

気液混相流場での砕波に伴う流速分布 に関する研究

VELOCITY DISTRIBUTIONS IN BREAKING WAVES USING A GAS-LIQUID FLOW

鷲見浩一¹・兼藤剛²・植松達也³

Hirokazu SUMI, Tsuyoshi KANEFUJI and Tatsuya UEMATSU

¹正会員 博(工) 金沢工業大学助教授 環境土木工学科(〒921-8501 石川県石川郡野々市町扇が丘7-1)

²正会員 修(工) (株)国土開発センター 技術開発研究所(〒921-0838 石川県白山市八束穂3-7)

³学生員 金沢工業大学大学院 環境土木工学科専攻 (〒921-8501 石川県石川郡野々市町扇が丘7-1)

Much research has focused on breaking waves, revealing key findings on vortices and turbulence within wave motion; however, the wave motion of breaking waves is strongly affected by the presence of an entrained gas phase. It is essential to explain the wave-breaking mechanism with reference to the fluid mechanics of the gas phase and to examine the velocity distributions in the two phases and vortex structure in the incipient motion of wave-breaking. In this research, time and space-dependent changes in the velocity field of two-phase flow of gas-liquid have been observed in a breaking wave with respect to the changes in water surface profile. The velocity distribution in the gas phase is predominantly influenced by the changes in the water level, while the gas phase forms a circulating flow field near the wave crest.

Key Words : gas-liquid two phase flow, wave breaking, velocity distribution

1. 緒言

海岸侵食の防止は、海岸背後に集中している人命や資産を防護し、自然環境と調和を図った海岸環境を創出するにあたって重要である。海浜の安定性を確保する方策の一つとして、入射波を離岸堤の強制砕波や回折効果により減衰させて、海浜流と漂砂を制御することが挙げられる。しかし、離岸堤は高い堆砂機能を有している一方で、海岸線に沿って数kmも設置されている海域もあり、沿岸漂砂の阻止により漂砂下手側の海岸が侵食¹⁾され、自然環境へ負担を与える場合もある。価値観が多様化し、災害に対する安全性の向上と自然環境に配慮した海岸整備が必要とされる社会においては、今後、自然環境に与える負荷を軽減した漂砂制御方法の開発が必要であると考えられる。

底質は、漂砂の主要因である波によって掃流漂砂やシートフロー、および浮遊漂砂の状態²⁾で輸送される。このうち、砕波による浮遊漂砂の量は、砂漣からの浮遊漂砂量と比較してはるかに多く、砕波により海底から浮遊した砂は、海浜流により移動するので、海岸侵食を支配

する重要な因子である。したがって、砕波については、これまでに多くの研究が行われ、砕波による波動エネルギーの散逸は、非回転流動場から回転運動を有する場への変換過程であり、砕波時の波内部には、波峰前面に surface roller と呼ばれる水平渦²⁾や波頂部後方に斜降渦が発生し、斜降渦の海底面への到着は底質を浮遊させると報告³⁾されている。このように、砕波時の液相での流体運動と底質の浮遊現象については、重要な知見が得られている。しかし、自然環境に与える負荷を軽減した新たな漂砂制御方法を開発するには、底質移動が最も多量となる砕波帯内での種々の自然現象の機構・構造を明らかにしなければならない。特に、砕波機構の解明は重要である。前述のように、砕波については液相での流速分布や渦構造、および乱れ特性などの研究が傾注的に行われてきた。しかし、砕波時の波内部に、気泡が混入することからも推察できるように、砕波には気相での流体運動が強く関係している。すなわち、砕波機構を本質的に解明するには、気相と液相での流体運動を同時に考慮しなければならない。気相と液相の両領域において同時に流速を計測するには、広範囲におよぶ多点同時計測が可能な

PIV/PTV流速解析装置が強力なツールとなる。したがって、PIV装置を使用して外洋上の白波砕波の気流の剥離特性を検討した研究⁴⁾や、風波発生時の水面近傍で気流と水流の運動をPTV装置により同時計測した研究⁵⁾、および画像計測により風波界面での気流・水流の相互作用を考察した研究⁶⁾など、画像計測装置を用いて気相での流体運動を検討する研究が行われている。しかし、海岸線近くで発生する砕波の気相での流速分布については、実験的研究の対象となっていない。数値的には、多相流の直接数値解析モデルにより、気相と液相での砕波時の速度場と圧力構造について検討⁷⁾がなされており、圧力分布については、実験との比較により計算結果の妥当性が検証されているが、速度場については実験値との比較による検証が行われていない。このように、海岸線近くで発生する砕波の気相での流速分布について、実験的に検討された研究は、極めて小数であると考えられる。また、波峰における水粒子の水平速度が、波速よりも大きくなり、水粒子速度と波速が等しいという限界条件を超えて砕波が発生し、激しい乱れが伴う場合に、画像計測装置を用いた気相での流速測定の有用性についても、議論の余地が残されている。

