

蛇行河川における土砂のふるい分けに関する研究

関根正人*

蛇行河川においては、その曲率ゆえに直線河道より強い二次流が生じている。そのため、流れおよび河床形状のみならず、河床構成材料の粒度分布が、空間的に変化する。本研究では、土砂のふるい分けと呼ばれるこのような粒度分布の変化を、流れ場とともに予測する準三次元の数値計算モデルを開発した。その計算結果は、一樣湾曲流路における実験および実河川での測定結果と比較され、モデルの妥当性が検討された。また、土砂のふるい分けのメカニズムについても明らかにしている。

Key Words : sediment sorting, secondary current, hiding effect, sine-generated curve, uniformly-curved bend, bedload transport

1. はじめに

蛇行河川では、その流路中心軸の曲率の変化にともない、直線河道で見られるものよりもはるかに強い二次流が生じている。この二次流による横断方向への運動量輸送の結果、主流速の横断方向分布の非対称を生む。また、土砂の移動も二次流の影響を顕著に受けるため、深掘れ部や砂州を伴う特徴的な河床形状となる。これと相呼応する形で、河床表層の土砂の粒度分布も特徴的な姿を見ることが知られている。例えば、アメリカのWyoming州にあるMuddy Creekで、長年にわたり詳細な現地観測をしてきたDietrich and Smith¹⁾の報告に示されている通り、河床の深掘れ部の生じる湾曲部外岸では河床表層の粒度が粗粒化し、内岸付近に形成される州の近傍では細粒化する。このような土砂の縦・横断方向の分級を、特に「土砂のふるい分け (Sorting)」と呼ぶ。

土砂のふるい分けの定性的な機構については、池田ら²⁾およびParker and Andrews³⁾により研究されており、任意河床上に存在する土砂に作用する横断方向の力の釣り合いを考えることにより、次のように説明することができる。すなわち、ここで考えるべき主な外力は、抗力 D_r と重力 G である。まず、抗力は、粒径の自乗に比例する量であり、しかも、河床近傍の横断方向流速成分(二次流)によるものである。また、重力は、粒径の三乗に比例し、しかも、横断方向の河床勾配に比例する。そこで、簡単化のため、仮に抗力係数が粒径に依らないとすれば、重力の抗力に対する比 G/D_r は粒径に比例する。一方、河床の横断勾配は、二次流の影響を受け、全粒径に対する土砂の釣り合い式(あるいは保存式)により決まることになるが、その結果として、平均粒径付近のある粒径の粒子に対して、二つの力が釣り合う(すな

わち $G/D_r=1$ となる)ことになる。以上のことから、重力が抗力に卓越する粗い粒径の土砂ほど、重力の作用方向である最深部へ向かって、一方、抗力が卓越する細粒分ほど、逆の河床の浅い部分へ向かって、それぞれふるい分けられていくことになる。これが、定性的なふるい分けの機構である。

この問題に関する従来の研究²⁾⁻⁶⁾を概括すると次のようになる。Odgaard⁴⁾およびBridge⁵⁾は、上記のような力の釣り合い条件に基づいたふるい分けの理論を発表している。彼らの理論の問題点は、土砂の粒径別の連続条件を全く考慮していないことであり、別途計算された河床形状に対して、上記の釣り合い条件を満たす土砂が存在しているとするれば、どのような粒径の土砂が存在しなければならないか、を論じているに過ぎない。そこで、本来、河床構成材料として存在していない粒径の土砂が存在する、という現実に即さない予測をする恐れがある。

これに対し、粒径毎の土砂の連続性を考慮した初めての研究としては、Parker and Andrews³⁾のものが挙げられる。彼らは、流体および土砂の保存方程式に基づき、これを簡略化の後、線形化し、その線形一次解を求めた。その結果、最大粒径の土砂が流下方向にどのような軌道をとるかを予測できることを示した。しかし、解析の単純化ゆえ、時空間的なふるい分けの状態までは明らかにできなかった。

一方、池田ら²⁾は、一樣湾曲流路において「Pure Sorting」が起こっているとした場合の河床表層の粒度分布を予測する数学モデルを提案している。しかし、後述するように、Pure Sortingとは、流路の曲率半径に対する土砂の完全な応答の結果であり、これは湾曲部が数回転以上連続した場合に初めて到達し得る状態である。従って、この理論の実河川への適用範囲は、厳密には極めて狭いと考えられる。

以上の点に鑑み、本研究では、現段階で明らかになっ

* 正会員 工博 早稲田大学専任講師 理工学部土木工学科 (〒169 新宿区大久保3-4-1)

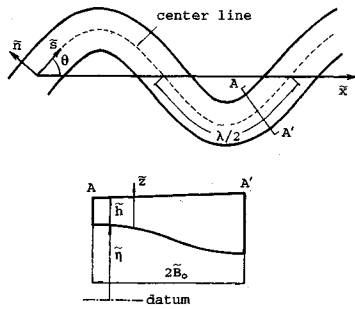


Fig.1 Definition of variables and coordinate system.

ている情報と保存方程式に基づき、補正係数や単純化のための仮説を極力導入することなく、現象をどこまで説明できるかを示すことを目的とする。

2. 座標系および無次元変数の定義

本研究では、Fig.1に示すような曲線座標系を採用する。図中の \bar{s} , \bar{n} および \bar{z} は、流下方向、流路横断面方向および鉛直方向座標を表わす。 $(\bar{u}, \bar{v}, \bar{w})$ は、流速の各方向成分を、 \bar{h} および $\bar{\eta}$ は水深および河床高を、 $\bar{\lambda}$ および \bar{B} は蛇行波長および流路半幅を、 θ は流路中心軸の谷線に対してなす角度を、それぞれ表わす。

流路の曲率 \bar{C} は、次式で表わされる。

$$\bar{C} = \frac{d\theta}{d\bar{s}} = \frac{1}{\bar{r}} \quad (1)$$

ここに、 \bar{r} は曲率半径であり、一樣湾曲流路の場合には、流路中心軸の回転半径にはかならない。一方、自然河川の多くは、その流路法線線を定義する角度 θ が、Sine-Generated Curve と呼ばれる

$$\theta = \theta_0 \cdot \sin(\bar{k} \cdot \bar{s}); \quad \bar{k} = 2\pi/\bar{\lambda} \quad (2)$$

に従うといわれている⁷⁾。ここに、 θ_0 は θ の振幅 (すなわち最大値)、 \bar{k} は波数である。この場合には、 \bar{C} は式(3)で表わされる。

$$\bar{C} = (\bar{k} \cdot \theta_0) \cdot \cos(\bar{k} \cdot \bar{s}) \quad (3)$$

また、解析を単純化するため、次式で定義される相似関数 T を用いて主流速の鉛直方向分布を近似する。

$$T(\zeta) \equiv 1 - (\sqrt{C_{r0}}/0.077) \cdot (\zeta^2/2 - \zeta + 1/3) \quad (4)$$

ここに、 ζ は無次元の鉛直座標 ($=\bar{z}/\bar{h}$) である。式(4)は、Engelund⁸⁾が導出したものと類似の関数であり、Johannesson and Parker⁹⁾が線形解析の際に用いたものと同様である。ただし、式(4)を側岸近傍まで適用することに伴い問題が生じる恐れがあること、さらには、流路中央部においてすら鉛直断面内の最大流速が水面下に没し得ること、などが知られており、これを定量的にしっかり考慮するためには、三次元計算が不可欠である。しかし、計算量が膨大になることが明白であるため、本研究では、準三次元計算モデルの開発を行う。

なお、以下に示す基礎方程式の定式化に当たっては、Johannesson and Parker⁹⁾および Parker¹⁰⁾によるものを参考にし、原則としてそれらを用いている。

