

三次元的碎波遷移に伴う波峰方向流速と渦スケールの時空間変化

大塚淳一¹・渡部靖憲²・横山 馨³・武田 靖⁴

本論文では、超音波放射軸上の瞬時流速プロファイルを計測可能である Ultrasonic Velocity Profiler (UVP) により、碎波帯における三次元乱流の発生の指標となる波峰方向流速を計測し、碎波後の三次元乱流構造の時空間変化が特徴化される。計測された波峰方向流速に対する wavelet 波数スペクトルにより局所的生成領域および卓越波数の高運動エネルギー領域が特定され、三次元的渦構造を特徴化すると共に代表的な三次元渦である斜降渦のスケールが決定される。また統計的観点から、水槽横断面を循環する大規模渦、三次元的乱れエネルギーの特徴が抽出された。

1. はじめに

碎波は連続するジェットに着水過程を経由して水平ローラー渦、斜降渦を含む典型的な三次元構造を組織し (Nadaoka ら 1989), 碎波帯内の物質輸送拡散に強く影響を与えている。この三次元渦は、碎波ジェット着水点において発生するせん断面の強い伸張効果による不安定性に起因して発生する交互交代渦に由来し、さらなる伸張強化に伴い斜降渦へと発達することが、流体单相流を仮定した数値計算結果より説明されている (Watanabe ら 2005)。また、赤外線サーモグラフィを用いた水面表層温度の計測により、巻き波碎波の着水直後に波峰方向に配列する水面直下の交互交代渦による水面温度が組織的に岸沖方向に伸張される結果が実験的に得られている (渡部 ら 2005)。しかし、この生成された三次元渦の長さ・速度スケールの遷移およびそれらを特徴付けるパラメータに関しては依然未解明である。これらを明らかにするためには碎波帯内部で空間的に分布する瞬時三次元渦構造を実験的に捉える必要があるにもかかわらず、碎波ごとに異なる位置で生成される非再現的な碎波乱流中の渦分布の計測およびその特徴化は極めて困難であった。

一方、超音波放射軸上の瞬時流速プロファイルを計測可能である Ultrasonic Velocity Profiler (UVP) が開発され信頼性が確認されており (Takeda 1995)、現在まで Laser Doppler Velocimeter (LDV) を代表とする点計測を基本とした流速あるいは乱れの平均量のみで評価し得なかった情報が、測線上のプロファイルとして精度良く計測可能となっている。UVP は現在まで計測が不可能であったためにその特性を評価できなかった碎波乱流の間欠性や非一様性さらに乱れ構造遷移等を解明するための有効なツールとして期待されている (Longo ら 2002)。

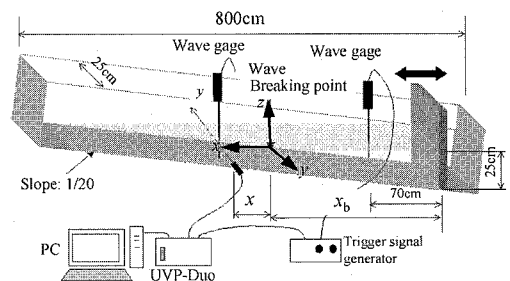
本研究は、UVP による流速プロファイルの計測を碎

波帯流れに適用し、碎波後の波峰方向流速の局所的生成領域を wavelet スペクトルにより特定し、統計的観点から三次元渦構造を特徴化すると共に代表的な三次元渦である斜降渦のスケールを決定するものである。

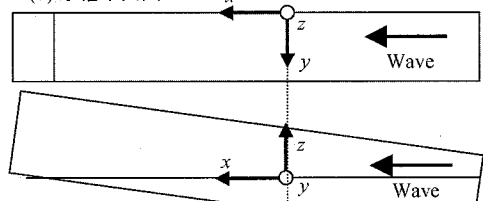
2. 実験方法

実験は一端にピストン式規則波造波機が設置された長さ 8.00 m, 幅 0.25 m, 高さ 0.60 m (水底勾配 1/20) の三面アクリル張り小規模 2 次元造波水路で行われた (図-1 参照)。UVP (Met-Flow 製) による波峰方向流速分布計測は、岸沖方向に碎波点からボア領域まで、水深方向にトラフレベルから底面まで 2 cm 間隔で行い、両側壁間の波峰方向に 128 点の波峰方向流速をサンプリング周波数 50 Hz で取得した。造波機前面に設置された容量式波高計からの信号のゼロアップクロスと同時に出力されるトリガー信号を検出すると同時に UVP による計測が開始され、全ての計測点において造波開始後、

