

泡沫のバースティング過程の流体運動と安定解析

Fluid motion and stability analysis of bubble bursting process

北海道大学院工学研究院 ○学生会員 七澤梨花 (Rinka Nanasawa)
北海道大学院工学研究院 正会員 渡部靖憲 (Yasunori Watanabe)

1. はじめに

海洋で砕波によって再浮上した気泡が *bursting* 過程を通して崩壊する際に大量の微細泡沫 *jet drops*, *film drops* を放出する。*jet drop* は泡沫底部から発生するジェットからの分裂飛沫、*film drop* は気泡が *bursting* する際に気泡の膜である *film* から分裂する飛沫を表していて、これらは海洋性エアロゾルの主因であり海塩の輸送問題だけでなく大気海洋間の水分及び熱輸送を通して、局地気象や海岸環境に影響を与える(Leeuw, et al., 2000¹⁾)。海面からの放出される飛沫のサイズ分布について実験的及び海洋観測が行われてきたが、モデル間のバラつきが大きく *bursting* に伴う飛沫生成の微視的物理機構の解明を目指す研究が多く、飛沫の量的分析は行われていない。Lhissier & Villermaux (2012²⁾) は泡沫キャップの膜内の排水について可視化実験、Deike et al. (2018)³⁾ は崩壊後の *jet droplet* について数値実験を基に議論しているが、海水への適用には課題がある。渡部・七澤(2022)⁴⁾ では *bursting* を通じた流体運動と *film drop*, *jet drop* の形成機構について超高速微視的可視化実験及び無次元での安定性解析から説明し、海水の界面活性効果が与える *bursting* 及び飛沫放出過程の変化について議論しているが、泡沫の崩壊速度からは明確な差異は確認されなかった。本稿では実験値を用いた安定解析を行い、加えて *bursting* を通じた流体運動について水流がある状態で超高速微視的可視化実験を行い、流れがない状態と比較して *bursting* 及び飛沫放出過程の変化について議論するものである。

2. 実験

(1) 実験方法

流れがない状態での *bursting* を観察するためにゴムチューブを介してシリンジと連結されたニードルをアクリル製透明矩形水槽（縦 100mm × 横 100mm × 高さ 100mm）の底部に固定し、水深 50mm で溜めた精製水及び人工海水中に空気を送ることで気泡を発生させる（図-1）。18~30G のニードルおよびニードルを外して内径 4.0mm のゴムチューブ自体から生成した約 0.5~6.0mm の単一気泡が上昇し、泡沫として水面上に浮いた状態で発生する *bursting* を通じた泡沫水面の変化に対して水平及び鉛直方向のマイクロバックライト法による画像計測を行った。鉛直バックライト実験では、水槽底部から LED ライトをミラーを介して鉛直上向きに光を照射し拡散板を介して、泡沫の上部から照明の影を高速ビデオカメラで撮影する。水平バックライト実験では、水槽側方から水面に沿って LED ライトを照射し、泡沫の鉛直断面形状を水槽逆側から高速カメラで撮影す

る。また、流れのある状態での気泡のバースティングの違いを観察するために図-2 のような I 字型アクリル製透明水槽（縦 200mm × 横 900mm × 高さ 200mm）を用意して水深 45 mm まで水を貯めた水槽に底部から空気を送り出した。流速約 30cm/s で流れを起し、18G と 30G の 2 種類のニードルを用いて流れがない状態の実験と同様にして鉛直バックライト実験を行った。*bursting* 過程において、微細な泡沫の *bursting* が高速で進行するため、顕微鏡レンズを使用し、15mm × 15mm から 65mm × 65mm の Field-Of-View に対して解像度 0.0098mm/pixel, 撮影周波数 37,500Hz の高速高解像画像解析を行った。

