

出水に伴う肱川河口砂州の崩壊とその後の回復過程

伊 福 誠*・三 好 栄 一**

1. ま え が き

肱川の特徴は、流れが極めて緩やかであり、本流の源の標高が約 270 m、支流の源の一番高い舟戸川でも 760 m 程度であって河床勾配は比較的小さく、とりわけ中流以下の河床勾配は 7/5000 程度である。もう一つの特徴は、瀬戸内海に注ぐ他の短小河川と異なり、流量が非常に豊富なことである。それは、雨の多い四国の山地多雨帯がこの水系の給水地域にかかっているためである。

この肱川が 1995 年 7 月 3 日未明より 4 日の午前中まで梅雨前線がもたらした断続的な豪雨により、中流部の盆地である大洲平野を中心に洪水氾濫を起こした。肱川とその支川の矢落川とに囲まれた東大洲地区は遊水地としての機能を持たされており小規模な氾濫は 2 年に 1 度程度生じる状況にあるが、今回の洪水氾濫の規模は 1970 年以来であった。今回の災害では、人的被害はなかったものの浸水が著しかった東大洲地区は近年の都市化に伴い資産の集積が急速に進んでいるため、浸水による物的被害は大きかった。また、河口部においては、右岸側に形成されている砂州が崩壊し、護岸の基礎の露出や石積み護岸の崩落がみられた。

この災害は、激甚災害の指定を受け中流域においては護岸の嵩上げ等の計画がされている。護岸の嵩上げによって流出する河川流量が増大すると、河口砂州が崩壊する頻度は高くなる。この砂州が後背地にとって天然の消波構造物であることや塩水の遡上を少なからず阻止していることを考えれば、河川全体を見た計画も必要になるのではないかと考える。

この出水で一部崩壊した右岸側の砂州は、1981 年～1993 年の 12 年間にその形状を変えながら海側に 120 m 程度移動していることが報告されている(伊福ら, 1994)。こうした肱川の河口砂州の変遷は、河口閉塞が生じているわが国各地の河川において砂州が徐々に河口の上流に向かって移動するといったこととは、全く逆の様相を呈している。

本研究は、現地観測に基づいて出水によって崩壊した

肱川河口砂州の回復過程について調べるとともに、出水による河道内水位の変化や砂州周辺の地形変化を数値解析的に検討する。

2. 砂州周辺の地形変化

2.1 等深線の変化

1994 年 5 月から毎月 1 回大潮時に、図-1 に示す肱川河口の右岸側に形成されている砂州の地形を光波測距儀を用いて測量している。測量範囲は、上・下流方向に約 340 m、河幅方向には護岸堤防から砂州先端までの約 140 m である。また、数ヶ月おきに測深機を用いて河道断面の測量も行った。断面は出水前における砂州先端の位置と上流側約 100 m におけるものである。

図-2 は出水前後の砂州地形である。(a)～(d) は、それぞれ出水前の 1995 年 6 月 17 日、出水直後の 7 月 14 日、冬期季節風による波浪の来襲頻度が高くなる前の 11 月 21 日および 12 月 22 日および冬期季節風がおさまった後 1996 年 4 月 19 日の砂州地形を示す。

出水前の 6 月 17 日の等深線は、ほぼ汀線($z=0$ m)形状と似ている。最大流量が 3,000 m^3 にも達する出水によって砂州先端部分はかなり侵食され、 $x_b=80$ m, $y_b=120$ m 付近にまで後退し、 $x_b=-120\sim 80$ m にかけての汀線は 6 月 17 日には緩やかな曲線を呈したものが直線的になっている。また、崩壊した砂州の土砂は、新たな砂州先端付近から海側へ向けて帯状に堆積している。

