

# 水・空気2層流の乱流構造について

中山忠暢<sup>1</sup>・禰津家久<sup>2</sup>

<sup>1</sup>正会員 博(工) 国立環境研究所水土壤圏環境部水環境工学研究室  
(〒305-0053 茨城県つくば市小野川16-2)

<sup>2</sup>フェロー会員 工博 京都大学教授 環境地球工学教室 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

実際の河川では通常流水上に風が吹いており、底面シアアと水面シアアが混在する流れになっている。本研究では空気流及び水流が共存する流れ場を対象として、その乱流構造に関する解明を行った。その結果、2層流下での空気流に対する混合距離モデルの拡張を行った。一方、水層については従来から行われているような水面シアア及び底面シアアを単純に加えた直線分布では不適切であり、放物線状のせん断力であることが明らかになった。また、水層中での乱れエネルギーについて、両層での摩擦速度比が大きい場合には非線形性が増加することが示された。

**Key Words :** two-layer flows, mixing length, interface, non-linearity, turbulence structure

## 1. 緒論

著者ら<sup>1,2)</sup>はこれまで、底面シアアのみの開水路流れ、及び水面シアアのみの風波を対象として、それらの乱流構造及び組織構造に関する研究を行ってきた。一方、現実の河川においては通常流水上に風が吹いており、底面シアア及び水面シアアの混在する流れになっている。また、原子力工学等の分野においても、原子炉内の液膜流表面への凝縮熱伝達率を正確に見積もるために、気液2層流の熱輸送と乱流構造の関連性に関する研究が行われてきている。

Hanratty and Engen(1957)<sup>3)</sup>は水・空気2層流を対象として両層でのレイノルズ数をパラメータとした場合の水面形状の変化特性について、滑面、2次元波、3次元波、巻き波、消散波の5種類に分類して検討を行っている。Akai et al.(1977,1980)<sup>4)</sup>は上記の水面形状に関して、水面変動の自己相関関数の相違について検討を行っている。また、水面波の発生している界面近傍での渦拡散が固定床よりも大きいことから運動量輸送が活発に行われていること、及び、波に起因するレイノルズ応力が空気層での最大風速地点の移動と関連していることを解析的に検証している。

このような水・空気2層流の乱流構造を検討する場合、従来より水流及び空気流の流速分布の予測が主に行われてきた。空気流については主に風波に関して、非粘性流を対象としたMilcs(1957)<sup>5)</sup>の不安定

機構と実験値の不一致の観点から粗度高さと風速分布の関連性に関する研究が数多くなされてきている。流速分布を決定する上では混合距離をいかにうまくモデル化するかが重要となってくるという点から、Riley et al.(1982)<sup>6)</sup>はVan Driest(1956)<sup>7)</sup>による滑面流れでの混合距離モデル、Rotta(1962)<sup>8)</sup>による粗面流れでのモデルとの比較を通して、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Reid(1957)<sup>9)</sup>は開水路流れの水面上に風シアアが働いた場合について、水中のせん断力を直線分布と仮定し混合距離が水深方向に放物線分布になると考えて、底面シアア及び水面シアアの比に応じた流速分布の式を導いている。しかしながら、未知の混合距離とせん断力の分布を仮定して流速分布を導く場合、誤差を生じる可能性がある。これに対して鶴谷(1987)<sup>10)</sup>は底面及び水面からそれぞれ対数則分布が成立すると仮定して、境界条件及び連続式の条件を用いて2つの対数則を連結した分布を導出し、実験値と比較的良く一致することを指摘している。さらにHughes and Duffey(1991)<sup>11)</sup>は無次元流速勾配の式を数値的に積分することによってReid(1957)<sup>9)</sup>の式を拡張した一般形を求め、底面シアア及び水面シアアの相対的な大きさ、及び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。

また、乱れ強度分布に関して、鶴谷(1987)<sup>10)</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エネルギーと水面からの乱れエネルギーを線形

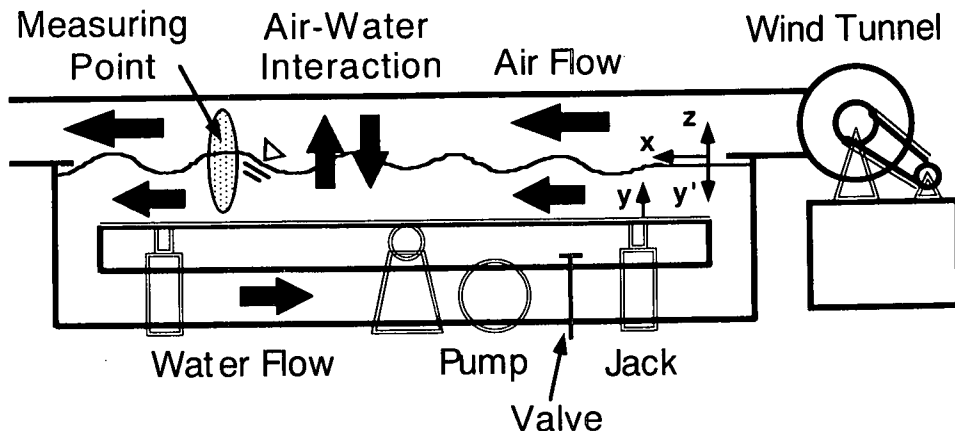


図-1 実験装置

表-1 水理条件

	$U_{a,max}$ (m/s)	$Q$ (l/s)	$Fr$	$U^*a$ (cm/s)	$U^*b$ (cm/s)
w1f0	1.49	0.0	0.01	5.34	0.05
w2f0	4.39	0.0	0.09	21.37	0.43
w3f0	8.41	0.0	0.15	37.99	0.58
w0f1	0.00	3.2	0.32	0.00	1.22
w1f1	1.49	3.2	0.32	4.52	1.25
w2f1	4.39	3.2	0.32	18.45	1.20
w3f1	8.41	3.2	0.33	40.20	1.22
w0f2	0.00	8.0	0.80	0.00	2.53
w1f2	1.49	8.0	0.81	3.20	2.57
w2f2	4.39	8.0	0.83	13.66	2.61
w3f2	8.41	8.0	0.95	38.57	2.61
w0f3	0.00	15.0	1.50	0.00	4.64
w1f3	1.49	15.0	1.57	1.82	4.67
w2f3	4.39	15.0	1.58	12.49	4.77
w3f3	8.41	15.0	1.63	32.19	4.93

的に加えることができるという仮定を用いて経験式を与え、実験値とよく一致することを指摘している。しかしながら、開水路流れの乱れ強度は指数関数で普遍的に表示できるものの<sup>10)</sup>、風波の乱れ強度は風速の増加とともに減少していくことが中山・禰津(2000)<sup>9)</sup>によって指摘されており、鶴谷(1987)<sup>10)</sup>のような普遍的表示は一般に困難であると予想される。さらにFabre et al.(1984)<sup>11)</sup>は2層流における2次流の存在、及びシアアの非線形性について実験的に検討を行っている。Banat(1992)<sup>10)</sup>はこれより、水・空気2層流の水層中の下部ではブシネスク則を運動方程式に適用することが可能であるが、界面近傍では適用不可能であり、2次流が界面近傍での過剰なエネルギーを水面下に輸送するのに重要な役割を果たしていることを指摘している。このように2層流では底面シアア及び水面シアアのみ状態を線形的に加えることは一般に不可能であり、両者の相互作用が発

