

# 粒子法による水没柔軟植生の揺動現象の 数値シミュレーション

## NUMERICAL SIMULATION OF FLOW WITH FLEXIBLE VEGETATION BY PARTICLE METHOD

五十里洋行<sup>1</sup>・後藤仁志<sup>2</sup>

Hiroyuki IKARI and Hitoshi GOTOH

<sup>1</sup> 正会員 工博 株式会社ニュージェック (〒 531-0074 大阪市北区本庄東二丁目 3 番 20 号)

<sup>2</sup> 正会員 工博 京都大学准教授 工学研究科都市環境工学専攻 (〒 615-8540 京都市西京区京都大学桂 4)

In dense vegetation, which is bent and swung by a flow because of its flexible structure, organized motion which is so-called *honami* can be seen. Flow field with vegetation layer is characterized by an eddy due to flow instability which brings velocity profile with an inflection point around the top of vegetation layer. A time-dependent and spatial change of vegetation density due to phase difference of swing motion of vegetation is known as one of the major characteristics of flow with flexible vegetation. In this study, the particle method is applied to analyse a flow with flexible vegetation with developing new model of flexible vegetation by introducing one-dimensional elastic body model.

**Key Words :** *flow over vegetation layer, honami, particle method, one-dimensional elastic body model*

### 1. はじめに

植生は、可撓性を持った柔軟な構造のために、流れに対して変形・揺動するが、たいていの場合、密集して群生することから、植生層境界が水の波のように動く「穂波現象」と呼ばれる組織的な揺動が発現する。穂波現象を伴う植生層上流れに関する研究は、井上<sup>1)</sup>の先駆的研究に始まり、多くの研究者によって行われてきた。例えば、気流を対象としたものには、植生-大気間の植生層境界内外における水収支や二酸化炭素などの物質交換に関連した研究<sup>2)</sup>がある一方、河川水理学においては植生の流水抵抗に主に注目した研究が行われてきた。また、河川流と植生との関係で言えば、特に、近年では、「多自然型川づくり」に代表されるように河川水辺の自然環境保護が重視される中、流れ、流砂、河床変動および植生の4者の相互作用を考慮して河川の流れを扱うことが望まれている<sup>3)</sup>。

植生層を伴う流れにおける特徴は、流速分布が植生層境界において変曲点を持つことによる流れの不安定化に

起因する組織的な渦の発生にあり、さらに植生の揺動の位相差によって植生密度が時空間的に変化するため、植生運動と水流の相互作用が無視できない複雑な場となる。池田ら<sup>4)</sup>は、前述の変曲点不安定が穂波現象の発生原因であり、植生の剛性に関係なく組織渦の通過によって穂波が発生するとしている。一方、辻本ら<sup>5)</sup>は、植生層構造の変化が流れに及ぼす影響は無視できないと指摘している。穂波の発生要因については、他にも *gust attack theory*<sup>6)</sup> などいくつかの説が提示されているが、実験による計測や実測が困難であるため、完全には解決していない。

実験の代替手段としての数値解析技術の開発も以前より行われてきた。植生のモデルとして、片持ち梁<sup>7)</sup>や回転バネによる拘束を受けた円柱<sup>8)</sup>などが用いられ、流れ場の計算には、*k-ε* モデルや LES に植生抵抗が考慮されたモデルが適用されている。これらのモデルによって組織渦の発生や乱流構造を説明できるが、植生間の接触および自由水面の影響が考慮された例はない。植生の密度が高い場合には、上流側に位置する植生が倒伏して衝突し、それらに押されて下流側の植生が倒伏することが

考えられ、また、植生群の空間的な疎密による流速場の変動が、自由水面に影響を及ぼすことも特に相対水深が小さい流れでは検討が求められる事項である。そこで本研究では、自由水面追跡の容易な粒子法を用いて、植生層を伴う流れの解析を実施する。植生は一次元弾性体でモデル化し、流体力の評価には、通常の粒子間相互作用モデルではなく、抗力係数を介した間接的な取り扱いを行う方法を開発する。植生の揺動や流れ場の特性などについて既往の研究との比較を通じて、本手法の有効性を検討する。

## 2. 数値解析の概要

### (1) 流体の運動方程式

流れ場の解析は、MPS(Moving Particle Semi-implicit)法<sup>8)</sup>によって行う。支配方程式は、Navier-Stokes式

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \nu \nabla^2 \mathbf{u} + \mathbf{g} + \mathbf{F}_{Dv} \quad (1)$$

