

# 礫間および礫・流体間の力学連成を考慮した 越流水による礫群輸送の数値計算

牛島 省<sup>1</sup>・鳥生 大祐<sup>2</sup>・柳 博文<sup>3</sup>・柳生 大輔<sup>4</sup>

<sup>1</sup>正会員 工博 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)

E-mail: ushijima.satoru.3c@kyoto-u.ac.jp

<sup>2</sup>正会員 博(工) 京都大学 学術情報メディアセンター (〒 606-8501 京都府京都市左京区吉田本町)

E-mail: toriu.daisuke.8v@kyoto-u.ac.jp

<sup>3</sup>学生員 京都大学大学院 工学研究科 修士課程 (〒 615-8540 京都府京都市西京区京都大学桂)

E-mail: yanagi.hirohumi.34m@st.kyoto-u.ac.jp

<sup>4</sup>非会員 (〒 547-0001 大阪府大阪市平野区加美北 4-5-12)

E-mail: yagy.daisuke.42a@kyoto-u.jp

本研究では、切欠き堰を越流して落下する水流により、堰下流側に平滑に敷き詰められた平均粒径約 7 mm、個数約 16,700 の礫群が輸送され、洗掘・堆積する過程の数値計算を行い、実験結果と比較した。数値計算では、代表的な 26 種類の礫形状を抽出し、それらを四面体要素で表現し、礫間の接触を扱える礫モデルを用いた。また、礫に作用する流体力は、多相場の運動方程式の圧力項と粘性項の体積積分から求め、礫の運動量を多相場に反映させることで礫と流体の力学連成を考慮する。最初に、水中で直方体状に初期配置された礫群を崩壊させる実験と数値計算を行い、本研究の礫モデルが有効であることを確認した。次に、越流水による礫群輸送の計算を行い、礫群の洗掘・堆積形状などを計測結果と定量的に比較し、数値解法の適用性を考察した。

**Key Words:** fluid-solid interaction, multiphase model, parallel computation, local scour, gravel particle, overflow

## 1. 緒言

津波や高潮、洪水流などの水流が堤防等の水理構造物を越流して、構造物背後で洗掘が発生し、被害が生ずる事例がある。このような洗掘現象のメカニズムを明らかにする研究は、これまでに数多く行われている<sup>1), 2)</sup>。

このような洗掘現象の数値計算を行う場合には、砂礫群全体を連続体として扱う計算方法や、砂や礫の個々の運動を扱う計算方法がある。前者の例として、大久保ら<sup>3)</sup>は数値波動水路 CADMAS-SURF/2D に地形変化モデルを導入して裏法尻背後の砂地盤の洗掘に関する実験を対象として計算を行い、モデルの適用性について検討を行っている。また、後者の例としては、大家ら<sup>4)</sup>は有川ら<sup>1)</sup>が行った実験に対して、粒子法の一つである ISPH 法を用いて計算を行っている。また、柳生ら<sup>5)</sup>は、本研究で扱う問題と同様の礫群輸送の数値実験を行っている。

上記の他にも、洗掘現象に対する数値計算は数多く行われているが<sup>6), 7), 8)</sup>、砂粒子や礫の個々の運動を、流れとの力学連成を適切に考慮して 3 次元的に計算した例は少ない。Takakuwa ら<sup>9)</sup>は実際の礫形状を参考にして礫モデルを数種類作成し、各礫を一個ずつ流下させる数値実験を行い、礫の移動の軌跡が形状ごとに異

なることを示している。砂礫の初期移動過程では、古典的なモデルにおいても、転動・滑動・リフトアップなどの形式が考えられているように、単純な円または球体を仮定しても、流体中のそれらの運動は複雑である<sup>10)</sup>。球体ではなく、しかも形状にばらつきのある実際の礫群が接触している問題に対しては、礫間の力学作用を考慮する際には、実際の形状に近い礫モデルを利用することが必要である。これらを考慮すると、水流による礫群の輸送過程を再現するには、礫の形状を適切に表現した上で、礫間の接触や礫と流体との力学的な相互作用を高精度に計算する必要がある。

本研究では、3次元固気液多相場の数値解法<sup>11)</sup>を用いて、堰を越流し、空気中を落下する水流の衝突によって生ずる礫群輸送の数値計算を行い、実験結果と比較する。礫を球体の集合体として表す他の既往計算手法と比較して、本解法では、礫は四面体要素の集合体として表されるため、礫の体積や慣性テンソル、また礫に作用する流体力などがより精度良く評価される。また、本研究で利用する計算手法は、3次元領域分割法に基づく並列化がなされており、100万個の物体が自由水面流れによって輸送される計算<sup>12)</sup>などの大規模問題へ適用可能である。

前報<sup>5)</sup>では、数値計算に用いる礫モデルの形状は1種

類であったが、本研究では実験に用いる礫群の形状に基づいて、代表的な 26 種類の形状を有する礫モデルを設定する。この礫モデルの有効性を確認するため、水中で直方体状に初期配置された礫群を崩壊させる実験と数値計算を行い、本研究の礫モデルが有効であることを確認する。次に、約 16,700 個の礫モデルを用いて、切欠き堰を越流して落下する水流による礫群の輸送に関する数値計算を 552 並列で実行し、礫群の洗掘・堆積形状などを計測結果と定量的に比較し、数値解法の妥当性について検討を加える。

## 2. 数値解析手法

### (1) 計算手法の概要

図-1 に、本計算手法における各相の取り扱い方と、流体計算セルおよび並列処理を行う領域分割の概略を示す。気液相 (流体) の支配方程式はオイラー格子上で離散化され、剛体と仮定した固相 (固体粒子) はラグランジュ的に扱われ、オイラー格子上で 6 自由度で運動する。流体と固体粒子との力学連成を精度良く評価するため、流体計算セルは固体粒子のスケールより十分細かく設定する。また、オイラー格子を小領域 (subdomain) に分割して、分散メモリシステム上で内部の演算を並列的に行うことで、計算速度と必要なメモリ容量の削減を図っている。

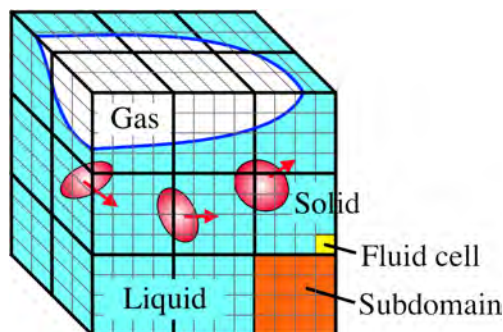


図-1 計算手法における各相の扱いの概略

### (2) 流体の基礎方程式と解法

流体に対して、以下の質量保存則、非圧縮条件、運動量保存則を用いる。

$$\frac{\partial \rho_f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (\rho_f u_j) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_j}{\partial x_j} = 0 \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (u_i u_j) &= f_i - \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial p}{\partial x_i} \\ &+ \frac{1}{\rho_f} \frac{\partial}{\partial x_j} \left[ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right] \end{aligned} \quad (3)$$

ここで、 $t$  は時間、 $x_i$  は直交座標成分、 $u_i$  は気相と液相の質量平均速度であり<sup>11)</sup>、 $p$ 、 $\rho_f$ 、 $\mu$  はそれぞれ気相と液相の体積平均圧力、密度および粘性係数である<sup>13)</sup>。また、 $f_i$  は外力加速度の  $x_i$  成分である。