生することも考えられる。

以上より、2層流の乱流構造について空気側及び水側の両側面を関連づけた研究はほとんどないのが現状である。例えば、空気流については静水上での乱流構造の評価は行われているが、水流が大きくなった場合の乱流構造については十分明らかにされているとは言い難い。そこで、本研究ではレーザ流速計を用いた空気流及び水流の計測と超音波高計による水面変動の計測の同時計測を行って、両者の乱流構造について検討を行った。

## 2. 実験方法

本実験は図-1に示すような全長16m、幅40cm、高さ50cmの風洞付き水路を用いて行った。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっており、流れが十分に発達している水路上流端から約9mの地点を計測部とした。座標系は流下方向を $x$ (水流と空気流の流れる方向を正とする。本研究では両者がともに十分に発達した流れ場を形成し易いという理由から、同じ方向のケースのみを対象とした。)、水路底面から上向きに $y$ 、界面から下向きに $y'$ ( $y'=H-y$ ,  $H$ は水深)、界面から上向きに $z$ とした。流速変動成分は流下方向成分を $u$ 、鉛直方向成分を $v$ とした。瞬間流速の測定には500mWの4ビーム後方散乱型2成分レーザ流速計(Dantec社製)を用いて、水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。水流の計測については、計測時間60s、測定周波数は約150Hzで行った。その際に、計測部の鉛直上方に分解能が0.1mmの超音波高計(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。一方、空気流の計測の際には計測を高精度に行うためにシーディング発生装置を用いた。1点でのサンプル数は1万個、測定

周波数は約1kHzで計測を行った。さらに、吹送流の表面流速の測定には、一辺が約2mm程度のフロートが50cm移流するのに要する時間をビデオで計測(最低0.01秒)し、最低30サンプル以上で平均化を行った。

表-1に水理条件を示す。実験は(A)底面シアアの卓越する開水路流れ、(B)風によるシアアの卓越する流れ、(C)両者の混在する開水路流れ、に分類される。全てのケースにおいて水深 $H=4.0\text{cm}$ に固定した。 $Q$ は流量、 $U_{a,max}$ は空気層での最大風速、 $U_{*a}$ は空気層での風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度、 $U_{*b}$ は水層での主流速分布に対数則を適用して求めた底面での摩擦速度、フルード数は $F_r=U_m/(gH)^{0.5}$ 、 $U_m$ は水層での断面平均流速である。(B)の風波に関しては、静水上に風速を数段階に変化させて吹かせ、通水部のバルブを閉じた状態(反流あり、wind-tank)及びバルブを開いた状態(反流なし、wind-open)の2通りで行った。(C)の両者の混在する流れに関しては水流と空気が同じ方向のケースのみを対象とし、水流を $F_r=0.32$ (常流)、 $0.80$ (限界流近傍)、 $1.50$ (射流)の3通りに、空気を粗度レイノルズ数の領域区分<sup>3)</sup>に基づいて $U_{a,max}$ (m/s)= $1.49$ (滑面)、 $4.39$ (不完全粗面)、 $8.41$ (粗面)の3通りに変化させ、両者を組み合わせた条件で実験を行った。

### 3. 従来のモデル

#### (1) 空気層での混合距離モデル

風波のような界面上の境界層と固定床の境界層との大きな相違は、風速の増大とともに界面での粗度要素が大きくなることである。このような場合、風速分布を決定する上で、混合距離 $l$ をいかにうまくモデル化するかが重要となってくる。そこで、ここでは3通りの従来のモデルを示す。

(1)Van Driest(1956)<sup>9)</sup>によるモデル

$$l=\kappa z \left[ 1 - \exp\left(-\frac{zU_{*a}}{\nu_a A}\right) \right] \quad (1)$$

$\kappa$ はカルマン定数(=0.41)、 $U_{*a}$ は空気層での摩擦速度、 $\nu_a$ は空気の動粘性係数である。上記のモデルは固定床上の滑面流れに対するモデルであり、一般に $A=26$ である。

(2)Rotta(1962)<sup>10)</sup>によるモデル

$l_0$ は壁面における0ではない混合距離で壁面粗度による混合を表すため、このモデルは粗面流れでのみ適用可能である。

$$l=l_0+\kappa z \quad (2)$$

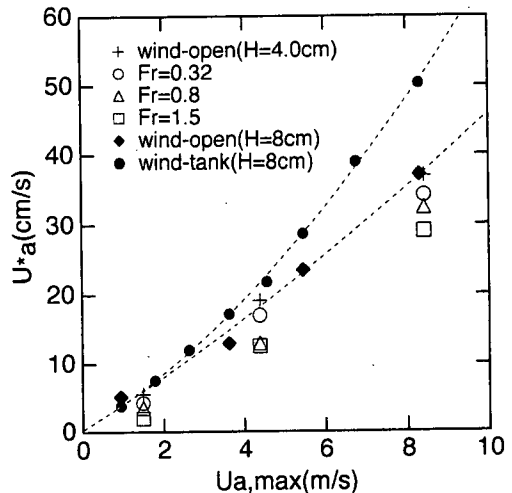


図-2 空気層での摩擦速度 $U_{*a}$ の分布

(3)Riley *et al.*(1982)<sup>9)</sup>によるモデル

$$l=l_0+\kappa z \left[ 1 - \exp\left(-\frac{zU_{*a}}{\nu_a B}\right) \right]^2 \quad (3)$$

ここで、滑面流れでは $l_0=0$ であり、 $B=13$ である。

#### (2) 水層での混合距離モデル及び流速分布

Hughes and Duffey(1991)<sup>13)</sup>はReid(1957)<sup>11)</sup>の考え方を拡張して水層中での流速分布を導き出している。せん断力 $\tau$ は直線分布、混合距離 $l$ は2次放物線、及びvan Driestの減衰関数 $D$ をそれぞれ式(4)、(5)、(6)のように与え、流速分布を式(7)のように導いている。

$$\frac{\tau(y)}{\rho_w} = -uv + \nu_w \frac{\partial U}{\partial y} = \frac{\tau_b}{\rho_w} \left(1 - \frac{y}{H}\right) + \frac{\tau_w}{\rho_w} \frac{y}{H} \quad (4)$$

$$l=k_b y \left[ 1 + \left(\frac{k_w}{k_b} - 1\right) \frac{y}{H} \right] \quad (5)$$

$$D=1 - \exp\left(-\frac{yU_{*b}}{\nu_w A}\right) \quad (6)$$

$$U^+ = \int_0^{y^+} \frac{2\tau^+}{1+(1+4l^+{}^2 D^2 \tau^+)^{1/2}} dy^+ \quad (7)$$

