

低天端護岸上部の大型排水路への越波過程に対する粒子法の適用性

後藤仁志¹・五十里洋行²・日見田哲³
安岡恒人⁴・望月貴文⁵

大型の越波排水路を備えた低天端ケーソン護岸は、背後地への越波の低減と前面海域への反射波の抑制に効果的である。この種の護岸の設計において特に、建設コストの制約の下での越波排水路の規模の適正化が重要となる。この種の護岸形式における越波量や越波過程の基本的特性を把握するために実施した水理実験において、入射波高の変化による越波モードの遷移およびモード間での越波水脈の挙動や飛沫の飛散範囲の相違が確認された。また、粒子法による数値シミュレーションを実施し、各モードの水面形や越波量に関して実験との良好な一致を確認した。

1.はじめに

発電所等の大規模施設では、広大な開発面積の確保が不可欠であるため、臨海部の立地として外洋に直面した大水深部も対象とされてきた。このような施設では、高波浪の来襲時における背後地への越波低減と前面海域への反射波低減の両立が求められるが、低天端ケーソン護岸と大型の越波排水路を組み合わせた護岸断面は、それを実現する回答の一つである。しかし、既存のこの種の形式では水路幅 20 m 規模の大型排水路が用いられることが多く、コスト縮減が求められる今日、適正な排水路の規模を如何に決定するかが設計上重要な課題といえる。この種の護岸の越波過程は 1) 低天端護岸前面への衝突・週上、2) 天端上での碎波と排水路壁面への衝突・週上、3) 排水路内への越流と飛沫の発生といったプロセスから成り、越波低減効果の合理的予測は必ずしも容易ではない。そこで本研究では、越波過程の基本的特性を把握するために水理実験を実施し、越波過程の水面形の詳細と越波量に関して把握する。さらに、平面 2-D Boussinesq モデルと鉛直 2-D 粒子法のカップリングモデル（後藤ら、2006）を適用した数値シミュレーションを行って、越波モードの遷移や越流量・飛沫量に関して、実験との定量比較を行う。

2. 水理実験の概要

実験は、図-1 に示される模型縮尺 1/60、全長約 33 m の二次元造波水路で実施された。造波板を起点として長さ 20.45 m の水平床が 9.0 m の 1/50 勾配斜面を介して 1.75 m の 1/8 勾配斜面と接続され、その先にケーソンが設置された。一様水深部における静水深は 0.65 m である。波高計は 6 本設置され、最も沖側の波高計

(H1-3) で測定される波高を冲波波高とした。図-2 に護岸断面を示す。高さ 0.247 m のケーソンの前面にマウンドを設置し、ケーソン前面壁から 0.333 m 岸側に、水路幅 0.25 m の越波排水路を設置した。越波排水路の壁の高さは沖側および岸側で EL+12.5 m, EL+13.0 m (模型スケールで 0.158 m, 0.167 m) に設定した。図-3 に越波集水升を示す。越波量は、越波排水路内への流入量および越波排水路背後地への流入量を測定した。排水路内越波量測定用の集水升内にも波高計を 2 本設置した。越波升を大きく越えて飛散する飛沫については、越波升背後にビニールシートを設置して排水路背後地用の集水升に含まれるように対処した。入射条件は、冲波波高 $H = 15.0, 18.0, 21.0, 24.0, 27.0, 29.0 \text{ cm}$ の計 6 ケースについて周期 $T = 1.9 \text{ s}$ の規則波を造波させた。本稿では、 $H = 18.0 \text{ cm}$ と $H = 27.0 \text{ cm}$ のケースについて

