

IIII 特集：航空機の放物線飛行による短時間微小重力実験 I IIIII
(原著論文)

オリフィス噴孔から噴射される低速噴射液上に形成される 波構造に関する研究

大坂 淳¹・梅村 章²・大澤 洋介³・鶴生 知輝³

A Study on Wave Structures Formed on a Low-Speed Liquid Jet Issued from an Orifice Hole

Jun OSAKA¹, Akira UMEMURA², Yousuke OZAWA³, Tomoki UNOU³

Abstract

Microgravity and normalgravity experiments were conducted in which a low-speed liquid jet issued from a circular hole. In order to eliminate the effects of the velocity distribution formed by a finite-length nozzle, a thin orifice plate was adopted. In addition to the evaluation of the nondimensional breakup length, the nondimensional wavelength of the unstable wave causing the breakup was estimated through the results of the image analysis. Under microgravity condition, the dominant breakup mode was smoothly changed from the short-wave mode to the long-wave mode as the issue speed increased. On the other hand, under normalgravity condition, due to gravitational acceleration of the baseline liquid jet, the jump in the nondimensional breakup length was observed around the transition of the dominant breakup modes. Gravitational acceleration also affected the behaviors of the unstable waves. In the case where the effect of gravity was large, the nondimensional wavelength was much larger than the value of the unstable wave with the largest amplification rate. In such cases, the capillary waves propagating upward from the liquid jet tip was converted into the unstable waves before reaching the orifice exit. In other words, the gravity itself can make the unstable waves. The continuous extension of the nondimensional wavelength of the unstable wave led to the larger breakup length under normalgravity condition.

Keyword(s): Breakup, Capillary wave, Unstable wave, Microgravity, Wavelength, Doppler-shift

1. はじめに

燃料を液体で搭載する内燃機関において、液体微粒化技術は重要な技術の一つである。しかしながら、液体微粒化を記述できる「統一的な」理論はまだ確立されていない。液体微粒化過程は、液体噴射液から液糸が形成される過程と、液糸が分断して液滴が形成される過程に分類される。本研究は、後者に注目して研究を行ったものである。液糸流れは非常に高速かつ微細な現象であるため、直接観察によって根底にある原理を抽出することは、計測機器の発達した現段階においても困難である。このため、高速かつ微細な液糸を、ウェーバーの相似即に従

って、低速かつ大きなスケールの噴射液で模擬する方法が採用されてきた¹⁻⁹⁾。この際には、半径が既知である円形噴孔（ノズル）から、低速噴射液を（曲がり避けるために）、鉛直下向きに噴射する必要がある。ところが、実際の微粒化過程で実現される液糸流れにおいて、噴孔に対応するものは存在せず、重力の効きも無視できるレベルである。上記のような、置き換えによって付加された要因の影響を知ること無しに、液糸流れの分断特性を知る事は本来できないはずである。これら要因のうち、微小重力実験によって、重力の影響を排除することは可能である。梅村らのこれまでの微小重力実験^{10,11)}により、従来噴射液の分断を支配するとされてきた分断モード（長

-
- 1 株式会社デンソー 研究開発 2 部エネルギー開発室 〒448-8661 愛知県刈谷市昭和町 1-1
DENSO CORPORATION, Corporate R&D Division 2, Energy Engineering R&D Department, 1-1 Showa-cho, Kariya-shi, Aichi 448-8661, Japan
- 2 公益財団法人 名古屋産業科学研究所研究部 〒461-0040 愛知県名古屋市東区矢田 2-16-12-204
Nagoya Industrial Science Research Institute, Department of Research, 2-16-12-204, Yada, Higashi-ku, Nagoya-shi, Aichi 461-0040, Japan
- 3 名古屋大学大学院 工学研究科航空宇宙工学専攻 〒464-8603 愛知県名古屋市千種区不老町
Nagoya University, Department of Aerospace Engineering, Furo-cho Chikusa-ku Nagoya-shi, Aichi 464-8603, Japan
(E-mail: jun_osaka@denso.co.jp)

波長分断モード)とは異なった分断モード(短波長分断モード)の存在が明らかとなった。また、新城ら^{12, 13)}のディーゼル噴霧を模擬した高速噴射液の直接数値計算により、実際の微粒化過程においても、液糸の最終分断過程は短波長モードに支配されるという結果が得られている。上記二点の結果より、ある程度液体微粒化の最終過程に対応する理論を構築することはできたと考えられる。しかしながら、前述の実験方法で観察される現象(例えば長波長モードによる分断)全てを説明することは未だできておらず、「統一的」な理論はまだ完成していない。本報には、この最終目標に向けた研究を通じて得られた知見が記載されている。

まずは、軸対称無限液柱に形成される波構造について言及する必要がある。一つの波要素を考えた場合、波要素の性質は、波長 λ を液柱半径 a で無次元化した無次元波長 λ/a によって定まる。有名な解析として、Rayleighの安定性解析¹⁾がある。この解析では、 $\lambda/a \geq 2\pi$ の波要素を対象としている。くびれ部の圧力が膨らみ部の圧力よりも大きくなるため、波要素の振幅は時間とともに増加して最終的に液柱は分断へと至る(長波長モード)。このような不安定解に対応する波要素を不安定波と呼ぶ。一方、 $\lambda/a \leq 2\pi$ の場合には、くびれ部の圧力は膨らみ部の圧力よりも小さいため、復元作用によって振幅は成長しない。このような波要素を表面張力波と呼び、不安定波と区別する。噴射液上でのこれらの波要素の振る舞いも当然異なっている。不安定波はそれ自体伝播性を有しておらず、噴射液の平均速度で移流する性質を持つ¹⁵⁾。一方、表面張力波は伝播性を持っており、噴射液表面速度と位相速度 c_{ph} の合成速度で移流する。Figure 1に、梅村ら^{14,20)}によって提唱された、低速噴射液の自己不安定化機構に関する概念図を示す。ここでは、長波長分断モードについての説明のみに止めることとする。この分断機構では、外部から印加される擾乱なしに、噴射液が自己不安定化作用によって分断を引き起こし、分断距離が固定されるという原理が記述されている。概略を述べると、真の「擾乱源」は、分断の直後に形成される表面張力波であり、不安定波はそれに付随して形成され、次の分断を引き起こすという仕組みである。噴射液上に形成される波構造の直接観察ができれば、簡単にこの仕組みを調べることができる。しかしながら、表面張力波の振幅は小

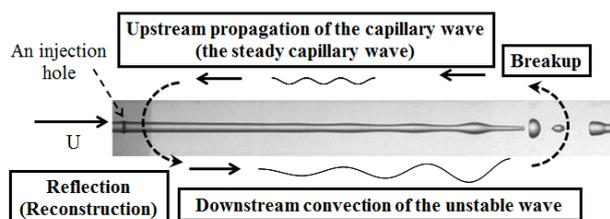


Fig. 1 A schematic of the self-stabilization mechanism of a low-speed liquid jet.

