高精度MPS法とDEMによる砕波帯漂砂過程の 数値シミュレーション

原田 英治¹・五十里 洋行²・後藤 仁志³・居村 光孝⁴・清水 裕真⁵

¹正会員 京都大学准教授 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 C クラスターC1棟)

E-mail: harada@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

²正会員 京都大学助教 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 C クラスターC1棟)

E-mail: ikari@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

³正会員 京都大学教授 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 C クラスターC1棟)

E-mail: gotoh@particle.kuciv.kyoto-u.ac.jp

⁴学生会員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 C クラスターC1棟)

E-mail: imura.mitsutaka.52r@st.kyoto-u.ac.jp

⁵学生会員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂4 C クラスターC1棟)

E-mail: shimizu.yuma.84s@st.kyoto-u.ac.jp

砕波帯漂砂過程を対象とした数値シミュレーションでは、i)砕波がもたらす複雑な自由水面境界およびii)大量の底質土砂輸送がもたらす移動床境界に対する移動境界を扱うことになる。本研究では、i)に対して激流解析に適した高精度MPS法による流体解析を適用し、ii)に対しては粒子間相互作用力評価が可能なDEMを適用し、シートフロー漂砂を含む掃流粒子群挙動を模擬する。また、砕波によるジェットの着水によって生成される大規模組織渦構造によって巻き上げられる浮遊砂挙動は、濃度の移流拡散方程式を用いて追跡した。なお、拡散係数は $k-\epsilon$ 乱流モデルから得られる乱流係数をSchmidt数で除して与えた。シミュレーション結果を既往実験結果と比較したところ本モデルの定性的な妥当性が確認された。

Key Words : MPS, DEM, surf zone, suspended load, bed load

1. はじめに

砕波による大規模組織渦構造は、大量の底質土砂を浮遊させる。また、砕波帯では底面掃流力の増加に伴って発生するシートフロー漂砂による高濃度土砂輸送が観察される。砕波帯の顕著な底質輸送は海浜変形に強く影響することから、底質輸送機構の理解の重要性は古くから認識されてきた。実験計測^{1) 2) 3) 4)}や数値シミュレーション^{5) 6)}から底質輸送機構の理解に向けた検討が進められているが、砕波時に混入する大量の気泡および大量の底質土砂輸送を伴う固気液3相の複雑な混相乱流現象であるため、十分な理解には至っていない。

砕波帯漂砂の数値シミュレーションでは、自由水面および移動床境界の取り扱いが重要となる。これまでVolume of Fluid (VOF) 法や密度関数法によって自由水面が追跡されているが、移流項による数値拡散の問題が指摘される。また、底面条件となる底質土砂の移動層に注目すると、浮遊層と粒子間相互作用力が支配的な高濃度掃流層であるシートフロー層を同時に考慮したシミュレーションは少ない。

本研究では、砕波帯漂砂過程で観察される複雑な移動境界問題へ対応するため、MPS法⁷⁾に高精度オプション^{8) 9) 10) 11)}を組み込んだ流体解析によって自由水面をシャープに捉えつつ、浮遊粒子の移流拡散過程を模擬する。そして、粒子間相互作用力の評価が可能な個別要素法¹²⁾(DEM)を基礎とした数値移動床¹³⁾を用いて、シートフロー漂砂を含む掃流粒子群挙動を追跡する枠組みを整えた。また、既往の実験との比較から、MPS-DEMによる砕波帯漂砂過程の数値シミュレーションの再現性を定性的観点から確認する。

2. 数値シミュレーションの概要

(1) MPS-DEM法型固液混相乱流モデル

本研究では、DEM-MPS法型固液混相乱流モデルとして、後藤ら¹⁴⁾のModel3を適用する。すなわち、固相と液相とで離散化空間を分けて両相の粒子の重なりを許容し、液相計算において液相粒子に固相の密度等の物理量を反映させた混相粒子を適用するモデルである。

