

# 側岸部植生帯が流れ及び粒子態物質の輸送に及ぼす影響

池田駿介\*・太田賢一\*\*・長谷川洋\*\*\*

河川に植生帯が存在する場合の横断方向の渦動粘性係数、植生帯境界に作用する剪断力、植生の存在による水位上昇量、及び植生帯内の土砂堆積速度を見積る式を提案した。土砂堆積に関する実験を行い、上記理論の妥当性を確かめると共に、水制を設置すると水制と植生の協同により植生帯に発生する水平渦の構造が変化し、水面変動が増大して横断方向拡散能が変化し浮遊砂などの物質の搬入量が増大することが示された。

**Keywords :** bank vegetation, eddy viscosity, groins, lateral diffusion, suspended sediment

## 1. 序 論

近年、河川に生える樹木、アシ等の植生が持つ環境保全機能が認識されつつある。植生は、動物の生息場所を与えたり、流水の流速を減少させることにより粒子態の物質を沈澱・堆積させ、更にこれらの沈澱した物質中に含まれる窒素やリン（リンは特に土粒子によく吸着し、浮遊土砂濃度とリン濃度の間には強い相関関係があることが知られている）などの栄養塩を吸収することにより、浄化機能を有している。一方、よく知られているように本邦河川では、河状係数が大きく、大きな洪水被害が発生しやすい。植生は、前述のように付近の流速を減少させるので、移動床面に作用する流水のせん断力を減少させ、河道を浸食から守り安定化させる働きを有するが<sup>1)</sup>、一方で、抵抗増加を誘起し、洪水の流下を阻害するという一面も持っている<sup>2)</sup>。従って、植生を有する河道の設計に当たっては、これらの植生が有している水理機能を十分に把握しておく必要がある。

著者らは既に、全幅にわたって横断方向拡散係数  $\epsilon_y$  を一定として河岸付近に水没しない植生が存在する場合の流速分布や浮遊している土砂などの濃度分布に関する理論式を提案した。さらに、実験を行うことによって、これらの分布式を実測分布に当てはめ、実測分布をよく表しうることを示すと同時に、横断方向への運動量及び物質拡散係数を同定した<sup>3)</sup>。このような植生境界で主流の速度分布が有している変曲点のために流れが不安定となり、周期渦が発生することを示し、この発生周期を Rayleigh 方程式を用いた不安定解析により明らかにした<sup>4)</sup>。又、 $\epsilon_y/u_*D$  が底面摩擦による抵抗係数  $C_f$  と植生

パラメータ  $\chi$  の関数となることを示した<sup>4)</sup>。ここに、 $u_*$  = 摩擦速度、 $D$  = 水深、 $\chi = C_f a D / 2 C_f$ 、 $C_f$  = 植生の抗力係数、 $a = d / (2 l_x l_y)$ 、 $d$  = 植生の直径、 $l_x$ 、 $l_y$  = 流下及び横断方向の植生の間隔である。

本論文ではこれらの結果を基に、植生帯境界に働く剪断力や植生領域外の流水に作用する合抵抗係数を求める。さらに植生帯の抗力抵抗による水位上昇量を求める。又、植生帯内への土砂堆積量を求める方法を提案し、あわせて土砂堆積に関する実験を行う。土砂輸送が十分ある実河川では水制を設置すると、水制間にかワヤナギ等が生え、これにより土砂堆積が益々増加するという現象が発生していると考えられる。本研究ではこのような水制の設置により、植生帯に発生する周期渦の変化やそれに伴う土砂堆積の変化についても実験による検討を行う。

## 2. 植生帯境界に作用する剪断力

著者ら<sup>4)</sup>は既に、流速差を持つ自由乱流に関する Prandtl の仮説から  $\epsilon_y = \gamma \delta_{dis} (\bar{u}_\infty - \bar{u}_{p,\infty})$  を用いて、横断方向拡散係数について以下の式を導いている。ここに、 $\gamma$  = 比例定数、 $\delta_{dis}$  = 横断方向流速分布の排除厚さ、 $\bar{u}_\infty$  = 植生域から十分に離れた地点における水深平均流速、 $\bar{u}_{p,\infty}$  = 植生領域内に十分入った地点における水深平均流速 (=  $\bar{u}_\infty / (1 + \chi)^{1/2}$ ) である。

$$\epsilon_y = \gamma^2 (1 - J)^2 (1 + J)^4 u_{*o} D / 2 C_f^5 \dots \dots \dots (1)$$

ここに、 $C_f = (u_{*o} / \bar{u}_\infty)^2$ 、 $J = 1 / (1 + \chi)^{1/4}$ 、 $u_{*o}$  = 植生域から十分離れた地点における摩擦速度である。比例定数は水路実験や風洞実験を用いて得られ、 $0.12 < J^2 < 0.8$  の範囲で以下のように  $J$  の関数として一義的に定められる (図-1)。

$$\gamma = 0.035 \exp[-2.95 \exp(-3.8J^2)] \dots \dots \dots (2)$$

図-2 は式 (2) を式 (1) に代入して得られた

\* 正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科  
(〒152 目黒区大岡山 2-12-1)

\*\* 工修 清水建設 (株)