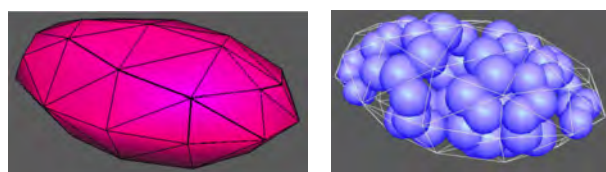
上記の基礎方程式を有限体積法を用いて、コロケート格子上で離散化し、MAC 系解法<sup>14)</sup>に基づいて予測段階、圧力計算段階、修正段階の演算を行う。予測段階では、セル中心における流速の推定値  $u_i^*$  を陰的解法である C-ISMAC 法<sup>11)</sup>により求める。C-ISMAC 法では、移流計算に 5 次精度の TVD スキーム<sup>15)</sup>を用いた。また、圧力計算段階では、C-HSMAC 法<sup>11)</sup>を利用した。

### (3) 礫の運動の計算

礫の形状は、図-2 (a) に示すように、四面体要素により表現され、この四面体要素を用いて礫の一部分が流体計算セル内に占める体積割合を計算する。礫に作用する流体力は、流体計算セル C 内の礫  $k$  の体積割合と、礫  $k$  の密度を考慮した流体の圧力および粘性項を用いて、以下のように計算される。

$$\begin{aligned} F_{Cki} &= \alpha_k \sigma_k V_C \left[ -\frac{\rho_b - \rho_f}{\rho_b} g_i - \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial p}{\partial x_i} \right. \\ &\left. + \frac{1}{\rho_b} \frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ \mu \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right\} \right] \end{aligned} \quad (4)$$

ここで、 $F_{Cki}$  は礫  $k$  に作用する  $x_i$  方向の流体力成分、 $\alpha_k$  は礫  $k$  が流体計算セルに占める体積割合、 $\sigma_k$  は礫  $k$  の密度で、 $V_C$  は流体計算セル C の体積、 $g_i$  は重力加速度の  $x_i$  成分である。 $\rho_b$  は礫を含む多相場の密度である。式 (4) より流体力ベクトル  $F_{Ck}$  が求められ、礫  $k$  を含む流体計算セル C に対する  $F_{Ck}$  の総和が礫  $k$  に作用する流体力  $F_{fk}$  となる。このように、本計算手法では、抗力係数などの経験定数を用いずに、任意形状物体に働く流体力を計算できる。



(a) 四面体要素

(b) 接触判定球

図-2 礫モデルを構成する四面体要素と接触判定球

礫どうしが衝突する場合は、図-2 (b) に示すように、礫の表面付近に配置された接触判定球<sup>11)</sup>を用いて礫間の接触力を個別要素法 (DEM)<sup>16)</sup>により計算する。この接触判定球は、接触力の算出のみに用いられ、その他の礫の計算には四面体要素が用いられる。特に、接線

方向の接触力ベクトル  $T_d$  は次式から計算される。

$$T_d = K_t d_t - D_t v_{rt} \quad (5)$$

ここで、 $K_t$  は接線方向のバネ定数であり、 $D_t$  は接線方向の粘性減衰係数である。 $v_{rt}$  は接線方向の相対速度ベクトルである。また、 $d_t$  は接線方向の変位ベクトルで、接触時間  $t_1$  から  $t_2$  にわたる積分として次式から計算される。

$$d_t = \int_{t_1}^{t_2} v_{rt} dt_b \quad (6)$$

ここで、 $dt_b$  は礫の運動計算の時間増分である。計算では、接触中は前ステップの  $d_t$  に  $v_{rt} dt_b$  を加算し、これを保存して必要であれば次の計算ステップで使用する。2つの接触判定球が離れた場合は  $d_t = 0$  とする<sup>17)</sup>。礫が異なる小領域へ移動する際には、前ステップの  $d_t$  を小領域間で送受信する。

静止摩擦係数を  $\mu'$  とし、式(5)より計算した  $T_d$  の絶対値  $|T_d|$  が静止摩擦力を超える場合、すなわち  $|T_d| > \mu' |N_d|$  が成り立つ場合には、 $T_d$  は以下のように計算される。

$$T_d = \mu'' |N_d| \frac{v_{rt}}{|v_{rt}|} \quad (7)$$

なお、本研究では、静止摩擦係数  $\mu'$  と動摩擦係数  $\mu''$  が同じ値であると仮定した。

上記の  $T_d$  と法線方向の接触力  $N_d$  の合力を、各接触判定球求めてその総和  $F_d$  を礫に働く接触力とする。

以上のようにして得られた流体力と接触力を用いて、礫の並進および回転運動の計算を行った後、礫の運動量を、次式のように質量平均を用いて、多相場の流速ベクトル  $u_C$  に反映させる<sup>11)</sup>。

$$u_C = \frac{1}{m_f + m_b} \left( m_f u_{Cf} + \sum_{k \in C} \alpha_k \sigma_k V_C v_{Ck} \right) \quad (8)$$

ここで、 $m_f$  は流体計算セル内の気体の質量と液体の質量の合計で、 $m_b$  は流体計算セル内に存在するすべての礫部分の質量である。また、 $u_{Cf}$  は流体計算セル内における気液相部分の速度であり、 $v_{Ck}$  は流体計算セル内での礫  $k$  の速度ベクトルである。

#### (4) 並列計算

図-1 に示したように、3次元の計算領域は複数の小領域に分割され、分散メモリシステム上で小領域内部の演算が並列的に進められる。分散メモリシステムでは、MPI<sup>18)</sup> を利用して、小領域間の通信を行う。図-3 に、流体計算と礫の運動の計算に必要な通信の概略を示す。流体計算では、分散化式の影響範囲に応じた袖領域 (overlap area) が設定され、図-3 (a) に示すような通信を行う。一方、礫の計算においては、最大の礫の大きさに応じた別の袖領域を設定し、図-3 (b) に示す通

信を行う。この通信は、接触判定と接触力の総和を求める際に必要となり、礫の重心点を含む小領域が変化するタイミングで、礫の重心点の座標や速度などの礫ごとに異なる変数をすべて通信する<sup>12)</sup>。

上記の並列化手法に基づく既往研究<sup>19)</sup> では、8 並列計算に対して、400 並列計算に要する計算時間は、約 1/37 (理想値 1/50) となる結果が得られており、並列化により演算が高速化されることが確認されている。