ここで、式(4)で $\tau_b$ 及び $\tau_w$ は底面及び界面でのせん断力、 $\rho_w$ は水の密度、 $\nu_w$ は水の動粘性係数、カルマン定数 $k_b$ ( $=\kappa=0.41$ )及び一定値 $k_w$ ( $l=k_w H$  at  $y=H$ )である。 $\tau_w=k_w$ の場合が界面にせん断の働かない通常の開水路流れに相当する。式(6)の $U_{*b}$ は水層での底面摩擦速度である。また、式(7)の上添字+は無次元化された値を示す。

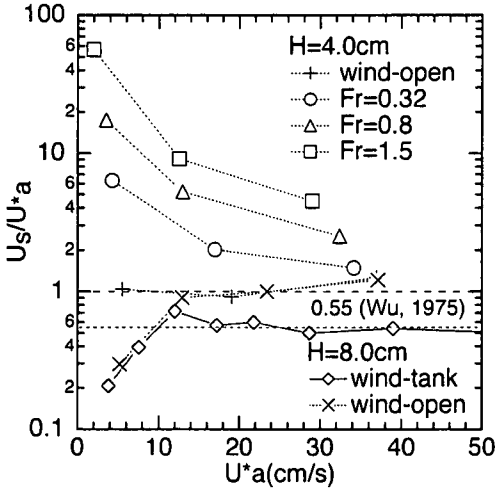


図-3 表面流速 $U_s/U_{*a}$ の分布

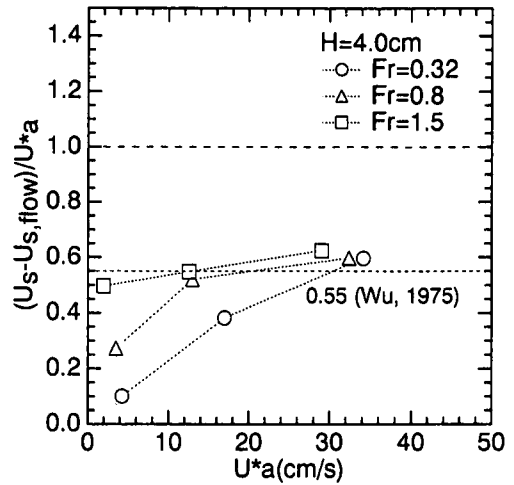


図-4 相対表面流速 $(U_s - U_{s,flow})/U_{*a}$ の分布

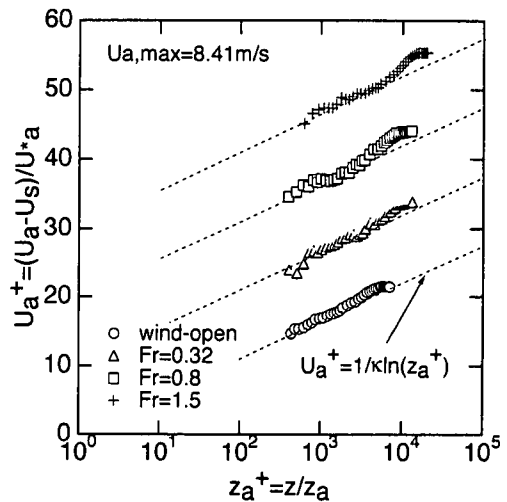
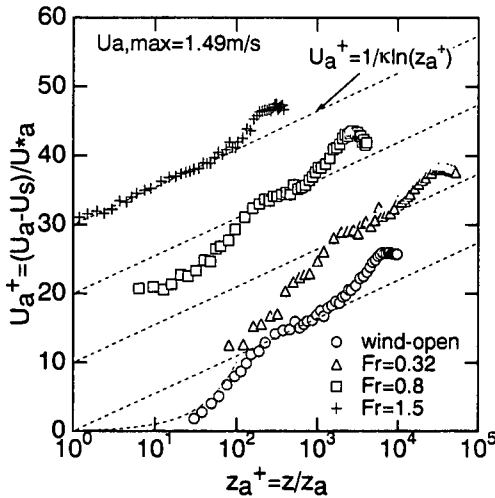


図-5 空気層での主流速分布

#### 4. 空気層における流れ特性

##### (1) 空気層における流れ特性

##### a) 摩擦速度及び表面流速の分布特性

図-2は最大風速 $U_{a,max}$ に対する、風速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度 $U_{*a}$ の分布である。図には風のみ吹かせた反流ありの場合(wind-tank)<sup>3)</sup>及び反流なしの場合(wind-open)の値も併示した。点線は実験データから求められた2次の近似曲線である。反流ありと反流なしの場合では $U_{*a}$ の値は風速の増加とともに差が大きくなっていくが、反流なしの場合には $U_{*a}$ の値は水深にほとんど依存しない( $H=8.0\text{cm}$ と $4.0\text{cm}$ )ことがわかる。また、水流の流速の増加とともに $U_{*a}$ が減少していき、空気層と水層の相対流速差が大きいくほど $U_{*a}$ は大きくなると言える。

図-3は表面流速 $U_s$ と $U_{*a}$ の比の分布である。水深のある程度深い、反流ありの場合( $H=8.0\text{cm}$ , wind-tank)には、風速がある程度以上大きい粗面状態( $U_{*a} > 10\text{cm/s}$ )で $U_s/U_{*a}$ の値は従来の風波の結果( $U_s/U_{*a} = 0.55$ )に良く一致するのに対して(詳細は中山・瀬津(2000)<sup>3)</sup>を参照)て、反流なしの場合には $U_s/U_{*a} = 1.0$ と反流ありの場合よりも若干大きめの値となる。空気・水の2層流の場合には $U_s/U_{*a}$ の値は1よりも大きくなり、その値は風速の増加とともに小さくなる。図-4は空気・水の2層流について、表面流速 $U_s$ から水流のみの場合の表面流速 $U_{s,flow}$ を差し引いた相対表面流速 $(U_s - U_{s,flow})/U_{*a}$ の分布である。同図より、値は若干ばらつくものの、風速の増加とともに風波における従来の結果に漸近することがわかる。以上より、空気・水の2層流下においても相対表面流速は

