

# 越波ジェットの波峰方向不安定とフィンガージェットの形状遷移

## Lateral Instability of Overtopping Jets Evolving into Fingering Surfaces

渡部靖憲<sup>1</sup>・石崎真一郎<sup>2</sup>・新井田靖郎<sup>3</sup>

Yasunori WATANABE, Shinichiro ISHIZAKI and Yasuo NIIDA

Lateral instability of overtopping jets is manifested when a breaking wave hits a vertical wall, resulting in formation of so-called finger jets. This study presents that the instability is caused by changes in orientation of capillary waves on the stretched surface rising at high acceleration, and that the evolution of the resulting fingers depends on relative distance between the breaking point and location of the wall. Population of the sprays with very high rise velocity over 9 m/s significantly increases when incident waves break in front of the wall due to expansion of air pocket squeezed between the jet and wall.

### 1. はじめに

実海域において鉛直壁体に碎波が衝突する際、波峰方向（壁体の延長方向）に非一様な構造をもつ飛沫群の発生と局所的に異なる越波水の飛散域、また同等な波浪の来襲にも関わらずこれらの越波イベント毎の非再現的変化が知られている（図-1参照）。一方、室内実験で確認されているFlip-through型鉛直ジェットのフィンガー化に伴うジェット形状の変化はフィンガー部の分裂により飛沫のソースとなるため、上述の飛沫の局所的拡散、輸送に大きく関わると考えられる。それ故、このフィンガージェットの発生のトリガーとなる波峰方向の水面の不安定の原因やその後の発達、さらに飛沫への分裂を決定する越波時のジェット-構造物間相互作用は、越波飛沫による壁体背後域の安全性評価と近隣環境の負荷予測の観点から、解明すべき重要な問題である。

著者ら（2009）は、バックライト法によりFlip-through越波に伴う飛沫サイズ分布並びにジェット形状の変化と飛沫への分裂について調査を進めてきたが、ジェットのフィンガー化を誘発する波峰方向の初期不安定の発生原因及び分裂による飛沫放出後のジェット形状の変形に関わる一連の越波イベントのダイナミクスは依然未解明である。本研究は、碎波点前後に鉛直堤体がある場合の越波イベントに対する同様なバックライト動画像計測により、フィンガージェット形成を誘発するジェット水面の不安定性、ジェット先端の分裂に伴うフィンガーの合体、生成飛沫群の特徴化を通して、フィンガージェットの発生、発達メカニズムを明らかにするものである。



図-1 岸壁延長方向に組織的に配列する越波飛沫群。  
Geeraertsら（2007）より

### 2. 実験方法

延長24m、幅60cm、高さ1m、水底勾配1/20をもつ2次元造波水路中にアクリル製透明鉛直壁を水深10cmの位置に設置し壁体背後から10×18cmの青色LEDパネルからバックライトを照射する（図-2参照）。周期1.9s、入射波高14.6cmの規則波を造波し、碎波の壁体への衝突後、ジェット水及び飛沫の両者のバックライト射影の鉛直横断面分布並びに入射波形を同期した高速ビデオカメラ（シャッター速度0.125ms、500fps、解像度1280×1000画素）により計測する。碎波点を原点とし波の進行方向を正とする水平x軸を定義し、鉛直壁前面をx=-40～20cmの位置に設置した時のジェットの形成と変形、飛沫への分裂と飛沫の拡散に至る一連のジェット形状遷移を静水位から10cm間隔で鉛直方向（z）に撮影領域をトラバースさせ、各計測位置について20回の試行画像計測を行った。即ち本研究では、碎波前の波浪の発達中に壁体に衝突する場合、Flip-through越波の場合さらに碎波後に衝突する場合（図-3参照）の波峰方向のジェットの不安定性並びにジェット遷移を統計的に定量化し特徴化する。

