

# 大規模旋回渦, 斜行渦, 3次元碎波ジェットの生成及び発達機構

渡部 靖憲\*・安原 幹雄\*\*・佐伯 浩\*\*\*

## 1. はじめに

碎波に伴う3次元大規模渦, 特に斜行渦は海底の底質の巻き上げにも大きな寄与を示す報告 (Nadaoka ら, 1989) がなされているが, その生成機構は十分に解明されていない。碎波の進行に伴い, ジェットが着水を繰り返しながら大規模渦が生成されていく遷移領域からポア状フロントとして発達した乱流を伴って進行するポア領域に遷移していくが, その急変する3次元的流体運動機構に関しても明らかではない。一方, 一連の碎波過程を経て生成された渦塊は, スケールが大規模であるほど十分に散逸するのに時間を要するため, 残留渦が次の波の来襲時の碎波過程に影響を与え, 結果として生じる渦構造を大きく変化させる可能性がある。

本研究は3次元 Large Eddy Simulation (LES) により崩れ波, 巻き波, 大規模巻き波が生成する渦構造の時空間的遷移, 斜行渦の発達機構, 旋回渦をはじめとする大規模渦が水面変動へ影響を与えるメカニズム, さらに

碎波過程における3次元流速場の遷移機構を明らかにしようとするものである。

## 2. 数値計算法

著者ら (1998) の適用した低 Reynolds 補正された非線形渦粘性モデルを用いた3次元 LES と同一の数値計算法により碎波後の3次元流速場及び渦場を調べていく。2次元水槽で行われた実験において斜行渦に関する報告がなされてきた (Nadadoka ら, 1989) ので, 本研究においても同一の条件を再現するため, 波の進行方向と平行な側壁 (nonslip 条件が適用される) を有する計算領域 (図-1 参照) が採用された。入射波として2次クノイド波が与えられ, 水表面では Lin・Liu (1998) と同様な取り扱いとして0勾配 SGS 応力が与えられる。なお水表面は密度関数法により決定される。崩れ波碎波 (CASE 1), 巻き波碎波 (CASE 2) 及び大規模巻き波碎波 (CASE 3) の3ケースについて計算が行われた。波浪諸元, 数値条件は表-1 に表される。

碎波後の水粒子軌道を調べるため, 碎波直前に全てのグリッドに水粒子に追従するマーカーを配置し, タイム

表-1 波浪諸元と数値条件

	Breaker Type	B.C. for SGS components on Free Surface	Initial Wave Height, Wave Length	Bottom Slope	Reynolds Number	Time Step Interval Grid Interval
CASE 1	spilling	Non Normal Gradient	0.45 H/h 6.67 $\lambda$ /h	1:20	389830	T/1024 0.04 $\lambda$ /h
CASE 2	plunging		0.45 H/h 12.0 $\lambda$ /h	1:20		
CASE 3	plunging		0.45 H/h 12.0 $\lambda$ /h	1:20		

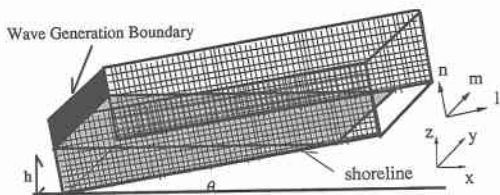


図-1 計算領域及び座標系

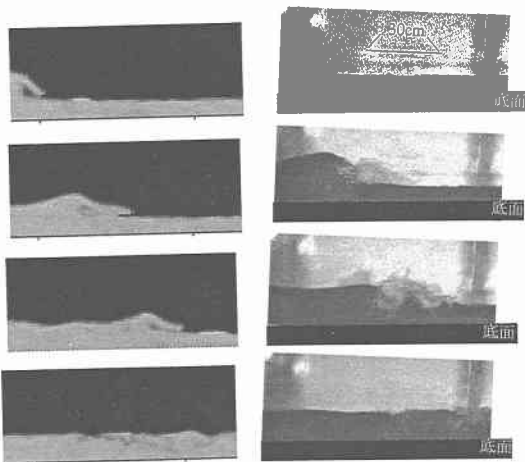


図-2 数値計算領域中央の水位変動(密度関数分布)

