

集中豪雨等による洪水発生形態の変化が河床抵抗及び治水安全度にもたらす影響と対策に関する研究

研究予算：運営費交付金（一般勘定）

研究期間：平 23～平 27

担当チーム：寒地河川チーム

研究担当者：伊藤丹、川村里実、永多朋紀

【要旨】

出水時における河床形態の変遷は、河道内の流れに対する形状抵抗を大きく変動させ、水位の変動に大きな影響を与える。そのため、河床形態の変遷を把握することは河川防災上の観点から非常に重要である。特に近年、ゲリラ的集中豪雨により大規模な洪水災害が頻発しており、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷およびそれに伴う形状抵抗の変動を把握することが重要な課題となる。出水時には小規模河床形態と呼ばれる河床波が発生し、河床抵抗が大きく変動することが知られているが、出水時におけるこのような河床形態の変遷を定量的に予測するためには、小規模河床形態を再現する数値解析河床変動モデルが必要不可欠である。本研究では、鉛直二次元流れにおける河床変動数値モデルを構築し、小規模河床形態の再現を行った。また、本モデルに対する流砂量モデルの適用に関して検証を実施した。

キーワード：小規模河床形態、鉛直二次元流れ、河床変動、数値計算、流砂量モデル

1. はじめに

出水時に発生する小規模河床形態は、河道内の流れに対する形状抵抗の支配的要因となり、水位の上昇に大きな影響を与える。そのため、河床形態の変遷を把握することは河川防災上の観点から非常に重要である。特に近年、ゲリラ的集中豪雨により大規模な洪水災害が頻発しており、様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷およびそれに伴う形状抵抗の変動を把握することが重要な課題となる。このような出水時における河床形態と形状抵抗の変動を定量的に予測するためには、河床波のような小規模河床形態を再現できる河床変動数値計算モデルの構築が必要不可欠である。特に、河床形態に伴う形状抵抗による水位上昇量を定量的に予測することが最終目的である本研究においては、単に河床形態を再現するだけでなく河床変動に伴う水位変動をも再現する必要がある。本研究では、自由水面下での流下方向および鉛直方向の二次元流れにおける河床変動数値計算モデルを構築し、河床形態および水位上昇量の再現性を検証した。

小規模河床形態に関しては古くから理論的または実験的に盛んに研究が行われてきた^{1), 2), 3), 4)}。近年では、河床変動数値計算によって河床波の形成過程や形状抵抗の定量的な解明を目指す研究が行われている。関根⁵⁾は砂粒の跳躍モデルの適用を試みてい

る。音田・細田⁶⁾は鉛直方向流速分布をモデル化した準二次元流モデルを用いるとともに底面流速と底面せん断力との位相差を与えることで、河床波形成過程を再現している。彼らは、中川・辻本⁷⁾による非平衡流砂量モデルを適用し、pick-up rate と deposit rate の差によって河床変動を表現している。Giri and Shimizu⁸⁾は、非線形 k-ε乱流モデルを用いて鉛直二次元流を解き、河床変動には音田・細田と同様の非平衡モデルを適用することで河床波形成過程を再現している。また、Giri ら⁹⁾は流砂の非平衡性を決定する砂粒の step length を無次元掃流力の関数で表すことで非定常流量下の河床波平坦床遷移過程を再現している。また、平衡流砂量式の適用の試みもなされている。山口ら¹⁰⁾は、Giri and Shimizu⁸⁾と同様の鉛直二次元流モデルを用い、芦田・道上式に流下方向の局所河床勾配の影響を考慮した流砂量式²⁾を適用すれば非平衡モデルを適用した場合と同じような波長が再現されることを示している。しかし、このとき再現される波高は比較的低く、流れの形状抵抗も小さく評価されることを指摘している。Niemann¹¹⁾らは、k-ω乱流モデルを用いて鉛直二次元流を解き、河床変動には M.P.M.式に河床勾配の影響を考慮した流砂量式を用いて、河床波発達過程を再現している。このとき彼らは、Giri and Shimizu⁸⁾が用いた非平衡流砂モデルと同等の効果だろうとして意図的な形

状のスムージングを行っている。

いくつかの手法で河床波の再現計算が行われる中で、流砂の非平衡性が重要な要素の一つであることが明らかになりつつある。特に非平衡流砂モデルでは、河床波の発達に伴う非平衡性の出現によって河床波上の流砂量の分布にどのような特徴が現れるのかを明らかにすることは河川工学上重要である。平衡流砂量式を用いて河床変動を計算する場合は、流砂量自体よりも流砂の空間的な差分量が重要とされるのに対して、非平衡流砂モデルでは、上流側からの流砂量に応じた deposit rate とその場の掃流力に応じた pick-up rate の差で河床変動を表現するため、流砂量自体の評価も重要となる。流砂量が step length と pick-up rate の積で表されるように、step length と pick-up rate には流砂量自体を支配する性質がある。それと同時に、step length は非平衡性を支配して河床変動を特徴づけ、pick-up rate は河床変動に直接関わる量である。従って、流砂量の評価と連動して河床変動特性が決定されることになる。そのため、非平衡流砂モデルで河床変動計算を行う際には、計算の過程で流砂量をどう評価しているか、またその妥当性を議論することは重要な課題である。

