

2次元LESを用いた可撓性を有する植生層内外の 乱流構造と穂波現象に関する研究

池田駿介¹・山田知裕²・戸田祐嗣³

¹フェロー会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152-8552 東京都目黒区大岡山 2-12-1)

²正会員 修士(工) 新日本製鐵(株)

³正会員 学士(工) 東京工業大学助手 工学部土木工学科

植生層を有する場において穂波として知られる植生の揺動は、流れとの相互作用によって乱流場に影響を与えていることが予想される。そこで、植生の振動方程式を導入し、植生の揺動の様子を時々刻々と追ひ、流体運動へのフィードバックとして相対速度による流体抵抗を考慮し、流れは従来のLES格子で、植生に対しては植生の振動に対応した植生格子を設定することで数値計算を行った。その結果、植生の振動は流体運動に影響を及ぼし、組織渦発生の規則性を減少させることがわかった。また、穂波は流下方向に連続的に伝播し続けるのではなく、発生と消滅を繰り返すという結果を得た。

Key Words : honami, organized vortex, 2D-LES, flexible vegetation, interaction

1. はじめに

植生の力学的な作用の一つに、流れに対する抵抗が挙げられる。流れの流速は植生の存在により植生層内で減少し、流速の鉛直分布には植生層頂上部において変曲点が生じ、変曲点不安定現象に起因する大規模組織渦が誘発されることが知られている¹⁾。この大規模組織渦は炭酸ガスなどの交換能を増大させ、沈水性植生上の流れでは流水に含まれる栄養塩類や浮遊物質の捕捉・堆積を促進させる。植生が可撓性を有する場合には、この大規模組織渦の通過と穂波の間に深い因果関係があることが指摘されている^{1), 2), 3)}。

現在まで、植生層を有する場の乱流に関する研究が数多くなされてきた。Gaoら²⁾はカナダの森林において超音波風速計を7台用いて乱流計測を行い、森林上空に発達する組織渦の断面二次元像を捉え、組織渦は森林キャノピーの2倍程度の高さまで及ぶこと、スウィープ運動の強度がイジェクション運動より強いことを示した。さらに、ランプ現象と呼ばれる特徴的な大気温度変動パターンが存在することを報告している。池田ら³⁾は、可撓性沈水模擬植生を有する開水路でPIVを用いた実験を行い、植生層上に発達する組織渦の3次元構造を測定した。その中で組織渦は前傾し

た楕円形状を有し、横断方向に対をなしていることを明らかにしている。また、彼らは風洞での実験¹⁾、アシ原での現地観測⁴⁾におけるデータを用いてスペクトル応答解析を行い、穂波と植生層上に発達する組織渦との関係を調べ、植生の剛性等の物理的性質に起因する共振現象と組織渦の通過による穂波の性質の違いを明らかにした。可撓性を持たない植生層の場の乱流シミュレーションは、神田・日野⁵⁾がLESを用いて行っている。その結果は植生層近傍には組織渦が発生し、その組織渦は、空間的にローラーとリブで代表される構造を有していることを示している。

これらの研究により、乱れの構造や組織渦と穂波の関係などが次第に明らかとなってきたが、植生の振動と乱れの相互作用は、その複雑な非線形相互作用のため研究されておらず、未解明のまま残されている。

以上のことから本研究では、植生の振動を考慮したLESを用いて流れのシミュレーションを試み、乱れが振動を起こすメカニズムを探るとともに、植生の振動が乱れに及ぼす影響を調べることとした。その際、実スケールでの計算を試みたが、以前に行った観測⁶⁾により、組織渦は3次元性を有するものの、その大規模構造は2次元的事であることから、大規模組織渦については2次元の場でのシミュレーションを行った。

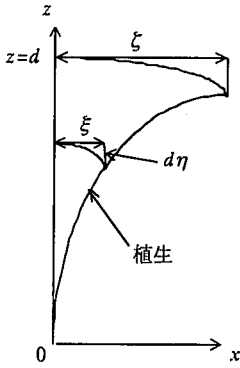


図-1 植生の振動モデル

2. 基礎方程式

以下に基礎方程式を導くが、ここでは植生の振動方程式と流体の方程式に分けて記述する。なお、基礎方程式系には植生と流体の相対速度差に起因する抵抗項や乱れの生産・逸散が考慮されている。

(1) 植生の振動方程式

植生の揺動を表現するため、一本の植生についての振動方程式を導入する。植生は流体力と重力により変形し、曲げ剛性を復元力とする振動系を形成する。図-1を参照して、地面からの高さ z における植生の変位を ξ として、池田・館岡は次の振動方程式を導き、更にスペクトル応答解析を行い、風速変動と穂波の関係を論じている。

$$\begin{aligned}
 & (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + C_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} \\
 & = \left(\frac{1}{2} \rho_f C_D b + \rho_f C_m \frac{S}{N} \right) \left(u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right) \left| u - \frac{\partial \xi}{\partial t} \right| \\
 & + (\rho_p - \rho_f) g V_p \frac{\partial \xi}{\partial z} + \rho_f (1 + C_M) V_p \frac{\partial u}{\partial t} \quad (1)
 \end{aligned}$$

ここに諸量は、 u ：流下方向の流速成分、 ρ_p 、 ρ_f ：植生、流体の密度、 C_M ：付加質量係数、 V_p ： z 軸方向単位長さの植生の体積、 C_1 ：振動の減衰定数、 EI ：植生の曲げ剛性、 C_D ：1本の茎の抵抗係数、 $b(z)$ ：茎の直径、 C_m ：葉面抵抗係数、 $S(z)$ ：葉面積密度、 N ：密生度、 g ：重力加速度、 t ：時間である。式(1)中、左辺第1項は慣性項(F_i)、第2項は減衰項(F_d)、第3項は剛性による復元力項(F_r)を表し、右辺第1項は流体抵抗項(F_a)、第2項は重力項(F_g)、第3項は流体の加速による圧力勾配(F_p)を表す項である。慣性項と流体の加速による圧力勾配を表す項には付加質量を考えている。流体抵抗項

