

閉鎖性風波水域における空気・水界面領域の 乱流構造に関する実験的研究

Experimental study on turbulent structures in air-water interface region of closed wind-water basin

禰津家久*・井上理恵**・池田大輔***

Iehisa NEZU, Rie INOUE, and Daisuke Ikeda

*フェロー会員 工博 京都大学大学院教授 環境地球工学専攻 (〒606-8501 京都市左京区吉田本町)

**正会員 (株) 丸島アクアシステム (〒540-8577 大阪府中央区谷町)

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

It is important for modeling of global gas circulation to predict gas transfer across the air-water interface accurately. A laser Doppler anemometer (LDA) was used to examine the influence of turbulent structures near the interface on gas transfer process across the air-water interface. Downward-bursting phenomenon in water beneath the wind waves is important in the process of the momentum, heat and mass transfer across the air-water interface. The coherent structure is closely related to the wind-waves in specially DBBL (downward-bursting boundary layer, about 3-7 times depth of the significant wave height). The turbulence intensities and Reynolds stress in closed wind-water basin could be expressed by the parameters of wind waves. To evaluate the bursting period, the u - v quadrant threshold technique is applied to the streamwise and vertical velocity signals in the water flows. The bursting period is in good agreement with the behavior of time series of Reynolds stress.

Key Words: wind-water waves, bursting period, momentum transfer, turbulent structure

1. はじめに

空気・水界面の相互作用による気体輸送現象という観点から現在、各種気体の地球環境内における循環過程の評価が重要な課題となっている。すなわち、空気・水界面を通しての物質輸送は、環境水理学及び地球物理学的にも非常に重要なテーマである。その際、水域環境における水・空気界面での気体の輸送量の定量的評価が必要となってくるが、依然として未解明な点が多く特に水面近傍での組織乱流構造を明らかにすることが必要である。しかし、風波とは水面に風が吹くことによって生じる空気と水の境界面の現象であって、流体现象の中でも最も複雑なものの一つである。風波は位相によって風の応力分布が異なり、また、その応力に由来する水側の局所的せん断流による乱れや碎波などは非線形性の強い現象である¹⁾。

従来から、風波に関する研究は海岸・海洋工学や地球物理学などの分野で多く行われており、例えば Wu(1981)²⁾は水面上に風が吹く場合について風速の鉛直分布が対数則に従うことを示し、固定床上での境界層と類似の概念を用いて、水表面の粗度的状態を表す粗度レイノルズ数により、滑面、不完全粗面、完全粗面の3つに分類した。一方、水面上にお

いて大気側から輸送される運動量と、水面で下向きに輸送される運動量が連続か否は重要な問題であり、界面を通しての運動量輸送について様々な研究が行われている。Shemdin(1972)³⁾は、大気側から水面に輸送される運動量のほぼ全部が水面下に輸送されることを、Wu(1975)⁴⁾は約7割が、光易・草場⁵⁾(1988)は約半分が輸送されることを指摘している。波による運動量輸送はせいぜい7%であることを考えると⁶⁾、このような相違は水平運動量の変化が大きな原因と考えられ、さらに詳細な検討を行う必要がある。Toba(1996)⁷⁾は界面での様々な実験・観測データの検討から、風波直下に風波と直結した特別な乱流境界層(有義波高の3~7倍の深さ)の存在を明らかにした。これを下方バースティング境界層(Downward Bursting Boundary Layer: DBBL)と呼んでおり、風波上の気流側の乱流境界層に見られる秩序運動によく対応づけた。この層の特徴は、通常の壁法則から推定した渦拡散値より大きな値を有することである。波齢の若い風洞水槽の実験結果から、海洋での実測結果まで幅広く成立している。風波発生下の乱流構造が有義波高によって無次元化できる(DBBL厚さと有義波高の比が一定となる)のは、1)風波下での秩序運動の始まりは、局所的な吹送流の浸入であるためそのエネルギーは水表

表-1 実験条件表

		H (cm)	H/B	Ua, max (m/sec)	U^*a (cm/sec)	U^*w (cm)	η' (cm)	H_s (cm)	λ (cm)	f_p (Hz)
h1	w1	4	0.1	2.06	9.1	0.12	0.011	-	-	4.7
	w2			4.24	19.9	0.62	0.050	0.65	9.24	4.5
	w3			6.80	33.0	1.10	0.343	1.18	20.50	2.8
h2	w1	8	0.2	2.07	9.1	0.20	0.011	-	-	4.5
	w2			4.58	22.5	0.62	0.165	0.71	10.23	4.3
	w3			7.18	39.9	1.35	0.481	1.42	19.82	2.9
h3	w1	12	0.3	2.31	9.6	0.21	0.110	-	-	5.2
	w2			4.31	22.7	0.54	0.440	0.74	9.81	4.4
	w3			6.67	40.4	1.32	0.515	1.24	17.20	3.1
h4	w1	20	0.5	2.33	10.7	0.25	0.008	-	-	6.3
	w2			4.24	18.5	0.45	0.116	1.17	8.16	4.9
	w3			6.55	37.1	1.15	0.485	2.59	16.91	3.1
	w4			9.06	54.0	1.73	0.763	3.48	22.42	2.6
	w5			11.60	95.2	3.19	0.950	5.43	30.74	2.1

