

PIV 法による砕波を伴う風波の界面乱流構造に関する研究

Study on Turbulent Structure at the Air-Water Interface in Wind Water Wave Accompanied with Breaking Wave by PIV Method

瀬津家久*・井上理恵**・吉田圭介**
Iehisa NEZU, Rie INOUE, and Keisuke YOSHIDA

*正会員 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)
**学生員 京都大学大学院 環境地球工学専攻 (同上)

To solve the global warming problem, one of the environmental ones presented all over the world, we need to evaluate accurately the quantitative and qualitative characteristics in the global circulation process of the issued gas, such as CO₂. However, there is little basic information about kinetic relationships between water and air at the water sphere in the earth. As we reveal the gas transport phenomenon across the air-water interface, we find it very important to investigate the mutual turbulent structures in each phase of the wavy interface. Therefore in this study, we examined the element motion in the interface instantaneously, by making use of Particle-Image Velocimetry(PIV) which enables us to measure the simultaneous velocity components at all points in laser-light sheet, and analyzed turbulent structures with phase-averaged method. This study resulted in the fact that the effect of both water disturbance and air entrainment is superior to the one of turbulence in terms of gas transfer mechanism on the flow with breaking wave.

Key words : breaking wave, boundary turbulent structures, PIV, phase-averaged method

1. はじめに

地球環境問題の1つである温暖化の仕組みを解明するには、CO₂などの各種気体の地球規模での循環過程の定性的・定量的評価が重要である。その際、地球上の水域圏における水/空気界面での気体輸送の現象解明が必要となるが、現段階では不明な点が多く残されている。気液界面を通しての物質輸送機構は、従来より分離工学などの分野で盛んに研究されてきたが、近年では地球環境問題の発生により、環境工学及び地球物理学において非常に重要な研究課題となっている。現実問題としては、環境面で重要視されている気体の大半は溶解性の比較的低いものであり、界面を通しての気体輸送は主に、液層での水理条件に支配されることになる。

水・空気界面の相互作用による気体輸送現象という観点から水層を評価する際には、自由水面近傍で気体濃度の大きく変化する厚さの非常に薄い濃度境界層に着目する必要がある。従来より、気体輸送機構はこの層における急激な濃度勾配層が重要な支配因子となることが指摘されている。また、輸送機構を表現する指標として気体輸送係数 K_L が挙げられる。

$$J = K_L (C_s - C) \quad (1)$$

ただし、 J は気体輸送フラックス ($\text{mg} \cdot \text{s}/\text{cm}^2$) であり、 C_s は気体飽和溶存濃度 (mg/l)、 C は気体

溶存濃度 (mg/l) を示す。 K_L に関する基礎モデルは現在2種類提案されており、それらは気液境界層の流体の更新および自由水面近傍での乱流特性値 (エネルギー逸散率 ε や乱れ強度) に着目したものである。そこでは、流れ場における輸送機構が小規模渦モデルや大規模渦モデルによって現象解釈がなされている。

一方、風波に関する既往の研究の中で、特に界面近傍における気液流体の瞬間構造、組織構造の特性について論じたものには、次のようなものが挙げられる。Kawai^{1,2)} は、微細な粒子を用いた可視化手法によって、風波背後の瞬間的な空気流の剥離現象、及び剥離と風波のクレスト形状との関連性について定性的な評価を行っている。一方、Okuda^{3,4)} は風波内部の流れの構造に関して、一連の研究によって高渦度領域の流れ特性、表面更新層の流体運動特性、および流線パターンについて研究を行っている。また、瀬津・中山⁵⁾ は、PIV法及びレーザー流速計と波高計の同時計測によって、滑面/不完全粗面/粗面と系統的に水面の状態を変化させた風波下での、空気層と水層の瞬間構造特性、および風波の各位相での時間平均乱流特性について考察している。さらに、Komori et al.⁶⁾ は砕波による気泡発生が生じないような風波の水・空気界面近傍での両層における組織構造について、模式図を提案している。彼等は、空気層での剥離流れが界面に再付着する付近から上方に向かって組織構造が発生するとともに、その

組織構造が発生する箇所の水層界面では表面更新渦が水面下に潜り込み、これらの2つの組織渦が気体輸送現象と密接に関連していると指摘している。以上のように、水/空気界面での気体輸送（広義の輸送機構）は、界面境界面での乱流構造が大きく影響を及ぼしていることが指摘されており、様々な水理条件下での両層の瞬間構造、時間平均構造、そして両層の相互作用を定性的/定量的に評価することが求められている。

従来の風波における界面乱流構造研究では、砕波を伴わない流れ（滑面・3次元的なさざ波・2次元重力波）を対象としたもので、乱流構造及び定性的な組織構造についてはある程度明らかにしているものの、砕波を伴うような風波の内部構造についてはほとんど解明されていないのが現状である。そこで、本研究では砕波を伴う風波における水/空気界面での瞬間構造、位相平均構造の定量的評価を試みる。本研究では、「開水路流れ」を伴わない「風波」のみによる乱流構造を研究対象としており、空気層での風速を変えることで、2次元重力波・砕波と水面状態を変化させた。このような条件下で空気層および水層の瞬間構造を PIV (Particle Image Velocimetry) 法を用いて計測した。また、PIV 計測データにより、既往の風波研究においてその重要性が指摘されている風波の位相毎の時間平均乱流構造の評価も行った。

2. 実験装置および実験方法

本実験で用いた水路は、全長 16m、幅 40cm、高さ 50cm の風洞付き水路である。図-1 にこの水路の概要図を示す。計測部は水路側壁と底面下方が光学ガラス製となっている。