である。ここに、 $\mathbf{u}$ ：流速ベクトル、 $p$ ：圧力、 $\rho$ ：流体の密度、 $\mathbf{g}$ ：重力加速度ベクトル、 $\nu$ ：動粘性係数 ( $=1.0 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$ )、 $\mathbf{F}_{Dv}$ ：植生から受ける抗力ベクトル (次節に記述) である。MPS法では、基礎式の各項は、粒子間相互作用モデルを通じて離散化され、圧力項における gradient および粘性項における Laplacian は以下のように記述される。

$$-\frac{1}{\rho} \langle \nabla p \rangle_i = -\frac{1}{\rho} \frac{D_0}{n_0} \sum_{j \neq i} \left\{ \frac{p_j - p_i}{|\mathbf{r}_{ij}|^2} (\mathbf{r}_{ij}) \cdot \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \right\} \quad (2)$$

$$\nu \langle \nabla^2 \mathbf{u} \rangle_i = \frac{2\nu D_0}{n_0 \lambda} \sum_{j \neq i} (\mathbf{u}_j - \mathbf{u}_i) \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (3)$$

$$\lambda = \sum_{j \neq i} \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) |\mathbf{r}_{ij}|^2 / \sum_{j \neq i} \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (4)$$

$$\mathbf{r}_{ij} = \mathbf{r}_j - \mathbf{r}_i \quad (5)$$

ここに、 $D_0$ ：次元数、 $\mathbf{r}_i$ ：粒子  $i$  の位置ベクトル、 $\lambda$ ：モデル定数<sup>9)</sup>。粒子間相互作用の及ぶ範囲 (影響円) は、重み関数

$$w(r) = \begin{cases} \frac{r_e}{r} - 1 & \text{for } r \leq r_e \\ 0 & \text{for } r > r_e \end{cases} \quad (6)$$

によって制限され、粒子数密度は重み関数を用いて

$$\langle n \rangle_i = \sum_{j \neq i} \mathbf{w}(|\mathbf{r}_{ij}|) \quad (7)$$

と定義される。非圧縮条件は、粒子数密度を常に一定値  $n_0$  に保つことによって満足される。

### (2) 植生の運動方程式

植生は、粒子一列で構成する一次元弾性体として扱

う。MPS法による一次元弾性体は、近澤ら<sup>10)</sup>によって2次元計算における柔軟な薄肉壁として開発されているが、近澤らは軸方向の伸びはないものとして、曲げによる力のみを考慮している。本稿で扱う植生においても同様に軸方向の伸びは無視できるので、軸方向の引張・圧縮力を計算する必要はないが、引張破断も扱うことのできる汎用的なモデルの開発を目的とするため、本稿では軸方向の力も計算する。植生の運動方程式は、

$$\rho \left( \frac{\sigma}{\rho} + C_M \right) V \frac{d\mathbf{u}}{dt} = \mathbf{F}_{nv} + \mathbf{F}_m + \mathbf{F}_{Df} + \mathbf{F}_c - (\sigma - \rho) \mathbf{g} \quad (8)$$

と記述される。ここに、 $\sigma$ ：植生の密度、 $V$ ：植生の体積、 $C_M$ ：慣性力係数、 $\mathbf{F}_{nv}$ ：隣接植生粒子間の軸方向力ベクトル、 $\mathbf{F}_m$ ：曲げモーメントによる作用力ベクトル、 $\mathbf{F}_{Df}$ ：流体から受ける抗力ベクトル、 $\mathbf{F}_c$ ：他の植生との衝突力ベクトルである。右辺の各項の詳細を以下に示す。

まず、隣接植生粒子間の軸方向力は、同植生内の連続する植生構成粒子間のみ作用させ、個別要素法と同様のバネ-ダッシュポット系で以下のように記述する。

$$\mathbf{F}_{nv} = \sum_{j=1}^{N_{veg}} \left[ \left\{ -k_{nv} (l_0 - |\mathbf{r}_{ij}|) + c_{nv} v_{ij\xi} \right\} \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right] \quad (9)$$

ここに、 $N_{veg}$ ：隣接植生構成粒子の個数、 $k_{nv}$ ：軸方向のバネ定数、 $c_{nv}$ ：軸方向のダッシュポット定数、 $l_0$ ：初期隣接植生構成粒子間距離、 $v_{ij\xi}$ ：隣接植生構成粒子間の相対速度の軸方向成分である。