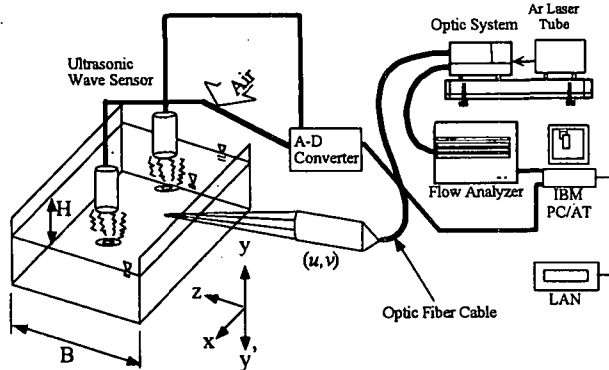


図-1 実験装置図

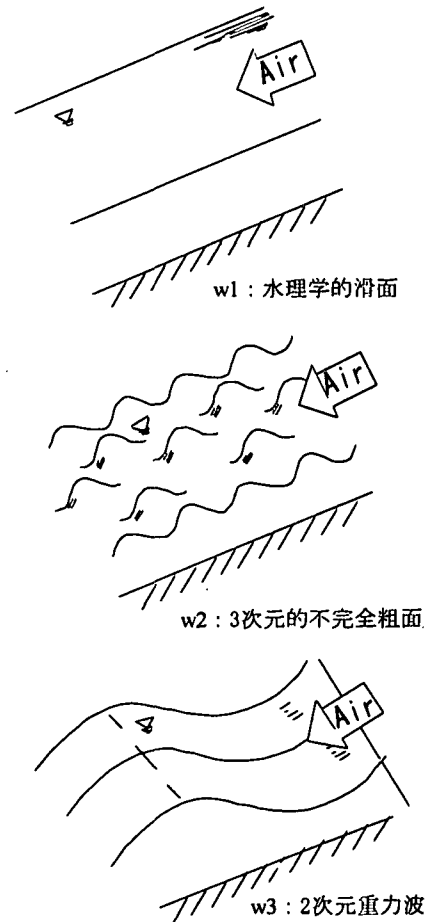


図-2 水面形状の模式図

面を介する、2) 風波の波形は鉛直方向に有義波高の幅で制限されていることが理由として挙げられている。Yosikawa ら(1988)⁸⁾は、風波発生下での乱れ強度を水面変動強度と風波の卓越周波数で無次元化すると乱れ強度とレイノルズ応力が一つの線にまとまってくることを示した。このことは、風波の碎波調節 (Toba(1988)⁹⁾) として物理的に説明がされている。以上のことから、風波と水中の乱れとが密接な関係を保ちながら発達していることがわかる。

以上のように従来から風波に関して様々な研究が行われてきたが、空気側および水側の乱流構造に関し未解明な点が多いのが現状である。そこで本研究の諸として、禰津ら(2001)¹⁰⁾は、上下流端を閉め切った閉鎖水域内の水槽風洞の空気と水との相互作用を対象として、レーザー流速計(LDA)を用いて乱流構造と風波の関係を調べた。本研究は、これをさらに発展させて、水理条件をより詳細に変化させ、空気側および水側の平均流速分布や乱れ構造、また運動量輸送を検討するものであり、気体輸送過程の予測において重要である下方へのバースティング

の特性と風波の特性との関連性を実験的に解明しようとしたものである。

2. 実験装置および実験方法

本実験は、全長 16m、幅 40cm、高さ 50cm の風洞付き水路を用いて行った。図-1 に実験装置図を示す。座標系は流下方向を x 、界面から上向きに y 、界面から下向き y' とした。流速変動成分は流下方向成分を u 、鉛直方向を v とした。さらに、風波の波長 λ 、及び有義波高 H_s の測定には、デジタルカメラによって水路の側壁より水面を撮影し、得られた画像を用いて、最低 30 個以上の波から算出した。瞬間流速の測定には、300mW の 4 ビーム後方散乱型 2 成分レーザー流速計 (Dantec 社製 LDA) を用いて、流れの十分発達した水路上流端から約 9m の地点で水側及び空気側の水路中央断面における計測を行った。LDA のトラバース装置は水路に直付けで 1/100mm の精度を持つ。水流の計測については、計測時間 60~90sec、測定周波数 150Hz とした。その際に、流速計測部の鉛直上方と流速計測部から

下流へ 50cm 離れた地点に分解能が 0.1mm の超音波波高計 (Keyence 社製) を 2 台設置して流速変動と水面変動とを同時に計測した。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て、1 点でのサンプル数を 1 万個に固定して計測を行った。測定周波数は界面から十分離れた位置で約 1 kHz であった。表-1 に実験条件を示す。H は水深、 $U_{a, max}$ は空気層での最大風速、 U^*a および U^*w は、空気側および水側にそれぞれ対数則を適用して求めた摩擦速度、 η' は水面変動強度 (水面変動強度の rms 値) である。

水路の上流端と下流端を仕切った静水、すなわち閉鎖性水域上に風を吹かせ、反流あり (水の下層では逆流が生じ、断面平均流速の値は、連続式より当然 0 になる) の状態で実験を行った。水深は、4cm (ケース h1), 8cm (ケース h2), 12 cm (ケース h3), 20cm (ケース h4) の 4 つの条件で、また、図-2 に示すように、風速は水面形状が、滑面 (ケース w1), 3 次元的なさざ波 (ケース w2), 2 次元的な重力波 (ケース w3) となるように変化させ、水深が 20cm の条件ではさらに風速の大きい 2 つの条件 (ケース w4 およびケース w5) を行った。

3. 4 象限区分しきい値法

本研究では、組織構造の定量化を行うために、4 象限区分しきい値法による条件付きサンプリング手法を用いた¹¹⁾。レイノルズ応力 $w = -u(t) \cdot v(t)$ に対する時間占有率 $T_i(w)$ 及び寄与率 $RS_i(w)$ はそれぞれ次式で定義される。

$$T_i(H) = \begin{cases} \int_H^\infty p_i(w) dw, [i = 2, 4] \\ \int_{-\infty}^H p_i(w) dw, [i = 1, 3] \end{cases} \quad (1)$$

$$RS_i(H) = \begin{cases} \int_H^\infty w \cdot p_i(w) dw, [i = 2, 4] \\ \int_{-\infty}^H w \cdot p_i(w) dw, [i = 1, 3] \end{cases} \quad (2)$$

ここで、 $P_i(w)$ は $w = -u \cdot v$ の確率密度であり、H はレイノルズ応力への各象限の寄与率のしきい値である。この手法によって任意の hole 値に対する寄与率の分布を算出し、hole 値 $H=0$ における寄与率の半値に対応する hole 値を半値しきい値と定義する (Nezu and Nakagawa¹¹⁾)。この半値しきい値を超える寄与率に相当する現象を 1 回のバーストとして数え、バーストの発生周期は計測時間を得られたバーストの個数で割ることによって算出される。

