

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

EXPERIMENTAL STUDY ON MUTUAL TURBULENCE STRUCTURES ACROSS AIR-WATER INTERFACE IN WIND-INDUCED WATER WAVES BY SIMULTANEOUS LDA MEASUREMENTS

禰津家久¹・吉田圭介²・池田大輔³

Iehisa NEZU, Keisuke YOSHIDA and Daisuke IKEDA

¹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)

^{2,3}学生員 京都大学大学院修士課程 環境地球工学専攻

This paper describes an experimental study on mutual turbulence interactions across air-water interface in wind-induced water waves by using two sets of laser Doppler anemometers (LDA) at the air-water layers simultaneously. The purpose of this study is to clarify turbulence structures at a wind-driven shear layer of each phase (air and water), and to evaluate the turbulent momentum transport phenomena across air-water interface and from water near the interface to water-body flow. As the results of experiments, it is shown that the turbulent structure in an air layer is like a stream over a rough bed and that the water flow is a combined flow with a wall shear flow and orbital motions. In particular, as the wind blows stronger, it is well observed that the shape of an air-water interface changes dynamically and that the mechanism of water momentum transport is different from each case. It is clearly recognized by simultaneous LDA measurements that the time-series of raw air and water velocities and filter-conducted water velocities show some coherent bursting phenomena with low frequent fluctuations

Key Words : Air-water interface, synchronous twin LDA measurements, mutual bursting phenomena

1. はじめに

近年の地球環境を考察する際、水・大気界面におけるスカラー輸送過程を概略的な経験式のみで検討するだけでなく、定量的に評価することが重要である。また、水・空気界面における乱流現象は環境問題に密接に関与すると考えられる熱・物質のスカラー輸送現象に重要な影響を及ぼしていることが指摘されている¹⁾。一方で、従来より水・空気界面には「弱い壁」と称される境界層が存在しており、開水路流れにおける自由水面近傍の基本的な乱流統計量は精力的に計測され、ある程度解明されてきた。²⁾

風波流れは海岸工学・海洋科学で精力的な研究がなされてきた。特に、近年では環境問題を念頭において、大気・海洋間の気体輸送現象が考察されている。気液間の運動量輸送やガス交換過程は風波直下の乱流境界層が深く関わっており、この境界層は風波と力学的に結びついた大規模な乱流バーストが存在すると指摘され、Downward-bursting boundary layer (DDBL)と呼ばれる³⁾。工学的な立場からは、運動量輸送や物質フラックスを精度よく定量的に評価することが重要であるが、そのためには風波下の乱流構造をよく理解することが重要である。

Yoshikawa et al.⁴⁾は風波下の乱流場において風波

の卓越周波数よりも十分長い周期のバースト運動が存在することを指摘した。また、Toba and Kawamura³⁾は風波の局所平衡下における相似則に基づいて乱流境界層の特性を考察し、風波下の乱れが相似則の枠組みで捉えられるという考えを示した。

吉川ら⁵⁾は実海洋の海面境界層において、碎波により海中へ巻き込まれる気泡群を音響観測(ADCP)により計測した。その結果、現地データから得られた気泡の貫入深さは、有義波高の数倍のオーダーであり、実験室のDBBLの深さとほぼ一致していると論じている。

上記の研究に対応して、杉原ら⁶⁾は風波下の乱流境界層の構造を低周波成分フィルターを用いて検討し、乱流構造が風波の相似則を満足することを指摘した。彼らは低周波成分による乱流特性量の値が波のパラメータである有義波のストークスドリフト流速 u_0 によって規格化され、鉛直方向に乱流統計量が変化しない領域(ほぼ有義波高の深さ)が存在するというToba and Kawamuraの研究を再確認した。

一方で、竹原ら⁷⁾は風波における炭酸ガスの取り込み過程を直接可視化する方法を開発した。その結果、流れ方向への水層流体場の不安定に起因して、炭酸ガスが取り込まれる様子を観察している。