曲げモーメントによる作用力については、両隣の粒子との角度を  $\theta$  として

$$\mathbf{F}_m = \sum_{j=1}^{N_{veg}} \left\{ f_{mi} \frac{\boldsymbol{\zeta}_{ij}}{|\boldsymbol{\zeta}_{ij}|} + f_{mj} \frac{\boldsymbol{\zeta}_{ji}}{|\boldsymbol{\zeta}_{ji}|} \right\} \quad (10)$$

$$f_{mi} = k_m \tan(\pi - \theta_i) + c_m v_{ij\zeta} \quad (11)$$

と記述される。ここに、 $k_m$ ：曲げバネ定数、 $c_m$ ：曲げダッシュポット定数、 $v_{ij\zeta}$ ：隣接植生構成粒子間の

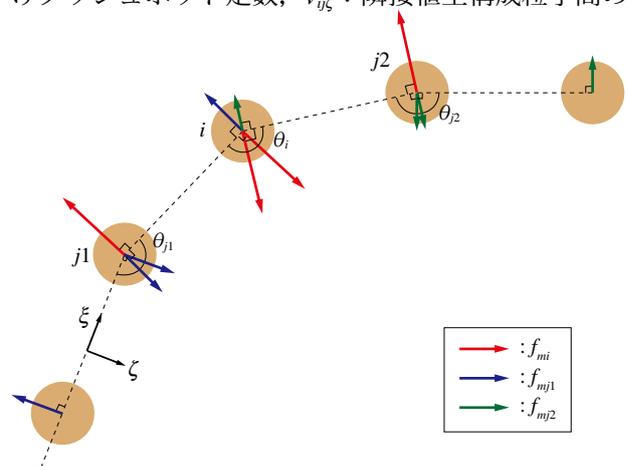


図-1 曲げモーメント

相対速度の軸に垂直な方向成分,  $\zeta_{ij} \cdot \mathbf{r}_{ij} = 0$  (向きは, 復元する方向) である. 図-1 に, 模式図を示す. 上記の2種類のバネ定数は,

$$k_{nv} = \frac{EA}{l_0} \quad (12)$$

$$k_m = \frac{EI}{l_0^2} \quad (13)$$

と与えられる ( $E$ : ヤング率,  $A$ : 断面積,  $I$ : 断面二次モーメント). ダッシュポット定数については, 個別要素法で一般的に用いられている推定法<sup>11)</sup>を援用し,

$$c_{nv} = \alpha_{nv} \cdot 2\sqrt{M_p k_{nv}} \quad (14)$$

$$c_m = \alpha_m \cdot 2\sqrt{M_p k_m} \quad (15)$$

とした (ここに,  $M_p$ : 粒子の質量,  $\alpha_{nv}$ ,  $\alpha_m$ : チューニングパラメータ).

流体抗力は, 以下のように与える.

$$\mathbf{F}_{Df} = \frac{1}{2} \rho C_D S |\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u}| (\bar{\mathbf{u}} - \mathbf{u})_\zeta \quad (16)$$

ここに,  $C_D$ : 抗力係数,  $S$ : 投影面積,  $\bar{\mathbf{u}}$ : 植生構成粒子の周囲流速である. 周囲流速には, 植生構成粒子の影響円 (半径  $r_{ev} = 2.0d_{veg}$ <sup>15)</sup>,  $d_{veg}$ : 植生構成粒子径) 内に含まれる水粒子の流速のアンサンブル平均値を用いた. 一方で, 流れに与えられる植生の形状抵抗成分は,

$$\mathbf{F}_{Dv} = \sum_j \frac{\delta_{Dv} r_{veg}}{N_{Dv}} \cdot \frac{1}{2} \frac{C_D}{d_0} |\mathbf{u}_{vegj} - \mathbf{u}| (\mathbf{u}_{vegj} - \mathbf{u})_\zeta \quad (17)$$

と記述される. ここに,  $r_{veg}$ : 奥行き方向の植生の密度 (単位長さあたりの植生の遮蔽割合),  $\mathbf{u}_{veg}$ : 植生構成粒子の速度,  $\delta_{veg}$ : 植生抵抗に関するデルタ関数であり, 先述の影響円に含まれていれば  $\delta_{veg} = 1.0$ , そうでない場合は  $\delta_{veg} = 0.0$  が与えられる.