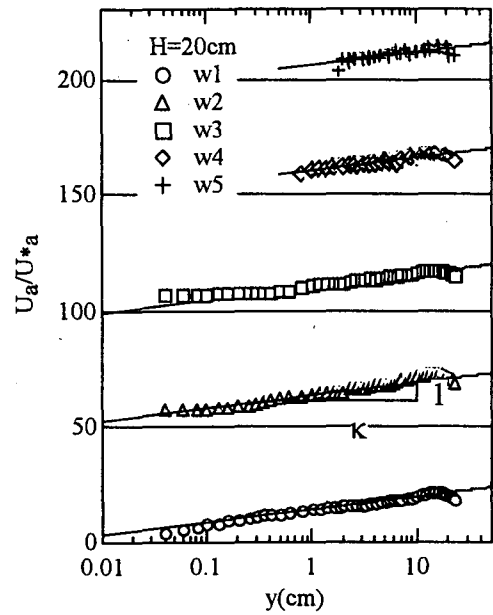


図-3 空気側主流速分

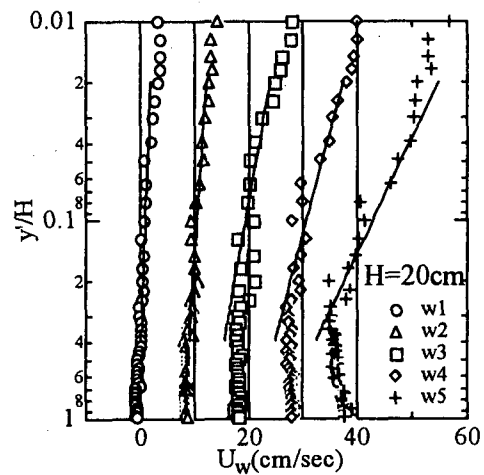


図-4 水側主流速分

4. 実験結果および考察

4. 1 平均流特性

4. 1. 1 空気側の平均主流速分布

図-3 に $H=20\text{cm}$ のケースの空気層の主流速分布を示す。ここで、カルマン定数 κ には、 $\kappa=0.41$ を採用して、また、各ケースとも縦軸を 50 単位シフトして併示している。図には壁法則である対数則を適用し求めた直線を併示した。図より、対数則がよく成立していることがわかる。界面近傍で風速の小さいケース (w1) においては対数則分布よりも小さい領域がみられ、粘性底層の存在する滑面流れであることがわかる。風速の増大とともに界面近傍での値は対数則よりも大きくなっていき、水面から離れた

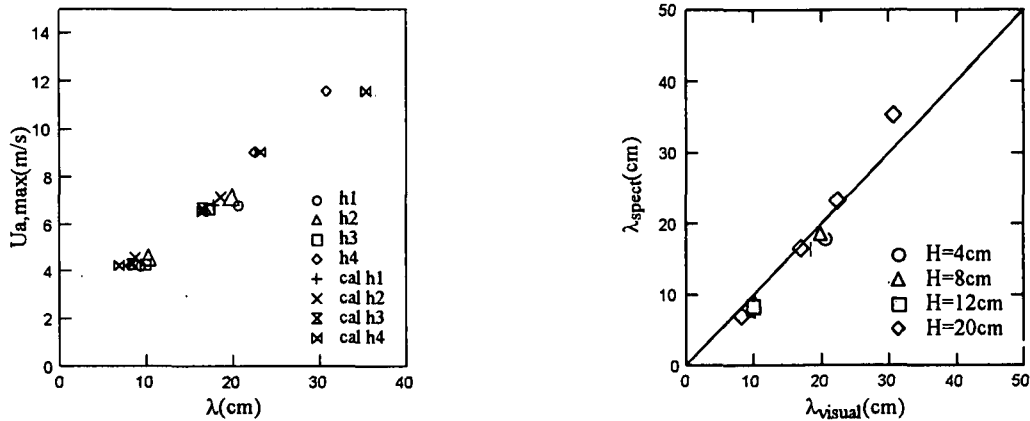


図-5 波長の変化特性

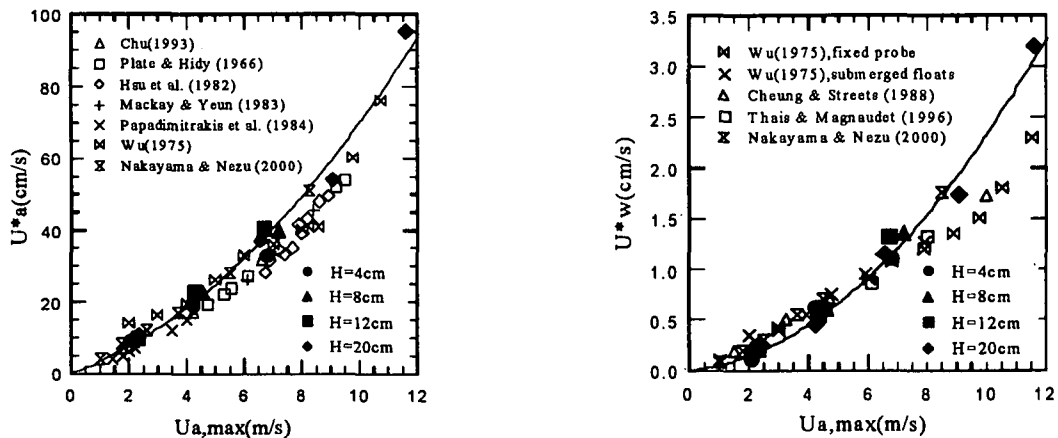


図-6 空気層および水層の摩擦速度

領域では対数則より上方へのずれ（ウェイク関数）が小さくなることわかる。

4. 1. 2 水側の平均主流速分布

図-4 に $H=20\text{cm}$ のケースの水層での主流速分布を示す。また、各ケースとも横軸を 10 単位シフトして併示している。水層も空気層と同様に対数則が成り立つことが分かるが、空気層に比べて成立領域が狭くなっている。また、空気層と同様に風速の増大に伴い粗面乱流に遷移しており、水面近傍での値が対数側より大きくなる傾向も類似している。ただし、風速が最大になる w_5 の値は界面近傍でかえって小さく、さらに検討が必要である。

