

## 温度差表面張力流と流れの可視化に関する微小重力実験

矢野 大志\*

### Microgravity Experiment on Thermocapillary Convection and Flow Visualization

Taishi YANO\*

#### 1. 緒言

##### 1.1. 表面張力

自由表面（気液界面）を有する液体には、その面積を小さくするように表面張力（界面張力）が作用する。表面張力の効果は日常生活においても観察することができ、例えば、コップに水を注いだとき、コップの縁を超えてもすぐに水がこぼれないのは、表面張力の効果によるものである（図 1(1)）。液体中の分子は分子間力によって互いに引き合っているが、その様相は液体の内部と表面で異なる。図 1(2)の模式図に示されているように、液体内部にある分子には、その周囲全方向から分子間力が作用する。分子はあらゆる方向から力を受けるが、その力は互いに打ち消しあい、そのため液体内部の分子に作用する正味の力はゼロになる。一方、自由表面付近の分子の場合、液体内部からの力を受けるものの、自由表面外側には液体が存在しないため、外向きの力は働かない（厳密には気体分子との間に力が作用するが、これは液体分子間に働く力に比べてはるかに小さい）。結果として、自由表面付近の液体分子に作用する正味の力は、自由表面に対して法線方向内向きであり、液体の表面積を小さくするように働く。これが表面張力である。

表面張力の大きさは、液体中の溶液濃度<sup>[1]</sup>、液体温度<sup>[2]</sup>、電荷密度<sup>[3]</sup>などに依存することが知られている。そのため、これらの物理量が自由表面上で不均一に分布しているとき、表面張力の分布も不均一となる。その結果、表面張力差によって自由表面に対して接線方向の力が生じ、流れが誘起される。例えば、油が浮いた水面上に洗剤を垂らしたとき、油が外側に広がるのも表面張力差に関係している。水の表面張力<sup>[1]</sup>は約 70 mN/m と比較的大きいが、洗剤が滴下された場所では、不純物が混ざったことにより、局所的に表面張力が低下する。そのため、表面張力の弱い場所（洗剤の滴下部）から表面張力の強い場所（外側）に向かって流れが生じるのである。また、多くの液体の場合、温度が高いと表面張力が弱く、温度が低いと表面張力が強くなるため、自由表面上に温度分布が存在するときには高温部から低温部へと向かう流れが生じる。また、自由表面上に電位差を与えた場合にも表面張力差が生じ、流れが駆動されることがある。

表面張力差によって生じる液体の移動が注目されるようになった

のは 1800 年代のことであり、ジェームズ・トムソン<sup>[4]</sup>やカルロ・マランゴニ<sup>[5]</sup>がこの現象に関する研究の先駆者として知られている。表面張力の濃度、温度、電位依存性に起因して生じる流れは、それぞれ濃度差表面張力流（solutocapillary flow）、温度差表面張力流（thermocapillary flow）、電位差表面張力流（electrocapillary flow）などと呼ばれている。また、当該分野の先駆的研究者であるカルロ・マランゴニ（Carlo Marangoni）の名を冠し、これらの効果をまとめてマランゴニ効果（Marangoni effect）と呼ぶこともある<sup>[5,6]</sup>。これまで、表面張力差に起因した流れに関する多くの研究成果が報告されているが、本稿では温度差表面張力流に焦点を当てて研究を紹介する。そのため、以降は温度差表面張力流のことを単に表面張力流と記述する。また、温度差に起因する表面張力差の効果をサーモキャピラリー効果（以下、TC 効果）と記述する。

##### 1.2. 温度差駆動表面張力流

液体の温度が上昇すると、自由エネルギーが増加するため、分子の運動が活発になる。そのため、分子間力による凝集の効果が弱まり、ほとんどの液体の場合、表面張力が弱くなる。ここで表面張力を  $\sigma$ 、温度を  $T$  とすると、 $\partial\sigma/\partial T < 0$  と表すことができ、自由表面上に温度差が存在する場合、 $\sigma$  の小さい高温部から  $\sigma$  の大きい低温部へと向かう表面張力流が生じる（液体は表面張力の大きい方へと引っ張られる）。世の中には温度に対する表面張力の変化率が正（ $\partial\sigma/\partial T > 0$ ）となる液体も存在し<sup>[7]</sup>、そのような液体では表面張力流は低温部から高温部へと向かうが、ここではそのような流れは取り扱わないことにする。

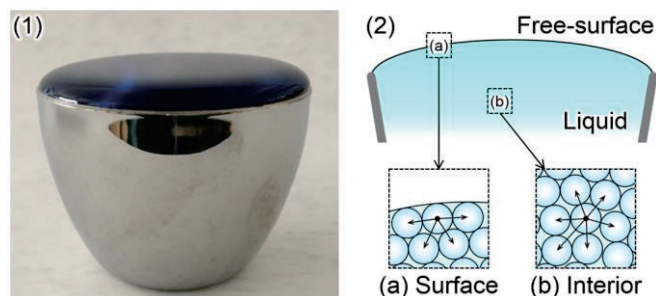


図 1 (1)コップに注がれた水と(2)液体中の分子に作用する力の模式図。表面張力の効果によって、コップの縁を超えても水がこぼれない。

\*助教 機械工学科  
Assistant Professor, Dept. of Mechanical Engineering

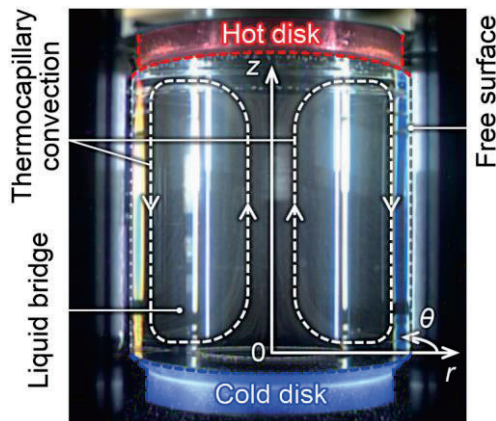


図2 ディスク間に形成された液柱. 上側のディスク (hot disk) は下側のディスク (cold disk) よりも温度が高い.