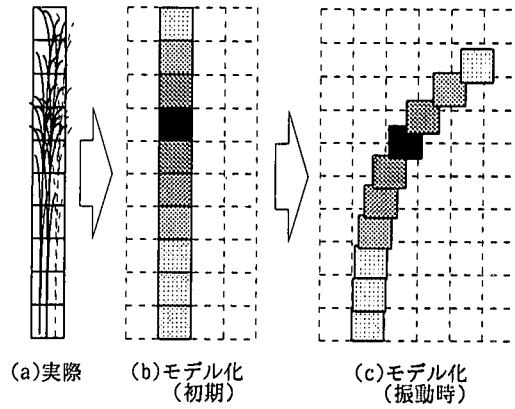


図-2 植生格子の設定
(実線：植生格子，破線：LES格子)

(F_a)では、植生の茎による抵抗を流体中におかれた円柱にかかる抵抗と考え、葉による寄与をよく用いられる形で表し、両者を加えている。この時、流体抵抗は主流方向風速のみによるとしている。本研究においても、式(1)を植生振動を表す方程式として用い、振動モードとして簡単のため、図-1に示す様な1次モードのみを考える。図中 ξ は植生頂上 $z=d$ における水平変位を表している。本来ならば、植生の振動モードは1次モードに限らないが、観測でのビデオ撮影から、変形はほぼ1次モードで表現できることが確かめられている。

ここで、植生の変位 ξ 、流下方向の流速 u を格子内平均とその変動成分に分けて取り扱う。植生は高さ方向に長い形状を有しているが、振動すると変形してしまうこと、および植生は一本単位で振動し、曲げ剛性の作用で復元することから、流体運動を取り扱うLES格子で追った場合、植生の質量保存が保たれず、葉面積の流下方向への移動が起こってしまう。そこで、本研究においては流体運動を取り扱う通常のLES格子の他に、図-2に示すような植生の振動に対応した格子を考え、格子内の代表植生の振動を追うことで質量保存を満足するようにした。以後、この設定格子を“植生格子”と呼び、通常の流体運動を解くための格子を“LES格子”と呼ぶ。

この植生格子では、図-2(a)のような実際の植生層を(b)のように面積密度の分布で表し、振動時には(c)のように格子内の代表植生の振動を追う。以上の考えに基づき、植生格子内平均量を $\langle \rangle$ で、それからの変動量を $*$ で次式のように表す。

$$\xi = \langle \xi \rangle + \xi^* \quad (2)$$

$$u = \langle u \rangle + u^* \quad (3)$$

式(1)の各項に式(2), (3)の操作を施す。

$$F_r = (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \frac{\partial^2 \langle \xi \rangle}{\partial t^2} + (\rho_p + C_M \rho_f) V_p \frac{\partial^2 \xi^*}{\partial t^2} \quad (4-1)$$

$$F_c = C_1 \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} + C_1 \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \quad (4-2)$$

$$F_e = EI \frac{\partial^4 \langle \xi \rangle}{\partial z^4} + EI \frac{\partial^4 \xi^*}{\partial z^4} \quad (4-3)$$

$$F_d = \left(\frac{1}{2} \rho_f C_D b + \rho_f C_m \frac{S}{N} \right) \left[\left(\langle u \rangle - \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right) \left| \langle u \rangle - \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right| \right. \\ \left. + 2 \left(\langle u \rangle - \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right) \left(u^* - \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right) \right. \\ \left. + u^* u^* - 2u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} + \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right] \quad (4-4)$$

$$F_g = (\rho_p - \rho_f) g V_p \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial z} + (\rho_p - \rho_f) g V_p \frac{\partial \xi^*}{\partial z} \quad (4-5)$$

$$F_p = \rho_f (1 + C_M) V_p \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} + \rho_f (1 + C_M) V_p \frac{\partial u^*}{\partial t} \quad (4-6)$$

さらに、各項に植生格子内平均操作を施すと、次の運動方程式が得られる。

$$(\rho_p + C_M \rho_f) V_p \frac{\partial^2 \langle \xi \rangle}{\partial t^2} + C_1 \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \langle \xi \rangle}{\partial z^4} \\ = \left(\frac{1}{2} \rho_f C_D b + \rho_f C_m \frac{S}{N} \right) \left[\left(\langle u \rangle - \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right) \left| \langle u \rangle - \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right| \right. \\ \left. + \langle u^* u^* \rangle - 2 \left\langle u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle + \left\langle \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle \right] \\ + (\rho_p - \rho_f) g V_p \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial z} + \rho_f (1 + C_M) V_p \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} \quad (5)$$

本来ならば、数値計算においては式(5)を差分し、直接解くことが望ましい。しかし、曲げ剛性による復元力項中に z に関する4階の微分が存在することから、差分による計算では高さ方向に非常に細かく格子を設定する必要があり、計算負荷を考えると現実的ではない。そこで、本計算では簡単のため以下の簡単化された取り扱いを導入する。この取り扱いは既に文献1のスペクトル応答解析において用いられているので、概略のみ説明する。

まず、植生層内における平均風速の鉛直分布は指数分布形を有し、上方ほど大きくなり、さらに物体に作用する荷重は流速の2乗に比例することから、曲げ剛性による復元力を表す項は次のように置ける。

$$EI \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} = P e^{2\alpha z} \quad (6)$$

ここで α は風速分布に関する係数である。式(6)を積分することにより、植生の1次モードの変位分布が導かれる。以上から、 P を格子内平均頂上部の変位 ζ で表すと

$$P = \frac{48EI\alpha^4}{e^{2\alpha d} (3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \zeta \quad (7)$$

となる。このとき、式(1)の振動方程式に現れる ξ 、 $\partial \xi / \partial z$ は以下のように表される

$$\xi(z) = P_s(z) \zeta \quad (8-1)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial z} = P_{s1}(z) \zeta + P_s(z) \frac{\partial \zeta}{\partial z} \quad (8-2)$$

ここに、 P_s 、 P_{s1} は、以下のように表される。

$$P_s = \frac{3e^{2\alpha z} - e^{2\alpha d} (4\alpha^3 - 12\alpha^3 z^2 d + 6\alpha^2 z^2) - 6\alpha z - 3}{e^{2\alpha d} (3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \quad (9-1)$$

$$P_{s1} = \frac{6\alpha e^{2\alpha z} - e^{2\alpha d} (12\alpha^3 z^2 - 24\alpha^3 z d + 12\alpha^2 z) - 6\alpha}{e^{2\alpha d} (3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \quad (9-2)$$