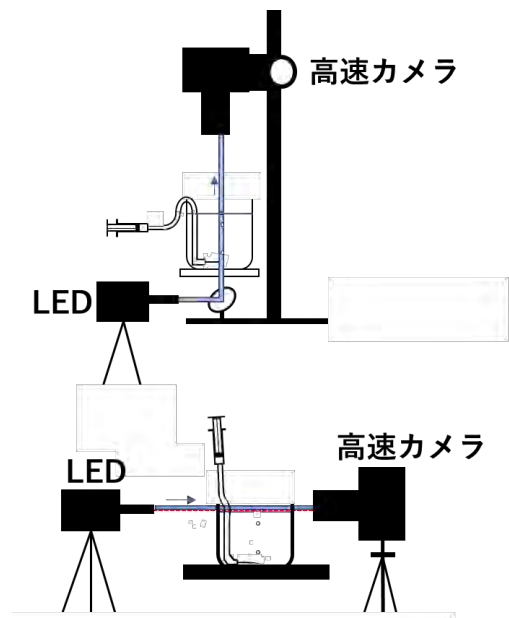


図-1 流れなしでの実験装置：鉛直バックライト実験（上）、水平バックライト実験（下）。

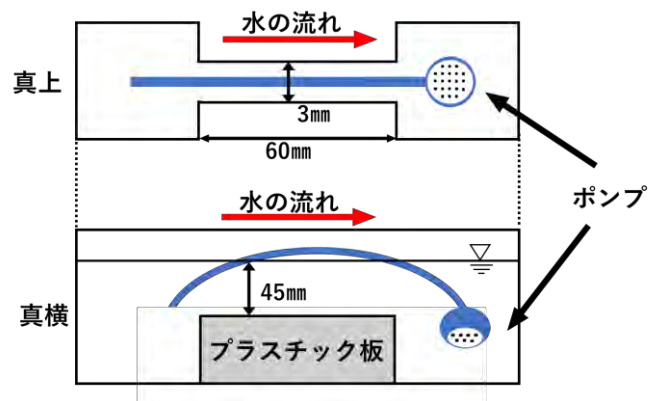


図-1 流れなしでの実験装置：鉛直バックライト実験

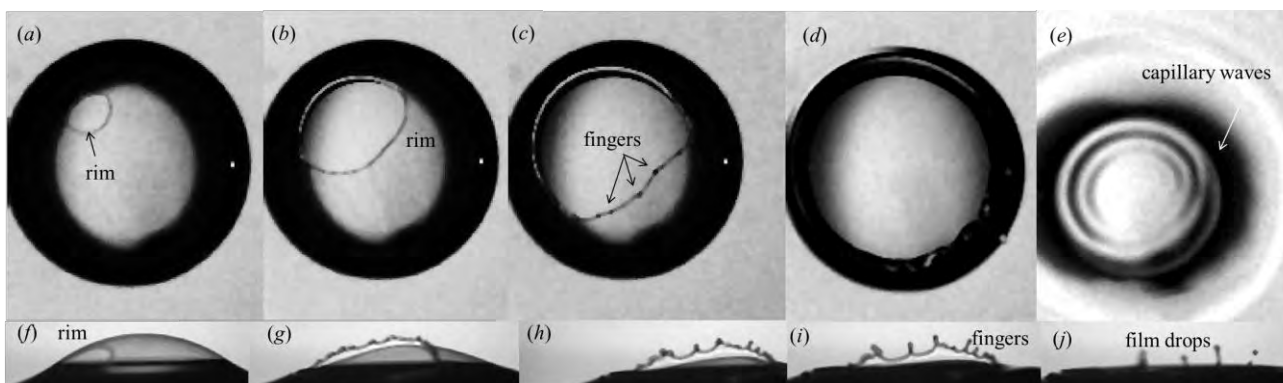


図-3 泡沫の鉛直バックライト画像(a)~(e)と水平バックライト画像(f)~(j) (上段:R=2.98 mm, 下段:R=3.39 mm)