11 月 21 日の砂州地形をみると、出水直後の砂州先端

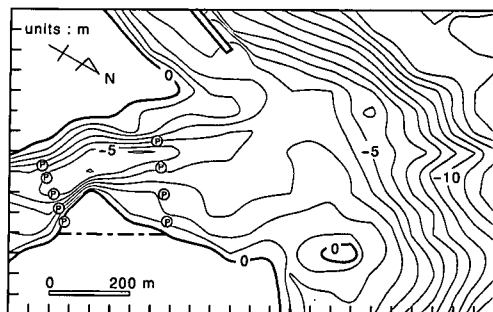


図-1 肱川河口砂州周辺の地形

* 正 会 員 工 博 愛媛大学助教授 工学部環境建設工学科

** 学生会員 愛媛大学大学院理工学研究科

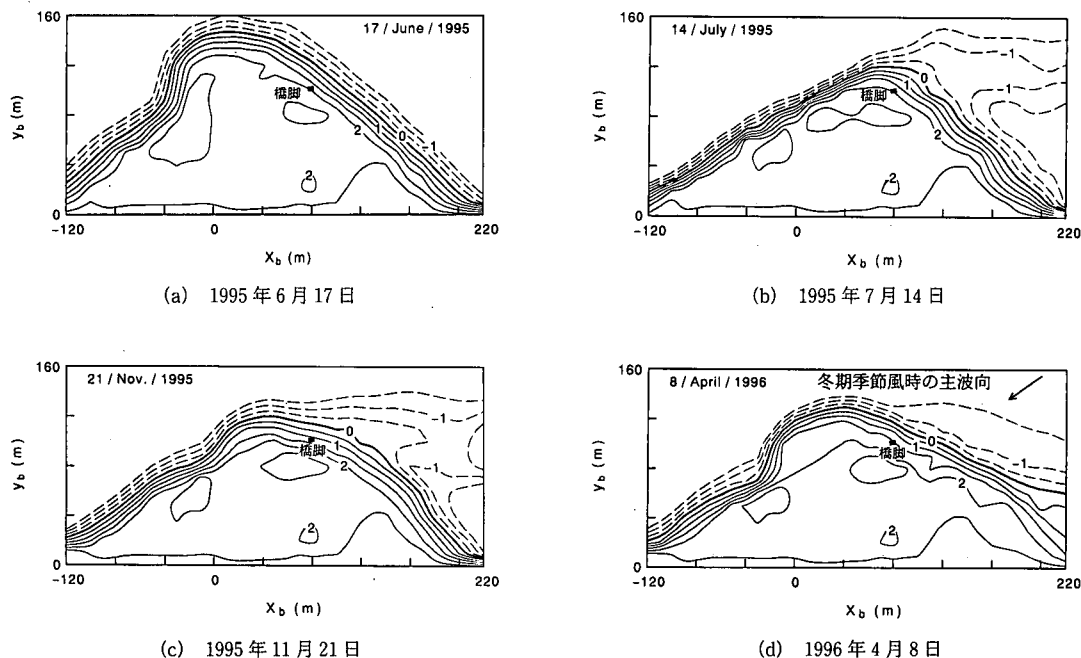


図-2 等深線の変化

部分は僅かに上流側へ移動しているようである。また、(b)における砂州先端付近には、土砂の堆積がみられ汀線形状は丸みを帯びている。なお、砂州先端付近から海側に帯状に伸びていた領域は、僅かに右岸側へ移動しているようである。

冬季季節風による波浪の来襲がおさまった後の(d)をみると、砂州先端の上流側では汀線が僅かに後退しているようである。一方、砂州の先端付近は、波浪的作用によって土砂が堆積し汀線は前進している。また、砂州先端の海側においては、(c)にみられた砂州先端から海側に帯状に伸びていた領域を構成する土砂が、波浪的作用によって左岸側に輸送され汀線はかなり前進している。なお、砂州先端より上流側における等深線の形状は、(a)とほぼ似た形状にまで回復している。

2.2 横断形状の変化

図-3は、図-2中の $x_b=0$ mと $x_b=-100$ mにおける出水前後の横断形状の変化を示したものである。なお、 $\bar{y}_b$ は、左岸側の護岸を0としている。