さい上、その分散性により、いつ形成された表面張力波かを判別することができない。したがって、数値計算においてもこの点を調べることは難しく、我々が観察できるものは、振幅の成長した不安定波のみに限られる。また、重力や速度分布が、さらに現象を複雑化する。噴孔がノズルによるものである場合、噴射液には速度分布が形成される。速度分布は、表面張力波と不安定波の境となる無次元波長を長波長側に変えてしまう性質がある¹⁴⁾。これに加えて、表面張力波の移流速度は、表面速度と位相速度の合成となるため、速度分布が明示されない限り現象を追跡することが難しくなってしまう。本研究では、ノズルの代わりに薄いオリフィス板を用いた実験装置を採用することで、速度分布の影響を極力排除した実験を行った。これに加え、重力の影響を排除するために、同実験装置にて微小重力実験を行った。すなわち、最も噴射液の分断過程を簡略化された状況で観察するための実験結果が本報において記載されている。また、これまで噴射液の先端位置のみを追跡し、分断特性が調べられてきた。本研究では、実験から得られた一枚一枚の画像から噴射液形状すなわち波構造を抽出した。この手続きによって得られた情報をもとに、速度分布の存在しない簡略化された状況下において、重力が噴射液の分断特性におよぼす影響について議論されている。

2. 実験装置

Figure 2(a)に実験装置の概略図を示す。これまでに著者らが使用していた実験装置¹⁵⁾から、地上実験と航空機実験ともに対応できるように、新たに実験装置を製作した。本研究では、バックライト法によって噴射液の画像を撮影した。高輝度LED(オプトサブライ製)アレイを基板上に配線して、背景光として使用した。拡散板(オプティカルソリューション製)を噴射液とLEDアレイの間に配置することにより、出来る限り均一な背景光を作成した。スペースの限られた航空機実験においては、ヘッドと本体メモリーが分離されているカメラが配置上有利であり、画像撮影には、フォトロン製の高速カメラ(Fastcam-max)を使用した。光ファイバーによ

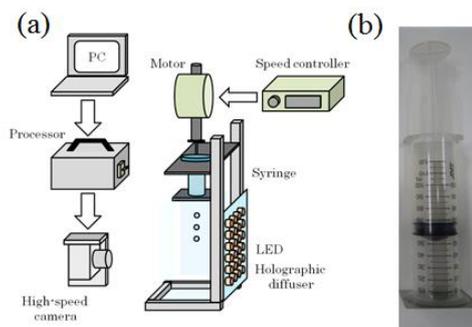


Fig. 2 (a) A schematic of the experimental setup and (b) A syringe used in the present study.

ってカメラメモリと PC が接続されるため、実験画像の PC へのダウンロードが高速で行えることも、採用した理由の一つとなっている。露光時間は全ての実験で 15000fps に固定された。撮影速度は、2000fps または 4000fps となっており、実験条件によって変更した。実験に用いたシリンジを Fig. 2(b) に示す。医療用注射器 (JMS 製) の先端を直角に切り落とし、厚さ 0.4mm の SUS 製オリフィス板と接着した。オリフィス孔の半径 a_0 は 0.40mm, 1.00mm, 2.00mm となっている。なお、微小重力実験では、視野や水量の関係上 0.40mm および 1.00mm のオリフィス板のみを使用した。地上実験では、噴射液は鉛直下向きに噴射された。水を噴射する駆動源として、回転速度可変の DC ブラシレスモーター (BX460AM30FR, オリエンタルモーター製) を使用した。モーター回転軸を、直動スライダ (MCM 06010H05K00, NSK 製) とカップリングにより接続し、テストセクションに固定した。モーターの回転はスライダワークの直線運動に変換され、ピストンを押す駆動力となる。シリンジの半径は既知であり、モーターの回転数を通じて、噴射速度 (m/s) を指定することができる。

微小重力実験は、G-2 機による航空機実験によって行われた。1 フライトあたりの実験可能時間は 1 時間程度となっている。全ての実験において、その都度噴射速度を指定して、独立に実験を行った。本実験では、1 条件あたりに必要となる実験時間は 2~4 秒である。一方、1 パラボリックフライトあたりの有効な μG 継続時間はおよそ 15 秒である。1 フライトあたりの実験回数を増やすため、1 パラボリックフライト中に 2 回の実験を実施できるように制御系を作成した。DC モーターの回転数は、モータードライバへの入力電圧によって決定される。PC からの入力電圧時間履歴を指定できるようにプログラムを作成し、A/D ボードからのアナログ出力電圧によって噴射速度を変更した。1 パラボリックフライトあたりの実験は、「2 秒噴射→5 秒インターバル (この間にオリフィス板などに付着した液滴を拭いて取り除く) →2 秒噴射」といった流れになる。高速度カメラの撮影再開/中断タイミングが、上記の噴射開始/停止タイミングと同期されるように、PC から TTL 信号をカメラメモリに印加した。パラボリックフライトの間隔は最低約 5 分となっている。カメラメモリから PC への画像ダウンロード (3 分程度)、実験条件の変更、(必要な場合には) シリンジへの水の補給、撮影に邪魔となる付着液滴の除去などを、G レベルが安定しないインターバル中にとり行う必要がある。実験装置の配置を工夫することにより、全ての実験において、5 分以内にこれらの作業を完了することが可能であった。

