

高精度な非接触流体制御を目指した 音場浮遊液滴の微粒化機構の解明

Breakup mechanism of droplet in acoustic levitation for contactless sample manipulation

研究代表者 工学院大学工学部機械工学科 准教授 長谷川浩司

Koji Hasegawa

Interfacial instability and atomization behavior on acoustically levitated droplets for further stable liquid manipulation was investigated. We visualized the atomization behavior of water and ethanol droplets. Atomization was clearly affected by the difference in surface tension. The pressure difference between the inside and the outside of the droplet was estimated from rapid droplet deformation immediately before its atomization. Finally, the capillary wave on the droplet surface that can trigger the atomization was quantified and elucidated with the theory. The size distribution of atomized daughter droplets was compared with the length scale of capillary wave on the droplet surface.

要旨

近年、無容器プロセッシングが可能な非接触流体制御技術の1つとして音場浮遊法が注目されている。本研究では、本手法を用いて浮遊させた液滴の界面不安定性および凝集挙動に着目し、これらの現象を解明することで浮遊安定性を向上させることを目的とした。界面変形および微粒化挙動を高速撮影し、画像解析により定量的に評価した結果、表面張力および粘性が微粒化挙動に影響を及ぼすことが明らかとなった。微粒化機構を明らかにするために、微粒化前後の水液滴界面を詳細に可視化観測した。その結果、微粒化直前の液滴界面に生じる表面張力波が微粒化を引き起こすことが示された。

1. まえがき

近年、分析化学分野や生物・医学分野、さらには燃焼科学分野をはじめとした幅広い分野において、非接触流体制御技術が注目されている^{(1)~(3)}。特に、非接触流体制御技術の1つである音場浮遊法⁽⁴⁾は、容器壁面からの汚染の影響が抑制可能であることに加え、他の浮遊法と比較して、制御対象流体に制約がないことから積極的な活用が望まれている。しかし、申請者による強力音場による液滴浮遊実験により、浮遊液滴には界面変形・微粒化など、非定常かつ非線形な挙動が発生することが明らかとなっている。このような浮遊液滴の非線形ダイナミクスが、高精度な非接触流体制御の安定性に及ぼす影響については、線

形領域においては理論や数値解析的知見が拡充されてきたものの、現象が有する非線形性が障壁となり、詳細な実験的知見が求められているのが現状である。これまでの先行研究によって、音場浮遊液滴には、振動や並進運動⁽⁵⁾、音響流⁽⁶⁾や熱・物質輸送等^{(7), (8)}の非線形挙動が発現することが示されており、浮遊液滴の非線形かつ動的な挙動に対する実験的知見を蓄積する必要がある。特に分析化学や創薬分野での期待されるような、異種かつ複数の液滴の非接触浮遊、混合等の無容器プロセッシングの実現(図1)のためには、液滴の安定浮遊技術の確立が必要不可欠⁽⁹⁾であり、その障害となる液滴の界面不安定性および微粒化挙動の発生メカニズムを明らかにすることが切望されている。

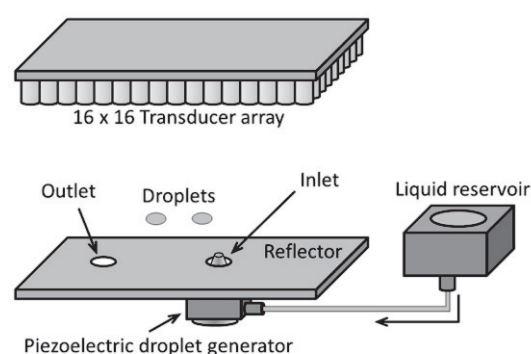


図1 浮遊液滴の無容器プロセッシング

そこで本研究では、非接触流体制御技術の1つで

ある音場浮遊法を活用し、浮遊液滴に生じる不安定性の 1 つである界面不安定性（微粒化挙動）に着目し、その発生条件を特定すると共に、安定制御可能範囲を明らかにすることを目的とする。本申請においては浮遊液滴に生じる界面不安定性（微粒化挙動）に着目し、その発生条件を特定すると共に、安定制御可能範囲を明らかにする。具体的には、試料として使用実績のある純水に加え、エタノール（表面張力の影響）、グリセリン（粘性の影響）およびそれらを予混合させて多成分流体を用いることで、流体物性が界面不安定性（微粒化挙動）に及ぼす影響を系統的に明らかにする。得られた実験情報を基に、浮遊液滴の微粒化挙動の機構論的モデル化を試みる。さらには、本研究では、非線形音響場と浮遊液滴の相互作用により発生する、浮遊液滴に生じる非線形ダイナミクスの 1 つである、界面変形（微粒化挙動）に関する知見を実験的かつ物理連成解析が可能な数値解析手法（COMSOL）も駆使して拡充することで、現象の機構解明および液滴の安定制御条件の同定を目指した。