表面張力流に関する研究は、液膜や液滴など、さまざまなモデルを用いて行われているが、ここでは液柱内に生じる表面張力流に着目する. ここでいう液柱 (liquid bridge) とは、一対の固体壁間に懸架された液体の柱のことであり、表面張力流の研究によく使用されるモデルである. 図2は実際に形成された液柱の画像である. 同じ直径の一対のディスクを一定の距離だけ離して端面が平行になるように配置し、その隙間を液体で満たす. 液体は両端のディスクとしか接触していないが、自由表面には表面張力による保持力が働き、液体は円柱形状に保たれる. このようなモデルにおいて、二つのディスクの温度が異なる時、液柱内には表面張力流が生じる. 図2の場合、下側のディスク (cold disk) は上側のディスク (hot disk) より温度が低くなるように設定されているため、下にいくほど自由表面の温度が低下する. そのため、下にいくほど表面張力が強くなり、自由表面では上から下に向かう流れが生じる. 下端には固体壁が存在するため、液体はそこを通過することができない. そのため、下側のディスク付近で流れは向きを変え、液体は中心部へと集まり、そして液柱内部では下から上へと向かう流れが生じる. 液柱内部で上側のディスク付近に到達した液体も固体壁を通過できないため、今度は外側に広がり、再び TC 効果によって上から下に流れる. このようにして、液柱内では円環状の対流が形成される (図2の破線矢印). この対流はマランゴニ対流 (Marangoni convection) として広く知られているが、本稿では表面張力流 (thermocapillary convection) という呼び方で統一する.

液柱内の表面張力流の重要な特徴として、流れの不安定性があげられる. ここで上下のディスク間の温度差を  $\Delta T$  とすると、 $\Delta T$  の増加とともに流れの駆動力も大きくなり、流速も増加する. そして  $\Delta T$  がある臨界条件を超えると、不安定性が発現し、流れのパターンが変化する<sup>[8]</sup>. 表面張力流の不安定性は液体の物性値に依存し、とくにプラントル数 (Prandtl number) の影響を強く受けることが知られている<sup>[9]</sup>. プラントル数は熱拡散率  $\alpha$  と動粘度  $\nu$  を用いて以下のように定義される無次元数であり、温度拡散に対する粘性拡散の割合を意味する.

$$Pr = \frac{\nu}{\alpha} \quad (1)$$

$\Delta T$  が十分に小さい場合、プラントル数によらず液柱内の流れは定

常で軸対称である. 低プラントル数の液柱の場合 ( $Pr < 1$ , 液体金属など),  $\Delta T$  を大きくすると流れは定常で非軸対称なものとなり、さらに  $\Delta T$  を大きくすると流れは非定常なものへと遷移する. 一方、高プラントル数の液柱の場合 ( $Pr > 1$ , オイルなど),  $\Delta T$  を大きくすると流れは定常で軸対称なものから直接、非定常なものへと遷移する. これは、低プラントル数と高プラントル数の液柱の場合で、流れの不安定化機構が異なるためであることが知られている<sup>[9, 10]</sup>. また、表面張力流の不安定性は、液体の物性値のみならず液柱の大きさや形状、自由表面における熱的条件、重力の有無など、さまざまな要因に依存することが知られており、これまでに多くの研究が行われている<sup>[11]</sup>.

ここまで自由表面上の温度差によって生じる表面張力流について述べてきたが、液体中の温度差は表面張力流以外の流れも駆動する. 液体の密度は温度の上昇とともに減少するため、温度の高い液体には重力に対して逆向きの浮力が働き、浮力対流 (自然対流や密度差対流とも呼ばれる) が生じる. 通常の重力環境下で実験を行う場合、液柱内には表面張力流と浮力対流が混在し、純粋な表面張力流に関する研究を行うのは困難である. この問題への対策として、主に二つの方法が取られている. 一つ目の方法は液柱の小型化である. ここで説明のため、いくつかの無次元数を導入する<sup>[12]</sup>.

$$Re = \frac{|\sigma_T| \Delta T l}{\rho \nu^2} \quad (2)$$

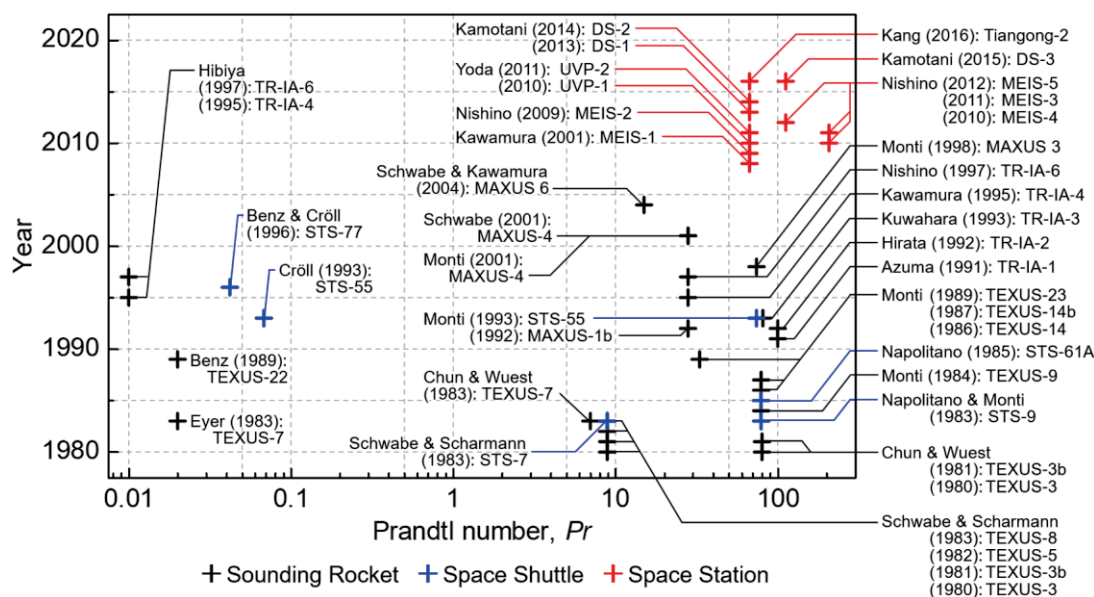
$$Gr = \frac{g \beta \Delta T l^3}{\nu^2} \quad (3)$$

上式において、 $l$  は代表長さ、 $\sigma_T (= \partial \sigma / \partial T)$  は表面張力温度係数、 $\rho$  は密度、 $g$  は重力加速度、 $\beta$  は熱膨張係数である.  $Re$  はレイノルズ数 (Reynolds number) であり、ここでは粘性力に対する TC 効果による力の大きさを表す (一般的に用いられるレイノルズ数の定義と異なるので注意されたい). また、 $Gr$  はグラフホフ数 (Grashof number) であり、粘性力に対する浮力の大きさを表す. これら、グラフホフ数とレイノルズ数の比を取ったものが動的ボンド数 (dynamic Bond number) であり、TC 効果による力に対する浮力の大きさを表す.

$$Bd = \frac{Gr}{Re} = \frac{\rho g \beta l^2}{|\sigma_T|} \quad (4)$$

$Bd < 1$  では表面張力流が支配的となり、 $Bd > 1$  では自然対流が支配的になるため、 $l$  を小さくすることで浮力対流の影響を相対的に弱めることができる. ただし、通常の重力環境 ( $g \approx 9.8 \text{ m/s}^2$ ) で浮力対流の影響を十分に小さくするためには、ディスク直径を数ミリメートル (通常、5 mm 以下) にする必要があり、そのような小さい液柱で実験を行うには熟練の技術が必要となる. また、小さな液柱では流れの観察が困難になる、実験中に液体が蒸発してしまう、などの難しさもある.