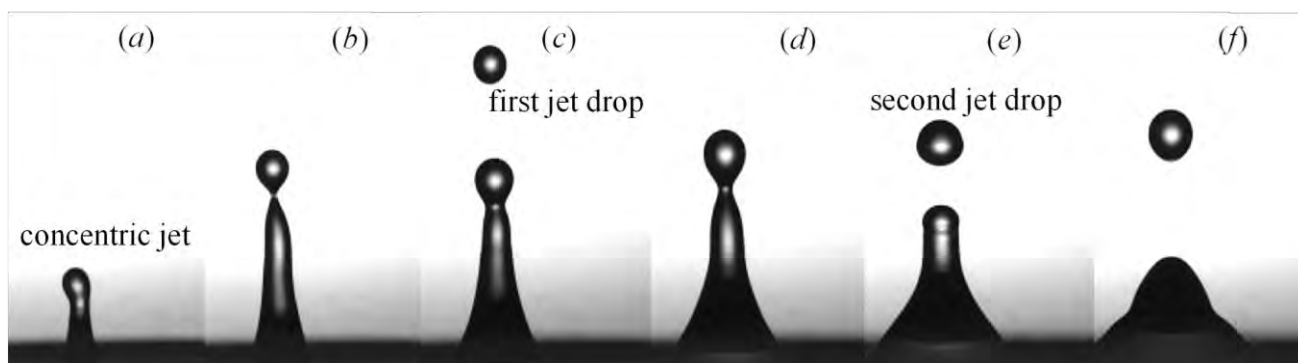


図-4 鉛直ジェットの水平バックライト連続画像 (R=1.79mm)

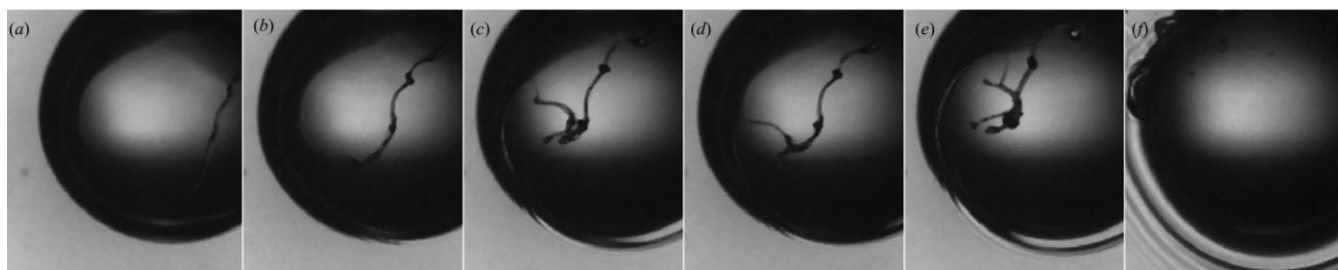


図-5 流れがある状態での鉛直バックライト画像 (a)~(f)(R=4.46 mm)

(2) Bursting 過程の特徴

図-3 はそれぞれ流れがない状態での **bursting** 時における泡沫の鉛直、水平バックライト画像の一例で、図-4 は流れがある状態での鉛直バックライト画像の一例である。泡沫は周囲にメニスカスを形成し、**bubble cap** と呼ばれる液膜が水面上に現れる。cap とメニスカスの接合部付近で穴が開き **bursting** が開始する (図-3 a)。**bubble cap** 部の液膜の表面張力により、穴は急速に拡大することが液膜の端部に形成されたリムの放射状の移動によって確認することができる (図-3 b, c)。この過程において、リムの厚さが軸方向に規則的に変化し (図-3 c)、一部のリムの厚さが大きくなりそれが発達して軸の鉛直変位を伴うカスプ状の突起であるフィンガーがリム軸上に配列する (図-3 g-i)。フィンガーの先端は表面張力不安定により分裂し、**film drops** を生成する

bubble cap が崩壊し、リムが泡沫の側面に到達すると表面張力波として壁面を伝播し底面上で同心波として中心部に向かって集中する (図-3 e)。集中点下方に微細な気泡を混入させると同時に、上方に同心鉛直ジェットを形成する。高い曲率をもつジェットの先端は表面張力によって押し戻されるリトラクションにより表面張力不安定が発生する。その結果1~数滴の **jet drop** として放出される。この流れのない **bursting** 過程ではフィルムが同心円状に崩壊していった (図-4 a~f)。

流れのある状態での **bursting** 過程では流れがない状態と同様にメニスカスの接合部付近で穴が開き **bursting** が開始する。気泡径 $R=1.88$ mmでは気泡の大きさに対して流れの影響が大きく、流れの上流側のメニスカス接合部付近から穴が開き **bursting** が開始する。気泡が大きいと流れの影響が小さくなり穴が開く位置は限定されな