\*\*\* 電源開発 KK

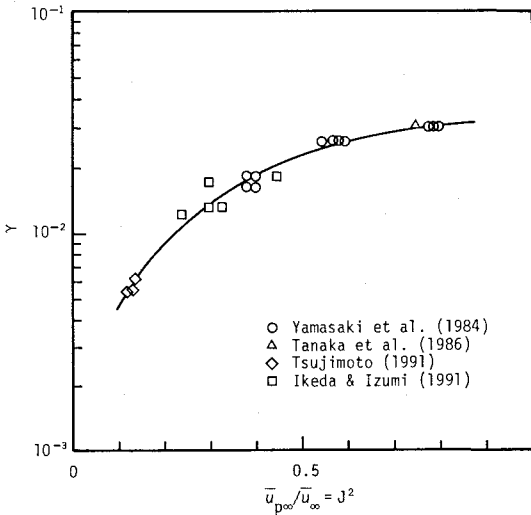


図-1 式(1)の $\gamma$ の値. 実線は式(2)を示す

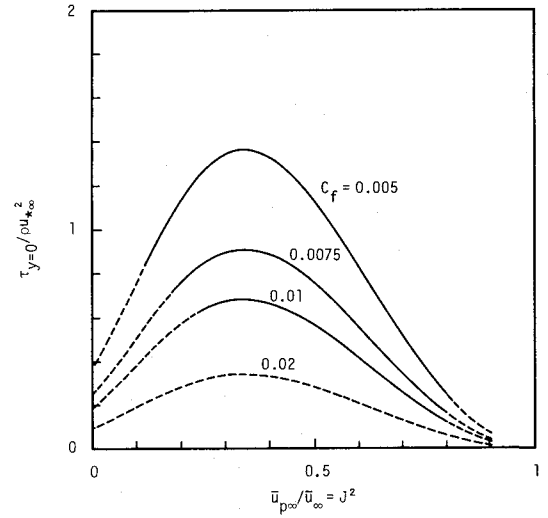


図-3 植生境界における無次元剪断力

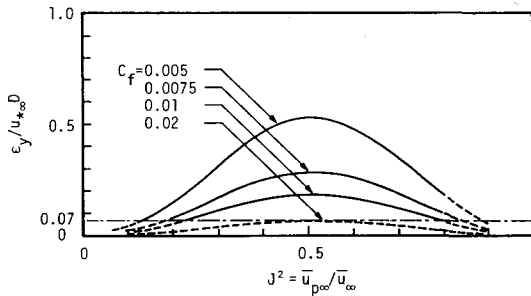


図-2 式(1), (2)から得られる無次元横断方向渦動粘性係数

$\epsilon_y/u_{*o}D$ の値を  $J^2 = \bar{u}_{p\infty}/\bar{u}_\infty$  に対して  $C_f$  をパラメータとしてプロットしたものである。これから、 $J^2 \approx 0.5$ 、即ち、 $\bar{u}_{p\infty}$  が  $\bar{u}_\infty$  の約 1/2 の場合に横断方向渦動粘性係数が最大となり、又  $C_f$  が減少するにつれて  $\epsilon_y/u_{*o}D$  の値は大きくなっている。ところで、 $\epsilon_y/u_{*o}D$  が 0.07 よりも小さくなっている領域が図中にみられるが、このような領域では式(1), (2)で表される横断方向渦動粘性係数は適用できなくなる。なぜなら、このような領域では底面から規定される壁乱流の影響が横断方向の流速差に起因する自由乱流の影響よりも大きくなることが考えられ、乱流の性質から考えてこのような場合には  $\epsilon_y/u_{*o}D$  も 0.07 程度の値とすべきであるからである。従って図中では  $\epsilon_y/u_{*o}D$  が 0.07 よりも小さくなる領域及び式(2)が有効な範囲、 $0.12 < J^2 < 0.8$  の外では破線で示した。ところで、横断方向の剪断力  $\tau_y$  は

$$\tau_y = \rho \epsilon_y d \bar{u} / dy \dots \dots \dots (3)$$

によって表現される。ここに  $\rho$  = 流体の密度、 $\bar{u}$  = 水深平均流速、 $y$  = 横断方向座標であり、植生境界を原点として植生帯に向かって正にとられている。流速  $\bar{u}$  につ

いては既に植生のない領域について次のように得られている<sup>3)</sup> (植生境界  $y=0$  において  $\bar{u}$  及び  $d\bar{u}/dy$  が一致するよう流速分布が得られている)。

$$\bar{u} = \bar{u}_\infty [1 - (1-f) \exp(\sqrt{(2/\nu)} \eta)] \dots \dots \dots (4a)$$

植生領域内では

$$\bar{u} = \bar{u}_\infty f [J + (1-f) \exp(-\sqrt{(2/\nu)} \eta / J)] \dots \dots \dots (4b)$$

である。ここに、 $\nu = \epsilon_y D / C_f \bar{u}_\infty B^2$ 、 $B$  = 植生帯も含めた川幅、 $\eta = y/B$  である。

式(1), (4a又はb)を式(3)に代入し、上述の  $\nu$  の値も用いて、 $y=0$  における剪断力  $\tau_{y=0}$  を求めると、結果は

$$\tau_{y=0} = \frac{\gamma(1-J^2)^2}{C_f} \rho u_{*o}^2 \dots \dots \dots (5)$$

となる(計算では式(5)の右辺にはマイナスが付くが、これは  $y$  の方向を植生帯向きにとっているためであり、植生帯のない方向にとれば、マイナスは必要がない。従って、ここでは式(5)のように表現する)。式(5)は興味深い関数形を有している。即ち、無次元剪断力  $\tau_{y=0}/(\rho u_{*o}^2)$  は  $C_f$  及び  $J$  (あるいは  $\lambda$ ) のみの関数となり、しかも  $J$  について極値を有している。図-3は  $J^2 = \bar{u}_{p\infty}/\bar{u}_\infty$  について無次元剪断力を描いたものである。無次元剪断力は流速比  $\bar{u}_{p\infty}/\bar{u}_\infty (=J^2)$  が約 0.33 で極大値を持つことが知られ、乱れによる運動量輸送(あるいは物質輸送)は流速比が約 1/3 の場合に最大となることが知られる。さらに  $C_f$  の値が小さい場合には  $\tau_{y=0}/\rho u_{*o}^2$  の値は  $J^2$  の値によっては 1 よりも大きくなる場合があることも示されている。植生群落上の気流においても、群落境界における運動量交換は植生密度がある値をとる場合にピーク値を示すことが明らかにされており<sup>5)</sup>、本研究の場合と定性的に一致している。Phillips<sup>5)</sup>

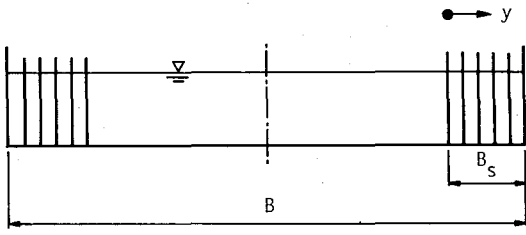


図-4 河道の模式図

は、剪断層に発生する組織渦が Reynolds 応力の発生・維持に重要な働きをしていることを明らかにしている。植生境界では流速分布に変曲点が存在することに起因する不安定性のために周期渦が発生することが示されている(文献4)。上記のような極大値が現れることという実験事実はこのような渦の存在と密接な関係があると考えられるが、これらの理論的な取り扱いは今後の課題である。

実際の植生(ここではアシ)において  $J^2=1/3$  (即ち  $\chi=8$ ) が発生する植生密度を見積もってみる。アシの直径は  $d$  = 約 0.8 cm (0.6~1 cm 程度) であり、岸辺近くの水深の浅い場所によく生える。ここでは文献7) に従い、 $D=0.1$  m とする。又、底面の抵抗係数  $C_f$ 、アシの抗力係数  $C_D$  は直径 0.5 cm の円柱を  $l_x=l_y=5$  cm 間隔に配置した場合の実験<sup>9)</sup> から  $C_f=0.007$ 、 $C_D=1.8$  とする。このとき、 $\chi$  の定義から  $a=d/(2l_x l_y)=0.622$   $m^{-1}$  となる。従ってアシの間隔は流れ方向および横断方向に等しいとすれば、 $l_x=l_y=8.0$  cm となる。この時アシの密生度は  $155$  本/ $m^2$  となり、この値は実際の値に非常に近く<sup>7)</sup>、アシの密生度は横断方向運動量輸送が最大となるような値となっていることを示唆している。

### 3. 非植生域の合抵抗係数

以上のように、植生境界では流路中央付近の底面剪断力  $\rho u_*^2$  よりも大きい剪断力が働く場合があり、非植生域の流れを減速させる作用がある。従って、ここでは非植生域の流れに対する合抵抗係数を導出することとする。