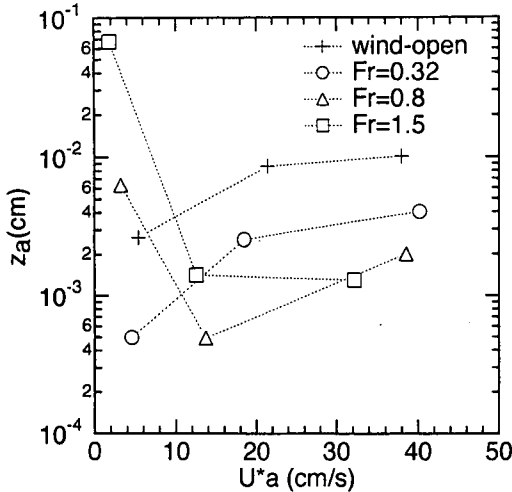


図-6 粗度高さ $z_a$ の分布

従来の風波の結果とよく一致すると言える。

b) 主流速及び粗度高さの分布

図-5は空気層での平均風速の分布である。 $z_a$ は風速分布に対数則を適用して求めた粗度高さであり、鉛直方向への計測は最大風速点を含むように空気層高さの半分 $d$ を超えた地点あたりまで行った。図には対数則、及び風のみ吹かせた反流なしの場合(wind-open)の分布も併示した。同図より、風速の増加とともに無次元化された風速値のばらつきが小さくなっていくことがわかる。図-6は $U_a$ に対する粗度高さ $z_a$ (cm)の分布である。図より、風のみ(wind-open)及び $Fr=0.32$ の2層流の場合には風速の増加とともに $z_a$ は増加することがわかる。一方、 $Fr=0.8$ の場合には $z_a$ は風速の増加とともにいったん減少し再び増加する。 $Fr=1.5$ の場合には $z_a$ は風速の増加とともに単調に減少する。このように空気層における粗度高さ $z_a$ は空気層と水層の相対流速に大きく依存し、2層流で流速を固定して風速を変化させた場合には $z_a$ が極小値をとる条件(すなわち、相対流速が最も小さくなる条件)が1つ存在すると予想される。

c) 乱れ強度比の分布

図-7は乱れ強度比 $v'/u'$ の分布である。 $d$ は空気層高さの半分である。同図には中山・禰津(2000)<sup>9)</sup>による風波(反流あり)の対数則領域における平衡値( $v'/u'=0.65$ )も併示した。図より、風のみ吹かせた場合(wind-open)には水面から離れた対数則の成立する領域で風速に無関係に $v'/u'=0.65$ に漸近することがわかる。一方、水・空気の2層流では水面から離れた対数則の成立する領域で風速に無関係に $v'/u'=0.65$ よりも若干小さい値( $v'/u'=0.55$ )に漸近する。この時、水・空気の2層流においても空気層の上壁側(固定壁面)では風波と同様に $v'/u'=0.65$ に漸近する。このよう

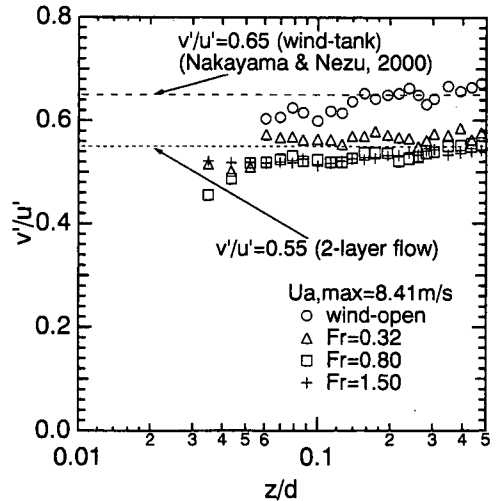
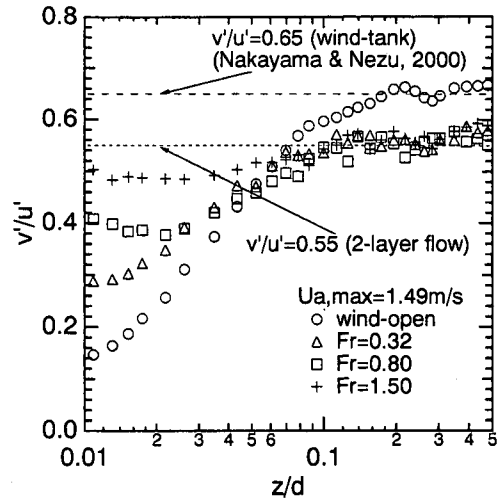


図-7 乱れ強度比 $v'/u'$ の分布

に水・空気の2層流下の空気層では風波の場合に比べて平衡領域での乱れの非等方性が若干大きくなる。また、風速が小さいケース( $U_{a,max}=1.49\text{m/s}$ )では、水流の流速の増加とともに界面近傍で等方化指向が強くなっており、水面変動による粗度高さの増加及び流速の増加に伴う波のクレスト背後の剥離の増加が大きな影響を及ぼしていると考えられる。

(2) 混合距離モデルの2層流への拡張

図-8は風速の小さい、水面が穏やかなケース( $H=4.0$ 及び $8.0\text{cm}$ )の混合距離 $l$ を $U_{*a}$ 及び $v_a$ で無次元化して表示したものである。図には式(1)のVan Driest(1956)<sup>9)</sup>によるモデル( $A=26$ )及び式(3)のRiley et al.(1982)<sup>9)</sup>によるモデル( $l_0=0, B=13$ )も併示した。これより、界面近傍での混合距離は固定床上よりも若干小さくなり、Riley et al.によるモデルは実験値を良好に

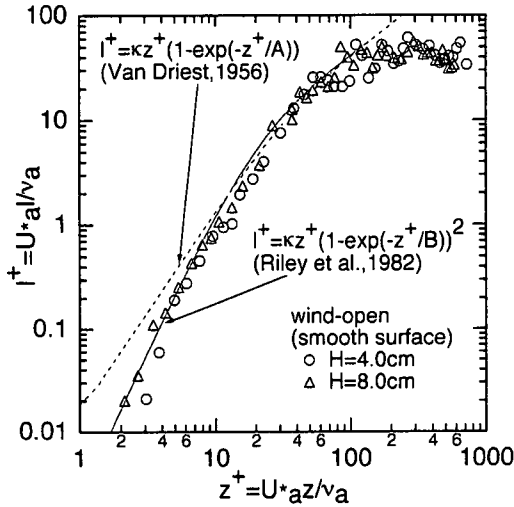


図-8 混合距離 $l^+$ の分布

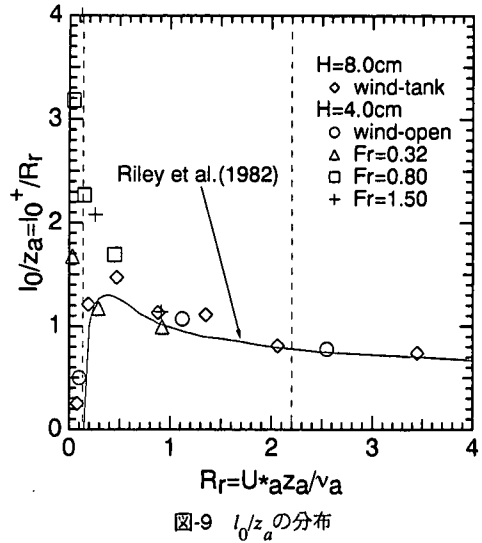


図-9  $l_0/z_a$ の分布

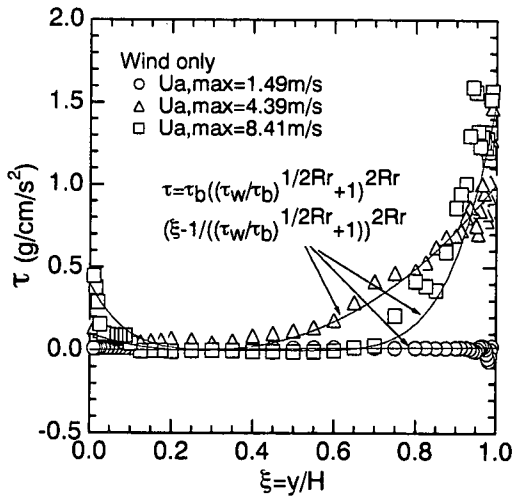


図-10 せん断力 $\tau$ (g/cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>)の分布(風波, 反流なし)

