

図-2 水槽側方から撮影した(a)ジェット-水面間のコンタクトラインから噴出するejecta jet( $t=0.006$ s)と、(b)その後発達する大規模な準定常二次ジェット( $t=0.026$ s)。

貯水ボックス及び水槽中の水に濃度 $3 \times 10^{-4}$ g/mlで蛍光染料(uranine, 蛍光ピーク波長514nm)を溶解させ、アクリル側壁の両側から励起光源として青色発光ダイオード(LED)を照射した。蛍光発光したジェット流体を、光学フィルターを装着した12bit高感度カメラにより水槽上部から撮影した(図-1参照)。これにより側方のLED照明(波長約450nm)からの影響を受けずに蛍光流体のみを撮影することが可能となる。レーザービームを貯水ボックス可動壁の前面と平行にフォトダイオードに向けて照射する。ジェット流体がレーザー光を遮ると同時にフォトダイオードからの電圧変動と連動してトリガー信号がカメラに送信され撮影が開始される。これにより同一のタイミングで試行実験を行うことができる。ジェット着水点を座標軸の原点, ジェットの進行方向をx軸, ジェットの横断方向をy軸, 鉛直上方をz軸とし, 初期ジェットの着水時刻を $t=0$ とする。撮影条件は撮影周波数を40 Hz, 露光時間を1/2000s, 撮影解像度をx方向260pixel $\times$ y方向348pixel, field of viewをx方向10.4cm $\times$ y方向13.9cmとした。カメラの設置位置をx方向に移動させていくことにより $x=10$ -110cmの測定領域全体を撮影した。またアクリル側壁内中央部の12cm幅の範囲をy方向の測定領域とした。更に水槽側方から高速度カメラにより撮影周波数500Hzで着水点近傍を撮影し, 初期ジェットの着水地点及び着水時刻を求めた(図-2参照)。貯水ボックス内水深 $h_0$ 及び貯水ボックス設置高さ $H_0$ を変化させることにより初期ジェットの水平着水速度 $u_0$ , 鉛直着水速度 $w_0$ , 着水角度 $\theta$ 等の初期ジェット着水条件を変化させた6ケースについてそれぞれ30回の試行を行い, 結果を統計的に評価する。表-1に初期ジェットのFroude数( $Fr=V/\sqrt{gD}$ ,  $V=\sqrt{u_0^2+w_0^2}$ ,  $D$ : 初期ジェット厚)やWeber数( $We=\rho V^2 D/\sigma$ ,  $\rho$ : 流体密度,  $\sigma$ : 表面張力係数)を含む実験条件を示す。また, すべてのケースで水深 $h$ を10cmとした。

## (2) ジェット流体の検出方法

図-3はジェット着水により跳ね上がった二次ジェットの画像である。ジェット本体に連結したまま先行して伸張する複数の水柱をフィンガー, ジェットから完全に

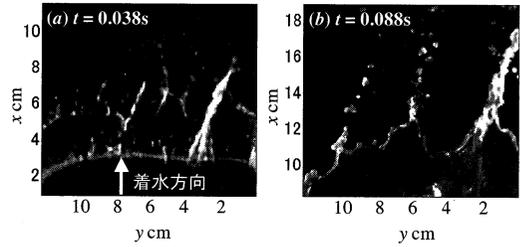


図-3 (a)Ejecta jetを構成する微細飛沫群( $t=0.038$ s)。 (b)典型的なフィンガージェットとフィンガーから分離した飛沫( $t=0.088$ s)。

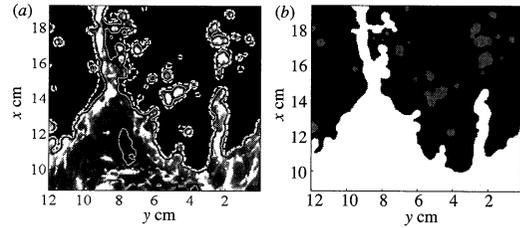


図-4 検出されたジェットの例。(a)二つの輝度の閾値に対する等値線。(—) $I=T_{jet}$ , (---) $I=T_{bg}$ 。(b)検出されたフィンガーを有するジェット本体(白)と飛沫(灰)。

