

相関法による砕波気泡混入領域の 流動解析

FLOW FIELD ANALYSIS ON AIR-ENTRAINED REGION OF BREAKING WAVES BY CORRELATION METHOD

真野 明*・神尾成也**

By Akira MANO and Shigeya KAMIO

A correlation method has developed to obtain the instantaneous velocity fields in wave breakers and its spatial derivatives by utilizing the entrained air as tracer. The errors of the method are evaluated and reduced by data processing. The method has applied to the spilling and plunging breakers of the solitary waves. The 3 dimensional behaviors of the flow and vortex are analyzed and discussed through the distributions of the velocity, vorticity, strain rate and two-dimensional divergence of velocity taken from the side and the bottom of the breakers.

Keywords : correlation method, wave breaking, vortex

1. はじめに

本研究は砕波後の流動場、特に大規模な渦運動の空間的な特性を水理実験の測定から明らかにしようとするものである。従来砕波後の流動については、可視化によって種々の形態の渦が存在することが示されてきたが^{(1)~(3)}、それらの定量的な測定には周期波の点計測をもとに位相平均した量が使われている⁽⁴⁾。これによって平均的な渦の位置などの情報は得られるが、波の周期と異なった時間スケールの運動はすべて除かれてしまう。

一方、近年可視化画像の輝度分布の相関を計算することにより、流速の瞬間的な空間分布を得る方法（以下相関法とよぶ）が種々の流動現象に適用されその有用性が注目を集めてきている。この方法を上記の砕波後の流動場に適用すれば、定量的な分布から渦等の空間的な構造をより詳しく解明できると予想され、本研究はこれの適用性を検討するところから始めた。

従来、主に相関法が適用^{(5),(6)}されている流動場は、流速が十数 cm/s 以下の低流速の現象であり、高速現象では

可視化のためのトレーサーの選択とこれを密に配置することが困難になる。西村・武若 (1988)⁽⁷⁾は砕波点近傍の流動を相関法を用いて解析しているが、比重調整したポリスチレンビーズが使われている。著者らが興味の対象とする大規模渦領域では連行される気泡のためにトレーサーを入れても気泡に隠れてしまう。そこで本研究では発想を変え、点計測においても邪魔な存在であったこの気泡を積極的にトレーサーとして活用することにした。

相関法で得られる空間分布の分解能は、同じ労力に対して点計測から得られるものよりはるかに高く、これによって細かい構造の考察ができるが、誤差が入り込みやすい方法でもあるので、誤差の大きさの評価やそれを小さくする処理が重要であり、本論文ではこのことに重点をおいた。

また、最初に引用した可視化の研究で渦の三次元性が指摘されているが、これまで行われた測定は主に波の進行方向と鉛直方向の二次元平面に限られている。本研究ではスパン方向の分布も含めて測定するために、新たに側面および底面がガラス張りの造波水槽を作成し、水槽幅も三次元渦運動が現われるよう広くって実験を行った。

* 正会員 工博 東北大学講師 工学部
(〒980 仙台市青葉区荒巻字青葉)

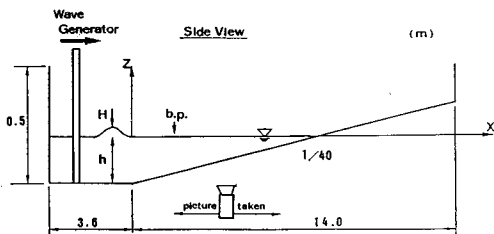
** 正会員 工修 東京電力㈱
(〒299-12 富津市新富25)

2. 実験方法

本実験で用いた水槽を図一に示す。幅0.8m、長さ17.6m、高さ0.5mで、片側に1/40の一樣勾配斜面を有する水槽である。水槽の底面および側面片側が強化ガラスになっており、2方向から可視化できるようになっている。水槽の一端にはパソコンにより制御されたACサーボモーターが駆動する造波板が取り付けられて任意の波形を造波できる。

入射波の波形は孤立波とし、Laitoneの第2近似解⁸⁾からRunge-Kutta法により造波板の位置と時刻の関係を求め、パソコンに取り付けたD/A変換ボードを介してモーターを制御した。実験ケースは表一に示すように、波高と水深を変えた2ケースであり、CASE1はPLUNGING型碎波、CASE2はSPILLING型碎波に対応している。ここで、 h_0 と H_0 は斜面のり先での水深と波高である。 x_b は碎波点で気泡が混入し始める位置で定義した。また h_b と H_b は碎波水深と碎波波高である。ここで座標系は右手系であり、斜面のり先位置の水槽中央静水位を原点とし、岸側に x 軸、スパン方向に y 軸、鉛直上方に z 軸をとった。

測定は水槽の側方または下方に設置した散乱型ストロボスコープとメソドラックスカメラを用いて行った。ここで、下方からの撮影は $y > 0$ の片側半分で行った。 $x = 2\text{m}$ の地点に水面タッチセンサーを取り付け、波がセンサーに触れた瞬間を時刻 $t = 0\text{s}$ とした。センサーの信号を遅延装置を通して、所定の時間遅らせた後、ストロボを周期 Δt で発光させ、 Δt 間隔の写真撮影を行った。 Δt は後で述べる相関法の精度を上げるために短い方がよく、ここでは 2ms とした。1回の実験で撮影できるのが



図一 実験装置

表一 実験ケース

CASE	BREAKER TYPE	h_0 (cm)	H_0 (cm)	x_b (cm)	h_b (cm)	H_b (cm)
1	PLUNGING	20.0	9.0	410	9.0	10.8
2	SPILLING	15.0	8.7	245	10.0	12.2

40msであるので、 x 方向に装置を移動させ、遅延装置でタイミングを計って繰り返し実験した。

撮影したフィルムは東北大学大型計算機センターのドラムスキャナーで 1024×1024 画素、256階調の画像データに変換し、NEC ACOS 2000を使って計算した。

1画素の実寸 d は側方、下方から撮影したものがそれぞれ 0.26mm 、 0.42mm であった。

3. 相関法と誤差の検討

時刻 $t = n \Delta t$ の画像データの中に $(2N+1) \times (2N+1)$ 画素の小領域をとり、その中心座標を $x = (p, q)$ 、輝度を f で表わし、以下の記号を用いる。

$$f^{n+1}_{ij}(x) \equiv f(p+id, q+jd, n \Delta t), \quad -N \leq i, j \leq N \quad (1)$$