水流の瞬間流速計測には、Dantec 社製 PIV システムを用いた。システムの概要図を図-2 に示す。ダブルパルス YAG レーザーを水路底面もしくは上方から照射し、水路側壁方向に設置した CCD カメラ（ピクセル分解能(1008×1018)）によって水路中央断面における計測を行った。PIV 計測部は、風波が十分発達している水路上端から約 9m の地点とした。PIV の撮影領域は約 10cm 四方とした（図-3 参照）。CCD カメラの撮影時間間隔は、最短 0.33sec である。実験時におけるレーザー光のパルス間隔は、空気流では $1.0 \times 10^2 \mu\text{sec}$ 、水流では $1.0 \times 10^3 \mu\text{sec}$ となっている。また、本実験では空気流/水流を PIV システムで高精度に計測するためにトレーサーを使用した。空気流のトレーサー粒径は平均 $1.5 \mu\text{m}$ で最大でも $3 \mu\text{m}$ となっており、比重は 1.02 である。水流のトレーサー粒径は、 $65 \mu\text{m}$ 以下の微細粒子粉末（ナイロン 12 粒子）を利用した。なお、ト

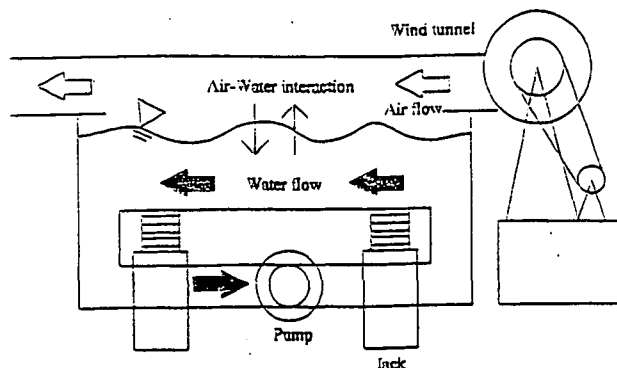


図-1 風洞付き水路

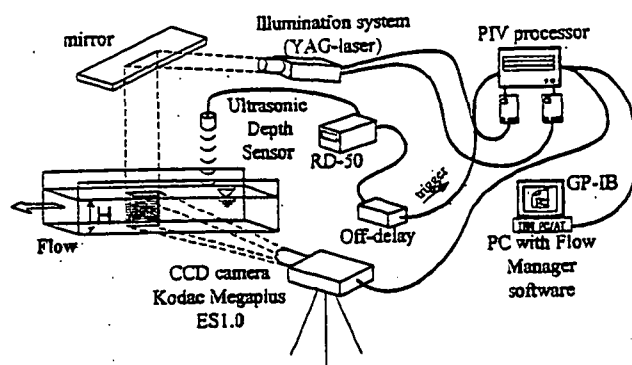


図-2 PIV 計測システム

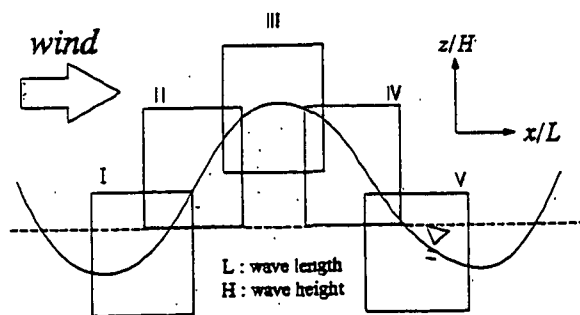


図-3 PIV 撮影領域

レーザ選択の際には空気層/水層ともに、「流れに追従するもの」・「CCD カメラの画像上で粒子として認識できるスケールのもの」というような条件を満足するように注意を払った。また、本研究では超音波波高計 (Keyence 社製) および Off-delay 器 (Keyence 社製) を PIV システムと同時に使用することで、波の特定の位相領域のみを選別して PIV 計測した。これによって、図-3 に示すように 5 通りの位相区分を行った。この区分は、波長が長い砕波のケースを対象としている。

実験条件を表-1 に示した。本実験では、水深 H は 25cm に固定し、水路底面は平坦で水理学的滑面である。水面状態は最大風速を変えることで、

2次元重力波(Gravity wave、ケース名: av05, vv05)・砕波(Breaking wave、ケース名: av10, vv10)というように変化させた。空気流の座標系は、水路中央断面で各位相における左端より流下方向を x (左端の波全体における位相は図-3 参照)、界面から鉛直上向きを z とした。流速変動成分は、流下方向および鉛直方向をそれぞれ u, w とした。 U_a は空気層での流速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度である。水流の座標系は流下方向を x 、界面から鉛直上向きに z とした。流速変動成分は、空気流と同様に定義した。 U_w は水層での流速分布に対数則を適用して求めた摩擦速度である。なお、空気層厚を d ($=25\text{cm}$)、水層厚を H ($=25\text{cm}$)とした。

3. 波と乱れの分離

波と乱れの分離の理論的な枠組みは Benilov *et al.* の論文⁷⁾などに示されている。すなわち、ある乱流特性値 $f(t)$ を以下の3つの成分に分離する。

$$f(t) = f_0 + \tilde{f}(\tau) + f'(t) \quad (2)$$

ここで $f_0, \tilde{f}(\tau), f'(t)$ はそれぞれ平均値、波に誘発される成分、乱れによる成分である。 f_0 は f の時間平均である。また、周期成分 $\tilde{f}$ を抽出するために位相平均が定義された。

$$f_\tau = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^{N-1} f(t+nT) \quad (3)$$

$$= f_0 + \tilde{f}(\tau) \quad (4)$$

ここで、 T は変動周期である。位相平均は平均値及び周期成分 (位相成分) を含む。よって、変動乱れ成分が以下のように抽出される。

$$f'(t) = f(t) - f_\tau \quad (5)$$

本実験では、この位相平均手法を用いるために先に記した PIV 計測システムを適用して、式(5)を用いて乱れ成分を抽出した。なお、実験では $N=500$ としている。よって、実際の風波では波長・波高・周波数の異なる波が同時に存在しているが、超音波波高計を用いて変動周期 T を設定して波高の高い成分だけを抽出している点に注意されたい。

4. 実験結果および考察

4.1 PIV 法の精度検証

PIV 法は同一平面内の多点での流速場が得られるという長所をもつ反面、トレーサ粒子の流れへの追従性が悪い場合やパルス間隔が適切で

表-1 実験条件

Case	Interface condition	H [cm]	H_a [cm]	L [cm]	$U_{a, \max}$ [cm/s]	U_s [cm/s]	U_w [cm/s]
Air	av05 Gravity wave	25	2.3	16.10	5.03	31.54	—
	av10 Breaking wave		5.5	12.38	10.63	77.97	—
Water	vv05 Gravity wave	25	2.3	16.10	8.03	—	1.175
	vv10 Breaking wave		5.5	12.38	10.63	—	2.768

