

風シアを伴う開水路乱流場における水層組織渦構造に関する研究

Study on coherent structures beneath the free surface in wind-induced open-channel flows

吉田圭介**・瀬津家久*・垂井晃一***

Iehisa NEZU, Keisuke YOSHIDA and Kouichi TARUI

*学生員 修(工) 京都大学大学院 環境地球工学専攻 博士課程 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**フェロー 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (同上)

***学生員 京都大学大学院 社会基盤工学専攻 修士課程 (同上)

This study describes an experimental investigation on coherent structures beneath the air-water interface in wind-induced open-channel flows by using laser Doppler anemometer (LDA) with a wave-gauge sensor. In this study, the organized motions are visualized by the hydrogen bubbles method and investigated in detail by the linear filter technique and the time-frequency analysis using the wavelet transform, by which the wave-induced linear fluctuations are separated from the whole velocity fluctuations. As the results of experiments, it is shown that the coherent motions are observed significantly beneath the free surface due to the air-sheared flows. It is pointed out that the main characteristics of the streaks and coherent motions near the interface in these flows are similar to those of turbulent boundary layer with non-slip wall.

Key words : coherent motions, wind-induced open-channel flows, the wavelet analysis, linear filter technique

1. はじめに

乱流場における組織渦運動は各種スカラーや運動量輸送現象において非常に重要な役割を担っていることが古くから知られ、実河川においても確認されている¹⁾。自由水面を有する開水路乱流場における底面近傍組織運動は、既往研究において精力的に研究され^{2), 3)}、流れの抵抗則や流砂輸送機構の解明に大きく寄与した。最近では、全地球規模での環境問題を解決するために水・空気間でのガス輸送過程の評価が重要な課題となっており、実験^{4), 5)}や数値計算^{6), 7)}により精力的に研究がされているが、いまだ未解明な点が多いのが現状である。また、幅広い時間スケールを有する水・空気2層流は、河川・湖沼・海洋において広く観察される普遍的な流れであるが、その乱流構造やそれに伴う輸送過程は不明な点が多く、解明すべき問題がある。

自由水面上に風シアが存在することに起因する吹送流や風波現象に関しては従来から海岸・海洋工学や地球物理学などの分野で数多くの研究がなされ、平均流や界面粗度、摩擦速度などの平均特性量に関する重要な知見が得られている⁸⁾。一方、風波乱流場においてスカラー輸送現象を支配する水・空気乱流渦構造に関して詳細に検討した研究はあまり行われておらず、概念的に水・空気界面乱流場における代表スケール^{9), 10)}が指摘されているにとどまっている。日野ら¹¹⁾は、層流から乱流遷移域における低レイノルズ数を対象とした吹送流下における水層界面(水側境界)近傍の組織的渦構造の可視化を行った。

彼らは水素気泡法やアルミ粉末法などの可視化手法を用いて吹送流下で観察される3次元組織渦構造の定性的特性について言及し、組織渦に関するモデルを提案した。Toba & Kawamura¹²⁾は既往の実験的研究を整理し、局所平衡下の風波の相似則に基づいて、波と結合した特別な乱流境界層に関して考察を行っている。彼らはストークスドリフト流速(あるいは空気側界面摩擦速度)および有義波高を代表スケールとして、低周波乱れ構造が普遍的に記述されることを指摘した。杉原ら¹³⁾、安田ら¹⁴⁾は局所平衡下の風波の相似則を実験的に検証している。一方、松永・鶴崎¹⁵⁾は水深が浅い風波乱流場における2次循環流(Langmuir 循環流)に関して可視化計測により実験的に検討した。その結果、吹送流中の微小擾乱に基づく水深規模の2次循環流が存在することを指摘している。

自由水面上に風応力が存在する吹送乱流場での組織渦運動に関する従来の研究ではおおまかに、水面下の微細な乱流構造とその乱流輸送現象をせん断乱流場に基づいて論じた Komori ら¹⁶⁾や Rashidi and Banerjee の研究¹⁷⁾と、有義波高のようなスケールを対象とした比較的大規模な乱流構造を指摘した Toba & Kawamura¹²⁾の研究に大別できるが、対象とする現象のスケールが異なり、これらは吹送乱流場における異なったアプローチと考えられる。筆者らは現在まで、PIV 法と Wavelet 解析を併用して自由水面上に風応力が存在する吹送乱流場を対象とした大規模乱流構造を解明してきた¹⁸⁾。また、レーザ流速計(LDA)による点計測、Wavelet 解析と LFT (Linear

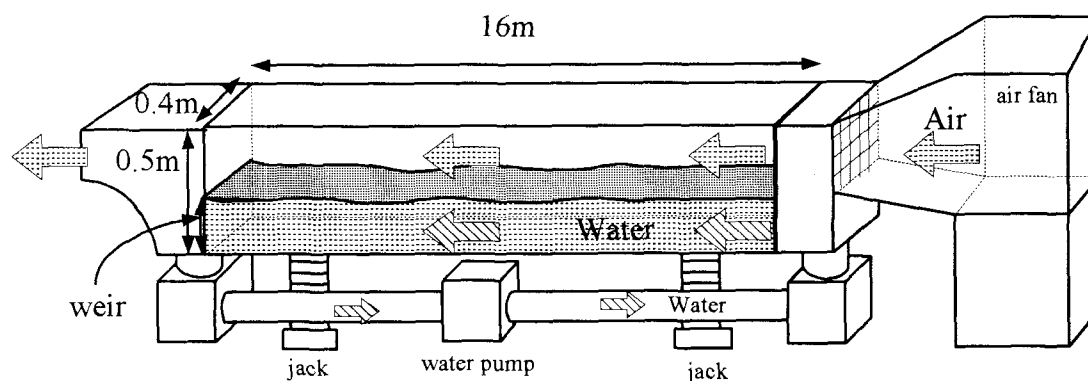


図-1 風洞付き傾斜水槽実験装置

表-1 実験条件表

RUN	$U_{a,max}$ (m/s)	U_{*a} (cm/s)	U_{*w} (cm/s)	h'/h_w	f_p (Hz)
OPEN	0.0	0.0	1.15	0.0030	----
COM1	1.58	5.80	1.12	0.0052	----
COM2	2.23	6.91	1.10	0.0080	----
COM3	3.58	12.5	1.09	0.0077	13.0
COM4	4.31	17.0	1.15	0.0098	7.69
COM5	5.06	17.6	1.31	0.0197	6.83
COM6	5.83	23.8	1.46	0.0284	5.15
COM7	6.56	26.9	1.41	0.0397	4.54
COM8	7.24	29.1	1.48	0.0419	4.15