浮力対流の影響を抑えるための二つ目の方法は、微小重力環境で実験を行うことである. 浮力は重力に起因した力であり、重力が存在しない宇宙空間や、重力の影響が打ち消される自由落下中に実験を行うことで、浮力対流の存在しない純粋な表面張力流に関する研究を行うことができる. このような試みが最初に行われたのは、今から 40 年も前のことであり、1980 年に観測ロケット TEXUS-03 を用いて Schwabe & Scharmann や Chun & Wuest が表面張力流に関する



微小重力実験を行っている<sup>[13]</sup>。それ以来、観測ロケット、スペースシャトル、宇宙ステーションなどを利用した表面張力流に関する微小重力実験が数多く行われている。図3はそれらを年代、プラントル数、代表研究者、プロジェクト名で整理したものである（過去に著者がまとめたもの<sup>[14]</sup>を更新）。また、これら以外にも、パラボリックフライトや落下塔による微小重力実験も数多く行われており、これまでにさまざまな成果が報告されている。

日本も表面張力流に関する微小重力実験に力を注いでおり、とくに 2008 年に諸外国に先駆けて国際宇宙ステーション (International Space Station, 以下, ISS) での実験を開始した<sup>[15]</sup>。このプロジェクト「Marangoni Experiment in Space (通称, MEIS)」は ISS に搭載された日本実験棟「きぼう」初の科学実験として注目を集め、2008 年から 2013 年までの間に累計 130 日にも及ぶ実験が行われた。また、「MEIS」以外にも、「Marangoni UVP」、「Dynamic Surf」<sup>[14]</sup>といったプロジェクトが「きぼう」で実施されている。近年では、中国も独自の宇宙ステーションである天宮 2 号 (Taigong-2) で表面張力流に関する実験を行っており、現象の解明が進んでいる<sup>[16]</sup>。著者は「MEIS」と「Dynamic Surf」において表面張力流に関する微小重力実験を行っており、本稿ではこれらのプロジェクトで得られた成果を紹介する。なお、「きぼう」で行われた実験では高プラントル数条件をターゲットとしており、以降は高プラントル数の液柱内の表面張力流について議論する。

### 1.3. 流れの可視化計測

前述のとおり、高プラントル数の液柱内の表面張力流は、ディスク間の温度差  $\Delta T$  が大きくなると非定常な流れとなる。不安定性発現の臨界条件よりも  $\Delta T$  が少し大きいときには、流れは速度や方向を周期的に変え、このような流れは振動流と呼ばれている。振動流にはさまざまなパターンが存在し<sup>[17]</sup>、複雑な構造をもっているため、この現象を理解するためには、液柱内でどのような流れが生じているかを知る必要がある。流れの速度を計測する手法は数多く存在するが、表面張力流は外乱の影響に対して非常に敏感であるため、液

体中にセンサーやプローブを挿入する必要があるような計測手法はあまり有効ではない。そのため、表面張力流の速度場の計測には、流れを乱さずに速度分布を知ることができる PTV (particle tracking velocimetry) や PIV (particle image velocimetry) がよく用いられる<sup>[18]</sup>。

PTV や PIV では、流れ場に微小な粒子（トレーサ粒子と呼ばれる）を散布し、それをレーザーやストロボランプで照明し、短い時間間隔で連続した二枚の画像を撮影する（図 4）。大きさや密度が適切なものを選択すれば、トレーサ粒子は流れに対してよく追従するため、トレーサ粒子の速度を流れの速度とみなすことができる。例えば、時間間隔  $\Delta t$  で画像を撮影し、それら二枚の画像間でのトレーサ粒子の変位が  $\Delta \mathbf{X}$  であるとき、トレーサ粒子がいた場所での流速が  $\Delta \mathbf{X} / \Delta t$  と求まる。ここで、 $\Delta \mathbf{X}$  は画像上のベクトル量としての変位であるため、PTV、PIV で得られる速度情報もベクトル量である（カメラが一台の場合は二次元）。PTV と PIV の違いは、画像上のトレーサ粒子の変位の求め方である。PTV では、個々のトレーサ粒子を識別し、それら一つ一つの動きに対して変位を得る。それに対して PIV では、複数（通常は 5 個以上）のトレーサ粒子群に対して一つの変位を得る。

これらの可視化計測手法では通常，多数のトレーサ粒子を流れ場に散布するため，多点同時計測が可能であり，上手に計測を行えば，数百点から数千点の速度情報が同時に得られる．また，複数の

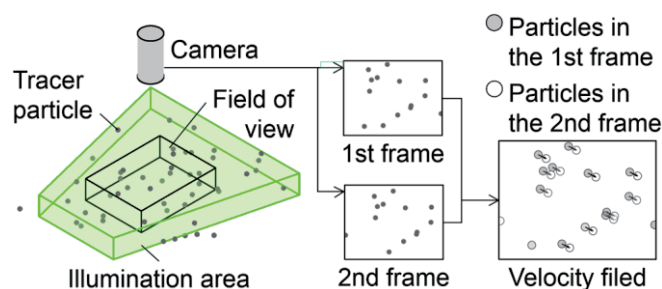


図4 トレーサ粒子を用いた流れの可視化計測手法の模式図.