混相流場の運動方程式は、

$$\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} = -\nabla \bar{p} + \bar{\mu} \nabla^2 \bar{\mathbf{u}}_l + \bar{\rho} \mathbf{g} + \mathbf{F}_{\text{int}} \quad (1)$$

$$\bar{\mu} = \mu_l \left(1 - \sum \phi_{sl}\right) + \sum \mu_s \phi_{sl} + \rho_l \nu_l \quad (2)$$

$$\bar{\rho} = \rho_l \left(1 - \sum \phi_{sl}\right) + \sum \rho_s \phi_{sl} \quad (3)$$

$$\bar{\mathbf{u}}_l = (\mathbf{u}_s + \mathbf{r}_{sl} \times \boldsymbol{\omega}_s) \phi_{sl} + \mathbf{u}_l (1 - \phi_{sl}); \mathbf{r}_{sl} = \mathbf{r}_l - \mathbf{r}_s \quad (4)$$

$$\mathbf{F}_{\text{int}} = \sum \frac{\rho_s (\mathbf{u}_s + \mathbf{r}_{sl} \times \boldsymbol{\omega}_s) - \bar{\rho} \bar{\mathbf{u}}_l}{\Delta t} \quad (5)$$

である．ここに， ρ ：密度， $\mathbf{u}$ ：速度ベクトル， p ：圧力， μ ：粘性係数， $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル， $\mathbf{F}_{\text{int}}$ ：固相・液相間相互作用力ベクトル， ϕ ：液相粒子における固相粒子の体積占有率， $\mathbf{r}$ ：位置ベクトル， $\boldsymbol{\omega}$ ：角速度である． ν_l は渦動粘性係数であり， k - ε 乱流モデルに基づいて求める．添字 l, s は，それぞれ液相，固相粒子を表す．本研究では，これを高精度粒子法（MPS-HS-HL-ECS-GC-DS法^{8)・9)・10)・11)}以下，本稿では高精度MPS法）を用いて離散化する．

一方，固相の運動方程式は，

$$m_s \frac{d\mathbf{u}_s}{dt} = \int_V \left(\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} - \mathbf{F}_{\text{int}} \right) dV + \mathbf{f}_{\text{colp}} \quad (6)$$

$$I_s \frac{d\boldsymbol{\omega}_s}{dt} = \int_V \mathbf{r}_{sl} \times \left(\bar{\rho} \frac{D\bar{\mathbf{u}}_l}{Dt} - \mathbf{F}_{\text{int}} \right) dV + \mathbf{T}_{\text{colp}} \quad (7)$$

である．ここに， m ：質量， I ：慣性モーメント， $\mathbf{f}_{\text{colp}}$ ：固相粒子間衝突力ベクトル， $\mathbf{T}_{\text{colp}}$ ：固相粒子間衝突力によるトルクである．なお，式(6)および(7)では，表記の煩雑さを避けるために，式(2), (3), (5)のような Σ ではなく $\int$ を使用して記載した．

乱れエネルギー k とエネルギー散逸率 ε の輸送方程式は，

$$\frac{Dk}{Dt} = P_k - \varepsilon + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_l}{\sigma_k} + \nu \right) \frac{\partial k}{\partial x_j} \right] \quad (8)$$

$$\frac{D\varepsilon}{Dt} = (C_{\varepsilon 1} P_k - C_{\varepsilon 2} \varepsilon) \frac{\varepsilon}{k} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\left(\frac{\nu_l}{\sigma_\varepsilon} + \nu \right) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x_j} \right] \quad (9)$$

$$P_k = 2\nu_l \bar{\mathbf{D}} : \bar{\mathbf{D}} ; \bar{\mathbf{D}} = 0.5 \left[\nabla \bar{\mathbf{u}}_l + (\nabla \bar{\mathbf{u}}_l)^T \right] \quad (10)$$

である．ここに， $\sigma_k, \sigma_\varepsilon, C_{\varepsilon 1}, C_{\varepsilon 2}$ ：モデル定数（Launder et al.¹⁵⁾による推奨値を参考にそれぞれ1.0, 1.3, 1.44, 1.92）， P_k ：乱れエネルギーの生成率， ν ：動粘性係数である．なお，碎波帯漂砂過程シミュレーションにおける初期条件は，Lin et al.¹⁶⁾に倣い，

$$k = \frac{1}{2} (\zeta c_w)^2 ; \zeta = 2.5 \times 10^{-6} \quad (11)$$

$$\varepsilon = \frac{C_\mu k^2}{\nu_l} ; C_\mu = 0.09 ; \nu_l = 0.1\nu \quad (12)$$

と与える．ここに， C_μ ：モデル定数， c_w ：一様水深部での波速である．また，自由表面境界はノイマン条件：

$$\frac{\partial k}{\partial n} = 0 ; \frac{\partial \varepsilon}{\partial n} = 0 \quad (13)$$