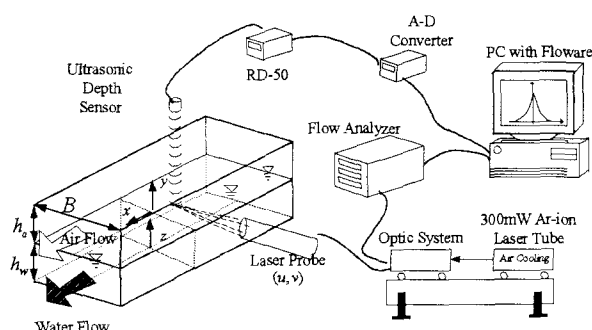


図-2 LDA 計測装置と超音波波高計

Filtering Technique)法¹⁹⁾を併用して、自由水面上に風シアーを伴う開水路乱流場を対象として水・空気界面での微細な乱流構造に関して研究を行い、定性的な特性を検討した²⁰⁾。既往の研究では底面シアーに支配された開水路乱流場における組織構造、および界面シアー（風シアー）に支配された吹送乱流場における組織構造に関する研究がなされたが、両シアーが共存する乱流場における水層内組織構造に関する研究はほとんど行われていないのが現状である。本研究は風シアーを伴う開水路流場における水・空気界面水層組織構造の発生原因とその特性を、壁面せん断乱流現象に基づいて定量的な解明を行うものである。前報²⁰⁾の結果を踏まえ、本研究では水素気泡法と LDA の 2 点同時計測条件付きサンプリング法を併用して組織渦構造の定量的な解明を試みる。

2. 実験装置および実験方法

(1) 実験水路

本実験で用いた水路は、全長 16m、幅 40cm、高さ 50cm の傾斜水槽風洞である。図-1 に概要図を示す。計測部は水路上端より約 9m の地点で、水路両側壁

と底面が光学ガラス製である。この実験装置の詳細は文献 21) を詳細願いたい。

(2) 計測方法及び実験条件

瞬間流速の点計測には、300mW の後方散乱型 2 成分アルゴンイオンレーザー流速計(LDA, Dantec 社製)を用いた(図-2)。計測点は水層および空気層それぞれの水路中央断面とした。空気流の LDA 散乱粒子の直径は平均 $1.5 \mu\text{m}$ 、比重は 1.02 であり、霧発生装置(Dantec 社製)を用いた。水流の LDA 散乱粒子には市販の水溶性ペンキを用いた。LDA のトラバース装置は水路に直付けで 1/100mm の精度を有する。測定時間は 60 秒間以上、測定周波数は水層で最大約 200Hz、空気層で最大約 500Hz であった。総サンプルデータ数は計測点あたり 10,000 個以上とした。座標系は水路中央断面において、流下方向に x 軸、鉛直上向きに静水面から y 軸、水路底面から上向きに z 軸とした(図-2)。流下方向 x 軸および鉛直方向 y 軸(or z 軸)方向の平均流速成分を (U, V) 、乱れ変動成分を (u, v) と定義した。また、流速計測部の鉛直上方に超音波波高計(Keyence 社製)を設置して流速変動と水面変動の同時計測を行った。しかし、水面変動が大きく、音波の散乱などで超音波波高計の計測困難な場合には、容量式波高計(Kenex 社製)を使用

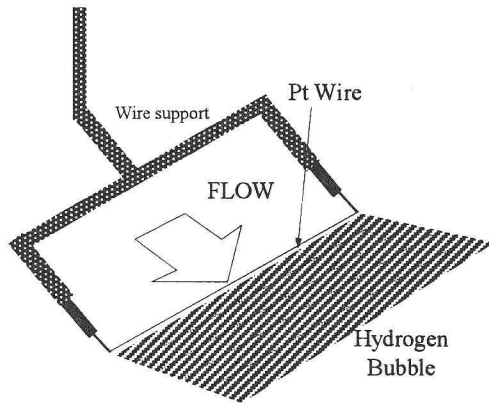


図-4 水素気泡法の模式図

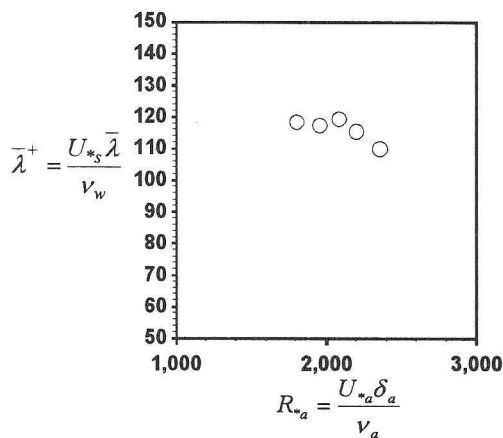


図-5(b) 高速・低速縞の横断方向間隔 ($z/h \approx 0.9$)

して同時計測を行った。その際、流速計測点と容量式波高計測部は横断方向に2cmずらした。一方、吹送流の表面流速 U_s の測定には、約3mm径のフロートが30cm移流する時間を計測し、最低30サンプル以上で平均して算出した。

実験条件を表-1に示す。本実験では静水時における水層厚 h_w ($\equiv h = 7.0\text{cm}$)と空気層厚 h_a ($= 43.0\text{cm}$)を固定し($z = y + h_w$)、水路底面は平坦な滑面(ガラス板)とした。本研究では水路アスペクト比 $B/h_w = 5.7$ 、フルード数 $Fr = 0.2$ の開水路等流(以下では、「OPEN」と略している)を基本流として、空気層の最大風速 $U_{a,\max}$ を系統的に調整変化させることで、開水路水面上に風シアーを与え、一連の界面波(ケースCOM1~COM8)を実現させた。 U_{*a} 、 U_{*w} はそれぞれ空気層界面、水層底面での平均流速に対数則分布を適用して求めた摩擦速度である。また、 h' は界面変動強度(rms値)である。一方、風波の卓越周波数 f_p は主流速変動 $u(t)$ をLDA計測した後にスペクトル解析から求めた。

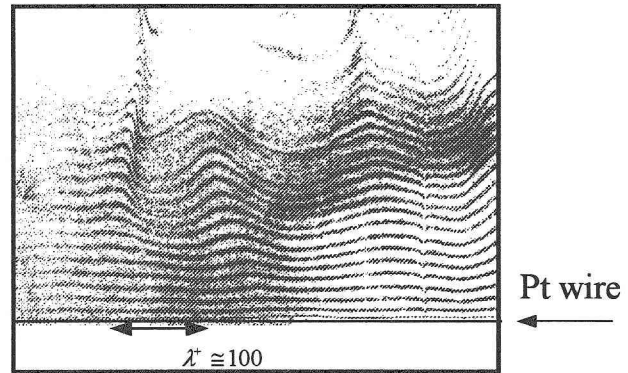


図-5(a) 低速・高速縞構造の可視化例
($z/h_w \approx 0.9$, $(h_w - z)U_{*s}/\nu_w \approx 32$)