図-3 実験による水位変動の側方画像(位相間隔: 0.25 sec)

\* 正会員 工博 北海道大学大学院助手 工学研究科環境資源工学専攻

\*\* 学生会員 北海道大学大学院工学研究科

\*\*\* 正会員 工博 北海道大学大学院教授 工学研究科環境資源工学専攻

ステップ毎に全てのマーカーを移流させた。なお、CASE 1, CASE 2, CASE 3 の計算領域は造波境界前面の水深による無次元量としてそれぞれ  $22.5 \times 1.0 \times 1.6$ ,  $22.5 \times 1.0 \times 1.6$ ,  $12.0 \times 1.0 \times 1.6$  である ( $l \times m \times n$ )。

砕波に伴う混入気泡は流体運動に何らかの影響を与えていると考えられるが、巻き波砕波のエアチューブが直接1つの気泡として存在する訳ではなく、数十  $\mu\text{m}$  ~ 数 cm にわたる様々な径の気泡が生成される (Oguz, 1998)。これらの気泡が生成されるメカニズムも十分明らかでなく、初期条件として適当な気泡を与えることができない。さらにこれらの微細な気泡を解像できる計算格子を適用し、砕波の直接計算を行うことは現在の段階では非常に困難である。本研究では気泡の流体運動への寄与は十分に小さいと仮定し、この影響を無視し計算を行った。しかしながら、今後の研究において気泡の影響を検討する

必要があると考える。

### 3. 結 果

#### 3.1 水面形の実験との比較

図-2 は CASE 2 における数値計算水槽中央の横断水位変動 (密度関数分布) を表している。このケースに対応した入射波 ( $H=11.25 \text{ cm}$ ,  $h=25 \text{ cm}$ ,  $T=2.0 \text{ s}$ ) による波浪実験で得られた計算結果と同一の水深における砕波後の水面形のビデオ画像が図-3 に表される。各位相の時間間隔は  $0.25 \text{ s}$  である。本計算結果は jet の巻き込み、着水さらにポア状に遷移する水面形を良く再現しているといえる。

#### 3.2 砕波前後の水面形の3次元性

波動実験において観察される巻き込み jet 及びその背後の水面の波峰方向への不均一が現れる (図-4 参照)。この原因の一つとして、ストークス波の3次元不安定性解析 (Mclean, 1982) から波峰方向に不安性が現れ、特に非線形性の強い場合、顕著に3次元水位変動が現れることが指摘されている (Su, 1982)。本研究ではこの不安性の議論からは離れ、砕波によって生成された渦が砕波前後の波峰方向へ自由水面に与える影響を調べ、この現象の一因を乱流場からのアプローチから議論する。

図-5 は、CASE 3 における砕波 jet 近傍の水面形 (密



図-4 (a) 巻き込み jet の波峰方向への不均一な飛び出し  
(b) jet 背後の水面形の不均一性

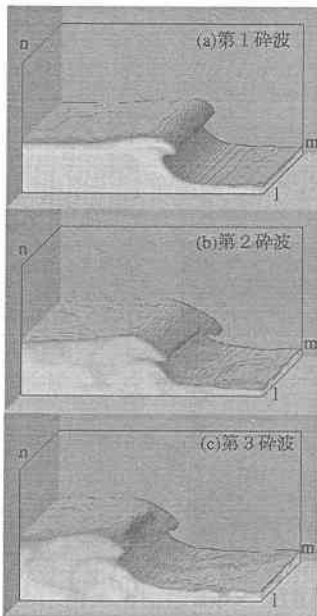


図-5 砕波直後の水面形 (CASE 3, 密度関数分布)