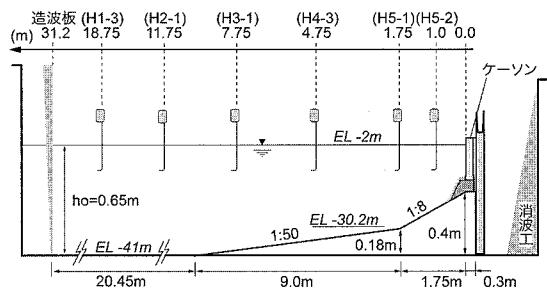


図-1 造波水槽

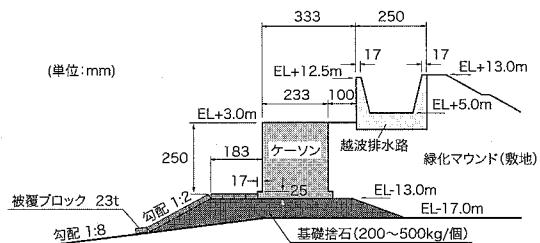


図-2 護岸断面

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 正会員 工博 関西電力(株)電力技術研究所 シニアリサーチャー
4 正会員 関西電力(株)電力技術研究所
5 学生会員 京都大学大学院修士課程都市環境工学専攻

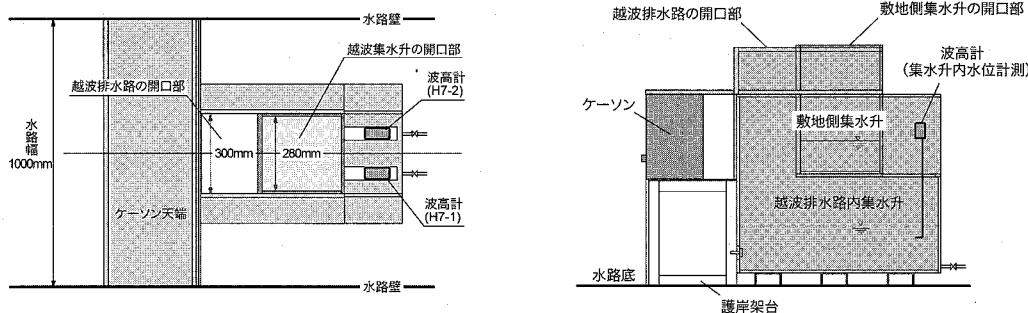


図-3 越波集水升 (左: 平面図, 右: 立面図)

て焦点を当てて、両者の越波モードの相違を明確にし、数値シミュレーションによる再現性を確認する。

3. 数値解析の概要

(1) Boussinesq 方程式

本研究で用いたコードは NOWT-PARI Ver. 4.6c3 (平山, 2002) である。基礎式は、分散特性を補正した Madsen and Sørensen (1992) の修正 Boussinesq 方程式

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial Q}{\partial y} = 0 \quad \dots \dots \dots (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial P}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{P^2}{D} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{PQ}{D} \right) + gD \frac{\partial \eta}{\partial x} \\ - \nu_t \left(\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 Q}{\partial y^2} \right) + \varepsilon P + \frac{f}{2D^2} P \sqrt{P^2 + Q^2} \\ = \left(B + \frac{1}{3} \right) h^2 \left(\frac{\partial^3 P}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\partial^3 Q}{\partial x \partial y \partial t} \right) \\ + Bgh^3 \left(\frac{\partial^3 \eta}{\partial x^3} + \frac{\partial^3 \eta}{\partial x \partial y^2} \right) \\ + h \frac{\partial h}{\partial x} \left(\frac{1}{3} \frac{\partial^2 P}{\partial x \partial t} + \frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial y \partial t} \right) + h \frac{\partial h}{\partial y} \left(\frac{1}{6} \frac{\partial^2 Q}{\partial x \partial t} \right) \\ + Bgh^2 \left[\frac{\partial h}{\partial x} \left(2 \frac{\partial^2 \eta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \eta}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial h}{\partial y} \frac{\partial^2 \eta}{\partial x \partial y} \right] \dots \dots \dots (2) \end{aligned}$$

である (y 方向の運動方程式は省略)。ここに、 x, y : 平面座標, t : 時間, h : 水位, P, Q : x, y 方向の線流量, g : 重力加速度, D : 全水深 ($D = h + \eta$), f : 底面摩擦係数, ν_t : 渦動粘性係数 (碎波による乱れに起因する運動量混合を表現), ε : エネルギー吸収帯の吸収係数, B : 分散特性に関する補正係数 (=1/15) である。