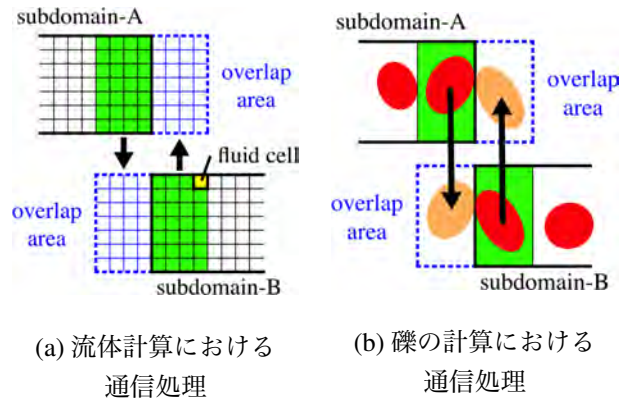


図-3 領域分割法による並列計算での通信の概要

### 3. 礫モデルの形状と初期配置

#### (1) 礫モデルの形状

計算で利用する礫モデルを設定するため、実験に用いる礫を無作為に 500 個抽出して、代表的な形状を求めた。図-4 に示すような礫の長径、中径、短径をそれぞれ  $a$ ,  $b$ ,  $c$  とする。ここで、 $a$  はノギスで計測される礫の最大長さであり、 $b$  は  $a$  が計測された軸に垂直な面に礫を投影した 2次元形状の最大長さ、 $c$  は同様の 2次元形状の最小長さとして定義した。

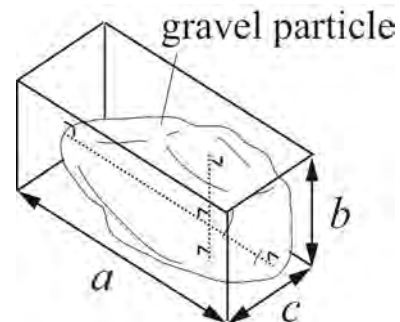


図-4 礫の径 (長径  $a$ , 中径  $b$ , 短径  $c$ )

次に、これらの計測結果を図-5 のようにプロットし、最小値の点 ( $a_{min}$ ,  $b_{min}$ ,  $c_{min}$ ) と最大値の点 ( $a_{max}$ ,  $b_{max}$ ,  $c_{max}$ ) からなる直方体領域を設定する。この領域を  $3 \times 3 \times 3$  に分割して 27 領域とし、各領域の  $a$ ,  $b$ ,  $c$  の平均値と個数を求め、26 種類の代表的な礫形状と

礫の個数を定めた。図-6は、実際に計測された各径の分布を示すもので、図-5の分布を $b-a$ 、 $a-c$ 、 $b-c$ の各平面に投影した場合の分布に相当する。

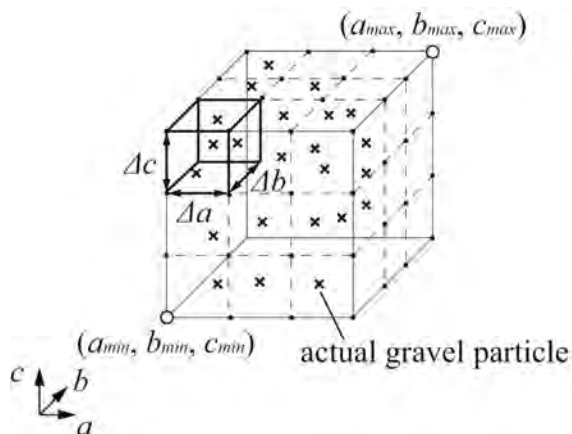


図-5 礫モデルの長径  $a$ 、中径  $b$ 、短径  $c$  の代表値の設定方法 (×印は計測結果を概略的に表す)

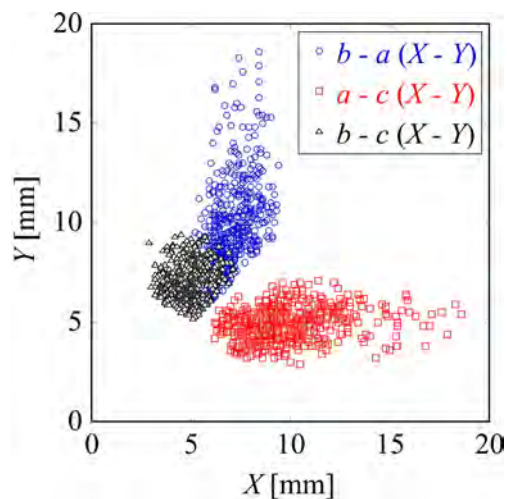
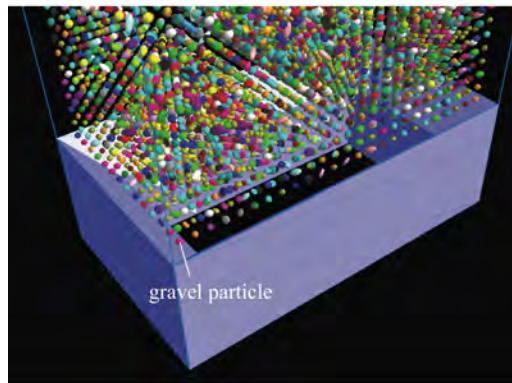


図-6 長径  $a$ 、中径  $b$ 、短径  $c$  の分布 (凡例の“ $b-a(X-Y)$ ”は横軸  $b$ 、縦軸  $a$  とした分布を表す。他も同様。)

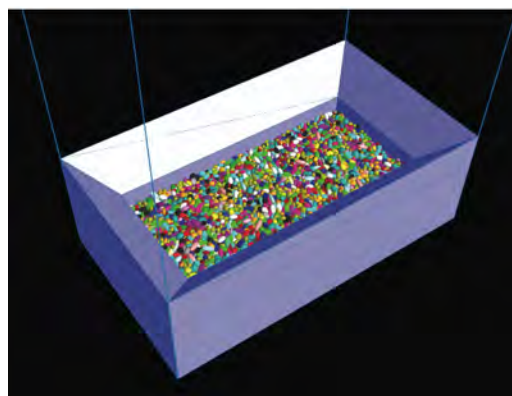
上記のようにして定めた26種類の代表形状を四面体要素で表す。接触判定球は四面体要素とは別に任意に配置できるが、本研究では、少なくとも1つの面が礫表面となっている四面体に対して、四面体と同体積の球を中心が四面体の重心点に一致するように配置した。以下では、これを「非球形礫モデル」と呼ぶ。一方、非球形礫モデルの有効性を確認するための比較対象として、「球形礫モデル」を合わせて用意した。これは、上記の中径  $b$  を直径とする球形の礫モデルであり、四面体要素で表されるが、接触判定球は、その中心が球形礫モデルの重心点と一致し、直径は  $b$  である1つの球とした。なお、球形礫モデルの直径  $b$  は、非球形礫モデルと同様に26種類とし、その個数分布も同様とした。

## (2) 礫群の初期配置

礫モデルの初期配置を設定するため、図-7(a)に示すように、乱数を利用して礫モデルを空間に配置し、それらを容器内に自由落下させた。その後、図-7(b)のように、礫群の上面高さがほぼ一樣になるように余分な礫モデルを取り除くことにより、初期配置を定めた。



(a) 容器上方に礫を配置



(b) 高さをほぼ一樣とした礫群配置

図-7 礫モデル群の初期配置の設定方法

礫群の空隙率は、本研究の実験では約0.43であった。数値計算において、上記のようにして定めた初期配置の空隙率は、非球形礫モデルでは約0.44、また球形礫モデルでは約0.48となった。

## 4. 礫群崩壊実験と数値計算

### (1) 実験の概要

本研究で利用する非球形礫モデルの有効性を確認するため、図-8に示すように、直方体状に配置した礫群を拘束している仕切り板を取り除いて解放し、崩壊した礫群の形状を計測する実験を行った。図-8に示すように、礫の層厚は約0.08[m]であり、水深は約0.15[m]とした。この初期状態から、仕切り板を瞬時に引き抜いて  $x_1$  方向に礫群を崩壊させ、時間が十分に経過した後の礫群の高さを計測する実験を5回行った。