1 正会員 博(工) 北海道大学准教授大学院工学研究院  
2 正会員 東洋汽船(株) 船舶営業部  
3 学生会員 北海道大学大学院工学院

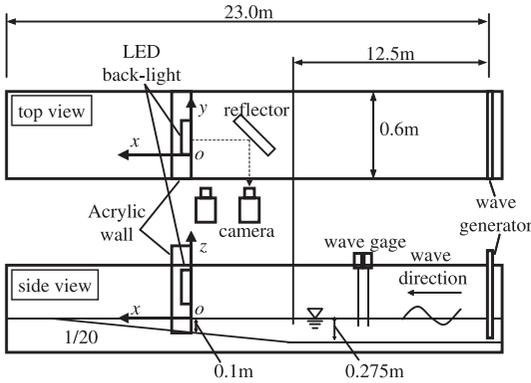


図-2 実験装置

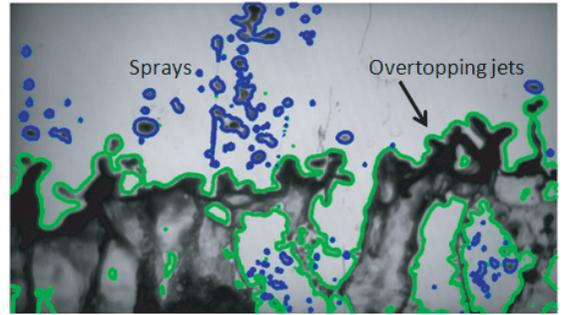


図-4 バックライト計測画像から飛沫(青)及びジェット流体(緑)のエッジ検出例

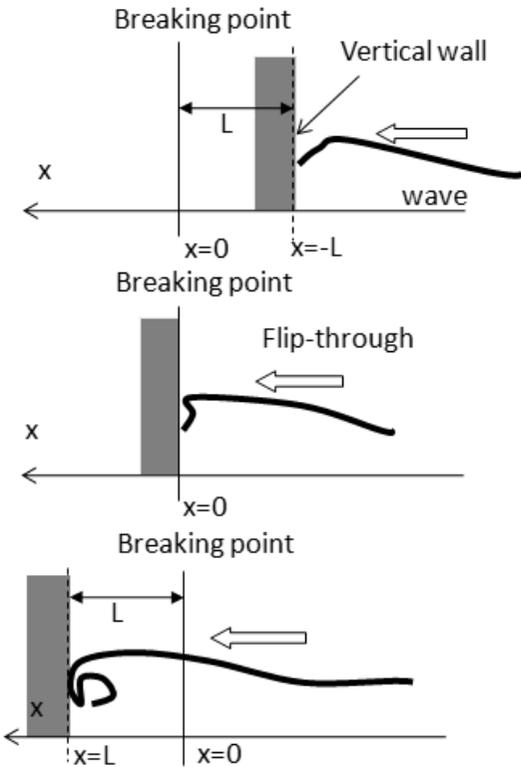


図-3 相対壁体位置と水面形

撮影されたバックライト射影のエッジは渡部・石崎(2009)と同様にlevel-set法により検出し、エッジが閉合するものを飛沫、それ以外をジェット流体と定義し統計的に評価する。なお、水槽内の水は蛍光染料ウラニンで染色されており、青色照明を吸収し、バックライト背後の流体中を透過しないため、容易にエッジ検出を行うことができる(図-4参照)。なお、デフォーカス飛沫は画像濃度勾配を基に除去してある(渡部・石崎, 2009)。