(2) MPS 法

MPS 法 (Koshizuka ら, 1995) は、計算格子の代わりに移動計算点 (粒子) を用いた Lagrange 解析であるため、水塊の分裂・再合体を含む急変流解析に有効な数値モデルである。MPS 法については、これまでにも碎波・越波過程に対する解析が実施されており、その有効

性が確認されている (例えば、Gotoh ら, 2005)。基礎式の離散化については、一定の検索円内に存在する近傍粒子との粒子間相互作用モデル (越塚, 2005) を通じて行われ、粒子数密度を常に一定に保つことで非圧縮条件が満足される。運動方程式は、表面張力項を導入した Navier-Stokes 式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \frac{\sigma \kappa \delta}{\rho} \mathbf{n} \quad (3)$$

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, σ : 表面張力係数, κ : 表面曲率, δ : デルタ関数, \mathbf{n} : 法線方向の単位ベクトル)。表面張力項に関しては、表面張力モデル (Nomura ら, 2001) を適用して計算を行う。

(3) Boussinesq 方程式と MPS 法のカップリング

図-4 に計算領域を示す。用いた数値造波水槽は実験と同様のスケールである。Boussinesq モデルと粒子法の接続点は、ケーンソン前面から 2.56 m 沖側に設け、碎波が生じない沖側の領域を Boussinesq 方程式で解き、飛沫の発生の顕著な岸側を MPS 法で解く。境界の接続方法は、Boussinesq モデルの計算点における解 (水深、流速) の内挿値

$$v_{wall} = \frac{|x_{Bon} - x_{wall}|}{|x_{Bon} - x_{Boff}|} v_{Boff} + \frac{|x_{wall} - x_{Boff}|}{|x_{Bon} - x_{Boff}|} v_{Bon} \dots \dots \dots (4)$$

$$h_{wall} = \frac{|x_{Bon} - x_{wall}|}{|x_{Bon} - x_{Boff}|} h_{Boff} + \frac{|x_{wall} - x_{Boff}|}{|x_{Bon} - x_{Boff}|} h_{Bon} - h_{of} \dots \dots \dots (5)$$

(ここに、 x_{wall} : 造波板の位置座標, x_{Bon}, x_{Boff} : 造波板前後に存在する Boussinesq 計算点の位置座標, v_{Bon}, v_{Boff} : Boussinesq 計算点における速度, h_{Bon}, h_{Boff} : Boussinesq 計算点における水深, h_{of} : 反射波による造波板前面での水位上昇を抑制するための天端調整) を MPS 法の造波板の移動速度および高さとして与え、造波板を強制移動させることで MPS 計算領域での造波を行う。MPS 法による計算の解は Boussinesq モデルによる計算に反映させない。Boussinesq モデルの計算にお