再現していることがわかる。

図-9は流速及び風速を数段階に変化させた2層流における、粗度レイノルズ数 $R_r$ に対する式(3)の係数 $l_0$ と粗度高さ $z_a$ の比 $l_0/z_a$ の分布である。ここで $B=13$ と固定して式(3)と実験値の誤差が最小になるように $l_0$ を決定した。図にはRiley *et al.*(1982)<sup>9)</sup>による風波に対する経験式、及び滑面領域と不完全粗面領域の境界値( $R_r=0.137$ )、不完全粗面領域と粗面領域の境界値( $R_r=2.2$ )も併示した。また、反流ありのケース(wind-tank,  $H=8.0\text{cm}$ )のデータも併示した。図より、風のみ吹かせた風波の場合にはRiley *et al.*による曲線と実験値は非常に良く一致し、不完全粗面領域から粗面領域に移るにつれて $l_0/z_a$ は一定値をとる形に漸減して $l_0$ は $z_a$ に比例するようになることがわかる。一方、水・空気の2層流では粗面領域においては風のみの場合

と良く一致するが、滑面領域及び不完全粗面領域においてはフルード数の増加とともに $l_0/z_a$ は大きく増加することがわかる。以上より、2層流では水流の流速の増加とともに相対的な風速が小さくなるため粗度レイノルズ数が減少するとともに、滑面領域及び不完全粗面領域での混合距離は風の場合に比べて大きく増加することになる。

## 5. 水層における乱れ特性

### (1) せん断力の分布

緒論にも示したように、従来より水・空気の2層流下において水層中での流速分布を導き出す際に、せん断力は底面シアーの場合のみ及び水面シアーの場合のみを単純に加えた直線分布(水面シアーの場合に直線分布になるということも定かではない)、混合距離には2次放物線を仮定する手法が多くの研究者によって用いられてきた<sup>11),12),17)</sup>。しかしながら、その妥当性に関してはほとんど検証された例がない。

図-10は風のみ吹かせた反流なしのケースにおけるせん断力 $\tau$ (g/cm<sup>2</sup>/s<sup>2</sup>)の分布である。同図より、反流なし場合には風速の増加に伴ってせん断力は直線分布(滑面状態。値はほとんどゼロ。)から放物線状(不完全粗面及び粗面状態)に変化することがわかる。反流なしの場合には断面流速が存在するため底面側にも若干のシアーが存在することを考慮すると、底面及び水面で大きなシアーを有する次式のような放物線で近似できる。

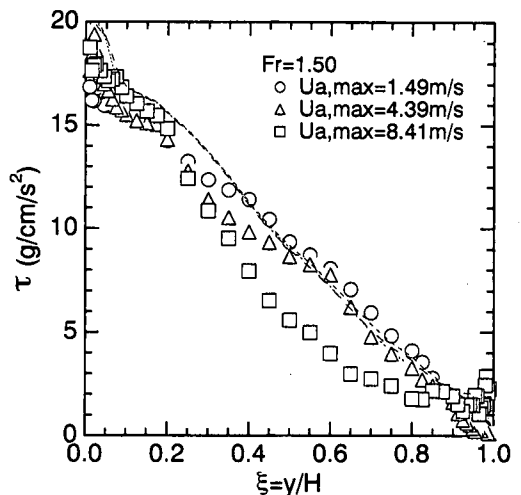
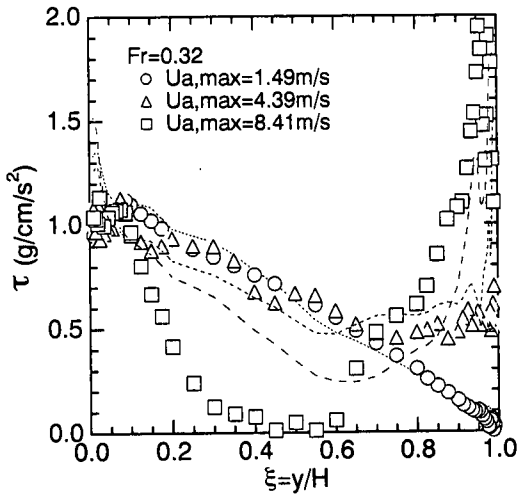


図-11 せん断力τ(g/cm/s²)の分布(2層流)

$$\frac{\tau(y)}{\tau_b} = \left( \left( \frac{\tau_w}{\tau_b} \right)^{1/2Rr} + 1 \right)^{2Rr} \times \left( \frac{y}{H} - \frac{1}{\left( \frac{\tau_w}{\tau_b} \right)^{1/2Rr} + 1} \right)^{2Rr} \quad (8)$$

$$\frac{\tau(y)}{\tau_b} = 1 - \frac{y}{H} + \left( \left( \frac{\tau_w}{\tau_b} \right)^{1/2Rr} + 1 \right)^{2Rr} \times \left( \frac{y}{H} - \frac{1}{\left( \frac{\tau_w}{\tau_b} \right)^{1/2Rr} + 1} \right)^{2Rr} \quad (9)$$

以上のように、風波では風速が増加するにつれて開水路流れのようなせん断の直線分布が成立せず、Banat(1992)<sup>16)</sup>の指摘するように断面内での2次流(水路中央で上昇流となるような2次流)の発生が大きな影響を及ぼすと考えられる。

図-11は水・空気との2層流におけるせん断力の分布であり、図には水流のみ及び空気流のみを与えた場合のせん断力を線形的に加えた曲線も併示した。図より、水流の小さい流れ( $F_r=0.32$ )の方が大きい流れ( $F_r=1.50$ )よりも空気流の影響を大きく受けることがわかる。また、 $U_{a,max}=1.49$ 及び $4.39$ (m/s)の2層流では水流のみ及び空気流のみを与えた場合のせん断力を線形的に加えることが可能であるが、 $U_{a,max}=8.41$ (m/s)の場合には中間領域において線形解は過大評価することになる。この原因として、風波(流速は風速に比べてかなり小さい)において風速が大きくなると前述したように水路中央で鉛直上向きの2次流が発生するが、2層流では2次流がより大きくなるためと推測される。以上より、2層流におけるせん断力は必ずしも直線分布とはならず、式(4)は式(8)を考慮すると次式のように改良される。

