

# 水面上に風シアー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

禰津家久<sup>1</sup>・吉田圭介<sup>2</sup>・牛島省<sup>3</sup>

<sup>1</sup>フェロー 工博 京都大学大学院教授 社会基盤工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

<sup>2</sup>学生員 工修 京都大学大学院 環境地球工学専攻博士課程 (同上)

<sup>3</sup>正会員 工博 京都大学大学院助教授 社会基盤工学専攻 (同上)

水面上に風シアーが存在する開水路流れ場(水・空気2層流)を対象として、水路中央鉛直断面における水・空気流をレーザー流速計(LDA)で2次元乱流計測を行い、両層の乱流構造に関して実験的に検討した。その結果、底面シアーが卓越するケースでは空気層および水層ともに対数則が成立し、乱れ強度は普遍関数に従うことが半明した。一方、風シアーが卓越するケースでは乱れ強度は界面近傍で増大し、レイノルズ応力は界面近くで負値を有することがわかった。これは波動成分の影響であることを説明できた。

**Key Words:** air-water open-channel flows, turbulent structure, air shear/water shear, LDA

## 1. 緒言

緩勾配河川流れでは水流上の風の影響が無視できない場合がある。また、湖沼や海岸・海洋では界面近傍における風シアーの界面近傍流体挙動への影響が水底面シアーよりも相対的に大きくなる場合も知られ、精力的に研究されている。たとえば、閉鎖性水域における吹送流は密度成層に擾乱を起し、水面を通しての熱の交換や水層内の流体混合を引き起こすことが知られ、水面上の風応力の効果について研究がなされている<sup>1,2)</sup>。一方、地球温暖化問題の原因である温室効果ガスの気液界面を通じた輸送現象については、それらガスのシュミット数が比較的大きく、分子拡散輸送よりも乱流輸送の方が現象を支配していることが指摘され<sup>3)</sup>、水面シアーによる界面近傍の乱れ挙動を解明することが重要である。

水・空気2層流場での乱流構造を検討する場合、従来よりまず水流および空気流の流速分布の予測が精力的に行われてきた。界面空気流に関しては主に海岸・海洋工学の分野で研究がなされ、粗度高さと風速分布の関連性についての研究が数多く行われてきた。流速分布を決定する上では混合距離をいかに合理的にモデル化するかが重要であるという点から、Riley *et al.*<sup>4)</sup>は van Driest による滑面境界層の混合距離モデル、Rotta による粗面境界層のモデルとの比較から、風波上での混合距離モデルを提案している。一方、水流に関しては Reid<sup>5)</sup>は開水路流れの水

面上に風シアーが働いた場合について水中のせん断応力を直線分布と仮定し混合距離が水深方向に放物線になると考えて、底面シアーおよび界面シアー(風シアー)の比に応じた流速分布の式を導いている。しかし、開水路の混合距離とせん断応力を仮定して流速分布を求める場合には予測誤差を生じる可能性がある。これに対して鶴谷<sup>6)</sup>は底面および水面からそれぞれ対数則が成立すると仮定して境界条件と連続式の条件から2つの対数則を結びつけた流速分布を提案し、実験値と比較的一致すると指摘している。さらに Hughes and Duffey<sup>7)</sup>は無次元流速勾配式を数値積分することで Reid の式を拡張した一般形を求め、底面シアーと界面シアーの相対的な大きさや界面での渦粘性の減衰度合いに応じた流速分布の比較を行っている。最近、中山・禰津<sup>8)</sup>は、水・空気2層流の乱流構造をレーザー流速計で計測している。

乱れ強度分布に関して、鶴谷<sup>6)</sup>は水面上に風が吹いている場合について底面から発達する乱れ強度と水面からの乱れ強度を線形的に加えることができると仮定して経験式を与えた。また、中山・禰津は鶴谷の線形経験則を検討し、底面シアーに対する界面シアーの比が大きくなると乱れの非線形効果が大きくなることを明らかにした。一方、著者ら<sup>9)</sup>は閉鎖性領域における風波場の乱流構造に関して、水・空気層の同時計測を行い、その相互作用について論じた。

以上、既往の研究では水・空気2層流に関して、各層の平均流速特性や乱れ特性について論じられてきたが、

表-1 水理条件表

Case		$h_w$ (cm)	$B$ (cm)	$h_a$ (cm)	$Q$ (l/s)	$Fr$	$U_{a,max}$ (m/s)	$U_{a,0}$ (cm/s)	$U_{w,0}$ (cm/s)	$U_b$ (cm/s)
Open	C01	7	40	43	4.64	0.2	---	---	---	0.56
	C02				11.6	0.5	---	---	---	1.132
	C03				18.6	0.8	---	---	---	1.788
Wind	C10				---	---	1.11	5.023	0.189	---
	C20				---	---	2.54	10	0.369	---
	C30				---	---	3.93	17.38	0.631	---
Combined	C11				4.64	0.2	1.11	4.43	---	0.484
	C12				11.6	0.5	1.11	4.35	---	1.046
	C13				18.6	0.8	1.11	3.94	---	1.689
	C21	4.64	0.2	2.54	10.58	---	0.414			
	C22	11.6	0.5	2.54	9.1	---	0.959			
	C23	18.6	0.8	2.54	9.23	---	1.615			
	C31	4.64	0.2	3.93	16.77	---	0.492			
	C32	11.6	0.5	3.93	15.58	---	0.964			
	C33	18.6	0.8	3.93	13.57	---	1.554			

両層の乱流構造および界面変動特性を同時に検討したものはあまりなく、水層内の流体特性は不明な点が多い。そこで、本研究は水面上に風シアアが存在する開水路流れ場（水・空気2層流）を対象として、系統的に実験条件を変化させて、水路中央鉛直断面における水・空気流をレーザー流速計(LDA)で2次元計測を行い、両層の乱流構造に関して実験的に検討を行う。

