

図-3 検出された二次ジェット(白)とジェット体積率の定義(2.2節参照)。

ル壁近傍のジェットが強く発光させた。

カメラの解像度は 260×348 ピクセル, 12bit グレースケールであり, シャッタースピードは $1/2000s$, 撮影周波数は $40Hz$ である。撮影範囲は上方からの撮影時は $10cm \times 14cm$ (ジェット進行方向 \times スパン方向), 側方からの撮影時は $9cm \times 12cm$ (鉛直方向 \times ジェット進行方向) とし, 上方からは着水点からジェット進行方向に $1 \sim 11cm, 9 \sim 19cm, 18 \sim 28cm$ の3地点, 側方からは着水点から $4 \sim 8cm, 7 \sim 19cm$ の2地点からそれぞれ30回の撮影を行った。ジェット着水地点の静水面上に原点をとり, ジェット進行方向に x 軸, スパン方向に y 軸, 鉛直上方に z 軸をとる。また LED ランプと電源を接続した電気回路の一端をアクリル壁の外側に, もう一端を水槽水中に設置し, アクリル壁によりカットされた初期ジェットの片端がアクリル壁外側に着水すると同時に電流が流れ点灯する LED ランプをトリガーとして用いた。LED ランプはジェットと同一画像内に撮影され, LED の点灯時刻を初期ジェット着水時刻 $t = 0s$ とした。

2.2. 二次ジェットの検出

ガラス容器に溜めた平均二次ジェット厚と等しい $2.3cm$ の水層を上方から撮影したときの輝度を標準輝度とし, その 75% を閾値として上方から撮影された画像を二値化し, 二次ジェット流体と静水面下の流体とを分離した(図-2 参照)。その際, 水面位置が低く発光ダイオードの光が十分照射されていない為に発光強度の弱い二次ジェット背後の領域(例えば図-2, $x =$

$1 \sim 4cm$ の領域)も二次ジェット流体とみなした。図-3 は標準輝度をベースに二値化され検出された典型的な二次ジェット流体を示す。先端にフィンガージェットを有する二次ジェット並びに飛沫を検出可能であることを確認した。

3. 二次ジェット軌道

図-4は二次ジェットの発生発生直後及び再着水直前のジェットを側方から撮影したものである。二次ジェットはフィンガーの形成に代表される様なスパン方向の変動は顕著に表れる一方, 側方から見るとほぼ二次元的な形状をしており同一時刻のジェット先端のフィンガーは同一高さに存在していた。また, 図-5は後述する二次ジェット体積率分布の中央位置が通過する平均的な軌道を示したものである。二次ジェットは発生直後から再着水までの間, およそ水面上 $5 \pm 2cm$ に存在しており, フォーカス面から大きく外れていないことを確認した。

4. ジェット分裂過程

図-2に水槽上方から撮影された典型的なジェット分裂過程を示す。着水時の強いインパクトは, 着水と同時に高速で噴出し先端に小スケールのフィンガージェットを有する二次ジェットを発生させる。小スケールのフィンガーに働く強い表面張力はジェット水面における不安定を誘発し, フィンガージェットを飛沫へと分裂させる(例えば図-2(a, b), 図-4(b)の飛沫)。よってフィンガー先端から分離することにより発生する飛沫のサイズはフィンガーサイズに規定される。また, 表面張力の効果により隣接するフィンガー同士を融合させようとする力が働く為, フィンガーサイズは時間と共に増大する。それに伴いフィンガー先端から生成される飛沫スケールも増大していく。

着水前の初期ジェット形状がほぼ二次元的であるにも関わらず, 着水と同時にジェットは急速に三次元形状へと遷移する。これは初期ジェット着水時にジェットと静水面下の流体との間に発生する強せん断力場がジェットスパン方向の微小変動を急速に発達させる為である。