い。これは水面のフィルムの流れと気泡のフィルムの排水の流れの間に力学的ギャップが生じやすくなるためであると考えられる。また、フィルムの崩壊では同心円状ではなく、cap の下部では bursting の進行が早く、上部では遅くなっているため複数の finger が凝集して film drop を形成している(図-5 c-e)。

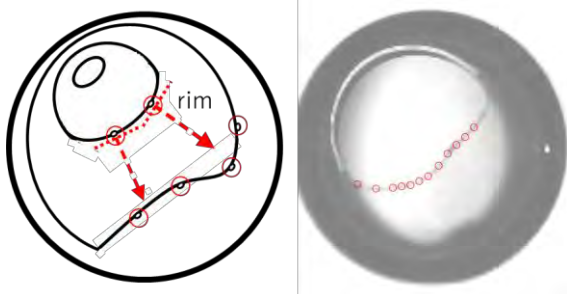


図-6 画像濃度差によるリム抽出の模式図(左)と画像(右)

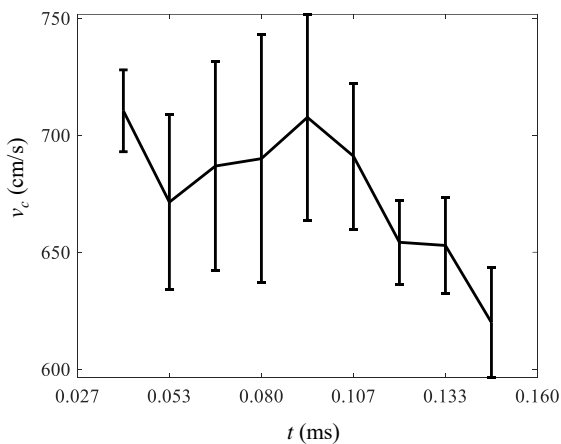


図-7 フレーム毎のリムの法線方向速度の計算例

(3) 画像解析

film drop の生成を考える場合、リムの運動と発達としてフィンガーの形成間隔で重要と考えられる。円弧状のリム部が暗く写る特徴を利用し、bursting 前の画像濃度と差(図-6(右))からリムを抽出した。抽出したリム座標をその延長軸に沿って補完し、このリム軸と直交する直線が連続する画像上のリム軸と交差する点までの距離を求め、bursting 開始から cap の崩壊までの時々刻々のリムの法線方向速度(v_c)を算出した(図-6(左))。bursting の発生直前の撮影画像の時刻を $t = 0$ と定義して図-7 は、bursting 開始から bubble cap 消失までのリム速度の典型的な時間変化を表している。この画像解析は流れがなく気泡が水面で動かないことを前提としているため、流れのある状態でのリムの法線方向速度への適用には流速を考える必要があり、気泡の大きさと流速により泡沫の bursting を観察するために流速を変化させて実験を今後行っていく。

(4) Bubble cap の崩壊

bursting は高速で進行し、リム速度は最大値を迎えた

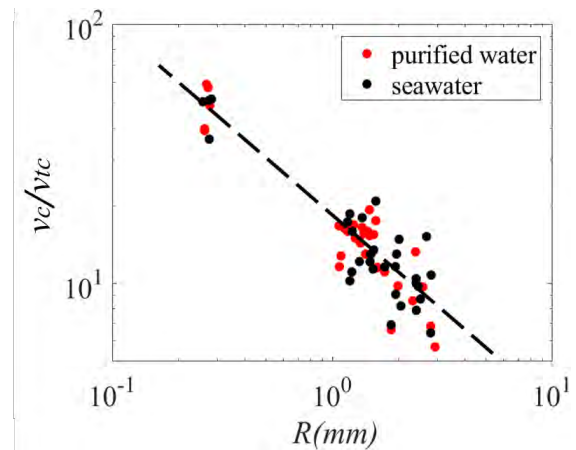


図-8 崩壊速度比 v_c/v_{tc} とキャップの関係。

後減少する特徴をもつ。これは、cap の膜厚がメニスカス接合部近傍で厚く、cap の上部で膜厚が薄くなることが原因であると考えられる。流れのある状態では cap の排水の流れに加えて水の流れの影響があるため cap の上部が必ずしも薄くなるわけではない。そのため、泡沫の崩壊の仕方が同心円状にはならず水の流れにより膜厚が大きくなった部分ではリム速度が遅く、膜厚が小さくなったところではリム速度が速くなり図-5 のような bursting が起こると考えられる。