上述のように、水・空気界面における風波の既往

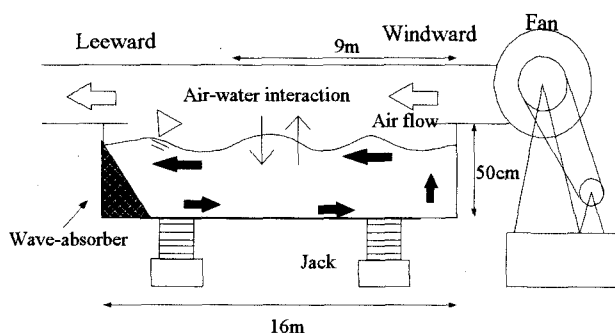


図-1 風洞付き水槽実験装置

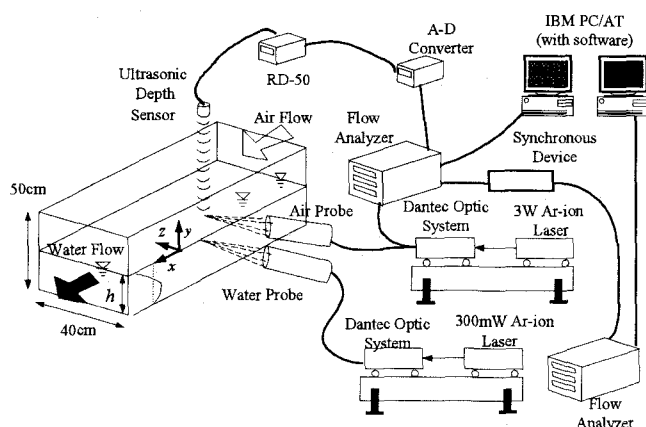


図-2 LDA 2 台の同時計測装置

表-1 実験条件

Case	h (cm)	$U_{a,max}$ (m/s)	U_{*a} (cm/s)	U_{*w} (cm)	U_s (cm/s)	η^1 (cm)	H_s (cm)	L (cm)	f_p (Hz)
W1	20	4.24	18.5	0.450	0.54	0.035	1.17	8.16	4.9
W2		6.55	37.1	1.150	3.60	0.147	2.59	16.91	3.1
W3		9.06	54.0	1.730	4.98	0.763	3.48	22.42	2.6
W4		11.60	95.2	3.090	6.38	0.950	5.43	30.74	2.1

研究では、乱流境界層に関してある程度の解明がなされてきた²⁾。しかし、風波流れにおいては水・空気界面の相互作用が重要なことが指摘されているにもかかわらず、空気層と水層の乱流諸量を同時計測して評価する研究はあまりなされていないのが実情である。そこで、本研究では2成分アルゴンイオンレーザー流速計(LDA)を鉛直方向に離して水・空気層に各々1台ずつ設置し、2台の同時乱流計測を行った。その後、水槽風洞風波流れの水・空気層の相関構造を考察した。また、水層内の乱流輸送に関与すると考えられる水層内の流体スケールについてDBBL内での乱流構造に関して、特に界面近傍(interface)と水層内(bulk)に分けて考察を行った。

2. 実験装置および実験条件

(1) 実験水路

本実験で用いた水路は、全長16m、幅40cm、高さ50cmの水槽風洞である。図-1に概要図を示す。計測部は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。座標系は流下方向にx軸、鉛直上向きに静水面からy軸を、またx軸およびy軸方向の流速変動成分を u, v と定義した。

(2) 計測方法

乱流構造の点計測には、水層では空冷式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、空気層では水冷式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)をそれぞれ用いた(図-2)。LDA計測部は風波が十分発達している水路上流端から約9mの位置とし、水路中央断面において水・空気層の乱流計測を