また、中川・辻本¹²⁾は、非平衡モデルを河床波上の流砂過程に適用する際、モデルを構成する単位は step length よりも micro-step とするのが適当だとしている。step length は砂粒の移動開始から停止までの距離として定義され、複数の micro-step で構成される。跳躍が生じる場合には、micro-step 長は跳躍距離に等しいとされる。本研究でも、河床波の再現計算においてモデルを構成する単位は step length よりもずっと小さいスケールとするべきと考え、跳躍距離を用いた非平衡モデルの適用を試みた。ここで用いる pick-up rate も跳躍距離に対応させる必要があり、本研究では簡便な方法でこのときの pick-up rate の定義を試みた。

本研究では、Giri and Shimizu⁸⁾に従った鉛直 2 次元流モデルを用い、上述の跳躍距離によって表される非平衡流砂モデルを適用した河床変動モデルを構築し、その適用性を検討した。本研究での検証には、

表-1 再現計算に用いた流砂量モデル

Case	流砂量	l_s^*	特徴
1	式(13)	---	平衡流砂量, 勾配影響有
2	式(10)	16 ¹³⁾	非平衡流砂量, l_s^* :一定
3	式(10)	式(8) ¹⁸⁾	非平衡流砂量, l_s^* : τ_* の関数

平成24年6月に国土交通省北海道開発局によって十勝川千代田実験水路で行われた河床変動特性実験での観測結果を用いることとした。

2. 非平衡流砂モデル

2.1 平衡流砂量式

流砂が平衡状態であれば、流砂量は砂粒の pick-up rate と step length を用いて次のように表される。

$$q_b^* = p_s^* L_s^* \quad (1)$$

ここで、 q_b^* は無次元流砂量 ($= q_b / \sqrt{gRd_s^3}$ 、 q_b は流砂量、 R は砂の水中比重、 d_s は粒径)、 p_s^* は無次元 pick-up rate ($= p_s / \sqrt{gRd_s}$)、 L_s^* は無次元 step length ($= L_s / d_s$)である。中川・辻本⁷⁾は粗砂の pick-up rate を次式で表している。

$$p_s^* = 0.02\tau_* (1 - 0.7\tau_{*c} / \tau_*)^3 \quad (2)$$

ここで、 τ_* は無次元掃流力で、 τ_{*c} は無次元限界掃流力である。中川・辻本⁷⁾は pick-up rate を単位時間の河床から離脱する砂粒の個数として定義しているが、これに $d_s A_3 / A_2$ (A_2 、 A_3 はそれぞれ 2 次元、3 次元の形状係数) を乗じて単位時間に離脱する砂粒の量として無次元化したのが上式である。また、Fernandez Luque and Van Beek¹³⁾の実験では、pick-up rate は次のように表される¹⁴⁾。

$$p_s^* = 0.02(\tau_* - \tau_{*c})^{1.5} \quad (3)$$

この実験では deposit rate が測定され、平衡状態では pick-up rate が deposit rate と等しい関係にあることから Seminarara¹⁴⁾が上式を示している。step length については、中川・辻本⁷⁾は粒径の 50~250 程度であると、Fernandez Luque and Van Beek¹³⁾の実験では 288 倍程度であることが示されている。

平衡流砂量式は、式(1)の Einstein 型で表される他にも、芦田・道上式に代表される抗力モデルや次の Meyer-Peter and Müller 式(15)としてよく知られている実験式が提案されている。

$$q_b^* = \alpha (\tau_* - \tau_{*c})^{1.5} \quad (4)$$

ここで、Meyer-Peter and Müller¹⁵⁾は $\alpha = 8$ とし、Fernandez Luque and Van Beek¹³⁾の実験では $\alpha = 5.7$ としている。また、Wong and Parker¹⁶⁾は Meyer-Peter and Müller の実験データを再度見直し $\alpha = 4$ に修正されることを指摘している。

Seminarara¹⁴⁾は、Fernandez Luque and Van Beek¹³⁾

の実験結果を用い、式(1)、(3)および(4)より step length が $L_s^* = 286$ と算定でき、この値は実験で実際に観測された step length の値 ($L_s^* = 288$) とほぼ一致することを考察している。このように、測定された step length と pick-up rate の積 (式(1)) が直接計測された流砂量に一致することが確認される。