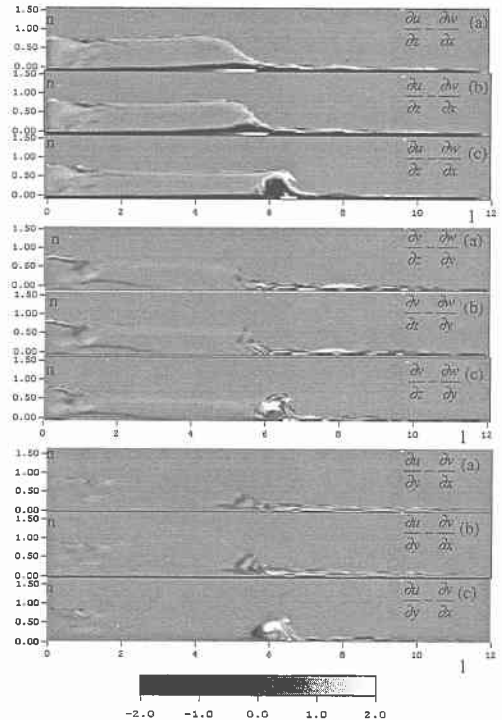
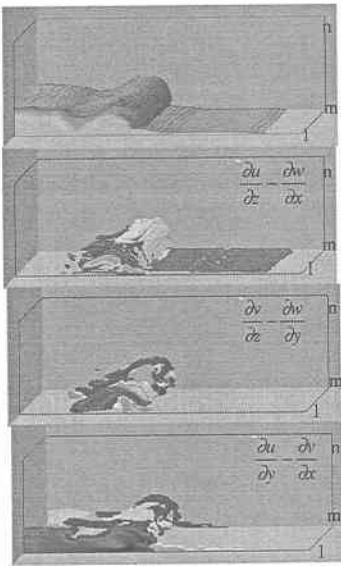
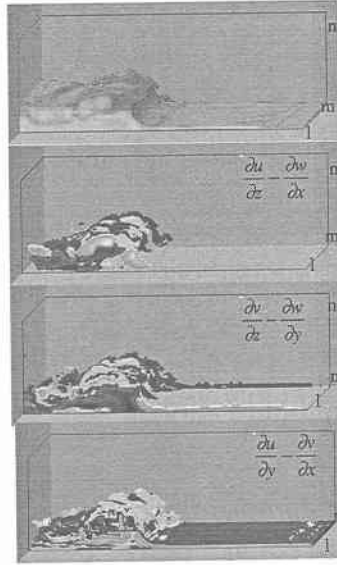


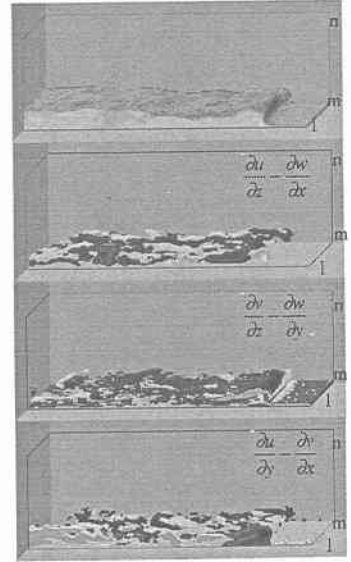
図-6 数値計算領域中央の渦度分布 (CASE 3)



図一7 第1波に対する着水時の  
水面形及び等渦度面 (CASE 3)



図一8 第3波に対する着水時の  
水面形及び等渦度面 (CASE 3)



図一9 ボア領域の水面形及び等渦度面  
(CASE 3, 着水から  $T/4$  後)

度関数分布) を表している。(a), (b), (c) はそれぞれ造波後から1波目, 2波目, 3波目の碎波を表している。(a) は前の碎波の影響がないため jet は波峰方向に均一な水面形を維持している。しかしながら, (b), (c) では側壁近傍の jet の飛び込みが早く発生し波峰方向に様でない水面形が現れる。本研究では碎波数が3までしかなされていないが, この波峰方向の jet の非一様性は碎波数が増える程顕著に現れている。他のケースについても類似した傾向は見られるが, その変動量は spilling breaker については非常に小さいことも確認されている。

