

巨礫が砂州形成機構に及ぼす影響

Study on Effect of Spatially Distributed Cobbles on Bar Formation

寺本敦子*, 辻本哲郎**

Atsuko Teramoto and Tetsuro Tsujimoto

*博(工), 松江工業高等専門学校助手, 環境・建設工学科 (〒464-8603 島根県松江市西生馬町 14-4)

** 工博 名古屋大学大学院教授, 工学研究科社会基盤工学専攻 (〒464-8603 愛知県名古屋市中種区不老町)

Bar formation is one of the important research topics for river management because it sometimes brings about disaster, as bank erosion, and it provides the habitat. In streams with dominantly distributed cobbles as observed in mountainous rivers, we rarely observe appreciable bars. To explain the fact that bars rarely appear in such a stream, the flume experiments and numerical simulations have been conducted by using glass beads as model of cobbles. We could see that densely distributed surface cobbles disturb bar formation because the cobbles distort the flow direction in both the numerical simulation and experiments. We showed the condition that no bars appear depends on the number density and the diameter of cobbles.

Key Words: Cobbles, bar formation, flume experiments, numerical simulation

キーワード: 巨礫, 砂州形成, 移動床実験, 数値解析

1. はじめに

これまで, 日本における砂州に関する研究は, 1950 年代の実験的検討¹⁾, 1960 年代の石狩川の河道変遷調査²⁾に始まり, 水路実験及び不安定理論解析による研究が行われてきた. 近年では, コンピューターの発達や解析手法の発展により, 数値解析を用いた研究^{3), 4)}が, 砂州を取り扱う研究の主流になりつつある.

河道に砂州が形成されると河岸侵食を引き起こす原因となるなど河川災害を引き起こしたり, 生物の生息場としての役割が大きく変化したりするため, 流路形態を予測することは河道管理の上でも非常に重要である.

砂州に関する研究が行われ始めた当初は, 砂州の発生限界, 砂州平衡形状, 形成過程に関する研究がほとんどであった. これらの研究が一定の進展をした一方, 近年, 実河道において問題となっている人為的インパクトによる砂州形成河道の変遷解明の必要性がこれまで以上となってきたため, 砂州の研究は新しい段階に入った. すなわち, 流量や流砂量が変化した場合の砂州の応答や混合砂礫河床での砂州の形成, 網状流路の形成過程などを取り扱う研究⁵⁾が活発に行われるようになった. 実河川においては, ダムによる流量の変化, 下流への供給土砂量, 質の変化, また, 砂利採取などにより, 特にダム下流河道では, 植生の進入, 流路形態の変化が著しく起こっている. このように河川における問題の変化や研究の進展に伴い求められる研究内容は変化しているが, こういったものを解明するためにも, 従来からの研究, 砂州の形成過程や発生機構な

ど砂州に関する研究の基本となる部分にもなお研究の必要性が残っている.

本研究では, 山地河道などで見られる巨礫散在河道における砂州の形成機構について解明を努める. 河道での砂州の発生・非発生の議論はこれまで直線河道, 一様粒径で構成された河床, 一様勾配など理想的な場での議論に留まっていた. 例えば, 上述したような山地区間などにある巨礫が散在する河道においては砂州の発生が見られないことが多いものの, これまで, このような流路でなぜ砂州が発生していないのかが明らかになっていない. 本研究において砂州形成条件が巨礫の散在によりどう変化するか焦点をあて, 巨礫の存在により形成されないことがあるかどうかの実験的検討, 巨礫の抵抗としての効果を取り入れた数値計算による現象の記述を行うことにより, 巨礫の砂州形成機構への影響を考察する.

2. 巨礫散在河道の砂州の形成—移動床実験による検討—

実験水路において, 河床に砂州が形成される水理条件下で巨礫を模したガラス球を流路に散在させ, 砂州の発生, 非発生について検討する.

2.1 実験方法

実験は, 幅 50cm, 長さ 20m のアクリル側壁を有する鋼製可変勾配水路を用いて行った. 図-1 に示すように, 路床勾配 1/100 とした水路の中央部に平均粒径 2mm とする二号珪砂を厚さ 8cm で敷き詰めた 16m の移動床区間を設置