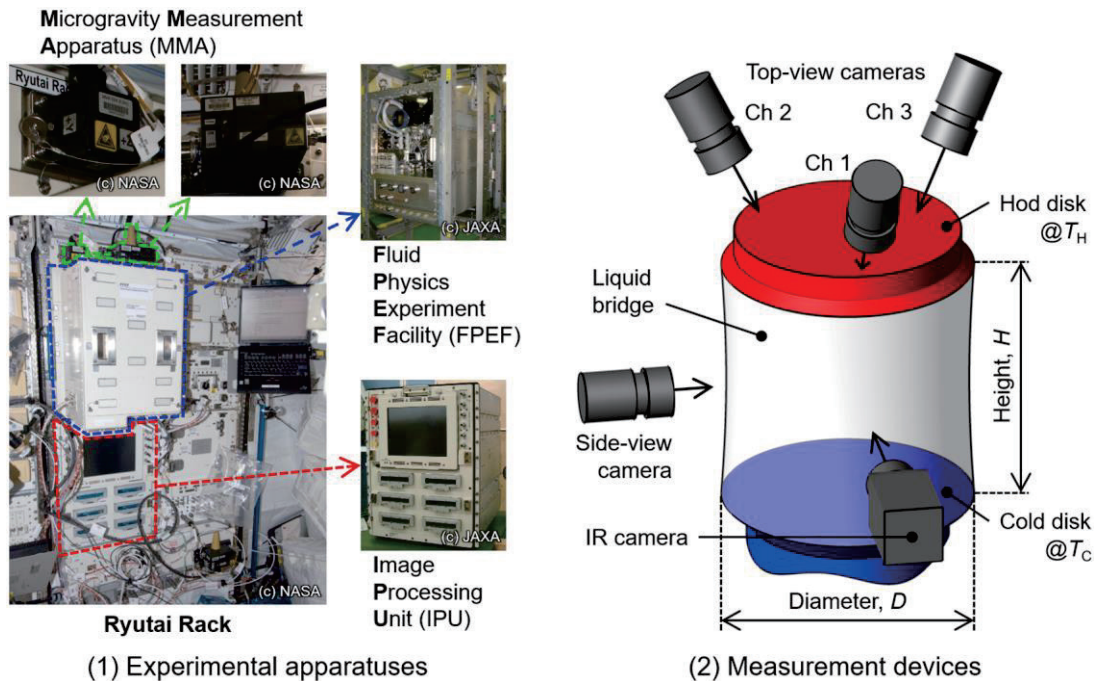


図5 (1)実験装置全体の写真と(2)主な計測装置

カメラを同時に使用すれば、三次元の空間的な速度情報を得ることもできる<sup>[19,20]</sup>。PTVやPIVのこれらの利点は、空間的に複雑な構造を有する液柱内の表面張力流の速度計測において有効である。そのため「MEIS」や「Dynamic Surf」においても、これらの計測手法が採用され、流れの速度計測が行われており、本稿ではそれらの結果の一部を紹介する。

## 2. 研究方法

### 2.1. 実験装置

ISSの日本実験棟「きぼう」には、さまざまな実験用のラックが搭載されており、その中には流体科学実験に特化したものもある。これはRyutaiラックと呼ばれており、表面張力流に関する微小重力実験もここで行われた。Ryutaiラックには、流体物理実験装置 (Fluid Physics Experiment Facility, 以下、FPEF) や画像取得処理装置 (Image Processing Unit, 以下 IPU)、微小重力計測装置 (Microgravity Measurement Apparatus, 以下 MMA) などを取り付けることができ、これらの装置を駆使して実験が行われた (図5(1))。

図5(2)は主な計測装置の模式図である。液柱はFPEF内のアルミニウムディスクとサファイアディスクの間に形成され、前者はペルチェ素子によって冷却、後者はITO (indium tin oxide) 膜のヒーターによって加熱される。そのため、以降はアルミニウムディスクを冷却ディスク (cold disk)、サファイアディスクを加熱ディスク (hot disk) と呼ぶ。それぞれの温度を  $T_c$ 、 $T_h$  とすると、ディスク間の温度差は  $\Delta T = T_h - T_c$  と定義され、これが表面張力流の駆動力となる。本微小重力実験で使用されたディスクの直径  $D$  は 10, 30, 50 mm のいずれかであり、液柱の高さ  $H$  は最大で 62.5 mm である。地上実験で形成可能な液柱の高さは、最大でも 5 mm 程度であり、これほど巨大な液柱を用いた研究は微小重力実験ならではのものである。

試料にはプラントル数の異なる三種類のシリコンオイルが使用

された。それぞれのプラントル数は、 $Pr = 67, 112, 207$  である<sup>[21,22]</sup>。これらのシリコンオイル中には、流れ場の計測のために、金-ニッケル合金で被膜されたアクリル製のトレーサー粒子が懸濁されている。流れ場の観察は、複数のカメラを用いて行われた。加熱ディスクは無色透明で、その上部に取り付けられた三台の CCD カメラ (top-view cameras) が、液柱の自由表面の曲率の影響を受けることなく、トレーサー粒子の動きを撮影することができる。液柱の側面にはもう一つ、CCD カメラが取り付けられており (side-view camera)、これは液柱形状と全体的な流れの観察のために使用された。また、液柱の自由表面の温度を計測するための赤外線放射温度計 (IR camera) も取り付けられている。これらのカメラで撮影された画像データは、IPU を介して地上に送られてくる。IPU からは、ほぼリアルタイムで画像が転送されるため、地上にいないが時間のずれを気にすることなく、宇宙で実験が行える。

### 2.2. 実験運用

ISS には g-ジッター (g-jitter) と呼ばれるランダムな加速度の揺らぎが存在する。その原因は、ISS 内の機械の振動、クルーの活動、輸送機のドッキングなどであり、船内の g-ジッターを完全になくすることは不可能といってよい。液柱は上下のディスクのみと接触し、円柱形状を保持するのは自身の表面張力のみである。そのため、外部から大きな力が加わると、液柱は円柱形状を保てず、崩壊してしまう恐れがある。実験中は常に、MMA で FPEF 付近の加速度データをモニタリングし、強い振動を検知したら、液柱を短くするなどの対策を取って安全に実験が運用された (「MEIS」では一度だけ、実験中に液柱が崩壊してしまうトラブルがあったが、その原因はいまだに不明である)。

ISS 内の g-ジッター環境は時間によって大きく変化し、とくにクルーの活動に起因する g-ジッターは昼と夜の時間帯で大きく異なる。クルーの活動による g-ジッターの周波数は 0.06~4 Hz 程度<sup>[23]</sup>である



が、この周波数帯は本微小重力実験の液柱の固有振動数に近いものである<sup>[24]</sup>。そのため、できるだけ g-ジッターの影響を抑えるために、本微小重力実験はクルーの就寝時間中に行われた。ここで、ISS ではグリニッジ標準時 (Greenwich Mean Time, 以下、GMT) が採用されており、本実験は GMT 21:00~6:00 ごろに実施された。GMT と日本標準時 (Japanese Standard Time, 以下、JST) の間には 9 時間のずれがあり、つまり JST 6:00~15:00 ごろに実験が行われたことになる。

本微小重力実験はすべて、茨城県にある筑波宇宙センターから遠隔で行われた。実験はまず、液柱の形成から始まる。実験開始時、両ディスクは閉じた状態であり、これらを移動させながら隙間にシリコンオイルを満たす。このとき、気泡が混入することがあるが、その場合は液体から気泡を除去する必要がある<sup>[15]</sup>。その方法は、ディスク間に温度差を印加して対流を発生させ、その流れによって気泡を外側に追いやり、ディスクを閉じて気泡を破裂させる、というものである。言葉にすると簡単に聞こえるが、これらのプロセスをすべて遠隔で行わなくてはならず、ここに微小重力実験特有の困難さがある。液柱形成後は、各ディスクの温度が所定の値になるように調節し、液柱内の流れと温度分布が十分に発達するまで待機する。その後、カメラなどで流れを観察し、解析用のデータを取得する。時間が許す限り、ディスク温度の調節と観察を繰り返し、さまざまな条件のデータを取得する。最後に液体を回収し、両ディスクを閉じて一日の実験が終了となる<sup>[15]</sup>。