上記の分布関数の導入に伴い、流速の二成分 u, v は、式(5)のように定義される。

$$\bar{u}(\bar{s}, \bar{n}, \bar{z}) = \bar{u}(\bar{s}, \bar{n}) \cdot T(\zeta) \quad (5a)$$

$$\bar{v}(\bar{s}, \bar{n}, \bar{z}) = \bar{v}(\bar{s}, \bar{n}) \cdot T(\zeta) + \bar{v}(\bar{s}, \bar{n}, \bar{z}) \quad (5b)$$

$$\int_0^1 T(\zeta) \cdot d\zeta = 1; \quad \int_0^1 \bar{v}(\zeta) \cdot d\zeta = 0 \quad (5c)$$

以上の相似関数の導入に加え、本研究では次のような無次元化を行った。

$$(s, n, \zeta, t^*) \equiv (\bar{s}/\bar{B}_0, \bar{n}/\bar{B}_0, \bar{z}/\bar{h}_0, t\bar{U}_0/\bar{h}_0)$$

$$(\eta, h) \equiv (\bar{\eta}/\bar{h}_0, \bar{h}/\bar{h}_0)$$

$$(u, v, w) \equiv (\bar{u}/\bar{U}_0, \bar{v}/\bar{U}_0, \bar{w}/\bar{U}_0)$$

$$(\tau_s, \bar{p}_e, p_e) \equiv (\bar{\tau}_s/\rho\bar{U}_0^2, \bar{p}_e/\rho g\bar{h}_0, p_e/\rho g\bar{h}_0)$$

$$(q_{si}, q_{ni}, q_{sm0}) \equiv (\bar{q}_{si}/\bar{q}_{sm0}, \bar{q}_{ni}/\bar{q}_{sm0}, \bar{q}_{sm0}/\sqrt{RgD_{m0}^3})$$

$$(C, r_a, F_r, Re_t) \equiv (\bar{C}\bar{B}_0, \bar{h}_0/\bar{B}_0, \bar{U}_0/\sqrt{g\bar{h}_0}, \bar{U}_0\bar{h}_0/\bar{\nu}_i) \quad (6a)$$

ここに、 $\bar{U}_0, \bar{h}_0, \bar{B}_0, \bar{D}_{m0}$ は湾曲部の影響を受けない基本量 (Base Value) であり、ここでは、全領域にわたっての平均量とする。また、 \bar{q}_{si} および \bar{q}_{ni} は、単位掃流砂量ベクトルの s および n 方向成分であり、また、 \bar{q}_{sm0} は、Baseの状態での平均粒径の土砂のみ存在するとした場合の \bar{q}_s に相当する。 \bar{p}_e および p_e は、圧力の静水圧分布からのずれ、およびその断面平均値を表わす。河床せん断の流下方向成分 $\bar{\tau}_s$ および運動量拡散係数 $\bar{\nu}_i$ は、次式で与えることにする。

$$\bar{\tau}_s = \rho \cdot C_f \cdot \sqrt{u^2 + v^2} \cdot \bar{u}; \quad \bar{\nu}_i = 0.077 \cdot u^{*2} \cdot \bar{h} \quad (6b, c)$$

3. 流れの支配方程式

(1) 水深平均流速場の支配方程式

水深方向に平均化された運動量方程式および連続式 (いわゆる浅水方程式) は、無次元化された後、式(7)のように表わされる⁹⁾。

$$\begin{aligned} \bar{T}^2 \cdot \left[\frac{u}{1+nC} \cdot \frac{\partial u}{\partial s} + v \frac{\partial u}{\partial n} + \frac{Cuv}{1+nC} \right] \\ = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \frac{1}{1+nC} \cdot \left[\frac{\partial \eta}{\partial s} + \frac{\partial h}{\partial n} + \frac{\partial p_e}{\partial s} \right] + \frac{1}{F_r^2} \cdot \frac{I^*}{1+nC} \\ - \frac{1}{h} \cdot \left[\frac{\partial (uhT\bar{\nu})}{\partial n} + \frac{C}{1+nC} \cdot uhT\bar{\nu} \right] - \frac{C_f}{r_a} \cdot \frac{u}{h} \cdot \sqrt{u^2 + v^2} \\ + \frac{r_a}{Re_t} \cdot \frac{1}{h} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(h \frac{\partial u}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(h \frac{\partial u}{\partial n} \right) \right] \quad (7a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{T}^2 \cdot \left[\frac{u}{1+nC} \cdot \frac{\partial v}{\partial s} + v \frac{\partial v}{\partial n} - \frac{Cu^2}{1+nC} \right] \\ = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \frac{1}{1+nC} \cdot \left[\frac{\partial \eta}{\partial n} + \frac{\partial h}{\partial n} + \frac{\partial p_e}{\partial n} \right] - \frac{1}{1+nC} \cdot \frac{u}{h} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{\partial}{\partial s} (h\bar{T}\nu) - \frac{1}{h} \cdot \frac{\partial}{\partial n} (vh\bar{T}\nu) - \frac{1}{2h} \cdot \frac{\partial}{\partial n} (h\nu^2) - \frac{1}{r_a} \cdot \frac{1}{h} \\ & \cdot (\overline{v\nu\bar{T}} + \overline{w\nu}) + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \frac{1}{h} \cdot \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(h \frac{\partial \nu}{\partial s} \right) + \frac{\partial}{\partial n} \left(h \frac{\partial \nu}{\partial n} \right) \right] \\ & - \frac{1}{r_a R_{ei}} \cdot \frac{1}{h^2} \cdot [v\bar{T}(0) + \nu(0)] \dots\dots\dots (7b) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(hu)}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} [(1+nC) \cdot h\nu] = 0 \dots\dots\dots (7c)$$

ここに、式中の演算子“ $\bar{}$ ”および“ \cdot ”は、水深方向への平均化操作および ζ に関する微分操作を、それぞれ表わしている。

(2) 二次流の支配方程式

二次流を支配する方程式は、流れの中の任意点における運動量および体積の保存則である。式(8)に無次元化された保存方程式を示す⁹⁾。

$$\begin{aligned} & \frac{Tu}{1+nC} \cdot \left(T \frac{\partial v}{\partial s} + \frac{\partial v}{\partial s} \right) + \left[T^2 v \frac{\partial v}{\partial n} + T \left(v \frac{\partial v}{\partial n} + \nu \frac{\partial v}{\partial n} \right) \right. \\ & \left. + \nu \frac{\partial v}{\partial n} \right] + \frac{w}{r_a h} \left(v\bar{T} + \frac{\partial \nu}{\partial \zeta} \right) - \frac{Cu^2}{1+nC} \\ & = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \left[\frac{\partial \eta}{\partial n} + \frac{\partial h}{\partial h} + \frac{\partial \bar{p}_e}{\partial n} \right] + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left[\left(T \frac{\partial^2 v}{\partial s^2} \right) \right. \\ & \left. + \frac{\partial^2 \nu}{\partial s^2} \right] + \left(T \frac{\partial^2 v}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial n^2} \right) + \frac{1}{(r_a h)^2} \cdot \left(v\bar{T} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial \zeta^2} \right) \\ & \dots\dots\dots (8a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \frac{Tu}{1+nC} \cdot \frac{\partial w}{\partial s} + (Tv + \nu) \cdot \frac{\partial w}{\partial n} + \frac{w}{r_a h} \cdot \frac{\partial w}{\partial \zeta} \\ & = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \frac{1}{r_a h} \cdot \frac{\partial \bar{p}_e}{\partial \zeta} + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left[\frac{\partial^2 w}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 w}{\partial n^2} + \frac{1}{(r_a h)^2} \cdot \frac{\partial^2 w}{\partial \zeta^2} \right] \\ & \dots\dots\dots (8b) \end{aligned}$$

$$T \frac{\partial u}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} [(1+nC) \cdot (Tv + \nu)] + \frac{1+nC}{r_a h} \cdot \frac{\partial w}{\partial \zeta} = 0 \dots\dots\dots (8c)$$