4. 2 風波の特性値

4. 2. 1 風波の波長特性

風波の発達は水面形状と密接に関連している。風速の増加とともに、滑面状態から不完全粗面状態に移行し、図-2 に示すように、水面変動が急激に増加し 3 次元的なさざ波が形成される。さらに、風速が増加すると、2 次元重力波へと変化する。図-5 は波長の変化特性を示したものである。 λ_{visual} は

デジタルカメラの映像より求めた波長で、 λ_{aspect} は微小振幅波理論の分散関係式に風波の卓越周波数 f_p を代入し繰り返し計算を行って求めた値である。ただし、表面張力は考慮していない。また、図中の直線は $\lambda_{\text{visual}} = \lambda_{\text{aspect}}$ を表す直線である。風速の増大とともに波長は大きくなり、そして水面形状が粗面状態になると線形波からはずれることがわかる。これは風速の増大に伴い波長に対する波高の比 H_s/λ が大きくなり微小振幅波理論が適用できなくなったためであり、非線形成分が生じていることが推測できる。以上のことより、風波において、風速が増加し、波高の比が大きくなり水面が粗面状態になる場合には、波は線形波ではなくなるので微小振幅波理論は適用できず、Stokes 理論のような有限振幅波理論を用いる必要があると考えられる。¹⁾

4. 2. 2 運動量輸送の変化特性

図-6 に空気層での最大風速に対して、対数則から求めた摩擦速度の分布を空気層と水層に分けてそれぞれ示す。 $U_{a,\text{max}}$ は空気層での最大風速、 U^*a および U^*w はそれぞれ空気層、水層での摩擦速度であり、図中の直線は実験より得られたデータに対する 2 次の近似曲線である。また、従来の実験結果

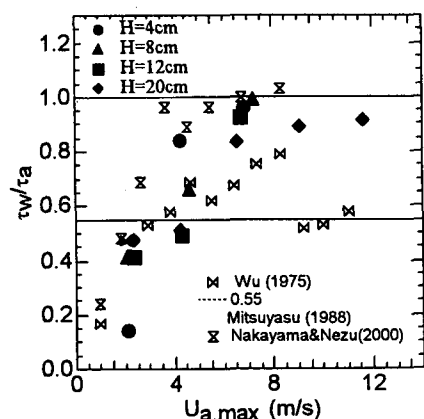


図-7 運動量輸送の割合

も併示した。図を見ると、最大風速の増加とともに、 U^*a 、 U^*w は増加していき、さらにその増加する割合が大きくなっていくことがわかる。本実験で得られたデータは従来の結果とよく一致しており、空気層での最大風速と摩擦速度とは一意的関係があると考えられる。

図-7 は空気層に対する水層のせん断応力の比を示したものである。ここで、 τ_a および τ_w はそれぞれ、次式より求めた空気層および水層のせん断応力である。

$$\tau = \rho U^{*2} \quad (3)$$

ここで、 ρ は各層の密度、 U^* は各層での摩擦速度である。風速が小さいときは運動量が輸送される割合は小さいが、風速が増加するに伴って、せん断応力の比が1に漸近していくことがわかり、中山・棚津(2000)¹²も同様のことを指摘している。すなわち、風速の増加により水面形状が滑面、不完全粗面、完全粗面と変化していく中で、運動量の輸送形態が大きく変化していると考えられる。このような特性は、Wu(1975)のデータにも見られ、中山・棚津¹²はこの原因について、滑面状態では運動量は空気分子の粘性を通して輸送されるのに対して、粗面状態では水面上の抵抗が粗度高さと大きく関連してくるから、輸送形態の変化と密接に関連していると予測している。

4. 2. 3 スペクトル特性

図-8 は $w3$ のケースの主流速方向乱れ変動 $u(t)$ の周波数スペクトルを示したものである。ここで f は周波数、 $S(f)$ は周波数スペクトルを表す。どのケースにおいても、高周波数部で $-5/3$ 乗則が成立し、卓越周波数の両側に急勾配でエネルギーが減少しており、従来から指摘されているような風波におけるスペクトルの相似構造が見られた。また、顕著な