以上から、振動方程式を頂上変位 ζ のみで表すことができ、さらにこの振動方程式を $z=0$ から $z=d$ まで積分することにより、 ζ に関する積分方程式が得られる。なお、 ξ^* と ξ の関係も式(7), (8)に従うものとする。結果は

$$(\rho_p + C_M \rho_f) \int_0^d V_p P_s \frac{\partial^2 \langle \xi \rangle}{\partial t^2} dz \\ + C_1 \int_0^d P_s \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} dz + \int_0^d P e^{2\alpha z} dz \\ = \int_0^d \left(\frac{1}{2} \rho_f C_D b + \rho_f C_m \frac{S}{N} \right) \left[\left(\langle u \rangle - P_s \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right) \left| \langle u \rangle - P_s \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial t} \right| \right. \\ \left. + \langle u^* u^* \rangle - 2 P_s \left\langle u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle + P_s^2 \left\langle \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle \right] dz \\ + (\rho_p - \rho_f) g \int_0^d V_p \left(P_{s1} \langle \xi \rangle + P_s \frac{\partial \langle \xi \rangle}{\partial z} \right) dz \\ + \rho_f (1 + C_M) \int_0^d V_p \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial t} dz \quad (10)$$

である。式(10)には、相関項

$$-\langle u^* u^* \rangle, \left\langle u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle, \left\langle \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle$$

が含まれており、これらをモデル化する事が必要であ

る。流速変動の相関項 $\langle u^* \dot{u}^* \rangle$ はよく行われるように、式(11)のように表す。また、流速変動と植生の頂上振動速度との相関に頂上振動速度同士の相関を加えた項は、植生の振動が風速に追従するものと仮定し、式(12)のようにモデル化する。

$$-\langle u^* \dot{u}^* \rangle = 2\nu_t \frac{\partial \langle u \rangle}{\partial x} - \frac{2}{3} \langle k \rangle \quad (11)$$

$$-2 \left\langle u^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle + P_s \left\langle \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right\rangle = A(-\langle u^* \dot{u}^* \rangle) \quad (12)$$

ここに、 $\langle k \rangle$ は植生格子内乱れ運動エネルギー、 ν_t は渦動粘性係数、 A はモデル定数である。この A の値については観測から得られた値、0.1とした。

(2)流体の方程式

流体の基礎方程式は、各方向の運動量保存則、質量保存則および運動量保存則から導き出される圧力のPoisson型方程式およびLES格子のサブグリッドスケールの乱れエネルギー収支式で構成される。植生振動が流体に働きかける影響は、植生が単位体積中に占める割合 c と、葉面積の配分、植生の振動速度と風速の相対速度に伴う流体抵抗を基礎式に取り入れることで考慮した。サブグリッドスケールの乱れエネルギー収支式では、植生の効果として茎、葉による乱れエネルギー生産およびエネルギー逸散の効果を相対速度の形で取り入れている。

・運動量保存則

$$\frac{D\bar{u}_i}{Dt} = -\frac{1}{\rho_f} \frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\bar{F}_i}{1-c} \quad (13)$$

ここに $u_i=(u,w)$ である。また、 $F_i=(F_x, F_z)$ は

$$\begin{aligned} \bar{F}_x = & \left(\frac{1}{2} NC_D b + C_m S \right) \left[\bar{u}_{rel} |\bar{u}_{rel}| \right. \\ & \left. + (\bar{u} \dot{u}^* - 2P_s \bar{u}^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} + P_s^2 \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t}) \right] \quad (14) \end{aligned}$$

$$\bar{F}_z = -\frac{N}{\rho_f} \left(\frac{1}{2} \rho_f C_D b + \rho_f C_m \frac{S}{N} \right) \bar{u}_{rel}^2 \frac{\bar{w}}{|\bar{u}_{rel}|} \quad (15)$$

であり、相対速度 \bar{u}_{rel} は

$$\bar{u}_{rel} = \bar{u} - P_s \frac{\partial \bar{\xi}}{\partial t} \quad (16)$$

である。記号 $\bar{\quad}$ はLES格子平均を表している。

・圧力の Poisson 型方程式

圧力 p に関する Poisson 型方程式は、流れの運動方程式と連続式から得られる。その結果は次式の通りである。

$$\nabla^2 \bar{p} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left[-\bar{u}_i \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - \frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\bar{F}_i}{1-c} \right] \quad (17)$$

・LES格子のサブグリッドスケールの乱れエネルギー k の収支式

$$\frac{Dk}{Dt} = \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\nu_t \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + R_{ij} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} - C_e \frac{k^{3/2}}{\Delta} + P_r + P_G \quad (18)$$

ここに R_{ij} はLES格子のサブグリッドスケールの Reynolds 応力、 C_e はLES定数、 P_r は振動する植生が生み出す生産項、 P_G はグリッドスケールのエネルギー逸散の内サブグリッドスケールの乱れエネルギーとなる生産項、 Δ はグリッドスケールである。これらの諸量は以下のように表される。

$$R_{ij} = -\overline{u_i' u_j'} = \nu_t \left(\frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{u}_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (19-1)$$

$$\nu_t = C_s k^{1/2} \Delta \quad (19-2)$$

$$\Delta = (dx dy dz)^{1/3} \quad (19-3)$$

$$P_r = P_{rx} + P_{rz} \quad (19-4)$$

$$P_G = P_{Gx} + P_{Gz} \quad (19-5)$$

$$P_{rx} = \frac{1}{1-c} \left(\frac{1}{2} NC_D b + C_m S \right) 2k |\bar{u}_{rel}| \quad (19-6)$$

$$P_{rz} = \frac{1}{1-c} \left(\frac{1}{2} NC_D b + C_m S \right) 2k |\bar{w}| \quad (19-7)$$

$$\begin{aligned} P_{Gx} = & \beta \frac{1}{1-c} \left(\frac{1}{2} NC_D b + C_m S \right) \bar{u} \times \\ & \left(\bar{u}_{rel} |\bar{u}_{rel}| - 2P_s \bar{u}^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} + P_s^2 \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \right) \quad (19-8) \end{aligned}$$

$$P_{Gz} = \beta \frac{1}{1-c} \left(\frac{1}{2} NC_D b + C_m S \right) \bar{u}_{rel}^2 \frac{\bar{w}}{|\bar{u}_{rel}|} \quad (19-9)$$