(a)は、 $x_b=0$ mにおける断面の変化を示す。

出水前の6月17日には、 $\bar{y}_b=50$ m付近に滞が存在する。また、 $\bar{y}_b=10$ m付近と $\bar{y}_b=80$ m付近に汀線がある。この両地点より滞にかけての勾配はほぼ1/4程度でありかなり大きい。なお、右岸側では、一旦、1 m程度深くなり、 $\bar{y}_b=120$ m付近から右岸側にかけて緩やかな勾配で変化している。この小段の形成は、波の作用による侵食・堆積過程が場所的に大きな差がないことを考えれば何

が原因なのか定かではないが、1994年5月以降、砂州の形状はほとんど変化していないことから、砂州の成長過程にその形成要因があるのではないかと考える。

出水直後の7月14日には、右岸側の汀線は70~80 m程度後退している。また、左岸側においては10 m程度後退している。 $\bar{y}_b=60\sim100$ m付近では、崩壊による土砂の流出によってほぼ平坦な河床形状になっている。この地点より右岸側にかけての勾配は1/10程度であり、出水前の滞付近の勾配の1/2程度になっている。なお、出水前の6月17日の滞($\bar{y}_b=50$ m)は、 $\bar{y}_b=40$ m付近に移動し、水深は僅かに浅くなっている。

8月12日には、新しくできた滞付近($\bar{y}_b=40$ m)に1 m程度の堆積がみられる。また、 $\bar{y}_b=50\sim70$ m付近にも僅かな土砂の堆積がみられる。なお、 $\bar{y}_b=70\sim150$ m付近ではさらに侵食が進んでいる。7月の観測日以降、出水はほとんど確認されないことから、この付近の堆積・侵食は測定精度によるものなのかも知れない。

11月21日には、 $\bar{y}_b=10\sim40$ m付近、 $\bar{y}_b=50$ m付近、および $\bar{y}_b=70\sim140$ m付近において僅かな堆積および侵食傾向があるものの8月と比較するとほとんど変化はないようである。

(b)は、 $x_b=-100$ mにおける断面の変化を示す。

出水前の年6月17日には、(a)と比較すると河床勾配は緩やかであり、 $\bar{y}_b=140$ m付近に滞が存在する。

出水直後の7月14日には、滞付近や右岸側において1~2 m程度の侵食された領域があるが、(a)のような大

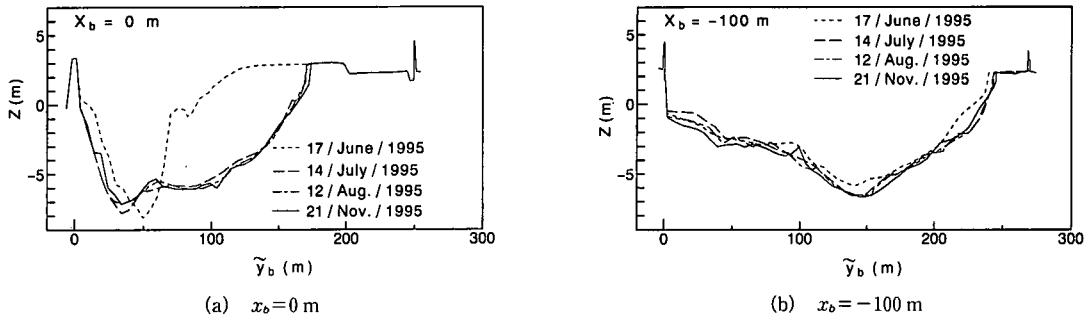


図-3 砂州の横断形状の変化

きい変化はない。8月12日以降は、局所的に僅かな侵食・堆積傾向はあるものの断面形状に大きな変化は見いだせない。

2.3 砂州体積の変化

図-2をみると、砂州の崩壊前後において $x_b = 80 \text{ m}$ 付近の汀線位置はほぼ同一である。この位置を境にした砂州の上流側と下流側の水深1.5 mまでの体積変化を示したのが図-4である。なお、鉛直方向には、T.P.=0 mを境に体積を算出している。 $x_b = 80 \text{ m}$ より上流側では、砂州の崩壊によって約20,000 m^3 もの体積が減少している。砂州の崩壊直後には砂州先端より海側に帯状に伸びる浅瀬が形成されていたが、前述した約20,000 m^3 の土砂の約10%が浅瀬の形成に関与している。また、 $x_b = 80 \text{ m}$ より上流側ではT.P.=0 m以下の領域における砂州の回復は、T.P.=0 mより上のそれに比較して早いようである。一方、 $x_b = 80 \text{ m}$ より下流側においては、T.P.=0 mより上の体積は8月～9月の間に崩壊前の体積に回復し、それ以降、徐々に増大している。