同時に行った。空気層の計測点(x_0, y_i)(i はケース名, $i=1\sim4$, $y_i \cong 0.5H_s$, H_s は有義波高)は固定し、水層の計測点(x_0, y'_{ij})($y'_{ij} \cong -y_{ij}$, j は計測点数, $j=1\sim53$)を鉛直方向に移動させた。このとき、水層・空気層ともに界面での波の干渉がない計測地点を選んだ。ただし、本研究における界面とは、上記のような波による障害がない(気液が混在しない)、連続的な流速計測が可能な水層内の点であり、水・空気境界面の極薄い界面拡散層(Surface Diffusion Boundary Layer, DBL¹⁾)を指していない。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を確認するために、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領域で計測を行うようにした。空気流のトレーサー散乱粒子の粒径は平均 $1.5\mu m$ 、比重は1.02であり、霧発生装置(Dantec社製)を用いた。水流の散乱粒子は、市販の水性ペンキを用いた。測定時間は約100秒、測定周波数は水層では界面近傍では約120Hz、水層内では約80Hzで行い、空気層では約300Hzであった。また、同時刻から空気流・水流の同時計測を開始するために、流速計測同期装置を利用した。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。風波の平均波長 L 、平均波高 $\bar{H}$ の計測にはデジタルカメラを用いた。

(3) 実験条件

実験条件を表-1に示す。本実験では水深 h を固定し、水路底面は平坦で滑面とした。水面状態は最大風速 $U_{a,max}$ を4通りに変えることで、さざ波(W1, W2),

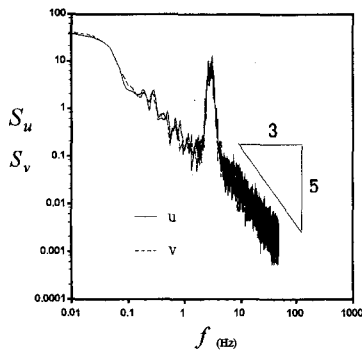


図-3(a) パワースペクトル S_{u_w}, S_{v_w}
(Case: W2, $-y/H_s \cong 1.0$)

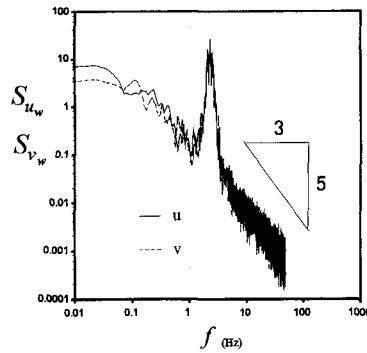


図-4(a) パワースペクトル S_{u_w}, S_{v_w}
(Case: W4, $-y/H_s \cong 1.0$)

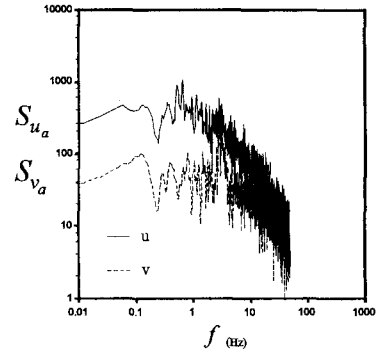


図-5(a) パワースペクトル S_{u_a}, S_{v_a}
(Case: W2, $y/H_s \cong 0.5$)

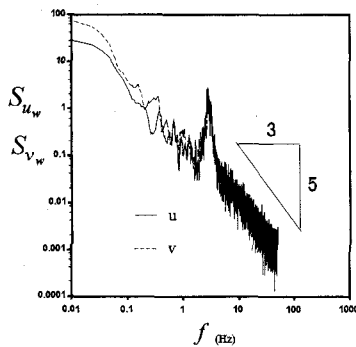


図-3(b) S_{u_w}, S_{v_w}
(Case: W2, $-y/H_s \cong 2.0$)

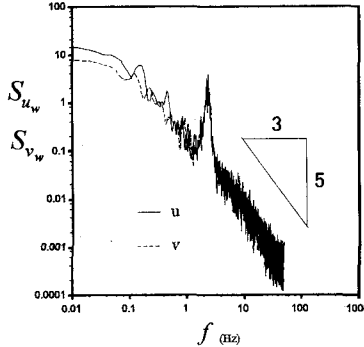


図-4(b) S_{u_w}, S_{v_w}
(Case: W4, $-y/H_s \cong 2.0$)