2. 2 非平衡流砂量式

中川・辻本⁷⁾の提案する非平衡流砂量は次式で表される。

$$q_b = \int_0^\infty p_s(x-s) \int_s^\infty f_s(x') dx' ds \quad (5)$$

ここで f_s は次のような step length の確率密度関数である。

$$f_s(s) = 1/L_s \exp(-s/L_s) \quad (6)$$

結局、非平衡流砂量式は次のように表される。

$$q_b^* = \int_0^\infty p_s^*(x-s) L_s^* f_s(s) ds \quad (7)$$

上式は、流下方向に一樣な状態では式(1)に一致する。

本研究では、前述のように河床波河床では非平衡性を構成する単位は step length よりもずっと小さいスケールであると考え、跳躍距離を単位とするモデルの適用を試みる。跳躍距離は、前出の Fernandez Luque and Van Beek¹³⁾の実験では粒径の平均 16 倍程度とされる一方で、Nino ら¹⁷⁾は τ_* / τ_{*c} との関連性を示唆し、Sklar and Dietrich¹⁸⁾はいくつかの実験データを整理することによって次式を提案している。

$$l_s^* = 8.0 (\tau_* / \tau_{*c} - 1)^{0.88} \quad (8)$$

ここで、 l_s^* は無次元跳躍距離 ($= l_s / d_s$) である。彼らは岩床を対象に $\tau_{*c} = 0.03$ としている。岩床が対象ではあるが、跳躍距離の特性をある程度表していると考えられる。

非平衡流砂モデルで跳躍距離を単位とする場合、対応する (河床との衝突後の停止を伴わない離脱も含めた) pick-up rate を適用する必要がある。中川・辻本が micro step 長をモデルの単位とした際には、砂粒が step length の距離を移動する間、micro step 毎に停止せず継続して移動する量をその場の pick-up rate に加えた見かけの pick-up rate を推定している。しかし、河床波のように比較的狭い範囲で河床が大きく変動する場合、移動し始めた砂粒が必ず step length の距離を停止せずに移動するとは考えにくい。本研究では、砂粒が停止することなく移動する距離は少なくとも跳躍距離と考える。一跳躍後に移動が



写真-1 実験終了時に見られた河床波形状および水路横断形

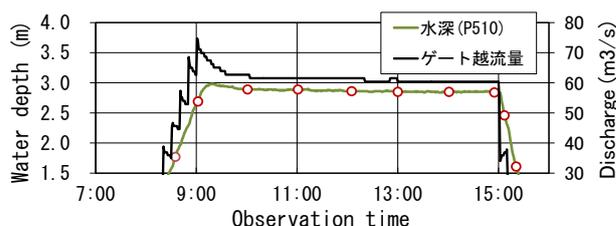


図-1 ゲート越流量および観測された水深

継続する量も新規に移動を開始する量も合わせた pick-up rate p_e^* を定義し、step length を跳躍距離に置き換えた式形で表す。平衡状態では、跳躍距離 (l_s^*) とそれに応じた pick-up rate (p_e^*) の積はやはり平衡流砂量に一致するため、次の関係が成立する。

$$p_e^* = q_b^* / l_s^* = \alpha (\tau_* - \tau_{*c})^{1.5} / l_s^* \quad (9)$$

非平衡状態においても局所的には pick-up rate (p_e^*) は上式で与えられると考え、非平衡流砂モデルに適用する (本研究では $\alpha = 5.7$ とした)。跳躍距離の確率密度も step length と相似であるとし、式(6)において L_s を l_s に置き換えることとする。この時、非平衡流砂量は次式で表される。

$$q_b = \int_0^\infty p_e(x-s) l_s f_s(s) ds \quad (10)$$

ここで、 l_s が空間的に変化する場合は 地点の値をとる。このとき、deposit rate (p_d) は次式で表される。

$$p_d = \int_0^\infty p_e(x-s) f_s(s) ds \quad (11)$$

2. 3 河床変動モデル

平衡流砂量式による河床高時間変化は次式で表される。

$$(1 - \lambda_p) \partial \eta / \partial t = -\partial q_b / \partial x \quad (12)$$

また、Fredsoe¹¹⁾は式(4)の Meyer-Peter and Müller 式に次のように局所勾配の影響を考慮している。

$$q_b^* = \alpha(\tau_* - \tau_{*c} - 0.1 \partial \eta / \partial x)^{1.5} \quad (13)$$