2. 実験および数値解析方法

2.1 実験方法および条件

図 2 に本研究で用いた実験装置の全体概要図および浮遊液滴の動的挙動の可視化観測体系を示す。まず関数発生器から発生する正弦波信号を増幅器、電力計を介して超音波振動子へ入力する。振動子に接合されているホーンより超音波が発生し、上部に設置されているリフレクタによって反射させることで、ホーン-リフレクタ間に音響定在波を形成させる。その節付近にシリンジによって試験流体を注入することで保持する。浮遊させた液滴の動的挙動は高速度カメラを用い、バックライト法により撮影し、得られた画像群をコンピュータにて処理した。また、液滴が浮遊している際に、テスト部内の音圧を短時間に上昇させ、液滴界面に生じる音響放射圧力を増加させることで液滴を微粒化させた。テスト部内の音圧分布はプローブマイクロフォンを用いて点計測した。

表 1 に本研究の実験条件を示す。関数発生器から発生する正弦波信号は 19.3 kHz（波長：約 17.9 mm）とし、反射板には曲率が R36 のものを用いた。本報では、表面張力が浮遊液滴の微粒化挙動に及ぼす影響に着目し、試験流体として純水および純水と比較し

て密度は同程度で表面張力の異なるエタノールを用いた。液滴径 d は、液滴を短径 a 、長径 b の回転楕円体と仮定したときの体積等価直径を採用し、長径 b を短径 a で除した値を液滴のアスペクト比とした。

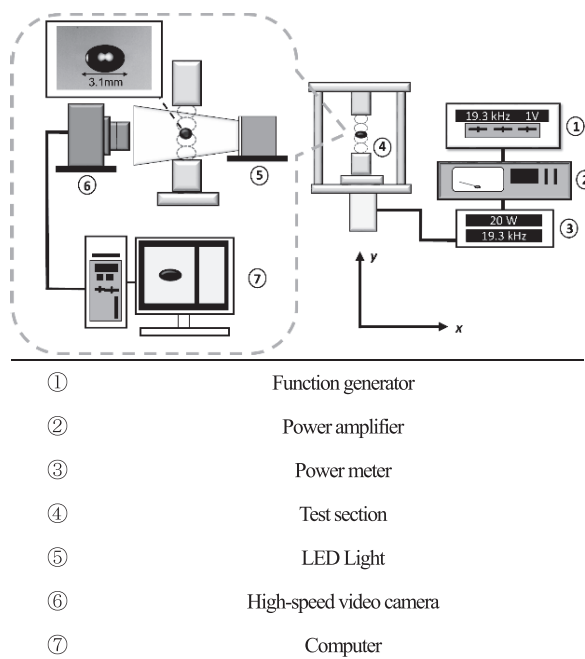


図 2 実験装置の概要

表 1 実験条件

Input frequency [kHz]	19.3
Sound pressure [kPa]	1.07 - 3.28
Temperature [deg. C]	25±2
Humidity [%]	50±10
Test sample	Water, Ethanol, Glycerol
Equivalent diameter d [mm]	0.5 - 3.1
Aspect ratio b/a [-]	1.0 - 1.7

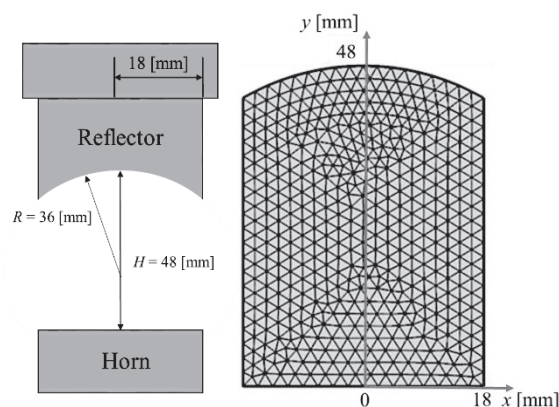


図 3 解析ジオメトリおよびメッシュ領域

2.2 数値解析方法および条件

本研究では、マルチフィジックス計算が可能な数値解析ソフトウェア (COMSOL Multiphysics ver. 5.4) を使用し、有限要素法を用いた音場解析を実施する。また、音場解析は実験で取得困難な量を取得可能であることから、実験を補う手法としても有用である。また、プローブマイクロフォンを用いた音圧計測にしても、液滴浮遊状態における音圧計測や、液滴表面での圧力などを計測することはできない。そのため、数値解析を駆使することでこれらの物理量を取得した。数値解析では、ホーンの振動によって発生する音響定在波を圧力周波数領域によって再現する。使用したそれぞれの支配方程式を以下に示す。

$$\nabla \cdot \left(-\frac{1}{\rho_G} (\nabla p_t - q_d) \right) - \frac{k_{eq}^2 \rho_t}{\rho_c} = 0, \quad (1)$$

$$p_t = p + p_b, \quad (2)$$

$$k_{eq}^2 = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_z^2, \quad (3)$$