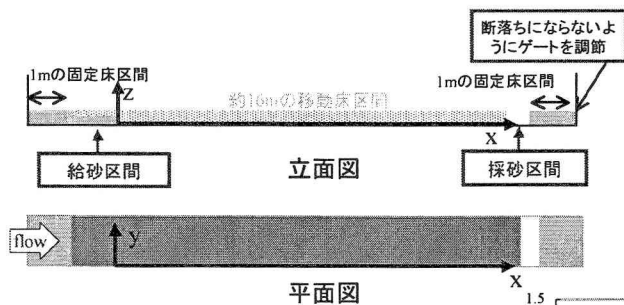


図-1 実験装置

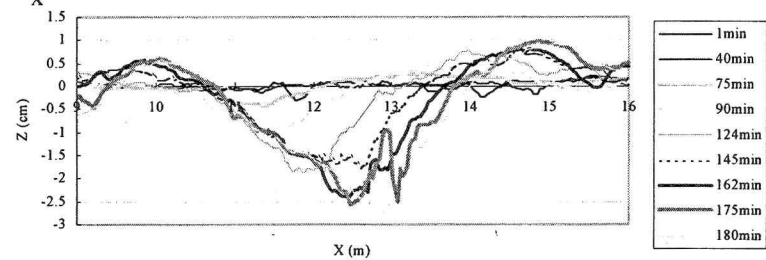


図-2 Y=5cm 縦断河床時間変化

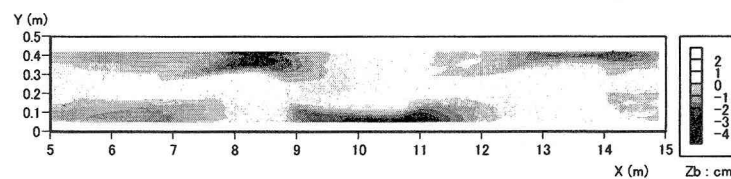


図-3 3時間後の河床形状

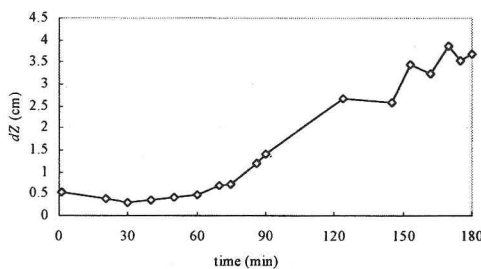


図-4 Y=5cm 縦断高低差時間変化

し、表-1 に示す同一の水理条件を用いて実験を行う。このとき、水路上流側に給砂区間を設け、給砂区間の勾配が変化しないように河床構成材料を投入する。また、水路下流には、採砂区間、固定床区間を設ける。

実験中、超音波式変位センサ (KEYENCE 製; UD-300)、CCD レーザ変位センサ (KEYENCE 製; LK-2000) を等速運動する台車にのせ、水位、河床形状の計測を行った。計測時間と現象の進行速度の関係で、実験中の計測は、Y=5cm の縦断河床形状、水位についてのみ行い、止水後最終河床形状の計測を行った。

表-1 実験条件

流量 Q	平均水深 h	平均流速 U	無次元掃流力 τ_b
0.00458 m ³ /s	1.9 cm	0.48 m/s	0.058

2.2 砂州形成基礎実験

表-1 の水理条件で発達する砂州を調べるため、ガラス球

を散在させない状態で実験を行った。その結果、図-2～4 に示すように、実験開始から3時間後には、半波長が2.5m から3m、波高が3cm から4cm、0.028cm/s 程度の進行速度を持つ砂州が形成された。

図-2 の河床時間変化、及び図-4 の Y=5cm 縦断の高低差時間変化からわかるように、通水開始から1時間後まで平坦河床が続いた。通水開始1時間後にうっすらと砂州の前縁線が現れ、その進行と共に急激に砂州は発達を始める。砂州の進行速度が徐々に遅くなり、2時間後には波高の発達がやや落ち着き、前縁線形状が丸みを帯びた形状の砂州が形成された。

2.3 ガラス球挿入時の砂州形成実験結果

(1) ガラス球挿入実験ケース

巨礫に見立てたガラス球は、直径が2.4cm と4cm のものを用いる。(1) の砂州形成基礎実験と同水理条件下で、ガラス球を河床にランダムに配置し、砂州の形成実験を行う。配置したガラス球の数は、表-2 に示す。

表-2 実験ケース

ケース	ガラス球の直径	個数(個/長さ1m×幅0.5m))
Case0	0	0
CaseA2	2.45cm	2
CaseA4	2.45cm	4
CaseA6	2.45cm	6
CaseA8	2.45cm	10
CaseB2	4cm	2

