

## 高流速域における河川構造物の安定性に関する研究

研究予算：運営費交付金(一般勘定)

研究期間：平 25～平 28

担当チーム：寒地河川チーム

研究担当者：船木淳悟、井上卓也、阿部孝章

### 【要旨】

急流河川では、三角状水面波列と呼ばれる恐竜の背のような巨大な水面波列が、洪水時に発生する場合がある。この水面波列は河床の局所洗掘を引き起こし、結果として護床・護岸の安定性に影響を与える可能性がある。小規模河床波の発生・発達、は、河川工学分野における重要テーマの一つである。そこで本年度は、数値解析モデルの構築を見据え、まずはブシネスク方程式と非平衡流砂モデルを組み合わせたモデルに対して線形安定解析を行った。この結果、上述のモデルで既往の反砂堆実験結果と良好な整合性が得られることが確認された。

キーワード：水面波、反砂堆、線形安定解析、ブシネスク方程式、非平衡流砂量式

### 1. はじめに

急流河川では出水時に部分的に反砂堆が発生し、それにより水面が恐竜の背びれのように盛り上がる現象がしばしば観測される。この水面波は時に2m～3mの巨大な波に発達するため、橋桁への衝突や水面波による越水破堤が危惧されている(写真-1)。また、反砂堆や砂堆などの小規模河床波の発生・遷移は、流れの抵抗に影響を及ぼすことから、河川工学分野において重要なテーマである。

上述のような小規模河床波の発生機構を説明するために、これまでに数多くのモデルが提案されている。例えば、Kennedy<sup>1)</sup>やHayashi<sup>2)</sup>はポテンシャル流解析に局所流速と流砂量の位相差を加味することで砂堆・反砂堆の発生領域を分析している。また、Engelund<sup>3)</sup>によってレイノルズ平均した鉛直2次元Navier-Stokes方程式(RANS)を用いた線形安定解析が提案されると、この理論はFredsoe<sup>4)</sup>、Colombini<sup>5)</sup>や泉・Parker<sup>6)</sup>によって発展を遂げ、小規模河床波の発生機構やその遷移過程を物理的に説明するに至っている。

鉛直2次元RANSを用いた線形安定解析<sup>3)~6)</sup>では、河床せん断力と流砂移動の間に位相差の無い平衡流砂量モデルが採用されている。これらのモデルでは、小規模河床波の発生は、せん断流を直接解像することで得られる、流速と河床せん断応力間の位相差により説明される。しかし、流砂の非平衡性(慣性)によって、河床せん断応力と流砂輸送の応答に位相差が生じ、これが小規模河床波の発生要因になりうるのが、Parker<sup>7)</sup>の研究によって示されている。中川・辻本<sup>8)</sup>は、

流砂の非平衡性に加え、流速と河床せん断応力の位相差も考慮することにより、小規模河床波の不安定性を説明している。音田・細田<sup>9)</sup>は、ポテンシャル流解析を用いて行われた中川・辻本<sup>8)</sup>の研究を発展させ、鉛直加速度を考慮した水深積分モデル(原形ブシネスクモデル)と非平衡流砂量式を組み合わせることで、砂堆・反砂堆の発生・発達過程を数値解析で再現することに成功している。このように小規模河床波の発生要因を合理的にモデルに組み込むことにより、鉛直方向の流れを直接解像せずとも河床波の表現が可能なモデルが提案されてきている<sup>10),11)</sup>。

音田・細田の数値計算モデル<sup>9)</sup>は、計算負荷や複雑場への適用等の面から利点が多いが、水深積分モデルを用いた場合は採用する流れ、流砂モデルの組み合わせが河床波不安定性を決定するため、この不安定性に対するモデルの感度は、数値計算のみならずより深く議論される必要がある。本研究では、音田・細田モデルに対して線形安定解析を行い、反砂堆に関する既往実験結果<sup>12),13),14)</sup>と比較する。



写真-1 豊平川の昭和56年8月洪水での水面波  
(出典：石狩川流域誌)