ここで、媒質密度を ρ_G 、印可音圧を p_t 、単位体積当たりの音響荷重を q_d 、波数を k_{eq} 、周囲圧力を p_b 、角振動数を ω 、媒質音速を c 、面外波数を k_z とした。

図 3 に実験体系を模擬したテスト部概要およびメッシュ領域を示す。解析領域で模擬したメッシュに関しては波長の 1/8 のサイズのフリーメッシュ三角形を作成した。また、印可周波数、音速、周囲流体 (空気) などは実験を模擬した。

3. 結果および考察

3.1 テスト部内の音圧分布および浮遊領域

本研究では、音圧の大きさや資料の浮遊によりテスト部内の音圧分布の形成状況が異なることが予測され、浮遊液滴の挙動に大きな影響を与えることが考えられる。まず本項では、液滴が安定的に浮遊可能な音場を想定した場合と液滴を微粒化させる音場を想定した場合の 2 ケースで、テスト部内の音圧分布を計測し、その基礎特性を把握した。

図 4 に安定浮遊条件および微粒化条件での音圧分布を示す。音圧分布は、プローブマイクロフォンで多

点計測した音圧の実効値を MATLAB により再構成してコンター図として描画した。ここで安定浮遊条件および微粒化条件の入力電圧はそれぞれ 0.2 V と 1.0 V に設定した。結果より、安定浮遊条件の音圧分布に比べ、微粒化条件の音圧分布の方が腹付近を中心に、音圧が全体的に高くなり節の幅が小さくなっていることが確認できる。つまり、入力電圧の上昇に伴い、節上下の音圧が上昇し、節に浮遊する液滴を押しつぶすように変形させ、微粒化することが予想される。

図 4(c) には、実験と数値解析で求めた音圧分布の中心軸上の音圧分布の比較を示す。数値解析でも音響定在波の腹と節を再現できたことがわかる。数値解析および実験結果ともに最大音圧が約 2.0 kPa であった。腹や節の位置が微妙に異なるのは、音の散逸や湿度の影響を考慮できていないためだと考えらえる。また、計測ではプローブマイクロフォンによる点計測であるために刻み幅は 1 mm に制約されるものの、数値解析では原理的に計測困難な分解能で音響場を再現することができた。

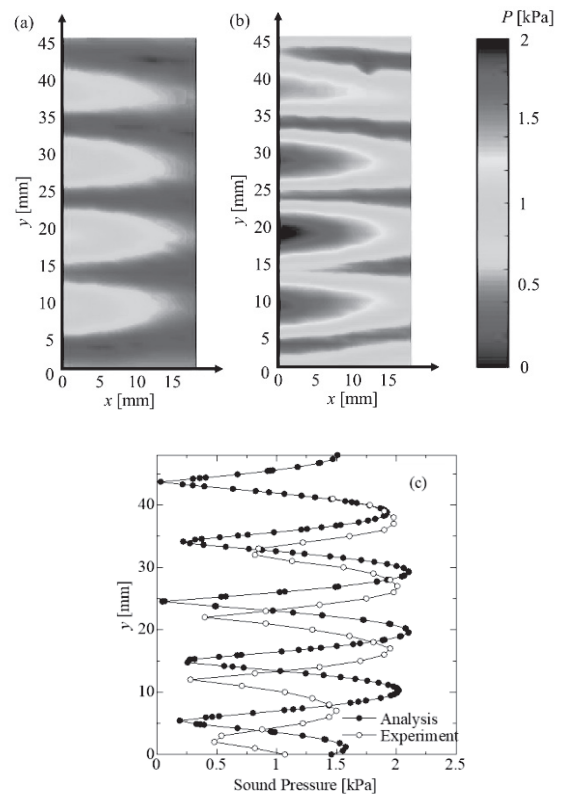


図4 テスト部内の音圧分布：(a) 安定浮遊条件、(b) 微粒化条件、
(c) 実験と数値解析結果との比較

以上の結果を踏まえて、液滴を浮遊させた際の特徴性を把握する。音場浮遊液滴は、その自重と音響定在波による音圧のつり合いにより浮遊する。そのため、液滴の密度や形状の安定に寄与する表面張力などの流体物性と音場内の音圧の大きさの兼ね合いにより、浮遊が困難な場合をはじめ、その形状を保ち安定的に浮遊する場合や微粒化の発生など、その浮遊特性が大きく異なる。形状の決定に寄与する表面張力や粘性などの流体物性も液滴の浮遊特性に大きく寄与することが考えられるため、試験流体を微粒化実験で用いる水、エタノールを使用した。さらに、実験値の妥当性を評価するため、液滴の浮遊限界音圧の理論値 $P_{\max}$ との比較を行った⁽¹⁰⁾。

$$P_{\max} = \sqrt{\sigma \rho_G c^2 \left(\frac{3.2}{d} - \frac{1.3\pi}{\lambda} \right)}, \quad (4)$$