H : 水層厚、 H_a : 波高、 L : 波長、 $U_{a, \max}$: 最大流速

U_s : 空気側界面摩擦速度、 U_w : 水側界面摩擦速度

図-4 平均風速分布図
(PIV vs. LDA)

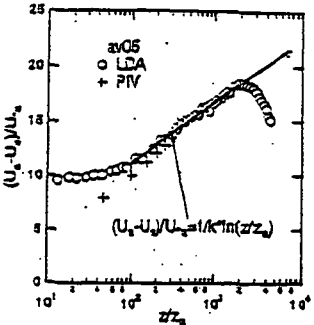
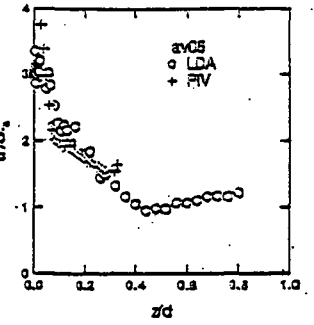


図-5 u'/U_a の分布図
(PIV vs. LDA)



ない場合は誤差も伴う。そこで、高精度なレーザードップラー流速計(LDA)の計測結果と比較することで、現在の流れ場での PIV 法の精度を確認を行う。なお、LDA 計測方法は、瀬津・中山の論文⁹⁾を参考にされたい。

図-4 には、ケース av05 における空気流の平均風速の分布を片対数で示した。ここで、 z_a は界面で成立する対数則 (下式) における粗度要素を表わす。

$$\frac{U_a - U_s}{U_a} = \frac{1}{\kappa} \ln \frac{z}{z_a} \quad (6)$$

ただし、 U_s は界面流速である。図面中には上式(6)を併示した。また、図-5 には水面からの無次元化距離 z/d に対して、乱れ強度 u'/U_a の分布を示した。両図より、PIV 計測では界面近傍を除くと高い精度であることがわかる。界面近傍では速度勾配が大きいにも関わらず PIV 法は空間平均で速度を計算するために多少の誤差を生じて

いるものと考えられる。

4.2 瞬間構造特性

4.2.1 空気層の瞬間流速および渦度

図-6(a)、(b)、(c)は各々av10.Ⅱゾーンの代表的な無次元化瞬間風速ベクトル図、主流速コンター、および渦度コンターである。ここで、図面上には界面近傍でベクトルの欠如が観察されるが、これは界面近傍で光のハレーションのために生じた異常値を除去したためである点に注意されたい。また、渦度は次式より算出した。

$$\Omega = \frac{\partial w}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial z} \quad (7)$$

ここで、渦度は反時計回りを正の向きと定義している。同図より、クレストに向かうにつれて界面近傍での主流速の z 方向勾配 $\frac{\partial u}{\partial z}$ が増していく様子が観察される。これはav05.Ⅱのケースでも観察された。つまり、固定河床波で観察される水流の挙動⁹⁾と同様に、界面付近で強く加速された空気塊が界面近傍で存在することが分かる。また、渦度コンター図に着目すると、正負の渦度が交互に存在している様子が観察される。一方、図-7はav05.Ⅱゾーンの代表的な渦度コンター図であるが、av10のケースと同様に界面近傍で正負の高渦度領域が観察される。両ケースで渦度を U_* / λ (摩擦速度波長比)で各々無次元化して比較すると、負の渦はほぼ同じオーダーであり、正の渦はav10のケースの方が比較的大きいことがわかった。これは、風速の増大とともに時計回りで回転する低速の上昇流(組織的)が強くなることを意味するものと考えられ、既往の研究⁹⁾と一致する⁹⁾ことが分かった。一方、波高や摩擦速度の相違が存在するにも関わらず、界面からの無次元化距離 z/d に依存して、このような傾向の正負の回転流(小規模な組織渦)が存在することがわかった。つまり、変動する界面との相互作用に依存して、界面近傍では上記のような空気流が発生するものと思われる。

図-8(a)、(b)、図-9(a)、(b)は各々、av10.Ⅳゾーン、av05.Ⅳゾーンの代表的な瞬間風速ベクトル図、渦度コンター図である。図より、両ケースともに剥離現象が観察され、界面近傍では負の高渦度領域が存在し、その上部では正の渦度領域が観察される。負の高渦度が存在するのは、剥離領域では低速、その上部では高速の流れの主流部が存在するために、せん断不安定による渦が生じているためと考えられる。こういった剥離現象はKawai²⁾らの指摘と一致する。また、本研究で観察された剥離現象は、剥離域での明確な循環流

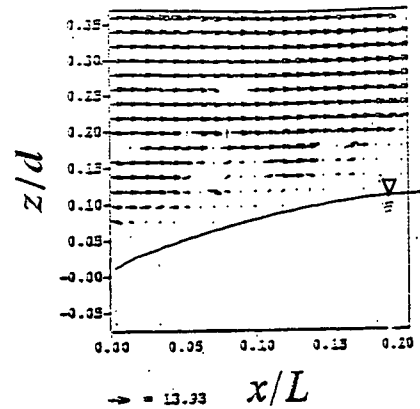


図-6(a) 瞬間流速ベクトル(Case: av10.Ⅱ)

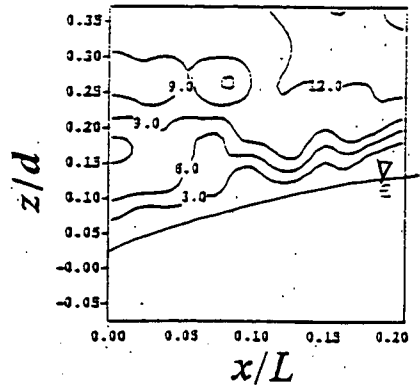


図-6(b) 流下方向流速コンター(Case: av10.Ⅱ)