(a) 実験装置



(b) 水槽平面図



(c) 水槽側面図

図-1 実験装置 (a) と座標系 (b), (c)

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工学研究科
3 修(工) 埼玉県庁
4 工 博 北海道大学大学院教授工学研究科

表-1 実験条件

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

同一時刻の流速が取得される．なお，計測された流速と波浪の位相を比較するために計測点上に別の容量式波高計を設置し，同一トリガーで水位変動を記録した．各計測点について巻き波，崩れ波の両碎波形態に対して30回の試行計測を行い，アンサンブル平均ベースの乱流統計量を算出した．

波峰方向に変動する三次元流速の波数特性を調べるため，Fourier スペクトルによる波数解析および3.5次双直交基底関数による連続 wavelet スペクトルを用いてUVP計測線上の空間一波数解析を行い，碎波乱流の間欠性および碎波の非再現性に起因する三次元縦渦あるいは斜降渦の発生箇所を特定し，それらの碎波過程を経由した時空間変化を特徴化した．

実験波浪諸元を表-1に表す．なお，この論文では，本研究の目的である三次元乱流の時空間変化の特徴が明確に現れ，かつエアレーションの計測への影響が少なかったCASE1に集中して議論を行う．計測点の座標は碎波点の静水位を原点とし，波向き方向にx軸，鉛直上向きにz軸，水槽側壁を原点として波峰方向にy軸を定義している（図-1参照）．

3. 結 果

図-2は， $x=70\text{ cm}$ （遷移領域）， $z=-4\text{ cm}$ （トラフレベル直下）， -8 cm ， -12 cm （底面近傍）における波峰方向流速プロファイルの30回の試行計測に対するアンサンブル平均の時系列である．造波開始後，最初の波浪が碎波すると同時に，どの深さにおいても三次元流速場の発生を示す波峰方向流速が発生する．特に，波浪基本周期で変動しかつ水槽幅を一波長とする波峰方向流速および碎波フロント通過直後に正負が交代する二倍波数成分が支配的に存在していることがわかる．前者はトラフレベル直下から底面にかけて波峰方向流速変動の符号が逆転することから水槽側壁面，底面と水面を循環する一対のセル状流れ（波向き方向に軸をもつ一次モードの渦）が形成されていることを表しており，底面に近づくほど波峰方向流速が強化されていることがわかる（図-3(上)参照）．この一次モードの大規模な循環渦が生成される原因は正確に特定できていないが，三次元的な乱れの生成が関わっている可能性があり，後に議論する．一方，後者は碎波フロントにおいて高波数で変動する縦渦に巻き込まれた波峰方向流れ（二次以降高次モード）が生成されていることを表している．（図-3(下)参照）．なお，これら異なるモードの乱れの発生とそれに誘

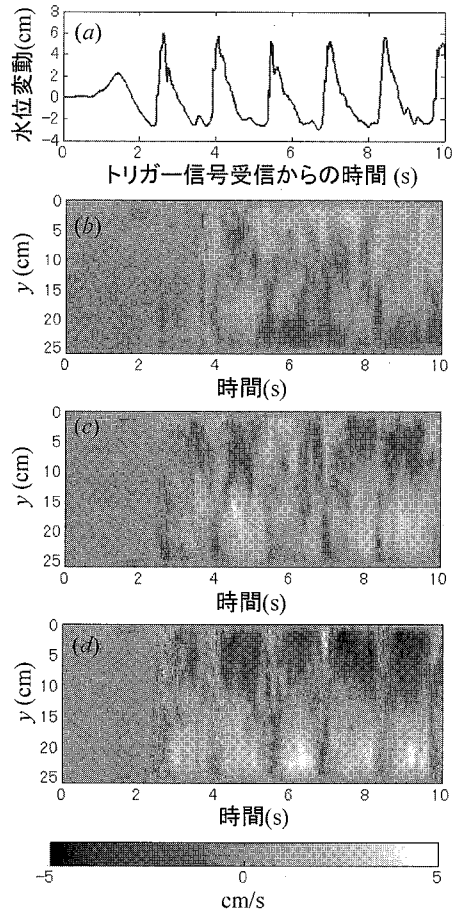


図-2 水位変動(a)と波峰方向流速分布の時系列(CASE 1, $x=70\text{ cm}$: b; $z=-4\text{ cm}$, c: $z=-8\text{ cm}$, d: $z=-12\text{ cm}$)