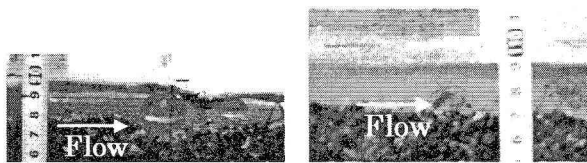


図-5 直径2.45cmのガラス球の様子
左図：通水開始直後，右図：2時間後

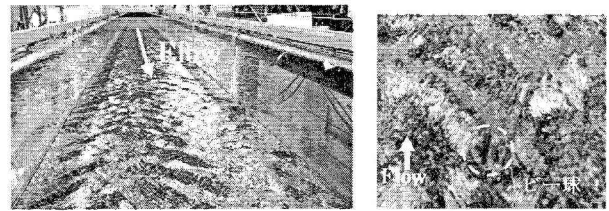


図-6 直径2.45cmのガラス球挿入時における水面の様子

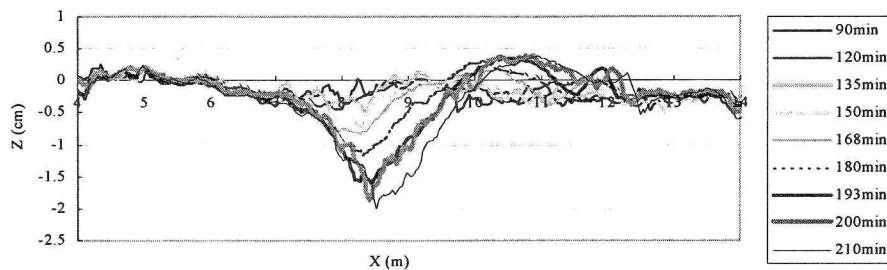


図-7 ケース A2 の Y=5cm 縦断河床時間変化

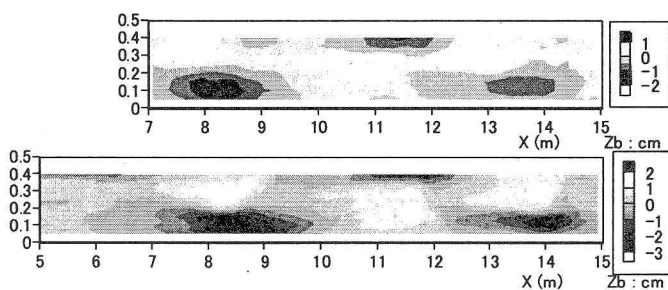


図-8 ケース A2 の河床形状
(上図：3時間後，下図：3.5時間後)

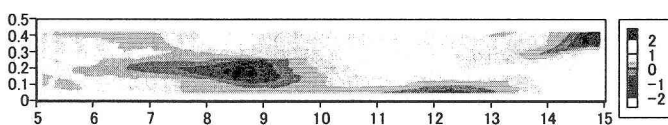


図-9 ケース A4 の 5 時間後最終河床形状

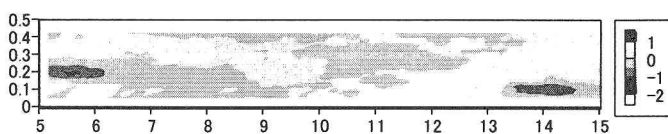


図-10 ケース A6 の 5 時間後 最終河床形状

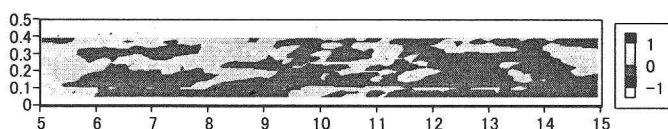


図-11 ケース A10 の 5 時間後 最終河床形状

(2) 実験ケース A

直径 2.45cm のガラス球は，図-5 のように通水開始直後から水没している。また，図-6 に示すように，どのケース

においてもガラス球が流れの抵抗となり，通水直後から水面が波立つ様子が見られた。

実験ケース A2 においては，図-7 の縦断河床形状の時間変化からわかるように，通水開始 1 時間半後あたりからはっきりした交互砂州の前縁線が現れる。また，図-8 の河床高コンターから分かるように最終的に交互砂州が形成された。

図-8～11 に示す各ケースの最終河床形状からわかるように，水路に挿入するガラス球が増加するにつれ，交互砂州は現れなくなる。ガラス球の数が少ないケース A2 では，ガラス球の挿入の影響がなく波長 2.5m から 3m 程度の交互砂州が形成される。しかし，ガラス球が 1m に 4 個となると，形状が乱れた砂州のようなものがガラス球挿入区間の上下流端に現れるが，交互砂州は現れない。さらに，ガラス球を 1m に 6 個配置するケース A6 では，砂州はほぼ現れず，ケース A10 では，完全に砂州は現れなくなる。

これらの実験により，少なくとも水深程度のガラス球を多数配置すると交互砂州が現れなくなることがわかった。

(3) 実験ケース B

次に，直径が 4cm のガラス球を 1m に 2 個配置させたケース B2 を行った。

図-12 でもわかるように，直径 4cm のガラス球でも水面は乗り越え，水没条件となったり非水没条件となったりする。また，図-13 と図-6 と比較するとわかるように，直径 4cm のガラス球による不連続波面は大きく，その影響範囲が広いことがわかる。