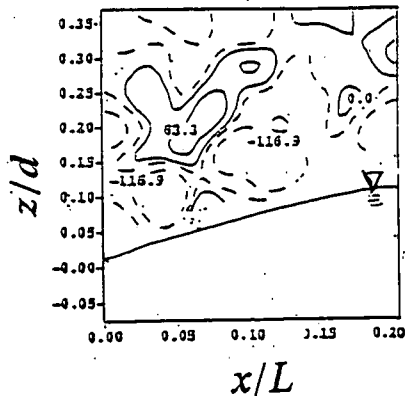


図-6(c) 渦度コンター(Case: av10.Ⅱ)

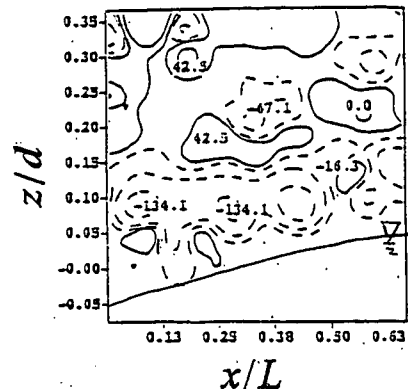


図-7 渦度コンター(Case: av05.Ⅱ)

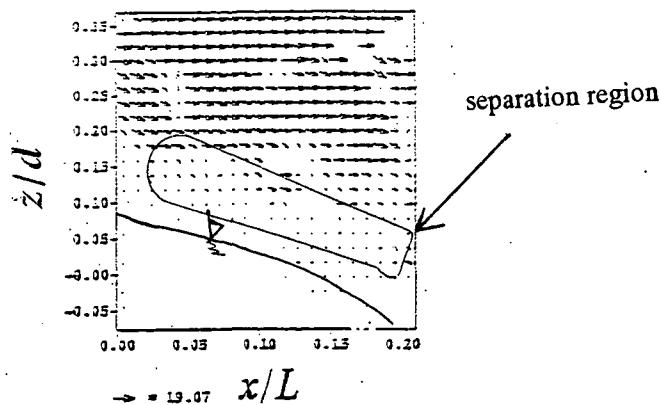


図-8(a) 瞬間風速ベクトル図(Case: av10.IV)

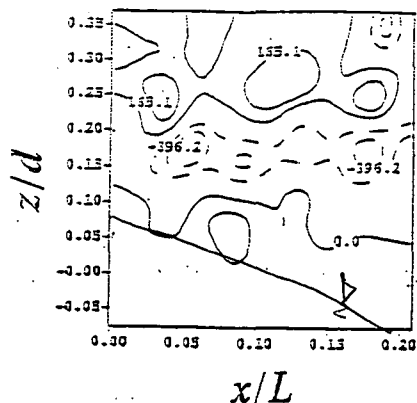


図-8(b) 渦度コンター(Case: av10.IV)

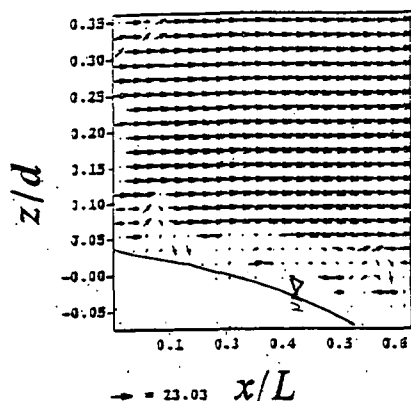


図-9(a) 瞬間風速ベクトル図 (Case: av05.IV)

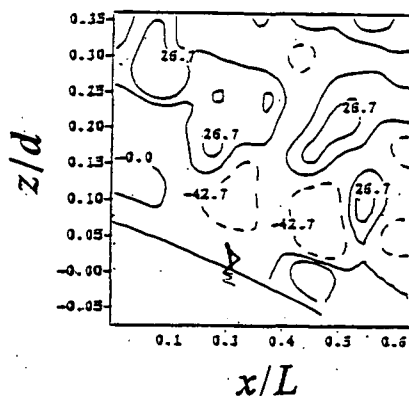


図-9(b) 渦度コンター(Case: av05.IV)

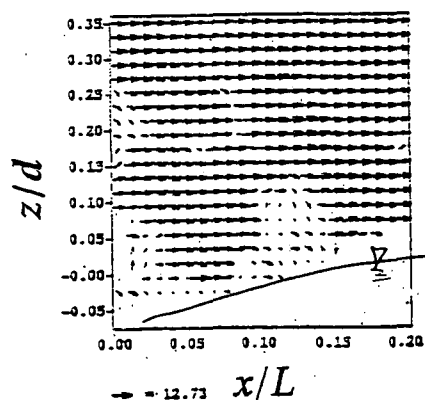


図-10(a) 瞬間風速ベクトル図(Case: av10.I)

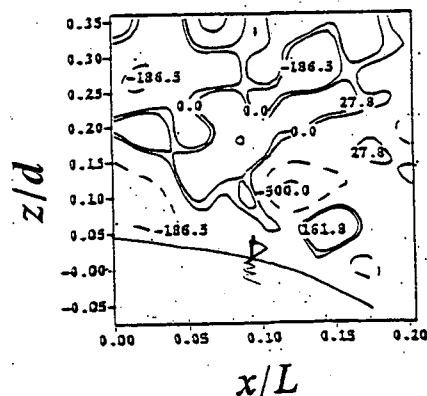


図-10 (b) 渦度コンター(Case: av10.I)

(逆流)を伴うものではなかった。これは、本実験で得られた砕波を伴う風波ではクレスト尖度が比較的小さいため、明確な逆流を伴うような剥離流が観察されなかったものと思われる。また、このゾーンの渦度コンターを観察した結果、av10のケースでは剥離せん断層は流下方向に、av05のケースでは流下方向よりやや下向き(トラフ)に向いている確率が高いことが分かった。かつ、av10のケースでは剥離せん断層はav05のケースよりも厚い様子が観察された。従って、av05のケースのような風速が弱く波高の小さいもの(2次元重力波)では、弱い回転渦が波面に沿ってト

