砕波ジェットの局所水面変形機構と飛沫への分裂確率

Mechanisms of the Local Surface Deformation and Breakup of the Wave Breaking Jets

猿渡亜由未¹·渡部靖憲²

Ayumi SARUWATARI and Yasunori WATANABE

Local surface deformations of the wave breaking jets were computed using a three-dimensional large eddy simulation. The typical counter-rotating vortices formed with the jet entrains the adjacent jet surface into inner fluid to penetrate the jet, forming a so-called finger jets. The tips of the fingers are fragmented into sprays. The breakup rate of the fingers and the volume fraction of the resulting sprays have also been statistically estimated in this paper. It has been found that local acceleration along the fingers determines the breakup rate as well as the fluid fraction.

1. はじめに

砕波ジェットが着水する際に放出される大量の飛沫が 陸域へと飛散すると、飛沫に含まれる海塩の影響により 海岸構造物の腐食や沿岸環境の悪化等の塩害をもたらす 原因となる。更に、放出される飛沫のうち極微細なもの は海洋性エアロゾルとして、大気・海洋間の熱輸送に直接 的影響を与える。これまで地球規模の気候変動を考える 際には、沿岸域に比べて面積の大きい外洋において気泡 の再曝気により発生する微細飛沫量に基づきエアロゾル 濃度が見積もられてきた。しかし、砕波帯におけるエア ロゾルは外洋よりも1-2 オーダー高濃度かつサイズス ペクトルの幅も大径側に広い為(de Leeuw、1999)、沿 岸域の局所熱・湿度環境を支配すると考えられる。飛沫 による塩害範囲やエアロゾル生成量等を予測する為には、 砕波帯での飛沫発生量やサイズ分布等を知る必要がある。

Watanabeら(2005)は、砕波に伴い発生する水面直下の三次元渦が局所水面変形をもたらす事を明らかにしている。ただし彼らの計算は水面と渦との直接的相互作用が考慮されておらず、飛沫の生成等の詳細な水面形状遷移については明らかにされていない。一方、猿渡・渡部(2008)は、ジェットの静水面着水に起因してフィンガージェットが噴出すると共に、その先端から飛沫が発生することを水理実験から明らかにしている。しかしながら砕波ジェット着水から飛沫の生成に至るまでの局所水面形遷移機構は明らかではない為、飛沫生成量等を予測する合理的な方法は存在しない。

そこで本研究では、巻き波砕波のジェット着水過程に 関する数値試行実験を通して、砕波ジェット着水に起因

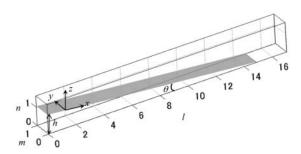


図-1 計算領域と初期水面

する局所水面変形が発生するメカニズム, 更にはそれが 飛沫へと分裂するメカニズムを明らかにすると共に, 飛 沫への分裂確率及び飛沫生成量について統計的に特徴化 する.

2. 数值計算法

砕波下の乱流場と水面形遷移はWatanabeら(2008)により提案され、実験結果等との比較によりその精度が検証されたのと同一の数値計算法により計算した.即ち、乱流モデルとして三次元Large Eddy Simulationを用い、フィルター操作されたNavier-Stokes式の非移流項は予測子修正子法と二段階分離解法により,また移流項はCIP 法により更新した. 圧力に関するPoisson方程式はIrregular-star法ベースのMultigrid法により解いた. 水面形状の計算は Level-set法により行った. 本計算法は自由水面のゼロ接線方向せん断力条件と表面張力等による水面圧力のジャンプ条件として表される自由水面力学的境界条件を高精度で満足させる特徴を有する. これにより、砕波に伴う水面下の複雑な渦度場との相互作用を経て決定される自由水面形状の遷移を正しく評価することができる.