図-4は水層界面近傍の組織構造を可視化するために用いた水素気泡法(Kenek社製)の模式図を示す。水素気泡法の陰極には直径 $50\mu\text{m}$ の白金線を用い、陽極には銅板を用いた。本計測では白金線を主流方向に対して直角水平に張り、横断方向における低速・高速縞構造の可視化を行った。この手法は、壁面乱流のバースト現象の低速・高速縞構造の可視化と同様である²⁾。パルス電圧の時間間隔やその大きさは計測流れ場に応じて適切に調整を行い、陽極の銅板は白金線よりも数10cm下流に配置し擾乱の影響をなくした。気泡撮影にはPIV計測で用いられるレーザーライトシートを光源として用い、ガラス製の河床底面よりデジタルビデオカメラ(30コマ/秒)で動画・静止画を撮影した。なお、可視化計測ではKlineら²²⁾、日野ら¹¹⁾の計測を参考に、比較的低いレイノルズ数領域のケースのみを対象としている。

3. 実験結果及び考察

3.1 水素気泡法を用いた組織渦構造の可視化

図-5(a)はフルード数 $Fr = 0.05$ 、最大風速 $U_{a,\max} = 2.0$ (m/s)の条件下($R_{*s} = U_{*s}h/\nu_w \approx 400$, U_{*s} は水層界面摩擦速度, ν_w は水の動粘性係数)で、水層界面近傍($z/h \approx 0.9$)において可視化された、高速・低速縞構造の写真の一例である。既往研究¹¹⁾では吹送流場での界面近傍での縞構造が指摘されている。同図より、水面上に風シアーが存在する場合には、水層界面近傍で吹送流シアーによる低速・高速縞が発生することが観察できる。また、動画像より界面近傍には縦渦構造が存在し、界面近傍の高速流により流下方向へ伸張される様子も観察された。これは、低レイノルズ数条件下では界面がほぼ滑面準固定壁面状態であり、壁面せん断流と同様の組織渦運動が存在すると考えられる。なお、本研究において水流が存在しない場合(閉鎖性水域)において

も、風シアーが自由水面上に働くことにより高速・低速渦構造が存在することを確認している。

図-5(b)はフルード数Frを0.05と一定にし、空気流れのレイノルズ数 R_{*a} に対して、デジタルカメラの動画データから目視により読みとった高速・低速渦の平均横断方向間隔 $\bar{\lambda}^+ \equiv U_{*s} \bar{\lambda} / \nu_w$ を示した。ここで、図中で渦間隔 $\bar{\lambda}$ は水層界面摩擦速度 U_{*s} ¹⁸⁾と水の動粘性係数 ν_w で無次元化したプラス表示であり、レイノルズ数 R_{*a} は空気層の界面摩擦速度 U_{*a} 、境界層厚 δ_a 、空気の動粘性係数 ν_a で定義した($R_{*a} \equiv U_{*a} \delta_a / \nu_a$)。ここで、境界層厚 δ_a は空気層のレイノルズ応力がゼロとなる界面からの距離とした。図-5(b)より、高速・低速渦の無次元間隔はレイノルズ数によらずほぼ一定値であることがわかる。これは、風波下の吹送流の界面近傍において、風シアーに基づく組織渦構造が存在することを示していると考えられる。図では、定量的には開水路底面近傍で観察される無次元間隔($\bar{\lambda}^+ \approx 100$)と比較して若干大きい、これは観察した低速・高速渦構造の位置が水・空気界面より若干離れているためと考えられる。

3.2 時間周波数解析による界面組織構造特性

図-6には各ケースにおけるレイノルズ応力を、無次元化した座標 z/h に対して示した。図-6(a)には、通常のReynolds分解に基づく流速変動による乱れ $-\overline{uv}$ から算定したものを、図-6(b)にはLFT分解した後の流速変動による乱れから算定したものの $-\overline{u^*v^*}$ を示した²⁰⁾。図-6(a)より、COM1~4では界面近傍で $-\overline{uv}$ はゼロとならず若干大きい値が観察され、風シアーにより乱流輸送が促進されていることがわかる。また、COM5~8では界面近傍で非常に大きな運動量輸送が行われており、かつ半水深ではレイノルズ応力がほぼゼロとなり運動量輸送がほとんど行われていないことがわかる。一方、図-6(b)では界面近傍での特性が低減している様子が観察できる。これは界面近傍での乱流輸送が波動成分により誘発されたことを示しており、吹送流シアーによる乱流輸送よりも大きいことがわかる。よって、風シアーによる水面変動と関連性のある波動成分をたとえばLFTで除去した上で乱流渦現象を評価すべきことが示唆される。

一方、風シアーが存在しない2次元滑面開水路乱流場におけるせん断応力 τ 、および平均流速 U は一般に以下のように表される。

$$\frac{\tau}{\rho_w} \equiv -\overline{uv} + \nu \frac{\partial U}{\partial z} = U_{*w}^2 (1 - \xi) \quad (1)$$

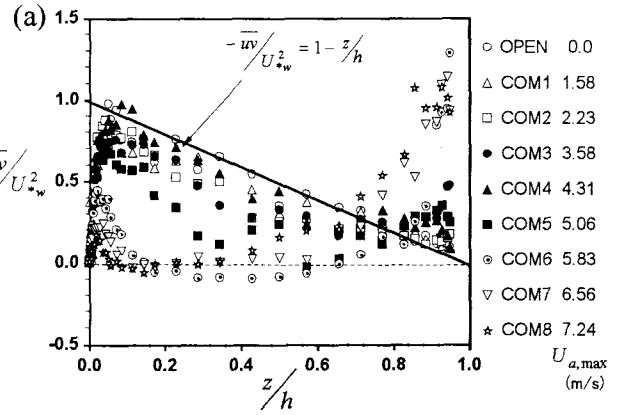


図-6(a) レイノルズ応力
(レイノルズ分解の流速変動による乱れ)

