

三次元碎波混入気泡流と気泡群による碎波乱流強化について

大塚淳一¹・渡部靖憲²

碎波に伴う大量の混入気泡は水位変動に伴う強い水平圧力勾配と大規模渦内の圧力勾配に敏感に応答し、流体の運動軌道に追従しない極めて複雑な三次元的挙動を示す。気液間に生じる相対速度は気泡軌道スケールの新たな乱れを生成し碎波帯の乱流特性に大きな影響を与えるが、気液両相の速度を計測することは困難でありその定量化には至っていない。著者らは光学的波長選択による気泡・流体同時画像計測手法を適用することにより碎波乱流場の気泡と水粒子を分離して撮影可能とし PIV による速度計測を経て、気液両相の乱流統計量およびそれらの相互作用の水深・岸沖方向変化について特徴化と定量化を行った。

1. はじめに

碎波に伴う大量の混入気泡は局所的な気液相互作用を経由して碎波のエネルギー散逸に大きく寄与し (Lamarre ら 1991), 碎波乱流統計および水面形遷移を適切に見積もるために不可欠な要素である。混入気泡は碎波後特徴的に生成される三次元的大規模渦内の圧力勾配により渦内に捕捉され、ローラー渦および斜降渦内でスパイラル運動を長時間継続するため (Nadaoka ら 1989), 気泡運動が流体の乱流特性に大きな影響を与えているものと考えられる。一方、定常流では気泡のサイズと局所流体運動スケールの比のみに依存して乱れの強化・減衰を見積もることができるのに対して、気泡は水と比べ圧力勾配に敏感に応答し (理論上 3 倍の加速度を持つ), 碎波下の強い圧力勾配の中で流体を鉛直方向だけではなく波向き方向にも駆動する。気泡はこのような複雑な運動過程において気泡軌道の変動スケールの乱流を顕著に生成するため、碎波の乱流発達をモデル化するためには不可欠である。しかし、碎波混相乱流場における気液両相の速度計測が困難であるため現在そのほとんどが未解明である。

本研究では、レーザー光による蛍光中立粒子の励起光波長と気泡界面からのレーザー反射光の波長が異なることを利用した、光学的波長選択による気泡・流体同時画像計測を碎波混相乱流場に適用し、三次元渦に捕捉された気泡流の時空間特性、気液両相の乱流統計量およびそれらの相互作用の水深方向ならびに岸沖方向変化について特徴化および定量化しようとするものである。

2. 実験方法

(1) 流体-混入気泡同時画像計測

実験は延長 800 cm, 幅 25 cm, 高さ 60 cm の可変勾

配型二次元造波水槽で行われた (図-1 参照)。本実験水槽は全面が透明アクリルで製作されており、上面、側面および底面側から可視化計測を行うことができる。

計測は表-1 に示す実験条件の下、碎波ジェット着水直後 ($x=40$ cm), 遷移領域 ($x=70$ cm), ボア領域 ($x=150$ cm) の 3 領域で行われた。ここで、碎波点の静水位を原点として波向き方向に x 軸, 鉛直方向に z 軸, 側壁の一端を原点として y 軸を定義している (図-1 参照)。蛍光中立粒子を水槽内に散布し、アルゴンレーザーシート (厚さ約 6 mm) を計測領域の水平断面および縦断面に対して照射し、各断面を高速ビデオカメラ (解像度 $1\text{K} \times 1\text{K}$ 画素) で撮影し、準三次元的な流体および混入気泡運動を計測する。レーザーシート内は蛍光の励起光 (波長約 650 nm 以上) と気泡界面から反射されるレーザー光 (波長約 515.5 nm 以下) がそれぞれ異なる波長帯で存在するため、2 台の高速デジタルビデオカメラ (frame rate 1/250 s) のレンズ前面に、各波長帯のみ透過可能な光学フィルタを設置することにより、同一平面内に存在する気泡と水粒子を完全に分離して撮影することを可能とした。なお、2 台のカメラは造波装置前面に設置された容量式波高計の増幅電圧から与えられるトリガー信号により同時に起動し、同時刻の画像情報が取得される。また、計測領域の中心に容量式