本研究は、砕波時の気相の流速分布の時空間変化を、可視化実験と数値計算の両面から考究するものである。そして、可視化実験による速度分布と多相流数値モデルによる流速分布を比較検証することで、両者の妥当性を検討する。

2. 水理実験の概要

本研究では、砕波時の気体と液体の両相における流速分布を検討するために、可視化水理実験を実施した。水理実験は、図-1に示す片面ガラス張りの2次元造波水槽(長さ18.0m, 幅0.7m, 高さ1.0m)を用いて、水深 $h=40\text{cm}$ の水路底面上にアクリル板で作成した一様海底勾配(勾配 $i=1/10$, 長さ4.8m, 幅0.7m, 高さ0.48m)を設置して行った。気相と液相を可視化するためのトレーサは、気相では超音波気流発生装置(本田電子: HM-303N)により水を霧化させた粒子(中央粒径 $d_{50}=3\mu\text{m}$)、液相では水中に投入したナイロン12($d_{50}=12\mu\text{m}$)とした。水路上方から波長532nmのレーザースリット光(カトウ光研: Green Laser Sheet 50mG)を水槽内に向けて照射し、気相と液相のトレーサ粒子を可視化させ、水路側方に設置した高速度カメラ(デジモ: VCC-H1000B)により、可視化画像を撮影した。高速度カメラの撮影速度は、250fpsであり、分解能は縦472pixel×横512pixelである。撮影間隔 $\Delta t=1/250\text{s}$ の2時刻の画像から、検査窓サイズを8pixel×8pixel、検査窓の重複度を50%として、可視化粒子の濃淡画像に相互相関法を適用するPIV装置(ディテクト: DIPPFLO-W)により、気相と液相の流速分布を求めた。算定された流速ベクトルのスムージング、補間などの処理は行っていない。高速度カメラによる撮影領域は、海底勾配上の砕波点周辺に縦24.9cm×横27.1cmの大きさで設定した。実験波は、波高 $H_1=6\text{cm}$ 、周期 $T=0.8\text{s}$ の規則

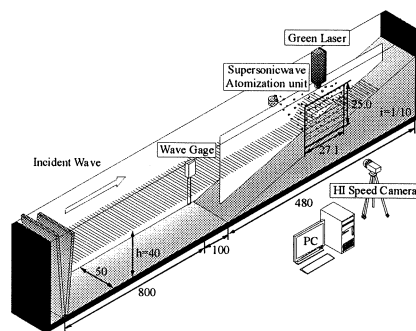


図-1 実験水槽(単位: cm)

波とした。砕波形式はSpilling砕波とPlunging砕波の中間の性質となるSpilling-Plunging(S-P)砕波である。計測対象波は、造波開始から9波目の波とした。PIVによる気相と液相の流速値は、10波の位相平均により求めた。また、砕波点周辺の水面変動を容量式水位計(KENEK: CHT6-40)により計測した。

3. 数値計算の概要

自由界面の解法としてMARS(Multi-interface Advection and Reconstruction Solver)法⁸⁾を採用した標準 $k-\epsilon$ 乱流モデルにより、砕波の数値計算を行った。MARS法は、VOF法を応用した自由界面の解法であり、VOF法のDonor-Acceptor法に基づく厳密な界面の体積保存に加えて、計算格子内の界面勾配を1次関数として近似するline-segment関数の導入により、界面形状の正確な捕獲と輸送、格子界面内での流体率の連続性が考慮可能となった多相流の直接解析手法である。したがって、格子を斜めに横切る流れでも気相と液相の界面情報を正確に保持することができ、液体内で多数の気泡が合一するような複雑な気泡の挙動も再現することができる。

岸沖方向を x 、水深方向を z とする直交座標における多相流の連続式、運動方程式、体積率輸送式をそれぞれ式(1)～(4)に示す。

$$\frac{\partial(F_1 + F_2)}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} + \frac{\partial F_2 u}{\partial x} + \frac{\partial F_2 w}{\partial z} = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x} \left([(\nu) + \nu_t] \frac{\partial u}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left([(\nu) + \nu_t] \frac{\partial u}{\partial z} \right) + \frac{\sigma \kappa n_x}{\bar{\rho}} \quad (2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -g - \frac{1}{F_1 \rho_1 + F_2 \rho_2} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x} \left([(\nu) + \nu_t] \frac{\partial w}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left([(\nu) + \nu_t] \frac{\partial w}{\partial z} \right) + \frac{\sigma \kappa n_z}{\bar{\rho}} \quad (3)$$