## 2. 実験装置および水理条件

### (1) 実験水路

本実験で用いた水路は、全長16m、幅40cm、高さ50cmの風洞水槽である。図-1に概要図を示す。計測部は空気流吹き出し口から9m下流の地点で、水路両側壁と底面が光学ガラス製で、LDA計測が容易にできる。また、水路下には油圧ジャッキがあり、水路勾配を任意に変化できる。下流端には消波材を設置し風波の下流端反射を抑制した。

### (2) 計測方法

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、測定周波数は水層で約200Hz、空気層で約500Hzであった。総サンプルデータ数は計測1点あたり12000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(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、

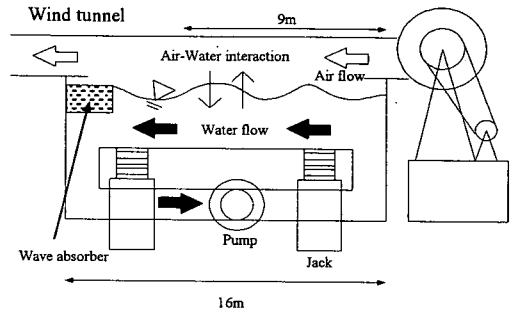


図-1 風洞水槽実験装置

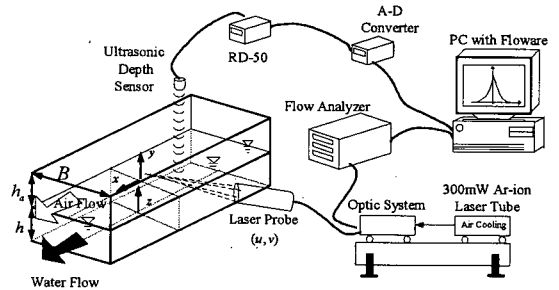


図-2 LDA計測装置

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。さらに、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。

### (3) 実験条件

実験条件を表-1に示す。実験条件は(A)底面シアアの卓越する開水路流れ(OPEN)、(B)風による界面シアアが卓越する風波流れ(WIND)、(C)両者が混在する混成流れ(COMBINED)と分類し、3種類行った。水深 $h_w$ および空気層厚 $h_a$ を固定し、水路底面は平滑とした。また、3通りの開水路等流を作るため、水流のフルード数に合わせ

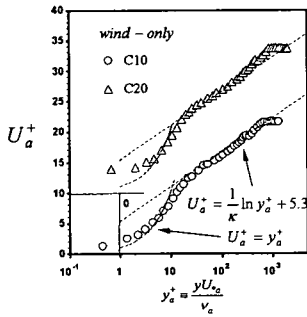


図-3 風波場の空気層平均風速  $U_a$   
(滑面内部変数表示)  
(C20のデータは縦軸を10ずつ上方へ平行移動して表示)

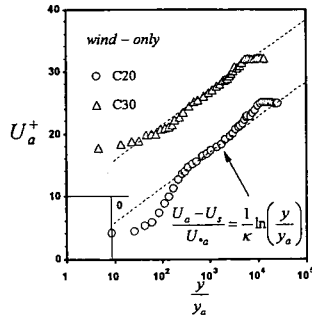


図-4 風波場の空気層平均風速  $U_a$   
(粗面表示)  
(C30のデータは縦軸を10ずつ上方へ平行移動して表示)

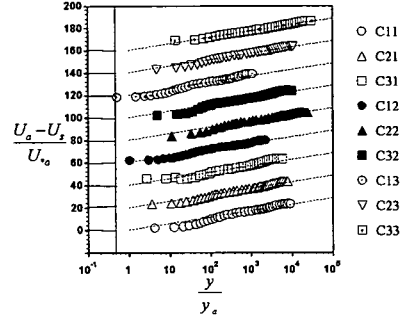


図-5 混成場の空気層平均風速  $U_a$   
(粗面表示)  
(各データは20ずつ上方へ平行移動)

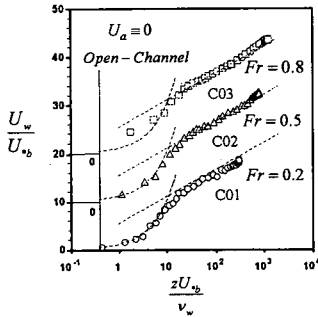


図-6(a) 開水路場の水層平均流速  $U_w$   
(データは10ずつ上方へ平行移動)

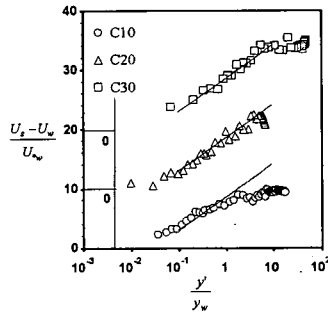


図-6(b) 風波場の水層平均流速  $U_w$   
(データは10ずつ上方へ平行移動)

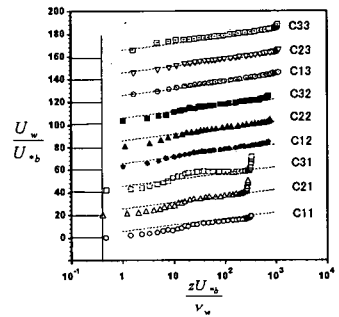


図-7 混成場の水層平均流速  $U_w$   
(各データは20ずつ上方へ平行移動)

て水路勾配を変化させた。一方、風波流れにおいては最大風速  $U_{a,max}$  を3通り変えて、水面状態を①滑面、②さざ波、③2次元重力波と変化させた。これらの組み合わせによって、フルード数  $Fr$  を3通り、最大風速  $U_{a,max}$  を3通り変化させて、合計9通りの混成場を設定した。