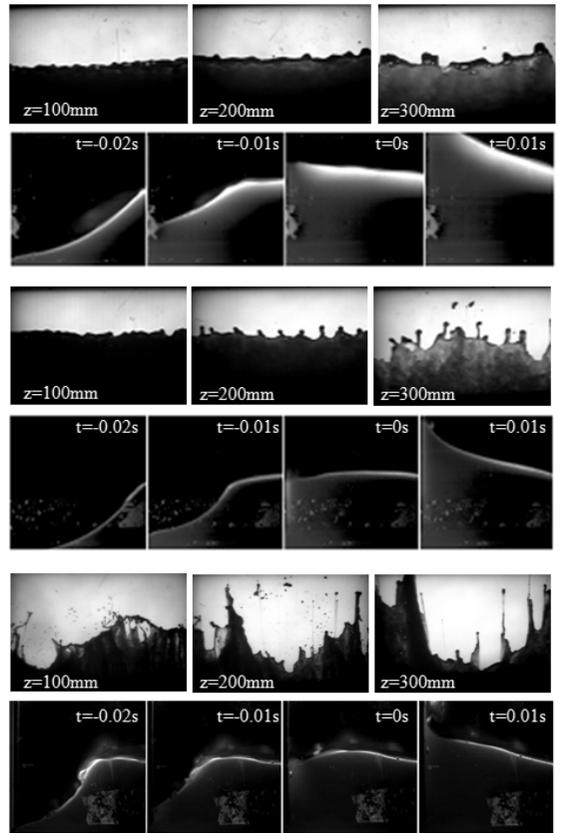


図-5 碎波前に壁体に衝突するケースの波峰方向水面変動のバックライト射影と側方カメラから撮影した入射波浪形状(上:  $x=-30\text{cm}$ , 中:  $x=-20\text{cm}$ , 下:  $x=-10\text{cm}$ )

### 3. 結果

#### (1) フィンガ越波ジェットの発達

壁体に衝突する相対的な波浪の発達の違いによりジェットの波峰方向の形状、飛沫の発生形態が大きく異なる。波浪が十分に発達する前に壁体に到達する場合、波峰方向に一様な鉛直ジェットが上昇し飛沫の発生もないが、壁体が碎波点に近い程、小規模なフィンガージェットが

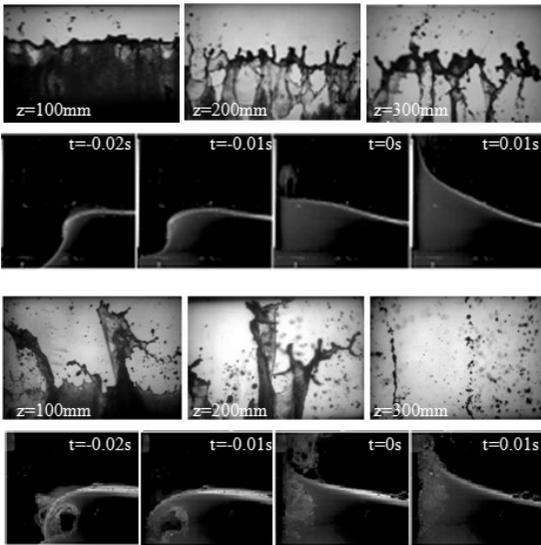


図-6 碎波と同時に及び碎波後に壁体に衝突するケースの波峰方向水面変動のバックライト射影と側方カメラから撮影した入射波浪形状 (上:  $x=0\text{cm}$ , 下:  $x=20\text{cm}$ )

波峰方向に規則的な間隔で組織される (図-5参照)。このフィンガージェットは同一の間隔を維持したまま鉛直方向に伸長され、十分に伸長されたジェット先端は分裂し飛沫として放出される。壁体と碎波点が十分近い位置 (図-5下) では、衝突初期段階から飛沫への分裂が発生し、また大小異なるスケールが重畳し波峰方向に変動する水面形状へと発達する。

碎波点近傍で衝突する Flip-through 型越波では (図-6上), 初期のフィンガージェットが高速で鉛直方向に上昇し、ジェット先端のリム部の下方の流体が伸長され、この領域がリム部に先行して波峰方向に分断される。細長く伸長したジェット先端のリム部は多数の小飛沫へと再分裂し、その後大規模なフィンガージェットを形成する。碎波後に壁体に衝突する場合 ( $x > 0$ ) には (図-6下), 衝突直後にエアチューブが崩壊し多量の気泡へと分裂、混合されるため組織的なジェット形状にはならずイベント初期において大量の飛沫が広領域に飛散する。

## (2) 相対壁体位置に対するフィンガージェット形状の変化

図-7は、ジェット先端の平均上昇速度及び分裂飛沫の平均速度の相対壁体位置に対する変化を表わしている。なお、 $x \leq -20\text{cm}$ では有意な分裂飛沫が形成されなかったため、飛沫速度 (点線) については記述していない。ジェットの平均上昇速度は  $x$  に対して線形的に増加し、Flip-through時 ( $x=0$ ) で最大値となり  $x > 0$  においては減少する。また、相対壁体位置が小さくなるに従って、 $z$  に応じた速度上昇率が大きくなり、ジェットの加速度が増加していることがわかる。一方、飛沫の平均上昇速度