## 2. 基礎式の誘導過程

### 2.1 ブシネスク方程式の誘導・無次元化・線形化

ここでは、流体の鉛直加速度に起因する非静水圧分布を考慮した1次元流れの基礎式(ブシネスク方程式)<sup>9),15)</sup>について説明する。まず、音田・細田<sup>9)</sup>による誘導過程を簡単に記載する。流下方向 $x$ の流速成分 $u$ を水深方向について一様と仮定すると、次式となる。

$$\tilde{u}(x, z) = \tilde{U}(x) \quad (1)$$

ここで、 $u$ は流速ベクトルの $x$ 方向成分、 $z$ は鉛直方向軸、 $U$ は水深平均流速である。 $\sim$ は次元量を表す。なお、文章中の次元量は $\sim$ を省略する。式(1)を連続の式、

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0 \quad (2)$$

に代入し、 $z$ から自由水面まで積分すると次式が得られる。

$$\tilde{v} = m\tilde{A} - \tilde{B} \quad (3a)$$

$$\tilde{A} = \tilde{u} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x}, \quad \tilde{B} = \tilde{u} \frac{\partial \tilde{z}_b}{\partial x}, \quad m = \frac{\tilde{z}_b + \tilde{z}}{\tilde{h}} \quad (3b)$$

ここで、 $w$ は流速ベクトルの $z$ 方向成分、 $h$ は水深、 $z_b$ は河床勾配の高さから下向きを正とした河床高の摂動(一般的な河床高を $\eta$ 、河床勾配の高さを $z_0$ とした場合 $\eta = z_0 - z_b$ )である。

式(1)、式(3)を鉛直方向の運動方程式

$$\tilde{u} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial x} + \tilde{v} \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = -g\tilde{h} \cos \theta - \frac{1}{\rho} \left( \frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} \right) \quad (4)$$

に代入し、 $z$ から自由水面まで積分すると以下の圧力分布式が得られる。

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{p}}{\rho} &= g(\tilde{h} - \tilde{z}_b - \tilde{z}) \cos \theta - \tilde{u} \tilde{A} \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \left( \frac{1}{2} - \frac{m^2}{2} \right) \\ &+ \tilde{u} \tilde{A} \frac{\partial \tilde{z}_b}{\partial x} (1-m) + \tilde{u} \tilde{h} \frac{\partial \tilde{A}}{\partial x} \left( \frac{1}{2} - \frac{m^2}{2} \right) \\ &- \tilde{u} \tilde{h} \frac{\partial \tilde{B}}{\partial x} (1-m) + \tilde{A}^2 \left( \frac{1}{2} - \frac{m^2}{2} \right) - \tilde{A} \tilde{B} (1-m) \end{aligned} \quad (5)$$

ここで、 $p$ は圧力、 $\rho$ は水の密度、 $\theta$ は河床勾配である。また、式(5)を $x$ 方向の運動方程式に代入し、河床から水面まで積分すると、次のような基礎式が得られる。ただし、式(6)は $x$ 方向の連続式である。

$$\frac{\partial(\tilde{U}\tilde{h})}{\partial x} = 0 \quad (6)$$

$$\frac{\partial(\tilde{U}^2\tilde{h})}{\partial x} + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} - \left( \frac{\tilde{p}}{\rho} \right)_b \frac{\partial \tilde{z}_b}{\partial x} = g\tilde{h} \sin \theta - \frac{\tilde{\tau}_{bx}}{\rho} \quad (7)$$

ここで、 $\tau_{bx}$ は河床せん断力、添え字の $b$ は路床におけ

る値を表し、 $P$ は水深積分された圧力である。

$$\tilde{P} = \int_{-\tilde{z}_b}^{\tilde{h}-\tilde{z}_b} \frac{\tilde{p}}{\rho} d\tilde{z} \quad (8)$$

音田・細田<sup>9)</sup>は、非回転条件を満足する流速分布形を求め、その河床近傍流速を用いて河床せん断応力を評価している。また、局所的な加速・減速効果を考慮して河床せん断応力を補正している。このため、河床波の不安定性が、河床せん断応力の複雑な評価によって生じているのか、それともブシネスク方程式と非平衡流砂量モデルの組み合わせによって生じているのかが不明確である。本研究では、この点を明らかにするために、河床せん断応力は水深平均流速 $U$ と河床抵抗係数 $C_f$ を用いて以下のように単純に評価する。