ここで (p, q) は側方のデータに対しては (x, z) 、下方のデータに対しては (x, y) である。

このとき $n \Delta t$ と $(n+1)\Delta t$ の時刻の2枚の画像データの相互相関係数を次式で定義する。

$$R^n(x_0; x) \equiv \frac{\sum_i \sum_j (f^{n+1}_{ij}(x_0) - \bar{f}^n(x_0)) (f^{n+1}_{ij}(x) - \bar{f}^{n+1}(x))}{\left[\sum_i \sum_j (f^{n+1}_{ij} - \bar{f}^n)^2 \cdot \sum_i \sum_j (f^{n+1}_{ij} - \bar{f}^{n+1})^2 \right]^{1/2}} \quad (2)$$

ここでオーバーバーは f の小領域内の平均値を表わす。いま、 x_0 をいったん止めて相互相関係数を最大にする x を $x^{n+1}_1(x_0)$ 、またその最大値を $R^n(x_0)$ で表わすと、 x_0 にあった流体粒子が Δt 時間後には $x^{n+1}_1(x_0)$ に移動したものと考えることができ、流速 u が次式で求められるというのが相関法の原理である。

$$u^n(x_0) = (x^{n+1}_1(x_0) - x_0) / \Delta t \quad (3)$$

これを適用する場合には種々の要因により誤差が生じるので、これを小さくする工夫が必要であり、各研究者によってさまざまな方法が提案されている。以下に本研究で用いた条件や解析手法について、7項目に分け誤差を評価検討する。

(1) 画像データの時間間隔

第1に影響の大きい因子は Δt である。碎けながら進行する波の内部の流動は後に示すように複雑であり、時間間隔が開きすぎると、トレーサー群が示す図形パターンが消滅する。予備計算の結果、2枚の画像を目視で観察して同じパターンが認識できれば、それらを使って計算した相関係数の値も高くなる事が確かめられ、実験条件の $\Delta t = 2\text{ms}$ はこの条件から決めた。

(2) 流速の離散化誤差

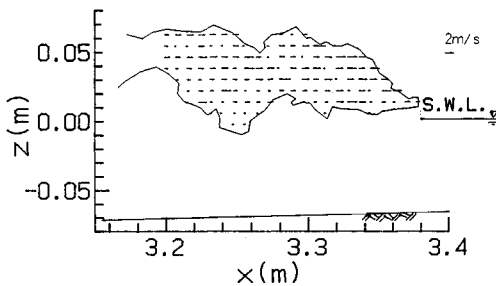
画像データに離散化したことによる誤差があり、これによる流速の誤差を E_u とすると次式で表わされる。

$$E_u = d / \Delta t \quad (4)$$

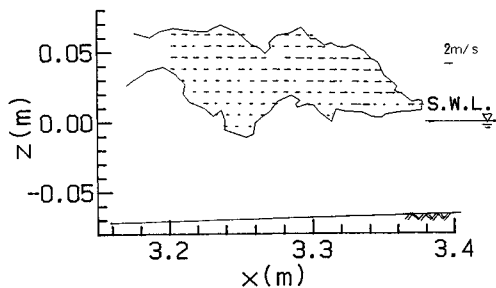
これはできるだけ小さい方が良いが、前述の理由により Δt は大きくできないので、 d を小さくしなければならない。前に述べた実験条件を代入すると、側方および下方からの測定に対しておのおの $E_u=0.13\text{ m/s}$, 0.21 m/s となる。なお本研究では以下の第4の操作により離散化誤差をこれらの値の半分にしている。

(3) 小領域の大きさ

小領域の大きさに依存する誤差がある。小領域を小さくすると相関係数は上がるが、相関係数の値がほぼ等しい値をもつピークが複数個現われ、それによって結果が不安定になる。この大きさは、流動のスケールや1画素の実寸 d に依存する。また木村ら⁹⁾は輝度 f に256階調を使うことにより、2階調データの場合より小領域の大きさを小さくできたと報告している。図-2(a), (b)に側方から撮影したデータを $N=6, 9$ の条件で計算した流速分布を示す。気泡混入領域を実線で囲みその中に流速ベクトルを示した。全体的には分布は似ているが、局所的には $(x, z)=(3.3, 0.05)$ の点など異なっている。図-3には $N=9$ の場合の1画素ごとの自己相関係数(%)の分布を示した。数字の100があるところが中心である。中心のピークは十分鋭く1画素離れると係数の値は50%以下に下がっている。また中心から7画素程度離れたところにピークがみられるがいずれも25%以下と小さく、式(3)の最大値を捜す際にピークをとり誤ることはないものと考えられる。以下の側方のデータの計算で



(a) $N=6$



(b) $N=9$

図-2 小領域の大きさによる流速分布の違い

は $N=9$ (下方では $N=7$) と固定した。さらに演算時間を節約するために x の検索範囲を x_0 から側方のデータでは x, z 方向におのおの $13, \pm 7$ 画素、また下方のデータでは x, y 方向に $9, \pm 4$ 画素に限定した。これは x 方向に碎波波速の約1.4倍の流速を上限として計算したことになる。

このようにして得られた相互相関係数と誤差の関係を図-4に示した。ここで誤差は、2枚の画像データを拡大して目視で判断できる対応パターンを数組選び出し、その移動距離(画素 pixel)を真値とし、一方計算で得られた同じ点の移動距離との差で定義した。図には側方および下方のデータを使った結果が示されているが、いずれも相関係数が大きくなると誤差が小さくなり、相互相関係数が0.9以上では誤差が1画素と離散化誤差と同程度になっていることがわかる。また相関係数が小さくなると誤差が大きくなり相関係数0.7で誤差が4画素程度となる。これらの関係から相関係数は誤差を表わす1つの指標と考えることができる。