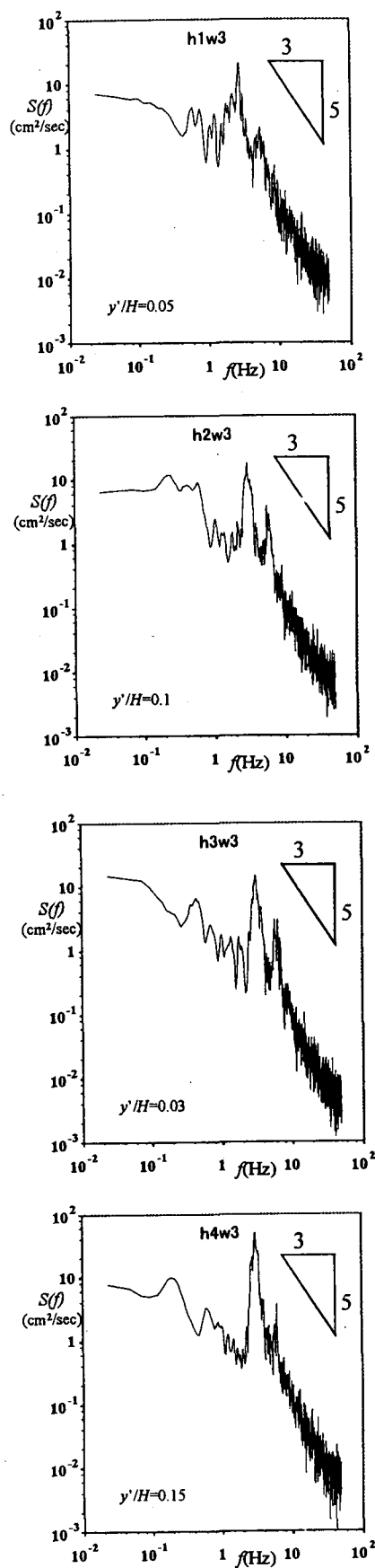


図-8 主流速方向の流速変動スペクトル分布

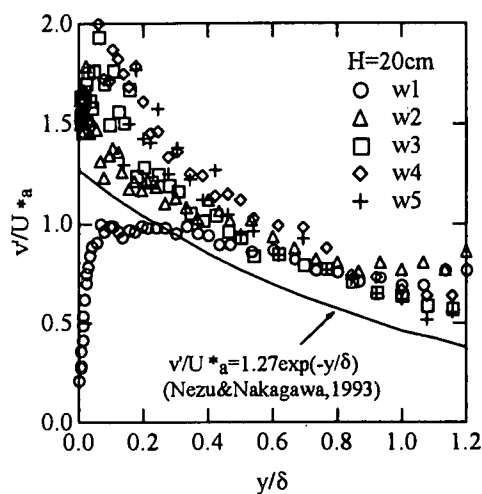
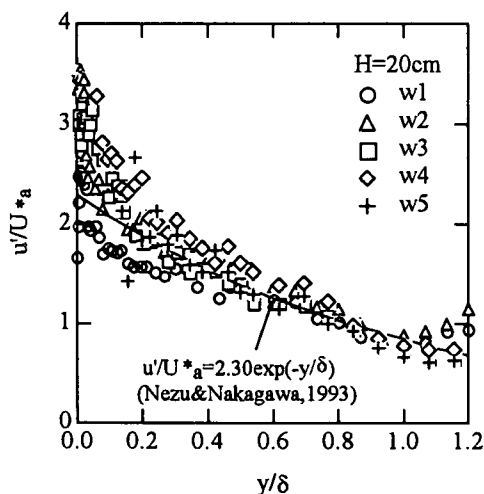


図-9 空気層の乱れ強度分布

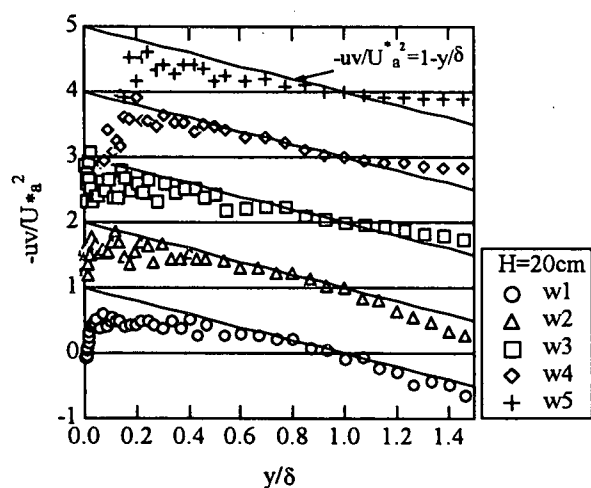


図-10 空気層レイノルズ応力分

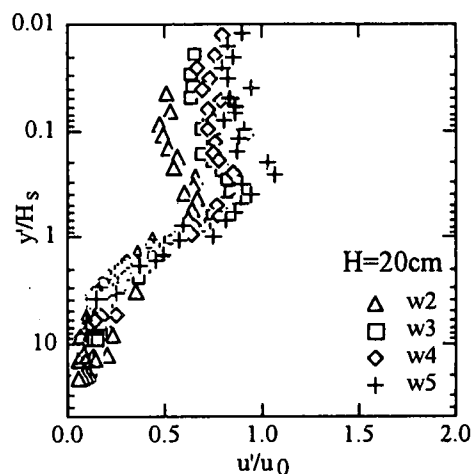


図-11 水層の乱れ強度分

ピークが見られ、卓越周波数は水深方向に対してほぼ一定値をとっており、この平均値を f_p とした。

4. 3 風波の乱れ構造

4. 3. 1 空気層の乱れ構造

図-9 は $H=20\text{cm}$ のケースにおける空気層の乱れ強度、図-10 にレイノルズ応力 $-uv$ の分布を示したものである。ここで、各ケースとも縦軸を1単位シフトして併示している。また、 δ は空気層でのレイノルズ応力が0になる界面からの距離であり、ほぼ空気層の半厚に近い値である。また Nezu and Nakagawa(1993)¹¹⁾による滑面開水路流れの半経験式、レイノルズ応力の理論式をそれぞれ併示した。主流方向の乱れ強度分布は界面近傍を除いては水面形状に関わらずこの半経験式と一致していることがわかる。一方、鉛直方向の乱れ強度は固定床開水路の半経験式よりかなり大きくなり、界面乱流の特徴と考えられる。

すなわち、界面近傍においては、滑面状態(w1)では u' および v' ともに大きく増加していく傾向があり、3次元的なさざ波が発生する不完全粗面状態(w2)では u' は減少し v' は増加する等方化指向⁷⁾が見られ、これは粗面開水路流れと同様の傾向である。2次元的な重力波が発生する完全粗面状態(w3,w4,w5)では v' は半経験式よりも大きな値になることがわかる。

レイノルズ応力分布については、界面近傍では直線分布から下方にずれるが、界面から離れていくにつれてこの理論直線に漸近していく傾向が見られる。水面近傍でのこのようなレイノルズ応力の減少は、水面波の形成のために大きな運動量が水面へ向かって輸送されているからだと考えられる。

4. 3. 2 水層の乱れ構造

Toba(1996)⁷⁾は風波直下において風波と直結した特別な乱流境界層(有義波高の3~7倍の深さ)であるDBBL(下方バースティング境界層)の存在を明らかにし、また卓越周波数に対する水表面でのスト