ここで、 σ は表面張力、 d は液滴径、 λ は音波の波長を示す。式(4)は液滴の浮遊上限音圧を示唆しており、印可音圧が浮遊上限音圧を超過した場合に微粒化することが予測される。当該理論式は表面張力を含むため、ここでは表面張力が有意に異なる水とエタノールを用いて比較した結果を示す。

図 5 には水およびエタノール液滴の浮遊特性を示す。図中横軸は液滴の体積等価直径 d 、縦軸はテスト部内の音圧 P である。プロットの○、△印は液滴がテスト部内で一定の形状を保ち、安定的に浮遊している状態を表し、●、▲印はその状態で音圧を短時間に上昇させ、液滴が微粒化した点を表している。図中の実線が式(4)で示す浮遊上限音圧の理論値を表している。実験値において安定浮遊のプロットに着目すると、水液滴は 1.5 kPa から 2 kPa 付近での浮遊が確認され、およそ 1.8 kPa での浮遊が多いことがわかる。エタノール液滴においては、1.0 kPa から 2 kPa での浮遊が確認されたものの、液滴の浮遊が多いのは 1.3 kPa 付近である。さらに、水液滴においては、液滴径が 2 mm 以上の浮遊が確認されるものの、エタノール液滴の最大液滴径は 1.7 mm 程である。これは、音場浮遊液滴が音圧の強さと表面張力によって形状が決定するためだと考えられる。エタノールの表面張力は水の表面張力の 1/3 程度であるため、低い音

圧での浮遊が多く、浮遊する最大液滴径も限界値も低いことが考えられる。また、微粒化のプロットに着目すると、水液滴は 1.8 kPa から 3.0 kPa 付近、エタノール液滴は 1.8 kPa から 3.5 kPa 付近、で微粒化していることがわかる。さらにすべての流体において、同程度の液滴径でありながら同程度の音圧で安定浮遊している場合と微粒化している場合が見られる。これは、テスト部内の音圧を大幅に上昇させて液滴を微粒化させているため、液滴をシリンジにより注入する際には安定して浮遊する音圧であっても、音圧の上昇幅によっては液滴が微粒化するためだと考えられる。また理論を示す実線によって、安定浮遊条件と微粒化条件の境界を良好に示すことができている。すなわち、式(4)を用いることで、液滴の不安定条件を見積可能であることが示唆された。

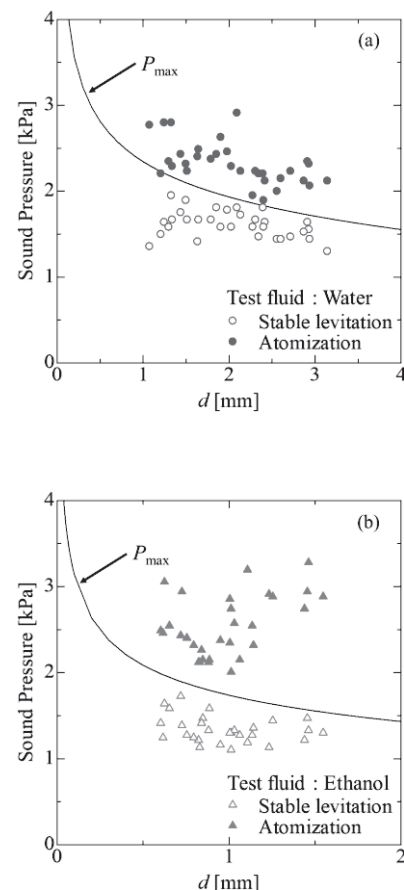


図5 液滴の浮遊特性：(a)純水、(b)エタノール

3.2 流体物性が微粒化挙動に及ぼす影響

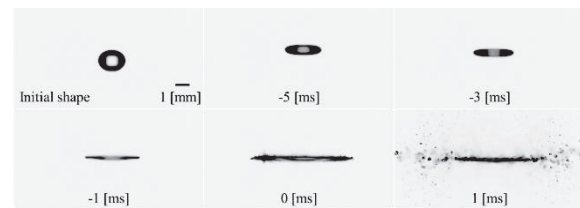
図6に水、エタノール、グリセリン、ダイタラント流体(片栗粉：水 = 2 : 1)の微粒化過程を可視化観

測した結果を示す。それぞれの液滴径は、 $d = 1.8 \text{ mm}$, 1.1 mm , 2.2 mm , 1.2 mm であり、音圧の上昇幅は $\Delta P = 0.71 \text{ kPa}$, 0.96 kPa , 1.07 kPa (1.27 kPa), 0.94 kPa , 1.02 kPa である。ここで、微粒化が発生する時刻を $t = 0 \text{ ms}$ としているいずれの液滴も初期形状から界面変形をし始め、水平方向に広がりアスペクト比が上昇していく。その後、液滴は界面が突出していき ($t = -1 \text{ ms}$) やがて微粒化に至った ($t = 0 \text{ ms}$)。エタノール液滴では他の液滴に比べ、微粒化粒子が細粒化していることが確認された。これはエタノール液滴が他の液滴と比べ、表面張力が低いことが起因していると考えられる。これより、流体物性の異なることにより液滴の微粒化過程に変化が見られることを確認した。