3. 画像処理

1 実験あたりに得られる画像は約 8000 枚となっており、

1 枚 1 枚の画像から、目視で分断特性を判定するのは現実的でない。このため、プログラムを作成して分断特性を調べた。本章ではこの手続きについて説明する。

高速度カメラで撮影される画像 1 枚あたりのサイズは、噴射方向(i)×垂直方向(j)=1024×128 (pixel) となっている。各画素は 256 段階の輝度情報によって構成されている。全ての実験において、噴射する前に背景画像を一枚撮影した。実験画像から背景画像を引き算することにより、背景光の輝度ムラの影響を排除した。得られた画像において、輝度の最大値および最小値が 0 および 255 になるように、輝度を線形に引き伸ばした Fig.3(a) に示す画像は、このようにして得られた画像である。1 実験中の輝度の変化が起こらないように、撮影時間の中間時点 (4000 枚目の画像) での輝度の最大値および最小値を使用して、前述の輝度引き伸ばし作業を行った。上記のようにして作成した画像より、噴射液先端位置、噴射液界面および膨らみ部の位置を取得した。噴射液の先端までを撮影したため、噴射液の解像度は粗めとなっており、せいぜい噴射液半径内に入る画素数は 12 程度である。極力滑らかに界面を抽出するために、上記画像に対して 5 倍のリサンプリング処理を行った。様々なリサンプリング手法を実施したが、得られる噴射液形状に大きな違いが見受けられなかったため、演算時間が最も短いバイリニア法を採用した。

Figure 3(a) に示すように、背景光が噴射液に入射したときの全反射により、噴射液界面は黒、すなわち小さな輝度に対応している。輝度の小さな部分を界面として、その座標を取得した。具体的な手続きは以下による。ある i において、Fig. 3(b) 上側の界面を取得する場合を考える。画像上端から j 方向下側に輝度を調べていく。背景部の輝度値は大きく、界面に近づくにつれて小さくなり、界面を通過して噴射液内では再度輝度値が大きくなる。最初にある閾値以下になる位置を上側の界面座標 $j_U(i)$ と定めた。いろいろな閾値を用いて調べた結果、本実験の撮影系および画像処理方法では、200 という値で概ね良好に界面が取得できた。全ての実験画像においてこの値を使用した。この手続きを j 方向下側にも実施することにより、下側の界面座標 $j_L(i)$ も同様に得られる。Figure 3(b) 内の赤線は、この手続きによって得られた

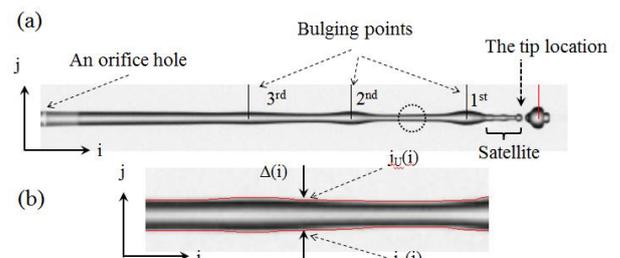


Fig. 3 (a) A typical image obtained through the image processing and (b) extracted contours of a liquid jet.

噴射液界面の座標を画像中に書き込んだものである。これらを引き算することにより、ある i における噴射液厚み $\Delta(i)$ が得られる。噴孔位置直下 iD から画像の右端まで前期処理を行うことにより、噴射液厚み $\Delta(i)$ の i 方向分布が得られる。なお、噴口のすぐ下流では、オリフィス板が画像に映ってしまうため、正しく界面を判定することはできない。従って、オリフィス板が映りこむ下流からこの処理を行った。 $\Delta(i)$ を、噴孔直下から下流方向へ調べてゆき、最初に値がゼロになった位置 j_{tip} を噴射液先端位置として定めた。噴射液先端位置の時間履歴より、平均分断距離を定めることができる。本実験では、隣接した時刻の先端位置を比較し、 $j_{tip}(t) - j_{tip}(t + \Delta t)$ が、ある閾値以下になった時を分断と定めた。ここで、閾値は噴孔半径 a_0 に対応する画素数とした。時折噴射液先端液塊の振動や再結合によって、前期の閾値で正しく分断判定ができない場合もあった。最終的には分断前後の画像を目視によって確認し、分断判定を行った。 **Figure 3(a)** は分断直後の画像であり、点線で囲まれた領域は、不安定波によって分断する際に形成される「サテライト」である。この直後に、サテライトは上流のくびれ部で分断に至る。この分断もカウントしてしまうと、一つの不安定波に起因する分断を「2回」カウントすることになる。したがって、噴射液厚みを用いて、サテライトの分断はスキップするようにプログラムを作成した。

噴射液上に成長する不安定波を捉えるために、膨らみ部位置を画像から判定した。この手続きは、不安定波による分断が支配的となる高速時のみに実施した。膨らみ部の位置は、 $\Delta(i)$ について極大値を取る位置として定めた。ただし、 $\Delta(i)$ に乗っている小さなノイズを極力除去するために、 $\Delta(i)$ に対して代数平均を取って平滑化を行った。この処理を行っても、極大値付近で同じ $\Delta(i)$ が連続することがあるが、その際には中間地点を膨らみ部位置とした。 **Figure 3(a)** 内の黒縦線は、前記手続きによって得られた膨らみ部位置に対応している。波長が長い場合には、膨らみ部間にあるサテライト部 (**Fig. 3(a)** 点線部) も極大値として判定されることがあった。不安定波の波長を調べる場合には、サテライト部を除く必要がある。このため、 $\Delta(i)$ が $2a_0$ に対応する閾値よりも大きな場合に膨らみ部と判定した。次章で述べられているように、地上実験では、下流に行くにつれて噴射液が絞られるため、閾値を全実験で固定してしまうと膨らみ部判定に支障が出た。そこで、重力加速を考慮して、局所的に閾値を変えることによって、プログラムによる判定の精度を向上させた。特に、大半径低速時には、この方法でも確実に膨らみ部を捕獲できない場合も見受けられた。最終的には、得られた結果を目視で確認し、膨らみ部の判定を行った。このようにして得られた膨らみ部位置の間隔を、不安定波の波長として定めた。なお、先端位置より下流（液滴）の界面座標も取得し、最も上流にある膨らみ部の座標 (**Fig. 3(a)** 赤線) も記録した。