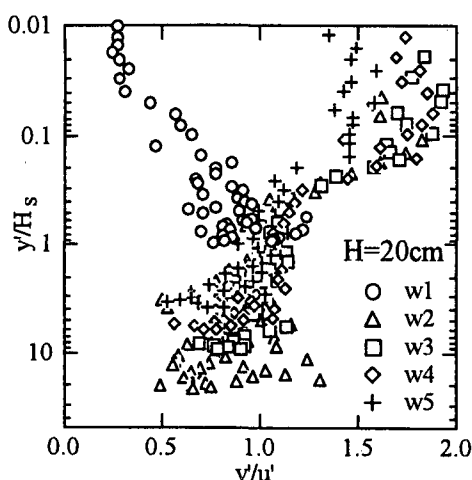


図-12 水層の乱れ強度比の分布特性

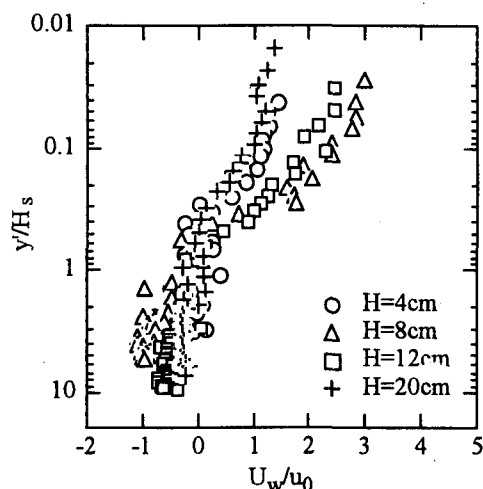


図-13 水深変化に伴う主流速の分布特性

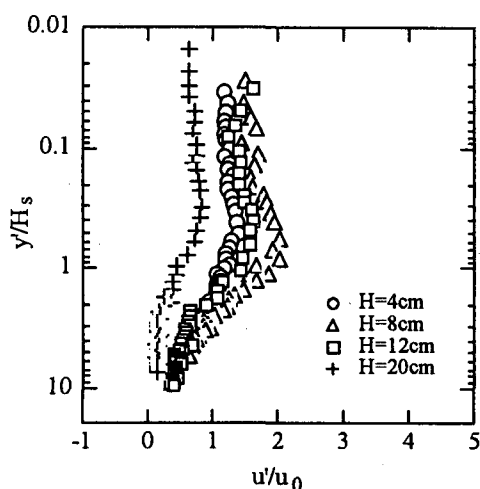


図-14 水深変化に伴う乱れ強度の分布特性

ークスドリフト u_0 が摩擦速度 U^* に比例することを導いた。水表面でのストークスドリフトは次式で表せられる。

$$u_0 = 2\pi^3 H^2 / g T^3 \propto U. \quad (4)$$

ここで、 g は重力加速度、 T は風波の周期で $T \equiv 1/f_p$ である。

図-11 に $H=20\text{cm}$ のケースにおける、 y' を有義波高 H_s で、 u' をストークスドリフト u_0 で無次元化した水側の乱れ強度分布、また図-12 に乱れ強度比の分布を示す。ここで、 y' は有義波高 H_s で無次元化している。図-11 で、滑面の状態(h4w1)では波は発生しておらず、有義波高の値が極端に小さく、ストークスドリフトの値が滑面以外のものに比べ極端に大きな値になってしまうため、図示していない。どのケースにおいても DBBL の領域で u'/u_0 の値はよく一致していて、すなわち乱流特性量の値が波のパラメーターであるストークスドリフト u_0 によって規定され、この無次元化は波の発生する場合には適用できるが、波の発生しない滑面のような場合には適用できないと考えられる。また、DBBL の領域にお

いては v'/u' はほぼ 1 の値をとっており、Toba の指摘するように乱れの等方性指向が見られ、注目に値する。 $y'/H_s=1$ 界面近傍では、滑面(w1)のケースにおいて v'/u' は 1 よりも小さくなっているのに対し、その他のケースでは 1 よりも大きな値をとっている。すなわち、風波の発生は $y'/H_s=1$ 界面近傍において v' を増幅させる効果を持っていると考えられる。このように、 $v' > u'$ となる特性は壁乱流では見られない界面乱流特有の現象と考えられ、今後詳細に検討する必要がある。

4. 4 水深の変化に伴う主流速度（乱れ強度）の変化特性

図-13 および図-14 は水面が完全粗面状態(w3)における、水深が異なるケースでの主流速 U_w 、乱れ強度 u' および v' の各分布を示したものである。ここで、 y' を有義波高 H_s で、 u' および v' をストークスドリフト u_0 で無次元化されている。主流速分布、乱れ強度分布のとも、普遍的な分布をしていて、流

速分布に関しては DBBL の領域以外でも u_0 によって規定されることがわかる。このように、水面形状が完全粗面状態では有義波高 H_s とストークスドリフト u_0 で規格化すれば、乱流構造は相似特性を持つものと考えられる。

4. 5 風波の組織構造

気体輸送に関して従来から、水表面の更新現象を支配しているのが、エネルギー含有過程の Large Eddy か、あるいはコルモゴロフスケールで代表されるような Small Eddy かについて、議論されてきた。ここでは、気体輸送過程と関連性の強いバースティング現象について、この Large Eddy , Small Eddy の両方を考慮して検討を行う。

本研究では、風波の組織構造の定量化を行うために第 3 章で示した 4 象限区分しきい値法による条件付きサンプリングを行った。図-15 は、 $H=20\text{cm}$ のケースにおける sweep および ejection の周期の水深方向分布を示す。ここで、 T_s および T_e はそれぞ

れ sweep および ejection の周期で、速度スケールとして水側の摩擦速度 U_*w 、長さスケールとして ν/U_*w (ν は水の動粘性係数) を用いた内部変数表示をした。Sweep および ejection と各ケース間での良好な一致は見られず、内部変数表示は妥当ではないと考えられる。

次に、図-16 は速度スケールとして水層の最大流速 $U_{w,max}$ 、長さスケールとして水深 H を用いた外部変数表示を示す。図-15 で示した内部変数で無次元化したものに比べ、外部変数表示をした図-16の方が比較的良好にまとまっていることがわかる。