を課し（ n ：法線方向），水底の移動床表層の境界条件は，Hsu et al.¹⁷⁾を参照し次式を与えた．

$$\frac{\partial k}{\partial y} = 0 ; \varepsilon = \frac{C_\mu^{3/4} k^{3/2}}{\kappa y} ; \kappa = 0.4 \quad (14)$$

ここに， κ ：カルマン定数である．

(2) 浮遊砂の移流・拡散モデル

浮遊砂の輸送は，以下の移流拡散方程式に従って行われる．

$$\frac{DC}{Dt} = -\mathbf{w}_s \cdot \nabla C + \frac{\nu_t}{S_c} \nabla^2 C \quad (15)$$

ここで， C ：浮遊砂濃度， $\mathbf{w}_s$ ：浮遊砂の沈降速度ベクトル， S_c ：Schmidt数(=1.0)である．浮遊砂の沈降速度は，

$$\frac{|\mathbf{w}_s|}{\sqrt{(\rho_s/\rho_l - 1)gd_{ss}}} = \sqrt{\frac{2}{3} + \frac{36}{d_*}} - \sqrt{\frac{36}{d_*}} ; \quad d_* = \frac{(\rho_s/\rho_l - 1)gd_{ss}^3}{\nu^2} \quad (16)$$

によって与えた¹⁸⁾．ここに， d_{ss} ：浮遊砂の粒径である．

五十里ら¹⁹⁾は，(15)式右边第1項にKriřtofら²⁰⁾の離散化モデルを適用したが，浮遊砂の沈降・堆積が小さく評価されるという課題が残った．そこで，本研究では，右边第1項の離散化モデルを以下のように修正する．まず，右边第1項は，

$$-\mathbf{w}_s \cdot \nabla C = -\mathbf{w}_s \cdot \nabla C - \mathbf{w}_s C \cdot \nabla 1 \quad (\because \nabla 1 = 0) \quad (17)$$

と変形できるので，この右边をSPH法の勾配モデルを用いて離散化すると，

$$\begin{aligned} \langle -\mathbf{w}_s \cdot \nabla C \rangle_i &= -\mathbf{w}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j C_j \nabla W - \mathbf{w}_s C_i \cdot \sum_{j \neq i} V_j 1 \nabla W \\ &= -\mathbf{w}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j (C_j + C_i) \nabla W \end{aligned} \quad (18)$$

となる（ V ：粒子の体積， W ：kernel関数）．さらに，五十里らと同様にMPS法型に置換すれば，

$$\langle -\mathbf{w}_s \cdot \nabla C \rangle_i = \frac{1}{n_0} \sum_{j \neq i} \mathbf{w}_s (C_i + C_j) \cdot \nabla w(r) \quad (19)$$

が得られる（ w ：重み関数）．本研究では(19)式を(15)式右边第1項の離散化モデルとして適用する．なお，浮遊砂混入による流れ場への影響は考慮していない．

図-1 砕波帯漂砂過程の数値シミュレーションの計算領域および計測ポイント

図-2 乱れエネルギー（左），浮遊砂濃度（中），掃流粒子群の移動速度（右）の代表時刻の空間分布

3. 砕波帯漂砂過程の数値シミュレーション

(1) 計算条件

前章で述べたMPS-DEM法型固液混相乱流モデルを用いて，砕波帯漂砂過程の数値シミュレーションを実施する．掃流粒子群はDEMを用いて追跡するが，液相である流体粒子に対する掃流粒子群（DEM粒子）の占有率に基づいて固液相間相互作用力が考慮される．一方，底質の浮遊挙動は，その濃度が希薄であり流体運動への追従性が高いことから，流体との相互作用は考慮せず，濃度の移流拡散方程式を解いて評価する．なお，拡散係数は k - ϵ 乱流モデルから求めた乱流係数をSchmidt数（ $S_c=1.0$ ）で除して与えた．

図-1に計算領域と図-4および図-5に関連する計測ポイ

ントを示す．流体粒子およびDEM粒子の粒径は双方とも1mmであり，計算粒子数は流体粒子17,243個およびDEM粒子4,952個である．また，浮遊粒子径は0.15mmを想定した．初期条件としてDEM粒子と重なっている流体粒子には，底質濃度が0.62となるように浮遊砂濃度を与えるが，浮遊砂濃度はDEM粒子の占有域を排除した流体粒子の間隙領域に応じて自動的に決定され，基準点高さや基準点濃度の設定は不要である．計算領域左端から，周期 $T=2.0$ s，波高 $H=1.0$ cmの波を入射する．入射波が斜面上で浅水変形し砕波するように，斜面勾配 $\tan\theta=1/30$ を与えた．なお，この砕波条件は，砕波帯相似パラメータ $\xi=0.832$ であり，巻波型砕波に分類される．