¹ 正会員 博(工) 北海道大学大学院工学研究科

² 正会員 博(工) 北海道大学准教授大学院工学研究科

表-1 造波した二次近似 cnoid 波の条件

砕波 形態	Cnoidal wave modulus	周期	造波 波高	砕波 波高	砕波点 水深
		Ts	H cm	H_b cm	h_b m
巻き波	0.9933125	2.61	9.5	14.3	10.3

表-2 砕波ジェットの条件

着水速度	着水角度	二次ジェット 初速度	初期二次 ジェット厚
m/s	deg	v _h m/s	d_j cm
2.2	36	2.3	1.5

図-1に示すような底面勾配 l/15, 全長 4.25m, 幅 0.25m, 高 $\stackrel{\circ}{=}$ 0.40m の水路を計算領域とした.座標系は数値水槽底面を基準として l, m, n-軸, 水平方向を基準として x, y, z-軸を図に示すように定義する.初期条件として静水面を与え,l=0 地点の水深h e0.25 m とした.全ての変数は,重力加速度 g, 水の密度 ρ_w ,境界水深h により無次元化される.

静水状態からI=0の境界において二次近似のcnoid波を造波し,巻き波砕波を発生させる.造波波浪の条件を表-1に示す.砕波に伴う飛沫生成量とそれを決定する砕波ジェットの分裂過程について統計的に評価する為に,造波境界において微小な初期擾乱を与え,20回の数値試行実験を行った.初期擾乱はIafrati(2009)の方法に従って与えた.即ち,擾乱を含まない造波波浪の流速分布や水位変動をf=f(x,z,t)と表せるとき,本研究では $f=f(x+r\Delta x,z,t)$ で表わされる条件を造波境界に与えた.ここで,係数xは平均x0,標準偏差x1/x2の正規分布に従い決定した.x2な計算グリッド幅であり,本研究ではx6.7x1の開発には周期境界条件を与えた.

造波を開始してから砕波波高が安定する4波目の砕波ジェット着水過程を対象として解析を行った。このときの巻き波砕波のジェット着水条件を表-2に示す。また砕波ジェットが前方の水面に着水した時刻をt=0とする。

3. 砕波に伴う局所水面変形機構

砕波ジェット着水後の典型的な水面形遷移を図-2に示す。巻き波砕波のジェットが着水すると、着水点を起点として二次ジェットが放出される。二次ジェットの先端はフィンガー状に分裂した形状となっており、背後には"scar"と呼ばれる岸沖方向の筋状の水面変形(Brocchini・Peregrine、2001)が形成されている。その後フィンガージェットは、先端付近が分裂することにより飛沫を放出させながら進行していき、更に前方の水面へと再着水する。即ち、猿渡・渡部(2008)のジェットの静水面着水に関

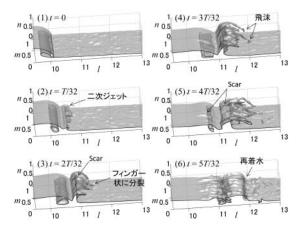


図-2 典型的な砕波ジェット着水点近傍の水面形状遷移

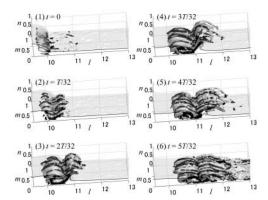


図-3 典型的な砕波ジェット着水後のx-軸方向成分の渦度の等値面(白: ω_x =+0.5, 黒: ω_x =-0.5)

する水理実験と同様なジェット水面形状遷移が表れた.

図-3に、図-2に対応する位相におけるx-軸方向成分の 渦度場を示す。Watanabeら(2005)は砕波下の流れ場を 数値的に再現し、砕波ジェット着水点近傍で発生するせん断力不安定が水面下の交互交代縦渦の形成を誘発することを示すと共に、これを斜降渦(Nadaokaら、1989)と同定した。本計算においても同様なせん断不安定による交互交代縦渦が、巻き波砕波により形成されたエアチューブの上下に形成されている。更に本研究では、エアチューブ下方に位置する交互交代渦(斜降渦の渦度成分)の先端が、二次ジェットの内部にまで連続している事が 明らかとなった(図-4に模式図)。後述するように、この二次ジェット内部の交互交代渦度場は砕波ジェットの 水面形遷移を支配する。