表-1において  $B$  は水路幅 ( $B=40\text{cm}$ )、 $Q$  は水の流量を示し、 $U_{*a}$ 、 $U_{*w}$  は空気層界面および水層界面での時間平均流速に対数則分布を適用して求めた界面摩擦速度である。また、 $U_{*b}$  は水層の平均流速に対数則を適用して求めた水路底面摩擦速度である。

### 3. 平均流特性

図-3は風波場 Case-C10, C20における空気層の主流速  $U_a$  の分布を示す。ただし、ケース C20のデータは図中で上方に10だけ平行移動させている。図中には、次式の滑面对数則および粘性底層における線形式を併示した。

$$U_a^+ \equiv \frac{U_a - U_*a}{U_*a} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y U_*a}{v_a} \right) + A \quad (1)$$

$$U_a^+ \equiv \frac{U_a - U_*a}{U_*a} = \frac{y U_*a}{v_a} \quad (2)$$

ここで、 $v_a$  は空気動粘性係数、 $\kappa$  はカルマン定数、 $A$  は積分定数を示す。開水路乱流では  $\kappa=0.41$ 、 $A=5.3$  が推奨値である<sup>10)</sup>。式(1)は風波場空気流に関して  $Wu^{11)}$  によって理論的に示されている。同図より、 $A$  の最適値は若干変化するが、風速が弱い場合には滑面对数則が風波上の空気層で成立することがわかり、 $Wu^{11)}$  や中山・福津<sup>8)</sup> の結果と一致する。一方、図-4には風波場 Case-C20, C30における空気層の主流速  $U_a$  の分布を示した。ただし、ケース C30のデータは図中で上方に10だけ平行移動させている。図中には次式の粗面对数則を併示した。

$$U_a^+ \equiv \frac{U_a - U_*a}{U_*a} = \frac{1}{\kappa} \ln \left( \frac{y}{y_a} \right) \quad (3)$$

ここで、 $y_a$  は空気層での粗面高さであり、平均風速分布より算定される。図-4より、風速の増大(C20→C30)とともに空気層界面近傍 ( $y/y_a < 10^2$ ) では風速勾配が小さくなり、移動境界層の流速分布特性が現れるようである。図-5は混成場の風速分布を粗面表示で示す。ただし、ケース C11以外のデータは図中で上方に20ずつ平行移動させている。同図より水流と空気流の混成場でも  $y/y_a = 10^2 \sim 10^4$  付近で対数則が成立することがわかる。一方、界面近傍では水流と空気流の相対的な局所速度に応じて流速分布が低減し、粘性効果が現れるようである。

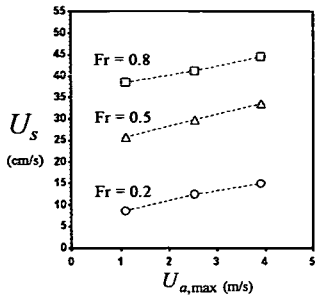


図-8 表面流速  $U_s$

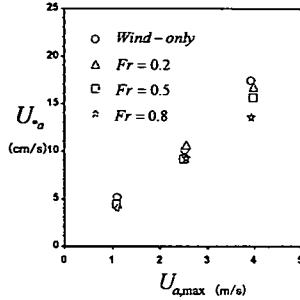


図-9 空気層界面摩擦速度  $U_{*a}$

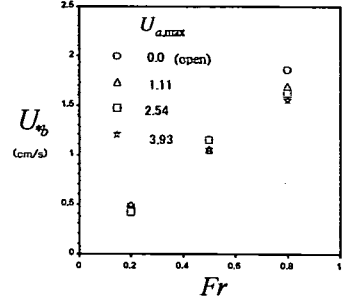


図-10 水層底面摩擦速度  $U_{*b}$

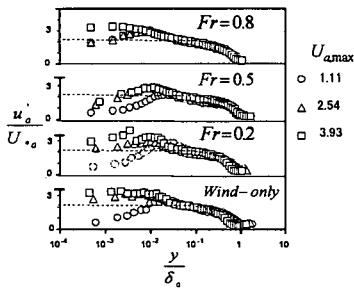


図-11 空気層の乱れ強度  $u'_a$

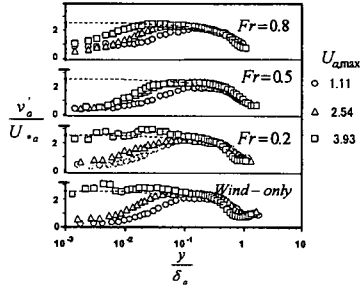


図-12 空気層の乱れ強度  $v'_a$

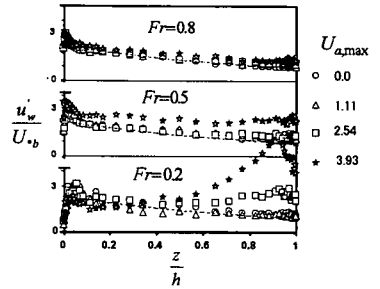


図-13 水層の乱れ強度  $u'_w$

図-6(a)は開水路単相流れ(C01, C02, C03)における水層平均流速  $U_w$  分布を、図-6(b)は風波流れ(C10, C20, C30)における  $U_w$  分布を、また、図-7は混成場における  $U_w$  の分布を示した。ただし、データは図-6で上方に10ずつ、図-7で上方に20ずつ各々平行移動させている。図中には次式の対数則を直線で併示した。

$$\text{開水路底面对数則} \quad \frac{U_w}{U_{*b}} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{z}{h}\right) \quad (4)$$

$$\text{風波場界面对数則} \quad \frac{U_s - U_w}{U_{*w}} = \frac{1}{\kappa} \ln\left(\frac{y'}{y_w}\right) + 8.5 \quad (5)$$