### 3.3 碎波前後の3次元渦発達機構

図一6 は, CASE 3 (第2波目) の数値水槽中央における  $(\partial u/\partial z) - (\partial w/\partial x)$ ,  $(\partial v/\partial z) - (\partial w/\partial y)$ ,  $(\partial u/\partial x) - (\partial v/\partial x)$  のそれぞれの渦度成分の碎波後の発生を表したものである。ここで位相(a)~(c)はそれぞれ  $T/32$  の位相間隔を持つ。jet が形成される以前に前の碎波で生成された大規模残留渦が十分散逸しきらず残留渦として存在し, この残留渦が碎波点近傍まで移流され碎波直後の位相で大きく発達し, jet 形成時にはその近傍の流体全領域に非常に強い渦度が分布する。特に旋回性を持つ  $(\partial v/\partial z) - (\partial w/\partial y)$  及び鉛直軸回転の  $(\partial u/\partial y) - (\partial v/\partial x)$  成分は波峰方向に非均一渦場の発達を示している。CASE 3 より底面勾配の緩やかな CASE 2 については戻り流れを含めた沖向き流速が小さいため, 残留渦が碎波点近傍へ移流される割合が小さく, 碎波直後の残留渦も CASE 3 程大きくない。この点から碎波時の波峰方向の水位変動及び

流速変動の不均一は, 残留渦の発達割合に寄与していると考えられる。これらの結果から3次元的 jet の形成に関するパラメーターとして①一周期間内で十分に散逸しきらない大規模な渦の形成, ②十分に大きい沖向き流れがあげられる。なお残留渦の存在しない第1波目の碎波では碎波時におけるこの様な渦の発達はみられなかった。

次にこの3次元的水位変動の jet 近傍で発達する3次元渦成分を調べていく。図一7 は CASE 3 に対する1波目の碎波の着水点における渦度成分  $(\partial u/\partial z) - (\partial w/\partial x)$  (水平渦),  $(\partial v/\partial z) - (\partial w/\partial y)$  (旋回渦),  $(\partial u/\partial y) - (\partial v/\partial x)$  (鉛直渦) の等渦度面 (無次元渦度  $\pm 2$ ) 及び水面形を表している。1波目の着水後にすでに水平渦だけでなく3次元渦構造の特徴を示す旋回渦, 鉛直渦が渦管の集合体として整構造を形成している。図一8 は同一ケースの3波目の碎波時の等渦度面を表している。図一7 と比較してどの成分についても渦度の発生する領域, 強度共に大きくなる。前述した残留渦が新たなエネルギーの供給を受け (あるいは残留渦が新たに生成された渦にエネルギーを供給し) 発達すると考えられる。また残留渦は前碎波時にボア領域において一度小スケール渦に分解されている (図一9 参照) にもかかわらずこの段階では再び正負の渦管が配列する整構造を形成する。この渦構造が jet 背後の側方境界近傍にくばむ様な水面形を誘発していると考えられ, 碎波 jet の着水前に発達する渦場は jet の飛び出しだけでなく, jet 近傍の全流体域に影響を与えていることがわかる。

造波実験においても図-4(b)のようなjet背後に筋状に変動する水面形が波峰方向に配列することが確認されており、この渦構造が原因である可能性がある。これに関しては実験的にさらに調べる必要がある。

3.4 3次元渦構造の発達と分解

図-9はCASE3の3波目の碎波のボア領域における同様な渦成分の等渦度面を示している。遷移領域において波の進行方向に伸張された正負の渦度が配列する渦管からなる整構造は分解され、小スケールの渦塊となっている。この過程を通して碎波後の渦の整構造は崩れ、発達した乱流場に遷移していく。またこの領域においてもボアフロント近傍だけでなくその背後から着水点に到るまでの広い領域において波峰方向不均一な細かい水位変動が見られ、渦の発達、分解の波動場への大きな寄与を確認することができる。

3.5 斜行渦の生成と発達

図-10は碎波後約  $T/2$  におけるCASE1(崩れ波碎波)の水面形及び旋回渦  $((\partial v/\partial z) - (\partial u/\partial y))$  の等渦度面を表している。碎波フロントから背後斜め下方へ伸びる負の渦度をもった2つの渦管が生成され、この渦管の背

後には正負の渦度をもつ渦管が交互に存在することがわかる。この旋回性をもつ大規模渦管の発生方向は、過去の気泡の観察によって発見された斜行渦の軸方向と類似している。これらが交互に生成される理由は何らかの影響からある方向の渦が生成され、その渦に誘起され逆回転をもつ2次渦が生成されるためと考えられる。この正負の渦管は碎波フロントをソースとしてフロントの進行