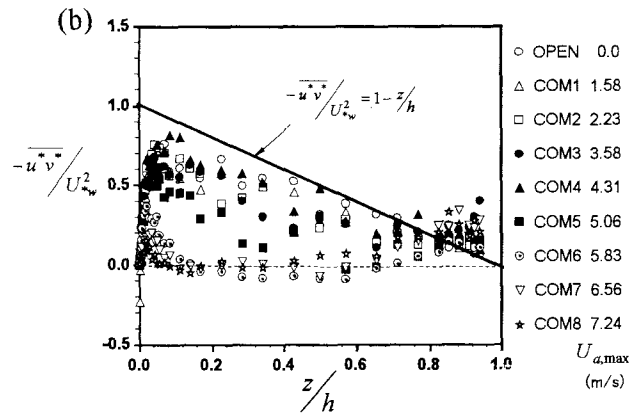


図-6(b) レイノルズ応力
(LFT分解した後の流速変動による乱れ)

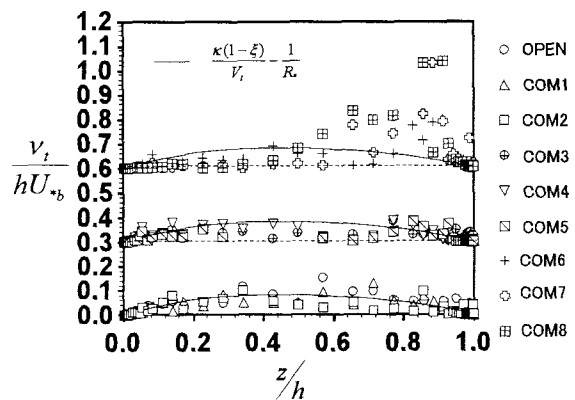


図-7 渦粘性係数
(データCOM3~5, COM6~8は各々0.3ずつ縦軸を上方へずらしている。)

$$U^+ = \frac{1}{\kappa} \ln z^+ + A + \frac{2\Pi}{\kappa} \sin\left(\frac{\pi\xi}{2}\right) \quad (2)$$

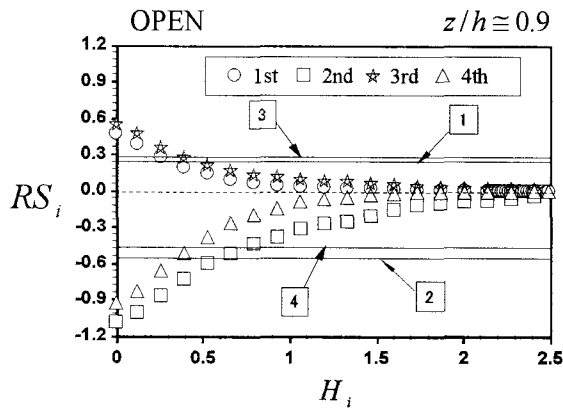


図-8 4象限区分半値しきい値法解析例
(i は各象限 i でのしきい値を決定する寄与率を示す)

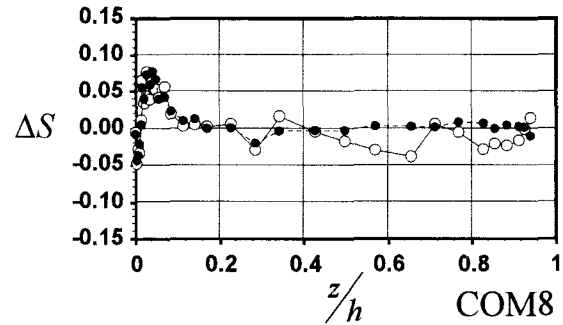
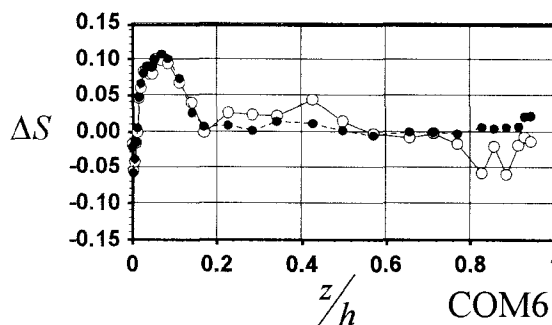
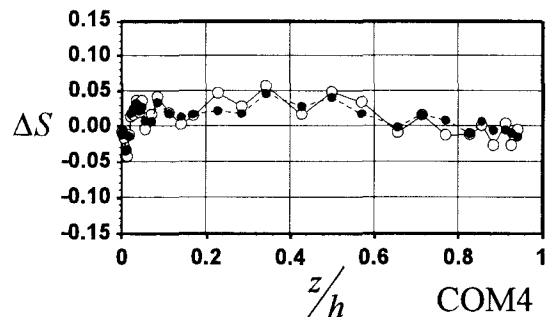
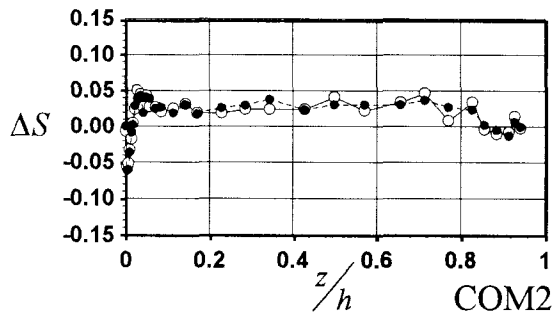
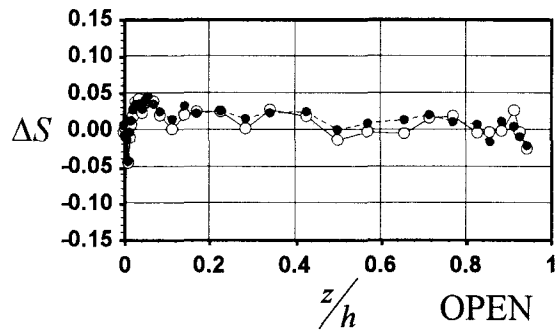


図-9 組織渦構造の鉛直方向の運動量輸送(ケース: OPEN, COM2, 4, 6, 8)

ここで、 ρ_w, ν_w は水の密度および動粘性係数、 $\xi = z/h$ は無次元化した座標、 A は積分定数(開水路流れにおける推奨値は5.3)、 Π はウェークパラメータ、 π は円周率である。 Π 値は摩擦レイノルズ数の関数として Nezu & Rodi²³⁾によって実験的に求められており、本研究では流れ場の条件より0.15とする。なお、上付き添字+は内部変数を示し、プラス表示である。一方、渦粘性係数は、式(1)、(2)より以下のように求められる。

$$\frac{\nu_t}{hU_{*w}} = \frac{-\overline{uv}}{hU_{*w}\partial U/\partial y} = \frac{\kappa(1-\xi)}{V_t} - \frac{1}{R_*} \quad (3)$$

ただし、 $V_t = \xi^{-1} + \pi\Pi \sin \pi\xi$ である。図-7には各ケースにおける渦粘性係数 ν_t の実測値を無次元座標に対して示した。ただし、データ COM3~5, COM6

