粒子法型濁質輸送モデルによる 濁水の水面突入・拡散過程の数値解析

五十里 洋行¹・後藤 仁志²・松島 良太郎³

¹ 正会員 京都大学助教 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)

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

² 正会員 京都大学教授 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)

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

³ 学生会員 京都大学大学院 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)

E-mail: matsushima.ryotaro.23n@st.kyoto-u.ac.jp

津波越流発生時の防波堤の安定性をより正確に評価するためには、越流水による洗掘に伴う地盤変形も考慮に入れた検討が必須である。粒子法は、複雑な水面変形および地盤の大変形の解析に適した手法であるので、このような場への適用が期待されるが、実際の砂粒径よりも粗いサイズの計算粒径を用いて洗掘の進行速度の妥当性を維持するためには、計算粒径以下の砂粒（濁質）の挙動を考慮するサブモデルの導入が有効である。本モデルでは、このような濁質の輸送を移流拡散方程式によって解くが、粒子法をベースとした濁質輸送モデルの妥当性については詳細な検討がなされていない。そこで、本研究では、本モデルの妥当性を検証するために、濁水の水面突入・拡散から濁質の堆積に至るまでの数値解析を実施し、既往の水理実験結果との比較を行う。

Key Words : particle method, Enhanced ISPH method, suspended load, advective diffusion, deposition

1. はじめに

津波越流による防波堤背後の地盤洗掘は、越流水が地盤表面に対して鉛直に近い角度で衝突するので、流れのせん断により生じる洗掘孔より比較的洗掘深が大きくなりやすい。したがって、越流発生時の防波堤の安定性をより正確に評価するためには、地盤変形の影響も考慮に入れた検討が必須である。

粒子法は、複雑な水面変形および地盤の大変形の解析に適した手法であるので、このような場への適用が期待されるが、 10^{-1} mm オーダーの砂粒径と同等に解像度を設定するのは計算コスト的に現実的ではないので、1～3 オーダー大きい計算粒径を使用せざるを得ない。これは、越流水による洗掘の進行速度の低下を招く。この進行速度の低下を是正するためには、計算粒径以下の砂粒の挙動を考慮する必要がある、それらを濁質濃度として扱うサブモデルの導入が有効である¹⁾。五十里ら¹⁾のモデルでは、このような濁質の輸送を移流拡散方程式によって解く手法が採用されているが、粒子法をベースとした濁質輸送モデルの妥当性については、これまでに詳細な検討がなされた例はない。そこで、本研究では、粒

子法による濁質輸送モデルの妥当性を検証するために、濁水の水面突入・拡散から濁質の堆積に至るまでの数値解析を実施し、既往の水理実験結果との比較を行う。

2. 数値解析の概要

(1) 流体解析手法

流体の運動方程式を以下に示す。

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

$$\rho = (1-C)\rho_l + C\rho_s \quad (2)$$

ここで、 $\mathbf{u}$: 流速ベクトル、 ρ : 密度、 p : 圧力、 ν : 動粘性係数、 ν_t : 渦動粘性係数、 $\mathbf{g}$: 重力加速度ベクトル、 C : 濁質濃度であり、 $\bar{\cdot}$ は Reynolds 平均操作を示す。添字 l, s は、それぞれ流体および濁質を表す。渦動粘性係数は、 $k-\varepsilon$ 乱流モデルにより推定される。本モデルでは、(1) 式を解くために、ISPH-HS-HL-ECS 法²⁾に加え、圧力勾配項に以下に示す GC 型勾配モデル³⁾

$$\left\langle \frac{1}{\rho} \nabla \bar{p} \right\rangle_i = \sum_{j \neq i} \frac{m_j}{\rho_i \rho_j} (\bar{p}_j - \bar{p}_i) \nabla w_{ij} \quad (3)$$

を適用し (m : 質量、 w : kernel 関数)、さらに、SPH

法型で離散化した DS 法^{4),5)}を適用する。なお, Gotoh ら²⁾とは異なり, CIPSH 法は適用しない。乱流粘性により見かけの粘性係数が増加するので, 計算時間間隔を小さくせずに計算安定性を維持するためには粘性項を陰的に解く必要がある。CIPSH 法では修正行列を使用するためにマトリクスの作成が非常に複雑になるので, これを回避するために通常の ISPH 法⁶⁾の粘性項を適用した。