### 3. 結果と考察

#### 3.1. 不安定性発現の臨界条件

高プラントル数液柱内の表面張力流は、ディスク間の温度差  $\Delta T$  が増加し、ある臨界条件を超えると定常流から振動流に移移する。「きぼう」で行われた微小重力実験では、さまざまな条件でこの臨界条件を計測しており、図 6 はその中から  $T_c = 20^\circ\text{C}$  の結果を抜粋してプロットしたものである<sup>[21, 22]</sup>。ここで、横軸はもっとも代表的な実験パラメータであるアスペクト比 (aspect ratio) であり、以下のようにディスク直径に対する液柱高さとして定義される。

$$A = \frac{H}{D} \quad (5)$$

また、図 6(1)の縦軸は臨界マランゴニ数 (critical Marangoni number) と呼ばれる無次元数であり、式(1)のプラントル数と式(2)のレイノルズ数の積として以下のように定義される。

$$Ma_c = Re_c Pr = \frac{|\sigma_T| \Delta T (D/2)}{\rho \bar{\nu} \alpha} \quad (6)$$

ここで、振動流遷移の臨界条件における  $\Delta T$  を臨界ディスク間温度差  $\Delta T_c$  と呼び、このときのレイノルズ数は臨界レイノルズ数  $Re_c$  である。本研究で使用されたシリコンオイルの動粘度は、温度に対する変化が大きいため、その代表値として、以下のように両ディスク温度に対する動粘度の平均値を用いた。

$$\bar{\nu} = \frac{\nu(T_c) + \nu(T_H)}{2} \quad (7)$$

ここで、任意の温度  $T$  に対する動粘度は、

$$\nu(T) = \nu(25^\circ\text{C}) \times \exp\left(\frac{25 - T}{273.15 + T}\right) \quad (8)$$

で評価することができる。ここで、 $\nu(25^\circ\text{C})$  は  $25^\circ\text{C}$  におけるシリ

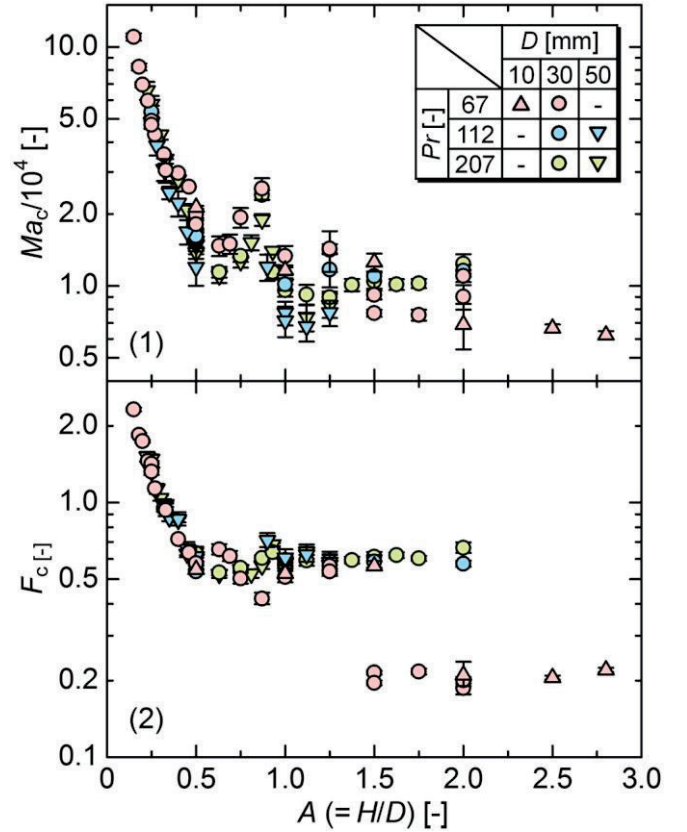


図 6 液柱のアスペクト比  $A$  に対する (1) 臨界マランゴニ数  $Ma_c$  と (2) 臨界振動周波数  $F_c$  のプロット。

コンオイルの動粘度である。動粘度以外の物性値は、すべて一定と仮定し、ここでは製造元 (信越化学工業株式会社) のカタログ値を用いた。また、代表長さにはディスク半径  $D/2$  が採用されている。液柱内の表面張力流が振動流に移移すると、流れは周期的に振動する。その周波数  $f_c$  を以下の式で無次元化し<sup>[25]</sup>、アスペクト比に対してプロットしたものが図 6(2)である。

$$F_c = \frac{(D/2)^2}{\alpha \sqrt{Ma_c}} f_c \quad (9)$$

図 6(1)において、 $Ma_c$  を結んだ線は中立安定曲線と呼ばれており、これより下の領域では流れは定常、上の領域では流れは非定常となり、中立安定曲線において流れの不安定性が発現する。図 6 は、さまざまなプラントル数 ( $25^\circ\text{C}$  において  $Pr = 67, 112, 207$ ) とディスク直径 ( $D = 10, 30, 50$  mm) の結果をまとめたものであるが、適切な無次元数を用いることによって、表面張力流の不安定性を整理することができる。

$A \leq 0.5$  の短い液柱においては、どの条件に対する  $Ma_c$  も  $A$  の増加とともに単調に減少していることがわかる。式(6)から、この変化は  $\Delta T_c$  か  $\bar{\nu}$  のどちらか、あるいは両方が原因であることが予想できるが、 $\bar{\nu}$  の変化は  $\Delta T_c$  の変化に比べて小さいため、 $Ma_c$  の減少は  $\Delta T_c$  の減少が主たる理由であることがわかっている。つまり、液柱の相対的な高さが増加すると、より小さい駆動力で表面張力流が不安定化するといえる。図 6(2)において、 $A \leq 0.5$  の短い液柱では  $F_c$  も単調に減少していることがわかるが、このとき、振動周波数以外にも液