$$\frac{\tilde{\tau}_{bx}}{\rho} = C_f \tilde{U}^2 \quad (9)$$

ここでは基本変数対して以下のような無次元化と線形化を行う。

$$\tilde{x} = \tilde{h}_0 x$$

$$\tilde{U} = \tilde{U}_0 U = \tilde{U}_0 (1 + aU_1) \quad (10)$$

$$\tilde{h} = \tilde{h}_0 h = \tilde{h}_0 (1 + ah_1)$$

$$\tilde{z}_b = \tilde{h}_0 z_b = a\tilde{h}_0 z_{b1}$$

ここで、添え字の0は等流状態の値を、添え字の1は摂動を表している。 $a$ は摂動の振幅であり、線形安定解析では無限小であると仮定する。式(10)を式(6)、式(7)に代入し、 $O(a)$ について整理すると次式が得られる。

$$\frac{\partial h_1}{\partial x} + \frac{\partial U_1}{\partial x} = 0 \quad (11)$$

$$\begin{aligned} Fr^2 \frac{\partial h_1}{\partial x} + 2Fr^2 \frac{\partial U_1}{\partial x} + \frac{1}{3} Fr^2 \frac{\partial^3 h_1}{\partial x^3} - \frac{1}{2} Fr^2 \frac{\partial^3 z_{b1}}{\partial x^3} \\ + \left( \frac{\partial h_1}{\partial x} - \frac{\partial z_{b1}}{\partial x} \right) = h_1 \tan \theta - Fr^2 2C_f U_1 \end{aligned} \quad (12)$$

$Fr$ はフルード数( $Fr^2 = U_0^2 / gh_0 \cos \theta$ )である。なお、一般的な浅水流方程式に無次元化と線形化を施すと、(12)に含まれる水深と河床高の3階微分項が無くなる。本研究では、この3階微分項をブシネスク項と呼ぶことにする。

摂動は次のように表されるとする。

$$(U_1, h_1, z_{b1}) = e^{\Omega t} e^{i(\lambda x - \omega t)} (U_1, h_1, z_{b1}) \quad (13)$$

ここで、 $\Omega$ は増幅率、 $\omega$ は角周波数、 $\lambda$ は擾乱の無次元波数である。式(11)と式(12)に式(13)を代入すると次式が得られる。

$$i\lambda h_1 + i\lambda U_1 = 0 \quad (14)$$

$$\left( Fr^2 i\lambda - \frac{1}{3} Fr^2 i\lambda^3 + i\lambda - \tan\theta \right) h_1 + \left( 2Fr^2 i\lambda + 2Fr^2 C_f \right) U_1 + \left( \frac{1}{2} Fr^2 i\lambda^3 - i\lambda \right) z_{b1} = 0 \quad (15)$$

## 2.2 非平衡流砂モデルの無次元化・線形化

非平衡流砂量式を用いた場合の流砂連続式<sup>8)</sup>は以下の式で表される。

$$\frac{\partial \tilde{z}_b}{\partial \tilde{t}} = \frac{1}{1 - \lambda_p} (\tilde{E} - \tilde{D}) \quad (16)$$

ここで、 $\tilde{t}$ は時間、 $\lambda_p$ は空隙率、 $E$ はpick-up rate (= entrainment rate)、 $D$ はdeposition rateである。中川・辻本<sup>8)</sup>によると、平衡状態において流砂量を平均step length  $L_s$ で除すとentrainment rateになる。

$$\tilde{E} = \tilde{q}_b / \tilde{L}_s \quad (17)$$

$q_b$ は平衡流砂量式を使って求める。Deposition rateについては、以下のように求める。

$$\tilde{D} = \int_0^{\infty} \tilde{E}(\tilde{x} - \tilde{s}) f_p(\tilde{s}) d\tilde{s} \quad (18)$$

$s$ は主流方向軸 ( $x$ とはゼロ点が異なり、pick-upされた地点がゼロ)、 $f_p$ はstep length 確率密度関数であり、以下のように指数分布とする。

$$\tilde{f}_p(\tilde{s}) = \frac{1}{\tilde{L}_s} \exp\left(-\frac{\tilde{s}}{\tilde{L}_s}\right) \quad (19)$$