4. 流砂の支配方程式

(1) 土砂の連続式

従来の蛇行河川に関する研究では、土砂の粒径を平均粒径で代表させ、それに対する土砂の連続式のみを考慮してきた。しかし、土砂の粒径の混合の度が大きくなると、河床表層の粒度分布の空間的变化が河床形状の予測に有為な差を生じる恐れがある。例えば、同一の水利条件の下、混合粒径の土砂と均一粒径の土砂を河床材料として実験を行なったところ、混合粒径の場合には、湾曲部外岸付近に生じる深掘れ部を粗い土砂が被うため、その洗掘深が均一粒径の場合より小さくなることが報告されている¹¹⁾。このように土砂の混合の効果が大きい場合には、全粒径に対する体積の保存則に加えて、個々の粒径階層*i*毎の保存則を考慮する必要がある。

本研究では、mm単位の粒径*D*を表わす指標として、

式(9)で定義される ϕ スケールを導入する。

$$D = 2^{-\phi} \dots\dots\dots (9)$$

さて、ここで、河床表層における土砂の収支を考える。まず、*L_a*を、混合層(交換層)厚と定義し、この層内にて掃流砂と表層の土砂との間の混合が行われるものとする。この混合層厚の評価に際しては、礫床河川の場合には表層土砂の90%粒径(*D₉₀*)程度の厚さを、砂床河川の場合には予想されるduneの波高の半分程度の厚さを、それぞれ取ることが多い。そこで、後者の場合には Nelson and Smith¹²⁾の関係式を用いる。

$$\bar{L}_a \approx (\bar{h}/5.5)/2 \dots\dots\dots (10)$$

流砂量ベクトルとしては、正味の流砂量ベクトル \bar{q}_{Ri} と、表層が*i*番目の粒径の土砂で完全に被われているとした場合の単位ベクトル \bar{q}_i とを考え、

$$\bar{q}_{Ri} \equiv p_i \times \bar{q}_i \dots\dots\dots (11)$$

のように定義する。式(11)に基づき、混合層内での*i*番目の粒径の土砂に対する連続式は、無次元化の後、

$$\begin{aligned} & L_a \cdot \frac{\partial p_i}{\partial t} + (p_i - F_i) \frac{\partial L_a}{\partial t} = F_i \frac{\partial}{\partial s} \left(\int_{-\infty}^{\infty} p_i q_{si} d\phi \right) - \frac{\partial}{\partial s} (p_i q_{si}) \\ & + F_i \frac{\partial}{\partial n} \left(\int_{-\infty}^{\infty} p_i q_{ni} d\phi \right) - \frac{\partial}{\partial n} (p_i q_{ni}) \dots\dots\dots (12) \end{aligned}$$

で表わされる¹⁰⁾。ここに、 λ_p は河床における土砂の空隙率であり、ここでは簡単のため一定値(=0.4)とした。また、*F_i*は、表層とそれ以下の河床貯留層との間にあるInterfaceにおける*i*番目の粒径砂の体積密度である。ここでは、*F_i*を表層での値*p_i*と貯留層での値*f_i*を用いて、式(13)のように定義する。

$$F_i = \begin{cases} f_i & \text{for } \partial \eta / \partial t < 0 \\ p_i & \text{for } \partial \eta / \partial t \geq 0 \end{cases} \dots\dots\dots (13)$$

なお、変数の性質として、式(14)が成り立つ。

$$\int_{-\infty}^{\infty} p_i(\phi) \cdot d\phi = \int_{-\infty}^{\infty} F_i(\phi) \cdot d\phi = \int_{-\infty}^{\infty} f_i(\phi) \cdot d\phi = 1 \dots\dots\dots (14)$$

式(14)を考慮して、式(12)を全粒径に対して積分すると、式(15)が導かれる。

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = -\frac{\partial L_a}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial s} \left(\int_{-\infty}^{\infty} p_i q_{si} d\phi \right) - \frac{\partial}{\partial n} \left(\int_{-\infty}^{\infty} p_i q_{ni} d\phi \right) \dots\dots\dots (15)$$

上記の式(12)および(15)が、ここで考慮すべき保存式である。なお、時間微分項を無次元化するに当たっては、擬似定常の仮定を用いており、式(4)で定義した*t**に対し、新たな無次元時間*t*(= $\alpha \cdot t^*$, $\alpha = \bar{q}_{sm0} / [(1-\lambda_p)\bar{B}_0\bar{U}_0]$)を導入している。また、本研究では、掃流砂のみを対象とした定式化を行い、浮遊砂の影響については考慮に入れていない。

(2) 掃流砂量式

河床が混合粒径の土砂で構成されている場合には、異なる粒径の土砂の間の「遮蔽効果」を考慮する必要があ

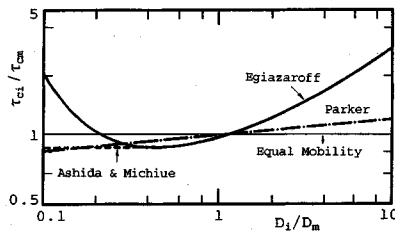


Fig.2 Some hiding functions.

る。これは、例えば、同一粒径河床上にある粒子は、露出の程度ゆえに、それよりも細かい粒径の粒子上にある場合より移動しにくいことを表わしている。この遮蔽の効果については、粒径による限界掃流力の変化を表わす係数 H_i ($\equiv \tau_{ci}/\tau_{cm}$) として、Egiazaroff¹³⁾らにより考慮されている。本研究では、芦田・道上らにより修正された Egiazaroff 式¹⁴⁾ (式 (16)) と Parker 式¹⁵⁾ (式 (17)) を適用することにし、両者の結果を比較することにより土砂の遮蔽の影響を検討する (Fig.2 参照)。なお、 H_i が粒径によらず 1 に等しい場合が、いわゆる等移動の仮説 (Equal mobility) が成立する状態であるが、この場合には、明らかにふるい分けは起こり得ない。

$$H_i = \begin{cases} \left[\frac{\log(19)}{\log(19 \cdot D_i/D_m)} \right]^2 \cdot (D_i/D_m); & D_i/D_m > 0.4 \\ 0.85; & D_i/D_m \leq 0.4 \end{cases} \quad (16)$$

$$H_i = (D_i/D_m)^{0.0951} \quad (17)$$

掃流砂量式については、均一粒径を対象として数多く提案されているが、一般に次式のように定式化される¹⁶⁾。

$$q^* \equiv \frac{\bar{q}}{\sqrt{RgD^3}} = G(\tau^*, \tau^*/\tau_c^*) \quad (18)$$

ここに、 G は τ^* と τ^*/τ_c^* の関数であり、 R は土砂の水中重量 ($= \rho_s/\rho - 1$) である。この関数を混合粒径の場合に拡張する場合には、上記の遮蔽係数を考慮して、均一粒径の場合の関数 G の中の τ^*/τ_c^* を

$$\chi_i \equiv \tau_i^*/\tau_{ci}^* \equiv (1/H_i) \cdot (\tau_m^*/\tau_{cm}^*) \quad (19a)$$

で置き換える必要がある。ここに、

$$(\tau_i^*, \tau_{ci}^*) \equiv (\tau_i, \tau_{ci}) / (\rho \cdot R \cdot g \cdot D_i) \quad (19b)$$

$$(\tau_m^*, \tau_{cm}^*) \equiv (\tau, \tau_c) / (\rho \cdot R \cdot g \cdot D_m) \quad (19c)$$

である。従って、単位流砂量ベクトルの大きさは、

$$|\bar{q}_i| = \sqrt{R \cdot g \cdot D_m^3} \times G(\tau_m^*, \chi_i) \quad (20)$$