$$\frac{\partial F_1}{\partial t} + \frac{\partial F_1 u}{\partial x} + \frac{\partial F_1 w}{\partial z} - F_1 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0 \quad (4a)$$

$$F_1 + F_2 = 1.0 \quad (4b)$$

$$\bar{\rho} = (\rho_1 + \rho_2) / 2 \quad (5)$$

ここに、 t は時間、 F_1 と F_2 は気相と液相の流体体積率、

u, w は x, z 方向の流速, P は圧力, ρ_1 と ρ_2 は気相と液相の密度, ν は動粘性係数, σ は表面張力係数, κ は界面の曲率, n_x と n_z は x, z 方向の界面法線ベクトルである. ν_i は渦動粘性係数であり, 式(6)で与えられる.

$$\nu_i = C_k \frac{k^2}{\varepsilon} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial k}{\partial t} + u \frac{\partial k}{\partial x} + w \frac{\partial k}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (v + \nu_i) \frac{\partial k}{\partial x} \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + \nu_i) \frac{\partial k}{\partial z} \right\} + P_k - \varepsilon \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} + w \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial x} \left\{ (v + \nu_i) \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left\{ (v + \nu_i) \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} \right\} + C_{\varepsilon 1} \frac{\varepsilon}{k} P_k - C_{\varepsilon 2} \frac{\varepsilon^2}{k} \end{aligned} \quad (8)$$

$$P_k = \nu_k \left\{ 2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (9)$$

ここに, k は乱れエネルギー, ε は乱れエネルギーの逸散率である. C_k と $C_{\varepsilon 1}$, および $C_{\varepsilon 2}$ は乱流モデルの係数であり, それぞれ, 0.09, 1.44, 1.92とした. 実際の計算では, 入力波条件と計算領域を実験と同じ諸元で設定し, 砕波による気相と液相での流速分布を求めた.

4. 水面変動

MARS法による砕波点周辺での水面変動の再現性を, 水理実験の結果との比較により検証する. 水理実験より, 目視にて確認した入射波の砕波水深は $h_b=6.8\text{cm} \sim 7.0\text{cm}$ の範囲であった. 図-2(a)~(c)は, それぞれ水深が $h=8.0, 6.8, 6.6\text{cm}$ での水位の時間波形を示している. 図中の実線は計算結果, 破線は実験結果である. 本解析では, 運動方程式を2段階projection法により解いている. 第1段階では, 圧力項を除いた運動方程式により中間速度場を求める. 第2段階では, 中間速度場を用いて圧力ポアソン式から圧力値を求め, この圧力場により速度場を補正して1時刻後の流速値を算定する. そして, 1時刻後の流速値を用いて流体率 F の移流方程式を解いて, 界面輸送の計算をするという一連の流体計算を行っている. 図-2は, $F_1=F_2=0.5$ の界面情報を水表面として取扱い図示したものである. 同図より計算と実験の水位の時間波形は一致しており, 計算の妥当性が判る.

5. 砕波に伴う気相の流速分布

(1) 水理実験による気相の流速分布

砕波時の気相での流速分布について検討する. 図-3(a)~(f)にPIV装置により計測した砕波に伴う気相と液相での流速分布を示す. なお, 時刻 t は, 図示領域内の $X/L=0.05(h_b=6.8\text{cm})$ に計測対象波の波頂が到達した時刻より半周期前の時刻を基準にしている. 図中のハッチ部は液相である. また, 実験と計算の結果の妥当性については, 第5章3節で議論する. 図-3(a)は液相で戻り流れが発生しており, 計測対象波が撮影領域に到達する前の