4. 実験結果

4.1 分断距離の速度依存性

Figure 4 に、無次元噴射速度と無次元分断距離の関係を示す。噴射速度 U および分断距離 L_B は、噴孔半径 a_0 を用いて作成した先端収縮速度 V ¹⁵⁾ および噴孔半径 a_0 で無次元化してある。先端収縮速度は以下の式で示される。

$$V = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho a_0}} \quad (1)$$

ここで、 σ は水の表面張力係数、 ρ は水の密度を表している。これらの値は実験時の気温から定めた。先端収縮速度は、半無限静止液柱の先端が収縮してゆく速度に対応している。したがって、無次元噴射速度が 1 よりも小さな場合、噴射液が前に進むことができないことになる。低噴射速度のために分断が観察されない場合には、 **Fig. 4** 中で分断距離をゼロとしてある。また、 **Fig. 4** 中のプロットおよびエラーバーは平均無次元分断距離およびその標準偏差に対応している。なお、 **Fig. 4** の×印は、微小重力実験中の $a_0 = 0.40\text{mm}$ の実験結果のうち、オリフィス板での濡れによって所定の実験ができなかった場合に対応している。本実験で使用した噴射系は、低回転時には、所定の速度までの立ち上がり時間が長いという特性を持っていた。このため、噴射開始後に噴射速度が 1 よりも小さい時間が長く、噴射液は前に進むことができずに、必然的に噴口回りに濡れ領域が形成される。所定の噴射速度になった頃には、オリフィス板に大きな濡れ領域が形成されてしまい、最後まで濡れ領域が無くなることはなかった。 **Figure 5** に、濡れ領域が形成された場合の概略図を示す。オリフィス板で濡れが発生した場合、明らかに濡れ領域から間欠的な擾乱が放出されていた。これに加えて、オリフィス板厚み部での摩擦により、噴射液に速度分布が形成されて無次元分断距離が大きくなった。よって、×印のデータは除外して考える。

Figure 4 より、微小重力実験では、地上実験と比べて小さな無次元分断距離となっていることがわかる。また、 $a_0 = 0.40\text{mm}$ の低速時のデータは少ないものの、無次元分断距離は噴射孔半径の影響を受けていないこともわかる。微小重力環境下では、無次元噴射速度に臨界値 (= 1.6) が存在することが予測されている¹⁶⁾。無次元噴射速度が臨界値以下の場合には短波長分断モードが、臨界値以上の場合には長波長分断モードが支配的となる。本実験においても同様の結果が得られた。 **Figure 6** に、 $a_0 = 1.00\text{mm}$ の場合における典型的な実験画像を示す。臨界値付近の無次元噴射速度では、短波長分断モードと長波長モードが混在しており、およそ $U/V \geq 2.5$ の場合には、ほぼ長波長分断モードによる分断のみが観察された。微小重力実験においては、前述のように分断モードの切り替わりが滑らかに行われ、 **Fig. 4** 灰色実線で示す

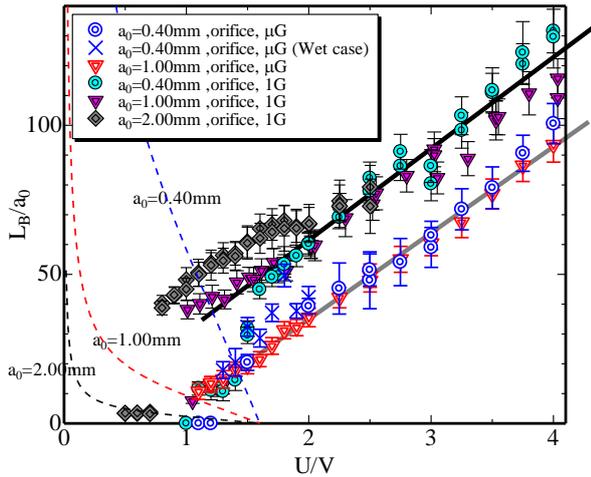


Fig. 4 Relationship between the nondimensional breakup length and the nondimensional liquid issue speed.

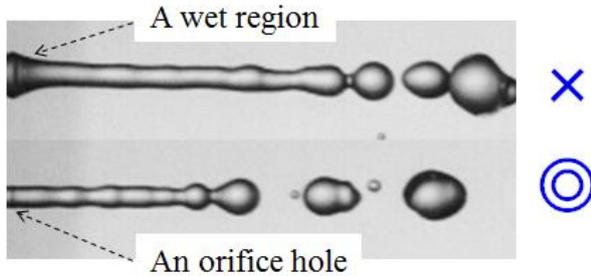


Fig. 5 Typical images of microgravity experiments ($a_0=0.40\text{mm}$, $U/V=1.5$).

ように、無次元分断距離は無次元噴射速度の増加に対して、滑らかに増加している。一方、地上実験では、無次元分断距離の挙動が異なっている。まず、 $a_0=0.40\text{mm}$ の結果に注目する。低噴射速度 ($U/V \leq 1.4$) の場合には、分断モードは短波長分断モードに支配されており、微小重力実験と同様の無次元分断距離となっている。 $U/V=1.5$ 付近で、無次元分断距離に跳びが起こることがわかる。 $U/V \geq 1.6$ では長波長分断モードが支配的になり、分断位置が固定される。同一噴射速度で見ると、微小重力実験と比べて、無次元分断距離は大きな値となることがわかる。噴射孔半径が 0.40mm よりも大きな場合、より低速時に跳びが起こっている。**Figure 4** の黒実線で示すように、無次元噴射速度が大きくなるにつれ、無次元分断距離は $a_0=0.40\text{mm}$ のものに漸近する傾向が見受けられる。