今、川幅  $B$ 、水深  $D$ 、片岸側の植生域  $B_s$  を有する直線河道部を考える(図-4)。この時、非植生域の運動量の釣り合いは次式で表される。

$$T_b + T_s = \rho C_F U_b^2 (B - 2B_s + 2D) \dots\dots\dots (6)$$

ここに、 $T_b$  = 非植生域底面から作用する全剪断力、 $T_s$  = 植生境界から作用する全剪断力、 $C_F$  = 合抵抗係数、 $U_b$  = 非植生域における断面平均流速である。定義より

$$T_b = 2 \int_{-(B/2-B_s)}^0 \rho C_f \bar{u}^2 dy \dots\dots\dots (7)$$

であり、式(4a)を用いると式(7)は次式のようになる。

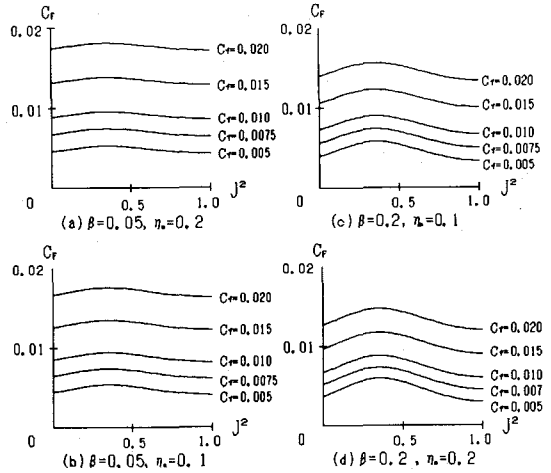


図-5 合抵抗係数  $C_F$  の値。(a)  $\beta=0.05$ ,  $\eta_s=0.2$ ; (b)  $\beta=0.05$ ,  $\eta_s=0.1$ ; (c)  $\beta=0.2$ ,  $\eta_s=0.1$ ; (d)  $\beta=0.2$ ,  $\eta_s=0.2$

$$T_b = 2\rho u_*^2 B \left\{ \frac{1-2\eta_s}{2} - 2(1-J)\sqrt{\nu/2} \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{1-2\eta_s}{2}\right) \right] \right\} \dots\dots\dots (8)$$

ここに、 $\eta_s = B_s/B$  である。同様にして、式(5)を用いて、 $T_s$  は

$$T_s = 2D\gamma(1-J^2)^2 \rho u_*^2 / C_f \dots\dots\dots (9)$$

と求められる。又、定義から、 $Q_b$  を非植生域の流量とすると、

$$Q_b = (B - 2B_s) D U_b \dots\dots\dots (10)$$

となる。 $Q_b$  は、再び式(4a)を用いて

$$Q_b = 2D \int_{-(B/2-B_s)}^0 \bar{u} dy \\ = 2\bar{u}_\infty DB \left\{ \frac{1-2\eta_s}{2} - (1-J)\sqrt{\nu/2} \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{1-2\eta_s}{2}\right) \right] \right\} \dots\dots\dots (11)$$

となる。よって、式(10)、(11)より  $U_b$  は、

$$U_b = \bar{u}_\infty \left\{ 1 - \frac{2}{1-2\eta_s} - (1-J)\sqrt{\nu/2} \right. \\ \left. \times \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{1-2\eta_s}{2}\right) \right] \right\} \dots\dots\dots (12)$$

である。式(8)、(9)、(12)を式(6)に代入し、若干の計算を行うと  $C_F$  は

$$\frac{C_F}{C_f} = \frac{1-2\eta_s}{1-2\eta_s+2\beta} + \frac{2\gamma(1-J^2)^2}{C_f} \frac{\beta}{1-2\eta_s+2\beta} \\ \times \left\{ 1 + \frac{4}{1-2\eta_s} (1-J)\sqrt{\nu/2} \right. \\ \left. \left[ 1 - \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{1-2\eta_s}{2}\right) \right] \right\} \dots\dots\dots (13)$$

となる。ここで、 $\nu = \epsilon_p D / C_f \bar{u}_\infty B^2$  であるが<sup>1)</sup>、式(1)を用いて、 $\sqrt{(\nu/2)}$  は

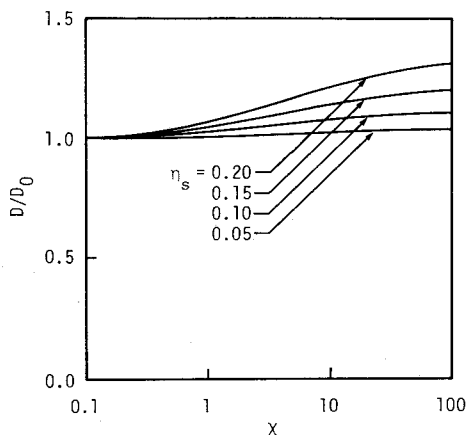


図-6 植生帯による水位上昇量

$$\sqrt{\nu/2} = \gamma\beta(1-J)(1+J)^2/2C_f \dots\dots\dots (14)$$

と表される。よって、非植生域の合抵抗係数  $C_f$  は、 $J$  (あるいは  $\chi$ )、 $C_f (= u_{*c}^2/\bar{u}_s^2)$ 、 $\beta (= D/B)$  及び  $\eta_s (= B_s/B)$  の関数として与えられることになる。

図-5 (a)~(d) は上述のパラメータを様々に選び  $C_f$  を描いたものである。  $\beta$  が比較的大きい場合には植生境界の剪断力の効果が現れ  $C_f$  は増加する。又、その影響は  $J^2=1/3$  の場合に最大となる。

#### 4. 植生帯による水位上昇量

式 (4 a, b) で表される流速分布を用いて水位上昇量を求めると計算が非常に煩雑となるので、ここでは第一近似として植生帯内では  $\bar{u}_{p\infty}$ 、植生帯外で  $\bar{u}_\infty$  とし、又底面抵抗係数  $C_f$  も横断方向に一定として計算する。このとき、運動量の釣合式は

$$\rho g D B S = \rho C_f \bar{u}_s^2 (B - 2B_s) + 2\rho C_f \bar{u}_{p\infty}^2 B_s + 2\rho C_f \bar{u}_{p\infty} D + \rho C_{Da} \bar{u}_{p\infty}^2 D B_s \dots\dots\dots (15)$$

である。植生帯がない場合には、

$$\rho g D_0 B S = \rho C_f \bar{u}_s^2 (B + 2D_0) \dots\dots\dots (16)$$

となる。ここに、下付き“0”は植生帯がない場合の値を表している。流量は同一でなければならないので、

$$D_0 B \bar{u}_{s0} = D(B - 2B_s) \bar{u}_s + 2B_s \bar{u}_{p\infty} D \dots\dots\dots (17)$$

である。式 (15) を式 (16) で除し、その後式 (17) を用いて書き直せば、

$$\left(\frac{D}{D_0}\right)^3 = \frac{1 - 2\eta_s + 2J^4[\beta + (1 + \chi)\eta_s]}{(1 + 2\beta)[1 - 2(1 - J^2)\eta_s]} \dots\dots\dots (18)$$

が得られる。式 (18) は  $\chi=0$  のとき、 $J^2=1$  であることに注意して、 $D/D_0=1$  となる。図-6 に  $\beta (= D_0/B) = 0.05$  の場合について  $\eta_s = B_s/B$  をパラメータとして、 $\chi$  の関数として水位増加率を示した。

