学大学院 工学研究科土木工学専攻

(直立壁から沖側へ 14.5 m の地点) で測定される波高を沖波波高  $H_0$  とした。実験に際しては、一様水深  $h_0 = 46.8$  cm, 直立壁前面部の水深  $h = 15.0$  cm となるように初期水面の高さを設定し, 周期  $T = 1.0, 1.2, 1.4, 1.6$  s の 4 種について沖波波高  $H_0 = 7.0, 12.0, 15.0$  cm の正弦波形の規則波を発生させた。

計測項目は直立壁前面の水面形の時間変化および平均越波流量である。直立壁前面の水面形は, 水槽側方からサンプリング間隔 1/30 s で CCD ビデオカメラにより撮影し, 静止画をビデオキャプチャーシステムを通じてパーソナルコンピュータに取り込んで処理した。また, 越波流量に関しては, 各ケースで 5 波の平均を数回繰り返して測定したが, 紙面制約の都合上, 今回は計算との比較に関しては言及できない。

### 3. 数値解析の概要-MPS 法

MPS 法による Navier-Stokes 式の解法に関しては, 越塚 (1997) に詳しく示されており, さらに, 著者らの前報 (後藤ら, 1998) でも計算方法に関して述べているので, ここでは, 要点のみを示すこととする。MPS 法では, 計算領域を複数の構成粒子に分割し, 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を記述して, 離散化が行われる。そのため既存の Euler 的な方法と異なり, 計算格子が不要である。

均一で質量が変化しない粒子を用い, 粒子数を一定に保つことで, 質量保存 (連続式)

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

は厳密に満足される。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)

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

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。ここに,  $\mathbf{u}$ : 流速ベクトル,  $p$ : 圧力,  $\rho$ : 流体の密度,  $\mathbf{g}$ : 重力加速度ベクトル,  $\nu$ : 渦動粘性係数である。MPS 法では, 移流項は粒子移動の追跡を通じて計算される。そのため, 通常 Euler 的な方法と異なり, 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,

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2} (\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \right\} \quad \dots\dots\dots (3)$$

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad \dots\dots\dots (4)$$

$$\lambda = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) |\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|^2 / \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad \dots\dots\dots (5)$$

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

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

(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,

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} w(|\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i|) \quad \dots\dots\dots (7)$$

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

$$\nabla^2 p_{k+1} = \frac{\rho}{(\Delta t)^2} \frac{n_k^* - n_0}{n_0} \quad \dots\dots\dots (8)$$

を陰的に解いて圧力場を更新し, 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。なお, 式中の  $\Delta t$  は計算時間間隔, 添字  $k$  は計算ステップを表す。

なお, 透水層を配置したケースでは, 透水層の影響で流体に生じる付加的抗力,

$$\mathbf{F}_{p_i} = -\frac{3C_D}{4d_0} \overline{|\mathbf{u}_i| \mathbf{u}_i}; \quad \overline{\mathbf{u}_i} = \sum \mathbf{u}_j w_u(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad \dots\dots\dots (9)$$

$$w_u(r) = \begin{cases} 1/\sum w_u(r) & \text{for } r \leq \alpha d_0 \\ 0 & \text{for } r > \alpha d_0 \end{cases} \quad \dots\dots\dots (10)$$

を仮定し, 流体排除の効果は無視する簡便な取り扱いを行った (後藤ら, 1999b)。ここに,  $C_D$ : 抗力係数,  $d_0$ : 流体粒子径,  $\overline{\mathbf{u}_i}$ : 粒子近傍の局所平均流速ベクトルであり,  $\alpha = 2.0, C_D = 1.53$  に設定した。

壁面境界条件は, 数列の厚さで規則配列された固定粒子により与えられる。壁面構成粒子の内でもっとも内側の流体と直接接する粒子に関しては, 流速を既知として (ここでは non-slip 条件で, 流速ゼロ) 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充分である。