ここに δ_{ij} はKroneckerのデルタ、 C_s はLES定数、 β はグリッドスケールの乱れエネルギー生産の内、サブグリッドスケールの乱れエネルギーに変換される割合である。また、式(19-8)のうち、最終2項は式(12)と同様に

$$-2\bar{u}^* \frac{\partial \xi^*}{\partial t} + P_s \frac{\partial \xi^*}{\partial t} \frac{\partial \xi^*}{\partial t} = A(-\bar{u} \dot{u}^*) \quad (19-10)$$

$$-\bar{u} \dot{u}^* = 2\nu_t \frac{\partial \bar{u}}{\partial x} - \frac{2}{3} k \quad (19-11)$$

と表す。

単位体積中に占める植生体積の割合 cl は、観測により得られたアシ原での植生の状態(茎の直径6mm、最大葉面積密度 $7\text{m}^2\text{m}^{-3}$ 、葉の厚さ0.5mm)では0.3%程度であり、本計算では無視した。

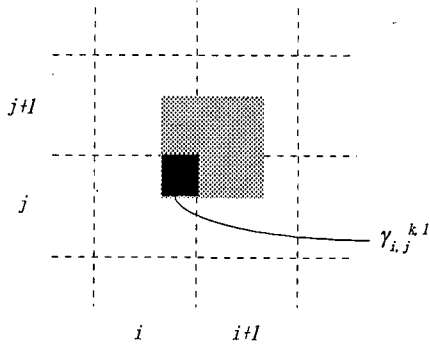


図-3 葉面積の配分

表-1 諸係数の値

植生	付加質量係数: C_M	1.0
	曲げ剛性: EI	$1.8(\text{kgm}^3/\text{s}^2)$
	減衰定数: C_l	$1.29(\text{kg}/\text{ms})$
	円柱抵抗係数: C_D	0.1
	葉面抵抗係数: C_m	0.04
	植生の密度: ρ_p	$1.6 \times 10^3(\text{kg}/\text{m}^3)$
	植生の高さ: d	2.1(m)
	茎の直径: b	0.006(m)
	相関係数: A	0.1
	密生度: N	174(本/ m^2)
流体	LES 定数: C_s	0.05
	LES 定数: C_e	1.0
	割合: β	0.1
	単位幅当たり流量	142(m^2/s)

(3) 植生格子・LES格子間の葉面積、LES格子内平均振動速度、植生格子内平均風速、植生格子内乱れエネルギーの配分

LES格子と植生格子は異なっているので、流体運動を解く際にはLES格子中の葉面積や植生の振動速度を、植生格子内平均葉面積や植生格子内平均振動速度を用いて表す必要がある。また、植生の振動に関わる風速も表さなければならず、これらについては以下のような取り扱いを行った。

まず流体運動を解く際、LES格子内葉面積は図-3に示すように振動による葉面積の移動を各LES格子に配分した。図中、点線で表されている格子がLES格子、塗りつぶした格子が1つの植生格子である。図中の格子番号 (i,j) はLES格子を表し、格子番号 (k,l) は植生格子を表している。また、 (i,j) 格子中に含まれる (k,l) 格子の割合を $\gamma_{i,j}^{k,l}$ と表した。植生が振動すると、実際には植生格子の空間的な膨張や収縮が考えられるが、葉は茎に付随して運動するものであり、膨張、収縮の効果は小さいとして、本研究では無視した。そのことから、1つの植生格子は幾何学的に4つのLES格子に配

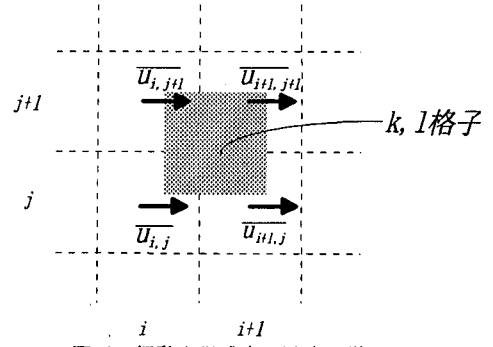


図-4 振動方程式中の風速の説明

分され、その割合は、植生の x 方向振動幅 ξ と幾何学的に求められる z 方向の振動 $d\eta$ により決定できる。 (i,j) LES格子中の葉面積は次のように表される。

$$S_{i,j} = \sum_{k,l} \gamma_{i,j}^{k,l} S_{k,l} \quad (20)$$

LES格子内の平均植生振動速度は、葉面積を基に重み付け平均操作をし、次のように表される。

$$\bar{\xi}_{i,j} = \sum_{k,l} \gamma_{i,j}^{k,l} \frac{S_{k,l}}{S_{i,j}} \langle \xi_{k,l} \rangle \quad (21)$$

植生の振動を解く際の植生格子内の風速および乱れエネルギーは、図-4のように各LES格子内に含まれる1植生格子の面積を基に重み付け平均操作をし、次のように表される。

$$\langle u_{k,l} \rangle = \sum_{i,j} \gamma_{i,j}^{k,l} \bar{u}_{i,j} \quad (22)$$

$$\langle k_{k,l} \rangle = \sum_{i,j} \gamma_{i,j}^{k,l} k_{i,j} \quad (23)$$

以上のように配分することにより、植生振動方程式と流体運動方程式を相互に結びつけることができる。

3. 計算条件

数値計算においては、神田・日野⁹⁾が構築したLESコードをベースとして用い、これに振動方程式を組み込み、既に述べた植生の振動に伴う相対速度による流体抵抗や、乱れエネルギーの生産項等を考慮して計算を行った。植生層上に発達する組織渦はローラーとリブ構造から成り立ち、3次元性があるという指摘がなされており、本来ならば3次元計算を行うのが望ましいが、計算機負荷を考え、また著者らの現地観測では穂波の基本的な空間構造は2次元であったことから2