ケース B2 では，図-14 に河床最終形状を示すように，ガラス球の挿入の影響で河床高に多少凹凸ができるものの，ほぼ砂州ができない結果となった。

(4) 実験結果からの考察

実験結果から，ガラス球の散在は，砂州形成に影響を及

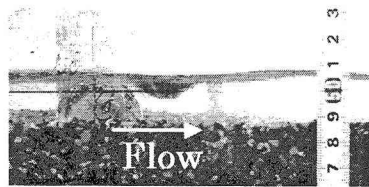


図-12 直径4.0cm のガラス球の様子

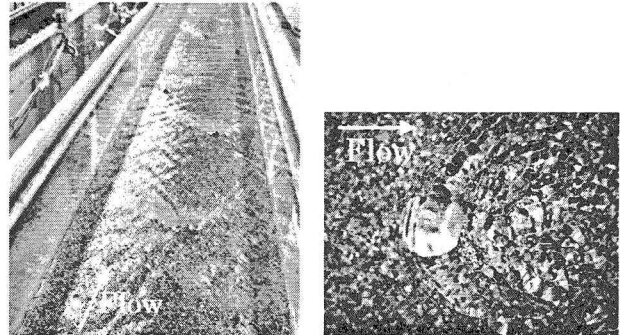


図-13 直径4.0cm のガラス球挿入時における水面の様子

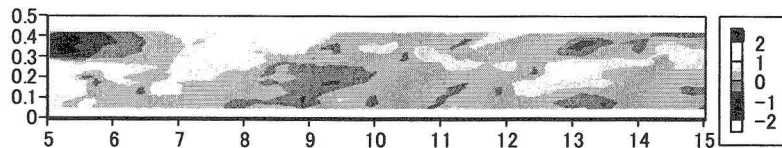


図-14 ケース B2 の5 時間後 最終河床形状

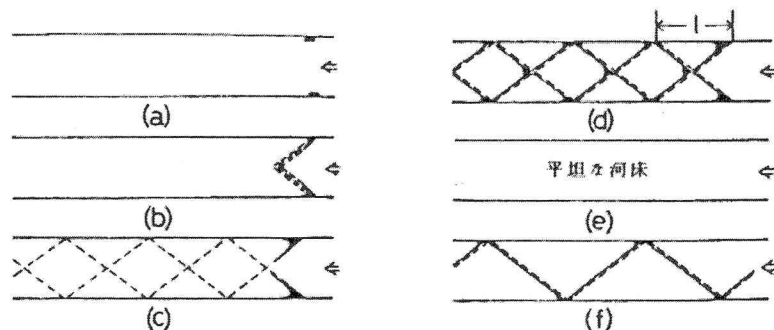


図-15 両側岸の河床の凹凸により発生する交互砂州形成過程（福岡ら⁷⁾の引用）

ぼし、砂州の形成を妨げる場合があることがわかった。

砂州が河道に形成されるメカニズムは、これまでの研究で明確になっているとは言えないが、線形解析を用いた砂州発生領域の予測の考え方にあるように（例えば、黒木・岸⁶⁾など）、砂州の形成条件では、流れと流砂が同じ周期の河床の微小擾乱を発達させる必要がある。このことを考えると、ガラス球の散在は流れの周期を壊し砂州を発達させない方向へ働く可能性がある。実験においてもガラス球の挿入により砂州は形成されない条件があり、また、ガラス球の大きさにより砂州の形成を抑える個数が変化することがわかった。ガラス球が大きければ小数の存在でも砂州が形成されず、ガラス球が小さければ多数のガラス球の散在が砂州の形成を抑える。

福岡ら⁷⁾によると、交互砂州の伝播には、流路側岸の存在、不連続波面の発生と伝播、河床の凹凸、流路幅の影響が密接に関係していると言われている。河床の凹凸により水面に現れる不連続波面は、常流でも射流でも、水流中の突起物の下流側では圧力が低下し水面が降下することにより現れる。この不連続波面の伝播により交互砂州が形成される現象を福岡らは説明しているが、河床に与える凹凸は河床の一部であり現象が進むにつれて埋め戻される実験を行っている。河床に与える凹凸を一つとした場合は擾

乱の伝播により交互砂州が形成されるが、二つ成形した場合には、その配置のさせ方により凹凸が埋め戻され不連続波面が弱まるまで、連続した交互砂州が形成されないという。例えば、図-15 に示すように交互砂州の発生条件において水路両側面に凹凸を形成した場合、その凹凸を起因とした不連続波面により一旦モード 2 の複列砂州が形成され、凹凸が埋め戻され不連続波面が弱まると一旦平坦河床となり、最終的に交互砂州が形成される現象が説明されている。

このように不連続波面と交互砂州の形成は、強い関わりがあり、河床の凹凸ではなくガラス球のように消滅しない凹凸では不連続波面が弱まらずに継続され砂州の形成に大きな影響を与えることが予測される。ガラス球の大きさにより水面の現れる不連続波面にも差があり、ガラス球が大きいくほど砂州形成の阻害要因として与える影響が大きいいえ、その結果今回のような実験結果となったと考えられる。

3. 巨礫散在河道の砂州の形成—数値解析による検討—

ここでは、砂州形成実験と同様な条件で数値解析を用いて砂州の形成、ガラス球の配置による砂州非発生現象を再

現し、巨礫散在河道における砂州非発生現象について考察を行う。

3.1 巨礫散在を考慮した砂州形成数値解析手法

本論文では、名古屋大学水工学研究室で開発してきた複雑な流れを比較的安定的に解くことができ、河床変動計算と連動できる NHSED 2D モデルを用いて河床変動解析を行う。また、数値解析を用いて砂州の形成を記述する手法として、初期河床高に平均値 0、分散が河床材料粒径の 10% 程度となる正規乱数を用いて空間的にランダムな微小擾乱を与え、かつ、上流から与える流量に平均値 0、分散が単位幅流量の 0.1% 程度となる正規乱数を用いて時間的、空間的にランダムな微小擾乱を与え続ける手法⁴⁾を用いる。

NHSED2D モデルでは、collocated grid を用い、各セル内のすべての物理量はセル中心の値に代表させる。支配方程式の離散化にあたり、有限体積法 (FVM) を用いている。

(1) 流れの支配方程式

NHSED2D モデルの表面流に関して水深平均された平面 2 次元流れの支配方程式を以下に示す。

$$\frac{\partial q_x}{\partial t} + \text{div} \left(q_x \frac{\mathbf{q}}{h} - \frac{\mathbf{T}_x}{\rho} \right) = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{C_f}{h^2} q_x |\mathbf{q}| \quad (1)$$

$$\frac{\partial q_y}{\partial t} + \text{div} \left(q_y \frac{\mathbf{q}}{h} - \frac{\mathbf{T}_y}{\rho} \right) = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{C_f}{h^2} q_y |\mathbf{q}| \quad (2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \text{div} \mathbf{q} = 0 \quad (3)$$