非平衡流砂モデルでは、河床高時間変化は次式で表される。

$$(1 - \lambda_p) \partial \eta / \partial t = -(p_e - p_d) \quad (14)$$

また、式(10)の空間微分は以下の式(15)のようになるため、式(12)と(14)は数学的に等価であることがわかる⁷⁾。

$$\frac{\partial q_b}{\partial x} = p_e(x) - \int_0^\infty p_e(x-s) l_s f_s(s) ds \quad (15)$$

3. 計算モデルの概要

本研究では、流下方向および鉛直方向の二次元流れにおける河床変動を計算するモデルを提案する。鉛直二次元流れは Giri and Shimizu⁸⁾、Giri ら⁹⁾や山口ら¹⁰⁾と同様のモデルを用い、河床変動モデルには上述の平衡または非平衡流砂モデルを適用する。用いた河床変動モデルを表-1 に示す。表に示す Case1~3 は平衡状態であれば、いずれも式(4)に一致する。各ケースについて千代田実験水路で実施された実験の再現計算を行った。

4. 千代田実験水路河床変動特性実験の再現計算

4. 1 実験の概要と観測された河床波形状

十勝川に設置された実物大河川実験施設である千代田実験水路で平成24年6月に国土交通省北海道開発局によって河床変動特性実験が行われた。水路勾配は1/500で、河床材料は2008年調査時点で平均粒径0.017~0.025mを示す¹⁹⁾。

写真-1 は実験終了直後の河床であり、波長10~12mで波高20~30cm程度の形状が見られる。ここで水路横断形を図示したように、右岸側は護床ブロック、左岸側は矢板で仕切られている。図-1 に上流側のゲート越流量と水深を示す。図-1 中の赤丸の時刻で図-2 に示すような詳細な河床形状がマルチビームで観測された。図-2 では、波長が10m程度の河床波形状が確認できるが、河道中央より左岸側は側岸の矢板の影響で河床形状も大きく乱されている。図-3 にマルチビームで観測された縦断形状(矢板の影響が比較的小さい河道中央測線と右岸測線(図-2 中))を示す。また、河床計測とほぼ同時刻に縦断面流速分布が ADCP で計測された。図-4 に観測値を平均流速で正規化した流速コンタ図を示す。図中のマーカーは観測水深を示す。ADCP では河床観測は明

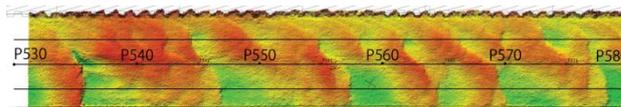


図-2 マルチビーム河床観測結果 (観測時刻 14:53)

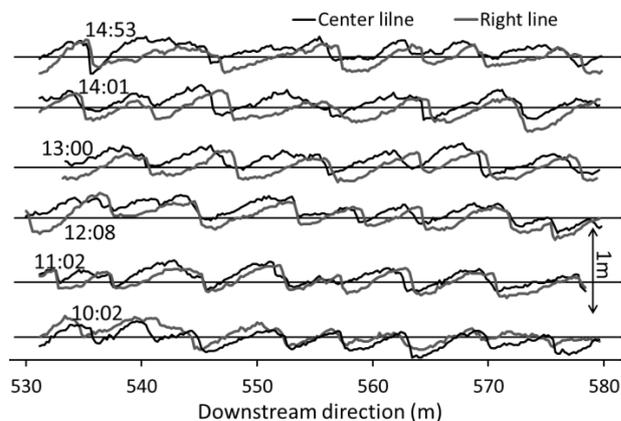


図-3 河床観測結果より得られた縦断形状

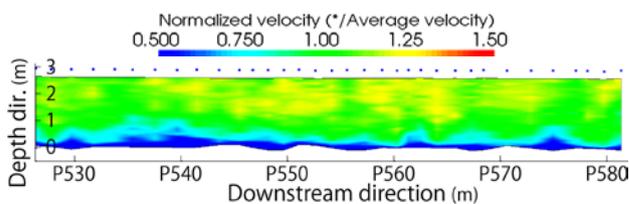


図-4 ADCP 観測結果 (流速コンタ図 (観測時刻 11:11))

確でないものの、図には流速の低下が流下方向に周期的に現れているのがわかる。

4. 2 計算条件

流量はゲート越流量を参考にし、また、水路の有効幅が8m程度として単位幅流量7.5m²/sの定常流量とした。粒径は2cmの均一粒径とし、粗度高さは粒径の2.5倍とした。計算水路長は60mで、上下流端は周期境界条件を用いた。流下方向の格子間隔は2.5cmとほぼ粒径サイズとした。水深方向の格子間隔は Giri and Shimizu⁸⁾に従い底面付近ほど指数的に小さくし、また、水面近傍も同様に指数的に小さくした。底面と水面近傍の最小格子間隔は水深の1%とした。以上の条件下で表-1の各ケースについて計算を行った。いずれも平坦床に最大振幅±0.01mmの乱数を与えて初期河床とした。