5. フィンガー間隔の遷移

撮影領域内(スパン方向に $14cm$)に確認されるフィンガー数を数えることにより, フィンガーの形成間隔の時間変化について調べた。ここでフィンガーは二次ジェット本体と連結している, 長さが $1cm$ 以上の凸型ジェット形状と定義した。図-6にフィンガー間隔の平均値並びに標準偏差の時間変化を示す。二次ジェット形成直後 ($t \cong 0.075s$) においては薄い二次ジェット先端に小スケールのフィンガージェットが形成されている

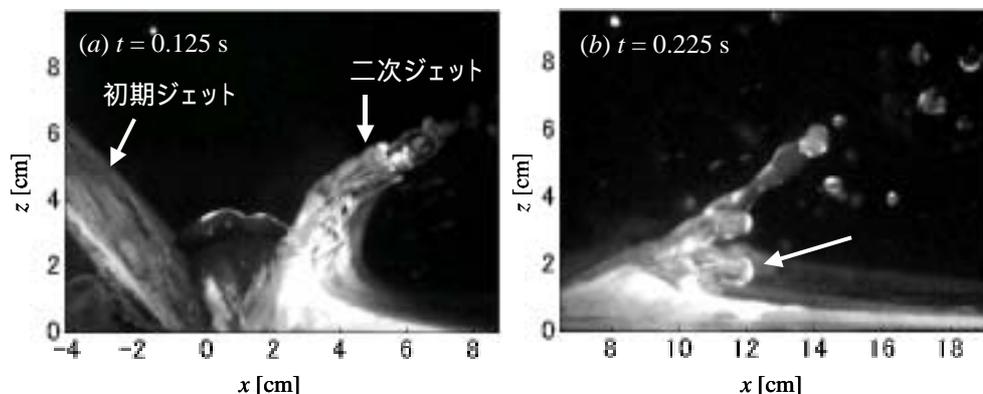


図-4 真横から撮影された二次ジェット。(a) 着水直後, 着水点近傍。(b) 再着水時, 着水点から $7 \sim 19cm$ 地点。ここでは手前のフィンガージェット (b, 矢印) が他のジェットよりも先に再着水する為, ジェット形状が仮定から逸脱する。

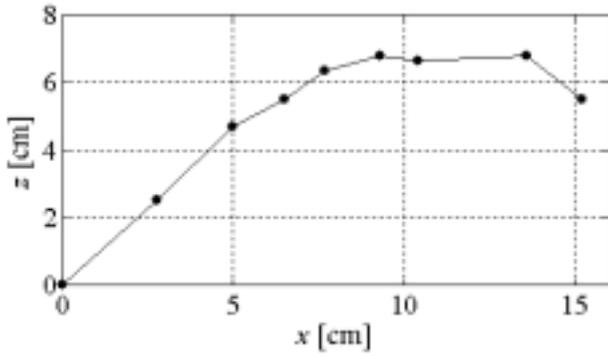


図-5 二次ジェット体積率分布中央の軌道. 時刻は $t = 0, 0.025, 0.05, 0.075, 0.10, 0.125, 0.15, 0.175, 0.20, 0.225$ [s] である.

為、フィンガーは小間隔で配列する. その後フィンガーの融合によりフィンガーサイズが増大すると共に数が減少していく為、フィンガー間隔は時間的に増加する ($t > 0.1s$).

6. 飛沫サイズスペクトル

飛沫サイズを図-3 のように抽出されたジェット流体の二値化画像から求めた飛沫の投影面積の円相当径として定義し、その時間変化について調べる. 上方から撮影した3地点において同時刻に観察された飛沫サイズの確率密度分布を求め異なる3時刻についてプロットした(図-7). ピーク飛沫サイズが時間的に増加していくと共に、初期のピーク径以上の飛沫発生確率が時間的に増加していくことが分かる. これらは前章で示した飛沫の発生源であるフィンガーサイズの増大に伴うものである.

