

スペクトル応答解析による穂波の成因に関する研究

池田駿介¹・館健一郎²

¹正会員 工博 東京工業大学教授 工学部土木工学科 (〒152 東京都目黒区大岡山二丁目12-1)

²学生会員 東京工業大学大学院理工学研究科土木工学専攻

可撓性を有する植生層の振動方程式を用いて、流れの不規則流体力と植生揺動の関係を表すスペクトル応答関数を導いた。この関係式に測定された流れの乱れスペクトルを代入し、植生揺動のスペクトルを求めた所、植生そのものの共振周波数と穂波の周波数にそれぞれピークが現れた。この結果は、実験によって確かめられ、揺動のスペクトル形は応答スペクトル解析から求められるスペクトル形とよく一致した。又、穂波は流れの変曲点不安定に起因する組織渦によって発生することが判明した。

Key Words : honami, spectral analysis, system response function, vibration, wind tunnel test

1. 序論

稻穂などの可撓性を有する植生層上を風が吹くと、流れや植生の剛性などの条件によっては、植生の変形が波状となって下流側に伝播していく「穂波現象」が発生する。このような現象は稻田、麦畠、トウモロコシ畠、草原、アシ原、森林、柔軟な沈水性植生（室田・福原^{1), 2)}においてよくみられる。

Inoue³⁾は水田に発生する穂波は大気－植生境界付近に発生する渦に起因する現象であることを指摘している。その後、植生境界における運動量や熱、物質（水蒸気、炭酸ガス）の交換能に関する研究が野外測定を中心としてなされ、時間的、場所的に周期的な輸送が植生境界において発生していることが観測されており（例えば、Gaoら⁴⁾、村上ら⁵⁾）、上述の渦の存在を示唆している。また、瞬間流速の測定値を四象限解析することにより運動量の上下方向の輸送と渦の関係についての研究も数多くなされている（例えば、Finnigan⁶⁾、Maitani & Shaw⁷⁾）。

一方、清水ら⁸⁾は、変形しない直立性植生層上の流れ場の構造について、平均的な乱流構造を $k - \varepsilon$ モデルを用いて検討し、このような乱流モデルによって平均流速分布やレイノルズ応力分布を比較的よく表現しうることを報告している。植生層上の大

気の瞬間乱流構造については、日野ら⁹⁾が従来のLESモデルの物理方程式系を拡張し、流れ－植生間の相互作用について数値計算による検討を行なっている。その結果、植生境界では大規模組織渦が発生し、それはローラーとリブで特徴づけられる3次元構造を有していることを指摘している。池田ら¹⁰⁾は、植生境界に流速の変曲点が存在することに起因する変曲点不安定によって周期的組織渦が発生し、それによって起こされる植生の変形が穂波の実体であるとしており、PIV（Particle Image Velocimetry）を用いて沈水性植生の植生境界面に生じる大規模渦の3次元瞬間像を捉えることに成功している。

以上のように直立性植生層上の流れ場の構造については比較的多くの研究がなされているが、植生の振動そのものを扱った研究は比較的小ない。植生の振動の解析は、その倒伏の問題を考える上で重要な（例えば、Gardiner¹¹⁾によるトウヒの倒伏の研究）。植生の振動を考慮した研究の例としては Finnigan & Mulhearn^{12), 13)}によるものがあり、植生モデルを用いた風洞実験を行い、乱流の風の中の植生の振動では固有振動数が卓越すること、及び流速変動のスペクトルと揺動のスペクトルの関係について報告している。さらに柱体の振動方程式を用いて

調和振動の応答解析を行っている。室田・福原²⁾は揺動が活発な沈水性植物の存在する流れについて流速変動のスペクトルと揺動スペクトルのピークが一致することを述べている。また、辻本ら¹⁴⁾は植生の変形モデルを導入し、植生層の密度変化を考慮した流れ場の線形不安定解析を行っている。しかし、植生の振動のスペクトル構造と流速変動のスペクトル構造とを関係づける理論的解明はなされておらず、その関係の把握が必要である。また、穂波に関しては、植生境界に発生する組織渦の通過によって起こるものと考えられるが、植生の固有振動と風速や圧力の変化の共振で起こるのではないかとの疑いもある。しかし、両者に関する理論解析や綿密な観測データは得られていない。

本研究では植生を柱体で近似し、流れ場にある柱体の横振動の運動方程式をたて、スペクトルを用いた不規則応答解析を行う。そして植生の振動スペクトルと風速の乱れスペクトルの関係について理論的並びに実験的検討を行う。これらの結果をもとに、穂波の発生周期、植生の固有振動周期及び変曲点不安定により生じる渦の相互関係について検討し、穂波の発生原因をより明確にすることを目的としている。

2. 運動方程式

いま、1本の植生を柱体で近似し、その振動モデルを導入する。植生は流体力と重力により変形され、曲げ剛性を復元力として振動する。静止状態の植生の中心軸を鉛直 z 軸とし、そこからの水平方向変位を ξ 、 x 軸方向（流下方向）の流体の速度を u とする。運動方程式は次式で表される。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{4}(\rho_p + C_M \rho_f) \pi b^2 \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} + C_1 \frac{\partial \xi}{\partial t} + EI \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} \\ & - \frac{1}{2} \rho_f C_{Db} |u - \frac{\partial \xi}{\partial t}| (u - \frac{\partial \xi}{\partial t}) + \frac{1}{4} (\rho_p - \rho_f) g \pi b^2 \frac{\partial \xi}{\partial z} \\ & + \frac{1}{4} \rho_f (1 + C_M) \pi b^2 \frac{\partial u}{\partial t} \end{aligned} \quad (1)$$