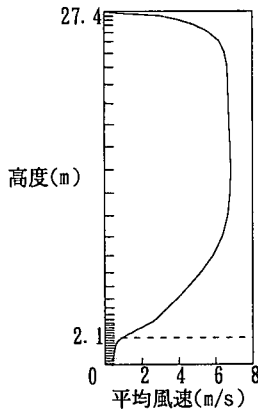


図-5 初期平均風速分布

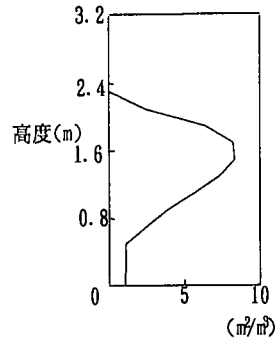


図-6 初期葉面積密度 $S(z)$

次元計算とした。

(1) 諸定数

表-1に計算に用いた諸定数値を示す。付加質量係数 C_M は一般的に用いられる値を用いた。曲げ剛性 EI の値は現地観測から得られた平均値⁹⁾を用いた。減衰定数 C_1 は、曲げ剛性値と1次モードの固有周期(3.93s)から得られる値を用いた。植生茎に関する円柱抵抗係数 C_D は、植生群を考えているので、個々に植生が存在する場合よりも小さくなるのが予想されるが、測定値が乏しく確かな値は分からない。従って、本計算においては0.1を用いた。葉面抵抗係数 C_m は後の図-7で示す速度分布と合致するよう0.04とした。茎の直径 b は、観測から得られた値である。この値は高さにより若干の違いがみられたが、本計算においては一定値とした。流体の方程式中のLES定数は、通常用いられる値である。また、グリッドスケールの乱れエネルギー生産の内、サブグリッドスケールの乱れエネルギーに変換される割合 β は、神田・日野⁹⁾、灘岡ら⁹⁾の計算において使われている値0.1を用いた。式(6)で現れる植生層内の風速分布に関する係数 α は、植生頂上($z=2.1\text{m}$)と植生層下層($z=0.3\text{m}$)における風速計算値を用いて、各瞬間、各地点毎に決定した。

流量は、最終的に大規模組織渦が発達した段階において風速が、観測で得られた風速に最も合致する流量を用いた。

(2) 計算領域

本数値計算の目的の一つとして、現地観測⁹⁾の状況の再現が挙げられる。そのため、実スケールでの計算とした。植生の高さは一様に2.1mである。大気を対象とした計算のため、上部境界は開放条件とするのが望ましいが、その定式化が困難であることから固定壁とし、その高さは壁面の影響が計算結果に影響を及ぼ

さない程度(27.4m)に設定した。また、流下方向には渦の波長を考え50mとし、周期境界条件とした。分割格子数は100(流下方向)×40(高さ方向)格子であり、流下方向には等間隔に、高さ方向には、乱れの発達が見込まれる植生層近傍を細かくした不等間隔に設定した。植生層付近の計算格子は流下方向の大きさが50cm、鉛直方向の大きさが20cm程度である。現地観測⁹⁾で見られた組織渦の流下方向の大きさは20m程度であり、セン断層の厚さから推測される鉛直方向の大きさは5m~10m程度であることを考えると、本研究で用いた計算格子は、組織渦に伴った乱流構造をとらえるのに十分な解像度を持つものと思われる。

(3) 初期条件

予備的に行った数値計算において240秒後に得られた風速を平均した値を初期風速として与え、さらに乱れの発達を促進するため、主流速の1%の擾乱を与えた(図-5)。植生の初期状態は振動していない状態とした。植生の葉面積分布は、観測で得られたデータ⁹⁾を元に多次曲線で近似した分布とした(図-6)。

4. 計算結果

植生の振動を考慮しない場合の計算も行い、振動する場合の結果と比較する事により、植生振動の影響を調べた。また、観測データ⁹⁾との比較を行った。

全体として、計算開始後10秒程度から植生頂上部付近に小さな組織渦がみられるようになり、合体を繰り返して大きくなっていく様子が見られた。また、それに伴う植生の振動がみられた。これらの詳細を以下に述べる。

(1)平均風速の鉛直分布

図-7に、計算開始240秒後の植生の振動を考慮した場合の平均風速の鉛直分布を示す。○は観測により得られた午後3時頃の平均風速であり、実線が計算結果である。なお、観測で得られた風速は、三杯式風速計および熱線風速計によるデータであり、それらの機器の性質上、風速は絶対値での計測となっているため計算値の整理においても絶対値の分布を示した。計算値、観測値ともに植生頂上部付近に変曲点が存在している。植生層内部の風速は、葉面積密度が大きい高さでは植生の存在により減少しており、それより高度の低い地点での風速より小さい。数値計算結果は、植生境界より上部での風速を実測値よりも小さく見積もっている。LES計算で扱っている渦動粘性係数の見積もりが大きいことや、格子以下のスケールの諸量をモデル化する際に長さスケールを格子の大きさでとることによる誤差等がその原因として考えられる。しかし全体的傾向は比較的良好に再現されている。

(2)流れおよび植生変位などの時系列変化

ある1本の植生の頂上変位 ξ と、その地点における

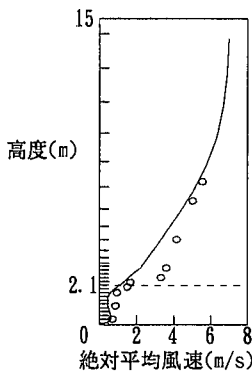


図-7 絶対平均風速の鉛直分布
(計算開始240秒)

主流方向、鉛直方向の風速時間変動 u' 、 w' 、サブグリッドスケールのReynolds応力 R_{ij} および、グリッドスケールの変動によるReynolds応力を加えた正味のReynolds応力 R_{es} を図-8(a)に示す。なお、比較のため植生の振動を考慮しない場合の計算結果を図-8(b)に示した。

まず、植生の振動を考慮しない従来の計算では、風速変動 u' 、 w' に20秒程度の周期的な変動が見られ、水平方向風速変動 u' と鉛直方向風速変動 w' 間に負の相関がはっきりと確認できる。組織渦の通過に伴う $u'>0$ 、 $w'<0$ のスイープ運動と、 $u'<0$ 、 $w'>0$ のイジェクション運動が周期的に見られ、イジェクション運動からスイープ運動に移行する時刻に大きなReynolds応力が現れている。

一方、植生の振動を考慮した計算においては、水平方向風速変動 u' と鉛直方向風速変動 w' には負の相関が見られるものの、振動を考慮しない計算でみられた周期性は減少しており、さらに u' の変動の規則性も減少している。 u' の時系列データから判断すると、組織渦の周期は10~20秒程度の範囲で変動しているものと思われる。現地観測時に見られた組織渦の周期は10秒程度であり、平均的に見ると計算結果の方が組織渦の周期が大きくなっている。これに関しては以下の原因が考えられる。図-7で示されたように、計算結果では植生層上の流速が小さく見積もられており、植生の影響は現地観測と比較してより上空まで伝わっている。従って、計算では観測に比べてより大きな組織渦が発生しているものと思われ、それに対応して組織渦の周期が大きくなったものと推察される。また、植生の頂上変位は風速に対応した変動が見られるが、風速変動に伴って常に植生が変位するのではなく、強い渦の通過に対してのみ変位を起している。この植生の振動の周期は40秒程度である。サーモグラフィを用