で表わされる。また、横断方向に勾配がある河道における掃流砂量ベクトルの縦横断成分比は、一般に¹⁷⁾

$$\frac{\bar{q}_{ni}}{\bar{q}_{si}} \equiv \tan \delta \equiv \frac{\sin \theta_b - \beta_i \cdot \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{n}}}{\cos \theta_b - \beta_i \cdot \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{s}}} \quad (21)$$

で表わされる。ここに、 θ_b は、河床底面上での流速ベ

クトル (u_b, v_b) の流下方向に対する振れ角 ($= \arctan(v_b/u_b)$) を表わし、 β は、次式で定義される関数である。

$$\beta_i = \beta^* \cdot \chi_i^m \quad (22a)$$

上記の関数形については、土砂の Saltation 運動の解析を通じて検討されており、式中の β^* および m についても、従来のものと比較しつつ別論文¹⁷⁾にまとめられている。本研究では、Ikeda and Parker による式 (22b)、および Sekine and Parker による式 (22c) を適用する。

$$\beta^* \equiv \frac{1 + \alpha^* \mu_d}{\lambda^* \mu_d}, m \equiv 1/2; \beta^* \equiv 0.75, m \equiv 1/4 \quad (22b, c)$$

ここに、 α^* = 揚力係数の抗力係数に対する比 ($= C_L/C_D = 0.85$)、 μ_d = 動摩擦係数 ($= 0.43$) である。また、 λ^* は補正係数である。Zimmermann and Kennedy によって得られた一樣湾曲流路における平衡河床形状のデータを解析した Johannesson and Parker⁹⁾によると、 $\lambda^* = 1.19$ となることが示されている。そこで、この場合の β^* は 2.67 となる (この値を用いた式 (22b) を、以下では Johannesson and Parker 式と呼ぶ)。

さらに、ここで対象とする流れでは、砂州の前面の急勾配の部分を除けば、次のような仮定が成立する。

$$\cos \delta \approx \cos \theta_b \approx 1, \sin \delta \approx \sin \theta_b \approx \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{s}} \approx 0 \quad (23)$$

このような場合には、式 (20) および (21) は次のように単純化することができる。ここに、関数 G として Parker and Andrews⁵⁾の式を採用する。

$$\bar{q}_{si} \equiv |\bar{q}_i| = 11.2 \times \sqrt{R \cdot g \cdot D_m^3} \cdot (\tau_m^*)^{3/2} \cdot \left[1 - H_i \cdot \frac{\tau_{cm}^*}{\tau_m^*} \right]^{9/2} \quad (24)$$

$$\frac{\bar{q}_{ni}}{\bar{q}_{si}} = \tan \theta_b - \beta_i \cdot \frac{\partial \bar{\eta}}{\partial \bar{n}} \quad (25)$$

なお、有効掃流力を求める際には、Engelund and Hansen¹⁸⁾の方法を用い、河床波の影響を除去している。

5. 簡易線形モデル

本研究では、上記の非線形方程式の数値解を求めるほかに、以下に示すような線形化を行い、その結果として、線形近似解を求めることを考えた。

一般に、流路の中心曲率は、無次元の形で次式のように表わすことができる。

$$C(s) = \Psi_0 \cdot \sigma(s) \quad (26)$$

ここに、 Ψ_0 は、流路全域にわたっての最小曲率半径 \bar{r}_{\min} を用いて、 \bar{B}_0/\bar{r}_{\min} で表わされる。また、 $\sigma(s)$ は 1 のオーダーの値をとり、流下方向に変化する変数である。ここで、自然河川および実験水路の多くの場合には、 $\Psi_0 \ll 1$ の条件が満足されることが知られている。そこで、 Ψ_0 をパラメータとして、変数の摂動展開を行うと、

$$(u, v, w) \equiv (u_0, 0, 0) + \Psi_0(u_1, v_1, w_1)$$

$$\begin{aligned} (h, \eta, \hat{p}_e, w) &\equiv (1, \eta_r - I^* \times s, 0, 0) \\ &\quad + \Psi_0(h_1, \eta_1, \hat{p}_{e1}, p_{e1}) \\ (q_{si}, q_{ni}) &\equiv q_{s0i} \times [(1, 0) + \Psi_0 \cdot (q_{s1i}, q_{n1i})] \\ (p_i, F_i, f_i) &\equiv p_{0i} \times (1, 1, 1) + \Psi_0 \cdot (p_{1i}, F_{1i}, f_{1i}) \\ &\dots\dots\dots (27) \end{aligned}$$

のようになる。ここに、 η_r =上流端における基準河床高、 $I^*=I_0/r_a$ (I_0 =平均水面勾配)。

そこで、式(27)で表わされる関係を、前節までに示した方程式群に導入し、 Ψ_0 の0次(0(1))および1次(0(Ψ_0))のオーダーの関係式を求めることにする。

まず、0次のオーダーの関係式は、流下方向への運動量式(式(7a))および土砂の連続式(式(11))から、式(28)のようになる。

$$\frac{I^*}{F_r^2} \frac{C_{r0}}{r_a} u_0^2 + \frac{r_a}{R_{ei}} \frac{\partial^2 u_0}{\partial n^2} = 0; \frac{\partial}{\partial s} (p_{0i} \cdot q_{s0i}) = 0 \dots (28a, b)$$

$$q_{s0i} = 11.2 \times (\tau_{m0}^*)^{3/2} \cdot \left[1 - H_i \cdot \frac{\tau_{cm0}^*}{\tau_{m0}^*} \right]^{3/2} \dots\dots\dots (28c)$$

また、1次のオーダーの関係式は、以下の式(29)から式(35)のように求められる。

水深平均流速場の支配方程式

$$\begin{aligned} \bar{T}^2 \cdot \left(u_0 \cdot \frac{\partial u_1}{\partial s} + v_1 \cdot \frac{\partial u_0}{\partial n} \right) + \frac{\partial}{\partial n} (u_0 \cdot \bar{T}v_1) \\ = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \left(\frac{\partial \eta_1}{\partial s} + \frac{\partial h_1}{\partial s} + \frac{\partial p_{e1}}{\partial s} \right) \\ + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left[\frac{\partial^2 u_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 u_1}{\partial n^2} + \frac{\partial}{\partial n} \left(h_1 \cdot \frac{\partial u_0}{\partial n} \right) \right] \\ - \frac{C_{r0}}{r_a} \cdot \{ 2u_0 u_1 - (5\sqrt{C_{r0}} + 1) u_0^2 h_1 + n\sigma \} \dots (29a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \bar{T}^2 \cdot u_0 \cdot \frac{\partial v_1}{\partial s} + u_0 \cdot \frac{\partial \bar{T}v_1}{\partial s} - \sigma \cdot u_0^2 \\ = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \left(\frac{\partial \eta_1}{\partial n} + \frac{\partial h_1}{\partial n} + \frac{\partial p_{e1}}{\partial n} \right) \\ + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial n^2} \right) - \frac{1}{r_a \cdot R_{ei}} \cdot [\bar{T}(0)v_1 + \bar{v}(0)] \\ \dots\dots\dots (29b) \end{aligned}$$

$$\frac{\partial u_1}{\partial s} + u_0 \frac{\partial h_1}{\partial s} + \frac{\partial v_1}{\partial n} = 0 \dots\dots\dots (29c)$$