(4) 時間平均

(3)で述べた流速の離散化誤差を小さくするために、 $n-1, n, n+1$ の異なった時間の3枚の画像データを使って式(3)の相相平均をとった。

$$\langle u^n(x_0) \rangle = (u^{n-1}(x_0) + u^n(x_0)) / 2 \dots\dots\dots (5)$$

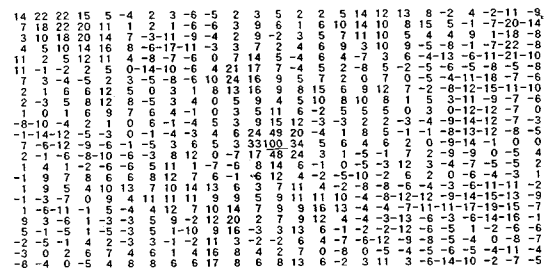


図-3 自己相関係数の分布

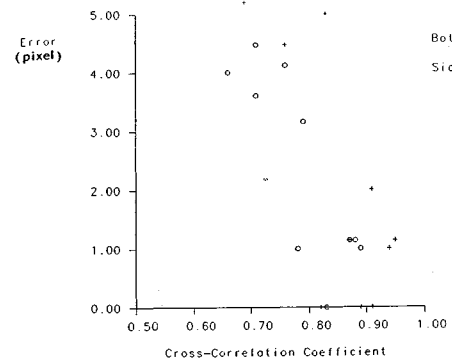


図-4 誤差と相互相関係数の関係

ただし、 $u^{n-1}(x_0)$ と $u^n(x_0)$ を求めたときの相互相関係数の差 $|R^n(x_0) - R^{n+1}(x_0)|$ が大きいときには、上述の解析より一方の結果に大きな誤差が含まれていると考えられるので、平均はとらないで相関係数が高い方の結果を採用した。この分岐を行う差のしきい値は 0.1 とした。式 (5) の演算により離散化誤差は半分になる。

(5) 空間分布の平滑化

流動場を解析するためには、伸びや回転といった空間的な勾配量が重要な物理量になる。本研究では $\langle u^n(x_0) \rangle$ を D 間隔の正方格子上で求め、これらの値を使って、差分により空間的な勾配量を求めるが、このときの誤差を小さくするため、あらかじめ次のような平滑化を行った。

$$\begin{aligned} \langle u^n \rangle &= a_1 \cdot \langle u^{n_1} \rangle + a_2 \cdot (\langle u^{n_2} \rangle + \langle u^{n_3} \rangle \\ &+ \langle u^{n_4} \rangle + \langle u^{n_5} \rangle) + a_3 \cdot (\langle u^{n_6} \rangle + \langle u^{n_7} \rangle \\ &+ \langle u^{n_8} \rangle + \langle u^{n_9} \rangle) \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

ここで、 u^n に付けた下添字の 1~9 は図-5 に示す各格子点上での値を示す。また重み係数 a は平滑化によって打ち切る波長を $2D$ 以下とする条件から決め、次のようになる。

$$\begin{aligned} (a_1, a_2, a_3) &= (1, (2/\pi)^2, (2/\pi)^4) / \\ &(1 + 4(2/\pi)^2 + 4(2/\pi)^4) \dots \dots \dots (7) \end{aligned}$$

また本研究での格子間隔 D は側面および底面からの測定データに対して、おのおの $20d, 15d$ とした。

いま、 (x, y, z) 方向の流速成分を (u, v, w) 、伸び速度を $(\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z)$ 、渦度を $(\omega_x, \omega_y, \omega_z)$ 、ずり変形速度を $(\gamma_{yz}, \gamma_{zx}, \gamma_{xy})$ とする。空間勾配量は 1 つの正方格子の 4 隅点 (仮に図-5 の 1, 2, 6, 3 とする) での値を使って格子中央での量として求めた。すなわち、ある量 $\langle g \rangle$ の p, q 方向の偏導関数は

$$\begin{aligned} \partial \langle g \rangle / \partial p &\approx (\langle g^{n_2} \rangle - \langle g^{n_1} \rangle + \langle g^{n_6} \rangle \\ &- \langle g^{n_3} \rangle) / 2D \\ \partial \langle g \rangle / \partial q &\approx (\langle g^{n_3} \rangle - \langle g^{n_1} \rangle + \langle g^{n_6} \rangle \\ &- \langle g^{n_2} \rangle) / 2D \dots \dots \dots (8) \end{aligned}$$

で求められ、側面および底面から測定した画像データに対して、おのおの $(\epsilon_x, \epsilon_z, \omega_y, \gamma_{zx})$ 、 $(\epsilon_x, \epsilon_y, \omega_z, \gamma_{xy})$ の 4 個ずつの空間勾配量が求められる。

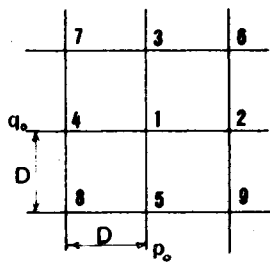


図-5 格子点

ここで、

$$\begin{aligned} \epsilon_x &= \partial \langle u \rangle / \partial x \\ \epsilon_y &= \partial \langle v \rangle / \partial y \\ \epsilon_z &= \partial \langle w \rangle / \partial z \\ \omega_y &= \partial \langle u \rangle / \partial z - \partial \langle w \rangle / \partial x \\ \omega_z &= \partial \langle v \rangle / \partial x - \partial \langle u \rangle / \partial y \\ \gamma_{zx} &= \partial \langle u \rangle / \partial z + \partial \langle w \rangle / \partial x \\ \gamma_{xy} &= \partial \langle v \rangle / \partial x + \partial \langle u \rangle / \partial y \dots \dots \dots (9) \end{aligned}$$

いま、式(4)の時間平均の操作が終わった段階における誤差を次のように Fourier 級数の成分を考えて、余弦関数で表わす。

$$\langle e \rangle = \bar{e} \cdot \cos(2\pi p/L_p) \cdot \cos(2\pi q/L_q) \dots \dots \dots (10)$$

ここで \bar{e} は誤差の振幅、 L_p と L_q は p, q 方向の波長である。

これに式(6)の平滑化を行うと、

$$\begin{aligned} \langle e \rangle &= \bar{e} \cdot \cos(2\pi p/L_p) \cdot \cos(2\pi q/L_q) \dots \dots \dots (11) \\ \bar{e} &= \bar{e} \cdot (a_1 + 2a_2 \cdot (\cos(2\pi D/L_p) + \cos(2\pi D/L_q)) \\ &+ 4a_3 \cdot \cos(2\pi D/L_p) \cdot \cos(2\pi D/L_q)) \\ &\dots \dots \dots (12) \end{aligned}$$