分離したものを飛沫と定義する。撮影画像に対し次の様に輝度の閾値を設定することにより二値化し, ジェット流体を検出した。トレイに深さ2mmとなる様に蛍光染料溶液を張りフォーカス面に設置したものを撮影したときの平均輝度をリファレンス輝度 $I_r$ , また静水面の平均輝度を $I_{bg}$ とする。これらを元に二つの閾値を $T_{bg}=I_{bg}$ ,  $T_{jet}=(I_r+I_{bg})/2$ と設定し(図-4(a)参照), 撮影画像の輝度 $I$ が $I>T_{jet}$ の領域をジェット流体,  $I<T_{bg}$ の領域を背景とみなす。 $T_{bg}\leq I\leq T_{jet}$ の領域については領域内の輝度の平均と標準偏差から両者を判断した。また, 検出されたジェット流体のうち撮影画像の着水点側の境界に接しているものをジェット本体及びフィンガー, それ以外を飛沫と判断した(図-4(b)参照)。

## 3. 飛沫の形成機構

ジェットの着水に起因する飛沫の生成機構が次の二つに分類できることが確認された。

機構A: ジェットが着水する瞬間にジェット-水面間のコンタクトラインから飛沫群が高速で噴出する(図-3(a))。機構B: Ejecta jetが放出された後に発生する準定常的な二次ジェットの先端に形成されるフィンガーが表面張力不安定を經由して飛沫へと分裂する(図-3(b))。

着水と同時にジェット-水面間のコンタクトラインからジェットが噴出する("ejecta jet", 図-3(a)参照)。Ejecta jetを構成する微細飛沫群は6m/s以上にも及ぶ高速度で前方へと飛散する(機構A, 図-2(a))。一方機構Bに基づく

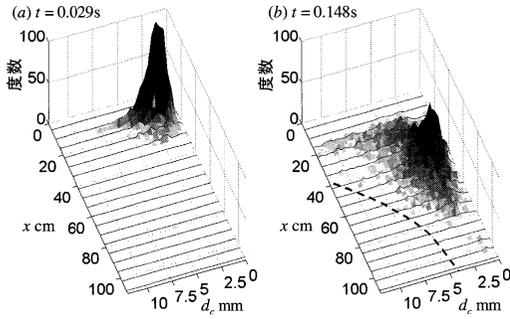


図-5 飛沫投影断面の円相当径のヒストグラムの空間分布 (case 6). (a) $t=0.029s$ , (b) $t=0.148s$ . 破線は各地点における最大飛沫径.

二次ジェット(図-2(b))の先端にはフィンガーが形成される(図-3(b)). 二次ジェットの先端と本体との間の速度差から、二次ジェット先端に形成されたフィンガーは長さ数cmとなるまで発達する. フィンガーは表面張力不安定を経由してその軸方向に等間隔に分断され、飛沫を生成する(機構B, 図-3(b)参照). 二次ジェットが再着水する $t=0.2s$  までフィンガーから飛沫への分裂は継続された.

4. ジェットの分裂サイズ遷移

図-5はそれぞれ $t=0.029s, 0.148s$ における飛沫投影断面の円相当径  $d_c$  のヒストグラムのx方向空間分布である. (b)の図中の破線はそれぞれの地点に存在している飛沫の最大径を示す. 初期ジェット着水直後の $t=0.029s$ においてピーク径が2mm程度の飛沫群が着水点近傍に発生する(図-5(a)). これは機構Aにより生成された飛沫群であり、この後周囲に分散し数密度を減少させながら高速でx方向へと飛散し、 $t=0.148s$ には $x=70-80cm$ の地点に到達する(図-5(b)). その間、準定常二次ジェットからは機構Bによりフィンガーの規模に応じたサイズの飛沫が生成され、 $x=20-70cm$ の領域に飛散する(図-5(b)). 時間と共に隣接するフィンガーは合体し断面積が増大する為、分裂し得る飛沫のサイズが増大し、ジェット近傍の最大飛沫径もまた増大する. 紙面の都合で図は示さないが、 $Fr$ が大きくなる程、同一時刻に各地点に形成される飛沫の最大径が増大すると共に、飛沫の総数が増加することを確認している.

次に、フィンガーから飛沫への分裂に伴うスケール遷移を明らかにする為に、ジェット流体の波峰方向の断面長さをジェットの分裂サイズと定義し(図-6の $d_f, d_s$ ), フィンガー及び飛沫の分裂サイズ確率密度分布の時間的変化を調べた. 図-7の実線は、全領域におけるフィンガー

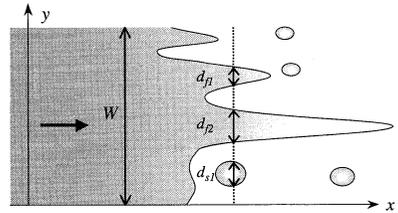


図-6 フィンガー及び飛沫へと分裂したジェットの模式図.