(2) 濁質輸送モデル

濁質の輸送を解く移流拡散方程式は, 以下の式で表される。

$$\frac{DC}{Dt} = -\nabla \cdot (\mathbf{u}_s C) + \frac{V_t}{S_c} \nabla^2 C + Q \quad (4)$$

ここに, $\mathbf{u}_s$: 沈降速度ベクトル, S_c : 乱流 Schmidt 数 (=1.0), Q : 単位時間あたりに底面から水中に巻き上げられた濁質濃度である (次節に記述)。本研究では, (4)式右边第 1 項 (移流項) の離散化について, 3 種類のモデルを適用し, 計算結果を比較した。以下にその概要を示す。

a) model1

(4)式右边第 1 項について, Kriřtof ら⁷⁾は以下の離散化モデルを提案した。

$$\begin{aligned} \langle -\nabla \cdot (\mathbf{u}_s C) \rangle_i &= \langle -\mathbf{u}_s \cdot \nabla C \rangle_i \\ &= \begin{cases} -\mathbf{u}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j C_j \nabla w_{ij} & (\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{r}_{ij} \leq 0) \\ -\mathbf{u}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j C_i \nabla w_{ij} & (\mathbf{u}_s \cdot \mathbf{r}_{ij} > 0) \end{cases} \quad (5) \\ \mathbf{r}_{ij} &= \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad (6) \end{aligned}$$

ここで, V : 粒子の体積, $\mathbf{r}$: 位置ベクトルである。Kriřtof らのモデルでは, 沈降速度は常に一定 (値は Stokes 則等から推定する) で, 鉛直下方向のベクトルを想定している。(5)式に示すように条件分岐を用いることで, 濁質が常に下方に輸送されるようになっている。以降, このモデルを model1 と呼ぶ。

b) model2

五十里ら¹⁾は, model1 を鉛直噴流洗掘計算に適用したが, 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, model2 では, model1 を以下のように修正する。まず, $\nabla 1 = 0$ であることから,

$$-\mathbf{u}_s \cdot \nabla C = -\mathbf{u}_s \cdot \nabla C - \mathbf{u}_s C \cdot \nabla 1 \quad (7)$$

と書ける。これを SPH 法の勾配モデルを用いて離散化すれば,

$$\begin{aligned} \langle -\mathbf{u}_s \cdot \nabla C \rangle_i &= -\mathbf{u}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j C_j \nabla w_{ij} - \mathbf{u}_s C_i \cdot \sum_{j \neq i} V_j 1 \nabla w_{ij} \\ &= -\mathbf{u}_s \cdot \sum_{j \neq i} V_j (C_j + C_i) \nabla w_{ij} \quad (8) \end{aligned}$$

が得られる。以上が model2 である。

c) model3

model3 では, model1 および model2 で一定としていた沈降速度を流体の加速度に応じて変動させる。濁質の運動方程式として, 単一球の運動方程式を援用すると, 以下のように書ける。

$$\begin{aligned} (\rho_s + \rho_l C_M) A_3 d_s^3 \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} &= \frac{1}{2} \rho_l C_D A_2 d_s^2 |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p) \\ &+ (\rho_l + \rho_l C_M) A_3 d_s^3 \frac{d\mathbf{u}_l}{dt} + (\rho_s - \rho_l) A_3 d_s^3 \mathbf{g} \quad (9) \end{aligned}$$

$$\mathbf{u}_p = \mathbf{u}_l + \mathbf{u}_s \quad (10)$$

ここに, C_M : 付加質量係数, C_D : 抗力係数, A_2 , A_3 : 濁質の 2 次元および 3 次元形状係数, d_s : 濁質粒径である。(9)式において, Cantero ら⁸⁾と同様に $(d\mathbf{u}_p/dt) \approx (d\mathbf{u}_l/dt)$ と仮定し, 抗力係数に,

$$C_D = \frac{24}{R_{ep}} \left(1 + 0.15 R_{ep}^{0.687} \right) ; \quad R_{ep} = \frac{|\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p| d_s}{\nu} \quad (11)$$