局所的な運動量・体積保存式

$$\begin{aligned} T^2 \cdot \left(u_0 \cdot \frac{\partial v_1}{\partial s} - \sigma \cdot u_0^2 \right) + T \cdot u_0 \cdot \frac{\partial v_1}{\partial s} \\ = -\frac{1}{F_r^2} \cdot \left(\frac{\partial \eta_1}{\partial n} + \frac{\partial h_1}{\partial n} + \frac{\partial p_{e1}}{\partial n} \right) + \frac{1}{R_{ei} \cdot r_a} \cdot (\bar{T}v_1 + \bar{v}_1) \\ + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left[T \cdot \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial n^2} \right) + \left(\frac{\partial^2 v_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial n^2} \right) \right] \\ \dots\dots\dots (30a) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T \cdot u_0 \cdot \frac{\partial w_1}{\partial s} = -\frac{1}{r_a \cdot F_r^2} \cdot \frac{\partial \hat{p}_{e1}}{\partial \xi} + \frac{1}{R_{ei} \cdot r_a} \cdot \frac{\partial^2 w_1}{\partial \xi^2} \\ + \frac{r_a}{R_{ei}} \cdot \left(\frac{\partial^2 w_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 w_1}{\partial n^2} \right) \dots\dots\dots (30b) \end{aligned}$$

$$T \cdot \frac{\partial u_1}{\partial s} + \frac{\partial}{\partial n} (Tv_1 + v_1) + \frac{1}{r_a} \cdot \frac{\partial w_1}{\partial \xi} = 0 \dots\dots\dots (30c)$$

ここで、次のように定義される変数 Ψ および Φ を導入すると、式(30)の解法が容易となる。

$$v_1 = \frac{1}{r_a} \cdot \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right); w_1 = \frac{\partial \Psi}{\partial n} + \frac{\partial \Phi}{\partial n} \dots\dots\dots (31a, b)$$

ここに、 Ψ は一種の流れ関数であり、式(32)で定義されるダミー変数 Φ を考慮することにより、式(30c)の連続式が満足される。

$$\frac{\partial \Phi}{\partial n} = \frac{r_a}{2} \cdot \frac{\partial h_1}{\partial s} \cdot \int T \cdot d\xi; \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} = \frac{r_a}{2} \cdot T \cdot \int \frac{\partial h_1}{\partial s} \cdot dn \quad (32a, b)$$

式(31)を式(30a), (30b)に代入し、圧力の項を消去すると、“Bi-Harmonic Equation”と呼ばれる次式が導かれる。

$$\begin{aligned} \frac{\partial^4 \Psi}{\partial n^4} + \frac{\partial^4 \Psi}{\partial^2 n \cdot \partial^2 \xi} + \frac{\partial^4 \Psi}{\partial \xi^4} = \frac{\partial^4 \Phi}{\partial \xi^4} - \frac{\partial^4 \Phi}{\partial n^4} \\ + \frac{\bar{T}}{r_a} \cdot \left[\frac{\partial^2 v_1}{\partial s^2} + \frac{\partial^2 v_1}{\partial n^2} + \frac{2R_{ei}T}{r_a} \cdot \left(\sigma \cdot u_0^2 - u_0 \cdot \frac{\partial v_1}{\partial s} \right) \right] \\ + \frac{R_{ei}}{r_a} \cdot \bar{T} \cdot u_0 \cdot \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} - \frac{\partial \Phi}{\partial \xi} \right) \\ + \frac{R_{ei}}{r_a} \cdot T \cdot u_0 \cdot \left[\frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial^2 \Psi}{\partial n^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \xi^2} \right) + \frac{\partial}{\partial s} \left(\frac{\partial^2 \Phi}{\partial n^2} - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \xi^2} \right) \right] \\ \dots\dots\dots (33) \end{aligned}$$

ここに、 $\xi = \zeta \cdot r_a$ である。従って、式(33)を式(32a, b)を用いて Ψ について解き、式(31a, b)の関係から二次流成分 v_1 ならびに w_1 が、さらに式(30b) (あるいは式(30a))より \hat{p}_{e1} および p_{e1} が求められる。

土砂の保存式

$$L_{a0} \frac{\partial p_{1i}}{\partial t} = -\Gamma_i + p_{0i} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_i \cdot d\phi \dots\dots\dots (34a)$$

$$\frac{\partial \eta_1}{\partial t} = -\frac{\partial L_{a1}}{\partial t} + \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma_i \cdot d\phi \dots\dots\dots (34b)$$

ここに、

$$\Gamma_i \equiv p_{0i} \cdot \left[\frac{\partial q_{s1i}}{\partial s} + \frac{\partial q_{n1i}}{\partial n} \right] + q_{s0i} \cdot \frac{\partial p_{1i}}{\partial s}$$

$$q_{s1i} = \frac{3}{2} \cdot \left[1 - \frac{3}{1 - \chi_i} \right] \times \tau_1$$

$$q_{n1i} = \left[v_1 + \frac{v_1(0)}{T(0)} \right] - r_a \cdot \beta_{0i} \cdot \frac{\partial \eta_1}{\partial n}$$

$$\tau_1 = 2 \cdot u_1 - 5 \cdot \sqrt{C_{r0}} \cdot h_1$$

$$\beta_{0i} = \beta^* \cdot (\tau_{m0}^* / \tau_{cm0}^*)^{-m}; \quad \tau_{m0}^* = \tau_0 / (\rho R g D_{m0}) \dots\dots\dots (35)$$

6. 支配方程式による SEDIMENT SORTING の解析

(1) 計算の概要

本研究では、非線形方程式 (式 (7), (8), (12), (15)) および線形方程式 (式 (29)~(34)) を数値解法し、それぞれの実現象への適合性について検討する。

方程式の解法の概略は以下の通りである。

まず、流れ場に関する線形方程式は、

$$[M]\{x\} = \{a\} \dots \dots \dots (36 a)$$

の形に書き換えられ、これを解くことにより解を求めた。ここに、 $[M]$ は係数行列、 $\{x\}$ は求めるべき変数ベクトルであり、 $\{a\}$ は既知量ベクトルである。なお、行列の大きさをできるだけ小さくするため、方程式群を二分し、水深と平均流速に対して、二次流に対して、それぞれ式 (36 a) の形の式をたて、その各々を交互に解く繰り返し計算により解を求めている。

次に、非線形解を求める場合には、解を $x_N = x_0 + x_d$ のように書き換え、次のように扱った。すなわち、式 (7)

$$a) \text{ 中の非線形項は、例えば、 } u \frac{\partial u}{\partial s} = u_0 \frac{\partial u_d}{\partial s} + u_d \frac{\partial u_d}{\partial s} \text{ の}$$

ように展開でき、その第一項は式(29 a) 中の線形項となることから、 x_d に関する非線形方程式は、式 (36 a) と同一の行列を用いて、式 (36 b) のように表される。

$$[M]\{x_d\} = \{a\} + \{Nonlinear Effect\} \dots \dots \dots (36 b)$$

ここに、右辺第二項は、 $u_d \frac{\partial u_d}{\partial s}$ のような非線形性を表す項によりつくられるベクトルで、その大きさは繰り返し計算の1ステップ前の値を用いて評価した。この方法は、線形解が非線形解の良い近似解になることに基づいており、結果として比較的速く収束解が求められた。

なお、河床変動およびふるい分けについては、通常の方法で計算した。

計算の手順としては、任意時間における速度成分および水深の計算の後、微小時間後の河床形状および粒度分布を計算し、これを繰り返すことにより、河床形状 η およびその表層粒度分布 p_i が流路全域にわたって平衡状態に達するまで計算を繰り返した。平衡状態に達したか否かの判定には、各変数 x に対し $|\delta x|/Mean[x] < \epsilon$ なる基準を用いている。ここに、 $|\delta x|$ および $Mean[x]$ は、単位時間ステップ間の x の変化量の絶対値および平均値であり、限界値 ϵ を 0.0001 とした。

境界条件としては、次のように設定した。まず、流路底面上では u および v に対して、側壁上では u および w に対して、Slip Velocity を許し、また、壁面を透過する水流および流砂量は無いものとする。水面では $\partial v / \partial z = w = 0$ が満足される。また、湾曲流路の入口および出口条件は、次の通りである。一様湾曲流路の場合

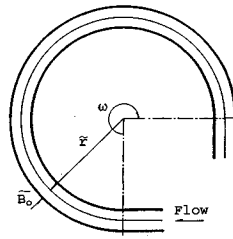


Fig.3 Plan view of uniformly curved bend

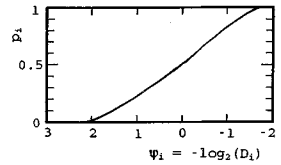


Fig.4 Sediment size distribution used by Ikeda (1986).