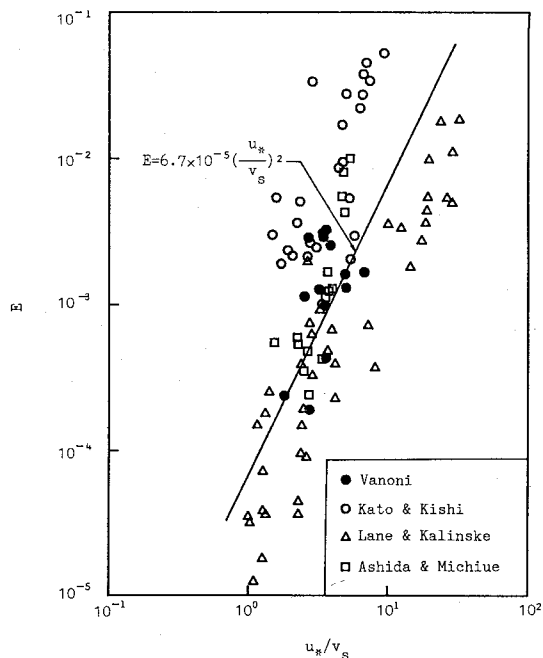


図-7 浮遊砂巻き上げ無次元速度 E と  $u_*c/v_s$  の関係

#### 5. 植生帯内の土砂堆積

流れの場合と同様に流下方向に一様な状態を考える。このような場合の浮遊砂の連続条件は

$$\varepsilon_{sv} \frac{\partial^2 c}{\partial y^2} = -\varepsilon_{sz} \frac{\partial^2 c}{\partial z^2} - v_s \frac{\partial c}{\partial z} \dots\dots\dots (19)$$

である。ここに  $c=$  浮遊砂濃度、 $v_s=$  浮遊砂の沈降速度、 $\varepsilon_{sv}$ 、 $\varepsilon_{sz}=y, z$  方向への浮遊砂の拡散係数である。池田・泉<sup>3)</sup>は上式を  $z$  方向に1回積分し、自由表面の境界条件を考慮し、更に

$$\varepsilon_{sz} \frac{\partial c}{\partial z} \Big|_{z=0} = -v_s E, \quad c = c|_{z=0} \exp\left(-\frac{v_s z}{\varepsilon_{sz}}\right) \dots\dots (20 a, b)$$

を用いて、方程式を変形し  $y = -\infty$  の値で正規化した次式を得ている。

$$\lambda d^2 Z / d\eta^2 = Z - \sigma \dots\dots\dots (21)$$

ここに、 $\lambda = \varepsilon_{sv} \varepsilon_{sz} / v_s^2 B^2$ 、 $Z = \zeta / \zeta_\infty$  ( $\zeta$  は  $c$  を水深にわたって積分した値)、 $\sigma = (u_*c / u_{*c\infty})^2 = (\bar{u} / \bar{u}_\infty)^2$  である。又、上式の誘導に当たっては経験式  $E = K(u_*c/v_s)^2$  を用いている。ここに、 $K$  は  $6.7 \times 10^{-5}$  である (図-7 参照)。更に、 $\sigma = \sigma_0^2 + 2\nu\phi_0\phi_1 + \dots$  により、式 (4)、(5) を用いて表される。上式の解は、

a) 植生域外

$$Z = 1 + W_0 \exp\left(\frac{\eta}{\sqrt{\lambda}}\right) + \frac{2\nu(J-1)}{2\lambda-\nu} \exp\left(\sqrt{2\nu}\frac{\eta}{J}\right) - \frac{\nu(1-J)^2}{8\lambda-\nu} \exp(2\sqrt{2\nu}\eta) \dots\dots\dots (22)$$

b) 植生域内

$$z=J^4+W_1 \exp\left(-\frac{\eta}{\sqrt{\lambda}}\right)-\frac{2\nu J^5(J-1)}{2\lambda-\nu J^2} \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{\eta}{J}\right) - \frac{\nu J^4(1-J)^2}{8\lambda-\nu J^2} \exp\left(-2\sqrt{2/\nu} \frac{\eta}{J}\right) \dots\dots\dots (23)$$

となる。ここに、

$$W_0=-\frac{1-J}{2}\left[(J+1)(J^2+1)+\frac{2}{\omega-1}-\frac{2J^4}{\omega+J}\right] - \frac{1-J}{2\omega-1} \frac{J^3(1-J)}{2\omega+J} \dots\dots\dots (24)$$

$$W_1=-\frac{1-J}{2}\left[(J+1)(J^2+1)-\frac{2}{\omega+1}+\frac{2J^4}{\omega-J}\right] - \frac{1-J}{2\omega+1} \frac{J^3(1-J)}{2\omega-J} \dots\dots\dots (25)$$

$\omega=\sqrt{(2\lambda/\nu)}$  .....(25)  
 である<sup>3)</sup>。従って、正規化された積分浮遊砂濃度  $Z$  は  $J$  (あるいは  $\chi$ )、 $\nu$  及び  $\lambda$  の関数となる。ここで、巻き上げ速度  $\varepsilon$ 、及び堆積速度  $\mathcal{D}$  を次のように見積もる。

$$\varepsilon=v_s E=v_s K(u_{*o}/v_s)^2 \dots\dots\dots (26)$$

堆積速度  $\mathcal{D}$  を求めるには、底面の浮遊砂濃度  $c|_{z=0}$  を知る必要がある。  $\zeta$  の定義から (20 b) を用いて

$$\zeta=\frac{\varepsilon_{sz}}{v_s} \left[1-\exp\left(-\frac{v_s D}{\varepsilon_{sz}}\right)\right] c|_{z=0} \simeq \frac{\varepsilon_{sz}}{v_s} c|_{z=0} \dots\dots\dots (27)$$

となる。ここに、一般に  $v_s D/\varepsilon_{sz} \gg 1$  であるので、右辺 [ ] 内第二項は無視している。従って、

$$\mathcal{D}=v_s c|_{z=0}=\zeta \frac{v_s^2}{\varepsilon_{sz}} \dots\dots\dots (28)$$

となる。正味の堆積速度は  $\mathcal{D}$  と  $\varepsilon$  の差となる。式 (26) 中の  $u_{*o}^2(=C_f \bar{u}^2)$  は、式 (4 a, b) よりそれぞれの領域について与えられ、 $\zeta$  は式 (22), (23) により与えられるので、結局、 $\mathcal{D}-\varepsilon$  は

a) 植生域外

$$\frac{\mathcal{D}-\varepsilon}{v_s K(u_{*o}/v_s)^2}=W_0 \exp\left(\frac{\eta}{\sqrt{\lambda}}\right)+\frac{4\lambda(1-J)}{2\lambda-\nu} \exp(\sqrt{2/\nu} \eta) - \frac{8\lambda(1-J)^2}{8\lambda-\nu} \exp(2\sqrt{2/\nu} \eta) \dots\dots (29)$$

b) 植生域内

$$\frac{\mathcal{D}-\varepsilon}{v_s K(u_{*o}/v_s)^2}=W_1 \exp\left(-\frac{\eta}{\sqrt{\lambda}}\right)-\frac{4\lambda(1-J)}{2\lambda-\nu J^2} \exp\left(-\sqrt{2/\nu} \frac{\eta}{J}\right)-\frac{8\lambda J^2(1-J)^2}{8\lambda-\nu J^2} \exp\left(-2\sqrt{2/\nu} \frac{\eta}{J}\right) \dots\dots (30)$$

となる。 $(\mathcal{D}-\varepsilon)/v_s K(u_{*o}/v_s)^2$  は無次元化された正味の堆積速度であり、やはり  $J$  (あるいは  $\chi$ )、 $\nu$  及び  $\lambda$  の関数となっている。図-8 (a), (b) はそれぞれ (a)  $\lambda=0.01$ ,  $\nu=0.01$  及び (b)  $\lambda=0.0002$ ,  $\nu=0.0015$  の場合