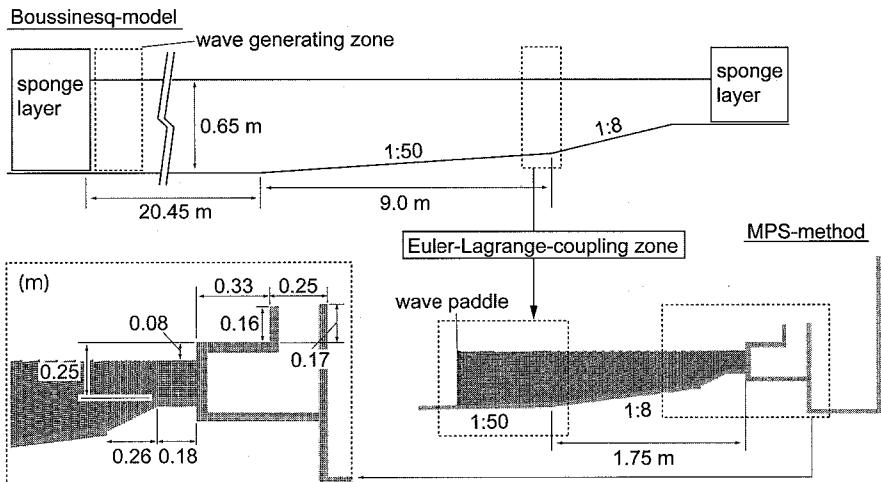
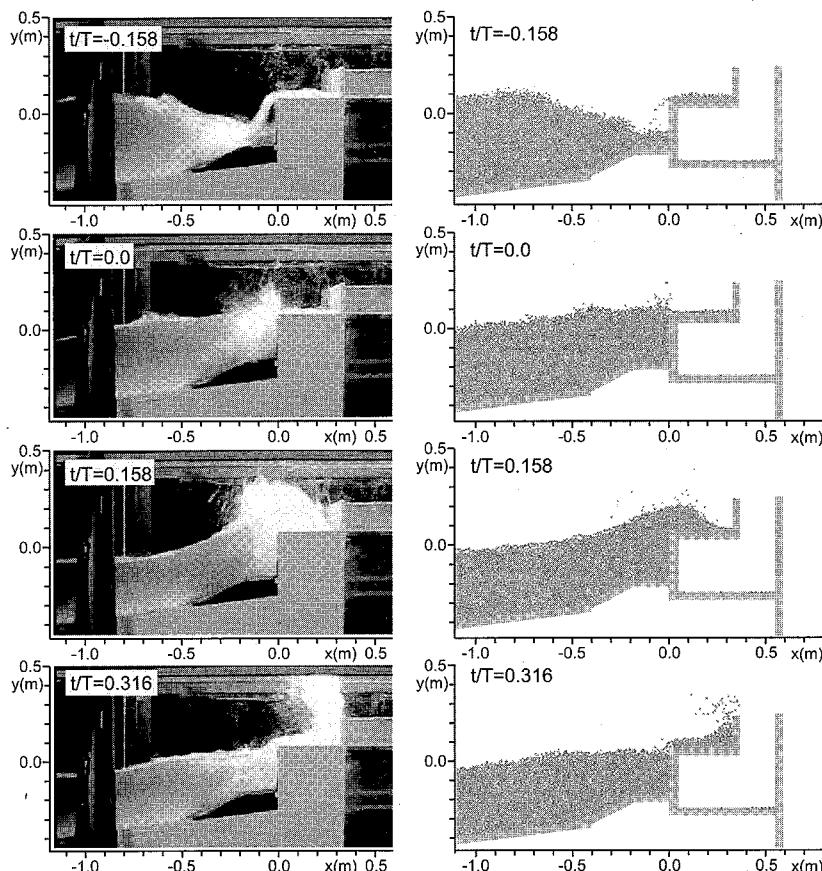


図-4 計算領域

図-5 $H=18.0 \text{ cm}$ (左: 実験, 右: 計算)

ける格子幅は 0.1 m, MPS 計算に用いる粒子径は 0.01 m に設定した。

4. 低天端護岸上部の大型排水路への越波過程

(1) 沖波波高 $H=18.0 \text{ cm}$ の場合

図-5 に実験と計算の瞬間像を比較して示す。時刻

$t/T = -0.158$ には、直前の来襲波による戻り流れがケーソン天端からケーソン前面に向って落下するが、前面水深は後述のケースと比較すると深い。来襲波は、ケーソン前面に衝突し、小さく真上に飛沫を上げた後 ($t/T = 0.0$)、ケーソンに乗り上げ ($t/T = 0.158$)、排水路壁面に衝突して再び真上に飛沫を上げる ($t/T = 0.316$)。このケースでは排水路内への流入量は僅かで、ケーソン天端に乗り上げた水塊の大半が戻り流れ

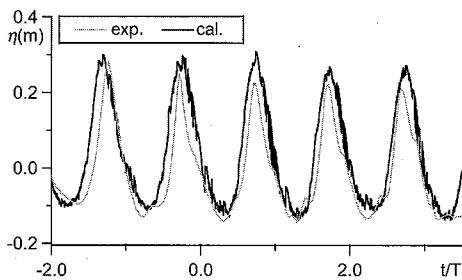


図-6 水位時系列 ($H=18.0$ cm)

となる。計算では飛沫の解像度が若干低いが、実験と同様の戻り流れや越波形態が見られる。図-6 に波高計 (H5-1) での水位時系列を示す。実験値と比較して、波の谷での計算値が若干高いが、概ね良好に対応している。