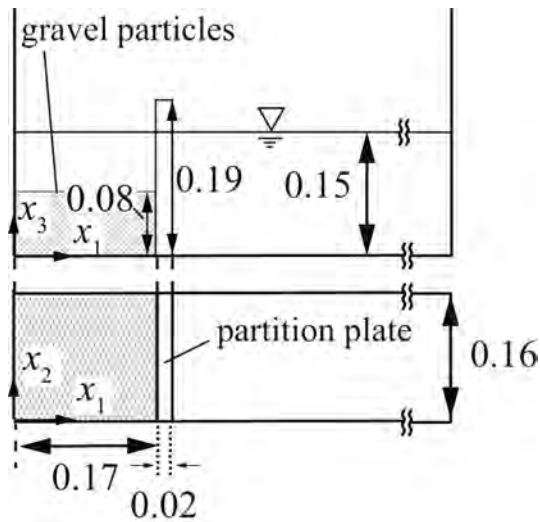


図-8 実験装置の概略(単位 [m])

## (2) 礫群崩壊の数値計算

非球形礫モデルと球形礫モデルの2種類を用いる数値計算を行い、実験結果と比較する。計算領域は、 $x_2$  方向の長さを 0.16 [m]、 $x_3$  方向長さを 0.10 [m] とし、 $x_1$  方向の長さは、非球形礫モデルでは 0.30 [m]、球形礫モデルでは 0.50 [m] とした。計算領域内は水で満たされており、水の密度は  $1.0 \times 10^3$  [kg/m<sup>3</sup>]、動粘性係数は  $1.0 \times 10^{-6}$  [m<sup>2</sup>/s]、重力加速度は 9.8 [m/s<sup>2</sup>] とした。

接触判定球の DEM の係数は、 $K_n = K_t = 1.0 \times 10^4$  [N/m] とし、 $D_n = D_t = 0.66$  [N·s/m] とした。ここで、 $K_n$  と  $D_n$  は、2つの接触判定球の中心を結ぶ直線方向(法線方向)の接触力計算で使われるバネ定数と粘性減衰係数である。これらは、既往の研究<sup>17), 20)</sup>を考慮して定めたものであり、特に粘性減衰係数は、反発係数を 0.5 として求めている<sup>21), 22)</sup>。また、静止摩擦係数  $\mu'$  は 0.6 とし<sup>23)</sup>、礫の密度は計測値と同じ  $2.59 \times 10^3$  [kg/m<sup>3</sup>] とした。礫モデルの個数は、非球形礫モデルでは 8,122 個、球形礫モデルでは 6,699 個である。

流体計算セル数は、 $x_1 \times x_2 \times x_3$  方向にそれぞれ  $195 \times 104 \times 66$  とし、流体計算の時間増分は  $1.0 \times 10^{-4}$  [s] とした。また、並列数は、 $15 \times 4 \times 3$  の 180 並列とし、計算には京都大学のスーパーコンピュータ Cray XC30 (System D, magnolia, Intel Xeon Haswell 14 cores  $\times$  2, 64GB memory [per node]  $\times$  416 [nodes]) を利用した。1 ケースの計算時間は、約 92 時間であった。

## (3) 実験結果と計算結果の比較

図-9 に各礫モデルの計算結果と実験結果を示す。図中の礫モデルの色は、非球形礫モデルでは 26 種類の代表形状、また球形礫モデルでは 26 種類の直径に対応している。球形礫モデルは転動しやすい形状のため、斜面勾配が実験に比べて緩やかで、礫群の先端が  $x_1$  方向

に長く広がっている。これに対して、非球形礫モデルでは、斜面の勾配および礫群の先端が実験とほぼ一致している結果が得られた。

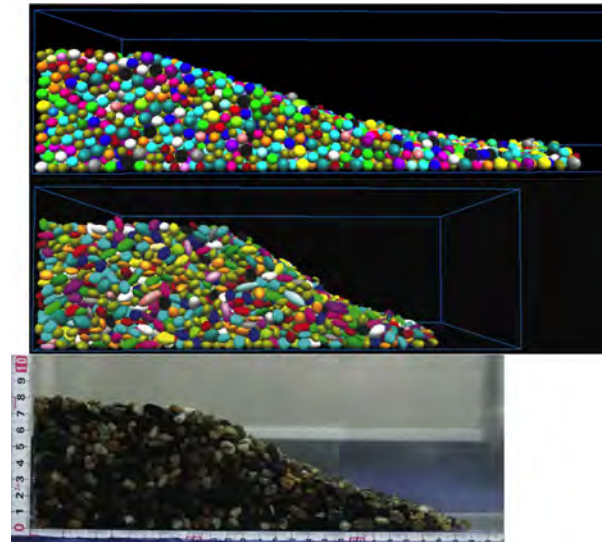


図-9 崩壊後の礫分布(上：球形礫モデル，中：非球形礫モデル，下：実験結果)

図-10 に崩壊後の礫群の高さを比較した結果を示す。実験結果として、5回の計測のばらつきをエラーバーで表し、合わせて平均値を示した。図-10 に示される結果から、本研究で利用する 26 種類の礫形状を表す非球形礫モデルにより、妥当な計算結果が得られていることが確認された。

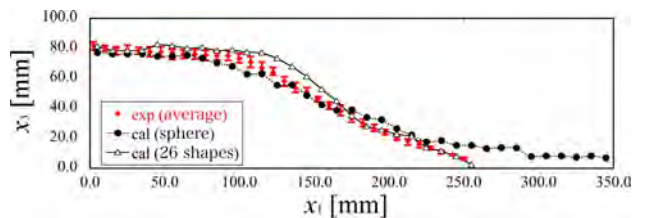


図-10 崩壊後の礫群の高さの比較

## 5. 越流水による礫群輸送の実験と数値計算

### (1) 実験の概要

切欠き堰を越流して落下する水流により、平滑に敷かれた礫群が洗掘・堆積する過程を調べる実験を行った。図-11 に実験水槽の概略を示す。実験水槽は、A, B, C の3領域に区別されている。水中ポンプ(最大流量 200 l/min)により、領域 A ( $-0.23 \leq x_1 \leq -0.03$  [m]) 内に供給された水は、整流板を通じて上昇し、堰を越流する。領域 B ( $0 \leq x_1 \leq 0.35$  [m]) には層厚が約 0.08 [m] となるように礫が平滑に敷き詰められており、初期水深 0.10 [m] で水が満たされている。領域 C ( $0.38 \leq x_1 \leq 0.88$  [m]) は、領域 B から溢れた水を溜める空間である。