には、入口および出口に直線流路が接続しているものとした。Sinuous Channel の場合には Cyclic Boundary Condition を採用し、出口での値を次の時間ステップでの計算の入口条件として与えることにした。

初期条件としては、空間的に同一の粒度分布をもち、平坦河床であるとした。なお、側壁は時間に依らず鉛直固定壁とし、流路変動については考えない。

なお、方程式の離散化の際には有限差分法を用い、時間微分項は前進差分、流下方向微分項は後進差分、流路横断方向微分項は中心差分で、それぞれを離散化した。

(2) 一様湾曲流路における土砂のふるい分け

一様湾曲流路とは、Fig.3 に示す流路中心軸の曲率半径が一定である流路をさす。この流路の場合には曲率の変化がないために、流れおよび河床形状が、その曲率に対応し、しかも十分発達した平衡状態に達することが可能である。こうした流路は自然界には存在しないが、ここで起こる現象を解析することは、現象の本質を知る上で重要である。

ここでは、池田ら²⁾が 270° の湾曲部をもった水路 (中心曲率半径: $\bar{r}_0 = 120$ (cm), 水路半幅: $\bar{B}_0 = 15$ (cm)) 内で行った実験と同一の条件下で計算を行い、数値計算の妥当性の検証を行うとともに、ふるい分けのメカニズムについての検討を加える。

水理量および河床構成材料に関する条件は以下の通りである。流量: $Q_w = 4.5$ (l/s), 縦断面水面勾配: $I_0 = 1/350$, 平均水深: $\bar{h}_0 = 4.30$ (cm), 断面平均流速: $\bar{U}_0 = 35.2$ (cm/s), 平均粒径: $D_{m0} = 0.95$ (mm), 比重: $\sigma_s = 2.65$ (粒度分布は Fig.4 参照)。

本計算では、Fig.4 に示す粒度分布を ϕ スケールによって四分割し、その個々について保存則を考慮する。

計算により求めた主流速ベクトル図、および水深と河床表層の平均粒径の等値線図を Fig.5 に示す。同図 (a), (b) より明らかなように、流速および河床形状は 180° 程度の流下距離でほぼ平衡状態に達していることがわかる。そこで、実測結果として報告されている平衡状態における上記 3 量の横断方向分布と、225° における計算結果とを比較したものが Fig.6 である。この図より、予測値は実測値とかなりよく一致することがわかる。但し、

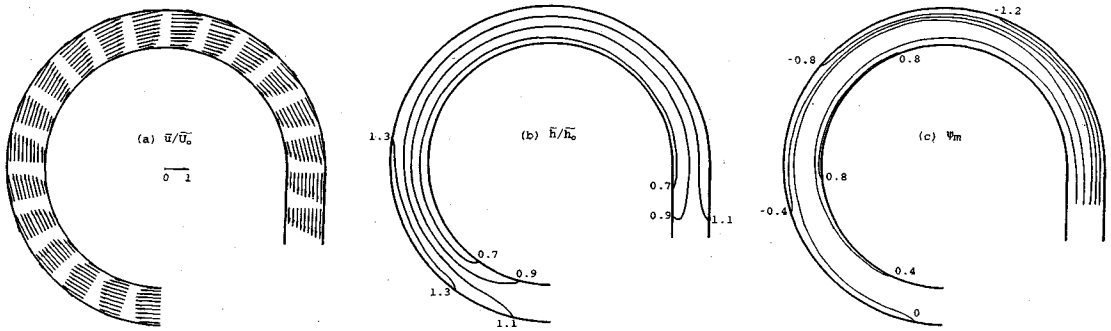


Fig.5 Predicted results ; (a) depth averaged velocity vector, (b) contour map of water depth, (c) contour map of sediment mean size in a surface layer.

Fig.5 (c) より明らかなように、河床表層の粒度分布については、270°程度では平衡状態に到達していない恐れがある。これは、流体と土砂粒子の、流路曲率の変化に対する応答性の違いによるものと考えられる。すなわち、上記の応答性は、流砂量の流量に対する比とも関連し、この比が1よりかなり小さい（この条件下では 10^{-4} のオーダーである）ことから考えると、土砂の移動まで同時に平衡状態に達し得る、と考えるほうが理論的に無理があると考えられる。従って、Fig.5(c)で示された平均粒径の分布は、流路の曲率に十分対応した、完全にふるい分けられた状態での分布と言うよりも、流れが平衡状態に達した直後の過渡的な分布と考えるべきである。

それでは、この流路の曲率に対応する、完全にふるい分けられた (Pure Sorting) の状態に達するまでにはどの程度の流下距離が必要であろうか。この疑問に答えるため、次のような仮想の数値実験を行った。すなわち、河床構成材料として、大小二粒径の土砂 ($D_1=0.707$ (mm), $D_2=1.414$ (mm)) が50%ずつ混合されたものを想定し、しかも、湾曲部分が無限回転連続するものとする。土砂の平均粒径を含め、その他の流路形状および水理条件は、池田らの実験のものと同じである。計算結果は、Fig.7に示す通りである。図の縦軸は、大粒径砂の表層における含有率を表わし、その初期値は横断方向の座標によらず50%である。同図より、表層の粗粒化・細粒化は、両側岸近傍から始まり、段波が伝播するように、水路中央部へと進行していくことがわかる。また、最終的には、粗粒分が外岸側の水路半幅表層を、細粒分が内岸側を、それぞれおおい、平衡状態に至ることがわかる。この状態こそが池田らのいう“Pure Sorting”である。しかし、ふるい分けが水路中央部までいたる速度は、前記の推測通り極めて遅く、最終状態に達するまでにほぼ7回転を要することがわかった。このことは、池田らの“Pure Sorting”を想定したモデルを、実河川に適用するには限界があることを示唆している。

(3) SINUOUS CHANNEL における土砂のふるい分け

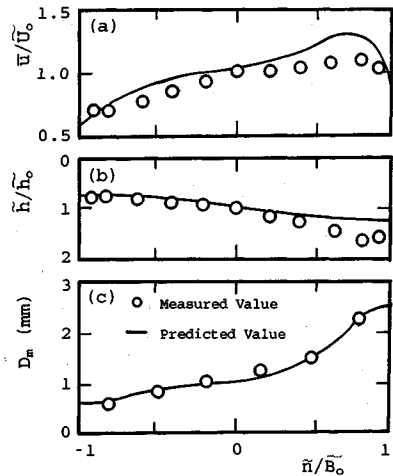


Fig.6 Comparison between a measured value by Ikeda (1986) and a predicted value.

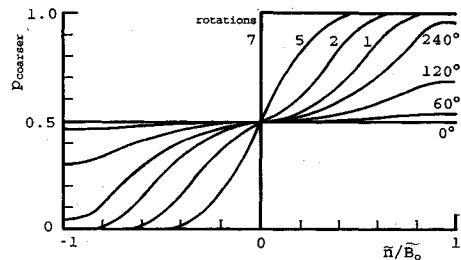


Fig.7 Predicted containing percentage of the coarser sediment $p_{coarser}$ in a surface layer as a result of ideal computation.

流路中心軸が Sine-Generated Curve で近似できる河川の典型として、Muddy Creek を例にとり、Sinuous Channel における土砂のふるい分けについて検討する。

主な水理条件および河道特性量は以下に示す通りである¹⁾。 $\bar{\lambda}_0=50.4$ (m), $\bar{B}_0=2.4$ (m), $\theta_0=69.3$ (deg.), $\bar{h}_0=0.40$ (m), $\bar{U}_0=0.573$ (m/sec), $I_0=1.4 \times 10^{-4}$ である。土砂の平均粒径は、 $D_{m0}=0.70$ (mm) であり、その粒度分布を、実測の情報に基づき Fig.8 のように与えた。なお、計算では、分布を ϕ スケールにより5つに分割し、それぞれの連続条件を考慮する。

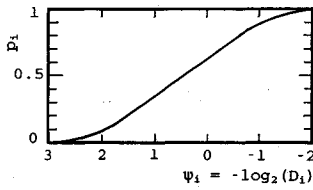


Fig.8 Sediment size distribution in Muddy Creek.