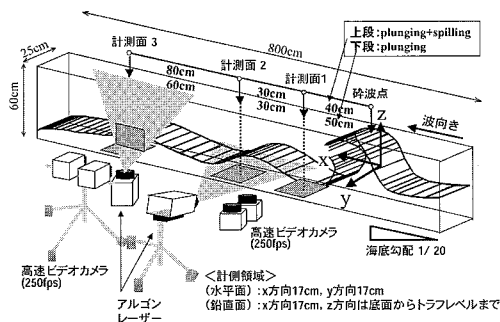


図-1 実験装置

1 学生会員 修(工) 北海道大学大学院工学研究科
2 正 会 員 博(工) 北海道大学大学院助手工学研究科

表-1 実験条件

	砕波波高 (cm)	砕波水深 (cm)	周期 (s)	砕波形態
CASE1	13.6	17.5	1.4	崩れ巻き波
CASE2	11.7	12.1	2.5	巻き波

波高計が設置され、カメラに与えられるトリガー信号により起動し、撮影時刻と同時刻の水位変動が記録される。

(2) 画像処理方法

2台のカメラで同一計測面を撮影するため、両カメラの光行差から、取得される画像内の計測面座標系と実座標系に歪みが生じる。この歪みを補正するため、予め、正方格子点が記されたキャリブレーションボードを2台のカメラで撮影することにより較正值を取得し線形投影法により画像内の計測面座標系を実座標系へ変換する。取得された画像は不均一な背景や気泡からの散乱光を含むため、ガウシアンフィルタおよびトップハットフィルタを適用しノイズを処理した。

気泡および水粒子の速度は相互相関法による Particle Image Velocimetry (PIV) により測定された。計測は高速度ビデオカメラにより 1/250 fps で行われており結果の信頼性をより高めるため、前後二枚の画像から測定された速度のうち最大相関値を示す速度を採用した。また、欠損データの補間はその位置を中心とする周囲 25 個の速度データのメディアン値を採用した。なお、可視化情報学会 PIV 標準化・実用化研究会によって公開されている VSJ-PIV 標準画像により本 PIV の相対標準偏差は 4.77 %、相関は約 0.97 であることが確認されている。

(3) 流体中の気泡の運動

低レイノルズ数での微小球形粒子の運動は以下の Basset-Boussinesq-Oseen (BBO) 式に従うことは良く知られている。

$$\frac{\pi}{6} d^3 \rho_f \frac{dv_p}{dt} = 3\pi \mu d (v_f - v_p) + 6\pi d^3 P_f \frac{dv_f}{dt} + \frac{\pi}{12} d^3 \rho_f \left(\frac{dv_f}{dt} - \frac{dv_p}{dt} \right) \dots \dots \dots (1)$$

ここで、添え字の p, f は粒子、流体を示し、 d : 球形粒子の直径、 ρ : 密度、 v : 速度、 μ : 粘性係数を示す。なお、(1)式は BBO 式のバセット項を無視している。また、(1)式の右辺第一項は抗力項、第二項は圧力勾配項、第三項は付加質量項を示す。(1)式を整理すると次式が得られる。

$$\frac{dv_p}{dt} = a(v_f - v_p) + b \frac{dv_f}{dt} \dots \dots \dots (2)$$

ここで、 $a = \frac{36\mu}{(2\rho_p + \rho_f)d^2}$ 、 $b = \frac{3\rho_f}{2\rho_p + \rho_f}$ である。粒子を気泡と考えると $\rho_p \ll \rho_f$ より $b \approx 3$ となり流体の圧力勾配に対して流体の 3 倍加速度で応答することを表す。つまり、砕波に伴う大量の混入気泡は、(2)式右辺第 1 項の

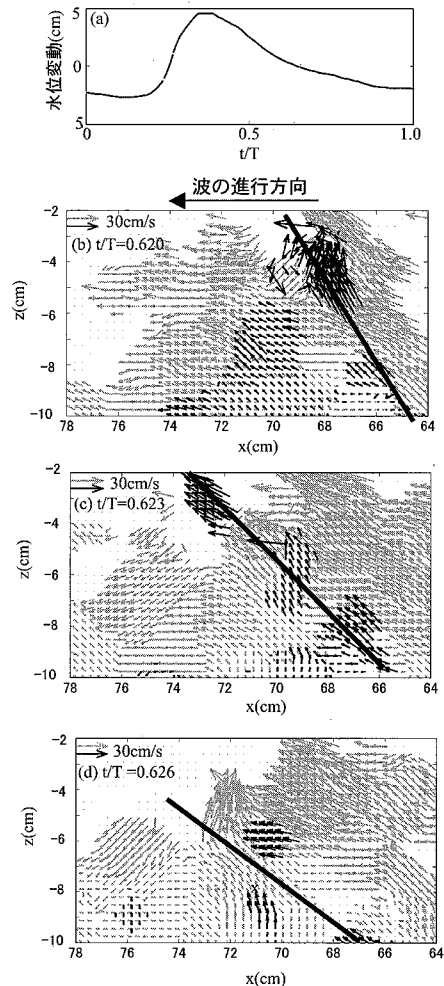


図-2 水位変動と縦断面 (x-z 平面) 上の気泡と水粒子の速度ベクトル (CASE1, x=70cm, 黒; 気泡, 灰色; 水粒子)