ラフへと下降していくが、av10のケースのような風速が強く波高の大きなもの(砕波)では、強い回転渦が流下方向に移流されるという特性が認められた。

図-10 (a)、(b)に av10.I ゾーンの代表的な瞬間風速ベクトルおよび渦度コンターを示す。図より、 $x/L = 0.1 \sim 0.15$ の箇所で空気流は下降流から上昇流へと変化している様子が観察され、流下方向流速は減速している様子が認められる。また、渦度は負から正へと変化している様子が伺える。つまり、このゾーンでは空気流は波面に衝突して減速し、時計回りの渦をもつ下降流体塊が逆の反

時計回りの上昇流体塊に変化していることが分かる。

4.2.2 水層の瞬間流速、渦度および流線

(1) 瞬間流速

図-11、図-12、図-13 は各々wv10.II・III・IVゾーンの代表的な瞬間流速ベクトル図である。クレスト近傍の風上側・風下側でそれぞれ比較的高速な下降流体・上昇流体が観察され、既往の研究と一致する⁹⁾。また、流下方向瞬間流速はクレスト頂部より少し下方で大きく、鉛直方向流速はクレスト前後で大きいことが認められる。一方、PIVの撮影画像および目視により、大まかな水面形はクレスト風下側の勾配の方が風上側よりも比較的大きく、碎波面はクレスト近傍が白く泡立ち始めてから前面に広がり砕けていく様子が観察された。つまり、本実験で考察する碎波は、「崩れ波」型の碎波であることが分かった。一方、wv05.II・III・IVゾーンの代表的な瞬間的挙動は、局所的に碎波が発生している場合を除くと、wv10 とほぼ同様であることが分かった。

一方、風波のトラフ付近の水層界面構造についても PIV 計測を行ったが、両ケースともに、界面流体と水層内部との流体混合が生じるような水粒子の挙動は観察されなかったため、気体輸送現象への影響は比較的小さいものと思われる。

(2) 碎波発生時の水層内部構造の定性的評価

風波における碎波現象は浅水変形によるものではなく、主に吹送流シアから水層界面へのエネルギー伝搬により発生する波形勾配の増大に因るものである。よって、風波における碎波現象は吹送流の特性に依存し、時間的にも空間的にも間欠的に発生すると言える。また、碎波限界については様々な条件式が提案されているが、本研究においては、以下の碎波条件を採用する。

$$u \geq c \quad (8)$$

上式は碎波の現象を原理的に的確に表現している。ここでは、従来から指摘されている碎波の定義式(8)の成立する領域を実験的に確認し、碎波発生下の風波の内部構造を定性的に評価することにする。PIVのImage-Map (もしくは目視)によって確認された碎波発生下のゾーンIV近傍における代表的な主流速コンターを図-14 に示す。同図では、流下方向瞬間流速 u が位相速度 $c(=68\text{cm/s})$ よりもわずかに大きい箇所がクレスト近傍の風下側の界面で観察される。また、頁の都合上掲載していないが、界面近傍では符号の交番する高渦度領域が観察され、クレスト直下の流下方向流速は碎波発生時には増大する様子が観察された。Okuda³⁾は、比較的波高が大きい風波

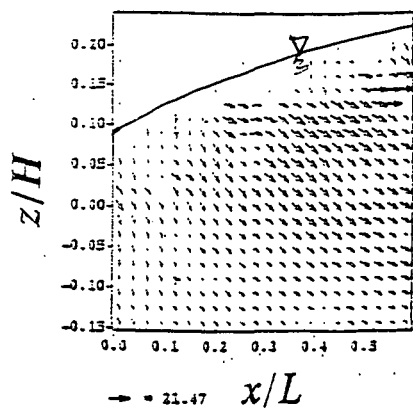


図-11 瞬間流速ベクトル図(Case:wv10.II)

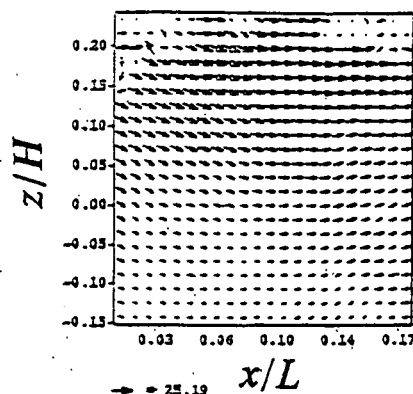


図-12 瞬間流速ベクトル図(Case:wv10.III)

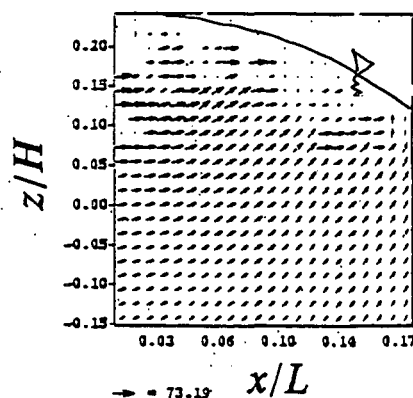


図-13 瞬間流速ベクトル図(Case:wv10.IV)

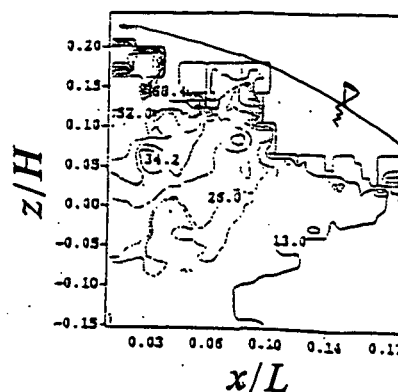


図-14 流下方向流速コンター(Case:wv10.IV.碎波発生時)

のクレスト風下側においては、表面流速 U_s が位相速度 c よりも大きな領域が観察されると指摘している。本実験でも、砕波発生下でのクレスト風下側の界面で局所的に瞬間的に $u \geq c$ が成り立つような薄い境界層がベクトル図を目視することにより観察された。以上より、「崩れ波」型の砕波発生時にはクレスト直下の流速が増大し、その影響がクレスト風下側へと伝搬し、クレスト近傍の風下側界面で砕波が発生し、局所的な渦度が増大するメカニズムが生じるものと推察される。このメカニズムにより、従来より瀬津・中山⁹⁾らが指摘している界面で負の高渦度領域が観察される要因を説明することができるものと思われる。