まず、河床形状・水深平均の流速ベクトル・底面せん断力・掃流砂量およびその平均粒径の予測結果を Fig.9 (a)~(e) に示す。Fig.9 (e) では、任意点の平衡状態での掃流砂の平均粒径 D_{bm} と、初期河床での値 D_{bmo} との差を表す無次元量 $\phi_m - \phi_{m0}$ ($= -\log_2(D_{bm}/D_{bmo})$) を取っており、その負の値は粗粒化していることを表わしている。ただし、Fig.9 に示す結果は、その流路形状に対する周期的かつ定常・平衡な解であることに注意を要する。

以上の Fig.9 より、次のことがわかる。すなわち、湾曲部内岸付近には、砂州が形成され、その対岸付近には深掘れ部が生じている。また、断面内最大流速は、湾曲部曲頂付近で、内岸側から外岸側へとシフトし、深掘れ部近傍で加速、砂州上で減速すること、これが、二次流による運動量輸送の結果であること、などがわかる。また、土砂の粗粒化・細粒化は、側壁近傍の領域に限られ、深掘れ部で粗粒化、砂州の背面上で細粒化している。ただし、土砂移動の、流路曲率の変化に対する応答遅れゆえに、最深部で最も粗粒化するわけではなく、下流側にずれることがわかる。なお、Sinuous Channel において生じるふるい分けは、曲率の変化ゆえに、一樣湾曲流路における過渡的な状態にある断面（回転角 ω の小さい断面）での結果に相当し、流路中央部までは十分ふるい分けられないことが示された。

一方、Fig.10 では、実測結果と計算結果との比較を行っている。図中の実線が予測値であり、白丸あるいは折れ線が実測値である。また、鉛直に引かれた細破線は、計算で想定された鉛直側壁を表わしている。図中に示された数字は、Dietrich and Smith により付けられた測線番号を表わす。この図より、予測による細粒化が実測値ほど顕著でないものの、計算値は実測値と比較的によく一致していることがわかる。

また、上記と同様の計算を、Fig.8 の分布の平均粒径に等しい均一砂を想定して行い、Fig.9 で最大深掘れが予測された断面（測線 20）での洗掘深の値を比較したところ、均一砂の場合には混合砂の場合よりほぼ 10% 過大評価されることがわかった。このことは、工学的に見れば安全側の予測であり、有為な差とは言い切れないが、さらに広い粒度分布を有する河道の場合には、この差がさらに大きくなると予想されるので、注意を要する。

(4) 諸関数が土砂のふるい分けに及ぼす影響

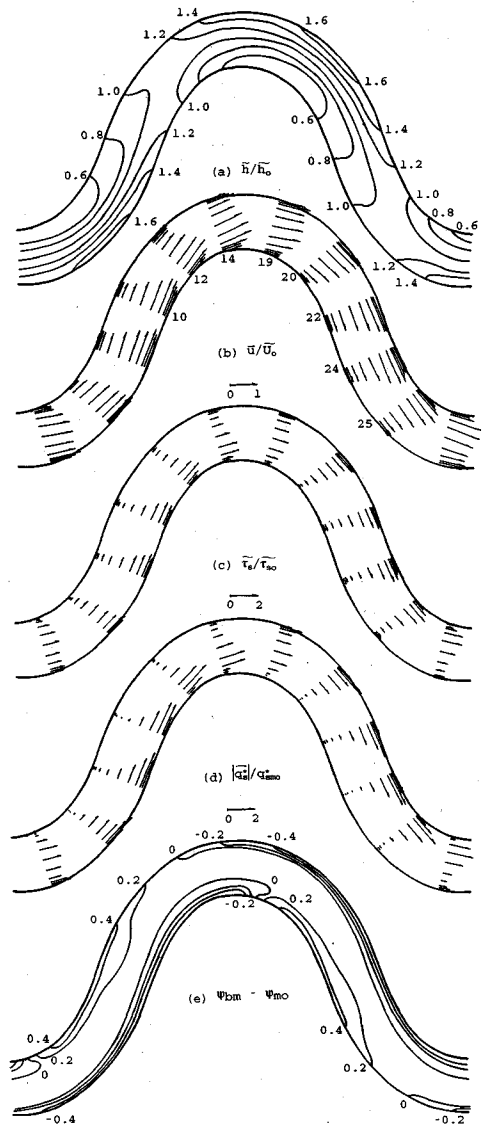


Fig.9 Predicted results in Muddy Creek.

本モデル中で導入した諸関数のうち、遮蔽係数 H_i と縦横断方向流砂量比を表わす式中の関数 β_i が、土砂のふるい分けに及ぼす影響を、それぞれ検討する。なお、前節までの計算では、 H_i として修正 Egiazaroff 式を、 β_i として Johannesson and Parker の式を用いている（これを以下では Original Case と呼ぶ）。

まず、Case A としては、遮蔽係数 H_i として、修正 Egiazaroff 式よりも Equal Mobility に近い Parker の式 (17) を用いた場合について検討する。Case B としては、関数 β_i として Sekine and Parker の関係式 (22) を用いる。なお、いずれの場合も、上記以外のパラメータは Original Case と同一のものを使った。数値模擬により得られた結果のうち、断面 24 における掃流砂の平均粒径の分布を一例として Fig.11 に示す。これより、

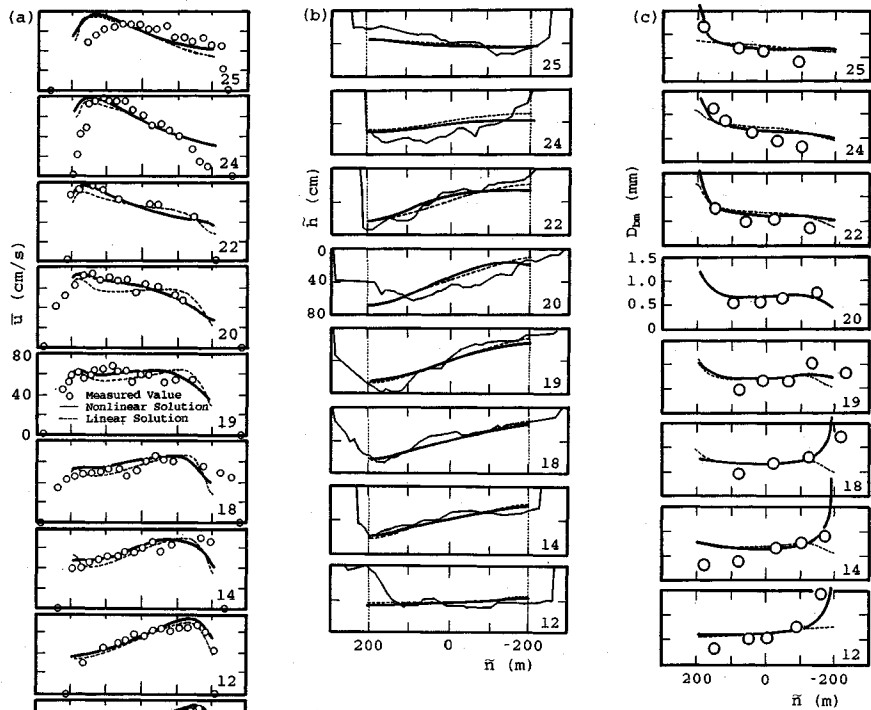


Fig.10 Direct comparison between a measured result in Muddy Creek (Dietrich and Smith, 1984) and predicted one. The solid or the dotted line denote a nonlinear or a linear solution, respectively. The circle denotes a measured value ; (a) primary velocity \bar{u} (cm/s), (b) water depth \bar{h} (cm), (c) sediment mean size of bedload \bar{D}_{bm} (mm).