空間の勾配を p の偏微分で代表すると、

$$\begin{aligned} \partial \langle e \rangle / \partial p &= -(2\pi/L_p) \bar{e} \cdot \sin(2\pi p/L_p) \cdot \cos(2\pi q/L_q) \\ \text{右辺の振幅を } E\epsilon &\text{ で表わし、} L_p = L_q = kD \text{ とすると、} \\ E\epsilon &= (2\pi/L_p) \bar{e} = (2\pi \bar{e} / k \bar{e}) \cdot (\bar{e} / D) \dots \dots \dots (13) \end{aligned}$$

式(12)と式(13)の右辺の最初の括弧の関数形を k に対して描いたのが図-6 である。平滑化により波長 $2D$ をもつ変動は 0 になり、波長 $7D$ で約 80% に減衰している。また空間勾配に関して、 $2\pi \bar{e} / k \bar{e}$ は $k=6$ の付近で最大値 0.63 をもつことがわかる。さらに \bar{e} として時間平均後の離散化誤差 $E_u/2$ をとると、空間勾配量に含まれる離散化誤差は次のように評価できる。

$$E\epsilon \leq 0.63 E_u / 2D \dots \dots \dots (14)$$

前述までの値を上式に代入すると、側面および底面からの測定に対して、おのおの $E\epsilon_{\max} = 7.9 \text{ s}^{-1}, 11.0 \text{ s}^{-1}$ となり、次の章に示す空間勾配量の分布に関して、これらの値以下の小さな変動を議論することは意味がないことがわか

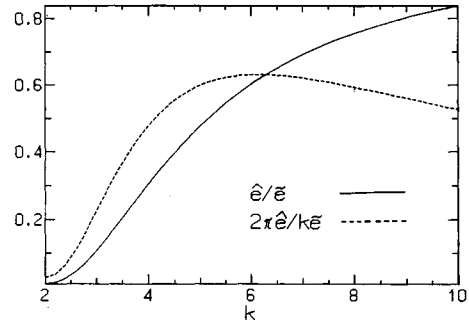


図-6 平滑化特性

表一 計算条件

VIEW	d (mm)	$Eu/2$ (m/s)	N	D (mm)	$E\epsilon_{max}$ (1/s)
SIDE	0.26	0.065	9	5.20	7.9
BOTTOM	0.42	0.11	7	6.30	11.0

る。また、図一六より明らかなように、空間の平滑化は誤差以外の分布量に対しても作用するので、2D以下の空間スケールをもつ現象はここでは議論できない。これまで出てきた計算条件や誤差に関する数値を表一にまとめた。

(6) 気泡の上昇速度の影響

気泡は浮力の影響で周囲の水に対して相対的に上昇速度をもつので気泡の運動から水の運動を推定する本研究ではこの上昇速度が誤差の要因となり、側方からの測定結果に影響する。いまフィルムに写った気泡の直径を読み取ると約1mm程度であり、定常状態の上昇速度を推定すると約0.1m/sとなる。これは表一の側方の流速の離散化誤差の1.5倍と大きく流速分布を考えるとときには注意を要する。一方渦度などの流速の空間勾配量を考えるとときには上昇速度の空間勾配が誤差要因となる。ここで系統的に入り込む誤差として鉛直方向に水圧が変化することによる気泡膨張の影響と気泡径が分布することによる重力のえり分けの影響などが考えられる。しかし測定時間内で特に顕著な径の分布の違いは認められず、大規模渦による混合や水平方向の移流などにより、空間的な勾配がつきにくくなっているものと考えられ、 $E\epsilon_{max}$ に比べて無視できる。

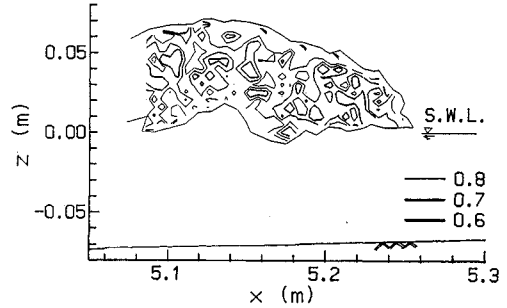
(7) 気泡底面の凹凸の影響

2. で述べたように本研究では照明に散乱型のストロボスコープを用いている。このため底面から撮影した画像はx-y平面(水平面)への正射影である。ここで底面が水平面から傾いていることの影響を考えると、流速分布u, vにはこの影響は出ないが、流速の空間勾配量には底面の傾きと流速の鉛直勾配の積で表わされる誤差が生じることになる。4. の考察にあたっては底面勾配の大きいところは除外しなければならない。

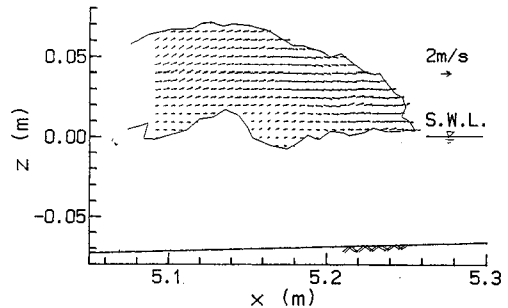
4. 解析結果および考察

(1) PLUNGING 型砕波

図一七に流速分布を決定したときの相互相関係数の分布を示す。側方からの測定で、一番外側の実線が気泡領域と空気あるいは気泡が混入していない水との境界である。相互相関係数の値は広い範囲で0.6~0.8の範囲になっているが、気泡先端や中心に0.6以下の低いところが点在しており、図一四の結果よりそこでは大きな誤差



図一七 相互相関係数の分布 (CASE 1, t=2014 ms)



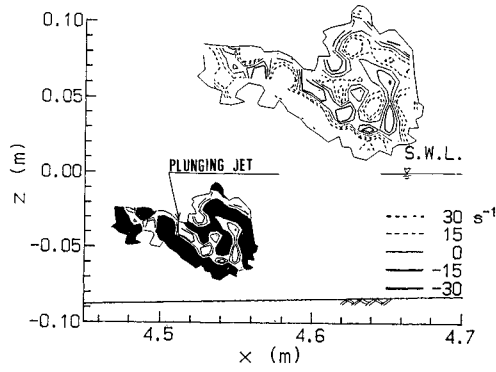
図一八 流速分布 (CASE 1, t=2014 ms)