ここで、 $U_{*b}$ は水路底面における摩擦速度、 $y' = -y$ 、また、 $y_w$ は水層界面粗度高さである<sup>12)</sup>。式(5)はSherardin<sup>13)</sup>による半理論式である。同図より、開水路場および混成場では底面から対数則がほぼ成立し、風波場ではWu<sup>11)</sup>や加藤ら<sup>14)</sup>が指摘するように、界面近傍では界面から対数則が成立することがわかる。しかし、 $Fr = 0.2$ の混成場界面近傍では流速は急激に増大し対数則からずれる。これは、風による界面シアアが水層界面近傍で卓越しており底面の影響を受けないためと考えられる。

図-8には混成場表面流速  $U_s$  を示した。同図より、 $U_s$  はフルード数  $Fr$  が一定のときほぼ線形に増加し、例えば風速が1(m/s)から4倍になると、 $U_s$  は10(cm/s)程度増大する。一方、最大風速が一定のとき、水流が増加して  $Fr$  が増加すれば  $U_s$  は増大する。例えば、最大風速が1(m/s)のとき  $Fr$  が0.2から4倍増加すれば  $U_s$  は30(cm/s)程度

増大する。よって、空気流よりも水流の方が表面流速に及ぼす影響が大きいことが推察される。

図-9は最大風速  $U_{a,max}$  に対して空気層界面摩擦速度  $U_{*a}$  を、図-10はまたフルード数  $Fr$  に対して水層底面摩擦速度  $U_{*w}$  を示した。両図より、摩擦速度は最大風速とフルード数に比例していることがわかる。最大風速が同じ場合ではフルード数が多いほど  $U_{*a}$  は若干減少する。一方、同じフルード数の場合には最大風速が多いほど底面での摩擦速度  $U_{*b}$  が減少する。これは、界面シアにより底面からの水層流速分布が影響を受けることを示している。

#### 4. 乱れ特性

図-11、図-12は風波場(Wind-only)および混成場における空気層の流下方向乱れ強度  $u'$  および鉛直方向乱れ強度  $v'$  の分布を  $U_{*a}$  で無次元化してそれぞれ示す。また、図中の点線は次の開水路乱流の普遍関数式<sup>10)</sup>(界面近傍除く)である。

$$\frac{u'_a}{U_{*a}} = 2.3 \exp(-y/\delta_a) \quad (6)$$

$$\frac{v'_a}{U_{*a}} = 1.27 \exp(-y/\delta_a) \quad (7)$$

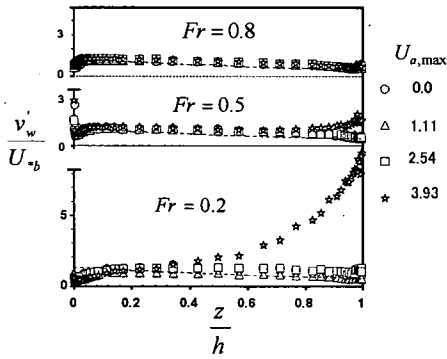


図-14 水層の鉛直方向乱れ強度  $v'_w$  の分布

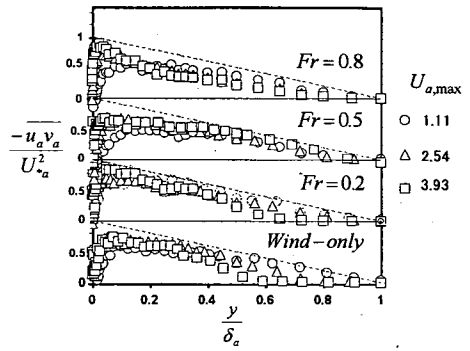


図-15 空気層のレイノルズ応力  $-u'_a v'_a$  の分布

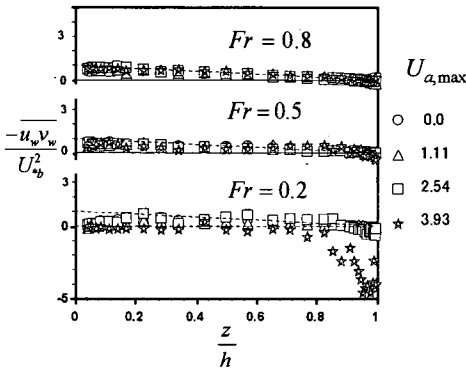


図-16 水層のレイノルズ応力  $-u'_w v'_w$  の分布

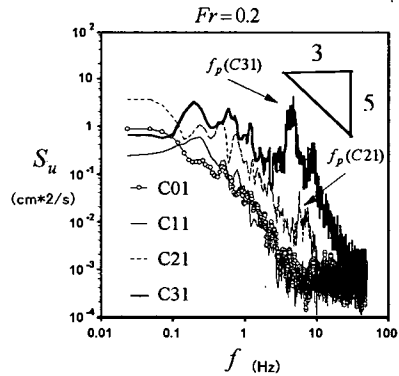


図-17 流速のパワースペクトル  $S_u(f)$

ここで、 $\delta_a$  は空気層乱流境界層厚であり、レイノルズ応力がゼロとなる界面からの距離を示す。同図より、界面近傍を除くと空気層乱れ強度はほぼ普遍関数に従うことがわかる。一方、界面近傍では風速が大きいかつ水層流速 ( $Fr$ ) が小さい時には乱れは減衰しないようである。同様に、図-13 および図-14 には開水路場 (OPEN) および混成場における水層の流下方向乱れ強度  $u'_w$  および鉛直方向乱れ強度  $v'_w$  の分布を示した。また、図中に式(6)および式(7)を点線で併示した。同図より、風速が弱い場合には開水路流れにおける乱れの普遍関数によく従うことがわかる。一方、水層流速に比べて相対的に風速が大きくなると、界面近傍で乱れ強度は増大する。これは、Huntら<sup>15)</sup>が指摘したのと同様に、鉛直方向の乱れ強度  $v'_w$  は後述の界面変動特性と相関が大きいことを示唆している。