抗力により駆動されるだけでなく、波動性非回転流れによる水平圧力勾配および大規模渦内の局所圧力勾配に敏感に応答し輸送される。本研究では、この抗力と圧力勾配に着目し、砕波帯流れの気泡運動と、気泡による乱れ生成を議論していく。

3. 結 果

(1) 大規模渦と混入気泡

図-2 は x=70 cm (遷移領域) における縦断面 (x-z 平面) 上の気泡と水粒子の速度ベクトルを表している。連続する 3 枚のベクトル図は斜め下方向に軸を持つ気泡群が時間と共にその傾きを徐々に変えながら進行する様子を表している。この領域には斜降渦に捕捉された気泡群が存在していたことを画像から確認しており、斜降渦に捕捉された気泡群の速度が水粒子の速度と共に計測され

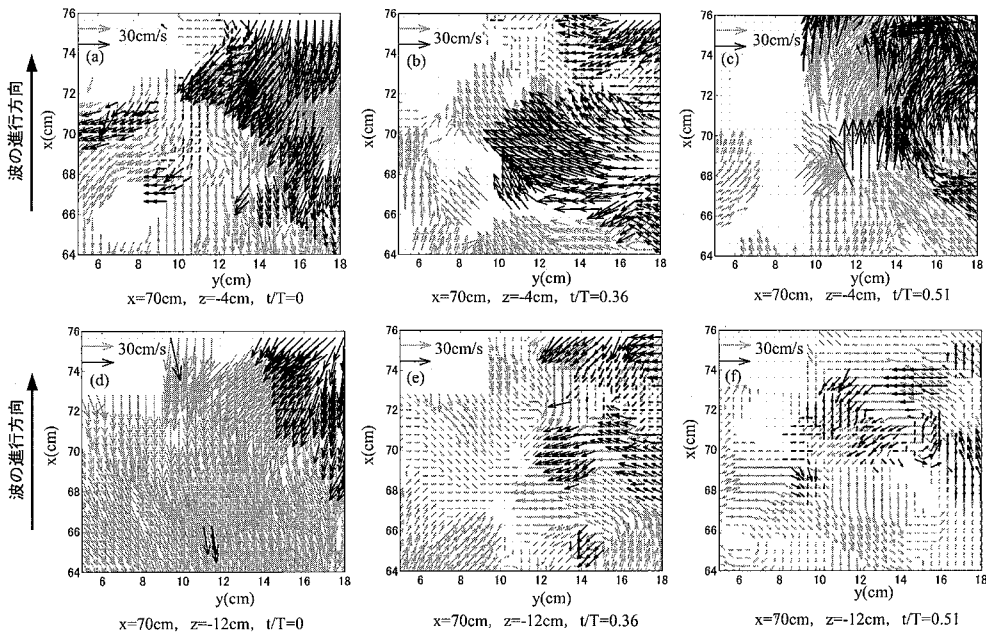


図-3 水平断面 (x - y 平面) 上の気泡と水粒子の速度ベクトル (CASE1, $x=70$ cm, 黒; 気泡, 灰色; 水粒子)

ているのがわかる。このように本計測手法は渦内の三次元的挙動を示す気泡、水粒子に対して両者の速度を明確に分離して計測することが可能であり、碎波混相乱流場に対して十分適用可能な計測手法といえる。