ここで、 t : 時間、 q_x, q_y : それぞれ x, y 方向の単位幅流量、 $\mathbf{q}$: 単位幅流量のベクトル、 ζ : 水面高さ、 h : 水深、 $\mathbf{T}_x, \mathbf{T}_y$: 乱流拡散による運動量フラックスのベクトル、 g : 重力加速度、 ρ : 水の密度、 C_f : 河床抵抗係数である。

乱流拡散による運動量フラックスは渦動粘性係数 ν_t を用いて表現され、渦動粘性係数は摩擦速度 u_* と水深 h によって次のようにモデル化される。

$$\nu_t = \alpha u_* h \quad (4)$$

ここで、 α : 経験定数である ($=0.1$)。

本論文では、巨礫散在を考慮するため、流れの支配方程式に粒径 D の巨礫の影響を、抗力としての効果、巨礫の体積占有率を n_0 として流体体積への効果として取り入れる。その結果、式(1)~(3)は式(5)~(7)のようになる。

$$\frac{1}{1-n_0} \frac{\partial q_x}{\partial t} + \text{div} \left(q_x \frac{\mathbf{q}}{h} - \frac{\mathbf{T}_x}{\rho} \right) = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \left\{ \frac{C_D \lambda_{cob}}{2h} q_x |\mathbf{q}| + (1-n_{ae}) \frac{C_f}{h^2} q_x |\mathbf{q}| \right\} \quad (5)$$

$$\frac{1}{1-n_0} \frac{\partial q_y}{\partial t} + \text{div} \left(q_y \frac{\mathbf{q}}{h} - \frac{\mathbf{T}_y}{\rho} \right) = -gh \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \left\{ \frac{C_D \lambda_{cob}}{2h} q_y |\mathbf{q}| + (1-n_{ae}) \frac{C_f}{h^2} q_y |\mathbf{q}| \right\} \quad (6)$$

$$(1-n_0) \frac{\partial \zeta}{\partial t} + \text{div} \mathbf{q} = 0 \quad (7)$$

ここで、 C_D : 抗力係数、 n_0 : 巨礫の体積占有率、 λ_{cob} : 巨礫の単位体積あたりの遮蔽面積、 n_{ae} : 河床における巨礫の面積占有率である。なお、巨礫の体積占有率は巨礫の砂に埋もれていない突出部分のうち、水没部分の体積をコントロールボリュームの体積で除したものである。

$$n_0 = N_{cob} \cdot \alpha V_{cob} \quad (8)$$

ここに、 N_{cob} : 巨礫の単位面積あたりの個数、 V_{cob} : 巨礫一個あたりの体積、 α : 巨礫の体積のうち、水に浸っている部分の体積割合である。また、巨礫の単位体積あたりの遮蔽面積も巨礫の砂に埋もれていない突出部分のうち、水没部分の遮蔽面積を評価して与える。

$$\lambda_{cob} = N_{cob} \cdot A_{cob}(h) \quad (9)$$

ここに、 $A_{cob}(h)$ は、巨礫の砂に埋没していない部分の投影面積のうち、水に浸っている部分の投影面積を表す。

これらの運動量の輸送方程式と連続式を連立させて解くために、水面高さに関する Poisson 方程式の解を反映させる fractional step method (Ferziger and Peirc⁸⁾) による時間発展型解法を採用する。また、セル境界での値はセル中心の値から内挿することになるが、本モデルでは Rhie and Chow⁹⁾ の方法を用い、セル境界での質量フラックスに対して互いに打ち消しあう表現の異なる 2 つの水面勾配項を付加する。これにより、collocated grid に特有の振動解の発生を抑制する。一方、移流によって輸送される運動量成分は、QUICK scheme を用いて与える。

(2) 河床変動解析における支配方程式

流砂の形態として掃流砂のみを対象とし、次の流砂の連続式をもとに河床変動解析を行う。

$$(1-\rho_0) \frac{\partial z}{\partial t} = -\text{div} \mathbf{q}_b \quad (10)$$

ここで、 z_0 : 河床高さ、 ρ_0 : 河床砂礫層の空隙率、 $\mathbf{q}_b$: (q_{bx}, q_{by}) 成分をもつ掃流砂量ベクトルである。また、 (q_{bx}, q_{by}) は、次式で与えられる。

$$q_{bx} = q_b \cos \varphi \quad (11)$$

$$q_{by} = q_b \sin \varphi \quad (12)$$

ここで、 q_b : 単位幅あたりの掃流砂量、 φ : 流砂の方向角となっている。

流砂量の算定には、芦田・道上¹⁰⁾の式を用いる。限界掃流力の算定については岩垣の式¹¹⁾を用い、河床が傾いていることによる限界掃流力の減少効果を Lane¹²⁾の式によって与える。