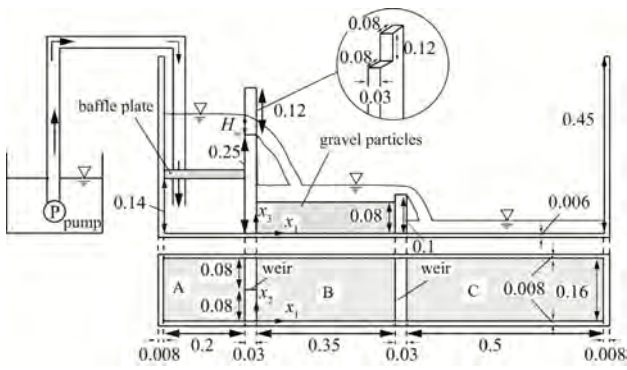


図-11 実験装置の概略(単位 [m], 上:側面図, 下:平面図)

図-11中の切欠き堰近くに示されている $H_w$ は堰を越流する上流側の水深であり、堰上面を基準とする値である。約4秒間ポンプから水を供給し、その後ポンプを停止して越流が無くなった状態で礫群の高さを計測した。実験による結果のばらつきを把握するため、同様の条件の計測を8回行った。なお、礫群の上面高さは奥行き方向( $x_2$ 方向)にも変化しているが、側面からの計測が困難であったため、本研究では $x_2 = 0$ 付近の $x_1$ 方向の礫群の分布を計算結果と比較する。

## (2) 計算条件

計算領域の概略を図-12に示す。計算領域の $x_1$ ,  $x_2$ ,  $x_3$ 方向長さは、それぞれ0.78 [m], 0.16 [m], 0.40 [m]とした。計算では、領域Aの底面から水を流入させ、整流格子を通過した水は切欠き堰を越流して落下し、領域Bに敷かれた約16,700個の非球形礫モデル群に衝突する。領域Bから溢れた水は、領域Cに流れ、図-12の出口から流出する。領域A, B, Cにおける初期水位はそれぞれ0.25 [m], 0.10 [m], 0 [m]とした。

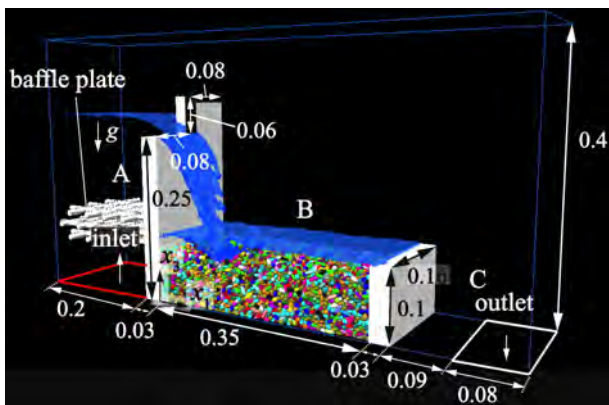


図-12 計算領域の概略(単位 [m])

図-13に示すように、計算における切欠き堰の上流側水深 $H_w$ は、堰の上面の点A(0.20 [m], 0.00 [m], 0.25 [m])から、計算セル中の水の体積割合が0.5となる点B(0.20, 000,  $Z_w$ )までの距離 $H_w = Z_w - 0.25$ とする。

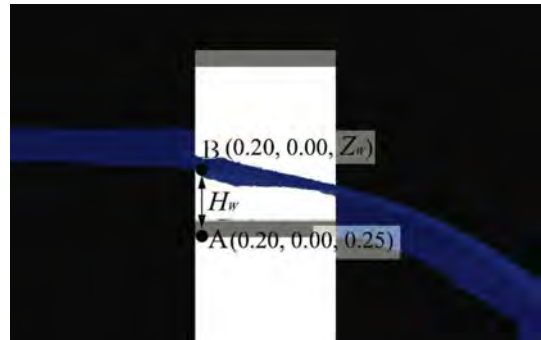


図-13 数値計算における $H_w$ の計測例

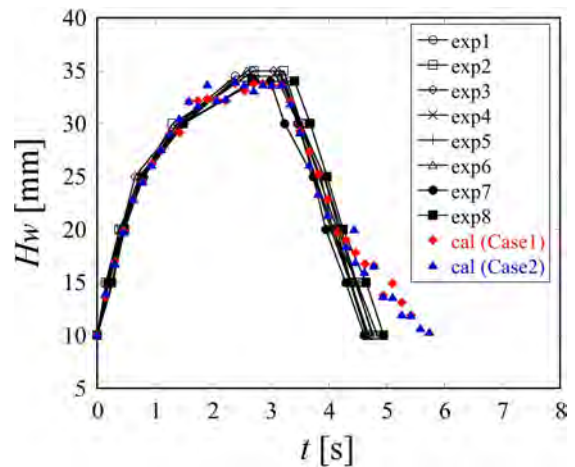
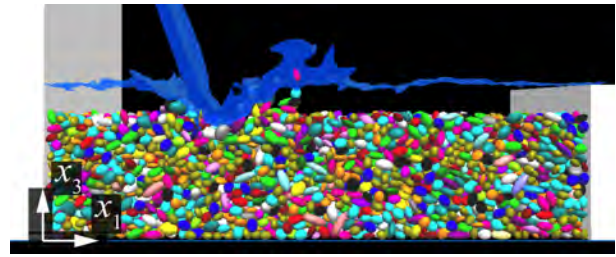
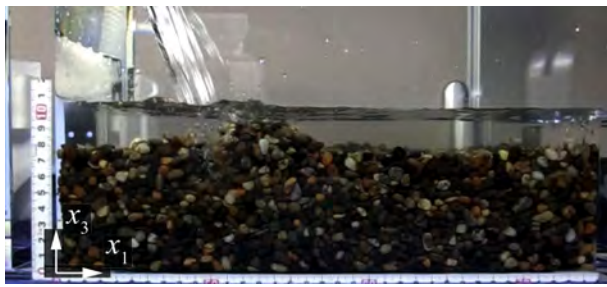


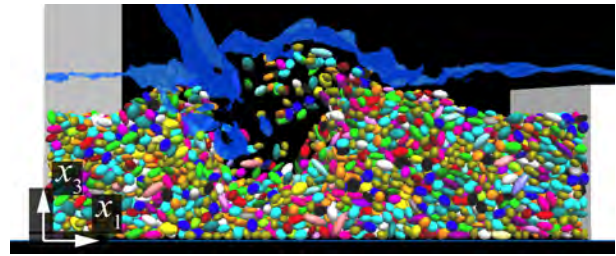
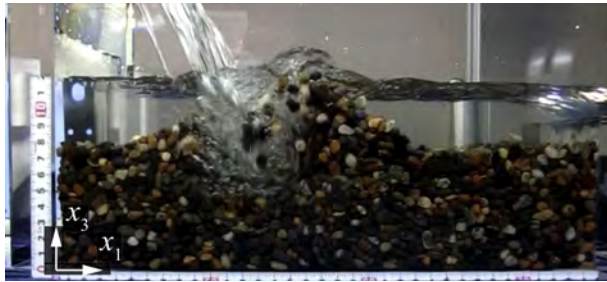
図-14 実験と計算における $H_w$ の時系列

流入条件が適切であることを確認するために、実験および計算における堰の上流側水深 $H_w$ を比較した結果を図-14に示す。実験および計算のいずれにおいても、 $H_w = 0.01$  [m]になった時刻を $t = 0$  [s]とする。図-14には、8回の実験で計測した $H_w$ と、計算結果として得られた $H_w$ の時系列が示されており、実験および計算の $H_w$ の推移は概ね一致している。これより、越流水の流入条件が適切に設定されていることを確認した。