上述の基礎式に以下の無次元化を導入する。

$$\tilde{t} = \tilde{T}_0 t, \quad \tilde{d} = \tilde{h}_0 d, \quad \tilde{s} = \tilde{d}s, \quad \tilde{L}_s = \tilde{d}L_s$$

$$\tilde{T}_0 = (1 - \lambda_p) \tilde{h}_0^2 / \tilde{q}_{b0}, \quad \tilde{E} = \frac{\tilde{q}_{b0}}{\tilde{h}_0} E, \quad \tilde{q}_b = \tilde{q}_{b0} q_b \quad (20)$$

$$\tilde{q}_{b0} = 8(\tau_{*0} - \tau_{*c})^{3/2} \sqrt{\Delta g \tilde{d}^3}, \quad \tau_{*0} = \frac{C_f \tilde{U}_0^2}{\Delta g \tilde{d}}$$

ここで、 $d$ は粒径、 $\tau_{*0}$ はShields数、 $\tau_{*c}$ は限界Shields数、 $\Delta$ は土粒子の水中比重である。無次元化された流砂連続式を以下に示す。

$$\frac{\partial z_b}{\partial t} = E - D \quad (21)$$

$$E = \frac{1}{dL_s} \left( \frac{\tau_* - \tau_{*c}}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} \right)^{3/2} \quad (22)$$

$$D = \int_0^{\infty} E(x - ds) f_p(s) ds \quad (23)$$

ここで、

$$f_p(s) = \frac{1}{L_s} \exp\left(-\frac{s}{L_s}\right) \quad (24)$$

次に、Shields数  $\tau_*$ を式(10)に従い線形化する。

$$\tau_* = \frac{C_f \tilde{U}^2}{\Delta g \tilde{d}} = \frac{C_f \tilde{U}_0^2}{\Delta g \tilde{d}} \left( 1 + 2a\tilde{U}_1 + a^2\tilde{U}_1^2 \right) \quad (25)$$

摂動の2乗の項は微小と考え無視すると、

$$\tau_* = \tau_{*0} \left( 1 + 2a\tilde{U}_1 \right) \quad (26)$$

$$\frac{\tau_* - \tau_{*c}}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} = \frac{\tau_{*0} - \tau_{*c}}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} + \frac{2\tau_{*0}U_1}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} = 1 + 2a\Theta U_1 \quad (27)$$

$$\Theta_0 = \frac{\tau_{*0}}{\tau_{*0} - \tau_{*c}} \quad (28)$$

式(27)を式(24)に代入し、テイラー展開を用いると以下の式となる、

$$E = \frac{1}{dL_s} (1 + 2a\Theta U_1)^{3/2} \approx \frac{1}{dL_s} (1 + 3a\Theta U_1) \quad (29)$$

式(23)に式(29)を代入すると、

$$D = \frac{1}{dL_s} \int_0^{\infty} \left[ (1 + 3a\Theta U_1)|_{x=x-d_g s} \right] f_p(s) ds = \frac{1}{dL_s} \int_0^{\infty} [f_p(s)] ds + \frac{1}{dL_s} \int_0^{\infty} [3a\Theta U_1|_{x=x-d_g s} f_p(s)] ds \quad (30)$$

ここで、 $f_p(s)$ は0から無限大まで積分すると、確率密度関数の定義から1となる。従って、

$$D = \frac{1}{dL_s} + \frac{1}{dL_s} \int_0^{\infty} [3a\Theta U_1|_{x=x-d_g s} f_p(s)] ds \quad (31)$$

式(29)、式(31)を式(21)に代入すると、以下の線形化方程式が得られる。

$$\frac{\partial z_{b1}}{\partial t} = 3\Theta U_1 - \frac{3\Theta}{dL_s} \int_0^{\infty} [U_1|_{x=x-d_g s} f_p(s)] ds \quad (32)$$

上述の線形化方程式に式(13)の擾乱を与える。なお式(32)の右辺第2項の積分にあたっては、 $x$ と $t$ が $s$ の関数ではないことに注意する必要がある。最終的に式(36)は以下の式で表される。

$$(\Omega - i\omega)z_{b1} - 3\Theta \left( \frac{\lambda}{1 + (d\lambda L_s)^2} (i + d\lambda L_s) \right) U_1 = 0 \quad (33)$$