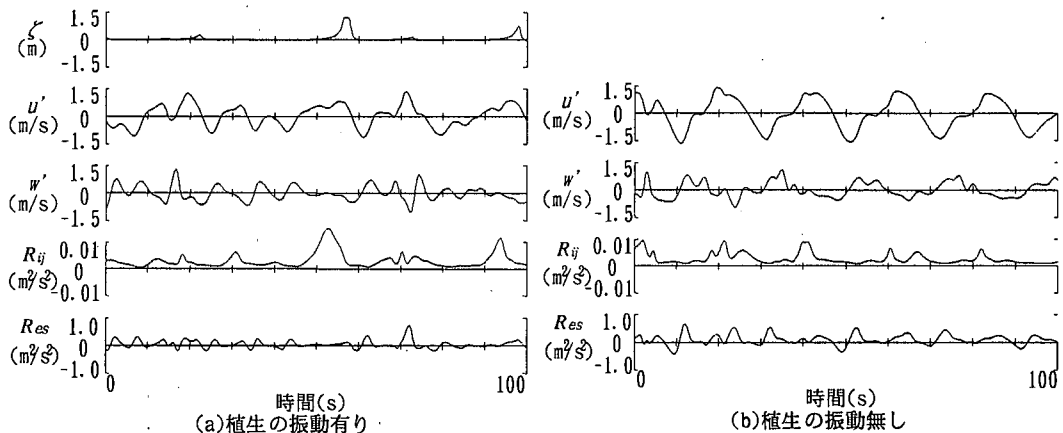


図-8 植生頂上変位、流速変動、Reynolds応力の時間変化

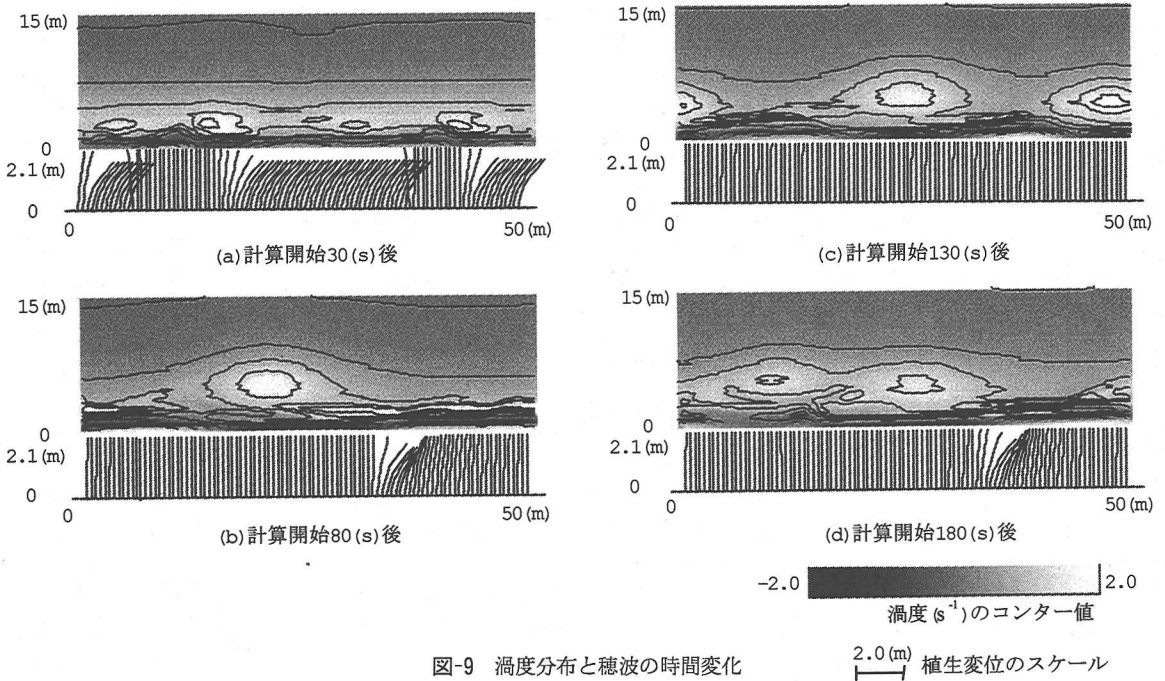


図-9 渦度分布と穂波の時間変化

いた現地観測⁹⁾では、大局的構造として周期30秒程度の穂波が見られたが、本計算結果はこの組織渦の3倍程度の周期で生じる穂波の発生をよく再現している。

(3) 穂波の様子

図-9(a)~(d)に計算開始後30(s), 80(s), 130(s), 180(s)の渦度分布と穂波の様子を示す。植生の変位は2.5倍に強調して図化されている。時間とともに組織渦がマーキングにより大きくなっていく様子や、渦の通過に伴う植生の振動の様子がみられる。植生の振動は、計算開始30(s)後では小さな組織渦に励起され広範囲で起こっている。しかし、計算開始80(s)後の植生の振動は、大きく発達した組織渦の前面にわずかに確認できるのみである。また、計算開始120(s)後には組織渦の存在は確認できるが、組織渦に対応した振動はみられない。計算開始180(s)後には再び組織渦の前面に植生の振動が現れている。このように植生の振動は必ずしも組織渦と1対1で対応して安定して存在しているのではなく、穂波現象は現れては消えていくという過程をとるようである。

この過程をさらに詳細に見るために、穂波が現れてから消滅するまでの時間に着目し、(a)流れの状況、(b)穂波の様子、(c)運動方程式中の抵抗項、(d)抵抗項を構成する葉面積、(e)相対速度の空間分布のそれぞれの時間変化を図-10~13に示した。計算開始110(s)後に顕著な穂波現象が現れ始め、120(s)後程度まで大きく成長し、125(s)後には消滅している。このとき、抵抗項の