$x_b = 80 \text{ m}$ より下流側において12月と4月の体積を比較すると、T.P.=0 mより下の体積は約1,500 m^3 減少しているが、T.P.=0 mより上においてほぼ同量の土砂が堆積している。なお、12月～4月における体積増加の割合は、12月以前のそれと比較すると小さい。

3. 数値シミュレーション

3.1 基礎方程式

静水面に沿って x 軸および y 軸、 $x-y$ 平面に直角に上方に z 軸を取ると水深方向に平均された2次元の連続の式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \tilde{h}}{\partial t} + \frac{\partial(u\tilde{h})}{\partial x} + \frac{\partial(v\tilde{h})}{\partial y} = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

ここに、 $\tilde{h}$ は全水深 ($\tilde{h} = h + \eta$; h : 静水深, η : 水面変動量), u および v は、それぞれ x 方向および y 方向の速度成分である。

一方、運動方程式は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + g \frac{\partial \tilde{h}}{\partial x} \\ = \frac{1}{\rho \tilde{h}} \left\{ \frac{\partial(\tilde{h} \tau_{xx})}{\partial x} + \frac{\partial(\tilde{h} \tau_{xy})}{\partial y} \right\} + g \frac{\partial h}{\partial x} - \frac{f u \sqrt{u^2 + v^2}}{\tilde{h}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + g \frac{\partial \tilde{h}}{\partial y} \\ = \frac{1}{\rho \tilde{h}} \left\{ \frac{\partial(\tilde{h} \tau_{xy})}{\partial x} + \frac{\partial(\tilde{h} \tau_{yy})}{\partial y} \right\} + g \frac{\partial h}{\partial y} - \frac{f v \sqrt{u^2 + v^2}}{\tilde{h}} \end{aligned} \quad \dots\dots\dots (3)$$

ここに、 g は重力の加速度、 τ_{xx} , τ_{xy} および τ_{yy} はレイノルズ応力、 f は摩擦損失係数である。摩擦損失係数はManningの抵抗則が成立するものとして算出する。

式(2)および(3)中のレイノルズ応力は、SGSのSmagorinskyモデルに基づきテンソル表示すると以下のように表せる(中辻ら, 1993)。

$$\tau_{ij} = (\nu + \nu_t) \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} K_c \dots\dots\dots (4)$$

ここに、 ν は動粘性係数、 ν_t は渦動粘性係数である。なお、渦動粘性係数は以下に示すSGS型とFisher (1973)の提案式の2通りで評価する。

$$\nu_t = (C_s \Delta)^2 \left[\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right]^{1/2} \dots\dots\dots (5)$$

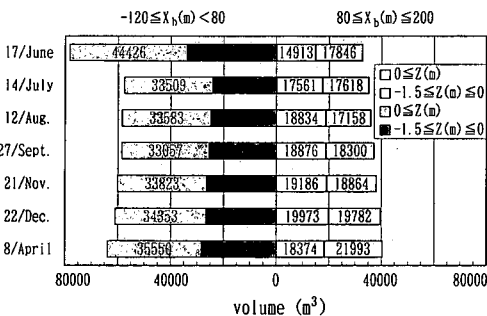


図-4 砂州体積の変化

ここに、 c_s はモデル定数 ($c_s=0.1$)、 Δ は格子平均サイズ $\Delta=(\Delta x \cdot \Delta y)^{1/2}$ ($\Delta x, \Delta y$: 空間刻み) である。

$$\nu_t = 0.6 V_* \tilde{h} \quad \cdots \cdots (6)$$

ここに、 V_* は合成摩擦速度 ($V_* = \sqrt{f(u^2 + v^2)}$) である。また、 K_G は乱流エネルギーであり次式で表せる。

$$K_G = k \delta_y \quad \cdots \cdots (7)$$

ここに、 δ_y はクロネッカーのデルタである。また、 k は水深平均の乱れエネルギーであり次式で評価する (細田・木村, 1993)。

$$k = 2.07 V_*^2 \quad \cdots \cdots (8)$$

初期条件は、流れがない状態とする。上流境界および海側境界においては、それぞれ流量および水位を与える。また、側方境界においては flux が線形に変化するものとする。