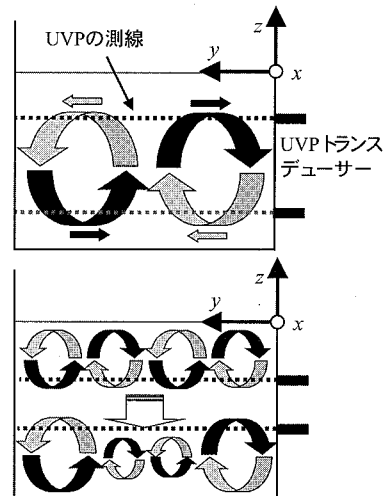


図-3 水槽横断面上の一次モードの水槽内循環流(上)と二次モードの循環渦(下)内のUVP測線上の流速は正負に交番する

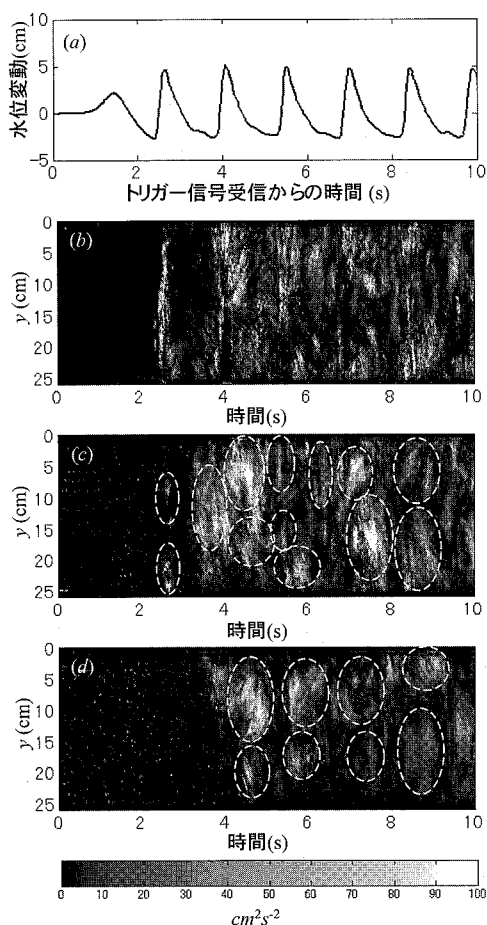


図-4 水位変動(a)と乱れエネルギー分布の時系列 (CASE 1, $x=70\text{cm}$, b: $z=-4\text{cm}$, c: $z=-8\text{cm}$, d: $z=-12\text{cm}$, 点線内: 高エネルギー領域)

発された流れが碎波の位相に応じて周期的に交番するが、そのメカニズムは未解明でありさらなる研究が必要である。

図-4は、波峰方向流速の乱れエネルギー分布の時間変化を表しており、図-2に示す平均流速からの逸脱流速の平均運動エネルギー、すなわち三次元乱流の存在を示している。トラフレベル直下(b)では、周期的な碎波の襲来と同時に強い波峰方向乱れエネルギーが局所的に発生するがその継続時間は相対的に短時間である一方、深い領域(c, d)では広領域に渡る乱れエネルギーが長時間(次の碎波の到来する位相に至るまで)継続する特徴をもつ。これらは、空間的(平面的)にはパッチ上の三次元の高乱れエネルギー領域(図-4点線内)が底面近傍にまで達していることを、また浅い領域では高乱れエネルギー領域が間欠的に現れる傾向があるのに対して、深い領域ほど間欠性の低い準周期的な波峰方向に1対の高乱れエネルギーパッチ状領域が現れていることを表している。一方、相対的に深い位置で明確となるこれらの1対のパッチ状領域は一次モードの平均

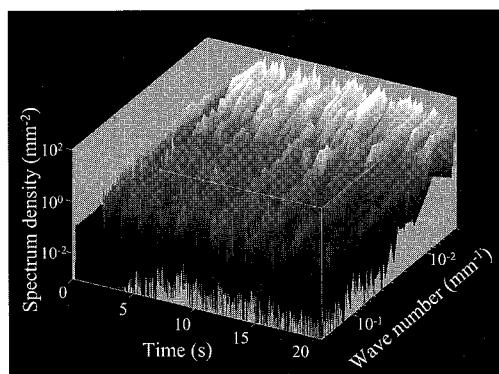


図-5 典型的なFourier波数スペクトルの時間変化 (CASE 1, $x=70\text{cm}$, $z=-4\text{cm}$)