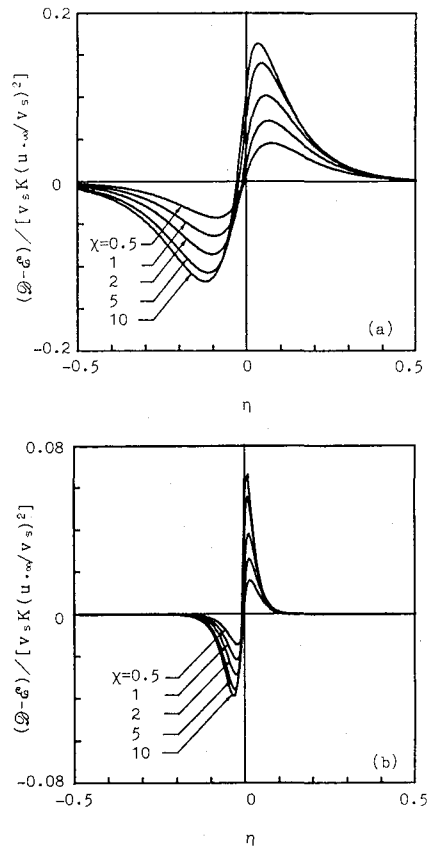


図-8 平坦床における無次元土砂堆積速度の分布 (a)  $\lambda=0.01$ ,  $\nu=0.01$ ; (b)  $\lambda=0.0002$ ,  $\nu=0.0015$

について式 (29), (30) を用いて正味の堆積速度を  $\chi$  をパラメータとして描いたものである。流路中央部付近では  $\mathcal{D}$  と  $\varepsilon$  が釣り合っているのに、河床面はほとんど変化しないが、植生境界に近づくにつれ植生方向へ向かって乱流拡散による浮遊砂の輸送が大きくなり、局所洗掘が発生している。輸送された浮遊砂は、植生帯すぐ内側に堆積している。このような浮遊物質の植生域内への堆積は水質浄化にも役だっている。例えば、野外測定<sup>8)</sup>の結果によれば、浮遊物質濃度  $c$  (mg/l) と全リン濃度  $p$  (mg/l) の間には非常によい相関があり、

$$p=0.004c^{0.92} \dots\dots\dots (31)$$

となる ( $c$  の測定範囲は  $1\sim 10\,000$  mg/l)。従って、上記の関係式を用いれば、式 (29), (30) を用いて植生帯によるリンの除去率を知ることが出来る。あるいは堆積した沈泥の量からリンの量を見積もることも可能である。例えばナイル川では  $1$  ton の沈泥は約  $24$  kg のリン酸を含むことが報告されている<sup>13)</sup>。ところで、本解析は元々河床面が平坦であるとの仮定により行われているので、この洗掘・堆積状況は河床面の変形が小さい場合について成立することに注意する必要がある。河床変形が

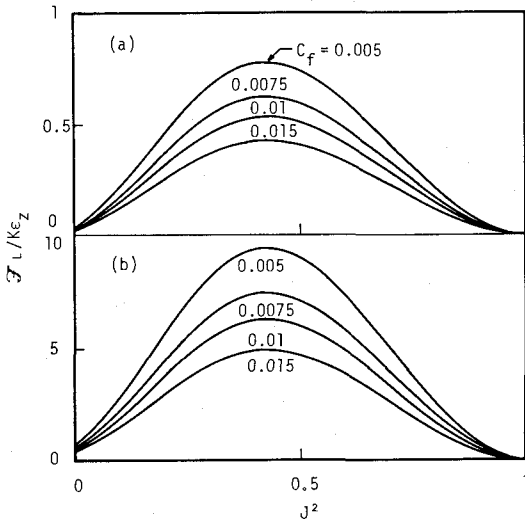


図-9 浮遊物質の搬入率 (a)  $u_{*∞}/v_s=2$ , (b)  $u_{*∞}/v_s=5$

大きくなった場合には泉・池田<sup>9)</sup>が砂床河川の安定形状の解析において取り扱ったように、水深の横断方向変化による浮遊砂の輸送の変化や河床面が横断方向に傾きを持つことによって生じる掃流形式の横断方向土砂輸送も考慮して取り扱う必要がある。ここで、植生帯境界を通じて流下方向単位長さ当りに搬入される粒子態浮遊物のフラックス  $F_L$  を見積る。定義により

$$F_L = -\epsilon_{sv} \left. \frac{\partial \zeta}{\partial y} \right|_{y=0} \dots \dots \dots (32)$$

となる。ζとして式(22) (または式(23))を用い、 $\epsilon_{sv}$ として式(1), (2)を用いると、式(32)は、

$$\begin{aligned} \frac{F_L}{K\epsilon_z} = & -\frac{\gamma}{\sqrt{2}}(1-J)^2(1+J)^2\sqrt{C_f}\xi^2 \left[ \frac{(1+J)(1+J^2)}{0.53C_f^{1/4}} \right. \\ & - \frac{1}{0.26C_f^{1/4}} \left\{ \frac{1}{0.37\xi C_f^{1/4} - 1} - \frac{J^4}{0.37\xi C_f^{1/4} + J} \right. \\ & \left. \left. - \frac{1-J}{2(0.75\xi C_f^{1/4} - 1)} - \frac{J^3(1-J)}{2(0.75\xi C_f^{1/4} + J)} \right\} \right. \\ & \left. + 2\sqrt{2}\xi \left\{ \frac{1}{0.14\xi^2\sqrt{C_f} - 1} - \frac{1-J}{0.56\xi^2\sqrt{C_f} - 1} \right\} \right] \dots \dots \dots (33) \end{aligned}$$

となる。ここに、 $\xi = u_{*∞}/v_s$ であり右辺の計算に当たっては、文献3)により  $\epsilon_z = 0.07 u_{*∞} D$ とした。従って無次元輸送量  $F_L/K\epsilon_z$  は  $C_f$ ,  $J$  (あるいは  $\chi$ ) 及び  $u_{*∞}/v_s$  の関数となる。図-9 (a), (b) はそれぞれ  $u_{*∞}/v_s = 2$  及び5の場合の計算結果を示している。運動量輸送の場合と同様に、粒子態物質の搬入率も極値を持ち流速比  $J^2 (= \bar{u}_{p∞}/\bar{u}_∞) = 0.4$  程度の場合に最大となっている。このとき、運動量輸送の場合と同様にして、アシの密生度は約 102 本/m<sup>2</sup> となり、これも実際のアシの密度 (100 ~ 200 本/m<sup>2</sup> 程度) の範囲内にある。従って、実際のア

表-1 実験条件

	Q(l/s)	D(cm)	S	$u_*$ (cm/s)	$\bar{u}$ (cm/s)
Run1	15.3	6.0	1/1000	2.42	31.6
Run2	22.6	6.0	1/300	4.43	57.3
Run5	23.8	8.5	1/1500	2.36	40.0