ここに、 ρ_f 、 ρ_p は流体および植生の密度、 b は植生の直径、 C_1 は減衰定数、 EI は曲げ剛性、 C_D は1本の円柱の抵抗係数、 g は重力加速度、 t は時間、 C_M は付加質量係数であり、左辺第1項は慣性項、第2項は減衰、第3項は剛性による復元力を表し、右辺第1項は流体抵抗、第2項は重力、第3項は流体の加速による圧力勾配を表す項である。流速が十分大きく、 $u - \partial \xi / \partial t$ は正として、

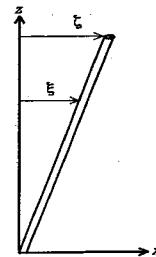


図-1 座標系

$$|u - \frac{\partial \xi}{\partial t}| (u - \frac{\partial \xi}{\partial t}) = (u - \frac{\partial \xi}{\partial t})^2 \quad (2)$$

とおく。

植生頂部の水平変位を ξ とし、 z の高さにおける変位は、式(1)の左辺第3項を除いて植生の平均高さ d によって $\xi = (z/d)\xi_0$ と線形近似できるものとする(図-1)。ただし ξ_0 は植生頂部の変位である。また、 u については、植生内で指指数分布することが理論的に示されており¹⁵⁾、その結果から

$$u(z) = u_b \exp \alpha(z - d) \quad (3)$$

と置く。ここに u_b は植生境界での流速、 α は係数である。実験の結果、植生内風速に関してこの分布は成り立っており(図-2)、 α の値は本実験条件では0.135~0.192であった(表-1参照)。以上の仮定の下に式(1)を $z=0$ から d まで積分すると以下の式を得る。

$$\begin{aligned} & \frac{1}{8} (\rho_p + C_M \rho_f) \pi b^2 d \frac{d^2 \xi}{dt^2} + \frac{1}{2} C_1 d \frac{d \xi}{dt} \\ & + \frac{24 E I \alpha^3 (e^{2 \alpha d} - 1)}{e^{2 \alpha d} (3 - 6 \alpha^2 d^2 + 8 \alpha^3 d^3) - 6 \alpha d - 3} \xi \\ & = \frac{1}{4 \alpha} \rho_f C_{Db} (1 - e^{-2 \alpha d}) u_b^2 + \frac{1}{6} \rho_f C_{Db} d \left(\frac{d \xi}{dt} \right)^2 \\ & + \frac{1}{d \alpha^2} \rho_f C_{Db} (1 - \alpha d - e^{-\alpha d}) u_b \frac{d \xi}{dt} \\ & + \frac{1}{4} (\rho_p - \rho_f) g \pi b^2 \xi + \frac{1}{4 \alpha} \rho_f (1 + C_M) \pi b^2 (1 - e^{-\alpha d}) \frac{du}{dt} \end{aligned} \quad (4)$$

ただし式(1)において植生の剛性による復元力を表す左辺第3項の積分は以下のように取り扱われている。この項は、植生の変位分布によって決定されるが、上述の線形近似を行った場合には0となってしまう。したがって、何らかの植生の変位分布の仮定が必要となる。植生を片持ち梁と考えると、その変位分布は各高さに加わる荷重によって決まるので、適当な荷重分布を与えることとなる。ここでは荷重

分布として柱体の各高さに風速の2乗に比例するような力が作用した場合を仮定する。なぜならば植生を変形させる力としては風速による抗力が支配的と考えられるため、柱体にかかる荷重もほぼこれに比例したような分布となると考えられるからである。この仮定を本実験に用いた場合、指數分布の荷重が加わったときの変位分布を仮定することとなる。したがって剛性による復元力は

$$EI \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} = P e^{2\alpha z} \quad (5)$$

と置ける（式(3)の中のdなどは全てPの中に含まれる）。上式を積分すると植生の変位分布は

$$\begin{aligned} \xi(z) \\ = \frac{P}{48EI\alpha^4} [3e^{2\alpha z} - e^{2\alpha d}(4\alpha^3 z^3 - 12\alpha^3 z^2 + 6\alpha^2 z^2) - 6\alpha z - 3] \end{aligned} \quad (6)$$

となる。上式にz=dを代入し、Pを植生頂部の変位 ζ' で表すように変形すると

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

となる。したがって、左辺第3項の積分は

$$\begin{aligned} \int_0^d EI \frac{\partial^4 \xi}{\partial z^4} dz &= \int_0^d Pe^{2\alpha z} dz \\ &= \int_0^d \frac{48EI\alpha^4}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \zeta' e^{2\alpha z} dz \\ &= \frac{24EI\alpha^3(e^{2\alpha d} - 1)}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \zeta' \end{aligned} \quad (8)$$