3.2 漂砂量式

x 方向および y 方向の漂砂量は次式で評価する。

$$q_x = q_b^* \frac{u}{\sqrt{u^2 + v^2}}, \quad q_y = q_b^* \frac{v}{\sqrt{u^2 + v^2}} \quad \cdots \cdots (9)$$

ここに、 q_b^* は無次元漂砂量であり、Meyer-Peter-Müller (1948) の実験式を 2 次元に拡張し、係数 α を乗じた次式で算出した。

$$q_b^* = \alpha 8 \tau_*^{3/2} (1 - \tau_{*c}/\tau_*)^{3/2} \quad \cdots \cdots (10)$$

ここに、 α は比例係数、 τ_* は無次元掃流力 ($\tau_* = V_*^2 / (\rho_s / \rho_f - 1) g d$; ρ_s : 砂の密度、 ρ_f : 流体の密度、 d : 砂の粒径)、 τ_{*c} は無次元限界掃流力である。なお、無次元限界掃流力は岩垣公式により算出した。また、局所的底面高さの時間変化の計算は、漂砂の連続式を用いた。

初期条件は、基準面から底面までの高さとする。上流境界においては式 (10) で算出される漂砂量を与え、海側および側方境界においては漂砂量は線形に変化するものとする。

本計算においては、砂粒子の粒径は 0.5 mm、Manning の粗度係数は $0.02 \text{ m}^{-1/3} \cdot \text{s}$ 、空隙率は 0.5 とした。

4. 解析結果

4.1 出水時における河口の水位

図-5 は、大洲第二水位観測所で得た水位データから計算した流量、長浜水位観測所で得た水位の平均水位からの変動量、潮位および水位の計算結果 (● SGS 型、◇ Fisher 型) の変動を示したものである。

図を見ると、大洲第二水位観測所での流量は、7 月 3 日 21 時と 22 時に約 $2,000 \text{ m}^3/\text{s}$ を記録し、その後僅かに減少するが、7 月 4 日 10 時と 11 時には約 $3,000 \text{ m}^3/\text{s}$ を記録した。また、長浜水位観測所における水位変動は、河川の固有流量が少ない場合には潮位の変動とよく一致しているが、河川の固有流量が $1,000 \text{ m}^3/\text{s}$ を超える 7 月 3 日 15 時頃から潮位の変動はズレが生じ始め、正のバイ

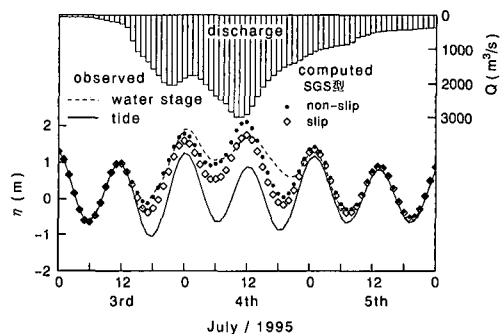


図-5 河口水位の変化

アスを持つようになる。また、河川の固有流量が比較的多い時刻では、満潮時には潮位と河川水位との位相のズレはないが、干潮時には両者に位相のズレが生じている。なお、落潮時から干潮時にかけて、河道内の水位変動が潮位変動に比較して小さいのは、砂州の上流側に水が貯留され、海側への排水が困難になるためであると考えられる。