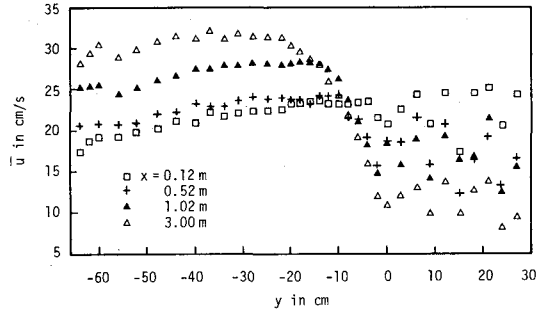


図-10 遷移領域における水深平均流速の横断方向分布 (Run 1). xは水制群上端からの流下方向距離を表す

シの植生密度は運動量や粒子態浮遊物の搬入率をほぼ最大とするような値となっていることを示唆している。

### 6. 土砂堆積に関する実験

実験には、長さ 12 m, 幅 1 m の循環式可変勾配水路を用いた。水路床には耐水ベニヤ板を長さ 10 m にわたって敷き、片側に沿って幅 30 cm に直径 0.5 cm の木製の円柱を  $l_x = l_y = 5$  cm で千鳥状に配置している。耐水ベニヤには、中央粒径 1.1 mm の粗砂を全面に貼り付け、円柱のない側のベニヤ板側端部は矩形断面を持つ鋼材で全長にわたって固定した。従って、水路の有効幅は鋼材の分だけ減少し 96 cm となっている。浮遊砂として  $d_{50} = 0.145$  mm,  $d_{84}/d_{16} = 3.3$  の細砂を用いた。以上の実験装置・測定方法は文献3), 4) と同じであり、実験は表-1 中の Run 1 の水理条件で行った (本実験は文献4) の Run 1 に対応する)。水深平均流速分布  $\bar{u}$  や水深積分浮遊砂濃度  $\zeta$  の分布については既に文献3) で取り扱われ、それぞれ式(4 a, b) 及び式(22), (23) でよく表現されることが明らかとなっている。

実験は 20 日間水と細砂をポンプで循環させて行った。この時、円柱のない領域に顕著な堆積が生じないよう循環させる細砂の量を調節した。円柱群が設置してある領域よりも上流部では、流速分布は横断方向にはほぼ一様であるので、浮遊砂濃度も横断方向に一様となる。しかし、円柱群に流入すると流速分布が流下方向に変化する遷移領域が形成され、流速が減少するので、遷移領域では顕著な堆積が発生した。この水理条件では、図-10 に示すように、流下方向に速度分布が変化した。x=3 m 地

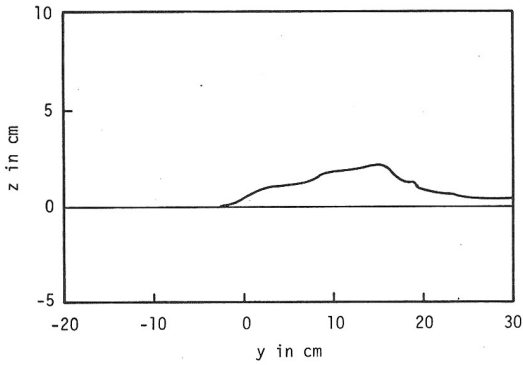


図-11 実験開始 20 日後における堆積状況 (Run 1)

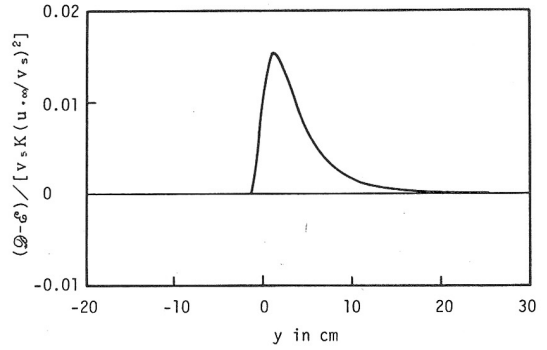


図-12 平坦床と仮定した場合の堆積速度の分布 (Run 1)

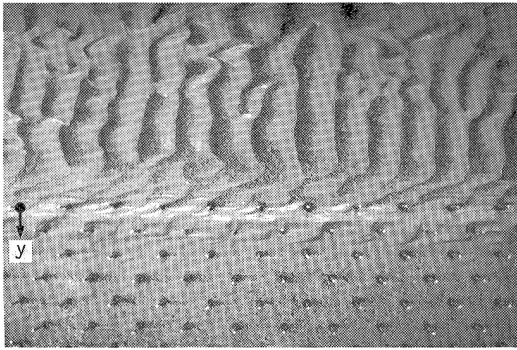


写真-1 円柱域内の初期の土砂堆積の様子 (Run 1)

表-2 渦周期の測定値と理論値

	$x$	理論無次元周波数 $\omega_{max} = (kc_r)_{max}$	理論周期 T(sec)	測定周期 (水制なし) T(sec)	測定周期 (水制あり) T(sec)
Run1	10.2	0.31	6.8	6.4	6.3
Run2	10.1	0.31	3.7	3.8	3.4
Run5	24.5	0.28	9.8	9.0	7.3

点では、下流に向かって植生領域外で流速がまだ若干増加するが、ほぼ平衡状態に達している(平衡流速分布の理論解と実測値の比較は様々な水理条件に対して文献3)の図-3に示されている)。流下方向に堆積状況が変化しなくなっている円柱群上流端から5mの地点で実験開始後20日目に測定した堆積状況が図-11に示されている。又、初期の堆積状況を写真-1に示す。同時に、式(29)、(30)を用いて $D-E$ が正の領域について、初期の堆積状況を計算したものが図-12である(水路床はベニヤ板でできているので、図-8の $\eta < 0$ の領域で予測されている浸食は発生しない。従って図-11、図-12には堆積のみを描いている)。このとき計算に必要な値は表-1、表-2の値を用いて、 $\epsilon_y$ は式(1)より $\epsilon_y = 3.52 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、 $\epsilon_z = 0.067 u_{*c} D = 1.11 \text{ cm}^2/\text{s}$ 、又Rubeyの式より $v_s = 1.6 \text{ cm/s}$ であり、従って、実験では片側

にのみ模擬植生を配置しているので全幅は $B = 192 \text{ cm}$ であることに注意し、 $\epsilon_{sy} = \epsilon_y$ 、 $\epsilon_{sz} = \epsilon_z$ とにおいて $\lambda = \epsilon_{sy} \epsilon_{sz} / v_s^2 B^2 = 4.14 \times 10^{-5}$ となる。同様に、 $\nu$ の値は $\nu = \epsilon_y D / (C_f \bar{u}_\infty B^2) = 3.09 \times 10^{-3}$ である。

堆積の初期には、浮遊砂は植生境界近傍に多く堆積している。例えば図-12では堆積のピークは $y = 2 \text{ cm}$ 付近に現れると予測されており、写真-1を見ると最も顕著な堆積はやはり第一列目の円柱列( $y = 0 \text{ cm}$ )と第二列目の円柱列( $y = 5 \text{ cm}$ )の間に見られる。しかし、非常に長時間後には図-11に示されている測定値のように堆積はかなり円柱列内部にまで及んでおり、この差異は上流側で円柱群内部奥深くに堆積する浮遊砂が次第に下流に及んで来たことや、境界近傍の堆積の発達により、流れの流速分布が変化し、浮遊砂が奥深く輸送されるようになったことなどによるものと考えられる。次に、全堆積量について調べる。実験開始後 $T$ 時間経過時の流下方向単位長さ当りの全堆積量 $\Psi$ は

$$\Psi = \int_0^T \int_{y_0}^{\infty} (D - E) dy dt \dots \dots \dots (34)$$

により与えられる。ここに $y_0$ は植生境界から植生領域外へ少し離れた $D = E$ となる地点(即ち、図-12において、正味の堆積量が0となっている地点である)、 $t$ は時間である。