図-3 定点観測した水位，乱れエネルギー，浮遊砂flux (q_x および q_y) の時系列

(2) 碎波帯漂砂過程の時空間構造

碎波帯漂砂の発達過程を検討するため，第5波目の碎波過程を対象に図-2に乱れエネルギー k ，浮遊砂濃度 c ，掃流粒子群の水平方向の移動速度 u_p の代表的な空間分布の時間発展を示す。

(a)~(b)：時刻 $t=8.58\sim 8.98$ sでは，遡上波と戻り流れの衝突によって生じるbackwash vortexの発達によって巻き上げられた浮遊粒子が， $x=0.5\sim 0.7$ mの境界層付近に確認できる。また，冲向き方向に活発に運動する局所的な掃流粒子を斜面上に確認できる。(b)：時刻 $t=8.98$ sの瞬間画像の $x=0.5$ m付近には，入射波の浅水変形と戻り流れとの衝突によって成長したクレストがある。このクレストは，(c)：時刻 $t=9.38$ s以降，碎波によってbore状に変形するが，そのフロント部近傍に水深スケールの大規模組織渦が発生していることが， $x=0.75\sim 0.85$ mの範囲に表示された強い乱れエネルギーの分布と対応から理解できる。また，この大規模組織渦によって大量の底質が巻き上げられ，浮遊濃度は水深方向に拡大する。クレスト直下の掃流粒子の移動速度分布からは，粒径の数倍程度の層厚を有し層状に移動する粒子群の挙動が見て取れ，シートフロー状の粒子移動形態であることがうかがえる。

(3) 碎波過程と漂砂量

図-1に示した $x=0.7$ mの地点でEuler観測した水位 η と，計測ポイント（赤丸）での乱れエネルギー k および浮遊砂flux (q_x および q_y) の時系列の相互関係を図-3に示す。

水位と乱れエネルギーの関係について考察する。(a)~(b)：時刻 $t=8.58\sim 8.98$ sは，遡上波と戻り流れの衝突過程であり，backwash vortexの発生による継続した乱れエネルギーの値の上昇が確認できる。(c)：クレスト通過時刻 $t=9.38$ sでは，スパイク状の強い値が計測されている。クレスト通過後から(d)：時刻 $t=9.78$ sの間には，(c)：時刻

$t=9.38$ sにおける乱れエネルギーの値からは減少するものの，他の位相と比較して高レベルの乱れエネルギーが発生している。この乱れは，クレスト通過後にクレスト背面にスポット的に形成される斜め下向きの軸と強い下降流を伴う斜降渦と関連している可能性があり，本研究で使用しているモデルを3次元に拡張すれば，斜降渦に関連した議論への展開が期待される。また，(d)：時刻 $t=9.78$ s以降，乱れエネルギーは水位の低下とともに急減する。

水位と浮遊砂量の関係について先ず水平方向浮遊砂量に注目する。(a)~(b)：時刻 $t=8.58\sim 8.98$ sでは，戻り流れによって冲向きの浮遊砂量が計測されているが，(c)：クレスト通過時刻 $t=9.38$ sにさしかかると岸向きの浮遊砂量に急変する。その後，時刻 $t=10.0$ s付近までは岸向きの浮遊砂量を示し，その後，再び戻り流れの効果によって冲向きに転じる。次に鉛直方向浮遊砂量に注目する。

(a)~(c)：時刻 $t=8.58\sim 9.38$ sでは，backwash vortexによる継続した乱れエネルギーの供給によって，間欠的に浮遊砂の巻き上げと沈降が発生している。(c)：時刻 $t=9.38$ sのクレスト通過後，(d)：時刻 $t=9.78$ s付近までは，変動を伴う巻き上げ傾向を示すが，その後，沈降傾向に転じる。

以上の考察から，クレスト通過後，底質は乱れによって巻き上げられ，岸向き方向に浮遊砂量は増加し，その後，戻り流れによって浮遊砂は沈降しつつ冲向きに輸送される状況がうかがえる。なお，鉛直方向浮遊砂量に関連して，(c)：時刻 $t=9.38$ sはクレスト通過時刻であるが，顕著な浮遊砂量の急変は示されていないが，前後の波と比較するとその変化率は小さい。第6波目のクレストが通過する時刻 $t=11.38$ sでは，スパイク状の波形が計測され，強い巻き上げによる浮遊砂量が確認できる。この種の時空間的な間欠性は既往の実験³⁾でも観察されているが，詳細な検討には3次元計算が必要である。