### 2.3 線形安定解析

線形化された連続式、運動方程式、流砂連続式を行列式で表す。

$$\begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} & a_{13} \\ a_{21} & a_{22} & a_{23} \\ a_{31} & a_{32} & a_{33} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} U_1 \\ h_1 \\ z_{b1} \end{pmatrix} = 0 \quad (34)$$

式(34)の可解条件は、左辺の係数行列の絶対値が0となることである。線形安定解析では増幅率の正負を調べるために、この条件から増幅率の方程式を求め、増幅率が正であれば、与えた擾乱は成長する(河床波発生)。また、有限の正の増幅率ピークを持たば、そのときの波数が卓越波数になる。 $a_{11} \sim a_{33}$ を以下に示す。

$$\begin{aligned} a_{11} &= i\lambda \\ a_{12} &= 0 \\ a_{13} &= i\lambda \\ a_{21} &= 2Fr^2 i\lambda + 2Fr^2 C_f \\ a_{22} &= Fr^2 i\lambda - \frac{1}{3} Fr^2 i\lambda^3 + i\lambda - \tan \theta \\ a_{23} &= \frac{1}{2} Fr^2 i\lambda^3 - i\lambda \\ a_{31} &= -3\Theta \frac{\lambda(\lambda dL_s + i)}{1 + (\lambda dL_s)^2} \\ a_{32} &= 0 \\ a_{33} &= \Omega - i\omega \end{aligned} \quad (35)$$

### 3. 結果と考察

ブシネスク方程式×非平衡流砂量モデルによる線形安定解析結果と田中<sup>12)</sup>、福岡ら<sup>13)</sup>、井上ら<sup>14)</sup>が行った反砂堆の実験結果との比較を図-1に示す。増幅率 $\Omega > 0$ の領域が不安定領域であり、擾乱が発達する領域である。なお平均step length  $L_s$ は一般的によく用いられる粒径の100倍とし、河床抵抗係数は対象とした実験から逆算した $C_f$ の中間値とした(今回用いた実験において $C_f$ は $10^{-2} \sim 20^{-2}$ の範囲にあった)。図-1によると、本解析結果は概ね既往実験で流下反砂堆(青シンボル)、遡上反砂堆(赤シンボル)が発生した領域と一致している。なお、不安定領域から外れている緑の菱形群は、反砂堆ではなく、Chutes & Poolsである。このことから、本解析モデルの適用範囲は反砂堆に留まる。

泉・Parker<sup>6)</sup>のRANSを用いた線形安定解析結果をみると、フルード数が0.8以下で波数0.3付近に砂堆に相当する不安定性が存在しているが、本研究の線形安定解析ではこれが存在しない。このことから、ブシネスク方程式と非平衡流砂量モデルの組み合わせは、反砂堆を発生させる位相差を表せるが、砂堆を発生させるのに必要な位相差は表せないと考えられる。砂堆の位相差を評価するためには、中川・辻本<sup>8)</sup>、音田・細田<sup>9)</sup>、Luchini and Charru<sup>16)</sup>が指摘しているように、局所的な加速・減速効果を考慮した底面せん断応力評価式を用いる必要がある。