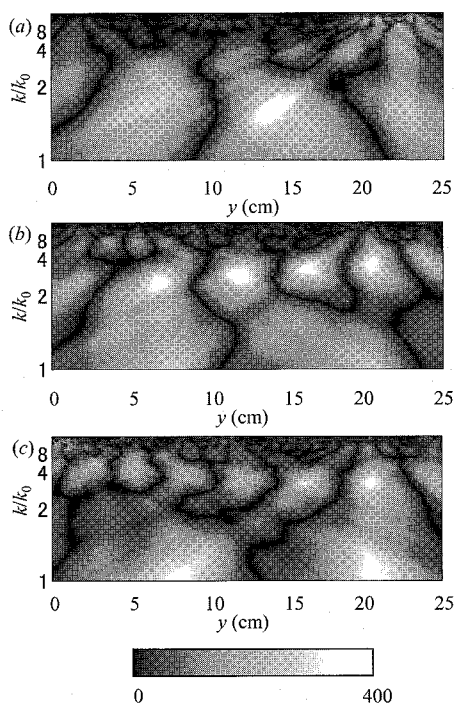


図-6 碎波通過直後の典型的な wavelet 波数スペクトル (相対単位) の時間変化 (CASE 1, $x=70\text{cm}$, $z=-4\text{cm}$: 時間間隔: 0.04s)

循環渦(図-2 参照)の形成領域と対応しており、組織的あるいは周期的乱れの形成と上述の循環渦が何らかの関係をもっていることを示唆している。

次に碎波と同時に発生する波峰方向流速の波数特性について議論を行う。

図-5は、トラフレベル直下($x=70\text{cm}$, $z=-4\text{cm}$)の波峰方向流速の Fourier 波数スペクトルの時間変化を表している。低波数帯の高エネルギースペクトルが碎波の到来と共に発生し、周期的な変動が支配的である一方、明確な卓越波数およびスペクトル勾配の変化を確認することはできない。類似した傾向がほぼ全ての計測点に対

して確認されており、この傾向は図-4 に示す乱れの組織性や深さ方向に対する乱れ分布の特徴を表しているとはいえない。これは、Fourier スペクトルが波峰方向の周期性を仮定しているのに対して、波峰方向流速（あるいは三次元流速）の発生・発達の局所性（波峰方向に対する非周期性）と間欠性のため、的確に特性波数を抽出できないことに起因している。波数方向の非周期性を考慮して位置によって変化する卓越波数を抽出するために、有限基底幅をもつ基底関数に対する波数成分を検出可能な wavelet 解析は有効な手段である。

図-6 は、トラフレベル直下 ($x=70$ cm, $z=-4$ cm) における碎波通過後の典型的な wavelet 波数スペクトルを表している。碎波通過直後、 $y>10$ cm の領域で水槽幅を基本波長とする波数 k_0 の約 3 倍波数のスペクトルが点在し (a)、時間と共に発達する一方、新たな高波数スペクトル (約 5 倍波数) が $y<10$ cm の領域で発生し (b)、波数方向に非一様な波数をもつ高スペクトル領域が配列する (c)。このような卓越波数の時空間変化は、乱れの間欠性（あるいは非周期性）により連続する碎波ごとに異なるが、三次元空間内の分布として整理すると各波数スペクトルが組織的に分布していることが明らかになる。

図-7 は、 $x=40$ cm (着水直後)、 $x=70$ cm (遷移領域)、 $x=150$ cm (ボア領域) の 2 倍および 4 倍波数に対する瞬時 wavelet スペクトルの等値面の三次元空間分布を表している。ここで、岸沖方向の x 座標は凍結原理により時間から空間に変換されている。凍結原理を適用する場合、代表速度として移流速度を用いるべきであるが、ここでは第一次近似として長波の波速 $C=(g(h+H))^{1/2}$ (h ; 水深, H ; 波高) をベースに変換した。なお、Ting & Kirby (1996) で議論されているように、碎波内部の流