Lhuissier & Villermaux (2012) は、液膜中の排水時間と運動量拡散時間の関係から、排水初期の膜厚 h を以下のように見積もっている。ここで、 ρ は液体の密度、 ν は動粘性係数、 R は bubblecap の半径、 γ は表面張力係数、そして毛管数 $a = \sqrt{\gamma/\rho g}$ である

$$h \sim \left(\frac{\rho \nu^2 a^3}{\gamma} \right)^{1/4} \left(\frac{R}{a} \right)^{5/4}$$

である。一方、Taylor (1959)⁵⁾ は、平面の膜上のリムのリトラクションによる速度が十分時間が経過した後、以下の所謂 Taylor-Culick 速度に漸近することを解析的に求めている。(1) を(2) に代入することで Taylor-Culick 速度 v_{tc} をおおよそ見積もることができる

$$v_{tc} = \sqrt{\frac{2\gamma}{\rho h}}$$

図-8 は、崩壊速度比 v_c/v_{tc} とキャップの関係を表したものである。海水と精製水の差異は明確ではないが、 v_c/v_{tc} は R の負のべき乗で減少する関係があり($v_c/v_{tc} \propto R \propto 0.7$)、経験的にリム速度を予測できる可能性がある。

3. リムの安定解析

Yarin (1995)⁶⁾ はジェットおよび液膜の積分型一次元水理モデルを一般化している。Roisman (2010)⁷⁾ 及び Agbaglah et al. (2013)⁸⁾ は、Yarin のモデルを液滴の着水後に発生する crown splash に適用し、平面液膜の端部に生じるリムの不安定性からクラウンの発生メカニズムを明らかにしている。本研究では、このモデルを円筒座標系に導入し Bubble cap 上の液膜端部のリムの運動に適

用し、film drop 生成の原因となるリムの不安定とフィンガーの形成を解析的に説明する。

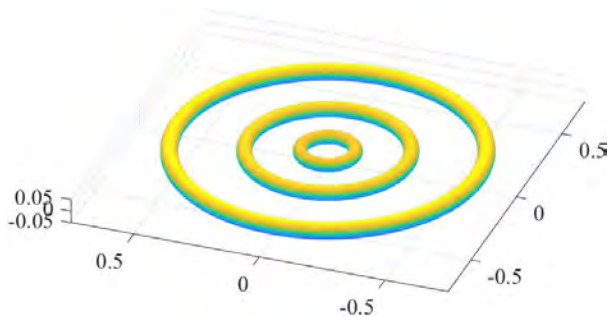


図-9 0次のリムの解析解(膜厚 0.026 mm, 初期リム半径 0.026 mm).

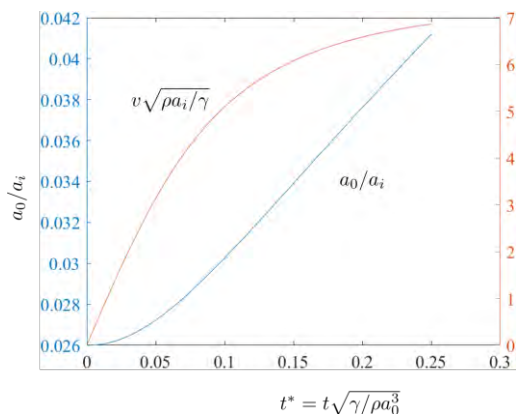


図-10 リム径 a の減少率と崩壊速度 v の時間変化

bubble cap 膜面上のリムの運動及び安定性を解析的に求めた。初期リム径は膜厚と等しいと仮定し、実験で得られた気泡の大きさ $R=3.0$ mm, 精製水 ($\gamma=72.75$ dyne/cm) のときの 0 次のリムの解析解を表したものが図-9 である。基本流れの解(0 次の方程式系の解)はリムの放射状の拡大を可視化実験結果と矛盾なく再現した。