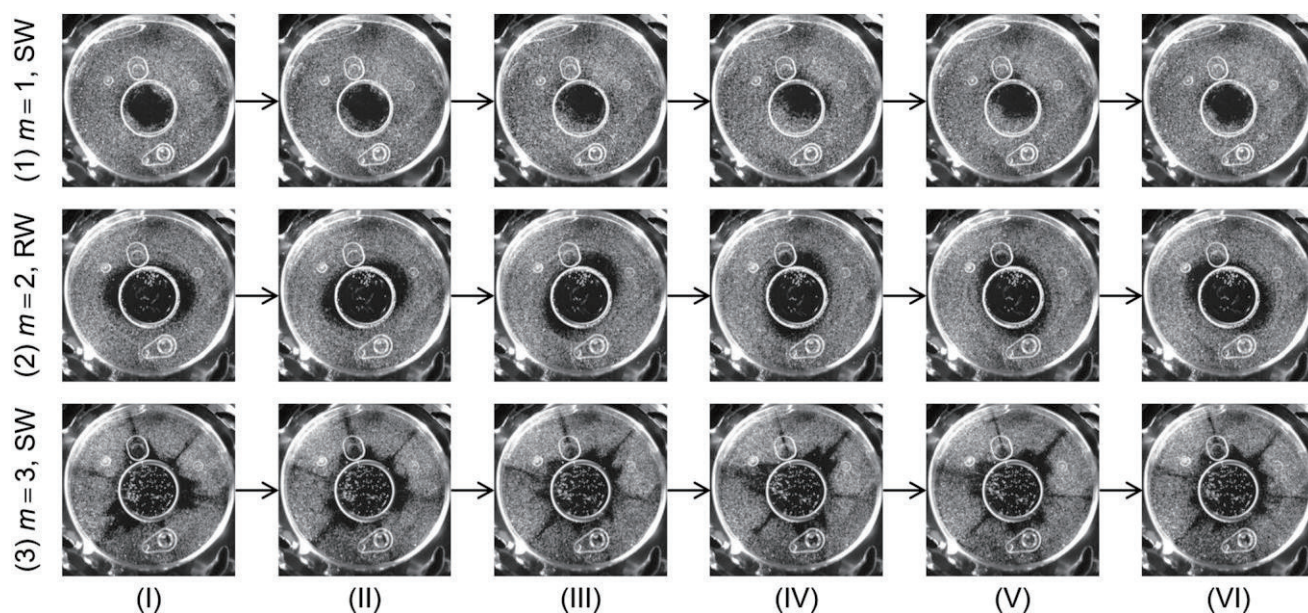


図7 高プラントル数液柱内の表面張力流のさまざまな振動様式

柱内の流れは大きく変化していることが確認されている。

振動流には様々な種類があり、振動タイプと周方向モード数  $m$  などの特徴づけられている<sup>[17]</sup>。振動タイプには脈動型 (standing-wave type, 以下, SW 型) と回転型 (rotating-wave type, 以下, RW 型) の二つがある。SW 型の振動流では、中心軸を通る特定の断面で流れが往復振動する。一方, RW 型の振動流では、全体が周方向に回転する。これらの振動タイプの名称に「wave (波)」という単語が用いられているのは、振動流状態では液柱の自由表面上を低温流体の波 (hydrothermal wave) が伝播するためであるが、その詳細についてはここでは述べないことにする。 $m$  は液柱の周方向に存在する構造の数であり、整数値を取る。

図7はさまざまな振動流を可視化した結果である。液柱内のトレーサ粒子を加熱ディスク越しに CCD カメラで撮影し、1/6 振動周期ごとの時間変化を示している。液柱の中心部は流速が遅く、そのような部分にはトレーサ粒子が侵入することができず、粒子不在領域が形成される。この粒子不在領域の挙動や形状から、振動タイプと周方向モード数を見極めることが出来る。図7(1)–(3)の粒子不在領域の形状は円形、楕円形、三角形であり、対応する周方向モード数はそれぞれ  $m=1, 2, 3$  である。また、図7(1)では粒子不在領域全体が、図7(3)では三角形の粒子不在領域の各頂点が往復しているため、SW 型の振動流が生じていることがわかる。図7(2)では楕円形の粒子不在領域が反時計方向に回転しているため、RW 型の振動流に分類される。これらの結果から、ひとえに振動流といってもさまざまな種類が存在していることがわかる。周方向モード数  $m$  は液柱の高さに依存し、 $A$  が小さいと  $m$  が大きく、 $A$  が大きいと  $m$  が小さくなる傾向があることが知られている。図6の  $A \leq 0.5$  の条件では、 $A$  の増加とともに  $m$  が4から1まで減少することが確認されている<sup>[21]</sup>。また、中立安定曲線付近では、RW 型の振動流よりも SW 型の振動流のほうが出現しやすいことが本微小重力実験や過去の地上実験で確認されているが、明確な規則性はまだ明らかにされていない。

$A \leq 0.5$  の短い液柱では、プラントル数とディスク直径が異なっても  $Ma_c$  と  $F_c$  の  $A$  に対する傾向に違いは確認できない。一方、 $A \geq 0.5$  の長い液柱では、実験条件によって表面張力流の不安定化の傾向が大きく異なり、とくに  $A \geq 1.50$  においてプラントル数の影響が顕著である。プラントル数が  $Pr=112, 207$  の場合には振動周波数はあまり変化せず、 $F_c \approx 0.6$  で一定となっている。それに対してプラントル数が  $Pr=67$  の場合、 $A \approx 1.5$  で振動周波数が約 1/3 に急落し、 $F_c \approx 0.2$  で一定となっている。このような違いが表れたのは、軸方向の流れの構造の違いに原因があることが本研究で明らかになったが、その詳細については後述する。

### 3.2. 流れの可視化計測結果

本微小重力実験で使用された装置には、加熱ディスク上部に三台の CCD カメラが取り付けられているが、これらのカメラは液柱内の表面張力流を三次元的に計測するために使用された。図8は計測結果の一例であり、 $Pr=207$ ,  $D=50$  mm,  $H=25$  mm ( $A=0.5$ ) の定常状態 ( $\Delta T < \Delta T_c$ ) の表面張力流の速度場のベクトル図を示している。液柱内には軸対称な流れが生じており、同じ半径-軸方向断面にすべての結果を投影すると、円環状の対流が生じていることが