速が $0.2C$ 程度で与えられた場合、ここで表される岸沖長さスケールについても 0.2 倍程度となる。着水直後 (a) では、両波数共水面近傍においてのみ、管状に伸張する高エネルギー領域が岸沖方向へ分布する。遷移領域 (b) では、碎波フロント部の背後において着水直後と同様な水面近傍で岸沖方向へ伸張する管状分布となるが、さらにその背後では斜め下向きへ伸張し底面近傍にまで達するように高エネルギー領域が分布する。これらスペクトルの管状空間分布は、著者ら (2005) が実験および数値解析によって確認した着水直後および碎波フロント部で発生する交互交代渦およびそれらの背後で発達する斜降渦の分布と極めて類似している。この類似性から、本実験で得られた wavelet 波数スペクトルの管状高エネルギー領域が碎波後に形成される岸沖方向に伸張する縦渦および斜降渦中の三次元運動エネルギーを表していると考え、これら三次元渦が波峰方向に約 $0.07 < k < 0.154$ (cm^{-1}) 程度のレンジの波数で変動していることになる。また、これらの渦は碎波フロント背後から岸沖方向に一波長に及ぶまで伸張されている。通常観察される斜降渦に捕捉される混入気泡は、これほど広領域には分布しないので、混入気泡は気泡の到達深に応じて斜降渦上方の一部でのみ捕捉されるものと考えられる。なお、上述の管状高エネルギー領域の組織的構造はほぼ毎碎波で確認しており、点計測では間欠的特徴をもつとされている碎波乱流 (Cox & Kobayashi 2000) も実際は連続する碎波ごとに乱れが局所的にのみ異なるだけで類似した構造をもっていることを表している。一方、ボア領域では明確な管状エネルギー分布は現れず、碎波の発達に伴って組織性が失われたか異なるスケールの乱れが支配しているものと考えられる。

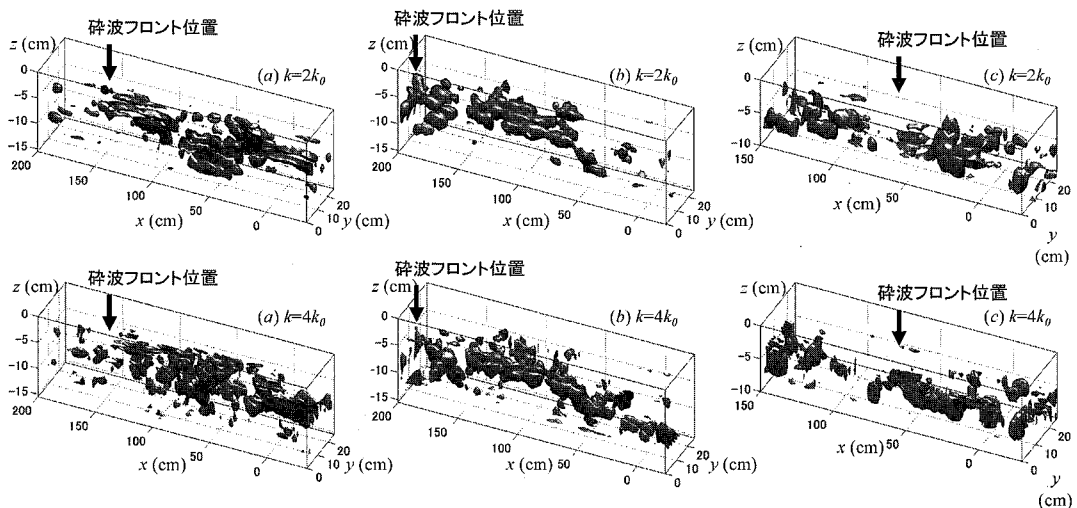


図-7 二倍波数(上)と四倍波数(下)に対する高強度 wavelet スペクトルの空間分布 (CASE 1, 左: $x=40$ cm, 中: $x=70$ cm, 右: $x=150$ cm)

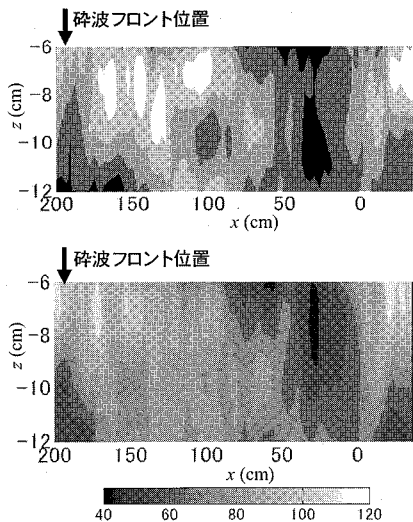


図-8 波峰方向に平均された wavelet スペクトル (相対単位) の二倍 (上) と四倍 (下) 波数成分のアンサンブル平均の鉛直分布 ($x=70\text{cm}$)