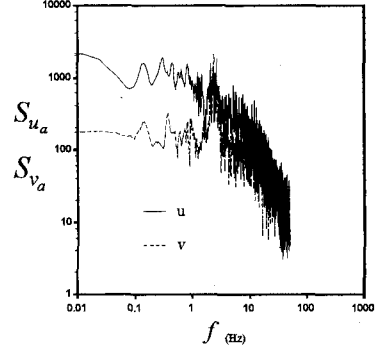


図-5(b) S_{u_a}, S_{v_a}
(Case: W4, $y/H_s \cong 0.5$)

2次元重力波(W3, W4)と変化させた。 U_{*a}, U_{*w} は前報⁸⁾と同様にしてそれぞれ空気層、水層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、表-1の η' は界面変動強度であり、 U_s は表面流速、 L は風波の波長である。

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。有義波高 H_s は平均波高 $\bar{H}$ に対してRayleigh分布を適用して求めた。

3. 実験結果および考察

(1) スペクトル分布

図-3(a),(b)はケースW2における水層界面(a)及び水層内部(b)の水層流速変動 u_w, v_w のパワースペクトルである。また、図-4(a),(b)にはケースW4における同種の図面を示した。なお、図-3(b),図-4(a)では鉛直方向の y 座標は同じである ($y \cong -5.0$ cm)。同図より、1~10Hz付近に卓越周波数 f_p が観察され、波動成分は水層内部よりも水層界面において大きなパワーを有し、逆に低周波成分は水層内部で相対的に大きい値を示すことがわかる。また、卓越周波数を挟んで、おおまかにコルモゴロフの慣性小領域が存在するこ

とがわかる。一方、風波の発生時には、低周波成分及び波動成分付近において大きな乱れエネルギーが発生していることがわかる⁸⁾。

一方、ケース間の違いとして、鉛直方向の同座標 y' 地点で水層の乱れを調べると(図-3(b),図-4(a))、全く異なる構造が観察されることがわかる。このことより、水層の乱流構造が有義波高 H_s のスケールによって変化することが示唆される。図-5(a),(b)には、ケースW2及びW4における空気層流速変動 u_a, v_a のパワースペクトルを示した。同図より、鉛直方向流速スペクトル S_{v_a} は風波の卓越周波数に相当する領域で大きな値を示しているが、流下方向流速スペクトル S_{u_a} ではこの領域で鉛直方向と比較して際立って大きな成分を有していない。これは、流下方向の流れ場では開水路波状底面せん断流と同様の構造を示しているものと考えられる。すなわち、既報^{9), 10)}に示したように、これは風波流れの空気流乱流構造では櫛津の普遍公式¹¹⁾が成立することが示されていることから理解できる。一方、鉛直方向では、界面変動の影響による乱流構造が観察できる。また、ケース間の相違として、風速の強いケースW4では低周波成分に卓越構造も存在するようである。これは、後に述べる同時計測時系列のデータにも反映されている。

(2) 水層の流速成分の分離方法

図-6(a),(b)には上記のパワースペクトル S_{u_w}, S_{v_w} に対して線形フィルタを施した際の下記に示す各周波数帯①～③における流速時系列から算定したレイノルズ応力の時系列の一部を示した。なお、スペクトルをフーリエ逆変換する際には次式を用いた。

$$u_w(t) = \sum_{k=k_a}^{k_b} \sqrt{2S(f_k)\Delta f_k} \cos(2\pi f_k t + \theta_k) \quad (1)$$

ここで、 f_k は k 番目の周波数($1 < k < N$, N は周波数データ総数), $\bar{f}_k = (f_k + f_{k-1})/2$, $\Delta f_k = f_k - f_{k-1}$, θ_k は f_k に対応するデータの位相差であり, k_a 及び k_b はある特定周波数帯の周波数の最小値と最大値を示している。本研究では、周波数帯を以下の3通りに区分した {①低周波数帯($f = 0.01 \sim 1.0$ Hz), ②卓越波動周波数帯($f = 1.0 \sim 10$ Hz), ③乱れ周波数帯($f = 10 \sim \text{Hz}$)}。同図より、界面近傍では波動成分を有するスケールによる運動量輸送が活発であり、水槽内では逆に低周波成分による運動量輸送が行われていることがわかる。これは、杉原ら⁹⁾の研究と若干異なり、運動量輸送における波動の楕円運動が大きく寄与するためと考えられる。一方、図-7、図-8には、水層界面(○)及び水層内部(●)における乱れ強度 u', v' を空気層の摩擦速度 U_{*a} に対して示した。界面近傍では波動成分が寄与し、水層内部では低周波数の寄与が増大していることがわかる。また、乱れ成分は水層であり大きな値を有していない。