4.3 位相平均構造特性

4.3.1 平均流速分布

(1) 空気層

図-15、図-16、図-17は、av10.Ⅱ・Ⅲ・Ⅳゾーンの平均流速ベクトルである。同図より、クレスト風上側では固定河床波で観察される流況⁹⁾と類似している。クレスト近傍では最大値をとる様子が伺え、クレスト風下側では弱い剥離流が観察される。一方、av05のケースではクレスト風下側の剥離流が若干弱く、剥離せん断層が薄いことが観察された。つまり、砕波によってクレスト風下側で剥離せん断層が増大し、これに伴って、再附着点が移動することが分かる。

(2) 水層

図-18(a)、(b)、(c)は各々、wv10.Ⅱ・Ⅲ・Ⅳゾーンでの平均流速ベクトル図である。図より、主流速はクレストからやや風下側において最大値

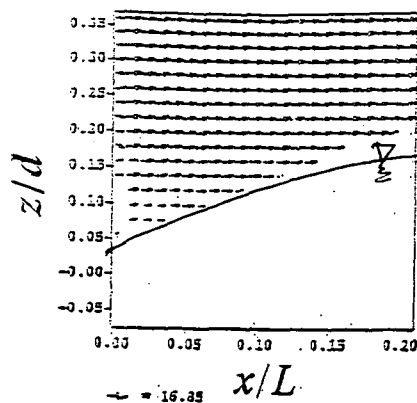


図-15 平均流速ベクトル図(Case:av10.Ⅱ)

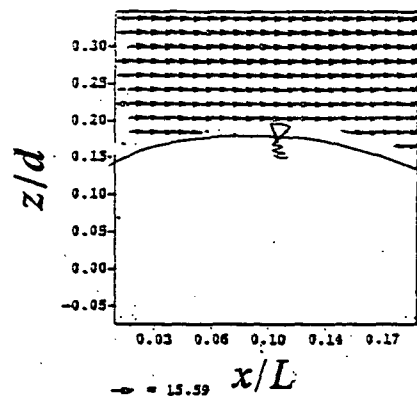


図-16 平均流速ベクトル図(Case:av10.Ⅲ)

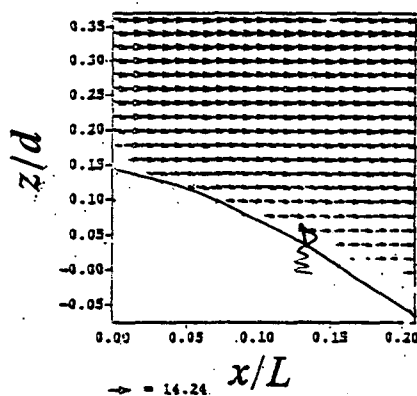


図-17 平均流速ベクトル図(Case:av10.Ⅳ)

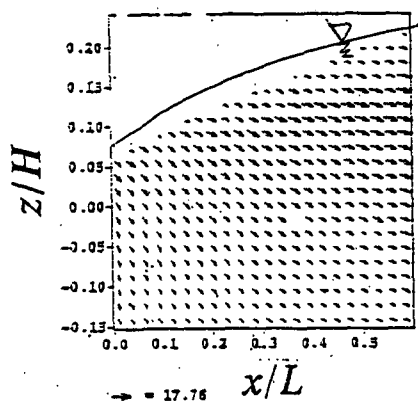


図-18(a) 平均流速ベクトル図(Case:wv10.Ⅱ)

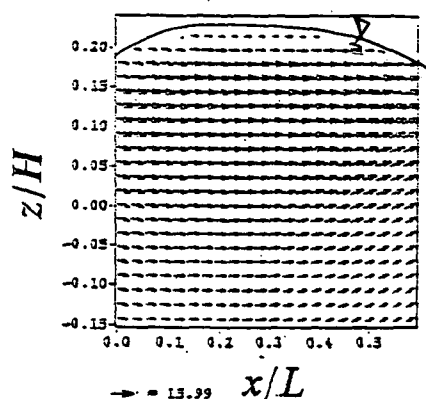


図-18(b) 平均流速ベクトル図(Case:wv10.Ⅲ)

をとっており、鉛直方向流速はクレストから少し離れた風上側・風下側でそれぞれ負と正の最大値をとっていることがわかる。また、wv05 のケースでも同様の挙動が観察された。これらの結果は瀬津・中山⁹⁾などの指摘と一致する。しかし、wv10 のケースではクレスト風下側で高速領域が観察された。すなわち、碎波のケースでは、風下側で影響が現れることが理解される。

4.3.2 乱れ強度およびレイノルズ応力分布

(1) 空気層

図-19(a)、(b)は、av10. I ゾーンの流下方向乱れ強度 u'/U_a 、レイノルズ応力 $-\overline{uv}/U_a^2$ のコンター図である。同図より、界面より少し離れた箇所 ($z/d = 0.1 \sim 0.2$) で乱れ強度が最大値をとっており、また、その箇所ではレイノルズ応力が最大値をとっていることが観察される。つまり、この箇所では先に考察した剥離した流れが再付着したことにより乱れ変動が大きくなったものと思われる。

図-20(a)、(b)、(c)は、av10. II ゾーンの乱れ強度コンターおよびレイノルズ応力コンターである。同図より、界面近くで乱れ強度は最大値をとっており、クレストから少し離れた箇所ではレイノルズ応力は最大値をとっている様子が観察される。av05 のケースでも同様の傾向が観察された。つまり、界面の極近傍の領域では

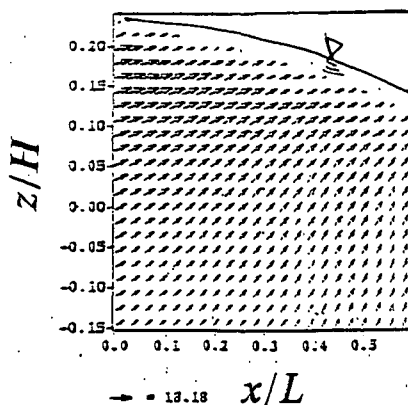


図-18(c) 平均流速ベクトル(Case:wv10.IV)