さらに、図-17 に水深方向を有義波高 H_s で sweep および ejection の周期を風波の卓越周波数 f_p で無次元化を行ったものを示す。図-16 と同等にまとまっていることがわかる。また、界面近傍ではほぼ一定値をとり、底面に近づくにつれて周期が長くなっていくという傾向が見られ、風速が遅いほどこの傾向が強くなっているのもわかった。図-18 は空気層の摩擦速度 U_{*a} に対する主周波数 f_p で無次元化したバーストの周期 T_B を示したものである。風速が増加

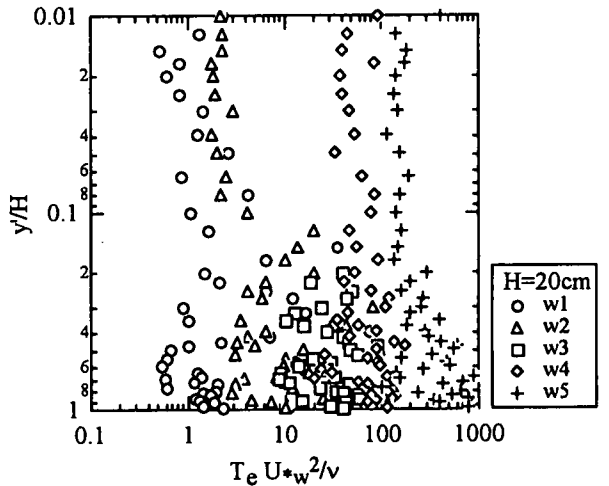
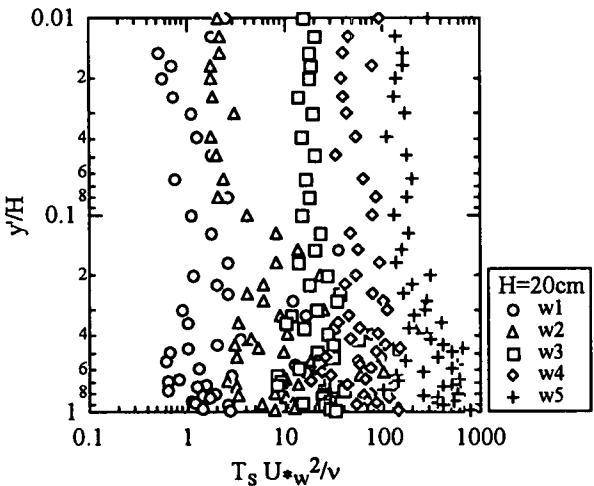


図-15 sweep, ejectionの周期 (内部変数表示)

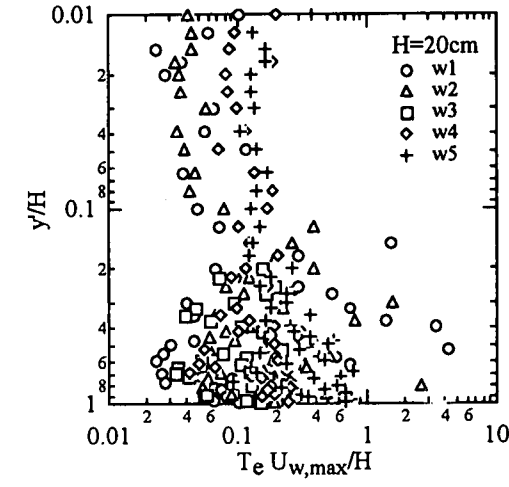
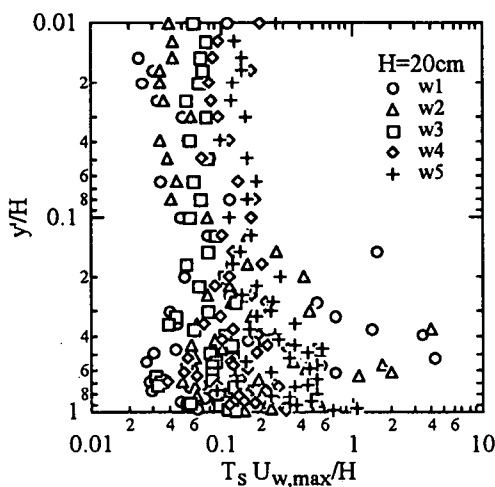


図-16 sweep, ejectionの周期 (外部変数表示)

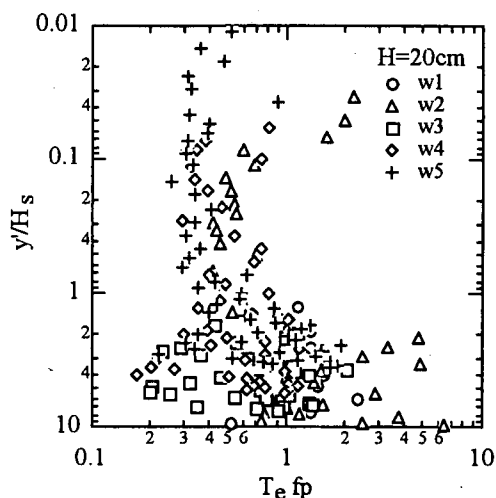
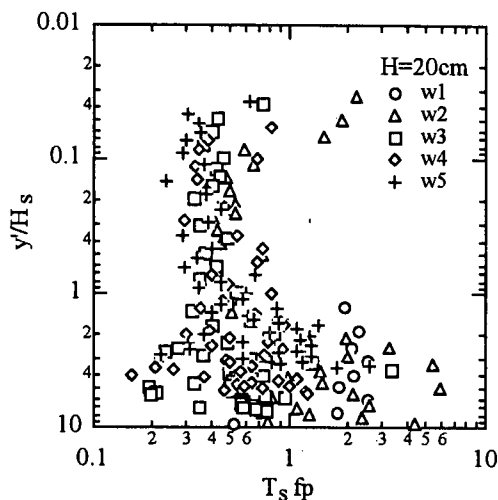