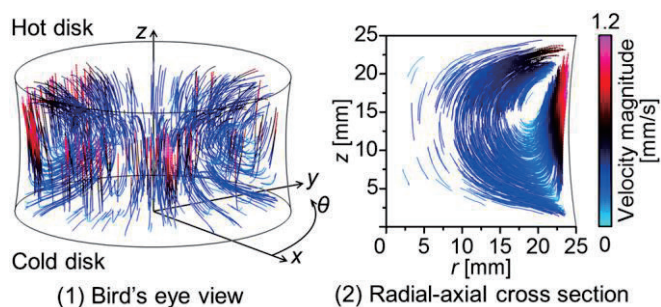


図8 3-D PTVによる可視化計測の結果：(1)鳥瞰図と(2)半径-軸方向断面への投影図。



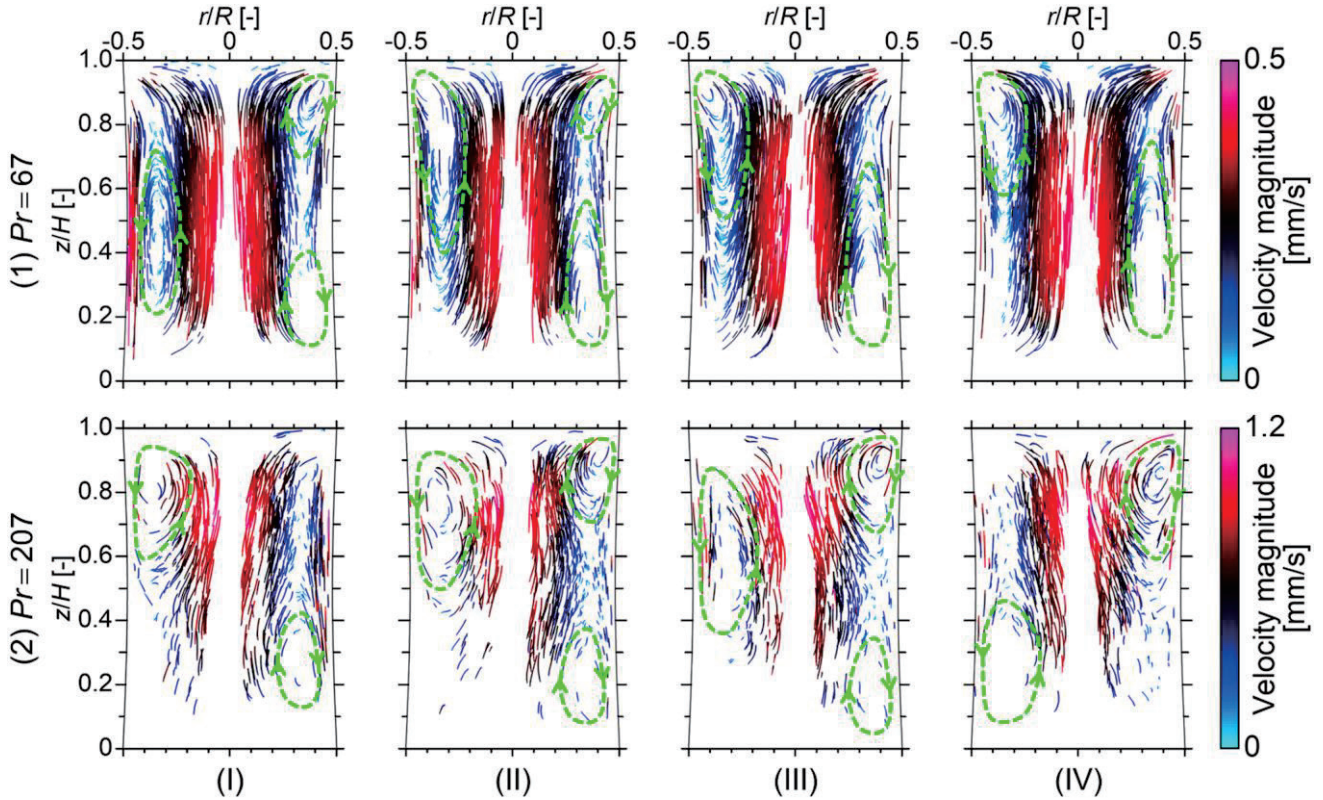


図9 振動流状態の表面張力流の3-D PTV計測結果：(1)  $Pr = 67$  と (2)  $Pr = 207$ 。

確認できる(図8(2))。この結果は三次元のPTV<sup>[19]</sup>(以下、3-D PTV)によって得られたものである。

3-D PTVは、流れ場に投入されたトレーサー粒子を複数台のカメラでステレオ撮影することで、トレーサー粒子の動きを空間的に計測するものであり、その主な解析プロセスは(1)カメラ校正、(2)粒子検出、(3)粒子追跡、(4)三次元再構築である<sup>[19]</sup>。カメラ校正では、液柱内に配置された基準点をカメラで撮影し、それらの画像上の座標(ピクセル単位)と空間内の座標(メートル単位)を関係付けるためのカメラパラメータを算出する。次に各カメラで撮影された画像上でトレーサー粒子を検出し、そしてそれらの動きを追跡する。最後に、カメラ校正で算出したカメラパラメータを用いて、画像上のトレーサー粒子の動きを、三次元の空間内の動きに再構築する。詳細については省略するが、本実験で計測した表面張力流の速度情報は、数値シミュレーション結果ともよく一致しており、精度の高い計測が行われた<sup>[20]</sup>。

図9は振動流状態の表面張力流を3-D PTVで計測した結果であり、速度ベクトル分布の1/6振動周期ごとの時間変化を示している。実験条件は $D = 30 \text{ mm}$ 、 $H = 45 \text{ mm}$ ( $A = 1.5$ )であり、 $\Delta T$ は $\Delta T_c$ よりもわずかに大きい。液柱のプラントル数は(1)  $Pr = 67$  と (2)  $Pr = 207$  であり、それぞれ図6で振動周波数 $F_c$ が急落した条件とそうでない条件に対応している。これらの流れはどちらも周方向モード数 $m = 1$ のSW型の振動流であり、流れは単一の半径-軸方向断面で振動している。図9は、この断面上に速度ベクトルを投影したものである。この断面上ではロール状の構造を確認することができ(緑色の破線矢印)、それが時間とともに軸方向に動いていることがわかる。図9(1)の $Pr = 67$ の結果では、ロール状の構造は冷却ディスク側から加熱

ディスク側(下から上)に向かって伝播しているが、図9(2)の $Pr = 207$ の結果では、ロール状の構造が加熱ディスク側から冷却ディスク側(上から下)に伝播しており、このような軸方向の構造の違いが図6の振動周波数 $F_c$ の違いの原因であることが本研究で明らかになった。この結果は、液柱内の表面張力流の軸方向の構造がプラントル数に依存することを示唆している。

液柱内の流れを正確に計測するためには、ある程度大きなディスク(直径10mm以上)を使用する必要があるが、大きなディスクで高アスペクト比の液柱を形成するには微小重力環境は必須である。本研究で得られた結果はまさに微小重力環境の恩恵を受けたものであり、微小重力実験により液柱内の表面張力流の不安定性現象の解明に近づいたといえる。

#### 4. 結言

本稿は高プラントル数液柱内の表面張力流に関する微小重力実験を紹介するものである。表面張力流に関する研究は世界中の科学者によって長きにわたり行われているが、まだ不明なことも多く、現在も多くの研究が行われている。日本も表面張力流に関する研究に力を入れており、国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」では大規模なプロジェクトが実施された。本プロジェクトはさまざまな成果をあげており、表面張力流の不安定性の発現条件の計測、液柱内の流れの三次元的な計測などが行われた。現在、表面張力流に関する日欧共同の宇宙実験プロジェクト「Japanese-European Research Experiment on Marangoni Instability (通称、JEREMI)」も計画され<sup>[27, 28]</sup>、2021年以降の実施に向けて準備中であり、ますますの研究発展が期待されている。