4. 3 再現計算結果

再現した河床形状を経過時間毎に図-5 に示し、水深と波高(最大値)の時間変化を図-6 に示す。平衡

流砂モデルによる Case1 は、波長が十分に発達する前に計算が発散した。図-5 を見ると、非平衡流砂モデルによる Case2、3 では、計算開始後約3 時間以降は波数に変化がなく、平衡形状に達したと判断した。どのケースも初期に現れた小さい波長が徐々に増大する過程が再現されており、実河川スケールの不確定さを考えると、良好に実験を再現していると考えられる。図-6 をみると、どのケースも河床波発達に伴う水深増加がみられる。しかし、計算では実験の水深よりも 10~20cm 程度低い。これは、実験水路の最大粒径が 7cm 以上である¹⁹⁾ことや、矢板の影響が強い等のことから、実際には計算で表現される以外にも河道抵抗の要因が存在していたと考えられる。

また、実験は最大で波長 10m 程度、波高 40cm 程度なのに対して、計算では十分に発達した状態で平均波長が Case2 で 15m、Case3 で 12m、最大波高がどのケースも 50cm 程度となり、波長・波高ともに実験より計算の方が大きい。これは、次の二つの要因が考えられる。一つは、実験が平衡形状に達していない可能性である。実際に、実験期間最後まで波長の増大がみられることや、河床波の波長は水深の 4~7 倍程度⁴⁾とされているのに対して実験は 2~3 倍程度であることから、平衡形状とは考えにくい。矢板等の乱れの影響が強く、河床波の発達が妨げられた可能性もある。また、計算は上下流端を周期境界としているため、実験よりも早く平衡形状に達する可能性も考えられる。もう一つは、鉛直 2 次元計算では横断方向への乱れの分散が表現されず、2 次元的な流れ構造が実験よりも強調されている可能性である。実験の写真-1 や図-2 では 3 次元的な形状が見られ、横断方向の影響を受けていると考えられる。

図-7 に再現計算の流速コンタ図を示す。図の値は平均流速で正規化している。図-7a) は計算初期の流速分布であり、b) は Case1 の計算開始から 2 時間 20 分後（計算が発散する少し前）、c) と d) はそれぞれ Case2 と Case3 の 5 時間後の流速分布を示す。図-7c) に示す流速について、クレスト背後の流速ベクトルを図-8 に示す。40cm 程度の波高の背後で流れの剥離が見られ、再付着点までの距離は波高 40cm 程度に対して 5 倍程度となっている。図-7 をみると、いずれのケースもこのようなクレスト背後での剥離の影響を受けて河床付近の流速が著しく低下すると、その影響が水面付近にまで及んでいるのがわかる。この特徴は実験の ADCP 観測結果（図-4）にもみられる。しかし、観測結果には計算結果ほど 2 次元流