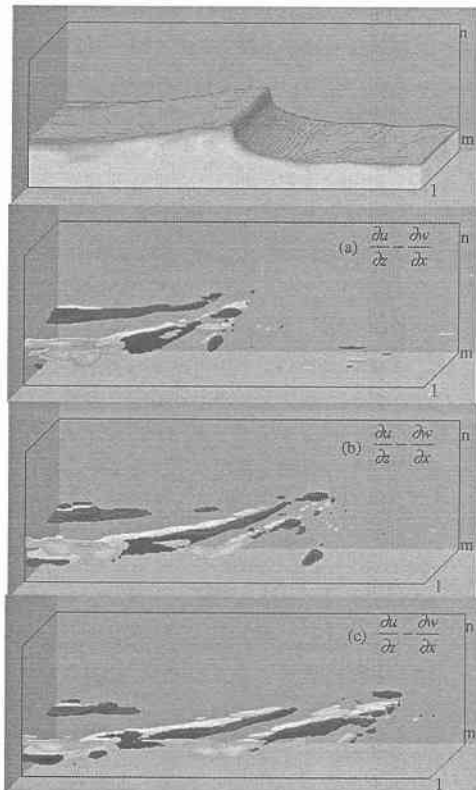


図-10 碎波後の水面形(位相 a)及び旋回渦成分の等渦度面 (CASE 1, (a)~(c)の位相間隔  $T/8$ )

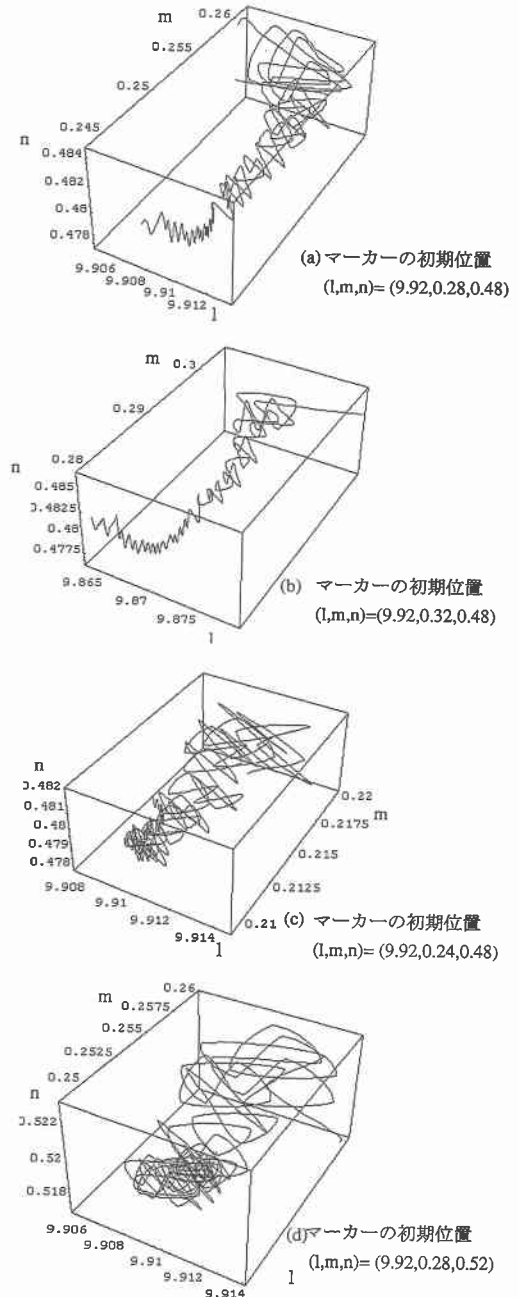


図-11 マーカーの移動軌道 (CASE 1)

と共に伸張されていくが, 伸張の限界と共に渦管はちぎれ, 新たな正負の旋回渦管が生成され伸張されていく。一方, この時他の渦成分の分布には類似した傾向はなかった。