(2) 冲波波高 $H=27.0$ cm の場合

図-7 に瞬間像を比較して示す。このケースでも、先程のケースと同様の戻り流れが見られるが、ケーソン前面水深は比較的浅く、戻り流れによる落下水脈がマウンドを直接叩く ($t/T = -0.211$)。来襲波は、ケーソンとの衝突前に生じる巻き波型碎波によって多量の気泡を巻き込む ($t/T = -0.053$, $x = -0.4 \sim 0.0$ m の白濁域)。ケーソン前面に達した来襲波の越波水脈はおよそ斜め 45° 上方に向い ($t/T = 0.105$)、飛沫を生じつつ排水路壁面を越えて排水路内へと流入する ($t/T = 0.263$)。また、図示した画像の範囲外であるが、このケースでは越波水塊の一部は排水路を越えて背後地にまで到達する。計算においても、単相流計算のため気泡混入に関しては再現できないが、水面形や飛沫の飛散領域等、実験と同様の越波過程が再現できている。図-8 に、先程のケースと

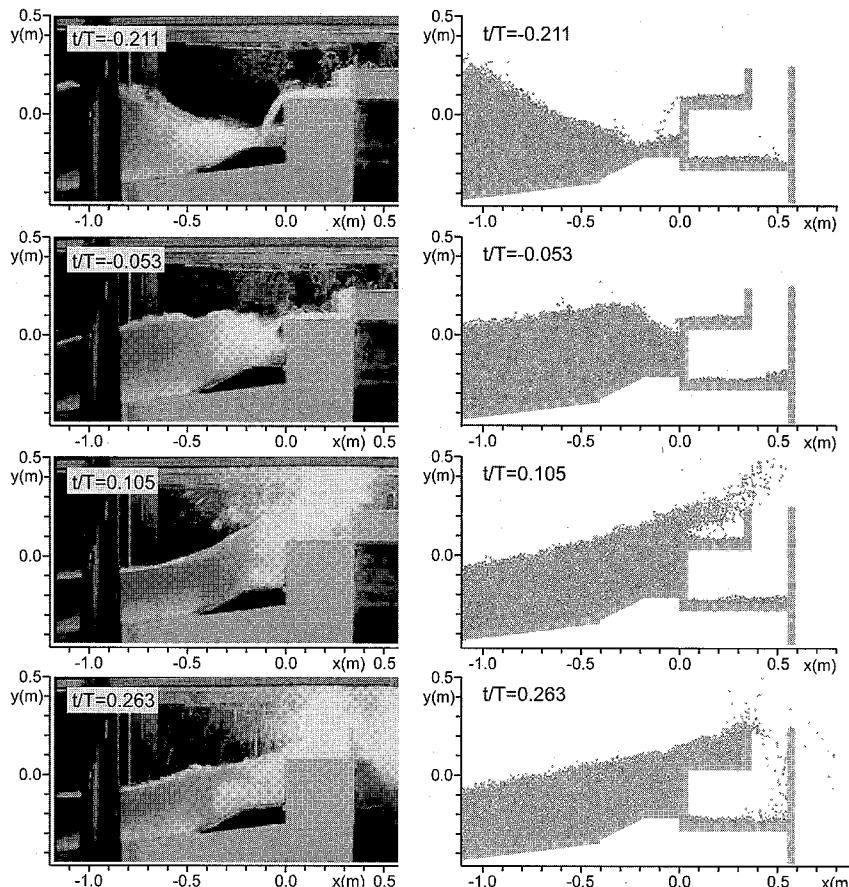


図-7 $H=27.0$ cm (左: 実験, 右: 計算)

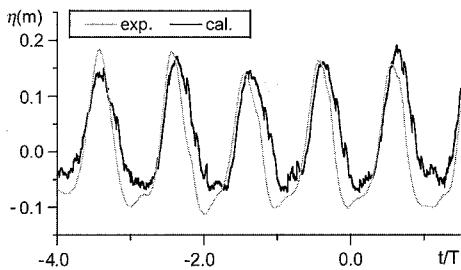
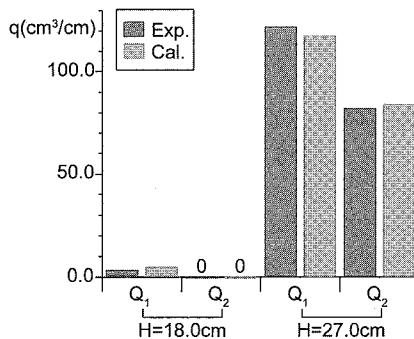
図-8 水位時系列 ($H=27.0\text{ cm}$)