一般的な2流体モデルをレイノルズ分解した場合、乱れエネルギーの生成項に気液相対速度をパラメータとする気液相互作用項が加わることからもわかる様に、相対速度は流体の平均速度に抗力として影響を与えるだけではなく、新たな乱れを生成する。図-3は $x=70$ cm (遷移領域)、 $z=-4$ cm (トラフレベル直下)、 $z=-12$ cm (底面近傍)における水平断面 (x - y 平面) 上の3つの異なる位相での気液両相の瞬時速度を表している。なお、各位相は図-2の水位変動において、波峰通過前 ($t/T=0$)、波峰通過時 ($t/T=0.36$)、波峰通過後 ($t/T=0.51$) に対応する。波峰通過前のトラフレベル直下 (図-3(a)) および底面近傍 (図-3(d)) では先行波で生成された気泡が比較的大きな流速をもつ戻り流れによって輸送される様子が示されている。気液間の相対速度および運動軌道の逸脱は小さく、この位相において気泡は流体運動に対してパッシブな挙動となる特徴をもつ。波峰通過時および波峰通過後のトラフレベル直下 (図-3(b), 図-3(c)) では新たな気泡群が生成され気泡は回転性を有する流体よりも速い速度で輸送されている。しかしその経路は必ずしも水粒子に追従しておらず、碎波による水平圧力勾配および碎波ジェット着水時に生成された渦の局所圧力勾配が気泡を顕著に加速していると考えられる。気泡の卓越した加速度は気泡・流体間の相

対速度を大きくし、気泡の抗力の増大に伴い流体を加速させるだけでなく相対速度から新たな局所乱れを流体内に誘発する(これについては後に議論する)。また、波峰通過時および波峰通過後の底面近傍 (図-3(e), 図-3(f)) において、気泡は比較的流体に追従し、速度レンジも流体のそれと比べて大きく変わらない。一般に、気泡混入後、比較的大径の気泡はその大きな浮力により流体外へ抜ける可能性が高い一方、小径の気泡には浮力や圧力勾配より抗力の方が相対的に大きくなるため (式(2)参照)、流体に容易に移流され底面近傍にまで到達し得る。また、小径気泡は相対的に小さなストークス数となるので、流体に追従しやすくパッシブな傾向を示す。この様に気泡が顕著に混入する位相においても、深さに応じて気泡運動の特徴は大きく異なることがわかる。

(2) 流体—気泡同時空間統計量

ここでは、計測領域内の流体・気泡の空間平均流速 ($\bar{u}$) およびそれらの瞬時速度 u からの逸脱を乱れ ($u' = u - \bar{u}$) と定義し、同一時刻の両統計量の変化を議論する。図-4は、(1)で明らかとなった流体と気泡が異なる挙動を示す (即ち、気泡がアクティブな運動となる) 水面に近い領域 ($z=-4, -6$ cm) における流体と気泡のそれぞれ岸沖 (x 軸方向) および波峰 (y 軸) 方向平均流速および流体の加速度 (あるいは圧力勾配、式(2)参照) を表している。なお、この時の波浪の位相は図-6で表す水位変動の時系列で確認することができる。トラフレベル直下 (図-4(a)) では、流体の最大流速発生後、気泡はさらに加速され最大流速の約2倍近い速度にまで発達している

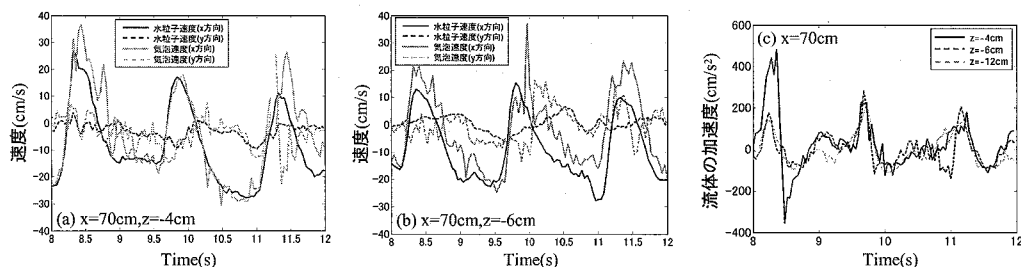


図-4 x 方向および y 方向における気泡と水粒子の空間平均速度と x 方向における流体の加速度の時系列 (CASE1, $x=70\text{cm}$)

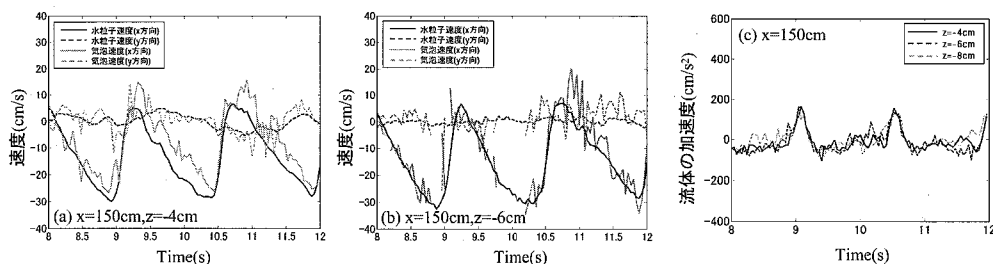


図-5 x 方向および y 方向における気泡と水粒子の空間平均速度と x 方向における流体の加速度の時系列 (CASE1, $x=150\text{cm}$)