~8は各々0.3ずつ縦軸を上方へずらしている。図中には $Fr = 0.2$ のケース OPEN の条件に対応する理論式(3)を併示した。低風速のケース(COM1~COM3)では開水路流れにおける傾向と同様だが、COM4~6では半水深で運動量輸送が減少し、COM6~8では界面近傍で非常に大きな値を有することがわかる。これは風速の増大により界面近傍ではシアーとは直接関係のない波動成分による乱流渦が発生しているためと考えられる¹⁴⁾。一方、COM4~8で半水深における ν_t が減少しているのは、底面近傍から界面へと上昇する乱流渦構造が弱められているためと推測される²⁰⁾。

上述の時間平均乱流構造の結果を踏まえ、以下では界面組織渦構造の定量化を行う。一般に、風シアを伴う開水路乱流場における水・空気層界面組織渦構造は未解明な点が多く、かつ、その解明手法も

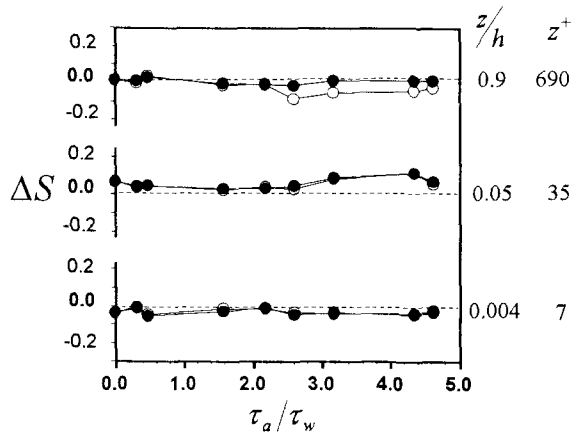


図-10 組織渦構造の鉛直方向の運動量輸送

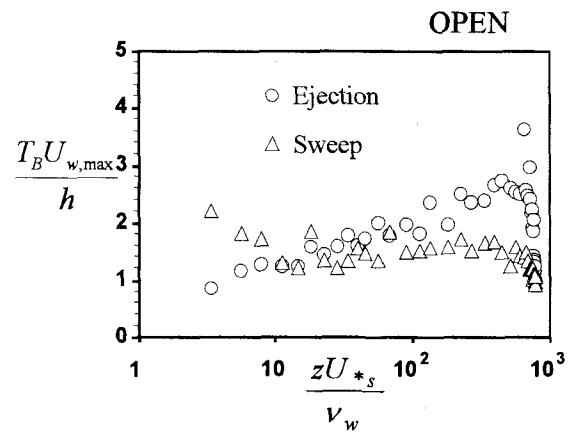


図-11 底面近傍の組織渦構造の周期 T_B (OPEN)

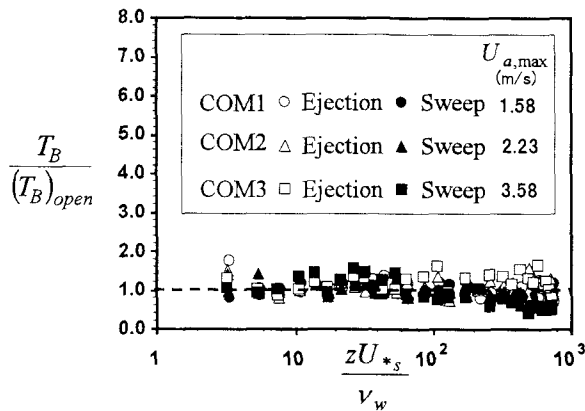


図-12(a) 底面近傍の組織渦構造の周期 T_B

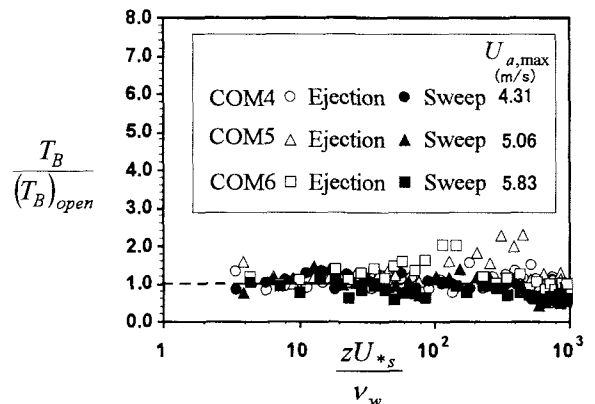


図-12(b) 底面近傍の組織渦構造の周期 T_B

現象に応じた便宜的な手法を用いる場合が多い。本研究では、固定壁面せん断乱流場を対象とした Nezu & Nakagawa による 4 象限半値しきい値法²⁾を用いて組織渦の評価を行った。この手法では乱流場における組織構造抽出のために、瞬間レイノルズ応力 $w = u \cdot v$ に対して以下の評価を行う。

$$\left. \begin{aligned} RS_i(H) &= \int_H^\infty wp_i(w)dw \quad (i=1,3) \\ RS_i(H) &= \int_{-\infty}^{-H} wp_i(w)dw \quad (i=2,4) \\ T_i(H) &= \int_H^\infty p_i(w)dw \quad (i=1,3) \\ T_i(H) &= \int_{-\infty}^{-H} p_i(w)dw \quad (i=2,4) \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

ここで、 i は象限、 RS_i は乱流場における i 象限の組織渦構造の寄与率、 T_i は計測時間中の i 象限の組織渦構造の時間占有率、 H_i は組織渦構造を識別するためのしきい値、 p_i は w の確率密度関数である。寄与率はしきい値 H_i の関数であり、しきい値ゼロのときは全ての事象を組織渦とみなすことを意味する。

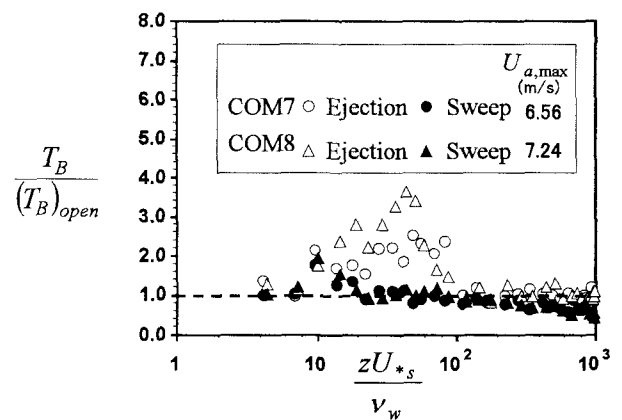


図-12(c) 底面近傍の組織渦構造の周期 T_B

また、半値しきい値法では $RS_i(H_i) = 0.5RS_i(0)$ を満足する H_i をしきい値とする。図-8 はケース OPEN での底面近傍における解析例である。なお、解析に用いた流速変動 $u_i^*(t)$ は LFT で波動成分除去した後 Wavelet 解析を用いて再合成したものである²⁰⁾。図-9 に開水路流(OPEN)および混成流(COM2, 4, 6, 8)での組織運動に起因する鉛直方向の無次元化運動量