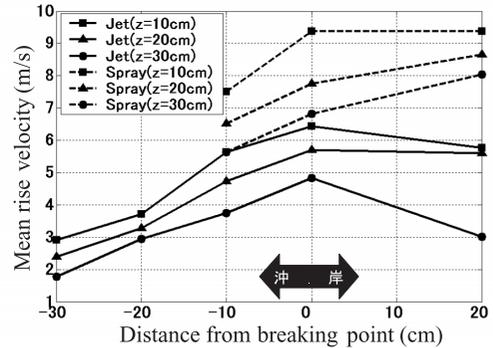


図-7 相対壁体位置に対するジェット先端と飛沫の平均上昇速度

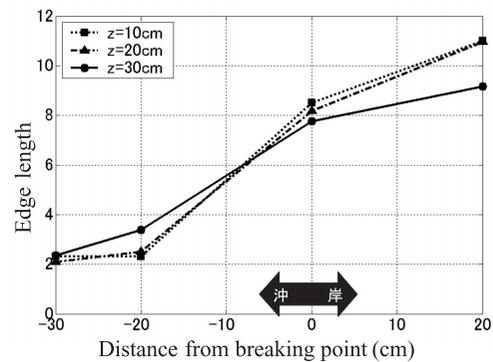


図-8 相対壁体位置に対するジェットの周長比

は碎波後のエアチューブの圧縮膨張による爆発的な飛沫放出により碎波後のケースが Flip-through 時を上回り最大となる。ただだか  $1\text{m/s}$  程度の波速の波が Flip-through 過程において波面の集中により  $5\text{m/s}$  を超える速度のジェットの上昇と  $9\text{m/s}$  を超える速度を持つ飛沫の飛散を伴うことは興味深い結果である。

ジェットの形状の複雑さを示すジェット流体の周長比 (=ジェット流体のエッジの全長計測領域の水平軸に沿う長さ。つまり、完全に波峰方向に一樣な水面は周長比が 1 となる) は、ジェットの加速度が有意に増加する  $x = -10 \sim 0\text{cm}$  にかけて大きく増加し、周長比の増加が表わすフィンガージェットの発達がジェットの加速に伴う伸長に起因することを示す (図-8)。

Longuet-Higgins (1995) は、進行波の曲率に応じて変化する表面張力の変動を考え、水面が進行方向に伸長される時、表面張力波の指向性が伸長方向に変化するため、水面の伸長が顕著となる巻き波ジェットの波峰方向の水面変動さらにはジェットの分断が発生し得ると主張している。これは、実験等による裏付けはないものの、ジェットのフィンガージェット化を説明する根拠として一つの可能性を示すものである。一方、Saruwatariら (2009) は、碎

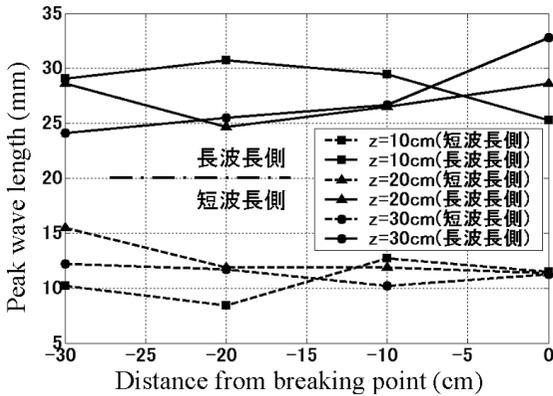


図-9 ダブルピークをもつ波峰方向水面形状スペクトルの極大長さスケールの変化

波ジェットの着水下で現れるせん断流よどみ点領域における流体の伸長に伴う渦度の指向性の変化から発達する交互交代渦による水面の巻き込みによりジェットが波峰方向に分裂しフィンガージェットが形成されることを数値的に証明しており、これによると本研究で対象とした波浪と同一スケールの巻き波砕波では数cm-5cmと見積もられる。