が存在する可能性がある。しかしそれらの領域は狭いので3. (5)の平滑化により、誤差は除去されると考え、以下の解析では0.6以下も含めて解析した。これより得られた流速分布を図一八に示す。(x, z)=(5.2, 0.02)m付近にほぼ水平方向の高流速の領域がみられ、 $\sqrt{g(H_b+h_b)}$ で見積った砕波点の波速1.39 m/sより大きい1.6 m/sに達していることがわかる。

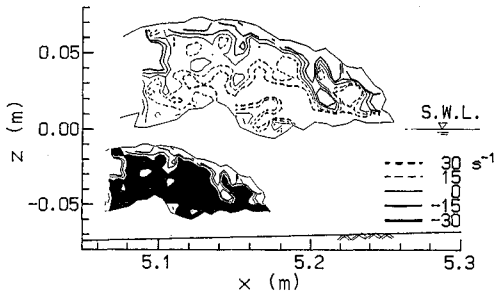
図一九(a), (b), (c)に各時刻の渦度の分布を示す。ここでスケールの異なる2枚の分布図があるが、右上の大きな図はx, z軸のスケールで描いてあり、また渦度の分布が凡例に示すように15 s⁻¹ごとの等強度線でわかるようになっている。これに対して左下の小さな図は $\omega_y > 0$ の部分を黒く塗りつぶし回転方向のみを示したものである。

(a)は砕波点から気泡先端が約0.6m進行した段階であるが、気泡領域の下端で時計回りの横渦が存在する。また PLUNGING JET に沿って反時計回りの渦領域が細長い帯状に存在し、それがはね上げた水塊の中で巻き上がっているのがみえる。

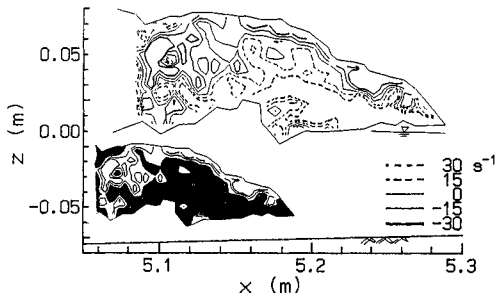
(b)はさらに伝播が進んだ段階であり、図一八の流速分布から計算したものである。気泡領域下端の時計回り渦領域はx軸方向に広がっている。また(a)で存在したJETに沿う反時計回りの渦領域は気泡の伝播とともに進行し相対的な位置はあまり変わっていない。気泡領域



(a) $t = 1662$ ms



(b) $t = 2014$ ms



(c) $t = 2034$ ms

図-9 渦度分布 (CASE 1)

の上部には反時計回転の渦が広がっている。また $x = 5.16$ m 付近で下に突起が生じているが、これはガラス面から離れた位置での突起であり、三次元的な現象である。

(c)はさらに伝播が進んだ段階である。先端部底面では時計回りの渦領域が上に向かって厚くなっている。JETに沿う反時計回りの渦領域も x 方向に広がり明瞭でなくなる。 $x = 5.15$ m の水面付近から反時計回りの渦領域が後ろ下方に向かって広がっている。

図-10にはずり変形速度の分布を示した。図-9(b)に対応している。気泡領域先端部の下端では強い正のずり変形が生じており、その領域は図-9(b)で強い時計回りの渦が存在する領域とほぼ重なる。この場所では

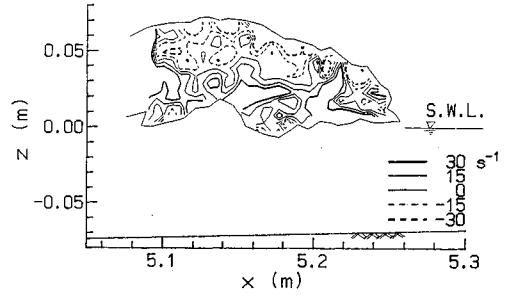


図-10 ずり変形速度の分布 (CASE 1, $t = 2014$ ms)

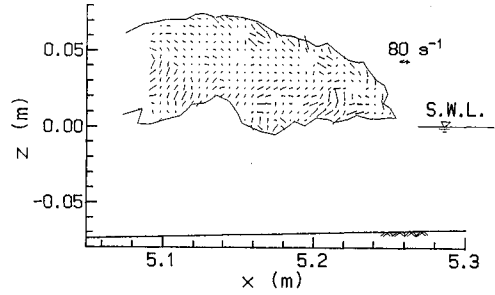


図-11 伸び速度の主値と主軸 (CASE 1, $t = 2014$ ms)

$\partial u / \partial z$ が支配的であることを示している。また水面近くでは負のずり変形が生じているが、この領域も前述の反時計回りの渦の分布域とほぼ重なる。渦度の分布と大きく異なるのは、PLUNGING JETの部分である。渦度の等強度線がJETに沿っているのに対して、正のずり変形領域がこれを横切るように分布している。このことは $\partial w / \partial x$ が正で大きくなることを示している。

この領域を図-8の流速分布と比較すると、 $x = 5.21$ m を境にしてその前後で流況が異なっていることがわかる。 $x < 5.21$ m では $w < 0$ で PLUNGING JET に対応しているが、水中の抵抗により減速しており、 $\partial w / \partial x$ が正になる。また $x > 5.21$ m では $w > 0$ となつてはね上げた水塊に対応しており、JETから離れるほど w が大きくなる。

図-11には伸び速度とずり変形速度から決まる二次元ひずみ速度テンソルの主値と主軸の方向をベクトル表示したもので、主値としては最大伸び速度をとり、棒の中心が計算点になるように描いた。時刻は図-8の流速分布に対応しており、 $x = 5.20$ m 付近の気泡領域下端では 80 s^{-1} 程度の大きな伸び速度が生じ、主軸の方向は x 軸から 45 度の方向に生じており、大きなずり変形や、時計回りの渦度と対応している。