時刻の流速分布を示している. $0.025 \leq X/L \leq 0.12$ の気相では岸向きにほぼ水平な流れが発生し, $0.12 < X/L \leq 0.21$ では水面に向かう岸側斜め下方向の流れが生じている. また, 紙面の制約のため, 図示はできないが, 波の前脚部が撮影領域の沖側端に到達した時刻の $t/T=0.350$ では, 気相において岸向きのほぼ水平方向に発生する流れの領域は, 図-3(a)と比較して $0.025 \leq X/L \leq 0.2$ にまで拡大していた. 図-3(a)より約0.3s後の時刻の流速分布を図-3(b)に示す. 波の伝播する方向に発生していた水平な流れは, $0.025 \leq X/L \leq 0.11$ において, 波前脚部から斜め上方に向う流れに変化し, その大きさは約18.6cm/sである. また, 紙面の制約上, 図示はできないが, 波の波頂が撮影領域の $X/L=0.0$ に到達した時刻の $t/T=0.430$ の流速分布は, 波の伝播に伴う液相領域の拡大により, 気相において岸側斜め上方に流れが生じる領域は, 図-3(b)と比較して, $0.025 \leq X/L \leq 0.13$ の広範囲となっていた. 図-3(c)は, 砕波直前の速度分布を示している. 前脚部から岸側斜め上方に発生する流れは, 図-3(b)の同領域の流速値と比較すると, さらに増大している. $X/L=0.25, Z/h>0.15$ においては, 上昇流が流向を沖方向に変化させている. 図-3(d)は, 波峰前面の勾配が急峻となり, 波頂の前後において波形が非対称である. さらに, 図-3(a)~(c)の水面と比較すると, 波高が最も大きくなっている. また, 後述する図-3(e)では波高が減少していることから, 同図は砕波時の流速の空間分布とすることができる. また,

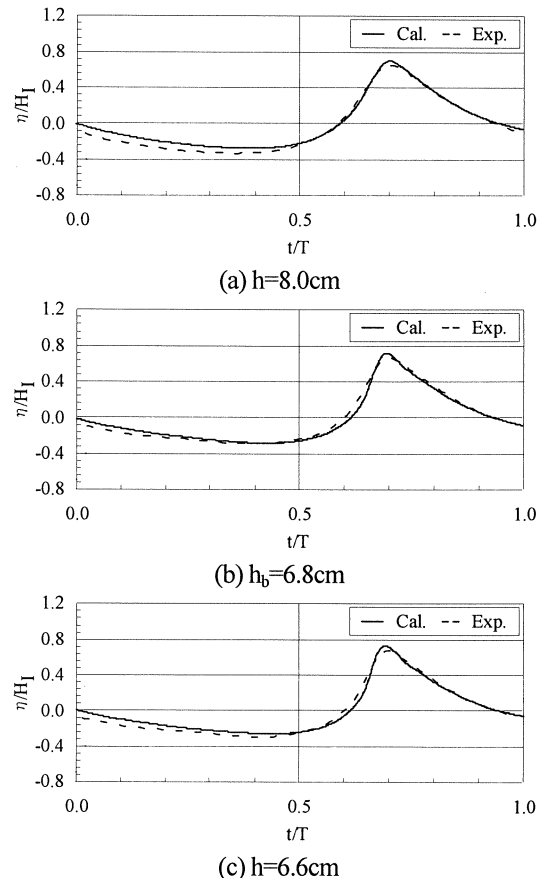


図-2 水位の時間波形

前述したように砕波水深は $h_b=6.8\text{cm}\sim 7.0\text{cm}$ であり、その岸沖方向の範囲は、 $0.05 \leq X/L \leq 0.07$ である。砕波時の気相では、波頂上部に循環流が形成される。また、波頂近傍では約 48.5cm/s の速い流れが生じている。砕波直後の図-3(e)の気相においても、図-3(d)と同様に、波頂の上部で循環する流速場が確認できる。図-3(f)は、砕波後の流速分布を示している。波頂部後方域では水位の低下により、岸側斜め下方向の流れが卓越することが判る。

以上のように、砕波に伴う気相での流速分布は、水位変動に強く支配されることが判明した。すなわち、液相で戻り流れが生じている非砕波の時刻において、気相の $0.025 \leq X/L \leq 0.12$ では、岸方向にほぼ水平な約 11cm/s の弱い流れが生じる。砕波点に波峰が接近すると、水位が波谷から上昇し、液相が岸側斜め上方向に拡大し、気体を押し上げる。したがって、気体の流速の鉛直成分 w は増加し、気相では液相の拡大と同方向に、波前脚部から岸側斜め上方向に向かう流れが卓越する。この岸側斜め上方向の流れは、砕波直前に、波頂上部近傍で流向を沖側に反転させる。砕波後、水位が低下すると、気体の流速の水平成分 u は増加し、波頂上部の沖側へ向かう流れは、流向を岸側へ変化させて、波頂部後方へ流れ込む。このような、気相における流速の一連の変化過程により、波頂上部を中心として循環する流れ場が形成される。