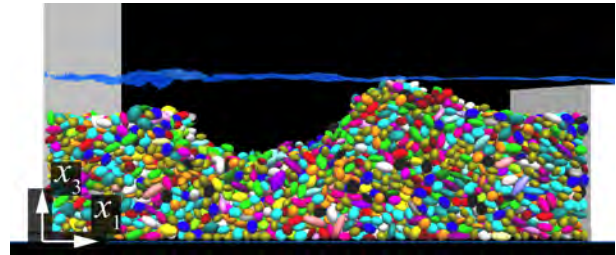
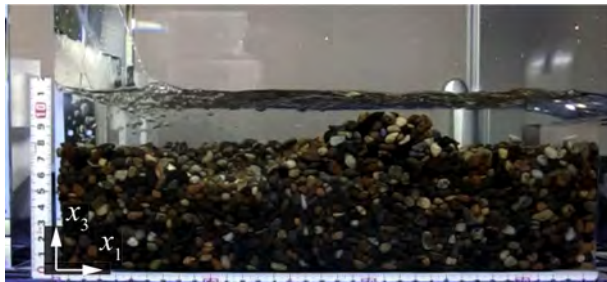
また、領域Bにおける礫群の初期配置により、計算結果がどの程度異なるかを把握するため、2種類の礫群初期配置を設定し(以下Case1, Case2と表記)、それ以外は同じ条件の計算を行った。これらの初期配置の設定方法は、図-7に示した方法と同様であり、自然落下させる前の礫モデルの空間分布を定める乱数を変えることにより、異なるCase1とCase2の礫モデルの初



(a)  $t = 1.07$  [s]



(b)  $t = 2.65$  [s]



(c)  $t = 5.27$  [s]

図-15 越流水と礫群の挙動 (左：実験結果，右：計算結果のうち奥行き方向  $0 \leq x_2 \leq 40$  [mm] の範囲の礫モデルを表示)

期配置を定めた。非球形礫モデルの個数は、Case1 および Case2 とともに約 16,700 である。

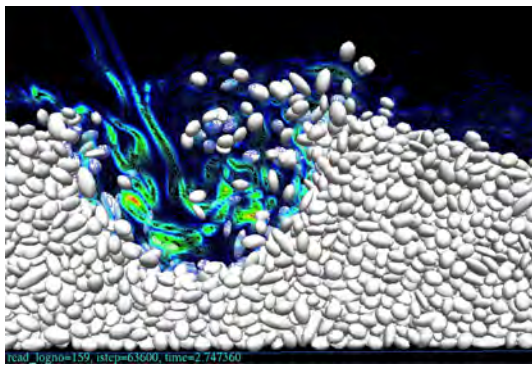
流入および流出領域の速度の境界条件は、流入・流出流量が一致するように速度を設定したディリクレ条件とし、それ以外の壁面上の速度は 0 とした。また、圧力の境界条件は、流出領域面で  $\partial p / \partial x_3 = -\rho_f g$  とし、それ以外の壁面では勾配 0 のノイマン条件とした。

流体計算格子数は  $506 \times 104 \times 258$  とした。流体計算の時間増分  $\Delta t$  は  $5.0 \times 10^{-5}$  [s] とし、礫運動の時間増分は  $\Delta t / 28$  [s] とした。flat MPI<sup>18)</sup> の並列数は  $23 \times 4 \times 6$  の 552 並列とした。なお、計算には京都大学のスーパーコンピュータ Cray CS400 2820XT (System B, Laurel 2, Intel Xeon Broadwell 2.1 GHz 18 cores  $\times$  2, 128GB memory [per node]  $\times$  850 [nodes]) を利用しており、計算時間は約 289 時間であった。

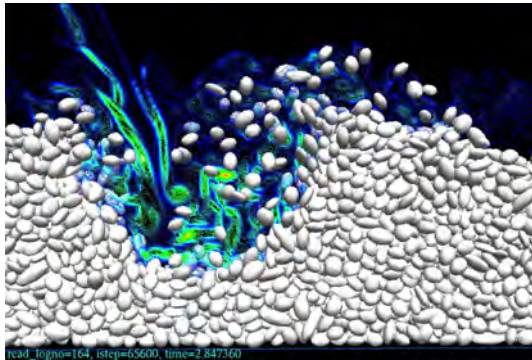
### (3) 実験結果と計算結果の比較

図-15 に、実験および計算で得られた越流水と礫群の分布を示す。図-15 の計算結果は、前面 ( $x_2 = 0$ ) に近い領域付近の礫群モデルの挙動を把握するため、 $0 \leq x_2 \leq 40$  [mm] の範囲にある礫モデルのみを表示している。図-15 に示されるように、落下水流が礫群に衝突して循環流が形成され、その領域付近の礫群が巻き上げられて輸送されている状況が、実験と計算のいずれにも見られる。巻き上げられた礫の多くは、洗掘された領域の下流側 ( $x_1$  方向) に輸送され、そこで堆積している。

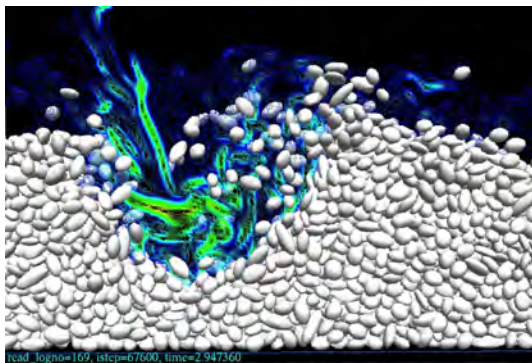
図-16 に、礫群が激しく巻き上げられている時刻における  $x_2 = 15$  [mm] 平面上の渦度ベクトルの絶対値の分布を示す。図-16 では、 $0.0 \leq x_2 \leq 30$  [mm] の範囲にある礫群を合わせて描画している。また、礫群が巻き上げられている領域付近における流体計算セル内の水の体積割合  $\beta_w$  の分布を図-17 に示す。図-17 より、空



(a)  $t = 2.75$  [s]



(b)  $t = 2.85$  [s]

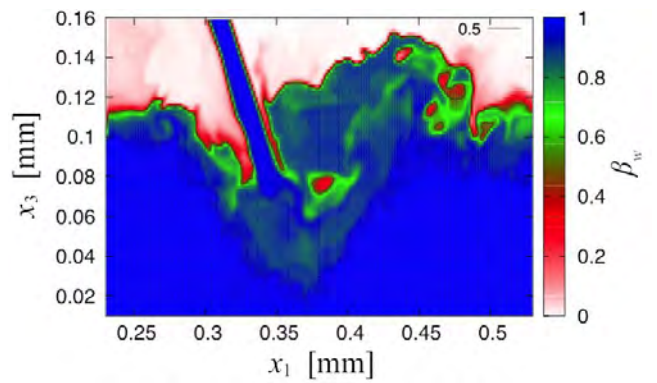


(c)  $t = 2.95$  [s]