を代入すれば⁹⁾,

$$\begin{aligned} (\rho_s - \rho_l) A_3 d_s^3 \left(\frac{d\mathbf{u}_l}{dt} - \mathbf{g} \right) &= \frac{1}{2} \rho_l \frac{24}{R_{ep}} \left(1 + 0.15 R_{ep}^{0.687} \right) A_2 d_s^2 |\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p| (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p) \quad (12) \\ &= 12 \mu \left(1 + 0.15 R_{ep}^{0.687} \right) A_2 d_s (\mathbf{u}_l - \mathbf{u}_p) \end{aligned}$$

が得られる。したがって, 沈降速度は,

$$\mathbf{u}_{s0} = \mathbf{u}_p - \mathbf{u}_l = \frac{d_s^2 (\rho_s - \rho_l)}{18 \mu (1 + 0.15 R_{ep}^{0.687})} \left(\mathbf{g} - \frac{d\mathbf{u}_l}{dt} \right) \quad (13)$$

となる (μ : 粘性係数)。なお, (13)式は, 流体の加速度および粒子 Reynolds 数 R_{ep} が両方ともゼロとなる場合, Stokes 則に一致する。(13)式は, 単一球の運動方程式から求めたが, 実際には多数の濁質粒子が浮遊しており, 濃度が高いほど浮遊粒子間の相互干渉により沈降速度は低下する。そこで, 濁質粒子間の相互干渉効果を表す式

$$|\mathbf{u}_s| = |\mathbf{u}_{s0}| (1 - C)^n ; \quad n = 2.35 \left(\frac{2 + 0.175 R_{ep}^{3/4}}{1 + 0.175 R_{ep}^{3/4}} \right) \quad (14)$$

を導入する^{10), 11)}。これを沈降速度として扱う。

沈降速度が一定ではないので, (4)式右边第 1 項は,

$$-\nabla \cdot (\mathbf{u}_s C) = -\mathbf{u}_s \cdot \nabla C - C \nabla \cdot \mathbf{u}_s \quad (15)$$

となる。これを離散化して,

$$\begin{aligned} \langle -\nabla \cdot (\mathbf{u}_s C) \rangle_i &= -\mathbf{u}_{si} \cdot \sum_{j \neq i} V_j C_j \nabla w_{ij} - C_i \sum_{j \neq i} V_j \mathbf{u}_{sj} \cdot \nabla w_{ij} \\ &= -\sum_{j \neq i} V_j (C_j \mathbf{u}_{si} + C_i \mathbf{u}_{sj}) \cdot \nabla w_{ij} \quad (16) \end{aligned}$$

を得る。これを model3 とする。

なお, (4)式右边第 2 項には, 流体計算と同様に通常の ISPH 法の Laplacian モデルを適用する。これは, 上記 3 モデルで共通である。

(3) 濁質輸送モデルの底面境界条件

移流項の計算においては、粒子 j が底面壁粒子の場合、 $C_j=C_i$ および $u_{sj}=u_{si}$ として積分補間を行う。ただし、拡散項については、壁粒子とは積分補間を行わない。これは、濁質の堆積を移流によるもののみに限定することに相当する。

本モデルでは、底面に堆積した濁質の転がり等による壁面上の移動は考慮しない。ただし、流れの作用による水中への再浮上は考慮する。まず、底面から再浮上する濁質の巻き上げ量を以下の実験式¹²⁾を援用して推定する。

$$p_N = C_p \left(\frac{\tau_* - \tau_{*c}}{\tau_{*c}} \right)^{1.5} \frac{(\rho_s/\rho_l - 1)^{0.6} g^{0.6} d_s^{0.8}}{v^{0.2}} \quad (17)$$

$$\tau_* = \frac{u_*^2}{(\rho_s/\rho_l - 1)gd_s} \quad (18)$$

$$\tau_{*c} = \tau_{*c0} \cos \theta \sqrt{1 - \frac{\tan^2 \theta}{\tan^2 \phi}} \quad (19)$$