上記のような、微小重力実験と地上実験での無次元分断距離の振る舞いの違いは、当然重力加速によるものである。まずは、噴射液自体が重力加速によって受ける影響について議論する。**Figure 7** に、噴射液の先端位置、第 1 および第 2 膨らみ部位置の時間履歴を示す。 $U/V=3.0$, $a_0=1.00\text{mm}$ は共通だが、微小重力実験と地

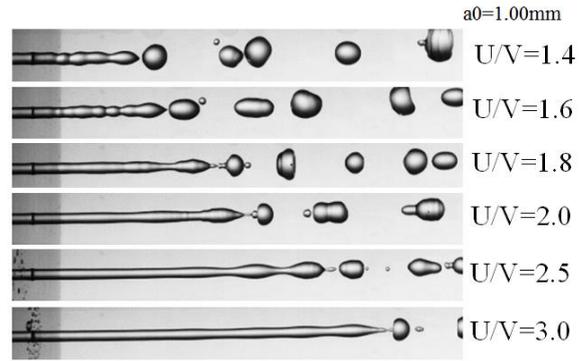


Fig. 6 Typical snapshots of the liquid jet of the microgravity experiments.

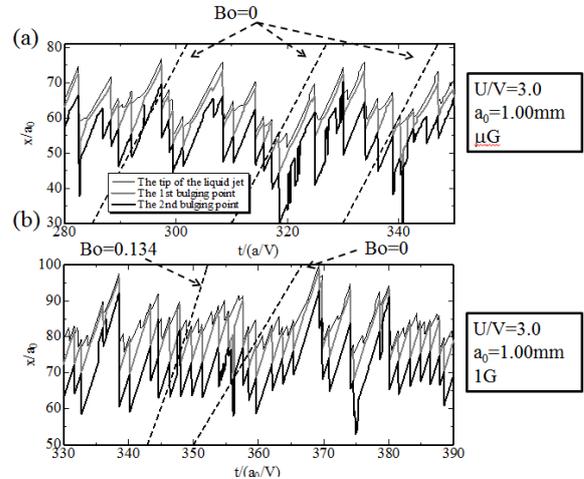


Fig. 7 Time histories of the locations of the jet tip and the bulging points.

上実験における、代表的な位置履歴となっている。ボンド数は 0.134 となる。表面張力による噴射液の圧力勾配が噴射液平均速度に与える影響は小さいとすると、噴射液要素の運動は以下のように示すことができる。

$$\frac{x}{a_0} = 0.5Bo \left(\frac{t-t_l}{a_0/V} \right)^2 + \frac{U}{V} \left(\frac{t-t_l}{a_0/V} \right) \quad (2)$$

ここに、 $t/(a_0/V)$ は無次元時間に対応している。 Bo は重力の効きを表すボンド数であり、以下のように定義される。

$$Bo = \frac{\rho a_0^2 g}{\sigma} \quad (3)$$

微小重力実験は、 $Bo=0$ の場合に対応する。**Figure 7** 中に、これらの式に対応する曲線を黒点線で記載している。先端位置履歴を見た場合、先端収縮の影響が入ってくるために、これらの式との比較が難しい。一方、膨らみ部であれば、収縮の影響を受けないためにこれらの式と比較ができる。微小重力および通常重力実験において、膨らみ部の履歴と(2)式との一致は良好であることがわかる。これら結果より、通常重力実験の場合には、局所噴

射液速度を、連続の式および重力を考慮した運動方程式から見積もることができることがわかる。局所無次元速度は、位置 x の関数として以下のように表すことができる。

$$\left(\frac{u}{v}\right) = \left(\frac{U}{V}\right) \left[1 + \frac{2Bo}{\left(\frac{U}{V}\right)^2} \left(\frac{x}{a_0}\right) \right]^{\frac{3}{8}} \quad (4)$$

ここに、 x は噴孔からの距離、 u および v は位置 x における局所噴射速度である。したがって、 u/v は局所無次元速度となる。

Figure 4 中の点線は、(4)式において、 $u/v=1.6$ として描いたもので、左側の領域は短波長分断モード、右側の領域は長波長分断モードが支配的となる領域であると考えられる。Figure 4 の地上実験結果より、(4)式で示す領域分割の妥当性を読み取ることができる。なお、本報では、単独で各実験を行った結果のみを示しているが、低速から高速へ向かう、あるいはその逆の噴射速度履歴を持つような実験も実施した。高速から噴射速度を低下させていった場合、例えば $a_0=2.00\text{mm}$ のように重力の効きが大きな場合、 $U/V=0.4$ 程度まで長波長分断モードによって分断位置が固定される状態を実現することが可能であった。この場合も、(4)式によって分断距離を分類することが可能であった。

ここまで述べてのように、微小重力実験では、臨界噴射速度のみで支配的となる分断モードが決定される。一方、通常重力実験では、支配的となる分断モードは重力加速の影響も受けて決定されることがわかった。無次元分断距離の挙動については、噴射液の局所速度だけでは説明できず、噴射液上に形成される波構造についても言及する必要がある。基本流れとなる噴射液が重力加速の影響を受けるのであれば、波構造もその影響を受けて、微小重力時とは異なる挙動を示すはずである。次節では、像から得られた界面形状を用いて、不安定波の挙動を調べた結果を示す。

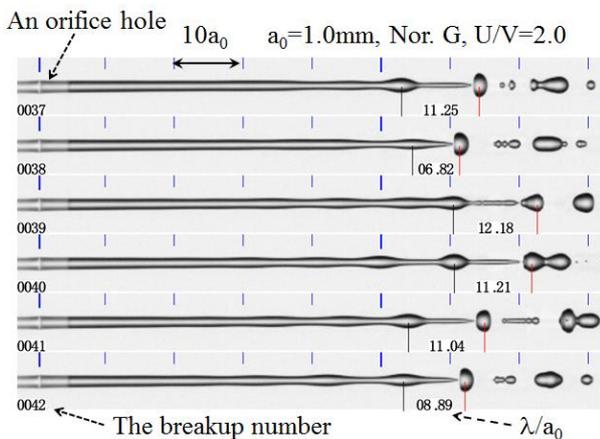


Fig. 8 Typical images just after the breakup.