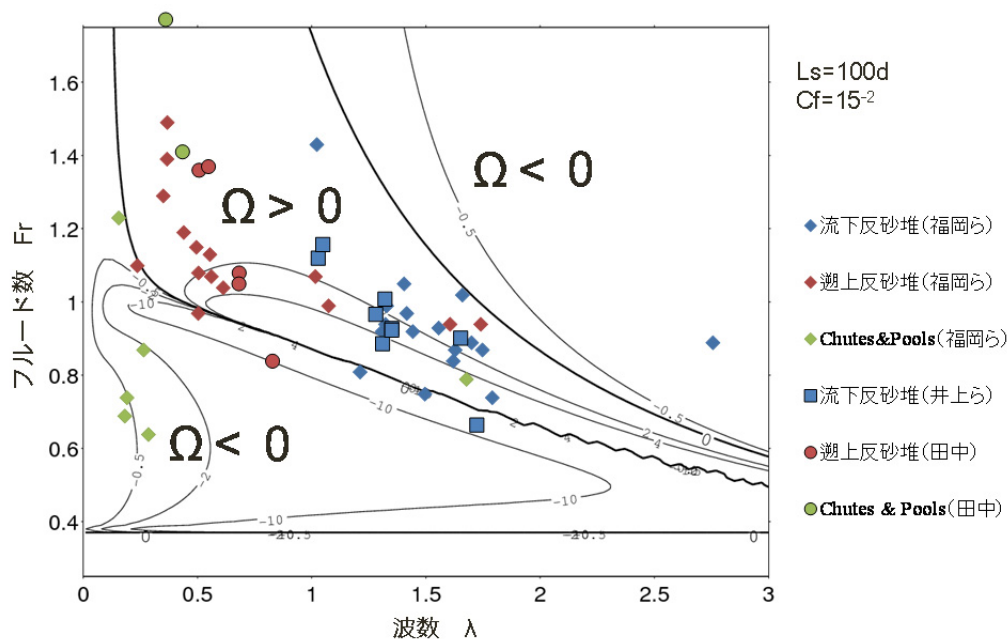


図-1 成長率のコンター図と既往実験結果

表-1 井上らの実験条件<sup>12)</sup>

	Run1	Run9
水路幅 (m)	0.5	0.5
粒径 (mm)	1.42	5
勾配	0.008	0.032
流量 (l/s)	15.2	21.7
平均水深 (m)	0.045	0.04
フルード数	1.02	1.73
無次元 掃流力	0.154	0.155
反砂堆 発生有無	発生	非発生

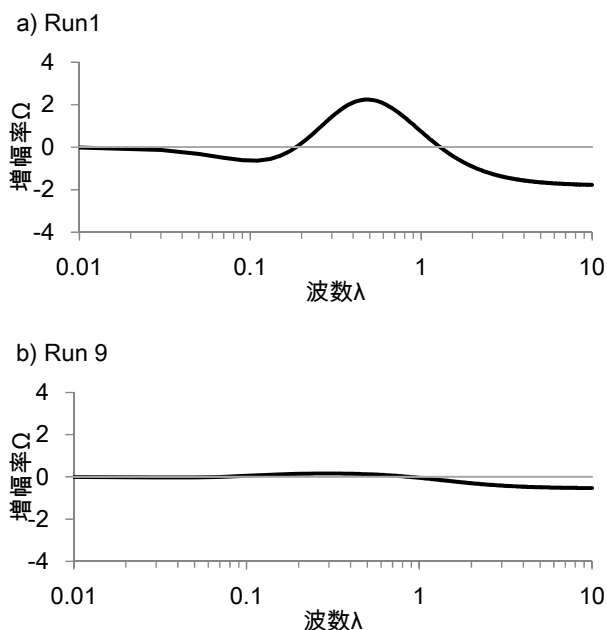


図-2 増幅率と波数の関係

井上らの実験<sup>12)</sup>において、反砂堆は Shields 数が約 0.15 以上の領域で発生しやすいが、フルード数が高くなると発生しにくいことが報告されている。そこで、ほぼ同じ Shields 数でフルード数の異なる Run1 と Run9 (表-1) を用いて線形安定解析を行った。図-2 に増幅率と波数の解析結果を示す。これによると、フルード

数が小さい Run1 では正の増幅率の値が大きい領域がある。一方、フルード数が大きい Run9 では、増幅率が正の領域があるものの、その値は Run1 に比べ非常に小さい。このことは、高フルード数時に反砂堆が発生しにくくなった既往実験結果と同じ傾向を示している。

#### 4. まとめ

音田・細田<sup>9)</sup>が提案する原形ブシネスクモデルと非平衡流砂量式の組み合わせで線形安定解析を行い、既往の反砂堆実験結果と良好な整合性を得た。これは、音田・細田<sup>9)</sup>が示した水深積分モデルを用いた反砂堆の数値計算の妥当性に対して理論的な側面から説明を与えたものといえる。

ただし、ブシネスク方程式と非平衡流砂量モデルの組み合わせでも、砂堆を発生させるのに必要な位相差は評価できないことが確認された。今後は、中川・辻本<sup>8)</sup>や音田・細田<sup>9)</sup>が提案している、局所的な加速・減速効果を考慮した底面せん断応力評価式を考慮した線形安定解析を行い、ブシネスク方程式と非平衡流砂量モデルが砂堆の有限波長を再現しうるかを検討するとともに、数値計算を行うことで非線形領域におけるモデルの挙動を明らかにする予定である。