異なる植生間の接触の際に作用する衝突力は, 以下のように一般的な個別要素法と同様の鉛直および接線バネ・ダッシュポットに基づいて計算する.

$$\mathbf{f}_{colp} = \sum_j \{ \mathbf{f}_n(t) + \mathbf{f}_s(t) \}_j \quad (18)$$

$$\left. \begin{aligned} \mathbf{f}_n(t) &= -e_n(t) \frac{\Delta \xi_n}{|\Delta \xi_n|} + \mathbf{d}_n(t) \\ \mathbf{f}_s(t) &= -e_s(t) \frac{\Delta \xi_s}{|\Delta \xi_s|} + \mathbf{d}_s(t) \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\left. \begin{aligned} e_n(t) &= e_n(t - \Delta t) + k_n \cdot |\Delta \xi_n| \\ e_s(t) &= e_s(t - \Delta t) + k_s \cdot |\Delta \xi_s| \\ \mathbf{d}_n(t) &= \eta_n \cdot \Delta \xi_n / \Delta t \\ \mathbf{d}_s(t) &= \eta_s \cdot \Delta \xi_s / \Delta t \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

$$\left. \begin{aligned} \Delta \xi_n &= \left( \Delta \xi \cdot \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \right) \frac{\mathbf{r}_{ij}}{|\mathbf{r}_{ij}|} \\ \Delta \xi_s &= \Delta \xi - \Delta \xi_n \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

ここに,  $\mathbf{f}_n, \mathbf{f}_s$ : 固相粒子  $i, j$  間の法線 (添字  $n$ ) および接線 (添字  $s$ ) 方向の作用力ベクトル,  $k_n, k_s$ : 弾性スプリング定数,  $\eta_n, \eta_s$ : 粘性ダッシュポット定数,  $e_n, e_s$ : バネによる抗力,  $\mathbf{d}_n, \mathbf{d}_s$ : ダッシュポットによる抗力ベクトル,  $\Delta \xi, \Delta \xi_n, \Delta \xi_s$ : 時間  $\Delta t$  間の変位ベクトルである.

植生の運動方程式の時間積分には, 鈴木ら<sup>12)</sup>と同様に, Newmark- $\beta$ 法を用いた. すなわち, 位置座標および速度の更新を

$$\mathbf{r}^{t+\Delta t} = \mathbf{r}^t + \frac{\Delta t^2}{2} \{ (1-2\beta)\mathbf{a}^t + 2\beta\mathbf{a}^{t+\Delta t} \} \quad (22)$$

$$\mathbf{u}^{t+\Delta t} = \mathbf{u}^t + \frac{\Delta t}{2} \{ \mathbf{a}^t + \mathbf{a}^{t+\Delta t} \} \quad (23)$$

によって行い (ここに,  $\mathbf{a}$ : 加速度ベクトル,  $\Delta t_{veg}$ : 計算時間間隔,  $\beta = 1/4$ ), (18) 式および (19) 式を (8) 式に代入して得られる加速度に関する連立一次方程式を, 反復計算によって求めた. 反復計算には, MPS法に実装されている共役勾配法を用いた.

本モデルでは, 軸方向の粒子間距離を一定と仮定していないので, 用いる  $\Delta t_{veg}$  によっては, 物理的な軸方向力によるものではない計算誤差の蓄積による伸びひずみが生ずる. 計算誤差による伸びひずみのある程度矛盾のない範囲に抑制しながら安定した計算を行うためには, 流体の計算における時間間隔よりも  $\Delta t_{veg}$  を短くする必要がある. 必要な  $\Delta t_{veg}$  は, 植生の剛性に依存するが, 本稿で実施した計算では, 流体計算の時間間隔 ( $= 5.0 \times 10^{-4}$  s) のおよそ 0.1 倍 ~ 0.01 倍であった.

### 3. 水理実験との比較

#### (1) 剛な植生群を伴う流れ

本章では, 基礎的な水理実験との比較を通じてモデルの検証を行う. まず始めに, 撓まない剛な植生を用いた流れにおける流速分布に関して, 清水ら<sup>13)</sup>の水理実験結果と比較した. 図-2 に, 計算領域を示す. 水深 0.084 m, 水路勾配 0.00304 の水路床に, 中心間隔  $s = 0.01$  m で長さ  $L = 0.041$  m, 直径  $d_{veg} = 0.001$  m の直立した植生を配置した.  $r_{ev}$  には 0.1 を与え, 水流の単位体積あたりの植生の遮蔽面積  $\lambda_{veg} \equiv d_{veg}/s^2 = 10.0 \text{ m}^{-1}$  とした. 以上の条件は清水らと同様である. 上下流端は周期境界条件とし, 断面平均流速が約 0.2 m/s を満たすように流下方向に常に一定の圧力差を与えた. 植生は円柱であると仮定し, 抗力係数には 0.9 を用いた. 粒子径は, 水粒子は 0.002 m, 植生は 0.001 m とした. 図-3 に, 流速分布を実