図-15 および図-16 は空気層および水層のレイノルズ応力  $-u'_a v'_a$  および  $-u'_w v'_w$  の分布を示した。ただし、次式の三角形分布も点線で併示した。

$$\frac{-u'_a v'_a}{U_a^2} = (1 - y/\delta_a) \quad (8)$$

$$\frac{-u'_w v'_w}{U_b^2} = (1 - z/h) \quad (9)$$

図-15 より、界面近傍 ( $y/\delta_a \leq 0.1$ ) を除いて空気層レイノルズ応力は式(8)に従うが、界面近傍では三角形分布より減少する。これは粘性効果であり空気流から水流へと運動量が輸送されていると考えられる。一方、図-16 より界面近傍 ( $z/h \geq 0.95$ ) を除いて水層レイノルズ応力はほぼ式(11)に従う。しかし、 $Fr = 0.2$  で最大風速が増大すると、界面近傍でレイノルズ応力  $-u'_w v'_w$  は負値となり、注目される。この結果は既往の研究では指摘されておらず、この理由を以下では考察する。

図-17 は  $Fr = 0.2$  のケース (CW31) における界面近傍の流速変動  $u(t)$  から求めたパワースペクトル  $S_u(f)$  を示す。また、図-18 には同計測点において風速が最も大きな場合の流速 2 成分変動 ( $u, v$ ) の位相差  $\theta_{uv}(f)$  を示した。図-17 の  $f_p$  は 1~10Hz 周波数域における風波固有の卓越周波数を示す。計算には高速フーリエ変換 (FFT) を用いた。また、 $\theta_{uv} = \pi/2$  は微小振幅波動理論における流速変動の位相差 (一定値) であり、図-18 に併示した。

図-17 より風速が増大すると、界面近傍の流速変動は風波固有の卓越周波数  $f_p$  近傍で増大し、風波場での変動と同様の特性<sup>9)</sup>を示す。逆に、風速が弱い場合には界面近傍でも流速変動は開水路単相流によるものと同じであ

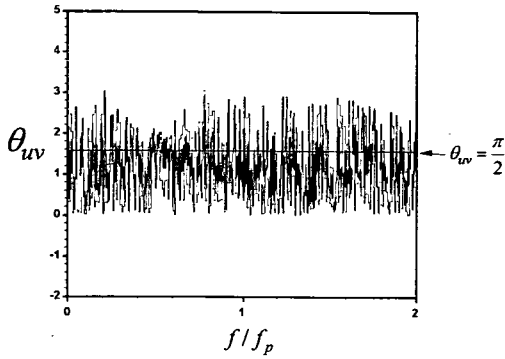


図-18 流速変動位相差  $\theta_{uv}$  (Case: C31)

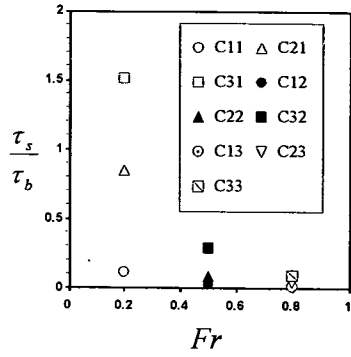


図-19 せん断応力比  $\tau_s/\tau_b$

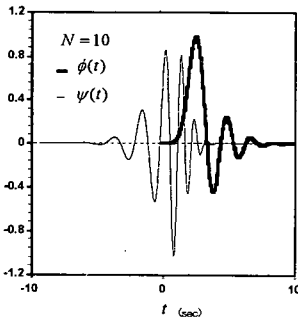


図-20 ウェーブレット関数とスケール関数

る。

図-18 より卓越周波数近傍で位相差  $\theta_{uv}$  は平均的に線形解 ( $\pi/2$ ) よりも小さな値を示す。すなわち、これは大きな変動パワーをもつ卓越周波数近傍で 2 成分 ( $u, v$ ) の流速変動の位相が同位相に近く、 $\overline{uv} > 0$  となる。つまり、レイノルズ応力  $-\overline{uv}$  は負値になることがわかる。したがって、界面シアが卓越した流れ場ではレイノルズ応力は界面近傍で負値となると考えられる。

## 5. せん断応力の特性

図-19 は  $Fr$  に対して界面せん断応力  $\tau_s$  と底面せん断応力  $\tau_b$  の比を示す。  $\tau_s/\tau_b$  は次式で算定した。

$$\frac{\tau_s}{\tau_b} = \frac{\rho_a U_a^2}{\rho_w U_w^2} \quad (10)$$

ここで、 $\rho_a, \rho_w$  はそれぞれ空気層、水層の密度である。 $\tau_s/\tau_b$  が大きい場合 (C21, C31) には先述のように風シアの影響で水層内での乱れ構造が通常の開水路単相流と異なり、このことから、せん断応力比  $\tau_s/\tau_b$  と乱流構造との関連性が示唆される。

さて、Hughes & Duffey<sup>7)</sup> は混成場における水層内の流速分布やせん断応力分布を理論的に算定した。彼らはせん断応力を直線分布、混合距離を放物線分布と仮定して流速分布を算定した。このとき、せん断応力に関しては次式の線形和を提案した。

$$\tau(z) \equiv \mu \frac{\partial U_w}{\partial y} - \rho_w \overline{u_w v_w} = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h}\right) + \tau_s \frac{z}{h} \quad (11)$$

一方、先述のように空気流速が大きくなるとレイノルズ応力が負値となり、水層せん断応力  $\tau$  は次式で示す開水路単相場での三角形分布を示さないことが予測される。

$$\tau(z) \equiv \mu \frac{\partial U_w}{\partial y} - \rho_w \overline{u_w v_w} = \tau_b \left(1 - \frac{z}{h}\right) \quad (12)$$