となる。

次に u_b 、 ζ' を時間平均値とその変動成分に分け、 $u_b = U_b + u_b'$ 、 $\zeta' = Z + \zeta'$ （ U_b 、Zは平均値、 u_b' 、 ζ' は変動成分）とおくと、式(4)は

$$\begin{aligned} \frac{1}{8}(\rho_p + C_M \rho_f) \pi b^2 d \frac{d^2 \zeta'}{dt^2} + \frac{1}{2} C_1 d \frac{d \zeta'}{dt} \\ + \frac{24EI\alpha^3(e^{2\alpha d} - 1)}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} (Z + \zeta') \\ = \frac{1}{4\alpha} \rho_f C_d b (1 - e^{-2\alpha d}) (U_b^2 + 2U_b u_b') \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} &+ \frac{1}{da^2} \rho_f C_d b (1 - \alpha d - e^{-\alpha d}) U_b \frac{d \zeta'}{dt} \\ &+ \frac{1}{4} (\rho_p - \rho_f) g \pi b^2 (Z + \zeta') + \frac{1}{4\alpha} \rho_f (1 + C_M) \pi b^2 (1 - e^{-\alpha d}) \frac{du_b'}{dt} \end{aligned} \quad (9)$$

となる。ただし u_b' 、 ζ' の二乗の項は高次項として省略し、線形近似を行っている。上式の時間平均をとると、変動成分の時間平均は0であるので以下の平衡状態の式を得る。

$$\begin{aligned} &\frac{24EI\alpha^3(e^{2\alpha d} - 1)}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} Z \\ &- \frac{1}{4\alpha} \rho_f C_d b (1 - e^{-2\alpha d}) U_b^2 + \frac{1}{4} (\rho_p - \rho_f) g \pi b^2 Z \end{aligned} \quad (10)$$

式(9)、(10)から植生頂の変動成分 ζ' に関する運動方程式は以下のようになる。

$$\begin{aligned} &\frac{1}{8} (\rho_p + C_M \rho_f) \pi b^2 d \frac{d^2 \zeta'}{dt^2} + \frac{1}{2} C_1 d \frac{d \zeta'}{dt} \\ &+ \frac{24EI\alpha^3(e^{2\alpha d} - 1)}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} \zeta' \\ &- \frac{1}{2\alpha} \rho_f C_d b (1 - e^{-2\alpha d}) U_b u_b' \\ &+ \frac{1}{da^2} \rho_f C_d b (1 - \alpha d - e^{-\alpha d}) U_b \frac{d \zeta'}{dt} \\ &+ \frac{1}{4} (\rho_p - \rho_f) g \pi b^2 \zeta' + \frac{1}{4\alpha} \rho_f (1 + C_M) \pi b^2 (1 - e^{-\alpha d}) \frac{du_b'}{dt} \end{aligned} \quad (11)$$

3. スペクトルを用いた不規則応答解析

次に、不規則応答解析について述べる。式(11)を簡単のため以下のようにおく。

$$K_1 \frac{d^2 \zeta'}{dt^2} + K_2 \frac{d \zeta'}{dt} + K_3 \zeta' = K_4 \frac{du_b'}{dt} + K_5 u_b' \quad (12)$$

ここに、

$$\begin{aligned} K_1 &= \frac{1}{8} (\rho_p + C_M \rho_f) \pi b^2 d \\ K_2 &= \frac{1}{2} C_1 d - \frac{1}{da^2} \rho_f C_d b (1 - \alpha d - e^{-\alpha d}) U_b \\ K_3 &= \frac{24EI\alpha^3(e^{2\alpha d} - 1)}{e^{2\alpha d}(3 - 6\alpha^2 d^2 + 8\alpha^3 d^3) - 6\alpha d - 3} + \frac{1}{4} (\rho_f - \rho_p) g \pi b^2 \\ K_4 &= \frac{1}{4\alpha} \rho_f (1 + C_M) \pi b^2 (1 - e^{-\alpha d}) \\ K_5 &= \frac{1}{2\alpha} \rho_f C_d b (1 - e^{-2\alpha d}) U_b \end{aligned}$$

である。

式(12)の両辺のLaplace変換をとると,

$$\begin{aligned} K_1[s^2\zeta'(t)] - s\zeta'(t)_{t=0} - \left(\frac{d\zeta'(t)}{dt}\right)_{t=0} \\ + K_2[s\zeta'(t)] - \zeta'(t)_{t=0} + K_3\zeta'(t) \\ = K_4[s\zeta'(t)] - \zeta'(t)_{t=0} + K_5\zeta'(t) \end{aligned} \quad (14)$$

が得られ、 $\zeta'(t)$ について解くと

$$\begin{aligned} \zeta'(t) &= \frac{K_4s + K_5}{K_1s^2 + K_2s + K_3} \zeta'(t) \\ &+ \frac{(K_1s + K_2)\zeta'_{t=0} + K_1 \frac{d\zeta'}{dt}_{t=0} - K_4\zeta'_{t=0}}{K_1s^2 + K_2s + K_3} \end{aligned} \quad (15)$$

となる。ここに、 $\zeta'(t)$ 、 $\zeta'(t)$ はそれぞれ $\zeta(t)$ 、 $u_b'(t)$ のLaplace変換を表し、次式で定義される。

$$\begin{aligned} \zeta'(t) &= \int_0^\infty \zeta'(t)e^{-st} dt \\ \zeta'(t) &= \int_0^\infty u_b'(t)e^{-st} dt \end{aligned} \quad (16)$$

本研究では、過渡現象ではなく時間が十分に経過した後の定常スペクトルを求めるために主眼を置いているので初期条件は任意であり、簡単のために

$$\begin{aligned} \zeta'_{t=0} &= 0 \\ \frac{d\zeta'}{dt}_{t=0} &= 0 \\ u_b'_{t=0} &= 0 \end{aligned} \quad (17)$$