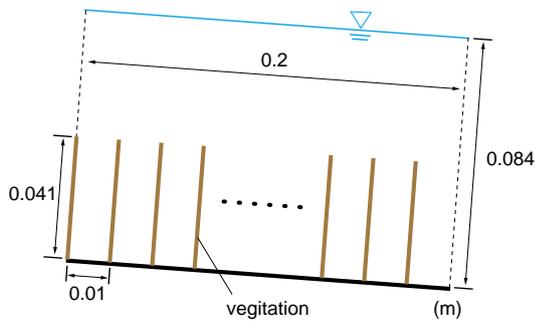


図-2 剛な植生群を伴う流れ

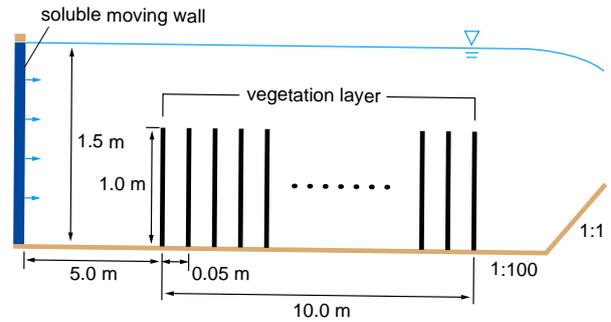


図-5 境界条件

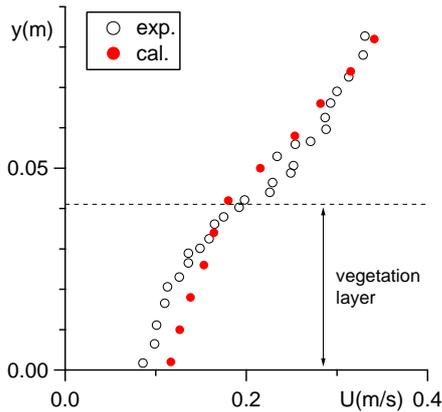


図-3 流速分布

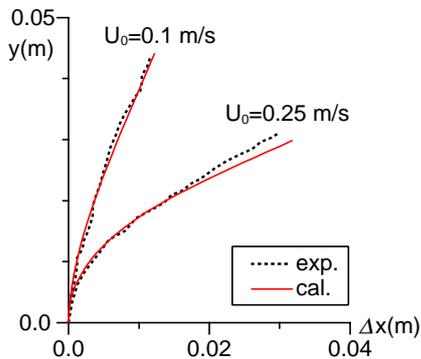


図-4 植生の変形形状

験結果と併せて示す。計算結果は、2.0 s 間の時間平均値を示す。水理実験結果と同様に、植生層境界付近に変曲点（図中、下から 6 番目の計算値）を有する流速分布が確認できる。分布形のみでなく流速値についても計算結果は、実験結果と概ね良好に対応している。

## (2) 植生の変形

次に、水流中の植生の変形について、北村<sup>14)</sup>の水理実験結果と比較する。植生を 1 本だけ水路床に配置し、実験と同様の水理条件で水没植生の撓みを計測する。計算では、先程と同様に上下流端を周期境界条件とした。水理実験では、植生のモデルとして短冊状に切られた

OHP シート（長さ  $L=0.045$  m, 断面：幅  $0.002$  m × 厚さ  $1.2 \times 10^{-4}$  m, 曲げ剛性  $EI=8.67 \times 10^{-7}$ ）が用いられた。本計算では、粒子径  $0.002$  m の粒子を用いて植生を構成するが、(12) 式および (13) 式によってバネ定数を導出する際には上記の断面形状を用いた。また、流れに対する植生の遮蔽面積は十分に小さいものと考え、流れに与えられる植生の形状抵抗は無視した。図-4 に、計算結果（定常状態）を実験結果と併示する（ $U_0$ ：断面平均流速）。2 ケースともに計算結果は水理実験結果と良好に対応しており、本稿で用いた植生のモデルの妥当性が確認できる。なお、軸方向の伸びひずみは定常状態ではほぼゼロであった。

## 4. 揺動する植生群を伴う流れ

図-5 に計算領域を示す。勾配 1/100 の水路上流端から 5.0 m 下流側を起点として、0.05 m 間隔で全長 10.0 m の区間に植生を配置する。植生層の下流端から長さ 2.0 m の水平床を経て、1/1 上り勾配斜面に接続する。初期水深は 1.5 m で、上流端に配置された可溶性移動壁<sup>15)</sup>から単位幅流量  $4.5$  m<sup>2</sup>/s で水路に水を供給した。下流端は、自由流出条件とした。植生は、北村が現地観測によって計測したヨシの諸元を参考に、高さ 1.0 m, 直径 0.01 m, 曲げ剛性  $0.847$  Nm<sup>2</sup>, 比重  $\sigma/\rho=0.5$  とした。また、植生は、高さ方向に直径の変化しない円柱 ( $C_D=0.9$ ) とし、密生度は  $\lambda_{veg}=4.0$  m<sup>-1</sup> に設定した。初期条件として、植生には直立した状態を与えた。