時間変化を追うと、振動が起こる直前では、組織渦の前面部で強いスイープ運動により相対速度が大きくなり(図-10)、植生の振動を誘起する。すなわち、植生は強い流体抵抗を受け、流下方向に振動し始める。振動することにより、振動が起こる領域では相対速度は小さくなるが葉面積が非常に大きくなり、流体抵抗は大きくなる(図-11)。植生はある程度まで変位が大きくなると、曲げ剛性があるため復元しようとして、相対速度が増大し、流体抵抗はさらに大きくなる(図-12)。次の段階ではこの抵抗増加により流体速度は植生層内で減少し、植生の振動は消滅に向かう(図-13)。このように植生振動は、流体抵抗を介して穂波の発生に大きな作用を及ぼしており、このことが変曲点不安定理論から得られる渦発生周期と穂波の発生周期が異なっている原因となっている。

(4) スペクトル

図-14に植生の振動を考慮しない計算によって得られた流下方向風速 u' のパワースペクトルを、図-15に植生の振動を考慮した計算で得られたパワースペクトルを示す。振動を考慮しない場合の方が、0.05~0.07Hzの付近でのパワーがはるかに大きい。このことは、図-8で見られたように植生の振動がない場合に、 u' の規則的な周期性が強かったことに対応している。現地観測⁹⁾で得られた u' のパワースペクトルの分布を図-16に示す。0.06Hz付近にピークがあることは、計算結果と一致している。

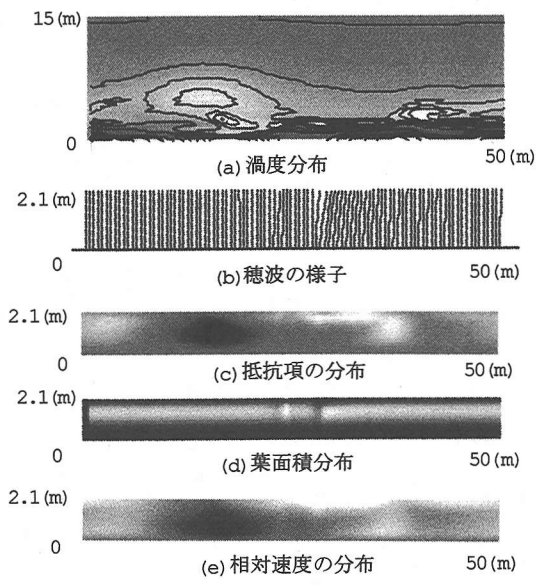


図-10 計算開始 110(s)後の各分布

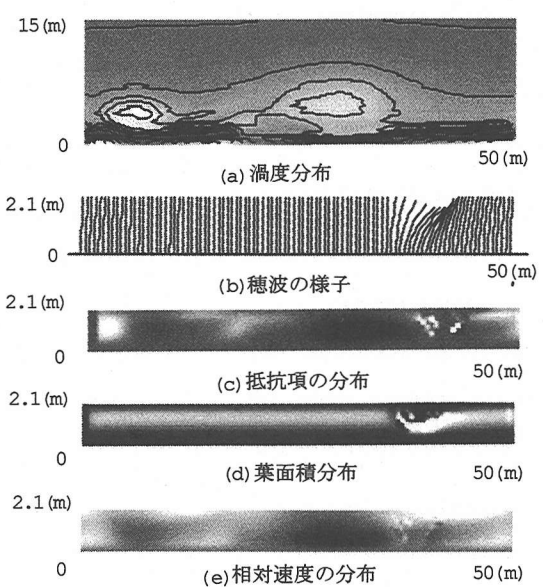


図-11 計算開始 115(s)後の各分布

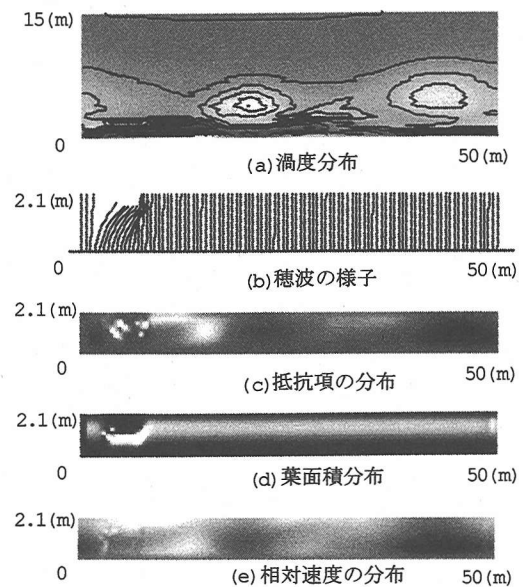


図-12 計算開始 120(s)後の各分布

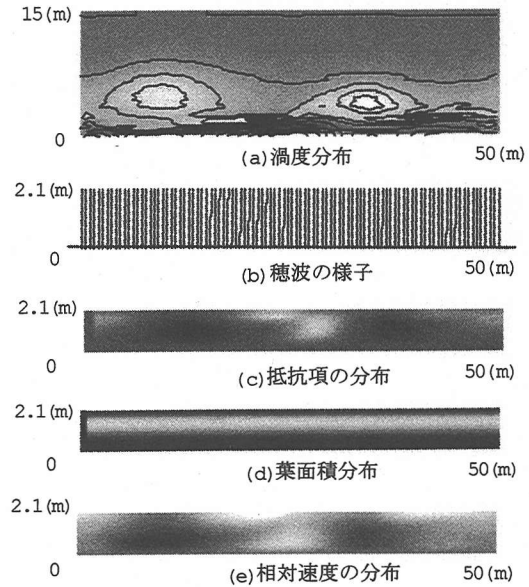
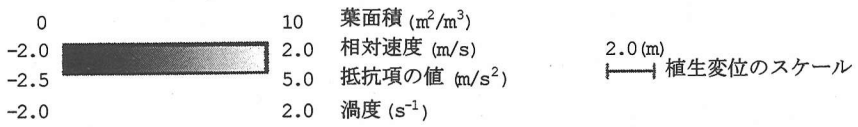


図-13 計算開始 125(s)後の各分布



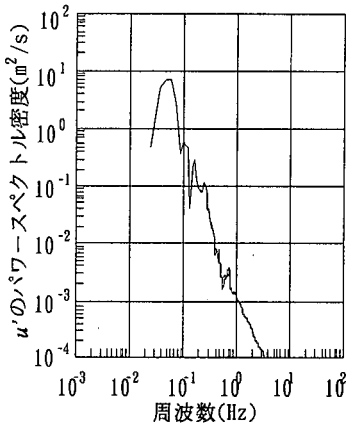


図-14 流下方向風速のパワースペクトルの計算値(植生の振動無)