$x = 5.17$ m 付近の下方の突起の部分は z 軸方向に伸びている。

図-12(a), (b)に底面から撮った1本のフィルムを

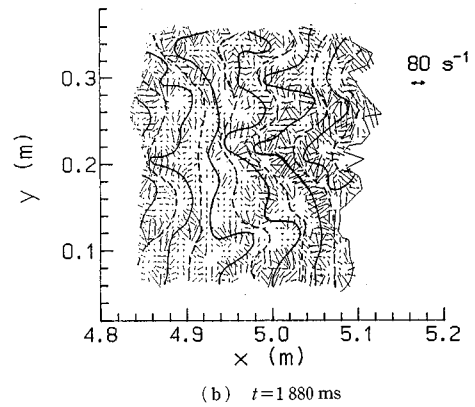
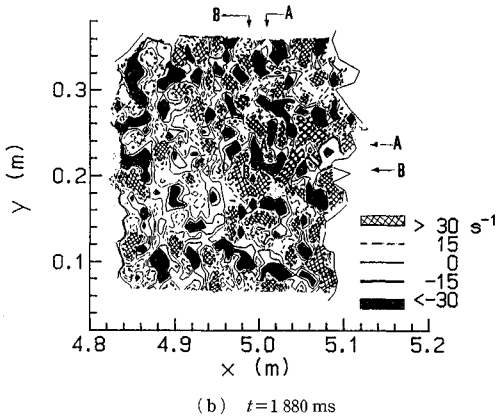
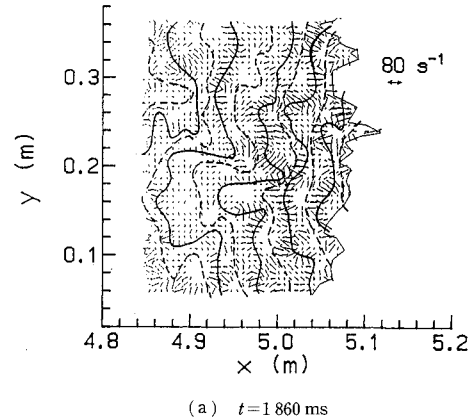
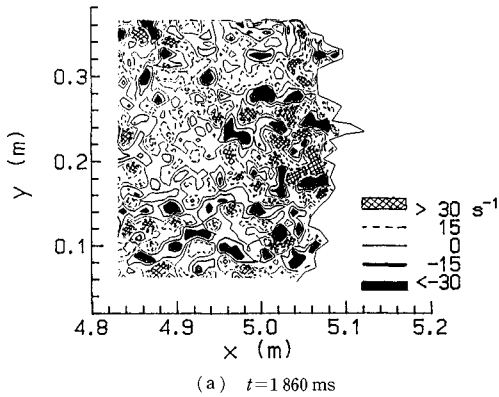


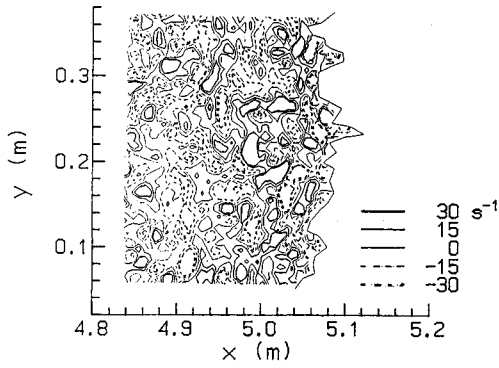
図-12 渦度分布 (CASE 1)

図-13 伸び速度の主値と主軸 (CASE 1)

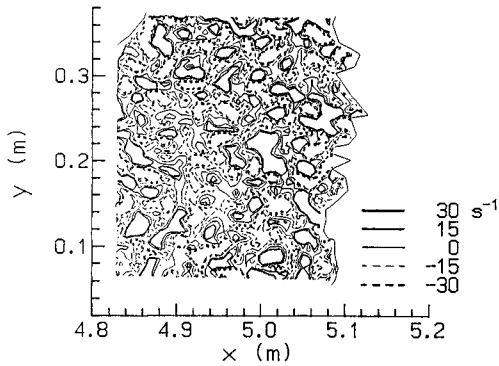
もとに解析した 20 ms 間隔の渦度分布を示す。これらの図は気泡領域の底面の渦度 ω_z の分布を上からみた形にしてある。渦度の分布を 15 s^{-1} ごとの等高線で表わしたもので、渦度 -30 s^{-1} 以下と 30 s^{-1} 以上の部分は黒とメッシュで塗り分けてある。図-12の気泡先端の位置は図-9のそれに比べて約 0.15 m 沖側にある。 $|\omega_z| > 30 \text{ s}^{-1}$ の分布をみると、(a)では高渦度域は気泡領域から 10 cm 程度のところに集中しているが、(b)では図のほぼ全域に高渦度領域が存在するようになり、しかもこの面積が広がって、高い渦度で覆われるようになる。これら渦の空間的な特性を他の勾配量を使って考察する。図-13(a), (b)にはおのおの前の図に対応する伸び速度の主値と主軸の方向を示した。また図-14の(a), (b)には二次元発散 $\varepsilon_x + \varepsilon_y$ の分布を示した。この値が正の場合には z 軸の正または負の方向から水が供給されることを意味し湧き出しである。逆に負ならば吸い込みを意味する。図-13の中の実線は主軸の方向に直交する方向に棒の概略中心位置を連ねた線であり、図-14と比較すると湧き出し領域のほぼ中心を通っている。すなわち実線は湧き出し軸を表わす、これとは逆に

吸い込み軸があるが、縮みの方向は描いてないので、図-14の吸い込み領域の中心を通るようにして描いた図-13の波線が吸い込み軸である。これらの線は図の全域を覆っており、しかも概略 y 軸方向を向いて、系統的に並んでいることがわかる。なお、湧き出し軸を求める際に、主伸び速度が大きなきには、軸はほぼ一意的に決められるが、小さいときには主軸の分布、二次元発散の分布とも広がるので、軸の決め方には選択が残る。

このような線状の湧き出しと吸い込みを繰り返すモデルとして、横渦に前述の時計回りと反時計回りのものが交互に並んだ渦列を考えれば良く、またこれ以外のモデルは考えにくい。このとき実線はそこで下降流を生じさせるような回転方向の渦対の境界線であり、点線は上昇流を生じさせる渦対の境界である。これらの境界線は $x-y$ 平面上で蛇行しており、横渦の軸も同様に蛇行しているものと考えられる。さらに図-12に示した渦度の分布がこの横渦列軸の $y-z$ 平面上の蛇行によって生じるとするならば、渦度分布は図-13の実線、あるいは波線の両側に位置する渦対となるはずである。図-12(a)で