$T = 20$ 日における予測値 $\Psi_{pred}$ と測定値 $\Psi_{meas}$ はそれぞれ

$$\Psi_{pred} = 37.8 \text{ cm}^3/\text{cm}, \quad \Psi_{meas} = 36.1 \text{ cm}^3/\text{cm} \quad (35 \text{ a, b})$$

である。従って、式(35 a)で示される全堆積量の予測値は実測値をよく表しているといえる。しかし、実河川では $u_* / v_s$ の値が大きく、このような場合には図-7からわかるように浮遊砂底面濃度 $c|_{z=0}$ の予測値はかなりのばらつき幅を有しているので、堆積量の予測に当たってはかなりの誤差を含む可能性があることを認識しておく必要がある。数多くの研究にも関わらず、浮遊砂底面濃度(式(26)中の $E$ は $c|_{z=0}$ に等しいとしている<sup>3)</sup>)を精度よく見積もる方法が確立されていない現段階では

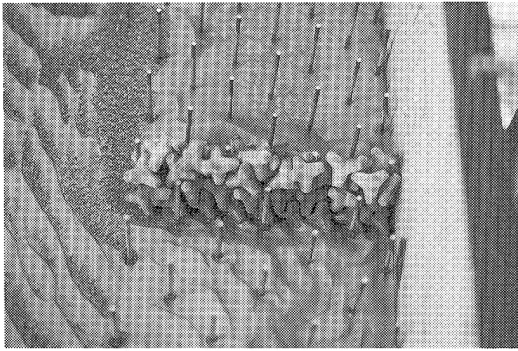


写真-2 模型テトラポットによる水制

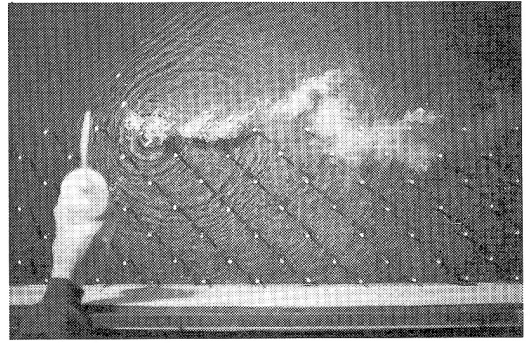


写真-3 円柱群境界における周期渦の発生 (Run 1)

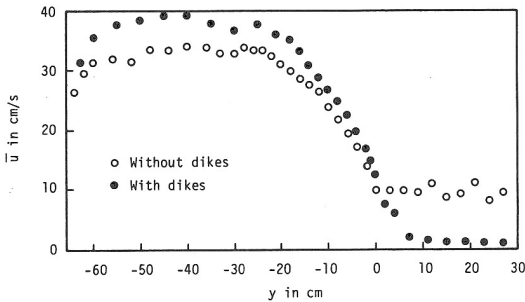


図-13 水制の存在による水深平均流速の横断方向分布の変化

このような誤差を伴うことはやむを得ないことと考えられる。

## 7. 水制の影響に関する実験的検討

水制を設置すると、水制間に土砂が堆積し、それとともにカワヤナギ等の植生が急速に成長することはよく知られていることである。このような植生は、浮遊砂の沈降を更に促し、水制間には土砂がより堆積するようになる。水制と植生が両方存在する場合の流れの状況や土砂堆積の変化の状況を調べるために以下に示すような付加実験を行った。

水制は重量 29.4 g、高さ 3.6 cm のモルタル製模型テトラポットを写真-2 のように 1 m 間隔で 5 列設置した。水制の上端は水面上に出ており、水制を 1 列作るのに必要なテトラポット模型の個数は平均して 49 個であった。なお、積み上げた水制に外接する立体の体積に対する空隙率は 66% であった。流速分布の測定は表-2 のように 3 例に対して行い (この 3 例は文献 4) の Run 1, 2, 5 に対応している), 土砂の堆積実験は前章に対応させて Run 1 に対して行った。図-13 に水制がない場合及びある場合の Run 1 についての流速分布の比較が示されている。なお、水制がある場合の流速分布は水制間のちょうど中間点で測定を行った。水制領域内では顕著に流速が低下し、その分水制領域外では流速が増大している。興味深い現象は、円柱群のみの場合にも観察

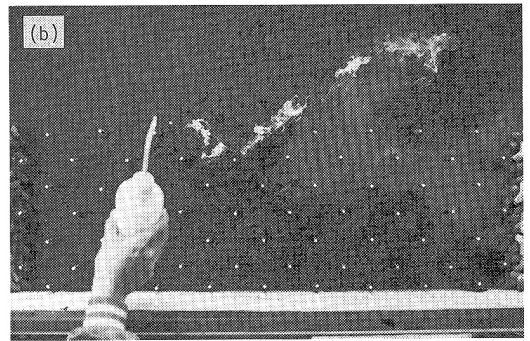
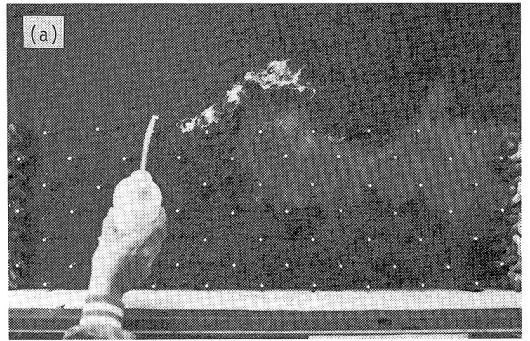
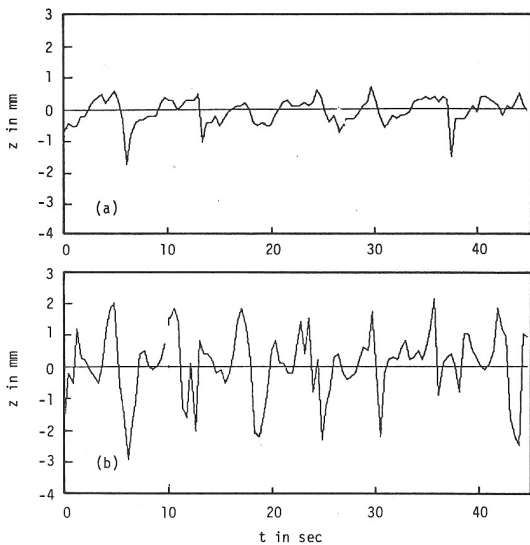


写真-4 (a) 水制が存在する場合の周期渦の様子, (b) (a)の 0.77 秒後 (Run 1)

された植生境界に発生する周期渦が水制の存在によりかなり強化されたことである。水制がない場合の写真-3 では、文献 4) でも示したように、ちょうど円柱群境界で周期渦が発生しそれが流下方向に移流していくが、それに対し、水制が設置されると写真-4 (a), (b) に示されているように、(a) 渦の下流側では円柱群内へ向かう流れが生じて、水制域内の水位が上昇し、(b) 逆流して回り込んでいく流れが上流からの流れと一緒に、水制域外へ吹き出すような流れを形成している。このとき、水位計を用いて、円柱境界付近の水位変動を調べると、水制が設置されていない図-14 (a) の場合には、周期渦の通過に伴う水面変動の振幅は高々 2 mm であるのに対し、水制を設置した図-14 (b) の場合には大き