のがわかる。最大流速ピークは新たな気泡が顕著に混入される位相であり(図-3(b)に対応する), この位相での強い流体の加速度(あるいは砕波による強い水平圧力勾配)に混入気泡が敏感に反応し(式(2)参照)流体より速い速度で移動する。流体の加速度が十分弱くなると気泡速度も低下するが, 砕波背後で形成される大規模渦内の局所圧力勾配に影響を受けるため(図-3(c)参照), 岸沖および波峰方向平均流速共に振動を繰り返す。同様な傾向は $z=-6\text{cm}$ の位置においても確認することができ, 砕波下の強い圧力勾配と生成される大規模渦により混入気泡が動的にその運動を変化させていることがわかる。

図-5 は $x=150\text{cm}$ (ボア領域)における同様な気液平均流速変化および流体の加速度を表したものである。流速ピーク後にさらに発達する岸沖方向気泡速度やその後の速度振動の傾向は $x=70\text{cm}$ (遷移領域)と同様であるが, 流速との相対的な速度差や振動振幅は小さい。これは, この領域では, 砕波の水平圧力勾配が小さく(図-5(c)参照), また気泡が影響を受ける渦の規模や強度が遷移領域と比較すると小さいことに起因すると考えられる。

(1)で議論したように, 砕波および生成渦に起因する局所圧力勾配により生じた顕著な気液相対速度は, 新たな乱れを誘発し, 砕波帯流れの拡散およびエネルギー減衰に影響を与える可能性がある。次にこの気泡が誘発する乱れについて議論を行う。

図-7 は, 空間平均をベースとした流体の乱れエネルギー ($k=1/2(\overline{u'^2}+\overline{v'^2})$) の時系列の空間変化を表したものである。着水点背後(図-7(a))では砕波の襲来と

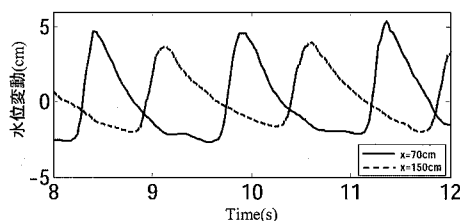


図-6 水位変動の時系列 (CASE1, 実線; $x=70\text{cm}$, 点線; $x=150\text{cm}$)

共に乱れエネルギーが増加する周期性があるが, 遷移領域(図-7(b))では砕波フロント通過時だけではなく, その背後でも乱れエネルギーが増加する複数のピークが存在する。ボア領域(図-7(c))では, さらにこの傾向が強まり, ボアフロント通過時のピーク発生後, 次の砕波の到来まで定常的に高い乱れエネルギーが継続する。

図-8 は, 気泡誘発乱れのパラメータとなる気液相対速度の強度 ($k_b=(u_R^2+v_R^2)$) の時系列の空間変化を表している。ここで, u_R と v_R はそれぞれ岸沖, 波峰方向の相対流速である。着水点背後(図-8(a))では, 混入気泡量自体が非常に少なく流体の乱れエネルギーや波浪の位相とは無関係な時間変動となるが(偶然計測領域に移流された程度しか気泡は検出されなかった), 遷移領域(図-8(b))では砕波フロント背後の大規模渦に影響を受けて加速する位相(図-4参照)で, 非常に強い相対速度が発生し, その近傍の位相で流体の乱れエネルギーも変動する傾向がある。ボア領域(図-8(c))では, 相対的に弱い相対速度が定常的に発生している。これら気液相対速度強度と流体の乱れエネルギーの関係は気泡

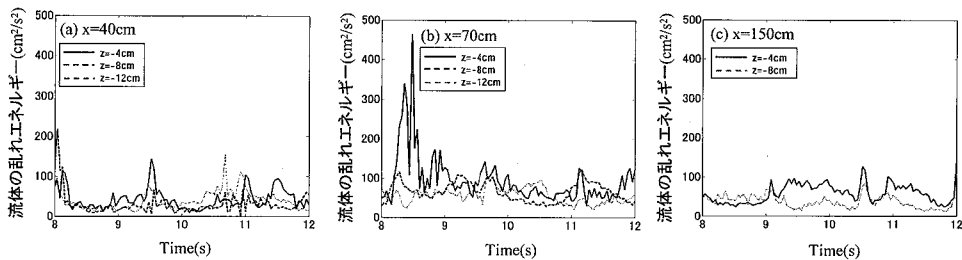


図-7 水粒子の乱れエネルギーの時系列 (CASE1)