とおく。このとき式(15)は

$$\zeta'(t) = \frac{K_4s + K_5}{K_1s^2 + K_2s + K_3} \zeta'(t) \quad (18)$$

と簡略化される。式(18)はインパルス応答関数 $h(t)$ を用いて

$$\zeta'(t) = h(t) \zeta'(t) \quad (19)$$

と表すことができる。ここに

$$\zeta'(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(t)e^{-st} dt = \frac{K_4s + K_5}{K_1s^2 + K_2s + K_3} \quad (20)$$

(13)

である。Laplace変換の積に関する公式を利用して、式(19)を逆Laplace変換すると、 $\zeta'(t)$ は以下のたたみ込み積分の形で表される。

$$\zeta'(t) = \int_0^t h(t-\mu)u_b'(\mu)d\mu \quad (21)$$

流体の運動が $t=0$ に開始したと仮定し、 $t < \mu$ において $h(t-\mu)=0$ となることにより、上式の積分の下限、上限をそれぞれ $-\infty$ 、 $+\infty$ に置き換えて、

$$\zeta'(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} h(\eta)u_b'(\eta-t)d\eta \quad (22)$$

となる。ここに $\eta=t-\mu$ である。

ζ' のパワースペクトル密度 $S_{\zeta\zeta}(\omega)$ は、Wiener-Khintchineの公式より、 ζ' の自己相関関数 $C_{\zeta\zeta}(\tau)$ と次のように関係付けられる。

$$S_{\zeta\zeta}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{\zeta\zeta}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \quad (23)$$

ここに、 i は虚数単位であり、 ω は角周波数、 τ はタイムラグを表す。式(21)より $C_{\zeta\zeta}(\tau)$ は、

$$\begin{aligned} C_{\zeta\zeta}(\tau) &= \langle \zeta'(t+\tau)\zeta'(t) \rangle \\ &= \left\langle \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\eta)u_b'(\eta-t)\eta h(\mu)u_b'(\mu-t-\tau)d\eta d\mu \right\rangle \\ &= \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} h(\eta)h(\mu)C_{u'b'}(\tau+\eta-\mu)d\eta d\mu \end{aligned} \quad (24)$$

と表せる。ここに $\langle \rangle$ はアンサンブル平均、 $C_{u'b'}(\tau)$ は $u_b'(t)$ の自己相関である。式(24)を式(23)に代入すると、

$$\begin{aligned} S_{\zeta\zeta}(\omega) &= H(\omega)H^*(\omega)S_{u'b'}(\omega) \\ &= |H(\omega)|^2 S_{u'b'}(\omega) \end{aligned} \quad (25)$$

が得られる。ここに、 $*$ は複素共役を表し、 $H(\omega)$ 、 $S_{u'b'}(\omega)$ は、それぞれ、

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \int_{-\infty}^{+\infty} h(\mu)e^{-i\omega\mu} d\mu \\ S_{u'b'}(\omega) &= \frac{1}{2\omega} \int_{-\infty}^{+\infty} C_{u'b'}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau \end{aligned} \quad (26)$$

である。 $H(\omega)$ はインパルス応答関数 $h(t)$ のFourier変換で、ランダム応答解析においてシステム関数また

は周波数応答と呼ばれる。ここで、 $h(t)$ は $\mathcal{L}\{h(t)\}$ の逆Laplace変換より得られ、さらに、 $h(t)$ のFourier変換より $H(\omega)$ が得られる。

上記の手順を踏まずに、 $\mathcal{L}\{h(t)\}$ から直接 $H(\omega)$ を求める方法もある。 $h(t)$ は $t < 0$ では0になることにより、式(16)の積分の下限は $-\infty$ に置き換えることができ、これと式(26)を比較すると、

$$H(\omega) = \mathcal{L}\{h(i\omega)\} \quad (27)$$

である。したがって、周波数応答関数 $H(\omega)$ は式(20)で $s \rightarrow i\omega$ とすれば良いので、

$$\begin{aligned} H(\omega) &= \frac{K_4(i\omega) + K_5}{K_1(i\omega)^2 + K_2(i\omega) + K_3} \\ &= \frac{iK_4\omega + K_5}{-K_1\omega^2 + iK_2\omega + K_3} \\ &= \frac{(iK_4\omega + K_5)(-K_1\omega^2 - iK_2\omega + K_3)}{(-K_1\omega^2 + iK_2\omega + K_3)(-K_1\omega^2 - iK_2\omega + K_3)} \\ &= \frac{i\omega\{(K_3K_4 - K_2K_5) - K_1K_4\omega^2\} + K_3K_5 + (K_2K_4 - K_1K_5)\omega^2}{(-K_1\omega^2 + K_3)^2 + (K_2\omega)^2} \end{aligned} \quad (28)$$

となる。さらに $|H(\omega)|^2$ は、

$$\begin{aligned} |H(\omega)|^2 &= H(\omega)H^*(\omega) \\ &= \frac{K_5^2 + (K_4\omega)^2}{(-K_1\omega^2 + K_3)^2 + (K_2\omega)^2} \end{aligned} \quad (29)$$

となる。従って、植生頂変位のパワースペクトル密度と流速変動成分のそれとの関係は、次式で与えられる。

$$S_{vv}(\omega) = \frac{K_5^2 + (K_4\omega)^2}{(-K_1\omega^2 + K_3)^2 + (K_2\omega)^2} S_{ww}(\omega) \quad (30)$$

計算では、 C_M として円柱の付加質量係数1を、 C_D として円柱のReynolds数に対応した抵抗係数の値1.0およびそれよりやや小さな値である0.8を用いた。