## (2) 主流速分布

図-12は反流なしのケースに対して風速を数段階に変化させた場合の水流の主流速分布を $U_{*b}$ 及び動粘性係数 $\nu_w$ で無次元化して表示したものである。ここで $y^*$ は底面からの無次元距離である。図にはせん断力を式(8)、混合距離を式(5)で与えて、式(7)から求めた場合( $k_w=0.01$ )の曲線も併示した。Eloubaidy and Plate(1972)<sup>18)</sup>は主流速について静水上に風が吹いた場合にも(水面近傍を除いて)底面からは対数則が成立することを指摘しているが、図より風速が小さい場合(水面が穏やかな場合)には層流的な分布を示し、ある程度風速が大きくなって水流が十分に乱流状態になってはじめて対数則が成立することがわかる。また、曲線は実験値を良く再現しており、式(8)で与えたせん断力分布が適切であることが再確認される。

図-13は水流上に風が吹いた場合の水流の主流速分布である。図上の $A_s$ は流速分布に対数則を適用した場合の切片定数を示す。図にはせん断力を式(9)、混合距離を式(5)で与えて、式(7)から求めた場合( $k_w=0.01$ )の曲線も併示した。図より2層流においても底面近傍では普遍的に対数則が成立することがわかる。また、式(7)から求めた曲線は実験値と良く一致しているが、 $F_r=0.32$ かつ $U_{a,max}=8.41$ (m/s)のケースでは曲線は $y^*=200\sim400$ での流速勾配の緩やかな現象

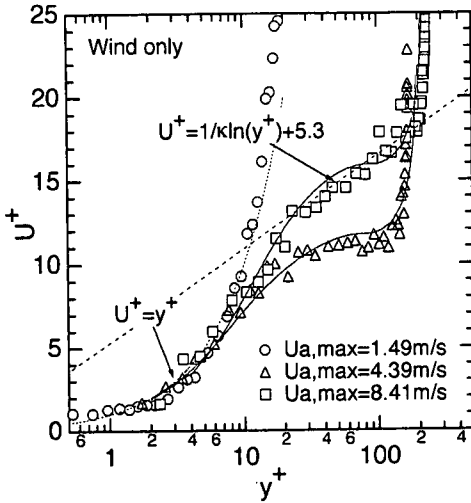


図-12 水層での主流速分布(風波, 反流なし)

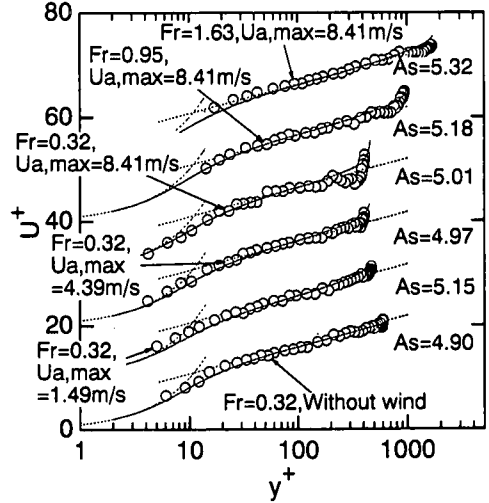


図-13 水層での主流速分布(2層流)

を再現できず, このことは図-11においてせん断力に2次流の効果が含まれていないためである. Taniguchi *et al.* (1996)<sup>17)</sup>は式(4)及び(5)を用いて求めた曲線が実測値と良く一致することを示しているが, 本研究との比較から, これは彼らの実験が空気層でのレイノルズ数が約20,000と風速の小さい場合を対象としたためと考えられる. さらに, 水面近傍での流速の急増特性は風速の増加とともに顕著になるが流速の増加とともに減少し, 水流と空気流の相対流速が大きな影響を及ぼしていることがわかる.

### (3) 乱れ強度及び逸散率の分布

#### a) 乱れ強度の非線形性

鶴谷(1987)<sup>12)</sup>は水・空気2層流下での乱れ強度分布に関して, 底面から発達する乱れエネルギーと水面からの乱れエネルギーを線形的に加えることができるという次式の仮定を提案している.

$$u' = \sqrt{u_{water}^2 + u_{wind}^2}$$

$$v' = \sqrt{v_{water}^2 + v_{wind}^2} \quad (10)$$

彼は上式の仮定を用いて経験式を与え, 実験値とよく一致することを指摘している. しかしながら, 大気混合層や海洋混合層のモデリングでは, 風による乱流と自然対流による乱流の相乗効果を次式のようなエネルギーフラックス和で評価するのが一般的である.

$$u' = \left( u_{water}^3 + u_{wind}^3 \right)^{1/3}$$

$$v' = \left( v_{water}^3 + v_{wind}^3 \right)^{1/3} \quad (11)$$

図-14は水流の乱れ強度 $u'$ 及び $v'$ を水面からの距離 $y'=H-y$ に対して表示したものである. これより, 図-13と同様に, 水流と空気流の相対流速が大きいほど $u'$ 及び $v'$ は水面近傍で増加する特性が見られる. また, 図には流れのみ及び風のみを吹かせた場合から求められた式(10)及び式(11)の曲線を点線で併示した. 同図より式(10)及び(11)ともに,  $u'/U_{*b} < 2.0$ 及び $v'/U_{*b} < 2.0$ では実験値とほぼ一致することがわかる. さらに乱れ強度が大きくなると両式は実験値から若干ずれてくるが, 式(11)の方が実験値との整合性が良く, 2層流の相乗効果はエネルギーフラックス和である程度良好に再現できると言える. ただし,  $u'_{water}/U_{*b}$ 及び $v'_{water}/U_{*b}$ は普遍的に表示できるものの $u'_{wind}/U_{*a}$ 及び $v'_{wind}/U_{*a}$ は風速の増加とともに減少するため, 鶴谷(1987)<sup>12)</sup>のような普遍的表示は不可能であると考えられる.

実測値( $u', v'$ )と式(11)の線形解( $u'_{linear}, v'_{linear}$ )の比を水深平均したのが図-15である. 同図より,  $U_{*a}/U_{*b} = 2 \sim 3$ を境にしてそれよりも大きくなると1からはずれ, 非線形性が増加することがわかる. また, 前述したように風速の増加とともに水層中では2次流が発生することも大きな影響を及ぼしている. これより, 流れ・風が共存する場合においてこのような非線形性を考慮して乱れを予測することが今後必要であると考えられる.