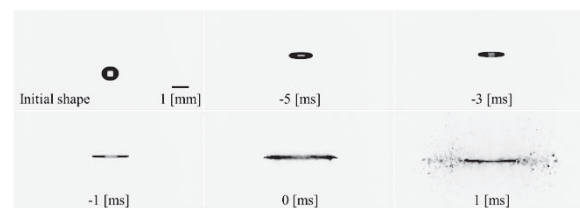
図 6(b) に示すエタノール液滴では、図 6(a) に示す水、図 6(c) に示すグリセリンの液滴に比べ、微粒化液滴が細粒化していることが確認された。これはエタノールの表面張力は 22 mN/m であり、水の表面張力 73 mN/m とグリセリンの表面張力 63 mN/m と比べて低いことが起因していると考えられる。一方で、グリセリン液滴では、微粒化後の飛散した液滴が微小にならず、微粒化の形態も微粒化全体が微粒化しないことを確認した。これは、グリセリンの粘性が $945 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ であり、水の粘性 $0.9 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ とエタノールの粘性 $1.1 \text{ mPa} \cdot \text{s}$ に比べて 1000 倍程度高いことが起因しており、粘性によるエネルギー散逸が影響した結果と考えられる。また、粘度が高いことで 2 次液滴が飛散する際に糸状に液滴が飛散していることが確認された。

以上の結果より、液滴は界面に印可される音圧の増加に伴い界面を保持することができずに微粒化することがわかった。上記の結果より、表面張力および粘性が高いほど、液滴は微粒化せずに界面保持することが予想されるため、剪断応力と速度勾配が比例しない非ニュートン流体を用いて実験を試みた。ここでは非ニュートン流体の一種であり、速度勾配の増加に伴いせん断応力が増加するダイラタント流体を用いて、実験を行った。図 6(d) にダイラタント流体の微粒化過程を示す。結果より、ダイラタント流体は微粒化せず、界面形状も一定に保つことで固体のような振る舞いを示した。この結果より、音圧の増加に応答する形での液滴界面のせん断応力の急激な増

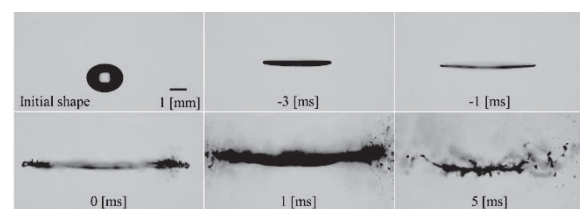
加は、ダイラタント流体の粘度の増加を引き起こし、浮遊液滴の微粒化を回避することができたと考えられる。



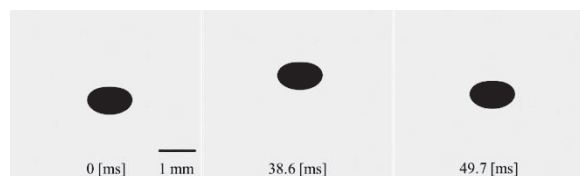
(a) Water droplet ($d = 1.8 \text{ mm}$, $\Delta P = 0.71 \text{ kPa}$)



(b) Ethanol droplet ($d = 1.1 \text{ mm}$, $\Delta P = 0.96 \text{ kPa}$)



(c) Glycerin ($d = 2.2 \text{ mm}$, $\Delta P = 1.07 \text{ kPa}$)



(d) Dilatant droplet ($d = 1.2 \text{ mm}$, $\Delta P = 1.02 \text{ kPa}$)

図 6 各液滴の微粒化過程

3.3 微粒化前後の液滴界面変形と圧力推定

図 7 には図 6 に示した水、エタノール液滴のアスペクト比の時系列変化を示す。図中横軸に液滴が微粒化するまでの時刻、縦軸にアスペクト比 (AR) を示す。また、横軸の 0 ms は前項同様に微粒化が発生する時刻とした。いずれの液滴も音圧が上昇すると、液滴のアスペクト比は直線的に増加し ($t = -3 \text{ ms}$)、微粒化の直前アスペクト比は非線形的に増加した。 -3 ms 付近で液滴は球形状を保持することが困難となり、液滴周囲から加わる圧力と表面張力の