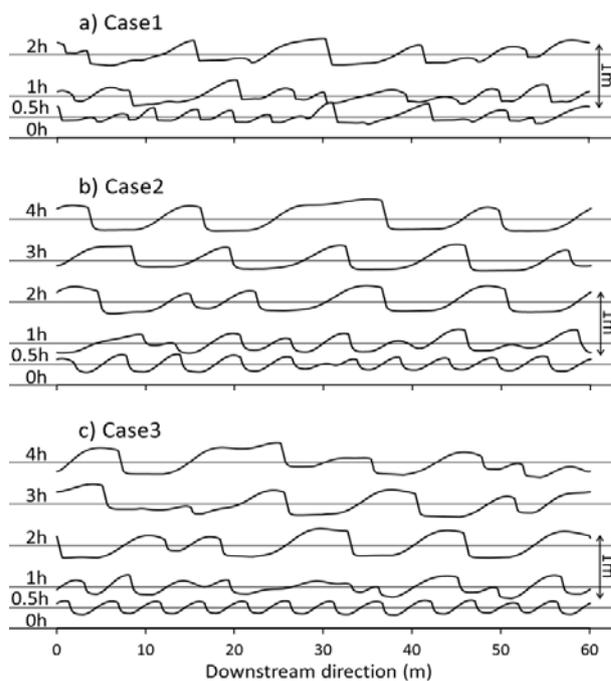


図-5 再現計算結果（河床形状）

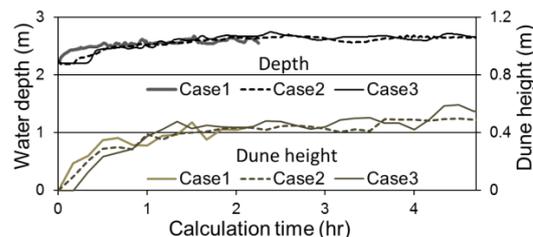


図-6 再現計算結果（水深および河床波の波高）

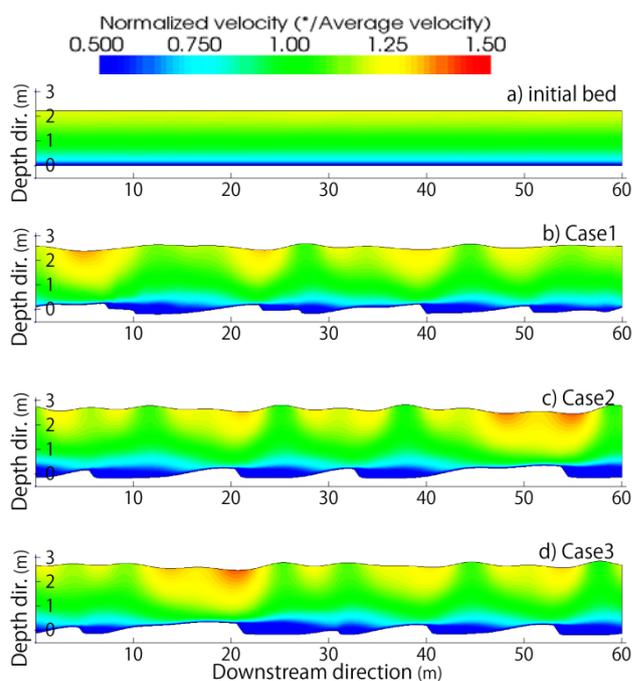


図-7 千代田実験の再現計算結果（流速コンタ図）

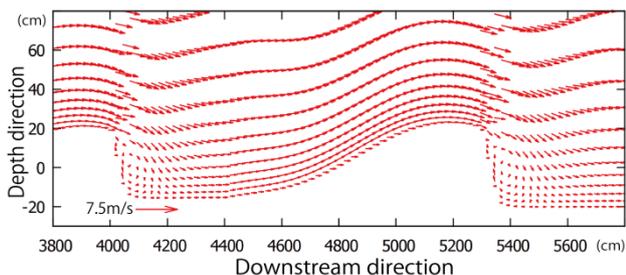


図-8 再現計算結果 (流速ベクトル図, 図-7dの一部)

構造が明確ではない。これは、前述のように矢板やそれに伴う河床の乱れの影響で2次元流の構造が乱されていることと、計算では3次元的な乱れの分散が表現されないために2次元流の構造が強調されていることが考えられる。

5. 考察

5. 1 平衡および非平衡流砂モデルの比較

図-9 に千代田実験の再現過程での無次元底面せん断力と無次元流砂量の分布を示す。図-9a) は非平衡モデルによる Case3 の計算開始後 30 分、b) は同 Case の 5 時間後、c) は平衡モデルによる Case1 の 30 分後のそれぞれ代表的な形状を示す。a) と b) には pick-up rate と deposit rate も示す。a) をみると、河床形状とせん断力に位相差①、河床形状と流砂量に位相差②が現れることによって、堆積域③が決定される。非平衡モデルでは pick-up rate と deposit rate の差で河床変動が計算されるが、式(15)のように、結果的に流砂量の空間微分と数学的に等価であることが図からもわかる。

河床波の発達初期を示す図-9a) では、堆積域③が波長に対して比較的広い領域を占めているが、平衡形状の b) では、波長に対して比較的狭くなっている。また、b) では、河床波の形状抵抗のために全体的にせん断力が低下し、結果として堆積量が減少している。a) の発達初期では、上流から供給される土砂がクレスト周辺の比較的広い領域に堆積し、波長と波高の成長に寄与するのに対して、波長がある程度成長するとクレスト周辺の堆積域は波長に対して狭くなるため波高の成長が止まり、クレスト背後への土砂供給が減少することで波長の成長も止まり、単に形状が流下するだけの b) のような平衡形状になると考えられる。