図-12 は、リム径が初期値 $a_i=0.026$ mm をもつときのリム径 a_0 及び速度(基本流れの解)の変化を表している。Bubble cap の膜厚を一定とする仮定を与えており、bursting 末期の膜厚の増加によるリム速度の低下が反映されていないが、この解析では膜厚の変動からフィンガーの形成が現れだす bursting 中盤までを対象にその不安定性を検討する。こちらも可視化実験と矛盾しない結果を示して、bursting の進行に伴いリム径は増加する一方、崩壊速度は時間と共に上昇し十分時間が経過すると Taylor-Culick 速度 v_{tc} へと漸近する。

4. 結論

泡沫のメニスカス上部から初期の穴が開き、キャップの膜の表面張力により放射状に穴が拡大し bursting が進行する。穴の終端にはリムと呼ばれる液体の膨らみが存在し、穴が十分大きくなるとリムが規則的に変位し finger と呼ばれる突起が発生する。finger の先端から表面張力不安定によって液滴へ分裂し、film drop が生成される。計測画像から画像背景を引きリム部を抽出

し連続するフレーム間で追跡しリム軸と直交する崩壊速度の時間変化を計算した。Lhuissier & Villermaux (2011) によるキャップ膜厚の算定式を導入し、平面膜上のリム速度の解析解である Taylor-Culick 速度 v_{tc} を求め、キャップ崩壊速度の実験結果 v との比を求めたところ、キャップ半径 R に対してべき乗で減少する関係であった。流れのあることにより気泡の film の崩壊過程が同心円状にならず、bursting 開始地点に変化がみられた。今後は泡沫の bursting に流れが与える影響を明らかにするために流速を変化させて bursting との関係を示す必要がある。加えて、流れによる泡沫の影響として考えられる気泡の生存時間についても検討していく。

キャップ膜面上のリムの運動及び安定性を準 1 次元長波モデルにより解析的に求めた。これは質量・運動量保存則、運動学的条件からなる方程式系により、Yarin(1995) が行った crown splash のリムの安定解析を円筒座標系に導入するものである。実験で得られたサイズである気泡径 $R=3.0$ mm のときの膜厚を用いて解析を行ったところ、基本流れの解はでリムは放射状に拡大していき可視化実験結果と矛盾なく再現した。bursting の進行に伴いリム径は増加し崩壊速度は時間と共に上昇し Taylor-Culick 速 v_{tc} へと漸近する。こちらも可視化実験と矛盾しない結果を示している。

参考文献

- 1) Leeuw, G., Neele, F.P., Hill, M., Smith, M, Vignati, E.: Production of sea spray aerosol in the surf zone, Journal of geophysical research, Vol. 105, Issue D24, pp. 29397-29409, 2000.
- 2) Lhuissier, H., Villermaux, E.: Bursting bubble aerosols, J. Fluid Mech. Vol. 696, pp. 5-44, 2012.
- 3) Deike, L., Melville, W.K.: Dynamics of jets produced by bursting bubbles, Physical review fluids, Vol. 3, 013603, pp. 1-20, 2018.
- 4) 渡部, 七澤: 淡水, 海水の泡沫の崩壊を通じた流体運動, 2022.
- 5) Taylor, G.I.: The dynamics of thin sheets of fluid III. Disintegration of fluid sheets, Royal Society A, Vol. 253, pp. 313-321, 1959.
- 6) Yarin, A., Weiss, D.: Impact of drop on solid surfaces: self-similar capillary waves and splashing as a new type of kinematic discontinuity, J. Fluid Mech., Vol. 283, pp. 141-173, 1995.
- 7) Roisman, I.: On the instability of a free viscous rim. J. Fluid Mech., Vol. 661, pp. 206-228, 2010.
- 8) Agbaglah, G., Josserand, C., Zaleski, S.: Longitudinal instability of a liquid rim, Physics of Fluids, Vol. 25, 022103, pp. 1-20, 2013.