自由水面の判定は粒子数密度の条件,

$$n_k^* < \beta \cdot n_0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

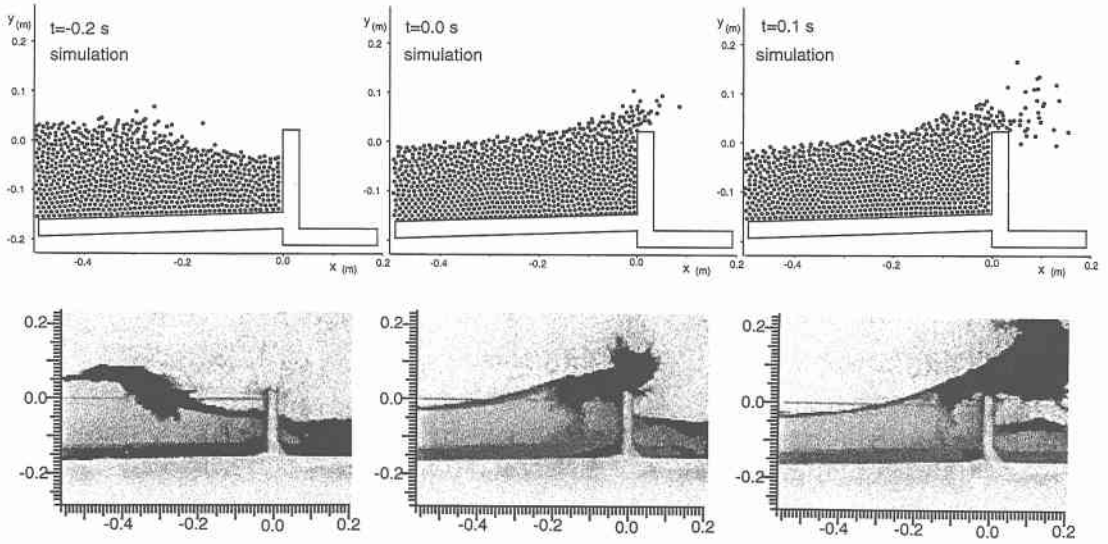


図-2 計算と実験の比較

により行い、圧力に関する境界条件 ( $p=0$ ) を与えた。この条件は水面形状に依存しないので、水塊の分裂など複雑で激しい水面の挙動に対しても容易に適用できる利点を有している。

#### 4. 直立壁前面の碎波・越波過程

計算は、2種の計算領域で行った。まず、実験との比較のための計算では、実験と同様の1/30勾配の1様斜面を有する全長4.0 mの水槽で、沖側の移動壁を反射波吸収型の造波条件で移動させつつ、周期  $T=1.2$  s、沖波波高  $H_0=7.0$  cmの正弦波を対象に計算した。なお、反射波吸収形の造波については、別途実施した水平床における計算の波高の時間変化から適正な動作を確認している。

一方、直立壁の天端形状や透水層の配置など幾何的形状の影響を検討するための計算では、1/10勾配の1様斜面を有する全長2.0 mの水槽で直立壁前面の初期水深、沖側移動壁の振幅、斜面長および直立壁の天端形状を変化させて、系統的な計算を行った。なお、この場合の沖側境界では、クノイド波型の造波境界条件を課すこととし、単一波による碎波・越波を解析対象とした。計算粒子数は個々のケースで多少異なるが、6000~6500程度である。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:  $r_e=2.1$  for gradient,  $r_e=3.1$  for Laplacian,  $\beta=0.97$  を用いた。

図-2に計算結果と実験との比較を示す。主波峰の直立壁への到達の直前から衝突・越波に至る一連の過程が良好に再現されており、越波水脈の挙動も含めて計算の高い再現性が確認されたと言える。

この種の非定常解析では各瞬間の水面形に関する膨大なデータが得られるので、データの整理や解釈に労力を要する。ここでは、本研究で行った計算の中で代表的なケースについて、越波水脈が直立壁を越えようとする瞬間の snapshots を一望できる形式に整理して、図-3に示した。図面は3列配置となっているが、a, b, cの各列では直立壁の天端形状が異なっている。また、ケース設定に関しては以下のようなものである。まず、Case 1では非碎波で直立壁と衝突する。Cases 2, 3では、Case 1と同様の造波壁の移動条件で直立壁前面水深を小さくすることにより碎波点を沖側に設定した。さらにCase 4では、Case 1と同一の直立壁前面水深で沖側造波壁の振幅を大きくすることで波高を増大させて碎波後に主波峰が直立壁と衝突する設定とした。最後に、Case 5では、Case 2と同様の条件で、直立壁前面に透水層を配置した。

大略的には、直立壁の天端が波返しとなっているb列で、越波水脈が最も大きい角度で生じ、しかも水脈の上部で沖側に返るように飛沫が生じているのが確認できる。また、天端が岸側に傾斜したc列では、越波水脈の角度が全ケースとも低くなっており、越波流量の増大が懸念される。個々のケースごとの比較では、非碎波衝突Case 1から碎波点が沖側に移動するCase 2, Case 3と進むにつれて越波水脈の幅が狭まり、越波の規模が小さくなっているのが分かる。来襲波の波高が増大したCase 4では、越波水脈はa, b, cの何れでも同一規模であるが、水脈を構成する粒子の移動速度はcが最も大きく、水脈の角度はbが最も高くなっており、これらの点では全てのケースを通じて概観された特性がこのケースでも見られる。さらに、透水層を配したCase 5では、直立壁に沿っ