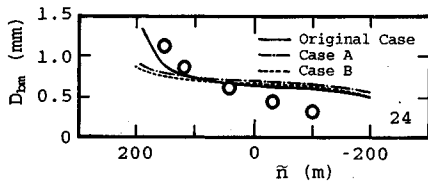


Fig.11 Comparison among the predicted results with different functions ; (a) Original case, (b) Case A, (c) Case B.

いずれの場合にも、定性的にはふるい分けが起こっているものの、きわめて弱く現われているに過ぎないことがわかる。これは、土砂の遮蔽効果がふるい分けに及ぼす影響がきわめて強いことを示している。すなわち、式(25)より、遮蔽係数 H_i が Equil Mobility に近いほど、また、式 (22 a) 中のべき数 m が 0 に近いほど、粒径変化に伴う β_i の変化が小さくなり、横断方向への重力の効き方が粒径に依らなくなる傾向にある。従って、こうした場合には、各粒径毎の掃流砂としての移動方向角の差異が減少し、その結果として、ふるい分けが抑制されるものと考えられる。

(5) 線形解とその適用性

ここでは、計算の簡易化、計算時間の短縮化をめざして、線形化した方程式 (28), (29), (33), (34) を解き、その解の適合性を検討する。

Muddy Creek を対象として算出された線形解の一例

を Fig.10 に破線で示す。これと同図中の非線形解である実線とを比較することにより、側壁近傍を除き、両者が極めてよく一致していることがわかる。このことは、線形解が非線形解の精度よい近似解となることを示唆するものとする。なお、この計算に要する時間は、非線形解を求める場合のほぼ 1/10 に過ぎない。

7. おわりに

本研究では、蛇行河川における土砂のふるい分けのメカニズムを明らかにすることを目的として、これを予測する数値計算モデルを開発した。本モデルは、主流速の鉛直分布を相似関数で近似する、いわば 2.5 次元のモデルであり、関係する支配方程式をすべて考慮している、という点で、最初の完結したふるい分けモデルであると考えられる。本論により明らかになった主な結論は、以下の通りである。

- (1) 一樣湾曲流路に関する数値実験より、表層土砂の粗粒化・細粒化が両側壁付近から発達し始め、段波の進行のように流路中央部まで及ぶことが明らかになった。また、その進行速度はきわめて遅く、最終状態に達するまでに要する距離は、流速の場合の 180° 前後に対して、粒度分布の場合には 7 回転にも及ぶことがわかった。このことは、実河川あるいは実験水路では“Pure Sorting”

が厳密には生じ得ないことを表わしている。

(2) Muddy Creek を解析の一例として、流路中心軸が Sine-Generated Curve で表わされる河道における土砂のふるい分けに関する検討を行った。その結果として、このような流路における粗粒化・細粒化が、側壁近傍の狭い領域に限られることがわかった。これは、一様湾曲流路における回転角の小さい場合におけるふるい分けの状態に対応している。

(3) モデル中で採用している諸関数がふるい分けに及ぼす影響を明らかにした。

(4) 支配方程式を線形化することにより簡素化し、それを解くことによって線形近似解を求めた。これを非線形解とを比較したところ、線形解を非線形解の近似値と見なしても、予測精度があまり落ちないことがわかった。従って、将来さらに複雑な条件を考慮しなければならない場合には、本論で示した簡易な線形解析程度で十分であると考えられる。

本研究の大半は、著者が University of Minnesota に滞在している折になされたものであり、Gary Parker 教授には、現象自身の紹介から支配方程式の定式化に至るまで、数々のご教示を受けた。これは、本研究を遂行する上での原動力となるものであった。ここに、深甚の謝意を表する次第である。また、本論文の取りまとめは、著者が、科学技術庁科学技術特別研究員として、建設省土木研究所に嘱任中になされた。その際、同研究所河川研究室の山本晃一室長をはじめ、研究員の方々には公私共にお世話戴いた。ここに記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) Dietrich, W.E. and Smith, J.D. : Bedload Transport in a River Meander, *Water Resources Research*, Vol.20, No.10, pp.1355~1380, 1984.
- 2) 池田駿介・山坂昌成・千代田将明：混合砂礫床一様湾曲流路の平衡横断形状と Sorting について，土木学会論文集，第 375 号／II-6，pp.151~160，1986。
- 3) Parker, G. and Andrews, E.G. : Sorting of Bedload Sediment by Flow in Meander Bend, *Water Resources Research*, Vol.21, No.9, pp.1361~1373, 1985.
- 4) Odgaard, A.J. : Bed Characteristics in Alluvial Channel Bend, *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, Vol.108, pp.1268~1281, 1982.
- 5) Bridge, J.S. and Jarvis, J. : The Dynamics of a River Bend : Study in Flow and Sedimentary Processes, *Sedimentology*, Vol.29, pp.499~541, 1982.
- 6) 芦田和男・江頭進治・劉 柄義・梅本正樹：蛇行河川における Sorting 現象および平衡河床形状に関する研究，京都大学防災研究所年報，第 33 号 B-2，pp.261~279，1990。
- 7) Langbein, W.B. and Leopold, L.B. : River Meanders Theory of Minimum Variance, Professional Paper 422-H, U.S. Geological Survey, 1966.
- 8) Engelund, F. : Flow and Bed Topography in Channel Bends, *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, Vol.107, pp.1677~1694, 1974.
- 9) Johannesson, H. and Parker, G. : Secondary Flow in a Mildly Sinuous Channel, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.115, No.3, pp.289~308, 1989.
- 10) Parker, G. : Selective Sorting and Abrasion of River Gravel : Theory, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, 117, No.2, pp.131~149, 1991.
- 11) 例えば，酒寄建之・池田駿介・山坂昌成・田中慎一：混合砂床蛇行河川における平衡河床形状と粒度分布，土木学会第 41 回年次学術講演会，1986。
- 12) Nelson, J.M. and Smith, J.D. : Flow in Meandering Channels with Natural Topography, *Water Resources Monograph* 12, AGU, pp.69~102, 1989.
- 13) Egiazaroff, I.V. : Calculation of Nonuniform Sediment Concentration, *Journal of Hydraulic Division, ASCE*, Vol.91, pp.225~247, 1981.
- 14) 芦田和男・道上正規：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.59~69，1972。
- 15) Parker, G. : Surface-based Bedload Transport Relation for Gravel Rivers, *Journal of Hydraulic Research, IAHR*, Vol.28, No.4, pp.417~436, 1991.
- 16) Sekine, M. and Kikkawa, H. : Mechanics of Saltating Grain, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.118, No.4, pp.536~558, 1992.
- 17) Sekine, M. and Parker, G. : Bedload Transport on a Transverse Slope, *Journal of Hydraulic Engineering, ASCE*, Vol.118, No.4, pp.523~535, 1992.
- 18) Engelund, F. and Hansen, E.D. : A Monograph on Sediment Transport on Alluvial Streams. Copenhagen, Teknisk Forlag, 1967.

(1992. 4. 30 受付)

SEDIMENT SORTING IN MEANDERING RIVERS

Masato SEKINE

In meandering rivers, a sediment size distribution on a bed, as well as a flow field and a bed configuration, varies systematically in both a streamwise and a lateral direction due to a relatively strong secondary current. In order to clarify the mechanism of the "sediment sorting", the numerical model was constructed with no correction coefficients and a least assumption. The validity of this model was confirmed by comparing the predicted results with the measured ones obtained in a laboratory flume and a natural river. Sediment sorting is found to originate from the region near the side wall and to proceed into a central portion with an extremely low speed.