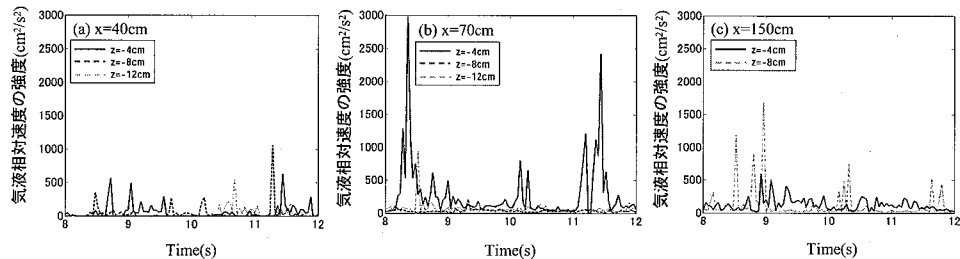


図-8 相対速度による乱れエネルギーの時系列 (CASE1)

混入の乱れへの寄与を表している可能性があるが定量的に見積ることはできない。碎波によって直接生成された乱れと比較してどの程度気泡誘発乱れが影響するのか、次に議論を行う。

一様径で構成される微小気泡群を仮定し、気泡の運動が誘発する乱れエネルギー (k_f) は以下の関係で理論的に見積もられる。

$$k_f = \alpha C_M k_b \dots\dots\dots (3)$$

ここで、 α はボイド率、 C_M は付加質量係数である。なお、本実験ではボイド率の測定は行っていないため、 α を設定できないが、 k_f のおおよそのオーダーを見積もるため、Sungwon & Cox (2003) を参考に時間平均ボイド率を 0.1 で一様にエアレートされた状態を仮定し概算を行った。

図-9 は、単位体積あたり時間平均の k_f と k の比の鉛直分布を表したものである。着水点近傍 ($x=40$ cm) では気泡誘発乱れの影響はほとんどなく、遷移領域 ($x=70$ cm) およびボア領域 ($x=150$ cm) において約 0.5 % 程度、トラフレベル直下において 2 % 程度の寄与があると推算できる。前述のように気泡捕捉域において気泡運動の影響が顕著となると考えられるが、その領域は限定されるため碎波による流体の乱れ全体に対する直接的な影響は相対的に少ない。

4. 結 論

本研究で適用した光学的波長選択による気泡・流体同時画像計測手法は碎波に伴う三次元的大規模渦内の気泡と水粒子を明確に分離して撮影することを可能にした。

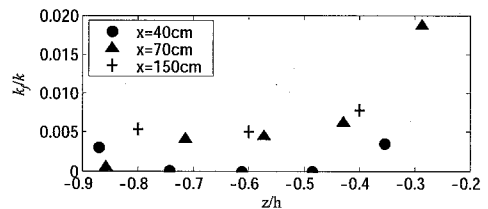


図-9 気泡の運動が誘発する流体の乱れエネルギーと単位体積当たりの碎波によって生成された乱れエネルギーとの比 (CASE1)

碎波時に生成された大量の混入気泡は碎波後の水位変動に起因する強い水平圧力勾配と碎波に伴う三次元大規模渦内の圧力勾配に敏感に応答し、水粒子の運動軌道に追従しない経路で輸送される。このとき発生する水粒子より卓越した気泡速度は流体側に新たな乱れを誘発するが、気泡の混入領域は相対的に小さいため、碎波によって生成された単位体積当たりの乱れエネルギーと比較すると気泡の運動が誘発する乱れは最大値を示す遷移領域 ($x=70$ cm) においても数%程度と推算される。

参 考 文 献

- Cox, D.T., and S. Shin (2003): Laboratory Measurement of Void Fraction and Turbulence in the Bore Region of Surf Zone Waves, J. Engineering Mech., ASCE, October, 2003, pp. 1197-1205.
- Lamarre, E., and W.K. Melville (1991): Air entrainment and dissipation in breaking waves, Nature, Vol. 351, pp. 469-472.
- Nadaoka, K., M. Hino, and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech., Vol. 204, pp. 359-387.