4.2 分断波長

噴射液上に形成される不安定波構造を調べるために、分断波長 λ_B を実験画像から算出した。分断直後の第一膨らみ部と下流の液滴膨らみ部の間隔を分断波長として用いた。なお、短波長分断が支配的となっている低速域のものは除外してある。Figure 8 に、分断波長取得の様子がわかる典型的な画像を示す。Figure 8 からわかるように、分断へとつながる不安定波の波長には、分断ごとにばらつきがある。Figure 9 に、無次元分断波長と噴射速度の関係を示す。分断波長の無次元化には、噴孔半径を用いた。Figure 9 中のプロットは平均値、エラーバーは標準偏差に対応している。Figure 9 より、重力の有無によらず、 λ_B/a_0 の平均値は 9 程度となっていることがわかる。興味深い事に、この値は最大の増幅率を与える不安定波の無次元波長に近く^{1,15)}、一見妥当な結果を与えているようにも考えられる。しかしながら、前節で述べたように、通常重力実験結果には、色濃く重力加速の影響

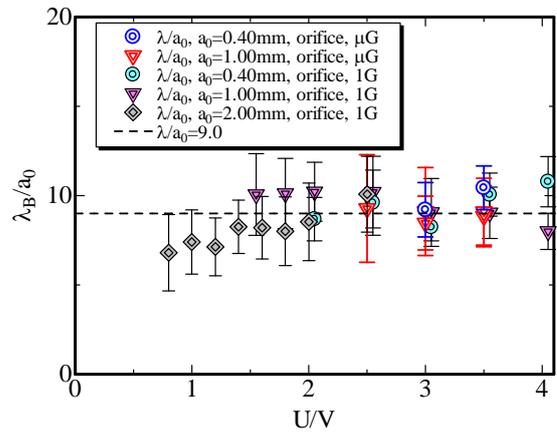


Fig. 9 Relationship between the nondimensional wavelength and the nondimensional liquid issue speed.

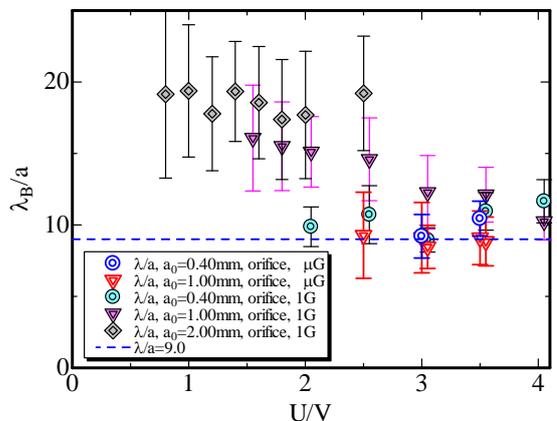


Fig. 10 Relationship between the local nondimensional breakup wavelength and the nondimensional liquid issue speed. ($a_0=0.40\text{mm}$, $U/V=1.5$).

響が示されており, それは噴射液の重力加速によるものであった. したがって, 分断時の波長は局所半径で無次元化するのが道理である. この考えに則って, 分断位置の局所噴射液半径を画像から評価することを試みた. しかしながら, 界面厚みを正確に算出できるほどの解像度を画像は有しておらず, 分断位置周辺は界面座標変動が激しいために, 画像から正確に分断位置の噴射液半径を算出することは困難であった. そこで, 前節での局所噴射速度の評価に則って, 局所噴射液半径 a を算出した. 局所噴射液半径と位置 x の関係は, 以下のように表すことができる.

$$\left(\frac{a}{a_0}\right) = \left[1 + \frac{2Bo}{\left(\frac{U}{V}\right)^2} \left(\frac{x}{a_0}\right)\right]^{\frac{1}{4}} \quad (5)$$

Figure 10 に, (5)式に従って算出した, 無次元分断波長と噴射速度の関係を示す. なお, 局所噴射液半径を算出する位置は, 第一膨らみ部と分断液滴膨らみ部の中間点とした. Figure 10 より, 重力の効きが大きい場合, 不安定波の無次元分断波長は 9 よりもかなり大きくなっている. したがって, 噴射液上に形成される不安定波も, 重力加速の影響を色濃く受けていることがわかる. Figure 10 の結果は, あくまでも分断時の無次元波長を示しているに過ぎない. 次節では, そこに至るまでに不安定波の辿った過程を調べる.

4.2 地上実験における不安定波の起源

地上実験において, 分断へと繋がった不安定波の起源を調べるために, 分断点から波を上流へ遡ることを考える. ある位置 x における流速 u は, 以下のように表される.

$$\left(\frac{u}{U}\right) = \sqrt{1 + \frac{2Bo}{\left(\frac{U}{V}\right)^2} \left(\frac{x}{a_0}\right)} \quad (6)$$

ある無次元波数 ka を持つ波要素について, 以下の式が成り立つ.

$$St = \frac{2\pi fa_0}{U} = (ka) \sqrt{\frac{u}{U}} \frac{c}{U} \quad (7)$$

ここに, c は波要素の実験室系から見た移流速度, St は無次元周波数である. 移流速度は, 波要素が表面張力波 ($ka \geq 1$) であるか, 不安定波 ($ka \leq 1$) であるかによって伝播性の有無が異なり, 以下のようにまとめられる.

$$c = \begin{cases} u + c_{ph} & (ka \geq 1) \\ u & (ka < 1) \end{cases} \quad (8)$$

ここに, c_{ph} は表面張力波の位相速度である. 波数 ka によって位相速度は異なり, 以下のように表される.

$$\frac{c_{ph}}{v} = \sqrt{\frac{I_1(ka)}{I_0(ka)} \left(\frac{ka - 1}{ka}\right)} \quad (9)$$

ここに, I_0 および I_1 は 0 および 1 次の修正ベッセル関数である. 実験結果より, 分断地点および分断波長は既知であるから, St は以下のように定められる.

$$St = (ka)_B \left(\frac{u}{U}\right)_B^{\frac{3}{2}} \quad (10)$$

St が既知であるから, 任意の x における波数を, 以下の式により定めることができる.