4. 実験及び解析

(1) 実験装置及び方法

実験は東京工業大学土木工学科水工学実験室の風洞（吹き出し型、軸流ファン駆動、測定部長さ6m、高さ50cm、幅50cm、乱れ率0.2%、理化精機工業（株）製）を用いて行われた。植生模型は、横断方向に5mm間隔で模擬植生を張り付けた1cm角の角材を張り合わせて作成し、それを流下方向に3mにわたって設

表-1 測定ケース

	Run1	Run2	Run3
自由流れ風速(m/s)	5.05	6.20	6.81
植生境界の風速 U_b (m/s)	3.42	4.29	4.91
式(3)の α の値	0.192	0.158	0.135

置した。従って、模擬植生は流下方向に1cm、横断方向に5mm間隔で設置されている。模擬植生は長さ $d=10\text{cm}$ で、材料として6.10ナイロンブリッスル（東レ・モノフィラメント社製）を用いた。その物性値は、直径 $b=0.242\text{mm}$ 、密度 $\rho_p=1.124\text{gr/cm}^3$ 、曲げ剛性 $EI=783\text{gr}\cdot\text{cm}^3/\text{sec}^2$ 、減衰定数 $C_1=2.52\times 10^{-3}\text{gr}/\text{cm}\cdot\text{sec}$ であり、模擬植生の1次モード固有周波数は7.5Hzである。更に、境界層を十分発達させるために植生の上流部1.85mにわたって木製の杭を千鳥状に植えた粗度（杭の直径5mm、高さ5cm、流下方向間隔3cm、横断方向間隔3cm）を設置した。

実験では、植生頂部の流下方向変位および鉛直方向の風速分布を測定した。植生頂部の流下方向変位は、ビデオカメラを用いて1本の模擬植生の運動を撮影し、その画像を読み取ることにより測定した。測定した植生は植生上流端から流下方向に2m、風洞の横断方向の中心に位置していた。ビデオカメラの性能上の制約により、植生変位の測定間隔は1/30秒である。また風速測定は熱線風速計（カノマックス社製）を用い、植生上流端から2m、風洞の横断方向の中心の位置で流下方向流速 u と鉛直方向流速 w を同時測定した。振動する植生の接触により熱線が切断されるのを防ぐため、流下方向11cmにわたり植生の存在しない部分を作り測定した。測定周波数は500Hzであった。なお、測定は表-1に示されているように風速を変えて3通り行った（Run1, Run2, Run3）。

(2) 風速分布及び風速変動パワースペクトル密度

模擬植生は小刻みな振動を続けると同時に、それよりも長い周期の大きな振幅の変形を起こし、それが波のように風上から風下へと伝播している様子が観測された。この周期的な変形が、田園などで観測される「穂波現象」に相当していると考えられる。この周期的な植生の変形は、振幅、位相などに関して風洞の横断方向に分布を持っており、平面的にパッチ状になって見えた。この穂波の平面的非一様性については、数多く報告されており、穂波が植生境界の大規模組織渦によって起こされるとすると、

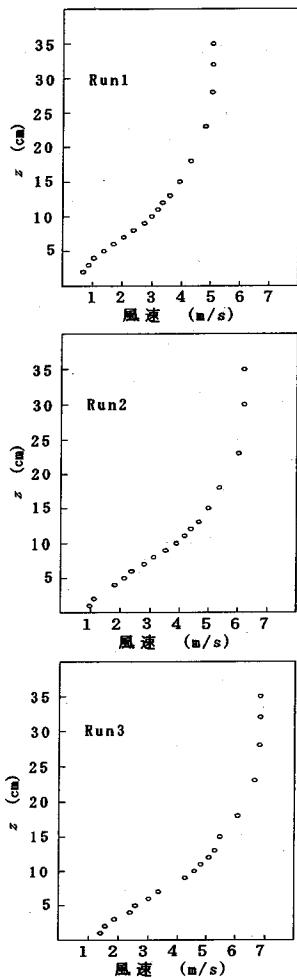


図-2 風速の鉛直分布(植生高さ9.5cm)

その非一様性は大規模組織渦の三次元構造（例えば，池田ら¹⁰⁾）に起因するものであると考えられる。

図-2に，熱線風速計で測定したRun1, Run2, Run3の平均風速Uの鉛直分布を示す。植生による減速域は高さ25cm程度まで達しており，それより上では風速がほぼ一様の自由流れとなっている。植生頂部や下方に風速分布の変曲点が認められる。清水ら¹⁶⁾による変形を伴わない模擬植生上の平均流速の測定によると，ほぼ植生上端部に平均流速の変曲点が生じていたが，今回の実験では植生の振動による上下方向の運動量の交換が促進された結果として，変曲点の位置が下方に移動したと考えられる。図-3に，Run2の風速測定値より高速Fourier変換(FFT)によって求めた風路底面からの高さ $z=9.5\text{cm}$ (植生上端高さ)での風速変動 u' のパワースペクトル密度を示す。スペクトルのピークが1~2Hz付近に見られる。

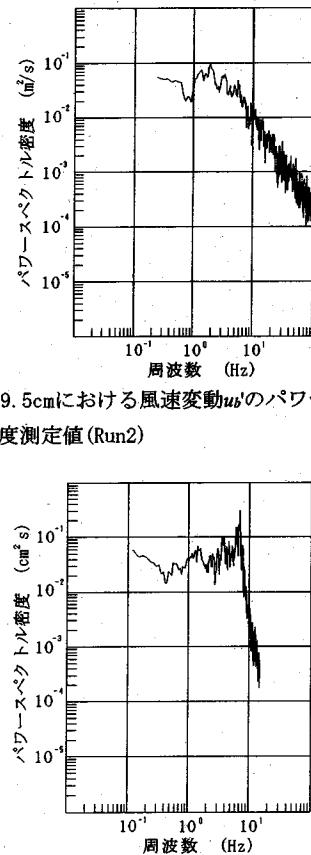


図-3 高さ9.5cmにおける風速変動 u' のパワースペクトル密度測定値(Run2)