(3) 水・空気相関構造

水・空気層を同時計測した際の相関係数は次式で定義される。

$$\hat{C}_{u_w u_a}(\tau, y') = \frac{u_w(y', t) u_a(y_a, t + \tau)}{u'_w(y') u'_a(y_a)} \quad (2)$$

ここで、 τ は遅れ時間、 $u'_w(y')$ は水層乱れ強度、 $u'_a(y_a)$ は空気層固定座標 $y_a (\cong 0.5H_s)$ での乱れ強度、 $y' \equiv -y$ を示す。図-9は相関係数が最大値を示すとき($\tau = \tau_{\max}$)の $\hat{C}_{u_w u_a}$ を示す。なお、水流および空気の相関が最大値を示すのは $\tau = 0$ とは限らないので、同図における相関係数 $\hat{C}_{u_w u_a}$ は $\tau < 0.5T$ の条件内での最大値を与えた。同図より、界面近傍で相関係数が大きく、半水深以下でケース間の相違がなくなることがわかり、3次元リップル波から2次元重力波へと界面状態が変化する際に相関係数は増大している様子が観察される。これは、空気層から水層への運動量輸送形態の変化を示し、水・空気の相互作用の風速による効果を顕著に示している。図-10には τ に対する相関係数の分布を示した。上記の議論を支持している結果で、界面ほど相関が大きく、風速による相違が観察される。また、図-11、図-12にはケースW2およびW4におけるクロススペクトルの絶対値を示した。同図より、3次元波では比較的

低周波構造が卓越して、2次元重力波では卓越波動成分付近の構造が卓越していることがわかる。これは、2次元重力波では波動成分により、流下方向に効果的に運動量が輸送されているものと思われる。

(4) 水・空気同時計測の時系列

図-12、図-13および図-14(a)-(c)はケースW4における空気層流速、界面近傍の水層流速、および界面近傍の水層流速にフィルタを施した各流速成分(低周波成分、波動成分、乱れ成分)の時系列の一部を示す。同図は、空気層においてバースト現象が生じていると観察された際($3.5 < t < 4.0$)の水層の流速成分を示したものである。同図より、空気層で大きなレイノルズ応力が生じるとき($u < 0, v > 0, uv < 0$)、それに応じて水層内部ではバースト現象($u > 0, v < 0, uv < 0$)が生じることを示していると言える(図-12、図-13)。また、このとき、低周波成分が比較的大きな値を示していることがわかる。つまり、空気層と水層の相互作用として、水層では比較的低周波のバーストが発生することがわかる。一方、先に示した運動量輸送と比較すると、水層界面近傍では波動成分による運動量輸送の割合は大きいものの、水層内部へと運動量を輸送する因子には、低周波のバースト現象が関連していることがわかる。

一方、空気層でバースト現象が生じている際には、水層において必ずしも組織構造が観察されないことが確認された。これに関しては、今後詳細に検討する必要があると思われる。

図-15には、水層時系列データ $u_w(t), v_w(t)$ に対して4象限半値しきい法⁹⁾を適用して、風速を増加した際の水層内の界面(interface, $y'/H_s \cong 1.0$)と水層内部(bulk, $y'/H_s \cong 2.0$)におけるバースト周波数 f_b を低周波成分(low)、波動成分(wave)および全成分(all)に分けて表示したものである。なお、微細乱れ成分は変動幅が小さいためにバースト現象に直接関与しないものとして排除した。同図より、流速全成分に対してバーストをカウントすると、この手法ではうまくバースト現象を抽出できない。一方、低周波成分のバースト周波数は、風速の増大に従って大きくなることがわかる。すなわち、上記に述べたように、界面でのバースト構造は低周波変動に支配されており、空気層から水層への界面相互作用の結果としてバースト現象が生じるものと考えられる。