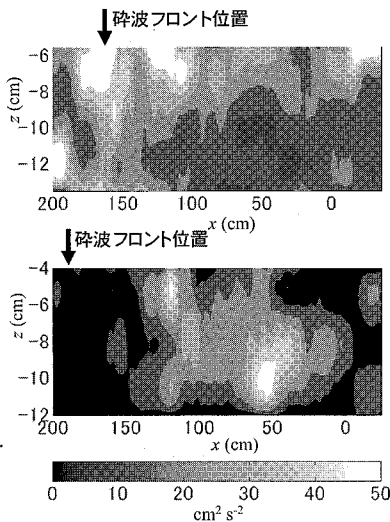


図-9 波峰方向積分の乱れエネルギーの鉛直分布 (上: $x=40\text{cm}$, 中: $x=70\text{cm}$)

図-8は、遷移領域($x=70\text{cm}$)での波峰方向に平均された wavelet スペクトルの二倍(上)と四倍(下)波数成分の30回の試行に対するアンサンブル平均を表したものである(図-7と同様に波速で時間座標を空間座標へ変換している)。碎波ごとに初期三次元渦生成のタイミングが僅かに異なるため両波数とも、比較的に広い領域で相対的に高いエネルギーが分布するが、碎波フロント直下のトラフレベルから底面に向かって波向きに対して斜め後方へ広がる斜降渦と同様な指向性を示している。この様に、統計的観点からも前述の波数帯で変動する三次元渦(斜降渦)の存在を確認できる。また、この高エネルギー

一領域内において、明らかに高い乱れエネルギーが存在していることがわかる(図-9(b)参照)。なお、着水点近傍($x=40\text{cm}$)では、着水に伴う強い波峰方向乱れエネルギーが水面近傍に分布する傾向(a)は、図-7に示した三次元渦の生成に関わっていると考えられる。

4. 結 論

- 1) UVP による波峰方向流速計測を碎波帯流れに適用し、碎波直後に発生し碎波の進行に伴って変化する三次元乱流の特性を明らかにした。
- 2) 遷移領域において、2次元水槽横断面上で循環する一対のセル状大規模渦(第一モード)および二対の循環渦(第二モード)が形成されることが明らかになった。この大規模循環渦の形成箇所に高乱れエネルギー領域が存在する。
- 3) Wavelet 波数スペクトルにより、波峰方向に非一様な分布を持つ三次元流れの波数分布を特徴付けた。 $0.07 < k < 0.154 (\text{cm}^{-1})$ 程度のレンジの波数をもつ高エネルギー領域は、碎波初期段階では管状に岸沖方向へ伸張する分布をもち、遷移領域では斜め下方へ伸びる分布となる。これらの分布と碎波直後に発生する交互交代縦渦および斜降渦の分布との類似性は、この波数レンジの波峰方向流速成分がこれらの渦の波峰方向変動を特徴付けていることを示している。また、これらの渦は碎波フロントから岸沖方向に一波長に及ぶまで伸張されている。
- 4) wavelet スペクトルの各波数成分のアンサンブル平均もまた斜降渦の軸と同様な指向性をもって分布し、斜降渦は碎波フロントで生成された高次モードの縦渦が斜め下方へ伸張されることに起因することが統計的に確認された。また、流れ方向に積分された乱れエネルギーの分布から斜降渦の軸上で強い乱れが誘発される。

参 考 文 献

- 渡部靖憲・森信人・秀島賢保(2005): 碎波波面直下の縦渦遷移と熱・物質拡散率について, 海工論文集, 第52巻, pp. 96-100.
- Cox, D.T., and N. Kobayashi (2000): Identification of intense, intermittent coherent motions under shoaling and breaking waves, *J. Geophys. Res.*, Vol. 105, pp. 14223-14236.
- Longo, S., M. Petti, and I.J. Losada (2002): Turbulence in the swash and surf zones: a review, *Coastal Eng.*, Vol. 45, pp. 129-147.
- 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.
- Takeda, Y. (1995): Instantaneous velocity profile measurement by ultrasonic Doppler method, *JSME Int. J.*, pp. 8-16.
- Ting, F.C.K., and J.T. Kirby (1996): Dynamics of surf zone turbulence in a spilling breaker, *Coastal Eng.*, Vol. 27, pp. 131-160.
- Watanabe Y., H. Saeki, and R.J. Hosking (2005): Three-dimensional vortex structures under breaking waves, *J. Fluid Mech.*, Vol. 545, pp. 291-328.