(2) 数値計算による気相の流速分布

実験と計算の両者の結果に基づいて、砕波帯での気相

における流速の空間的な分布傾向を検討する。図-4(a)～(f)に流速の計算結果の空間分布を示す。なお、図-4は、図-3と同時刻で表示している。実験と計算の結果の定量的な検証については、次節で議論する。図-4(a)の気相の流速分布や水面波形は、図-3(a)と概ね一致しており、 $0.025 \leq X/L \leq 0.12$ では岸向きに水平な流れが卓越し、 $0.12 < X/L \leq 0.22$ では水面に向かう岸側斜め下方向の流れが生じている。紙面の制約のため、図示できないが、波の前脚部が $X/L=0.0$ に到達した時刻の $t/T=0.350$ の計算結果は、波の伝播方向に発生する水平流が、実験結果と同様に $0.025 \leq X/L \leq 0.2$ の範囲に拡大していた。図-4(b)は、波峰前面では岸側斜め上方を向く流れが発生しており、図-3(b)と同様な流速の分布形態となっている。波頂が、 $X/L=0.0$ に到達した時刻の $t/T=0.430$ の流速分布の計算結果も図示できないが、気相の流速の空間分布は、実験結果と同様に $0.025 \leq X/L \leq 0.13$ において波前脚部から斜め上方に流れが発生していた。砕波直前の図-4(c)と図-3(c)では、流速の空間的な分布傾向は一致しているが、計算による流速値は実験値を上回っている。砕波時の図-4(f)においては、実験では波頂上部に循環流が形成されていたが、同図では循環流を確認することができない。また、この領域における実験と計算の流速値にも差異がある。しかし、 $X/L > 0.2$ の岸側において、波の進行方向に生じる水平流の空間的な分布傾向は、実験と計算で一致している。図-4(e)と図-3(e)比較すると、波峰前面の