その他の手法の詳細については、著者らの論文^{13), 14)}に記す。

(3) ガラス球の取り扱い

初期設定として、ガラス球の直径の 20% は砂の中にあ

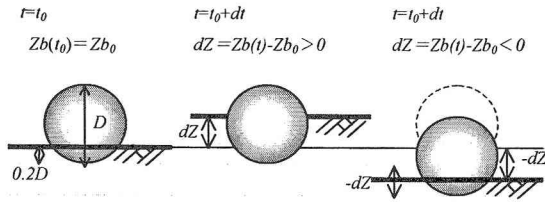


図-16 河床の変化量とガラス球の取り扱い

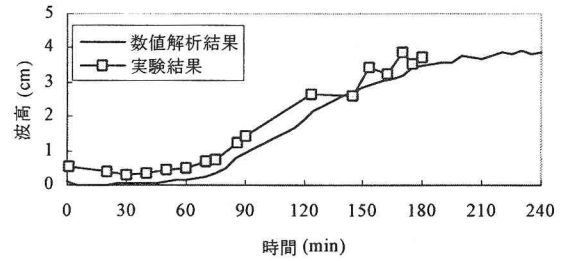


図-17 ケース0 波高時間変化

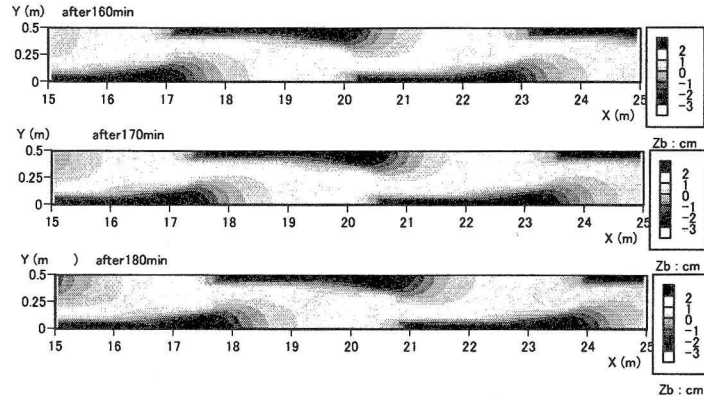


図-18 ケース0, 平衡状態到達時の河床変化 (解析結果)

る状態を想定して取り扱う。河床変動時には、図-16に示すように、取り扱う。つまり、ガラス球が配置したセルが洗掘した場合、ガラス球は河床の低下と共に下がることを想定し、常に20%砂の中に埋まっていることを仮定している。逆に、河床が上昇した場合には、ガラス球の存在高さは一定とし、河床から露出している高さが減少することとして取り扱う。

これは、実験時の現象、つまり、実験ケースA2において交互深掘れ部にあるガラス球が通水開始前と同様に露出していたこと、砂州の堆積域にあるガラス球がほぼ砂に埋まっていたことを考慮して想定した。ガラス球の露出高さが河床変動計算後に更新されることにより、式(5)、(6)中の巨礫の体積占有率 n_0 、巨礫の単位体積あたりの遮蔽面積 λ_{cob} を再計算し流れの計算に利用した。

また、巨礫の影響として、運動量保存式に抗力項を加えた式(5)、(6)における抗力係数 C_D は、球に対しては、式(13)のように与えられる¹⁵⁾。しかし、Lawrence¹⁶⁾によると、球の値を用いることが可能であるかは水深と球の直径との関係より決定され、かつ、巨礫に用いる抗力係数は河床に対する巨礫の占有率によっても変化するとある。球体でも非水没であれば円柱に働く抗力の計算に用いる抗力係数に近くなるようであり、ここでは、1.0を用いて計算を行った。

$$C_D = \frac{24}{R_e} + 0.4 \quad (13)$$

ここに、 $\tilde{R}_e \equiv w_0 d / \nu$ で与える一種のレイノルズ数であり、

w_0 ：沈降速度、 d ：粒径、 ν ：動粘性係数である。

3.2 実験ケースの再現

3.1で示した計算手法を用いて、巨礫の効果を取り入れた計算を行う。

(1) ケース0の再現

まず、砂州の形成実験の再現を行う。

図-17に解析より得られた砂州波高の時間変化を $Y=5\text{cm}$ 縦断面の高低差時間変化に代表させた実験結果と共に示す。これによると、多少発達開始時間は前後するものの発達し始めてからの波高時間変化は実験結果を良く再現していると言える。

また、図-18に示す解析結果から得られる河床コンターを示すと、砂州波長が約3m、波速が0.08cm/s程度となっている。図-3の実験結果と比較すると計算結果の方がやや規則的な砂州が形成されているが形状はほぼ再現しており、砂州波速については若干数値解析結果の方が速くなっている。波速が数値解析の方が速くなっている原因としては、砂州形状の違いが挙げられ、砂州波高が数値解析結果の方が若干低いことから砂州の進行速度に違いが生じたと考察される。