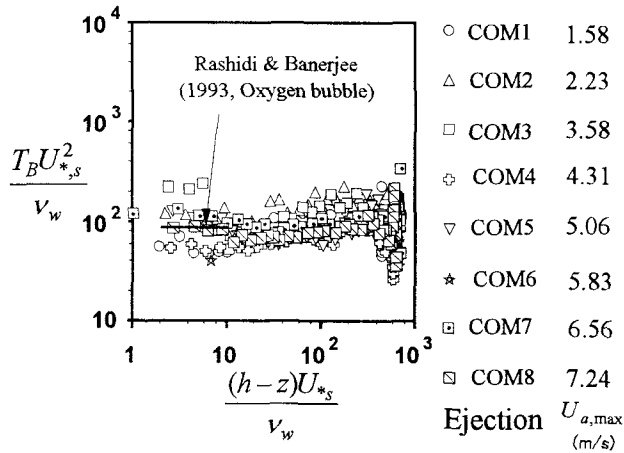


図-13(a) 界面近傍の組織渦構造の周期 T_B
(内部変数表示)

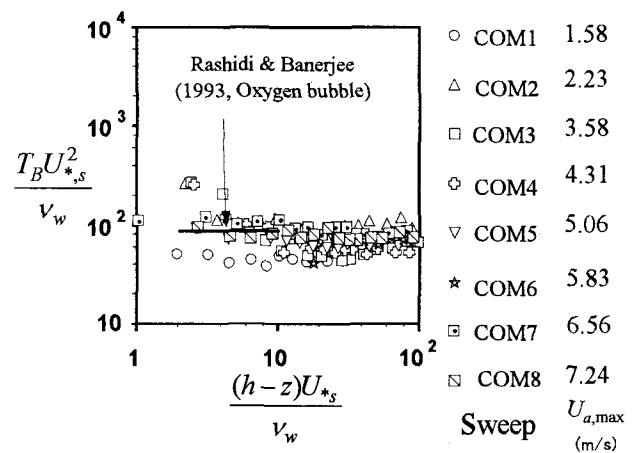


図-13(b) 界面近傍の組織渦構造の周期 T_B
(内部変数表示)

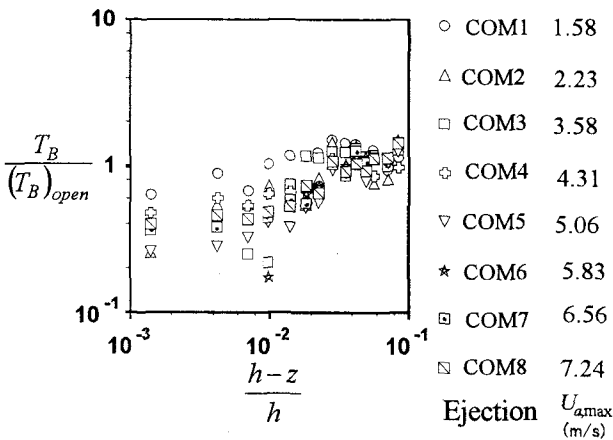


図-13(c) 界面近傍の組織渦構造の周期 T_B
(ケース OPEN との比)

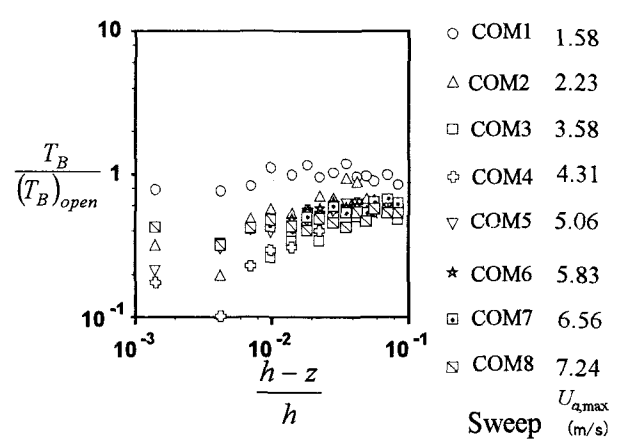


図-13(d) 界面近傍の組織渦構造の周期 T_B
(ケース OPEN との比)

輸送 $\Delta S \equiv (RS_2 - |RS_4|) / u^* v^*$ を示した。ここで、正值の ΔS は水層内で組織的運動による上向きの運動量輸送を意味し、○は波動成分を除去した流速変動 u^* に関して、●は波動成分を除去しない全流速変動 u に関して解析した結果である。ケース OPEN や COM2, 4 では、底面近傍 ($z/h < 0.05$) で Sweep が卓越し、それより上方では Ejection が卓越し、従来の結果に一致する²⁾。一方、ケース COM6, 8 における界面近傍で、流速位相差が線形波と同様である波動の影響 (●) によって時間平均的な鉛直方向運動量輸送はゼロに近くなるが、風シアーに起因する吹送流速変動 (○) に対しては下方の輸送が行われることがわかる。これは吹送流を伴う開水路場の水面近傍では水面から下方へ向かう組織的な運動が存在することを示唆している。これは、高レイノルズ数下において、前節の可視化結果を支持するものと考えられる。図-10 には各無次元化鉛直座標 z/h における ΔS を τ_a / τ_w に対して示した。ただし、データは 0.3 ずつ上方へ平行移動している。同図より、底面近傍では風シアーにかかわらず Ejection と Sweep の優越

が観察される。一方、風シアーが強くなると ($\tau_a / \tau_w > 2.0$)、界面近傍では下方への組織渦運動が現れることがわかる。

一方、図-11 には上述の手法で分離された流速変動成分 $u_i^*(t)$ を用いて解析した、開水路乱流場 (OPEN) における底面近傍の組織渦運動の周期 T_B を水層最大流速 $U_{w,max}$ および水深 h で無次元化して示した。また、図-12(a), (b), (c) には各ケース (COM1 ~ COM8) における底面近傍の組織渦運動の周期 T_B を同位置 z/h での開水路乱流場 (OPEN) における値で無次元化して示した。図-11 より、開水路乱流場における組織渦運動の周期は既往の研究成果 ($T_B U_{w,max} / h \approx 1.5 \sim 3.0$)²⁾ と一致し、その傾向は COM1 ~ COM5 でも同様であり、底面で発生する組織渦運動は風シアーの影響はほぼなく、開水路流場と同様の傾向を示す。一方、COM6 ~ COM8 では周期が増大していることが観察され、注目される。図-13(a), (b), (c), (d) には各ケースにおける界面近傍での組織渦運動 (Ejection, Sweep) の周期 T_B を界面摩擦速度 U_{*s} および動粘性係数 ν_w で無次元化し