図-6 に、瞬間像の一例を示す。流れが植生層に入る  $x=0.0$  m 付近において堰き上げが生じ、流下方向に水面勾配が生じる ( $0.0 < x < 5.0$  m)。下流側 ( $x \geq 5.0$  m) では、水面波による凹凸が確認できる。一方、植生群については、全体として下流側へ倒伏しており、流れの直接作用する上流端で、最も大きく撓む。

図-7 に、植生層下流側の領域における流速ベクトル図を示す。流速ベクトルは、幅、高さともに 0.1 m の間隔で設置されたオイラー観測点での空間平均値（影響半径  $2.0d_0$ ）を示している。また、図-8 に、植生層内における植生の存在密度の変化量  $\psi$  を示す。植生の存在密

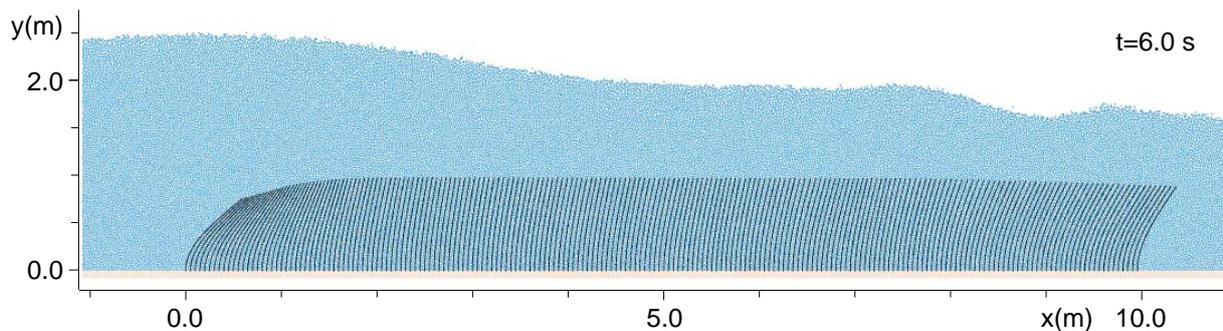


図-6 河川流による植生の揺動

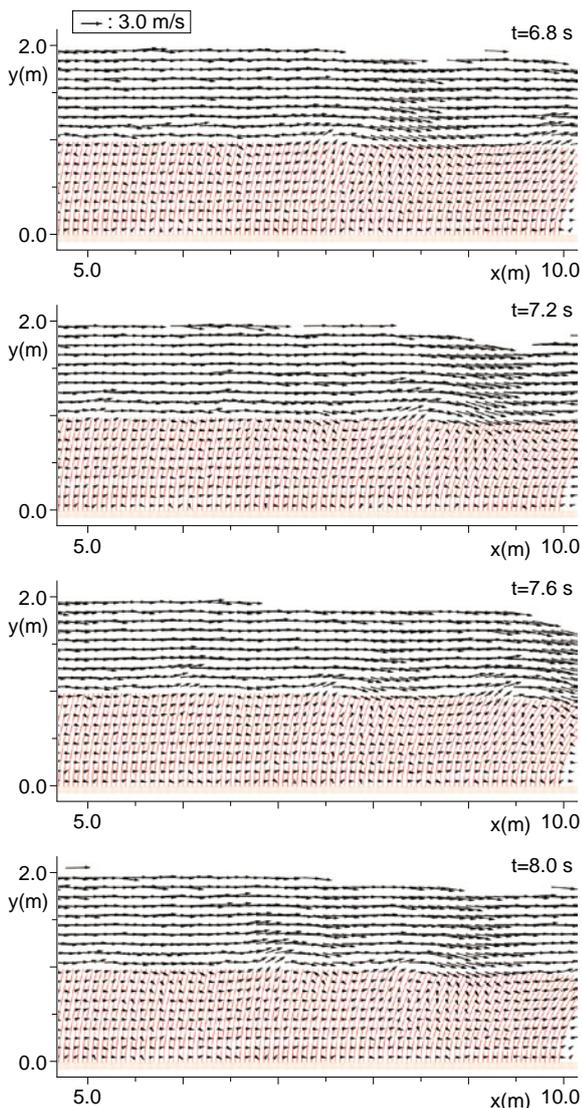


図-7 流速ベクトル

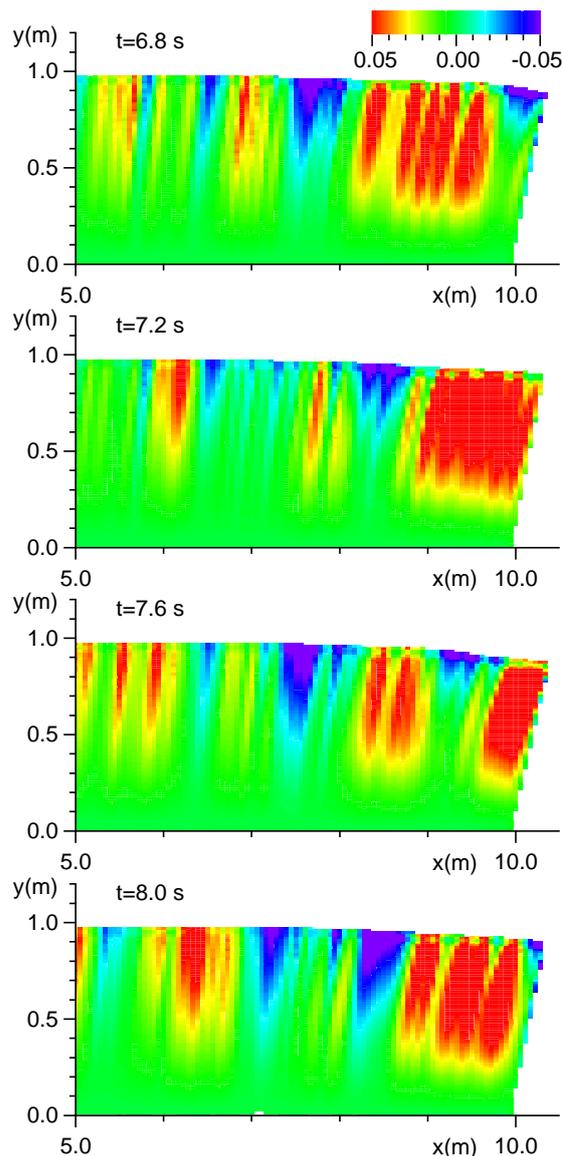


図-8 植生の空間分布

度の変化量  $\psi$  は、

$$\psi = \frac{n_i^{veg} - n_{0i}^{veg}}{n_{0i}^{veg}} ; n_i^{veg} = \sum_{j \neq i}^{N_{neivi}} w(r) \quad (24)$$

と定義する。ここに、 $n_i^{veg}$ ：植生の存在密度、 $n_{0i}^{veg}$ ：初期状態における植生の存在密度、 $N_{neivi}$ ：半径  $7.0d_{veg}$  以内に含まれる植生構成粒子の個数である。赤色が