ここで、 p_N ：単位時間当たりの洗掘深、 τ_{*c0} ：限界掃流力の基準値 (=0.05)、 C_p ：無次元定数 (=0.00002)、 u_* ：摩擦速度、 θ ：底面勾配、 ϕ ：濁質の水中安息角 (=33°) である。摩擦速度は、底面近傍での粗面対数則の成立を仮定し、底面近傍流速を用いて以下の式から推定する。

$$\frac{u_\xi}{u_*} = \frac{1}{\kappa} \ln \left(\frac{30.1y_p}{d_s} \right) \quad (20)$$

$$u_\xi = \frac{\sum_{j \neq i} u_{\xi j} w(|r_{ij}|)}{\sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|)} \quad (21)$$

ここで、 κ ：Kármán 定数であり、添字 ξ は底面に平行な成分を示す。 y_p は、近傍流速の作用点であり、以下式で定義するものとする。

$$y_p = \frac{\sum_{j \neq i} r_{ij\xi} w(|r_{ij}|)}{\sum_{j \neq i} w(|r_{ij}|)} \quad (22)$$

ここに、 $r_{ij\xi}$ ：粒子 i, j 間の距離の底面に垂直な方向成分である。

上式より推定した p_N に、底面壁粒子1個の占める面積（本計算は2次元計算なので計算粒径 $d_0 \times$ 単位奥行き幅1）、計算時間間隔 Δt および間隙率を乗じて、流体粒子1個の体積で除すれば、底面から巻き上げられて水中に再浮上する濁質の濃度増分が得られる。

$$\Delta C_j = \frac{p_{Ni} \Delta t d_0}{V_j} \quad (23)$$

本モデルでは、底面壁粒子 i から最も近い位置にある流体粒子 j に(23)式の濃度増分を与える。

図-1 計算領域

3. 濁水の水面突入・拡散シミュレーション

(1) 計算条件

図-1に、計算領域の模式図を示す。11/30（約20°）勾配斜面上に濃度均一の濁水塊が設置される。ゲートを瞬時に開けることにより、濁水塊が貯水池に向けて流下する。貯水池の水深は0.22 mで、ゲートから貯水池までの距離は1.06 mである。濁質の密度は $3.22 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ 、濁質の平均粒径は110 μm である。以上の条件は、McLeodら¹³⁾と同様である。粒径は、0.004 mとした。なお、次節の計算において、model1 および model2 の沈降速度は、Stokes 則より推定した。

(2) モデルの比較

図-2に、計算結果の一例として、model3の濁水初期密度 $\rho_0=1.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ （初期濃度 $C=0.135$ ）のケースの結果の瞬間像を示す。水粒子は、濃度によって色分けして表示されている。また、流速ベクトルも併示した。濁水が水面に突入した時刻を $t=0.0 \text{ s}$ としている。濁水の水面突入によって汀線付近の流体が上方に排除され、水面波が発生する。一方で、濁水の先端においては、濁水が後上方に輸送されることで渦が発生し、blob状に膨らむ。 $t=1.225 \text{ s}$ においては、濁水の流下によって押し込まれていた貯水池の汀線が、斜面上方に戻るに従って、濁水塊も引き伸ばされ、濁水が水平床に到達する頃には水面下斜面全域に渡って濁水域が広がる（ $t=1.825 \text{ s}$ ）。濁水が水平床上を進行するようになると、底面近傍において斜面を流下する戻り流れが濁水塊の背後に衝突するが、密度差によってやや上方に向かう（ $t=3.225 \text{ s}$ ）。このとき、半水深より上方で流れが斜面方向へ向かう位相になると、渦が発生し、濁水塊の後上方は徐々に引き伸ばされる（ $t=3.225\text{--}4.425 \text{ s}$ ）。濁水塊は、濁質の沈殿によって濃度が徐々に低下していくものの、斜面から水平床上に移っても前方に進行する。また、汀線近辺では、底面近傍流速が比較的大きいため、濁水塊が過ぎ去ってからも巻き上げによる濁質の再浮上が見られる。なお、濁水が斜面を流下する際には、Kelvin-Helmholtz不安定によって濃度境界が波状に変形することが期待されるが、本計算ではそれは確認できなかった。これは、解像度不足が要因であると考えられる。