図-4 摩擦速度 u_* と掃流漂砂量 $q_{bed,x}$ の定点観測による時系列

図-5 netの漂砂量の空間分布

図-1に示した $x=0.7\text{m}$ の地点でEuler観測した摩擦速度(u_*)と掃流砂量の x 方向成分($q_{bed,x}$)の時系列を図-4に示す。図中には u_* の作用方向を明示するため、冲向きおよび岸向きに対してそれぞれ青色および赤色に着色した。 u_* の向き(底面せん断力の作用方向)に一致して $q_{bed,x}$ が生じている。なお、図中の緑線に注目すると、 $q_{bed,x}$ のピーク時刻は u_* のピークより僅かに早く現れる傾向が示されているが、これは水面勾配の影響を受けたことによると考えられる。

(4) netの漂砂量

図-5に図-1に示した $x=0.5\sim 0.9\text{ m}$ の 0.05 m 刻みの計測ポイント(青丸)における10波分の濃度およびDEM粒子追跡から算定した一周期平均のnetの漂砂量を示す。netの掃流漂砂量はいずれの地点も冲向きである。また、netの浮遊砂についても掃流砂と同様にいずれの計測領域でも冲向きである。掃流砂量と比較して浮遊砂量は有意であり、 $x=0.65\text{ m}$ では掃流砂量の十倍近くにまで及ぶ。

	wave period T (s)	slope gradient $\tan\theta$	water depth h (m)	breaker height H_b (cm)	suspended sand diameter d (mm)	surf similarity parameter ξ	Froude number F_r
exp. by Sato et al. ³⁾	3.45	1/20	38.5	6.8	0.18	0.49	0.09
present sim.	1.50	1/20	5.0	1.0	0.18	0.51	0.10

図-6 実験と計算条件および計算領域

図-7 時間平均濃度分布の等値線図

また、この地点は砕波点付近であるが、ここを境に底面地形の侵食・堆積の傾向が変化する。すなわち、 $x=0.65\sim 0.9\text{ m}$ の漂砂量は、冲向き方向に増加しており、この領域では漂砂によって水深が増加(侵食)すること、また、 $x=0.5\sim 0.65\text{ m}$ の漂砂量は沖側に向かって減少していることから、この範囲の領域では堆積傾向にあることが理解される。

(5) 実験との比較

既往の実験³⁾を対象に、MPS-DEMによるシミュレーションの再現性について検討する。ここでのシミュレーション条件は、本章(4)までの数値シミュレーションの条件とは異なる。実験とシミュレーションの条件および計算領域をまとめて図-6に示す。なお、実験条件の砕波相似パラメータとFroude数が概ね一致するようシミュレーションの条件を決定した。図-7に砕波帯付近の領域における時間平均濃度の等値線図を一樣水深を用いて距離スケールを規格化して表示した。2次元計算であるため実験との直接比較は難しいが、実験と同様にトラフレベルにまで浮遊砂が分布し、浮遊砂挙動に対して一定の再現性が確認できる。なお、シミュレーションの $c_{\max}$ は実験の130倍であり、この原因として両者のスケールの違いによる効果が考えられる。

4. おわりに

高精度MPS法とDEMカップリングモデルを用いて、砕波帯漂砂過程を対象に数値シミュレーションを実施した。掃流砂はDEM粒子から追跡され、浮遊砂は高精度MPS法で得られた流れ場に基づいた砂粒子濃度の移流・拡散方程式から評価した。既往の実験結果から観察されている定性的な漂砂過程が、本研究のシミュレーション結果にも確認でき、本シミュレーションモデルの一定の再現性が確認された。詳細な検討には、モデルの3次元化はもちろんのこと、掃流砂と浮遊砂の遷移過程を表現するためにDEM粒子の高解像度化が挙げられ、今後の課題とする。