そこで、本研究では LDA 流速変動から卓越した波動成分を除去した後の乱れ本来の変動のみからレイノルズ応力を算定してみる。

流速変動に対するフィルタ関数として、本研究では図-20 に示すような Daubechies の正規直交離散マザーウェーブレット関数<sup>10)</sup>を用いた。これは、フーリエ解析ではなくウェーブレット解析を適用して時間周波数解析を可能にし、乱れ統計量を精度良く算定するためである。図中には  $N=10$  におけるウェーブレット関数  $\psi(t)$  およびそのスケール関数  $\phi(t)$  を示した。流速変動成分  $u(t)$  は以下のように展開される。

$$u(t) \equiv u_0(t) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} c_k^{(m)} \phi_{mk}(t) + \sum_{j=-1}^{-1} \sum_{k=-\infty}^{\infty} d_k^{(j)} \psi_{jk}(t) \quad (13)$$

$$u_0(t) = u_m(t) + \sum_{j=m}^{-1} u'_j(t)$$

ここで、 $c_k^{(m)}$  は離散スケール展開係数、 $d_k^{(j)}$  は離散ウェーブレット展開係数であり、 $u_0$  は再構築後の近似流速変動である。整数 ( $j, k$ ) を用いて  $c_k^{(m)}$  および  $d_k^{(j)}$  は次式で算定できる。

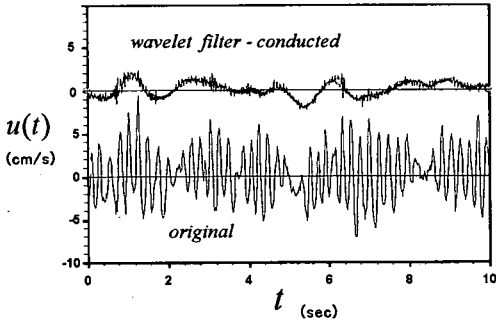


図-21 オリジナル流速変動とFilter-pass後の流速変動  
(Case-C31,  $z/h=0.8$ )

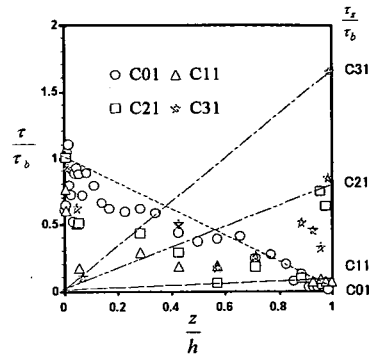


図-22 水層せん断応力 $\tau$

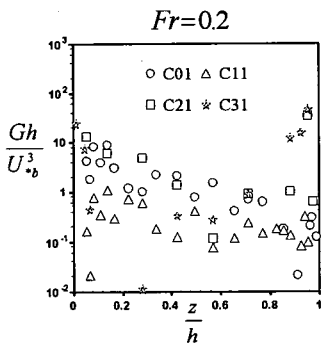


図-23 乱れ発生率G

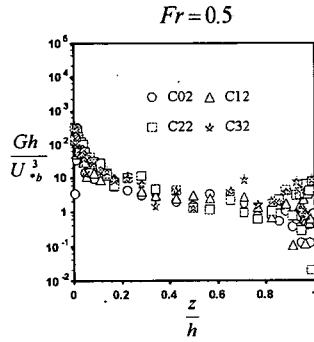


図-24 乱れ発生率G

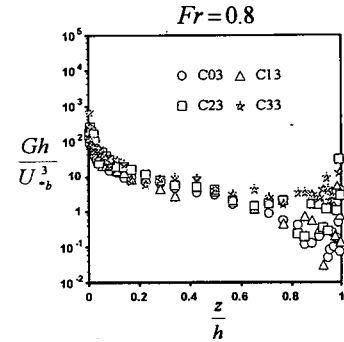


図-25 乱れ発生率G

$$d_k^{(j)} = 2^{j/2} \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \overline{\psi_{j,k}} dt \quad (14)$$

$$c_k^{(j)} = \int_{-\infty}^{\infty} u(t) \overline{\phi_{j,k}} dt \quad (15)$$

ただし、通常、離散化は次式で示す2のべき乗で行う。

$$\psi_{j,k} = \psi(2^j t - k) \quad (16)$$

$$\phi_{j,k} = \phi(2^j t - k) \quad (17)$$

ここで、 $j$ はレベルと呼ばれ、 $j = -1 \sim -m$  ( $m$ は正の整数で計測時間に依存する)の範囲で変化する。

図-21には図-17で示した水層流速変動の中で最も風速が大きいケース(C31)に関して、オリジナル時系列(Original)とWavelet filterにより波動成分(1~10Hz変動, 図-17参照)のみを除去したフィルタ化時系列(filter-conducted)を示した。同図より、図-17のスペクトルで示されたと同様に、波動成分は界面近傍で大きなパワーを有することが確認される。

図-22は $Fr = 0.2$ における混成場水層の流速変動から上記filter演算後、次式から算定された水層せん断応力 $\tau$ を求めて示した。

$$\tau(z) = \mu \frac{\partial U}{\partial y} - \rho_w \overline{u_w v_w} \Big|_{\text{filtered}} \quad (18)$$

同図より、開水路場(C01)ではせん断応力は三角形分布をするが、風シアアが卓越する際には水層内部では下に凸な放物線に近い分布を示すことがわかる。

このことより、混成場での仮定は成立しないことがわかる。一方、底面シアアが卓越する他のケースではせん断応力分布は既往の研究結果と一致し、せん断応力は界面を除いてほぼ三角形分布を示すことがわかった。