図-2 濁水塊の水面突入・拡散・沈降過程

図-3 濁水塊先端の進行時系列 (モデル間比較)

図-4 濁質堆積分布 (モデル間比較)

図-3 に、 $\rho_0 = 1.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ のケースの濁水塊先端の進行時系列を既往の実験結果¹³⁾と併せて比較して示す。なお、初期汀線位置を $x=0.0 \text{ m}$ と定義する。 $t=2.5 \text{ s}$ まではどのモデルもそれほど差はないが、model1 では、 $t=7.0 \text{ s}$ 以降、実験結果よりも進行が速い。逆に、

model2 では、 $t=2.5 \text{ s}$ 以降、徐々に進行が遅くなる。model3 は、比較的実験結果と一致した進行を示すが、model2 と同様、途中で濁質がすべて沈殿し、 $t=10.0 \text{ s}$ ほどで進行が止まる。

図-4 は、底面上の濁質堆積分布である。model1 では、斜面部 ($x \leq 0.6$) で実験結果ほどの堆積量が得られない。五十里ら¹⁾の指摘した通り、model1 では沈降・堆積速度が小さく評価される。十分な堆積が得られないことで、濁水塊の密度が低下せず、その結果、濁水塊の進行が実験結果よりも速くなる。さらに、堆積域も実験結果より前方まで広がることになる。model2 は、斜面上で堆積量がやや大きく評価されるため、濁水の進行速度が低下し、堆積域右端は実験結果よりも斜面寄りとなる。model3 は、概ね実験結果と対応した結果となるものの、 $0.8 < x < 1.2$ で堆積量が大きくなっており、堆積域が実験結果ほど広くない。濁水塊は、斜面と右側壁との間で往復する水面波の影響を受けて、加減速を繰り返しながら進行する。流体の加速度を考慮に入れた効果が、model2 と model3 の結果の差によって表れたと推察される。

(3) 粒度分布を考慮したケース

前節の計算では、濁質を単一粒径として扱ったが、実

験ではある程度粒度分布を持った濁質が使用されたと考えられる。そこで、本節では、複数粒径階を持った濁質で濁水の挙動を追跡する。McLeod ら¹³⁾は実験で使った濁質の粒度分布を公表していないので、本研究では、粒度分布が対数正規分布に従うと仮定し、図-5 に示す 10 粒径階を適用した。標準偏差は試行錯誤的に $0.7\phi^{14)}$ とした。簡単のために、各粒径階において独立に移流拡散方程式 (4 式) を解き、流体の密度は、

$$\rho = \left(1 - \sum_{m=1}^N C_m\right) \rho_l + \left(\sum_{m=1}^N C_m\right) \rho_s \quad (24)$$

により決定した (N : 粒径階数 (=10), C_m : 粒径階 m の濃度)。

図-6 および図-7 に、濁水の進行時系列と堆積分布をそれぞれ示す。粒径が小さいほど沈降速度が遅くなることから、平均粒径よりも小さい粒径が計算に考慮されたことで堆積域がより前方に広がり、実験結果とより良好に対応した結果が得られている。図-8 を見ると、単一粒径のケースでは、 $t=7.625$ s で濁質の大半が沈殿しているのに対し、複数粒径のケースでは、まだ広範囲で濃度が維持できており、両者の違いは明確である。

図-9 および図-10 は、 $\rho_0=1.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ (初期濃度 0.09) の計算結果である。こちらも $\rho_0=1.3 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$ のケースと同様に複数粒径を用いた場合には、実験結果と非常に合致した良好な結果が得られることが確認でき

図-5 粒度分布

る。

4. おわりに

本研究では、粒子法をベースとして濁質の輸送を移流拡散方程式を用いて解くモデルを構築し、濁水の水面突入・拡散過程のシミュレーションを通じて、モデルの妥当性の検証を行った。既存のモデルである model1 では、沈降速度の評価が不十分であり、修正を加えた model2 もしくは model3 の適用が必要であることが確認された。特に、流体の加速度が濁水の挙動に影響を及ぼすような計算では、model3 の適用が望ましい。また、粒度分布を適切に考慮することによって、より再現性の高い計算結果が得られることも確認された。