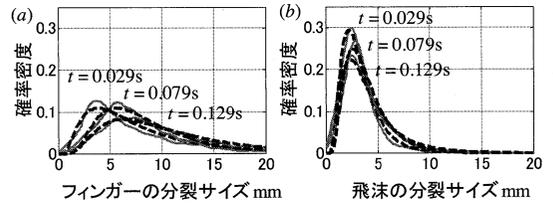


図-7 フィンガー及び飛沫の分裂サイズ確率密度の時間変化(実線)と対数正規分布による近似曲線(破線)(case 6).

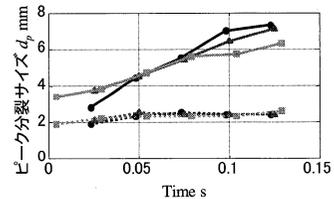


図-8 フィンガー(実線)及び飛沫(点線)のピーク分裂サイズの遷移. (●)case 4(▲)case 5(■)case 6.

及び飛沫の分裂サイズの確率密度分布の時間変化を表す. 著者ら(2007)は数値実験によるフィンガーの分裂サイズの確率密度分布を対数正規分布により近似可能なことを明らかにしている. 本実験で得られたフィンガーと飛沫の分裂サイズ分布についても全てのケースで同様に対数正規分布となった(図-7 破線). この確率分布を規定する飛沫の発達機構は不明である. この近似曲線がピークとなる分裂サイズをフィンガー及び飛沫のピーク分裂サイズ $d_p$ と定義し、図-8にその時系列を示す. 準定常二次ジェットの先端に形成されるフィンガー断面は隣接するフィンガーとの合体により時間と共に大径化し、初期ジェット着水直後はピーク分裂サイズが3mm程度だったが再着水前までには2倍程度にまで増大した. またそれに伴い二次ジェットの単位幅あたりに形成されるフィンガー数も時間と共に減少し、どのケースも20本/m程度に漸近した(図-9). 着水直後( $t<0.05s$ )は $Fr$ が大きい程、多数のフィンガーが形成された. 一方、飛沫の分裂サイズ分布の時間的変化は殆どなく、ピーク分裂サイズが

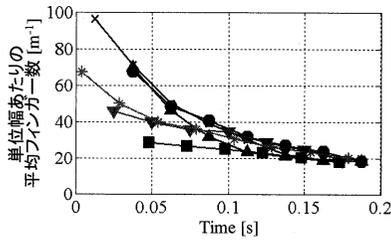


図-9 単位ジェット幅あたりのフィンガー数の時系列. (●) case 1, (×) case 2, (▲) case 3, (■) case 4, (▼) case 5, (\*) case 6.

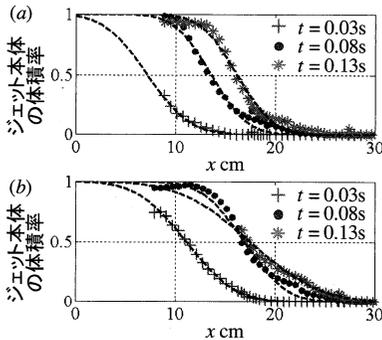


図-10 実験結果から求めたジェット本体の平均体積率の時間変化(実線)と近似曲線(破線). (a) case 5, (b) case 6.

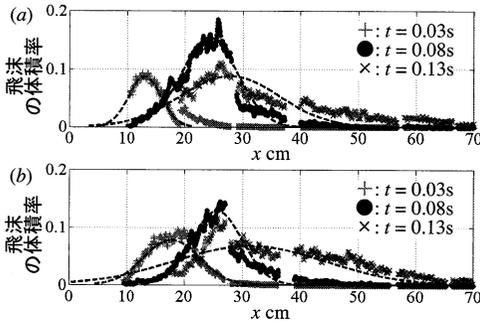


図-11 実験結果から求めた飛沫の平均体積率の時間変化(点)とガウス分布による近似曲線(破線). (a) case 5, (b) case 6.

2.0-2.5mm の定常的な分布形状を示した(図-7(b), 図-8 破線).