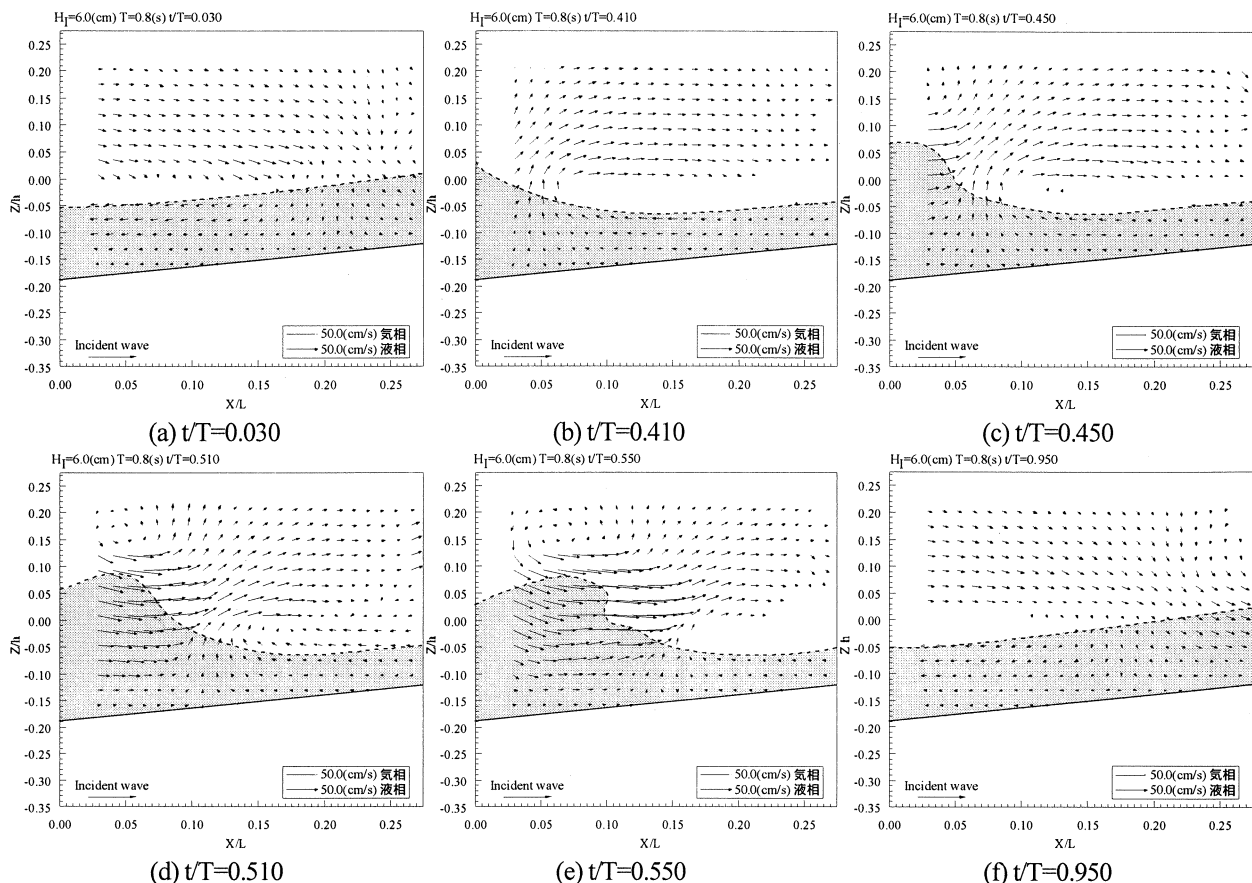


図-3 砕波に伴う気液2相流の流速分布の実験結果

流速分布や波頂上部の循環流の中心位置など、空間的な流速の分布傾向が異なり、実験による流速値は、計算値を下回っていることが判る。図-4(f)では、実験と計算の両者の結果が一致する流域が、 $t/T=0.890$ の時刻よりも広範囲となり、 $0.025 \leq X/L \leq 0.21$ において流速の分布傾向が一致している。このように、実験と計算の結果に基づいて、気相の流速の空間的な分布傾向を検討した。非碎波時においては、実験と計算の気相の流速の分布傾向は、ほぼ一致した。しかし、碎波時と碎波直後では、両者の流速の分布傾向は異なった。これは、碎波時のように、流体の運動速度が増大し、波峰前面の水表面付近に大規模な渦が生成されて、気相と液相の混合が促進され、波面が崩壊して激しい乱れを伴う場合には、気相の流速を画像計測装置により定量的に評価することは、困難であることを意味している。そこで、次節では碎波点近傍の気相における実験と計算の流速変動について定量的に検討し、気相における流速評価の問題点と改善点について言及する。

(3) 碎波点近傍の気相の流速変動

図-5は前節において、気相での実験と計算の流速の分布傾向が異なった碎波点とその近傍での流速変動を図示したものである。図-5(a)~(c)は碎波点の $h_b=6.8\text{cm}$ 、図-5(e)~(f)は碎波点近傍の $h=6.6\text{cm}$ における流速変動を、それぞれ $Z/h=0.15, 0.18, 0.21$ の鉛直方向に異なる地点に

おいて示している。なお、図中の実線と破線は、実験による流速の水平成分 u と鉛直成分 w である。また、白抜き丸と三角は、計算による u と w である。 u は岸方向の流れを、 w は上方向の流れを正としている。時刻 t は、図-3、4と同時刻である。波前脚部が撮影領域に到達するまでの時刻である $t/T \leq 0.04$ においては、水表面に比較的近い $Z/h=0.15$ の図-5(a), (d)の u と w の実験と計算の結果には差異があるが、水表面から比較的高い $Z/h=0.21$ の図-5(c), (f)では u と w の実験と計算の結果は、ほぼ一致している。このように碎波点とその岸側近傍での u, w は、気相と液相の界面から離れるほど一致する傾向にある。また、時刻 $t/T \leq 0.04$ においては、 u よりも w のほうが、実験と計算の両者が一致している。入射波が碎波点に接近する $t/T > 0.04$ の時刻では、実験と計算の結果が明らか異なる。図-5(a)~(c)の時刻 $t/T=0.06$ において、 u の実験と計算の位相はほぼ一致しているが、流速値の差異は、それぞれ約25, 12, 14cm/sも存在している。このように流速の変化が比較的小さく、界面から離れるほど実験と計算の結果は一致するが、流速が急激に変化する $t/T > 0.04$ では、実験と計算の結果は一致しない。これは、今回の実験において、流速を測定するにあたって用いた2枚の可視化画像の撮影時間間隔に起因すると考えられる。PIVでは、2時刻間における流体の移動量を設定された検査窓の1/4程度に設定すると、最も精度が高くなる⁹⁾と報告されている。本研究の検査窓サイズの1/4は1.058mmであり、