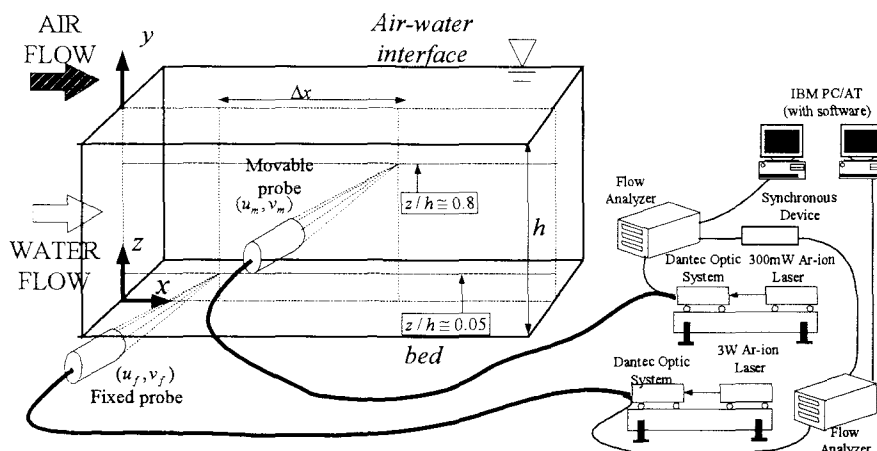


図-14 LDA2 点同時計測における計測模式図

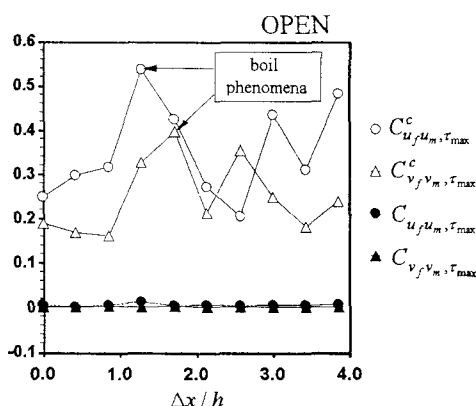


図-15 2点同時計測による流速相関係数

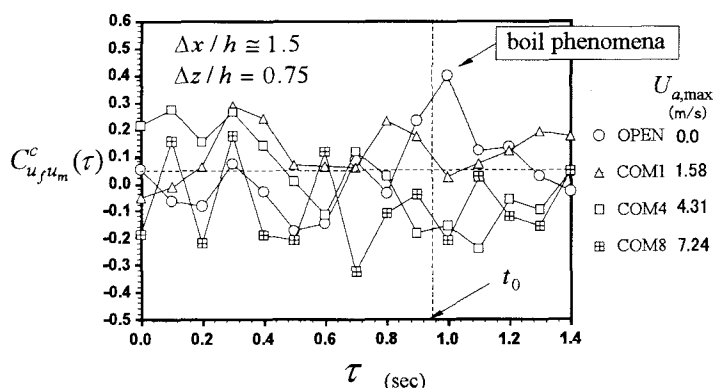


図-16 2点同時計測による条件付き流速相関係数

てプラス表示した T_B^+ (図-13(a), (b)) と、開水路乱流場 (ケース OPEN) における値との比を取ったもの $T_B/T_{B,open}$ (図-13(c), (d)) を示した. 図-13(a), (b) 中には, 既往研究の可視化結果(可視化計測位置 $(h-z)U_{*s}/\nu_w \approx 5$)¹⁷⁾ も直線で併示した. 図-13(a), (b) より, 界面近傍の組織渦運動の周期は風シアーの大きさにかかわらず U_{*s} と ν_w でほぼ無次元化され, 界面組織渦構造の特性を界面せん断流に基づく現象として説明できることがわかる. また, 図-13(c), (d) より, 風シアーを伴う開水路乱流場の界面近傍で発生した組織渦運動は開水路流場周期よりも小さいことがわかる. これは界面シアーによって, 閉鎖性領域に比べて比較的周期の短い組織渦運動が風シアー下の界面近傍で発生していることを示唆していると考えられる.

3.3 2点同時計測による組織構造解析

次に, 風シアー下の開水路乱流場における底面近傍組織渦構造と水・空気界面近傍組織渦構造の関連性について検討する. 図-14 は LDA の2点同時計測を行う際の LDA の設置を模式的に表したものであ

る. 乱流構造の点計測には, 移動点(movable probe)では空冷式 300mW の後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計(LDA, Dantec 社製)を, 固定点(fixed probe)では水冷式 3W の後方散乱型2成分アルゴンイオンレーザー流速計(Dantec 社製)をそれぞれ用い, 同期装置を用いて2点同時計測を行った. また, 2台の LDA が干渉を起こすことによって生じる誤データが存在するのか確認するために, 水・空気層の各々において単独で LDA を使用した際に得られる乱流統計量と2台稼働時の統計量データを比較して, 実験データへの影響がない範囲で計測を行うようにした.

図-15 は開水路流場 (OPEN) における無条件相関係数 C および条件付き時空間相関 C^c を流下方向無次元座標 $\Delta x/h$ に対して示した. ここで, 相関係数の定義は以下のようである.

$$\begin{cases} C_{u_f u_m}(\Delta x, \tau) = \frac{\overline{u_f u_m}}{\overline{u_f'} u_m'} \\ C_{u_f u_m}^c(\Delta x, \tau) = \frac{\overline{I(t) u_f u_m}}{\overline{u_f'} u_m' \sum I} \end{cases} \quad (5)$$