参考文献

- 1) 柴山知也, 堀川清司: 砕波による底質の浮遊と侵食型海浜の形成機構に関する研究, 第28回海岸工学講演会論文集, pp.227-231, 1981.
- 2) 灘岡和夫, 上野成三, 五十嵐竜行: 砕波帯内における底面近傍の流体運動特性と浮遊砂について, 第34回海岸工学講演会論文集, pp.256-260, 1987.
- 3) 佐藤慎司, 本間基一, 柴山知也: 砕波による底質の巻き上げ量の評価に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第36巻, pp.279-283, 1989.
- 4) 大塚淳一, 渡部靖憲: 砕波帯における浮遊砂速度と浮遊砂フラックスの計測, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.67, No.2, pp.I_091-I_095, 2011.
- 5) 鈴木崇之, 岡安章夫, 柴山知也: 砕波による時空間的浮遊砂濃度変動の数値シミュレーション, 海岸工学論文集, 第51巻, pp.381-385, 2004.
- 6) 本田隆英, 佐藤慎司: 砕波帯内の底質移動に対する拡張二相流モデルの適用, 海岸工学論文集, 第53巻, pp.441-445, 2006.
- 7) Koshizuka, S., and Oka, Y.: Moving-particle semi-implicit method for fragmentation of incompressible fluid, *Nuclear Science and Engineering*, Vol.123, issue 5, pp.421-434, 1996.
- 8) Khayyer, A. and Gotoh, H.: Modified Moving Particle Semi-implicit methods for the prediction of 2D wave impact pressure, *Coastal Eng.*, Vol.56(4), pp.419-440, 2009.
- 9) Khayyer, A. and Gotoh, H.: A higher order Laplacian model for enhancement and stabilization of pressure calculation by the MPS method, *Appl. Ocean Res.*, Vol.32, pp.124-131, 2010.
- 10) Khayyer, A. and Gotoh, H.: Enhancement of stability and accuracy of the moving particle semi-implicit method, *J. Comput. Phys.*, Vol.230, pp.3093-3118, 2011.
- 11) Tsuruta, N., Khayyer, A. and Gotoh, H.: A short note on dynamic stabilization of moving particle semi-implicit method, *Comput. Fluids*, Vol.82, pp.158-164, 2013.
- 12) Cundall, P. A., and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Géotechnique*, Vol.29, No.1, pp.47-65, 1979.
- 13) 後藤仁志 (2004): 数値流砂水理学, 森北出版株式会社, 223p.
- 14) 後藤仁志, 鶴田修己, 原田英治, 五十里洋行, 久保田博貴: 固液混相流解析のための DEM-MPS 連成手法の提案, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.68, No.2, pp.I_21-I_25, 2012.
- 15) Launder, B.E., and Spalding, D.B.: The numerical computation of turbulent flows, *Comp. Method in Appl. Mech. and Eng.*, Vol.3, pp. 269-289.
- 16) Lin, P., and Liu, P. L.-F.: A numerical study of breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, Vol.359, pp. 239-264.
- 17) Hsu, T.-J., and Liu, P. L.-F.: Toward modeling turbulent suspension of sand in the nearshore, *J. Geophys. Res.*, Vol. 103, C06018.
- 18) Rubey, W.W.: Settling velocities of gravels, sand and silt particles, *American Journal of Science*, Vol.25, pp. 325-338, 1933.
- 19) 五十里洋行, 後藤仁志, 反保朋也, 江尻知幸: 微細土砂の巻き上げを考慮した粒子法鉛直噴流洗掘解析, 土木学会論文集 B2 (海岸工学), Vol.71, No.2, pp.I_19-I_24, 2015.
- 20) Krištof, P., Beneš, B., Křivánek, J. and Štáva, O.: Hydraulic erosion using Smoothed Particle Hydrodynamics, *Comput. Graph. Forum*, Vol.28, pp. 219-228, 2009.

(2016.3.16 受付)

NUMERICAL SIMULATION FOR SEDIMENT TRANSPORT IN SURF ZONE BY MPS-DEM COUPLING

Eiji HARADA, Hiroyuki IKARI, Hitoshi GOTOH,
Mitsutaka IMURA and Yuma SHIMIZU

To simulate sediment transport in a surf zone, two complex boundaries with violent change by wave breaking have to be treated. One is a complex free water surface boundary with generating a jet, the other is complex bottom movable bed boundary affected by the massive sediment transport. In this study, the accurate particle method based on the MPS method is applied to solve the violent flows, and the DEM is installed to simulate sheet-flow sediment transport in which collision between sand particles are significant. In addition, stirred-up considerable amounts of suspended sediment by jets, that yield large-scale coherent vortices, are simulated by using the advection-diffusion equation of sediment concentration. A diffusion coefficient in the advection-diffusion equation is evaluated by linking to the eddy viscosity coefficient calculated from k - ϵ turbulence model. The present numerical simulation is qualitatively evaluated by the several existing experimental results.