(a) $t = 1860$ ms



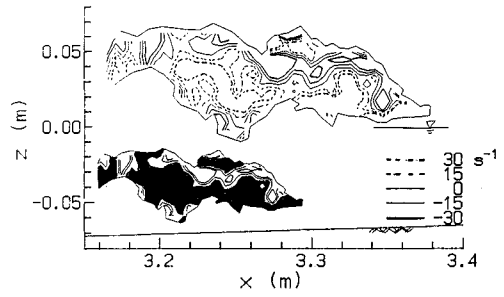
(b) $t = 1880$ ms

図-14 二次元発散 $\epsilon_x + \epsilon_y$ (CASE 1)

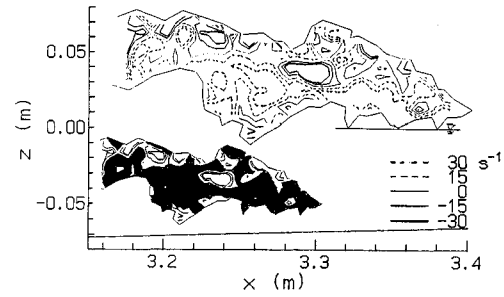
は $|\omega_z| > 30 \text{ s}^{-1}$ の高渦度領域の大部分がこの条件を満足している。(b)では x - y 平面上での湧き出し軸が小さな曲率半径で曲がっているところがあり、ここでは主軸の方向が大きく変わり境界線の引き方が難しく、条件に合わない渦が出てくるが、それ以外の場所では良く合う。

境界線の両側の横渦の回転方向がわかっているので、渦対の回転方向をみれば、その場所で渦軸が z 軸の正負どちらの方向に傾いているかを判別することができる。このようにして、(a)について求めた z 軸方向の蛇行の y 軸方向の波長は 4~10 cm 程度と x 軸方向の蛇行に比べて短い。

図-13(b)の境界線が最も鋭く曲がっている付近では図-12(b)の渦度も短いスケールで符号を変えており、図中の A, B 点(図の右と上に描いた矢印の交点)で複雑な渦対となっている。この地点は写真より判断して凹凸が他所より大きく、3. (7)で述べたように渦度などには大きな誤差が含まれていると考えられること、さらに変動の空間スケールが小さくて平滑化の打ち切り波長の中に入ることによりこれ以上議論することはできない。



(a) $t = 832$ ms



(b) $t = 842$ ms

図-15 渦度分布 (CASE 2)

(2) SPILLING 型砕波

図-15(a), (b)に SPILLING 型砕波の場合の渦度分布を示す。気泡先端が砕波点から約 0.9 m 伝播した場合で、(a)では気泡領域の前半下部で強い時計回りの渦が存在し、水面付近では反時計回りの渦が存在する。また先端から 5 cm 程度後ろの位置にある反時計回りの渦は気泡領域下端付近に達している。反時計回りの渦の占める面積は時計回りのそれに比べて狭いものの、渦度のピーク値は同程度である。またそれらのピーク的位置については回転方向の異なるものが x 方向に千鳥状に配列している。この配置は安定しており、20 ms 後の渦度分布を示した(b)をみてもほとんど変化がない。

図-16には図-15(a)に対応するずり変形速度の分布を示す。前述の気泡領域の前半下部で強い正のずり変形が生じその範囲は時計回りの渦度の分布範囲とほぼ等しい。全体的に渦度の分布とずり変形速度の分布はよく似ており、 $\partial u/\partial z$ が支配的な量であることを示している。

図-17に x - y 平面における渦度の分布を示す。渦度が大きい部分は気泡先端部の約 10 cm 程度に集中している。

図-18には二次元発散、図-19には伸び速度の主値と主軸の方向を示した。また前節と同様湧き出し軸 (B_1B_2, B_3B_4, A_1D_1) と吸い込み軸 (A_1A_2, C_1C_2) をおのおの実線および波線で示した。PLUNGING 型砕波の場合より x

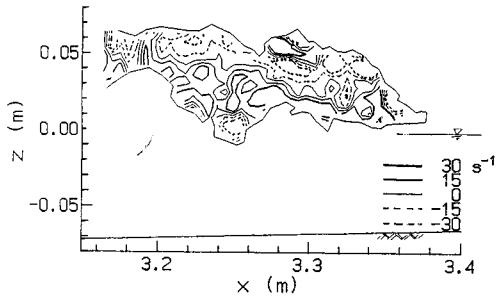


図-16 ずり変形速度の分布 (CASE 2, $t=832$ ms)

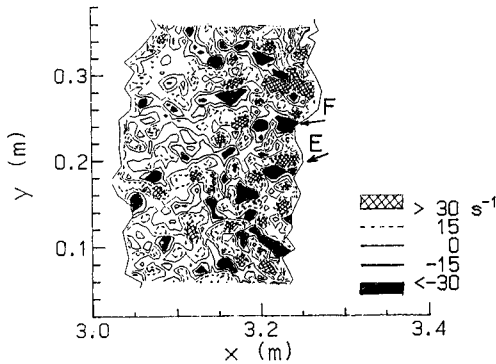


図-17 渦度分布 (CASE 2, $t=746$ ms)

軸方向の蛇行が小さく二次元的な分布である。横渦の回転方向を模式的に図の横に示した。この回転方向と、図-17のEやF断面における渦度の分布から、これら断面では渦列の軸が y 軸方向に向かって、おのおの鉛直下方および鉛直上方に傾いていることがわかる。また A_1D_1 , B_2B_3 での湧き出し線のゆがみは横渦軸の z 軸方向への傾きが大きくなって渦列が互いに干渉しているためのものでと推定されるが、ここでもPLUNGING型碎波のところで述べたように、空間勾配量の誤差が大きくなるので誤差を除かなければ明確なことはいえない。