ただし、図-15 に示すように、 $u_f = u(x_f, z_f, t)$ は時刻 t における水路中央固定点 (x_f, z_f) における流速変動であり、 $u_m = u(x_f + \Delta x, z_f + \Delta z, t + \tau)$ は 2 次元場移動点流速変動である。 τ は遅れ時間、 $I(t)$ は乱流場における組織渦運動の識別関数である。つまり、条件付き時空間相関では固定床近傍で抽出された組織渦構造と関連性が大きい界面近傍の流体変動のみが相関値として識別される。本研究では $\Delta z/h = 0.75$ と固定した。図中の $\tau_{\max}$ は相関値の中で最大値を示した場合の遅れ時間を示す。図-15 より、無条件相関係数はほぼゼロ値であり、底面現象と界面現象は時間平均的には相関がほぼないことがわかる。一方、条件付き時空間相関は $\Delta x/h \approx 1.5$ 付近で最大値を有し、底面 bursting 現象と界面付近の boil 現象が密接に関連していることがわかる。これは、開水路乱流場特有の組織渦運動を示すものである。図-16 には開水路流場（ケース OPEN）、混成場（ケース COM1, 4, 8）における無条件相関係数 C および条件付き時空間相関 C^c を遅れ時間 τ に対して示した。図中の t_0 は開水路流場 (OPEN) における固定点 (x_f, z_f) の流体塊が断面平均流速により移動点 $(\Delta x/h \approx 1.5, \Delta z/h = 0.75)$ へ移流される時間を示す。開水路流場 (OPEN) では $\tau = 1.0$ (sec) 付近で大きな相関が観察され、図-15 に示したような boil 現象が観察される。一方、ケース COM4, 8 では相関係数が負値で振動しており、底面組織渦と界面組織渦運動との相関がないことがわかる。ケース COM1 では、ケース OPEN よりも小さい遅れ時間で比較的大きな相関値が観察される。これは界面近傍の移流効果によってボイル渦が流下方向へ引き伸ばされ、明確でなくなったものと推察される²⁾。これより、風速が増大した場合において界面近傍で観察された組織渦運動は底面 bursting 現象とは関連性がなく、界面シアーによって生成された組織渦構造であると指摘できる。

4. おわりに

本研究は系統的に実験条件を変化させた風シアーを伴う開水路流場における水・空気界面水層組織渦構造の特性を、壁面せん断乱流現象に基づいて定量的な解明を行ったものである。その結果、以下の結論が得られた。

1) 水面に風波が発生する時には水面変動に起因する流速の波動成分が界面近傍で卓越し、組織渦構造を判別する際には線形フィルタ(LFT)により水面変

動に線形な波動成分を除去する必要がある。

2) 水層界面近傍では界面シアーに基づく組織渦構造の存在が指摘され、界面摩擦速度と動粘性係数で現象をほぼ統一的に記述できることがわかった。

3) この組織構造は風シアーが大きい場合には開水路乱流場特有の底面組織渦構造に起因するボイル現象とは無関係で、発生周期はボイルのものよりも大きいことが示唆された。

参考文献

- 1) Jackson, R.G.: Sedimentological and fluid-dynamic implications of the turbulent bursting phenomenon in geophysical flows, *J. Fluid Mech.*, Vol.77, pp.531-560, 1976.
- 2) Nezu, I. and Nakagawa, H.: Turbulence in Open-Channel Flows, IAHHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 3) Grass, A.J., Stuart, R.J. and Mansour-Tehrani, M.: Vortical structures and coherent motion in turbulent flow over smooth and rough boundaries, *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A.*, Vol. 336, pp.35-65, 1991.
- 4) 中村・村井: 水表面におけるガス交換の流体力学的モデル化とガス輸送機構について, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.111-115, 1999.
- 5) Moog, D.B. and Jirka, G.H.: Air-water gas transfer in uniform channel flow, *J. Hydr. Eng.*, pp.3-10, 1999.
- 6) T. Kunugi, S. Satake and Y. Ose: Direct numerical simulation of carbon-dioxide gas absorption caused by turbulent free surface flow; *Int. J. Heat Fluid Flow*, Vol.22, pp.245-251, 2001.
- 7) S. Komori and R. Misumi: The Effects of Bubbles on Mass Transfer Across Breaking Air-Water Interface, *Gas Transfer at Water Surface*, AGU Geophysical Monograph Series, pp.285-290, 2001.
- 8) Wu, J.: On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C7, pp.6661-6665, 1981.
- 9) Fortescue, G.E. and J.R.A. Pearson: On gas absorption into a turbulent liquid, *Chem. Engineering Science*, Vol.22, pp.1163-1176, 1967.
- 10) Lamont, J.C. and D.S. Scott: An eddy cell model of mass transfer into the surface of an turbulent liquid, *J. Am. Inst. Chem. Engrg.*, Vol.16, pp.513-519, 1970.
- 11) 日野幹雄・灘岡和夫・須見徹太郎: 吹送流の組織的渦構造の可視化, 土木学会論文集, 第357号/II-3, 5月, 1985.
- 12) Toba, Y. and Kawamura, H.: Wind-wave coupled downward-busting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr.*, Vol.52, pp.409-419, 1996.
- 13) 杉原祐司・高崎敦彦・松永信博: 風波下における乱流境界層の構造, 海岸工学論文集, 第 46 巻, pp.96-100, 1999.
- 14) 安田孝・水谷夏樹・板野誠司・井坂健司・川越

雄太・小野田武：強風下に生成される水面バースト層とその乱流特性，海岸工学論文集，第 47 巻，pp.106-110，2000.

15) 松永信博・鶴崎賢一：吹送流中に生起する二次循環流の実験的研究，土木学会論文集，pp.67-82，2002.

16) S. Komori, R. Nagaosa and Y. Murakami: Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.249, pp.161-183, 1993.

17) M. Rashidi and S. Banerjee: The effect of boundary conditions and shear rate on streak formation and breakdown in turbulent channel flows, *Phys. Fluids*, A2, 10, 1990.

18) 瀬津家久・吉田圭介・池田大輔・垂井晃一：風波発生下における自由水面近傍での組織構造に関する研究，応用力学論文集，Vol.6, pp.933-942, 2003.

19) Benilov, A.Y., Kouznetsov, O.A. and Panin, GN: On the analysis of wind wave-induced disturbances in the

atmospheric turbulent surface layer, *Boundary Layer Meteo.*, Vol.6, pp.269-285, 1974.

20) 瀬津家久・吉田圭介・垂井晃一：水面上に風シアが存在する開水路流れ場における水層乱れ構造と水面変動に関する研究，水工学論文集，第 48 巻，pp.517-522，2004.

21) 瀬津家久・吉田圭介・牛島省：水面上に風シアが存在する開水路流れ場における水・空気層乱流構造に関する基礎的研究，土木学会論文集，No.733/II-63, pp.67-76, 2003.

22) Kline, S. J., Reynolds, W.C., Schraub, F.A. and Runstadler, P.W.: The structure of turbulent boundary layers, *J. Fluid Mech.*, Vol.30, pp.741-773, 1967.

23) Nezu, I. and Rodi, W.: Open-channel flow measurements with a laser Doppler anemometer, *J. Hydr. Eng.*, Vol. 112, No. 5, pp. 335-355, 1986.

(2004 年 4 月 16 日受付)