図-9 越波量

同様の波高計における実験の計測値と計算の水位時系列を比較して示す。峰においては、若干計算値の方が大きいが概ね良好に対応している。

(3) 越 波 量

図-9に一波あたりの越波量を示す。図中の Q_1 は越波排水路内への越波量であり、 Q_2 は越波排水路背後地への越波量を示す。 $H=18.0\text{ cm}$ のケースでは、水塊は背後地まで届かず、この護岸断面が越波量低減に有効であることを示唆している。一方、 $H=27.0\text{ cm}$ のケースでは、排水路への越波量が前者のケースと比較して 2 オーダー大きく、背後地への越波量も排水路内への量の 2/3 程度に達している。他の 4 ケースについてはここでは言及していないが、 $H=24.0\text{ cm}$ のケースよりも沖波波高の小さいケースでは排水路背後地に達する水塊はほとんどなく ($H=24.0\text{ cm}$ のケースで $Q_2=15.1\text{ cm}^3/\text{cm}$ 程度)、 Q_1 についても $H=24.0\text{ cm}$ を境に急増する結果となった。計算は先程の 2 ケースしか実施していないが、実験との対応は両ケースともに良好である。

5. おわりに

本研究では、低天端ケーン上に大型越波排水路が設

置された比較的複雑な護岸断面を対象に水理実験を実施し、越波過程について水面形の詳細の把握および越波量の計測を行った。本研究で対象とした断面は、オフセットをかけて配置された 2 段の直立壁との衝突・越波が段階的に生じるので、物理過程が複雑となり、入射波高によって越波モードが異なることが確認された。比較的入射波高の小さいケースでは、ケーン前面と主波峰が直接衝突し、越波水脈は排水路前面壁に跳ね返される。一方、入射波高が大きくなると、越波水脈の大半がケーン前面をかすめて排水路前面壁を越え、一部は排水路背後地にまで届く。越波量についても顕著な差が見られ、入射波高が小さければ、有効な越波量低減効果が得られるが、ある程度大きくなると排水路背後地においても排水路内の 2/3 程度の越波量が確認された。

MPS 法の計算結果は、このような越波水脈の挙動が複雑となる越波過程について、何れのモードに対しても水面形・越波量とともに良好な予測を与えており、この種の護岸断面に対する適用性が確認された。

今後は、MPS 法による計算について、さらに多くのケースの水理実験との比較を行って、適用性をより詳細に検討するとともに、Euler 型の自由表面流解析の代表的手法である VOF 法による予測と比較して、この種の問題における粒子法の役割を明確にしたい。

参 考 文 献

- 越塚誠一 (2005) : 粒子法, 丸善, 144 p.
- 後藤仁志・五十里洋行・酒井哲郎・奥田一弘 (2006) : 粒子法と Boussinesq モデルのハイブリッド化に関する基礎的研究, 水工学論文集, 第 50 卷, pp. 1453-1458.
- 平山克也 (2002) : 非線形不規則波浪を用いた数値計算の港湾設計への活用に関する研究, 港湾空港技術研究所資料, No. 1036, 162p.
- Gotoh, H., H. Ikari, T. Memita and T. Sakai (2005) : Lagrangian Particle Method for Simulation of Wave Overtopping on a Vertical Seawall, Coastal Eng. J., Vol. 47, Nos. 2-3, pp. 157-181.
- 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.
- Madsen, P. A. and O. R. Sørensen (1992) : A new form of the Boussinesq equations with improved linear dispersion characteristics, Part2, A slowly-varying bathymetry, Coastal Eng., Vol. 18, pp. 183-204.
- Nomura, K., S. Koshizuka, Y. Oka and H. Obata (2001) : Numerical Analysis of Droplet Breakup Behavior using Particle Method, Jour. Nucl. Sci. and Tech., Vol. 38, No. 12, pp. 1057-1064.