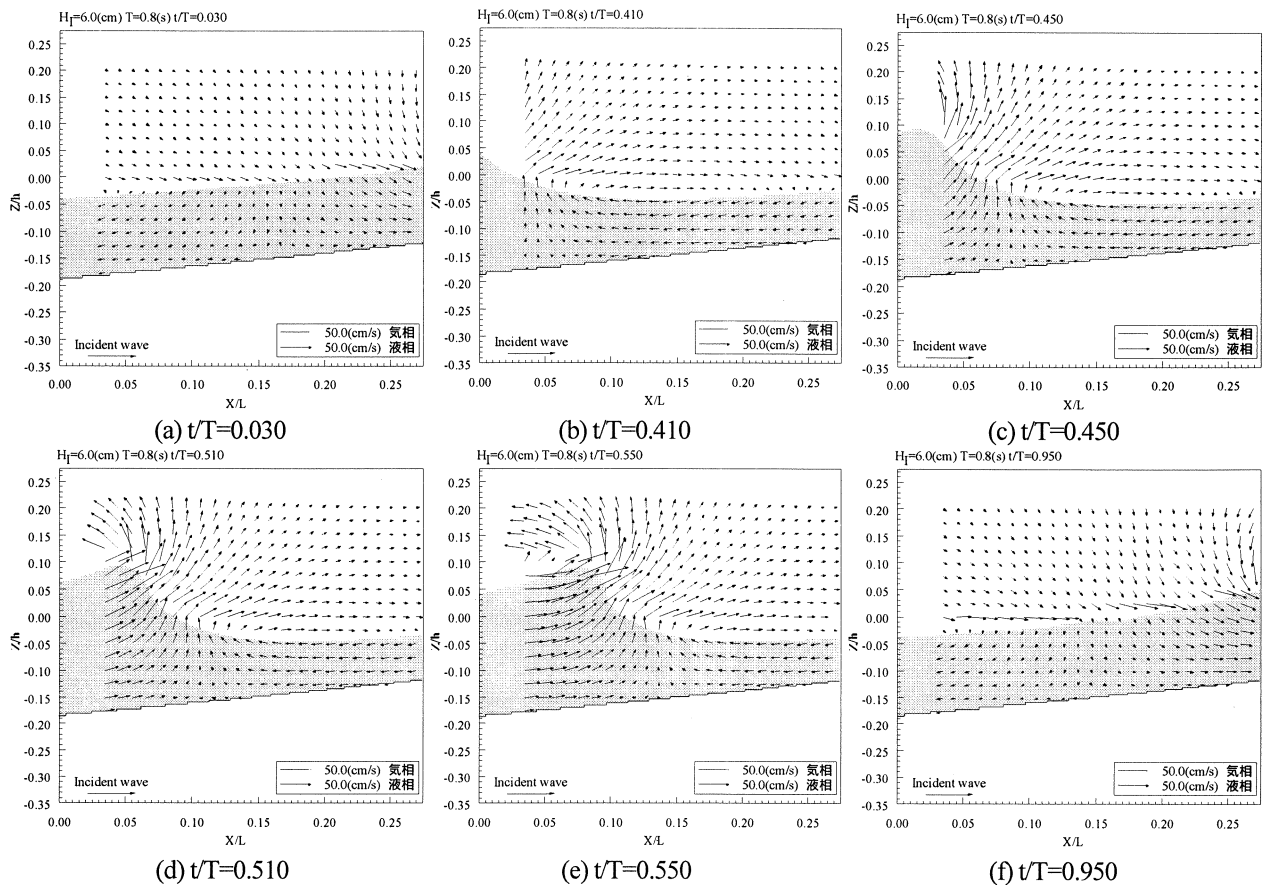


図-4 碎波に伴う気液2相流の流速分布の計算結果

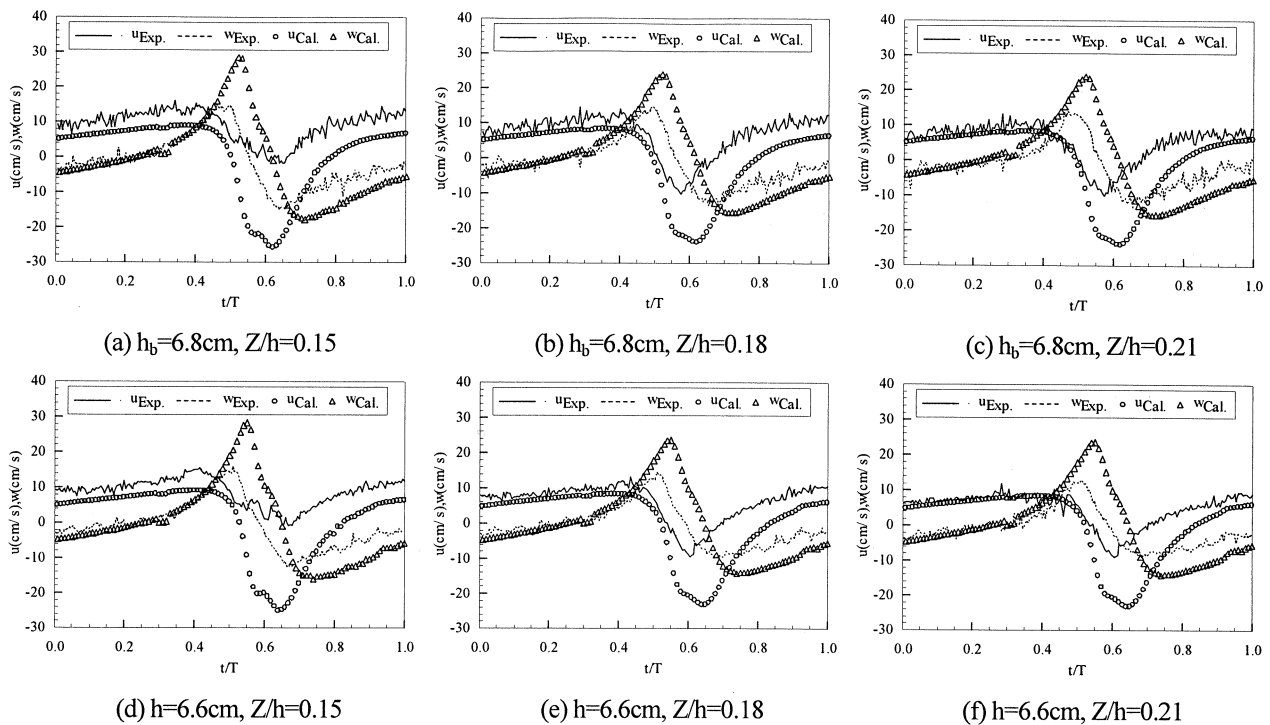


図-5 砕波点での気相の流速変動

数値計算による気相の波頂部近傍での最大流速が約 60cm/sであったことを考慮して、60cm/sを1.058mmで除すと567.1Hzとなる。すなわち、1秒間に約570フレームを必要とすることが判る。したがって、今回の実験では、 $t/T \leq 0.04$ においては、250fpsの撮影速度で砕波現象を追従できた。しかし、 $t/T > 0.04$ では、250fpsの撮影速度では砕波による気相の流れを評価することは、困難であった。また、検査窓サイズを大きくすることも改良点の一つであると考えられる。また、本計算は第3章と第4章に示したように、 F と u , w を連立させて解いている。水表面の計算結果は実験値と一致しているので、流速の計算結果の再現性は高いと考えられる。しかし、MARS法は基礎方程式からも明らかなように、多相流を一つ運動方程式で解いているので、気体の圧縮性が考慮できない。また、気液界面での大きな密度差と圧力差が、流体を局部的に加速させる場合も考えられる。今後、これらについても検討を加えなければならない。

6. 結語

本研究では、砕波に伴う気液2相流の流速場を検討するために、可視化実験と多相流数値モデルによる数値計算を実施した。その結果、非砕波時では実験と計算による流速の分布傾向は、ほぼ一致した。しかし、流速変動が激しくなる砕波時では、実験と計算による流速値は、一致しなかった。この原因として、高速度カメラによる撮影速度や設定した検査窓サイズ、および多相流数値モデルによる気相域の圧縮性が考慮できない点などが考えられる。今後、高精度な実験と数値計算を実施して、砕