一方、平衡モデルによる Case1 では、図-9c) に見られるように発達初期でも堆積域が非常に狭いため、波高がすぐに平衡形状に達すると考えられる。また、

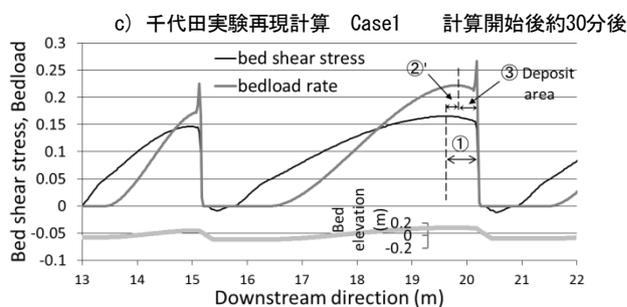
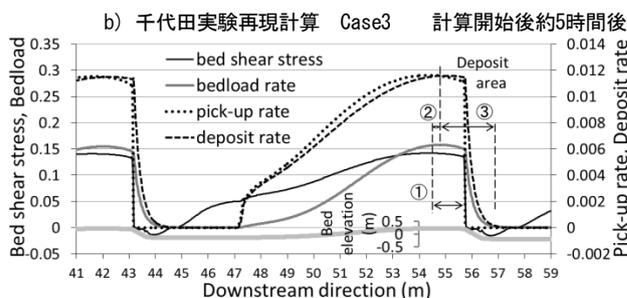
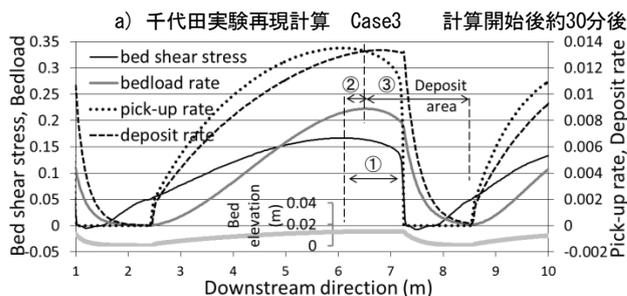


図-9 再現計算の無次元底面せん断力と無次元流砂量の分布

式(13)を(12)に代入すると、河床勾配の項は拡散項の効果を持つ。このため、小さい波長が減衰し、波長が成長することになる。また、図-9c) では、クレスト部で流砂量が局所的に急増している。平衡流砂量が局所勾配の影響によってクレスト下流側の斜面部で増大するためであるが、クレスト下流側の剥離域では平衡流砂量はゼロとなるため、結果的に図のように流砂量は局所的に急変することになる。そのため、Case1 は計算が不安定となり計算が発散しやすくなると考えられる。

5. 2 跳躍距離による非平衡性

図-9a) 、 b) の位相差②と堆積域③は流砂の非平衡性によって現れ、そのスケールは跳躍距離で決まる。千代田実験の再現では、Case3 の跳躍距離 (式(8)) が Case2 (粒径の 16 倍) より小さくなる条件のため、Case3 の波長は Case2 よりも短くなると考えられる。Guy の実験の再現では、Case2 と Case3 は計算初期

でほぼ同じ跳躍距離となる条件であるが、跳躍距離一定の Case2 に対して、Case3 では河床波発達に伴い形状抵抗でせん断力が低下し跳躍距離が短くなる作用によって波長が Case2 より短くなり、実験を良好に再現する結果になったと思われる。

非平衡モデルに step length のスケール（例えば粒径の 286 倍¹⁴⁾）を適用して再現を試みると、平坦床が維持され河床波は発生しない。これは、位相差②が非常に長くなり、擾乱の発生が抑制されるためと考えられる。

5. まとめ

本研究では、河道内の水位に大きな影響を及ぼす河床波のような小規模河床形態を再現する鉛直二次元流れにおける河床変動計算モデルを構築した。特に、河床波の背後に現れる剥離域では、底面せん断力が非常に小さく（あるいはマイナスに）なるにも関わらず、上流から移動してくる砂粒子により流砂量が必ずしもゼロにはならない、いわゆる流砂の非平衡性が河床波の発達に重要であることが従来の研究より明らかになりつつある^{6), 7), 8), 9)}。本研究では、従来数多くの実験的研究によって検証されてきた平衡流砂量式との整合性を保ちながら、河床変動計算への非平衡流砂モデルの適用を試みた。平衡流砂モデルと非平衡流砂モデルによる計算結果を比較することによって、河床波発達過程におけるクレスト部背後の体積領域に大きな違いが現れることがわかった。また、非平衡性を表す距離として step length を適用すると河床波の発達は再現されないのに対して、跳躍距離を適用することで河床波の発達が合理的に再現された。

本テーマの目的は、ゲリラ的集中豪雨等の大規模な洪水災害をも想定した様々な流出パターンに応じた河床形態の変遷およびそれに伴う形状抵抗の変動を把握することであり、本研究では、定常な流量下における河床波の発達を再現することが出来た。今後は、非定常流量下における河床波形状と河道抵抗の変遷に関する再現性を検証し、それらを予測可能とするモデルの構築が仮題となる。

参考文献

- 1) Fredsøe, J.: On the development of dunes in erodible channels, *J. Fluid Mech.*, Vol.64, pp.1-16, 1974.
- 2) 山口里実, 泉 典洋: 河床波平坦床遷移過程に見られる亜臨界分岐現象, 土木学会論文集, No.740/II-64, pp.75-94, 2003.