フィンガー先端が飛沫へと分裂した直後のジェット本体には突然鉛直方向に表面張力が作用するため、ジェットの水面上を波峰方向へ表面張力波として伝達し、次第に大規模フィンガーへと発達する。即ち、フィンガーの波峰方向変動スケールには、初期の不安定に起因するものと先端が分裂した後に発達するものの2種類の代表スケールがある。これら波峰方向変動は、波長約20mmを境とした長波長及び短波長側にダブルピークをもつスペクトルにより記述される。図-9は、このダブルピークをもつ水面形の波峰方向波数スペクトルの長波長側（実線）と短波長側（破線）のピーク波長の $x$ に対する変化を表わしている。明確なフィンガージェットが現れる $z > 20$ cmでは砕波点に近づく程、短波長側の波峰方向水面変動スペクトルのピーク波長は10-15mmのレンジで減少し、長波長側は逆に24-33mmのレンジで増加する。本研究で対象とする越波過程はビーチ上の砕波過程とは異なり直接比較することは無理があるかもしれないが、少なくとも小スケール側の長さスケールは、前述したせん断不安定から発生する同一規模の砕波ジェットの分断スケールより十分小さく、また表面張力が卓越するリム部直下からジェットの分断が進行するため、初期の波峰方向の水面形の不安定は高速で鉛直方向に伸長されるジェット水面上で表面張力波の指向性の変化に起因するものであり、Longuet-Higgins (1995) が巻き波ジェットの縦方向の分断を説明したものと同様なメカニズムの下で発生するものと考えている。

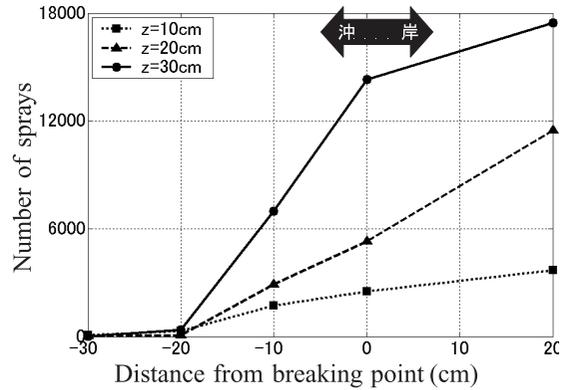


図-10 相対壁体位置に対する飛沫数の変化

### (3) フィンガーから分裂する飛沫

図-10は、相対壁体位置に対する飛沫数を表わしている。 $x \leq -20$ cmでは、フィンガーの発達小さく、有意な飛沫が生成されないが相対壁体位置が小さくなるに従いジェットの加速度が増加し、また伸長が顕著となるため、飛沫数の単調増加が確認できる。また砕波直前に壁体に衝突するケース ( $x = -10, 0$ cm) では、フィンガーから分裂する飛沫が支配するため生成飛沫数は鉛直位置 $z$ に応じて急増する一方、砕波後では衝突時のエアチューブの圧縮膨張による爆発的な流体の放出により、相対的に低位置で顕著に飛沫数が増加する。

個々の飛沫径に対する発生量を記述するために、越波イベント間に発生した飛沫に対して0.1mm毎のヒストグラムのビン内の頻度を飛沫サイズスペクトルと定義し図-11に示す。飛沫形成機構が砕波前後で異なるにも関わらず飛沫サイズスペクトルのピークサイズは2-3mm、スペクトル勾配は-3/2~-10/3で一意に与えられる。これは水面の不安定を経由した飛沫への分裂過程が砕波とは異なる機構の下に一意に決定されることを示唆していると考えられるが、この勾配の物理的意味については今後解明すべき問題である。

## 4. 結論

波浪が十分に発達する前に壁体に到達する場合、波峰方向に一樣な鉛直ジェットが上昇し飛沫の発生もないが、壁体が砕波点に近づく程、小規模なフィンガージェットが形成されその後発達する。砕波点近傍で衝突するFlip-through型越波では、初期のフィンガー先端が高速で鉛直方向に上昇し、下方の流体が伸長、分断され、大規模なフィンガージェットを形成する。分裂したジェット先端部は多数の小飛沫へと再分裂する。砕波後に衝突する場合には、衝突直後にエアチューブが崩壊し気液が複雑に混合されるため組織的なジェット形状にはならずイ