$$St = \begin{cases} (ka) \sqrt{\frac{u}{U}} \left\{ \frac{u}{U} + \frac{c_{ph}}{U/V} \left(\frac{u}{U}\right)^{\frac{1}{4}} \right\} & (ka \geq 1) \\ (ka) \left(\frac{u}{U}\right)^{\frac{3}{2}} & (ka < 1) \end{cases} \quad (11)$$

Figure 11 に, 分断を引き起こした不安定波について, 上流へと遡った軌跡を示す ($U/V=2.0$). なお Figure 11 の曲線は, 分断位置は Figure 4 の平均分断距離を, 無次元分断波長は Figure 10 の平均無次元分断波長を採用して描かれたものである. Figure 11 より, 重力の効きが大きい場合, 中立線 ($\lambda/a=2\pi$) と交わることがわかる. Figure 12 には, 無次元分断波長およびそれを出口まで遡った際に得られる波長 $(\lambda/a)_E$ を示す. Figure 12 の一つのプロットは, ある実験結果から得られたそれぞれの分断情報について上記の手続きを行い, 得られた $(\lambda/a)_E$ を平均したものである. 同様に, 重力の効きが大きい場合には噴孔出口で表面張力波となっており, すなわち中立線を通していることがわかる. 重力の効きが小さい場合には, 中立線を通せず, 全域にわたって不安定波のままである. ここで, (1)および(3)式より, 噴射孔半径が大きく, 噴射速度が小さいほど, 重力の効きが大きい (=重力によって噴射液の加速の程度が大きい) と言える. Figure 12 より, $Bo^{0.5}/(U/V) > 0.1$ 程度のとき, 分断時の不安定波の無次元波長と噴孔出口での無次元波長に大きな差が見受けられる (Figure 12, $a_0=1.0\text{mm}, U/V=4.0$). 本研究の実験結果の範囲内では, この指標で重力の効きの大きさを表すことができる.

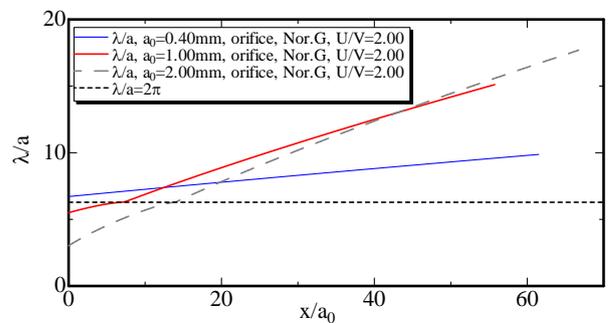


Fig. 11 Variation of the local nondimensional wavelength along a liquid jet.

本節での手続きは、現象を「終わり」から「始まり」に向かって形式的に遡ったものである。得られた結果を、時系列に沿って説明すると、以下のようにまとめられる。重力の有無によらず、分断後には表面張力波が上流に伝播する。微小重力環境下では、ノズルまで到達し、ドップラーシフトによって波長が増加する。この過程は、波の複製過程と等価である^{15, 19)}。様々な波長の波がこの過程を経ることができるが、その中でも増幅率が大きいものが顕現化し、振幅を増して分断点に至る。当然、波の重なり等によって表面張力波要素も変化しうるため、観察される不安定波の波長にもある程度のばらつきが見られる。Figure 12 において分断波長のエラーバーがこれを示している。重力の効きを考えた場合であっても、表面張力波の上流伝播は同様である。ただし、上流に伝播するにつれて、ドップラーシフトを常に受けて表面張力波の波長は増加してゆくことになる。重力の効きが小さい場合には、波長の増加はあれども、表面張力波のままに噴孔出口まで到達し、微小重力環境下と同様のことが起こる。ただし、流下後もドップラーシフトによって波長は増加し続けるために、分断距離自体は、同一噴射速度での微小重力実験のものよりも大きくなる。重力の効きが大きい場合には、上流伝播時の波長の増加も大きいので、噴孔出口まで到達する前に不安定化してしまう波要素が多くなる。ひとたび不安定化すれば、下流に向かって波長を増加させながら不安定波が流下してゆき、分断に至る。勿論噴孔出口まで遡って不安定化する波要素も考えられるが、不安定波要素が、不安定化地点から分断地点までに受ける増幅効果の値次第で、どの波要素による不安定波が顕現しうるかが定まる。梅村らのモデル解析によっても、重力の効きの大きさ次第で、噴射液の途中で不安定化するとき最も分断距離が小さくなる場合があるという結果が得られている¹⁵⁾。したがって、重力加速は、噴孔出口でのドップラーシフトと同等の効果を持っており、表面張力波から不安定波を生み出すことができると言い換えることもできる。

$a_0 = 2.0\text{mm}$ かつ低速の場合が、本実験で取り扱った中で最も重力の効きが大きい場合である。不安定化した後、不安定波の波長が大きく増加しながら流下するため、トータルでの不安定波の振幅増幅率は小さくなる。Figure 4 において、低速時に観察される分断距離が重力の効きが小さいものと比べて大きくなっているのは、この効果を反映したものである。 $a_0 = 2.0\text{mm}$ であっても、高速になるにつれて重力の効きは小さくなる。したがって、重力の効きが小さい $a_0 = 0.40\text{mm}$ の無次元分断距離に漸近してゆく。これを反映して、Figure 4 において、高速域で噴孔半径の影響が消失している。したがって、さらに高速域で実験を行えば、微小重力実験と通常重力実験において無次元分断距離の差は無くなるはずである。本実験では、実験装置の都合によりこの領域での実験は実施できなかったが、これは今後の課題としたい。

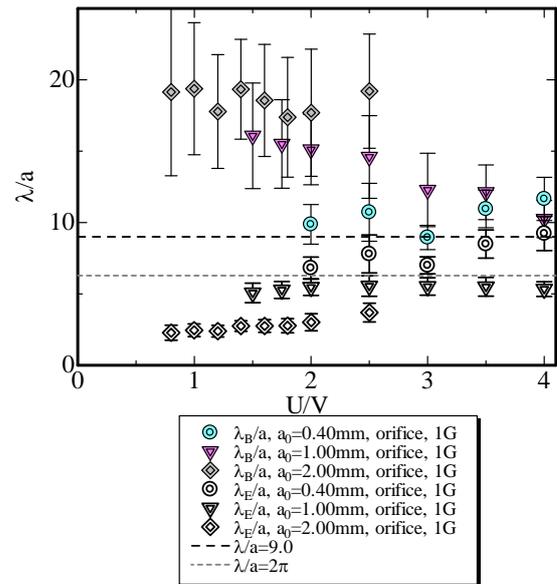


Fig. 12 Relationship between the local nondimensional wavelength and the nondimensional liquid issue speed.