5. おわりに

本研究は水・空気界面における風波場を対象として、両層を同時計測することによりその相関構造に関して考察し、また水層内の運動量輸送スケールについて評価したものである。空気層から水層へと運動量が輸送される際には、水層内では低周波のバーストが界面で発生していることがわかった。また、風速の相違による界面境界部の形状変化(3次元さ

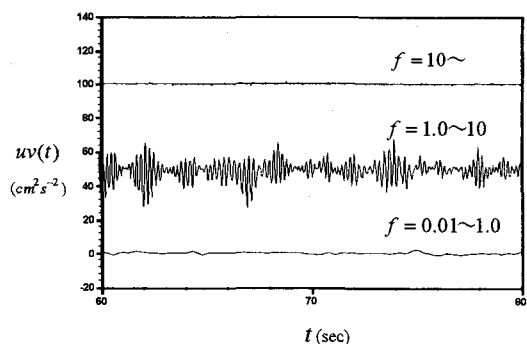


図-6(a) 瞬間レイノルズ応力 uv の時系列
(Case:W4, $-y/H_s \approx 1.0$)

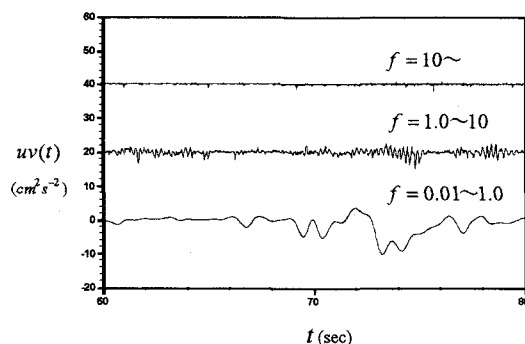


図-6(b) 瞬間レイノルズ応力 uv の時系列
(Case:W4, $-y/H_s \approx 2.0$)