交互交代渦度場とscarの形成との関係について調べる。 図-5は二次ジェットの起点(水位の極小地点)における 水面と水平方向成分渦度の波峰方向への変動についてスペクトル解析を行ったものである。縦渦の渦度と水面変 動は徐々に発達していき、両者のスパン方向計算領域幅

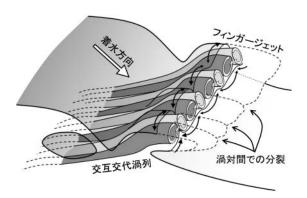


図-4 フィンガー状に分裂した二次ジェットと,ジェット内 の三次元交互交代渦度場の模式図

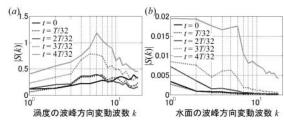


図-5 二次ジェットの根元の位置における,スパン方向の計算領域幅Mにより無次元化された交互交代縦渦度(a)及び渦上の水面(b)の波峰方向変動波数のスペクトル

M(=0.25 m) あたりの波数は、共にk=4.7(変動幅3.6-6.3 cm)の変動が卓越した。これにより水面と縦渦の変動スケールは共に依存関係にあることが確認された。Watanabe・Mori(2008)は、砕波水面上に現れる縦筋状の水温の変動(scarに対応)を測定することにより scar とその直下の交互交代渦の配列間隔を求めている。それによると本研究と同程度の規模の巻き波砕波背後の水面直下に、図-5と同レンジ(間隔3.2-6.3 cm)の波峰方向の変動が表れることが示されている。このことから本研究の計算結果が妥当であると考えられる。

図-4により模式的に表わされる砕波に伴うフィンガージェットの形成過程について説明する。図-6に、二次ジェット内に等間隔で設定したジェットの根元、中央、先端における横断面上の、水面と縦渦の渦度の分布を示す。横断面の方向は、ジェットの軸に沿う方向をs-軸と定義して、sに直交する方向(n_1 - n_3 方向)とした。それぞれの横断面に示すのはジェット軸(s-軸)方向の縦渦の渦度分布である。二次ジェット形成直後の位相で既にジェット内に交互交代の縦渦が配列している(t=T/32)。これは前述の通り、背後の斜降渦へと繋がっている。二次ジェット内部には、ジェットの軸方向にストレッチが生じる。この為交互交代縦渦は伸長強化され、渦の回転に応じて渦対間に隣接する水面を巻き込むように変形させ、scarを形成する(図-4、図-6参照)。更に大きく水面が巻

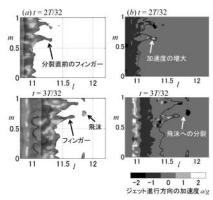


図-7 フィンガーから飛沫へと分裂するときの水面形遷移 (a) と流体内のs方向加速度の分布 (b)

き込まれていくと、scarが反対側のジェット水面にまで 到達し、ジェットを縦渦の軸に沿った方向に分断し、先 端がフィンガー形状となる。図-2に示されたように、フ ィンガージェットは更なる伸長を受けて先端の流体を飛 沫として放出する為、飛沫サイズはフィンガーサイズに 依存する。即ちこれまで気泡のトラップや海底砂の巻き 上げ等に影響を与えるとされてきた斜降渦は、フィンガ ージェットの形成を経て空気中に放出される飛沫の生成 にも影響を与えている事が明らかとなった。

4. ジェットから飛沫への分裂確率

フィンガーから飛沫へと分裂する確率を決定する要因について調査する。図-7 (a) にフィンガー先端から飛沫が生成される際の水面形遷移を示す。図の位相は図-6と対応している。フィンガー先端の流体が飛沫として分裂する際,流体内には局所的な速度勾配が生じているはずである。そこで本研究では次式のように速度勾配から流体内の局所加速度aを定義し,フィンガーから飛沫への分裂確率との関係について調べた。

$$a = \frac{\partial u_s}{\partial t} + u_s \frac{\partial u_s}{\partial s} \quad \dots (1)$$