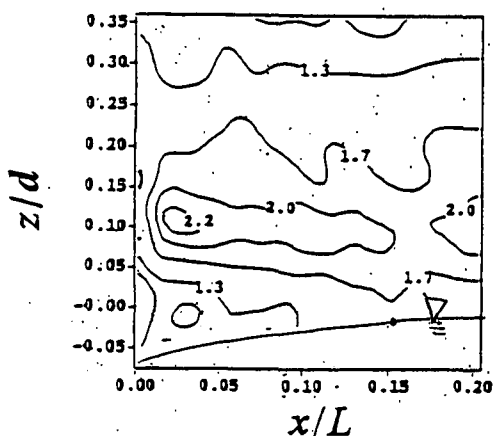


図-19(a) u'/U_a のコンター (Case:av10. I)

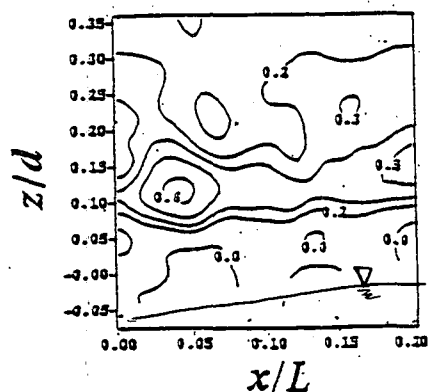


図-19(b) $-\overline{uv}/U_a^2$ のコンター (Case:av10. I)

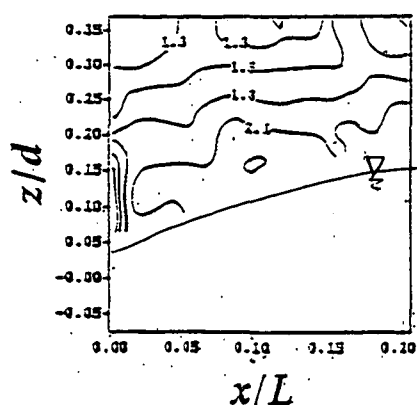


図-20(a) u'/U_a のコンター (Case:av10. II)

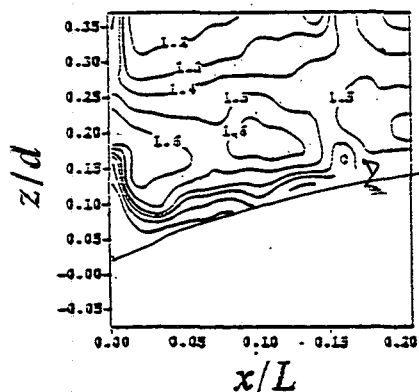


図-20(b) v'/U_a のコンター (Case:av10. II)

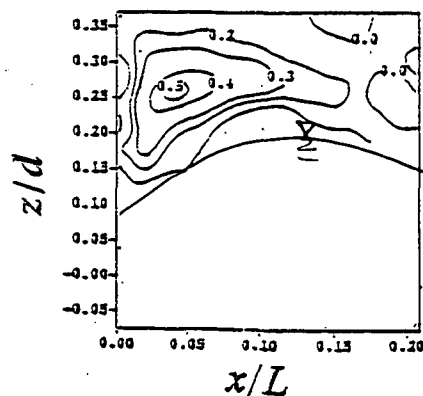


図-20(c) $-\overline{uv}/U_a^2$ のコンター (Case:av10. II)

界面との相互作用(空気流が水層界面に衝突することによる運動量輸送・高周波の水面変動生成)が行われ、この影響によって界面近傍では、乱れ強度が増大したものと考えられる。

図-21 は、av10.IVゾーンのレイノルズ応力のコンター図である。同図より、 $z/d = 0.15$ (界面よりも上方)においてレイノルズ応力は最大値をとっている様子が観察される。これは、せん断不安定によって発生した剥離渦がこの領域を移流している影響と考えられる。一方、図-22 は、av05.IVゾーンのレイノルズ応力のコンター図である。同図より、av10 と比べてレイノルズ応力は界面近傍で大きな値をとっている。このケースでは、剥離が生じ始める状態であるために明確にはせん断層が界面から離れず、流れはクレストからトラフに向かって界面に沿って流れるため、界面近傍にレイノルズ応力の最大値が発生したものと考えられる。

(2) 水層

図-23、図-24 は、wv10.IIとwv05.IIにおける流下方向乱れ強度コンターである。同図より、波面に沿うようなコンターラインが存在し、クレスト近傍で最大値をとる様子が観察される。また、砕波を伴う流れの方が2次元重力波よりも乱れが大きい様子が観察され、異なる現象が観察された。図-25、図-26 はwv10.II・IVゾーンの鉛直方向乱れ強度コンター図である。同図より、界面に沿ってコンターラインが存在し、界面近傍で大きな値をとる点では u'/U_{*w} と同様だが、特に、ク

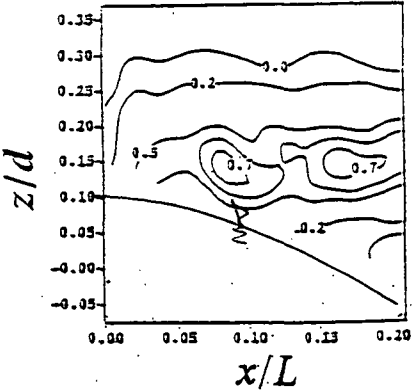


図-21 $-\overline{uv}/U_{*w}^2$ のコンター (Case:av10.IV)

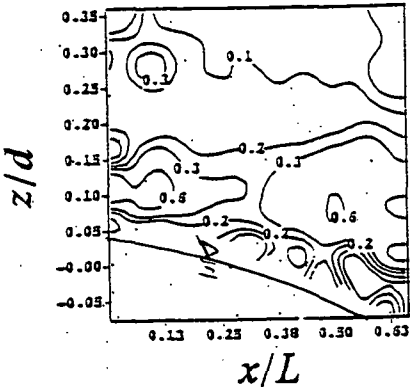


図-22 $-\overline{uv}/U_{*w}^2$ のコンター (Case:av05.IV)