計算開始後 30 時間程度までと 44 時間以降の比較的河川の固有流量が少ない時刻には、実測値と計算値は符合しているようである。しかしながら、non-slip の場合、河川の固有流量が多い時刻では、計算値は実測値より振幅が大きく両者に差異が生ずる。なお、比較的流量が多い時刻では、slip の場合には断面平均流速が増大するため non-slip の場合より水位は低い。上述した実測値と計算値の差は、計算に用いた数値モデルでは、河岸や砂州を直立壁として取り扱い、潮位変動や河川の固有流量の増大に伴う自由水面の幅が変化しないとしたことに起因する。

4.2 河口周辺の地形変化

図-6 は渦動粘性係数として SGS 型を用いた計算開始後 72 時間における河口周辺の地形変化である。なお、河岸においては slip の境界条件を課した。砂州先端付近

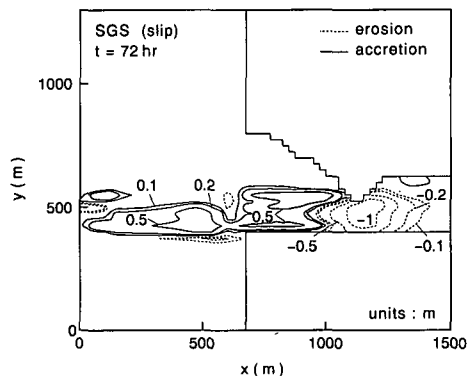


図-6 河口周辺の地形変化 (72 時間後)

では流れの縮流によって流速が増大し侵食が進み、砂州先端より僅かに上流側を中心に侵食領域が同心円状に広がる。一方、砂州下流側では流速の減少に伴い砂州先端部から海側に向けて帯状の堆積領域が存在する。この堆積領域は、図-2 (b) の結果とも定性的に一致する。また、河岸において non-slip の境界条件を課した場合、slip の場合と侵食深さや堆積高さはほぼ同一であるが、侵食・堆積領域の y 軸方向への広がりが小さい。なお、Fisher 型の渦動粘性係数を用いた結果は、砂州先端から海側へ帯状に伸びた堆積領域の形状が僅かに異なること除けばほぼ似た傾向を示す。

5. あとがき

1995 年 3 月から 1996 年 4 月までの間に肱川河口砂州の地形測量を行った結果、梅雨前線による大きな出水の影響で砂州地形は急激に変化し、崩壊した土砂は砂州先端付近から海側へ帯状に堆積した。この帯状に堆積した土砂は、徐々に右岸側へ輸送された。また、冬期季節風時の波浪によって輸送された土砂は、砂州の先端を回り込み砂州の上流側へ堆積し、崩壊前の砂州形状に僅かずつ戻りつつある。

数値計算によって砂州周辺の地形変化を調べた結果、砂州崩壊後に砂州先端から海側へ帯状に伸びた堆積形状

は定性的には説明できた。しかしながら、砂州の崩壊過程や波浪による土砂の輸送過程をモデル化して、実状に即した数値モデルの構築が必要である。

謝辞：資料の多くは、建設省四国地方建設局大洲工事事務所から提供して頂いたものである。貴重な資料を快く公表して頂いたことに謝意を表する次第である。また、本研究は文部省科学研究費総合研究 A (No. 07305019, 代表：澤本正樹) による研究の一部であることを付記する。

参 考 文 献

- 伊福 誠・米澤泰雄・中西まゆみ (1994): 肱川河口砂州の変形について, 海岸工学論文集, 第 41 巻 (1), pp. 491-495.
- 中辻啓二・狩野晋一・栗田秀明 (1993): SGS 渦動粘性係数を用いた大阪湾潮流の有限要素法解析, 水工学論文集, 第 36 巻, pp. 693-696.
- 細田 尚・木村一郎 (1993): 開水路急拡部の流れにおける渦の発生・発達に関する二、三の検討, 水工学論文集, 第 37 巻, pp. 463-468.
- Fisher, H. B. (1973): Longitudinal dispersion and turbulent mixing in open channel flow, Annual Review of Fluid Mechanics, Vol. 5, pp. 59-78.
- Meyer-Peter, E. and R. Müller (1948): Formulas for bed-load transport, Proc. 2nd IAHR Congr., pp. 39-64.