ここで、sはジェットの軸方向である. 飛沫への分裂 過程における流体内加速度 aの横断面分布を示したのが 図-7 (b) である. 二次ジェット内の加速度は大部分が 0.5g以下となっているが、飛沫へと分裂する直前のフィンガーの先端付近には局所的に高加速度となる部分が表れる. その後、加速度が増加した部分からフィンガーは 軸方向に分裂し、先端が飛沫として放出される. フィンガージェットは2m/s以上の高速度で進行しており、全体が限界 Weber 数を超える不安定な状態となっている. その中でこの局所的な加速度の増大が発生すると、それがトリガーとなって不安定性が急速に増大し、フィンガーは飛沫へと分裂するものと考える.

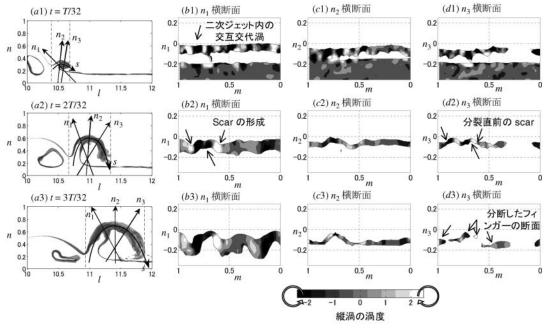


図-6 縦渦の渦度 二次ジェット内部の交互交代渦度場と水面形状の横断面分布の遷移. (a) 二次ジェット水面と軸の定義. (b) - (d) それぞれ n_1 - n_3 方向の横断面上における水面とジェットの軸方向を向いた縦渦の渦度分

次に、フィンガー内に発生する最大加速度と、そのフィンガーが飛沫へと分裂する確率との関係を求めた(図-8).フィンガーから飛沫への分裂確率は流体内の最大加速度に対して単調増加する事が明らかとなった。本研究の波浪条件では、最大加速度が1gに満たない場合フィンガーから飛沫への遷移は起こらなかったが、それ以上の局所加速度が発生するとフィンガーの分裂確率は50%を超え(図-8 区間A)、更に5g以上では分裂確率は100%となった(区間B).

5. ジェット分裂に伴う流体存在確率の分散

本研究で行った試行実験を元に、次式で定義する流体の存在確率pの空間分布を求めた(図-9).

$$p = \frac{1}{M} \int_0^M q dy \qquad \dots (2)$$

ここで、Mは計算領域幅、qは流体内で1、流体外で0となる関数である。二次ジェット付近の流体存在確率は時間と共に、また岸側へ向かう程低下する。これは二次ジェット先端がフィンガーや飛沫へと分裂すると同時に、分裂したジェット流体が分散しながら進行していく為である。この後ジェットがスプラッシュアップを繰り返していくと、フィンガーや飛沫への分裂と分散は更に進み、ジェットや飛沫の分布位置の不確実性が急速に増大していくものと考えられる。

フィンガージェットおよび飛沫流体それぞれの存在確率をx-軸方向のみの分布として表すと図-10が得られる.

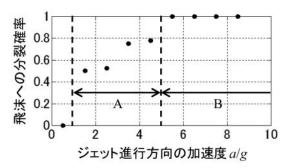


図-8 フィンガーから飛沫への分裂確率とフィンガー内最大 加速度との関係

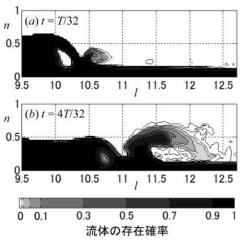


図-9 流体存在確率の空間分布

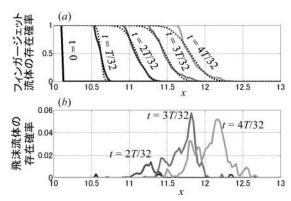


図-10 フィンガージェット (a) 及び飛沫流体 (b) 存在確率のx方向 分布 (a) の破線はモデルによる予測結果 (本文参照)