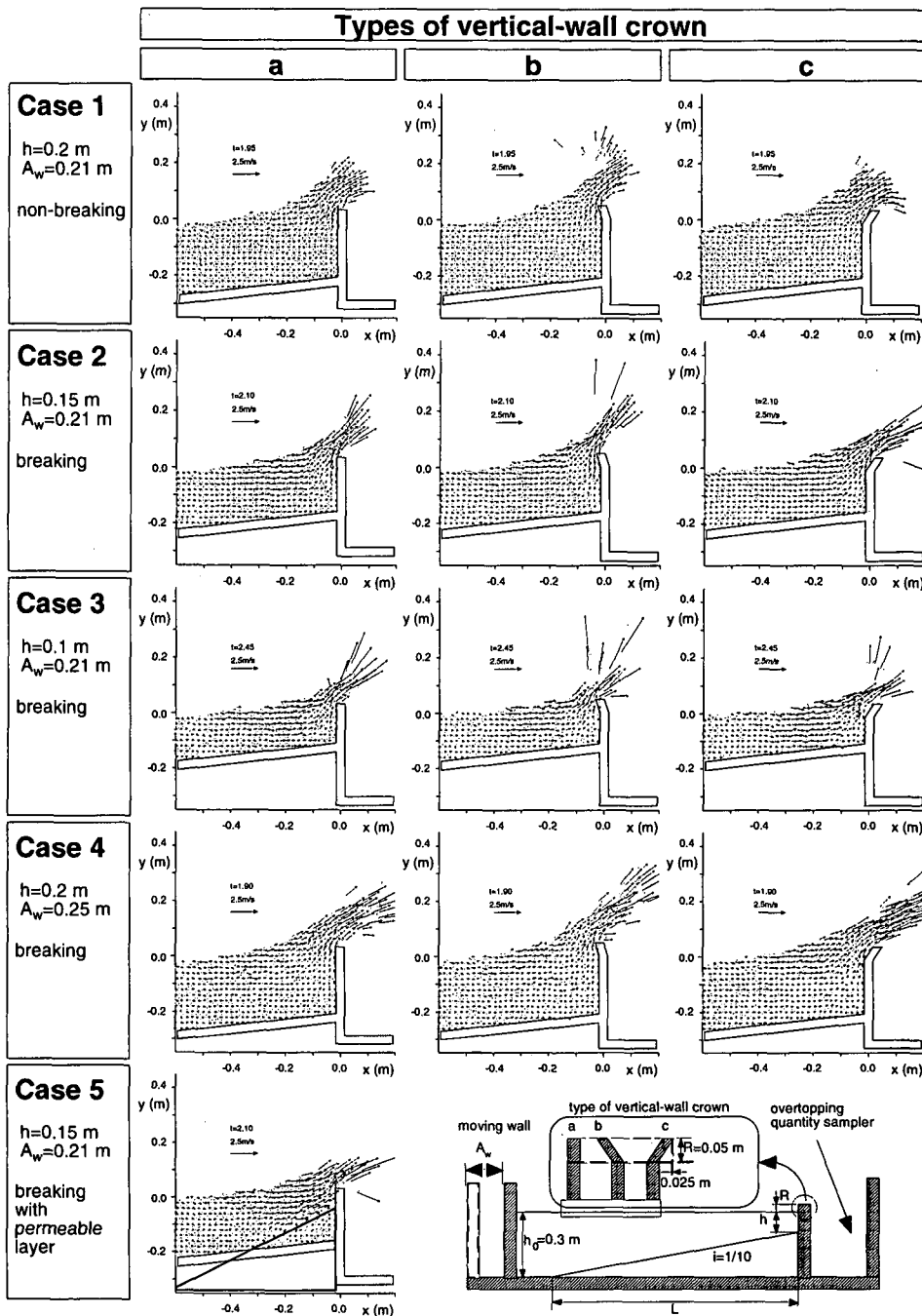


図-3 越波の瞬間像

で流れる速度は減少しているものの透水層の表面に沿う流速成分が増加しており、透水層内部の低速流体との混合効果が越波量の減少に寄与したか否かはこの図からは判断できない。

次に、本計算で集水槽に蓄えられた粒子数から求められた越波量を合田(1970)による越波流量曲線上にプロッ

トしたのが、図-4である。本計算の結果は合田の実験曲線と概ね良好な一致を示している。そこで、本研究の計算による越波量について、個々のケースの比較を図-5に示す。ケース名は図-3の各ケースと同一である。図-3の越波水脈の特性からは越波流量がc, a, bの順になるものと予測されたが、全ケースを通じてこの傾向が