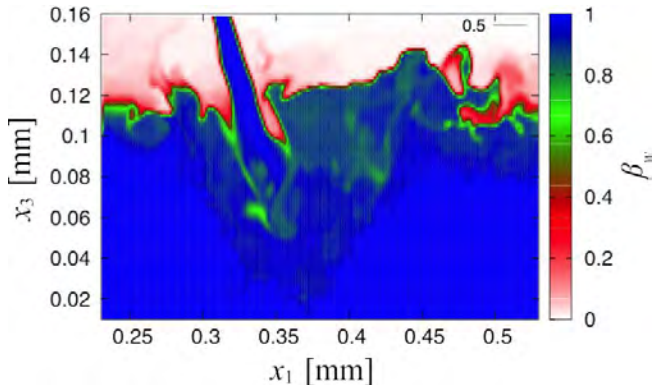
図-16 渦度ベクトルの絶対値の分布 ( $x_2 = 15$  [mm], 礫モデルは  $0 \leq x_2 \leq 30$  [mm] のものを表示)

気を巻き込みながら落下水流が礫群上の水面に衝突していることが確認できる。図-16に示される渦度が高い領域では、一般に圧力が低下していると考えられ、また、礫群に対してせん断力も作用するため、礫は輸送されやすい状況となる。図-16では、礫群の洗掘が進行し、礫群の高さが低下した領域で、高い渦度が発生している。一方で、礫のいくつかは、図-17に示されるように、水中に空気を何割か含んだ領域まで輸送されていることがわかる。

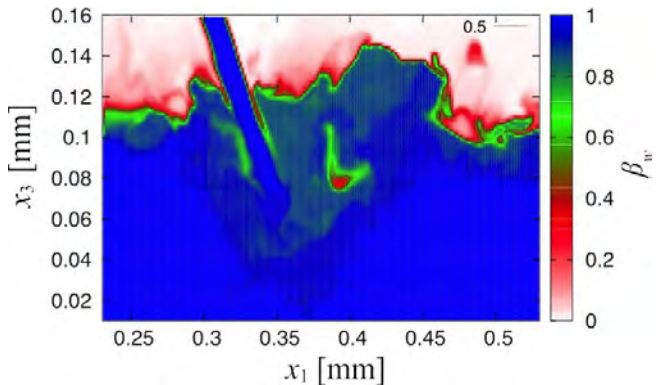
礫群の運動が停止したときの礫群高さを計測し、計算結果と比較した。その結果を図-18に示す。図-18では、実験結果としてプロットしている点は8回の実験結



(a)  $t = 2.75$  [s]



(b)  $t = 2.85$  [s]



(c)  $t = 2.95$  [s]

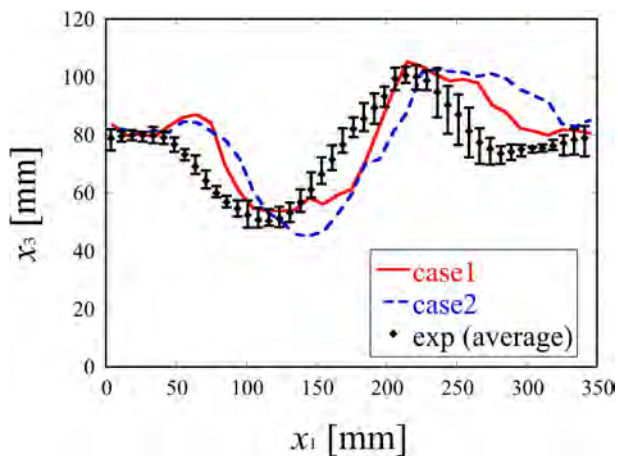
図-17 計算セル中の水の体積割合  $\beta_w$  の分布 ( $x_2 = 15$  [mm])

果の平均値であり、エラーバーは各実験のばらつきを表す。また、Case1とCase2は、礫群の初期配置を変えた2ケースの計算結果である。礫群の初期配置を変化させることにより、計算結果には図-18に示される程度の相違が見られることがわかった。非球形かつ複数の形状の礫モデルを用いる計算では、このように礫群の初期条件により計算結果にばらつきが生じ得ることを示唆しており、今後同様の計算を行う場合には注意すべき点であると考えられる。図-18では、Case1とCase2の計算結果は、最大洗掘深や最大堆積高さ、 $x_1$ 方向の洗掘範囲、また礫群斜面の勾配などは、実験と概ね一

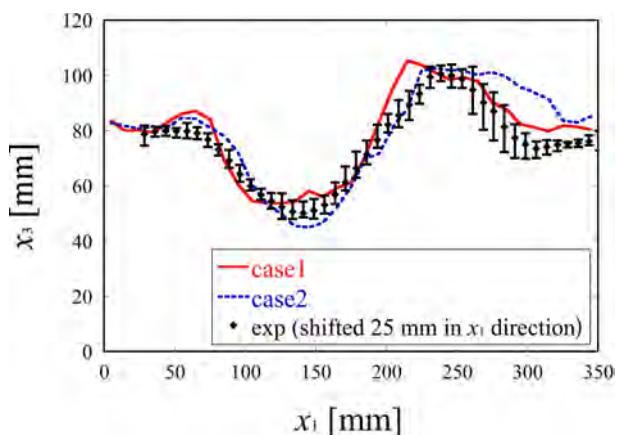


致していると考えられる。

一方、**図-18**では、計算により得られた礫群高さの分布が $x_1$ 方向に全体的にシフトしているように見られる。このため、実験結果を $+x_1$ 方向に25 [mm]移動させて比較を行った結果を**図-19**に示す。**図-18**と比較して、最大洗掘深や最大堆積高さが発生している $x_1$ 方向の位置が、**図-19**では、より一致する傾向にある。これは、礫群が配置されている領域の水深や、越流水の衝突角度や水流幅などが実験と計算で完全には一致していないために生じた誤差であると推測される。本研究では、越流落水水流による礫群の洗掘現象という複雑な現象を扱っているため、さらなる計算精度の向上を図るには、越流水の挙動や、礫群内で作用する接触力の分布など、個々の要素に着目しながら、礫輸送のメカニズムの解明を進めていく必要がある。



**図-18** 礫群高さの比較



**図-19** 礫群高さの比較 (実験結果を $+x_1$ 方向に25 [mm]移動した結果との比較)

## 6. 結言

切欠き堰を越流して落下する水流により、堰下流側に平滑に敷き詰められた平均粒径約7 [mm]の礫群が輸送され、礫群表面に洗掘・堆積が発生する過程を対象とした実験と数値計算を行い、両者を比較した。計算では、実験に用いた500個の礫から、代表的な26種類の礫形状を抽出し、それらを四面体要素で表現する非球形礫モデルを利用した。球体の集合として表される礫モデルではなく、四面体要素を用いることで、礫の体積や質量、回転運動の計算に使用する慣性テンソル、また流体連成を計算する際に必要となる、流体セル中に占める礫部分の体積割合などを精度良く評価できる。また、非球形礫モデルの内部表面近傍には、複数の接触判定球を配置して、個別要素法に基づく礫間の接触を扱うものとした。礫に作用する流体力は、多相場の運動方程式の圧力項と粘性項の体積積分から求め、礫の運動量を多相場に反映させることで力学連成を扱う解法とした。なお、計算手法は3次元領域分割法に基づき、flat MPIにより並列化されているため、比較的大規模な問題に応用できる。