植生の密な領域で、青色が疎な領域を示している。まず、図-7を見ると、 $t=6.8s$ において、 $(x,y)=(7.8,0.9)$ を中心としたやや前傾した楕円形の渦が見られる。この渦は約  $2.5 \text{ m/s}$  の速度で徐々に流下する ( $t=7.2s$  で  $x=8.7$ ,  $t=7.6s$  で  $x=9.7$ )。また、 $t=7.6s$ では、 $x=7.6$ において別の新たな渦が発生しており、 $t=8.0s$ では、さ

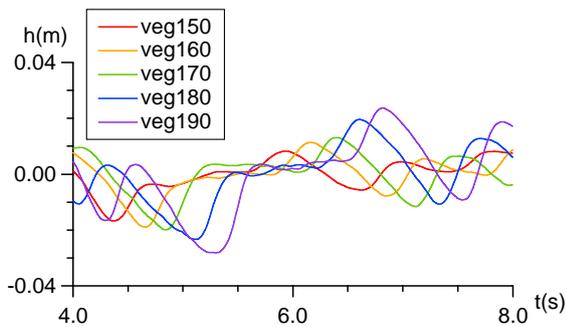


図-9 植生の振幅

らに渦が  $x=7.25$  周辺に発生する。これらの渦はすべて植生層上端境界付近で発生しており、このことは既往の研究<sup>4)</sup>で得られた知見と合致する。渦の位置と図-8を見比べると、渦の中心の下流側に赤色の領域が、上流側に青色の領域が存在しており、植生の疎密が時系列的に推移する。すなわち、渦の通過に伴って、渦の前面の下降流によって植生が押さえ付けられ、下流側の植生との距離が縮まる。一方で、渦の背面の上昇流によって植生が立ち上げられ、植生間の距離が開く。このような植生の挙動が位相差を伴って生じ、穂波現象が発生する。また、渦の先端には、渦の下降流による効果と思われる水面の凹み(図-6の  $8.0 < x < 10.0$  m)が見られ、渦の進行とともに遷移する。ただし、この現象については水理実験が行われた既往の研究では触れられておらず、再現性は確認できていない。