この渦の特性を調べるため, 水粒子に追従するマーカーを追跡した。このマーカーは1タイムステップ間の局所定常性を仮定し実質微分に従って移動させられる。図-11は初期位置として図-10の碎波フロント背後の渦管近傍にセットされたマーカーの移動軌道を表したものである。(a)において, 最初は比較的大きな半径でゆっくり回転し斜め(側壁方向)下方に移流し, 徐々に回転数を増加させながら回転半径が減少していく軌道となる。このマーカーの運動は前述した碎波フロントの進行に従う旋回渦の伸張に起因するものと考えられ, 角運動量の保存則から説明できる現象と考えることができる。初期位置がこの旋回渦近傍のマーカーは(b)~(d)図の様に回転半径に違いはあるものの定性的には同一の旋回軌道をとるが, 渦から離れた初期位置のものはこの軌道特性を示さなかった。この軌道は混入気泡の観測による斜行渦の特性と酷似しており前図の結果と合わせてこの旋回渦が斜行渦であると断定できる。この結果は斜行渦の生成は混入気泡等の影響ではなく碎波自体の流体力学的な要因によることを証明するものである。この旋回渦の力学的生成要因についてはさらなる研究が必要である。

#### 4. 結 論

低 Reynolds 補正された非線形 SGS モデルが採用された LES により巻き波碎波, 崩れ波碎波それぞれの碎波前後の3次元波動, 流速場がシミュレートされた。計算と対応する入射波に対するビデオ画像による実験結果との比較により碎波後の水面形はほぼ一致し, 妥当性が検証された。

実験で得られた様な碎波直後の波峰方向に jet の飛び出しがシミュレートされた。この現象は次の過程を経て発生する。①碎波によって大規模渦が生成される。②十分に散逸されなかった大規模渦が戻り流れを含めた沖方向流速に移流される。③次の碎波が起きる時, 残留渦が

碎波点近傍で急速に発達し, 特に鉛直渦と旋回渦が波峰方向の波動, 流速場の変動に寄与する。

碎波後に生成される大規模渦管の配列からなる整構造は, 遷移領域において渦管の引き伸ばしを伴って発達し, 最終的にボア領域において渦管はちぎれ, 小スケールの渦塊に分解される。この広く分布する小スケールの渦構造の寄与によって, ボアフロントから碎波点に到る広い領域で複雑に変動する水位変動が現れると考えられる。

崩れ波碎波に対してフロントから斜め下方に伸びる正負の渦度が配列する旋回渦が発見された。この大規模旋回渦はフロントの伝達に伴い伸張されていく。渦近傍の水粒子は, 初期段階にはゆっくり大きな回転半径で下向き側壁方向に移されながら回転するが徐々に回転速度を速めながら回転半径を小さくして回転する。この原因は旋回渦の引き伸ばしに伴って角運動量保存則から説明できる。この大規模旋回渦は斜行渦の示す特長と酷似しており斜行渦と断定できる。

謝辞: 本研究に対して文部省科学研究費の補助を受けた。ここに記して謝意を表する。

#### 参 考 文 献

- 渡部靖憲・森憲 広・佐伯 浩 (1998): 碎波の3次元 Large Eddy Simulation, 海岸工学論文集, 第45巻, pp. 146-150.
- Lin, P. and P. L.-F. Liu (1998): A numerical study of breaking waves in the surf zone, *J. Fluid Mech.*, Vol. 359, pp. 239-264.
- McLean, J. W. (1982): Instabilities of finite-amplitude water waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 114, pp. 315-330.
- McLean, J. W. (1982): Instabilities of finite-amplitude gravity waves on water of finite depth, *J. Fluid Mech.*, Vol. 114, pp. 331-341.
- 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. 259-387.
- Oguz, H. N. (1998): The role of surface disturbance in the entrainment of bubbles by a liquid jet, *J. Fluid Mech.*, Vol. 372, pp. 189-212.
- Su, M.-Y. (1982): Three-dimensional deep-water waves. Part 1. Experimental measurement of skew and symmetric waves patterns, *J. Fluid Mech.*, Vol. 124, pp. 73-108.
- Su, M.-Y., M. Bergin, P. Marler and R. Myrick (1982): Experiments on nonlinear instabilities and evolution of steep gravity-wave trains, *J. Fluid Mech.*, Vol. 124, pp. 45-72.