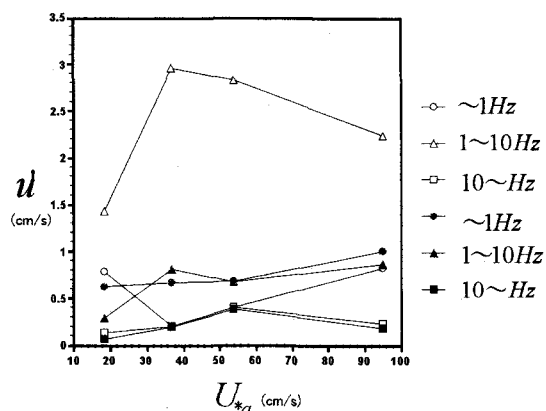


図-7 乱れ強度 u' の分布

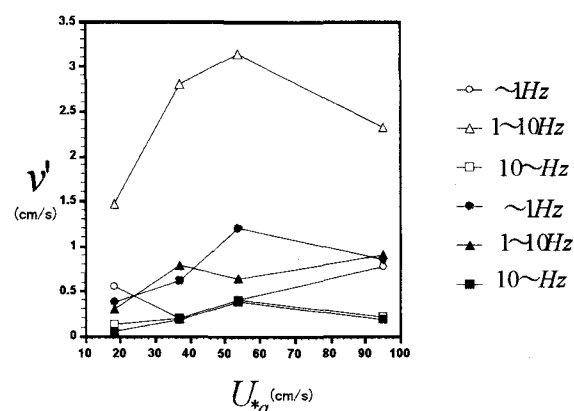


図-8 乱れ強度 v' の分布

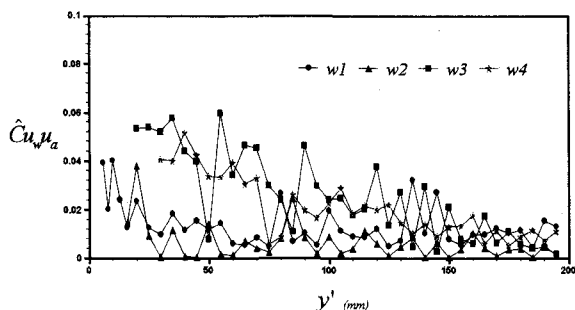


図-9 y' に対する $\hat{C}_{u_w u_a}(\tau, y')$ の分布

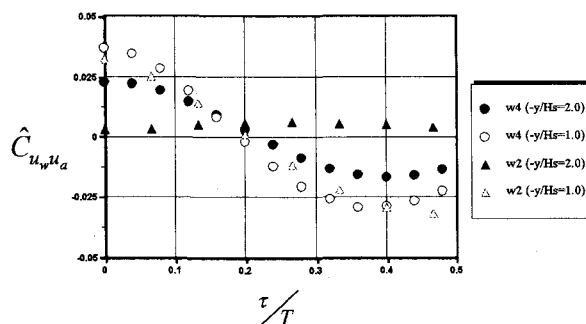


図-10 τ に対する $\hat{C}_{u_w u_a}(\tau, y')$ の分布

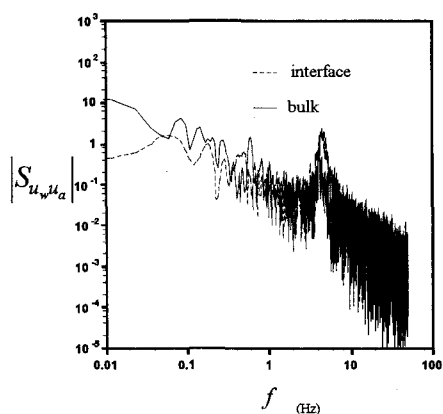


図-11(a) クロススペクトル $|S_{u_w u_a}|$ の分布(Case:W2)

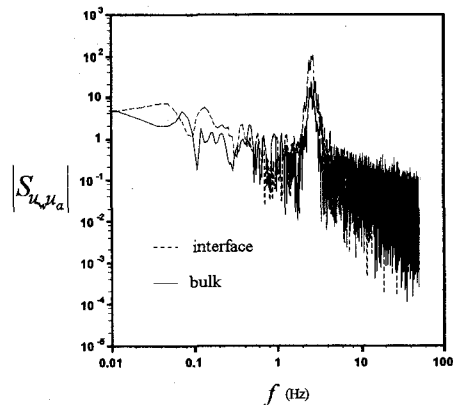


図-11(b) $|S_{u_w u_a}|$ の分布(Case:W4)

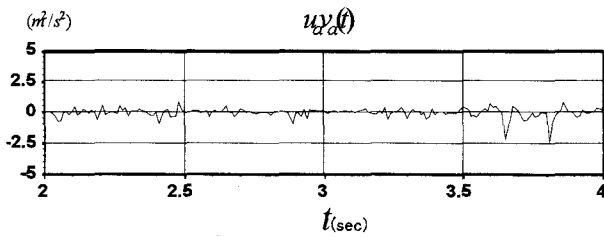


図-12 空気層流速時系列(Case:W4)

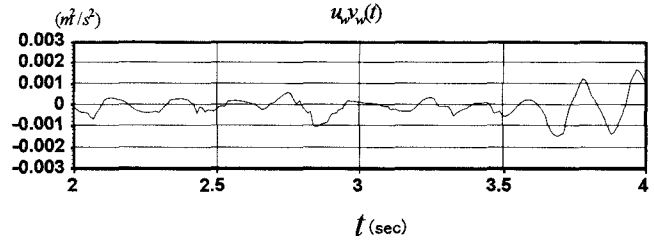


図-13 水層流速時系列(Case:W4)

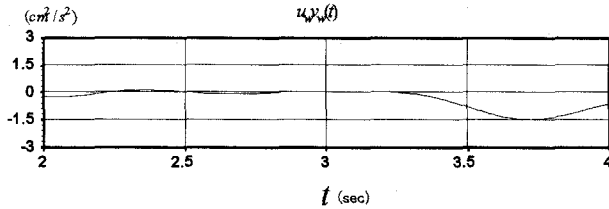


図-14(a) 水層流速の低周波時系列(Case:W4)