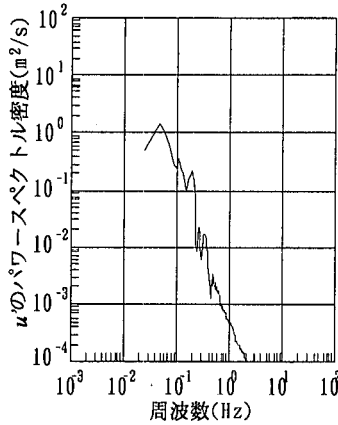


図-15 流下方向風速のパワースペクトルの計算値(植生の振動有)

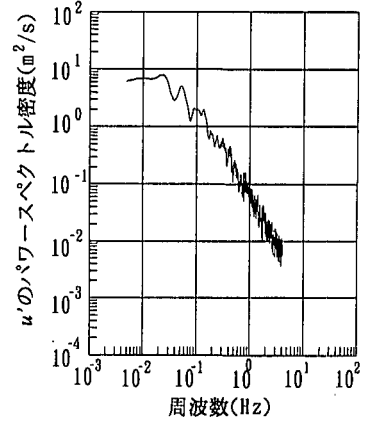


図-16 流下方向風速のパワースペクトルの観測値

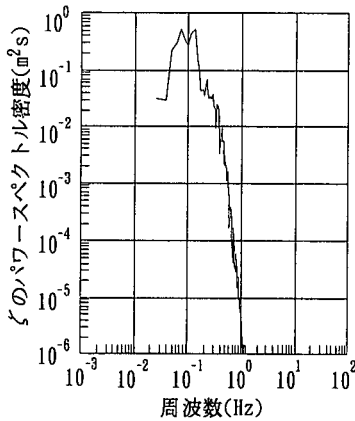


図-17 植生頂上変位のパワースペクトルの計算値

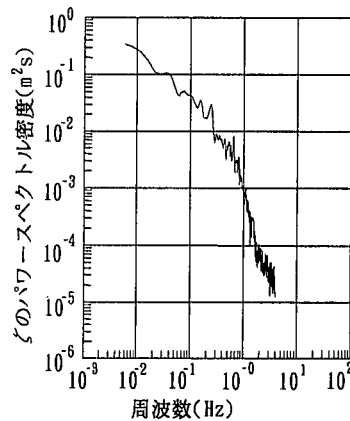


図-18 植生頂上変位のパワースペクトルの観測値

図-17に本計算で得られた植生頂上での変位 ζ のパワースペクトルを示す。同様に図-18は現地観測によって得られた ζ のパワースペクトルである。 u' の場合と比較して、 ζ は高周波域でのパワーの減衰が大きいことは計算、現地観測ともに共通しているが、その減衰は計算値の場合の方がはるかに顕著である。その理由は明らかで、本計算では簡単のために1次モードの変位のみを考慮したこと及び高周波成分は、LES格子平均操作によりモデル化されているからである。計算では0.07Hz~0.14Hz付近にピークがある。本計算の対象としたアシの固有周波数は0.25Hzであり、図-18の現地観測によるスペクトルには0.25Hz付近にピークが見られる。これは植生の1次モードの固有振動に対応するものと判断される。図-17のスペクトルにも0.25Hz付近に小さなピークが見られるが、本計算では高周波変動はモデル化されているため、当然高周波成分の再現性が不十分で、現地観測で見られたほどの明確なピークまでは再現出来なかったものと思われる。

5. 結論

本研究では、植生の振動と流れの相互作用を考慮して2次元LESによるモデルの構築を行った。そのモデルを用いて植生の振動が流れに及ぼす影響や流れが植生の振動に及ぼす影響などを調べた。以下に本研究で得られた結果を述べる。

- 1) 植生の振動を考慮した格子内平均モデルを提案し、可撓性直立植生層内外に大規模組織渦が生じることを示した。
- 2) 植生の揺動により組織渦の規則性が減少することが示された。
- 3) 植生の振動現象(穂波)は、組織渦の通過に伴い流下方向に安定的に伝播するのではなく、発生と消滅を繰り返す。
- 4) 穂波現象は必ずしも植生層上の組織渦と1対1に対応するものではなく、その発生周期は組織渦の周期より大きい。

参考文献

- 1) 池田駿介, 館健一郎: スペクトル応答解析による穂波の成因に関する研究, 土木学会論文集, 539号, pp.43-52, 1996.
- 2) Gao, W., Shaw, R.H. and Pawu, K.T.: Observation of organized structure in turbulent flow within and above a forest canopy, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.47, pp.349-377, 1989.
- 3) 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流れ及び組織渦の三次元構造と穂波の発生, 土木学会論文集, 515号, pp.33-43, 1995.
- 4) 池田駿介, 館健一郎, 山田知裕: アシの穂波現象に関する現地観測とスペクトル応答解析, 土木学会論文集, 551号, pp.11-20, 1996.
- 5) Kanda, M. and Hino, M.: Organized structures in developing turbulent flow within and above a plant canopy, using a large eddy simulation, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol.68, pp.237-257, 1994.
- 6) 池田駿介, 山田知裕, 杉本高: 現地観測によるアシ原の乱流場及び熱・物質交換の測定, 土木学会論文集, 593号, pp.79-92, 1998.
- 7) 金沢稔, 池田駿介: 植生の存在する流れ場の流速分布について, 土木学会第48回年次学術講演概要集, 第2部, pp.718-719, 1993.
- 8) 灘岡和夫, 二瓶泰雄, 八木宏: 新しい固相モデルに基づく固体-流体混相乱流 LES モデルの開発, 土木学会論文集, No.533, pp.61-73, 1996.

(1998. 8. 21 受付)

2-D LARGE EDDY SIMULATION ON TURBULENT FLOW AND HONAMI IN AND ABOVE FLEXIBLE PLANT CANOPY

Syunsuke IKEDA, Tomohiro YAMADA and Yuji TODA

The waving of flexible plant termed honami is caused by large scale vortices which are induced by inflectional instability of flow field. The movement of plant in turn may affect the turbulent flow field via resistance to flow, turbulence production and dissipation. The present study treats the interaction of turbulent flow and honami employing 2D LES, in which a concept of "plant grid" is used to treat the movement of plant except for the ordinary LES grid. The result indicates that honami reduces the periodicity of vortex generation and increases the temporally-averaged period of it, compared with the case for which the plant is assumed to be rigid.