猿渡・渡部 (2007) は、ジェット着水後の水面流れに関する数値計算結果から、ある時刻における二次ジェットの分裂サイズスペクトルが標準偏差 σ_f の正規対数分布により近似可能であることを示した. 本研究で得られた飛沫サイズスペクトルもまた対数正規分布により近似可能である. 本研究では時間が進行するに従い新たに発生する飛沫のサイズが増大していく為、飛沫サイズの確率密度分布の広がり σ_f は徐々に増加していく.

7. ジェット体積率分布

ここでは実験結果から二次ジェットの体積率分布について統計的に調査する. 2.2 節の方法で検出された二次ジェットから、次式により定義される任意の x 座標におけるジェット流体体積率 α を求める (図-3 参照).

$$\alpha = \sum_i d_i / L,$$

ここで d_i ($i = 1, 2, 3, \dots$) は任意の x 座標における i 番目のジェット流体投影長さであり、 L はスパン方向の撮影領域長さである. 図-8 (a) に上式により求められた平均ジェット体積率分布の時間変化を示す.

二次ジェット発生直後の時刻 ($t < 0.075s$) では二次ジェット背後がフォーカス面まで到達しておらず二次ジェット形状を正確に抽出できていない為、また、時刻 $t > 0.175s$ においてはフィンガーの背後から徐々に二次ジェットの再着水が開始される為、二次ジェット先端部の体積率分布のみが求められている. 二次ジェット形状が本体から先端にかけてフィンガー更には飛沫へと遷移していくことにより、体積率分布は減少していく. 更に二次ジェットは全体が前方へと進行しながら分裂を繰り返していくことから、分布位置が時間と共に x 軸方向に移動して

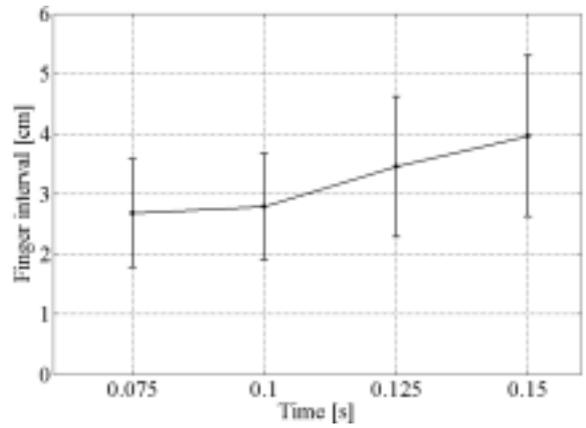


図-6 フィンガー間隔の時間変化. エラーバーは標準偏差.

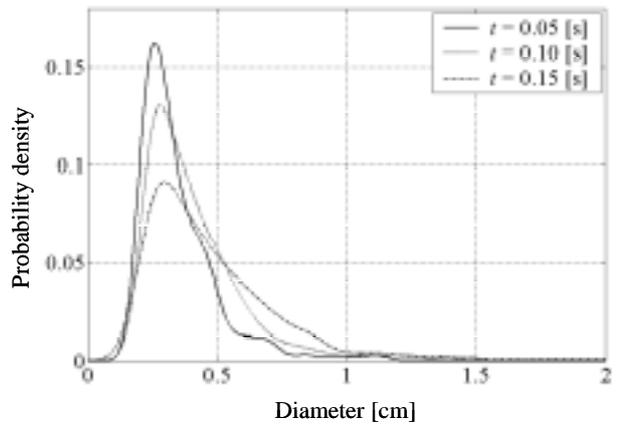


図-7 飛沫サイズの確率密度分布.