図-17 f_p で無次元化したsweep, ejectionの周期

するにつれてバースト周期は短くなり、水面が粗面状態になるとある一定値に漸近していくことがわかった。

図-18 は空気層の摩擦速度 U_{*a} に対する主周波数 f_p で無次元化したバーストの周期 T_B を示したものである。風速が増加するにつれてバースト周期は短くなり、水面が粗面状態になるとある一定値に漸近していくことがわかった。

以上のことより、風波の卓越周波数 f_p と組織構造には一意的な関係があると考えられる。また、バースティング現象の定量化においては内部変数表示よりも外部変数表示のほうが適しており、つまりは風波の界面近傍におけるバースティング現象は Large Eddy によって支配されていて、また、卓越周波数 f_p で無次元化したものは外部変数表示と同等に有用であると考えられる。

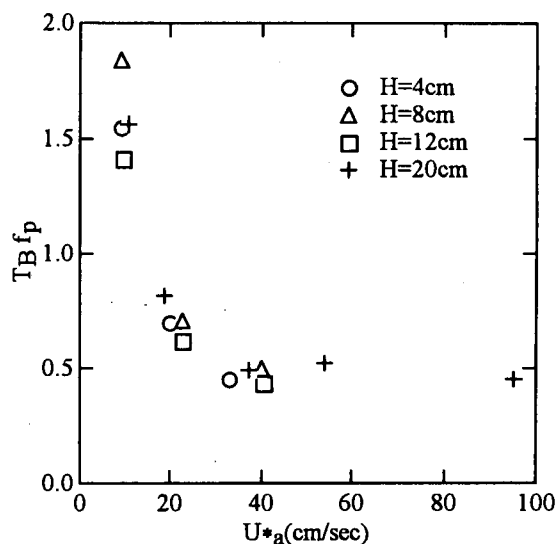


図-18 f_p で無次元化したバーストの周期

5. おわりに

本研究はレーザー流速計と超音波波高計を同時に用いて、風波の空気側、水側の平均流特性、乱れ構造、また4象限区分しきい値法による組織構造について検討及び従来の研究との比較を行い、以下のような知見が得られた。

- (1) 流速分布について従来から指摘されているように、風波においても空気層・水層の両層において対数則が成り立つ。また、界面近傍では風速が増加するにつれて対数側から上方にずれていくという特性が見られる。
- (2) 従来から指摘されているように、最大風速と摩擦速度には一意的な関係がある。また、空気層から水層への運動量輸送については、水面形状によってその輸送形態は大きく異なり、滑面状態では輸送される割合は小さいが、粗面状態

に近づくにつれその割合は大きくなり、風速の増加に伴って100%に漸近し運動量は連続する。

- (3) 空気側界面近傍では、水面形状によって乱れも異なる特性を示す。滑面状態では界面から離れるにつれて u' , v' ともに増加し、不完全粗面状態では粗面開水路流れと同様な等方化指向がある。
- (4) 水側界面近傍の乱れも空気側と同様に、水面形状によって異なる特性を示す。滑面状態では乱れ強度比が1より小さいが、その他のときは1より大きくなる。つまり、風速に増加に伴う風波の発達には v' を増幅させる効果を持っている。
- (5) DBBL の存在が確認され、この領域は従来の結果のような有義波高の3～7倍であり、この

領域においては乱れの等方性指向があり, また
ストークスドリフトを用いて無次元化すると
1つにまとまることから, ストークスドリフト
と乱れには密接な関連性があると考えられる.

- (6) 水面形状が等しい時は, 乱流構造に大きな変化はなく相似性を持っている. 流速分布に関しては, ストークスドリフトを用いて無次元化すると DBBL の領域以外でも1つにまとまることわかった.
- (7) sweep および ejection の周期は内部変数表示よりも, 外部変数表示を用いた方が良好に一致することがわかった. すなわち, 風波の界面近傍におけるバースティング現象は Large Eddy によって支配されていると考えられる. また, 卓越周波数を用いて無次元化をした結果は外部変数表示と同等に一致することから, 卓越周波数と sweep および ejection の周期は密接な関係があることがわかった.

参考文献

- 1) Nezu, I., Ushijima, S., Onituka, K. and Yosida, K. : PIV measurements of turbulent structures across air-water interface in wind-driven water waves, *6th Asian Symp. on Visualization*, Pusan, Korea, 2001 (to be published).
- 2) Wu, J. : On critical roughness Reynolds number of the atmospheric surface layer, *J. Geophys. Res.*, Vol.86, No.C7, pp.6661-6665, 1981.
- 3) Shemdin, O.H. : Wind-generated currents and phase speed of wind waves, *J. Physical Ocean*, No.2, pp.411-419, 1972.
- 4) Wu, J. : Wind-induced drift currents, *J. Fluid Mech.*, Vol.68, pp.49-70, 1975
- 5) 光易恒, 草場忠夫 : 大気海洋間の運動量交換 (2), 九州大学応力研所報, 第 66 号, pp.21-35, 1988.
- 6) Mitsuyasu, H. : A note on the momentum transfer from wind to waves, *J. Geophys. Res.* Vol.90, No. C2, pp.3343-3345, 1985.
- 7) Toba, Y. : Wind-wave coupled downward-bursting boundary layer (DBBL) beneath the sea surface, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.52, pp.409-419, 1996.
- 8) Yosikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, Y. : Turbulent structure in water under laboratory wind wave, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.44, pp.143-156, 1988.
- 9) Toba, Y. : Similarity laws of the wind wave and the coupling process of the air and water turbulent boundary layers, *Fluid Dyn. Res.*, Vol.2, pp. 263-279, 1988.
- 10) 禰津家久, 牛島省, 井上理恵 : 閉鎖水域の風波発生下での乱れ構造及びバーストの周期について, 水工学会論文集, vol.45, pp.529-534, 2001.
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, H. : *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, Netherlands, 1993.
- 12) 中山忠暢, 禰津家久 : 風波の乱流構造について, 土木学会論文集 No.642 / II -50, pp.45-56, 2000.

(2001 年 4 月 20 日 受付)