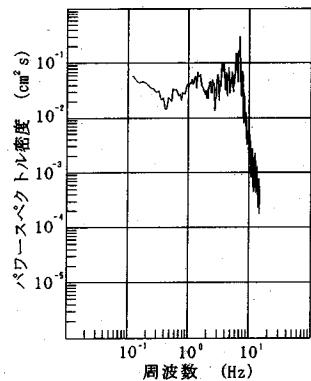


図-4 植生頂部の変動 u' のパワースペクトル密度測定値(Run2)

この周波数は平均風速の変曲点不安定によって生じる組織渦の発生周期に対応していると考えられるが，そのことについては後述する。高周波領域のスペクトルの勾配は約-5/3であり，一般的にいわれている慣性小領域のカスケード過程のエネルギー減衰率と一致している。以上のスペクトル分布の特性は，他のRunについても共通であった。

(3) 植生振動スペクトル

Run2の植生頂部の変位の測定からFFTによって求めた変動成分 u' のパワースペクトル密度を図-4に示す。スペクトルのピークは約7.5Hzにあり，模擬植生の固有周波数と一致する。この周波数は模擬植生の運動にみられた小刻みな振動に対応するものである。つまり植生の振動のエネルギーが最大となる振動は，風速や圧力等の流体力の変動と植生の固有振動の共振によって引き起こされているといえる。固有周波数よりも高周波域ではスペクトルは勾配約-8で急激に降下しており，その勾配は風速変動のス

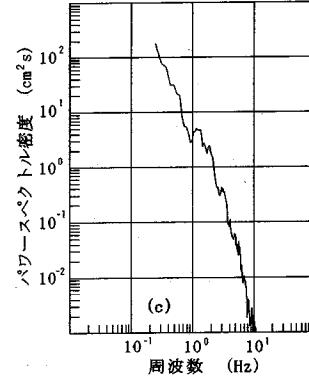
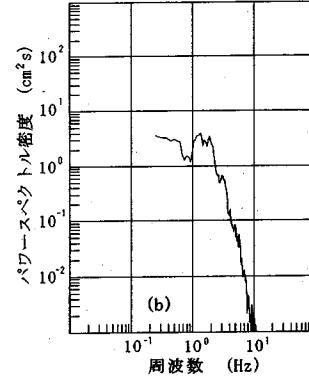
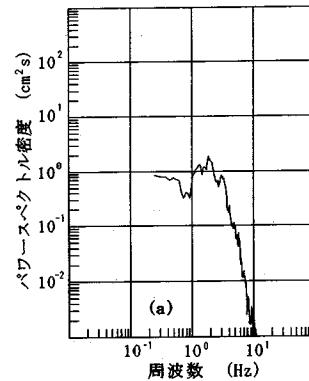
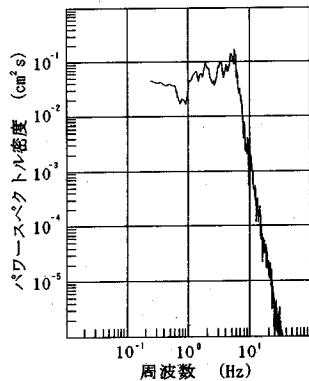
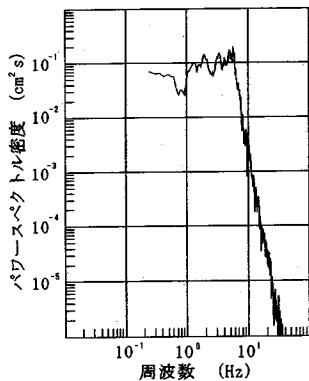


図-5 式(30)を用いて実測の風速変動パワースペクトル密度とシステム関数より求めた植生頂部の変動のパワースペクトル密度(上： $C_D=1.0$ ，下： $C_D=0.8$)

ペクトルの高周波域の勾配よりかなり急である。固有周波数よりも低周波側の領域ではさほどのエネルギー低下は見られない。また、固有周波数よりも低周波側で周波数1.5Hz程度にも小さなピークがあるが、これは穂波の周波数に対応すると考えられる。この穂波の周期に関しては後述する。

図-5に示すのが、Run2で測定した風速変動 u_b' のスペクトルを式(30)に代入して、不規則応答解析を行って求めた植生頂部の変位 \bar{u}' のパワースペクトル密度である。 C_D を1.0とした場合(上)と、0.8とした場合(下)の2つの結果を示す。 $C_D=1.0$ とした場合(図-5の上)には7.5Hzの共振域があまり明確でないスペクトル形状となる傾向があり、 $C_D=0.8$ とおいた場合(図-5の下)のほうが実測値に近い値となつた。この原因は、 C_D を小さくするとスペクトル分布に対して流体力が寄与する割合が植生の固有振動数が寄与する割合よりも相対的に小さくなり、その結果固有振動数が強調された形になるからであると考えられる。図-5と実測値の図-4を比較すると、実