なお、ノズルを用いた実験結果とは分断距離の挙動が異なっている。過去の研究¹⁴⁾によれば、例えば $U/V = 1.6$, $a_0 = 1.00\text{mm}$, ノズル部長さ 30mm の条件の実験結果では、分断距離は約 100 となり、Figure 4 の結果と大きく異なっている。また、分断距離は通常重力実験でも微小重力実験でもほぼ共通の値となった。これは、噴射液の速度分布緩和が噴孔出口での反射と同様の役割を果たすためであり、噴射液先端近傍のみで Figure 1 の不安定化機構が形成されていることを示唆している¹⁴⁾。この場合、速度分布緩和と重力加速の影響を同時に考える必要がある。また、噴射液表面速度を実験で測定できないために、本研究のように波要素を定量的に追跡する事は難しい。オリフィス板により速度分布の影響を極力排除することにより、不安定波の起源を調べることが可能となった。

本節における手続きを示した Figure 11 および Figure 12 について、自己不安定化機構の立場では、噴孔出口まで遡ることに意味はなく、あくまで形式上の処理である。ただし、噴孔上流にこの周波数と振幅を持つ擾乱があれば、同様の結果に繋がる。ただし、Figure 12 より、実験条件によってその擾乱の周波数はまちまちである。また、同じ装置で同一の実験を微小重力環境および通常重力環境で行った場合でも、周波数が異なっている。すなわち、装置固有の特定成分の「乱れ」に原因を求めることはできないことがわかる。これを満たすには、噴孔上流に「無限の成分から成る擾乱源」があると仮定するよりなく、それぞれの成分は表面張力波の振幅オーダーと一致している必要がある。噴孔上流の擾乱については、振幅が小さすぎて計測する事は不可能である。したがって、極論すればこの可能性を完全に否定することはできないが、

説得力がある説明とは言い難い。表面張力波の分散性によっても同一の現象を十分に説明できる¹⁵⁻²⁰⁾ということを書いて、本章の締めとする。

5. おわりに

本研究では、低速噴射液の分断特性を総括的に記述できる理論の構築を最終目標としたものである。現象を複雑化させる原因の一つである速度分布の影響を排除するために、オリフィス噴孔から噴射される低速噴射液の分断特性が実験的に調べられた。特に、微小重力実験は、最も現象を簡略化して観察できる実験方法である。得られた結果を元に、重力が分断特性に与える影響について考察が行われた。これらの結果は次のようにまとめられる。微小重力実験では、臨界無次元噴射速度を境にして、分断過程を支配する分断モードが分かれる。両者が混在する遷移領域が存在し、無次元分断距離は、無次元噴射速度にほぼ比例するように滑らかに増加してゆく。実験画像から噴射液界面形状を抽出することにより、分断波長が算出された。長波長分断モードが支配的となる高速域では、観察される不安定波の無次元波長は、最大増幅率を持つものに近い。一方、通常重力実験では、重力加速によって局所的な速度が臨界速度を超えてしまうことがあり、長波長分断モードに遷移した場合、分断距離の跳びが観察される。実験画像から抽出された無次元分断波長より、重力の効きの大きさによっては、重力によって不安定波が作られてしまうことが実験結果より示された。不安定波は伸長を受け続けるために、増幅率は最大増幅率よりも小さくなり、結果として分断距離は微小重力実験のものよりも大きくなる。

謝辞

本研究は、一般財団法人 日本宇宙フォーラムの補助を受けて実施されたものである。ここに記して謝意を表す。

参考文献

- 1) L. Rayleigh: Proc. London Math. Soc., **10** (1878) 4.
- 2) R. J. Donnelly and W. G. Laberson: Proc. Royal Soc. London Ser. A, **290** (1966) 547.
- 3) P. Vassallo and N. Ashgriz: Math. Phys. Sci., **433** (1991) 269.
- 4) A. M. Sterling and C. A. Sleicher: J. Fluid Mech., **68** (1975) 477.
- 5) R. E. Phinney: J. Fluid Mech., **60** (1973) 689.
- 6) S. Leroux, C. Dumouchel and M. Ledoux: Int. J. Fluid Mech. Res., **24** (1997) 428.
- 7) R. E. Phinney: AIChE J., **18** (1972) 18 432.
- 8) R. W. Fenn, and S. Middleman: AIChE J., **15** (1969) 15 379.
- 9) R. P. Grant and S. Middleman: AIChE J., **12** (1966) 669.
- 10) A. Umemura and Y. Wakashima: Proc. Combust. Inst., **29** (2003) 633.
- 11) A. Umemura, S. Kawanabe, H. Ojika, F. Chen and J. Shinjo: J. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., **58** (2010) 245.
- 12) J. Shinjo and A. Umemura: Int. J. Multiphase Flow, **36** (2010) 513.
- 13) J. Shinjo and A. Umemura: Int. J. Multiphase Flow, **37** (2011) 1294.
- 14) A. Umemura: Phys. Rev., E **83** (2011) 046307.
- 15) A. Umemura, S. Kawanabe, S. Suzuki and J. Osaka: Phys. Rev., E **83** (2011) 036309.
- 16) A. Umemura: J. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., **55** (2007) 216.
- 17) A. Umemura: J. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., **55** (2007) 224.
- 18) A. Umemura: J. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., **55** (2007) 359.
- 19) A. Umemura: J. Jpn. Soc. Aero. Space Sci., **56** (2008) 433.
- 20) A. Umemura: J. Jpn. Soc. Microgravity Appl., **25** (2008) 50.

(2013年9月30日受理, 2013年12月19日採録)