Saruwatari・Watanabe (2008) はフィンガージェット流体の存在確率を予測する為のモデルを、連続式を元に構築した。このモデルでは、ジェット流体存在確率aを正規分布の累積分布関数の形で表す。

$$\alpha(x,t) = \int_{-\infty}^{x} \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right] dx. \quad \cdots (3)$$

ここで、 μ は分布の中央位置であり、分布の広がりを表す標準偏差 $\sigma=\sigma(t)$ は二次ジェットの噴出初速度 ν_h と初期厚さ d_j に基づきパラメータ化されている。このモデルに本研究における二次ジェットの条件を入力して求めたフィンガージェット存在確率の分布は図-10 (a) の破線で表される。本研究の結果から求めた流体存在確率分布(実線)と比較すると、よく再現できていることが確認される。

一方飛沫流体の存在確率は、ピークが常にフィンガージェットの先端付近に位置する分布形状となった(図-10(b)). これは飛沫の生成がフィンガージェット先端で最も活発となる為である. また、飛沫は二次ジェットの再着水まで放出され続ける為、飛沫存在確率分布の積分により求められる飛沫総体積は、時間と共に増加する. 前章のジェットの分裂確率は、フィンガーから飛沫流体へと移行する流体の体積を表すものであり、分裂確率を決定するジェット進行方向への加速度が与えられれば、最大飛沫生成量を予測できる可能性がある.

6. 結論

砕波に伴い発生する三次元交互交代渦が水面に作用することにより発生する砕波ジェット水面形遷移を、自由

水面における渦-水面間の力学的相互作用を再現することが可能な三次元Large Eddy Simulationにより求めた.

巻き波砕波のジェットが着水すると、先端にフィンガー形状を有する二次ジェットが噴出し、その後フィンガーの先端が分裂することにより飛沫が生成される. 砕波背後に形成されると考えられていた斜降渦は、二次ジェット内部にまで連続的に繋がり、ジェット軸に沿った交互交代渦度をもつ事が明らかとなった. この交互交代渦が渦対間にジェット水面を巻き込むように変形させジェットを分断する事により、二次ジェット先端がフィンガー形状に遷移する. 即ちフィンガー並びにそこから分裂する飛沫のスケールが砕波下の交互交代渦構造に依存する事が明らかとなった.

フィンガー内の局所的な加速度の増大が飛沫生成のトリガーとなる事が明らかとなった. 飛沫の分裂確率は、フィンガー内の最大加速度に対して単調増加する.

フィンガージェットと飛沫流体の存在確率の遷移を求めた. ジェットからフィンガーや飛沫への分裂が進むにつれて, ジェット流体の存在の不確実性が増大していく事が明らかとなった.

参考文献

猿渡亜由未・渡部靖憲 (2008) : フィンガージェットの分裂 と飛沫の生成機構,海岸工学論文集,55,pp.61-65.

Brocchini, M. and D.H. Peregrine (2001): The dynamics of strong turbulence at free surfaces. Part 1. Description. J. Fluid Mech., 449, pp. 225-254.

De Leeuw, G. (1999): Sea spray aerosol production from waves breaking in the surf zone. J. Aerosol Sci., 30, Suppl. 1, pp. S63-S64.

Iafrati, A. (2009): Numerical study of the effects of the breaking intensity on wave breaking flows. J. Fluid Mech., 622, pp. 371-411.

Nadaoka, K., M. Hino and Y. Koyano (1989): Structure of the turbulent flow field under breaking waves in the surf zone. J. Fluid Mech., 204, pp. 359-387.

Saruwatari, A., Y. Watanabe (2008): Transition from splashing jets to fragmented fingers and sprays. Proc. 31st ICCE, pp. 73-80.

Watanabe, Y., N. Mori (2008): Infrared measurements of surface renewal and subsurface vortices in nearshore breaking waves. J. Geophys. Res., 113, C07015.

Watanabe, Y., H. Saeki and R.J. Hosking (2005): Three-dimensional vortex structures under breaking waves. J. Fluid Mech. 545, pp. 291-328.

Watanabe, Y., A. Saruwatari and D.M. Ingram (2008): Free-surface flows under impacting droplets. J. Comp. Phys., 227, pp. 2344-2365.