図-6 曲げ剛性のみ変化させ計算した植生頂部の変動のパワースペクトル密度($C_D=1.0$)
 (a) 曲げ剛性 $EI=300 \text{ g cm}^3/\text{sec}^2$ (固有振動数4.8Hz)
 (b) 曲げ剛性 $EI=200 \text{ g cm}^3/\text{sec}^2$ (固有振動数3.9Hz)
 (c) 曲げ剛性 $EI=100 \text{ g cm}^3/\text{sec}^2$ (固有振動数2.8Hz)

測値よりも式(30)を用いて計算した値の方が低周波域において大きい値となる傾向があるが、全体としてはほぼ同じようなスペクトル分布となっている。特に高周波域の高いエネルギー減衰はよく再現されている。この高周波域の高いエネルギー減衰の様子

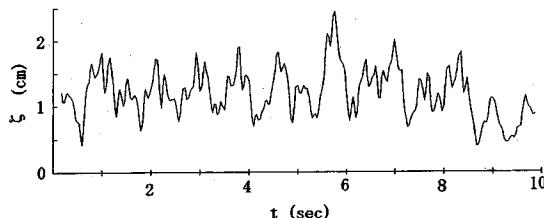


図-7 植生頂部変位の時間変動(Run2)

表-2 卓越周波数の比較(Hz)

	(a)	(b)	(c)	(d)	(e)
Run1	0.9~1.5	0.6~1.4	1.3	1.2 2.1	1.63
Run2	1.6~2.3	0.9~1.5	1.5	1.1 2.4	2.24
Run3	0.9~1.3	—	1.7	1.7 3.4	2.71

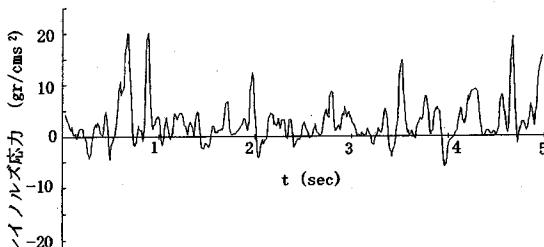


図-8 高さ7cmの位置におけるレイノルズ応力の時間変動(Run2)

はFinnigan & Mulhearn¹²⁾による測定結果とも傾向がよく一致している。したがって、式(11)による模擬植生の運動の近似は妥当であるといえ、風速変動スペクトルと植生の振動スペクトルは式(29)で表されるシステム関数により関係付けられるといえる。

同じ実験条件において、曲げ剛性のみを変化させシスティム関数を求め、植生頂部の変位 ζ のパワースペクトル密度を試算した結果を図-6に示す。植生の曲げ剛性を小さくする（柔軟にする）につれ、植生の固有振動数も小さくなるが、図-6においてもスペクトルのピークの位置が低周波側に移動している様子が見て取れる。さらに曲げ剛性の減少と共にパワースペクトル密度の絶対値も大幅に増加しているが、これは植生が柔軟になった結果、植生の変位の振幅が大きくなつたからである。曲げ剛性を100gr·cm³/sec²としたケースでは固有振動数が穂波の周波数（1.5Hz）に最も近い値（2.8Hz）となっており、スペクトルのピークが穂波の周波数と一致している。このような場合に穂波の振幅は非常に大きくなると考えられる。

(4) 穂波の周波数の推定

ここで穂波の周波数と植生境界に発生する周期渦の関係を把握するため、様々な方法により周波数の比較を行う。その結果を示したのが表-2である。

表-2(a)は $z=5\text{cm}$ での風速変動スペクトルのピーク

から、また表-2(b)は植生頂部の変動スペクトルのピークから求めた卓越周波数である。ただし植生頂部の変動スペクトルに関しては固有周波数7.5Hzに次ぐ大きさを持つピークである。両者ともに、スペクトルの最大値を含む凸部の低周波側、高周波側の両端（勾配が最も急な位置）の周波数を示した。

図-7は、Run2の模擬植生の頂部の変位の時間変動である。ただし高周波成分をカットするためフィルター処理（測定点の前後9個のデータの平均値をその時点のデータとする）しているので高周波の振動は平滑化されている。周期的に変動のピークが見られ、その周波数は約1.5Hzである。この値は前述のように植生頂部の変動のパワースペクトル密度分布において小さなピークとして現れており、この振動が穂波現象に相当すると考えられる。表-2(c)はこのようにして植生の頂部の変位の時間変動から求めた卓越周波数である。

図-8にRun2の高さ7cm（植生境界から下2.5cm）におけるReynolds応力の時間変動を示す。間欠的にReynolds応力のピークが存在している。このReynolds応力のピークは組織渦の通過に伴うスイープ運動（参考文献10）に対応していると考えられ、組織渦の通過を示すものである。発生した最大Reynolds応力の1/2をしきい値として、その発生回数からその周波数を求めると、Run2では $f=1.1\text{Hz}$ となる。このしきい値では組織渦の通過によるReynolds応力のピークを全て捉えられるという確証が無いため、1/3をしきい値とすると $f=2.4\text{Hz}$ となる。図-8を見る限りではしきい値を1/2~1/3程度にとるのが適当であると考えられる。表-2(d)はこのようにして植生頂部の変位のReynolds応力の時間変動から求めた周波数である。しきい値1/2の場合の値(上)と1/3の場合の値(下)を示している。