(2) ケースAの再現

砂州の形成に関しては、(1)に示した程度の再現性を持った計算手法を用いて、巨礫が及ぼす影響を検討する。

ケースAは、ガラス球の配置個数により砂州形成されるか否かが再現できることを目的とする。既往の研究により、数値解析で用いる初期河床により砂州の発達開始時間が

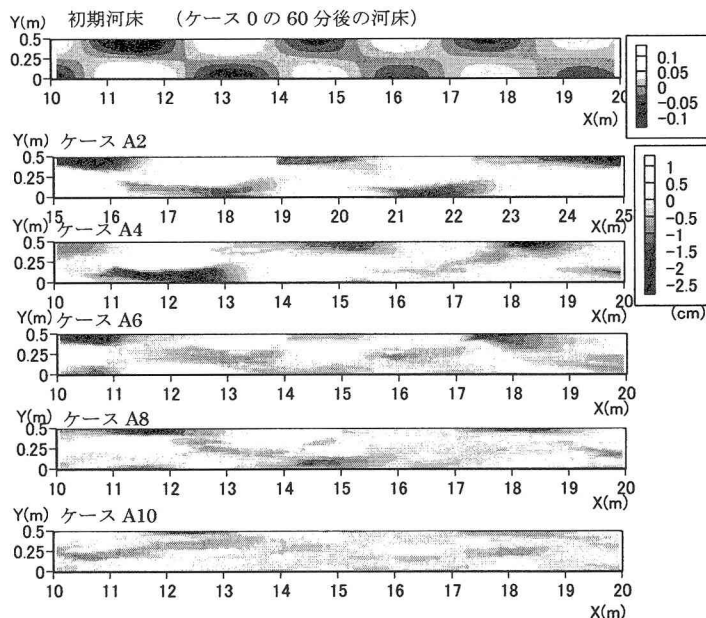


図-19 ケース A, 90 分後の河床

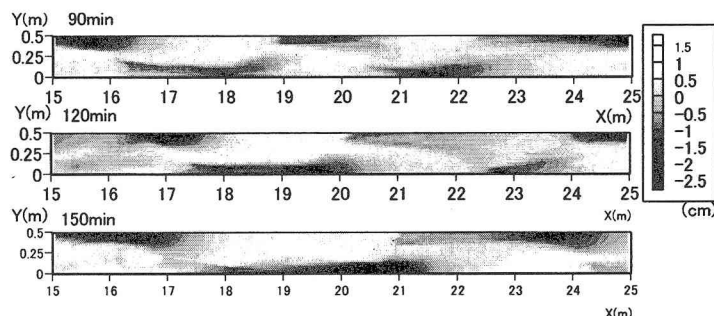


図-20 ケース A2 における河床時間変化

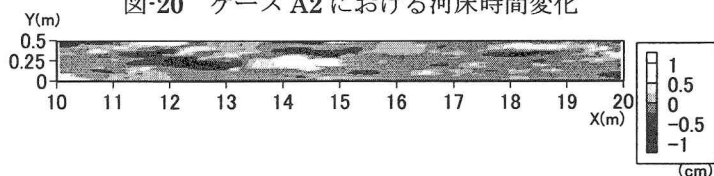


図-21 ケース B2, 90 分後の河床

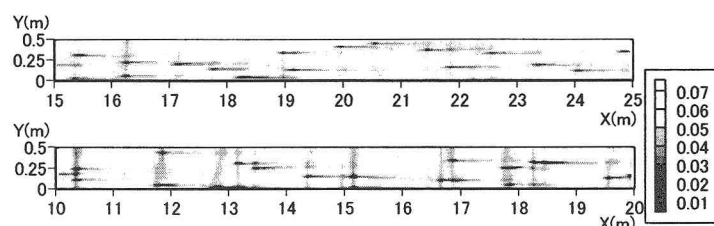


図-22 ケース A2(上図)と B2(下図)の
無次元掃流力分布初期状態

異なることがわかっている⁴⁾。そのことを考慮し、かつ計算時間の短縮を目的とし、全てのケースの初期河床形状はケース 0 の波高発達直前（計算開始から 60 分後）の河床形状を用いることにした。

図-19 に初期河床形状と 1m 区間にガラス球を 2～10 個

配置させたケース A2～A10 の計算開始から 90 分後の河床形状コンターを示す。これによると、ケース A2 においては、実験結果と同様に砂州が発達しているのがわかるが、ガラス球の個数が増えるにつれ交互砂州形状が乱れていく様子が見られる。これらは、実験結果の図-9-11 と比較すると、同様な傾向を示している。すなわち、流体中の巨礫の体積占有率、抗力としての効果を取り入れた計算手法により巨礫散在河道における砂州の非発生現象が再現できることがわかった。

また、砂州が形成されたケース A2 における砂州形成後の砂州の動態を図-20 に示す。図-20 に示すように、砂州波長を 2.5m から 3m の間で若干変化させながら砂州は進行する。同時に示すガラス球の挿入位置と砂州の様子を見ると、ガラス球の存在により若干砂州形状が変形しながら進行していることがわかる。しかし、直径 2.45cm のガラス球が 1m に 2 個、砂州一波長分に 6 個配置されていても、この条件においては大した影響を受けず砂州は進行する。

(3) ケース B2 の再現

次に、直径 4cm のガラス球を長さ 1m×幅 0.5cm あたり 2 個挿入するケース B について検討する。

図-21 に 90 分後の河床を示す。このケースでは、実験と同様に砂州が形成されていないことが分かる。ケース A2 と同じ個数のガラス球を配置しているケース B2 でも、ガラス球の直径が大きいことにより流れの抵抗が大きくなり砂州の形成が阻害されていると言える。

図-22 に直径 2.45cm と直径 4cm のガラス球を 1m 区間に 2 個配置させた時の無次元掃流力の分布図を示し比較すると、直径 4cm のガラス球を配置させたケース B2 の方が無次元掃流力が平均値からずれる(値が増加及び減少する)値が広く分布しており、無次元掃流力が下流に向かって減少している細く長い領域は、ケース B2 の方がはっきりと現れている。ガラス球の粒径によりガラス球が遮蔽する面積や排除する流体の体積が異なるため、大きいガラス球を配置するほど砂州の形成は抑えられる。