## 謝辞

本稿は国際宇宙ステーションの日本実験棟「きぼう」で実施された微小重力実験を紹介するものである。多くの関係者の協力なしには本研究は成功しえず、ここに記して謝意を表する。

## 参考文献

- [1] G. Vázquez, E. Alvarez and J. M. Navaza, Surface tension of alcohol + water from 20 to 50 °C, *Journal of Chemical and Engineering Data*, 40 (3), 611–614 (1995).
- [2] 大坪史明, 桑原啓一, 土井隆雄, シリコンオイルおよびフロリナートの表面張力の温度依存性と経時変化について, *日本マイクログラビティ応用学会誌*, 18 (1), 29–34 (2001).
- [3] A. Bateni, A. Ababneh, J. A. W. Elliott, A. W. Neumann, A. Amirfazli, Effect of gravity and electric field on shape and surface tension of drops, *Advances in Space Research*, 36 (1), 64–69 (2005).
- [4] J. Thomson, On certain curious motions observable at the surfaces of wine and other alcoholic liquors, *Philosophical Magazine Series 4*, 10 (67), 330–333 (1855).
- [5] C. Marangoni, Ueber die ausbreitung der tropfen einer flüddigkeit auf der oberfläche einer anderen, *Annalen der Physik und Chemie*, 143, 337–354 (1871) (in Germany).
- [6] L. E. Scriven and C. V. Sternling, The Marangoni effects, *Nature*, 187 (4733), 186–188 (1960).
- [7] R. Vochten and G. Petre, Study of the heat of reversible absorption at the air-solution interface. II. Experimental determination of the heat of reversible absorption of some alcohols, *Journal of Colloid and Interface Science*, 42 (2), 320–327 (1973).
- [8] D. Schwabe and A. Scharmann, Some evidence for the existence and magnitude of a critical Marangoni number for the onset of oscillatory flow in crystal growth melts, *Journal of Crystal Growth*, 46 (1), 125–131 (1979).
- [9] 今石宣之, マランゴニ対流の基礎, *International Journal of Microgravity Science and Application*, 31, S5–S12 (2014).
- [10] M. Wanschura, V. M. Shevtsova, H. C. Kuhlmann and H. J. Rath, Convective instability mechanism in thermocapillary liquid bridges, *Physics of Fluids*, 7 (5), 912–925 (1995).
- [11] H. C. Kuhlmann, *Thermocapillary Convection in Models of Crystal Growth*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg (1999).
- [12] J. Masud, Y. Kamotani, S. Ostrach, Oscillatory thermocapillary flow in cylindrical columns of high Prandtl number fluids, *Journal of Thermophysics and Heat Transfer*, 11 (1), 105–111 (1997).
- [13] D. Schwabe, Thermocapillary liquid bridges and Marangoni convection under microgravity—Results and lessons learned, *Microgravity Science and Technology*, 26 (1), 1–10 (2014).
- [14] T. Yano, K. Nishino, S. Matsumoto, I. Ueno, A. Komiya, Y. Kamotani and N. Imaishi, Overview of “Dynamic Surf” project in Kibo—Dynamic behavior of large-scale thermocapillary liquid bridge in microgravity, *International Journal of Microgravity Science and Application*, 35 (1), 35102 (2018).
- [15] H. Kawamura, K. Nishino, S. Matsumoto and I. Ueno, Report on microgravity experiments of Marangoni convection aboard International Space Station, *Transactions of the ASME, Journal of Heat Transfer*, 134 (3), 031005 (2012).
- [16] Q. Kang, D. Wi, L. Duan, L. Hu, J. Wang, P. Zhang and W. Hu, The effects of geometry and heating rate on thermocapillary convection in the liquid bridge, *Journal of Fluid Mechanics*, 881, 951–982 (2019).
- [17] I. Ueno, S. Tanaka and H. Kawamura, Oscillatory and chaotic thermocapillary convection in a half-zone liquid bridge, *Physics of Fluids*, 15 (2), 408–416 (2003).
- [18] 可視化情報学会編, PIV ハンドブック (第 2 版), 森北出版 (2018).
- [19] K. Nishino, N. Kasagi and M. Hirata, Three-dimensional particle tracking velocimetry based on automated digital image processing, *Transactions of the ASME, Journal of Fluids Engineering*, 111 (4), 384–391 (1989).
- [20] G. E. Elsinga, F. Scarano, B. Wieneke and B. W. van Oudheusden, Tomographic particle image velocimetry, *Experiments in Fluids*, 41 (6), 933–947 (2006).
- [21] K. Nishino, T. Yano, H. Kawamura, S. Matsumoto, I. Ueno and M. K. Ermakov, Instability of thermocapillary convection in long liquid bridges of high Prandtl number fluids in microgravity, *Journal of Crystal Growth*, 420, 57–63 (2015).
- [22] T. Yano, K. Nishino, S. Matsumoto, I. Ueno, A. Komiya, Y. Kamotani and N. Imaishi, Report on microgravity experiments of dynamic surface deformation effects on Marangoni instability in high-Prandtl-number liquid bridges, *Microgravity Science and Technology*, 30 (5), 599–610 (2018).
- [23] 後藤雅享, 村上敬司, 大熊隼人, 「きぼう」の実験環境と生活振動, *日本マイクログラビティ応用学会誌*, 28 (1), 8–12 (2011).
- [24] A. Sanz and J. L. Diez, Non-axisymmetric oscillations of liquid bridges, *Journal of Fluid Mechanics*, 205, 503–521 (1989).
- [25] F. Preisser, D. Schwabe and A. Scharmann, Steady and oscillatory thermocapillary convection in liquid columns with free cylindrical surface, *Journal of Fluid Mechanics*, 126, 545–567 (1983).
- [26] T. Yano, K. Nishino, H. Kawamura, I. Ueno, S. Matsumoto, M. Ohnishi and M. Sakurai, 3-D PTV measurement of Marangoni convection in liquid bridge in space experiment, *Experiments in Fluids*, 53 (1), 9–20 (2012).
- [27] H. C. Kuhlmann, M. Lappa, D. Melnikov, R. Mukin, F. H. Muldoon, D. Pushkin, V. Shevtsova and I. Ueno, The JEREMI-project on thermocapillary convection in liquid bridges. Part A: Overview of particle accumulation structures, *Fluid Dynamics & Material Processing*, 10 (1), 1–36 (2014).
- [28] V. Shevtsova, Y. Gaponenko, H. C. Kuhlmann, M. Lappa, M. Lukasser, S. Matsumoto, A. Mialdun, J. M. Montanero, K. Nishino and I. Ueno, The JEREMI-project on thermocapillary convection in liquid bridge. Part B: Overview on impact of co-axial gas flow, *Fluid Dynamics & Material Processing*, 10 (2), 197–240 (2014).