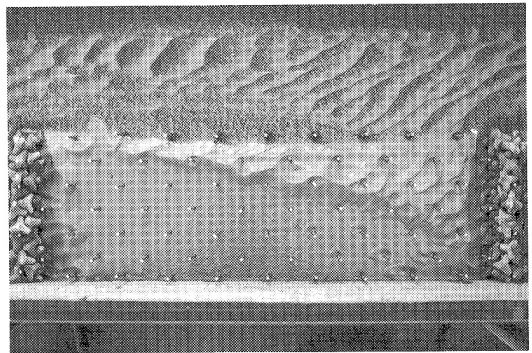
図—14 円柱群境界付近の水位変動 (a)水制がない場合 (Run 1), (b)水制がある場合 (Run 1 に対応する水理条件)

い場合には 5 mm にも達している。又、目視によっても水面変動を伴いながら水制先端から流れが周期的に流出してくる様子がよく観察された。このような周期渦の水制がない場合の発生機構は既に明らかにされ、その周期  $T$  は次式によりよく予測できる<sup>9)</sup>。

$$\bar{u}_{\infty} T / D = \sqrt{2} \pi \gamma (1 - f) (1 + f)^2 / C_f \omega_{\max} \dots \dots \dots (36)$$

ここに、 $\omega_{\max}$  は不安定解析の結果得られる渦の無次元角振動数であり、植生パラメータ  $\chi$  の関数として与えられる (文献 4) の図—4 参照)。又、 $\gamma$  は式 (2) により与えられる。表—2 に上式から求められる理論周期並びに水制がない場合、ある場合の実測周期を示した。水制がある場合でも式 (36) により、測定周期をほぼ説明できるが、その適合性は水制がない場合よりもやや悪く、しかもその周期は水制がない場合に比べていずれの場合でも若干小さくなっている。写真—4 (a), (b) に見られる境界付近の渦発生の様子や上記の結果から、水制がある場合でもその周期渦は円柱群境界に存在する流速分布の変曲点不安定により発生しているが、水制の存在により渦の下流部が水制により捕捉され、水制域内の水位が上昇して、これが流下してくる次の周期渦と一緒に、水制外へ向かう強い流れを生み出している。即ち周期渦は水制が存在することにより水面と一種の共振を起こしていると考えられる。

このような周期渦を原因として、水制により流入する周期流れが強化されると植生境界を通じて運動量及び物質の拡散能が増大する。沈降性の物質であれば、植生域のような流速が小さい領域では沈降するので、植生域から物質が運び去られることはほとんどなく、拡散能の



写真—5 水制が存在する場合の初期の堆積の様子 (水理条件は Run 1 に対応する)

増大は域外から植生域への物質搬入の増大となって現れる。写真—5 は水制がある場合の初期の浮遊砂堆積状況を示している。水制がない場合の写真—1 と比較して、水制がある場合には浮遊砂は前述の渦の下流側で河岸へ向かう流れに乗って植生域の奥まで輸送され、堆積している様子が示されている。水制の存在による渦の挙動や堆積状況の変化に関するより詳細で体系的な研究が必要である。

## 8. 結 論

植生帯境界における渦動粘性係数並びに剪断力は植生域外と植生域内の流速比がそれぞれ約 1/2, 約 1/3 の場合に最大となることが示され、それとともに植生帯幅が大きくなると、植生域外の流れに作用する合抵抗係数も流速比が約 1/3 の場合に極値をとることが示された。植生帯の存在による水位上昇量を与える式が導かれ、それによると河川兩岸の植生帯幅の河川幅に対する比が 20% 程度であれば、植生の密度がかなり高くなっても水位上昇量は 10% 程度であった。植生帯内の浮遊土砂堆積量を見積る式が提案され、オーダー的には実験値を説明しうることが明らかとなった。植生帯と水制が組み合わせられる場合には、植生境界に流体力学的不安定性により発生する周期渦が強化され、それと共に水面変動が大きくなることが判明した。周期渦が水制の存在により変化し、水制域内への浮遊砂などの物質の搬入量が増大することが示唆された。本論文では植生には倒伏、引き抜きなどが起こらないとの仮定により解析が行われたが、これらの影響については今後の課題である。

## 謝 辞

本研究は、文部省科学研究費一般 C (課題番号、01550398) ならびに鹿島学術振興財団の補助 (代表者：池田駿介) を受けて行われたものである。記して謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) 泉 典洋・池田駿介：側岸に樹木を有する直線礫床河川の安定横断形状，土木学会論文集，411号，pp.151～160，1989.
- 2) 藤田光一・福岡捷二：洪水における水平乱流混合，土木学会論文集，429号，pp.27～36，1991.
- 3) 池田駿介・泉 典洋：浮遊砂の横断方向拡散係数について，土木学会論文集，434号，pp.47～55，1991.
- 4) 池田駿介・太田賢一・長谷川洋：側岸部植生境界の周期渦の発生機構，土木学会論文集，443号，pp.47～54，1992.
- 5) 近藤純正・川中敦子：粗度群落と大気との熱交換に関する数値実験，文部省科学研究費報告書，自然災害特別研究，No. A-60-4，1985.
- 6) Phillips, O.M. : The maintenance of Reynolds stress in turbulent shear flow, J. Fluid Mech, Vol.27, Part 1, p.131～144, 1967.
- 7) 竹倉新吉：霞ヶ浦の水質浄化対策，河川，539号，pp.37～44，1991.
- 8) 水源地森林機能研究会：水源地森林機能に関する研究，p.64，1990.
- 9) 泉 典洋・池田駿介：直線礫床河川の安定横断河床形状，土木学会論文集，429号，pp.57～66，1991.
- 10) 山崎真一・石川忠晴・金丸督司：開水路平面剪断流れに関する実験的研究，土木学会第39回年次学術講演会講演集，II-237，1984.
- 11) 田中昌宏・石川忠晴・木村聡：平行平板間の乱流の水平混合特性について，土木学会第41回年次学術講演会講演集，II-148，1986.
- 12) 辻本哲郎：KHL Communication, Kanazawa Univ., Vol.2, pp.41～54, 1991.
- 13) 日本林業技術協会：土の100不思議，p.15，1990.  
(1991.9.17)

EFFECT OF BANK VEGETATION ON FLOW AND SEDIMENT DEPOSITION

Syunsuke IKEDA, Kenichi OTA and Hiroshi HASEGAWA

A formula was developed for lateral eddy viscosity in flows with bank vegetation. Based on the formula the lateral shear stress has been calculated, which reveals that the lateral shear stress at the boundary of vegetated area has a maximum when the depth-averaged flow velocity in the vegetated area is one-third of that in non-vegetated area. Deposition rate of suspended sediment in the vegetated area was derived using the result of the lateral eddy diffusivity. Vegetation between dikes is commonly seen in natural rivers, and the present laboratory test indicates that the dikes amplify the strength of horizontal eddies generated at the boundary of vegetation, resulting in the increase of lateral mass conveyance such as sediment.