(4) 数値解析結果からの砂州非発生現象の考察

今回示した数値解析結果は、水路横断方向の計算格子幅がガラス球の直径よりも小さい 1cm を用いたものを用いており、直径 2.45cm のガラス球による抵抗力は 3 格子、直径 4.0cm のガラス球による抵抗力は 4 格子に与えられることになる。このことによりガラス球による局所的な流向の変化が、

詳細な表現とまではいかないが表現可能となる。ここで、横断方向の格子数を減らし、ガラス球の効果を 1 つの格子に平均化して与えた検討を行った。このような計算条件では、砂州の非発生現象は記述できなかったため、砂州の非発生現象は巨礫による流れの向きの変化が大きく関わっ

ていると考えられる。

また、今回巨礫による流れの抵抗を考慮するにあたり、抗力係数を1.0としている。抗力係数を球体の代表値である0.4を与えると、他が同条件の解析でも今回の現象を再現できなかった。水深とほぼ同程度の巨礫を用いる場合には、水深に対する条件を考慮し、半径が水深よりも大きな球の場合には円柱の効力係数に近い値を用いる必要があり (Lawrence¹⁶⁾)、これを改善したことにより計算により現象が再現できたということは、巨礫散在河道における砂州の非発生現象は局所的な抵抗の散在が重要な要素となることがわかる。

5. 結論

本論文では、巨礫散在河道における砂州の形成機構の解明を目的として、実験及び数値解析による検討を行った。

移動床実験において巨礫に見立てたガラス球の挿入実験を行うことにより、挿入するガラス球の大きさと個数により、砂州の形成が抑えられるケースがあることが分かった。また、ガラス球を挿入することにより、水面に現れる不連続波面が現れ、ガラス球の大きさにより波面の大きさが変化し、その影響により砂州が形成されないことが考えられた。

巨礫による抗力としての抵抗項と、排除される流体の体積を考慮する基礎式を用いた数値解析により、実験と同様な現象が再現できることがわかった。

本研究により、こういった巨礫散在河道における砂州の非発生現象は、巨礫の抗力としての効果を考慮することが必要となり、河道を大きく捕らえ平均粒径だけで議論できるものではないことがわかる。砂州を発生させる条件下で河道に存在する抵抗がどの程度砂州発生現象に影響を及ぼしているかを議論しなければ、河道の地形環境を正しく記述することはできず、特に山地河道などで河道動態を調べるためには、河床材料粒径以外の散在している巨礫が果たしている役割を調べ、検討する必要があると言える。

参考文献

- 1) 木下良作：河床における砂礫堆の形成について，土木学会論文集第42号，pp.1-21，1957.
- 2) 木下良作：石狩川河道変遷調査-参考編，科学技術庁資源局資料第36号，1962.
- 3) 清水康行，板倉忠興，山口甲：2次元モデルを用いた河床形態変化のシミュレーション，第31回水理講演会論

文集，pp.689-694，1987.

- 4) 寺本敦子，辻本哲郎：砂州の形成過程に関する数値計算手法，応用力学論文集，第7巻，土木学会，pp.975-982，2003.
- 5) 例えば，三輪浩，大同淳之，横川純：流量変化に伴う交互砂州の発達・変形過程，水工学論文集，第47巻，pp.619-624，2003.
桑村貴志，渡邊康玄：幅広水路における非定常流下での砂州形成実験，水工学論文集第47巻，pp.625-630，2003.
- 6) 黒木幹男，岸力：中規模河床形態の領域区分に関する理論的研究，土木学会論文報告集，第342号，pp.87-96，1984.
- 7) 福岡捷二，中村徹立，安部和雄，五十嵐崇博：移動床流れにおける側岸の水理的役割-特に，交互砂州の発生，伝播との関連について-，第27回水理講演会論文集，pp.681-688，1983.
- 8) Ferziger, J. H. and M. Peirc : Computational Method for Fluid Dynamics, Springer, 64p. 1997.
- 9) Rhie, C. M. and W. L. Chow : A numerical study of the turbulent flow past an isolated airfoil with trailing edge separation, *AIAA J.*, 21, pp.1525-1532, 1983.
- 10) 芦田和男，道上直規：移動床流れの抵抗と掃流砂量に関する基礎的研究，土木学会論文報告集，第206号，pp.95-69，1972.
- 11) 岩垣雄一：限界掃流力に関する基礎的研究，土木学会論文集，第41号，1956.
- 12) Lane, E. W. : Design of stable channels, *Trans. ASCE*, Vol.120, pp.1234-1260, 1955.
- 13) A. Pompromin, 寺本敦子，泉典洋，北村忠紀，辻本哲郎：Numerical simulation of bar formation in straight channels by the NHSED2D model, *J. Applied Mech.*, JSCE, pp.629-938, 2002.
- 14) 寺本敦子，辻本哲郎：砂州を伴う河道の低水路河岸侵食に関する数値解析による研究，水工学論文集第47巻，土木学会，pp.649-654，2003.
- 15) 中川博次，辻本哲郎：新体系土木工学23・移動床流れの水理，技報堂出版，pp.27-29，1986.
- 16) D. S. L. Lawrence : Hydraulic resistance in overland flow during partial and marginal surface inundation: Experimental observations and modeling, *Water resources research*, Vol.36, No.8, pp.2381-2393, 2000.

(2004年4月16日 受付)