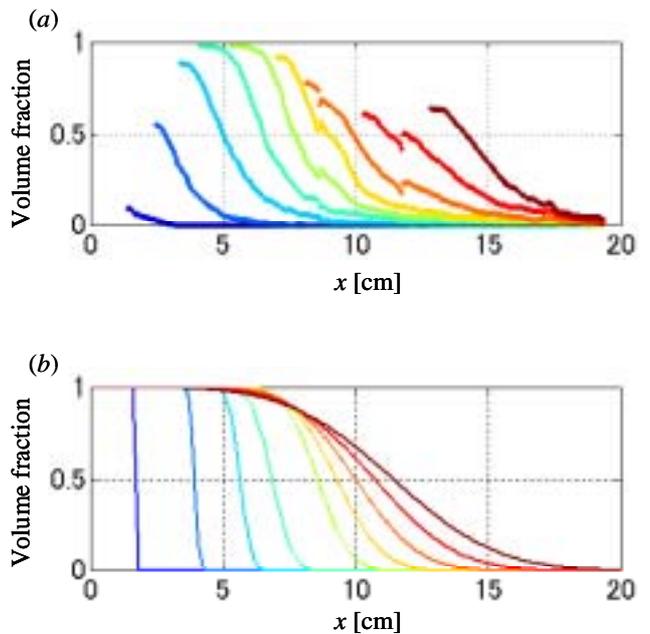


図-7: ジェット体積率の時間変化. 着水からの経過時間は左から $t = 0.025, 0.05, 0.075, 0.10, 0.125, 0.15, 0.175, 0.20, 0.225$ [s]. (a) 実験結果から求めた平均ジェット体積率、及び (b) モデルによる再現結果.

いる。二次ジェット体積率の分布位置の移動速度は、二次ジェットの初期速度と同オーダーとなった。

次に猿渡・渡部(2007)により提案された連続式をベースとしたジェット分裂分散モデルを本実験へと適用し、その再現可能性を検討する。本モデルはジェットの初速度及び厚さを入力することによりジェット体積率分布の時間変化を平均 μ_s 、標準偏差 σ_s の正規分布の分布関数の形状として予測するものである。ここで入力値は側方から撮影された画像から読み取ったジェットの初期条件の平均、即ち、二次ジェット初速度1.25m/s、二次ジェット厚2.3cmとした。図-8(b)が実験結果と対応するモデルによる予測結果である。体積率分布の中央位置 μ_s の時間変化や、分布の広がり σ_s が再現されていることが確認できる。ただし、 $t = 0.175\text{s}$ 以降の二次ジェットが再着水する時刻においては、二次ジェットがモデルで仮定した形状(シート状のジェット先端がフィンガージェットへの分裂)から逸脱する。

8. まとめ

ジェット着水後に発生する二次ジェットの分裂過程を撮影した。ほぼ二次元形状の初期ジェット着水時のインパクトにより二次ジェットが発生すると共にその内部に働く強いせん断力によりスパン方向の微小変動が増幅され、フィンガージェットが急速に発達した。

ジェット着水直後の小スケールのフィンガーは表面張力の効果により隣接するフィンガーと融合し、配列間隔が時間的に増大した。また、フィンガージェット水面において発生する表面張力不安定によりフィンガーに応じたスケールの液滴が先端から生成された。

フィンガージェットから分離することにより発生する飛沫のサイズ分布の時間変化を求めた。初期ジェット着水直後は小スケールの飛沫が大量に生成されるが、時間的にフィンガースケールが増大するのに伴い発生する飛沫のサイズ分布も増加していくことが明らかとなった。

ジェット体積率分布の時間変化を求めた。ジェットの本体から先端にかけて徐々に低下するジェット体積率分布は、時間的にジェット進行方向に移動した。著者らが既に提案したジェット体積率分布を予測する為の分裂分散モデルの適用性について調べた。ジェットが再着水するまでは任意の時刻における体積率分布の特徴を比較的良く再現可能であることが確認された。

参考文献

- 1) 猿渡亜由未, 渡部靖憲: “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, vol. 54, pp. 66-70, 2007.
- 2) Iafrati, A. et al.: “Air entrainment induced by the impact of a planar translating jet on a flat free surface”, 25th Symposium on Naval Hydrodynamics, 2004.
- 3) Lin, S. P., Reitz, R. D.: “Drop and spray formation from a liquid jet”, Annu. Rev. Fluid Mech., vol. 30, pp. 85-105, 1998.