## 5. ジェット体積率

ジェット本体の体積率  $f_j$  及び飛沫の体積率  $f_s$  をそれぞれ単位幅あたりにフィンガージェット流体及び飛沫の占める割合として定義する:

$$f_j(x) = \sum d_{fi}/W, f_s(x) = \sum d_{si}/W. \quad (1)$$

ここで,  $d_{fi}$ ,  $d_{si}$  はそれぞれ  $i$  番目のフィンガー及び飛

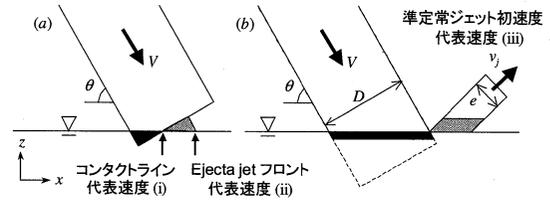


図-12 Ejecta jet フロントとコンタクトラインの移動速度(a)及び準定常ジェットの初速度(b)を求める為に設定した着水ジェットモデル. 水面下に貫入した流体(黒)と同体積の流体がジェットとなり噴出する(灰)と仮定した.

沫の分裂サイズである ( $i=1, 2, \dots, N$ . 図-6 参照). これはジェット流体の存在確率を表すものである. 二次ジェットの先端に近づくにつれ徐々に減少するジェット本体の体積率は, ジェットの進行と共に前方へと移動する(図-10, 実線). 猿渡・渡部(2007)はジェット本体の体積率を, ガウス分布を確率密度とする累積分布関数によりモデル化した, 本研究においても同様な近似をすることができた(図-10, 破線). 一方着水直後に機構Aにより生成される ejecta jet に起因する飛沫は, ピーク体積率が 0.1 程度となる体積率分布を示す(図-11,  $t=0.03s$ ). その後, 機構Bによる飛沫が新たに生成されると共に, 発生した飛沫が分散しながら前方へと飛散していくことによって広域に広がった分布形状へと遷移する(図-11,  $t=0.13s$ ). 機構Aの飛沫が放出された直後の飛沫体積率分布はガウス分布で近似し得るものの(図-11,  $t=0.03s$ ), 時間の経過と共に体積率の分布形状はガウス分布から外れていく.

猿渡・渡部(2007)で行った水塊ジェットの着水過程に関する数値実験ではフィンガージェットの分裂メカニズムの解明を目的としており, 初期ジェット底面が既に水面に密着した初期条件を与えていた. その為ジェットが水面に接する瞬間のコンタクトラインの高速移動に起因する ejecta jet の噴出は再現されていない. 本実験で確認された着水初期に生成されるこれらの飛沫は微細で体積率も小さいながら飛散速度が大きい為, 砕波に伴う飛沫の拡散範囲を決定する上で重要な要因となると考える.

## 6. 代表速度による飛沫生成機構の分類

フィンガージェットおよび飛沫の分布範囲の移動速度とジェット着水過程における次の3つの代表速度との関係を調べる. 代表速度はそれぞれ(i)ジェットの水面への貫入に伴うジェット-静水面間のコンタクトラインの移動速度, (ii)(i)に先行して高速移動する ejecta jet のフロント速度, (iii)ejecta jet 噴出後に現れる準定常ジェットの初速度(図-12 参照)である. 本研究では 図-12 に示す様に静水面に対し速度  $V$ , 角度  $\theta$  で着水する幅  $D$  の角

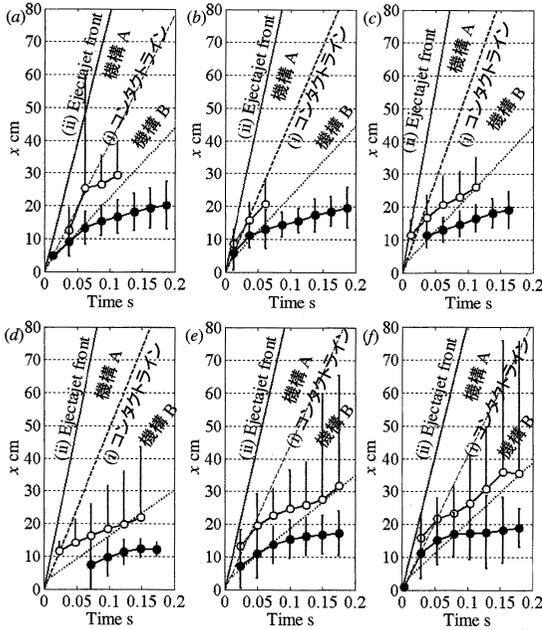


図-13 二次ジェット本体(●)と飛沫(O)の分布範囲の遷移。エラーバーはそれぞれの近似曲線の標準偏差の2倍を片側の長さとする。またジェット着水過程における3つの代表速度：(i)コンタクトラインの移動速度(- -), (ii)ejecta jet のフロント速度(—), (iii)準定常ジェットの初速度(⋯⋯)。(a)case 1, (b)case 2, (c)case 3, (d)case 4, (e)case 5, (f)case 6.