平衡状態が崩れ、液滴の赤道面から界面が突出するため、アスペクト比の上昇が加速したと考えられる。 $t = -3$ ms 時点を臨界アスペクト比と定義した場合、それぞれ水液滴は 4.5、エタノール液滴は 4.9 であった。先行研究では、微粒化発生時の液滴の臨界アスペクト比は 8 であることを仮定しているものの、本結果ではいずれの液滴においても理論の仮定よりも低臨界アスペクト比を示した。これは、理論では浮遊液滴周りの音場流れを一様流と仮定しているものの、実際には一様流ではなく、特に液滴界面近傍での流れ場による圧力変動が影響するため臨界アスペクト比が低下したと考えられる。

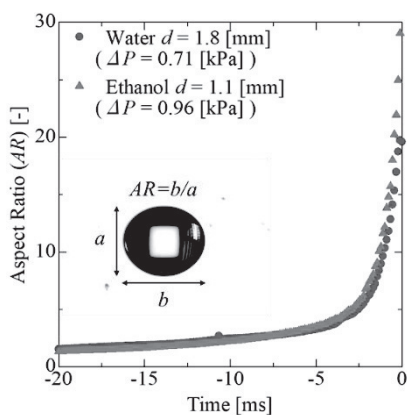


図7 微粒化直前のアスペクト比の時間変化

上記の通りに、液滴のアスペクト比が -3 ms 付近から急激に増加していることから、液滴が界面変形から微粒化に至るまでに液滴赤道面で発生する界面突出ならびに、その成長速度に着目し、定量的な評価を行った。図8には、図6より算出した液滴の界面成長時の長径 b 、速度 u 、加速度 $\Delta u / \Delta t$ の時系列変化を示す。結果より、浮遊液滴は音圧が短時間に上昇することにより水平方向に広がり、液滴の赤道面で界面が突出し、突出した界面の急激な成長を確認した ($-1 \leq t \leq 0$ ms)。浮遊液滴は本来、液滴周囲の音圧と液滴自身の表面張力とのつり合いによって、その形状が決定される。しかしながら、テスト部内の音圧の上昇に伴って、液滴赤道面では周囲気体の流速が上昇し、液滴本体から周囲方向へ働く負圧が支配的になることが指摘されている。本結果でも同様に、テスト部内の音圧分の変化に伴い、液滴周囲から加わる圧力と表面張力の平衡状態が保持できず、液滴

の赤道界面が突出し、微粒化に至ったと考えられる。音圧の上昇に伴い、赤道面に負圧が働くのに加えて、液滴上部と下部には周囲気体から液滴方向に働く圧力が増大する。液滴は上下方向から圧縮され、浮遊液滴界面の成長が促進されたと考えられる。

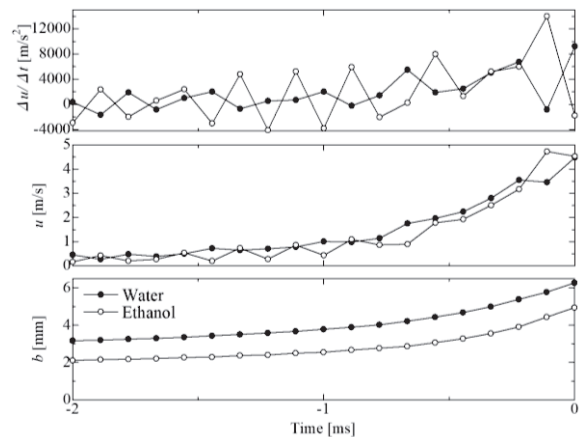


図8 液滴界面の変位、速度、加速度の時間変化

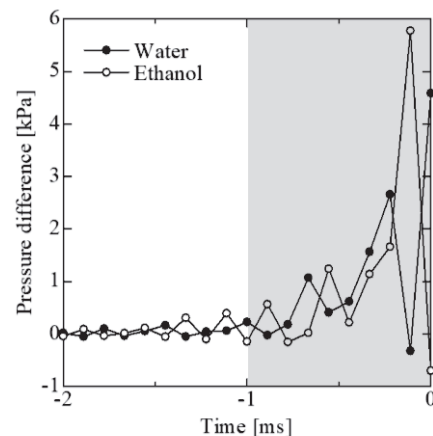


図9 浮遊液滴の内外部の圧力差推定

以上の結果を踏まえ、液滴の微粒化に影響を及ぼす液滴内外部の圧力差 ΔP_d を推定する。推定に際して、Navier - Stokes 方程式において対流項および粘性工を無視する形で近似した式(5)を用いた。

$$\Delta P_d \sim \rho \frac{\Delta u}{\Delta t} \Delta b, \quad (5)$$

ここで、 ρ は液滴の密度、 Δb は図8から得られた液滴の長径の変位である。図9は、式(5)より推定した液滴の内外部の圧力差の時系列変化を示す。液滴の内外部の圧力差は、微粒化の直前に増加した (-1 ms