従来碎波による気泡混入領域の中の横渦として種々のモデルが提案されてきている。Svendensenら⁹⁾はINNER REGIONにおける段波先端に跳水との類似性から1個の時計回りの渦を仮定して解析モデルを組み立てた。Basco¹⁰⁾はPLUNGING JETの岸、沖側に時計回りの渦を各1個想定した。灘岡¹¹⁾は数個の時計回りの横渦列を考えこれらの渦の間で主引張りの方向に斜降渦が発達するモデルを提案している。これらはいずれも時計方向の回転のみを考えたモデルである。

特に近年では、高速度ビデオカメラまたはシネカメラを測定台車にのせ波速と同じ速度で走らせることにより碎波のOUTER REGIONの流動をより詳細に可視化しようとする研究が山下ら²⁾とBormarin³⁾によってあ

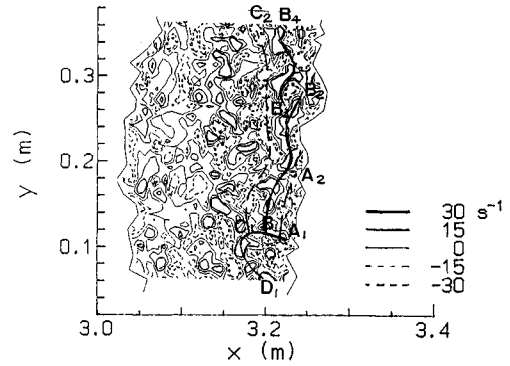


図-18 二次元発散 $\epsilon_x + \epsilon_y$ (CASE 2, $t=746$ ms)

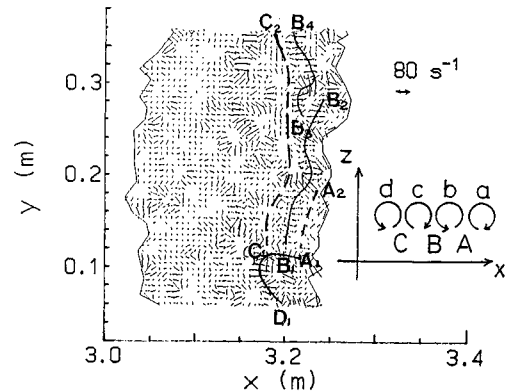


図-19 伸び速度の主値と主軸 (CASE 2, $t=746$ ms)

ついで行われた。山下らは孤立波について実験を行ったが、その論文中の図-2や図-8から時計回りの渦の隣に反時計回りの大規模な流動を見出すことができる。またBormarinは深海波について実験を行ったがJETの落下によって大きな時計回りと反時計回りの運動が対となって生ずることを定性的に指摘している。

本研究は気泡領域内の瞬間的な渦度分布などを初めて定量的に明らかにしたもので、側方の渦度分布から、ほぼ同じ渦度のピーク値をもつ時計回りと反時計回りの渦が交互に並んでいることを示した。このような分布は、底面での渦度、二次元発散、伸び速度の主軸の方向等の分布を説明するために必要である。

灘岡ら¹¹⁾は時計回り渦列のモデルと点計測による位相平均渦度の分布などをもとに、非保存的な渦度場のダイナミクスを展開しているが、本研究の渦度場は保存的である。

5. 結 論

本研究で得られた結論を列挙すると次のとおりである。

- (1) 碎波によって生じる連行気泡領域内の流速場や

その空間勾配量を精度良く求めるための相関法の計算方法を提案し、誤差を評価した。

(2) PLUNGING 型砕波, SPILLING 型砕波を通じて、横渦は回転方向が互いに逆の渦が交互に並ぶ渦列であり、これによって、気泡領域の底面で湧き出しと吸い込みの線源分布が生じる。逆に伸び速度の主軸の分布や二次元発散を測定より求めることにより横渦軸の位置がわかる。またこれと渦度分布を合わせて解析することにより、渦軸が鉛直軸方向に傾く蛇行も推測できることがわかった。

(3) PLUNGING と SPILLING の 2 つの砕波形式の流動における違いは、前者は PLUNGING JET による変形があるということ、また後者はスパン方向の変化が小さく、前者に比べると二次元的な流動特性を有することである。

最後に本研究を行うにあたり、東北大学工学部 首藤伸夫教授、澤本正樹教授より貴重な助言を頂いた。本実験を行うにあたり、長尾昌朋助手、佐藤栄司技官の助力を得た。また写真の撮影は当時工学部 4 年の浜田純次君の熱心な貢献によった。ここに記して感謝の意を表します。

参考文献

- 1) Nadaoka, K.: A Fundamental Study on Shoreline and Velocity Field Structure of Water Waves in the Near Shore Zone, Doctoral Dissertation, Tokyo Inst. Tech. (reproduced in Tech. Rep. of Dept. Civil Engng. Tokyo Inst. of Tech., No. 36, pp. 33~125, 1986)
- 2) 山下隆男・Tallent, J.R.・土屋義人：砕波水平渦の生成機構と移動特性，第 35 回海岸工学講演会論文集，pp. 54~58, 1988.
- 3) Bonmarin, P.: Geometric properties of deep-water breaking waves, J. Fluid Mech., Vol. 209, pp. 405~433, 1989.
- 4) Okayasu, A.: Characteristics of Turbulence Structure and Undertow in the Surf Zone, 119pp., 1989.
- 5) 木村一郎・高森 年・井上 隆：相関を利用した流れ場の速度ベクトル分布の画像計測，計測自動制御学会論文集，Vol. 23, No. 2, pp. 101~107, 1987.
- 6) 宇民 正・上野鉄男：複断面湾曲流の可視化観測，土木学会第 44 回年次学術講演会講演概要集，第 2 部，pp. 28~29, 1989.
- 7) 西村仁嗣・武若 聡：VTR 画像の相関解析による砕波時内部流速分布の推定，第 35 回海岸工学講演会論文集，pp. 45~48, 1988.
- 8) 土木学会編：水理公式集，625 pp., 1985.
- 9) Svendsen, I.A. and Madsen, P.A.: A turbulent bore on a beach, J. Fluid Mech. Vol. 148, pp. 73~96, 1984.
- 10) Basco, D.R.: A Qualitative description of wave breaking, ASCE. Jour. WW. Vol. 111, No. 2, pp. 171~188, 1985.
- 11) Nadaoka, K., Hino, M. and Koyano, Y.: Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone, J. Fluid Mech. Vol. 204, pp. 359~387, 1989. (1990.6.22・受付)