上記のようにして設定された非球形礫モデルの有効性を確認するため、水中で直方体状に初期配置された礫群を崩壊させる実験と並列数180の数値計算を行い、球形の礫モデルでは妥当な水中安息角や崩壊後の礫配置が得られず、本研究の礫モデルが有効であることを確認した。次に、約16,700個の非球形礫モデルを用いて、切欠き堰を越流して落下する水流による礫群の輸送に関する数値計算を552並列で実行し、礫群の洗掘・堆積形状などを計測結果と定量的に比較し、数値解法の適用性を考察した。その結果、最大洗掘深が発生する流下方向位置などに25 [mm]程度の相違が見られたが、計算された最大洗掘深や最大堆積高さ、流下方向の洗掘範囲、また礫群斜面の勾配などに関しては、実験結果と概ね一致することが確認された。

以上より、堰を越流して落下する水流により、礫群が移動するという複雑現象に対して、既往の水理学的な経験則等をほとんど用いず、現象の力学過程に基づく計算手法の有効性が示されたと考えられる。なお、現状では計算可能な時間・空間スケールには限界があるため、本手法で得られる結果を実用計算で利用する方法や、より大規模な計算を行うための方策も今後検討する必要がある。

## 参考文献

- 1) 有川太郎, 池田剛, 窪田幸一郎: 越流による直立型堤防背後の洗掘量に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I.926-I.930, 2014.
- 2) 伊藤嘉, 今瀬達也, 前田健一: 高速流体の作用に伴う間隙圧の変化に着目した洗掘現象の実験的考察, 中部地盤工学シンポジウム, Vol. 24, pp. 63-70, 2012.
- 3) 大久保陽介, 熊谷健蔵, 辻尾大樹, 永澤豪, 加藤史訓: 津波越流時における海岸堤防の洗掘に関する数値解析モデルの構築, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 70, No. 2, pp. I.991-I.995, 2014.
- 4) 大家隆行, Dong, W., 高谷岳志, 荒木和博, Shaowu, L., 後藤仁志, 有川太郎: ISPH 法による越流に伴う防潮堤背後の洗掘計算, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 71, No. 2, pp. I.253-I.258, 2015.
- 5) 柳生大輔, 牛島省, 鳥生大祐: 越流水による礫群運動の3次元数値解析, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 72, No. 2, pp. I.295-I.302, 2016.
- 6) Harada, E., Hosoda, T., Gotoh, H. and Obayashi, K.: Numerical simulation for local scouring process by solid-liquid two-phase flow model, in *Proc. of the 4th International Symposium on Environmental Hydraulics & 14th Congress of Asia & Pacific Division of the International Association of Hydraulic Engineering and Research, Hong Kong*, pp. 1851-1857, CRC Press, 2004.
- 7) 吉田圭介, 前野詩朗, 竹内章人, 赤穂良輔, 飯干富広, 荒木大輔: 津波越流時における海岸堤防のブロックを用いた裏法尻保護工に作用する流体力の数値計算, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 72, No. 2, pp. I.485-I.494, 2016.
- 8) 峯浦亮, 辻本剛三, 山田文彦: 堤防を越流した津波による洗掘特性と人工堀の適用に関する研究, 土木学会論文集 B2(海岸工学), Vol. 69, No. 2, pp. I.791-I.795, 2013.
- 9) Takakuwa, Y. and Fukuoka, S.: Motions of single and a group of particles with different shapes flowing down in fixed bed channels, *THESIS2016*, pp. 89-92, Tokyo, Japan, 2016.
- 10) 山田修三, 牛島省, 瀬津家久: 遮蔽効果を伴う物体初期移動過程に対する MICS による数値計算, 水工学論文集, Vol. 49, pp. 757-762, 2005.
- 11) 牛島省, 福谷彰, 牧野統師: 3次元自由水面流中の接触を伴う任意形状物体運動に対する数値解法, 土木学会論文集, Vol. 64/II-2, pp. 128-138, 2008.
- 12) 丸山紀尚, 青木一真, 牛島省: 流体中の物体群運動に対する動的負荷分散を考慮した並列計算手法, 土木学会論文集 A2 (応用力学), 2014.
- 13) 牛島省, 竹村雅樹, 山田修三, 後藤孝臣: 非圧縮性多相流場の解法 (MICS) による自由水面流中の粒子輸送の数値解析, 水工学論文集, Vol. 48, pp. 649-654, 2004.
- 14) 牛島省, 竹村雅樹, 瀬津家久: コロケート格子配置を用いた MAC 系解法の計算スキームに関する考察, 土木学会論文集, No. 719/II-61, pp. 11-19, 2002.
- 15) Yamamoto, S. and Daiguji, H.: Higher-order-accurate upwind schemes for solving the compressible Euler and Navier-Stokes equations, *Computers Fluids*, Vol. 22, No. 2/3, pp. 259-270, 1993.
- 16) Cundall, P. A. and Strack, O. D. L.: A discrete numerical model for granular assemblies, *Geotechnique*, Vol. 29, No. 1, pp. 47-65, 1979.
- 17) 柳生大輔, 牛島省, 鳥生大祐, 青木一真: 水滴衝突による砂粒子群侵食量の3次元並列計算, 土木学会論文集 A2 (応用力学), Vol. 71, No. 2, pp. I.369-I.378, 2015.
- 18) Gropp, W., Lusk, E. and Thakur, R.: *Using MPI-2*, The MIT Press, 1999.
- 19) Aoki, K., Ushijima, S., Itada, H. and Toriu, D.: Parallel computations for many floating objects transported by tsunami flows, *PANACM2015, Buenos Aires, Argentina*, pp. 611-622, 2015.
- 20) 別府万寿博, 井上隆太, 石川信隆, 長谷川祐治, 水山高久: 修正 MPS 法による土石流段波モデルのシミュレーション解析, 砂防学会誌, Vol. 63, No. 6, pp. 32-42, 2011.
- 21) 土屋義人, 青山俊樹: 水流による砂れき Saltation の機構 (2) - Successive Saltation の理論について -, 京都大学防災研究所年報, Vol. 13B, pp. 199-216, 1970.
- 22) 川口寿裕, 田中敏嗣, 辻裕: 離散要素法による流動層の数値シミュレーション (噴流層の場合), 日本機械学会論文集 (B編), Vol. 58, No. 551, pp. 2119-2125, 1992.
- 23) 伏谷伊一: 溪床上における礫の移動について, 日本林学会誌, Vol. 43, No. 1, pp. 31-33, 1961.

(2017. 6. 23 受付)

## COMPUTATIONS ON TRANSPORTATIONS OF GRAVEL PARTICLES DUE TO OVERFLOWS TAKING ACCOUNT OF PARTICLE-PARTICLE AND PARTICLE-FLUID MECHANICAL INTERACTIONS

Satoru USHIJIMA, Daisuke TORIU, Hirohumi YANAGI and Daisuke YAGYU

A parallel computation method with a multiphase model was applied to the local scour and deposition of a gravel bed, consisting of about 16,700 gravel particles with a diameter of around 7 mm, caused by falling overflows over a rectangular-notch weir. In the computations, representative 26 shapes of gravel particles were modeled with tetrahedron elements and contact-detection spheres. The fluid forces acting on a gravel particle were estimated with the volume integral of the pressure and viscosity terms included in momentum equations for the multiphase field. Through the comparisons with experiments, the applicability of the present computational method was confirmed.