$\leq t \leq 0$ ms). 液滴の内外部の圧力差は, 水とエタノールの両方の液滴で増加した. 水, エタノールそれぞれの液滴で, 液滴内外部の圧力差は大きくなり, 界面の突出が発生したと考えられる. また, 液膜は液滴界面に存在している. テスト部内で測定された音圧分布から, 液滴が浮遊可能な領域付近の音圧は $0.4 \text{ kPa} \leq P \leq 1.0 \text{ kPa}$ であった (図5). これより, 式(5)によって得られた推定圧力差は, 測定した音圧と定量的に一致することが示された. また, 液滴は液滴界面を維持し, 上部臨界圧力差を超えたより高い音圧 ($-1 \text{ ms} \leq t \leq 0 \text{ ms}$) で微粒化された. また, 現時点では, 音場内に動的挙動を有する液滴が存在し, かつ周囲の音場が非線形性を持つ状態での, 液滴内部および液滴界面近傍の音圧を正確に計測することは, 技術上困難であった. 非接触音圧測定は, 今後の研究に残された課題である. そこで今後は, 音響場の数値解析に加え, 計測では難しい界面に生じる圧力場や流動場の連成も加味した数値解析を行うことが求められる.

3.4 微粒化前後の液滴界面の可視化

音場浮遊液滴の微粒化メカニズムを実証するには, 液滴の微粒化プロセスを高時空間分解能での明確な観察が必要である. 図10には水液滴の界面変形から微粒化に至るまでの過程を, 液滴の上部から撮影した結果を示す. この時, 撮影速度は7200 fps, 空間解像度は $19 \text{ } \mu\text{m}/\text{pixel}$ とした. またこの時の液滴半径方向の直径は 3.5 mm であった. まず液滴は初期形状から変形し, 半径方向に広がる ($t = -0.28 \text{ ms}$). その後, 液滴は半径方向から波立ち ($t = -0.14 \text{ ms}$), その波立ちが液滴中心部へ向かって伝播する ($t = 0 \text{ ms}$). 最終的には半径方向から生じた表面張力波から微小液滴が放出され, 液滴が完全に微粒化した ($t = 5.00 \text{ ms}$).

浮遊液滴界面に生じる波成ちは, 浮遊液滴の界面不安定性および微粒化の引き金となる重要な現象であると考えられる. 図10に対する画像解析で得られた液滴界面の半径方向に生じた波成ちの波長を求めた結果を図11に示す. プロットエラーバーは各時刻で波長を5回計測したときの標準偏差を表している. また図中の破線で式(6)に示す表面張力波の波長 λ_a の予測式を併記する^[1].

$$\lambda_a = \sqrt[3]{\frac{8\pi\sigma}{\rho f_a^2}} \quad (6)$$

ここで, f_a は音波の周波数を示す. 結果より, 理論値は 0.17 mm であったのに対して, 液滴の半径方向に生じた波成ちの波長は $0.11 \leq \lambda_a \leq 0.22 \text{ mm}$ となり, 理論に近い値となった. この結果より, 半径方向に生じる波成ちは表面張力波の理論値とオーダーが一致したことから, 浮遊している水液滴の微粒化過程において, 音波の入力周波数に依存する表面張力波が発生することが明らかとなった. また, 表面張力波の形態は, 微粒化の際に飛散する液滴径の決定や微粒化形態に影響を及ぼしていることが考えられる.

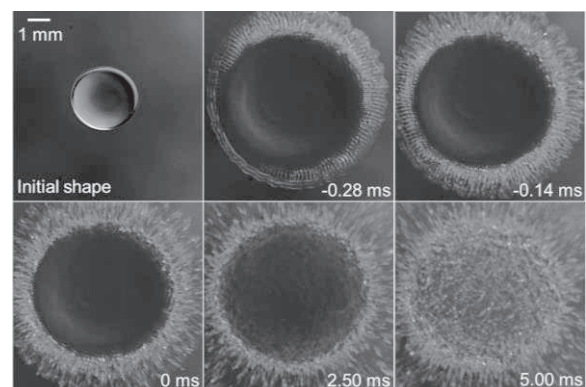


図10 浮遊液滴の微粒化過程の詳細可視化観測 (上部)

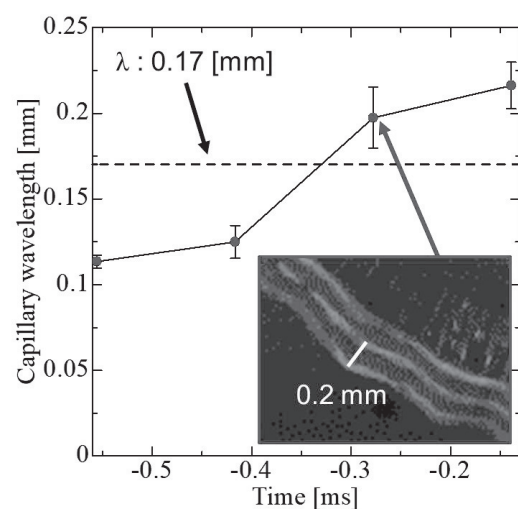


図11 水液滴の半径方向に生じる波長と理論の比較

4. まとめ

本研究では、非接触流体制御技術の1つである音場浮遊法を活用し、浮遊液滴に生じる不安定性の1つである界面不安定性（微粒化挙動）に着目し、その発生条件を特定すると共に、安定制御可能範囲を明らかにすることを目的とした。本研究によって得られた主な知見を以下にまとめる。