謝辞：本研究にあたっては、京都大学の音田慎一郎助教、イリノイ大学の岩崎理樹研究員、(株)北開水工の長谷川和義北海道大学元教授、寒地土木研究所の川村里実研究員にご助言を頂きました。ここに記して謝意を表します。

#### 参考文献

- 1) Kennedy, J. F. : The mechanics of dunes and antidunes in erodible-bed channels, J. Fluid Mech., Vol. 16, pp.521- 544, 1963.
- 2) Hayashi, T. : Formation of dunes and antidunes in open channels, Journal of Hydraulic Division, Proc. of ASCE, Vol. 96, No.HY2, pp. 357-366, 1970.
- 3) Engelund, F.: Instability of erodible beds, J. Fluid Mech., Vol. 42, pp. 225- 244, 1970.
- 4) Fredsøe, J.: On the development of dunes in erodible channel, J. Fluid Mech., Vol. 64, pp.1- 16, 1974.
- 5) Colombini, M.: Revisiting the linear theory of sand dune formation, J. Fluid Mech., Vol. 502, pp.1-16, 2004.
- 6) 泉典洋, Gary Parker : 平坦床-反砂堆遷移過程の分岐特性,

- 水工学論文集, Vol. 53, pp.733-738, 2009.
- 7)Parker, G. ; Sediment inertia as cause of river antidunes, J. Hydraul. Div. ASCE 101, pp. 211-221, 1975.
- 8)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.
- 9)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.
- 10)Vesipa, R., Camporeale, C. and Ridolfi, L. : A shallow-water theory of river bedforms in supercritical conditions, Physics of Fluids, Vol.24, 094104, 2012.
- 11)内田龍彦・福岡捷二: 浅水流の仮定を用いない水深積分モデルによる種々な小規模河床形態の統一的解析法の構築, 土木学会論文集 B1 (水工学), Vol. 69, No. 4, pp.I\_1135-I\_1140, 2013.
- 12)田中祐一郎 : Antidune に関する実験的研究, 京大防災研年報第 13 号 B, pp.271-284, 1970.
- 13)福岡捷二, 奥津一夫, 山坂昌成 : 急勾配移動床流れにおける河床波の形状, 伝播特性, 土木学会論文集, Vol.323, pp.77-89, 1982.
- 14)井上卓也, 長谷川和義, 渡部靖憲, 船木淳悟 : 三次元的な反砂堆上の水面波に関する実験的研究, 土木学会論文集 A2(応用力学), Vol. 71, No. 2, I\_739-I\_746, 2015.
- 15)細田尚, 余越正一郎: 三次元波状路床上の流れに関する解析, 広島大学工学部研究報告, Vol. 32, No. 1, pp.47-51, 1983.
- 16)Luchini, P and F. Charru : The phase lead of shear stress in shallow-water flow over a perturbed bottom, J. Fluid Mech., Vol. 665, pp. 516-539, 2010.

## A STUDY ON THE STABILITY OF REVETMENT BLOCKS UNDER HIGH FLOW VELOCITY CONDITIONS

**Budget :** Grants for operating expenses

General account

**Research Period :** FY2012-2016

**Research Team :** River Engineering Research Team

**Author :** FUNAKI Jungo

INOUE Takuya

ABE Takaaki

**Abstract:** Dynamics of river bedforms which is an interfacial instability phenomenon between turbulent open channel flow and movable bed significantly affect the flow structures and sediment transport dynamics in rivers, so that this have been an classical and important research topic in the field of river engineering. Here, we perform a linear stability analysis for several combinations of flow and sediment transport submodels, specifically, a shallow flow model and a Boussinesq type depth-integrate model for hydrodynamic model, and an equilibrium and a non-equilibrium bedload transport model for sediment mass conservation model. We then investigate how the submodels adopted determine the linear stability and the wavelength of river bedforms. The results show that the combination of the Boussinesq model and the non-equilibrium bedload transport model can explain the antidune instability and its finite wavelength observed in several published experiments, whereas, use of each submodel alone is insufficient to explain the finite wavelength of antidunes.

**Keywords:** surface waves, antidune, flume experiment