## 6. 乱れエネルギー特性

図-23~25には水層における乱れエネルギー発生率 $G$ を示した。 $G$ の値は次式で算定でき、水深 $h$ と底面摩擦速度 $U_{*b}$ で無次元化して図示した。

$$G = -uv \frac{\partial U}{\partial y} \quad (19)$$

ただし、レイノルズ応力が負値となる場合には先述の波動成分を除去するフィルタを施した後に算定した。図よ

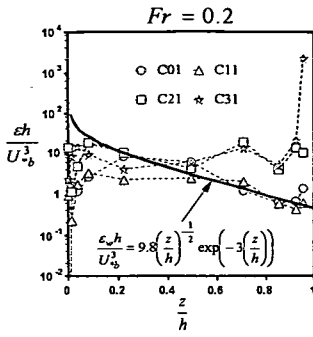


図-26 乱れ逸散率  $\varepsilon$

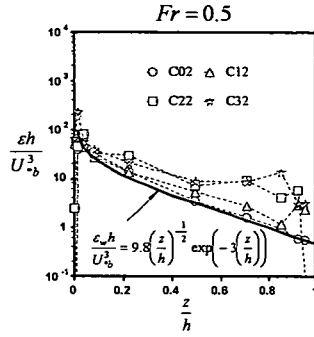


図-27 乱れ逸散率  $\varepsilon$

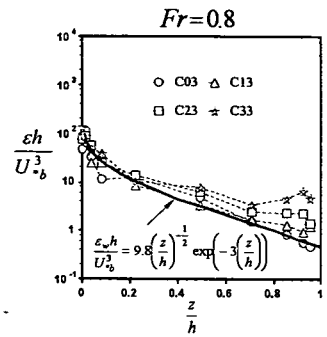


図-28 乱れ逸散率  $\varepsilon$

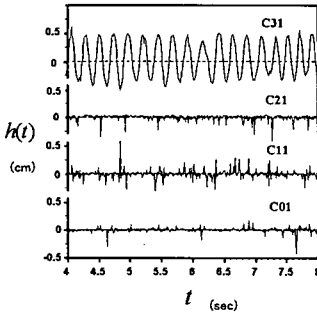


図-29 水面変動の時系列  $h(t)$

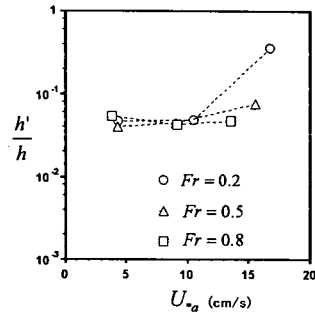


図-30 水面変動強度  $h'$

り、底面シアーおよび界面シアーに対応して、底面近傍および界面近傍にて乱れは発生することがわかる。

一方、図-26~28には水層における乱れ逸散率  $\varepsilon$  を示した。 $\varepsilon$  の値はスペクトル分布で慣性小領域の5/3乗則を確認した後、次式で算定して、無次元化して図示した。

$$\varepsilon = \frac{U}{2\pi} \left( \frac{1}{C} f^{5/3} S_u(f) \right) \quad (20)$$

ここで、 $U$  は算定点における平均主流速  $U_w$  で近似し、 $C$  はコルモゴロフ定数(=0.5)である。なお、図中には補津の普遍関数<sup>10)</sup>を示した。

$$\frac{\varepsilon h}{U_w^3} = 9.8 \left( \frac{z}{h} \right)^{-1/2} \exp\left(-\frac{3z}{h}\right) \quad (21)$$

図より、風速が増大するにつれて乱れ逸散率は界面近傍にて増大することがわかる。また、低フルード数ほどその傾向が大きい。乱れ発生率  $G$  と逸散率  $\varepsilon$  とを比較すると、底面近傍では発生率が逸散率よりも卓越するが、一方、水層内部や界面近傍では風シアーと底面シアーの相対的な大きさによって乱れの発生と逸散の大きさが変化することがわかり、乱れエネルギーの収支関係に底面シアーと界面シアーが深く関与することが推測される。つまり、界面シアーが相対的に大きい場合には界面で乱れは発生し水層内部では逸散率が大きくなる。逆に界面シアーが相対的に小さい場合には界面で乱れは逸散し水層内

部では乱れは平衡状態になり、開水路単相流れにおける乱れエネルギー収支関係と同様の特性となる。

## 7. 水面変動特性

図-29には  $Fr = 0.2$  における開水路場および混成場における水面変動時系列  $h(t)$  を示す。図-30は空気層界面摩擦速度  $U_{*a}$  に対して水面変動強度(水面変動の rms 値)  $h'$  を示す。ここで、図中にて  $h$  は時間平均水深を示す。同図より、水面変動は風速に応じて増大するとは限らず、水流と空気流の相対的な速度に応じて変化するようである。

図-31~33には開水路場および混成場における水面変動  $h(t)$  と水層界面近傍流速変動  $u(t), v(t)$  との相関係数  $\hat{C}_{uh}, \hat{C}_{vh}$  を遅れ時間  $\tau$  に対して示す。ただし、流速変動の計測点は  $z/h \approx 0.9$  であり、水面変動の計測点は流速変動計測点の鉛直上方である。C31のケースでは超音波の乱反射により水面変動と流速変動の同時計測が困難であり、データを掲載していない。同図より、水面変動が小さな場合には  $\hat{C}_{uh} < 0, \hat{C}_{vh} > 0$  であり、正の水面変動  $h(t) > 0$  の時には  $u(t) < 0$ かつ  $v(t) > 0$  となり、水面における局所的な流体の連続性が満足されている。一方、水面変動が大



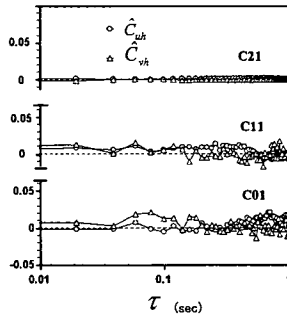


図-31 水面変動と流速変動の相関係数  
 $\hat{C}_{uh}, \hat{C}_{vh} (Fr = 0.2)$

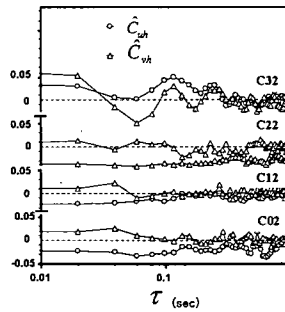


図-32  $\hat{C}_{uh}, \hat{C}_{vh} (Fr = 0.5)$

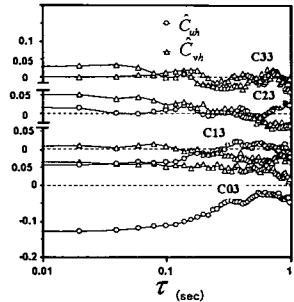


図-33  $\hat{C}_{uh}, \hat{C}_{vh} (Fr = 0.8)$

きくなると、 $\hat{C}_{uh}, \hat{C}_{vh}$  はともに正の値を有する。これは先に示したように界面近傍流体の位相差が小さくなり水面変動と同一の組織的な変動をするからであると考えられる。