#### b) 逸散率の分布

図-16は2層流について, 水流の主流速変動成分のスペクトルに対する $-5/3$ 乗則から求めた, 水面近傍での逸散率 $\epsilon H/U_{*b}^3$ の分布である. 図にはNezu and Nakagawa (1993)<sup>18)</sup>による半経験式も併示し, それぞれ上方に20ずつ平行移動して表示した. 図より,



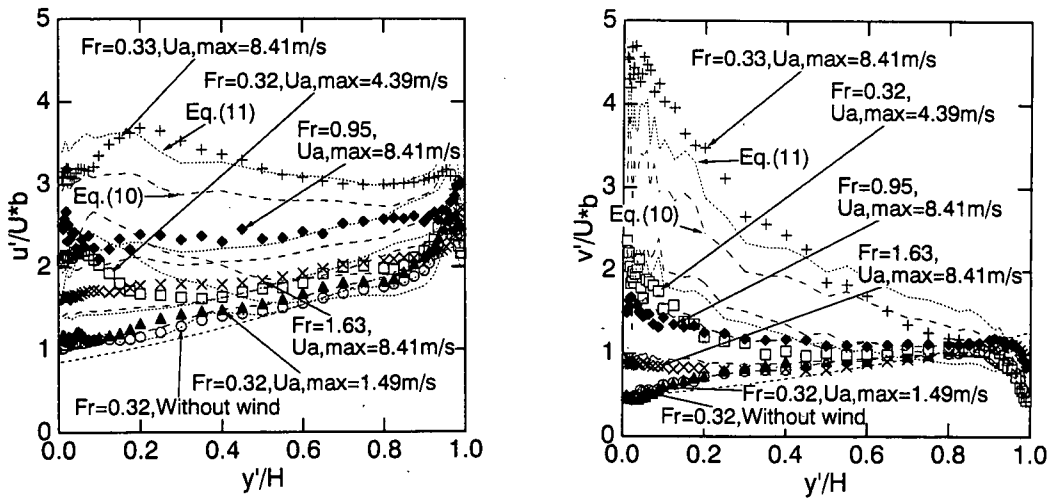


図-14 乱れ強度 $u'/U_{*b}$ 及び $v'/U_{*b}$ の分布

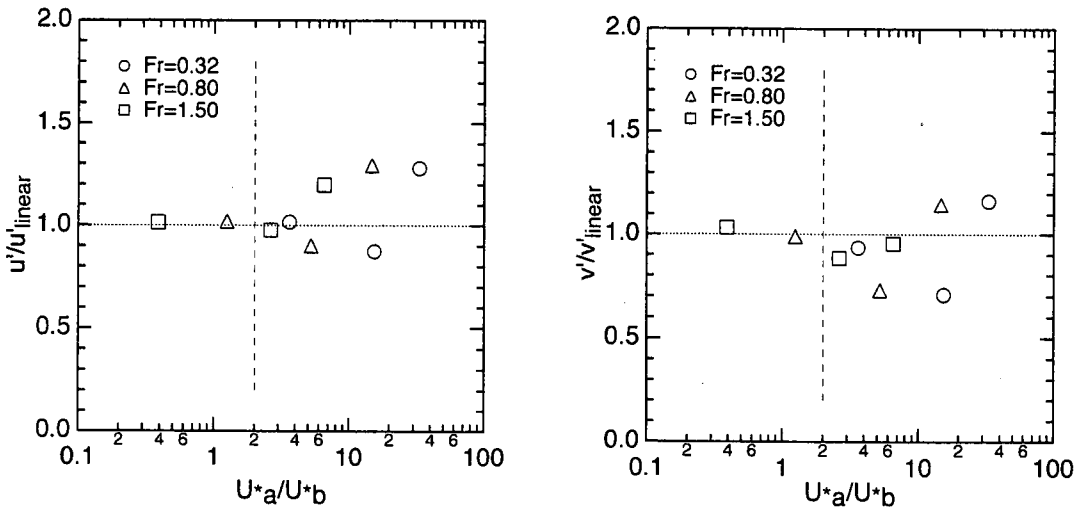


図-15 実測値と線形解の比

$F_r=0.32$ の常流の場合には風速の増加とともに水面近傍での逸散率は増加し、風速の増加とともに水面近傍で失われるエネルギーが増加することがわかる。一方、 $F_r=1.50$ の射流の場合には $F_r=0.32$ の場合とは逆に風速の増加とともに逸散率は減少していく。このことは粗度高さ $z_a$ の分布にも見られたように、 $F_r=1.50$ の場合には風速の増加とともに水流と空気流の相対流速が減少していくことと大きく関連しており、界面でのせん断が逆に減少していくためである。以上より、空気流及び水流が共存する流れ場での乱流構造を評価する場合、両者の摩擦速度、あるいはEloubaity and Plate(1972)<sup>18)</sup>が指摘している断面摩擦速度等を考慮する必要があると考えられる。

## 6. 結論

本研究は空気流及び水流の両者が存在する2層流を対象として、両層での乱流構造の関連性、及び界面を通してのエネルギー輸送及び水面波との関連性について考察を行ったものである。その結果、本研究では以下のような知見が得られた。

(1) 2層流においても空気層での風速については対数則が成立する。この時、空気層での摩擦速度 $U_{*a}$ は水流の増加とともに減少していき、空気層と水層の相対流速差が大きいほど $U_{*a}$ は大きい。また、空気層での粗度高さ $z_a$ は両層での相対流速に大きく左右され、流速を固定して風速を変化させた場合には $z_a$ が極小値となる条件が1つ存在すると予想される。