柱ジェットモデルを仮定することにより代表速度を決定した。このときのジェット-水面間のコンタクトラインの移動速度は $v_c = V/\cos\theta$ となる。また着水により静水面下に貫入した初期ジェット流体がコンタクトライン前面に押し出され ejecta jet を形成すると仮定するとき、ejecta jet のフロントの速度は $v_f = 2V/\cos\theta$ と求められる(図-12(a))。初期ジェットの先端が静水面下に完全に貫入した後は、準定常的に噴出する厚さ $e$ の二次ジェットが発生する(図-12(b))。静水面下に流入する初期ジェット流体と同体積の流体が二次ジェットとして噴出すると仮定すると、幾何学的関係から準定常二次ジェットの噴出速度は $v_f = DV/e$ と与えられる。

図-13は二次ジェット本体及び飛沫の体積率分布の中央位置の時間変化を前述の3つの代表速度と共にプロットしたものである。エラーバーの片側の長さは体積率分布の近似曲線の標準偏差の2倍であり、フィンガー及び飛沫の分布範囲を表している。 $t \leq 0.05s$ における飛沫及びジェット本体の体積率分布の中央値の移動速度は、それぞれコンタクトラインの移動速度(i)及び準定常ジェットの初速度(iii)とほぼ一致している。即ち、初期ジェットの着水条件(着水速度及び着水角度)から体積率分布の移動速度を見積もることができる。その後ジェット本

体の体積率分布の移動速度は減速した( $0.1 \leq t \leq 0.2s$ )。また、飛沫の体積率分布は前方に移動しながらその分布範囲を拡大させた( $t \geq 0.05s$ )。

機構Aによる飛沫群は、その輸送速度分布の最大速度が ejecta jet フロント速度(ii)、最小速度がコンタクトラインの移動速度(i)をもって放出されると考えられる。即ち、ジェットの着水直後の非常に短時間で、飛沫は ejecta jet フロント速度(ii)からコンタクトラインの移動速度(i)まで連続的に低下しながら放出される為、飛沫の分布範囲は時間と共に大きくなる。一方、コンタクトラインの移動速度(i)で放出された飛沫に続き、準定常ジェットの初速度(iii)をもつジェットが進行を始めると、両者の速度差から相対的に高速であるジェット先端の流体から次々と分裂し飛沫としてジェットに先行して輸送される。図-13の時間と共に拡大する飛沫及びジェット流体の分散はこの飛沫形成時の初期速度の差異を示すものであり、この3つの代表速度をもって全てのケースにおいて矛盾なく飛沫の分布領域を説明することができる。

7. 結論

- 平面二次元ジェット着水後のフィンガー・ジェット及び飛沫の生成過程について可視化実験を行った。
- ジェット着水過程における二つの飛沫生成機構を確認した(生成機構A, B)。
- 飛沫径は時空間的に変化する事が明らかとなった。フィンガーの断面が増大するに従って生成される飛沫も大径化した。フィンガーのピーク分裂サイズは時間的に増大し安定サイズに達した一方、飛沫のピーク分裂サイズは時間的に殆ど変化しなかった。
- フィンガー・ジェットの体積率分布をガウス分布の累積分布関数により近似することができた。また着水直後の飛沫体積率分布をガウス分布で近似できた。
- 角柱形モデルジェットを仮定することによりジェット着水過程における代表速度を求めた。ジェット体積率及び飛沫体積率分布の移動速度を代表速度により表すことができた。また、飛沫サイズ分布の時空間変化を決定する要素となる飛沫の生成機構を代表速度を用いて分類した。本研究で行ったようにジェットモデルから代表速度を決定することにより、工学的に必要となる最大飛沫飛散距離を見積もることができる。

参考文献

猿渡亜由未・渡部靖憲 (2007): 自由水面をもつジェットの分裂分散モデル, 海岸工学論文集, 54, pp. 66-70.  
 Narayanaswamy, M. and R. A. Dalrymple (2002): An experimental study of surface instabilities during wave breaking. Proc. 28th ICCE, pp. 344-355.  
 Thoroddsen, S. T. (2002): The ejecta sheet generated by the impact of a drop. J. Fluid Mech., 451, pp. 373-381.