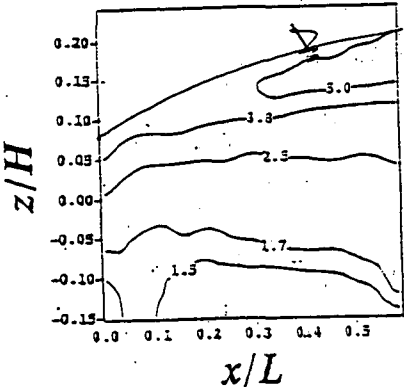


図-23 u'/U_{*w} のコンター (Case:wv10.II)

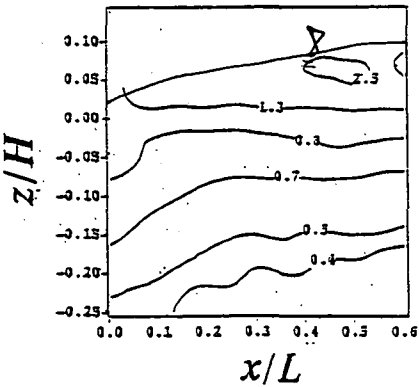


図-24 u'/U_{*w} のコンター (Case:wv05.II)

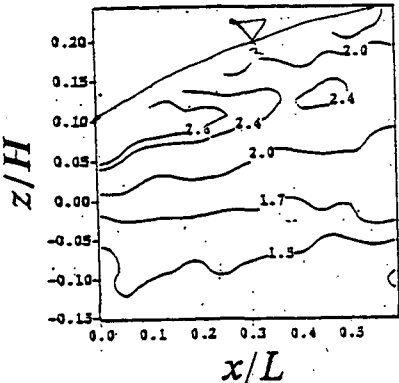


図-25 v'/U_{*w} のコンター (Case:wv10.II)

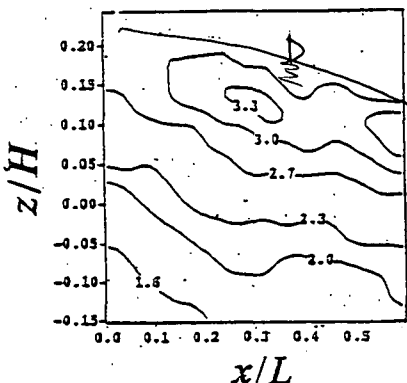


図-26 v'/U_{*w} のコンター (Case:wv10.IV)

いえる。これは、砕波現象と密接に関連しているものと思われる。つまり、砕波のケースでは単なる界面での壁面乱流現象以外に風下側で生じる流体の複雑な混合によって乱れ強度およびシアーが増大し

たものと思われる。これは、気体輸送現象の観点から考慮すると、砕波のケースでは先に述べた空気層との相互作用(空気流のせん断作用による水側層の表面流体の更新率の増大)よりも、直接的な気体混入が卓越している点に注目する必要があるものと思われる。

5. 結論

本研究は、砕波を伴う風波での水/空気界面における乱流構造について、瞬間構造および位相平均構造を実験的に定性的な考察を行ったものである。本研究では、以下のような知見が得られた。

1) 空気層のクレスト風上側では、弱い上昇流が観察された。また、この流れは風速の増大とともに、相対的に強度を高める傾向がある。一方、風下側では2次元重力波のケースよりも砕波のケースではせん断層が厚みを増し、剥離渦は主流による移流効果により、下流の波のクレスト風下側波面と衝突する。

2) 水層では、風上側で高速下降流、風下側で高速上昇流が観察され、既往の研究の再確認がなされた。また、砕波発生時にはクレスト直下での高速流が観察され、既往の研究で指摘されている高渦度領域との関連性が考察できた。

3) 空気層の乱れ強度は、剥離渦の発生するクレスト風下側と、クレスト風上側で極大値を示すことが分かった。水層では界面近傍で乱れは最大となり、界面から離れるに従って減少する。また、レイノルズ応力はクレスト風上側界面では正、クレスト風下側界面では負となる。一方、砕波のケースでは2次元重力波のケースと比較して、乱れ強度・レイノルズ応力ともにクレスト風下側で特性が観察された。つまり、2次元重力波のケースでは界面を通しての壁面乱流現象が2層間を伝搬するのに対して、砕波のケースでは、クレスト

風下側の界面でのジェット的な擾乱が現象を支配していることがわかる。

以上の結論より、本実験より得られた、砕波のケースにおける両層の模式図を図-29、図-30に示す。

謝辞:本研究を遂行するにあたり貴重な助言を承った京都大学大学院助手の鬼東幸樹氏ならびに環境庁研究所の中山忠暢氏に深く感謝致します。

参考文献

- 1) Kawai, S. : Visualization of airflow over wind-wave crests under moderate wind, *Boundary-Layer Met.*, Vol.21, pp.93-104, 1981.
- 2) Kawai, S. : Structure of air flow separation over wind-wave crests, *Boundary-Layer Met.*, Vol.23, pp.503-521, 1982.
- 3) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves ; Part I. On the internal vorticity structure, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.38, pp.28-42, 1982.
- 4) Okuda, K. : Internal flow structure of short wind waves ; Part II. The streamline pattern, *J. Oceanogr. Soc. Japan*, Vol.38, pp.313-322, 1982.
- 5) 瀬津家久, 中山忠暢 : 風波発生下における空気層及び水層における瞬間構造に関する研究, 水工学論文集第44巻, pp.897-902, 2000.
- 6) 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.
- 7) Benilov, A.Y., Kouznetsov, O.A. and Panin, G.N. : On the analysis of wind wave-induced disturbances in the atmospheric turbulent surface layer, *Boundary Layer Meteorol.*, Vol.6, pp.269-285, 1974.
- 8) 瀬津家久, 門田章宏, 戸田孝史 : 正弦波床上非平衡開水路流れの乱流構造に関する実験的研究, 土木学会論文集, No.558, II-38, pp.103-112, 1997.2.

(2000年4月21日受付)