図-9に、上流側から数えて150, 160, 170, 180および190本目の植生の先端のy軸方向の振幅を示す。植生の撓みの位相差が確認できる。また、下流端に近い植生ほど振幅が大きい。

## 5. おわりに

本稿では、軸方向の作用力を推定できる一次元弾性体モデルと間接的相互作用モデルを新たに開発して、水没植生の揺動現象の数値シミュレーションを実施した。撓まない剛な植生群を用いた場合の鉛直流速分布および一様流速場における一本の植生の变形についてモデルの検証を行ったところ、両者ともに既往の水理実験結果と良好な対応を示した。また、柔軟な植生群を用いてシミュレーションを実施し、植生境界付近における組織渦や穂波現象の発生が確認され、柔軟な水没植生層を伴う流れの基本的特徴が良好に再現された。

ところで、本稿では乱流モデルを用いていない。すなわち、粒子径以下のスケールの乱れが考慮されていないにもかかわらず、植生の揺動が再現されたことは組織渦の関与の重要性を少なくとも定性的には裏付けたと言える。もちろん流れ場の詳細な議論を行うためには、乱流モデルの導入が不可欠であることは言うまでもない。

今後は、本コードへの乱流モデルの導入の他に、三次

元コードへの拡張も実施したい。本稿では二次元計算のため、流体-植生間の力の計算は抗力型で間接的に表したが、三次元に拡張すれば、MPS法の計算の枠組みをそのまま用いる直接的な取り扱いが可能になる。実際に発生する組織渦は三次元構造を有し、それに伴って穂波現象の奥行き方向の位相差が生じる可能性もある。また、実河川の植生域が横断方向に一律ではないことから、三次元計算の実施が必要と言えるだろう。

## 参考文献

- 1) 井上栄一:穂波の研究, 1 穂波の機構と特性, 農業気象, 第11巻1号, pp. 18-22, 1955.
- 2) 原菌芳信:大気-植生間におけるCO<sub>2</sub>等の交換と流れ, ながれ, 20, pp. 384-395, 2001.
- 3) 辻本哲郎:多自然型川づくりに関連した水理学の話題, ながれ, 14, pp. 271-282, 1995.
- 4) 池田駿介, 金沢稔, 太田賢一:可撓性を有する沈水性植生層上の組織渦の三次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, No.515/II-31, pp. 33-43, 1995.
- 5) 辻本哲郎, 北村忠紀, 中川博次:植生層構造の不安定現象としての穂波の形成機構, 水工学論文集, 第39巻, pp.519-524, 1995.
- 6) Finnigan J. J.: Turbulence in waving to wheat, I. Mean statistics and Honami, Boundary-Layer Meteorol., Vol.16, pp. 181-211, 1979.
- 7) 室田明, 福原輝幸:直立性の植物を有する開水路の流れ構造について, 水理講演会論文集, pp. 225-331, 1984.
- 8) Koshizuka, S., Tamako, H. and Oka, Y.: A particle method for incompressible viscous flow with fluid fragmentation, *Comp. Fluid Dyn. J.*, Vol.4, pp. 26-46, 1995.
- 9) 越塚誠一:粒子法, 丸善, p144, 2005.
- 10) 近澤佳隆, 越塚誠一, 岡芳明:MPS法を用いた液面と構造物の大変形を伴うスロッシングの数値解析, 日本機械学会論文集(B), 65, pp. 2954-2960, 1999.
- 11) 後藤仁志:数値流砂水理学, 森北出版, p223, 2004.
- 12) 鈴木克幸, 中住昭吾, 伊藤陽介, 正木剛:ケーブル運動のリアルタイムシミュレーション, 計算力学講演会講演論文集, No.18, pp. 789-790, 2005.
- 13) 清水義彦, 辻本哲郎, 中川博次, 北村忠紀:直立性植生層を伴う流れ場の構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.438/II--15, pp. 31-40, 1991.
- 14) 北村忠紀:河川植生の流れ及び河道変化に及ぼす影響に関する水理学的研究, 京都大学博士学位論文, 1996.
- 15) Gotoh, H., Shibahara, T. and Sakai, T.: Sub-particle-scale turbulence model for the MPS method -Lagrangian flow model for hydraulic engineering-, *Comp. Fluid Dyn. J.*, 9-4, pp. 339-347, 2001.

(2007.9.30 受付)