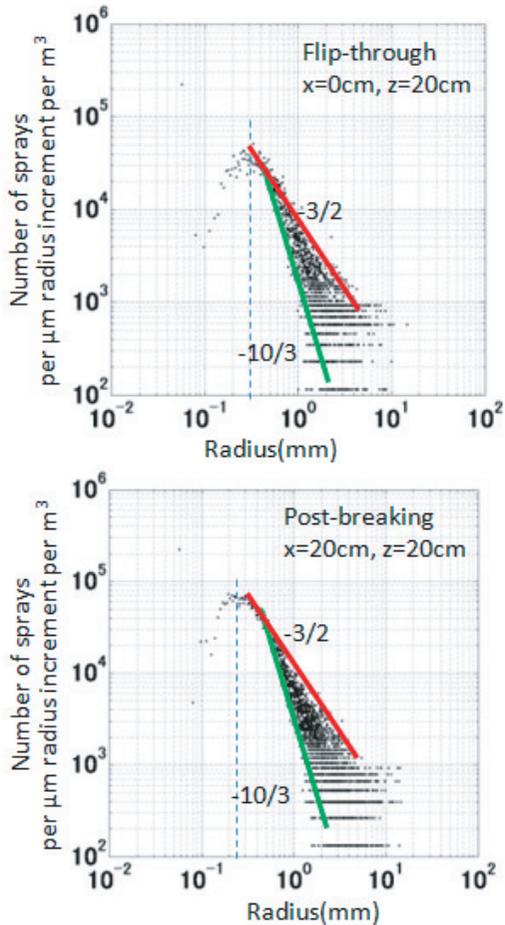


図-11 Flip-through 越波 (上) と碎波後に壁体に衝突するケース (下) の飛沫サイズスペクトル

ベント初期において大量の飛沫が広領域に飛散する。

ジェットの平均上昇速度は碎波点と堤体との相対距離が短くなるに従って単調に増加し、Flip-through時で最大値となり碎波後においては減少する一方、飛沫の平均上昇速度は碎波後のエアチューブの圧縮膨張による爆発的な飛沫放出により碎波後のケースが最大となる。ジェットの形状の複雑さを示すジェット流体の周長比は、碎波

直後に壁体に衝突するケースでは大きく増加し、フィンガージェットの発達が目立つことを示す。即ち、初期の波峰方向の水面形の不安定は高速で鉛直方向に伸長されるジェット水面上で表面張力波の指向性の変化に起因するものであり、Longuet-Higgins (1995) が巻き波ジェットの縦方向の分断を説明したものと同様である。

フィンガー先端が飛沫へと分裂した直後のジェット本体には突然鉛直方向に表面張力が作用するため、ジェットの水面上を波峰方向へ表面張力波として伝達し、その重畳により大規模フィンガーへと発達する。即ち、フィンガーの波峰方向変動スケールには、初期の不安定に起因するものと先端が分裂した後に発達するものの2種類の代表スケールがある。碎波点に近づく程、前者の波峰方向水面変動スペクトルのピーク波長は10-15mmのレンジで減少し、後者は逆に24-33mmのレンジで増加する。

碎波前に壁体に衝突するケースではフィンガーから分裂する飛沫が支配するため生成飛沫数は鉛直位置に応じて急増する一方、碎波後では衝突時の気液混合により低位置で顕著に飛沫数が増加する。飛沫形成機構が碎波前後で異なるにも関わらず飛沫サイズスペクトルのピークは2-3mm、勾配は-3/2~-10/3で一意に与えられる。これは水面の不安定を経由した飛沫への分裂過程が碎波とは異なる機構の下に一意に決定されることを示唆している。

#### 参考文献

- 渡部靖憲・石崎真一郎 (2009): 越波ジェットのフィンガー化と飛沫への分列過程, 海岸工学論文集, 56, pp. 11-15.
- Geeraerts, J., P. Troch, J. De Rouck, H. Verhaeghe and J. J. Bouma (2007): Wave overtopping at coastal structures: prediction tools and related hazard analysis, *Journal of Cleaner Production*, 15, pp. 1514-1521.
- Longuet-Higgins, M. (1995): On the Disintegration of the Jet in a Plunging Breaker, *Journal of Physical Oceanography*, 25, pp. 2458-2462.
- Lugni, C., M. Brocchini and O. M. Faltinsen (2006): Wave impact loads: The role of the flip-through, *Physics of Fluids*, 18, 122101.
- Saruwatari, A., Y. Watanabe and D. M. Ingram (2009): Scarifying and fingering surfaces of plunging jets, *Coastal Engineering*, 56, pp. 1109-1122.