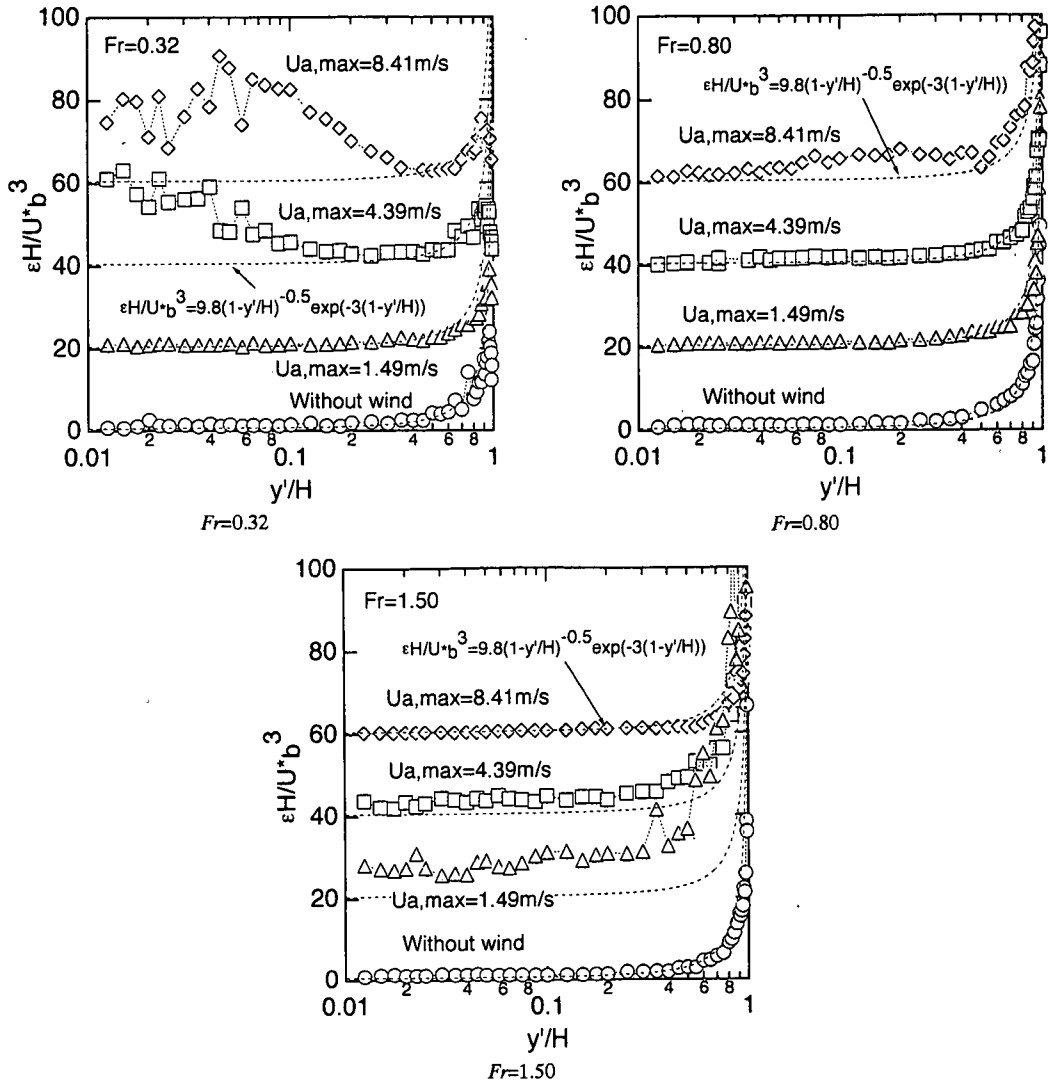


図-16 逸散率 $\varepsilon H/U_*b^3$ の分布

(2) 2層流における $U_s/U_a$ は1よりも大きく、両層での相対流速差が大きいほど値は大きい。一方、2層流においても相対表面流速は従来の風波に対する結果と良く一致する。また、2層流下の空気層では平衡領域での乱れ強度比 $v'/u'$ は風のみ吹かせた場合よりも若干小さめとなり、風波の場合よりも乱れの非等方向性が若干大きくなる。また、界面近傍では流速の増加とともに等方向指向が強くなる。

(3) 風速の小さい水面が穏やかな場合について、空気層における界面近傍での混合距離は固定床よりも若干小さくなる。また、風速の大きな風波の場合には混合距離モデルの界面での定数 $l_0$ は $z_a$ に比例する。一方、2層流では粗面領域において $l_0$ は風波の場合と良く一致するが、滑面及び不完全粗面領域では風波の値よりも大きく増加する。

(4) 風のみ吹かせた場合の水層中でのせん断力は、風速の増加とともに直線分布から放物線状に変化し、断面内での2次流の発生が大きな影響を及ぼす。また、風速が大きくなって水流が十分に乱流状態になってはじめて対数則が成立する。

(5) 2層流でのせん断力は必ずしも従来指摘されているような直線分布にならない。また、2層流では水層中の主流速について底面近傍で普遍的に対数則が成立する。さらに、水面近傍での急増特性は水流と空気流の相対流速が大きいほど大きい。

(6) 水層中での乱れ強度は主流速と同様に両層での相対流速が大きいほど大きくなる。また、乱れ強度について、両層での摩擦速度比 $U_*d/U_*b$ が小さい場合には水流のみ及び空気流のみの場合のエネルギーフラックス和で良好に再現可能であるが、 $U_*d/U_*b$ が

大きくなると非線形性が大きくなる。

(7) 水層中の水面近傍での逸散率についても主流速及び乱れ強度と同様に両層での相対流速に大きく依存する。すなわち、水流が小さい場合には風速の増加とともに逸散率は増加するのに対して、水流が大きい場合には風速の増加とともに逸散率は逆に減少することになる。

#### 参考文献

- 1) 瀬津家久, 中山忠暢 : 自由水面近傍における組織渦の時空間相関構造に関する研究, 土木学会論文集, 第586号/II-42, pp.51-60, 1998.
- 2) 瀬津家久, 中山忠暢 : 自由水面近傍の乱流構造と水面変動との関連性に関する研究, 土木学会論文集, 第593号/II-43, pp.69-78, 1998.
- 3) 中山忠暢, 瀬津家久 : 風波の乱流構造について, 土木学会論文集, 第642号/II-50, pp.45-56, 2000.
- 4) Hanratty, T.J. and Engen, J.M. : Interaction between a turbulent air stream and a moving surface, *AIChE J.*, Vol.3, No.3, pp.299-304, 1957.
- 5) Akai, M., Inoue, A. and Aoki, S. : Structure of a co-current stratified two-phase flow with wavy surface, *Theor. Appl. Mech.*, Vol.25, pp.445-456, 1977.
- 6) Akai, M., Inoue, A., Aoki, S. and Endo, K. : A co-current stratified air-mercury flow with wavy interface, *Int. J. Multiphase Flow*, Vol.6, pp.173-190, 1980.
- 7) Miles, J.W. : On the generation of surface waves by shear flow, *J. Fluid Mech.*, Vol.3, pp.185-204, 1957.
- 8) Riley, D.S., Donelan, M.A. and Hui, W.H. : An extended Miles' theory for wave generation by wind, *Boundary Layer Meteorol.*, No.22, pp.209-225, 1982.
- 9) Van Driest, E.R. : On turbulent flow near a wall, *J. Aero. Sci.*, No.23, pp.1007-1011, 1956.
- 10) Rotta, J.C. : Turbulent boundary layers in incompressible flow, *Progresses in Aerospace Sci.*, No.2, pp.1-219, 1962.
- 11) 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.
- 12) 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.
- 13) 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.
- 14) Nezu, I. & Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.
- 15) Fabre, J., Marodon, D., Masbernat, L. and Suzanne, C. : Turbulent structure of wavy stratified air-water flow, *Gas Transfer at Air-Water Interfaces*, eds. W. Brutsaert and G.H. Jirka, pp.113-123, 1984.
- 16) Banat, M. : Two-phase stratified gas-water fully developed wavy flow, *Int. J. Engineering Fluid Mech.*, Vol.5, No.3, pp.329-372, 1992.
- 17) Taniguchi, H., Ueno, K., Aritomi, M. and Takahashi, M. : Turbulence structure in liquid phase of air-water stratified flow, *Flow Modeling and Turbulence Measurements VI*, Chen, Shih, Lienau and Kung (eds.), Balkema, pp.771-778, 1996.
- 18) Eloubaity, A.F. and Plate, E.J. : Wind shear-turbulence and reaeration coefficient, *J. Hydraulic Eng.*, ASCE, Vol.98, HY1, pp.153-170, 1972.

(1999. 7. 15 受付)

## TURBULENCE STRUCTURES IN WIND/STREAM COMBINED FLOW

Tadanobu NAKAYAMA and Iehisa NEZU

The mean velocity and turbulence intensity distributions were experimentally investigated for both water phase and air phase of air-water stratified two-phase flows. Mixing-length model in wind waves was expanded in the air flow of two-phase flows. It was clarified that the shear distribution was parabolic when there exist both the bed shear stress and the interface shear stress. In water layer, non-linearity increases as the ratio of friction velocities in both layers increases. In this way, it was found that the relative velocity between the air flow and the water flow is closely related to the turbulence structure near the free surface in two-phase flows.