次に、植生境界に発生する渦の周波数を理論的に求めることを試みる。流速分布に変曲点を有するせん断流れの不安定性を取り扱ったHo & Huerre¹⁷⁾の線形理論の結果によれば、最大発達率を示す周波数

f は次式で与えられる。

$$\frac{f\theta}{U_m} = 0.032 \quad (31)$$

ここに、 θ は変曲点を挟んだ両側の流速分布の持つ運動量厚さの和で3ケースとも約4.0cm、 U_m はせん断層上下2境界における流速の平均値であるが、ここでは変曲点付近 $z=7$ cmの位置の風速を用いた。上式に測定値を代入した結果、Run2においては $f=2.24\text{Hz}$ となった。式(31)から求めた値を示したのが表-2(e)である。

Run3の風速変動スペクトルから求めた周波数の値(a)は他の方法から得られた値より若干小さいものの(この原因是不明である)、測定された穂波の周波数は測定された周期渦の発生周波数とほぼ一致している。又、線形理論周波数とはオーダー的に一致しているものの、線形理論から予測される周波数の方が若干大きい。この理由は、式(31)による線形理論は、主流の流速分布が変曲点を挟んで反対称分布をしているという仮定の下に導かれたものであり、図-2で示されているように主流の速度分布が歪んでいる場合には、渦発生周波数は低下することが知られている(文献18)の図-4参照)。従って、以上の考察から穂波を起こしているのは植生境界付近に発生する組織渦であると結論付けられる。また、この周波数は植生の固有周波数(7.5Hz)とは一致しておらず、本実験で見る限り穂波の発生は必ずしも風速・圧力の変動と植生の共振に伴うものではない。図-4の植生頂部の変動スペクトル密度に現れている通り、植生の振動を引き起こす要因としては変曲点不安定により生じる大規模渦の通過によるもの(穂波)と植生の固有周波数と風速・圧力変動の共振によるものが存在しており、両者は別であることが分かる。

5. 結論

以下に主要な結論を述べる。

- 1) 植生を柱体近似して振動モデルを導入し、不規則応答解析を行った。その結果、風速変動スペクトルと植生の振動スペクトルを関係付けられた。
- 2) 植生振動のパワースペクトル密度が最大値をとる周波数は、植生の固有振動数と一致した。また植生の固有振動数と穂波の周波数は必ずしも同じ値になるとは限らないことが判明した。また、植生の振動スペクトルは高周波域で高い減衰を示した。
- 3) 穂波の周波数は、風速変動、Reynolds応力の発生

の卓越周波数にほぼ一致しており、穂波を引き起す原因は変曲点不安定によって植生境界に発生する組織渦であると結論される。

参考文献

- 1) 室田明、福原輝幸：水生植物を有する開水路流れの乱流構造に関する実験的研究、土木学会論文報告集、338号、pp. 97-103, 1983.
- 2) 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、第28回水理講演会論文集、pp. 225-231, 1984.
- 3) Inoue, E. : On the turbulent structure of airflow within crop canopies, *J. Met. Soc. Japan*, Vol. 1, pp. 317-346, 1963.
- 4) 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.
- 5) 村上智美、原菌芳信、川村隆一、西沢利栄：気流変化と水稻およびアカマツ群落との相互作用 2. 植物の揺らぎと群落上の乱流輸送特性への影響、筑波大学水理実験センター報告、14号、pp. 15-29, 1990.
- 6) Finnigan, J. J. : Turbulence in waving wheat. 2. Structure of momentum transfer, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 16, pp. 213-236, 1979.
- 7) Maitani, T. and Shaw, R. H. : Joint probability analysis of momentum and heat fluxes at a deciduous forest, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 52, pp. 283-300, 1990.
- 8) 清水義彦、辻本哲郎、北村忠紀：植生に覆われた砂床上流れの濃度分布、土木学会水工学論文集、35巻、pp. 477-482, 1991.
- 9) 日野幹雄、神田学、稻垣聰：植生一大気界面での運動量輸送に関するLESモデルによる検討、土木学会水工学論文集、36巻、pp. 689-692, 1992.
- 10) 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.
- 11) Gardiner, B. A. : Wind and wind forces in a plantation spruce forest, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 67, pp. 161-186, 1994.
- 12) Finnigan, J. J. and Mulhearn, P. J. : Modelling waving crops in a wind tunnel, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 14, pp. 253-277, 1978.
- 13) Finnigan, J. J. and Mulhearn, P. J. : A simple mathematical model of airflow in waving plant canopies, *Boundary-Layer Meteorology*, Vol. 14,

- pp. 415-431, 1978.
- 14) 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.
 - 15) 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回年次学術講演会講演概要集, 第2部, pp. 718-719, 1993.
 - 16) 清水義彦, 辻本哲郎, 中川博次, 北村忠紀: 直立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, 438号, pp. 31-40, 1991.
 - 17) Ho, C. M. and Huerre, P.: Perturbed free shear layers, *Ann. Rev. Fluid Mech.*, Vol. 16, pp. 365-424, 1984.
 - 18) 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.

(1995. 4. 6 受付)

STUDY ON GENERATION OF HONAMI IN TERMS OF SPECTRAL ANALYSIS

Syunsuke IKEDA and Kenichiro TACHI

A spectral response function is derived based on a vibration equation on flexible plants. Measured spectrum on turbulence in flow over flexible plants is used to calculate the vibration spectrum of plants. It is found that the vibration of flexible plants has two peaks corresponding to resonant vibration of each plant and honami. The predicted profile of spectrum for plant vibration agrees very well with the result of wind tunnel tests. It is concluded that the honami is induced by organized vortices generated by a shear instability of flow.