波に伴う気相の速度場をより詳細に究明する予定である。

参考文献

- 1) 宇多高明：現場のための海岸Q&A選集，(社)全国海岸児湯会，236p, 1994
- 2) 灘岡和夫，小野谷喜二，日野幹雄：二成分光ファイバー流速計を用いた砕波帯内流速場の特性の解明，土木学会，第32回海岸工学講演会論文集，pp.50-54, 1985.
- 3) 灘岡和夫，上野成三，五十嵐竜三：砕波帯内の三次元的な大規模渦と浮遊砂の現地観測，土木学会，第32回海岸工学講演会論文集，pp.21-25 1987.
- 4) 水谷夏樹，佐藤祐司，橋本典明：PIV計測による白波砕波上の気流剥離特性，土木学会，海岸工学論文集，第49巻，pp.61-65, 2002.
- 5) 竹原幸生，真木政弘，辻本剛三，江藤剛治，高野保英：風波発生時における水面近傍の気流・水流のPTV計測，土木学会，海岸工学論文集，第49巻，pp.66-70, 2002.
- 6) 竹原幸生，大塚直，江藤剛治，高野保英，辻本剛三，水谷夏樹：画像計測による風波界面での気流・水流の相互作用に関する実験的研究，土木学会，海岸工学論文集，第50巻，pp.96-100, 2003.
- 7) 鷺見浩一，兼藤剛，植松達也：気液混相流場での砕波に伴う速度場と圧力場の時空間変動に関する研究，土木学会，海岸工学論文集，第52巻，pp.86-90, 2005.
- 8) 功刀資彰：自由界面を含む多層流の直接数値解析法，日本機械学会論文集B編，第63巻，609号，pp.1576-1584, 1997.
- 9) 水谷夏樹，鈴木武：波動場計測における可視化技術について，国土技術政策総合研究所資料，No.259, 12p, 2005.