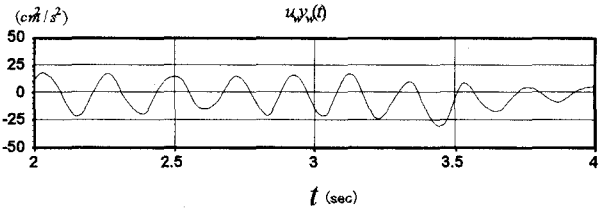


図-14(b) 水層流速の波動成分時系列(Case:W4)

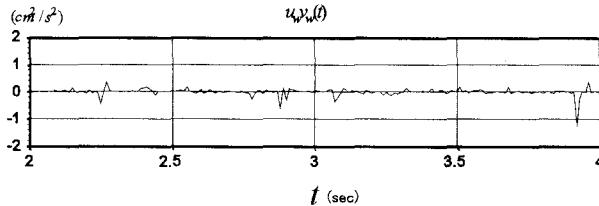


図-14(c) 水層流速の乱れ成分時系列(Case:W4)

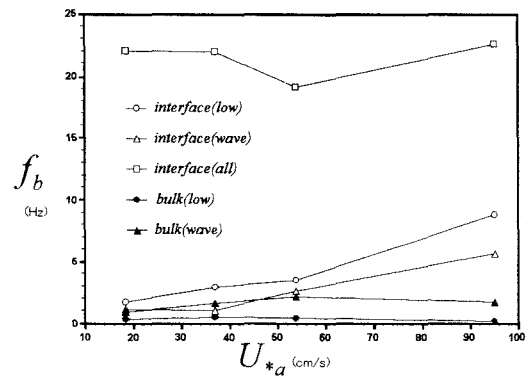


図-15 水層内のバースト周波数 f_b

ざ波～2次元重力波)によって、運動量輸送は卓越波動成分により流下方向へ効果的に行われることがわかった。一方、水層内部の運動量輸送に関して、界面における運動量輸送の多くは波の成分による寄与であるが、水層内部へと運動量を輸送する引き金となるものは低周波のバースト現象であることが推察される。

しかし、界面極近傍(界面拡散層)における水・空気の相互作用や界面におけるバースト現象に関して定量的に厳密には把握されておらず、今後は流れ場の3次元性の効果も含めて研究していきたい。

最後に、本研究を行うに際し助言をいただいた本学の牛島省助教授ならびに鬼束幸樹助手に謝意を表する。

参考文献

- 1) 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.
- 2) Nakayama, T.: Turbulent and coherent structures across air-water interface and relationship with gas transfer, 京都大学学位論文, Kyoto University, 2000.
- 3) 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.

- 4) Yoshikawa, I., Kawamura, H., Okuda, K. and Toba, Y.: Turbulent structure in water under laboratory wind waves, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.44, pp.143-156, 1988.
- 5) 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.
- 6) 吉岡洋, 芦沢重厚, 高山知司: 超音波による海面境界層の観測(風波砕波による気泡の取り込み), 海岸工学論文集, 第45巻, pp.71-75, 1998.
- 7) 竹原幸生, 加藤明秀, 江藤剛治: 風波による炭酸ガスの取り込み過程の可視化, 海岸工学論文集, 第46巻, pp.101-105, 1999.
- 8) Thais, L. and Magnaudet, J.: Turbulent structure beneath surface gravity waves sheared by the wind, *J. Fluid Mech.*, Vol.328, pp.313-344, 1996.
- 9) 楠津家久・牛島省・吉田圭介: 砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究, 土木学会論文集, No.684, 69-80, 2001.
- 10) I. Nezu, S. Ushijima, K. Onitsuka, and K. Yoshida: Study on turbulent structures of air-induced water waves by using phase-averaged PIV measurements, *3rd Int. Symp. on Measurement Technique. for Multiphase Flows*, pp.211-220, Fukui, Japan, 2001.
- 11) Nezu, I. and Nakagawa, H.: *Turbulence in Open-Channel Flows*, IAHR-Monograph, Balkema, 1993.

(2001. 10. 1受付)