ただし、巻き上げの評価方法については、まだ検討が必要である。本研究では簡単のために実験式で巻き上げ

図-6 濁水塊先端の進行時系列 (単一・複数粒径比較)

図-7 濁質堆積分布 (単一・複数粒径比較)

図-8 濁水塊の水面突入・拡散・沈降過程 (左: 単一粒径 (図-2 と同計算), 右: 複数粒径)

図-9 濁水塊の進行時系列 ($\rho_0=1.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)

図-10 濁質堆積分布 ($\rho_0=1.2 \times 10^3 \text{ kg/m}^3$)

量を評価し、また、すべて浮遊砂として扱ったが、これらの妥当性については未確認であり、今後の課題である。

謝辞：本研究は、科研費（課題番号 15K18123）の助成を受けたものである。

参考文献

- 1) 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.19-24, 2015.
- 2) Gotoh, H., Khayyer, A., Ikari, H., Arikawa, T. and Shimosako, K.: On enhancement of Incompressible SPH method for simulation of violent sloshing flows, *Appl. Ocean Res.*, Vol.46, pp.104-115, 2014.
- 3) 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.
- 4) 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.
- 5) Ikari, H. and Gotoh, H.: SPH-based simulation of granular collapse on an inclined bed, *Mech. Res. Commun.*, Vol.73, pp.12-18, 2016.
- 6) Shao, S.D. and Lo, E.Y.M.: Incompressible SPH method for simulating Newtonian and non-Newtonian flows with a free surface, *Adv. Water Resour.*, Vol.26, No.7, pp.787-800, 2003.
- 7) Krištof, P., Beneš, B., Křivánek, J. and Št'ava, O.: Hydraulic erosion using Smoothed Particle Hydrodynamics, *Comput. Graph. Forum*, Vol. 28, pp. 219-228, 2009.
- 8) Cantero, M.I., Balachandar, S. and García, M.H.: An Eulerian-Eulerian model for gravity currents driven by inertial particles, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.34, pp.484-501, 2008.
- 9) Shiller, L. and Naumann, A.Z.: Über die grundlegenden berechnungen bei der schwerkraftauflbereitung, *Ver. Dert. Ing.*, Vol.77, pp.318-321, 1933.
- 10) Richardson, J.F. and Zaki, W.N.: Sedimentation and fluidisation. Part 1, *Trans. Inst. Chem. Eng.*, Vol.32, pp.35-53, 1954.
- 11) Rowe, P.N.: A convenient empirical equation for estimation of the Richardson-Zaki exponent, *Chem. Eng. Sci.*, Vol.42, pp.2795-2796, 1987.
- 12) Nielsen, P.: Coastal bottom boundary layers and sediment transport by waves, *World Scientific*, pp.224-226, 1992.
- 13) McLeod, P., Carey, S. and Sparks, R.S.J.: Behavior of particle-laden flows into the ocean: experimental simulation and geological implications, *Sedimentology*, Vol.46, pp.523-536, 1999.
- 14) Folk, R.L. and Ward, W.C.: Brazos River bar: a study in the significance of grain size parameters, *J. Sediment. Petrol.*, Vol.27, pp.3-26, 1957.

(2016.3.16 受付)

NUMERICAL SIMULATION ON TURBIDITY FLOW INTO WATER USING PARTICLE-BASED TURBIDITY TRANSPORT MODEL

Hiroyuki IKARI, Hitoshi GOTOH and Ryotaro MATSUSHIMA

In a scouring simulation by a particle method, it is necessary to apply a larger particle than the actual sand size to save a computational cost; however, this coarse graining can cause deterioration of the accuracy of scouring speed. Hence, it is required to consider the behavior of sub-particle-scale sand grain. In this study, the performance of a turbidity transport model on the basis of the SPH method is examined. A numerical simulation on a turbidity flow into water is carried out and calculated results by three types of models are compared with a previous experimental result. The model with the effect of fluid acceleration and grain size distribution shows the best agreement with the experiment.