1. 水、エタノール、グリセリン液滴は、テスト部内の音圧を短時間に上昇させると初期形状から水平方向に広がるように界面変形をし始め、界面が突出し微粒化に至る挙動を示した。ダイラタント流体は、微粒化せず固体のような振る舞いを示した。流体物性が異なることにより、飛散する微粒化液滴の大きさや微粒化後の膜形成、微粒化しない場合など微粒化形態も異なることが確認された。
2. 微粒化直前に液滴赤道面に生じる先行薄膜の突出に関して、先行薄膜の成長速度を算出した結果、4.5 m/s まで速度が増加することが確認された ($-1 \text{ ms} \leq t \leq 0 \text{ ms}$)。音圧の上昇に伴い、赤道面に負圧が働くのに加えて、液滴上部と下部には周囲気体から液滴方向に働く圧力が増大する。これにより液滴は上下方向から圧縮され、浮遊液滴界面の成長が促進されたと考えられる。
3. 水液滴界面に微粒化直前に生じる表面張力波を可視化観測し、その波長に対して定量的評価を行った。その結果、求めた理論値は0.17 mmであったのに対して、液滴の半径方向に生じた波立ちの波長は理論値に近い値となった。この結果より、半径方向に生じる波成ちは表面張力波の理論値とオーダーが一致したことから、浮遊している水液滴の微粒化過程において、音波の入力周波数に依存する表面張力波が発生することが明らかとなった。また、表面張力波の形態は、微粒化の際に飛散する液滴径の決定や微粒化形態に影響を及ぼしていることが考えられる。

謝辞

本研究は、公益財団法人マツダ財団の助成を受けて行われました。関係各位に心より御礼申し上げます。

発表論文

- [1] K. Aoki, K. Hasegawa, Acoustically induced breakup of levitated droplets, *AIP Adv.*, Vol. 10, No. 5, (2020) p.055115.
- [2] M. Naka, K. Hasegawa, Breakup characteristics of levitated droplets in a resonant acoustic field, *Phys. Fluids*, Vol. 32, No. 12, (2020) p.124109.

参考文献

- (1) S. Santesson and S. Nilsson, Airborne chemistry: acoustic levitation in chemical analysis, *Anal. Bioanal. Chem.*, Vol. 378, No. 7, (2004) p.1704-1709.
- (2) R. Tuckermann, L. Puskar, M. Zavabeti, R. Sekine, D. McNaughton, Chemical analysis of acoustically levitated drops by Raman spectroscopy, *Anal. Bioanal. Chem.*, Vol. 394, No. 5, (2009) p.1433-1441.
- (3) D. Zang, J. Li, Z. Chen, Z. Zhai, X. Geng, B. P. Binks, Switchable opening and closing of a liquid marble via ultrasonic levitation, *Langmuir*, Vol. 31, No 42, (2015) p.11502-11507.
- (4) A. L. Yarin, M. Pfaffenlehner, C. Tropea, On the acoustic levitation of droplets, *J. Fluid Mech.*, Vol. 356, (1998) p.65-91.
- (5) K. Hasegawa and K. Kono, Oscillation characteristics of levitated sample in resonant acoustic field, *AIP Adv.*, Vol. 9, No. 3, (2019) p.035313.
- (6) E. H. Trinh, J. L. Robey, Experimental study of streaming flows associated with ultrasonic levitators, *Phys. Fluids*, Vol. 6, No. 11 (1994) p.3567-3579.
- (7) K. Hasegawa, Y. Abe, A. Goda, Microlayered flow structure around an acoustically levitated droplet under a phase-change process, *npj Microgravity*, Vol. 2, No. 1, (2016) p.1-5.
- (8) K. Kobayashi, A. Goda, K. Hasegawa, Y. Abe, Flow structure and evaporation behavior of an acoustically levitated droplet, *Phys. Fluids*, Vol. 30 No. 8, (2018) p.082105.
- (9) M. A. Andrade, T. S. Camargo, A. Marzo, Automatic contactless injection, transportation, merging, and ejection of droplets with a multifocal point acoustic levitator, *Rev. Sci. Instrum.*, Vol. 89, No. 12, (2018) p.125105.
- (10) D. Foresti, M. Nabavi, D. Poulikakos, Contactless transport of matter in the first five resonance modes of a line-focused acoustic manipulator, *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol. 131, No. 2, (2012) p.1029-1038.