- 3) Guy H. P., Simons D. B. and Richardson E. V.: Summary of alluvial channel data from flume experiments, 1956~1961, Geological Survey Professional Paper, 462-I, 1966.
- 4) Yalin, M. S., Geometrical properties of sand waves. *J. Hydr. Dir.*, ASCE, Vol 90(5), 105-119, 1964.
- 5) 関根正人: 土砂粒子の運動の解析を基礎とした河床波の形成過程シミュレーションの試み, 土木学会論文集, No.691/II-57, pp.85-92, 2001.
- 6) 音田慎一郎, 細田尚: 水深積分モデルによる小規模河床波の発生・発達過程と流れの抵抗則の数値解析, 水工学論文集, Vol.48, pp.973-978, 2004.
- 7) 中川博次, 辻本哲郎: 砂礫の運動に伴う移動床砂面の擾乱発生過程, 土木学会論文報告集, No.291, pp.53-62, 1979.
- 8) Giri, S. and Shimizu, Y.: Numerical computation of sand dune migration with free surface flow, *Water Resources Research*, Vol.42, w10422, doi:10.1029/2005WR004588, 2006.
- 9) Shimizu, Y., Giri S., Yamaguchi S. and Nelson J.: Numerical simulation of dune-flat bed transition and stage - discharge relationship with hysteresis effect, *Water Resour. Res.*, 45, W04429, doi:10.1029/2008WR006830, 2009.
- 10) 山口里実, 清水康行, 木村一郎: 河床勾配の影響が考慮された平衡流砂量式によるdune河床の再現計算, 水工学論文集, Vol.53, pp.715-720, 2009.
- 11) Niemann S., Fredsøe J. and Jacobsen N., Sand Dunes in Steady Flow at Low Froude Numbers: Dune Height Evolution and Flow Resistance., *J. Hydraul. Eng.*, 137(1), 5-14. doi: 10.1061/(ASCE) HY.1943-7900.0000255, 2011.
- 12) 中川博次, 辻本哲郎, 村上正吾, 水橋雄太郎, 河床波上の流砂量分布について: 水理講演会論文集, Vol. 28, pp745-741, 1984.
- 13) Fernandez Luque R. and Van Beek R.: Erosion And Transport Of Bed-Load Sediment, *J. Hydraul. Res.*, 14:2, 127-144, 1976.
- 14) Seminara G., Solari L. and Parker G.: Bed load at low Shields stress on arbitrarily sloping beds: failure of the Bagnold hypothesis, *Water Resour. Res.*, Vol.38, No.11, 1249. doi:10.1029/2001WR000681, 2002.
- 15) Meyer-Peter E. and Müller R.: Formulas for bed load transport, Proc. 2nd Congress of IAHR, Stockholm, 1948.
- 16) Wong M. and Parker G., Reanalysis and Correction of Bed-Load Relation of Meyer-Peter and Müller Using Their Own Database: *J. Hydraul. Eng.*, Vol. 132, No. 11, doi:10.1061/(ASCE)07339429(2006)132:11(1159), 2006.
- 17) Nino Y., Garcia M. and Ayala L.: Gravel 跳躍: 1. Experiments, *Water Resour. Res.*, 30, 1907-1914, 1994.

- 18) Sklar Leonard S. and Dietrich William E.: A mechanistic model for river incision into bedrock by saltating bed load, *Water Resour. Res.*, Vol.40, W06301, doi:10.1029/2003WR002496, 2004.
- 19) 市原哲也, 島田友典, 横山洋: 千代田実験水路における基礎的な水理特性—千代田実験水路の河床形態と土砂移動について—, 北海道開発局技術研究発表会, 2009.

A STUDY ON TRANSFORMATION OF FLOOD CHARACTERISTICS RAISED BY CONCENTRATED DOWNPOUR

Budgeted : Grants for operating expenses
General account

Research Period : 2011-2015

Research Team : River Engineering Research Team

Author : ITO Akashi , KAWAMURA Satomi ,
NAGATA Tomonori

Abstract : The change of the riverbed form during a flood has a big influence on a change of the water level as the form drag for the flow in the river channel greatly change. Therefore, understanding the bed form evolution is very important from the viewpoint of river disaster prevention. It has been known that the sand waves of small scale such as dunes occur during a flood, and the riverbed form drag is known to become greatly large. A numerical model of mobile bed evolution to reproduce the sand waves is necessary in order to predict quantitatively such the riverbed form and the form drag during a flood. In this study, a numerical model of mobile bed evolution under the vertical two dimensional flow is constructed. We performed a simulation of the sand waves and a validation for the application of bed-load model to the present model.

Key words : Sand waves, Vertical two dimensional flow, Mobile bed evolution, Numerical simulation, Bed-load model