## 8. 結論

本研究は水面上に風シアーが存在する開水路流れ場(水・空気2層流)を対象として、両層をレーザー流速計(LDA)で2次元計測を行い、その乱流構造に関して実験的に検討をしたものである。主要な結果は以下のとおりである。

- 1) 水層・空気層ともに底面から、および界面からほぼ対数則が成立する。界面近傍の粘性底層の存在は界面形状に依存する。
- 2) 空気層の乱れ分布は開水路等流に関する普遍関数がほぼ適用できる。界面近傍での乱れの変化特性は界面形状による。一方、水層乱れ強度は風シアーが弱い場合には開水路普遍関数が成立するが、風シアーが強まると界面近傍で急激に増大してずれる。これは主に波による乱れの誘発と考えられる。
- 3) 水層・空気層ともにレイノルズ応力はほぼ三角形分布を示すが、空気層では界面近傍で運動量輸送のために減少し、水層では界面近傍で波による影響を受けるために負値を有する。一方、水層におけるせん断応力はほぼ三角形分布を示すが、風シアーが強まる場合には下に凸な放物線状の分布を示す。
- 4) 乱れエネルギーの発生率と逸散率の比を考察すると、界面シアーが弱い場合には界面近傍では乱れは逸散し、水層内部では平衡状態である。一方、界面シアーが卓越すると、乱れは界面でも発生し、水層内部では逸散する。
- 5) 水面変動強度は水・空気流の相対速度に大きく依存する。水面変動と水層界面近傍の流速2成分変動との相関

係数は、底面シアー卓越条件では正値と負値をとり、界面シアー卓越条件ではともに正値をとることがわかった。

謝辞：本研究は科学研究費補助金基礎研究(B)課題番号12450200(研究代表者：瀬津家久)のもとで遂行されたことを記し、これに感謝する。

## 参考文献

- 1) 道奥康治, 辻本剛三, 宮本仁志: 吹送密度流の流動・混合特性, 水工学論文集, 第37巻, pp.293-298, 1993.
- 2) 新谷哲也, 梅山元彦: 風応力下における閉鎖二成層水域内での中間密度層の混合特性, 水工学論文集, 第44巻, pp.981-986, 2000.
- 3) Komori, S., Nagaosa, R. and Murakami, Y.: Turbulence structure and mass transfer across a sheared air-water interface in wind-driven turbulence, *J. Fluid Mech.*, Vol.249, pp.161-183, 1993.
- 4) Riley, D.S., Donelan, M.A. and Hui, W.H.: An extended Miles' theory for wave generation by wind, *Boundary Layer Meteo.*, No.22, pp.209-225, 1982.
- 5) Reid, R.O.: Modification of the quadratic bottom-stress law for turbulent channel flow in the presence of surface wind-stress, *Tech. Memo.*, No.93, Beach Erosion Board, U.S. Corps of Engineers, 1957.
- 6) 鶴谷広一: 海域における乱れと物質輸送に与える風の効果に関する研究, 東京工業大学学位論文, 1987.
- 7) Hughes, E.D. and Duffey, R.B.: Direct contact condensation and momentum transfer in turbulent separated flows, *J. Multiphase Flow*, Vol.17, No.5, pp.599-619, 1991.
- 8) 中山忠暢・瀬津家久: 水・空気2層流の乱流構造について, 土木学会論文集 No.670/II-54, pp.1-12, 2001.
- 9) 瀬津家久, 吉田圭介, 池田大輔, 水・空気層の同時計測による風波界面近傍流体の相関構造に関する研究, 水工学論文集, 第46巻, pp.547-552, 2002.
- 10) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 11) Wu, J.: Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70, 1975.
- 12) 瀬津家久, 中山忠暢, 井上理恵: 風波発生下における水・空気界面での乱流構造に関する研究, 水工学論文集, 第43巻, pp.413-418, 1999.
- 13) Shemdin, O.H.: Wind-generated current and phase speed of wind waves, *J. Physical Ocean.*, No.2, pp.411-419, 1972.
- 14) 加藤始, 大島直樹, 信岡尚道: 画像流速計を用いた吹送流の鉛直分布に関する実験的研究, 海岸工学論文集, 第47巻,

pp.241-245, 2000.

15) Hunt, J.C.R. and Graham, J.M.R.: Free-stream turbulence near plane boundaries, *J. Fluid Mech.*, Vol.84, pp.209-235, 1978.

(2002. 5. 10 受付)

16) Daubechies, I.: Ten lectures on wavelets, SIAM, Philadelphia, 1992.

## A FUNDAMENTAL STUDY ON AIR-WATER TURBULENT STRUCTURES IN WIND-INDUCED OPEN-CHANNEL FLOWS

Iehisa NEZU, Keisuke YOSHIDA and Satoru USHIJIMA

Two-dimensional (2-D) turbulence measurements of air-water interface in wind-driven open-channel flows were conducted in the center of channel by making use of a laser Doppler anemometer (LDA). As the results, it was found that an air-shear influences largely on interfacial turbulent structures in water flow region. The turbulence intensity is so high up to the water interfacial region. Of particular significance is the large negative value of the Reynolds stress, in the condition that the surface stress due to the air-shear is prior to the water-bed stress.