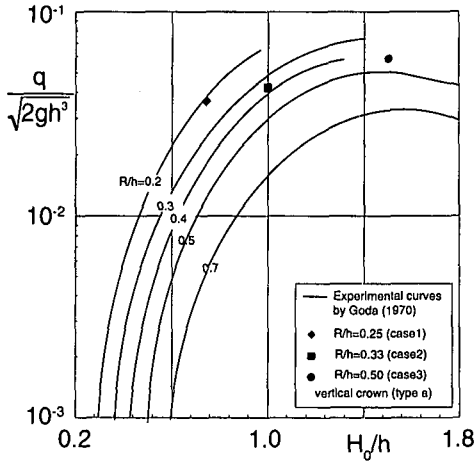


図-4 越波流量曲線

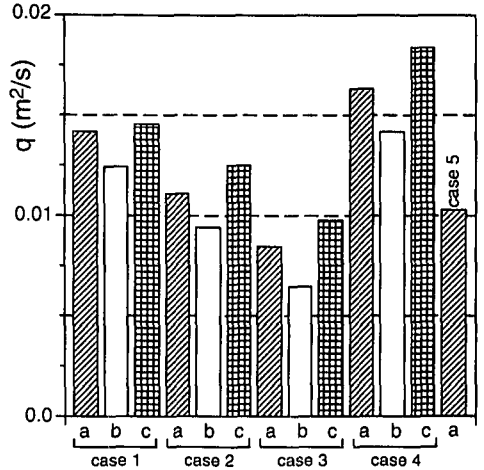


図-5 越波流量の比較

明瞭に現れている。また、砕波点が沖側に移動するにつれて越波流量が減少する Cases 1, 2, 3 の間に見られた傾向も明瞭に確認できる。さらに、Case 2-a より Case 5-a の越波量が少ないことから、透水層は越波量の減少に有効に作用しているものと言える。

## 5. 結 語

本研究では、MPS法を用いて Navier-Stokes 式を Lagrange 的に離散化し、直立壁前面の砕波・越波過程に関して計算力学的観点から検討した。MPS法は、実験から得られる水面形の時間変化を良好に再現することが確認できた。さらに、直立壁の天端形状や透水層の配置など幾何的形狀の影響を検討するため、種々の条件下で系統的な計算を繰り返し、越波特性を比較するとともに、それらから予測される越波量の大小関係について、越波粒子数を直接カウントして妥当性を検討した。

本研究では、MPS法が鉛直2次元場で生じる砕波のディテールを記述するのに十分な精度を有していることを確認し、その積極的利用法として、鉛直壁の幾何的特性が越波特性に及ぼす影響を系統的に検討するフレームワークを提示した。本研究で実施した計算ケースは必ずしも多くないが、この種の系統的計算が、防波堤の形状決定に有効な情報を提示できる可能性に関しては疑問がないと考える。

なお、水理実験の遂行にあたっては、(株)日本工業試験所・新幸弘行氏の多大な協力を得たことを記して、謝意を表したい。

## 参 考 文 献

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, 223 p.

合田良実 (1970): 防波堤岸の越波流量に関する研究, 港湾技術研究所報告, 第9巻, 第4号, pp. 3-41.

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面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・芝原知樹 (1999a): 急激な水面変動を伴う流速場の Lagrange 型数値解析, 水工学論文集, 第43巻, pp. 509-514.

後藤仁志・酒井哲郎・沖 和哉 (1999b): 粒子法による透水斜面上の砕波・面上過程の数値シミュレーション, 海洋開発論文集, 第24巻 (印刷中).

二瓶泰雄・磯間和夫 (1998): GAL-LES モデルをベースにした移動境界追跡型混相乱流計算手法の開発, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 76-80.

陸田秀実・河合ひろみ・安田孝志 (1998): C-CUP 法による気液界面の直接数値計算, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 55-59.

由比政年・石田 啓・保智正和 (1998): 界面の大変形を伴う気液二相流体場の数値解析, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 61-65.

渡部靖憲・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.

渡部靖憲・森 憲広・佐伯 浩 (1998): 砕波の3次元 Large Eddy Simulation, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 146-150.

Hamzah, M. A.・間瀬 肇・高山知司 (1998): 孤立波の面上と海岸堤防への波力に関するダイレクトシミュレーション, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 176-180.

Koshizuka, S., H. Tamako, and Y. Oka, (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 Y. Oka, (1996): Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol. 123, pp. 421-434.

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*, Vol. 26, pp. 751-769.